Caractérisation expérimentale de l'aérodynamique d'un jet annulaire à très grand rapport de diamètres.

Gildas Lalizel

▶ **To cite this version:**

Gildas Lalizel. Caractérisation expérimentale de l'aérodynamique d'un jet annulaire à très grand rapport de diamètres.. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université de Rouen, 2004. Français. NNT : . tel-00012179

HAL Id: tel-00012179

https://theses.hal.science/tel-00012179

Submitted on 25 Apr 2006

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.

THESE

Présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE ROUEN

En vue de l'obtention du Doctorat
Discipline : Physique
Spécialité : Energétique

Par

Gildas LALIZEL

CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE L'AERODYNAMIQUE D'UN JET ANNULAIRE À TRES GRAND RAPPORT DE DIAMETRES.

Co-directeurs de thèse : Béatrice Patte-Rouland et Pierre Paranthoën

Soutenue le 26 novembre 2004

PRESIDENT DU JURY	**M. Trinité**	D.R. CNRS, CORIA UMR 6614.
RAPPORTEURS	**J.Borée**	Professeur à l'université de Poitiers.
	C. Rey	Professeur à l'université d'Aix-Marseille III.
EXAMINATEURS	**B. Patte-Rouland**	M.C. à l'université de Rouen.
	P. Paranthoën	D.R. CNRS, CORIA UMR 6614.
	R. Rajaona.	Professeur à l'université du havre.

TABLE DES MATIERES.

CHAPITRE I ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DES JETS ANNULAIRES. 11

I-1 DEFINITION DU JET ANNULAIRE. 13
I-2 TRAVAUX EXPERIMENTAUX ANTERIEURS. 13
I-2.1 Caractéristique générales de l'écoulement moyen 14
I-2.2 Etude de la transition laminaire-turbulent, morphologies des jets annulaires. 17
I-2.3 Description des instabilités présentes dans la zone initiale de l'écoulement. 18
I-3 TRAVAUX NUMERIQUE ANTERIEURS. 19
I-4 SYNTHESE DE L'ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE, OBJECTIF DE CE TRAVAIL. 19

CHAPITRE II DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX, DIAGNOSTICS DE MESURES ET TRAITEMENTS DU SIGNAL UTILISES 21

II-1 CARACTERISATION DE LA BUSE 23
II-1.1 Géométrie de la buse 23
II-1.2 Repères et systèmes d'axes. 24
II-1.3 Profil de vitesses en sortie de buse. 25
II-2 DIAGNOSTICS DE MESURE NON INTRUSIFS 27
II-2.1 Technique de visualisation de l'écoulement : Tomographie rapide 27
II-2.2 Technique de mesure de vitesses à deux composantes. 27
II-2.2.1 L'anémométrie Doppler laser. 27
II-2.2.1.1 Principe de la mesure. 27
II-2.2.1.2 La chaîne d'acquisition d'A.D.L. 28
II-2.2.2 La Vélocimétrie par Image de Particules (P.I.V.). 30
II-2.2.2.1 Principe de la mesure par P.I.V. 30
II-2.2.2.2 La chaîne d'acquisition P.I.V. 31
II-2.2.2.3 Convergence des moments des vitesses. 32
II-2.3 Ensemencement. 33
II-3 DIAGNOSTIC DE MESURE INTRUSIF : LE FIL CHAUD 35
II-3.1 Principe de la mesure par fil chaud. 35
II-3.2 Chaîne de mesure par fil chaud 36
II-3.3 Convergence des moments. 37
II-4 DIAGNOSTICS DE TRAITEMENTS DU SIGNAL. 38
II-4.1 Analyses spatiales disponibles pour filtrer les champs de vitesses. 38
II-4.1.1 La décomposition de Reynolds. 38
II-4.1.2 La triple décomposition de Reynolds. 38
II-4.1.3 La décomposition de Favre 39
II-4.1.4 La décomposition L.E.S. 39
II-4.1.5 La Décomposition Orthogonale en modes Propres (P.O.D.) 39
II-4.1.5.1 Description mathématique de la P.O.D. 39
II-4.1.5.2 Relations entre les valeurs propres et l'énergie cinétique du système 40
II-4.1.5.3 Avantages et inconvénients de la P.O.D. 41
II-4.1.5.4 Méthodes des Snapshots. 41
II-4.2 Calcul des coefficients d'autocorrélations. 42
II-4.2.1 Coefficient d'autocorrélation spatial. 42
II-4.2.2 Coefficient d'autocorrélation appliqué à un échantillonnage à pas variable : application de la M.P.I.D. 43
II-4.2.3 Méthodes de détermination de l'échelle de Taylor. 44
II-4.2.4 Validation de la MPID pour la détermination des échelles intégrales et de Taylor. 45
II-4.3 Hypothèse de Taylor. 47

II-4.4 Détermination du taux de dissipation moyen <ε>. 48

CHAPITRE III CARACTERISATION AERODYNAMIQUE DE LA ZONE INITIALE DU JET ANNULAIRE. 51

III-1 ETUDE GLOBALE DE LA ZONE INITIALE. 53
III-1.1 Observations qualitatives des plans longitudinaux et transversaux du jet annulaire. 53
III-1.2 Observations quantitatives des plans longitudinaux. 55
III-1.2.1 Etude des champs de vitesses. 55
III-1.2.2 Etude du profil des vitesses longitudinales sur l'axe du jet. 59
III-2 ETUDE DES COUCHES DE MELANGE DU JET. 61
III-2.1 Etude qualitative de la couche de mélange externe. 61
III-2.2 Etude des profils de vitesses. 62
III-2.2.1 Etude des champs de vitesses. 62
III-2.2.2 Etudes de l'évolution des profils de vitesses. 64
III-2.2.3 Etude des corrélations croisées <u'v'>. 66
III-2.2.4 Vorticité, contraintes d'étirements et de cisaillements. 69
III-2.2.4.1 Etude des champs des premiers moments des contraintes de vorticité, d'étirements et de cisaillement. 69
III-2.2.4.2 Etude des champs instantanés. 70
III-2.3 Caractérisation spectrale des structures des zones de mélange de la zone initiale du jet annulaire. 76
III-2.3.1 Description des densités spectrales des deux zones de mélanges. 76
III-2.3.2 Conclusion sur l'étude spectrale des deux couches de mélanges. 80
III-2.4 Détermination des vitesses de convection des structures de la zone initiale du jet annulaire. 81
III-2.4.1 Mesure à partir des champs de vitesses P.I.V. et des mesures de fil chaud. 82
III-2.4.2 Mesure à partir de la P.O.D. appliquée à des images tomographiques. 84
III-2.4.2.3 Modes propres. 84
III-2.4.2.4 Valeurs propres. 85
III-2.4.2.5 Calcul de la vitesse de convection des anneaux. 86
III-2.4.3 Conclusion sur les vitesses de convections des anneaux primaires. 87
III-2.5 Conclusion sur l'étude des zones de mélange externe et interne de la zone initiale du jet annulaire. 87
III-3 ETUDE DU POINT DE STAGNATION DU JET ANNULAIRE. 89
III-3.1 Application de la P.O.D. sur les fluctuations de vitesse du point de stagnation. 89
III-3.1.1 Modes propres. 89
III-3.1.2 Valeurs propres. 91
III-3.1.3 Interprétation des modes propres pour l'étude des fluctuations des vitesses transversales au niveau du point de stagnation. 91
III-3.2 Etudes temporelles des fluctuations du point de stagnation. 92
III-3.2.1 Uo= 8 m/s 92
III-3.2.2 Uo=15 m/s 94
III-3.2.3 Uo= 30 m/s 95
III-3.3 Conclusion sur l'étude du point de stagnation. 96

CHAPITRE IV ETUDE DE LA ZONE INTERMEDIAIRE ET DE LA ZONE DE JET PLEINEMENT DEVELOPPE. 99

IV-1 DETERMINATION DE LA ZONE DE JET PLEINEMENT DEVELOPPE. 101
IV-1.1 Etude des profils des vitesses longitudinales sur l'axe du jet annulaire. 101
IV-1.2 Etude des profils des moments des vitesses longitudinales. 103
IV-1.3 Etude des profils des vitesses transversales. 106

IV-2 EVOLUTION LONGITUDINALE DU DEBIT DE QUANTITE DE MOUVEMENT M ET DU DEBIT MASSIQUE Q DU JET. 107
IV-3 ETUDE DE LA TURBULENCE DE LA ZONE DE JET PLEINEMENT DEVELOPPE DU JET ANNULAIRE. 110
IV-3.1 Détermination des échelles caractéristiques de la turbulence. 110
IV-3.1.1 Echelle de Taylor, échelle intégrale. 110
IV-3.1.2 Echelle intégrale. 111
IV-3.1.3 Nombres de Reynolds turbulent. 112
IV-3.1.4 Estimation du terme de dissipation. 112
IV-3.1.5 Echelle de Kolmogorov. 113
IV-3.1.6 Relations entre les différentes échelles de la turbulence. 114
IV-3.2 Phénomène d'intermittence à petites échelles. 115
IV-4 CONCLUSION SUR L'ETUDE DE LA ZONE DE JET PLEINEMENT DEVELOPPE. 117

CHAPITRE V DISCUSSION. 119

V-1 DYNAMIQUE DU JET ANNULAIRE. 121
V-1.1 Aspect général. 121
V-1.2 Evolution des grandeurs caractéristiques en fonction de r. 122
V-1.2.1 Taille de la zone de recirculation L_{rz}. 122
V-1.2.1.1 Evolution du rapport L_{rz} /Di en fonction de r. 122
V-1.2.1.2 Evolution de la taille de la zone de recirculation L_{rz} en fonction de Re_{Dh}. 124
V-1.2.2 Evolution du rapport l_{cp}/L_{rz} en fonction de r. 125
V-1.2.3 Position du point de rattachement PR*. 127
V-1.2.4 Evolution des paramètres moyens Um, et b en fonction de X*. 128
V-1.2.5 Autosimilarité. 129
V-2 JET ROND EQUIVALENT. 131
V-2.1 Définition du jet rond équivalent. 131
V-2.2 Variations des caractéristiques du jet annulaire en fonction de X'*. 132
V-2.2.1 Profils longitudinaux des vitesses moyennes Um. 132
V-2.2.2 Profils longitudinaux de la demi largeur b. 133
V-2.2.3 Autosimilarité. 133
V-2.3 Comparaison des termes turbulents. 135
V-2.3.1 intensité de turbulence 135
V-2.3.2 Echelle intégrale Λ et échelle de Taylor λ. 136
V-2.3.3 taux de dissipation $<\varepsilon>$, échelles de Kolmogorov η. 137
V-2.3.4 Conclusion de la comparaison des termes turbulents. 139
V-2.4 étude du taux d'entraînement. 139
V-2.4.1 Comparaison du taux d'entraînement du jet rond équivalent avec celui du jet rond. 139
V-2.4.2 Influence du rapport r sur l'entraînement du jet annulaire. 142
V-2.4.3 Invariant de Ricou et Spalding. 143
V-3 ASYMETRIE DU JET. 144
V-3.1 Asymétrie instantanée de la zone de recirculation. 144
V-3.1.1 Caractérisation du sillage derrière l'obstacle. 144
V-3.1.2 Asymétrie instantanée de l'écoulement dans la zone de recirculation. 145
V-3.1.3 Scénario simplifié de l'évolution temporelle de l'écoulement dans la zone de recirculation. 147
V-3.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux et numériques de Del Taglia. 149

CHAPITRE VI CONCLUSION. 153

CHAPITRE VII ANNEXES. 159

VII-1 INSTABILITE DE KELVIN-HELMHOLTZ.....161
VII-1.1 Théorie linéaire des instabilités de Kelvin-Helmholtz. 162
VII-1.2 Instabilités secondaires.....164
VII-2 PROFILS DES VITESSES DANS LES COUCHES DE MELANGE EXTERNE ET INTERNE DE LA ZONE INITIALE.....165
VII-3 DEFINITIONS DES DIFFERENTES CONTRAINTES APPLIQUEES A UNE PARTICULE FLUIDE. 169
VII-4 DETERMINATION DE LA VITESSE DE CONVECTION DE TOURBILLONS PAR L'UTILISATION DE LA DECOMPOSITION EN MODES PROPRES, P.O.D. 171
VII-4.1 Application sur des images synthétiques. 171
VII-4.2 Application sur des champs synthétiques de l'allée de Bénard Von Karman. 174
VII-4.3 Application sur des champs expérimentaux de l'allée de Bénard Von Karman.....175
VII-4.3.1 Champs de la norme de la vitesse. 175
VII-4.3.2 Champs de température. 176
VII-5 COMPARAISON ENTRE LES DENSITES SPECTRALES DES VITESSES LONGITUDINALES DE LA ZONE DE MELANGE EXTERNE DE LA ZONE INITIALE DU JET ANNULAIRE ET LA ZONE INTERNE. 179
VII-6 FONCTIONS DENSITES DE PROBABILITE DES VITESSES LONGITUDINALES MESUREE APRES LE POINT DE RATTACHEMENT DU JET ANNULAIRE. 185
VII-7 SPECTRES ET SPECTRES COMPENSES DE TURBULENCE. 189
VII-8 FONCTIONS DENSITES DE PROBABILITE DES INCREMENTS DE VITESSES SUR L'AXE DU JET DANS LA ZONE DE JET PLEINEMENT DEVELOPPE. 191

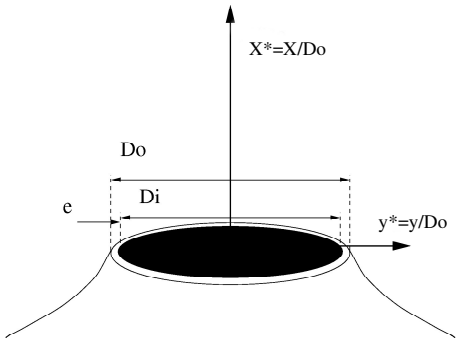
NOMENCLATURE:

Do	Diamètre externe de la buse du jet annulaire
Di	Diamètre interne de la buse du jet annulaire
e	Épaisseur de l'anneau
r	Rapport des diamètres Di/Do
RB	Rapport de blocage Di^2/Do^2
X*	Coordonnée longitudinale adimensionnée par Do
y*	Coordonnée transversale adimensionnée par Do
Uo	Vitesse à la sortie de la buse
U*	Vitesse longitudinale adimensionnée par Uo
Uc*	Vitesse de convection adimensionnée par Uo
Um	Vitesse longitudinale maximale d'un profil
V*	Vitesse transversale adimensionnée par Uo
W*	Vitesse azimutale adimensionnée par Uo
u'	Ecart type de la vitesse longitudinale
v'	Ecart type de la vitesse transversale
S	Coefficient d'asymétrie
F	Coefficient d'aplatissement
ν	Viscosité cinématique
Re_x	Nombre de Reynolds basé sur l'échelle x
ϕ_i	Mode propre d'ordre i
λi	Valeur propre d'ordre i
$a_{i,k}$	Coefficient de reconstruction du mode k et du champ instantané i
ρ	Coefficient d'autocorrélation
Λ	Echelle spatiale intégrale
λ	Echelle spatiale de Taylor
$<\varepsilon>$	Taux de dissipation moyen
η	Echelle de Kolmogorov
S_2	Fonction de structure d'ordre 2
S_3	Fonction de structure d'ordre 3
$Re\lambda$	Nombre de Reynolds turbulent
θe	Epaisseur de quantité de mouvement mesurée à la sortie du jet
$St\xi$	Nombre de Strouhal basé sur l'échelle x
ω_i	Composante de la vorticité dans la direction i
σ_s	Contrainte de cisaillement
σ_n	Contrainte d'étirement
M	Débit de quantité de mouvement
Mo	Débit de quantité de mouvement à la sortie du jet
Q	Débit du fluide
Qo	Débit du fluide à la sortie du jet
Lrz	Longueur de la zone de recirculation du jet annulaire
lcp	Longueur du cœur potentiel annulaire du jet.
PR	Position longitudinale du point de rattachement
Deq	Diamètre équivalent à un jet rond
X'*	Distance longitudinale adimensionnée par Deq

X_0	Origine virtuelle d'un jet rond
b	Demi-largeur du jet
Fi	Force d'inertie en sortie de jet
Fp	Force de pression dans la zone de recirculation

Introduction

Les jets turbulents sont parmi les écoulements les plus étudiés à la fois en raison de leur présence fréquente dans la nature et de leur utilisation dans de nombreuses applications industrielles. Ces écoulements ont également fait l'objet de nombreuses études académiques car ils possèdent généralement une géométrie simple et que l'on peut les considérer comme une source de quantité de mouvement injectée dans un milieu semi-infini. Une classe relativement importante de jets turbulents est de nature axisymétrique par rapport à un axe passant par le centre de gravité de la buse de sortie. Parmi ceux-ci , le jet le plus simple, le jet rond possède une buse circulaire de diamètre D à travers laquelle on injecte un fluide à débit constant. Des jets plus complexes de nature également axisymétrique, comme le jet coaxial, sont également très étudiés. Dans ce dernier cas, l'injection de fluide se fait généralement par l'intermédiaire de deux buses. La première, centrale, est circulaire et la seconde, concentrique, est en forme d'anneau. Dans le cas limite où le jet central est absent, le jet coaxial tend vers un jet annulaire. Un jet annulaire est ainsi caractérisé géométriquement par le rapport r=Di/Do des diamètres interne Di et externe Do. Ce jet a, en sortie de buse, la forme d'un anneau d'épaisseur e.



On peut retrouver des écoulements de type jet annulaire dans différentes sortes d'écoulements industriels de natures stationnaire ou instationnaire comme le montrent les trois exemples suivants.

Ce type de jets est utilisé dans certains types de brûleurs, appelés « bluff-body ». Ces dispositifs permettent de réduire les émissions de polluants (oxydes de carbone et d'azote) issus de la combustion et d'améliorer la stabilité de la flamme. Un exemple d'une géométrie de « bluff-body » est présenté sur la figure I-1.

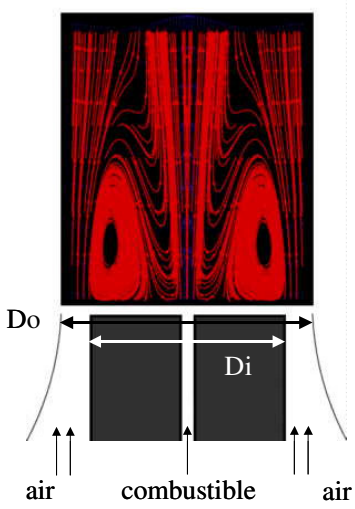
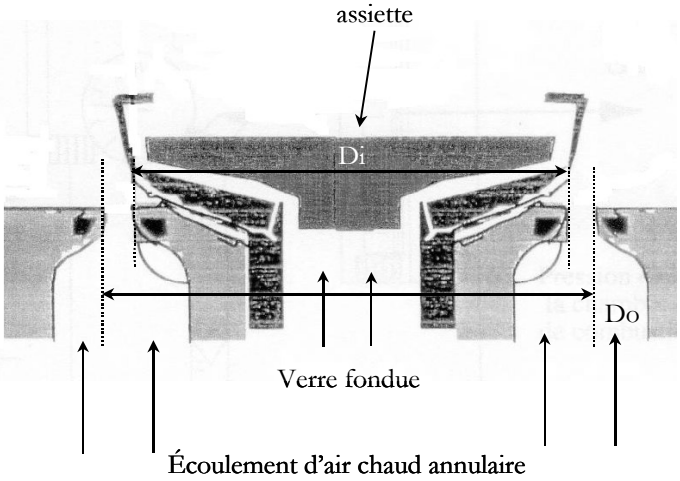


figure I-1: Lignes de courant derrière un bluff body (Aeromech, University of Sydney, Australie).

On observe que dans ce dispositif, l'air et le combustible sont injectés respectivement par un jet annulaire et par un jet central. Dans ce cas, la forme de l'obstacle utilisé est généralement un disque et les valeurs de r sont généralement comprises entre 0,5 et 0,92, Schefer et al. [99]. Les vitesses Uo en sortie de buse sont de l'ordre de la dizaine de m/s. On utilise dans ce cas, la zone de recirculation pour réinjecter les produits de combustion dans la zone de réaction de la flamme. C'est ce type de méthodes simples et efficaces appelées plus généralement méthodes F.G.R. pour Fuel Gaz Recirculation, qui permet de diminuer les rejets de NOx.

Le jet annulaire est également présent dans un des processus industriels utilisé par Isover Saint Gobain pour la fabrication de laine de verre servant pour l'isolation. Par le procédé T.E.L, un mélange de verre et de sable est porté à l'état liquide à 1450° et est ensuite étiré pour former des fibres de diamètre égal à quelques µm. Un schéma simplifié de ce dispositif est présenté sur la figure I-2 (b). Le verre fondu est introduit de façon continue au sein d'un écoulement de gaz chaud par l'intermédiaire d'une assiette en rotation percée d'un grand nombre de trous à sa périphérie. Les filets de verre fondu sont éjectés par la force centrifuge et se retrouvent au sein d'un écoulement de gaz chaud créé par un brûleur annulaire. Ce dernier sert à la fois à élever ou maintenir la température des fibres de verre émises et à les étirer par cisaillement. Dans ce dispositif, l'obstacle a la forme d'un disque d'épaisseur égale à la hauteur de l'assiette. Le rapport r est supérieur à 0,95 et la vitesse moyenne de sortie Uo est de l'ordre de 220 m/s.



a) b)

figure I-2 : photographie du procédé de fibrage du verre en fusion, Etirage des fibres par un jet annulaire (Saint Gobain).

On rencontre également des similitudes entre l'écoulement d'un jet annulaire et l'écoulement autour d'une soupape pendant le cycle d'admission d'un moteur à explosion. On peut observer sur le document présenté sur la figure I-3 la présence d'une zone de recirculation derrière la soupape et l'influence du confinement du cylindre sur l'écoulement. On peut noter par ailleurs que la zone de recirculation n'est pas symétrique par rapport à l'axe de la soupape. Le rapport r du jet annulaire derrière la soupape est dans ce cas de l'ordre de 0,88.

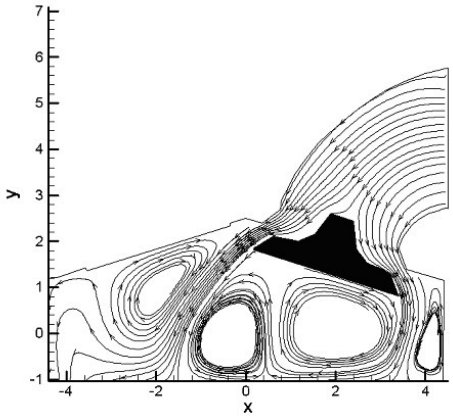


figure I-3 : Aérodynamique autour d'une soupape d'admission (INRIA).

Nous pourrions également évoquer l'utilisation des écoulements de jets annulaires dans des systèmes de refroidissement de postes de travail dans des locaux, Foss et al. [37] ou bien dans des systèmes antipollution permettant au moyen de cheminées annulaires de permettre une meilleure élévation initiale du panache et d'augmenter la dilution, Brendel [13].

Nous verrons dans la suite de ce mémoire que selon la distance à la buse de sortie, l'écoulement de jet annulaire possède successivement les caractéristiques d'un jet ou d'un sillage axisymétriques. Cette double nature à la fois de jet et de sillage fait que cet écoulement est très sensible aux instabilités. Elle le prédispose également a être manipulé pour augmenter ou diminuer, par exemple, son efficacité à réaliser un mélange. Ceci nécessite toutefois de bien connaître au préalable ses caractéristiques et les mécanismes responsables de ses propriétés.

Comme nous le découvrirons ultérieurement, les travaux effectués sur le jet annulaire représentent une infime partie des recherches publiées dans la littérature sur les écoulements de jets. Ces études ont souvent été réalisées pour des jets annulaires ayant un rapport de diamètres inférieur à 0,7. Nous avons mis en évidence dans les trois exemples décrits précédemment que les jets annulaires comportant un rapport de diamètres relativement élevé présentaient un grand intérêt. Pour cette raison, nous nous sommes intéressés dans ce mémoire à la caractérisation expérimentale d'un jet annulaire à grand rapport de diamètres en champs proche et lointain pour différents nombres de Reynolds.

Ce manuscrit se divise en 4 chapitres.

Dans le premier chapitre nous réaliserons une bibliographie des principaux résultats expérimentaux et numériques obtenus pour des jets annulaires. Nous verrons comment les expérimentateurs ont défini des zones caractéristiques de l'écoulement : zone initiale du jet, zone de transition, puis zone de jet pleinement turbulent.

Dans une seconde partie, nous présenterons le dispositif expérimental du jet annulaire étudié. Nous définirons ensuite les différents diagnostics de mesures de vitesses utilisés dans ce travail expérimental. Puis, nous présenterons les différentes méthodes de traitement du signal appliquées aux différentes mesures 1D et 2D : méthode de décomposition du signal appelé

Décomposition Orthogonale en modes Propres ou P.O.D. et les méthodes de détermination des grandeurs turbulentes.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les résultats de l'étude de la zone initiale du jet annulaire. Cette zone est comprise entre la sortie de buse et la fin de la zone de recirculation. Des images tomographiques et des mesures de P.I.V., d'A.D.L et de fil chaud ont permis de caractériser spatialement et spectralement les différentes structures de cette zone.

Dans le quatrième chapitre, nous présenterons les résultats de l'étude de la zone intermédiaire et de la zone de jet pleinement développé. Des mesures de fil chaud et d'A.D.L. ont permis de déterminer différentes quantités turbulentes.

Dans le cinquième chapitre, les principaux résultats expérimentaux décrits dans les chapitres précédents seront analysés. Ils seront comparés à des jets annulaires de différents rapports de diamètres et aux résultats de jets ronds présents dans la littérature. Cette discussion se focalisera successivement sur les caractéristiques moyennes de l'écoulement et la définition d'un jet rond équivalent. Les caractéristiques de la zone initiale de l'écoulement seront analysées. Nous terminerons cette discussion en étudiant au moyen de la Décomposition Orthogonale en modes Propres les raisons qui permettent d'obtenir en moyenne ou instantanément, une symétrie ou une asymétrie du jet par rapport à son axe.

Chapitre I Etude bibliographique des jets annulaires.

I-1 Définition du jet annulaire.

Dans un jet annulaire, l'écoulement de vitesse Uo est initialement contraint de traverser une buse de forme annulaire. Cet anneau possède un diamètre intérieur égal à Di et un diamètre extérieur égal à Do. La partie centrale qui représente un obstacle pour l'écoulement est souvent appelé « bluff-body ». Elle peut être de forme diverse (disque, cylindre, cône…). Les paramètres caractéristiques du jet annulaire non confiné sont principalement :

- r : le rapport des diamètres intérieur et extérieur, $r = \frac{Di}{Do}$.

- Re_e : le nombre de Reynolds défini par $Re_e = \frac{Uo(Do - Di)}{\nu}$ où υ représente la viscosité cinématique du fluide.

- α: le demi angle d'ouverture de l'obstacle central

- le paramètre de forme initiale du profil de vitesse qui peut varier d'un profil plat (de type « top-hat ») à un profil parabolique selon la valeur de l'épaisseur de la couche limite externe et de l'épaisseur initiale du jet e.

On peut également caractériser la géométrie du jet par le rapport de blocage $RB=r^2$ introduit par le « bluff-body ». L'angle α peut prendre, selon la forme géométrique de l'obstacle, des valeurs comprises entre 0° (pour un cylindre) à 90° (pour un disque).

I-2 Travaux expérimentaux antérieurs.

Les principales études expérimentales consacrées au jet annulaire que nous avons recensées sont répertoriées dans le tableau I-1. Dans ce tableau, les études sont caractérisées par les rapport r et RB, les nombres de Reynolds relatifs au diamètre hydraulique Dh et les différentes méthodes de diagnostics utilisés. Nous décrirons les principaux résultats obtenus dans ces études dans les paragraphes suivants.

On peut noter que l'étude des jets annulaires a commencé en 1964 par les travaux de Chigier et Beer [18]. Dans cette étude, les auteurs s'intéressaient au cas d'un injecteur coaxial composé d'un jet rond entouré d'un jet annulaire. Le jet annulaire était étudié comme cas limite où la vitesse centrale était nulle.

Les études expérimentales consacrées au jet annulaire se sont principalement focalisées dans trois directions principales : la détermination des caractéristiques moyennes de l'écoulement, l'étude de la transition laminaire-turbulent et la description des instabilités présentes dans la zone initiale de l'écoulement.

	Re_{Dh}	r	r^2	diagnostics utilisés
Chigier et Beer (1964)	145781	0.66	0.44	pressions statiques
Ko et Chan (1977)	110635	0.45	0.20	microphone
Ko et Chan (1978)	184391	0.45	0.20	microphone
Kuzov (1978)	212054	0.67	0.44	pressions statiques + fil chaud
Durao et Whitelaw (1978)	11224	0.45	0.20	A.D.L
	9784	0.63	0.39	
	8826	0.71	0.50	
	47165	0.45	0.20	
	41113	0.63	0.39	
	37088	0.71	0.50	
Lam et Ko (1986)	182006	0.46	0.21	microphone
	195959	0.45	0.21	
Kuhlman (1987)	152837	0.75	0.56	capteur de pression
Li et Tankin (1987)	120 à 4300	0.57	0.32	visualisations tomographiques
	120 à 4300	0.72	0.52	
	120 à 4300	0.85	0.72	
Aly (1991)	95880	0.96	0.91	A.D.L.
Nakazona (1991)	26128	0.20	0.04	fil chaud
	25438	0.30	0.09	
	24440	0.40	0.16	
	23094	0.50	0.25	
Huang et al. (1994)	100 à >1000	0.67	0.44	visualisations tomographiques
Ko et al. (1998)	195959	0.45	0.21	fils chauds croisés
Warda (1999)	12522	0.67	0.44	A.D.L
	22361	0.67	0.44	

tableau I-1 : Description des principales études expérimentales des jets annulaires.

I-2.1 Caractéristique générales de l'écoulement moyen

Les premiers travaux de Chigier et Beer [18] se sont appuyés sur des mesures de vitesse réalisées à différentes distances de la buse au moyen d'un tube de Pitot. Ces auteurs ont pu néanmoins déceler la présence d'une zone de recirculation de forme torique derrière la buse. Comme le montrent les résultats tracés sur la figure I-1, ils ont mis en évidence la présence initiale de deux pics sur les profils de vitesses longitudinales moyennes situés sur un même rayon. Ces pics convergent vers l'axe central et le jet présente à partir d'une certaine distance un maximum de vitesse longitudinale moyenne sur l'axe.

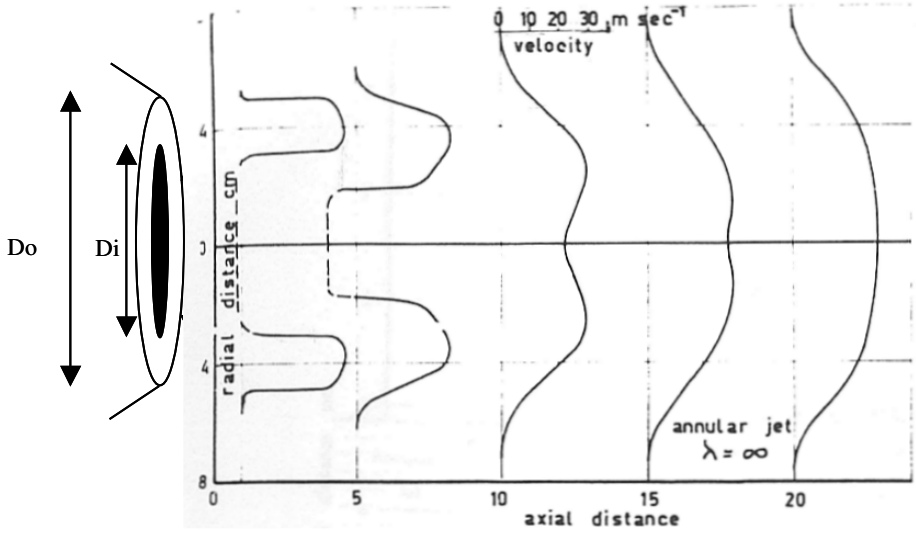


figure I-1 : Evolution longitudinale de la vitesse longitudinale, d'après Chigier et Beer [18], 1964.

Une description plus précise de l'écoulement du jet annulaire a été proposée par la suite par Davies et Beer [26]. Ces expérimentateurs ont effectué des mesures de l'écoulement moyen et de la turbulence pour des obstacles de formes diverses et des rapports de diamètre r compris entre 0,33 et 0,73 (0,11 < RB < 0,54). Ils ont montré en particulier que la longueur de la zone de recirculation décroît quand le rapport de blocage RB augmente et que le niveau de turbulence était particulièrement élevé derrière l'obstacle. Cette étude expérimentale les a conduit à décrire l'écoulement de jet annulaire en utilisant trois zones : une zone de recirculation, une zone de transition et une zone de jet pleinement établi. Dans la zone de recirculation, la composante de vitesse axiale est négative près de l'axe central. Cette zone se termine au point d'arrêt situé à l'endroit où le maximum des vitesses apparaît sur l'axe. La zone de jet pleinement établi débute à l'abscisse où le jet acquiert les propriétés d'un jet rond.

Durao et Whitelaw [34] ont également réalisé des mesures du champ de vitesse dans un jet annulaire au moyen de l'Anémométrie Doppler Laser. Dans cette étude, les rapports de diamètres r étaient compris entre 0,45 et 0,71 (0,2 < RB < 0,5) et les nombres de Reynolds Re_e variaient entre 3500 et 14600. Leurs mesures montraient également que la longueur de la zone de recirculation diminue quand le rapport r diminue et que cette longueur devient indépendante du nombre de Reynolds lorsque celui-ci augmente. Ils ont montré que le niveau des fluctuations de vitesse dans la direction de l'écoulement diminue lorsque r diminue et que dans la zone de recirculation les fluctuations de vitesses radiales étaient beaucoup plus importantes que les fluctuations de vitesses longitudinales. Les valeurs maximales des fluctuations longitudinales et radiales étaient observées respectivement près du point d'arrêt et du point d'inflexion du profil de vitesse moyenne longitudinale. À de plus grandes distances, dans la région où le jet annulaire se transforme en jet rond, les fluctuations de vitesse étaient presque isotropes.

Ko et Chan [59] ont étudié au moyen du fil chaud un jet annulaire avec un rapport de diamètres égal à 0,45 (RB=0,2) et à un nombre de Reynolds Re_e de l'ordre de 57000. Ils observaient que les points d'arrêt et de rattachement se trouvaient respectivement à 1,7 Do et 4 Do de la buse de sortie. Ils constataient une similarité des profils de vitesse moyenne et d'intensité de turbulence. Ils mentionnaient que comparativement au jet rond, le jet annulaire devenait pleinement développé à une distance inférieure (4-5 Do au lieu de 8 Do). A partir de leurs mesures, ces auteurs proposaient une description du jet annulaire légèrement différente de celle proposée par Davies et Beer [26]. Ils considéraient, comme le montre la figure I-2, également trois zones : zone initiale de convergence, zone intermédiaire et zone pleinement

développé. La principale différence avec la description de Davies et Beer [26] concernait la zone initiale qui était définie dans ce cas comme la fin du cœur potentiel de l'anneau.

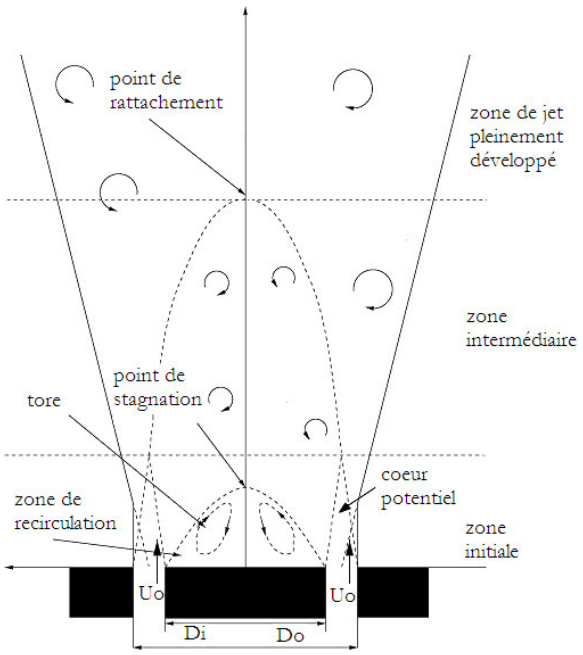


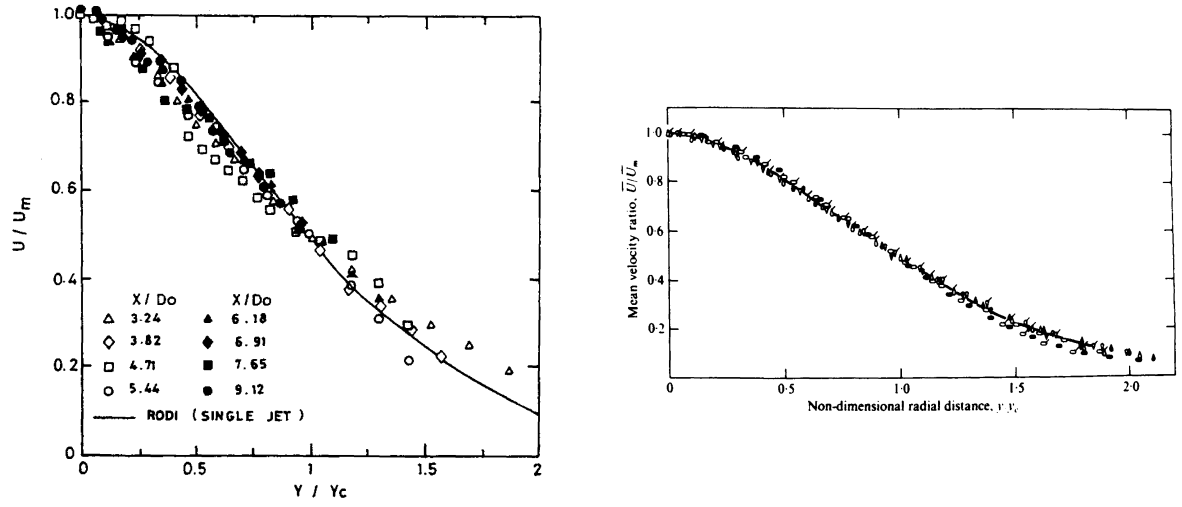
figure I-2: profil schématique de la région initiale du jet annulaire établi par Ko [59].

Kuhlman [63] a comparé les taux d'entraînement de l'air ambiant provoqués respectivement par un jet annulaire de rapport r égal à 0,75 (RB=0,56) et un jet rond à un nombre de Reynolds Re_D égal à 29000. Le débit massique est donné par l'équation I-1 dans laquelle K_1 et K2 sont respectivement le taux d'expansion de la demi-largeur b du jet et le taux de décroissance de la vitesse longitudinale sur l'axe du jet. Cette relation suppose l'autosimilarité des profils de vitesse, une forme gaussienne des profils et une évolution isentropique du fluide :

$$Q(X) \approx \pi \left(\frac{K_1^2}{K_2} \right) \left(\frac{X}{D_{ef}} \right) \quad \text{et} \quad D_{ef} = Dh \qquad \text{équation I-1}$$

Cette méthode n'est réalisable que dans la zone de pleinement développé, où le jet est autosimilaire. Kuhlman a mesuré que le taux d'entraînement du jet annulaire était supérieur de 12% au taux obtenu pour le jet rond.

Aly [5] s'est intéressé à l'écoulement en aval de la zone de recirculation d'un jet annulaire de rapport r égal à 0,96 (RB=0,91). Pour cette valeur élevée de r, il trouvait que le point de rattachement était situé à 1,18 Do. Comme Ko et Chan [59], il montrait la similarité des profils de vitesse moyenne et de l'intensité de turbulence pour les composantes longitudinales et radiales. Les profils adimensionnels de vitesse moyenne rejoignaient à grandes distances ceux obtenus par d'autres expérimentateurs pour un jet rond (figure I-3) En revanche, les profils de l'intensité de turbulence étaient similaires mais en désaccord avec les profils du jet rond étudiés par Wygnanski et Fiedler [116].



a) b)

figure I-3 : Profils autosimilaires des vitesses longitudinales à différentes distances à la buse a), pour Uo=36 m/s et un rapport des diamètres égal à 0,96, obtenu par Aly, [5] et b) pour Uo=50 m/s et un rapport de diamètres égal à 0,45, obtenu par Ko [59].

Warda et al. [112] ont étudié au moyen de l'Anémométrie Doppler Laser un jet annulaire ayant un rapport de diamètres r égal à 0,67 (RB=0,44) à un nombre de Reynolds Re_e=5000. Le jet possédait en sortie de buse une intensité de turbulence relativement élevée. Ils indiquaient que la longueur de la zone de recirculation était égale à 0,8 Do et que le maximum des vitesse moyenne diminuaient comme l'inverse de la distance à la buse dans la zone de jet pleinement développé.

I-2.2 Etude de la transition laminaire-turbulent, morphologies des jets annulaires.

Dans une étude réalisée avec un jet annulaire de rapport de diamètres r compris entre 0,56 et 0,85 (0,32< RB < 0,72), Li et Tankin [71] étudiaient la transition laminaire turbulent. Ils déduisaient de leurs mesures que celle-ci intervenait vers un nombre de Reynolds Re_e de l'ordre de 700-800. Ils constataient également, que dans ces deux régimes, comme pour les sillages, la longueur de la zone de recirculation Lrz était respectivement proportionnelle puis inversement proportionnelle au nombre de Reynolds.

Huang [47], en 1994, a étudié en fonction du nombre de Reynolds Re_{Di} les différentes morphologies d'un jet annulaire dont le rapport de diamètres est égal à 0,66, à partir de visualisations tomographiques dans le plan longitudinal. Il a référencié trois modes d'écoulement distincts qui sont présentés sur la figure I-4.

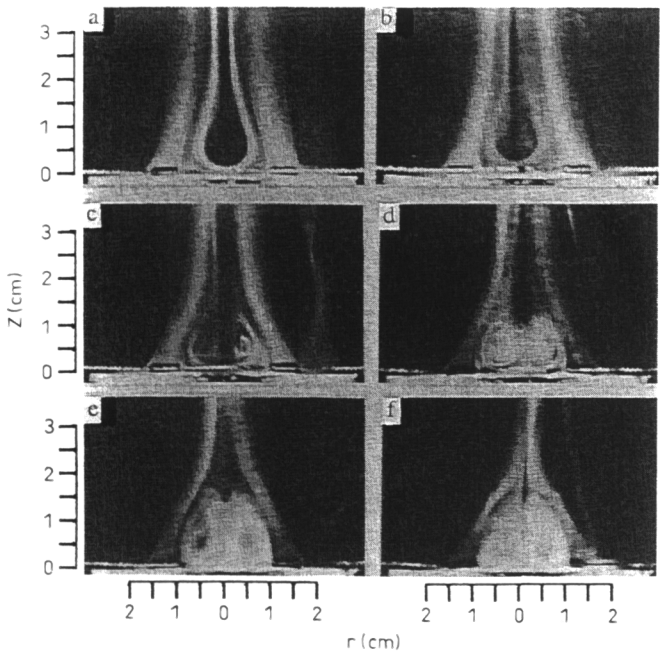


figure I-4 : Différents modes de morphologie du jet annulaire en fonction du nombre de Reynolds d'un jet ayant un rapport de diamètres égal à 0,67, d'après Huang et al. [47] en 1994. a) et b), « Q-tip », c) et d) « open-top toroid » et e) et f) « closed toroid ».

Le premier mode (figure I-4 (a) et (b)), qu'il nomme « Q-type », est observable lorsque Re_{Di} est inférieur à 390. La pression sub-atmosphérique est insuffisante pour créer une zone de recirculation parce que la vitesse est trop faible. L'écoulement du jet annulaire et l'écoulement présent initialement au centre de la buse ne se mélangent pas. Il existe une surface libre de séparation. On peut voir sur les images (a) et (b) qu'il n'y a pas de particules d'ensemencement sur l'axe du jet.

Le troisième mode, sur les images (e) et (f), appelé « closed toroïd type » existe pour Re_{Di} supérieur à 455. C'est le mode d'écoulement établi du jet annulaire. La surface libre de séparation s'est refermée et a fusionné avec l'axe axisymétrique pour former une bulle de recirculation de forme torique.

Le second mode, observable sur les images (c) et (d), « open-top toroïd type », est une transition du premier mode vers le troisième, pour $390 < Re_{Di} < 455$.

I-2.3 Description des instabilités présentes dans la zone initiale de l'écoulement.

Dès 1978, Ko ainsi que Lam, Chan et Leung [17][55][56][57][58][60][67][68] ont étudié les structures cohérentes présentes dans la zone initiale d'un jet annulaire possédant un rapport de diamètres r égal à 0,45 (RB=0,2). Ces mesures étaient réalisées au moyen de capteurs de pression donnant une information temporelle en un ou deux points et d'anémomètres à fils chaud. Différents types de structures étaient observées. Un premier type de structure était observé dans la couche de mélange externe du jet et ces tourbillons étaient liées au cisaillement entre le jet et l'air environnant. Ces structures sont semblables aux anneaux axisymétriques primaires que l'on trouve en champ proche d'un jet rond.

Le second type de structure se développe dans la couche de mélange interne du jet, entre le jet et la zone de recirculation. Ces structures sont également semblables aux anneaux primaires d'un jet rond.

Le dernier type de structure se développe dans le sillage de l'obstacle. Ko et al. observent une interaction entre les structures de la couche interne et les structures de sillages.

I-3 Travaux numérique antérieurs.

Comparées aux nombreux travaux expérimentaux que nous venons de décrire, les études numériques sont beaucoup moins nombreuses. Ceci peut s'expliquer par la complexité de l'écoulement qui présente, comme nous l'avons déjà mentionné, une zone de recirculation et des intensités de turbulence relativement élevées. Ces travaux numériques sont également moins nombreux que ceux consacrés aux jets coaxiaux en raison du plus grand nombres d'applications où l'on rencontre les jets coaxiaux. Parmi ces études numériques, nous en avons retenu trois qui figurent dans le tableau I-2. Pope et Whitelaw [88] ont réalisé des simulations d'écoulement de sillage avec et sans recirculation et parmi les cas traités figurait celui d'un jet annulaire de rapport r égal à 0,71. Dans cette étude, le modèle k-ε et deux versions de modèles de fermeture étaient utilisés. Les comparaisons avec les résultats expérimentaux de Durao et Whitelaw [34] montraient que la longueur de la zone de recirculation et les vitesses axiales sur l'axe central données par le modèle étaient inférieures aux valeurs expérimentales.

	Re_{Dh}	r	r^2	codes numériques
Pope et Whitelaw (1976)	?	0.71	0.5	RANS stationnaire modèle k-ε
Leschziner et Rodi (1981)	?	0.71	0.5	RANS stationnaire modèle k-ε
Del Taglia (2001) (2004)	2000 à 57000	0.55 à 0.99	0.30 à 0.99	RANS stationnaire et instationnaire

tableau I-2 : Description des principales études numériques des jets annulaires.

Leschziner et Rodi [70] ont également effectué des simulations dans le cas du même jet annulaire de rapport r égal à 0,71. Ils ont testé différents schémas de discrétisation et deux modifications du modèle k-ε standard. Ils ont montré que l'existence de la zone de recirculation était sensible au schéma de discrétisation choisi. Les vitesses axiales sur l'axe principal prédites par le modèle k-ε modifié étaient en bon accord avec les résultats expérimentaux. Le modèle k-ε modifié prenait en compte la courbure des lignes de courant par l'intermédiaire d'un coefficient Cμ variable. Plus récemment, Del Taglia [27][28] a réalisé des simulations stationnaires et instationnaires 3D des jets annulaires pour des rapports r élevés. Dans ce travail, plusieurs approches étaient utilisées pour la description des fluctuations stochastiques de vitesse (approche sans modèle, approche avec le modèle k-ε classique, approche avec le modèle des contraintes de Reynolds). Les approches instationnaires sans modèle et avec un modèle pour les contraintes de Reynolds reproduisaient de manière relativement satisfaisante les résultats expérimentaux de Blum. Ces approches étaient plus précises que les approches stationnaires et révélaient l'existence de fluctuations cohérentes non négligeables de la zone de recirculation. Ces fluctuations étaient capables, d'après Del Taglia [27][28], de briser l'axisymétrie moyenne du jet annulaire.

I-4 Synthèse de l'étude bibliographique, objectif de ce travail.

Comme nous avons pu le constater dans cette étude bibliographique, l'ensemble des études montre que le développement du jet annulaire peut être décrit en considérant trois régions principales. Ces trois régions sont une zone initiale, caractérisée par une région de recirculation et une zone de cœur potentiel, une zone de transition et une zone où l'écoulement est pleinement développé et a les caractéristiques d'un jet rond.

Il apparaît que les jets annulaires qui ont été étudiés expérimentalement avaient principalement un rapport de diamètres inférieur à 0,7. Pour cette géométrie, les jets annulaires sont stables et la zone de recirculation est confinée par un cœur potentiel de forme annulaire. Dans cette configuration, il existe des résultats expérimentaux pour les différentes régions du jet.

Pour les quelques études réalisées avec des jets annulaires de rapport r supérieur à 0,7 Kuhlman [62][63] ou Aly [5] par exemple, il n'existe pas de mesures de vitesse dans la zone initiale. Dans ces deux cas, les mesures sont limitées à la vitesse moyenne ou à l'intensité de

turbulence dans la zone de jet pleinement développé. Il n'existe pas non plus dans ces études d'information sur les caractéristiques de l'écoulement turbulent en termes d'échelles spatiales ou temporelles.

Dans ce contexte il nous est apparu intéressant d'étudier un jet annulaire avec un fort rapport de diamètres r égal dans notre expérience à 0,91. Nous avons montré, dans les exemples décrits dans l'introduction de ce mémoire, que les jets annulaires avec un fort rapport de blocage RB présentaient un intérêt certain. En présence de combustion, la zone de recirculation initiale garantit un grand niveau de mélange, conduit à des flammes stables et à une réduction des émissions polluantes.

Dans ce manuscrit, nous allons présenter les résultats des mesures de vitesses pour un jet annulaire de rapport de diamètres r égal 0,91.

Nous allons nous intéresser dans un premier temps à l'étude de la zone initiale du jet et plus particulièrement aux évolutions et interactions des structures des deux zones de mélanges, ainsi qu'aux comportements spatial et temporel du point de stagnation du jet situé à la fin de la zone de recirculation.

Une étude de la zone de jet pleinement développé sera également effectuée par la mesure de l'évolution des paramètres turbulents de l'écoulement.

Mais avant cela, nous allons présenter dans le chapitre suivant les caractéristiques géométriques de la buse du jet annulaire utilisé ainsi que les différentes méthodes de diagnostics de mesures de vitesses et de traitement du signal appliqués.

Chapitre II Dispositifs expérimentaux, diagnostics de mesures et traitements du signal utilisés.

II-1 Caractérisation de la buse.

II-1.1 Géométrie de la buse.

La buse est géométriquement caractérisée par son diamètre de sortie extérieur Do, qui mesure 53,88 mm, et par le diamètre du disque central Di égal à 48,75 mm. L'épaisseur de la sortie de buse e est égale à 2,565 mm. Cette buse a un rapport de diamètres r égal à 0,905. Cette valeur est environ le double de la buse utilisée par Ko [55][56][57][58][59][67][68] qui était de 0,45, mais est légèrement inférieure à celle utilisée par Aly [5], qui est de 0,96.

L'ensemble de la buse a été dessiné et mise au point par B. Patte-Rouland, G. Godard et A. Leblond. La géométrie interne de la buse et une photographie du dispositif sont présentées sur la figure II-1. Le choix de la courbure de la partie externe et interne de la buse a été fait à partir des travaux de Hussain en 1976. La convergence de l'intérieur de la buse est décrite par un polynôme d'ordre 3, dont le rayon sur l'axe est théoriquement déterminé par la relation suivante :

$$R(x) = \frac{Db}{2} - \frac{3}{2}(Db - Do)\left(\frac{x}{L}\right)^2 + (Db - Do)\left(\frac{x}{L}\right)^3 \qquad \text{équation II-1}$$

Le rapport de contraction de section de la buse est égal à 102.

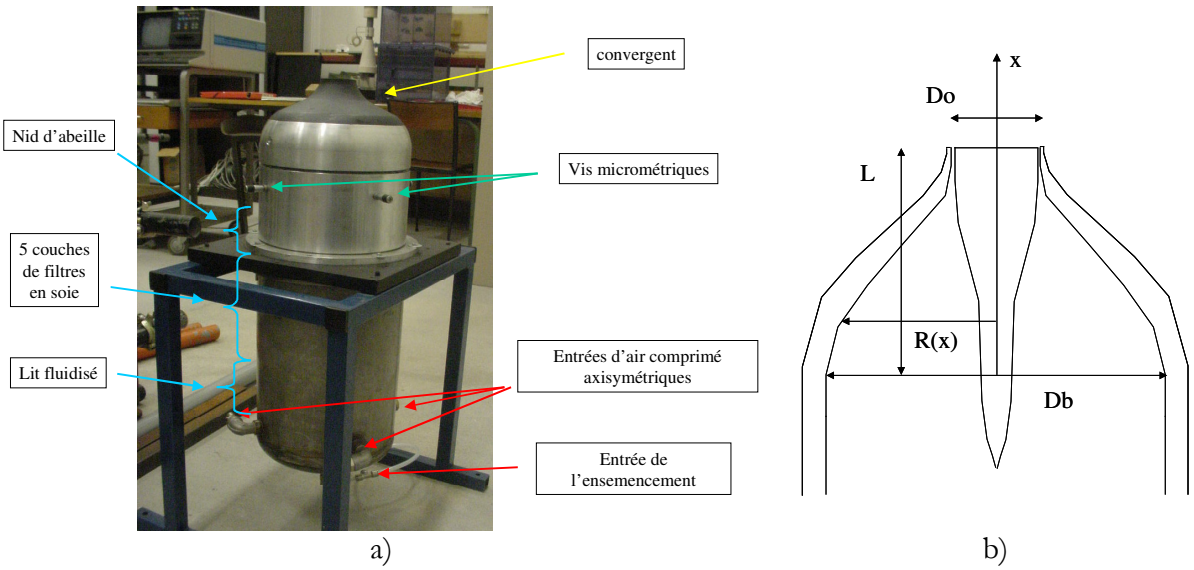


figure II-1 : a) Photographie du corps de la buse du jet annulaire, b) géométrie de la partie externe de la buse.

La buse est alimentée en air dans sa partie inférieure par trois entrées axisymétriques. Ces entrées sont reliées à un réservoir tampon qui est connecté en continu au réseau d'air comprimé pouvant délivrer 500 Nm^3/h sous 8 bars. L'air est propre et sec. Le réservoir tampon permet de lisser les inévitables fluctuations de pression des compresseurs. On utilise des cols soniques de tailles différentes pour réguler les débits. Lorsque l'écoulement est sonique à un col, l'évolution en aval de celui-ci ne dépend que de la pression au col. Cette méthode de régulation des débits permet d'avoir un écoulement présentant de très faibles fluctuations de vitesses en sortie de buse, inférieures à 1%, malgré la présence de fluctuations de pression en amont du col.

Les cols soniques ont été étalonnés à l'aide d'un compteur à gaz. Le diamètre de chaque col S_{cr} a été déterminé à partir de la relation donnant le débit Q d'un gaz parfait compressible en

fonction de la pression amont P_o et la température T_o, du rapport des capacités calorifiques γ et de la constante des gaz parfaits r_{gp}, soit :

$$Q = \frac{P_o S_{cr}}{\sqrt{T_o}} \sqrt{\frac{\gamma}{r_{rp}}} F(\gamma) \text{ et } F(\gamma) = \frac{1}{\left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \qquad \text{équation II-2}$$

Pour laminariser l'écoulement à l'intérieur de la buse, nous avons disposé tout d'abord un lit fluidisé composé de billes de verre de 2 mm de diamètre. Ensuite, nous avons placé 5 couches de filtres en soie puis un nid d'abeilles. Tous ces éléments permettent d'homogénéiser l'écoulement et de réduire son niveau de turbulence.

II-1.2 Repères et systèmes d'axes.

Les différentes mesures ont été réalisées dans des plans situés sur l'axe du jet, dont les coordonnées cartésiennes adimensionnelles sont définies sur la figure II-2 : X* représente la coordonnée longitudinale X/Do et y* la coordonné transversale y/Do. On appelle U la vitesse longitudinale et V la vitesse transversale. U* est la vitesse longitudinale adimensionnée par Uo, comme V*.

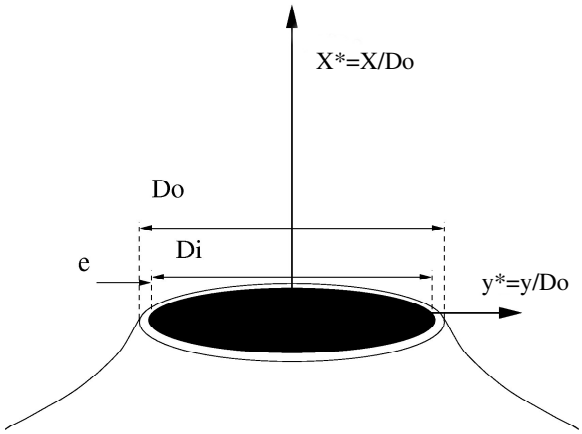


figure II-2 : Coordonnées et paramètres du jet annulaire.

L'écoulement est en moyenne axisymétrique dans toutes les zones du jet, Godard et al [41]. La manipulation la plus délicate de l'expérience est de parfaitement positionner la pièce centrale de diamètre Di. Pour cela, nous disposons d'un anneau métallique dont l'épaisseur est légèrement inférieure à l'épaisseur e. Cette pièce permet de positionner dans un premier temps de façon grossière la pièce centrale de la buse. Dans un second temps, nous disposons de 4 vis micrométriques qui permettent d'ajuster la position de la pièce centrale dans les directions transversales et azimutales. Pour s'assurer de l'axisymétrie du jet, nous traçons un profil de vitesse à une distance d'un diamètre Do de la sortie de buse. Si le profil est axisymétrique, alors la pièce centrale est parfaitement disposée. Un décalage de l'ordre de la dizaine de microns de la pièce centrale par rapport à sa position axisymétrique implique une asymétrie moyenne du jet très importante.

Il aurait fallu également tracer un autre profil de vitesse dans la direction perpendiculaire au premier profil. Toutefois, il n'est pas possible de tourner la buse sans modifier la position de la pièce centrale. Par ailleurs, il est également très difficile de faire subir une rotation du système de

mesure utilisé. Toutefois, des mesures de vitesses ont été réalisées par Godard et al [41] en 1998 dans deux plans perpendiculaires sur la même buse annulaire que la notre. Ses mesures vont nous servir de valeurs de références. La position de l'obstacle est déterminée lorsque nos profils sont similaires à ceux mesurés par Godard et al.

II-1.3 Profil de vitesses en sortie de buse.

Dans cette étude, nous allons utiliser 3 valeurs de vitesses Uo en sortie de buse égales à 8, 15 et 30 m/s. Les nombres de Reynolds basés sur l'épaisseur de la sortie de buse e, le diamètre Do et Di, la vitesse Uo et la viscosité cinématique de l'air sont présentés dans le tableau suivant :

Uo (m/s)	Re_{Do}	Re_{Di}	Re_e
8	28736	26000	1368
15	53880	48750	2565
30	107760	97500	5130

Le profil de vitesse de sortie est plat, comme on peut le voir sur la figure II-3 (a). Ce demi profil est obtenu à partir de mesures par fil chaud à une distance estimée à 50 µm de la sortie de buse.

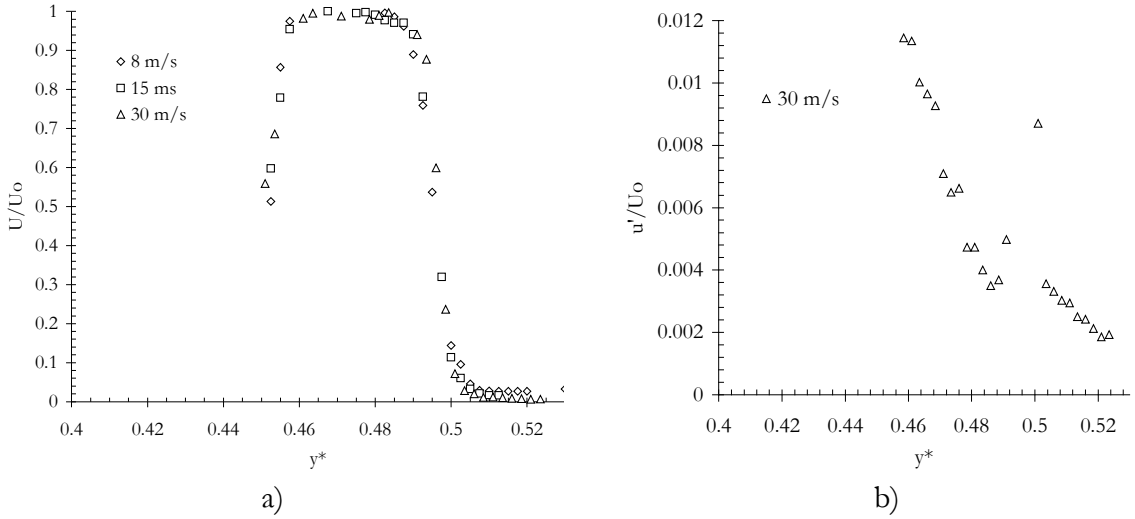


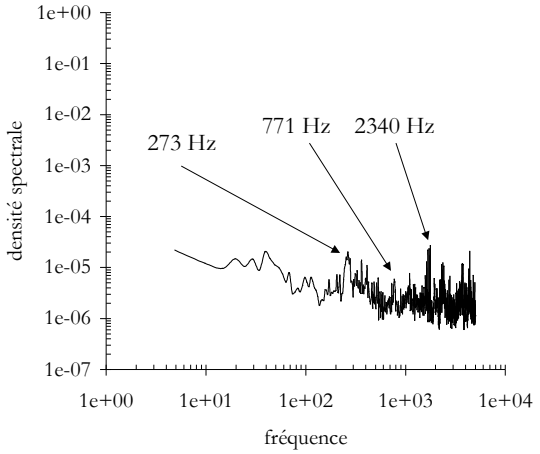
figure II-3 : a) profil de vitesse adimensionnée, b) profil de l'intensité de turbulence en sortie de la buse.

Nous avons également mesuré les taux de turbulence u'/Uo sur la figure II-3 (b). Ils montrent deux pics localisés au niveau des gradients de vitesse U les plus importants. Entre ces deux pics, u'/Uo diminue et atteint les valeurs de 0,4, 0,5 et 0,7 % pour Uo=8, 15 et 30 m/s. Ce sont les taux de turbulence du cœur potentiel du jet annulaire. L'écoulement est laminaire en sortie de buse.

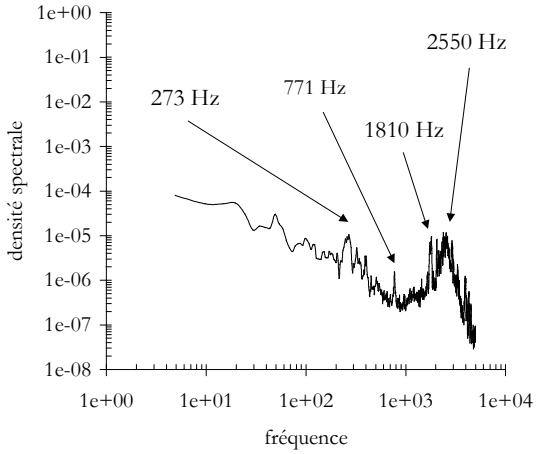
Ces résultats permettent également de déterminer l'épaisseur de quantité de mouvement θ_e définie par l'équation VII-2 de l'annexe VII-1 dans le tableau suivant:

Uo	8 m/s	15 m/s	30 m/s
θ_e	0,125 mm	0, 138 mm	0,149 mm
$\frac{Do}{\theta_e}$	430	390	361

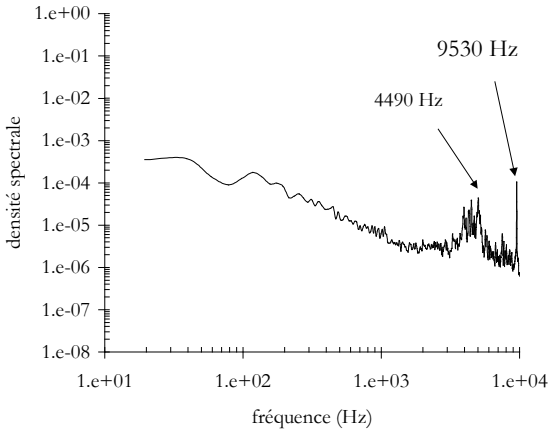
On admet généralement que le profil en sortie est considéré comme plat (« top hat profile ») si le rapport entre le diamètre du jet et l'épaisseur de quantité de mouvement θ_e est supérieur à 100. A la sortie du jet, le diamètre caractéristique de la couche limite externe est le diamètre externe Do. On voit que sur le tableau, le rapport est toujours largement supérieur à 100. Le profil de sortie est de type « top-hat ». Les spectres des fluctuations de vitesse sont tracés sur la figure II-4 pour Uo égal à 8, 15 et 30 m/s.



a) Uo= 8 m/s



b) Uo=15 m/s



c) Uo=30 m/s

figure II-4 : Spectres des fluctuations de vitesses en sortie de buse.

On observe pour Uo égal à 8 et 15 m/s des fréquences identiques : 273 et 771 Hz. Ces fréquences ne sont donc pas liées à la vitesse choisie. Par contre, pour Uo égal à 30 m/s, on observe uniquement deux pics à très haute fréquence : 4490 et 9530 Hz. Toutefois, les valeurs des densités spectrales sont vraiment très faibles.

II-2 Diagnostics de mesure non intrusifs.

II-2.1 Technique de visualisation de l'écoulement : Tomographie rapide.

Cette technique de visualisation est très utile pour comprendre temporellement le développement d'un écoulement grâce à une cadence élevée d'enregistrement des images.

Les visualisations ont été réalisées dans le plan longitudinal au niveau de la zone initiale du jet pour $X^* < 1,2$ et dans les plans transversaux à différentes distances de la sortie de buse en $X^* < 1$.

Les plans de visualisation sont éclairés par une nappe laser de 2 mm d'épaisseur réalisée à partir d'une lentille semi-cylindrique.

On utilise un laser continu « Coherent Innova 300 » Ion/Ar de 4 Watts, utilisé à pleine puissance (4 W) pour obtenir une dynamique de niveaux de gris exploitable. L'écoulement est ensemencé par de fines particules d'huile d'olive. La méthode d'ensemencement et la distribution de tailles sont détaillées dans le paragraphe II-2.3 .

La caméra utilisée est une caméra KODAK 4540. L'objectif est de marque AVENIR, de longueur focale 75 mm, et d'ouverture 1,3. On ajoute une bague allonge de 12 mm pour diminuer le champ de mesure en maintenant l'objectif éloigné de la buse. Les images sont carrées et ont une résolution allant de 512^2 pixels à 64^2 pixels selon la cadence choisie. Dans notre cas, les images sont cadencées à 4500 images par seconde et la résolution est égale à 256^2 pixels. La dynamique de niveau de gris est codée sur 8 bits, ce qui correspond à 256 niveaux de gris. Le nombre d'images enregistrées est de 400. Le temps d'acquisition est d'un dixième de seconde. Les images sont ensuite transférées vers un PC d'acquisition.

Pour la réalisation des images des plans transverses, l'angle entre la caméra et la normale à la nappe laser est toujours inférieur à 10 ° afin de minimiser les défauts de l'image.

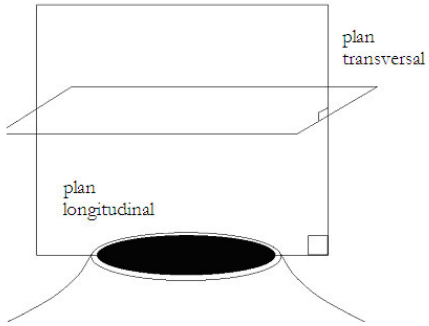


figure II-5 : Schématisation des plans de mesures tomographiques.

II-2.2 Technique de mesure de vitesses à deux composantes.

II-2.2.1 L'anémométrie Doppler laser.

II-2.2.1.1 Principe de la mesure.

Cette mesure de vitesse non intrusive utilise le principe de l'effet Doppler appliqué à de fines particules qui ensemencent l'écoulement. Lorsqu'une particule traverse un système de franges d'interférences, le signal de diffusion, associé à la longueur d'onde λ du réseau de franges, a une fréquence caractéristique f_d directement proportionnelle à la vitesse de la particule u et au demi-angle θ entre les deux faisceaux lasers par la relation :

$$f_d = \frac{2u\sin(\theta/2)}{\lambda}$$

La connaissance de λ, θ et la mesure de f_d donne accès à une composante du vecteur vitesse. L'utilisation d'un laser Ion/Ar permet la mesure de vitesse selon deux directions, en utilisant deux systèmes de franges orthogonaux créés par les faisceaux bleu (488 nm) et vert (514 nm).

Pour avoir accès au sens de la vitesse, on utilise une cellule de Bragg, cellule opto-acoustique, pour faire défiler les franges à une certaine fréquence constante, dite fréquence de Bragg f_{bragg}. En introduisant ce défilement, la fréquence Doppler f_d mesurée devient alors égale à :

$$f_d = \frac{2u\sin(\theta/2)}{\lambda} - f_{bragg}$$

Pour réaliser une mesure précise, il convient de soigner la réalisation du système de franges et de s'assurer de l'homogénéité de l'ensemencement. Pour réaliser un système de franges performant, il faut que les intensités des deux faisceaux interférents, le braggé et le non braggé, soient égales, que la forme des faisceaux soit « gaussienne » et que les deux faisceaux se croisent parfaitement en une parfaite ellipse.

Pour optimiser l'ensemencement, il faut que les gouttes aient toutes une taille identique, et très inférieure à l'interfrange du volume de mesure pour éviter d'avoir une « porteuse » sur le signal diffusé qui ait une amplitude trop importante. La répartition spatiale des gouttes doit être la plus homogène possible pour que la fréquence d'acquisition d'un échantillon de vitesse soit la plus homogène possible.

II-2.2.1.2 La chaîne d'acquisition d'A.D.L.

Le dispositif expérimental utilisé pour l'étude des champs dynamiques est composé d'un laser argon ionisé 5 Watt pleine ouverture et d'un système complet TSI à deux composantes. Ce système est composé des éléments suivants :

- un séparateur de couleur appelé « Colorburst »,
- une microsonde à fibres optiques dont quatre fibres sont utilisées pour la transmission des faisceaux et la cinquième pour la réception du signal Doppler,
- un « Colorlink »,
- un processeur *IFA 755* pour le traitement du signal.

Le laser

Le laser utilisé est un laser à Argon COHERENT Innova 300. La puissance maximale est de 5 Watts. Mais l'utilisation de fibres optiques limite la puissance à 1 Watt. Pour les essais, le laser a été réglé à 0,5 Watt environ pour optimiser la mesure. Le fonctionnement du laser nécessite un débit d'eau minimum (8,5 litres/min) pour le refroidissement de l'amplificateur.

Le séparateur de couleur « Colorburst »

Le séparateur de couleur « Colorburst » convertit le faisceau laser issu du laser Argon en trois paires de faisceaux parallèles utilisés dans le système de Vélocimétrie Doppler Laser :

- deux faisceaux de couleur verte, de longueur d'onde 514 nm, utilisés pour la mesure de la composante de vitesse axiale U,
- deux faisceaux de couleur bleue, de longueur d'onde 488 nm pour la mesure de la composante de vitesse transversale V,

- deux faisceaux violets de 476,5 nm qui peuvent éventuellement être utilisés pour mesurer la troisième composante de vitesse, mais cela nécessite une autre sonde pour former le troisième champ d'interférence.

Pour les mesures, la fréquence de Bragg est de 10 MHz pour les deux raies (verte et bleue du laser).

Sonde à fibre optique

La sonde à fibres optiques à deux composantes est située entre le séparateur de couleur et le « Colorlink ». Elle a pour fonction la transmission des faisceaux laser et la réception du signal diffusé par les particules traversant le volume de mesure.

Les différentes caractéristiques physiques du volume de mesure sont répertoriées dans le tableau suivant :

	Vitesse axiale U	Vitesse radiale V
Couleur des faisceaux	Vert	bleu
Ecartement des faisceaux d	50 mm	
Distance focale de la lentille f	349,8 mm	
Longueur d'onde λ	514,5 nm	488 nm
Demi angle θ	3,95°	3,95°
Interfrange d_f	3,63 µm	3,44 µm
Diamètre du volume d_m	82 µm	78 µm
Longueur du volume l_m	1,19 mm	1,13 mm
Nombre de franges N_{fr}	23	23

tableau II-1: Caractéristiques du volume de mesure.

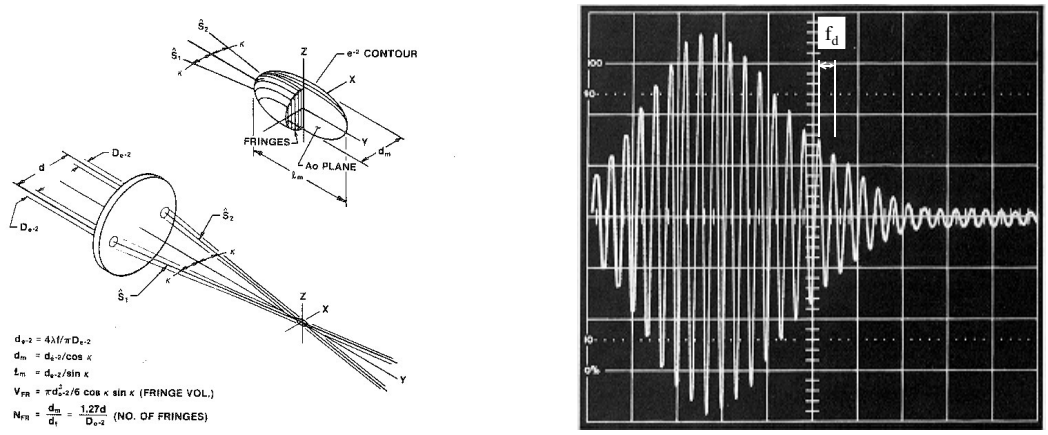
Système d'acquisition des données

Les différents éléments de la chaîne de mesure sont pilotés à partir d'un PC et à l'aide d'un logiciel spécifique développé sous environnement Windows au CORIA–UMR 6614.

Nous avons utilisé l'IFA en mode « random ». Pour ce mode, l'acquisition sur les deux voies est indépendante. Nous n'avons donc pas accès aux corrélations <u'v'>. Les mesures d'A.D.L. ont été réalisées pour déterminer les fréquences caractéristiques de l'écoulement. Pour cela, il faut un taux d'échantillonnage, correspondant au nombre moyen de particules passant dans le volume de mesure, supérieur à 3000 particules par seconde. Ceci est difficilement réalisable dans le cas de mesures temporelles U et V en mode « coïncidence ».

Un des paramètres de réglages au niveau de l'*IFA 755* est le rapport signal sur bruit pour lequel on dispose de quatre positions : « high, Medium, Low et very Low ». Ces niveaux correspondent au seuil utilisé comme critère de validation. La position « high, Medium, Low et very Low » valide les signaux avec un rapport signal sur bruit respectivement supérieur à 4dB, 1dB, -2dB et –5dB. Pour la quasi-totalité des mesures nous avons travaillé en mode « high ». Le nombre de cycles par « burst » est fixé à 8 pour toutes les mesures. Le nombre maximum de particules enregistrées par point de mesure est fixé à 7680 et le « Time out » (temps maximum alloué à une mesure en un point) est fixé à 30 secondes.

Les taux de validation des mesures au cours des expériences ont toujours été supérieurs à 96 %.



a) b)

figure II-6 : a) représentation du volume de mesure des faisceaux bleus, b) « burst » traité par l'IFA, observé sur un oscilloscope, d'après DANTEC.

II-2.2.2 La Vélocimétrie par Image de Particules (P.I.V.).

II-2.2.2.1 Principe de la mesure par P.I.V.

Cette méthode de mesure est basée sur l'intercorrélation d'images de particules. Ces images peuvent être enregistrées soit sur un support argentique soit sur un capteur CCD. L'écoulement est ensemencé par de fines particules solides ou liquides. Le principe premier de cette méthode de mesure est la détermination des vitesses locales d'un écoulement à partir des déplacements des particules d'ensemencement. En conséquence, si pendant un intervalle de temps Δt, une particule se déplace de la position $\vec{x}$ à la position $\vec{x} + d\vec{x}$, la vitesse locale de l'écoulement est :

$$\vec{V}(\vec{x},t) = \frac{\Delta\vec{x}(\vec{x},t)}{\Delta t}$$

Pour cela, on enregistre le signal de diffusion de Mie des particules sur deux images décalées dans le temps de Δt et on applique un traitement statistique spatial d'intercorrélation sur les niveaux de gris des images. Afin d'obtenir des vecteurs vitesses locaux, on crée de petites parties d'images appelées mailles de calcul. Plus la taille de la maille est petite, plus le champ de vitesse calculé est résolu spatialement. Pour que le déplacement le plus probable calculé soit correct, il faut que cette maille contienne un nombre suffisant de particules. Le nombre de particules critique est de 8 par maille [96]. Les mesures sont précises lorsque le déplacement moyen en pixels $\Delta\vec{x}$ n'excède pas le quart du nombre de pixels de la largeur de la maille de calcul (Rouland, [96]).

Le vecteur vitesse calculé pour la maille i représente donc le vecteur vitesse le plus probable de la maille i. Ce facteur de probabilité est caractérisé par le nombre R.S.B. ou Rapport Signal sur Bruit. Plus ce nombre est important, plus le vecteur calculé sera probable donc vrai.

Cette méthode de mesure est parfaitement adaptée pour connaître les champs de vitesses instantanées 2D. Cette méthode est très utilisée pour observer les structures cohérentes d'un écoulement. Toutefois, compte-tenu de la fréquence des lasers YAG limitée à 10 Hz, on ne peut pas avoir accès aux fréquences caractéristiques des écoulements d'air turbulents. Les champs de vitesses 2D sont donc temporellement décorrélés entre eux.

II-2.2.2.2 La chaîne d'acquisition P.I.V.

Une nappe laser éclaire la zone du jet étudiée. Le laser utilisé est un laser YAG bi-pulses émettant dans le vert à 532 nm. Sa puissance maximale utilisable est de 30 mJ, ce qui est largement suffisant compte tenu de notre configuration expérimentale. La nappe laser est créée par une première lentille cylindrique divergente qui étale le faisceau puis par une seconde lentille sphérique convergente de 50 mm de focale qui affine la nappe. L'épaisseur de celle-ci a été mesurée et est égale à 800 µm au niveau du champ de mesure. L'ensemble (tête du laser + optique de nappe) est fixé sur un banc optique placé sur un déplacement 3D pas à pas de marque Charly robot.

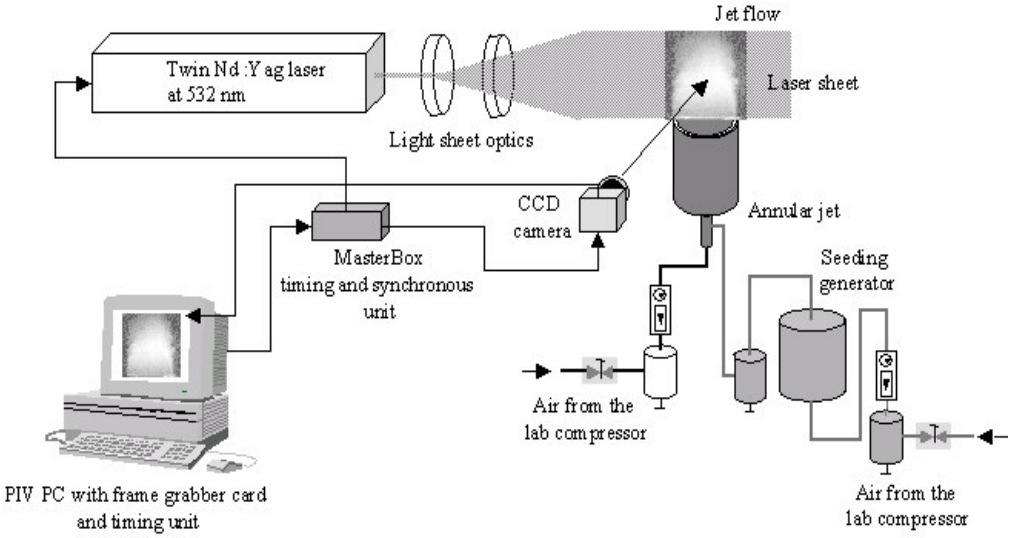


figure II-7 : Schéma du montage expérimental de mesure par P.I.V.

Le signal de diffusion de Mie émis par les particules est recueilli soit par un capteur CCD 8 bits de (1018*1008) pixels² soit par un capteur 12 bits LAVISION Flowmaster 3 S de (1280*1020) pixels². Les images sont stockées en temps réel sur un P.C. La synchronisation des deux pulses laser et l'ouverture de la caméra sont réalisées soit par une Masterbox pilotée par le soft P.C. MasterPIV, développé au laboratoire, soit par le soft « Davis » de LAVISION. Le temps entre chaque pulse varie de 1 à 20 µs, selon la vitesse de l'écoulement et le grandissement du champ de mesure utilisé.

a)

b)

figure II-8 : Photographies a) du dispositif de mesure par P.I.V, et b) du jet annulaire illuminé par une nappe laser.

II-2.2.2.3 Convergence des moments des vitesses.

Deux expériences de P.I.V. ont été réalisées dans la zone initiale du jet annulaire :

- La première expérience utilise la caméra CCD 8 bits de 1018*1008 pixels² dans le plan global de la zone initiale. Les mailles utilisées sont de 32*32 pixels² avec un taux de recouvrement de 60 %. La taille physique de la maille est de (1,72*1,72) mm².

- La seconde expérience a porté sur une étude plus précise des couches de mélange externe et interne. Les champs mesurent (2,8*2,5) cm². Ils ont été acquis avec la caméra LaVision. L'intervalle de temps entre les deux images P.I.V. est respectivement de 8, 4 et 2 µs. Les mailles de calculs sont de (16*16) pixels² soit (0,377*0,377) mm² et le taux de recouvrement est de 50%. Dans les deux expériences, les vitesses étudiées sont de 8, 15 et 30 m/s.

Pour déterminer le nombre de champs de vitesses à prendre en compte pour déterminer les valeurs moyennes et les écarts-types des vitesses, nous avons effectué une étude de convergence des premiers moments. Pour cela, nous avons pris comme moments de référence, les moments calculés sur une base de N champs de vitesses, pour lequel N est égal à 1000 dans la première expérience et 500 dans la seconde. Nous avons alors calculé l'erreur commise sur le calcul des 2 premiers moments en fonction du nombre de champs pris en compte.

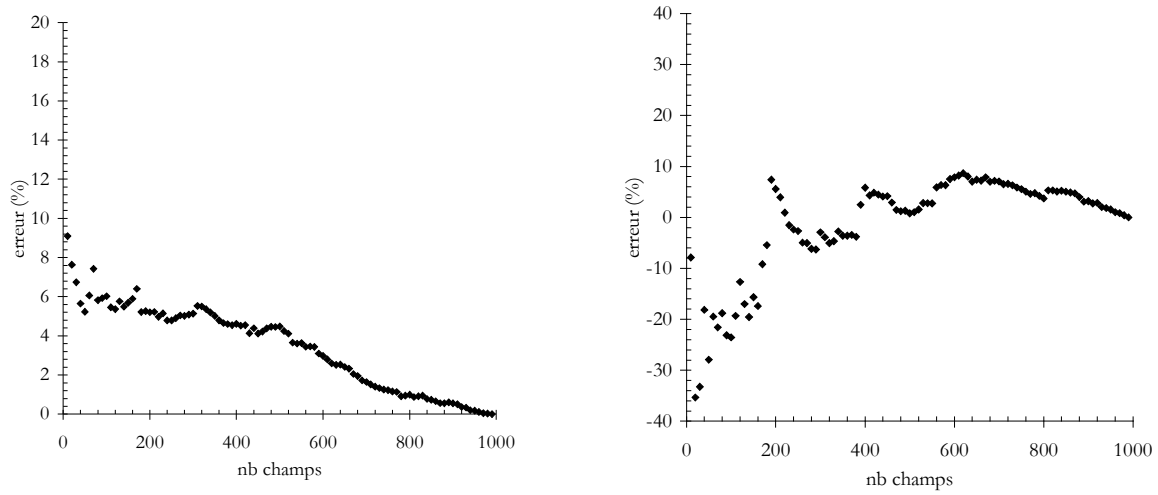


figure II-9 : Evolution de l'erreur statistiques des moments d'ordre a) 1, et b) 2 pour Uo égal à 8 m/s dans le cas de la première expérience.

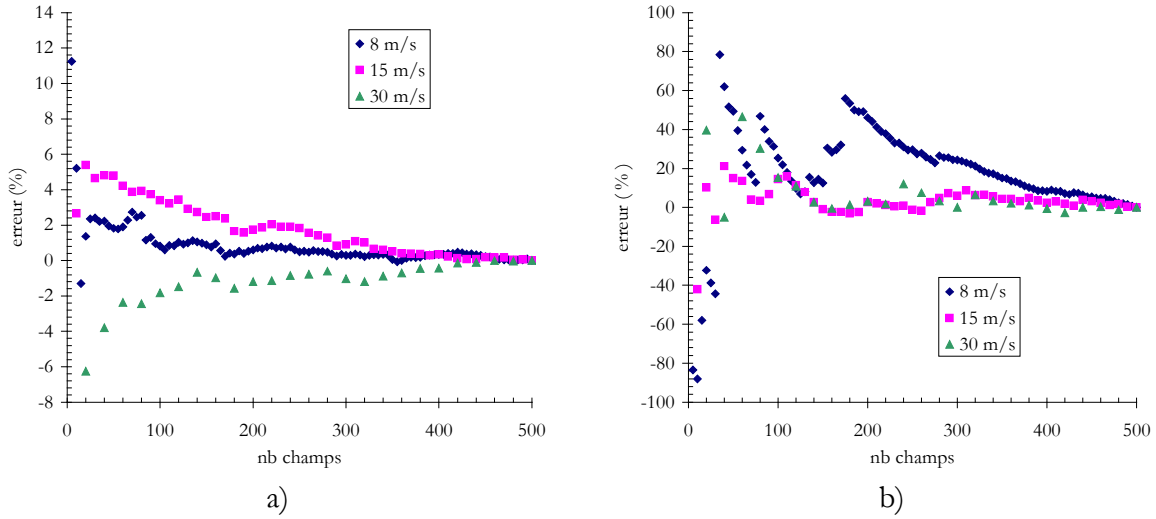


figure II-10 : Evolution de l'erreur statistiques des moments d'ordre a) 1, et b) 2 dans le cas de la seconde expérience.

Dans toutes les expériences, ce nombre N de champs instantanés est suffisant pour assurer la convergence des moments.

II-2.3 Ensemencement.

Les particules d'ensemencement utilisées sont des particules d'huile d'olive. Un atomiseur basé sur le principe du Venturi génère des gouttes de tailles variables. On place derrière l'atomiseur une cuve qui piège les plus grosses gouttes. L'histogramme des tailles des gouttes, sur la figure II-11, a été obtenu par un granulomètre de type Malvern 2600. La valeur moyenne du D_{32}, correspondant au diamètre moyen de Sauter, est de 1,22 µm. Cette valeur a été moyennée sur un échantillon de 20 acquisitions en sortie de l'ensemenceur.

Pour les mesures A.D.L, la majorité des particules d'huile ont un diamètre inférieur à l'interfrange i des faisceaux verts et bleus. Les mesures en sont donc plus précises, car le « burst » ne possède pas de porteuse et la détection de la fréquence Doppler est plus efficace pour l'IFA.

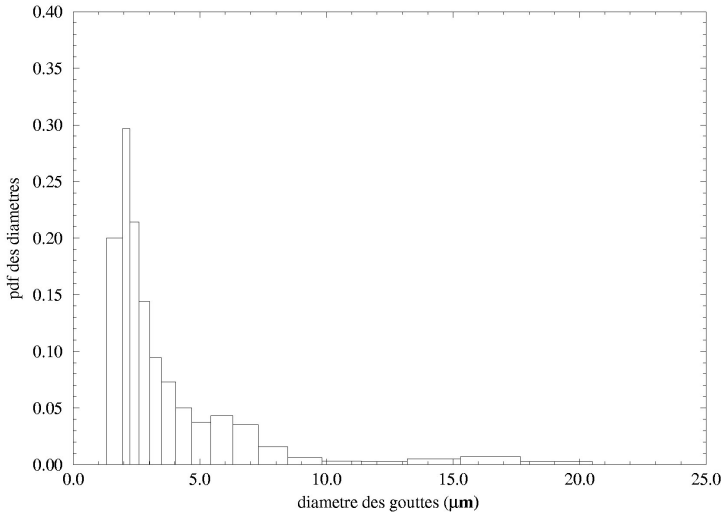


figure II-11 : Fonction Densité de Probabilité des tailles de gouttes d'huile à la sortie de l'ensemenceur.

D'après les équations d'évolution d'une particule sphérique dans un écoulement visqueux proposées par Adrian [3], le temps caractéristique τ_p de réponse à une brusque accélération du fluide peut s'écrire :

$$\tau_p = \frac{\rho_{huile} \; d_p^{\,2}}{18\mu_{fluide}}$$

Pour notre écoulement, le temps de Kolmogorov est toujours supérieur à 26 µs. Le diamètre des gouttes d'huile doit alors être au moins égal à 3,17 µm. Compte tenu de la granulométrie de notre ensemencement, les gouttelettes d'huile suivent parfaitement les trajectoires des particules fluides ; les vitesses des particules représentent les vitesses locales de l'écoulement.

L'ensemencement pénètre dans la partie inférieure de la buse, au même niveau que l'air principal. L'air ensemencé et l'air principal se mélangent dans la cuve. L'écoulement est donc ensemencé de la façon la plus homogène possible. L'air extérieur, entraîné par le jet, est également ensemencé par l'intermédiaire d'une couronne de section très large positionnée sur la buse. Une photographie de cette couronne est présentée sur la figure II-12.

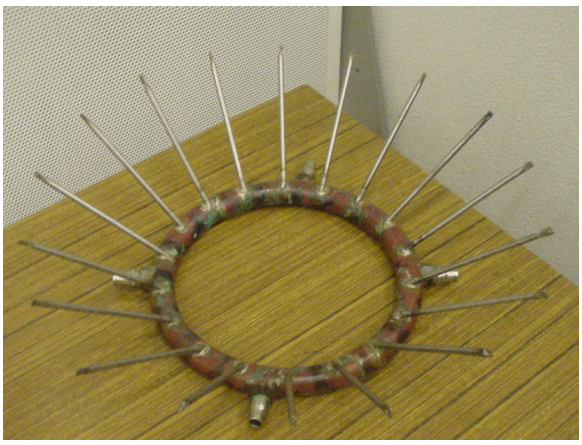
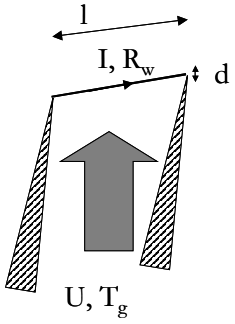


figure II-12 : Photographie de la couronne d'ensemencement.

II-3 Diagnostic de mesure intrusif : le fil chaud.

II-3.1 Principe de la mesure par fil chaud.

Contrairement à la P.I.V ou à l'A.D.L, la mesure de vitesse par fil chaud est un diagnostic intrusif mais son signal est continu. Les fréquences d'acquisitions sont très importantes, ce qui permet de résoudre les échelles temporelles les plus fines de l'écoulement. Cette méthode est basée sur l'échange de chaleur convectif entre un fil chauffé et un écoulement .



l : longueur du fil.
d : diamètre du fil.
I : intensité électrique.
R_w : résistance de fonctionnement du fil à la température T_w.
U : vitesse de l'écoulement.
T_g : température de l'air environnant.

figure II-13 : Schéma du fil chaud.

Si l'on fait un bilan des puissances thermiques échangées entre le fil et l'air environnant, nous avons la relation suivante entre la production d'énergie sous forme de chaleur et les échanges par convection:

$$R_W I^2 = h\pi l \lambda_g \left(T_W - T_g\right)$$

où la résistance de fonctionnement a la forme suivante :

$$R_W = R_0\left(1+\alpha\left(T_W - T_0\right)\right)$$

On définit le nombre de Nusselt Nu qui correspond au rapport entre les transferts thermiques par convection et les transferts thermiques par conduction autour du fil.

$$Nu = \frac{hd}{\lambda_g}$$

On obtient alors une relation donnant la température du fil en fonction du nombre de Nusselt et du courant I :

$$T_w = T_g + \frac{R_0\left(1+\alpha\left(T_g - T_0\right)\right)I^2}{Nu\pi l\lambda_g - \alpha R_0 I^2} \qquad \text{équation II-3}$$

L'anémomètre à fil chaud peut fonctionner selon deux modes, le mode intensité constante (l'intensité du courant est maintenue constante dans le fil) ou en mode température constante. Dans ce dernier mode, la température du fil est maintenue constante et c'est le courant qui s'adapte. L'avantage de cette technique est l'amélioration de la fonction de transfert du fil : c'est la réponse du pont qui est le facteur limitant de la réponse en fréquence. Dans ce cas, le fil peut mesurer des fréquences pouvant atteindre plus de 200 kHz.

II-3.2 Chaîne de mesure par fil chaud.

La chaîne de mesure utilisée est un ensemble TSI, composé d'une sonde à un fil, d'un processeur de traitement IFA, ainsi que d'une carte de conversion de tension analogique numérique 12 bits, installée dans un ordinateur de type PC contenant une grande capacité de mémoire vive et de stockage. Le diamètre du fil, en platine rhodié à 10%, est de 3 μm. Un schéma de la sonde utilisée est présentée sur la figure II-13. Il est difficile d'utiliser des sondes de platine de diamètres plus petits compte tenu de la résistance maximale utilisable par le processeur IFA soit 80 Ω. Les fréquences d'échantillonnages peuvent atteindre théoriquement 260 kHz, et les durées d'échantillonnages peuvent être du dixième de seconde à quelques heures, selon la fréquence d'acquisition choisie. Les soudures des fils sont réalisées au laboratoire.

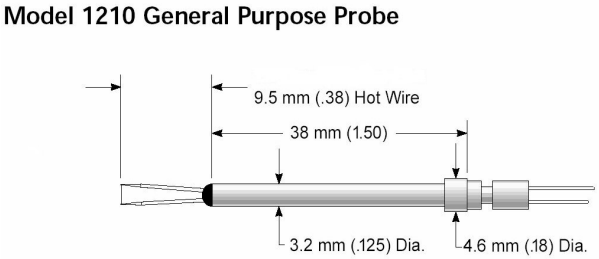


figure II-14 : Schéma de la sonde fil chaud utilisée.

La réponse du fil en fonction de la vitesse n'est pas linéaire. Il faut donc procéder à un étalonnage avant chaque mesure selon les modifications des conditions extérieures. Pour étalonner le fil, nous utilisons une petite soufflerie qui délivre un jet rond laminaire de 8 mm de diamètre. La vitesse en sortie de la soufflerie est déterminée par la mesure de la différence de pression ΔP entre la chambre de tranquillisation et la sortie du jet à l'aide de 2 micro-manomètres de marque Furness Control, de mesure de ΔP maximal égal à 10 et 100 mm H_2O, et d'un tube d'eau distillée en U. Un exemple de courbe d'étalonnage est détaillé sur la figure II-15. Les points expérimentaux sont ensuite approchés par un polynôme d'ordre n choisi ou par une fonction d'interpolation de type « Cubic Spline » par exemple. Le choix de l'une ou de l'autre méthode dépend de l'erreur entre les points expérimentaux et les points modélisés. Dans le cas où la température de l'écoulement évolue, une correction peut être appliquée sur la tension mesurée à partir de la température de l'écoulement mesurée par un thermocouple de type K.

Les courbes de calibration sont optimisées pour chaque vitesse Uo pour exploiter toute la dynamique de la carte d'acquisition de tension.

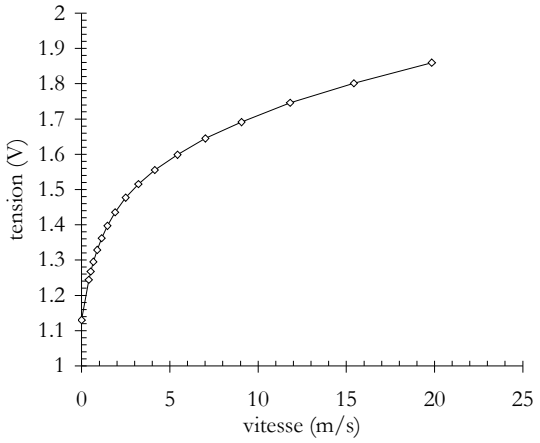


figure II-15 : Exemple de courbe d'étalonnage d'un fil chaud : tension en fonction de la vitesse.

II-3.3 Convergence des moments.

Des mesures de fil chaud ont été réalisées en aval de la zone de recirculation. Chaque fichier de mesure comprend 131072 points, échantillonnés à 20 kHz. On peut tracer sur la figure suivante l'évolution de l'écart entre la valeur calculée pour nb points et celle calculée pour N égal à 131072 points. Les écarts des quatre premiers paramètres statistiques sont calculés sur l'axe du jet en X* égal à 10 pour Uo égal à 8 m/s. Nous avons également tracé l'évolution de l'estimation appliqué à une grandeur aléatoire en prenant en compte ou pas les corrélations entre deux mesures successives (Paranthoën [82]). T_e représente la période d'échantillonnage du signal de vitesse.

L'écart à la moyenne dm est égal à :

$$dm = \overline{U}_N - \overline{U}_{nb} \simeq \pm \frac{\sigma_N}{\sqrt{N}} \left(1 + \sum_{i=1}^{N-1} 2 \frac{N-i}{N} \rho(iT_e) \right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{équation II-4}$$

L'écart de l'écart type dect peut être estimé par la relation suivante :

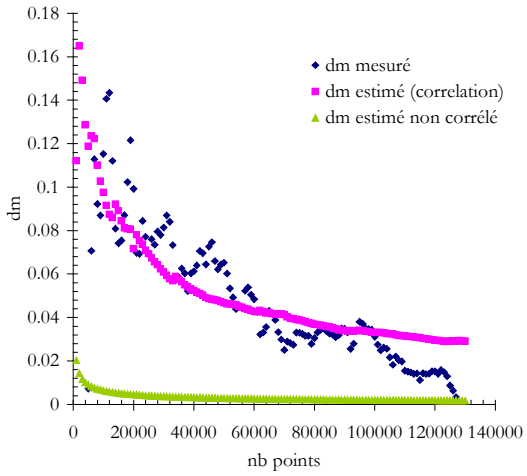
$$dect = \sigma_N - \sigma_{nb} = 1{,}65 \left[\frac{2}{N-1} + \frac{4}{(N-1)^2} \sum_{j=1}^{N-1} (N-j) \rho^2 (jT_e) \right]^{\frac{1}{2}} \qquad \text{équation II-5}$$

L'écart du coefficient d'asymétrie dS est égal à :

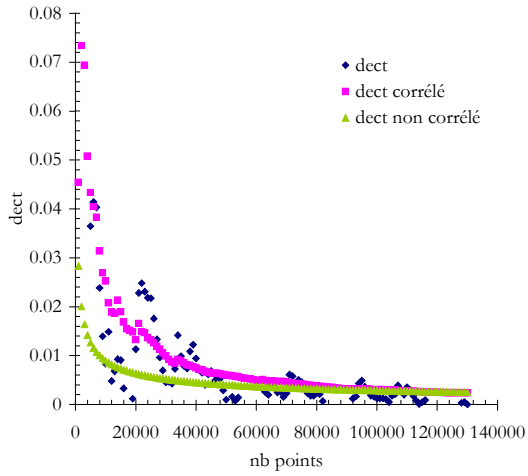
$$dS = S_N - S_{nb} \simeq \pm \frac{6{,}4}{\sqrt{N-1}} \qquad \text{équation II-6}$$

L'écart du coefficient d'aplatissement peut être estimé par :

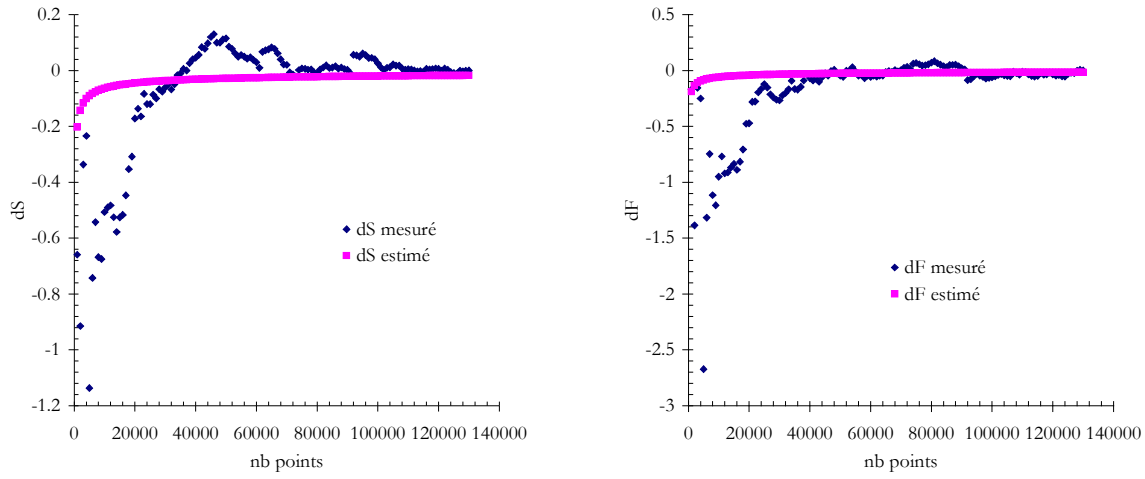
$$dF = F_N - F_{nb} \simeq \pm \frac{6}{\sqrt{N-1}} \qquad \text{équation II-7}$$



a)



b)



c) d)

figure II-16 : Etude de la convergence de a) la valeur moyenne, b) l'écart type, c) de S d) de F. Cas étudié : $\overline{U}$ *=1,53 m/s,* σ*=0,39, S=0,19 et F=3,03*

L'évolution de l'estimation de dm et dect en prenant en compte les corrélations entre les points, c'est-à-dire en prenant $\rho(iT_e)$ différents de zéro, est caractéristique de la décroissance de dm et de dec mesurés. A partir de ces résultats, on peut estimer notre erreur sur la valeur moyenne vrai à 2%, sur l'écart type à 1% et sur les coefficients d'asymétrie et d'aplatissement à 5%.

II-4 Diagnostics de traitements du signal.

II-4.1 Analyses spatiales disponibles pour filtrer les champs de vitesses.

Dans un écoulement turbulent, les transferts de quantité de mouvement, de chaleur ou de masse sont réalisés par les plus grosses structures de l'écoulement. Ces structures, si elles sont invariables relativement dans l'espace et dans le temps sont appelées des structures cohérentes (Hussain, [48]). Pour étudier ces structures ou pour avoir accès aux phénomènes turbulents aux petites échelles, il est parfois nécessaire d'extraire ces structures cohérentes. Pour cela, on dispose de plusieurs méthodes de filtrage, décrites par Adrian en 2000 [4], pour décomposer un signal turbulent, par exemple la vitesse u(x,t).

II-4.1.1 La décomposition de Reynolds.

Cette méthode ancienne est la plus utilisée. Elle décompose un signal de vitesse en deux grandeurs. La première correspond à la valeur moyenne temporelle du signal, et la seconde à la valeur fluctuante de ce signal, soit :

$$u(x,t) = \overline{u}(x) + u'(x,t) \qquad \text{équation II-8}$$

II-4.1.2 La triple décomposition de Reynolds.

Cette décomposition est utilisée pour un écoulement périodique basse fréquence sur lequel on décompose les fluctuations u' en une fluctuation cohérente $\tilde{u}$ et en fluctuation aléatoire de l'écoulement u'' (Hussain, 1979). Le signal de vitesse peut alors être décomposé selon la relation :

$$u(x,t) = \bar{u}(x) + \tilde{u}(x) + u''(x,t) \qquad \text{équation II-9}$$

II-4.1.3 La décomposition de Favre.

Dans les écoulements turbulents à densité variable, il est usuel d'utiliser des quantités pondérés par la densité. Ainsi, la décomposition de Favre appliquée aux vitesses instantanées a la forme suivante :

$$u(x,t) = \frac{\overline{\rho u(x)}}{\bar{\rho}} + u''(x,t) \qquad \text{équation II-10}$$

II-4.1.4 La décomposition L.E.S.

Cette méthode reprend le principe utilisé en simulation numérique pour la résolution des grandes structures. On applique un filtre, souvent de type gaussien, sur le spectre de turbulence du champ de vitesse. La largeur du filtre *f(x,x')* est directement proportionnelle à l'échelle de la turbulence filtrée. Toutefois, la largeur du filtre à appliquer est arbitraire et le filtrage est homogène sur l'ensemble d'un champ de vitesse obtenu par exemple par P.I.V. La formulation mathématique de la méthode de décomposition d'un signal par L.E.S est :

$$\tilde{u}(x,t) = \int_D f(x,x')u(x',t)dx' \qquad \text{équation II-11}$$

II-4.1.5 La Décomposition Orthogonale en modes Propres (P.O.D.).

Cette décomposition peut se définir comme un filtrage hétérogène. Elle s'appelle également décomposition de Karhunen-Loeve en traitement d'images. Elle a été suggérée en 1967 et utilisée la première fois pour l'étude des phénomènes turbulents en 1981 par Lumley [9] [10].

Elle consiste à extraire d'un ensemble statistique de signaux les réalisations ou structures de l'écoulement les plus probables d'un point de vue énergétique. Les signaux sur lesquels sont appliqués la décomposition peuvent être aussi bien extraits des résultats expérimentaux que des résultats numériques.

II-4.1.5.1 Description mathématique de la P.O.D

Cette méthode de traitement du signal consiste à capturer les fonctions déterministes Φ ressemblant le plus à l'ensemble statistique N des signaux u. On cherche mathématiquement à trouver les fonctions déterministes $\Phi(x)$ qui maximisent la projection moyennée de u sur Φ:

$$Max \frac{\left\langle \left| (u,\Phi) \right|^2 \right\rangle}{\left\| \Phi \right\|^2} = \lambda \qquad \text{équation II-12}$$

Avec les définitions du produit scalaire et de la norme:

$$(f,g) = \int f(x) g^*(x) dx \text{ et } \|f\| = (f,f)^{\frac{1}{2}}$$

On appelle donc $J[\Phi]$ la fonction suivante :

$$J[\Phi] = \left\langle \left| (u, \Phi) \right|^2 \right\rangle - \lambda \left(\left\| \Phi \right\|^2 \right)$$

Cette fonction Φ doit être insensible à une petite variation de Φ par une fonction Ψ, elle doit donc satisfaire à la relation:

$$\frac{d}{d\delta} J[\Phi + \delta\Psi] = 0 \big|_{\delta \to 0} \text{ avec } J[\Phi + \delta\Psi] = \left\langle \left| (u, \Phi + \delta\Psi) \right|^2 \right\rangle - \lambda \left(\left\| \Phi + \delta\Psi \right\|^2 \right)$$

Soit :

$$\frac{d}{d\delta} J[\Phi + \delta\Psi] = \frac{d}{d\delta} \left(\left\langle (u, \Phi + \delta\Psi)(\Phi + \delta\Psi, u) \right\rangle - \lambda (\Phi + \delta\Psi, \Phi + \delta\Psi) \right) = 0 \big|_{\delta \to 0}$$

Après un développement de ce calcul, on obtient la relation aux valeurs propres :

$$\int \left\langle u(x) u^*(x') \right\rangle \Phi(x') dx' = \lambda \Phi(x) \qquad \text{équation II-13}$$

Et si l'on pose

$$\overline{R}(x, x') = \left\langle u(x) u(x') \right\rangle \qquad \text{équation II-14}$$

On obtient alors un système d'équation aux valeurs propres.

$$\overline{R}\Phi = \lambda\Phi \qquad \text{équation II-15}$$

$\overline{R}$ représente un tenseur dont la taille est (d*N,d*N) où d est la dimension du signal u. Chaque élément (i,j) du tenseur $\overline{R}_{i,j}$ s'obtient par le calcul du produit scalaire de l'élément u_i par l'élément u_j. On obtient donc après la résolution de ce système aux valeurs propres, un ensemble de fonctions Φ_k formant une base orthogonale.

$$(\Phi_k, \Phi_{k'}) = \delta_{kk'} \qquad \text{équation II-16}$$

Les valeurs propres λ associées aux modes propres Φ_k sont ensuite classées par ordre décroissant.

$$\lambda_k \geq \lambda_{k+1} \qquad \text{équation II-17}$$

II-4.1.5.2 Relations entre les valeurs propres et l'énergie cinétique du système.

Dans les cas qui nous intéressent, les signaux sont des vecteurs vitesses à une ou deux dimensions. Chaque vecteur est donc décomposé sous la forme suivante :

$$u_i(x,t) = \sum_k a_{k,i} \Phi_k(x,t) \qquad \text{équation II-18}$$

Comme les vecteurs propres Φ_k sont des fonctions normées, la dimension de la vitesse est celle du coefficient $a_{k,i}$. Celui-ci est calculé de la façon suivante :

$$a_{k,i}(t) = \left(u_i(x,t), \Phi_k(x)\right) \qquad \text{équation II-19}$$

Déterminons la dimension des valeurs propres λ.

$$\sum_k \lambda_k = \int_D \left\langle u(x) u^*(x) \right\rangle dx = \int_D \left\langle a_k \Phi_k a_k^* \Phi_k^* \right\rangle dx = \int_D \left\langle a_k a_k^* \right\rangle dx \qquad \text{équation II-20}$$

Les valeurs propres sont donc égales à

$$\sum_k \lambda_k = \left\langle a_k a_k^* \right\rangle \qquad \text{équation II-21}$$

Ainsi, la valeur propre λ_k a la dimension d'une énergie cinétique par unité de masse.

II-4.1.5.3 Avantages et inconvénients de la P.O.D.

Les avantages de l'utilisation de cette décomposition ont été décrits par Delville [29], Patte-Rouland [84], Moreau [78] et Graftieux [43]. Ce sont les suivants :

- Cette décomposition est linéaire, même si le phénomène physique étudié est soumis à une non-linéarité, comme dans le cas des équations décrivant les phénomènes turbulents.

- La P.O.D. est optimale du point de vue énergétique pour décomposer linéairement et reconstruire le signal initial. C'est la méthode de décomposition dont la convergence des valeurs propres est la plus rapide.

- Les fonctions propres sont déduites de l'écoulement et non pas imposées de façon arbitraire. Chaque fonction propre représente un « élément intrinsèque » de l'écoulement.

- Les modes sont orthogonaux entre eux. Ils sont donc statistiquement indépendants entre eux.

Les inconvénients de cette décomposition sont :

- Les modes déduits ne sont pas réutilisables pour d'autres écoulements.

- Le temps de calcul peut devenir très long. Le calcul de la diagonalisation du tenseur des corrélations $\overline{R}(x,x')$ représente la part du calcul la plus coûteuse en temps. Ce temps peut devenir très long dans le cas d'un maillage très raffiné.

II-4.1.5.4 Méthodes des Snapshots.

La méthode des « Snapshot » ou méthode des instantanés a été développée par Sirovich [103] en 1987. Elle est basée sur le principe d'ergodicité d'un système physique pour lequel la moyenne spatiale obtenue sur différents systèmes est égale à la moyenne temporelle d'un système. Dans ce cas, le tenseur $\overline{R}(x,x')$, pour lequel chaque élément (x,x') est la valeur moyenne temporelle de la vitesse à la position (x,x'), est égal au tenseur $\overline{R}(t,t')$, pour lequel chaque élément est défini à partir d'une moyenne d'ensemble sur un domaine ε.

$$R(t,t') = \frac{1}{\varepsilon}\int u_i(x,t)u_i(x,t')d\varepsilon \qquad \text{équation II-22}$$

Cette approche est très utile dans le cas où l'on étudie un champ de vitesse à 2 dimensions de type P.I.V. pour lequel le nombre de vecteurs par champs est généralement plus important que le nombre de champs de vitesses dans la statistique. Dans ce cas, le tenseur $\overline{R}(t,t')$ contient moins d'éléments que le tenseur $\overline{R}(x,x')$. Le nombre de champs de vitesse d'un calcul P.O.D. est inférieur à 1000, alors que le nombre de vecteur d'un champ de vitesse est, en utilisant des caméras récentes, supérieur à 10000. Le calcul de la diagonalisation du tenseur est alors plus rapide.

Le programme de traitement de la P.O.D. a été développé en langage C pour être appliqué sur des champs 2D (champs de vitesses P.I.V…), et sur des champs 1D (images, des champs de vorticité…).

II-4.2 Calcul des coefficients d'autocorrélations.

II-4.2.1 Coefficient d'autocorrélation spatial.

Pour étudier un signal temporel de vitesse, il est utile de savoir si ce signal correspond à une évolution déterministe ou aléatoire. Pour cela, le coefficient d'autocorrélation ρ de ce signal permet de nous renseigner. Une décroissance très rapide de ρ signifie que les vitesses mesurées sont décorrélées entre elles. De plus, la transformée de Fourier du coefficient d'autocorrélation des vitesses est égale à la densité spectrale des fluctuations de vitesse, soit le spectre de turbulence. ρ est défini par la relation :

$$\rho(x) = \frac{R(x)}{\overline{u'^2}} \text{ où } R(x) = \int_0^\infty u'(r)u'(r+x)dr \qquad \text{équation II-23}$$

Le coefficient d'autocorrélation ρ des vitesses permet de déterminer des échelles caractéristiques. On définit ainsi une échelle spatiale, appelée échelle intégrale Λ définie par :

$$\Lambda = \int_{x=0}^{\Lambda_0} \rho(x)dx \qquad \text{équation II-24}$$

On définit également la micro-échelle spatiale de Taylor λ à partir de la parabole osculatrice de $\rho(x)$. Quand x tend vers zéro,

$$\rho(x) \sim 1 - \frac{x^2}{\lambda^2} \qquad \text{équation II-25}$$

Physiquement, cette échelle n'est pas représentative d'une taille de tourbillon caractéristique, mais elle permet de comparer différents écoulements turbulents grâce au nombre de Reynolds turbulent basé sur cette échelle Re_λ.

Un schéma descriptif de l'échelle de Taylor et de l'échelle intégrale est présenté sur la figure II-17.

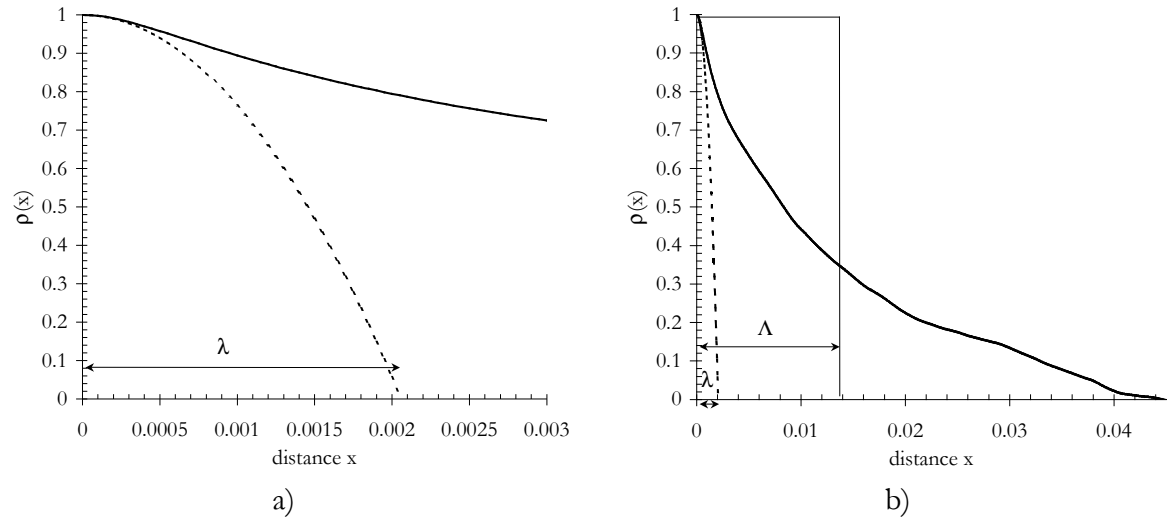


figure II-17 : Coefficient d'autocorrélation d'un signal turbulent. Représentation de la micro-échelle de Taylor et de l'échelle intégrale.

II-4.2.2 Coefficient d'autocorrélation appliqué à un échantillonnage à pas variable : application de la M.P.I.D.

Les coefficients d'autocorrélation ont été calculés pour des mesures de vitesse par fil chaud et par A.D.L. Or, l'échantillonnage d'une mesure A.D.L. est aléatoire et la fonction de densité de probabilité d'apparition des mesures est caractérisée par une loi de Poisson. L'intervalle de temps entre deux points de mesure n'est pas constant. On appelle « tbd » (time between data) le temps entre chaque valeur de vitesse mesurée.

Le coefficient d'autocorrélation a été déterminé par la Méthode de calcul Par Intervalles Discrets (M.P.I.D) (Doudou [33]). La méthode est brièvement exposée ici. Afin de calculer les coefficients d'autocorrélation, on définit un intervalle de temps Δt qui correspondra à la largeur de la fenêtre de calcul. Pour déterminer Δt, on calcule la fonction cumulative des « tbd ». On définit un critère sur la valeur de la cumulative permettant d'obtenir un temps $\Delta t'$. On multiplie par deux cette valeur pour satisfaire aux critères de Shannon, et on obtient la largeur de la fenêtre de coïncidence Δt.

L'axe des retards de temps T est divisé en N intervalles de largeur constante Δt. Les produits croisés des fluctuations pour $t=k\Delta t$ sont cumulés dans la matrice appropriée $Sum(k)$ tant que T n'est pas atteint. Le coefficient d'autocorrélation estimé est alors défini par :

$$\hat{R}_u(k) = \frac{Sum(k)}{H(k)} \qquad \text{équation II-26}$$

Où $H(k)$ est le nombre de produits dans l'intervalle k. Toutefois, pour que le coefficient estimé soit le plus proche possible de la valeur vraie, il faut prendre quelques précautions :

Doudou [33] a montré que cet algorithme, pour être robuste, nécessite un grand nombre de données. Dans notre cas, le nombre maximal de données lors d'une acquisition est de 7680, à séparer entre les deux voies bleue et verte.

- La largeur de la fenêtre de calcul Δt doit être comprise entre la valeur moyenne et la valeur minimale des « tbd ».

- La largeur de la fenêtre Δt doit respecter le critère de Shannon : la fréquence maximale du spectre doit être au moins inférieure à la moitié de la fréquence d'échantillonnage.
- Chaque fenêtre de calcul $\hat{R}_u(k)$ doit comporter un nombre suffisant de produits croisés $H(k)$.

Ces critères ne prennent pas en compte le spectre des fluctuations des vitesses.

II-4.2.3 Méthodes de détermination de l'échelle de Taylor.

La précision sur la détermination de l'échelle de Taylor λ est très importante car plusieurs termes de la turbulence dépendent de λ : le terme du taux de dissipation moyen $<\varepsilon>$ et l'échelle de Kolmogorov η.

λ peut être définie de deux façons différentes :

La méthode parabolique.

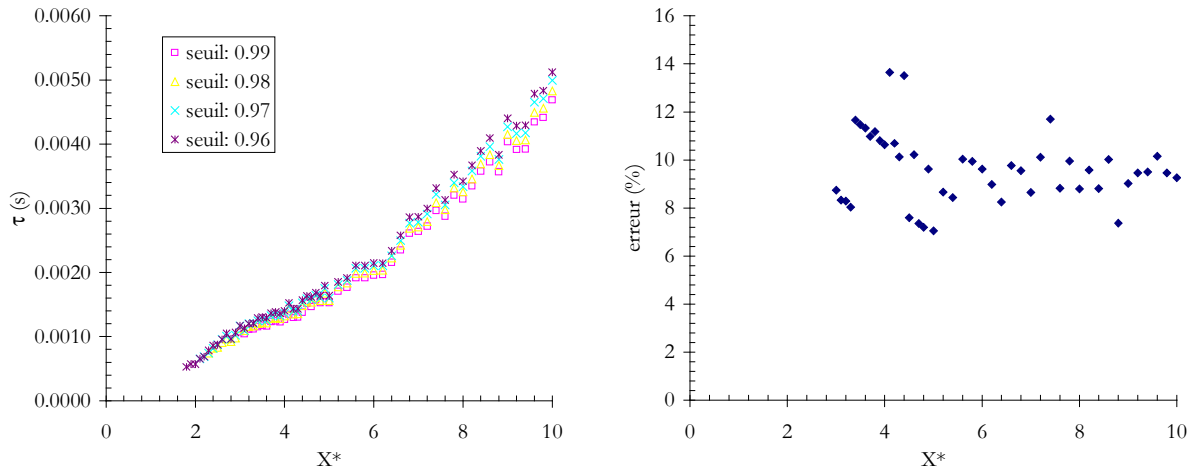
La première méthode utilise la parabole osculatrice de $\rho(x)$ lorsque la variable x tend vers zéro. La décroissance de ρ peut être modélisée par une parabole de la forme suivante :

$$\rho(x) = 1 - \frac{x^2}{\lambda^2}, \text{ lorsque } x \to 0 \qquad \text{équation II-27}$$

En traçant $(1-\rho)$ en fonction de x^2, on peut, à partir d'une régression linéaire, déduire la valeur de λ. Pour calculer la régression linéaire, nous avons utilisé la fonction « fit.c» disponible dans l'ouvrage « numerical recipes » [1].

Ce modèle est défini lorsque x tend vers zéro. Il faut donc définir une distance pour lequel nous pouvons appliquer la décroissance parabolique. Cette largeur est définie pour $0 \leq x \leq$ seuil.

Nous avons comparé l'évolution de λ en fonction de la valeur du seuil, compris entre 0,96 et 0,99. Ces évolutions sont présentées sur la figure II-18 qui correspond à l'évolution axiale de λ_τ, l'échelle de Taylor temporelle, pour Uo égale à 8 m/s. Selon la valeur du seuil, λ_τ prend des valeurs différentes et l'erreur entre les valeurs du seuil est de l'ordre de 10%.

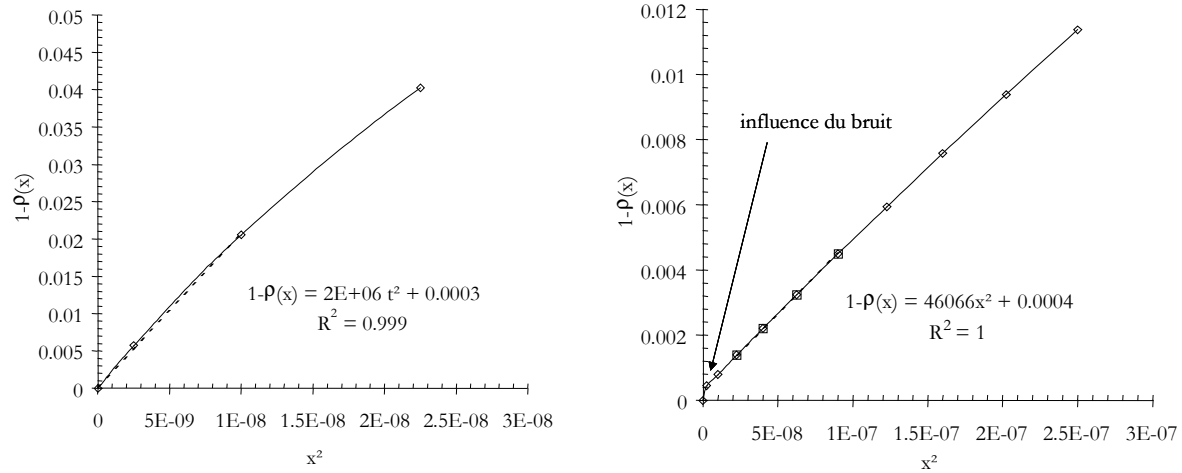


a) b)

figure II-18 : a) Influence du seuil appliqué à la méthode parabolique pour déterminer l'échelle temporelle de Taylor λ_τ, pour Uo égal à 8 m/s sur l'axe du jet annulaire. b) évolution de l'erreur sur la détermination de λ_τ.

En regardant de plus près la forme du coefficient d'autocorrélation quand (1-ρ) tend vers 0, on s'aperçoit que la courbe n'est pas linéaire près de zéro et montre deux pentes différentes, comme on peut le voir sur la figure II-19 (b). Un bruit vient influencer la valeur de ρ. Ce bruit, d'origine électronique liée à la mesure, est influant lorsque la distance x est inférieure à l'échelle de Kolmogorov η. Les fluctuations de vitesses u' sont nulles pour les échelles inférieures à η. Le coefficient d'autocorrélation devrait donc être égal à 1, pour des distances x inférieures à η.

La pente de la droite (1-ρ) est alors définie uniquement sur la partie linéaire, présente pour des distances x comprises entre 3 et 6 η (Rosset [94], 2000).



a) b)

figure II-19 : Mesure de l'échelle temporelle de Taylor avec b) et sans influence du bruit a).

La méthode de la dérivée.

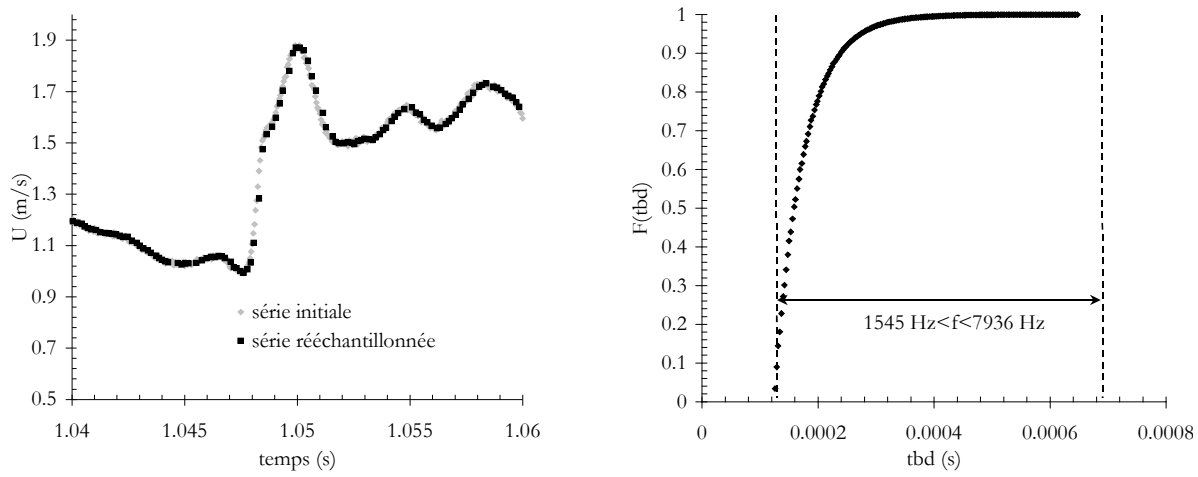
Une seconde méthode pour déterminer λ aurait consisté à calculer directement la dérivé du signal u'(t). En effet,

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{2\overline{u'^2}}\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} \qquad \text{équation II-28}$$

Dans la relation précédente apparaît la dérivée spatiale de u'(t) qu'il est possible de calculer en utilisant l'hypothèse de Taylor dont les limitations sont discutées dans le paragraphe II-4.3 . Nous avons préféré utiliser la méthode parabolique pour déterminer l'échelle de Taylor. Pour cette méthode, nous avons choisi de calculer la régression linéaire de la courbe (1-ρ(x)) en fonction de x^2 pour ρ supérieur à 0,96.

II-4.2.4 Validation de la MPID pour la détermination des échelles intégrales et de Taylor.

Pour quantifier les erreurs lors des déterminations des échelles de Taylor et des échelles intégrales, nous avons appliqué un rééchantillonnage aléatoire sur un signal de fil chaud échantillonné à 20 kHz. La fonction de densité de probabilité du nouvel échantillonnage, sur la figure II-20 (b), est une loi de poisson dont la fréquence moyenne est égale à 3705 Hz et les fréquences sont comprises entre 7936 et 1545 Hz. L'échantillonnage est volontairement très inhomogène pour valider la M.P.I.D. dans des conditions d'application difficiles.

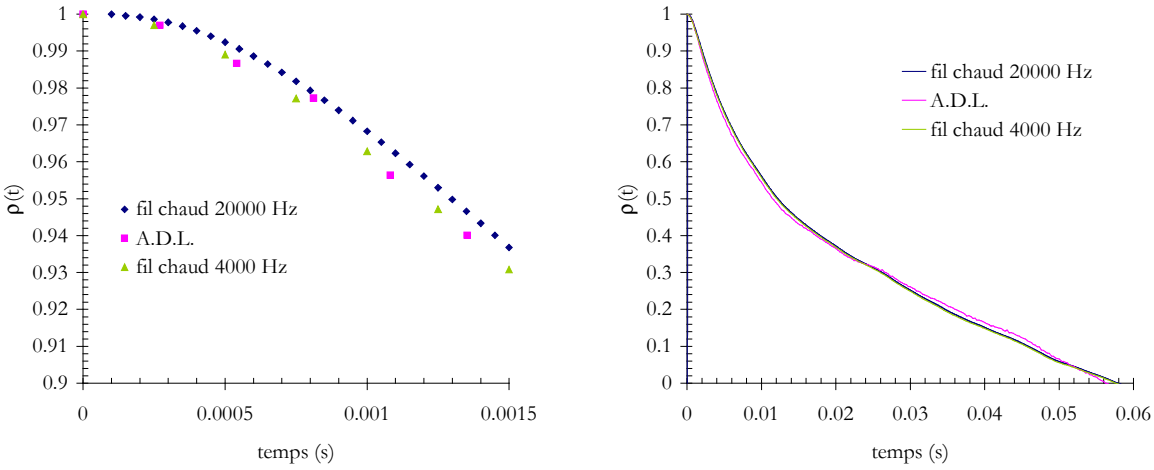


a) b)

figure II-20 : a) comparaison des signaux initial et rééchantillonné, b) fonction cumulée des « tbd » du signal rééchantillonné selon une loi de poisson et largeur du spectre des fréquences des « tbd ».

L'évolution de la décroissance de ρ(t) lorsque t tend vers zéro en fonction de l'échantillonnage est présentée sur la figure II-21 (a). La décroissance de ρ(t) est plus lente lorsque le signal est échantillonné à 20 kHz. Le signal rééchantillonné à 4 kHz et le signal à échantillonnage aléatoire traité par la M.P.I.D. présentent une décroissance très similaire.

La forme de la décroissance complète de ρ(t) jusqu'à ρ(t) égal à zéro, présentée sur la figure II-21 (b), dépend très faiblement de la fréquence et de l'homogénéité de l'échantillonnage.



a) b)

figure II-21 : a) comparaison de la décroissance de r(t) et b) de l'estimation de l'échelle intégrale entre un signal de fil chaud à échantillonné à 20 kHz, à 4 kHz et un signal rééchantillonné aléatoirement.

Les différentes valeurs de l'échelle temporelle de Taylor et de l'échelle temporelle intégrale calculées selon les 3 échantillonnages sont présentées dans le tableau suivant :

	Λ (s)	erreur (%)	λ (s)	erreur (%)
fil chaud (20kHz)	1.84E-02	-	4.95E-03	-
fil chaud (4kHz)	2.31E-02	25.45	5.06E-03	2.30
A.D.L.	1.86E-02	0.87	5.29E-03	7.01

La méthode M.P.I.D. présente une erreur sur la détermination de l'échelle intégrale Λ inférieure à 1%. Cette valeur est inférieure à l'erreur de Λ lorsque la fréquence d'échantillonnage est égale à 4 kHz. L'erreur sur la détermination de l'échelle de Taylor λ est égale à 7%.

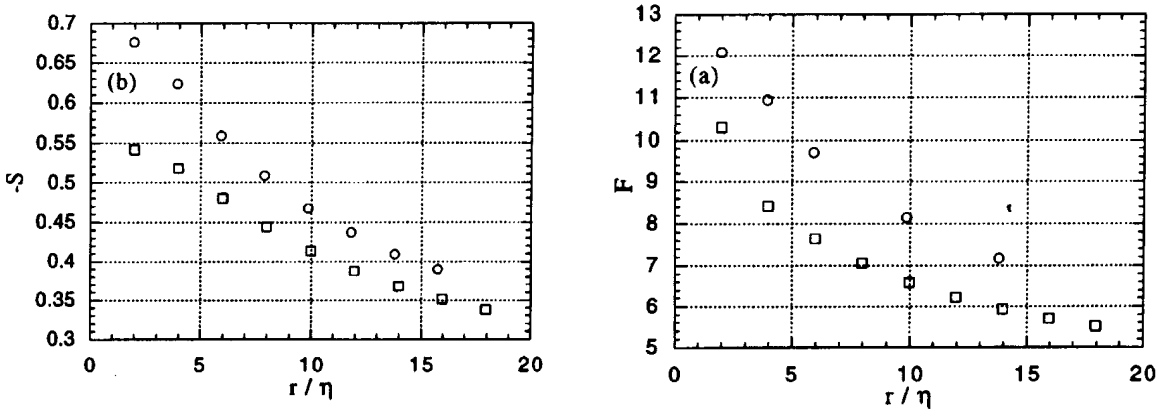
L'utilisation de la méthode M.P.I.D. appliquée sur un signal A.D.L. présente des biais sur la détermination des échelles. Toutefois ces erreurs sont faibles et on peut estimer que les coefficients d'autocorrélation des signaux A.D.L. calculés à partir de la M.P.I.D. sont fiables.

II-4.3 Hypothèse de Taylor.

Les méthodes de mesures des vitesses sont des méthodes Eulériennes (P.I.V., A.D.L., fil chaud), qui donnent localement l'évolution temporelle de la vitesse. Il faut donc pouvoir transformer les grandeurs temporelles en grandeurs spatiales. Pour cela, on applique généralement l'hypothèse de Taylor. Cette hypothèse utilise le principe de turbulence « gelée », pour laquelle l'écoulement turbulent est convecté à la vitesse moyenne U quelle que soit l'échelle.

$$u(t+\delta t, x_0) \cong u(t, x_0 - U\delta t) \text{ et } \frac{\partial}{\partial t} = -U\frac{\partial}{\partial x} \qquad \text{équation II-29}$$

Plusieurs études ont été réalisées pour critiquer ou améliorer l'hypothèse de Taylor. Lumley en 1965 [73], a montré que dans le cas d'un écoulement turbulent à grand nombre de Reynolds, les sources d'erreurs les plus importantes sont causées par une convection non uniforme du mouvement des petites échelles. Il développa un modèle pour estimer cette erreur sur les spectres et les différents moments des gradients de vitesses.



a) b)

figure II-22 : Effets de l'hypothèse de Taylor pour un jet rond, pour Re_λ égal à 835 sur les coefficients a) S et b) F de la composante U de vitesse. cercle : hypothèse de Taylor et carré : conversion temps-espace développé par Kahalerras et al. [53].

Gledzer en 1997 [40], apporte une correction en ajoutant les termes d'accélération des équations de Navier-Stokes et montre que ces termes ne sont pas négligeables pour les petits nombres d'ondes des spectres. Pinton en 1994 [87], appliqua des ajustements à cette hypothèse dans le cas d'un écoulement à « swirl », sans vitesse de convection.

Kahalerras en 1998 [53], proposa d'améliorer l'hypothèse de Taylor en appliquant une correction sur le signal temporel de vitesse et non plus sur les spectres ou sur les pdf. La conséquence de cette correction sur les données expérimentales d'un jet rond turbulent est une diminution des coefficients d'asymétrie S et d'aplatissement F des échelles r/η des tourbillons, indicateur de l'élargissement des pdf, donc de l'intermittence du jet.

Finalement, l'utilisation de l'hypothèse de Taylor reste admissible si les fluctuations u' restent négligeables devant U. On estime que le taux de fluctuations u'/U maximal, pour assurer l'hypothèse de turbulence « gelée » , est de 10%. Dans un jet, on applique généralement cette hypothèse bien que le taux de turbulence soit supérieur à 25%.

II-4.4 Détermination du taux de dissipation moyen <ε>.

La turbulence se développe lorsque l'énergie des fluctuations de vitesses devient importante devant les forces de viscosité du fluide. Ceci est traduit par la valeur du nombre de Reynolds Re_λ. Il existe alors tout une gamme d'échelle comprise entre l'échelle de Kolmogorov η et les grandes échelles. A l'échelle de Kolmogorov, où $R_{e\eta}$ est égal à 1, l'énergie est dissipée sous forme de chaleur par la viscosité du fluide.

Lorsque le nombre de Reynolds turbulent Re_λ est important, $\Lambda >> \eta$, il existe un domaine inertiel pour les échelles comprises entre l'échelle de Kolmogorov η et l'échelle intégrale Λ.

Dans ce domaine inertiel, Kolmogorov suppose que la viscosité est négligeable et que le mécanisme responsable de la décroissance de l'énergie ne dépend plus que du seul transfert inertiel vers les petites échelles. La turbulence n'est alors fonction que du taux de dissipation <ε> et de la taille de la structure. <ε> devient une constante de l'écoulement et l'énergie injectée aux grandes structures est dissipée aux petites échelles avec le même taux <ε>.

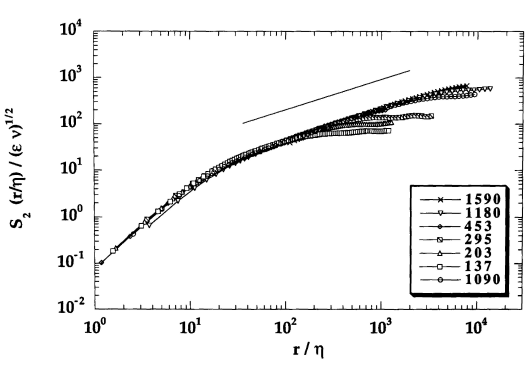
Si l'on fait l'hypothèse d'une turbulence stationnaire, homogène et isotrope, le taux de dissipation moyen est défini par $<\varepsilon>=15\nu\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2}$. Cette relation permet de calculer <ε> à partir des dérivés instantanées des mesures de vitesses.

Il est également possible de réaliser cette détermination de <ε> à partir des fonctions de structures $S_2(r)$ et $S_3(r)$.

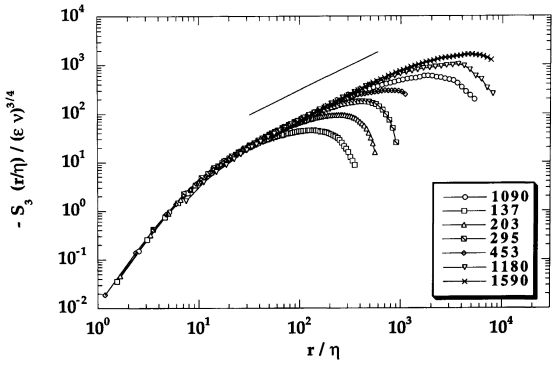
On appelle $S_3(r)$ la fonction de structure d'ordre 3, où $S_3(r)$ représente la moyenne du cube de l'incrément de vitesse $\left\langle \left(u(x+r)-u(x)\right)^3 \right\rangle$, dans laquelle le terme $\left(u(x+r)-u(x)\right)$ représente les fluctuations de vitesse à l'échelle r. Kolmogorov en 1941, a établi la loi des $\frac{4}{5}$ dans le domaine inertiel qui permet d'écrire $S_3(r)$ sous la forme:

$$\left\langle \left(u(x+r)-u(x)\right)^3 \right\rangle = -\frac{4}{5}\varepsilon r \qquad \text{équation II-30}$$

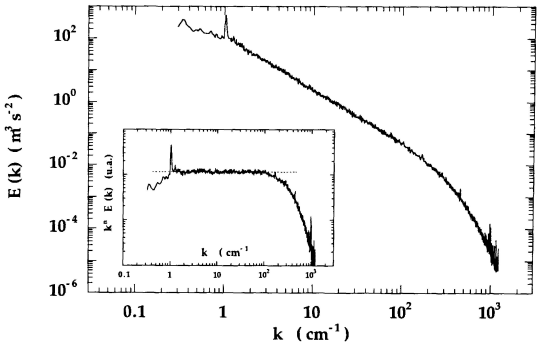
Cette « loi » des 4/5 est représentée sur la figure II-23 (b) pour différentes valeurs de Re_λ. On remarque que la taille de la zone inertielle augmente avec le nombre de Reynolds.



a)



b)



c)

figure II-23 : a) fonction de structure d'ordre 2, b) fonction de structure d'ordre 3, c) spectre d'énergie cinétique dans l'espace de Fourier et spectre compensé; obtenues d'après les résultats de thèse de F. Moisy ***[76]*** *en 2000 dans un écoulement co-rotatifs d'hélium à l'intérieur d'un cylindre.*

Il est ainsi possible en traçant le terme $-\frac{5}{4r}S_3(r)$ en fonction de r de déterminer la valeur de <ε>. Ce terme est présenté sur la figure II-24. Le plateau présent sur la figure II-24 permet à la fois d'avoir une information sur la largeur de la zone inertielle et de déterminer et de déterminer la valeur de <ε>.

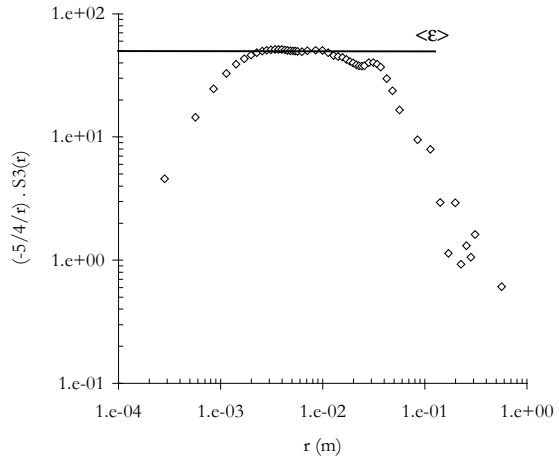
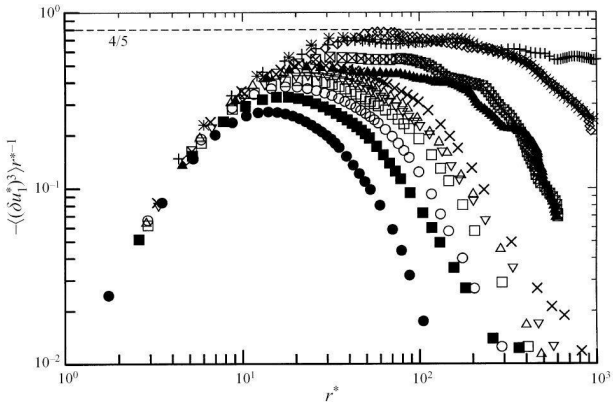


figure II-24 : a) Mesure de <ε> à partir de la fonction $S_3(r)$ compensée.



Third-order moments of δu_1^* multiplied by r^{*-1} for different Reynolds numbers and compared with higher R_λ values of Mydlarski & Warhaft (1996). Present: ●, R_λ = 27; ■, 50; ○, 62; □, 75; ▽, 83; △, 89; ×, 100. Mydlarski & Warhaft (1996): ▲, 99; ⊠, 134; ◇, 319; ∗, 448; +, 671. Equation (4.2): - - -.

figure II-25 : Influence du nombre de Reynolds Reλ sur la détermination de <ε> à partir de la fonction de structure d'ordre 3, d'après Zhou et Antonia [122] en 2000.

Cependant, cette méthode, d'après Zhou et Antonia, en 2000 [122], est très sensible à la valeur de Reλ Il apparaît sur la figure II-25 que pour des faibles valeurs de Reλ, <ε> est sous estimé.

Nous avons essayé à partir des points de la figure II-25, d'établir une relation entre le taux de dissipation isotrope et le taux calculé par la fonction de structure d'ordre 3 en fonction de Reλ.

$$\langle\varepsilon\rangle_{isotrope} = \frac{\langle\varepsilon\rangle_{S_3(r)}}{C} \text{ où } C = 1{,}559.10^{-3}\,\mathrm{Re}_\lambda + 1{,}889.10^{-1} \qquad \text{équation II-31}$$

Cette relation permet d'apporter une correction sur les valeurs de <ε> déterminées à partir de $S_3(r)$.

La détermination de <ε> peut également être réalisée à partir de la fonction de structure d'ordre 2 définie par $S_2(r) = \left\langle \left(u(x+r) - u(x)\right)^2 \right\rangle$.

Kolmogorov a établi également que dans le domaine inertiel, la fonction $S_2(r)$ pouvait s'exprimer de la forme :

$$S_2(r) \approx (\varepsilon r)^{\frac{2}{3}} \qquad \text{équation II-32}$$

Cette relation est identique dans l'espace de Fourier à la célèbre loi de décroissance du spectre en $-\frac{5}{3}$ où E(k) est la densité spectrale d'énergie cinétique de la structure de nombre d'onde égal à k:

$$E(k) \approx \varepsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}} \qquad \text{équation II-33}$$

Dans ce travail, nous avons utilisé pour déterminer <ε> les relations des fonctions de structures.

Chapitre III Caractérisation aérodynamique de la zone initiale du jet annulaire.

Dans ce chapitre, nous allons caractériser plus particulièrement la zone initiale d'un jet annulaire à grand rapport de diamètres. Pour cela, nous utiliserons des mesures de P.I.V., d'A.D.L. et de fil chaud.

Dans un premier temps, nous allons étudier de façon globale l'aérodynamique de ce jet pour nous intéresser finalement aux structures fines de l'écoulement en étudiant les fréquences caractéristiques des structures cohérentes présentes dans la zone initiale. Mais tout d'abord, observons les visualisations tomographiques de l'écoulement pour $0 \leq X^* \leq 0{,}8$ obtenues avec la caméra rapide.

III-1 Etude globale de la zone initiale.

III-1.1 Observations qualitatives des plans longitudinaux et transversaux du jet annulaire.

Grâce à la tomographie rapide, on a accès à l'évolution temporelle du jet. On peut observer sur les figures III-1 et III-2 quelques images caractéristiques de la forme du jet dans les plans longitudinaux et transversaux. Notons que les images des plans transversaux de la figure III-2 sont des images traitées pour enlever le fond de l'image, qui contient la buse du jet. Pour cela, nous avons soustrait à chaque image l'image moyenne, puis nous avons dilaté l'histogramme sur toute la dynamique des niveaux de gris.

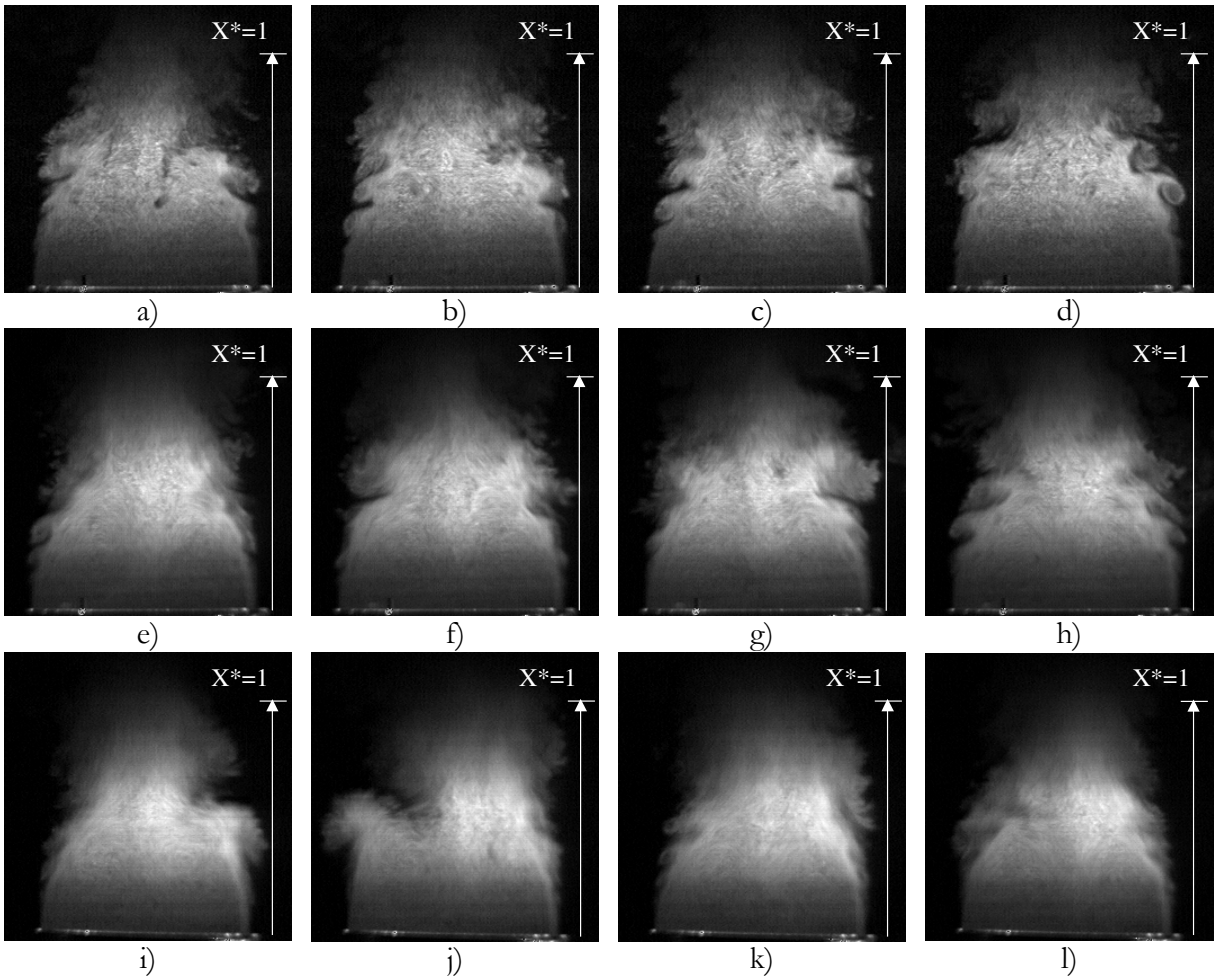


figure III-1 : Images dans le plan longitudinal de la zone de recirculation, pour Uo= a)->d) 8 m/s, e)->h) 15 m/s et i)->l) 30 m/s

Dans les plans longitudinaux, on remarque tout d'abord que les images sont plus précises dans le cas où Uo=8 m/s. Pour les vitesses supérieures, les images sont légèrement floues, à cause du temps de pose trop long (220 µs). Il aurait fallu utiliser une fréquence d'acquisition plus importante, mais la taille des images aurait été réduite. Nous avons privilégié la taille des images et avoir une évolution complète de la zone initiale.

On constate la présence de deux jets sur les bords du jet annulaire sur ces observations bidimensionnelles. Il ne faut toutefois pas oublier que le jet est tridimensionnel, et que ces jets appartiennent à un même anneau. On observe la présence de structures de type Kelvin-Helmoltz qui se développent sur les bords de jet. Les deux jets se rejoignent au niveau du point de stagnation, situé derrière la zone de recirculation positionnée derrière l'obstacle de diamètre Di. En ce point, la vitesse est nulle en moyenne. La zone de mélange entre le jet et l'air environnant n'est donc pas parallèle au profil de vitesse en sortie de buse.

Sur les images (b) et (c) de la figure III-1, séparées temporellement de 1,11 ms, on peut observer la création d'un appariement de vortex, qui donne naissance à un tourbillon de taille double.

On peut observer également que les structures de bords de jet peuvent être soit axisymétriques, caractérisées par un mode d'instabilité m=0, comme sur les images (c) et (h) par exemple, ou bien être hélicoïdales, de mode m=1, comme sur les images (d) et (g).

Sur l'image (j), obtenue pour Uo=30 m/s, on observe que le jet de gauche ne converge pas vers le centre du jet, il en résulte l'apparition d'une très grosse structure isolée, de taille importante, associée à un manque d'ensemencement au niveau du point de stagnation du jet. On observe également ce phénomène dans le cas de l'image (i) pour le jet de droite. Nous n'avons pas observé, sur toutes les images enregistrées, cette non-convergence d'un jet vers le centre, pour les plus faibles vitesses, 8 et 15 m/s.

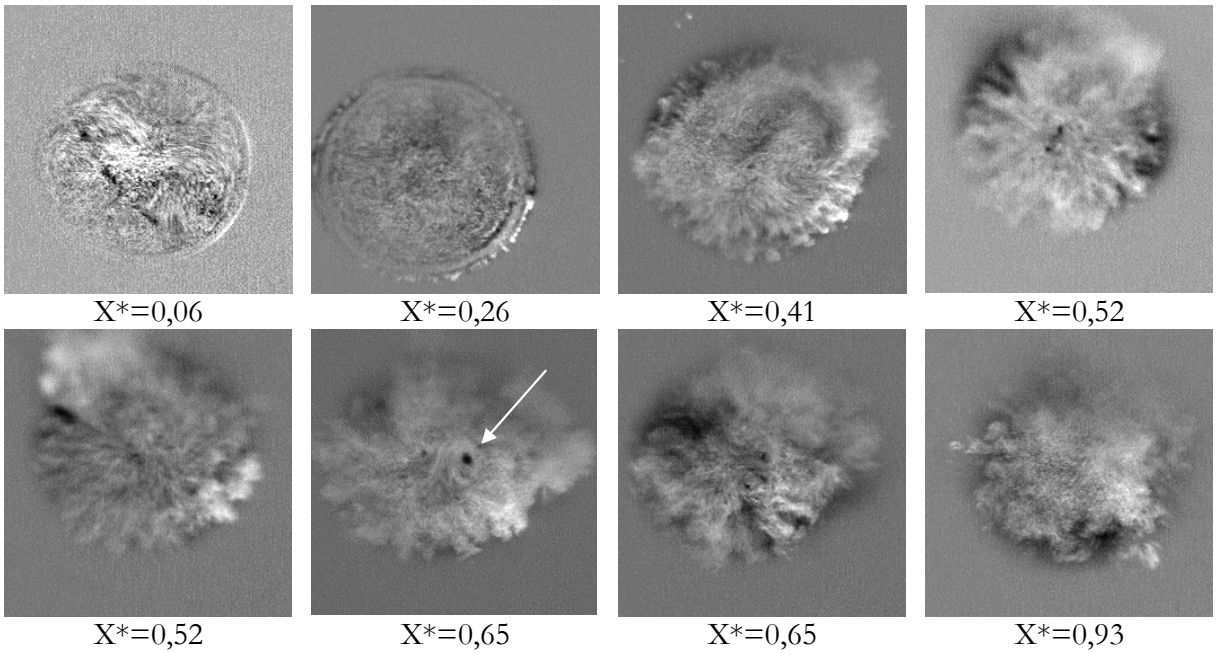


figure III-2 : Images dans le plan transversal de la zone de recirculation à différentes distances à la buse, pour Uo=30 m/s

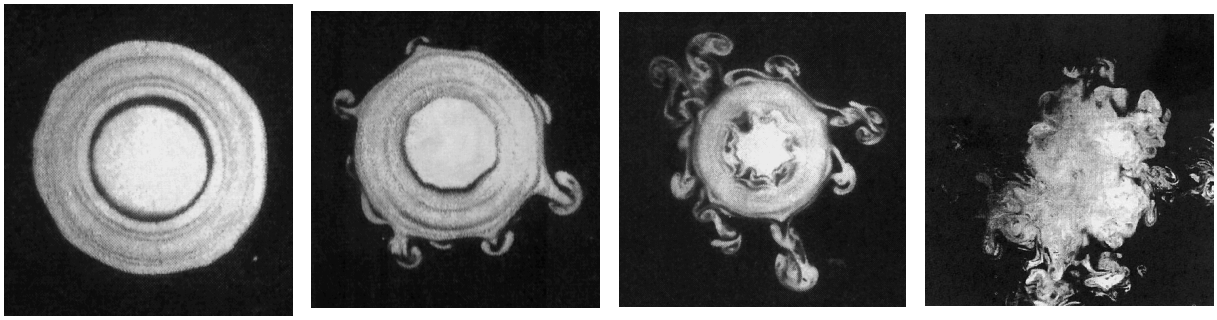
Sur les plans transversaux (figure III-2) obtenus pour Uo=30 m/s, en proche sortie de buse, en X* égal à 0,06, on remarque la présence d'une couronne blanche, dans la partie externe du jet : c'est l'anneau du cœur potentiel du jet. L'écoulement est globalement parfaitement axisymétrique dans sa forme externe. Par contre, à l'intérieur de cette couronne, on observe un

important mouvement de particules du centre vers l'extérieur du jet. Ce mouvement est quelquefois accompagné d'un mouvement de rotation de l'ensemble.

Pour X* égal à 0,26, on aperçoit l'apparition de petites instabilités azimutales, appelées « mushroom » ou champignons qui fleurissent autour du jet. Ce sont des instabilités secondaires de jet qui se développent dans les zones de jet où l'étirement est important. Le jet est encore axisymétrique, la taille de ces champignons est négligeable devant le diamètre moyen du jet.

Plus on s'éloigne de la buse, plus le jet devient tridimensionnel. Les champignons grossissent de plus en plus et le jet n'est plus instantanément axisymétrique. On retrouve des formes de jets similaires à celles observées par Liepmann en 1992 [72] pour un jet rond (cf figure III-3).

Pour X* égal à 0,93, le jet semble être plus stable. Nous n'observons plus de grosses structures. On note également la présence de tourbillons à l'intérieur du jet, comme sur l'image en X* égal à 0,65. Ce tourbillon tourne dans la direction azimutale, et son centre se déplace transversalement dans le temps.



a) X/D=2,25 b) X/D=2,5 c) X/D=3,5 d) X/D=10

figure III-3 : Evolution axiale des différentes coupes d'un jet rond. Observation des instabilités secondaires de type « mushroom », d'après Liepmann et al. [72].

Finalement, sur une distance équivalente à 1 diamètre externe Do, nous obtenons des images de l'évolution de jet annulaires similaires au développement d'un jet rond sur une distance de 10 diamètres.

Etudions maintenant de façon quantitative la zone initiale du jet annulaire.

III-1.2 Observations quantitatives des plans longitudinaux.

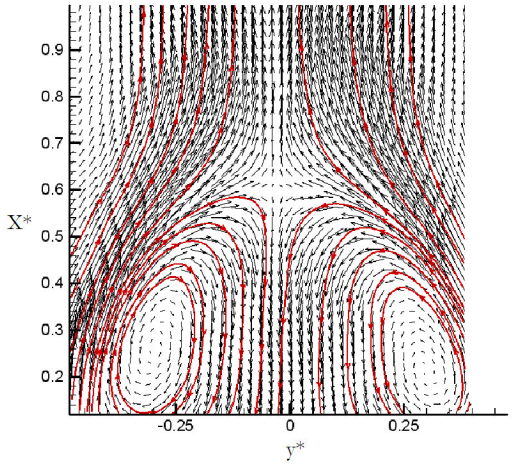
III-1.2.1 Etude des champs de vitesses.

Pour réaliser cette étude, 1000 champs de vitesses P.I.V. ont été acquis au niveau de la zone initiale du jet annulaire. Le champ de vitesse moyenne est présenté sur la figure III-4. Sur la même figure, les champs des écarts types des composantes de vitesse U et V sont également tracés. Sur le champ de vitesse moyenne, on observe la zone de recirculation, positionnée derrière la partie centrale de la buse de diamètre Di. Cette zone, de forme torique a, lorsqu'on la projette sur un plan passant par l'axe du jet, la forme de deux gros tourbillons contra rotatifs. L'écoulement est axisymétrique en moyenne.

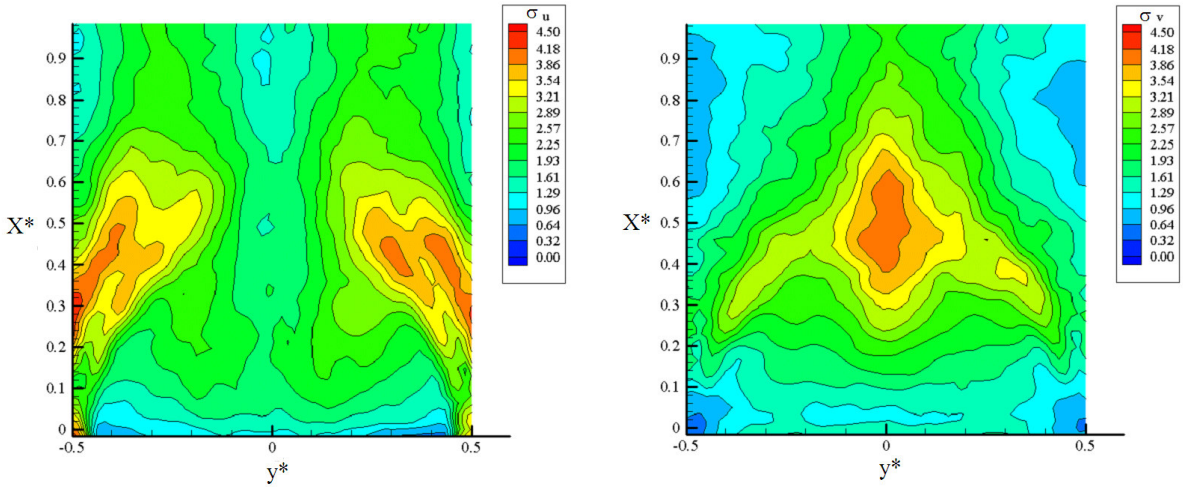
Les écart types des fluctuations des vitesses longitudinales et transversales sont présentées sur la figure III-4 (b) et (c). Les fluctuations maximales des vitesses longitudinales, de l'ordre de 15% de la valeur de Uo, sont localisées autour de l'anneau. On remarque la présence de deux zones distinctes, séparées par un cœur potentiel. Sur l'axe longitudinal, les fluctuations sont faibles.

Les fluctuations des vitesses transversales sont maximales au niveau du point de stagnation, à la fin de la zone de recirculation. Une étude détaillée, à la fois spatiale et temporelle basée sur

une analyse par P.O.D. et des mesures temporelles d'A.D.L., du point de stagnation sera réalisée dans la suite de ce manuscrit. On trouve également une zone d'importantes fluctuations des vitesses transversales pour 0,3<X*<0,5.



a)



b) c)

figure III-4 : a) champ de vitesse moyen, écarts types des vitesses b) longitudinales et c) transversales pour Uo=30 m/s.

On peut analyser de façon plus précise les différents profils ainsi que les écart types des vitesses adimensionnées. Ceux-ci sont présentés sur la figure III-5, figure III-6 et la figure III-7. Les profils ont été mesurés pour les trois valeurs de la vitesse à des distances de :

- X* égal à 0,05, proche sortie de buse.
- X* égal à 0,2, proche du centre de la zone de recirculation.
- X* égal à 0,5, proche de la fin de la zone de recirculation.

On remarque tout d'abord que les profils sont similaires quelle que soit la vitesse Uo et quelle que soit la position axiale des profils. Les relatives petites asymétries qui demeurent par rapport à l'axe central du jet sont dues à la difficulté expérimentale de positionner au plus précis l'obstacle central de diamètre Di. Un léger déplacement a pour conséquence une forte asymétrie

du profil des vitesses. Nous pouvons toutefois étudier l'évolution axiale des profils des vitesses et des fluctuations dans la zone initiale du jet annulaire.

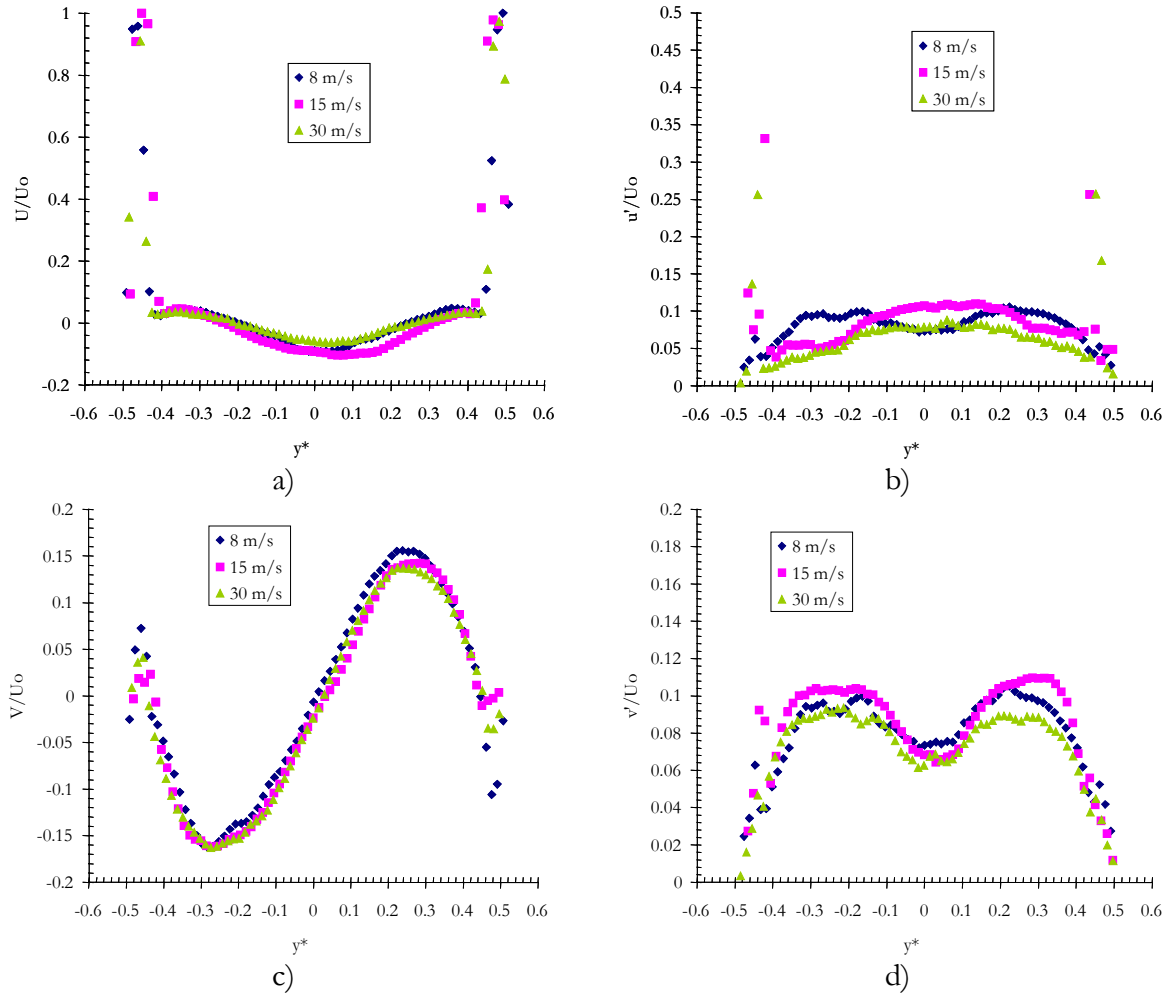


figure III-5 : Profils des vitesses moyennes a) et des écarts types des b) fluctuations des vitesses longitudinales, c) des vitesses moyennes et d) écarts types des fluctuations des vitesses transversales pour X =0,05.*

Pour X* égal à 0,05, le profil de la vitesse longitudinale U est encore plat au niveau de la sortie de buse, entre y* égal à –0,5 et –0,45. Derrière l'obstacle de diamètre Di, les vitesses sont relativement faibles, de l'ordre de 0,1 Uo et sont négatives pour |y*| inférieur à 0,2. Derrière l'obstacle, les fluctuations u' sont de l'ordre de grandeur de U. Le profil de V est bien symétrique par rapport à y* égal à 0. Il présente un changement de signe en y* égal à 0,45 et atteint la vitesse maximale de 0,15 Uo en y* égal à 0,3. En sortie de jet, ce dernier converge vers l'axe central. Le sens de rotation de la zone de recirculation implique, dans la partie basse de la zone, un sens de la vitesse V différent. Ceci explique le changement de signe de V en y*=0,45. Les fluctuations de V sont relativement faibles, toujours inférieures à 0,1 Uo. Les fluctuations maximales sont localisées pour 0,2<|y*|<0,4 avec une position transversale identique à la position de V maximale.

En X* égal à 0,2, on observe que U décroît au niveau de la sortie de buse et les profils s'élargissent. Les vitesses U deviennent négatives pour y*<0,2. Les écarts types des fluctuations u' montrent des valeurs maximales, 0,3 Uo, au niveau des deux zones de mélanges du jet, la zone de mélange interne et externe du jet. Les valeurs de u' sont comprises entre 0,06 et 0,1 Uo derrière l'obstacle, avec des valeurs maximales au niveau des changements de pentes de l'évolution transversale de U. Le profil transversal de V est différent par rapport à X* égal à 0,05. Les valeurs maximales de V, de l'ordre de 0,25 Uo, sont localisées au niveau des vitesses

maximales U. Derrière l'obstacle, les vitesses V sont très faibles. v' est maximum au niveau des zones de mélanges et sur l'axe du jet.

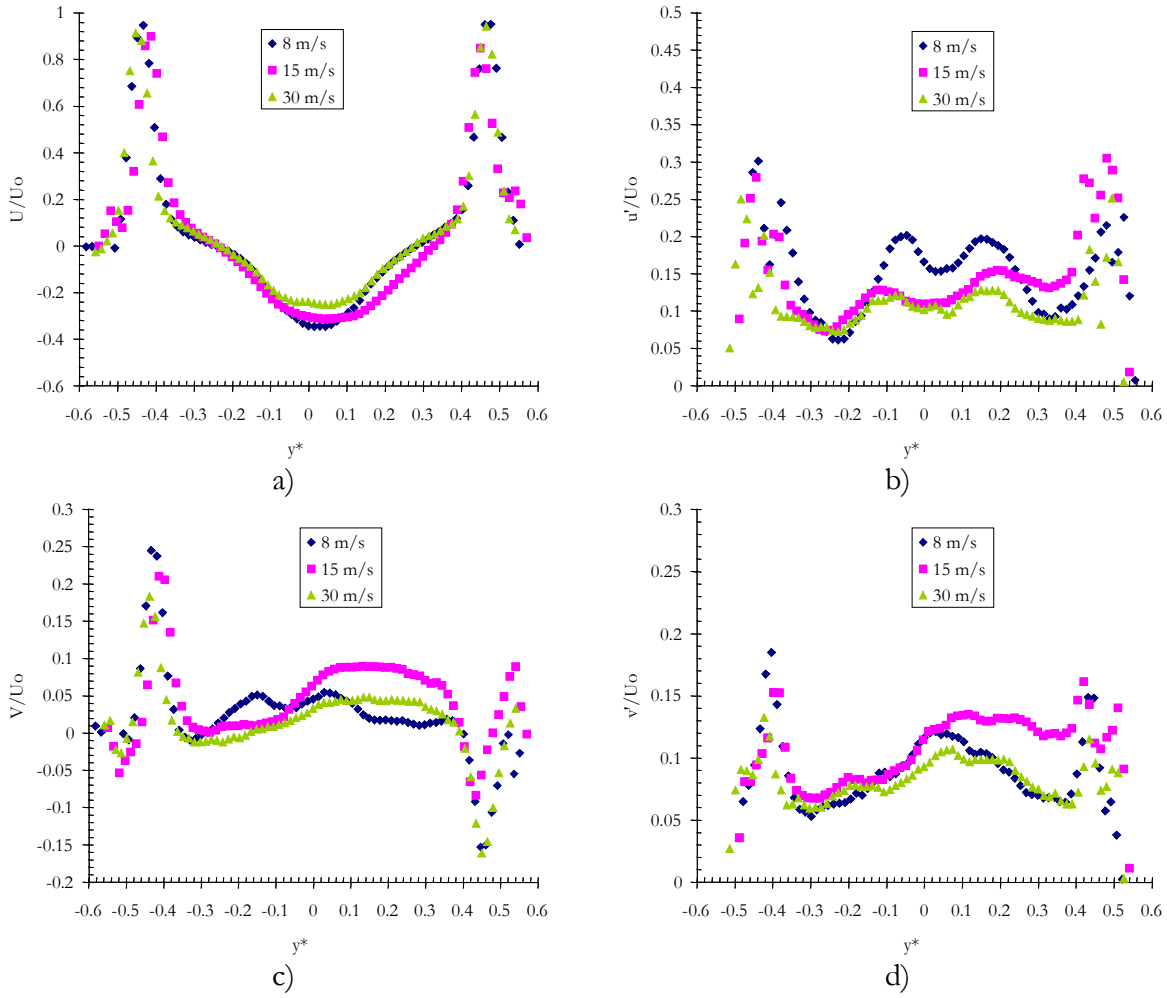
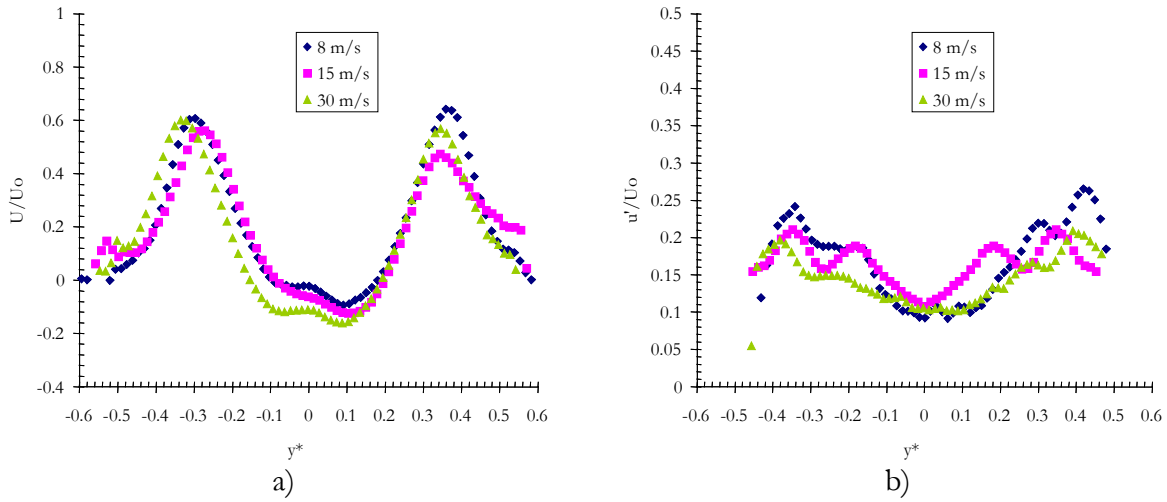


figure III-6 : Profils des vitesses moyennes a) et des écarts types des b) fluctuations des vitesses longitudinales, c) des vitesses moyennes et d) écarts types des fluctuations des vitesses transversales pour X =0,2.*



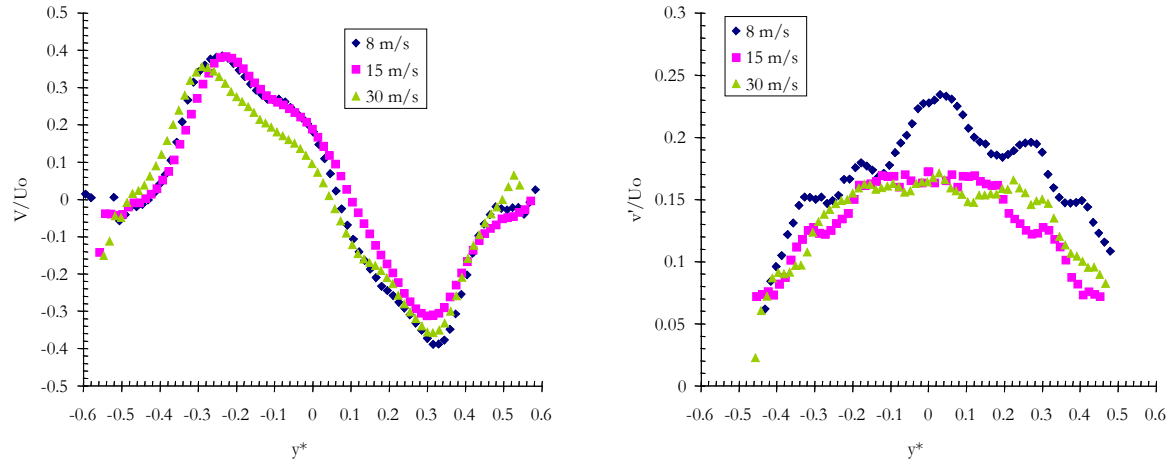


figure III-7 : Profils des vitesses moyennes a) et des écarts types des b) fluctuations des vitesses longitudinales, c) des vitesses moyennes et d) écarts types des fluctuations des vitesses transversales pour X =0,5.*

En X* égal à 0,5, on approche de la fin de la zone de recirculation. A la fois la norme de U et l'étendue de la zone autour de l'axe longitudinal où U est négative diminuent. Les pics principaux s'élargissent et les vitesses maximales sont égales à 0,6 Uo. Le profil de u' montre clairement la présence des 2 couches de mélanges distinctes par des valeurs de u' supérieures dans la zone de mélange externe. Le profil de V est inversé par rapport à celui en 0,20 Do. Les mesures sont réalisées près de la fin de la zone de recirculation. A cet endroit, le jet converge vers l'axe. Les fluctuations v' présentent des maxima sur l'axe du jet, alors que la vitesse moyenne de V est nulle. Ceci est caractéristique d'un mouvement transversal du jet.

III-1.2.2 Etude du profil des vitesses longitudinales sur l'axe du jet.

Le profil axial des vitesses moyennes longitudinales est présenté sur la figure III-8 (a). Cette figure regroupe à la fois des résultats de mesure obtenus par P.I.V. et par A.D.L. Quelle que soit la vitesse Uo, les profils ont la même évolution. Le profil peut être décomposé en 3 zones distinctes. Dans une première partie, les vitesses sont négatives et d'amplitude croissante jusqu'à atteindre une vitesse normée de -0,35. Ensuite les vitesses décroissent puis deviennent positives et atteignent une valeur de 0,66. Ensuite, les vitesses décroissent selon une loi de puissance que l'on étudiera plus finement dans le chapitre consacré à la zone de jet pleinement développé.

Le profil axial des écarts types des fluctuations u' est présenté sur la figure III-8 b). Il montre un maximum de l'ordre de 14 % au niveau de l'abscisse X* où la vitesse moyenne est nulle.

Sur l'axe pour 0,25<X*< 1,2, le gradient longitudinal des vitesses longitudinales est positif et le terme de production de u'², proportionnel à $-\overline{u'^2}\dfrac{\partial U}{\partial X}$ est négatif. A partir des résultats de la figure III-8, on détermine la taille de la zone de recirculation L_{rz}, mesurée par la position sur l'axe où la vitesse longitudinale est nulle. On voit que L_{rz} décroît très lentement en fonction de Re_{Do}.

Uo (m/s)	Re_{Do}	L_{rz}/Di
8	28736	0,611
15	53880	0,606
30	107760	0,578

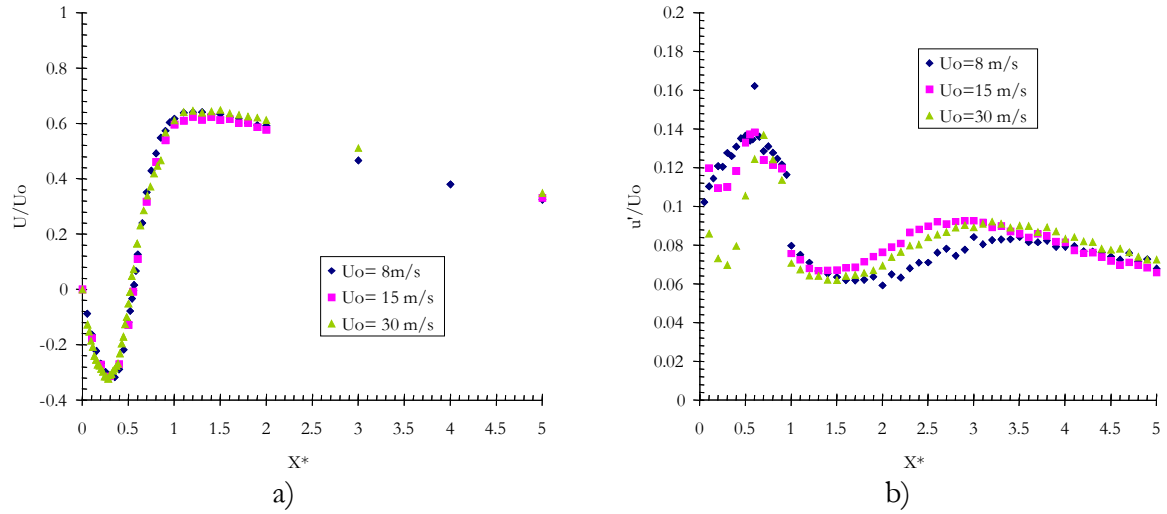


figure III-8 : Profils a) des vitesses longitudinales sur l'axe du jet et b) des fluctuations des vitesses longitudinales.

Cette étude globale de la zone de recirculation ne permet pas de caractériser de façon précise les couches de mélanges développées par le jet. Les champs de vitesse ne permettent pas de résoudre ni spatialement ni temporellement les structures des deux couches de mélanges, interne et externe, et d'étudier leurs interactions. C'est ce que nous allons faire dans le paragraphe suivant.

III-2 Etude des couches de mélange du jet.

Les couches de mélange externe et interne ont été caractérisées par des mesures de P.I.V. précises en limitant le champ d'étude à (2,8*2,5) cm². Le jet, ainsi que l'air ambiant ont été ensemencés. Toutefois, nous ne voulons pas donner de vitesse initiale à l'air ambiant. Le jet, par entraînement, attire naturellement l'air ambiant, contenant les particules d'huile d'olive. Ce phénomène n'est pas parfaitement stationnaire et il arrive parfois que, pour de faibles distances à la buse pour lesquelles le jet annulaire n'entraîne pas encore l'air extérieur, certaines zones des images ne contiennent pas d'ensemencement. Il apparaît alors des vecteurs faux dans les champs de vitesses instantanées et des écarts types des vitesses dans ces zones.

III-2.1 Etude qualitative de la couche de mélange externe.

Les images suivantes de la figure III-9 ont été acquises sans ensemencement extérieur, ceci pour permettre la visualisation des tourbillons de Kelvin Helmholtz. Ces images, obtenues pour $0 \leq X^* \leq 0{,}28$ ressemblent beaucoup aux images caractéristiques du développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Le jet est laminaire en sortie de jet. Une onde se développe à l'interface des deux fluides : le jet et l'air environnant. Il se forme des tourbillons qui ont la forme d'un anneau. Ceux-ci sont parfaitement définis sur les images. On observe l'entraînement de l'air extérieur, non ensemencé, par le jet ensemencé. Le jet s'enroule autour de l'air extérieur et les tourbillons grossissent en aval du jet. Sur l'image (c) de la figure III-9, on peut observer la naissance d'un appariement de tourbillons.

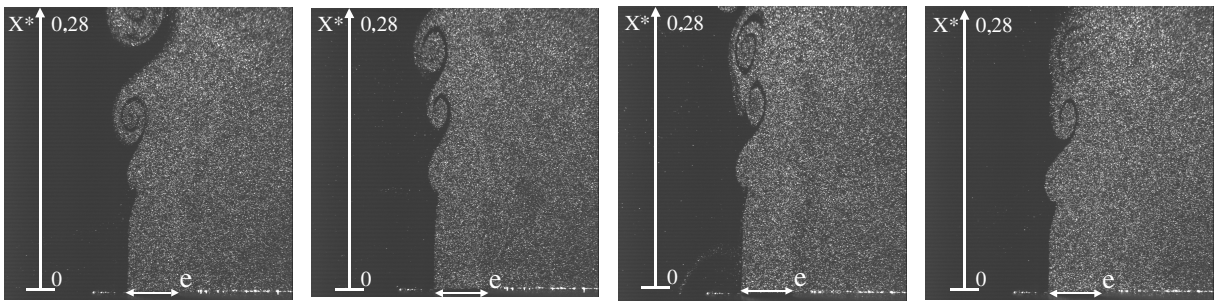


figure III-9 : Exemples d'images de tomographie acquises en sortie de buse pour Uo= 8 m/s, pour X compris entre 0 et 0,28.*

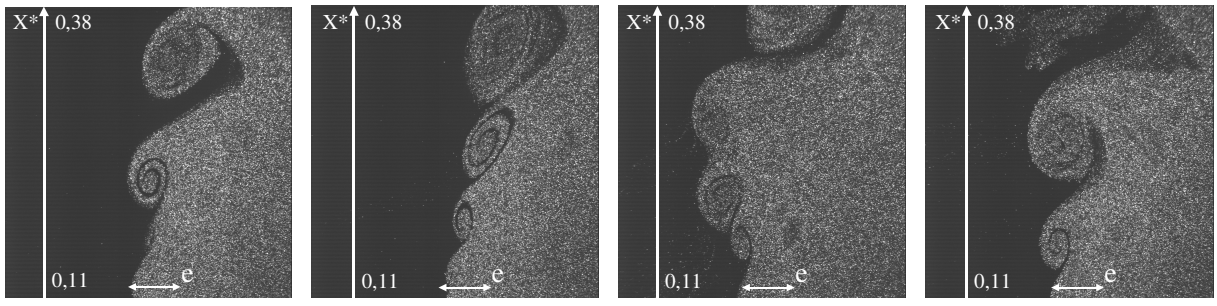


figure III-10 : Exemples d'images de tomographie acquises en sortie de buse pour Uo= 8 m/s, pour X compris entre 0,11 et 0,38.*

Pour $0{,}11 \leq X^* \leq 0{,}38$, on observe sur la figure III-10 que l'allée tourbillonnaire n'est pas rectiligne, elle converge vers l'axe central du jet annulaire à partir d'une certaine distance. Les tourbillons générés peuvent prendre des formes atypiques comme dans le cas (c) de la figure

III-10 où trois tourbillons semblent interagir. Associés à ces tourbillons, on remarque la présence de filaments de fluide provenant du jet qui sont éjectés par le jet. Ces filaments sont les instabilités secondaires tridimensionnelles qui se développent dans les zones de forts étirements, et que l'on a également observées sur les images de tomographies rapides dans les plans transversaux sous la forme de champignons.

III-2.2 Etude des profils de vitesses.

III-2.2.1 Etude des champs de vitesses.

Les champs des vitesses moyennes et des écarts types des vitesses longitudinales et transversales adimensionnées par Uo sont présentés sur la figure III-11 pour Uo=8 m/s.

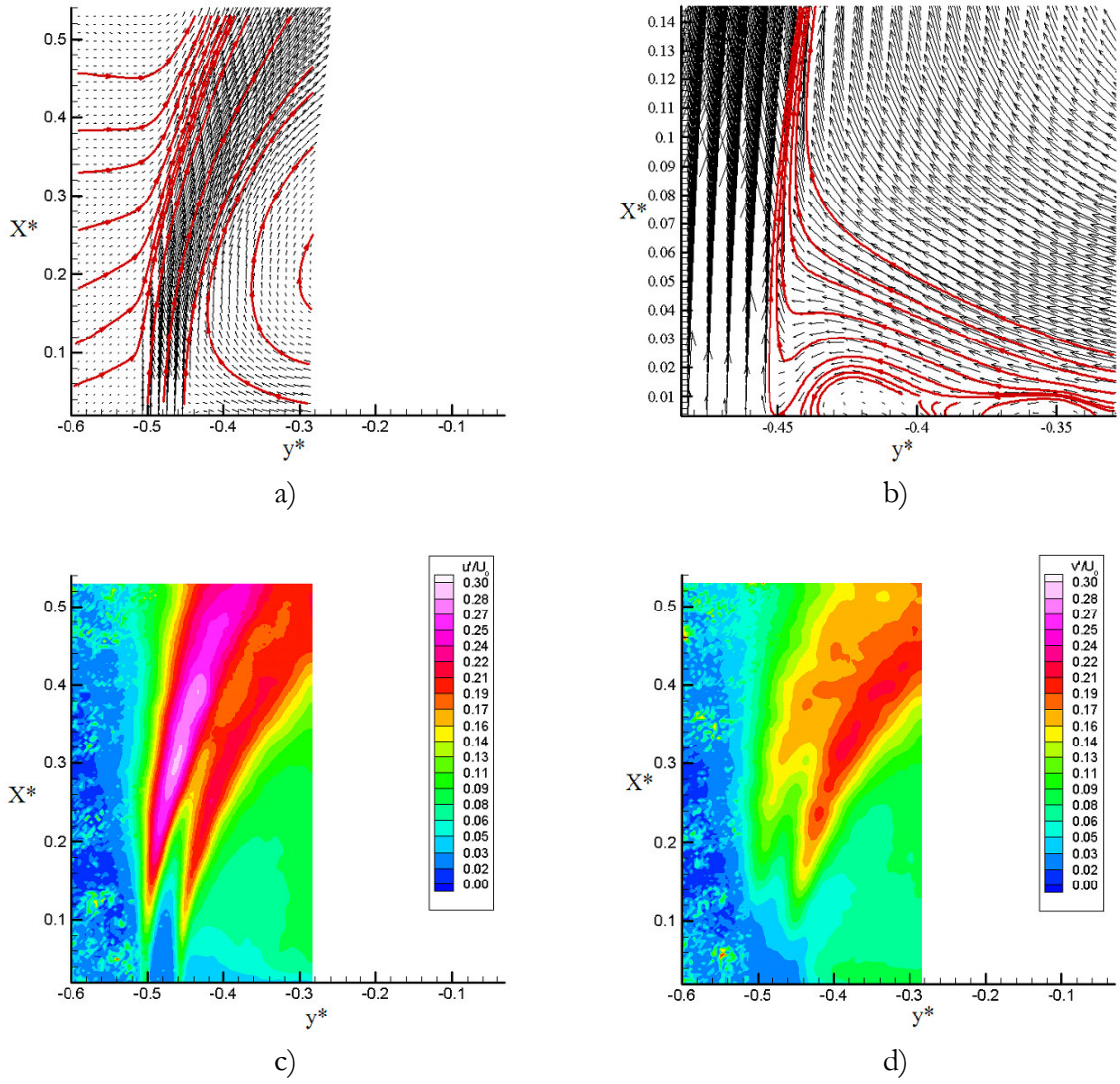


figure III-11 : a) champs des vitesses moyennes, b) zoom du champ de vitesse moyen de la sortie de jet dans la zone de cisaillement interne c) champ des fluctuations des vitesses longitudinales d) champ des écarts types des vitesses transversales pour Uo=8 m/s.

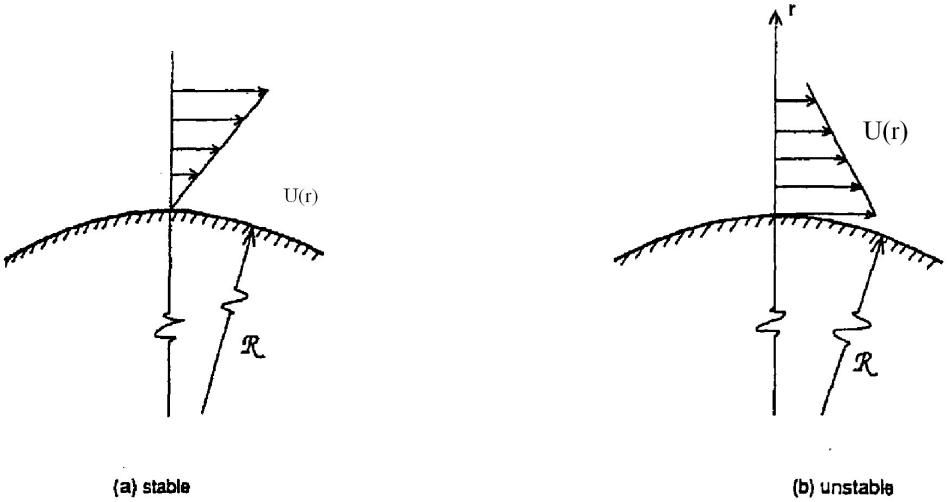
On peut observer que les zones de mélange semblent parfaitement résolues pour l'étude des structures. Ce qui est le plus remarquable sur le champ de vitesse moyenne, c'est la courbure

du jet principal. En sortie de buse, le jet est parallèle, puis subit une courbure d'ensemble menant à une convergence vers l'axe du jet.

On observe sur la figure III-11 (c), qui représente les écarts types des vitesses longitudinales, la présence des deux zones de mélange, séparées par une zone de très faible fluctuation qui est le cœur potentiel, et dont la forme est courbée. Les deux zones de mélanges sont différentes. La zone de mélange externe a une intensité de fluctuations maximale de l'ordre de 30 %, contre 20 % dans la zone interne. Par contre, les fluctuations apparaissent plut tôt dans la zone de mélange interne, en X* égal à 0,09, en comparaison de la couche externe, en 0,11 Do, en prenant comme seuil la valeur de 15 %. On observe également qu'il y a très peu de fluctuations des vitesses longitudinales dans la zone de recirculation, soit 10 %.

Les écarts types des vitesses transversales sont maximales au niveau de la couche de mélange interne, soit 20%, contre 16 % dans la zone externe. Les fluctuations des vitesses transversales de la zone de recirculation sont identiques aux fluctuations longitudinales, soit 10%.

On peut essayer de comprendre cette différence observée entre les deux zones de mélange en appliquant le critère de Rayleigh. Ce critère, nécessaire et suffisant, est basé sur la dérivé radiale du carré de la circulation. Il détermine l'influence d'une courbure sur la stabilité d'une couche de mélange. Si ce critère est négatif, la couche de mélange est instable, Saric [97]. D'après la figure III-12, on peut conclure que la couche de mélange externe est plus instable que la zone de mélange interne. La courbure du jet permet ainsi d'expliquer les écart types des vitesses longitudinales supérieurs dans la couche de mélange externe.



a) couche de mélange interne b) couche de mélange externe

figure III-12: Influence de la courbure sur la stabilisation d'une couche de mélange, Saric [97].

On observe également la présence d'une petite zone de fluctuations des vitesses transversales, 10%, localisée à la sortie de buse entre le jet et l'obstacle de diamètre Di, en y* compris entre -0,45 et –0,35 et X* compris entre 0 et 0,1. Cette zone, située derrière l'obstacle, présente une petite zone de recirculation que l'on peut voir sur la figure (b) et qui est identifiée par les lignes de courant du champ de vitesse moyenne. Cette zone est majoritairement caractérisée par des fluctuations des vitesses transversales. Nous verrons dans la partie suivante que cette petite zone joue un rôle important pour la compréhension des spectres des fluctuations des vitesses longitudinales.

III-2.2.2 Etudes de l'évolution des profils de vitesses.

Les profils des vitesses moyennes adimensionnées U* et V* et des écart types des fluctuations u'* et v'* sont présentés dans le chapitre VII-2 dédié aux Annexes. Les profils ont été mesurés en X* égal à 0,05, 0,2 et 0,5 pour les trois valeurs des vitesses Uo.

A partir du profil de décroissance axiale des vitesses longitudinales maximales de la figure III-13 (a), on peut déterminer la longueur du cœur potentiel. Les profils adimensionnés sont similaires quelle que soit Uo. Nous avons choisi arbitrairement comme critère pour déterminer la longueur du cœur potentiel l_{cp} la distance à partir de laquelle U/Uo devient inférieur à 0,97. La longueur du cœur potentiel l_{cp} est donc égale à 0,16 Do ou 3,4 e, où e représente l'épaisseur de l'anneau. Ensuite, sur notre domaine d'étude, la décroissance axiale suit une loi linéaire. Les équations exprimant cette décroissance sont présentées dans le tableau III-1 .

Uo (m/s)	loi de décroissance linéaire de U/Uo	loi de croissance linéaire de V/Uo
8	U /Uo=-1,1965 X*+1,1929	V /Uo=0,9031 X*+0,0269
15	U /Uo=-1,1390 X*+1,1926	V /Uo=0,8356 X*+0,0123
30	U /Uo=-1,2160 X*+1,1732	V /Uo=0,9030 X*-0,0078

tableau III-1: loi de décroissance de U/Uo et de croissance de V/Uo dans la zone initiale du jet annulaire en fonction de X.*

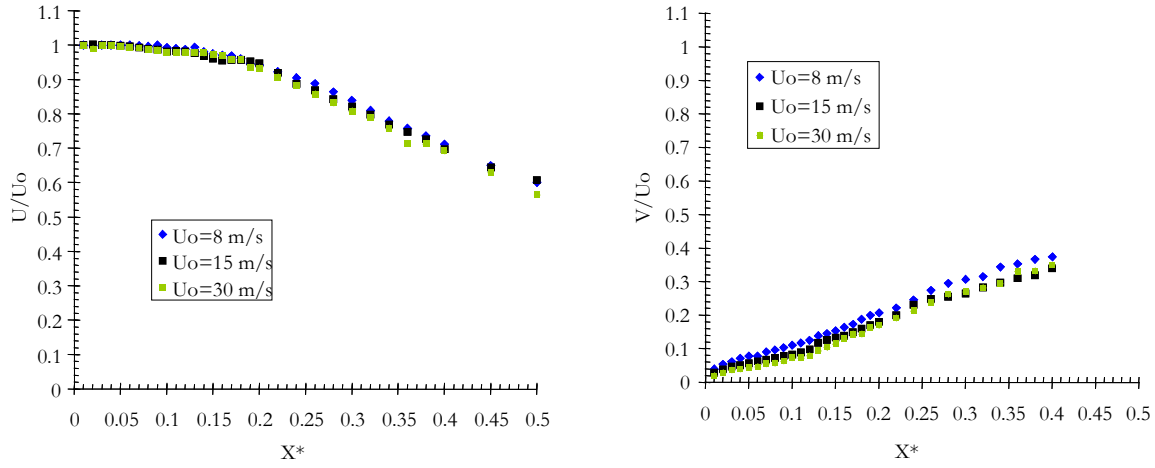
Uo (m/s)	loi de décroissance linéaire de U/Uo	loi de croissance linéaire de V/Uo
8	U/Uo=-0,0570(X/e)+1,1929	V/Uo=0,0430 (X/e) +0,0269
15	U/Uo=-0,0542(X/e)+1,1926	V/Uo=0,0398 (X/e) +0,0123
30	U/Uo=-0,0579(X/e)+1,1732	V/Uo=0,0430 (X/e) –0,0078

tableau III-2: loi de décroissance de U/Uo et de croissance de V/Uo dans la zone initiale du jet annulaire en fonction de X/e.

On obtient alors un taux de décroissance des vitesses longitudinales adimensionnées moyennes par rapport à Do de (-0,1838 ± 0,0322) et par rapport à e égal à (–0,0564 ± 0,0015).

L'évolution longitudinale des vitesses V* maximales est présentée sur la figure III-13 (b). Elle présente deux zones distinctes. Pour X*≤0,16, au niveau du cœur potentiel, V évolue très faiblement. Ensuite, V croit linéairement. Le taux de croissance des vitesses transversales adimensionnées moyennes maximales par rapport à Do est de (0,8806 ± 0,0022) et par rapport à e de (0,0419 ± 0,0001).

Le taux de croissance de la vitesse transversale est positif et a une valeur tout à fait semblable au taux de décroissance de U, contrairement à un jet rond ou à un jet plan, de telle sorte qu'en X* égal à 0,5, les valeurs de U et de V sont équivalentes et égales respectivement à 0,6 et 0,4 Uo.



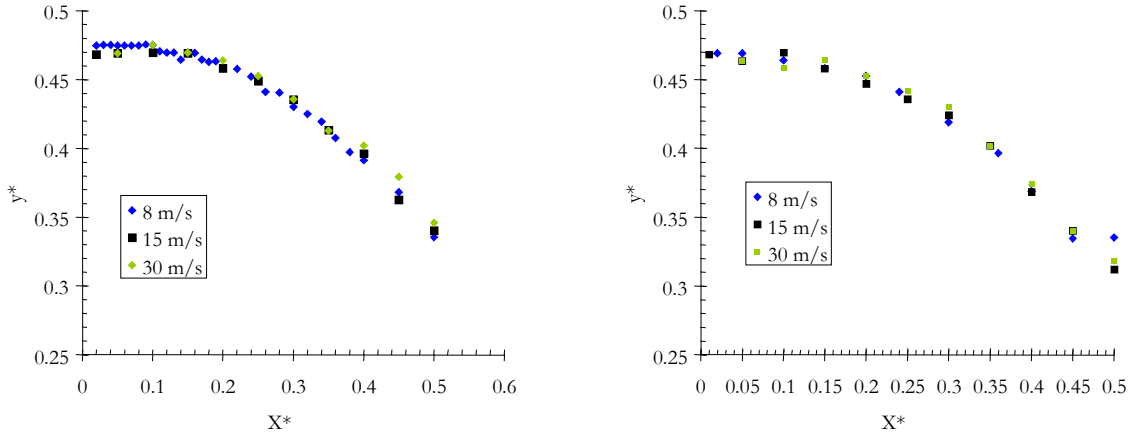
a) b)

figure III-13: a) Profil de décroissance de la vitesse longitudinale maximale, b) profil de croissance de la vitesse transversale maximale pour Uo= 8, 15 et 30 m/s.

Pour un jet rond, d'après les mesures de Crow [23] pour un jet libre et une géométrie de la buse en sortie de jet identique à la notre, le taux de décroissance de U, dans sa partie linéaire, est de -0,0654. Pour un jet plan, d'après les données expérimentales de Weiss [113], le taux de décroissance de U est de -0,0411. Les valeurs du jet annulaire en fonction de X/e ont le même ordre de grandeur que le jet rond et le jet plan. L'épaisseur de la lèvre e est donc la distance caractéristique liée à la longueur du cœur potentiel et à la décroissance de la vitesse longitudinale.

Le taux de décroissance de la vitesse longitudinale du jet annulaire est compris entre le taux du jet rond et le taux du jet plan. Etant donné que les courbures liées au diamètre Do et Di sont faibles devant l'épaisseur e, on peut considérer que le jet est assimilable à un jet plan en sortie de jet.

Sur la figure III-14 sont tracées les différentes positions transversales des maxima des vitesses longitudinales et des vitesses transversales en fonction de la distance à la buse. On voit que plus on s'éloigne du jet, plus les maxima des vitesses longitudinales se rapprochent du centre du jet. Cette tendance est d'autant plus prononcée que la vitesse est faible.



a) b)

figure III-14 Positions transversales des maxima des vitesses a) longitudinales et b) transversales pour Uo=8, 15 et 30 m/s.

Nous avons tracé sur la figure III-15 les deux termes de l'équation de continuité bidimensionnel selon U et V pour X* égal à 0,05, 0,2 et 0,5 et Uo égal à 8 m/s. Les résultats sont identiques pour Uo égal à 15 et 30 m/s.

Pour X* égal à 0,05 et 0,2, quel que soit y* dans le champ d'étude, les deux termes $\frac{\partial U}{\partial X*}$ et $\frac{\partial V}{\partial y*}$ se compensent de telle sorte que la somme des deux termes est nulle. Cette analyse 2D ne peut se faire que dans la phase initiale du jet annulaire. A plus grande distance, la loi de continuité s'écrirait : $\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{1}{y}\frac{\partial}{\partial y}(yV)=0$.

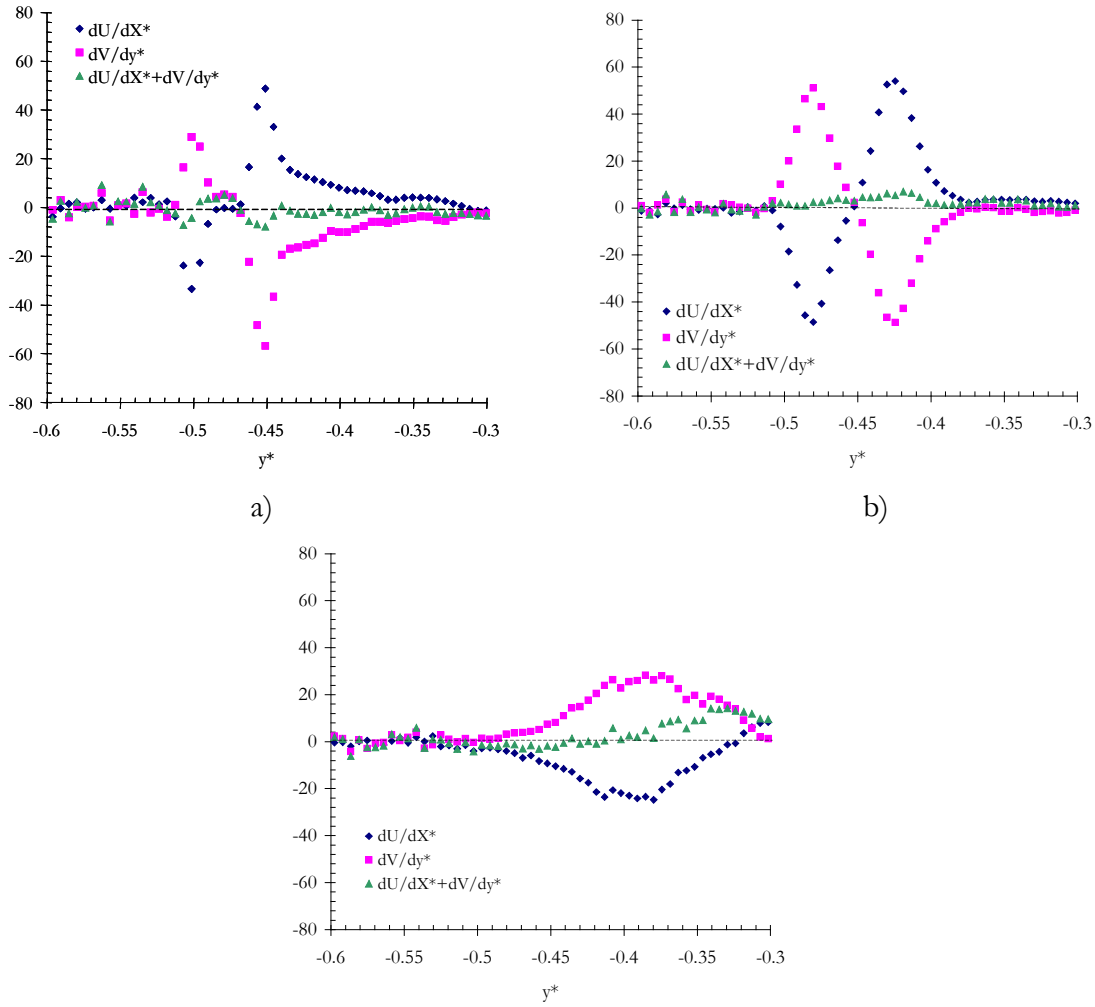


figure III-15 : Evolution transversale des différents termes de l'équation de continuité à deux dimensions pour X= a) 0,05, b) 0,2 et c) 0,5.*

III-2.2.3 Etude des corrélations croisées <u'v'>.

Les coefficients de corrélations croisés <u'v'>* ont également été calculés pour X* égal à 0,05, 0,2 et 0,5. Les termes <u'v'>* représentent les termes <u'v'> adimensionnés par les écarts types u' et v'. Ils sont présentés sur la figure III-16.

Les profils sont anti-symétriques au niveau du jet par rapport à la position où la vitesse longitudinale est maximale, caractérisée par la ligne pointillée. Les valeurs maximales de cette

quantité sont de l'ordre de 0,8 en sortie de buse et diminuent en fonction de la distance à la buse. Quelle que soit la position axiale, le signe du moment croisé <u'v'>* est l'inverse du signe du gradient de vitesse transversal de vitesse longitudinale. Ils sont proportionnels au terme de tension de Reynolds par la relation suivante faisant intervenir une viscosité tourbillonnaire ν_t variable. Le terme de cisaillement est tracé sur la figure III-16.

$$-<u'v'>=\nu_t\left(\frac{\partial U}{\partial y}+\frac{\partial V}{\partial X}\right) \qquad \text{(équation III-1)}$$

En 0,05 Do, les valeurs de <u'v'>* pour les positions inférieures à y* égal à 0,5 ne sont pas des valeurs réelles. Il est très difficile d'ensemencer de façon homogène l'air environnant en sortie de buse. Les résultats sont alors biaisés. Dans la zone de recirculation, le moment croisé est négatif pour X* égal à 0,05 et semble tendre vers zéro lorsque l'on se rapproche de l'axe. En aval de 0,05 Do, le coefficient des corrélations croisées <u'v'>* est toujours positif dans la zone de recirculation.

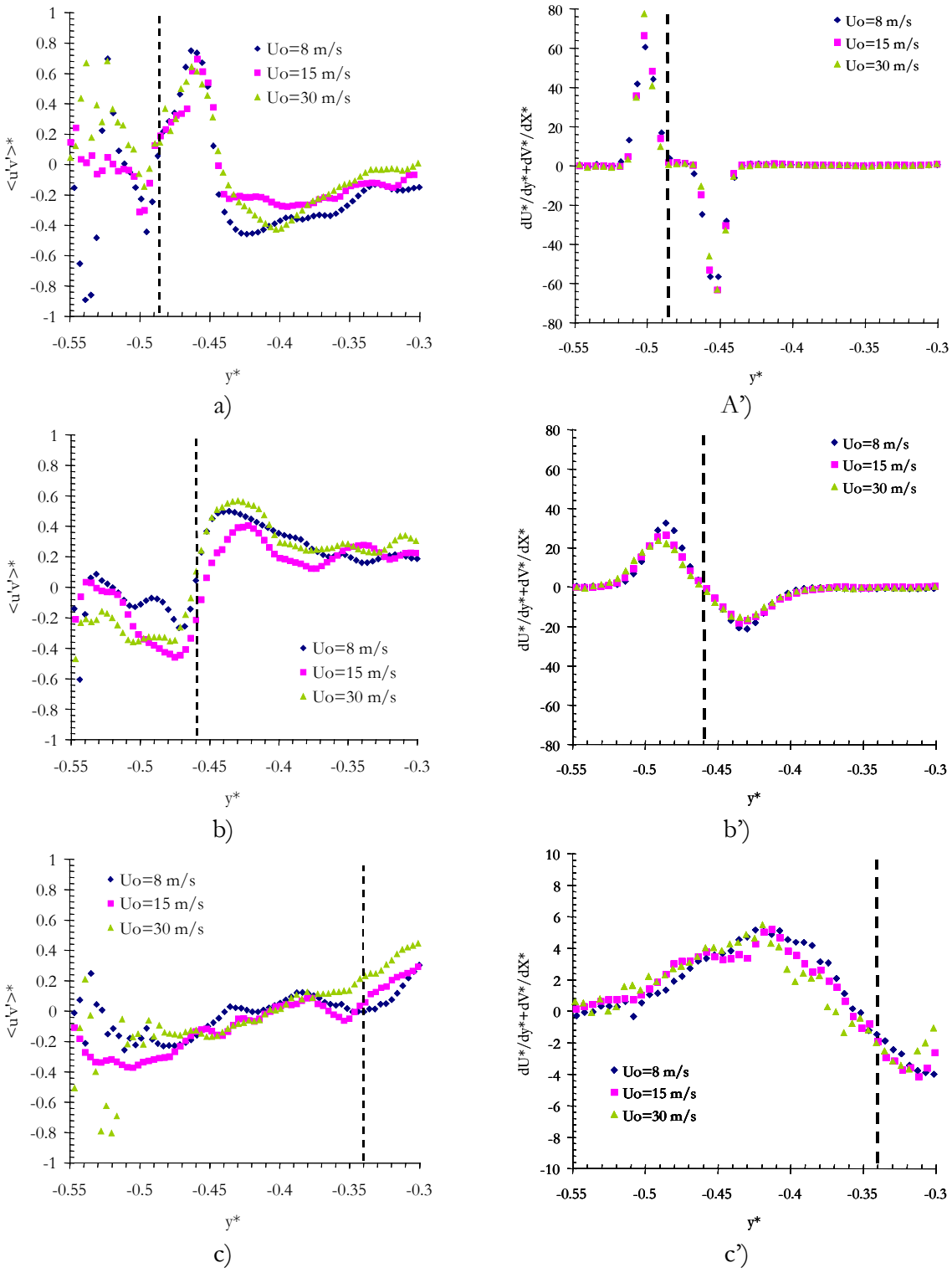


figure III-16 : Corrélations <u'v'>, pour Uo= 8, 15 et 30 m/s, à une distance à la buse de X*= a) 0,05, b) 0,2 et c) 0,5. La ligne en pointillés représente la position où la vitesse longitudinale est maximale. Terme du cisaillement adimensionné pour Uo=8, 15 et 30 m/s pour X*= a') 0,05, b') 0,2 et c') 0,5.*

III-2.2.4 Vorticité, contraintes d'étirements et de cisaillements.

III-2.2.4.1 Etude des champs des premiers moments des contraintes de vorticité, d'étirements et de cisaillement.

Les termes de vorticité, de contrainte d'étirement et de cisaillement ainsi que le coefficient de Weiss sont définis dans l'annexe VII-3 de la page 169.

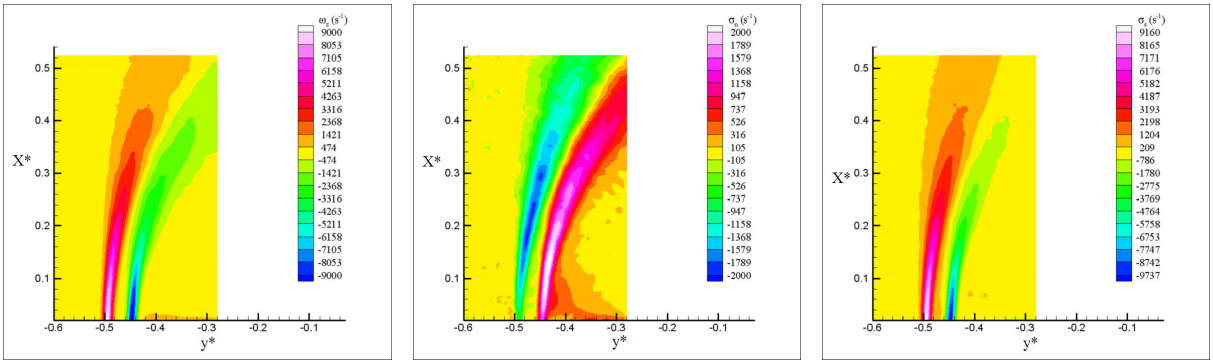
Sur le champ de la vorticité moyenne tracée sur la figure III-17, on observe bien distinctement les deux couches de mélange. La couche de mélange interne est plus courbée que la couche externe. Ces deux couches tendent à s'écarter l'une de l'autre. La norme de la vorticité moyenne est identique dans les deux couches de mélange.

L'écart type de la vorticité montre que les fluctuations sont, en proche sortie du jet, plus importantes dans la zone de cisaillement interne. Il peut atteindre 30 % de la valeur moyenne maximale. Plus en aval, entre 0,2 et 0,4 Do, les fluctuations de la vorticité sont plus importantes dans la zone de mélange externe.

L'étirement moyen est, dans la couche externe, majoritaire pour $0,1 \leq X^* \leq 0,4$ Do. Le fluide est étiré dès la sortie de la buse dans la zone interne. On observe également un fort étirement entre l'obstacle et la zone de recirculation. Cet étirement est relativement constant, puisque les fluctuations sont de l'ordre de 20% de la valeur moyenne alors qu'elles atteignent respectivement 80% et 100 % dans la zone de mélange interne et dans la zone de mélange externe entre 0,2 et 0,5 Do. Les valeurs maximales de l'étirement sont 5 fois plus faibles, comparées aux valeurs de la vorticité moyenne.

La contrainte de cisaillement moyenne est maximale en sortie de jet, ce qui est prévisible, puisque à cet endroit il existe un cisaillement intense entre la sortie du jet et son environnement. Le cisaillement entre le jet et l'air extérieur est plus stable qu'entre le jet et la zone de recirculation où l'écart type est de 20 %. Il augmente plus en amont dans la zone interne que dans la zone externe.

Les différences observées à la sortie du jet entre les couches de cisaillement externe et interne sont liées à la présence de l'obstacle Di. Dans la zone de cisaillement interne, on trouve une petite zone de recirculation extrêmement fluctuante mise en évidence sur la figure III-11 (b) et qui influe sur les valeurs des fluctuations des différentes contraintes de cisaillement mais également sur l'étirement.



a) b) c)

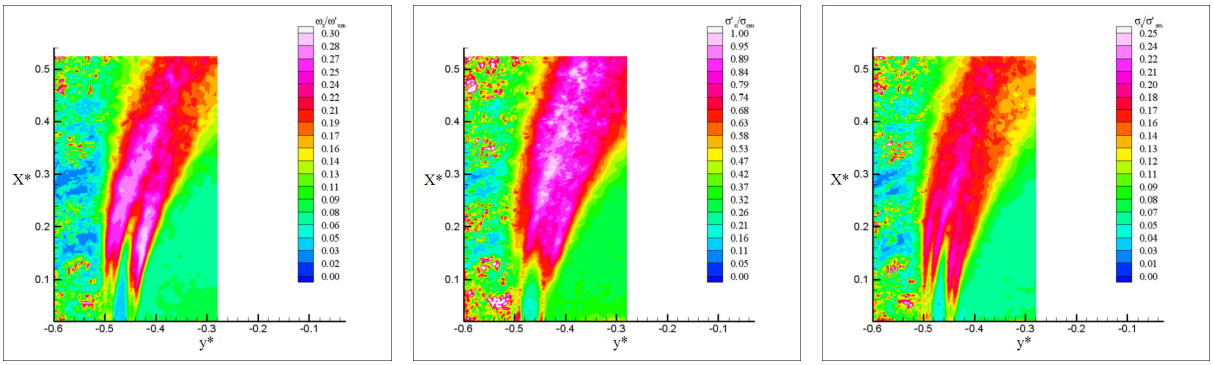


figure III-17 : Champ moyen a) et écart-type de la vorticité b), étirement moyen b) et écart-type de l'étirement b'), cisaillement moyen c) et écart-type du cisaillement c') pour Uo=8 m/s.

III-2.2.4.2 Etude des champs instantanés.

Nous présentons sur les figures III-17, III-18 et III-10 quelques champs instantanés de vorticité, d'étirement et de cisaillement. Ils représentent différents scénarii possibles parmi les 500 champs de vitesses instantanées. Les niveaux de couleurs sont identiques entre les différents champs pour les mêmes vitesses. Ceci permet de comparer l'influence de chaque paramètre, vorticité, étirement et cisaillement.

Pour Uo=8 m/s, on observe tout d'abord un très fort cisaillement en sortie de jet jusqu'à une distance variant entre 0,1 et 0,18 Do. Ce cisaillement est aussi important entre le cœur potentiel du jet et l'air extérieur qu'avec le jet et la zone de recirculation. Puis, on remarque la création de tourbillons, caractéristique d'une allée tourbillonnaire de Kelvin-Helmoltz. Cette allée de tourbillon converge vers l'axe du jet annulaire, bien que l'allée puisse être parfaitement verticale comme dans le cas (c), même si ce résultat apparaît très rarement.

Concernant les structures tourbillonnaires dans la zone de mélange interne et externe, on remarque que celles-ci ne sont que très rarement en phase (a). Contrairement à un jet rond où les tourbillons de Kelvin-Helmoltz appartiennent aux même anneaux, les tourbillons de la zone externe sont caractérisés par un anneau de diamètre Do, alors que le tourbillon de la zone interne appartient à un anneau de diamètre Di. Pour avoir des tourbillons en phase, il faudrait que les deux allées, externe et interne, soient caractérisées par des nombres de Strouhal identiques. Or les tourbillons de Kelvin-Helmholtz sont caractérisés par le nombre de Strouhal St_{θ_e} basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement à la sortie du jet, soient θ_{ei} et θ_{eo}, respectivement l'épaisseur entre le jet et la zone de recirculation et entre le jet et l'air environnant. Or comme le profil de vitesse n'est pas symétrique en sortie de buse, les allées de tourbillons ne sont pas identiques et les tourbillons ne sont donc pas en phase.

Dans chaque allée, on observe que les distances entre les tourbillons ne sont pas constantes. Sur les champs de vorticité c) et d), on voit la réalisation d'un appariement de vortex dans la zone de mélange externe. Les deux tourbillons entrent ensemble en rotation pour créer un tourbillon de taille plus importante. Cet appariement existe aussi bien lorsque le jet converge vers l'axe du jet (d) que lorsque le jet se développe de façon verticale (c). Il existe également des appariements de vortex dans la zone de mélange interne du jet.

Sur les champs d'étirements, on remarque que les valeurs extrêmes de l'étirement du fluide, négatives dans l'allée externe et positives dans l'allée interne, sont localisées dans la zone de fluide comprise entre deux tourbillons. C'est la région de « braid », où le fluide est très étiré et où les

instabilités secondaires, les doigts de fluides, peuvent se développer. Toutefois, les valeurs sont relativement faibles en comparaison avec les contraintes de cisaillement.

Sur les champs de cisaillement, on observe que le cisaillement initial à la sortie du jet existe jusqu'à une distance moyenne égale à 0,2 Do au niveau du mélange externe contre une distance de 0,14 Do dans la couche interne.

Les coefficients de Weiss Q des champs instantanés montrent sur la figure III-21 que les deux allées de la zone de mélange interne et externe n'interagissent pas spatialement. Les tourbillons des deux allées ne se rencontrent pas.

Les structures de Kelvin-Helmholtz de la zone de mélange externe et interne, ainsi que leurs interactions mutuelles ont été spatialement étudiées. Etudions maintenant leurs aspects temporels.

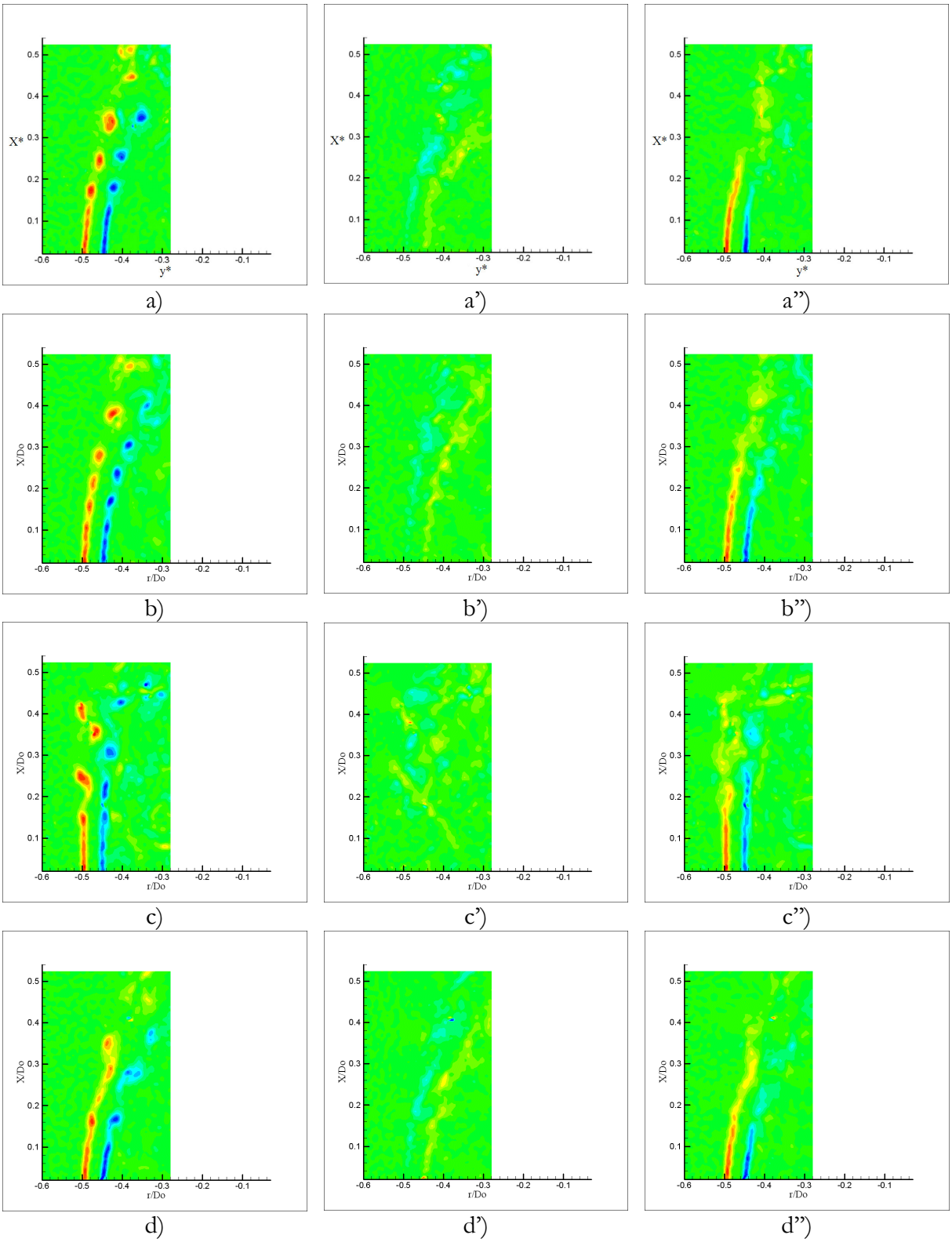


figure III-18 : Exemples de champs décorrélés de vorticité (a), b) c) et d)), d'étirement (a') b') c') et d')) et de cisaillement (a"), b") c") et d")) pour Uo=8 m/s.

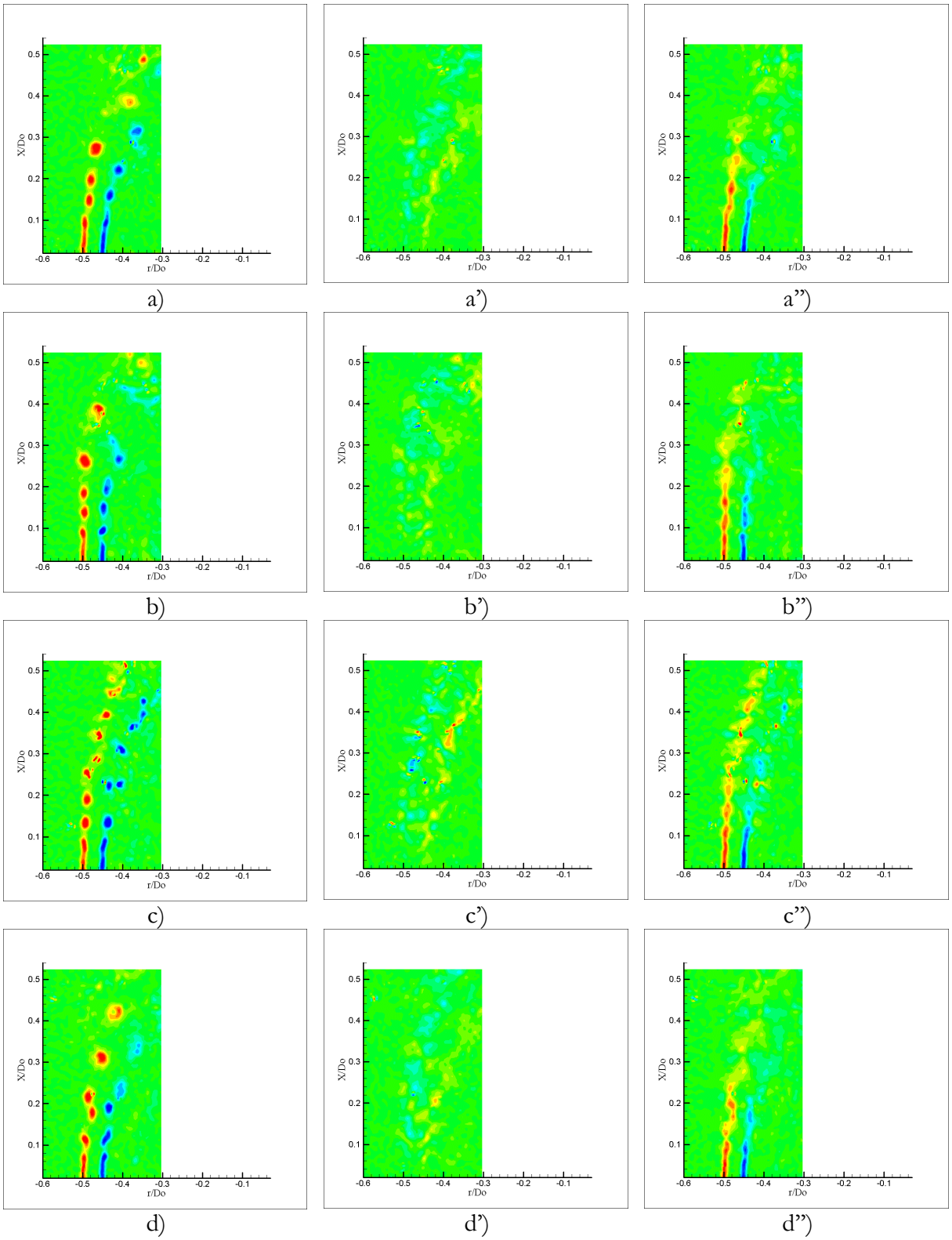


figure III-19 : Exemples de champs décorrélés de vorticité (a), b) c) et d)), d'étirement (a') b') c') et d')) et de cisaillement (a"), b") c") et d")) pour Uo=15 m/s.

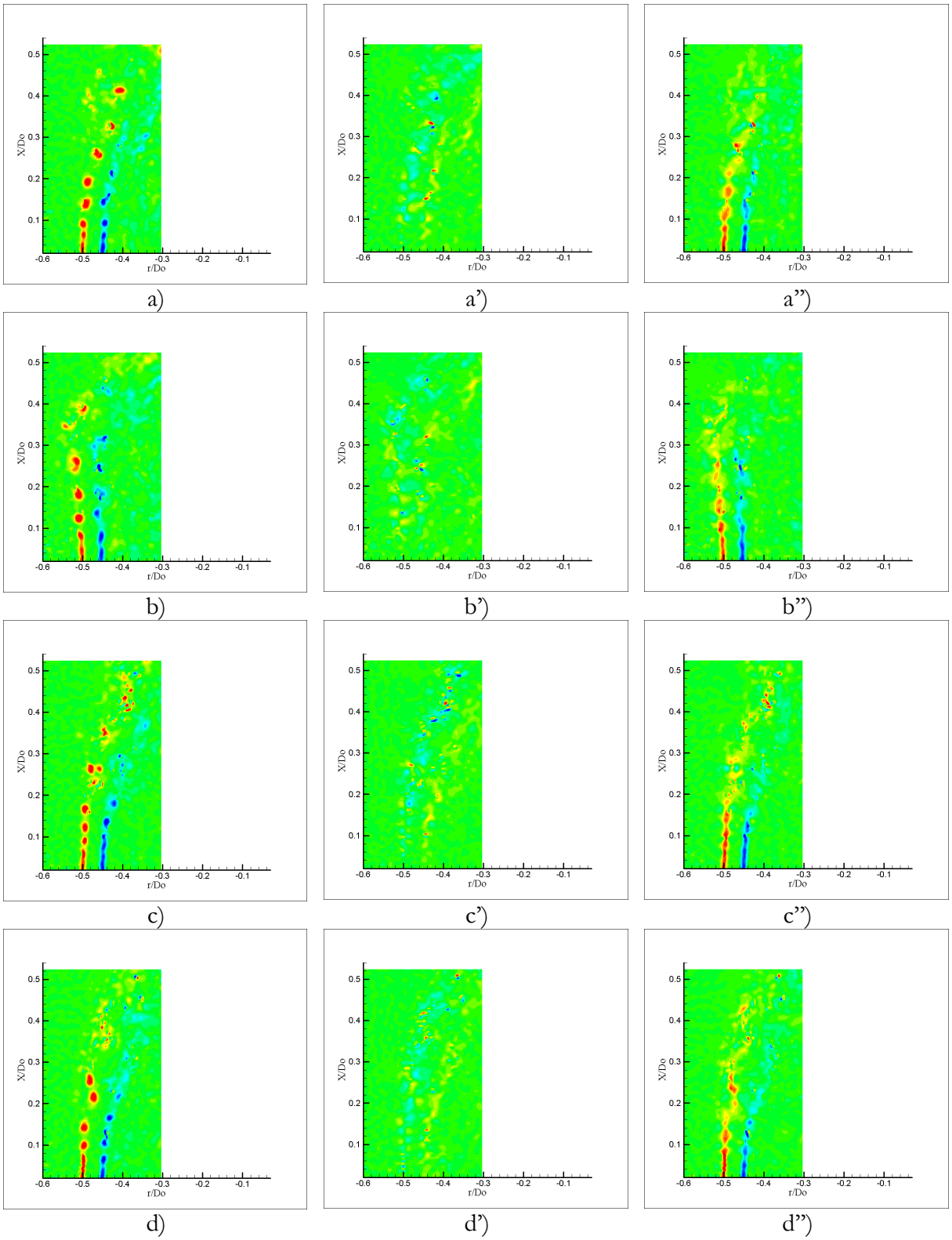


figure III-20 : Exemples de champs décorrélés de vorticité (a), b) c) et d)), d'étirement (a') b') c') et d')) et de cisaillement (a"), b") c") et d")) pour Uo=30 m/s.

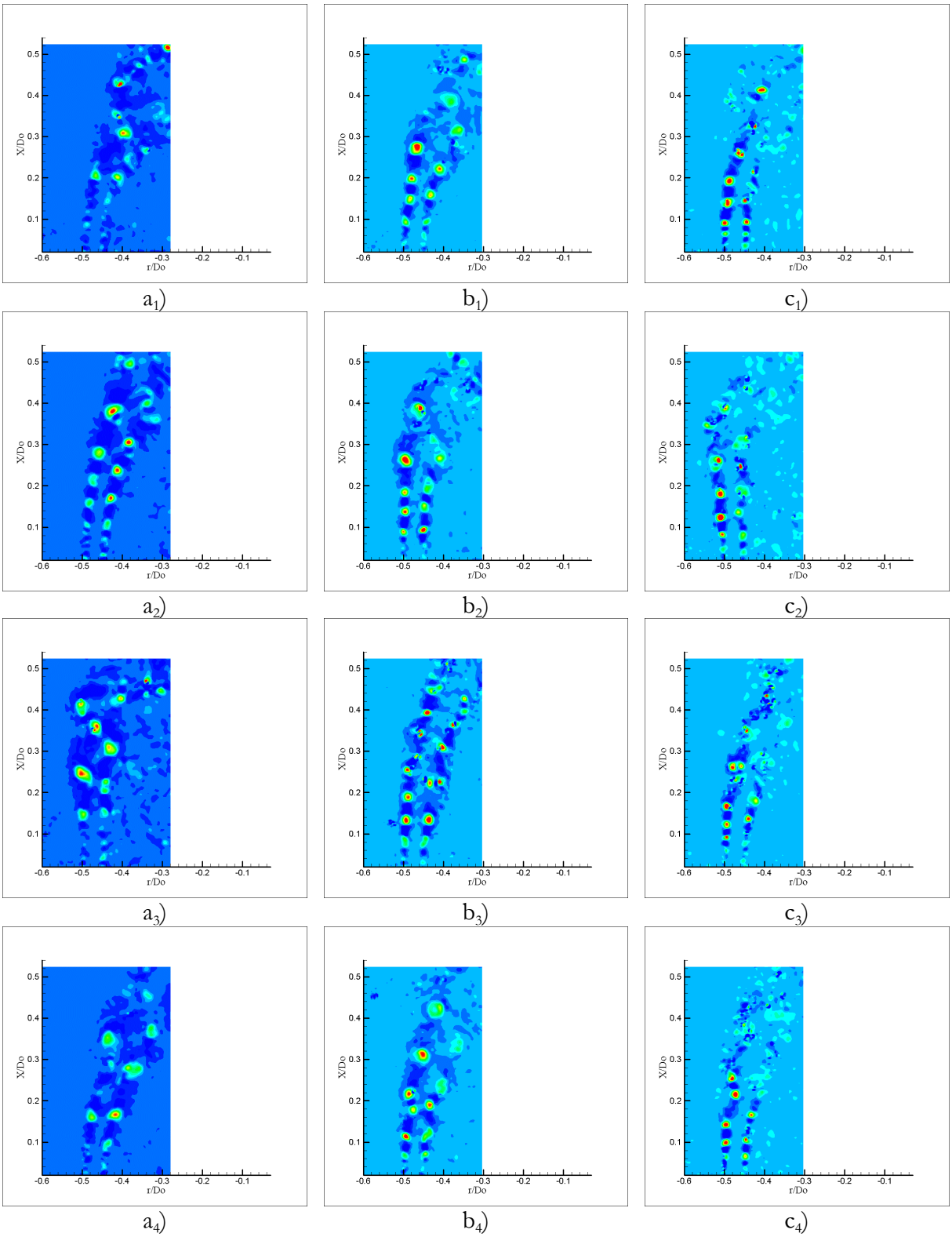


figure III-21 : Champs des coefficients de Weiss des champs précédents Uo égal à a_i) 8 m/s, b_i) 15 m/s et c_i) 30 m/s.

III-2.3 Caractérisation spectrale des structures des zones de mélange de la zone initiale du jet annulaire.

La caractérisation spectrale des fluctuations des vitesses longitudinales a été réalisée à partir d'une mesure par fil chaud à une composante qui intègre les vitesses longitudinales et les vitesses azimutales. La fréquence d'acquisition lors de la mesure est de 20 kHz et le temps d'acquisition est de 13,1 s. Nous avons réalisé un profil de vitesse au niveau de la zone de mélange externe et interne du jet. Nous avons ensuite calculé la densité spectrale pour 3 positions caractéristiques du profil de vitesse :

- point où la vitesse moyenne U est maximale.
- point de la couche de cisaillement (ou de mélange externe) où les écarts types des fluctuations des vitesses u' sont maximaux.
- Point de la couche de cisaillement (ou de mélange interne) où les écarts types des fluctuations des vitesses u' sont maximaux.

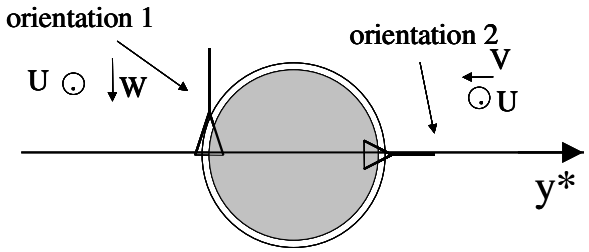
Les densités spectrales à différentes distances de la buse calculées pour les différents points caractéristiques sont présentées sur la figure III-22 pour Uo=8 m/s, figure III-23 pour Uo=15 m/s et figure III-24 pour Uo=30 m/s. Chaque densité spectrale est moyennée sur 256 séries de 512 points contenus dans le fichier initial de 131072 points.

Décrivons maintenant l'évolution axiale des différents spectres.

III-2.3.1 Description des densités spectrales des deux zones de mélanges.

Pour Uo=8 m/s, sur la figure III-22 (a), (b), on voit que le spectre au niveau du cœur potentiel en sortie de buse décroît très rapidement pour les grandes fréquences. Ceci est caractéristique d'un écoulement laminaire. Toutefois, on peut observer la présence du pic à 771 Hz dès X* égal à 0,05, bien avant la fin du cœur potentiel, estimé à 0,15 Do. On observe également cette fréquence sur le spectre de sortie de buse, pour Uo=15 m/s. Il semble donc que cette fréquence, présente dans l'écoulement, soit générée en amont de la sortie de la buse.

Dans la zone de mélange externe en X* égal à 0,2, on trouve la présence de deux pics caractéristiques : 771 et 1088 Hz. Le pic à 1088 Hz apparaît en X* égal à 0,1 et son amplitude est supérieure au pic à 771 Hz. Or, en X* égal à 0,2, le pic à 771 Hz est le plus important. Plus loin dans le jet, le pic à 1088 Hz disparaît. Dans la zone de mélange interne, on ne trouve en sortie de buse que le pic à 1088 Hz. Pour essayer d'interpréter le pic à 1088 Hz, nous avons utilisé deux orientations de la sonde fil chaud. Dans toutes les mesures, nous avons orienté la sonde suivant l'orientation 1, comme décrites sur le schéma suivant :



Pour l'orientation 1, la mesure intègre les directions de l'écoulement dans les directions des vitesses longitudinales U et azimutales W. Dans la seconde orientation, on intègre les directions longitudinales et transversales. La fréquence caractéristique à 1088 Hz semble donc liée à l'intégration des vitesses azimutales dans la mesure de la vitesse longitudinale. On retrouve également cette fréquence dans la zone de mélange interne pour X* égal à 0,05. Le jet semble

donc avoir un mouvement de « Swirl » à la sortie du jet. Toutefois, cette fréquence disparaît de tous les spectres à partir de X* égal à 0,3.

Au niveau de la zone externe, sur la figure III-22 (a) apparaît en X* égal à 0,2 une petite bosse vers 380 Hz, la demi-valeur de 771 Hz. Cette fréquence correspond à la fréquence des anneaux primaires appariés. On retrouve cette fréquence dans les trois localisations de mesure, avec des pics d'amplitude plus importants au niveau du maximum de vitesse.

En X* égal à 0,5, Il n'y a plus de pic ni de bosse identifiable sur les spectres. La décroissance de la densité spectrale en fonction des fréquences devient linéaire dans un graphique utilisant une échelle logarithmique. L'écoulement, laminaire en sortie de buse, s'est développé de telle sorte que l'amplitude des hautes fréquences augmente. C'est une transition caractéristique vers un état de turbulence. Toutefois, la décroissance de la densité spectrale n'obéit pas à la loi en –5/3, caractéristique de la présence d'une zone inertielle.

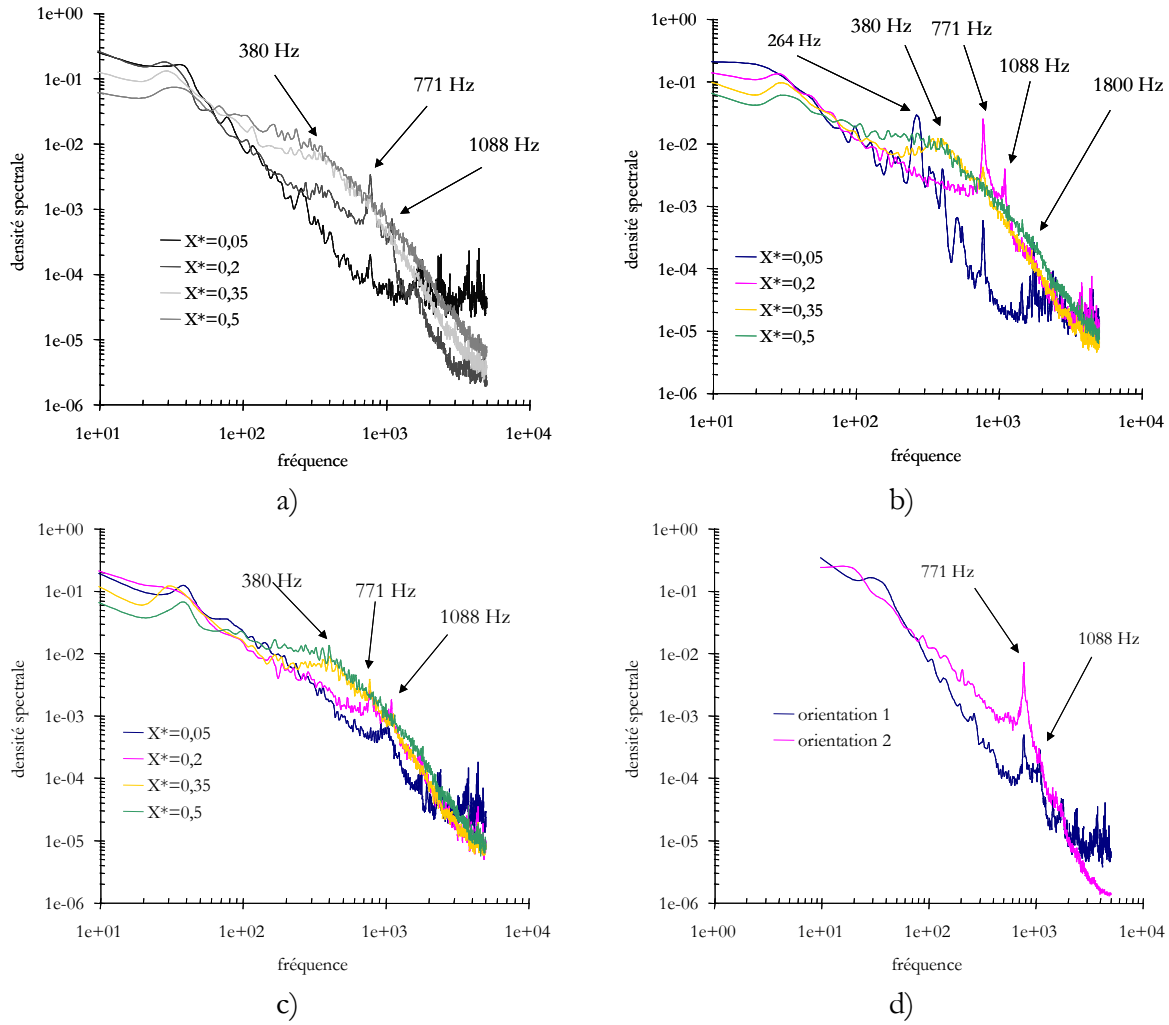


figure III-22 : Densité spectrale des fluctuations de la vitesse longitudinale à différentes distances à la buse dans la zone initiale du jet, pour Uo=8 m/s au niveau a) de la couche de mélange externe, b) où la vitesse est maximale et c) de la zone de mélange interne. d) Comparaison des densités spectrales des vitesses dans le cas où le fil est orienté selon deux orientations, sens 1 et sens 2, à 0,1 Do, dans la zone de mélange externe.

Pour Uo égal à 15 m/s, sur la figure III-23, on retrouve globalement le même développement des spectres. En X* égal à 0,05, on retrouve un pic dans le cœur potentiel à 771 Hz, déjà observé pour Uo égal à 8 m/s. Mais ce pic disparaît très vite en aval. On observe également une forte contribution des hautes fréquences, entre 1800 et 3000 Hz, que l'on ne retrouve pas dans les couches de mélange. L'amplitude du pic est plus importante à la localisation

de la vitesse maximale. Une bosse apparaît également à la fréquence de 610 Hz, soit environ la moitié de 1210 Hz. C'est la fréquence des anneaux primaires appariés.

Pour Uo égal à 30 m/s, on retrouve les mêmes évolutions des densités spectrales de u'. Un pic s'extrait du spectre pour X* égal à 0,2 et sa valeur est de 2480 Hz. C'est la fréquence d'apparition des anneaux primaires et pour X* égal à 0,35, on trouve la fréquence des anneaux appariés, 1230 Hz.

L'élargissement de la gamme de fréquence centrée autour du pic principal à 0,2 Do est directement lié à la vitesse Uo. Plus Uo est important, plus la gamme de fréquence contenue dans le pic est large. Le pic pour 8 m/s est moins large que pour 15 m/s. L'écoulement en sortie de buse est libre. Il existe donc une gamme de fréquences qui naturellement induit les anneaux primaires. Pour contrôler parfaitement la création périodique des tourbillons, on pourrait perturber l'écoulement par la fréquence caractéristique des anneaux primaires mesurée dans l'écoulement libre à l'aide d'une onde acoustique (Hussain et Zaman, [52][51]). La largeur des pics des spectres serait identique pour toutes les vitesses Uo. De plus, ce contrôle permettrait d'avoir une référence temporelle pour des mesures conditionnées.

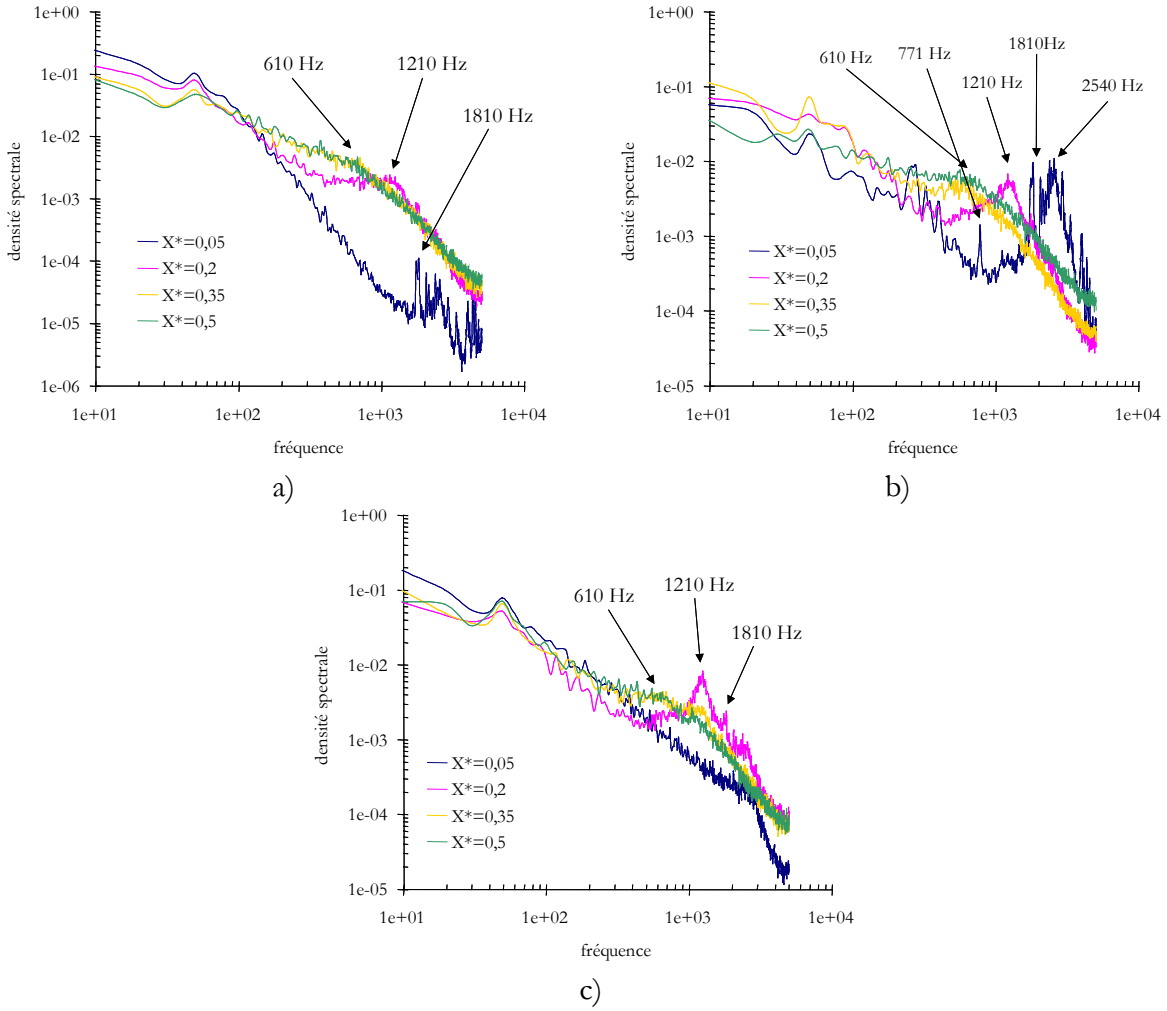


figure III-23: Densité spectrale des fluctuations de la vitesse longitudinale à différentes distances à la buse dans la zone initiale du jet, pour Uo=15 m/s au niveau a) de la couche de mélange externe, b) où la vitesse est maximale et c) de la zone de mélange interne.

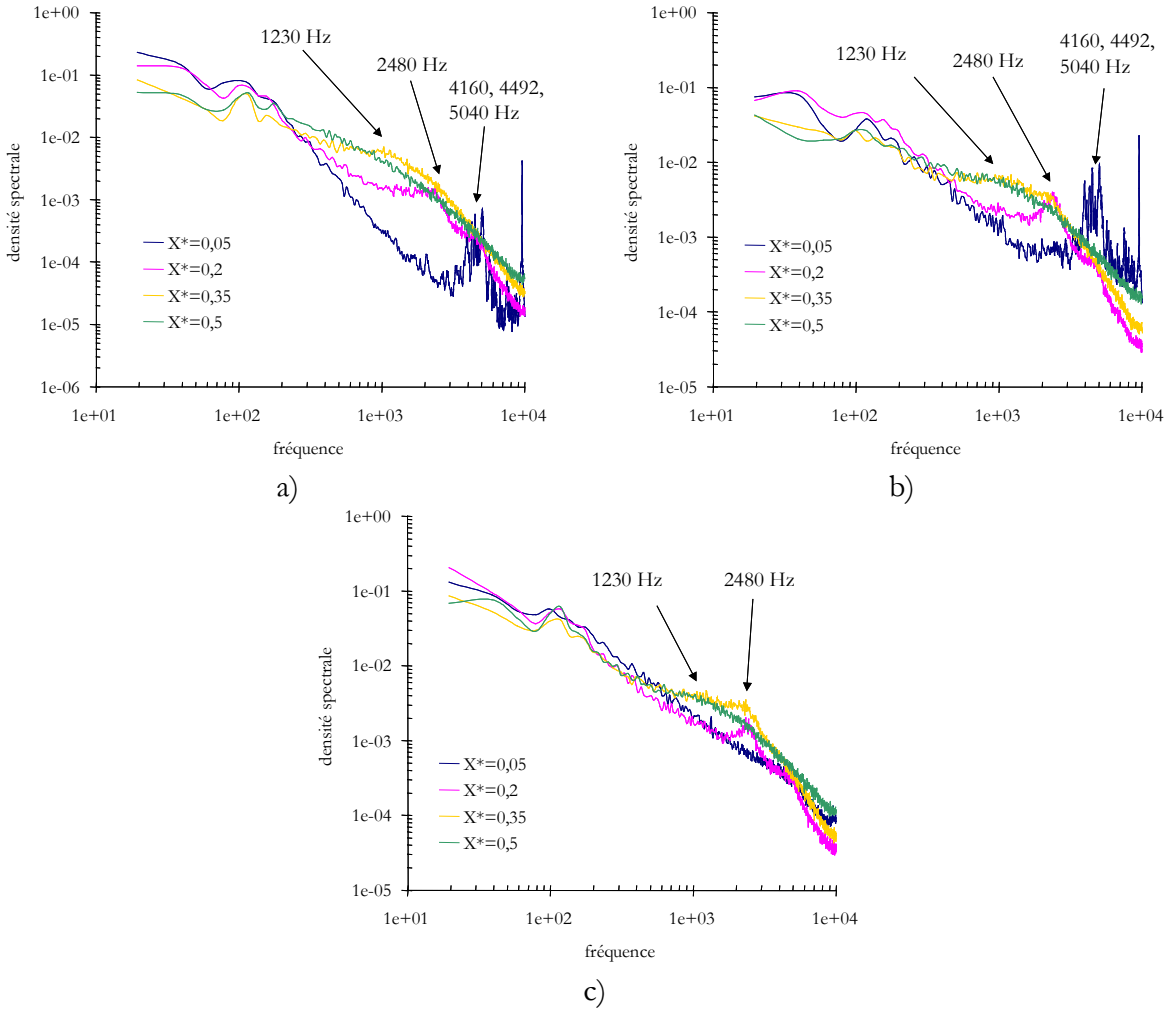


figure III-24 : Densité spectrale des fluctuations de la vitesse longitudinale à différentes distances à la buse dans la zone initiale du jet, pour Uo=30 m/s au niveau a) de la couche de mélange externe, b) où la vitesse est maximale et c) de la zone de mélange interne.

Finalement, quelle que soit la vitesse Uo, les pics en fréquence de création des anneaux sont identiques dans les deux zones de mélange externe et interne. Toutefois, la morphologie des spectres est différente. Les spectres comparés des deux zones de mélanges sont présentés dans l'annexe 2. En proche sortie de buse, les hautes fréquences des spectres de la zone interne sont plus énergétiques que celles de la zone externe, jusqu'à X* égal à 0,25. La zone de mélange interne n'est donc pas laminaire, comme la zone de mélange externe. Ceci est à corréler avec les résultats de la figure III-11 b) et ceux de la figure III-25. En sortie de jet, dans la zone de cisaillement interne, au niveau de l'obstacle, on trouve une petite zone de recirculation, que l'on ne retrouve pas au niveau du cisaillement externe, à cause de la géométrie de la sortie de buse.

Cette zone de recirculation dans la couche de cisaillement interne, que l'on voit sur les champs moyens de la figure III-11 (b), fluctue énormément en position, comme on peut l'observer sur les images c) et d), temporellement décorrélées. Par contre, au niveau de la couche de cisaillement externe, on observe que l'écoulement est relativement stationnaire.

Cette différence de comportement des deux zones de cisaillement en proche sortie du jet explique les différences entre les spectres. La couche de cisaillement externe est laminaire, contrairement à la couche interne.

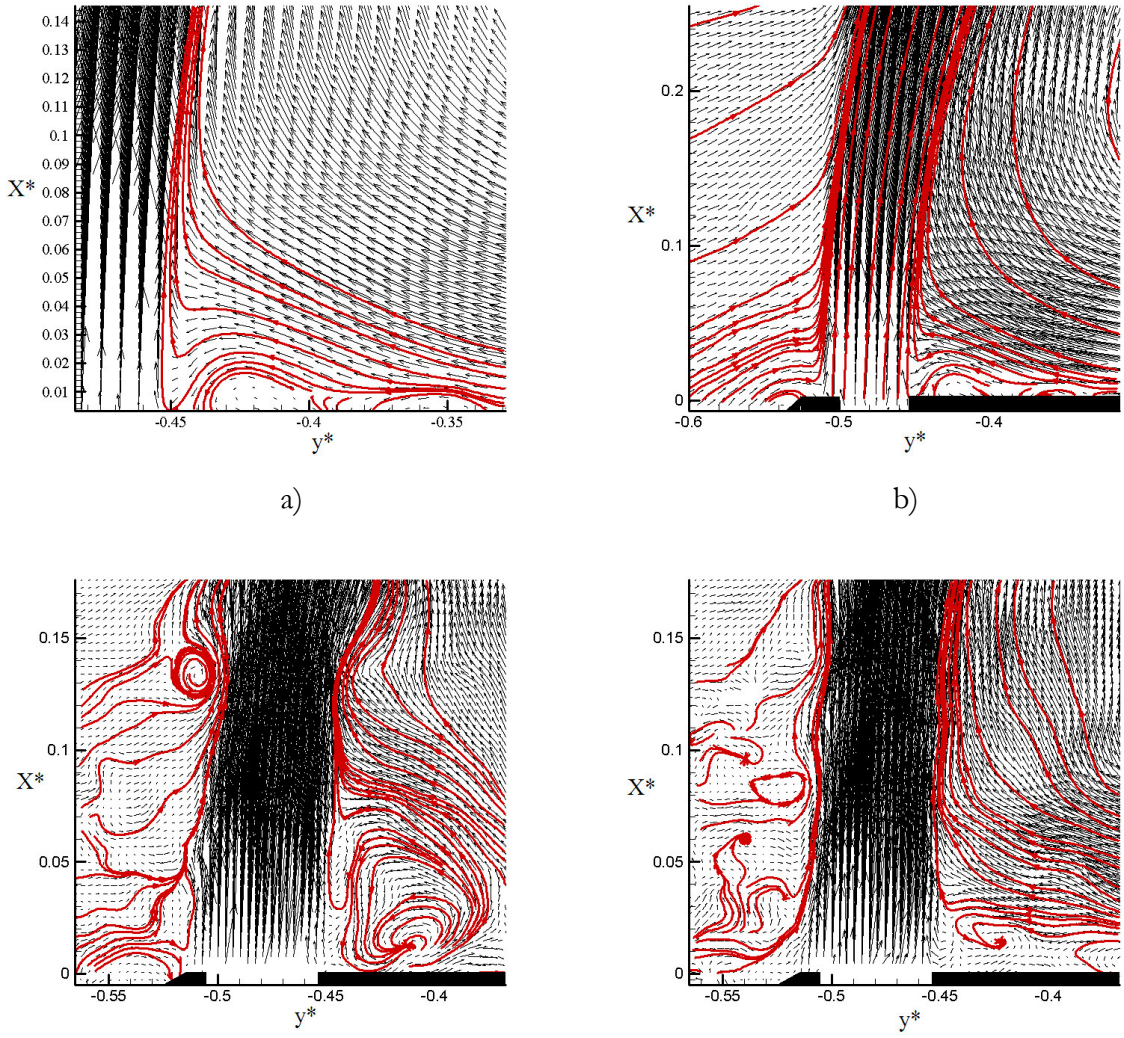


figure III-25 : champs des vitesses moyenne en sortie de jet, a) dans la zone de cisaillement interne et b) comparaison des zones de cisaillement de la zone interner et externe, c) et d), champ de vitesse instantanées.

III-2.3.2 Conclusion sur l'étude spectrale des deux couches de mélanges.

Les différentes densités spectrales des fluctuations des vitesses longitudinales obtenues en divers points du jet ont montré la présence de pics caractéristiques pour les trois vitesses Uo. Ces pics de fréquences égaux à 771, 1210 et 2480 Hz pour respectivement 8, 15 et 30 m/s ont leurs amplitudes maximales en X* égal à 0,2. Ce sont les fréquences caractéristiques des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Pour s'en assurer, on peut calculer le nombre de Strouhal St_{θ_e}, basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement θ_e, de la couche de mélange externe et interne, et le comparer avec les valeurs de la littérature.

$$St_{\theta_e} = \frac{f\theta_e}{Uo}$$

Dans la couche externe, les différentes valeurs sont reportées dans le tableau III-3. On trouve quelles que soient Uo, une valeur du nombre de Strouhal St_{θ_e} égale à (0,012 ± 0,001). Ce résultat est en accord avec les résultats expérimentaux de Hussain et Zaman [52] qui obtiennent

une valeur de 0,012. Ces fréquences correspondent aussi aux fréquences d'apparition des anneaux primaires de Kelvin-Helmholtz.

Uo (m/s)	fréquence (Hz)	apparition en X*	disparition en X*	St_e	$St_{\theta e}$
8	771	0,05	0,35	0,247	0,012
	380	0,2	0,5	0,122	0,0059
15	1210	0,15	0,35	0,208	0,012
	610	0,2	0,5	0,105	0,0056
30	2480	0,15	0,35	0,214	0,0124
	1230	0,2	0,5	0,106	0,0062

tableau III-3: Nombres de Strouhal calculés à partir de l'épaisseur e de la buse et de l'épaisseur de quantité de mouvement θ_e en sortie de buse en fonction des fréquences caractéristiques mesurées par fil chaud dans la zone de mélange externe.

Il est difficile de déterminer, dans la couche de cisaillement interne les valeurs de $St_{\theta e}$. Pour cela, il faudrait déterminer précisément le profil de vitesse en sortie. Or, on ne peut pas utiliser le fil chaud, compte tenu de la présence de la zone de recirculation qui engendre des changements de signes de la composante de la vitesse. On utilise donc le profil obtenu par P.I.V. à la distance X* égal à 0,008, soit 0,43 mm de la sortie de buse pour Uo=8 m/s, et X* égal à 0,011, soit 0,59 mm, pour 15 et 30 m/s. On obtient alors les nombres de Strouhal St_e et $St_{\theta e}$ dans le tableau III-4. Ces nombres sont identiques pour 15 et 30 m/s, et égaux à respectivement 0,21 et 0,012, soit des valeurs identiques à la couche de cisaillement externe. Pour 8 m/s, on trouve St_e égal à 0,25 et $St_{\theta e}$ égal à 0,016. Cette valeur est très proche de celle correspondant à l'instabilité ayant le taux d'amplification le plus important, 0,017 (Michalke [75]). Cette différence entre Uo égal à 8 m/s et les autres vitesses semble liée à la position de la mesure de θ_e et à la fréquence de 771 Hz déjà présente en amont de la sortie de buse. Pour Uo égal à 8 m/s, il semble que la fréquence à 771 excite la couche de cisaillement. Ce n'est pas le cas pour Uo égal à 15 et 30 m/s, où cette fréquence est trop éloignée de la fréquence fondamentale et très peu énergétique pour servir d'accroche aux développement des tourbillons primaires.

Uo (m/s)	fréquence (Hz)	apparition en X*	disparition en X*	St_e	$St_{\theta e}$
8	771	0,1	0,35	0,247	0,016
	380	0,2	0,5	0,122	0,0079
15	1210	0,15	0,35	0,207	0,012
	610	0,2	0,5	0,104	0,0059
30	2480	0,15	0,35	0,212	0,0124
	1230	0,2	0,5	0,1052	0,0059

tableau III-4: Nombres de Strouhal calculés à partir de l'épaisseur e de la buse et de l'épaisseur de quantité de mouvement θ_e en sortie de buse en fonction des fréquences caractéristiques mesurées par fil chaud dans la zone de mélange externe.

III-2.4 Détermination des vitesses de convection des structures de la zone initiale du jet annulaire.

Nous allons utiliser deux méthodes différentes pour déterminer la vitesse de convection des tourbillons de la zone initiale du jet annulaire. La première méthode, classique, consiste à calculer la vitesse de convection à partir du rapport entre une distance et un temps caractéristique, dans le cas ou l'on fait l'hypothèse d'une vitesse de convection des tourbillons

constante. La seconde méthode sera une application de la décomposition en modes propres, P.O.D., appliquée sur des images tomographiques. La P.O.D. capture les structures cohérentes de l'écoulement, et surtout l'évolution temporelle de ces structures lorsque les mesures sont résolues dans le temps.

III-2.4.1 Mesure à partir des champs de vitesses P.I.V. et des mesures de fil chaud.

Pour déterminer la vitesse de convection des vortex de la zone de mélange interne et externe, il faut mesurer les différentes distances entre chaque vortex, primaire ou apparié et déterminer un temps de convection à partir des fréquences d'apparitions de ces tourbillons, comme l'a proposé Hussain [121].

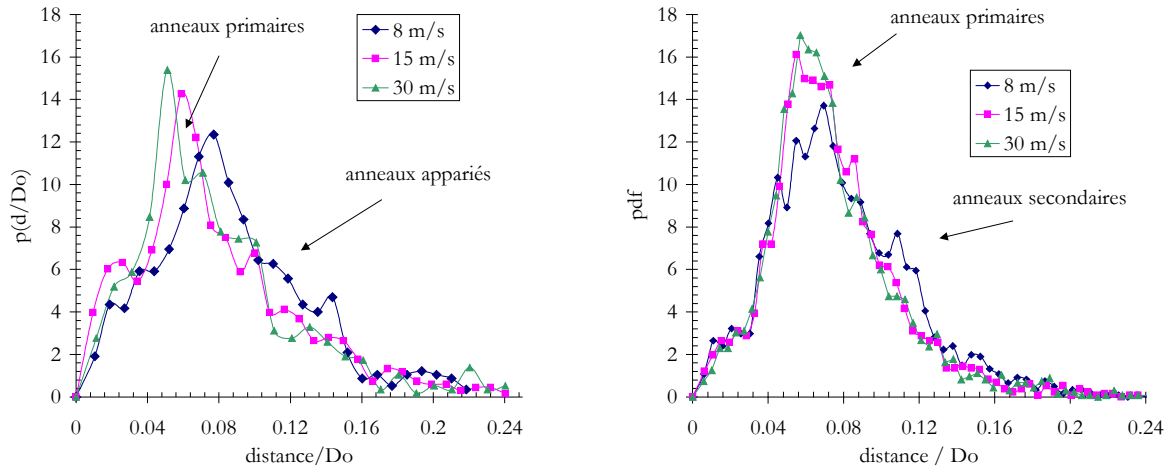
Pour déterminer les distances caractéristiques entre les tourbillons, nous avons utilisé un algorithme développé par Graftieux [43], en 2000, qui permet de localiser le cœur et le centre d'un tourbillon. Il est difficile de détecter les tourbillons sur les champs de vorticité, car le cisaillement produit également de la vorticité. Les champs des coefficients de Weiss donnent la position et l'étendue des tourbillons. Toutefois, nous sommes en présence de deux allées tourbillonnaires, dont les vortex tournent dans des sens différents. Le coefficient de Weiss ne donne pas le sens de rotation du tourbillon. On ne peut donc pas facilement distinguer les deux allées de tourbillons. L'algorithme de Graftieux permet de localiser simplement les différents tourbillons. L'algorithme est rapidement résumé dans la partie suivante. On pourra se référer à la publication [43] pour de plus amples détails.

Soit un point P, un point fixe du domaine de mesure. Soit Γ, une fonction scalaire appliquée à P telle que :

$$\Gamma(P) = \frac{1}{S}\int_S \frac{\overrightarrow{PM} \wedge \left(\overrightarrow{U_M} - \overrightarrow{U_P}\right)}{\left\|\overrightarrow{PM}\right\| \bullet \left\|\overrightarrow{U_M} - \overrightarrow{U_P}\right\|} dS \qquad \text{équation III-2}$$

Où S est la surface d'une maille de calcul de taille impaire centrée sur P, $\overrightarrow{U_M}$ la vitesse au point M contenu dans la maille et $\overrightarrow{U_P}$ la vitesse moyenne des vitesses contenues dans la maille. Γ est alors une fonction scalaire, dont la valeur est comprise entre –1 et +1, selon le sens de rotation du tourbillon axisymétrique. Les valeurs locales de Γ permettent de déterminer la présence d'un tourbillon.

Nous avons appliqué cet algorithme sur les séries de mesures P.I.V. Dans chaque champ instantané, nous avons appliqué un seuil sur les valeurs de Γ à partir duquel nous déterminons les cœurs des tourbillons. Le seuil est déduit d'un histogramme de répartition des valeurs de Γ. Ensuite, chaque tourbillon est localisé, labelisé, puis rangé dans un tableau selon sa position sur l'axe du jet. Nous pouvons alors calculer les différentes distances entre chaque tourbillon pour tous les champs instantanés P.I.V. et calculer les fonctions densités de probabilités dans chaque zone de mélange, et ceci pour les trois valeurs de vitesses Uo. Nous obtenons les histogrammes des distances sur la figure III-26 (a) et (b), dans lesquelles les distances sont adimensionnées par le diamètre Do.



a) zone de mélange interne b) zone de mélange externe

figure III-26 : fonction densité de probabilité des distances entre les tourbillons d de la zone de mélange a) interne et b) externe.

Chaque histogramme peut être décomposé en trois portions distinctes. La première contient les très faibles distances entre les tourbillons. Ces distances correspondent aux faibles distances avant un appariement de tourbillons. Les tourbillons se rapprochent l'un de l'autre. Ensuite, on observe un pic centré sur la valeur correspondant à la distance inter vortex la plus probable, la distance entre les deux tourbillons de Kelvin-Helmholtz. On observe ensuite une décroissance plus lente de la pdf. Ceci est expliqué par le phénomène d'appariement des tourbillons primaires, pour lequel la distance entre les deux tourbillons est le double des tourbillons primaires, qui se développent à plus grandes distances.

Dans la zone de mélange externe, on observe que le pic est situé pour une distance inter vortex équivalente pour les trois vitesses, centrée autour de 0,06 Do. Toutefois, on observe une différence de comportement pour les grandes distances. Les histogrammes ont des valeurs relativement plus élevées pour 8 m/s et le pic caractéristique du double de la distance inter vortex primaire est plus marqué. Il semblerait donc que l'appariement des vortex primaires soit plus important pour les faibles vitesses. On retrouve ce comportement sur les densités spectrales des fluctuations de vitesse mesurées par fil chaud. Le pic à 380 Hz pour 8 m/s est plus imposant que les pics à 610 et 1230 Hz pour 15 et 30 m/s.

Dans la zone de mélange interne, on observe un décalage du pic vers les petites distances lorsque l'on augmente la vitesse Uo. Ces pics sont positionnés à 0,077, 0,059 et 0,0511 Do. On retrouve également une population importante des histogrammes pour les grandes distances, au niveau du double des pics.

Les temps caractéristiques de passages des tourbillons ont été mesurés par le fil chaud. Ils sont égaux à l'inverse de la fréquence de passages des tourbillons. On peut alors déterminer la vitesse de convection Uc* des anneaux primaires définie par le rapport entre Uc et Uo.

	zone de mélange externe		zone de mélange interne	
Uo (m/s)	Uc (m/s)	Uc*	Uc (m/s)	Uc*
8	2.68 ± 0.20	0.335 ± 0.025	3.203 ± 0.341	0.400 ± 0.043
15	4.153 ± 0.287	0.280 ± 0.019	3.846 ± 0.537	0.259 ± 0.036
30	8.190 ± 0.571	0.275 ± 0.019	6.828 ± 1.327	0.228 ± 0.044

tableau III-5: Vitesse de convection des tourbillons primaires de la zone de mélange externe et interne de la zone initiale du jet annulaire.

Les valeurs des vitesses de convection Uc^*, vitesse adimensionnée par Uo, sont relativement faibles, en comparaison des valeurs mesurées dans un jet rond, soit d'après Gutmark 0,5 [44].

Dans la zone de mélange externe, les valeurs de Uc* sont égales à (0,335 ± 0,025), pour Uo=8 m/s, et (0,280 ± 0,019) pour 15 et 30 m/s. Cet écart observé pour les trois vitesses, est dû à la non-linéarité de la fréquence f de passages des tourbillons primaires en fonction de la vitesse Uo. Le nombre de Strouhal St_e est différent selon que Uo est égal à 8 m/s ou 15 et 30 m/s.

Dans la zone de mélange interne, la vitesse de convection Uc* n'est pas constante selon la vitesse Uo. Uc* a pour valeur 0.4 pour 8 m/s et 0,26 et 0,23 pour respectivement 15 et 30 m/s.

Il est également possible de déterminer précisément la vitesse de convection de tourbillons à partir d'un traitement d'images temporellement résolues. Nous pourrons alors comparer les deux méthodes.

III-2.4.2 Mesure à partir de la P.O.D. appliquée à des images tomographiques.

Des images de la zone initiale du jet ont été acquises à partir d'une caméra rapide de fréquence d'acquisition égale à 4500 Hz. 400 images ont été enregistrées pour chaque valeur de Uo. Ceci correspond à un temps d'acquisition égal à 0,9 s.

Nous avons appliqué la méthode des « Snapshots » de la décomposition en modes propres, P.O.D., sur les 400 images pour Uo=8, 15 et 30 m/s.

III-2.4.2.3 Modes propres.

Nous obtenons les représentations graphiques des 10 premiers modes, leurs topologies, sur la figure III-27, dans le cas où Uo=8 m/s. Chaque mode étant normé, la représentation est obtenue de telle sorte que la valeur minimale du mode soit égale à 0 et la valeur maximale à 255 pour profiter de la dynamique des niveaux de gris. La répartition des différentes valeurs dans un mode est généralement symétrique sur les modes supérieurs ou égaux à 2, dans le cas où l'on fait le calcul P.O.D. sur les images instantanées et non pas sur les images fluctuantes. Le gris de l'image représente alors une valeur nulle, le noir les valeurs négatives et le blanc les valeurs positives.

La topologie du mode 1 correspond, à un facteur près, à l'image moyenne de la statistique. Le mode 1 représente le mode le plus probable, soit l'image moyenne. Les modes sont regroupés par paire. Ainsi, les modes 2 et 3 sont topologiquement très semblables, comme les modes 4 et 5, etc..

Les modes 4 et 5 sont topologiquement caractérisés par une suite de zones bicolores aux niveaux de la zone de mélange externe. Ces zones bicolores sont caractéristiques d'un mouvement convectif. Dans l'annexe VII-4 , une étude a été effectuée sur l'utilisation des modes propres de la P.O.D. pour déterminer les vitesses de convection des tourbillons sur des images synthétiques et sur des résultats expérimentaux d'une allée Bénard Karman. L'utilisation des modes présentant une alternance de zones positives et négatives, comme par exemple pour les modes 4 et 5, permet de mesurer la vitesse de convection des anneaux primaires de la zone de mélange externe, puisque l'alternance des zones bicolores est localisée au niveau de le couche de mélange externe. L'évolution temporelle des coefficients de reconstruction des modes permet de connaître l'importance des modes dans la reconstruction et donc l'évolution temporelle des structures capturées par la P.O.D. Regardons maintenant les valeurs propres des différents modes.

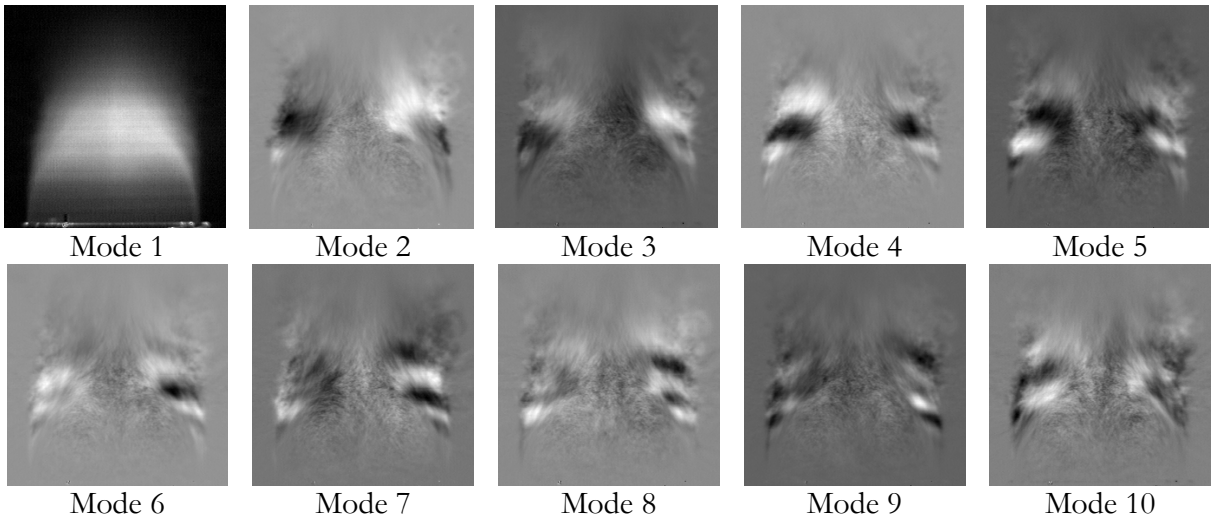


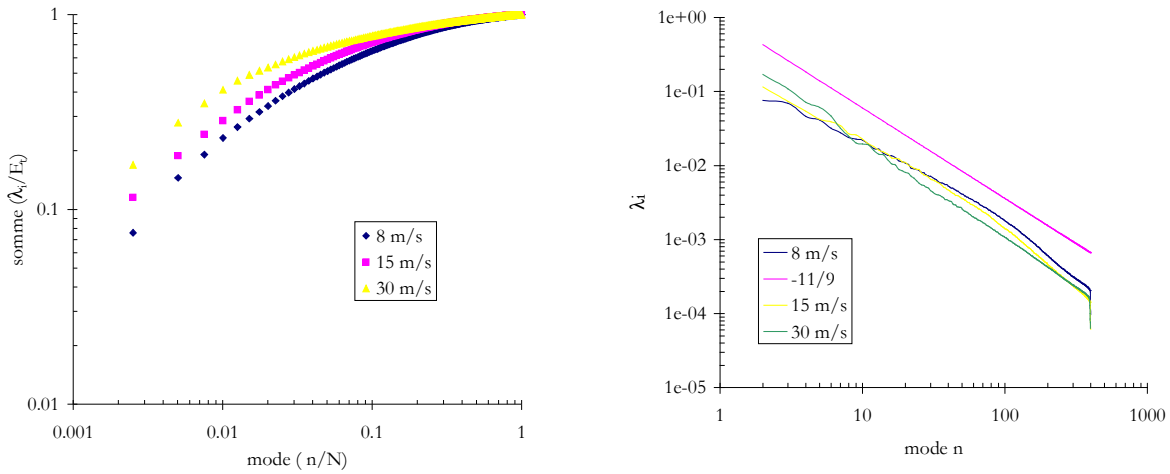
figure III-27 : Représentation spatiale des 10 premiers modes de la P.O.D. sur les images de tomographie rapide pour Uo=8 m/s.

III-2.4.2.4 Valeurs propres.

Les différents spectres des valeurs propres sont présentés sur la figure III-28. Nous avons occulté le premier mode dans les spectres pour nous intéresser uniquement aux valeurs fluctuantes. Le numéro du mode est assimilé à un nombre d'onde ou à une fréquence. En faisant une analogie avec un spectre de décroissance énergétique d'un écoulement turbulent, pour lequel la décroissance de la zone inertielle est proportionnelle à $\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}$, la décroissance du domaine inertiel issue d'une P.O.D. appliquée sur des signaux turbulents est proportionnelle à $n^{-11/9}$, Delville [29]. On retrouve cette évolution sur la décroissance des valeurs propres appliquée sur les images tomographiques.

Les valeurs propres sont semblables par paire, mode 2 et 3, mode 4 et 5, etc. Cette évolution des valeurs propres semble être caractéristique d'une nature convective de l'écoulement, comme on le retrouve dans des études de P.O.D. appliquées sur des champs de vecteurs vitesses, Delville [30]. Les valeurs propres convergent plus rapidement dans le cas où la vitesse est la plus importante. Ceci est à corréler à la définition des images. Nous avons choisi, pour les vitesses de 15 et 30 m/s, de privilégier la taille du capteur CCD, soit 256*256 pixels, à la fréquence d'acquisition des images. Il en résulte des images légèrement floues à cause du temps d'exposition un peu long pour ces vitesses. Les images sont moins bien définies, il y a moins de détails à caractériser, le nombre de modes nécessaires à la convergence est donc moins important.

Compte tenu de la faible qualité des images tomographiques pour 15 et 30 m/s, nous allons uniquement calculer les vitesses de convection des anneaux pour 8 m/s.



a) b)

figure III-28 : a) convergence des valeurs propres et b) spectre des valeurs propres pour Uo=8, 15 et 30 m/s.

III-2.4.2.5 Calcul de la vitesse de convection des anneaux.

A partir des évolutions temporelles des modes 4 et 5 (figure III-29), on peut calculer la transformé de Fourier de ces signaux pour déterminer des périodicités dans les signaux. Compte tenu du faible nombre de points par signal, 400, dus au nombre d'images de la caméra rapide, on utilise un algorithme de Transformée de Fourier Direct. Il en ressort une fréquence caractéristique de 249 Hz pour les deux modes. On mesure la taille de la zone bicolore au niveau de la couche de mélange externe, et l'on obtient une distance caractéristique moyenne sur la zone. On déduit alors la vitesse de convection Uc, comme étant égale au produit de la taille de la zone bicolore par la fréquence caractéristique du mode. Les valeurs calculées de Uc*, vitesse Uc normée par Uo, sont présentées dans le tableau III-6.

	méthode classique	mode 4	mode 5
Uo (m/s)	Uc*	Uc*	Uc*
8	0.335 ± 0.025	0.34 ± 0.02	0.35 ± 0.02

tableau III-6 : Différentes valeurs des vitesses de convection des anneaux primaires de la zone initiale du jet annulaire.

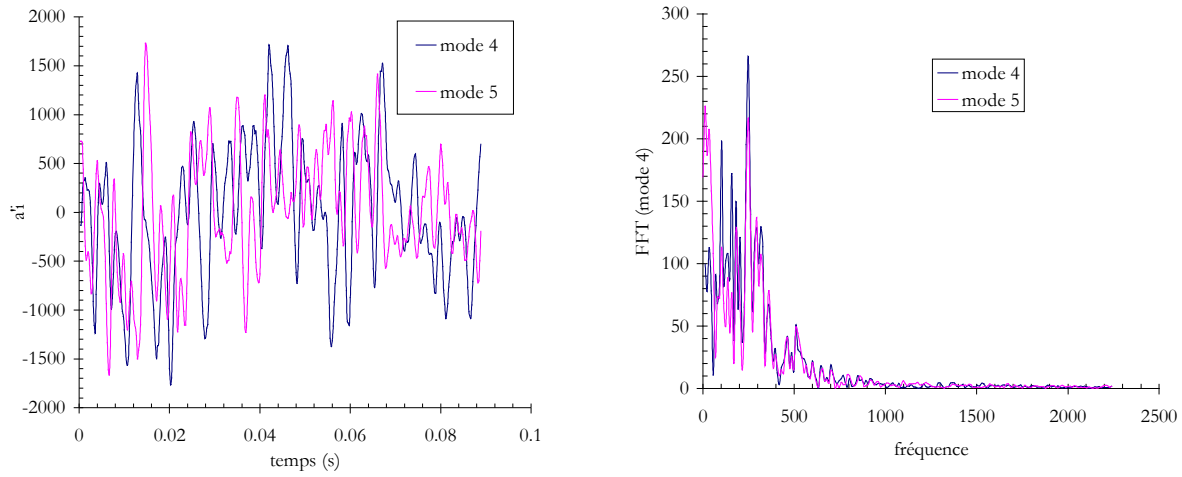


figure III-29 : a) signaux temporels et b) DFT des coefficients de reconstruction des modes 4 et 5

III-2.4.3 Conclusion sur les vitesses de convections des anneaux primaires.

Les vitesses de convection des anneaux primaires développées dans les zones de mélanges externes et internes ont été déterminées par deux méthodes différentes. La première est basée sur une méthode classique où Uc est déduite de la mesure de la longueur d'onde et de la période de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. La seconde méthode est basée sur l'application de la P.O.D. appliquée sur des images de tomographie rapide de l'écoulement.

Dans la zone de mélange externe, les deux méthodes de détermination de Uc* sont en accord. Les tourbillons primaires ont une vitesse Uc* égal à (0,33 ± 0,04) quelle que soit la vitesse Uo. Cette valeur est plus faible que dans le cas d'un jet rond où Uc* est égal à 0,5. La zone de mélange externe est caractérisée par une courbure vers l'axe central du jet à partir de la fin du cœur potentiel annulaire. Cette courbure pourrait être responsable de la faible valeur de Uc*. De plus, la décroissance de la vitesse maximale en fonction de X* est légèrement plus rapide que pour un jet rond.

Dans la zone de mélange interne, Uc* décroît avec la vitesse Uo. Nous avons observé que la contrainte de cisaillement fluctue de façon importante au niveau de la couche de cisaillement interne. Ces fluctuations importantes pourraient expliquer la dépendance de Uc* en fonction de Uo.

III-2.5 Conclusion sur l'étude des zones de mélange externe et interne de la zone initiale du jet annulaire.

L'évolution du jet annulaire à grand rapport de diamètres est dans un premier temps caractérisée par une différence initiale des contrainte de cisaillement interne et externe. L'existence d'une petite zone de recirculation située derrière l'obstacle de diamètre Di et fluctuant spatialement et temporellement a comme conséquence de rendre les hautes fréquences des spectres de la couche de cisaillement interne plus énergétiques que celle de la couche de cisaillement externe. La couche de cisaillement de la zone externe est moins turbulente que la zone de cisaillement interne.

Les couches de cisaillement se développent alors en couches de mélange par la création de deux allées d'anneaux tourbillonnaires. Les deux allées n'interagissent pas d'après nos statistiques de champs de vitesses, et tendent même à s'éloigner l'une de l'autre en fonction de la distance à la buse. Le critère de Rayleigh a montré que la couche de mélange externe est plus instable que la couche de mélange interne. A la fin de la zone de recirculation, les tourbillons se désagrègent, comme nous avons pu le voir sur les images de tomographie rapide.

Les deux allées développent des tourbillons, dont les fréquences et longueurs d'apparitions sont reliées à l'épaisseur e du jet en sortie de buse. Les nombres de Strouhal liés aux fréquences de passage des tourbillons sont de l'ordre de grandeur de ceux d'un jet plan de largeur e. On observe également la présence d'appariement de vortex dans les deux allées.

Les vitesses de convection des anneaux primaires ont été mesurées à la fois à partir de résultats de fil chauds et des champs de vorticité, mais aussi déterminées par une méthode d'imagerie basée sur la décomposition en modes propres. Les résultats montrent que les anneaux primaires des deux couches de mélange ont une vitesse de convection Uc* inférieure aux anneaux primaires d'un jet rond. Ceci peut être expliqué par deux phénomènes :

- La décroissance axiale de la vitesse longitudinale est légèrement plus rapide que la décroissance axiale d'un jet rond de diamètre e. La vitesse locale du tourbillon est donc plus faible que la vitesse d'un jet rond.
- On observe également une croissance longitudinale de la vitesse transversale telle qu'en fin de zone de recirculation, les vitesses longitudinales et transversales ont le même ordre de grandeur. L'influence de la courbure du jet a un impact sur la vitesse Uc*.

III-3 Etude du point de stagnation du jet annulaire.

Si l'on étudie le profil des vitesses longitudinales sur l'axe du jet, on observe des vitesses négatives dans la zone de recirculation. Il existe également un point sur l'axe pour lequel la vitesse longitudinale est nulle en moyenne, le point de stagnation du jet. La position longitudinale du point de stagnation est toujours très proche de 0,55 Do quelle que soit la vitesse Uo.

Les écarts types des fluctuations des différentes vitesses u' et v', mesurés par P.I.V., sont présentés sur la figure III-30. On observe tout d'abord que les fluctuations du point de stagnation sont associées majoritairement aux fluctuations transversales. Elles s'étendent longitudinalement sur une distance de l'ordre de 0,2 Do autour du point de stagnation, mais restent encore importantes en aval sur l'axe. Lors de l'acquisition de ces mesures au niveau du point de stagnation par A.D.L., on observe un battement basse fréquence du jet pendant la visualisation en temps réel du calcul de la valeur moyenne de U et de V. Les valeurs de V sont alternativement positives et négatives.

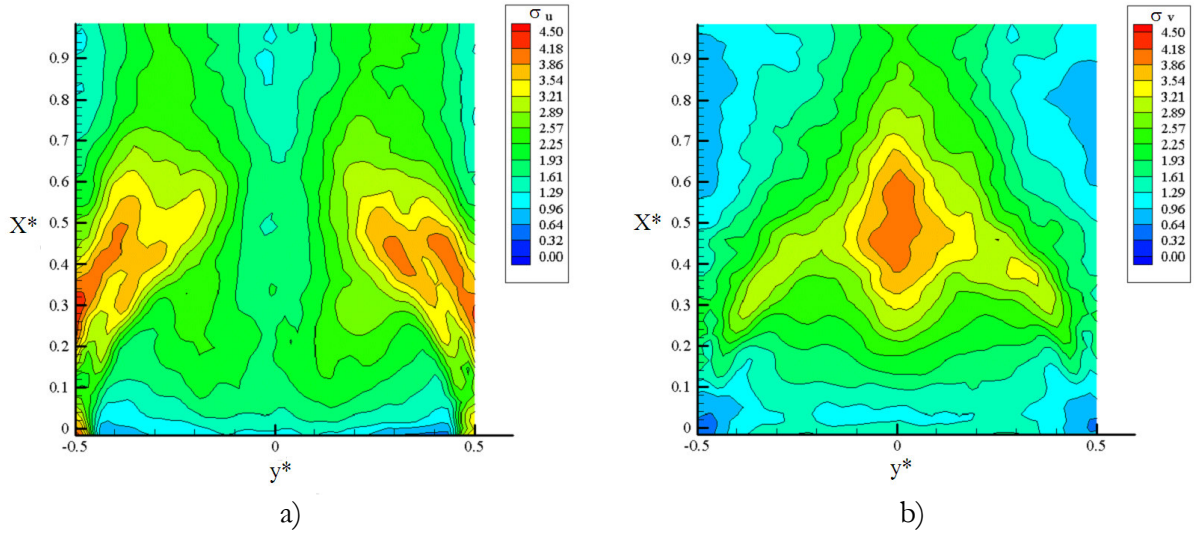


figure III-30: Champs des écarts types des vitesses pour Uo=30 m/s. a) vitesses longitudinales. b) vitesses transversales.

Pour comprendre l'origine spatio-temporelle de ces fluctuations périodiques, nous allons dans un premier temps appliquer un filtre spatial, la P.O.D., sur des champs de vitesse P.I.V. pour décomposer l'écoulement en une combinaison linéaire de structures propres et rechercher celle qui est majoritairement responsable des fluctuations transversales du point de stagnation. Ensuite, nous analyserons par A.D.L. les fluctuations temporelles des vitesses transversales.

III-3.1 Application de la P.O.D. sur les fluctuations de vitesse du point de stagnation.

La P.O.D. a été appliqué sur 400 champs de vitesses P.I.V. de la zone de recirculation, pour 3 vitesses Uo. La méthode des « Snapshots » a été appliquée. On obtient ainsi pour chaque série 400 fonctions propres ou modes propres ainsi que 400 valeurs propres.

III-3.1.1 Modes propres.

La topologie des vecteurs propres est présentée sur la figure III-31. Ce sont les modes calculés pour Uo=30 m/s. Les modes calculés pour les autres vitesses ont les mêmes topologies pour les premiers modes.

Le mode 1 a la même topologie que le champ moyen. Ceci paraît cohérent : le champ moyen est la structure de l'écoulement la plus probable. Les projections du mode 1 sur l'ensemble des champs de vitesses donnent alors des coefficients a_1 les plus importants. Comme les modes propres sont classés par ordre énergétique croissant, il est normal que le mode 1 ait la topologie du champ moyen parce que la valeur propre est définie par la valeur moyenne du carré des coefficients a_1.

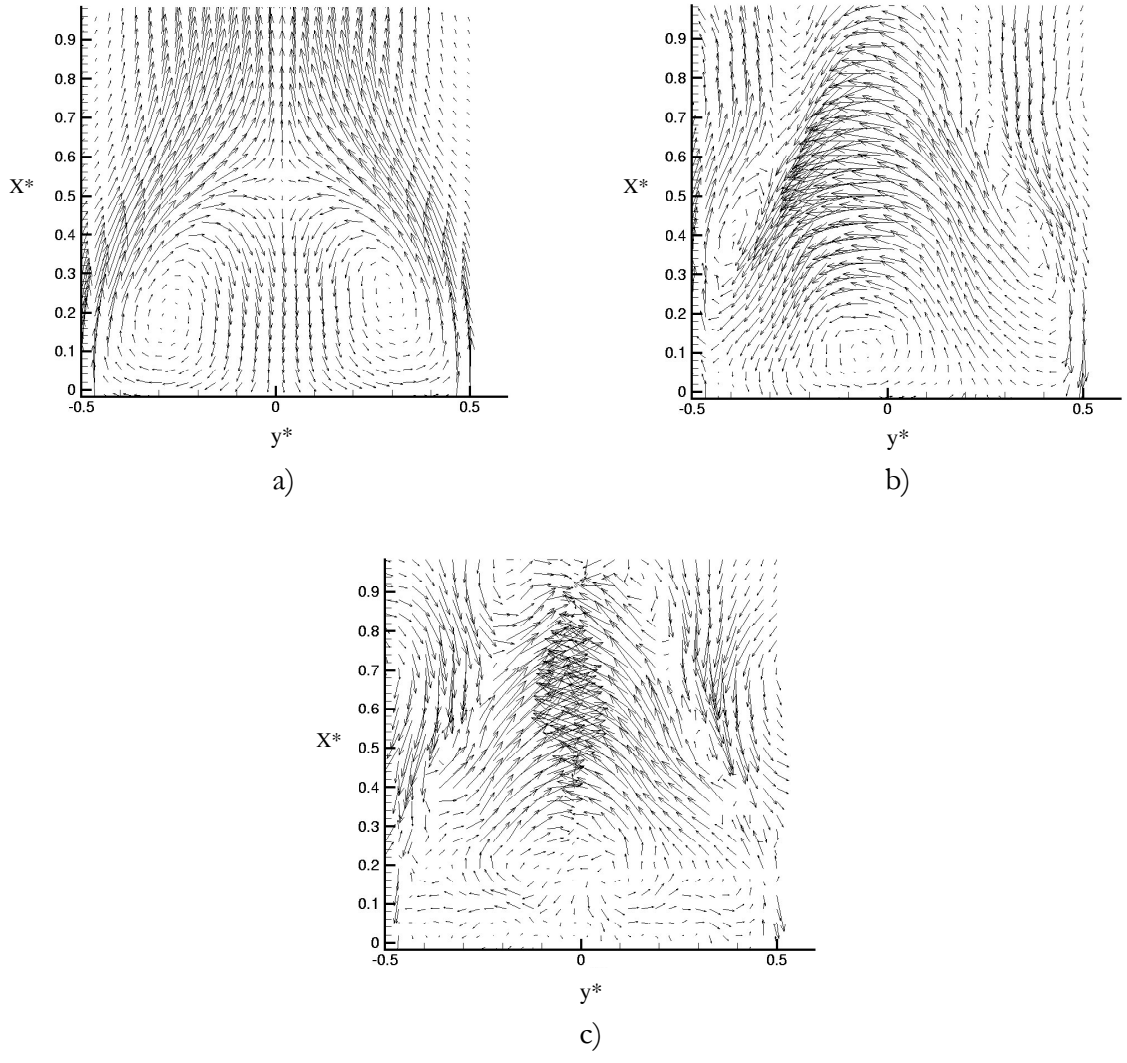


figure III-31: Représentation spatiale des modes calculés pour Uo= 30 m/s. a) mode 1, b) mode 2 et c) mode 3.

La topologie du mode 2 est caractérisée par la présence d'un tourbillon positionné derrière le disque de sortie du jet. La position de ce tourbillon est légèrement décentrée par rapport à l'axe du jet. Au niveau du point de stagnation, on observe un mouvement transversal de forte amplitude. On observe également la présence d'une rotation au niveau de la zone de mélange externe.

Le mode 3, figure III-31 (c), comme le mode 1 a une structure axisymétrique. Il se compose à la fois d'un mouvement ascendant qui contourne la zone de recirculation et d'un mouvement descendant sur les bords du jet. Toutes les vitesses entourant le point de stagnation sont des vitesses convergeant vers l'axe du jet.

III-3.1.2 Valeurs propres.

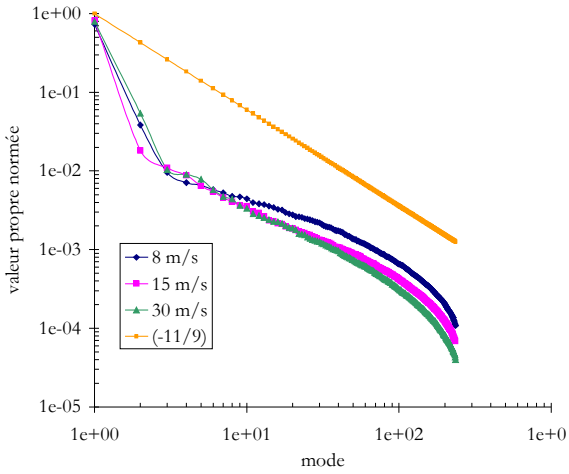
La convergence des valeurs propres est représentée sur la figure III-32 (b). On peut observer que la décroissance des valeurs propres est très rapide. 75 % de l'énergie cinétique totale est contenu en moyenne dans le premier mode, pour les 3 vitesses Uo. Le second mode contient entre 4 et 6 % de l'énergie cinétique. Le troisième mode, ainsi que les suivants sont anecdotiques. Ils représentent entre 1 et moins de 1 % de l'énergie cinétique totale. Pour les trois vitesses Uo, la convergence des valeurs propres est réalisée pour 236 modes. Le nombre de champs de vitesse de la statistique, 400, est suffisant puisque 236 modes permettent de caractériser parfaitement l'écoulement.

On peut également tracer le spectre des valeurs propres en fonction de Uo. On note qu'à partir du mode 10, la décroissance des valeurs propres est plus rapide lorsque la vitesse Uo augmente. On n'observe pas à ces faibles distances à la buse la décroissance en –11/9 notée par Delville, [29][30] et que nous avions mis en évidence sur les images de la figure III-28 (b).

Interprétons maintenant les premiers modes P.O.D.

mode	8 m/s	15 m/s	30 m/s
1	0.757292	0.752979	0.744986
2	0.041936	0.065511	0.050967
3	0.019013	0.018284	0.01549
4	0.008879	0.010967	0.009722
5	0.007392	0.008758	0.008824
6	0.006284	0.006476	0.007439
7	0.005387	0.005532	0.005428
8	0.005066	0.004592	0.004775
9	0.004048	0.00408	0.004365
10	0.003763	0.003715	0.003613

a)



b)

figure III-32 : a) valeurs propres normées par la somme des valeurs propres pour les dix premiers modes, b) spectre des valeurs propres.

III-3.1.3 Interprétation des modes propres pour l'étude des fluctuations des vitesses transversales au niveau du point de stagnation.

Les résultats précédents suggèrent que les fluctuations du point de stagnation sont corrélées avec les structures contenues dans le mode 2. En effet, la topologie du mode 2 entraîne un déplacement transversal au niveau du point de stagnation que ne montre pas le mode 3. Pour vérifier cette suggestion, on peut reconstruire chaque champ de vitesse successivement en occultant le mode 2 et en utilisant uniquement les modes 1 et 2. On peut alors recalculer les fluctuations des vitesses transversales de ces nouveaux champs de vitesse, sur la figure III-33.

Lorsque l'on reconstruit tous les champs sans le mode 2, l'écart type des fluctuations v' passent de 15 à 4 %. En gardant les modes 1 et 2, v' est de l'ordre de 12 %.

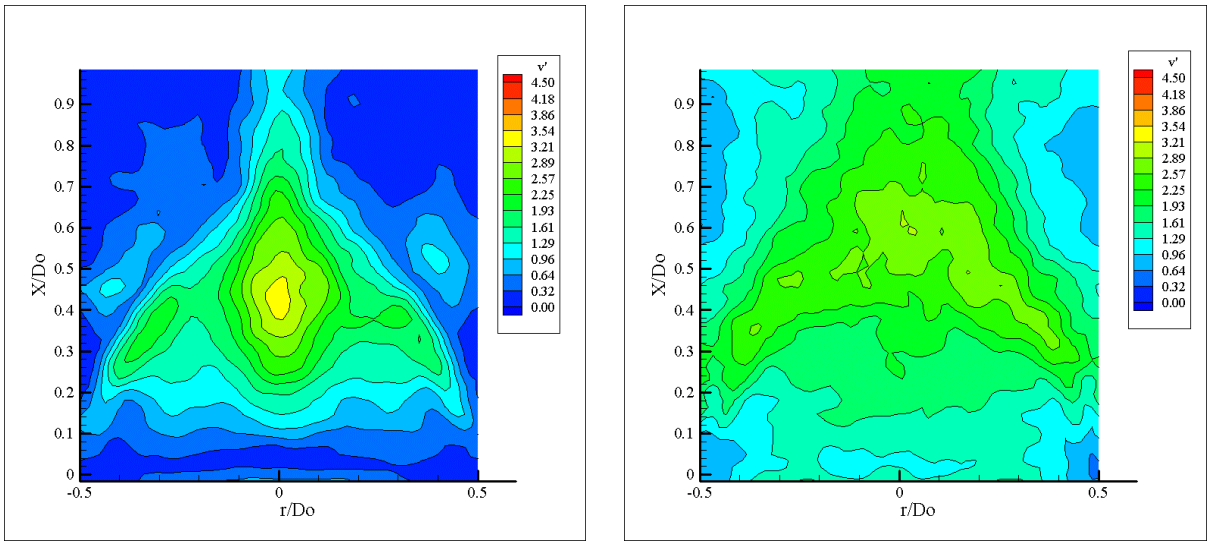


figure III-33 : Champs des fluctuations de vitesse reconstruits a) avec les modes 1 et 2, b) avec tous les modes excepté le mode 2.

L'application de la décomposition en modes propres sur un ensemble de champs de vitesse P.I.V. de la zone initiale du jet annulaire a permis de comprendre et de quantifier l'origine des fluctuations des vitesses transversales du point de stagnation. Ces fluctuations sont liées à une déformation des tourbillons de la zone de recirculation liée au sillage derrière le disque de diamètre Di.

III-3.2 Etudes temporelles des fluctuations du point de stagnation.

Pour avoir accès aux fluctuations temporelles de la position du point de stagnation, il faudrait utiliser une méthode de mesure Lagrangienne. Nous ne disposons que de méthodes Eulériennes de mesure de vitesse pour mesurer localement sur l'axe du jet les fluctuations de vitesses du point de stagnation. La vitesse moyenne étant nulle en moyenne, les vitesses sont donc positives et négatives. Nous ne pouvons pas alors utiliser le fil chaud puisque qu'il ne nous donne que la norme du vecteur vitesse. Nous avons donc utilisé l'Anémométrie Doppler Laser.

Les trois valeurs de vitesses en sortie de buse ont été étudiées au niveau du point de stagnation. Le système d'acquisition d'A.D.L. utilisé permet l'enregistrement de 7680 valeurs de vitesses partagées entre les deux composantes U et V. Nous avons choisi d'enregistrer uniquement la composante V pour obtenir une meilleure statistique. Gaster et Bradbury, en 1976 [39], ont démontré que le choix de la composante transversale de vitesse est la plus intéressante dans le cas de mesure derrière un obstacle : L'amplitude du pic du spectre de V est dix fois plus intense que l'amplitude de U. Les grandes fluctuations de V résultent du caractère périodique très important créé par le passage de vortex alternés

Ensuite, nous avons appliqué pour déterminer le coefficient d'autocorrélation ρ, la M.P.I.D ou Méthode de calcul Par Intervalles Discrets. Cette méthode est décrite précédemment dans le chapitre II-4.2.2 . A partir de ce coefficient d'autocorrélation, on peut calculer la densité spectrale de V en lui appliquant une transformée de Fourier.

III-3.2.1 Uo= 8 m/s

Dans ce cas, le taux d'échantillonnage moyen est de 9982 particules par seconde et la durée totale T est égale à 0,73 s. La valeur moyenne du signal est égale à -1,05 m/s. L'écart type est de 2,04 m/s, le coefficient de dissymétrie S est de 0,22 et le coefficient d'aplatissement F est égal à 2,7. La vitesse moyenne n'est pas nulle parce que l'échantillon de temps n'est pas suffisant.

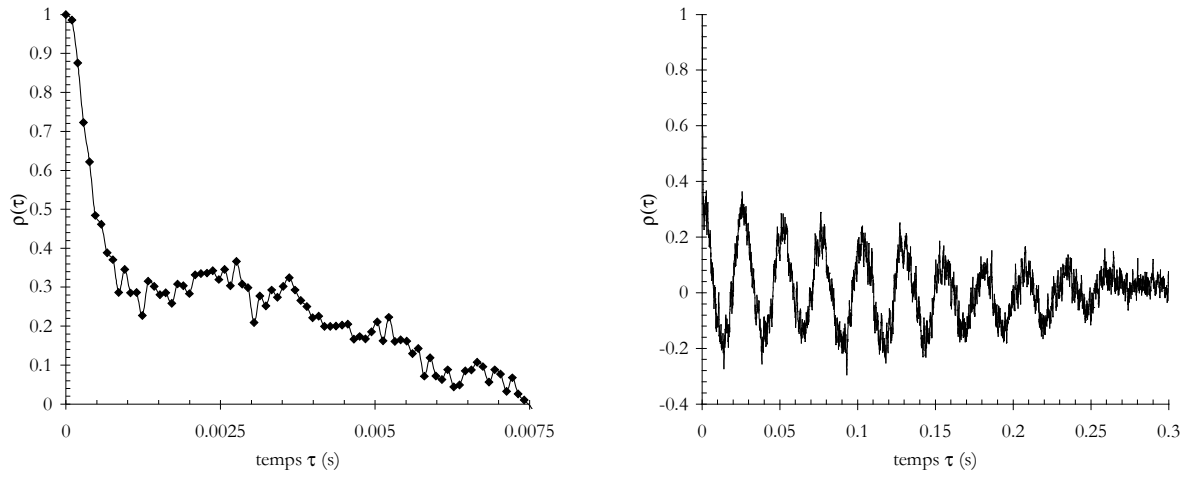


figure III-34 : Coefficient d'autocorrélation $\rho(\tau)$ *des fluctuations des vitesses transversales V calculé pour* U_0*=8 m/s au niveau du point de stagnation, f=9982 Hz et T=0,73 s.*

Si l'on étudie la décroissance de $\rho(\tau)$ jusqu'à la décorrélation totale sur la figure III-34 (b), on remarque que cette décroissance peut être séparée en deux parties. Une première partie qui correspond à une décroissance rapide de $\rho(\tau)$ (figure III-34 (a)) est observée pour $0 \leq \tau \leq 0{,}1$ ms. L'échelle intégrale est égale à 2,25 ms. Cette première phase est caractéristique de la turbulence présente au point de stagnation.

Une seconde phase de décroissance de $\rho(\tau)$, beaucoup plus lente, montre sur la figure III-34 b) la présence d'une oscillation d'amplitude décroissante de $\rho(\tau)$, caractéristique d'une périodicité sinusoïdale des vitesses transversales dans l'écoulement. On retrouve des signaux équivalents dans le cas de mesure des vitesses transversales dans le sillage d'un objet symétrique, comme dans le cas d'une allée de Bénard von Karmàn par exemple.

Un calcul par transformée de Fourier directe à partir du coefficient $\rho(\tau)$, donne la densité spectrale de v', et montre un pic en fréquence qui se détache du spectre en f égal à 38,5 Hz. Cette fréquence n'est que 10 fois plus importante que la fréquence d'acquisition des images de P.I.V. Il est normal que l'évolution temporelle des coefficients de reconstruction du mode 2 de la P.O.D. appliquée sur les champs de vitesses P.I.V. ne donne aucune information sur la périodicité du phénomène.

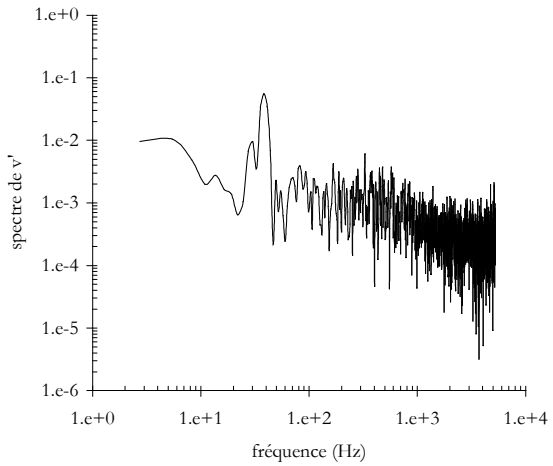


figure III-35 : densité spectrale des fluctuations des vitesses transversales pour U_0*=8 m/s au pont de stagnation.*

III-3.2.2 Uo=15 m/s

Dans cette situation, le taux d'échantillonnage moyen de l'acquisition est de 4047 particules par seconde, et sa durée totale T=1,57 s. La valeur moyenne du signal est égale à 0,54 m/s, l'écart type est de 3,31 m/s, le coefficient d'asymétrie S est de –0,17, et l'aplatissement F de 2,34. La fréquence d'échantillonnage moyenne est plus faible que pour Uo=8 m/s car il est très difficile d'obtenir à la fin de la zone de recirculation un ensemencement homogène et important. Toutefois, compte tenu des fréquences observées pour 8 m/s, on peut penser que 4047 Hz est une fréquence d'échantillonnage suffisante.

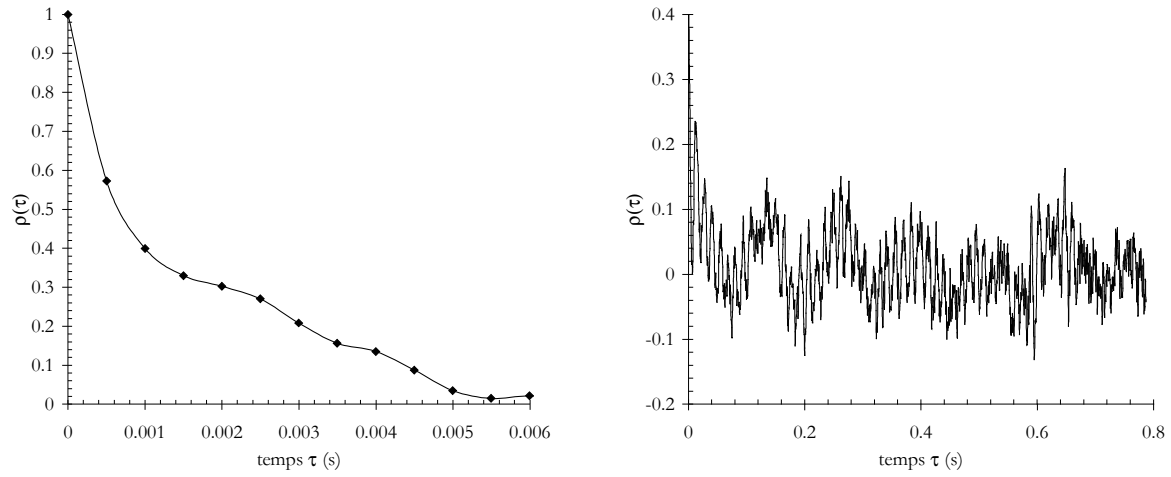


figure III-36: Coefficient d'autocorrélation $\rho(\tau)$ *des fluctuations des vitesses transversales V calculé pour* Uo=*15 m/s au niveau du point de stagnation, f=4047 Hz et T=1,57 s.*

On observe une décroissance de $\rho(\tau)$ analogue au cas 8 m/s même si la décroissance est moins bien résolue.

La densité spectrale présente deux pics à des fréquence de 8 et 72 Hz. La seconde valeur correspond à la fluctuation liée au passage périodique de la structure cohérente dans le volume de mesure. La première valeur correspond à une oscillation à très basse fréquence qui vient s'ajouter au phénomène apparu à 8 m/s.

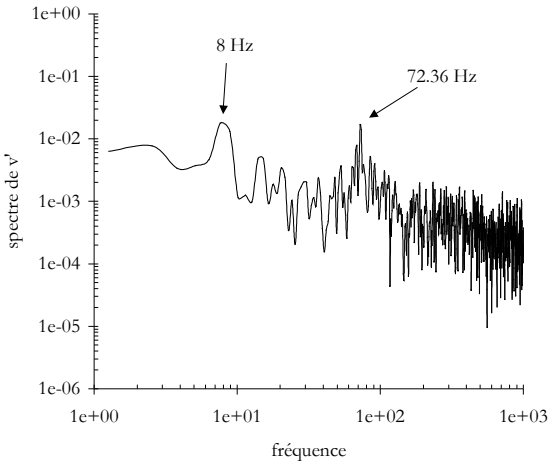


figure III-37: Densité spectrale de v' pour Uo=15 m/s, au niveau du point de stagnation.

Une comparaison des valeurs mesurées du coefficient d'autocorrélation a été faite en utilisant des taux de passage de particules dans le volume de mesure de 4047 et 504 particules par seconde. On observe que les maxima des périodes de ρ sont localisés au même temps. La forme du coefficient n'est donc pas fonction de l'échantillonnage. Toutefois, la détermination du pic en fréquence sur le spectre des fluctuations de vitesse est nettement plus précise dans le cas ou l'échantillonnage est important.

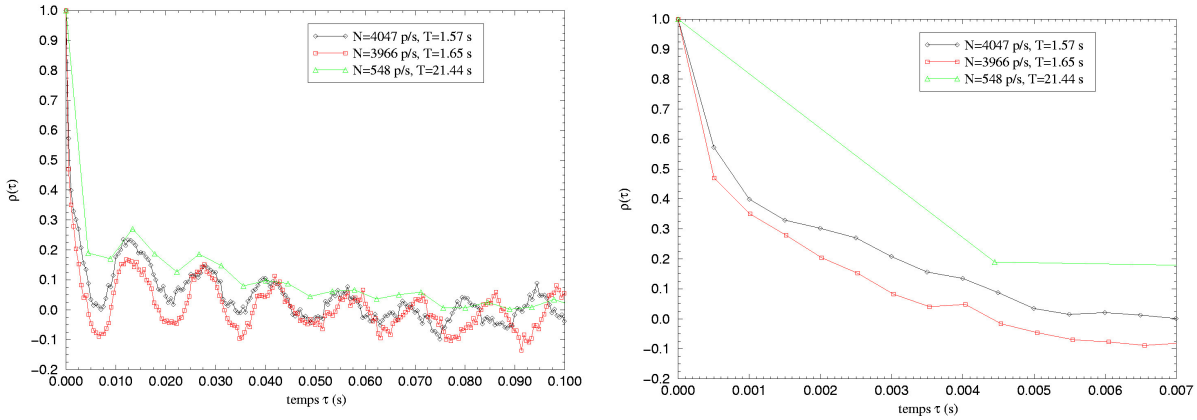


figure III-38 : Coefficient d'autocorrélation des vitesses transversales v' pour Uo= 15 m/s, pour différents taux d'ensemencement.

III-3.2.3 Uo= 30 m/s

Dans ce cas, le signal de vitesse a une valeur moyenne V=0,45 m/s, un écart type =7,83 m/s, ue coefficient d'asymétrie S =0,06, et un coefficient d'aplatissement F=2,45. L'échantillon de vitesse dure 0,62 s et le taux d'échantillonnage moyen est égal à 4441 Hz.

La décroissance du coefficient d'autocorrélation est également très rapide. A grande échelle, on retrouve les deux fréquences, la basse fréquence à 9 Hz, et l'autre fréquence est égale à 150 Hz.

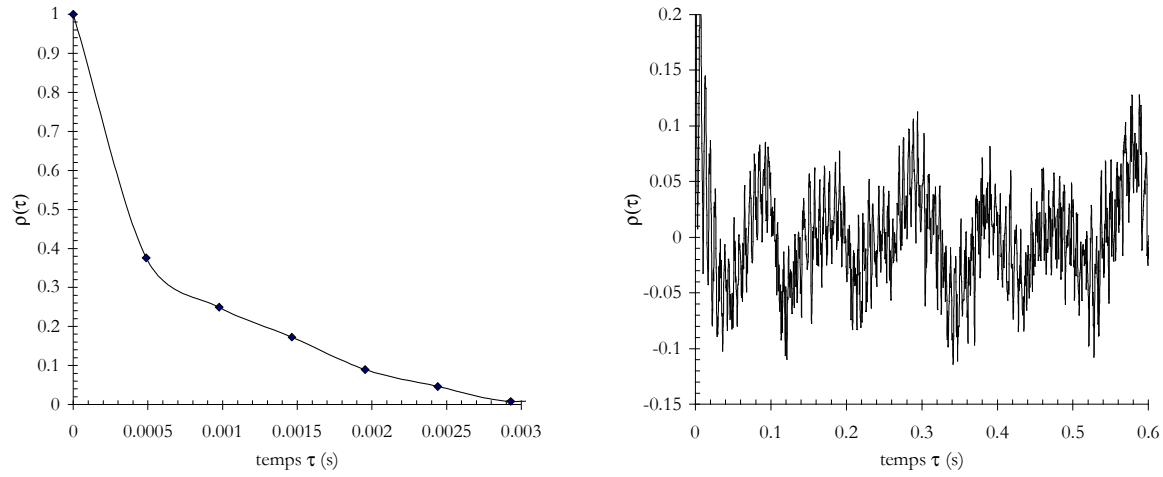


figure III-39 : Coefficient d'autocorrélation ρ(τ) des fluctuations des vitesses transversales V calculé pour Uo=30 m/s au niveau du point de stagnation, f=4047 Hz et T=1,57 s.

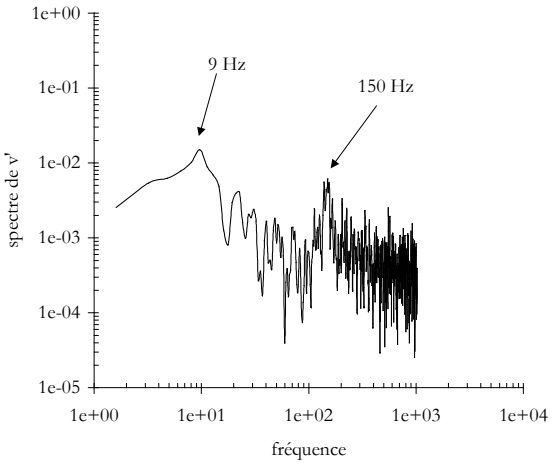


figure III-40 : densité spectrale des fluctuations des vitesses transversales pour Uo=30 m/s au point de stagnation.

III-3.3 Conclusion sur l'étude du point de stagnation.

A la fin de la zone de recirculation, le point de stagnation du jet annulaire est soumis à d'importantes fluctuations des vitesses transversales. Une étude temporelle des mesures A.D.L. des fluctuations des vitesses transversales au niveau du point de stagnation moyen a montré que les fluctuations sont temporellement périodiques. Les coefficients d'asymétrie S sont proches de 0, et les coefficients d'aplatissement sont inférieurs à 3 mais supérieurs à 1,5, valeurs caractérisant un signal sinusoïdal. Les spectres des fluctuations des vitesses transversales ont montré la présence d'un pic caractéristique.

Nous pouvons calculer l'évolution du nombre de Strouhal St_{Di} associé aux fluctuations de vitesse du point de stagnation en fonction de la vitesse Uo. Le nombre de Strouhal est basé sur le diamètre interne du jet Di, qui correspond à la taille de l'obstacle.

$$St_{Di} = \frac{fDi}{Uo}$$

Comme le montre le tableau suivant, le nombre de Strouhal est constant et égal à (0,23 ± 0,01).

Uo (m/s)	fréquence (Hz)	St_{Di}
8	38,5	0,23
15	72	0,23
30	150	0,24

Ces fluctuations temporelles de la position du point de stagnation sont liées au sillage développé derrière le disque Di. Cette asymétrie a pu être observée à l'aide du filtre P.O.D. et la topologie du mode 2, le mode responsable des fluctuations, montre que cette déformation est liée au sillage développé derrière le disque Di.

Chapitre IV Etude de la zone intermédiaire et de la zone de jet pleinement développé.

IV-1 Détermination de la zone de jet pleinement développé.

D'après le chapitre bibliographique, on considère généralement que l'évolution du jet annulaire est équivalent à l'évolution du jet rond à partir du point de rattachement du jet, lorsque la vitesse longitudinale maximale d'un profil de vitesse se trouve sur l'axe du jet (Ko [57]).

Dans cette région du jet qui s'étend au-delà de la zone de recirculation, on ne rencontre pas de vitesses longitudinales négatives. Nous avons mesuré les différents profils des vitesses longitudinales à l'aide d'un fil chaud pour les 3 vitesses Uo. Des mesures d'ADL ont été effectuées pour avoir les valeurs moyennes de U et de V et leurs écarts types. Toutefois, la fréquence d'acquisition est faible et il est difficile d'avoir une densité de particules d'ensemencement homogène et suffisante. Le fil chaud à une composante a alors été utilisé pour permettre une étude temporelle des différents points de mesure de la vitesse. Nous avons réalisé des mesures jusqu'à X* égal à 10.

IV-1.1 Etude des profils des vitesses longitudinales sur l'axe du jet annulaire.

Les évolutions sur l'axe central de la valeur moyenne, de l'écart type et des coefficients d'asymétrie et d'aplatissement des vitesses longitudinales sont successivement présentées sur la figure IV-1 (a), (b),(c) et (d).

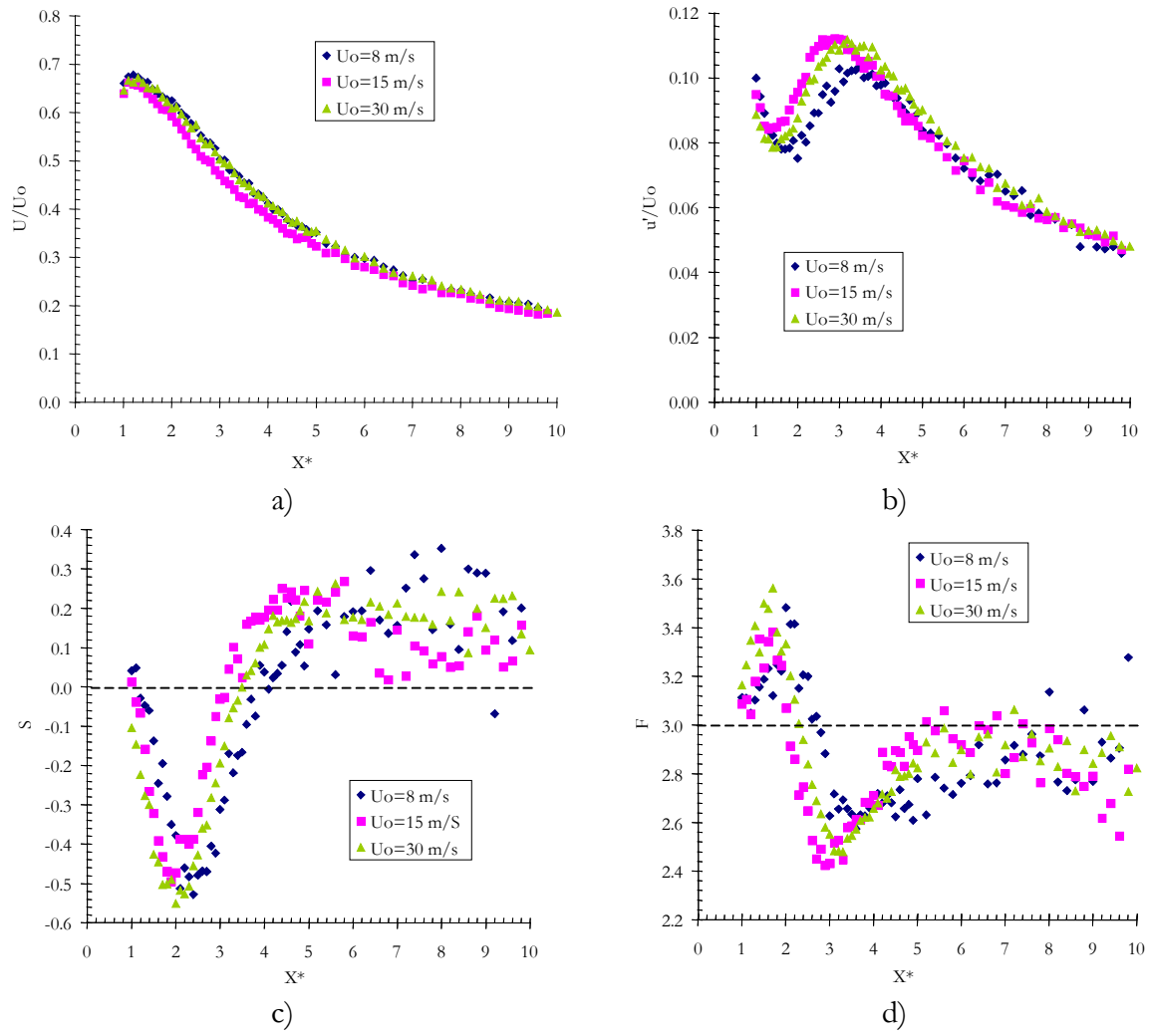


figure IV-1 : a) profil des vitesses longitudinales adimensionnées. b) profil des écart-types des vitesses adimensionnés. c) profils des coefficients d'assymétrie S et. d) coefficient d'aplatissement F.

La vitesse moyenne Um sur l'axe croît jusqu'à X* égal à 1,2 où elle atteint une valeur maximale de 0,66 Uo, puis décroît ensuite régulièrement. La valeur maximale est légèrement supérieure à la valeur 0,65 mesurée par l'A.D.L.. Les vitesses adimensionnées semblent parfaitement similaires quel que soit Uo. On peut tracer l'évolution du terme Uo/Um en fonction de X*, sur la figure IV-2 (a). L'évolution est linéaire à partir de X* égal à 1,2. L'évolution de Um suit donc une loi de décroissance de puissance égale à –1.

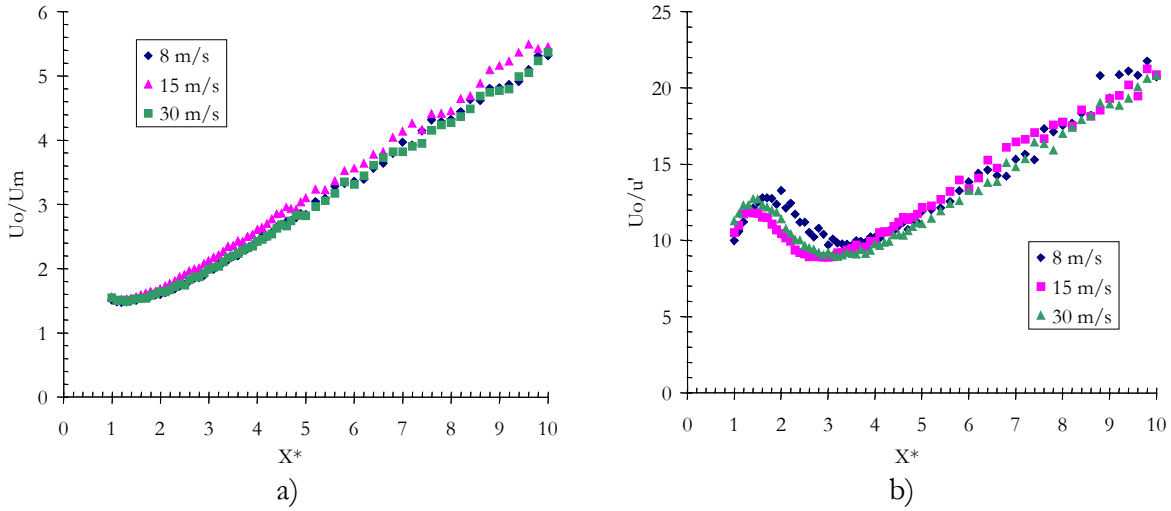


figure IV-2 : Evolution de a) Uo/Um et b) Uo/u' en fonction de la distance à la buse.

Les écarts types des fluctuations des vitesses longitudinales, sur la figure IV-1 (b), décroissent jusqu'à X* égal à 1,7 et 1,5 Do pour respectivement Uo égal à 8, 15, 30 m/s. A partir de cette position, les fluctuations évoluent comme pour le jet rond. Les fluctuations augmentent jusqu'à X* égal à 3,4, 3 et 3,2 pour respectivement Uo égal à 8, 15 et 30 m/s, puis diminuent à cause de la dissipation de l'énergie de turbulence. On peut également tracer la croissance de Uo/u' sur la figure IV-2 (b). Elle est linéaire à partir de X* égal à 4. L'évolution de u' suit donc une loi de décroissance de puissance égale à –1.

On peut tracer l'évolution longitudinale du taux de turbulence local u'/U. On retrouve la même évolution que pour u' jusqu'à X* égal à 4 à partir duquel le taux de turbulence à une valeur constante égale à 0,25 quelle que soit Uo. L'évolution de U comme celle de u' suit une évolution de décroissance de puissance égale à –1. Le rapport de u' sur U est donc constant pour X* supérieur à 4.

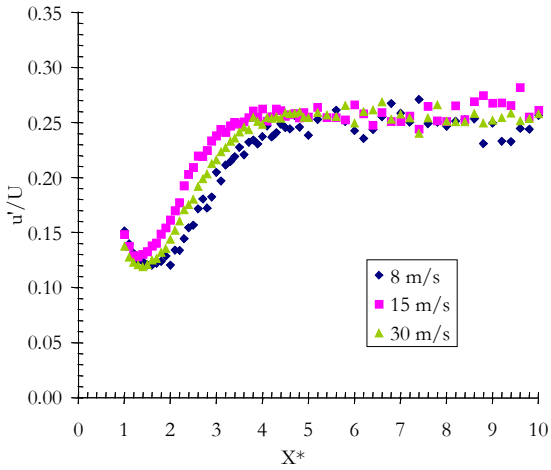


figure IV-3 : Evolution longitudinale du rapport u'/U sur l'axe pour Uo égale à 8, 15 et 30 m/s.

Les moments d'ordres 3 et 4 montrent que la densité de probabilité des vitesses longitudinales sur l'axe ne semble suivre la loi de Gauss qu'à de très grandes distances. Le coefficient d'asymétrie S est proche de 0 et le coefficient d'aplatissement F proche de 3. On observe pour $1 \leq X^* \leq 3\text{-}4$ que S est fortement négatif. Ce résultat indique qu'il existe de forts mais brefs ralentissements de l'écoulement sur l'axe.

A partir des évolutions de ces termes sur l'axe du jet, on peut en déduire que le point de rattachement du jet est situé en 1,2 Do, position longitudinale de l'écoulement où la vitesse U est maximale.

Le rapport u'/Uo devient constant à partir de X* égal à 4. D'après Bailly [8], un jet est pleinement développé lorsque l'intensité de turbulence locale sur l'axe du jet est constante. A partir de X* égal à 4, le jet annulaire est pleinement développé.

IV-1.2 Etude des profils des moments des vitesses longitudinales.

Les profils transversaux des vitesses longitudinales ont également été mesurés à l'aide du fil chaud. Nous avons choisi comme distances caractéristiques les distances suivantes :

- En X* égal à 1,5 et 3, sections situées entre la position axiale du point de rattachement du jet et le début de la zone de jet pleinement développé.
- En X* égal à 5 et 7, sections situées dans la zone de jet pleinement développé.

Les profils de la vitesse moyenne U, de l'écart type de la vitesse, de S et de F ont été tracés sur la figure IV-4, figure IV-5 et figure IV-6 pour Uo égal à 8, 15 et 30 m/s.

L'évolution des profils des vitesses moyennes est classique. Plus on s'éloigne de la buse, plus le jet s'élargit et plus son maximum de vitesse Um sur l'axe décroît.

L'évolution des écarts types des vitesses est caractéristique d'un jet rond, et semblable pour les 3 vitesses Uo. Pour $1,5 \leq X^* \leq 3$, dans la zone située entre le point de rattachement et le début de la zone de jet pleinement développé, le profil présente deux pics symétriques par rapport à l'axe. Ces pics sont caractéristiques de la présence d'un fort cisaillement. La taille des pics diminue lorsque l'on s'éloigne de la buse. Ces pics disparaissent autour de 3 Do. Ensuite, les profils des fluctuations présentent au niveau du centre du jet des plateaux dont la taille augmente avec la distance.

Les profils des coefficients d'asymétrie présentent également des comportements différents selon la position axiale de la mesure. Avant la zone de jet pleinement développé, S est négatif dans une zone proche de l'axe. Les valeurs de S augmentent lorsque l'on s'éloigne de l'axe. Dans la zone de jet pleinement développé, S est toujours positif ou nul au niveau du maximum de vitesse. Ces résultats sont similaires avec ceux de la figure IV-1 (c) qui montrent l'évolution longitudinale de S sur l'axe du jet.

L'évolution des profils des coefficients d'aplatissement F est également différente selon la position axiale de la mesure. Avant que le jet ne soit pleinement développé, on observe une petite augmentation de F qui devient supérieure à 3 près du centre du jet, alors qu'il est égal à 3 en $y^*=0,5$. Plus loin de l'axe, F augmente. Les fluctuations de U présentent des valeurs extrêmes rares, qui dissymétrisent les fonctions densités de probabilités (pdf).

Les profils de S et de F sont similaires aux profils mesurés dans un jet rond par Wygnanski et al. [116] en 1969 ainsi que Abdel-Rahman et al. [2] en 1997 et Papanicolaou et al. [81] en 1988. Dans la zone de jet pleinement développé au niveau du maximum de vitesse, nous avons alors S égal à 0 et F égal à 3 : la répartition des vitesses longitudinales sur l'axe du jet annulaire dans la zone de jet pleinement développé est gaussienne. On peut trouver dans l'annexe 3 à la page 185 de ce manuscrit les différentes fonctions densités de probabilité calculées en X* égal à 1,5, 3, 5 et 7, lorsque U/Um est égal à 1, 0,5 et 0,1. Les pdf sont similaires à celles mesurées par

Papanicolaou et al. [81]. Quelle que soit la position axiale de la mesure après la position du point de rattachement, les pdf sont parfaitement superposables sur des gaussiennes de même valeur d'écart type σ. Plus on s'éloigne de l'axe du jet, plus les pdf deviennent asymétriques, comme on peut le voir sur les profils de S, et plus elles deviennent larges. Elles s'étendent ainsi sur une dizaine de valeurs de σ pour une position transversale où U/Um est égal à 0,1.

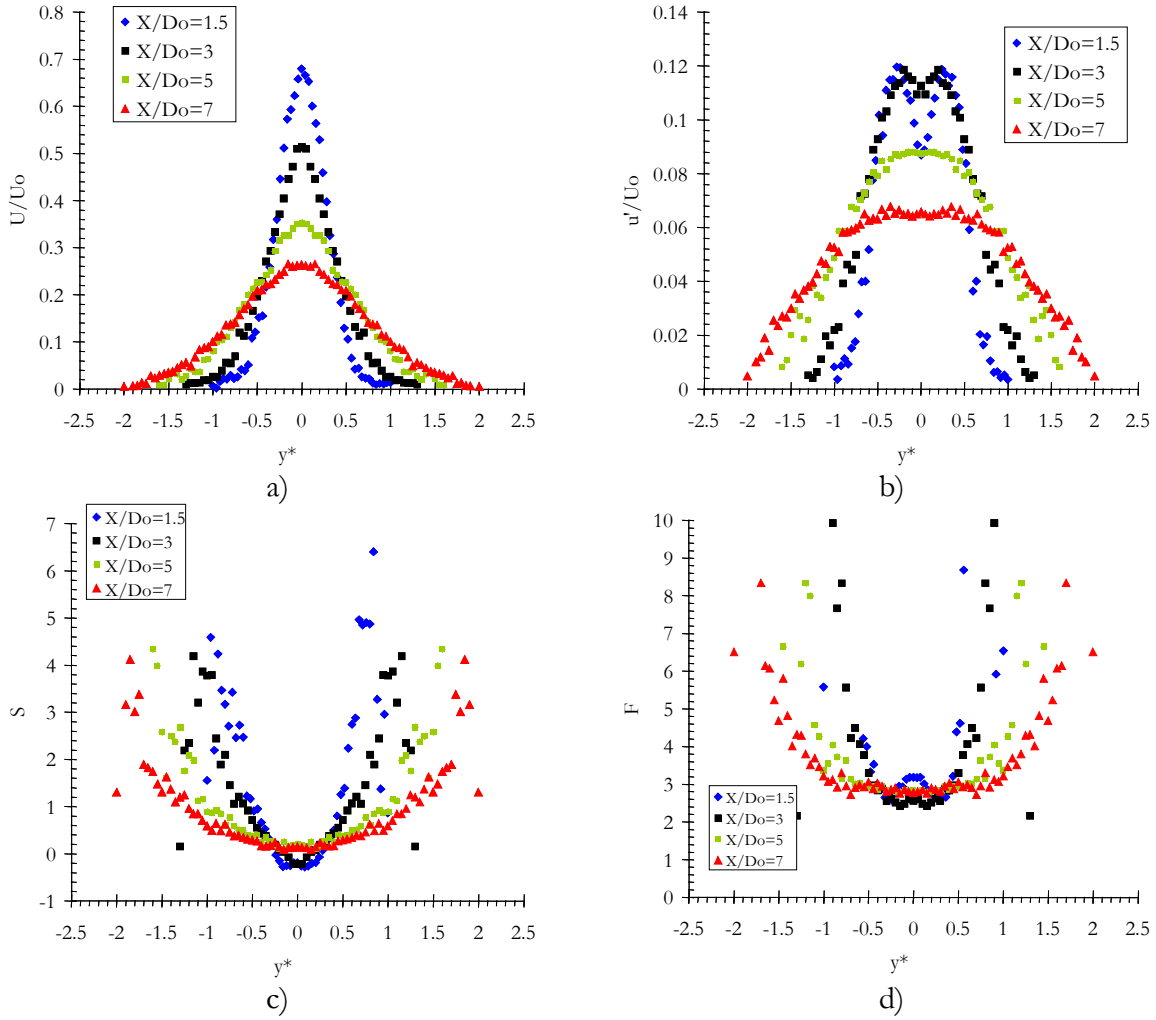
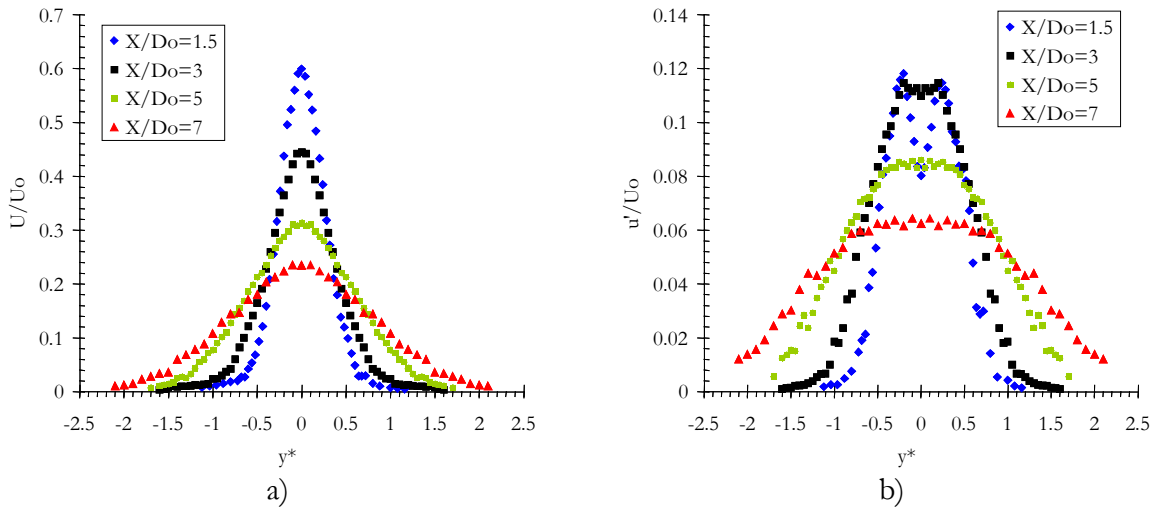


figure IV-4 : a) évolution des profils a) de vitesses, b) d'écart types , c) du coefficient d'assymétrie et d) d'aplatissement des vitesses longitudinales pour Uo=8 m/s.



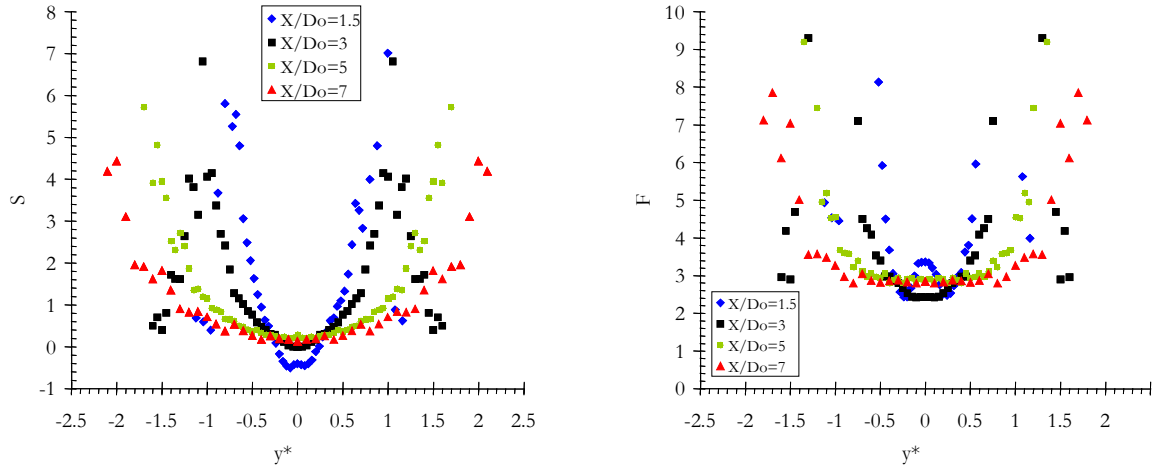


figure IV-5 : a) évolution des profils a) de vitesses, b) d'écart types , c) du coefficient d'assymétrie et d) d'aplatissement des vitesses longitudinales pour Uo=15 m/s.

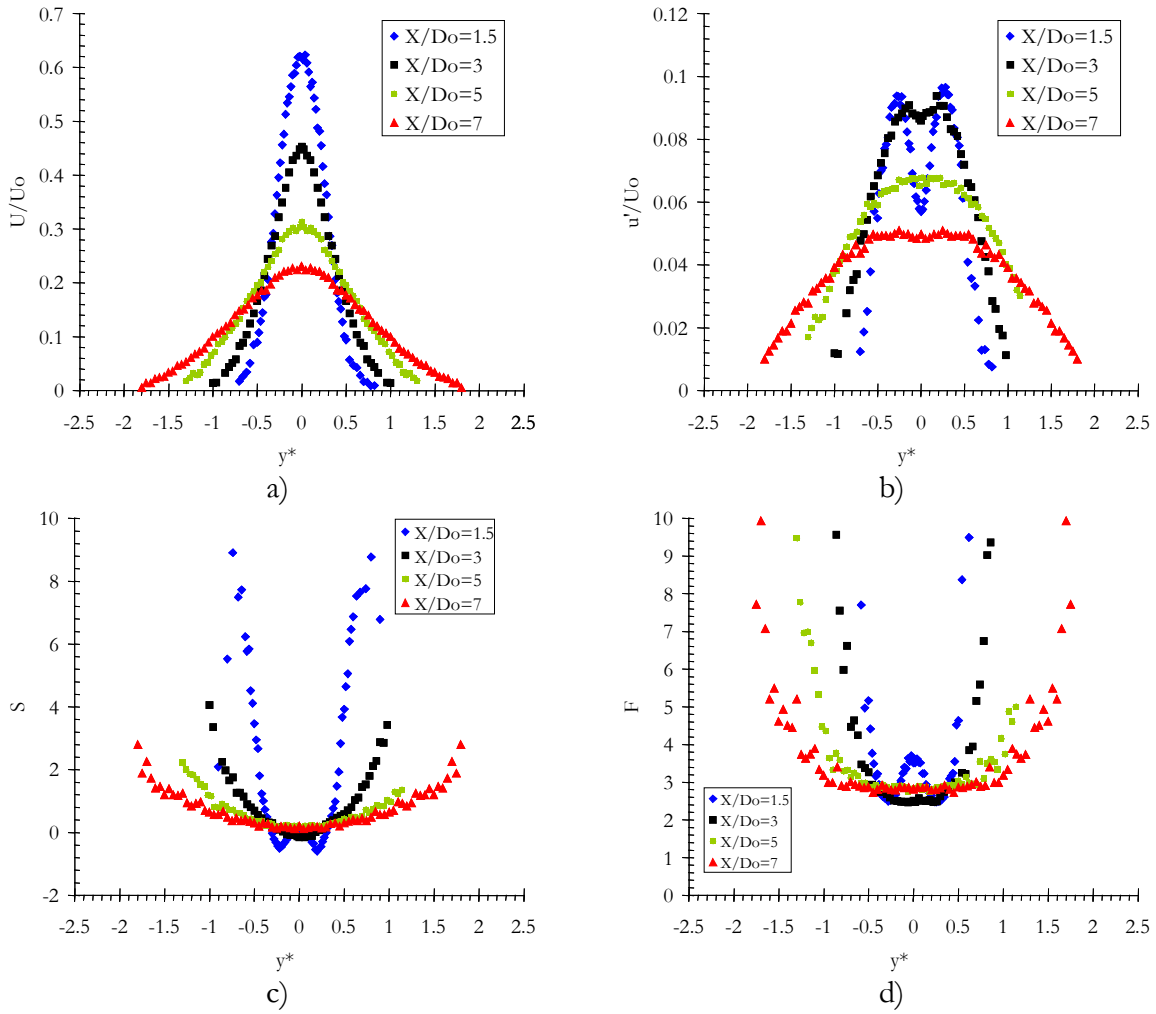


figure IV-6a) évolution des profils a) de vitesses, b) d'écart types , c) du coefficient d'assymétrie et d) d'aplatissement des vitesses longitudinales pour Uo=30 m/s.

IV-1.3 Etude des profils des vitesses transversales.

Les vitesses transversales du jet ont été mesurées par A.D.L. Nous avons tracé les profils des vitesses adimensionnées pour 3 distances caractéristiques sur la figure IV-7 :

- En X* égal à 1, avant le point de rattachement.
- En X* égal à 2, entre le point de rattachement et le début de la zone de jet pleinement développé.
- En X* égal à 5, dans la zone de jet pleinement développé.

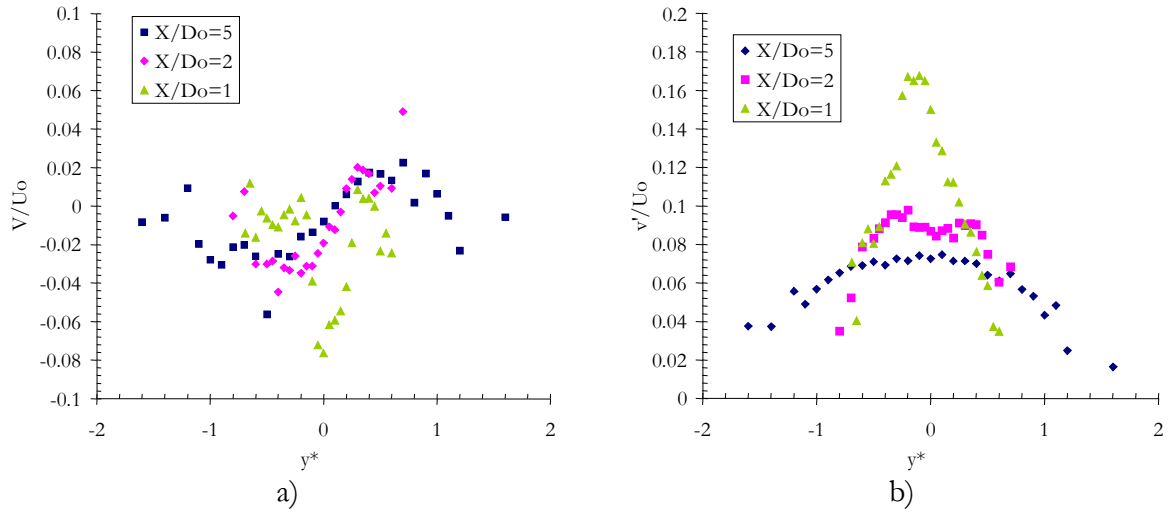


figure IV-7 : Evolution axiale des profils des a) vitesses transversales V/Uo et des b) écarts types des fluctuations des vitesses transversales v'/Uo pour Uo égal à 8m/s.

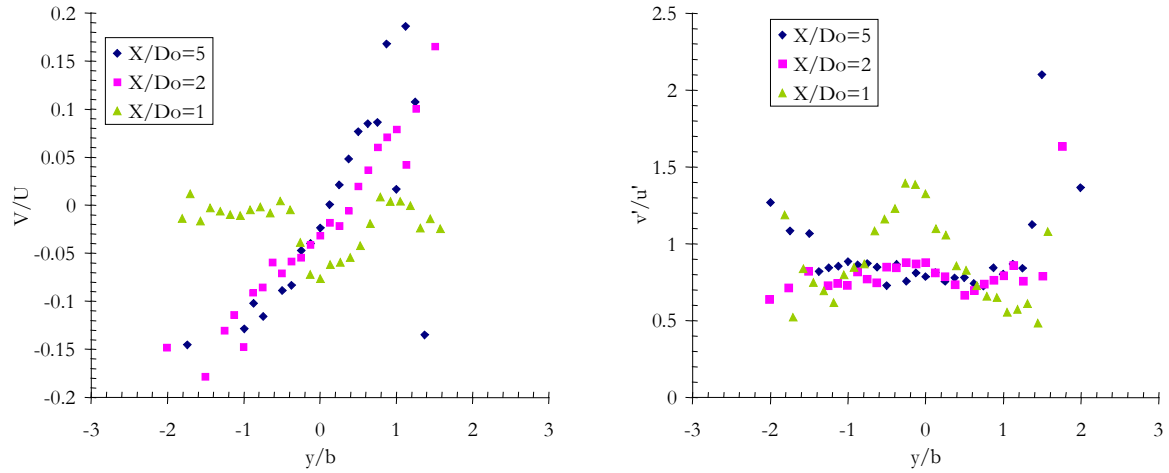


figure IV-8 : Evolution axiale des profils des rapports des vitesses V adimensionnée par la vitesse locale U et des écarts types des fluctuations v'/u' pour Uo égal à 8 m/s.

Pour $1 \leq X^* \leq 2$, on observe une inversion des profils des vitesses V. Avant le point de rattachement du jet, en X* égal à 1,2 , l'écoulement converge vers l'axe du jet. Comme pour un sillage, à partir de X* égal à 1,2, l'écoulement diverge comme un jet rond. Entre ces deux évolutions, le jet passe par un stade où toutes les composantes de V sont nulles dans le plan.

Cette évolution de $\frac{\partial V}{\partial y}$ dans la zone centrale est reliée à l'évolution de $\frac{\partial U}{\partial X}$ qui est tout d'abord positif puis négatif d'après l'équation de continuité du fluide.

En X* égal à 1, le rapport des composantes locales V sur U montre que les vitesses V sont négligeables pour y/b>0,6. b est la position transversale où U est égal à Um/2. Pour y/b<0,6, V/U est toujours inférieur à 0,1. On peut dire dans cette zone que l'écoulement est en moyenne parallèle à l'axe longitudinal.

Pour X* égal à 2 et 5, le profil de V/U est similaire. V/U est nulle au centre du jet et augmente lorsque l'on s'éloigne de l'axe.

Le rapport des écarts types des fluctuations v'/u' est très intéressant. Il permet d'évaluer la distance à partir de laquelle les structures de sillage créées par l'obstacle se dissipent. En X* égal à 1, le rapport v'/u' montre que sur l'axe, les écarts types des fluctuations v' sont 1,5 fois plus importantes que u', en raison de la présence du sillage créé par l'obstacle. En X* égal à 2 et 5, le rapport v'/u' est constant sur une grande étendue transversale, pour $-1,5 \leq y/b \leq 1,5$, et il est égal à 0,8.

Dans la zone de jet pleinement développé, nous avons vu que v'/u' était égal à 0,8. On peut considérer que l'écoulement autour de l'axe du jet est alors approximativement isotrope.

IV-2 Evolution longitudinale du débit de quantité de mouvement M et du débit massique Q du jet.

Pour un jet axisymétrique évoluant dans un fluide identique stagnant avec un gradient de pression nulle, la variation longitudinale de la quantité de mouvement du jet est constante, et l'on a la relation suivante dans un repère cylindrique:

$$\frac{d}{dX}\int_0^\infty 2\pi\left(\rho U^2 + P\right) r dr = 0 \qquad \text{équation IV-1}$$

On appelle M(X*), la relation suivante $M(X^*) = \int_0^\infty 2\pi\left(\rho U_{X^*}{}^2(r) + P_{X^*}(r)\right) r dr$.

Si Qo est le débit massique de fluide sortant de la buse et Q(X*) le débit du fluide à la distance X*, alors il est bien connu que le rapport $Q(X^*)/Q_o$ est supérieur à 1 et augmente avec la distance. Le jet entraîne le fluide environnant, et l'on appelle taux d'entraînement l'augmentation du débit en fonction de la distance X*. Q(X*) est déterminé par la relation suivante :

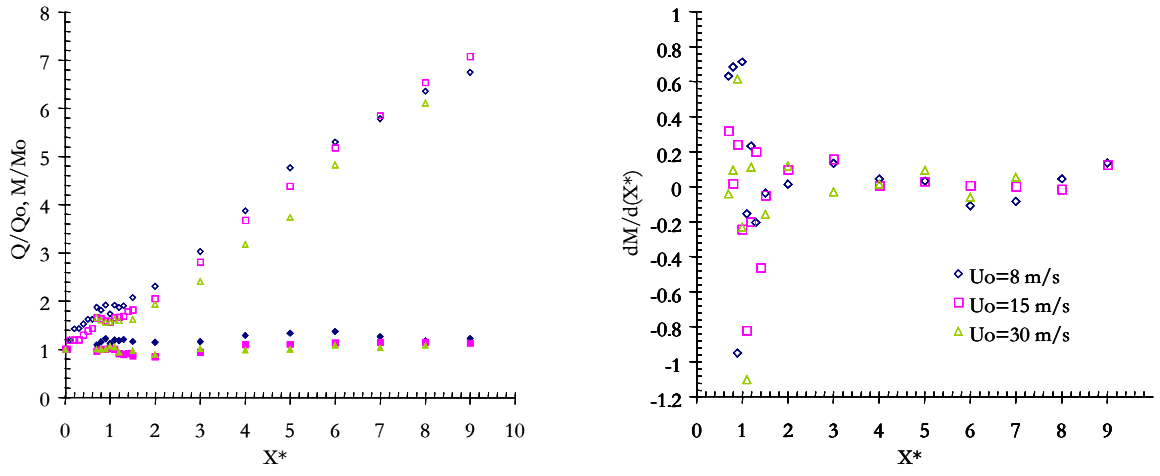
$$Q(X^*) = \int_0^\infty 2\pi\rho U_{X^*}(r) r dr \qquad \text{équation IV-2}$$

A partir des profils de vitesse, il est toujours très délicat de déterminer précisément la position transversale à partir de laquelle la vitesse U du jet est nulle. Nous avons choisi d'intégrer les relations précédentes entre la position en r=0, pour laquelle $U=U_m$ et la position transversale où $U=0,1\ U_m$, (Cho [19], Hussain [51]).

Dans la zone de recirculation, nous avons utilisé les mesures de P.I.V. et d'A.D.L. pour calculer l'évolution de l'entraînement et de la conservation de la quantité de mouvement. Pour des distances supérieures, nous avons utilisé les mesures de fils chauds.

L'évolution de Q/Qo est présentée sur la figure IV-9 (a). Nous avons considéré que compte tenu des vitesses mesurés, la masse volumique du fluide est constante. Le rapport Q/Qo est égal aux rapports des débits volumiques. L'évolution longitudinale du rapport des débits peut être décomposée en 3 parties distinctes correspondants aux différentes zones du jet annulaire.

Dans la zone de recirculation du jet, Q/Qo augmente de façon linéaire à partir de la position axiale de formation des premiers anneaux tourbillonnaires. On peut comprendre ce phénomène sur la figure IV-10 où sont tracées les lignes de courant de l'écoulement. L'entraînement de l'air environnant par le jet est surtout caractérisé par un mouvement transversal du fluide environnant dans la zone de mélange externe du jet annulaire. On voit qu'en sortie de jet, les lignes de courant n'ont aucune direction privilégiée. A partir de la distance où le premier tourbillon se forme, les lignes de courant s'organisent et deviennent perpendiculaires au jet au niveau du second tourbillon.



a) b)

figure IV-9 : a) évolution longitudinale de Q/Qo (points évidés) et de P/Po pour Uo=8 m/s (bleu), 15 m/s (rose) et 30 m/s (vert). b) évolution longitudinale de la dérivée de la quantité de mouvement M(X).*

La valeur moyenne de la pente de l'évolution linéaire de l'entraînement en fonction de X* est de (0,9377 ± 0,0021).

Entre la fin de la zone de recirculation et la position du point de rattachement, le rapport des débits devient constant. Dans cette zone de jet, nous avons vu que le rapport des vitesses V/U, sur la figure IV-8 (a) de la page 106, tend vers 0 pour |y/b|>1. L'écoulement est principalement parallèle en bord de jet. L'air extérieur ne peut être entraîné.

A partir du point de rattachement, l'évolution du rapport des débits croit linéairement en fonction de la distance à la buse selon les relations suivantes:

Uo (m/s)	Q(X*)/Qo
8	0.6275 X* + 1.479
15	0.6897 X* + 0.969
30	0.7523 X* + 0.137

L'évolution longitudinale de la quantité de mouvement adimensionnée par la quantité de mouvement en sortie du jet oscille autour de l'unité. Si l'on trace l'évolution de la dérivée longitudinale de M/Mo, on observe que M/Mo tend vers zéro dans la zone de jet pleinement développé, comme pour un jet rond. Dans la zone de recirculation, la quantité de mouvement ne dépend pas que du terme lié à la vitesse, mais également à un terme de pression que nous n'avons pas pu mesurer. C'est la raison pour laquelle M est différent de l'unité en amont de la zone intermédiaire.

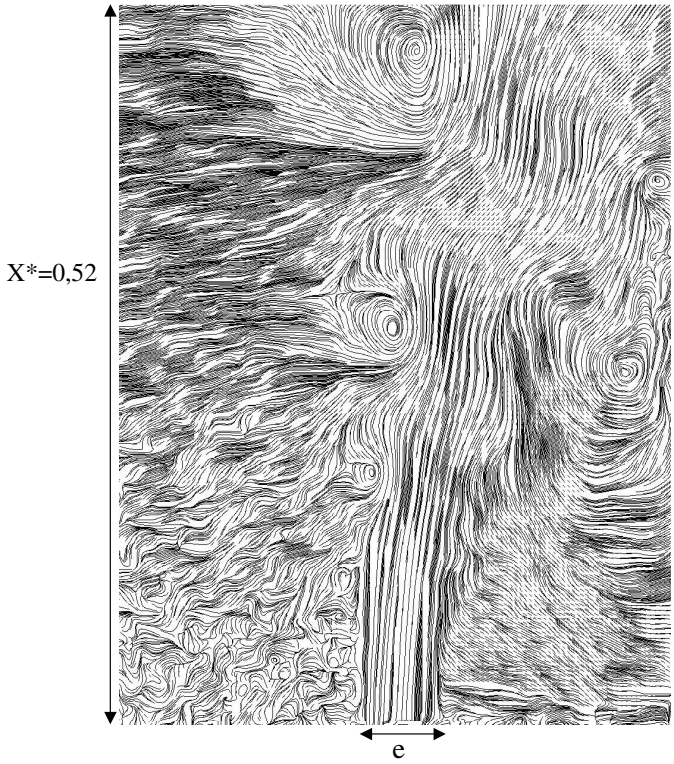


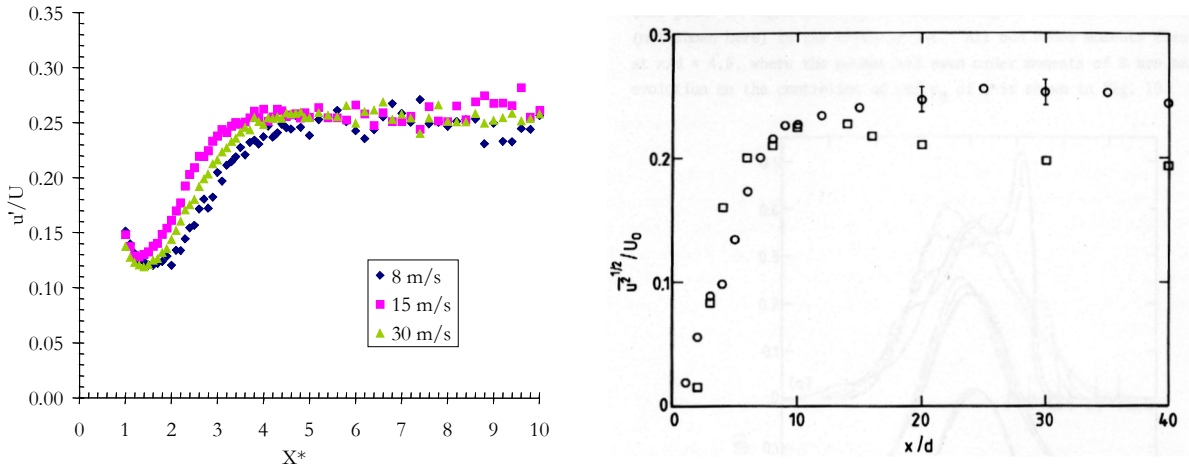
figure IV-10 : Lignes de courant d'un champ de vitesses P.I.V. instantané pour Uo=8 m/s.

IV-3 Etude de la turbulence de la zone de jet pleinement développé du jet annulaire.

Dans cette partie, nous allons étudier les différentes évolutions des paramètres permettant de définir l'état de turbulence d'un fluide : l'échelle de Taylor λ, l'échelle intégrale Λ et l'échelle de Kolmogorov η, le nombre de Reynolds turbulent Re_λ et le taux de dissipation $<\varepsilon>$. Pour cela, nous avons utilisé les mesures axiales des vitesses longitudinales mesurées par fil chaud.

IV-3.1 Détermination des échelles caractéristiques de la turbulence.

L'hypothèse de Taylor est généralement admise si le taux de fluctuation de vitesse local est inférieur à 10 %. Dans notre cas expérimental, ce taux de turbulence local u'/U est, dans la zone de jet pleinement développé, constant et égal à 25 %. Ces taux de fluctuations sont identiques à ceux trouvés dans un jet rond, comme on peut le voir sur la figure IV-11 (b). Malgré cette valeur élevée, nous avons appliqué l'hypothèse de Taylor sur nos données temporelles comme le font les expérimentateurs dans le cas des jets plans ou circulaires, Antonia et al. en 1980 [6] [7].



a) b)

figure IV-11 : a) Evolution axiale du taux de turbulence longitudinal local pour Uo=8, 15 et 30 m/s et b) évolution axiale du taux de turbulence longitudinal local d'un jet rond d'àprès Chua et Antonia en 1986 [20].

IV-3.1.1 Echelle de Taylor, échelle intégrale.

La détermination de l'échelle de Taylor est importante car elle nous permettra de déterminer l'échelle de Kolmogorov η et le taux de dissipation moyen $<\varepsilon>$. Nous avons utilisé pour déterminer λ la méthode décrite dans le chapitre II-4.2.3 .

L'évolution longitudinale de λ/Do sur l'axe est présentée sur la figure IV-12 , pour les 3 valeurs de Uo.

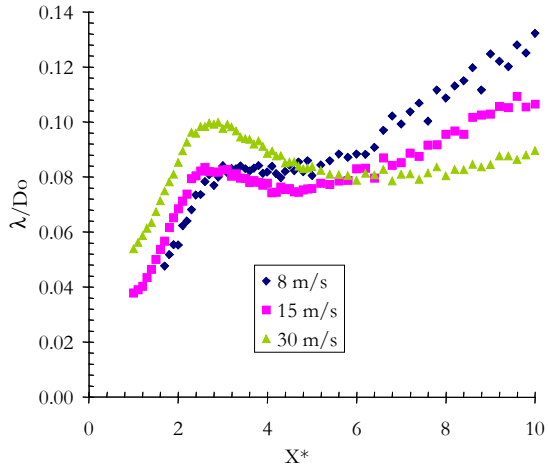


figure IV-12 : Evolution en fonction de X de l'échelle de Taylor λ.*

L'évolution longitudinale de λ peut être séparée en trois zones. Pour X* ≤ 2,8-3, λ augmente selon le même taux de croissance pour Uo égale à 8, 15 et 30 m/s. Dans cette zone, plus la valeur de Uo est grande, plus λ est important. Pour 3 ≤ X* ≤ 5, l'échelle de Taylor diminue puis augmente pour X*≥ 5. Contrairement à la première zone, l'échelle λ est alors inversement proportionnelle à Uo.

IV-3.1.2 Echelle intégrale.

L'échelle intégrale Λ correspondant à la taille des plus grosses structures de l'écoulement. Λ est définie de la façon suivante où Λ_0 est défini par $\rho(\Lambda_0) = 0$:

$$\Lambda = \int_0^{\Lambda_0} \rho(x)dx \qquad \text{équation IV-3}$$

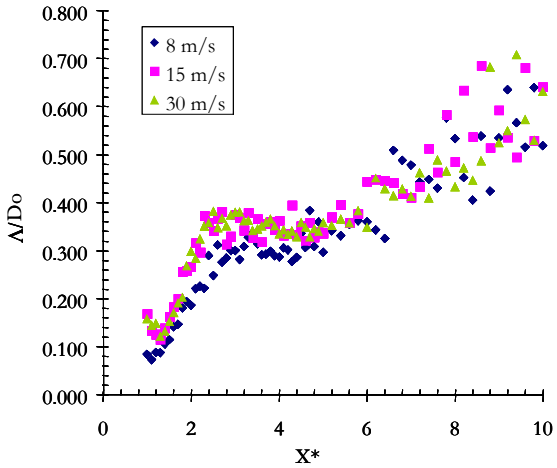


figure IV-13 : Evolution en fonction de X de l'échelle intégrale spatiale Λ adimensionnée par le diamètre Do.*

L'échelle intégrale Λ, adimensionnée par le diamètre Do, est présentée sur la figure IV-13. Elle semble similaire quelque soit Uo. Comme pour λ, l'évolution de Λ/Do peut être décomposée en trois zones. Pour X* ≥ 5, Λ/Do augmente linéairement avec X*. L'évolution linéaire de Λ/Do, pour X* ≥ 5, est égale à :

$$\frac{\Lambda}{Do} = 4,92.10^{-2} X^* + 0,1026$$

Dans le cas d'un jet turbulent pleinement développé, l'échelle intégrale est de l'ordre de grandeur du diamètre D. On retrouve ce résultat puisque Λ/Do est compris entre 0,1 et 0,8.

IV-3.1.3 Nombres de Reynolds turbulent.

Le nombre de Reynolds turbulent est calculé par la relation :

$$\mathrm{Re}_\lambda = \frac{u'\lambda}{\nu} \qquad \text{équation IV-4}$$

L'évolution de Re_λ en fonction de X* est présentée sur la figure IV-14 et peut être décomposée en trois parties. Entre la position du point de rattachement du jet et X* égal à 3, le nombre de Reynolds turbulent augmente rapidement. Ensuite, pour 3 ≤ X* ≤ 5-6-8 pour Uo égale à 8 m/s, 6 pour 15 m/s et 8 pour 30 m/s, Re_λ décroît. Plus en aval, Re_λ est approximativement constant. Ceci est caractéristique d'une zone de turbulence pleinement développée dans un jet. Les valeurs de Re_λ sont alors égales à 185, 295 et 510 pour respectivement 8, 15 et 30 m/s.

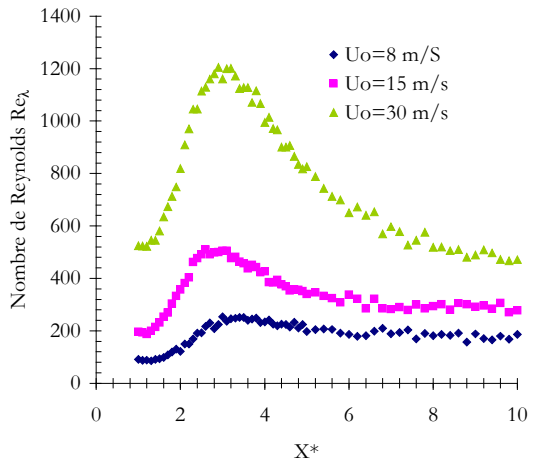


figure IV-14 : Evolution en fonction de X du nombre de Reynolds turbulent.*

IV-3.1.4 Estimation du terme de dissipation.

Nous avons vu précédemment que dans la zone de jet pleinement développé, les fluctuations des vitesses transversales v' sont de l'ordre de grandeur des fluctuations des vitesses longitudinales u'. Nous pouvons alors utiliser l'hypothèse d'isotropie pour les vitesses sur l'axe du jet.

Pour déterminer le terme <ε>, nous allons utiliser deux méthodes différentes, présentées dans le II-4.4 de la page 48.

La première méthode consiste simplement à utiliser l'expression théorique de <ε> dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope :

$$\varepsilon = 15\nu\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} \text{ où } \varepsilon = 30\nu\frac{\overline{u'^2}}{\lambda^2} \text{ car } \frac{1}{\lambda^2} = -\frac{1}{2}\frac{d^2R}{dx^2} = \frac{1}{2\overline{u'^2}}\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} \qquad \text{équation IV-5}$$

La seconde méthode utilise la fonction de structure d'ordre 3. Comme nous l'avons rappelé dans le chapitre II-4.4 pour un nombre de Reynolds turbulent suffisamment important, il existe une zone inertielle dans laquelle la fonction de structures d'ordre 3 est proportionnelle à $<\varepsilon>$. Dans notre expérience, nous venons de montrer que c'est le cas puisque $200 < Re_\lambda < 500$.

Les évolutions longitudinales du terme de dissipation $<\varepsilon>$ calculées selon les deux méthodes sont présentées sur la figure IV-15. $<\varepsilon>$ est adimensionné par le diamètre Do et par Uo^3.

Les résultats obtenus par la méthode S_3, après la correction définie par l'équation II-31 de la page 50, donnent des valeurs légèrement supérieures à celles obtenues par la relation isotrope quelle que soit X*. Entre les distances à la buse de 1 et 2 Do, $<\varepsilon>Do/Uo^3$ décroît et est inversement proportionnel à Uo. On retrouve ce même comportement dans des mesures faites dans un sillage, Sreenivasan [106]. Pour $2 \leq X^* \leq 5$, le taux de dissipation $<\varepsilon>Do/Uo^3$ est constant. Pour $X^* \geq 5$, $<\varepsilon>$ semble décroître de manière similaire quelle que soit la vitesse selon une loi de puissance. Il n'a pas été possible de déterminer la loi de puissance de cette décroissance, les mesures n'ayant pas été faites à des distances en aval suffisantes.

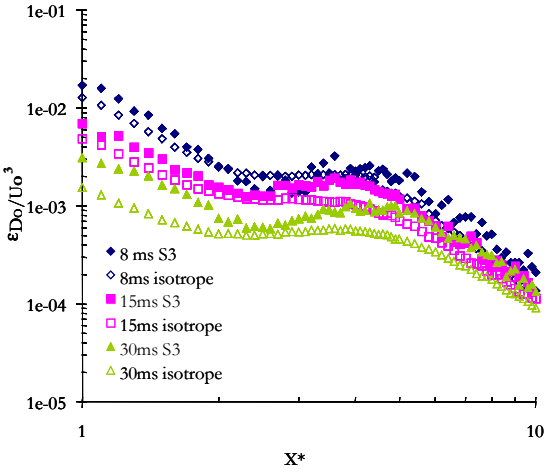


figure IV-15 : Evolution en fonction de X du terme adimensionné $\varepsilon Do/Uo^3$ calculée selon les deux méthodes pour Uo=8, 15 et 30 m/s.*

IV-3.1.5 Echelle de Kolmogorov.

L'échelle de Kolmogorov η est l'échelle des tourbillons dissipatifs et peut être calculée à partir de la viscosité cinématique du fluide et du taux de dissipation $<\varepsilon>$ au moyen de la relation suivante:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{<\varepsilon>} \right)^{\frac{1}{4}} \qquad \text{équation IV-6}$$

Nous avons utilisé l'évolution du taux de dissipation $<\varepsilon>$ déterminé à partir de la relation $\varepsilon = 30\nu \frac{\overline{u'^2}}{\lambda^2}$. Les variations de η sont identiques aux évolutions observées pour λ et Λ. η augmente de façon importante entre le point de rattachement du jet et le début de la zone de jet pleinement développé. Pour $5 \leq X^* \leq 10$, η augmente de façon linéaire et le taux de croissance dépend de la vitesse Uo.

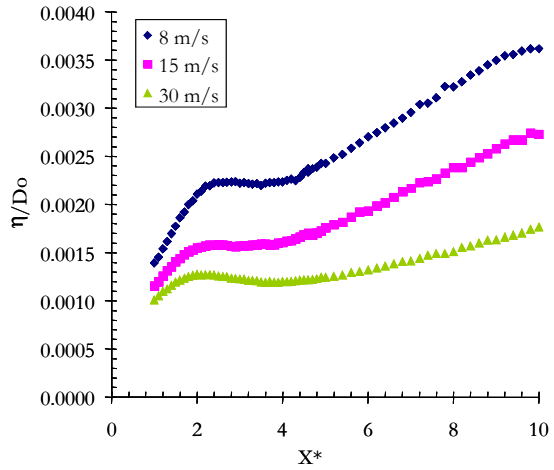


figure IV-16 : évolution de l'échelle de Kolmogorov η en fonction de X les trois vitesses Uo pour X*≥5.*

IV-3.1.6 Relations entre les différentes échelles de la turbulence.

Les relations entre les différentes échelles de la turbulence sont présentées sur la figure IV-17.

L'évolution du rapport entre l'échelle intégrale Λ et l'échelle de Kolmogorov η est tracée sur la figure IV-17 (a). La valeur de Λ/η permet de mesurer l'étendue spatiale des tailles de tourbillons présents dans l'écoulement. Pour X* inférieur à 4, ce rapport augmente puis atteint une valeur constante qui dépend de la vitesse. Les valeurs de ce plateau sont égales à 135, 220 et 320 pour Uo égal respectivement à 8, 15 et 30 m/s. Cette évolution est en accord avec l'évolution du nombre de Reynolds turbulent qui est constant dans la zone de jet pleinement développé.

L'évolution du rapport entre l'échelle de Taylor λ et l'échelle intégrale Λ est présentée sur la figure IV-14 (b). Ce rapport décroît rapidement pour X* compris entre la position du point de rattachement du jet et X* égal à 2. Ensuite λ/Λ devient constant et vaut entre 0,2 et 0,3. Pour X*>4, dans la zone de jet pleinement développé, λ/Λ semble décroître très lentement.

L'évolution du rapport entre l'échelle de Taylor λ et l'échelle de Kolmogorov η est présentée sur la figure IV-17 (c). L'évolution de λ/η est sensiblement identique à l'évolution de Re_λ présenté sur la figure IV-14. Il existe en effet une relation entre ces deux échelles pour une turbulence homogène et isotrope:

$$\frac{\lambda}{\eta} = 30^{\frac{1}{4}} \, Re_\lambda^{\frac{1}{2}} \qquad \text{équation IV-7}$$

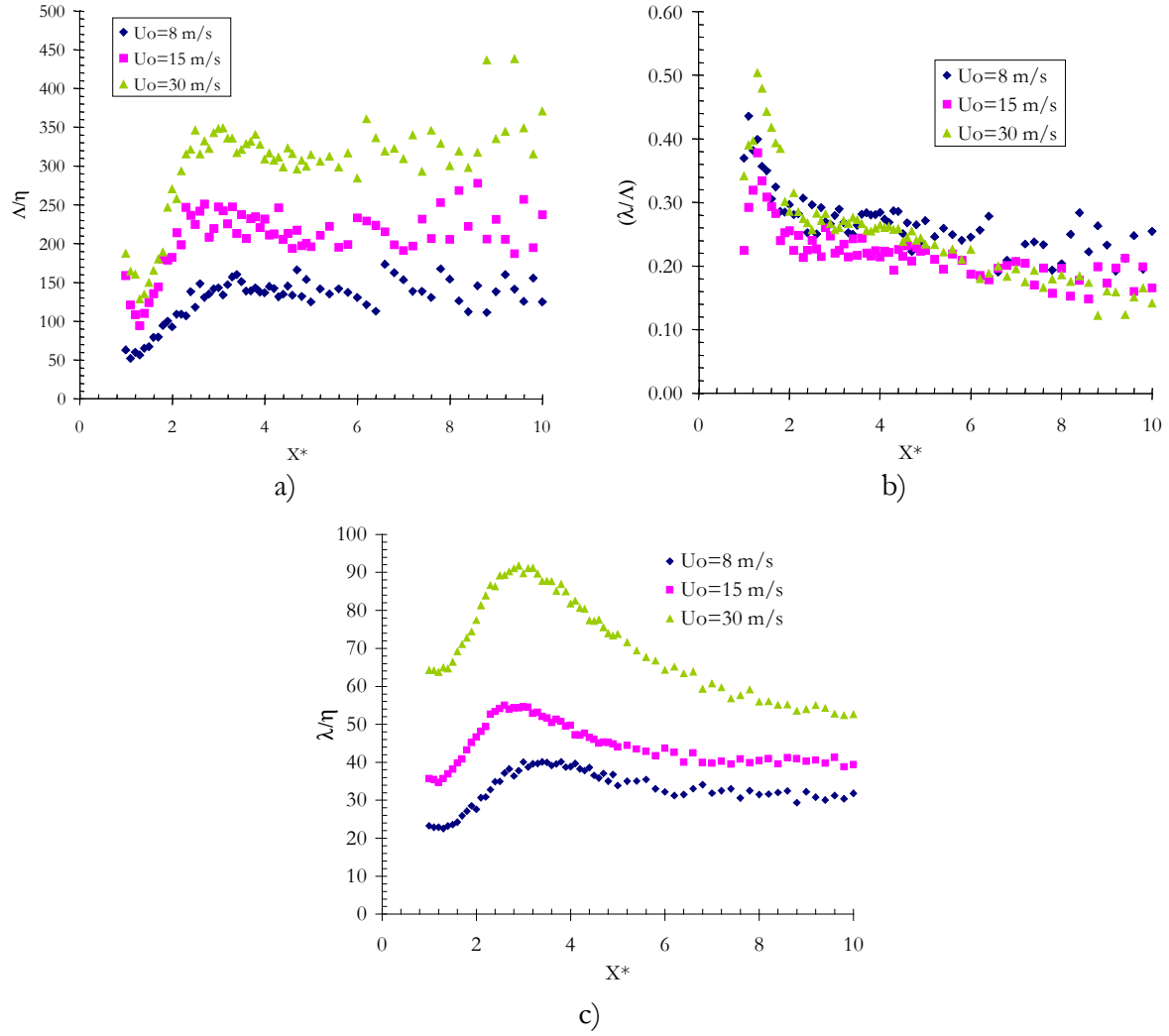


figure IV-17 : Evolution en fonction de X a) du rapport entre l'échelle intégrale Λ et l'échelle de Kolmogorov η, b) du rapport entre l'échelle de Taylor λ et l'échelle intégrale Λ et c) du rapport en l'échelle de Taylor λ et l'échelle de Kolmogorov η.*

IV-3.2 Phénomène d'intermittence à petites échelles.

La théorie de Kolmogorov repose sur un principe de similitude entre les différentes échelles de la zone dissipative. Les densités de probabilités des fluctuations des vitesses associées aux différentes échelles doivent être similaires et avoir une forme gaussienne. Or, des mesures expérimentales ont montré que les petites structures, proches du domaine dissipatif, ont des comportements intermittents. Le coefficient d'aplatissement F devient alors très supérieur à 3.

Le signal de vitesse temporel initial, provenant d'une mesure par fil chaud, est transformé en signal de vitesse spatial par l'utilisation de l'hypothèse de Taylor. Ce signal est ensuite filtré par la méthode des incréments de vitesse, pour représenter le signal de vitesse à l'échelle r considérée.

$$\Delta u(x,r) = u(x) - u(x+r) \qquad \text{équation IV-8}$$

On calcule ensuite le coefficient d'aplatissement F de ce signal filtré. Les évolutions sur l'axe de F en fonction des échelles adimensionnées par l'échelle de Kolmogorov r/η sont présentées sur la figure IV-18.

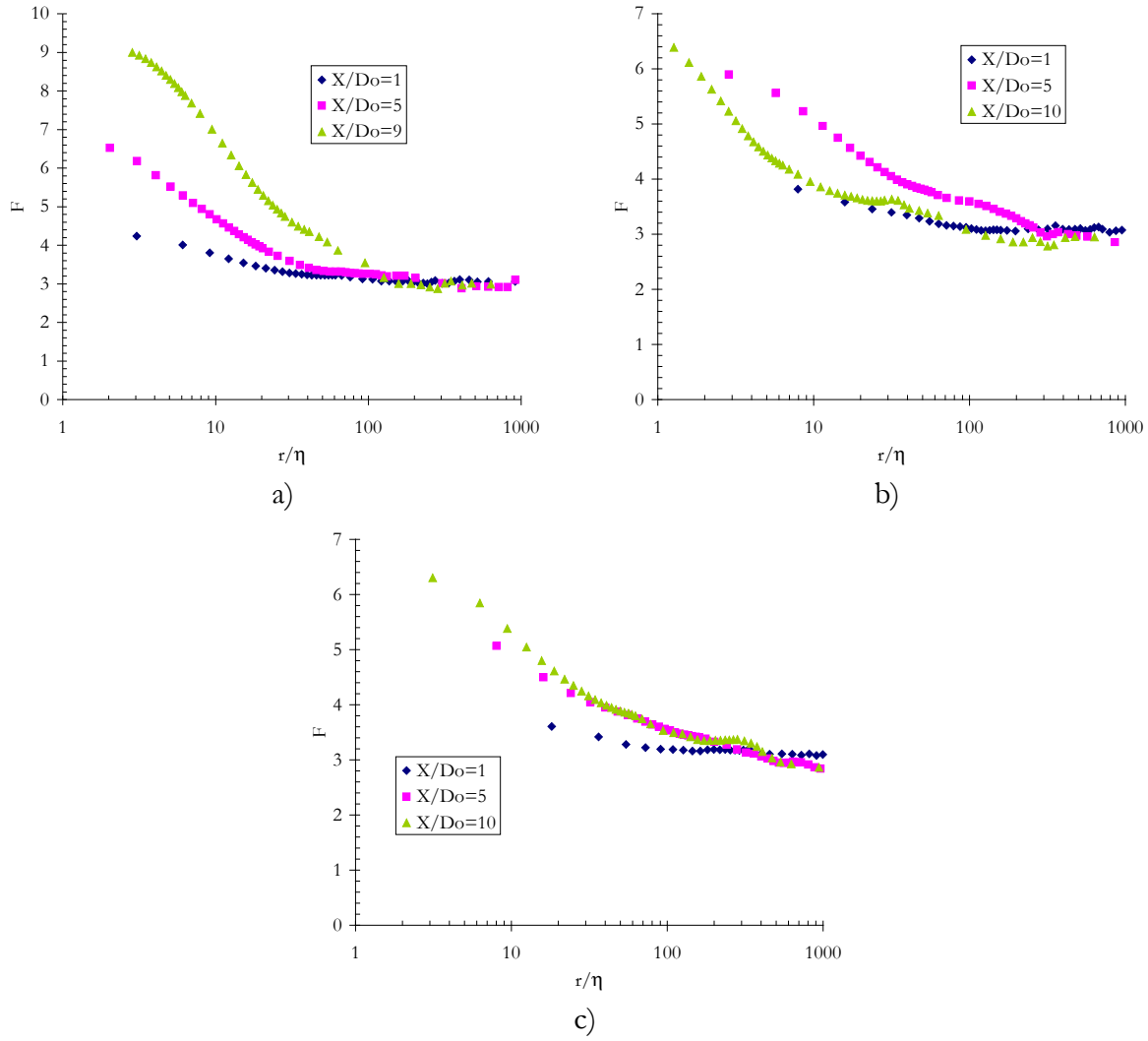


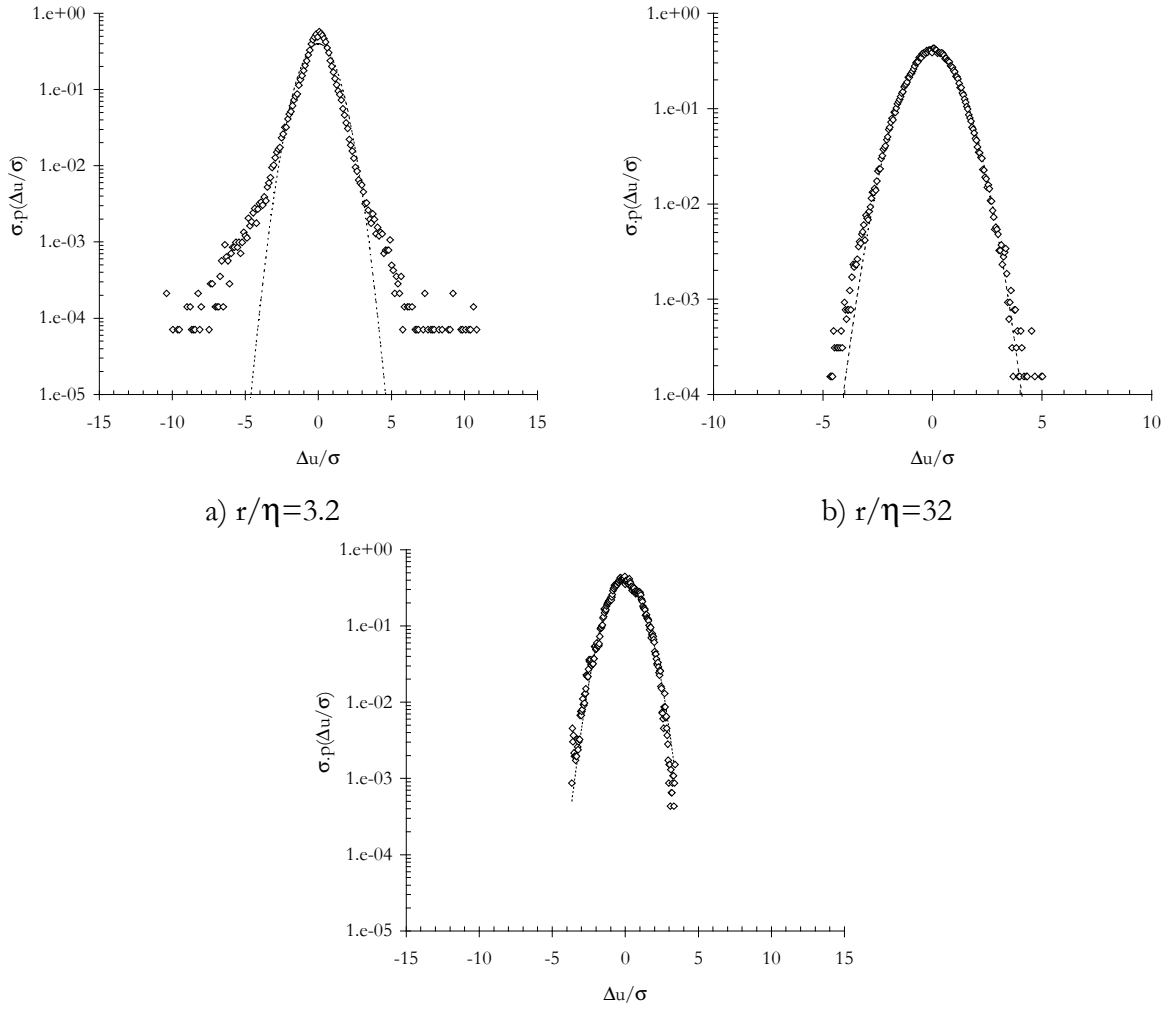
figure IV-18 : Evolutions des coefficients d'aplatissement F sur l'axe en fonction des incréments normés par l'échelle de Kolmogorov pour Uo= a) 8 m/s, b) 15 m/s et c) 30 m/s.

On observe que, quelle que soit la vitesse Uo, F prend des valeurs de plus en plus élevées lorsque les échelles se rapprochent de l'échelle de Kolmogorov. Ceci est en accord avec d'autres résultats expérimentaux (figure II-22) obtenus dans la zone de jet pleinement développé d'un jet rond. Ce résultat montre que les petites échelles de la zone inertielle et de la zone dissipative subissent des fluctuations de vitesse intermittentes. Par ailleurs, plus on s'éloigne de la buse et plus la zone inertielle est étendue. Ce résultat est lié aux valeurs croissantes du nombre de Reynolds Re_λ et au rapport Λ/η, figure IV-17 (a). F tend vers la valeur de 3 pour des échelles r/η très importantes, comprises entre 100 et 400 selon la vitesse Uo et la position axiale de la mesure.

Les densités de probabilité des incréments de vitesses ont également été calculées et comparées à des « gaussiennes » de même écart type sur la figure IV-19. Dans la zone dissipative, lorsque r/η est proche de l'unité, on observe que les queues des pdf s'écartent de la gaussienne, ce qui est caractéristique de la présence d'une intermittence à petite échelle.

Pour r/η égal à 32, correspondant à une taille de tourbillons située dans la zone inertielle du spectre de turbulence, on observe encore un écart à la gaussienne. Les échelles de la zone inertielle sont encore soumises à des fluctuations de vitesses non similaires.

Pour r/η égal à 320, correspondant à une échelle équivalente à l'échelle intégrale, les densités de probabilités suivent parfaitement une loi gaussienne.



a) r/η=3.2

b) r/η=32

c) r/η=320

figure IV-19 : Evolution des pdf des fluctuations des vitesses longitudinales en fonction de la taille des échelles, dans la zone de jet pleinement développé. Les pdf sont comparées à la gaussienne, en pointillé, ayant le même écart type.

IV-4 Conclusion sur l'étude de la zone de jet pleinement développé.

Les profils des vitesses moyennes longitudinales sur l'axe du jet ont montré que le point de rattachement est localisé en X* égal à 1,2. Le signe du gradient longitudinal des vitesses longitudinales s'inverse en X* égal à 1,2 et devient négatif. ceci a pour conséquence l'inversion des profils des vitesses moyennes transversales qui après avoir été caractéristiques d'un sillage deviennent caractéristique d'un jet.

A partir de l'évolution axiale de l'intensité des fluctuations des vitesses longitudinales, on déduit que le début de la zone de jet pleinement développé se situe en X* égal à 4 quelle que soit la vitesse Uo. A partir de ce point, le nombre de Reynolds turbulent Re_λ est constant.

Le profil du rapport des écarts types des fluctuations des vitesses radiales et longitudinales est constant pour $-1,5 \leq y/b \leq 1,5$ et sa valeur est égale à 0,8.

L'évolution de l'échelle de Taylor λ, de l'échelle intégrale L et de l'échelle de Kolmogorov η en fonction de X* est linéaire pour $X^* \geq 4$. Le taux de croissance de λ et η est inversement proportionnel à la vitesse Uo, contrairement au taux de croissance de Λ. L'évolution en fonction de X* du taux de dissipation $\langle\varepsilon\rangle$ montre que pour $X^* \leq 2$, $\langle\varepsilon\rangle$ décroît et sa valeur est

inversement proportionnelle à Uo. Ce phénomène est caractéristique d'un sillage. $<\varepsilon>Do/Uo^3$ est constant jusqu'à X*=5, puis décroît selon un taux qui dépend de Uo.

Les fonctions de densité de probabilité des incréments de vitesses ont montré que pour $r/\eta<50$, les fluctuations de vitesses sont très intermittentes.

Chapitre V Discussion.

Dans ce dernier chapitre, un certain nombre de résultats expérimentaux décrits dans les chapitres précédents seront analysés et comparés aux données de la littérature. Cette discussion se focalisera dans un premier temps sur une comparaison de la dynamique du jet annulaire pour r égal à 0,91 avec les résultats obtenus pour des jets annulaires ayant des valeurs de r différentes. Dans une seconde partie, nous comparerons l'évolution des vitesses moyennes, écarts types des vitesses et du taux d'entraînement de la zone intermédiaire et de la zone de jet pleinement développé avec les résultats obtenus pour des jets ronds. Cette comparaison sera faite en utilisant la notion de jet rond équivalent. Dans une dernière partie, nous étudierons l'asymétricité de la zone de recirculation.

V-1 Dynamique du jet annulaire.

V-1.1 Aspect général.

Nous avons tracé sur la figure V-1 l'aspect général du jet annulaire de rapport r égal à 0,91 à partir du profil des vitesses longitudinales sur l'axe du jet et du profil des vitesses Um, vitesses maximales pour une position X* donnée.

Dans cette configuration expérimentale, la longueur du cœur potentiel du jet annulaire l_{cp} est égale à 0,16 X*, la longueur de la zone de recirculation L_{rz} est égale à 0,55 X* et le point de rattachement est localisé en PR* égal à 1,2. Le jet semble devenir pleinement développé à partir de X* égal à 4.

A partir de ces résultats, on peut décomposer le jet en utilisant les trois zones caractéristiques mentionnées par Davis et Beer [26]. La première zone est la zone de recirculation qui s'étend jusqu'à $X^*=L_{rz}$. La seconde zone est la zone de transition pour $L_{rz} \leq X^* \leq 4$. Pour $X^* > 4$, le jet est turbulent, c'est la zone de jet pleinement développé. Cette définition est légèrement différente de celle proposée par Ko, pour lequel la première zone s'étendait jusqu'à la fin du cœur potentiel. Dans notre configuration, le cœur potentiel du jet est plus court que la zone de recirculation contrairement au jet de Ko et al. [57] où r est égal à 0,45.

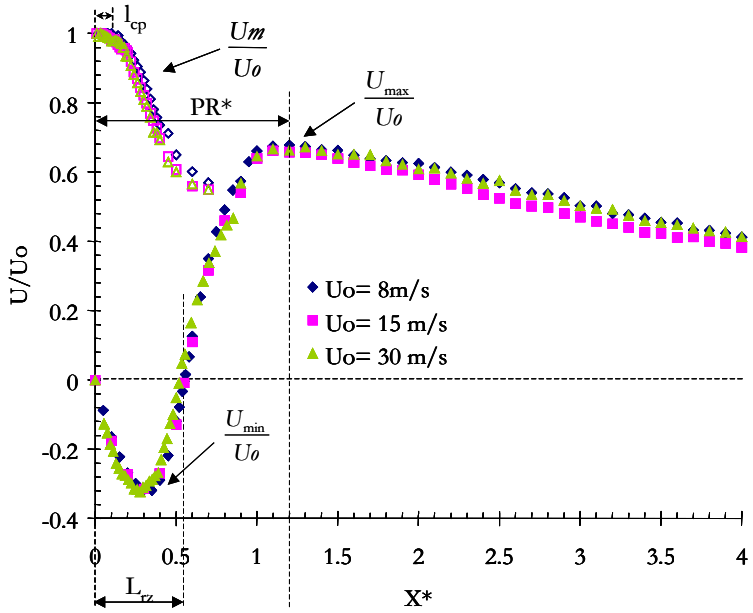


figure V-1 : Aspect générale d'un jet annulaire de rapport r égal à 0,91.

Les profils des vitesses moyennes longitudinales sur l'axe présentent deux valeurs caractéristiques. Une valeur négative U_{min} dans la zone de recirculation et positive U_{max} au point

de rattachement. Les différentes valeurs de U_{min}/Uo et U_{max}/Uo recensées dans la littérature pour différentes valeurs de r sont présentées dans le tableau suivant.

Auteurs	r	U_{min} (/Uo)	U_{max} (/Uo)
Durao et Whitelaw (1978)	0,45	-0,6	0,9
	0,63	-0,5	0,8
	0,71	-0,4	0,65
Chan et Ko (1978)	0,45	-0,35	0,9
Stroomer (1995)	0,94	-0,4	0,52
Del Taglia (2003)	0,94	-0,5	0,6
Lalizel (2004)	0,91	-0,35	0,65

On constate que les normes des vitesses maximales négatives de la zone de recirculation sont plus importantes dans le cas d'un jet à faible rapport de diamètres. En revanche, la vitesse U_{max} est plus importante pour un jet à petite valeur de r.

On peut noter que nos résultats sont plus proches des résultats de Durao et Whitelaw [34] mesurés pour r=0,71 que des résultats expérimentaux de Stroomer [27] et numériques de Del Taglia et al. [27] [28] obtenus pour r=0,94. Nous discuterons dans un prochain paragraphe des résultats de Del Taglia.

On peut remarquer que la vitesse U_{min}/Uo obtenue par Durao et al. [34] et de Chan et Ko. [57] est différente pour une buse géométriquement identique. Les mesures de vitesse de Chan et Ko ont été réalisées par un fil chaud, qui ne permet pas d'obtenir le signe de la vitesse. Ces auteurs ont du effectuer une extrapolation de leurs mesures.

Nous allons maintenant comparer, en fonction du rapport r et du nombre de Reynolds, les différentes caractéristiques de la zone initiale et intermédiaire que sont la taille de la zone de recirculation, la taille du cœur potentiel et la position du point de rattachement. Nous présenterons ensuite les paramètres dynamiques de la zone de jet pleinement développé.

V-1.2 Evolution des grandeurs caractéristiques en fonction de r.

V-1.2.1 Taille de la zone de recirculation L_{rz}.

Li et al. [71], Huang et al. [47] ainsi que Del Taglia [27][28], ont étudié à la fois l'influence du rapport des diamètres r et du nombre de Reynolds sur la longueur de la zone de recirculation L_{rz}.

V-1.2.1.1 Evolution du rapport L_{rz}/Di en fonction de r.

Une revue bibliographique de Del Taglia [27] montre que la longueur de la zone de recirculation L_{rz} décroît quand r augmente lorsque les nombres de Reynolds Re_{Dh}, lié au diamètre hydraulique, sont suffisamment importants. Le point expérimental de notre configuration de jet annulaire est ajouté à la courbe de Del Taglia sur la figure V-2. Ce point correspond aux différentes valeurs de Lrz/Di pour les nombre de Reynolds Re_{Dh} égal à 12240, 22950 et 45900.

La décroissance linéaire de L_{rz}/Di en fonction de r^2 peut être approximée par la relation linéaire suivante :

$$\frac{L_{rz}}{Di} = 1,7 - 1,3\,r^2 \qquad \text{équation V-1}$$

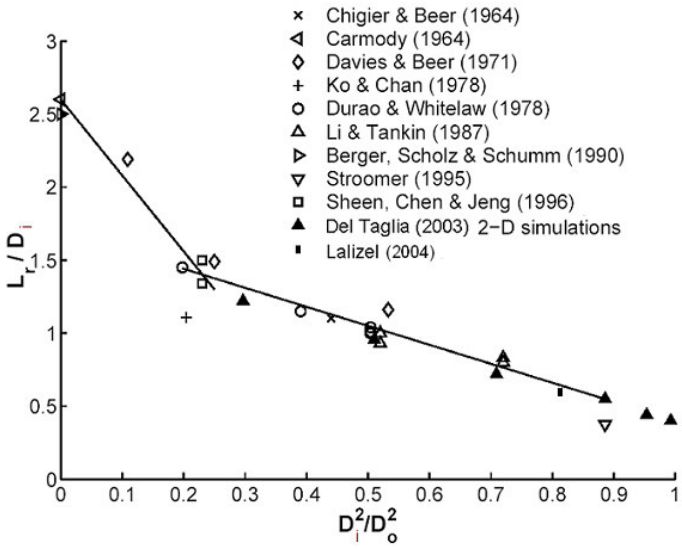


figure V-2 : Evolution de la longueur de la zone de recirculation en fonction du rapport des surfaces Di^2/Do^2, d'après la compilation de Del Taglia [27].

Les forces mises en jeu dans la zone de recirculation sont les forces d'inertie F_i et les forces de pression Fp. Les forces d'inerties Fi sont liées au débit de quantité de mouvement que possède le fluide à la sortie du jet. Elles tendent à éloigner le fluide de l'obstacle. Les forces de pressions Fp sont liées au décollement et à la présence de la zone de recirculation. Elles tendent à retenir le fluide derrière l'obstacle. Fi et Fp sont définies de la façon suivante et représentées sur la figure V-3:

$$Fi \approx \rho\left(Do^2 - Di^2\right)Uo^2 \text{ et } Fp \approx \left(P_{atm} - P_{rz}\right)Di^2 \qquad \text{équation V-2}$$

où P_{rz} est égale à la dépression maximale au centre du tore de la zone de recirculation et P_{atm} est la pression atmosphérique.

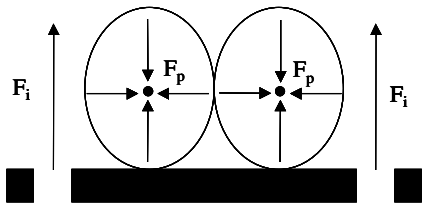


figure V-3 : Schématisation des forces en présence de la zones de recirculation.

Plus la vitesse Uo diminue, plus les forces d'inertie sont faibles devant les forces de pression. Le fluide est alors plus intensément entraîné vers l'axe central du jet. Ce phénomène est observé sur la figure V-4 (a) où est tracée l'évolution de la position transversale du maximum de la vitesse longitudinale Um en fonction de X* pour les trois vitesses Uo. A partir de X* égal à 0,4, Um est plus proche de l'axe pour les faibles vitesses. Les forces d'inerties sont plus faibles devant les forces de pression qui attire le jet plus intensément vers l'axe central.

Les valeurs respectives de ces deux forces se traduisent par une longueur plus ou moins importante de la zone de recirculation.

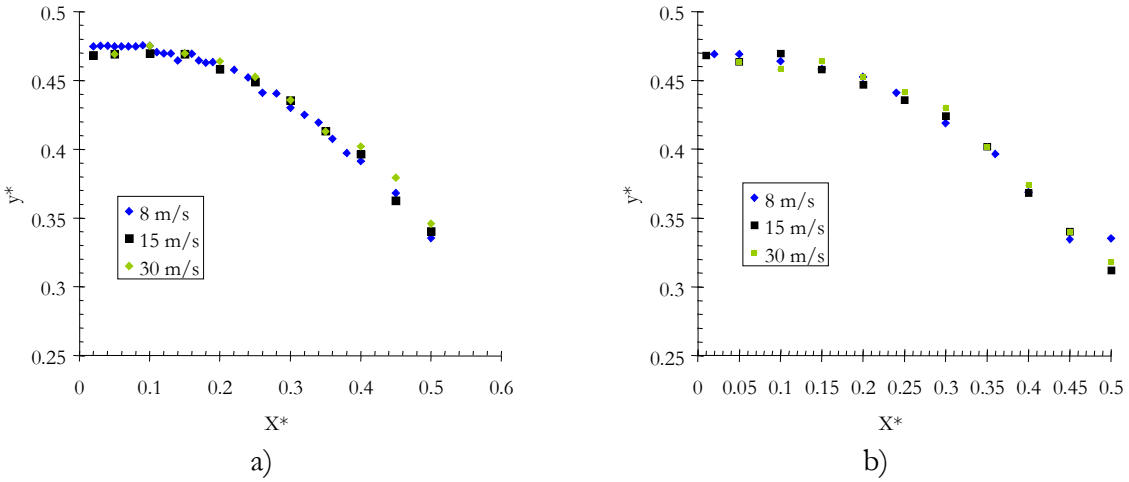


figure V-4 : Positions des maxima des vitesses a) longitudinales et b) transversales pour Uo=8, 15 et 30 m/s.

Interprétons la décroissance de L_{rz}/Di en fonction de r, lorsque le nombre de Reynolds Re_{Dh} est constant. Pour connaître l'influence du rapport des diamètres r sur les forces Fi et Fp, développons le rapport Fi/Fp :

$$\frac{F_i^*}{F_p^*} \approx \frac{\left(Do^2 - Di^2\right)}{Di^2}\frac{Uo^2}{\Delta P} \approx \left(\left(\frac{Do}{Di}\right)^2 - 1\right)\frac{Uo^2}{\Delta P} \approx \left(\frac{1}{r^2} - 1\right)\frac{Uo^2}{\Delta P} \qquad \text{équation V-3}$$

Le rapport Fi/Fp dépend à la fois du rapport de blocage RB et du rapport entre l'énergie cinétique Uo^2 et la différence de pression ΔP. Derrière un disque, l'évolution de $\frac{Uo^2}{\Delta P}$ en fonction de l'angle θ, défini par l'angle entre la position de la mesure et l'axe de l'écoulement, est un invariant du nombre de Reynolds. L'équation V-3 ne dépend alors que de r et montre que si r augmente, le rapport Fi sur Fp diminue. Dans ce cas, les forces d'inertie deviennent moins importantes devant les forces de pressions et la taille de la zone de recirculation diminue. C'est ce phénomène physique qui permet d'expliquer les variations aussi importantes de L_{rz}/Di en fonction du paramètre $1/r^2$ sur la figure V-2.

V-1.2.1.2 Evolution de la taille de la zone de recirculation L_{rz} en fonction de Re_{Dh}.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre III-1.2.2 , la taille de la zone de recirculation L_{rz} décroît sensiblement en fonction de la vitesse Uo. Les valeurs de L_{rz} adimensionnées par le diamètre Di sont les suivantes :

Uo (m/s)	Re_{Deq}	L_{rz}/Di
8	12240	0,611
15	22950	0,606
30	45900	0,578

L'évolution de L_{rz} en fonction du nombre de Reynolds Re_{Dh} associé au diamètre hydraulique de la buse est présentée sur la figure V-5. Ces résultats obtenus par Li et al [71] présentent deux zones distinctes. La première montre une augmentation de L_{rz} jusqu'à Re_{Dh} égal à 800. Pour des valeurs plus élevées de Re_{Dh}, L_{rz} décroît et semble converger très lentement vers

une valeur constante. Les résultats que nous avons obtenus pour ReDh égal à 12240, 22950 et 45900 sont en accord avec les résultats de Li et al [71].

On obtient un résultats semblable dans le cas d'un sillage bidimensionnel de part et d'autre du nombre de Reynolds critique.

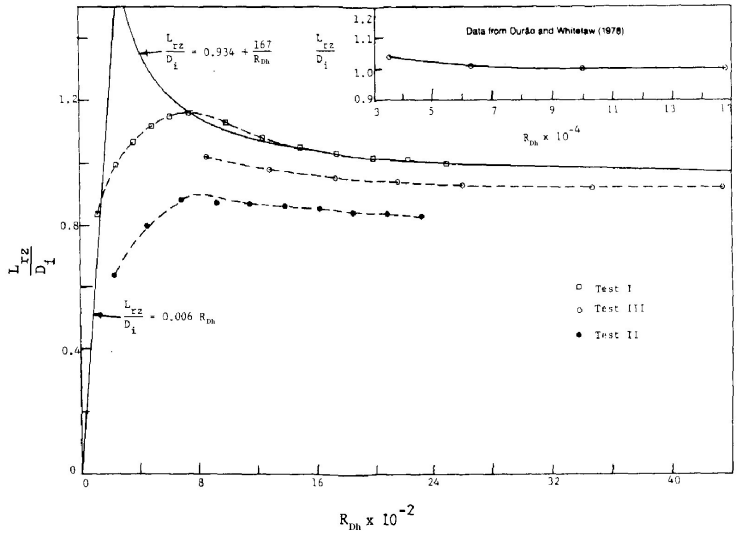


figure V-5 : évolution de la longueur de la zone de recirculation L_{rz} en fonction du nombre de Reynolds Re_{Dh}, pour différentes valeurs de rapport de diamètres r égale à Test I, 0,715, Test II 0,8 et Test III 0,57, d'après Li et al. [71].

V-1.2.2 Evolution du rapport l_{cp}/L_{rz} en fonction de r.

Dans notre cas expérimental, nous avons mesuré quelle que soit la valeur Uo, la longueur du cœur potentiel l_{cp} est égale à 3,4 e, où e est l'épaisseur de l'anneau défini par :

$$e = \frac{(Do - Di)}{2}$$

On peut alors déterminer l'évolution de l_{cp}/Di en fonction de 1/r et on trouve la relation suivante :

$$l_{cp} \approx 3,4\left(\frac{Do - Di}{2}\right) \text{ donc } \frac{l_{cp}}{Di} \approx 1,7\frac{1}{r} - 1,7 \qquad \text{équation V-4}$$

La variation de la taille du cœur potentiel annulaire l_{cp} adimensionnée par Di en fonction de 1/r montre sur la figure V-6 que l_{cp} croit avec 1/r. Sur cette figure, les points expérimentaux de Ko et al. [59] et de Warda et al. [112] ont été comparés à la valeur que nous avons mesurée. Nous pouvons établir une loi linéaire de la décroissance de l_{cp}/Di en fonction de 1/r :

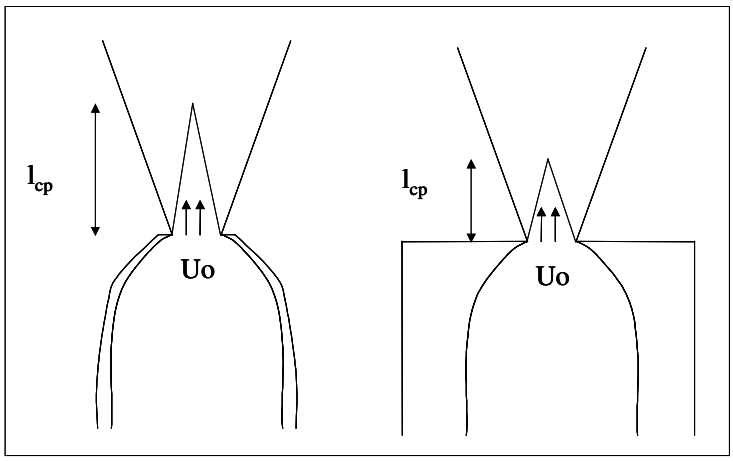
$$\frac{l_{cp}}{Di} = 3,05\frac{1}{r} - 2,75$$

Cette relation est assez éloignée de l'équation V-4. Les points expérimentaux montrent qu'une loi linéaire ne permet pas de caractériser l'évolution de l_{cp}/Di en fonction de 1/r. Les configurations expérimentales des différents auteurs peuvent être différentes. La forme du profil

du vitesse en sortie de buse et la forme de la buse influencent la longueur du cœur potentiel annulaire.

Xu [117], en 2001, a étudié l'influence de la forme du profil de vitesse de sortie pour un jet rond sur la longueur d'établissement des vortex primaires et sur la longueur du cœur potentiel. Il trouve que l_{cp} est plus faible lorsque le profil de vitesse n'est pas un profil « top-hat », comme celui qui caractérise notre écoulement.

Romano [92], en 2002, a étudié l'influence de la forme de la buse sur la longueur du cœur potentiel pour un jet rond. Il établit qu'un jet ayant une buse possédant un divergeant dans sa partie externe permettant d'entraîner l'air environnant possède un cœur potentiel plus long qu'une buse ne possédant pas de divergeant (voir ci-dessous).



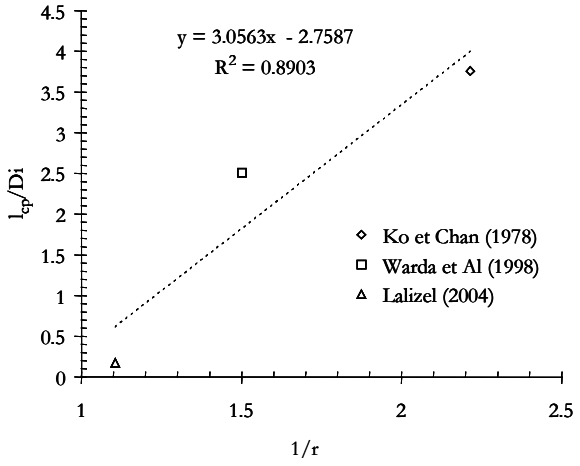


figure V-6 : Evolution du rapport entre la longueur du cœur potentiel annulaire adimensionnée par le diamètre interne Di en fonction du rapport des diamètres Do/Di.

Nous avons tracé sur la figure V-7 la variation du rapport entre la longueur du cœur potentiel annulaire l_{cp} et la longueur de la zone de recirculation L_{rz} en fonction du rapport des diamètres à partir des résultats expérimentaux de Ko [57] et Warda [112].

Le rapport l_{cp}/L_{rz} décroît linéairement en fonction de r dans le domaine d'étude. A partir de ces points, nous pouvons estimer une loi linéaire de la forme suivante :

$$\frac{l_{cp}}{L_{rz}} = -6,8\,r + 6,4$$

Nous avons vu précédemment que les rapports l_{cp}/Di et L_{rz}/Di diminuent quand r augmente. Toutefois, les variations de L_{rz}/Di étant plus faibles que les variations de l_{cp}/Di (l_{cp}/Di varie de 0,5 à 4 et 0,5 à 1,5 pour le terme L_{rz}/Di), ceci explique la décroissance du terme l_{cp}/L_{rz} sur la figure V-7.

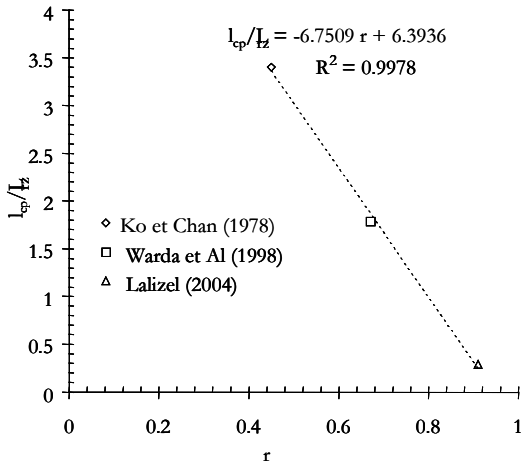


figure V-7: Evolution du rapport entre la longueur du cœur potentiel l_{cp} et la longueur de la zone de recirculation L_{rz} en fonction du rapport des diamètres r.

V-1.2.3 Position du point de rattachement PR.*

Les profils de vitesse en aval de la zone initiale du jet annulaire présentés dans le Chapitre V ont montré que le point de rattachement PR* est localisé en moyenne en X* égal à 1,2.

Nous avons tracé sur la figure V-8 l'évolution de la position longitudinale du point de rattachement du jet en fonction du rapport des diamètres r.

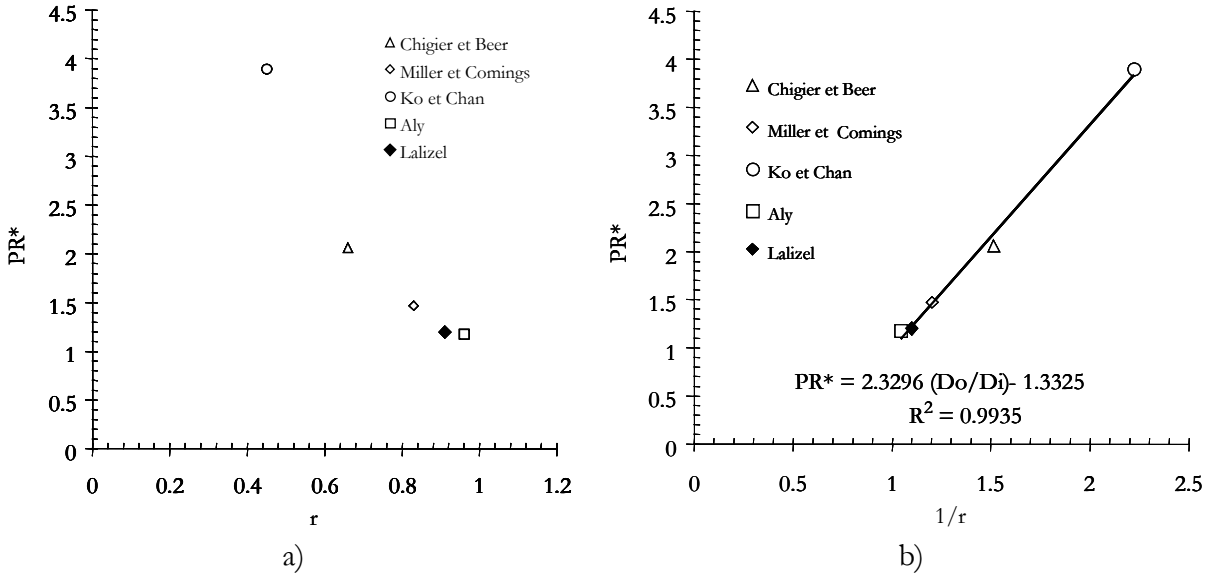


figure V-8 : Evolution de la position longitudinale du point de rattachement des jets annulaires en fonction de a) r et b) 1/r.

La valeur que nous avons mesuré pour les trois vitesses s'intègre parfaitement avec les résultats précédents d'Aly et al. [5] obtenus pour une valeur voisine de r. La position longitudinale du point de rattachement PR* dépend linéairement de 1/r et son évolution a la forme suivante :

$$PR^* = 2,33\frac{1}{r} - 1,33 \qquad \text{équation V-5}$$

V-1.2.4 Evolution des paramètres moyens Um, et b en fonction de X.*

L'évolution longitudinale de Uo/Um en fonction de X*, déjà tracée sur la figure IV-2, est présentée sur la figure V-12 (a). Um/Uo est linéaire et son origine virtuelle est positionnée en Xo égal à –1,4.

$$\frac{Uo}{Um} = (0,478 \pm 0,012)(X^* + 1,4) \qquad \text{équation V-6}$$

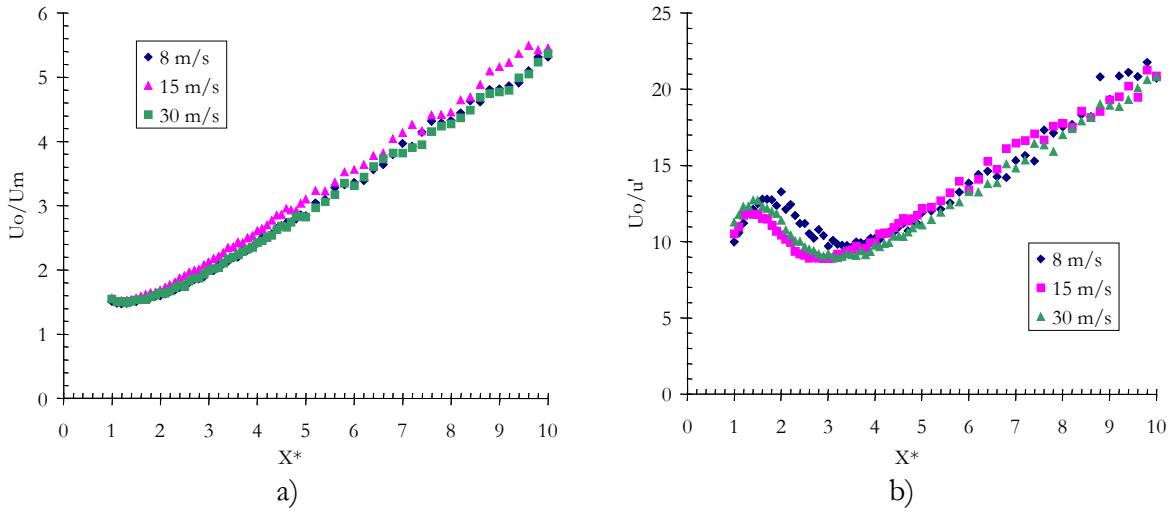


figure V-9 : Evolution de a) Uo/Um et b) Uo/u' en fonction de la distance à la buse.

La linéarité de Uo/Um en fonction de X* est en accord avec les précédentes études de Aly et al. [5], de Kuhlman [63] et de Warda et al. [112]. Toutefois, les différentes valeurs du taux de croissance, présentées sur la figure V-10, montrent que le taux de croissance noté A augmente avec r.

	r	A
Aly et al.	0,96	0,541
Lalizel	0,91	0,478
Kuhlman	0,75	0,276
Warda et al.	0,66	0,244

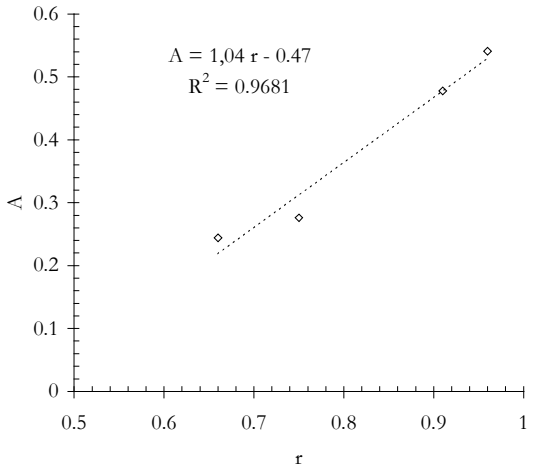


figure V-10 : Evolution du taux de croissance A de Uo/Um en fonction du rapport des diamètres r.

L'évolution de la demi largeur b/Do en fonction de X* est présentée sur la figure V-11. Le rapport b/Do est linéaire pour X* supérieur à 4 et similaire quelle que soit la valeur de Uo. b/Do peut alors être défini par la relation suivante dans laquelle l'origine virtuelle est positionnée en Xo égal à –1,5 :

$$\frac{b}{Do} = (0,121 \pm 0,010)(X^* + 1,5) = B(X^* + 1,5) \qquad \text{équation V-7}$$

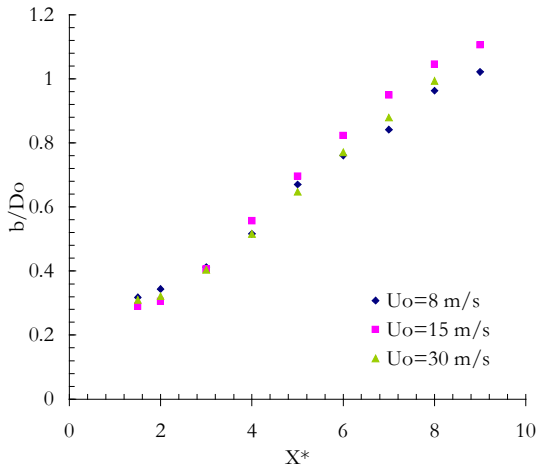


figure V-11 : Evolution de la demi-largeur b du jet en fonction de X pour Uo égal à 8, 15 et 30 m/s.*

La seule évolution de la demi largeur b d'un jet annulaire trouvée dans la littérature est celle du jet de Kuhlman (r=0,75), où B est égal à 0,104. Cette valeur est inférieure à la valeur que nous avons mesurée.

V-1.2.5 Autosimilarité.

Les différents profils d'autosimilarité des vitesses longitudinales moyennes ont été tracés sur la figure V-12, pour les trois vitesses Uo et pour X* égal à 1,5, 3, 5 et 7. Les profils montrent des comportements légèrement différents selon X*. Pour X* égal à 1,5 et 3, les vitesses tendent vers zéro à des distances y/b supérieures à celles observées dans le cas où X* est supérieur à 4. De plus, les vitesses décroissent moins vite autour de l'axe pour X* inférieur à 4.

Ces résultats sont en accord à ceux de Ko et Chan [59](r=0,45) et ceux de Aly et al. [5] (r=0,96), comme on peut le voir sur la figure V-12 (d).

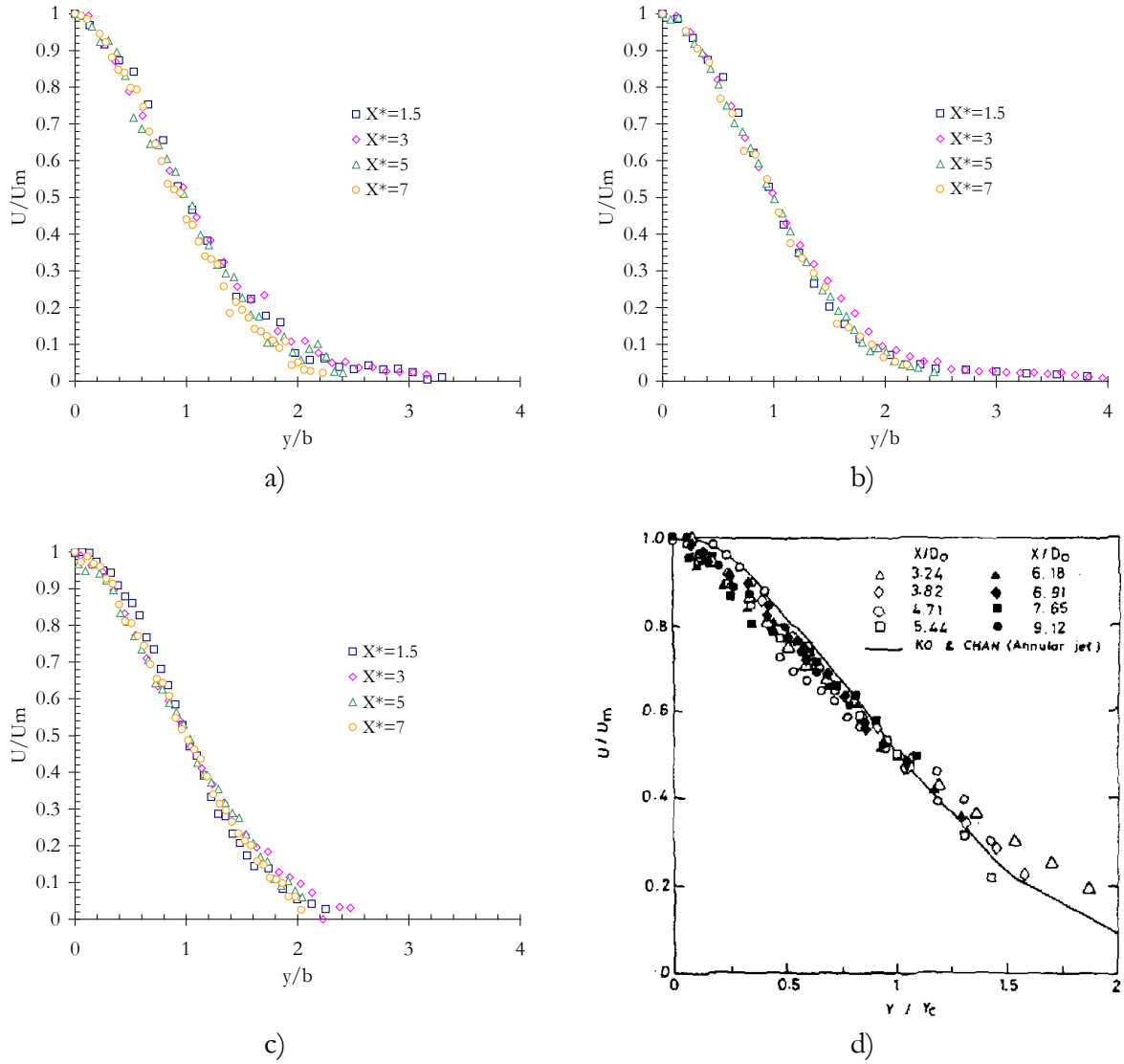


figure V-12 : Profils autosimilaires des vitesses moyennes longitudinales pour Uo égal à a) 8, b) 15 et c) 30 m/s. d) profil autosimilaire de Aly et al. [5] (r=0,96) et Ko et Chan [59] (r=0,67)

Les profils d'autosimilarité des écarts types des fluctuations des vitesses longitudinales sont tracés sur la figure V-13 pour Uo égal à 8, 15 et 30 m/s. Les profils sont similaires quel que soit Uo pour X* supérieur à 4. La valeur maximale de l'intensité u'/Um est localisée autour de l'axe central du jet et vaut 0,25 pour X* supérieur à 4. En amont, u' est plus faible et augmente en fonction de X*.

Aly et al. [5], pour un jet de rapport r égal à 0,96, ont observé que les profils étaient similaires dans la zone de jet pleinement développé. Les fluctuations les plus importantes sont localisées sur l'axe et sont toujours inférieures à 0,20 Uo comme on peut le voir sur la figure V-13 (d). Cette valeur est inférieure à nos mesures, puisque nous trouvons u'/Um égal à 0,25. Les profils d'Aly ont été mesurés par A.D.L. alors que nos profils présentés ici ont été réalisés à partir de mesures par fil chaud. Toutefois, nous avons également mesuré l'écart type des vitesses longitudinales par A.DL. sur l'axe du jet et nous avons trouvé u'/Um égal à 0,26 dans la zone de jet pleinement développé. La différence entre nos résultats et ceux de Aly n'est donc pas liée à la méthode de mesure.

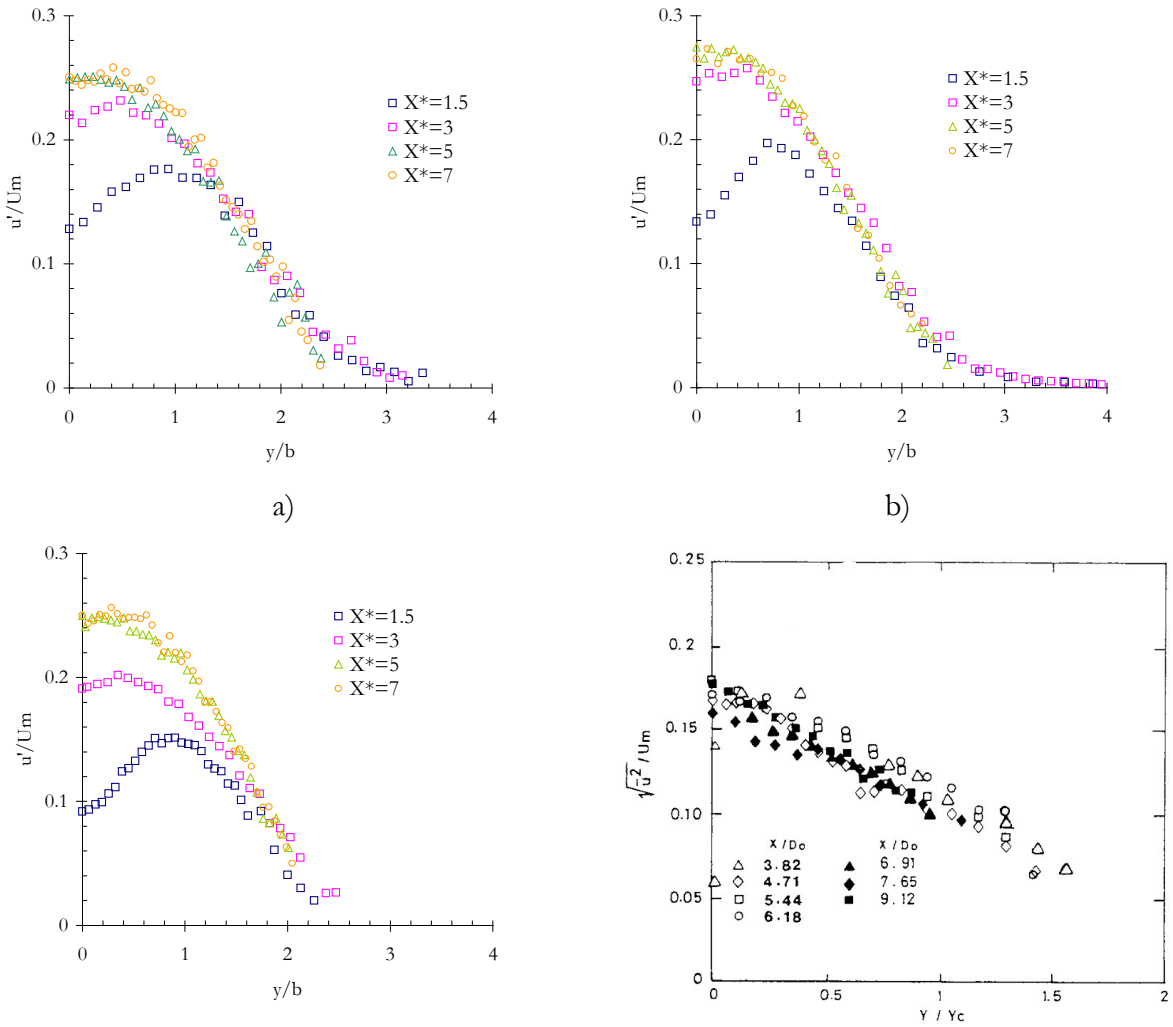


figure V-13 : Profils autosimilaires des écarts types des fluctuations des vitesses longitudinales, pour Uo= a) 8 m/s, b) 15 m/s et c) 30 m/s. d) profils mesurés par Aly et al. [5] pour X compris entre 4 et 9.*

V-2 Jet rond équivalent.

Les résultats expérimentaux précédents montrent que le jet annulaire devient relativement semblable à un jet rond turbulent dans la zone dite de jet pleinement développé. Ce comportement nous a incité à définir un jet rond équivalent à un jet annulaire afin de pouvoir comparer leurs caractéristiques respectives.

V-2.1 Définition du jet rond équivalent.

On peut définir un jet rond équivalent à un jet annulaire comme le jet rond de même vitesse initiale Uo possédant le même débit de quantité de mouvement initial Mo. Dans le cas où le jet annulaire est à masse volumique constante, cette définition conduit à un diamètre équivalent Deq égal à $\sqrt{Do^2 - Di^2}$, dont la valeur est identique à celle du diamètre hydraulique Dh. Ce diamètre hydraulique est basé quant à lui sur la conservation du débit massique initial Qo. Pour notre montage expérimental, Deq est égal à 22,95 mm.

V-2.2 Variations des caractéristiques du jet annulaire en fonction de X'*.

Pour pouvoir comparer les résultats du jet rond équivalent avec ceux d'un jet rond classique, nous avons utilisé la distance adimensionnelle X'* définie par X/Deq.

V-2.2.1 Profils longitudinaux des vitesses moyennes Um.

Nous avons tracé Uo/Um en fonction de X'* sur la figure V-14.

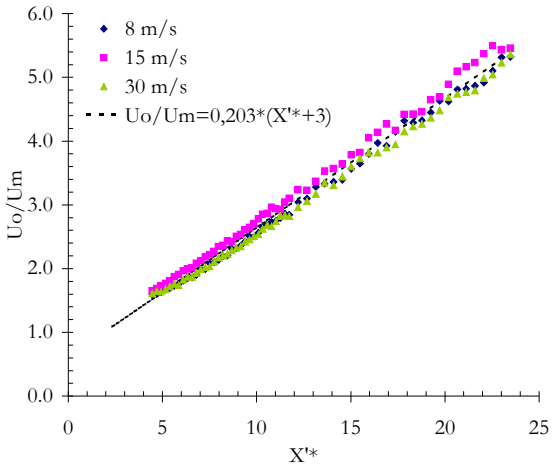


figure V-14 : Evolution de Uo/Um en fonction de X' pour Uo égal à 8, 15 et 30 m/s.*

L'origine virtuelle du jet Xo est localisée en X'* égal à –3. Le taux de croissance A' de Uo/Um est égal à (0,203 ± 0,005).

$$\frac{Uo}{Um} = (0,203 \pm 0,005)\left(X'^{*} + 3\right) \qquad \text{équation V-8}$$

L'évolution du terme Uo/Um en fonction de X'* pour un jet rond est linéaire. Cette évolution peut être déduite de la conservation de la quantité de mouvement. La démonstration est présentée dans l'ouvrage de Rajaratnam paru en 1976 intitulé « Turbulent Jets », [89]. On retrouve, dans la tableau suivant, les différentes valeurs de la constante A_{jr}, taux de croissance du terme Uo/Um pour un jet rond, recensés dans la littérature :

Expérimentateurs	A_{jr}
Hinze et Zinjen (1949)	0,156
Alberton (1952)	0,161
Wygnanski et Fiedler (1969)	0,174
Kuhlman (1987)	0,141
Abdel Raman (1997)	0,168

Pour effectuer des comparaison, nous avons choisi une valeur de A_{jr} égale à la valeur moyenne des A_{jr}, soit A_{jr}=(0,160 ± 0,019). On peut noter que le taux de croissance de Uo/Um du jet rond équivalent à un jet annulaire de rapport r égal à 0,91 est supérieur au taux de croissance du jet rond classique.

Nous pouvons également calculer le taux de croissance A' pour les différents jets annulaires de la littérature. Nous obtenons les résultats dans le tableau suivant :

	Do (mm)	Di (mm)	Deq (mm)	r	A'
Aly et al.	136	130	39,95	0,96	**0,166**
Lalizel	53,88	48,75	22,95	0,90	**0,204**
Kuhlman	25,4	19	16,86	0,75	**0,183**
Warda et al.	18	12	13,42	0,67	**0,181**

Quel que soit r, en occultant la valeur de Aly dont les points expérimentaux montrent un grande dispersion, on observe que A' est toujours supérieur à A_{jr}. Dans la zone de jet pleinement développé d'un jet rond équivalent, la vitesse moyenne longitudinale sur l'axe et décroît toujours plus rapidement que dans le cas du jet rond classique.

V-2.2.2 Profils longitudinaux de la demi largeur b.

Nous avons tracé l'évolution de la demi-largeur b/Deq du jet en fonction de X'* sur la figure V-15. On constate que b/Deq est linéaire et peut être représentée par la relation suivante quelle que soit la vitesse Uo :

$$\frac{b}{Deq} = (0,121 \pm 0,010)(X'^{*} + 3) = B'(X'^{*} + 3) \qquad \text{équation V-9}$$

Le taux de croissance B' est supérieur à celui du jet rond qui vaut 0,097 pour Abdel-Rahman et al. [2] et 0,107 pour Antonia et al. [6]. Le diamètre du jet rond équivalent augmente plus rapidement que celui du jet rond.

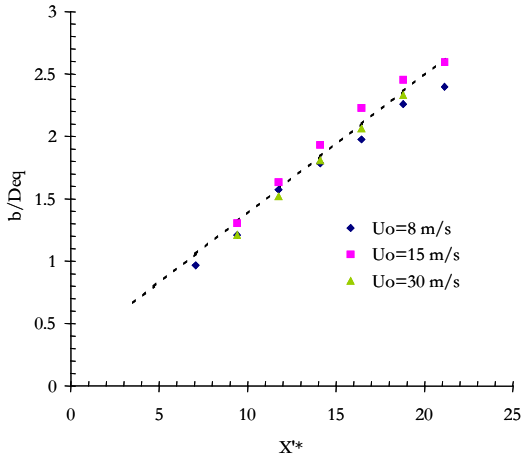
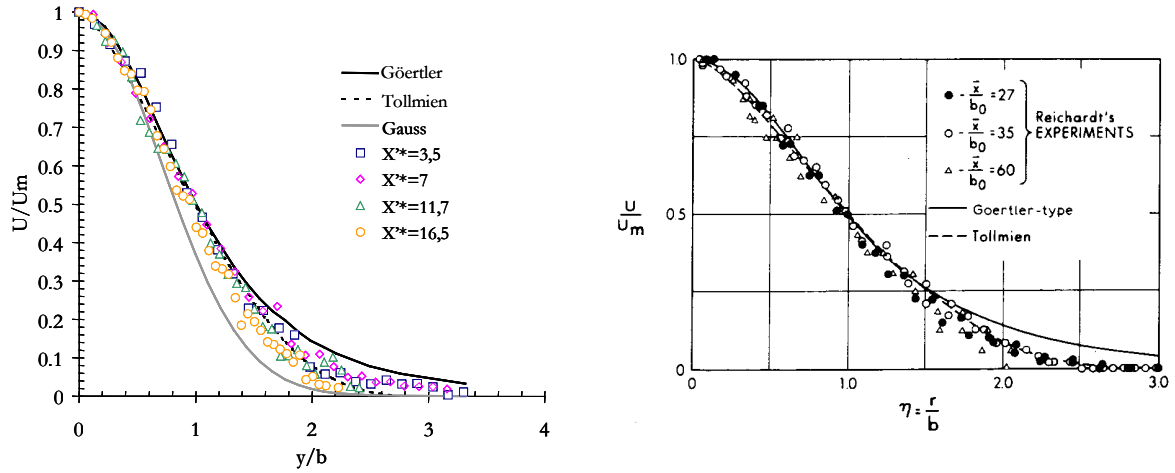


figure V-15 : Evolution de la demi largeur du jet b en fonction de X' pour Uo égal à 8, 15 et 30 m/s.*

V-2.2.3 Autosimilarité.

Les profils d'autosimilarité des vitesses sont tracés sur la figure V-16 et comparés aux profils théoriques d'un jet rond de Tollmien, de Göertler et à la loi de Gauss. Tout d'abord, on peut noter que les profils autosimilaires sont cohérents avec les profils théoriques de Tollmien et Görtler. Toutefois, on remarque quelques petites différences. En X'* égal à 3,5, les valeurs des vitesses sont supérieures à celles de Tollmien pour les grandes valeurs de y/b. En revanche, elles sont inférieures à celles de Göertler, qui surestiment toutes les valeurs des différents profils. Plus les profils sont mesurés loin de la sortie de buse, plus les profils s'accordent avec les valeurs données par Tollmien.

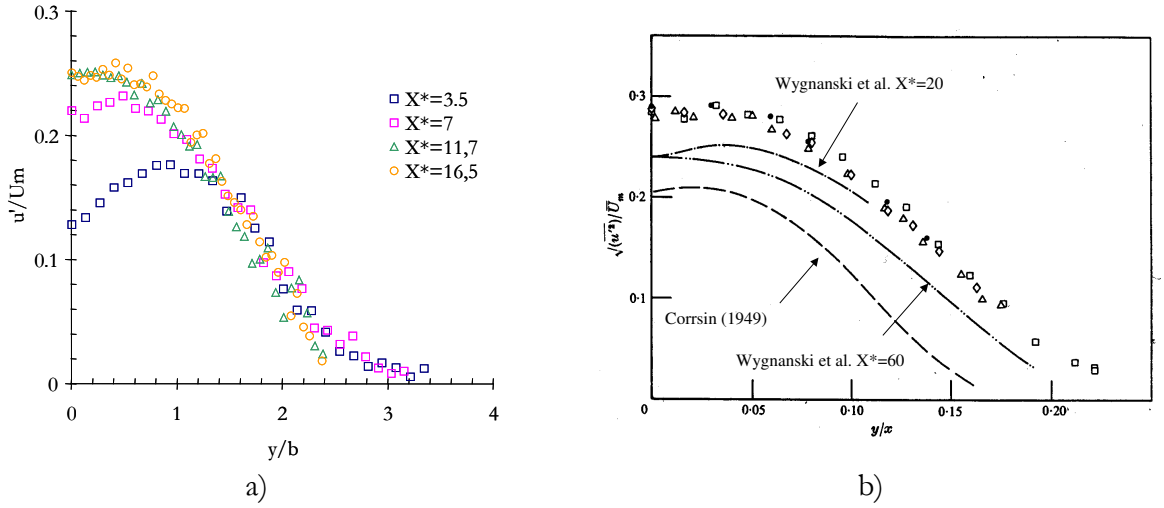
Les différents profils autosimilaires des vitesses longitudinales de la zone de jet pleinement développé sont parfaitement représentés par la loi de Tollmien. Ce résultat est en accord avec les résultats de Ko et al. [59] (r= 0,67) et avec les résultats de Aly et al. [5] (r=0,96).



a) b)

figure V-16 : a) Profils autosimilaires des vitesses longitudinales moyennes, pour Uo= 8 m/s, comparaison avec les profils analytiques de Göertler et Tollmien. b) Profil autosimilaire d'un jet rond, 1963.

Les profils d'autosimilarité des écarts types des fluctuations des vitesses longitudinales u' sont comparés avec ceux d'un jet rond sur la figure V-17. La valeur de u'/Um sur l'axe du jet rond, présentant une valeur autour de 0,25 dans la zone de jet pleinement développé, est identique à la valeur que nous avons mesurée.



a) b)

figure V-17 : Comparaison des profils autosimilaires des écarts types des fluctuations des vitesses longitudinales du jet annulaire (a) avec les résultats du jet rond de Wygnanski et de Corrsin (b).

Les profils autosimilaires de la vitesse moyenne U et de l'écart type de la vitesse u' dans la zone de jet pleinement développé sont identiques à ceux du jet rond.

Nous avons observé que la quantité de mouvement du fluide liée au terme cinétique se conserve pour X'*>10. Nous pouvons ainsi écrire la relation suivante entre M et Mo, quantité de mouvement à la sortie du jet :

$$\frac{M}{Mo} = \frac{2\pi\rho \int_{r=0}^{\infty} U^2 y dy}{\frac{\pi}{4}\rho Uo^2 Deq^2} = 1$$

Nous avons observé que les profils des vitesses longitudinales de la zone de jet pleinement développé obéissaient à des lois de similitudes, et plus précisément à la loi de Tollmien. Les profils sont représentés par la fonction $f\left(\frac{y}{b}\right)$, où b est la demi-largeur du jet et Um la vitesse longitudinale sur l'axe. On obtient alors la relation suivante:

$$\frac{M}{Mo} = 8\left(\frac{b}{Deq}\right)^2 \left(\frac{Um}{Uo}\right)^2 \int_0^{\infty} \eta f^2(\eta) d\eta = 1$$

On pose $I_1 = \int_0^{\infty} \eta f^2(\eta) d\eta$ et l'on obtient la relation suivante reliant le taux de croissance A' de Uo/Um et le taux de croissance B' de b/Deq, en utilisant l'hypothèse que les origines virtuelles du jet sont identiques pour les variations de Uo/Um et b/Deq:

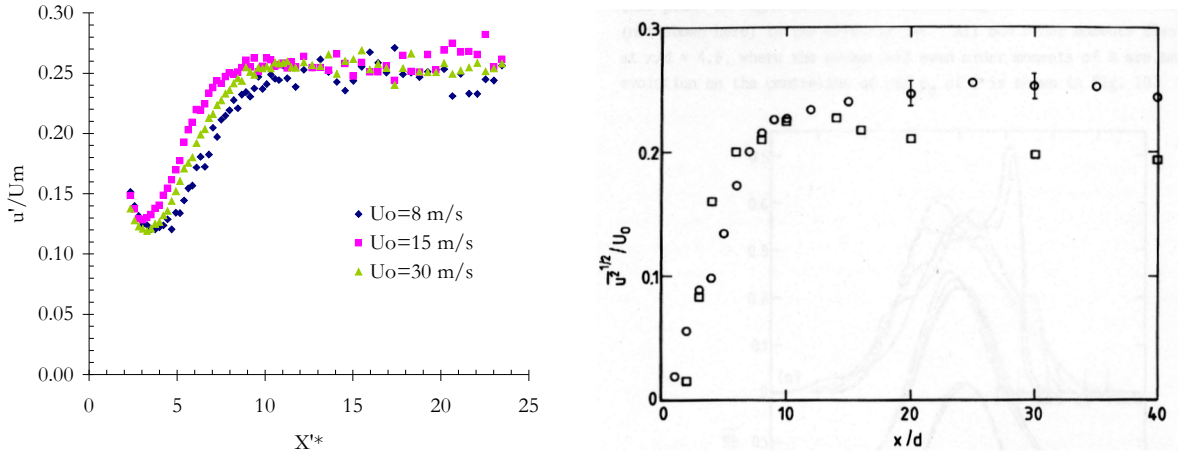
$$\frac{B'}{A'} = \sqrt{\frac{1}{8I_1}} \qquad \text{équation V-10}$$

Cette relation est vérifiée à la fois en utilisant la valeur analytique de Tollmien (I_1=0,35) et notre valeur expérimentale (I_1=0,32). Le rapport B'/A' est égal à (0,596 ± 0,090) et le terme de droite est égal à 0,600 (loi de Tollmien) et 0,625 (courbe expérimentale). Le rapport des taux de croissance de b et de Um ne dépend alors que de la forme du profil autosimilaire de vitesse moyenne longitudinale. Comme les profils autosimilaires sont identiques à ceux du jet rond, le rapport de B' sur A' est identique à celui d'un jet rond. Ceci est cohérent avec nos mesures de A' et de B', pour lesquelles A' et B' sont supérieurs aux valeurs d'un jet rond : la vitesse longitudinale du jet annulaire diminue plus rapidement et le jet s'élargit plus rapidement qu'un jet rond équivalent, mais le rapport des deux reste égal à celui du jet rond.

V-2.3 Comparaison des termes turbulents.

V-2.3.1 intensité de turbulence

Nous avons tracé sur la figure V-18 (a) l'évolution de l'intensité de turbulence longitudinale u'/Um sur l'axe du jet en fonction de X'* pour Uo égal à 8, 15 et 30 m/s. Dans la zone de jet pleinement développé, u'/Um est constant et vaut 0,25, quel que soit le type de jet.



a) b)

figure V-18 : Evolution du taux de turbulence u'/Um en fonction de X' pour a) le jet annulaire et b) le jet rond (les cercles sur la courbe) d'après Antonia en 1986 [20].*

On peut observer que le jet rond équivalent au jet annulaire devient pleinement développé à une distance X'* égale à 10 et à 15 pour le jet rond. Le jet annulaire se développe plus rapidement que le jet rond en raison d'un taux de turbulence supérieur pour le jet annulaire aux faibles valeurs de X'*. La zone de recirculation génère un niveau de turbulence important qui accélère la transition vers la turbulence.

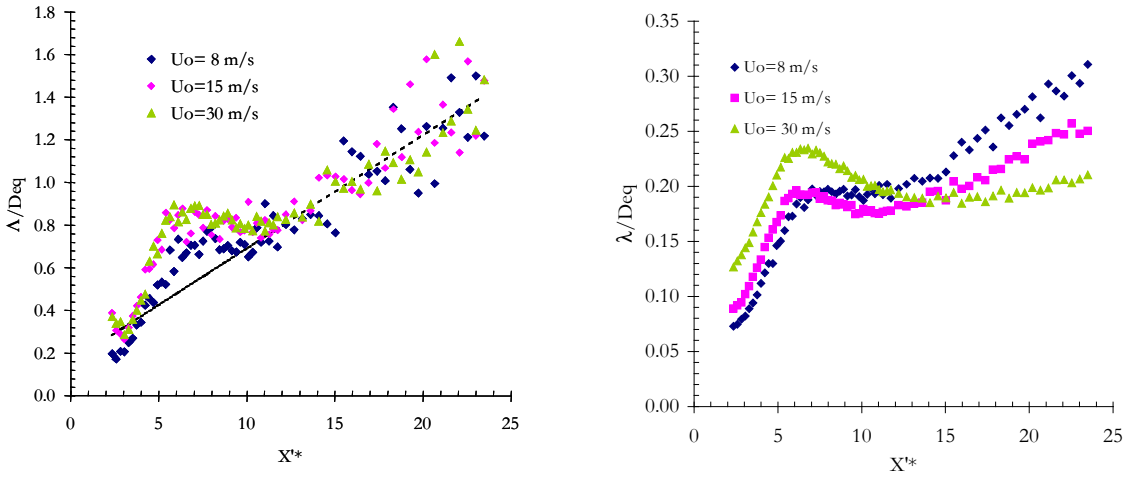
V-2.3.2 Echelle intégrale Λ et échelle de Taylor λ.

L'évolution en fonction de X'* de l'échelle intégrale Λ/Deq est présentée sur la figure V-19 (a). Λ/Deq est linéaire et ne semble pas dépendre de Uo. L'origine virtuelle est localisée en X'* égal à –3. La croissance de Λ/Deq est alors représentée par la relation suivante :

$$\frac{\Lambda}{Deq} = 0{,}053\left(X'^{*}+3\right) \qquad \text{équation V-11}$$

On peut remarquer que l'évolution de l'échelle intégrale est reliée à l'évolution de la demi-largeur du jet b, puisque les origines virtuelles sont identiques et que le taux de croissance de Λ est égal 0,44 B'. Wygnanski et al. [116] ont mesuré un taux de croissance égal à 0,0385, qui est plus faible que celui du jet rond équivalent. Toutefois, cette relation est justifié par le fait que l'échelle intégrale est reliée à la demi-largeur du jet. Puisque le taux de croissance de b est plus important pour le jet rond équivalent, le taux de croissance de l'échelle intégrale est également plus important.

L'évolution longitudinale de l'échelle de Taylor λ est présentée sur la figure V-19 (b).



a) b)

figure V-19 : Evolution longitudinale de a) l'échelle intégrale Λ/Deq et b) échelle de Taylor λ/Deq.

La variation de λ dépend du nombre de Reynolds Re_{Deq}. Taylor, en 1935, a établi une relation liant le terme de dissipation de l'énergie <e> aux grandes échelles de la turbulence (Tennekes et Lumley [109], 1972):

$$<\varepsilon> \approx C\frac{Um^3}{b} \qquad \text{équation V-12}$$

De plus, en utilisant la relation du taux de dissipation homogène et isotrope $\langle\varepsilon\rangle = 30\nu\frac{u'^2}{\lambda^2}$, et le fait que dans un jet $Re_\lambda \approx Re_{Deq}^{1/2}$ d'après Renner et al. [90], on obtient la relation suivante :

$$\frac{\lambda}{Deq} \approx Re_{Deq}^{-1/2}\left(\frac{u'}{Um}\right)^3\frac{b}{Deq} \qquad \text{équation V-13}$$

Dans la zone de jet pleinement développé, l'intensité de turbulence et le nombre de Reynolds turbulent sont constants et l'évolution de la demi-largeur est linéaire. L'échelle de Taylor ne dépend alors linéairement que du nombre de Reynolds Re_{Deq}.

On peut alors écrire l'évolution de λ par la relation suivante :

$$\frac{\lambda}{Deq} = C_2\,Re_{Deq}^{-1/2}\left(X'^* - Xo\right) \qquad \text{équation V-14}$$

On trouve C_2 égal à (1,13 ± 0,05). Cette relation n'est pas très éloignée de la valeur proposée par Antonia et al. [6], qui indiquait $C_2 > 0{,}88$.

V-2.3.3 taux de dissipation <ε>, échelles de Kolmogorov η.

L'évolution du taux de dissipation moyen est présentée sur la figure V-20 (a). Pour X'*>10, la décroissance de $\frac{<\varepsilon> Deq}{Uo^3}$ semble décroître selon une loi de puissance. On peut essayer d'estimer le taux de décroissance à partir de la relation suivante précédemment établie :

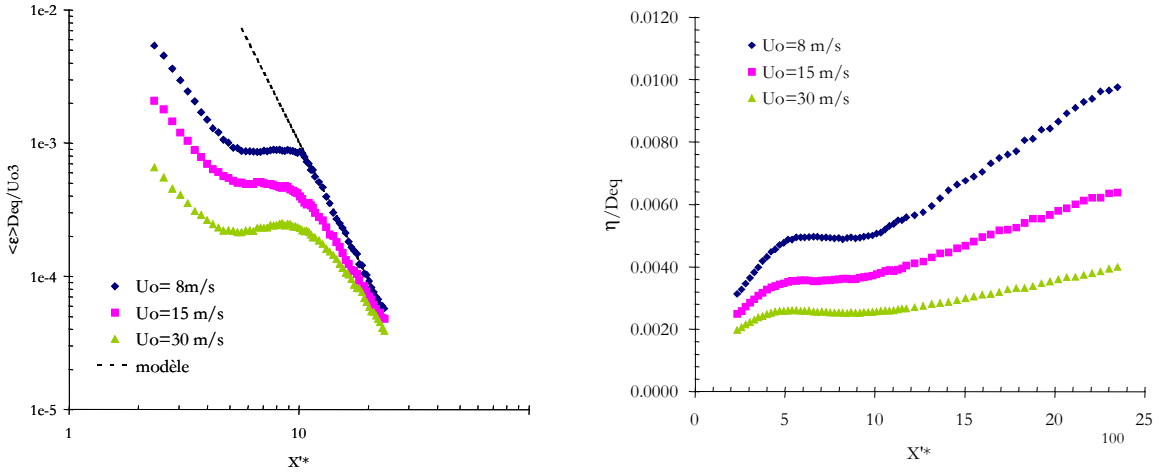
$$<\varepsilon> \approx C\frac{Um^3}{b}$$

L'évolution de Λ est proportionnelle à l'évolution de la demi largeur b. Les lois de décroissance de Um, définie par l'équation V-8, et de croissance de b, permettent de retrouver la relation définie par Antonia et al. [6] :

$$\frac{<\varepsilon> Deq}{Uo^3} = C_4 X'^{*-4} \qquad \text{équation V-15}$$

Cette loi, tracée sur la figure V-20 (a), semble vérifiée pour Uo égal à 8 m/s. Pour Uo > 8 m/s, on peut supposer que les mesures n'ont pas été réalisées à des distances suffisantes.

L'évolution de l'échelle de Kolmogorov η en fonction de X'* est présentée sur la figure V-20 (b).



a) b)

figure V-20 : Evolution en fonction de X' a) du terme de dissipation moyen <ε> et de l'échelle de Kolmogorov η/Deq.*

η augmente linéairement dans la zone de jet pleinement développé, et le taux de croissance dépend du nombre de Reynolds turbulent :

A partir de la relation définie par l'équation IV-7 de la page 114, et de l'équation d'évolution de l'échelle de Taylor, on peut alors écrire que :

$$\frac{\lambda}{\eta} = \left(30\,\mathrm{Re}_\lambda^{\,2}\right)^{\frac{1}{4}} \text{ et } \frac{\eta}{Deq} \approx C_3\,\mathrm{Re}_{Deq}^{\,-3/4}\left(X'^{*} - X_0\right) \qquad \text{équation V-16}$$

On trouve C_3 égal à (0,38 ± 0,06). Cette valeur est identique à celle mesurée expérimentalement par Antonia et al. [6] pour un jet rond.

V-2.3.4 Conclusion de la comparaison des termes turbulents.

Nous avons tracé dans les tableaux suivants les différentes valeurs des taux de croissance de l'inverse de la vitesse longitudinale sur l'axe Um, de la demi-largeur du jet b, de l'échelle intégrale Λ, de l'échelle de Taylor λ, de l'échelle de Kolmogorov η et du taux de dissipation $<\varepsilon>$.

	$\frac{Uo}{Um} = A'(X'^* - Xo)$	$\frac{b}{Deq} = B'(X'^* - Xo)$	$\frac{\Lambda}{Deq} = C_1(X'^* - Xo)$
Auteurs	A'	B'	C_1
Antonia et al.	0,185	0,106	
Wygnanksi et al.	0,174		0,0385
Lalizel	0,203 ± 0,005	0,121 ± 0,010	0,053

	$\frac{\lambda}{Deq} \approx C_2 \mathrm{Re}_{Deq}^{-1/2}(X'^* - Xo)$	$\frac{\eta}{Deq} \approx C_3 \mathrm{Re}_{Deq}^{-3/4}(X'^* - X_0)$	$\frac{<\varepsilon> Deq}{Uo^3} \approx C_4(X'^* - Xo)^{-4}$
Auteur	C_2	C_3	C_4
Antonia et al.	> 0,88	0,38	48 (pour 0 < X* < 160)
Dimotakis	0,92	0,38	
Lalizel	1,13 ± 0,05	0,38 ± 0,06	29 (pour 0 < X'* < 25)

Par rapport à un jet rond, les taux de croissance A' et B' sont supérieurs pour le jet rond équivalent. Toutefois, ces taux sont en accord avec le principe de conservation de la quantité de mouvement qui implique que le rapport entre A' et B' est proportionnel à la forme des profils autosimilaires. Dans notre cas, les profils autosimilaires sont identiques à ceux de Tollmien et le rapport A' sur B' est égal à 0,6. Ces profils sont identiques à ceux du jet rond, le rapport A'/B' est alors identique à celui du jet rond.

L'échelle intégrale Λ du jet rond équivalent, proportionnelle à la demi-largeur b du jet, augmente plus rapidement que celle du jet rond. C'est également le cas pour la micro-échelle de Taylor. Seules la variation de l'échelle de Kolmogorov η est identique à celle du jet rond. Ceci montre que les échelles liées aux grandes structures de l'écoulement dépendent des caractéristiques moyennes du jet, comme sa demi-largeur b. Les échelles les plus petites, liées aux structures dissipatives de l'écoulement comme η, sont plus indépendantes de ces caractéristiques moyennes.

V-2.4 étude du taux d'entraînement.

V-2.4.1 Comparaison du taux d'entraînement du jet rond équivalent avec celui du jet rond.

Nous avons noté dans le chapitre IV-2 que l'évolution du débit de fluide, calculé en intégrant le profil des vitesses pour $0<y^*<y_{0,1}^*$ peut se décomposer en 3 zones :

- pour X* < 0,6, le débit croît linéairement et le taux d'entraînement est égal à (0,938 ± 0,002).
- pour 0,6 <X*<1,2, le débit de fluide est constant, le taux d'entraînement est nul.
- après la position du point de rattachement en X*>1,2, le débit croît linéairement en fonction de X* et le taux d'entraînement est égal à (0,69 ± 0,06).

Les évolutions du débit volumique de fluide du jet rond équivalent et du jet rond en fonction de X'* sont présentées sur la figure V-21. Les points que nous avons tracés correspondent à la valeur moyenne des débits adimensionnés obtenus pour Uo égal à 8, 15 et 30 m/s. Les résultats de Crow et Champagne [23] pour un jet rond libre ont également été tracés sur la même figure. Crow et Champagne ont mesuré les débits en intégrant la totalité du profil des vitesses. L'évolution du débit du jet rond peut être divisé en deux parties linéaires. Dans la première zone, pour X'* ≤ 2, le taux d'entraînement du jet est égal à 0,136. Pour X'*>2, le taux d'entraînement est égal à 0,292.

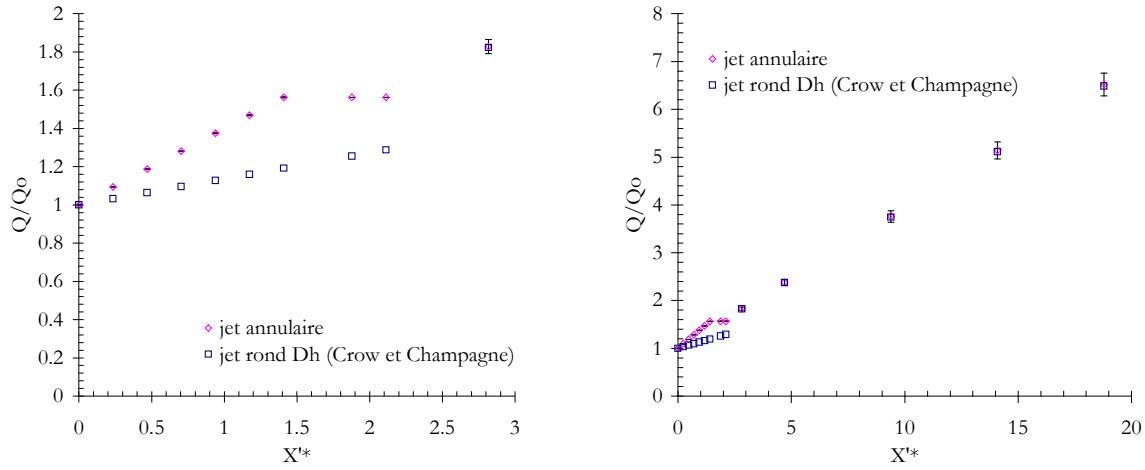


figure V-21 : Comparaison des débits volumiques du jet annulaire et celui du jet rond équivalent en fonction de X pour a) X*<1,2 et b) X*>1,2.*

Pour X'* ≤ 1,4, le débit volumique du jet annulaire augmente plus rapidement que celui du jet rond. Le taux d'entraînement du jet rond en fonction de X'* est égal à 0,136 et à 0,40 pour le jet annulaire. Le jet annulaire entraîne dans la zone de recirculation près de 200 % de plus de fluide extérieur que le jet rond.

Pour 1,4 ≤ X* ≤ 2,8, l'augmentation du débit du jet rond compense la stagnation du débit du jet annulaire, de telle sorte qu'en X'* égal à 2,8, les débits sont équivalents.

Pour X* ≥ 2,8, l'évolution des débits des deux jets est similaire et le rapport des débits tend vers l'unité, d'après la figure V-22.

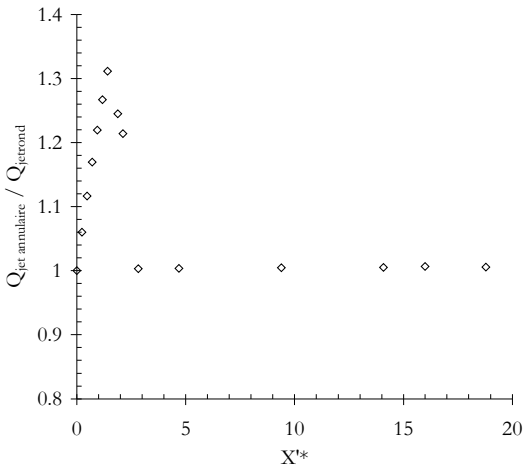


figure V-22 : évolution du rapport entre le débit du jet annulaire et le débit du jet rond en fonction de X.*

Dans une étude expérimentale antérieure, Kuhlman [63] affirmait qu'un jet annulaire de rapport de diamètres r=0,75 présente un accroissement du taux d'entraînement de 12 % par rapport à un jet rond de diamètre équivalent Deq. La différence entre ces deux résultats expérimentaux nous a conduit à examiner les deux méthodes employées dans l'étude de Kulhman et dans notre expérience pour déterminer le débit.

Dans notre cas, nous avons calculé directement le débit en intégrant les profils de vitesse jusqu'à la distance $y_{0,1}$*, position où $U\left(y_{0,1}\right)=\frac{Um}{10}$. Kuhlman a utilisé quant à lui une méthode analytique permettant de déduire le débit à partir des lois de décroissance de Um et de croissance de b qui permet d'écrire :

$$\frac{Q}{Qo}=\frac{2\pi\rho\int_{y=0}^{\infty}Urdr}{\frac{\pi}{4}\rho UoDeq^2}=8\left(\frac{Um}{Uo}\right)\left(\frac{b}{Deq}\right)^2\int_{\eta=0}^{\infty}\eta f(\eta)d\eta=8\left(\frac{Um}{Uo}\right)\left(\frac{b}{Deq}\right)^2 I_2$$

Si l'on suppose que les origines fictives sont voisines de l'origine, on obtient la relation :

$$\frac{Q}{Q_o}=A'\frac{I_2}{I_1}X'^* \qquad \text{équation V-17}$$

où : $I_1=\int_{\eta=0}^{\eta=\infty}\eta f^2(\eta)d\eta$ et $I_2=\int_{\eta=0}^{\eta=\infty}\eta f(\eta)d\eta$.

Pour un profil autosimilaire du type Tollmien, cette relation conduit à I_1=0,348 et I_2=0,696 et à un taux d'entraînement de (0,40 ± 0,01). Cette valeur est supérieure à la valeur mesurée expérimentalement, (0,294 ± 0,030). Pour quantifier la sous-estimation de Q/Qo liée à l'intégration entre 0 et $y_{0,1}$* du profil des vitesses, nous avons recherché l'influence de l'intégration de I_1 et I_2 limitée à l'intervalle 0 et $y_{0,1}$* sur le résultat de l'équation V-17. On obtient dans ce cas I_1 égal à 0,311 et I_2 égal à 0,512, ce qui conduit à un facteur de sous-estimation de 0,856. Après correction, le taux d'entraînement expérimental devient égal à 0,356.

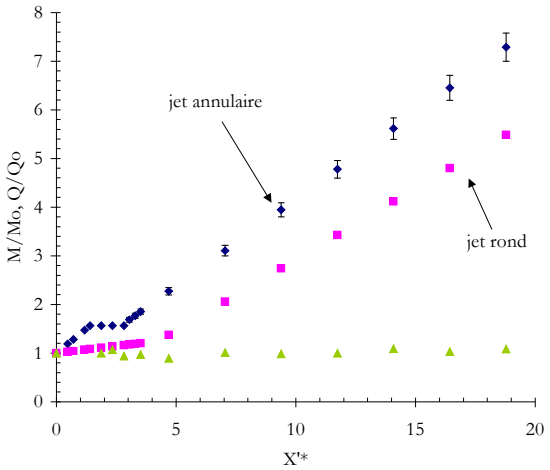


figure V-23 : Comparaison des débits volumiques corrigés du jet annulaire et celui du jet rond équivalent en fonction de X pour a) X*<1,2 et b) X*>1,2.*

On obtient ainsi un accroissement du taux d'entraînement d'environ 11% par rapport à un jet rond classique (Crow et Champagne, [23]). Ce résultat est en accord avec celui de Kuhlman [63] qui trouvait un accroissement du taux d'entraînement de 12%

Finalement, la variation du débit du jet annulaire est supérieure à celle du jet rond. La zone de recirculation accélère le mélange avec l'air extérieur en champ proche. La taille du cœur potentiel du jet annulaire, inférieure à celle du jet rond équivalent, permet aux structures tourbillonnaires primaires et appariées, responsables de l'entraînement du fluide extérieur, de se développer plus en amont que celles du jet rond équivalent.

Dans la zone de jet pleinement développé, le jet rond équivalent entraîne 11% d'air en plus que le jet rond. La demi-largeur b croît plus intensément que pour un jet rond.

V-2.4.2 Influence du rapport r sur l'entraînement du jet annulaire.

L'évolution du taux de croissance A' en fonction du rapport des diamètres r a été tracée sur la figure V-24 à partir des résultats expérimentaux de Warda et al [112] et Kuhlman [63]. Le taux de croissance A' dépend de r et augmente en fonction de r.

A partir de l'équation V-17, on peut établir que le taux d'entraînement des jets annulaires dans la zone de jet pleinement développé augmente en fonction de r. Le jet rond est alors le jet annulaire qui entraîne le moins d'air extérieur.

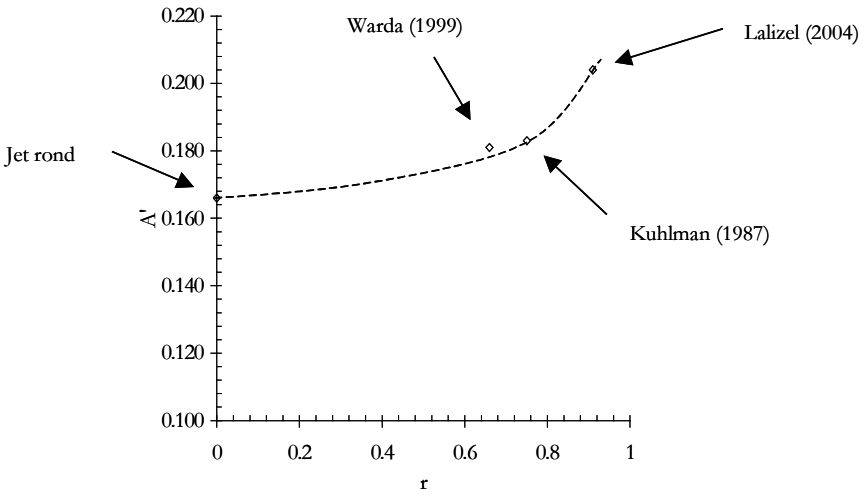


figure V-24 : Évolution du taux de croissance A' de Uo/Um en fonction de r.

V-2.4.3 Invariant de Ricou et Spalding.

Tous ces résultats concernant la variation longitudinale des débits ont été obtenus en utilisant le concept de diamètre équivalent. Pour s'affranchir de l'utilisation de cette hypothèse initiale, Ricou et Spalding [91], en 1961, ont utilisé un nombre sans dimension K_1 défini de la façon suivante :

$$K_1 = \frac{Q}{xM^{0,5}\rho^{0,5}} \qquad \text{équation V-18}$$

x représente la distance longitudinale effective en m, le débit massique et la quantité de mouvement mesurée à la distance x, ainsi que la masse volumique du fluide. Le nombre K_1 ne fait donc pas intervenir de vitesse initiale ni de diamètre.

L'évolution de K_1 est tracée sur la figure V-25. K_1 devient constant dans la zone de jet pleinement développé et est égal à 0,33. K_1 est toujours supérieur à la valeur mesurée par Ricou et Spalding pour un jet rond (0,282). Ce résultat montre que la variation du débit massique est supérieure à celle du jet rond. Ce résultat est en accord avec les résultats précédents.

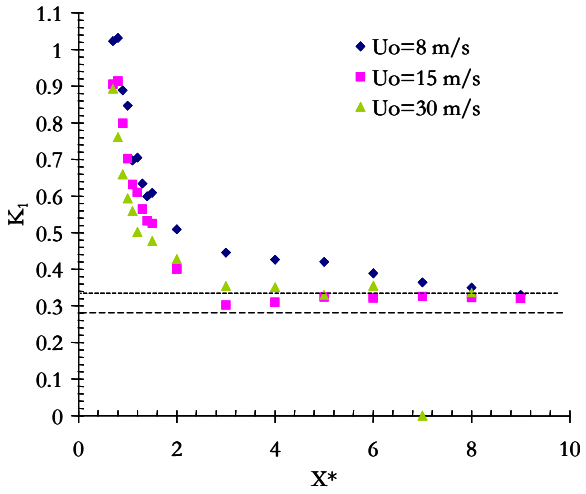


figure V-25 : Evolution de K_1 en fonction de X, comparaison avec le jet rond.*

V-3 Asymétrie du jet.

La question de l'asymétrie moyenne du jet annulaire s'est posée récemment après l'étude expérimentale et numérique de Del Taglia en 2001 et 2004 [27][28]. Cet auteur a observé, qu'en moyenne, la zone de recirculation d'un jet annulaire de rapport r égal à 0,94 est asymétrique. Dans ce cas, dans la zone intermédiaire les maxima des vitesses moyennes longitudinales ne sont pas localisés sur l'axe du jet.

Aly [5], qui a étudié un jet annulaire de rapport r égal à 0,96, n'a pas observé d'asymétrie moyenne des profils des vitesses dans la zone intermédiaire. De même, dans notre configuration expérimentale, nous n'avons pas mis en évidence la présence d'une asymétrie de l'écoulement moyen. Nous avons toutefois noté la présence d'une asymétrie instantanée. Les fluctuations temporelles du point de stagnation attestent de cette asymétrie instantanée de la zone de recirculation.

V-3.1 Asymétrie instantanée de la zone de recirculation.

V-3.1.1 Caractérisation du sillage derrière l'obstacle.

L'étude des fluctuations temporelles de la vitesse transversale au point de stagnation moyen a montré un comportement périodique du jet (chapitre III-3). Ce comportement est lié aux fluctuations de position du point de stagnation du jet. Le nombre de Strouhal St_{Di} associé à ce mouvement est égal à 0,23. Ces fluctuations sont une conséquence des structures de sillage créées par l'obstacle de diamètre Di. D'après l'évolution sur l'axe du rapport des écart types des vitesses v' sur u' sur la figure IV-8 de la page 106 et de l'évolution du terme de dissipation <ε> de la page 113, ces structures de sillage existent jusqu'à X* égal à 2.

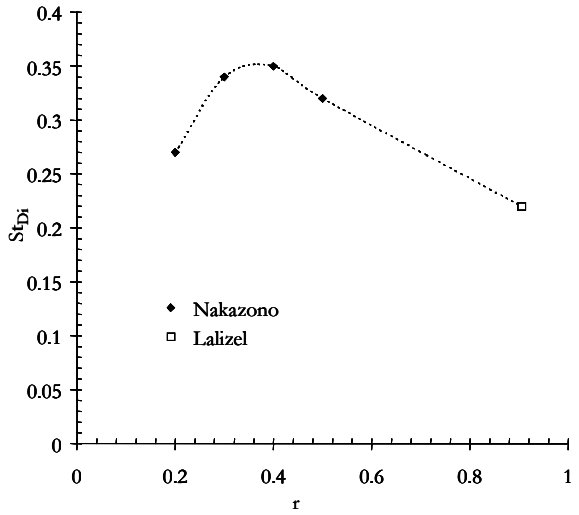


figure V-26 : Evolution du nombre de Strouhal lié aux structures de sillage en fonction du rapport des diamètres, d'après Nakazono [80] en 1991.

Nakazono [80] en 1991, a tracé l'évolution du nombre de Strouhal St_{Di} associé aux structures de sillage développées derrière la zone de recirculation en fonction du rapport des diamètres pour un nombre de Reynolds Re_{Do} égal à 26667. L'évolution montre une croissance de St_{Di} jusqu'à r égal à 0,4, puis ensuite une décroissance.

Notre point expérimental, présenté sur la figure V-26, semble suivre l'évolution de la courbe de Nakazono, pour laquelle St_{Di} décroît quand r devient supérieur à 0,36.

V-3.1.2 Asymétrie instantanée de l'écoulement dans la zone de recirculation.

L'étude des champs de vitesses P.I.V. de la zone de recirculation par la décomposition en modes propres P.O.D. a montré que le mode 2 caractérise les fluctuations des vitesses transversales du point de stagnation moyen. La topologie du mode 2 montre un important mouvement radial à la fin de la zone de recirculation ainsi qu'une rotation de l'écoulement derrière l'obstacle.

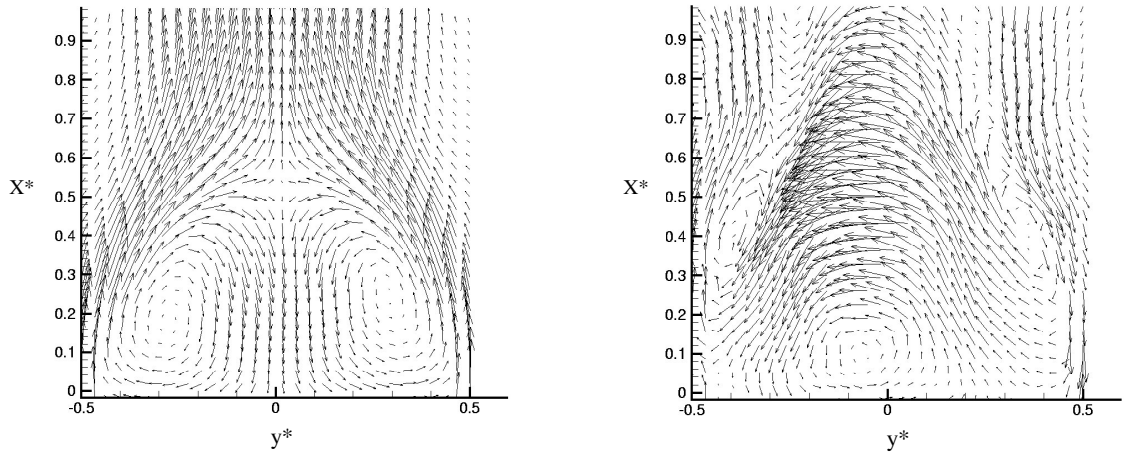
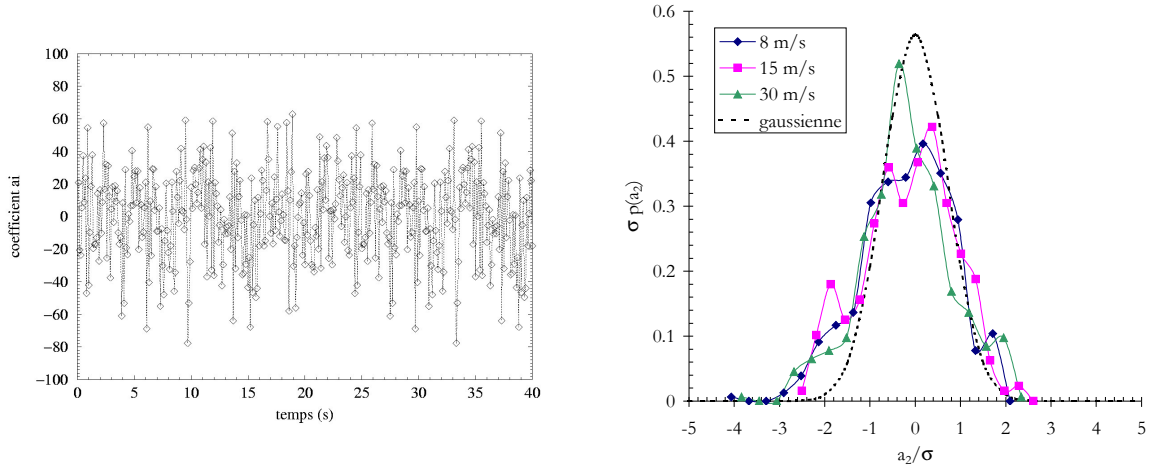


figure V-27: Représentation spatiale des modes calculés pour Uo= 30 m/s. a) mode 1, b) mode 2.

Etudions maintenant l'évolution temporelle de l'amplitude du mode 2 à partir des coefficients de reconstructions $a_{k,2}$. Ces coefficients sont les projections des champs de vitesse instantanés k sur le mode 2. L'évolution temporelle des coefficients a_2 pour Uo=30 m/s ainsi que les fonctions de densité de probabilité associées, calculées pour les trois vitesses, sont tracées sur la figure V-28. Elles montrent que les valeurs des coefficients a_2 sont majoritairement proches de zéro et symétriques par rapport à zéro. La répartition spectrale des coefficients a_2 ne montre aucun pic en fréquence caractéristique d'un phénomène périodique. La fréquence d'acquisition des champs de vitesse P.I.V. est trop faible par rapport aux fréquences observées par A.D.L. au niveau du point de stagnation.

Uo (m/s)	$\overline{a_2}$	σ	S	F
8	-3,86	32,38	-0,33	3,01
15	-5,09	40,59	-0,17	2,50
30	-5,06	39,05	-0,09	3,28

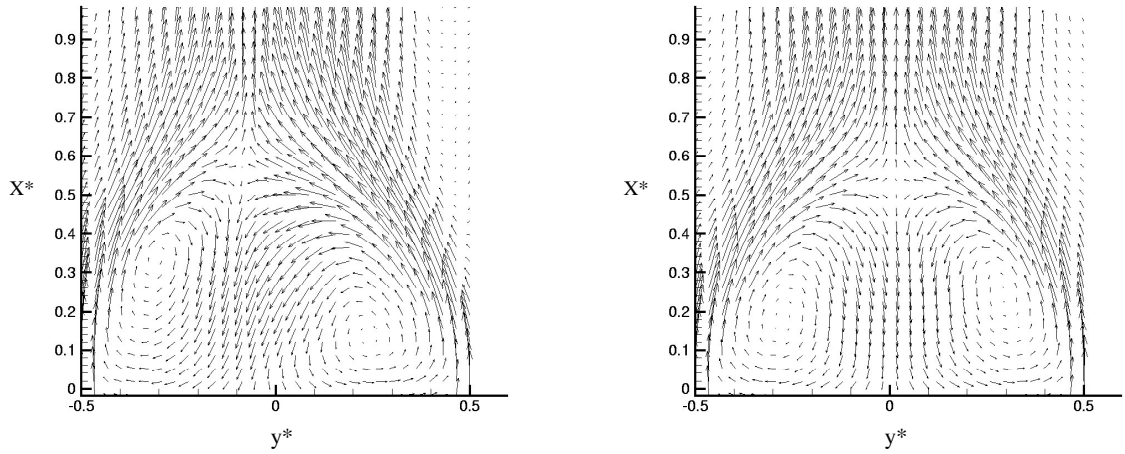


a) b)

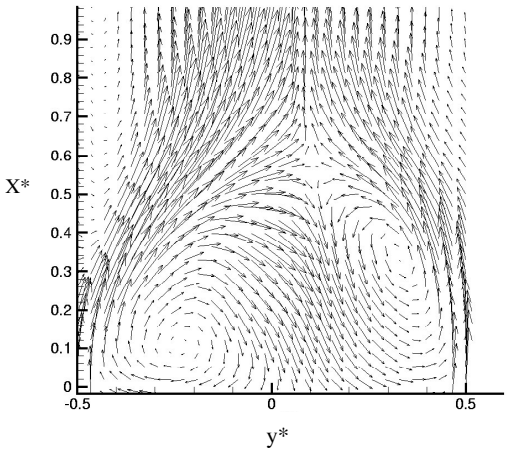
figure V-28 : a) évolution temporelle du coefficient a_2 pour Uo=8 m/s. b) fonctions densités de probabilités des coefficients a_2.

Pour comprendre l'impact du mode 2 sur un champ de vitesse instantané, nous avons reconstruit un champ pour Uo=30 m/s, avec différentes valeurs de a_2 : une valeur nulle et deux valeurs égales à plus ou moins l'écart type de la distribution des a_2 (figure V-29).

Lorsque a_2 est différent de zéro, on observe une forte modification du champ de vitesse. Ceci se traduit par une zone de recirculation qui n'est plus symétrique et un déplacement essentiellement transversal du point de stagnation. Il résulte de ce comportement une asymétrie instantanée de l'écoulement.



a) b)



c)

figure V-29 : Reconstruction d'un champ instantané en utilisant les deux premiers modes de la P.O.D. avec $a_1 = \overline{a}_1$ *et* $a_2 =$ *a) 80, b) 0 et c) –80 pour Uo égal à 30 m/s.*

Pour observer l'évolution de la position du point de stagnation en fonction de a_2, nous avons pour chaque valeur de a_2 détecté la position du point de stagnation comme on peut l'observer sur la figure V-30. Compte tenu de la discrétisation induite par les mailles de calcul P.I.V., les positions sont discontinues. Toutefois, toutes les positions sont parfaitement symétriques par rapport à l'axe du jet.

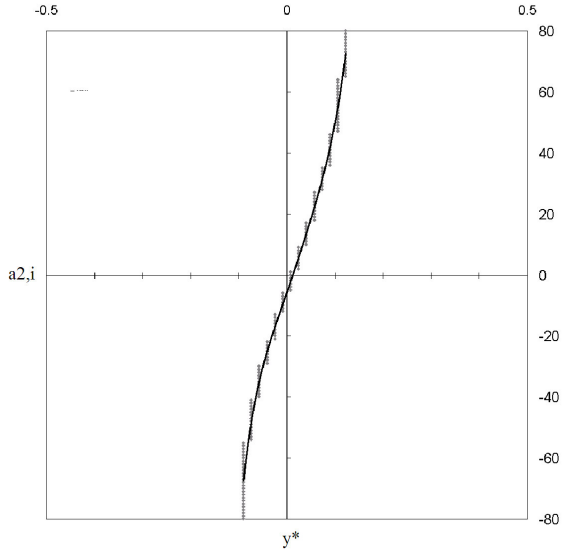


figure V-30 : Variations de la position transversale du point de stagnation en fonction du coefficient a_2 *pour Uo=30 m/s.*

V-3.1.3 Scénario simplifié de l'évolution temporelle de l'écoulement dans la zone de recirculation.

Connaissant la fréquence des structures de sillage, nous avons la possibilité de reconstruire temporellement un scénario simplifié bidimensionnel de l'évolution du champ de vitesse de la zone de recirculation. Pour cela, nous utilisons uniquement les deux premiers modes de la P.O.D. appliquée sur les champs de vitesse P.I.V. pour Uo égal à 30 m/s. La valeur du

coefficient de reconstruction du mode 1 est égal à $\overline{a_1}$. Les coefficients de reconstruction a_2 simulés suivent une loi sinusoïdale caractérisée par une période égale à celle mesurée par A.D.L. au niveau du point de stagnation moyen et par une amplitude comprise entre a_{2max} et a_{2min}. On obtient le scénario pour Uo égal à 30 m/s sur la figure V-31.

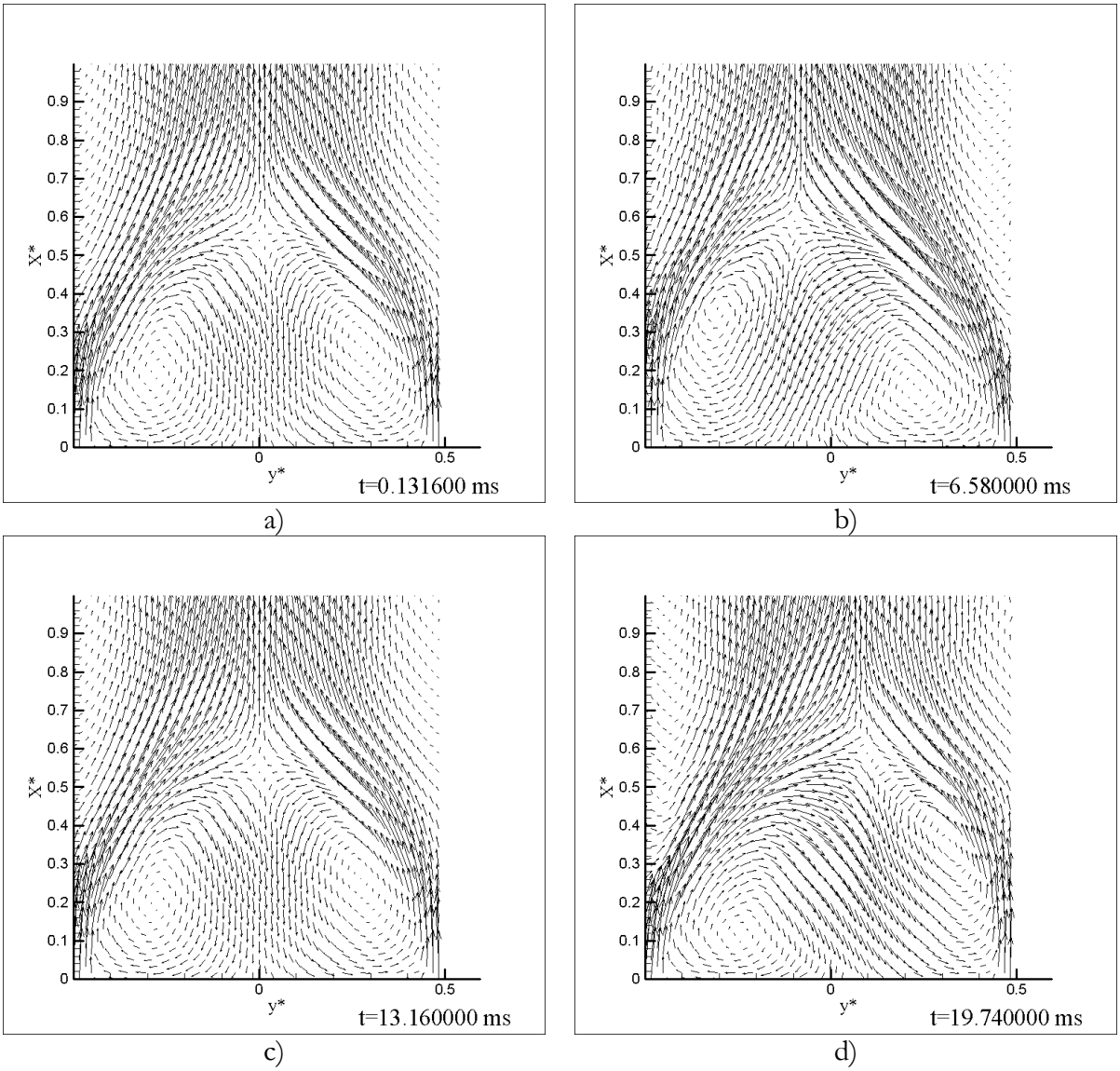


figure V-31 : Reconstruction de l'évolution temporelle du jet annulaire à partir des deux premiers modes de la P.O.D. appliquée sur les champs de vitesses P.I.V. et de la période caractéristique des fluctuations du point de stagnation mesurée par A.D.L pour Uo égal à 30 m/s.

A partir de cette reconstruction, nous pouvons mesurer l'évolution de la vitesse V au niveau de la position moyenne du point de stagnation en fonction du temps et comparer son spectre avec celui mesuré par A.D.L. L'évolution de U et de V est tracée sur la figure V-32. V et U évoluent de façon sinusoïdale et leur fréquence est égale à 150 HZ. L'amplitude des vitesses maximales de V est largement supérieur à celle de U. Ce résultat est en accord avec la fréquence mesurée expérimentalement par A.D.L. Ce scénario est toutefois un scénario simplifié puisque les fluctuations de position du point de stagnation sont tridimensionnelles et que cette reconstruction est bidimensionnelle.

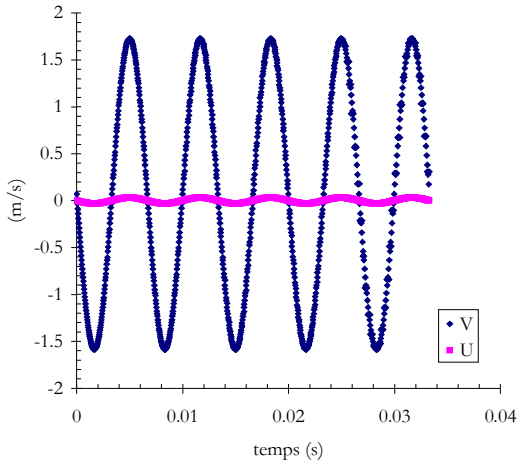


figure V-32 : Evolution de V et de U en fonction du temps sur l'axe au niveau de la position du point de stagnation moyen pour Uo égal à 30 m/s.

La P.O.D. est un outil de filtrage des champs de vitesses très performant. Elle permet de capturer les topologies de l'écoulement les plus probables et ainsi de décomposer chaque champ de vitesse en une combinaison linéaire de quelques modes orthogonaux. Appliquée aux champs de vitesses P.I.V. de la zone de recirculation du jet annulaire, elle a permis la compréhension de l'origine des fluctuations des vitesses transversales du point de stagnation. Ce phénomène physique est représenté dans l'écoulement par le mode 2. Les fluctuations des vitesses transversales à la position moyenne du point de stagnation sont liées à un mouvement transversal de celui-ci. Ce mouvement est la conséquence d'une asymétrie instantanée des tourbillons de la zone de recirculation. Cette asymétrie est liée au phénomène de sillage créé derrière l'obstacle de diamètre Di. Connaissant la fréquence caractéristique du phénomène, la P.O.D permet de reconstruire l'évolution temporelle d'un phénomène périodique à partir d'une statistique de champs de vitesse temporellement décorrélés entre eux. L'influence du mode 2 est décrit en appliquant une loi sinusoïdale pour la valeur du coefficient de reconstruction du mode 2.

Cette technique de reconstruction temporelle à partir de champs de vitesse décorrélés est réalisable pour tout type d'écoulement périodique.

V-3.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux et numériques de Del Taglia.

L'application de la P.O.D. sur les champs de vitesses P.I.V. de la zone de recirculation du jet a montré qu'instantanément le jet peut être asymétrique. Toutefois, notre écoulement est axisymétrique en moyenne.

Une étude numérique et expérimentale de la zone de recirculation d'un jet annulaire pour un rapport de diamètres égal à 0,94 a été réalisée par Del Taglia en 2002 [27] et Del Taglia et al. en 2004 [28]. Les résultats numériques ont été obtenus à partir d'un code RANS et les résultats expérimentaux à partir de mesures A.D.L. à trois composantes. Del Taglia a mis en évidence expérimentalement et numériquement l'existence d'une asymétrie moyenne de la zone de recirculation pour des jets annulaires non confinés à grand rapport de diamètres. Un champ de vitesse moyen provenant de résultats numériques est présenté sur la figure V-33. Il est similaire aux champs de vitesse de la figure V-29, pour lequel le point de stagnation n'est pas situé sur l'axe.

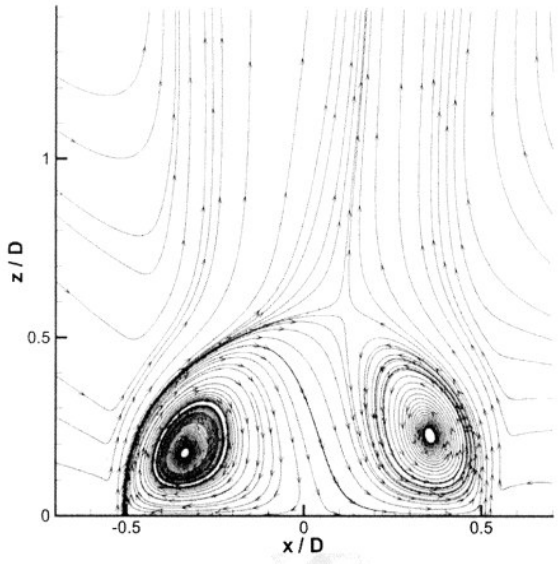


figure V-33 : Champ de vitesse moyen calculé à partir d'un code numérique RANS, obtenu par Del Taglia pour un jet annulaire de rapport de diamètres égal à 0,96.

Del Taglia suggère que la raison de cette asymétrie moyenne est liée aux instabilités qui se développent en proche paroi de l'obstacle de diamètre Di. Selon lui, le jet devient asymétrique si les forces de pressions Fp au niveau du point de stagnation sont supérieures aux forces d'inertie Fi à la sortie du jet. Le point de stagnation se déplace alors d'une certaine distance d. Si d est supérieure à l'épaisseur de lèvre e, on observe une brisure de symétrie de la zone de recirculation. Del Taglia a défini un paramètre λ fonction du nombre de Reynolds Re_{Do} et du rapport RB de la surface des disques de diamètres Do et Di. Ce paramètre dépend du rapport entre les forces de pression et les forces d'inertie et de la viscosité du fluide.

$$\lambda = \left(1 - \frac{1}{\mathrm{Re}_{Do}\left(\frac{1}{RB} - 1\right)}\right)\left(\frac{1}{\frac{1}{\sqrt{RB}} - 1}\right)$$

Pour λ compris entre 3,18 et 16, Del Taglia observe que l'écoulement est asymétrique en moyenne. Dans notre cas expérimental, le nombre RB est égal à 0,82 et la valeur de λ est égale à 9,50 pour Uo égal à 8, 15 et 30 m/s. Notre configuration expérimentale devrait être caractérisée par une asymétrie moyenne de la zone de recirculation que nous n'observons pas.

Essayons de recenser les différences entre l'écoulement de Del Taglia et le notre.

- La première concerne l'intensité de turbulence en sortie de buse. Notre configuration présente un convergent au niveau du diamètre externe du jet mais également au niveau du diamètre interne, comme on peut le voir sur la figure V-34 (a). Ce dispositif permet d'avoir un écoulement le plus plat possible en sortie de jet (cf chapitre II-1.3) et permet également de réduire l'intensité de turbulence. La buse de Del Taglia présente un convergent au niveau de Do, figure V-34 (b) ainsi qu'un nid d'abeille en amont, mais présente une forte discontinuité au niveau du diamètre Di. Cette configuration expérimentale pourrait favoriser la présence d'une zone de recirculation fluctuante localisée entre la sortie du jet et le support de la pièce centrale de diamètre Di. Ceci

pourrait expliquer la valeur relativement élevée (10%) du taux de turbulence mesuré en sortie de jet. Del Taglia a inséré ce taux de turbulence en sortie de buse dans son code de calcul. Cette valeur de l'intensité de turbulence est largement supérieure à celle que nous avons déterminé (inférieure à 1%) au niveau du cœur potentiel.

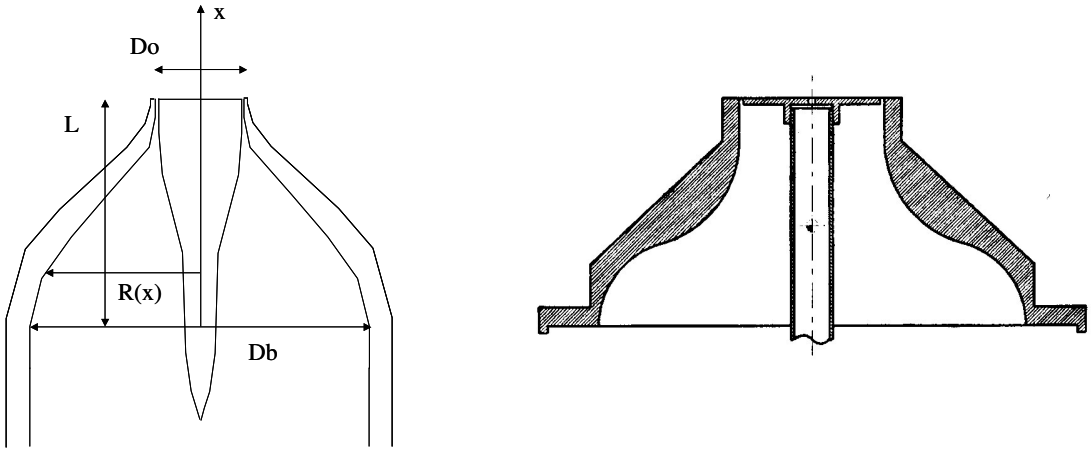


figure V-34 : Schéma des formes des buses, a) notre dispositif, b) dispositif de Del Taglia [28].

- La seconde différence concerne la répartition de Uo autour de l'anneau. Del Taglia précise que la vitesse en sortie Uo n'est pas constante sur la surface de l'anneau. Il observe des écarts moyens de 0,08 Uo [28]. La répartition de la vitesse n'étant pas constante sur l'anneau, le profil initial de vitesse n'est pas symétrique par rapport à l'axe. Il est par conséquent possible que cette asymétrie initiale se traduise par une zone de recirculation asymétrique à la fois dans les résultats du modèle et de l'expérience. Dans notre expérience, la différence entre les valeurs des deux pics des vitesses Uo en sortie de buse est toujours inférieure ou égale à 0,02.

La possibilité d'obtenir pour un jet annulaire de rapport r élevé une asymétrie moyenne, comme dans le cas de l'expérience de Del Taglia, ou une axisymétrie moyenne comme dans notre expérience pourrait dépendre fortement de la configuration expérimentale. Une répartition homogène de la vitesse Uo autour de l'anneau, grâce à un positionnement micrométrique de la pièce centrale et un faible taux de turbulence en sortie de jet pourrait favoriser le caractère axisymétrique de cet écoulement.

Chapitre VI Conclusion.

Nous avons réalisé dans ce travail une étude expérimentale d'un jet annulaire de rapport de diamètres r égal à 0,91 pour trois vitesses Uo. Les nombres de Reynolds Re_{Dh} compris entre 12240 et 45900 étaient très supérieurs au nombre de Reynolds critique égal à 455. Dans cette gamme de nombres de Reynolds, le jet annulaire évolue selon le type « tore fermé ». Dans cette étude, les vitesses ont été mesurées à l'aide de l'A.D.L., de la P.I.V. et du fil chaud en champs proche et lointain jusqu'à X* égal à 10.

L'évolution longitudinale du jet annulaire de rapport de diamètres égal à 0,91 peut être décomposée en 3 zones distinctes définies comme suit :

- La première zone est la zone initiale. Elle s'étend jusqu'à la fin de la zone de recirculation. Dans cette zone se trouve le cœur potentiel du jet annulaire qui s'étend jusqu'à X* égal à 0,16, soit 3,4 e, où e est l'épaisseur de l'anneau. La longueur l_{cp} n'est pas proportionnelle à e, quel que soit le rapport des diamètres r, d'après une compilation des résultats de la littérature.

Autour du cœur potentiel annulaire se développent deux couches de cisaillement ; la première entre le jet et l'air extérieur appelée couche de cisaillement externe est laminaire. La seconde entre le jet et la zone de recirculation appelée couche de cisaillement interne est turbulente. Cette différence est liée à la fois au choix de la forme de la buse qui permet un entraînement laminaire de l'air extérieur et à l'influence de la zone de recirculation qui est turbulente. Les deux couches de cisaillement se développent en couches de mélange dans lesquelles des tourbillons primaires périodiques sont créés par des instabilités de type Kelvin-Helmholtz. Des appariements de vortex apparaissent dans les deux couches. Ces tourbillons disparaissent à une distance correspondant environ à la fin de la zone de recirculation.

La vitesse de convection des tourbillons a été déterminée par deux méthodes différentes, une méthode classique à partir de la distance et de la fréquence des tourbillons des deux couches de mélanges. La seconde méthode est le résultat de l'application de la P.O.D. sur des images tomographiques temporellement résolues. Un mouvement convectif est représenté spatialement sur les modes propres par une succession périodique de zones positives et négatives, caractéristiques du déplacement d'un tourbillon. La vitesse de convection est alors définie à partir de cette période spatiale et de la période temporelle des coefficients de reconstruction des modes. Les résultats des deux méthodes sont en accord dans la zone de mélange externe. La vitesse de convection Uc* est égal à $(0{,}33 \pm 0{,}04)$. Cette valeur est très inférieure aux valeurs mesurées pour un jet rond qui sont de l'ordre de 0,5. La courbure initiale du jet semble être la cause de cette différence. Dans la couche de mélange interne, la vitesse de convection est inversement proportionnelle à la vitesse Uo.

La taille de la zone de recirculation L_{rz} dépend sensiblement de la vitesse Uo et est égale en moyenne à 0,55 Do. L'évolution de L_{rz}/Di en fonction de r^2 décroît linéairement. Cette décroissance peut être expliquée par le rapport entre les forces d'inertie Fi, qui tendent à éloigner le fluide de la buse, et les forces de pression Fp qui ramènent le fluide vers la buse. Quand r croît, les forces d'inertie deviennent moins importantes devant les forces de pression et L_{rz} diminue.

Le point de stagnation, localisé en fin de zone de recirculation, est caractérisé par des écarts types des fluctuations des vitesses transversales supérieurs aux écarts types des vitesses longitudinales. Temporellement, ces fluctuations ont une fréquence propre caractérisée par un nombre de Strouhal de 0,23 quelle que soit Uo. Cette valeur est en accord avec les valeurs de St_{Di} déjà mesurées dans des jets annulaires de rapport r différents. Une application de la P.O.D. sur des champs de vitesse P.I.V. instantanés a permis de comprendre l'origine de ces fluctuations. L'étude des modes propres de la P.O.D. a permis de corréler le déplacement du point de stagnation à une asymétrie instantanée de la zone de recirculation. Cette asymétrie est liée au sillage créé derrière le disque de diamètre Di. A partir des mesures temporelles A.D.L. et des deux premiers modes propres P.O.D., une reconstitution temporelle simplifiée de l'écoulement de la zone de recirculation a été proposée.

Contrairement à l'écoulement expérimental et numérique de Del Taglia, notre écoulement est axisymétrique en moyenne. Cette différence pourrait être due à la fois à une répartition initiale de la vitesse autour de l'anneau et à un taux de turbulence initiale différents. Il apparaît cependant que l'écoulement de jet annulaire, à très grandes valeurs de r, est très sensible aux instabilités initiales qui tendent à rendre l'écoulement de la zone de recirculation asymétrique.

- La seconde zone est la zone de jet intermédiaire. Elle s'étend pour des valeurs de X* telles que $0{,}55 \leq X^* \leq 4$, quelle que soit la vitesse Uo. Les gradients des vitesses longitudinaux et transversaux s'inversent au niveau du point de rattachement du jet. A partir du point de rattachement, l'inverse des vitesses longitudinales sur l'axe évolue linéairement. Les écarts types des fluctuations des vitesses transversales près de l'axe deviennent inférieurs à ceux des vitesses longitudinales à partir de X* égal à 2. A partir de cette distance, les structures de sillage ont disparu. La présence du sillage dans la zone intermédiaire est également visible sur l'évolution du taux de dissipation $<\varepsilon>$ qui diminue quand le nombre de Reynolds Re_{Dh} augmente.

- La dernière zone est la zone de jet pleinement développé. Elle apparaît pour X* supérieur à 4. Les profils des vitesses autosimilaires des vitesses longitudinales sont parfaitement représentés par la loi de Tollmien, caractéristique d'un jet rond. Pour comparer les variations des termes caractéristiques de cette zone avec celles d'un jet rond, nous avons introduit le concept de jet rond équivalent, défini par un diamètre Deq déterminé à partir de la conservation de la quantité de mouvement. Dans ce nouveau système adimensionnel, l'inverse de la vitesse longitudinale sur l'axe 1/Um augmente également linéairement en fonction de X'* mais avec un taux de croissance A' supérieur à celui du jet rond. De même, la demi largeur du jet b évolue aussi linéairement et son taux de croissance est plus important que celui du jet rond. Le rapport A'/B' reste toutefois identique à celui d'un jet rond. Ce résultat n'est pas surprenant puisque la conservation de la quantité de mouvement implique que A'/B' ne dépende que de la forme des profils autosimilaires des vitesses. Cette dernière est parfaitement représentée par le profil de Tollmien, caractéristique d'un jet rond.

Le taux de turbulence longitudinal u'/U sur l'axe est constant et vaut 0,25. Ce taux est identique à celui observé dans la zone de jet pleinement développé du jet rond. Toutefois, le jet annulaire évolue plus rapidement que le jet rond vers cet état. La zone de recirculation développe d'importantes fluctuations impliquant une intensité de turbulence plus grande au point de rattachement du jet. Le rapport des écarts types des fluctuations v'/u' est constant autour de l'axe et vaut 0,8. Une comparaison des variations des termes turbulents a été réalisée entre le jet rond équivalent et le jet rond. Ces résultats montrent que le taux de croissance de l'échelle intégrale est plus grand que celui du jet rond. Ce résultat est en accord avec la variation de la demi-largeur du jet qui augmente plus rapidement que celle du jet rond. Les taux de croissance des échelles de Taylor et du taux de dissipation sont supérieurs à ceux du jet rond. Seule l'évolution de l'échelle de Kolmogorov est similaire à celle du jet rond. L'évolution longitudinale du jet rond équivalent est dans l'ensemble différente de celle du jet rond.

Un calcul de variation des débits montrent que le jet annulaire entraîne plus d'air extérieur qu'un jet rond. Dans la zone de recirculation, les tourbillons primaires développés plus en amont que ceux du jet rond équivalent impliquent un entraînement du fluide extérieur supérieur. A partir du point de rattachement, la mesure de la variation des débits corrigés montre que le taux d'entraînement est supérieur de 11 % à celui du jet rond. L'expression analytique de la variation des débits montre que le taux d'entraînement dépend à la fois du taux de croissance A' et d'une constante dépendant de la forme des profils des vitesses autosimilaires. Le taux d'entraînement supérieur du jet annulaire est lié à la décroissance de la vitesse longitudinale sur l'axe plus rapide que celle du jet rond.

Un certain nombre d'études particulières sur le jet annulaire de grand rapport de diamètre pourrait être réalisé pour compléter la compréhension de l'écoulement:

Nous n'avons pas réalisé dans ce travail de mesure de vitesse P.I.V. dans les plans transverses de la zone de recirculation. Ces champs de vitesse nous permettraient de caractériser les mouvements azimutaux observés sur les images de tomographies rapides.

Nous avons observé que les conditions initiales des couches de cisaillement externe et interne étaient différentes à cause de la morphologie de la buse. Nous pourrions modifier la forme externe de le buse en remplaçant la courbure externe de la buse par une surface plane. Ceci permettrait d'évaluer l'influence de la dissymétrie initiale des couches de mélange sur l'écoulement en aval.

Dans le cadre des activités de recherche développées au laboratoire sur le transport et le mélange turbulent, le contrôle actif et les applications industrielles, des études complémentaires pourrait être réalisées :

- L'évolution longitudinale des débits a montré que le jet annulaire entraîne plus d'air extérieur qu'un jet rond équivalent. Une étude sur le mélange pourrait être réalisée à partir de l'évolution de la variance d'un scalaire passif (la température par exemple) et du taux de dissipation.

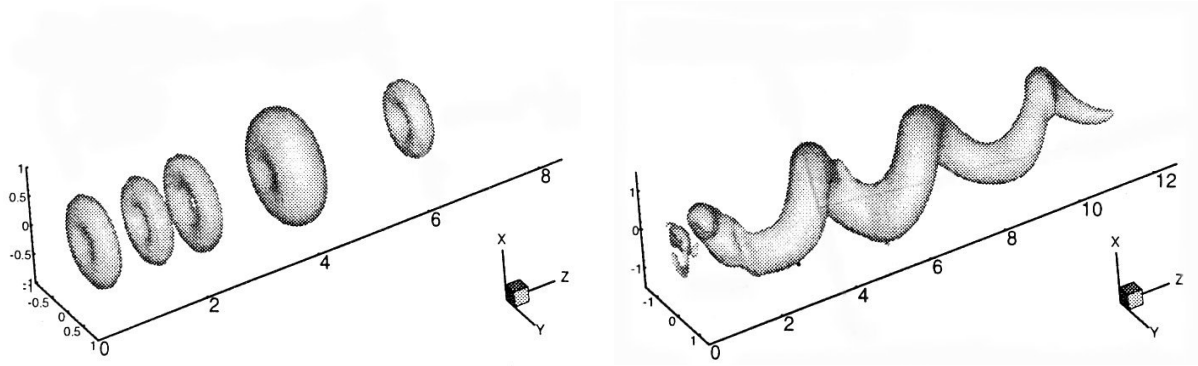
- Le contrôle des instabilités de l'écoulement pourrait également être utilisé. Les instabilités de Kelvin-Helmholtz développé dans les couches de cisaillement peuvent être induites par une onde acoustique dont la fréquence est égale à la fréquence mesurée par fil chaud. Ce contrôle pourrait modifier la longueur du cœur potentiel du jet et induire des modifications de l'écoulement en aval. L'instabilité de sillage observé pourrait également être contrôlé par l'intermédiaire d'une excitation thermique, comme un fil chauffé. Ce fil, de forme annulaire, pourrait être localisé juste derrière la zone de recirculation. On peut légitimement penser que ce contrôle pourrait modifier la taille de la zone intermédiaire du jet annulaire.

- Les connaissances acquises sur le jet annulaire de grand rapport de diamètre pourraient être utilisées pour des études plus finalisées d'application industrielle, comme le fibrage des fibres de verre, les systèmes de ventilations ou d'injection. De plus, une comparaison pourrait également être réalisée entre l'écoulement de jet annulaire auquel on ajoute un mouvement de « swirl » initial et un ventilateur industriel.

Chapitre VII Annexes.

Dans la couche de mélange d'un jet rond, les expérimentateurs observent la présence de structures périodiques. Ces structures sont des anneaux axisymétriques primaires que l'on trouve en champ proche d'un jet rond. Ces structures sont liées au cisaillement entre le jet et l'air environnant. Il existe un deuxième mode d'instabilité primaire, le mode dit hélicoïdal. Les structures ont une forme d'hélice qui évoluent autour du jet. Ces structures sont, contrairement au mode axisymétrique, des structures tridimensionnelles. Les modes d'instabilités axisymétriques et hélicoïdaux d'un jet rond sont présentés sur la figure VII-1.

Ces structures rotationnelles, axisymétriques et hélicoïdales, sont créées par des instabilités de Kelvin-Helmholtz, dont nous allons rappeler les origines dans le paragraphe suivant.

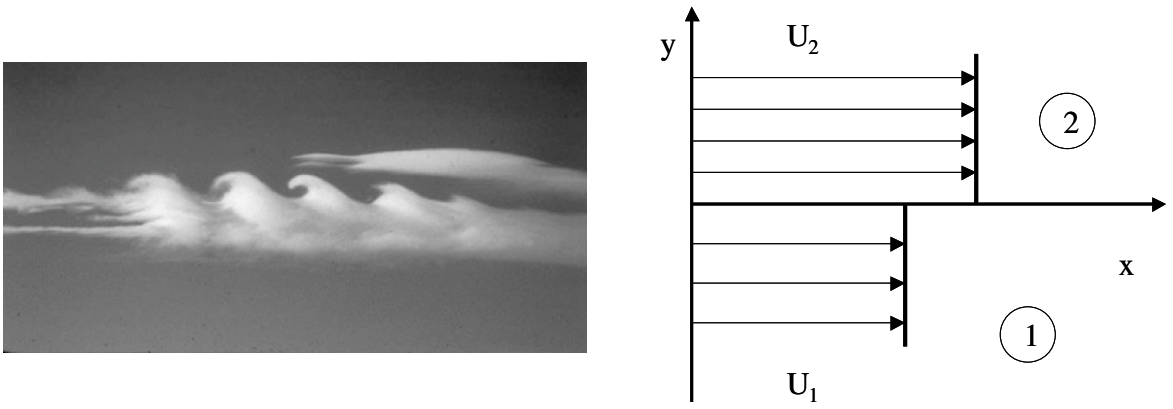


a) *b)*

figure VII-1: a) mode d'instabilité axisymétrique (variqueux) et b) mode d'instabilité hélicoïdal, Danaila [24].

VII-1 Instabilité de Kelvin-Helmholtz.

D'après les travaux de Rayleigh en 1892, l'instabilité génitrice trouve son origine dans le point d'inflexion du profil de vitesse en sortie de buse. Cette instabilité génère des tourbillons qui grossissent et qui sont convectés par le jet. L'instabilité de Kelvin-Helmoltz se produit lorsque deux couches de fluides en contact se déplacent à des vitesses différentes, comme sur la figure VII-2. Une onde progressive non dispersive se développe à l'interface des deux fluides puis s'amplifie pour créer des tourbillons périodiques. Phénoménologiquement, l'amplification de l'onde progressive peut être expliquée simplement. Si l'on considère une perturbation qui ondule légèrement, le fluide sera accéléré au voisinage des parties convexes. En appliquant l'équation de Bernoulli, la pression diminue aux parties convexes. L'inverse se produit sur les parties concaves ce qui a pour effet d'augmenter l'ondulation : l'écoulement devient instable.



a) *b)*

figure VII-2 : a) Photographie d'une instabilité de Kelvin-Helmoltz se développant entre deux couches atmosphériques se déplaçant à des vitesses différentes. b) Cisaillement de deux fluides en contact se déplaçant parallèlement à des vitesses différentes.

Le tourbillon primaire grossit au fur et à mesure qu'il se déplace par l'entraînement du fluide extérieur. Il apparaît, à partir d'une certaine distance, que deux tourbillons proches fusionnent. Ce phénomène s'appelle « pairing » ou appariement [52][48][114]. Il résulte de ce fusionnement un tourbillon dont la taille est le double des tourbillons parents. La longueur d'onde, distance entre chaque tourbillon, est alors multipliée par deux, et la fréquence associée est égale à la moitié de la fréquence des tourbillons initiaux. Le processus de formation de l'appariement est décrit sur la figure VII-3, obtenue à partir des travaux de Hussain [52][48], pour lequel les tourbillons tournent dans le sens trigonométrique.

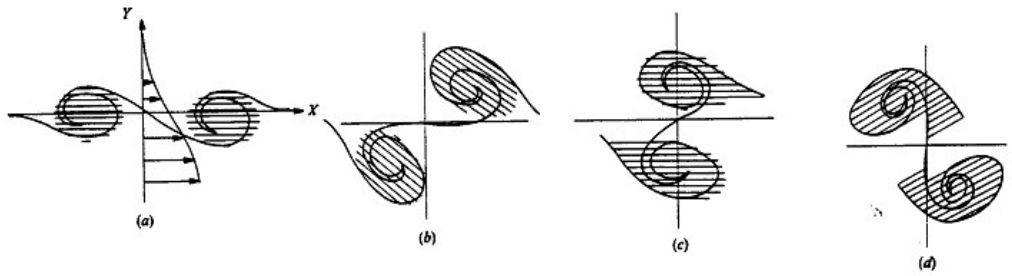


figure VII-3 : Schématisation des quatre phases successives d'un appariement de vortex, Hussain, 1986 [48]

A ce stade, les tourbillons se brisent en de multiples petits tourbillons. L'écoulement, qui était bidimensionnel en amont, devient tridimensionnel.

Nous allons maintenant décrire une théorie permettant de comprendre l'origine des différents type de structures tourbillonnaires créées par cisaillement.

VII-1.1 Théorie linéaire des instabilités de Kelvin-Helmholtz.

Michalke [75] en 1982, proposa une théorie linéaire pour permettre de comprendre la relation existante entre les instabilités primaires et les structures tourbillonnaires des jets. Cette théorie est applicable pour un jet répondant aux critères suivants : le profil de vitesse du jet doit être parallèle (la vitesse transversale du jet doit être très faible devant la vitesse longitudinale). Le nombre de Reynolds doit être suffisamment grand et la masse volumique du fluide doit être constante dans le jet. La forme mathématique de la pression génératrice de l'instabilité est modélisée sous la forme :

$$p'(x,r,\phi,t) = \tilde{p}'(r)\exp\left(i\left(\alpha x + m\phi - \beta t\right)\right) \qquad \text{équation VII-1}$$

Où : x représente la coordonnée axiale du jet, r la coordonnée radiale, ϕ la coordonnée azimutale, m la longueur d'onde azimutale de la perturbation, α_r la longueur d'onde axiale de la perturbation, α_i le taux d'amplification spatiale de la perturbation et β la fréquence de la perturbation.

Michalke [75] propose deux paramètres pour prévoir l'évolution des structures du jet : l'épaisseur de quantité de mouvement de la zone de cisaillement θ_e à la sortie du jet, et le diamètre de sortie du jet D. L'épaisseur de quantité de mouvement $\theta(x)$ à la distance x de la buse est calculée par la relation suivante :

$$\theta(x) = \int_0^{\infty} \left(\frac{U(r) - U_\infty}{U_0 - U_\infty} \right) \left(1 - \frac{U(r) - U_\infty}{U_0 - U_\infty} \right) dr \qquad \text{équation VII-2}$$

où U(r) représente la vitesse longitudinale en r, U_∞ est la vitesse de l'écoulement environnant (égale à zéro dans le cas d'un jet libre) et U_0 la vitesse en sortie de buse. L'évolution de cette quantité en fonction de la distance à la buse permet de nous renseigner sur le mélange du jet avec l'air environnant.

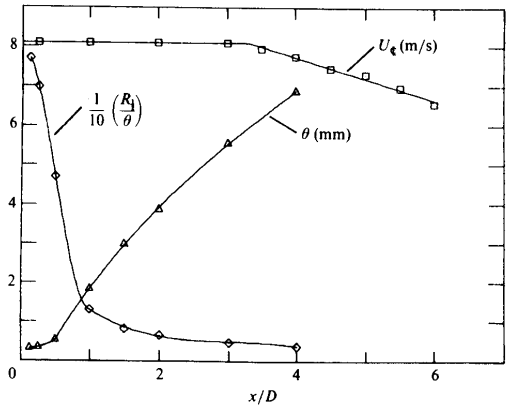


figure VII-4 : Evolution longitudinale de l'épaisseur de quantité de mouvement θ, de la vitesse moyenne longitudinale pour un jet rond, Cohen et Wygnansky, 1987 [22].

Suffisamment près de la buse, lorsque le profil de vitesse est plat, de type « top-hat », la couche de mélange du jet rond est très semblable à celle d'un jet plan, dont le cisaillement est bidimensionnel [48]. Ceci est vrai pour une distance à la buse inférieure à 0,5D, pour lequel θ_e est la longueur caractéristique du jet. Pour une distance proche de quelques diamètres, θ devient comparable au diamètre D du jet. La distance caractéristique du jet devient le diamètre D.

L'instabilité initiale se développe pour un jet rond à un nombre de Strouhal St_{θ_e} égal à 0,012 (Zaman et Hussain, [52]), contrairement à la valeur du modèle théorique de Michalke qui est de 0,017. Le nombre de Strouhal est un nombre adimensionné défini par la fréquence du phénomène périodique f, l'épaisseur θ_e et la vitesse Uo:

$$St_{\theta_e} = \frac{f\theta_e}{Uo}$$

Toutefois, ces deux valeurs ne sont pas en contradiction : la valeur expérimentale correspond à une amplification maximale de l'instabilité, alors que la valeur théorique correspond à un taux d'amplification maximal.

A la fin du cœur potentiel, le nombre de Strouhal St_D, basé sur l'échelle locale des instabilités, le diamètre D, est de l'ordre de 0,3. Le nombre de Strouhal optimal correspondant à l'appariement des vortex est égal à 0,85 (Zaman et Hussain, [52]).

Les anneaux axisymétriques associés à l'instabilité de Kelvin-Helmotz correspondent d'après la théorie linéaire de Michalke à une valeur du nombre d'onde azimutal m=0 (mode axisymétrique ou variqueux). Les structures en hélice correspondent au mode m=1 (mode hélicoïdal ou sinueux).

Morris [79] a expliqué dans quels cas le mode axisymétrique ou hélicoïdal est prépondérant sur l'autre. Si l'amplitude de la perturbation génératrice de l'instabilité axisymétrique est supérieure à l'instabilité hélicoïdale, alors le mode axisymétrique sera dominant en aval du jet. Si

les modes ont des amplitudes équivalentes à la sortie du jet, alors le mode hélicoïdal sera dominant en aval. Toutefois, les dispositifs expérimentaux, présentant des chambres de tranquillisation de tailles importantes, sont plus favorables pour générer des perturbations bidimensionnelles, favorisant le développement de l'instabilité de mode m=0.

VII-1.2 Instabilités secondaires.

Liepmann [72], en 1992, a mis en évidence la présence d'instabilités secondaires dans un jet rond. Elles prennent naissance dans la région séparant deux anneaux primaires appelée la région de stagnation. Ces structures représentent des « doigts de fluide », qui en aval, s'entourent autour du tourbillon qui le précède. Cette instabilité, à la forme d'un champignon, « mushroom », se caractérise par une paire de tourbillons contrarotatifs longitudinaux. La création de ces filaments longitudinaux est due à l'instabilité azimutale de la nappe fine qui relie deux anneaux axisymétriques, la région de « braid ».

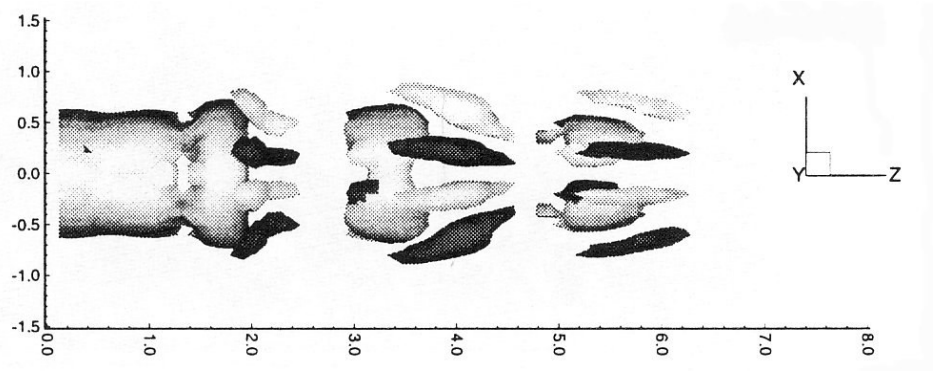


figure VII-5 : Filaments longitudinaux de vorticité localisés dans la région de « braid » liés aux instabilités secondaires, Danaila [24].

VII-2 Profils des vitesses dans les couches de mélange externe et interne de la zone initiale.

Les profils adimensionnés des vitesses moyennes longitudinales et transversales et des écarts types des vitesses longitudinales sont présentés sur la figure VII-6 pour X* égal à 0,05.

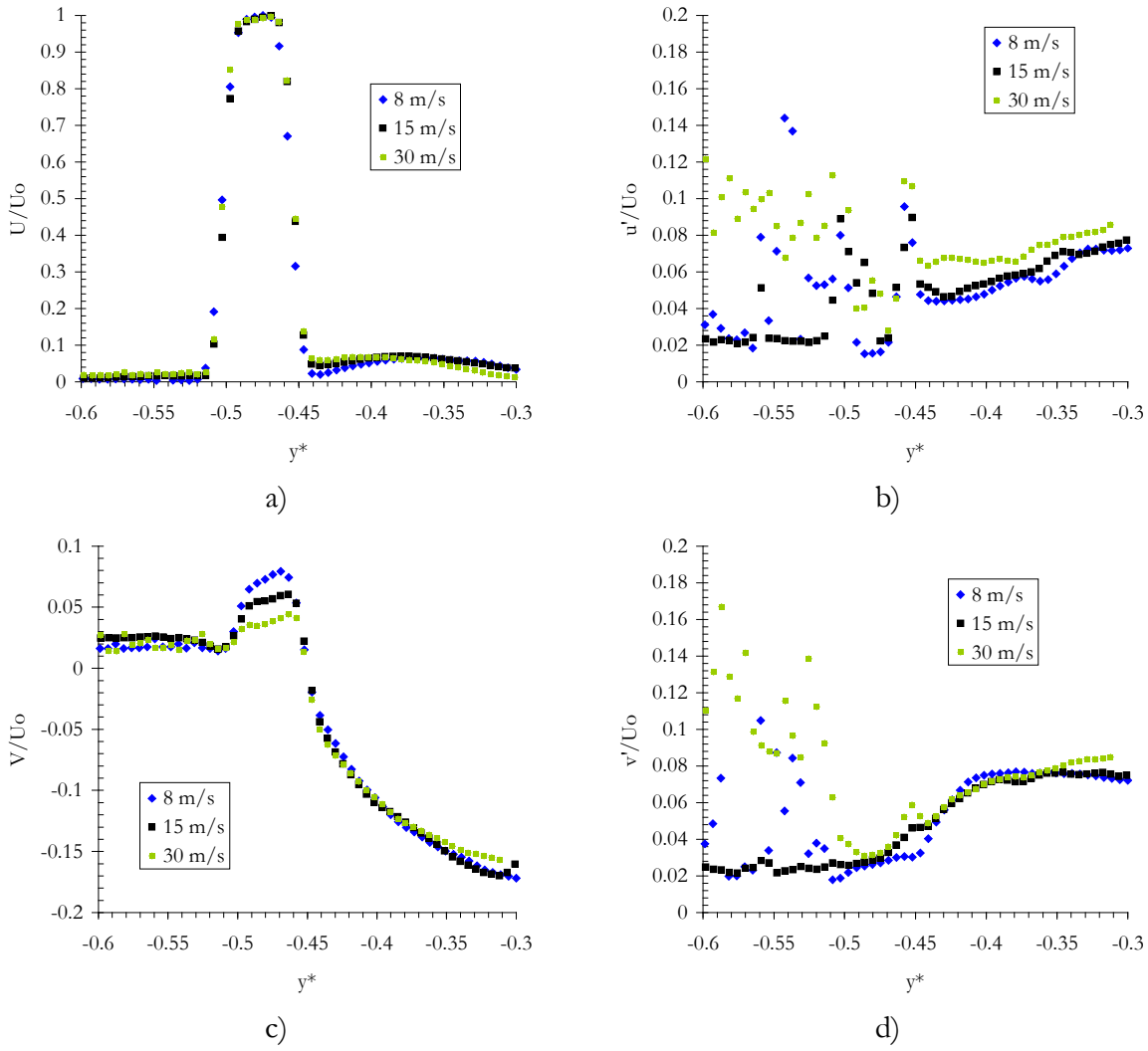


figure VII-6 : Profils adimensionnés des vitesses moyennes et des écarts types des fluctuations des vitesses longitudinales (a) et b) et transversales (c) et d) pour X=0,05.*

Les profils adimensionnés des vitesses moyennes longitudinales et transversales et des écarts types des vitesses longitudinales sont présentés sur la figure VII-7 pour X* égal à 0,2.

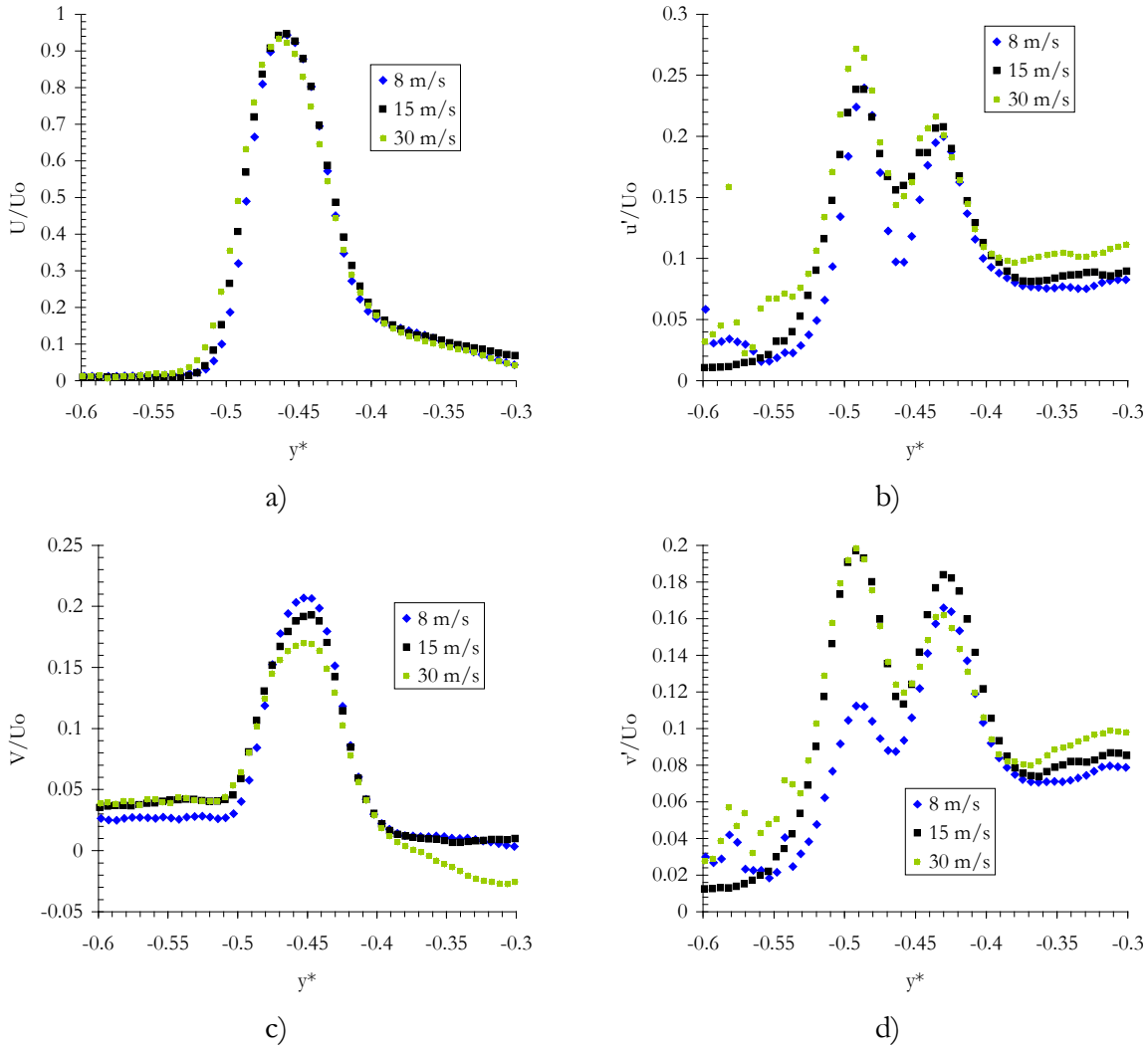


figure VII-7 : Profils adimensionnés des vitesses moyennes et des écarts types des fluctuations des vitesses longitudinales (a) et b) et transversales (c) et d) pour X=0,2.*

Les profils adimensionnés des vitesses moyennes longitudinales et transversales et des écarts types des vitesses longitudinales sont présentés sur la figure VII-8 pour X* égal à 0,5.

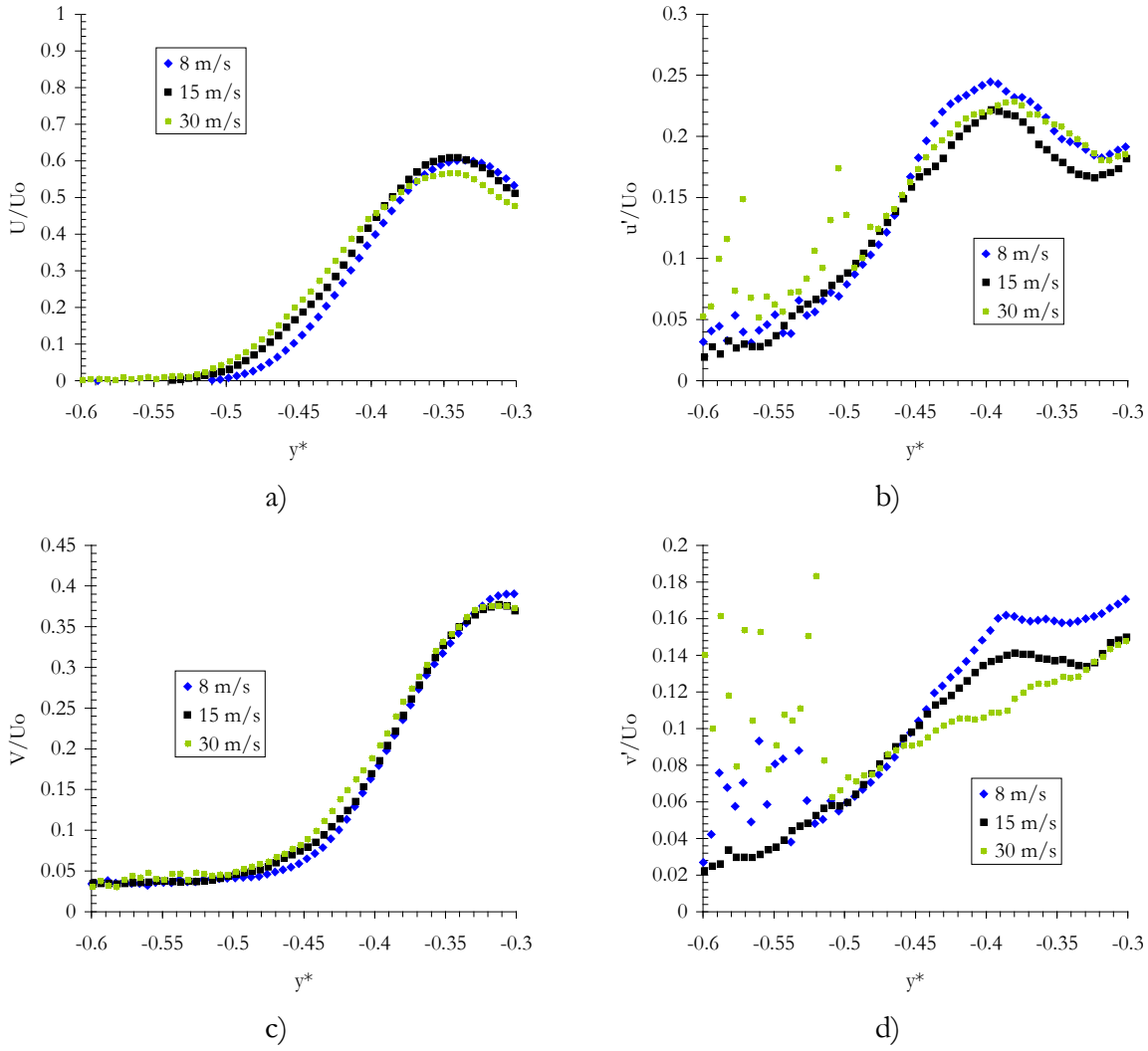


figure VII-8 : Profils adimensionnés des vitesses moyennes et des écarts types des fluctuations des vitesses longitudinales (a) et b) et transversales (c) et d) pour X=0,5.*

VII-3 Définitions des différentes contraintes appliquées à une particule fluide.

Soit une particule fluide localisée en $\vec{r}$. Soit $\vec{u}=\left(\vec{r},t\right)$ la vitesse de la particule fluide et $\vec{u}+\vec{du}$ la vitesse d'une autre particule située en $\vec{r}+\vec{dr}$. En effectuant un développement limité à l'ordre 1, on a la relation entre $\vec{u}=\left(\vec{r},t\right)$ et $\vec{u}+\vec{du}$ dans un repère cartésien dans lequel $\overline{\overline{A}}$ est le tenseur des gradients de vitesse :

$$\vec{u}\left(\vec{r}+\vec{dr},t\right)=\vec{u}\left(\vec{r},t\right)+\begin{pmatrix}\frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{\partial u_x}{\partial y} & \frac{\partial u_x}{\partial z}\\ \frac{\partial u_y}{\partial x} & \frac{\partial u_y}{\partial y} & \frac{\partial u_y}{\partial z}\\ \frac{\partial u_z}{\partial x} & \frac{\partial u_z}{\partial y} & \frac{\partial u_z}{\partial z}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}dx\\ dy\\ dz\end{pmatrix}=\vec{u}\left(\vec{r},t\right)+\overline{\overline{A}}.\vec{dr} \qquad \text{équation VII-3}$$

$\overline{\overline{A}}$ peut être décomposé en une partie symétrique $\overline{\overline{D}}$, représentant le tenseur du taux de déformation et une partie antisymétrique $\overline{\overline{B}}$, représentant le tenseur du taux de rotation. Dans un plan (xOy), nous avons alors les relations :

$$\overline{\overline{D}}=\begin{pmatrix}\frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_y}{\partial x}+\frac{\partial u_x}{\partial y}\right)\\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial y}+\frac{\partial u_y}{\partial x}\right) & \frac{\partial u_y}{\partial y}\end{pmatrix}\text{ et}$$

$$\overline{\overline{B}}=\begin{pmatrix}0 & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_y}{\partial x}-\frac{\partial u_x}{\partial y}\right)\\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial y}-\frac{\partial u_y}{\partial x}\right) & 0\end{pmatrix} \qquad \text{équation VII-4}$$

La vorticité $\vec{\varpi}$ est alors liée à $\overline{\overline{B}}$ et est définie par le rotationnel de la vitesse :

$$\vec{\varpi}=\vec{\nabla}\wedge\vec{U} \qquad \text{équation VII-5}$$

Soit, dans notre cas où nous avons deux composantes orthogonales à partir des champs bidimensionnels P.I.V., U et V :

$$\varpi_z=\frac{\partial}{\partial x}V-\frac{\partial}{\partial y}U \qquad \text{équation VII-6}$$

Comme nous avons affaire à un champ de vitesses 2D, il faut approximer $\frac{\partial}{\partial x}$ et $\frac{\partial}{\partial y}$ du calcul du point *(i,j)* en fonction des points environnants. Pour cela, une approximation à l'ordre 3 a été utilisée :

$$\frac{\partial}{\partial x}V(x_i, y_j) = -V(x_{i-1}, y_{j+1}) - 2V(x_{i-1}, y_j) - V(x_{i-1}, y_{j-1}) + V(x_{i+1}, y_{j+1}) + 2V(x_{i+1}, y_j) + V(x_{i+1}, y_{j-1})$$

$$\frac{\partial}{\partial y}U(x_i, y_i) = U(x_{i-1}, y_{j+1}) + 2U(x_i, y_{j+1}) + U(x_{i+1}, y_{j+1}) - U(x_{i-1}, y_{j-1}) - 2U(x_i, y_{j-1}) - U(x_{i+1}, y_{j-1})$$

Les contraintes de cisaillement σ_s et d'étirement σ_n, liées à $\overline{\overline{D}}$, ont également été calculées. Elles sont définies par les relations :

$$\sigma_n = \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\partial V}{\partial y} \text{ et } \sigma_s = \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \qquad \text{équation VII-7}$$

On peut également définir le coefficient de Weiss Q, proportionnel au Laplacien de pression, comme étant égal à la différence entre la norme du carré de la vorticité et la norme de la somme du carré des contraintes de cisaillement et d'étirement :

$$Q=\omega^2-S^2 \text{ où } S^2 = \sigma_s{}^2 + \sigma_n{}^2. \qquad \text{équation VII-8}$$

Si Q est positif, alors l'écoulement local est caractérisé par la vorticité ; si Q est négatif, l'écoulement local est majoritairement déformé, et caractérisé par des zones de compression et de dilatation.

VII-4 Détermination de la vitesse de convection de tourbillons par l'utilisation de la décomposition en modes propres, P.O.D.

La vitesse de convection U_c est la vitesse de translation des tourbillons. Dans le cas d'un jet, nous chercherons à déterminer la vitesse de convection des vortex primaires associés à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Il existe différentes méthodes pour déterminer la valeur de U_c. Zhou et Antonia, en 1992 [121] déterminent Uc dans une allée Bénard von Kàrmàn comme étant la vitesse à l'endroit précis où la vorticité est maximale. Ils proposent également de déterminer Uc à partir du temps de transit des tourbillons marqués par un traceur, un colorant ou la chaleur par exemple. Pour cela, on peut par exemple déterminer les distances de transit à partir des champs de vorticité. Cette distance est égale à la distance séparant deux tourbillons, et le temps de transit peut être défini comme l'inverse de la fréquence caractéristique apparaissant sur le spectre des vitesses longitudinales.

Nous allons montrer qu'il est également possible de calculer spatialement Uc à partir de l'évolution temporelle des modes propres définis par la décomposition en modes propres, P.O.D. Pour cela, nous allons commencer par une étude sur des images synthétiques de translation de tourbillons à des vitesses définies. Puis, nous appliquerons cette méthode aux cas de l'allée Bénard von Kàrmàn successivement sur des champs synthétiques à partir d'un modèle développé par Weiss [113] puis sur des résultats expérimentaux où les profils de U_c ont été précisément mesurés.

VII-4.1 Application sur des images synthétiques.

127 images synthétiques d'un tourbillon ont été créées. Comme le montre la figure VII-9, le tourbillon est représenté par un cercle noir sur un fond blanc sur chaque image. Ce tourbillon est convecté à une vitesse constante de 1 pixel par image croissante. Pendant 127 images, le tourbillon parcours la largeur complète de l'image.

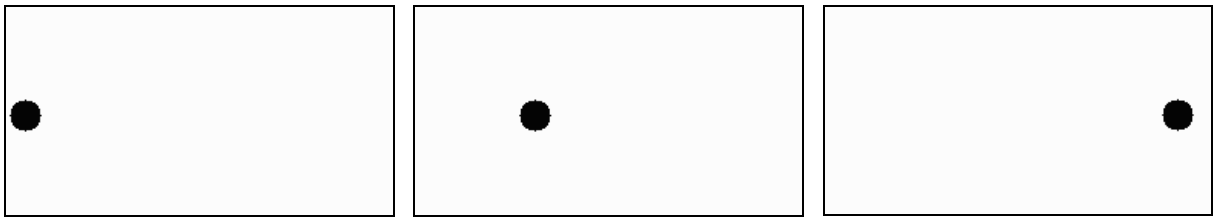
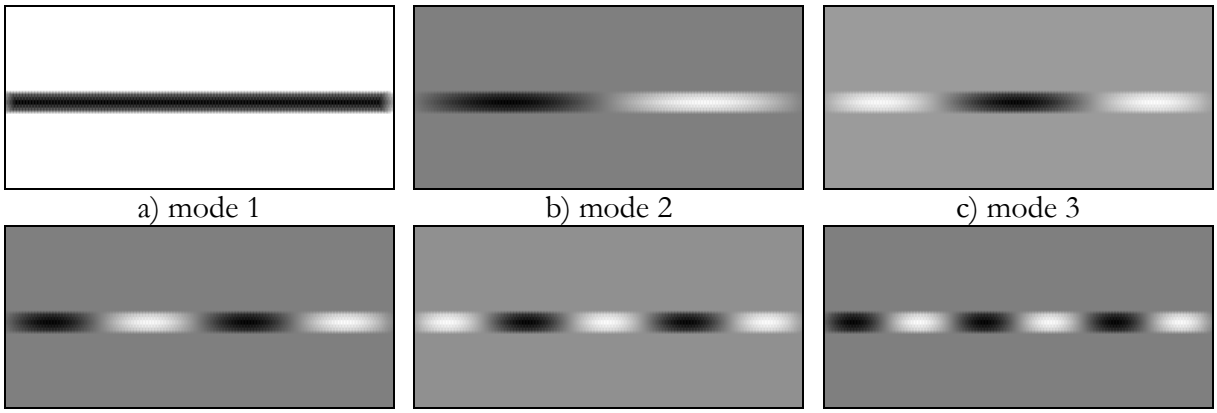


figure VII-9 : Images synthétiques de convection d'un tourbillon se déplaçant à 1 pixel/image.

Les premier modes propres calculés par la P.O.D. sont représentés sur la figure VII-10. Le mode 1 représente l'image moyenne. Les modes 2 à 6 sont mis sous la forme de niveaux de gris d'une image en recalant entre 0 et 255 les valeurs locales minimale et maximale d'un mode pour créer une image 8 bits. Pour cette raison, les valeurs négatives d'un mode correspondent aux points blancs de l'image, les valeurs nulles sont grises et les valeurs positives sont noires. La topologie du mode 2 est caractérisée au niveau de la trajectoire du tourbillons par deux zones de tailles distinctes mais de signes opposés. Le mode 3 comporte 3 zones, le mode 4, 4 zones etc.



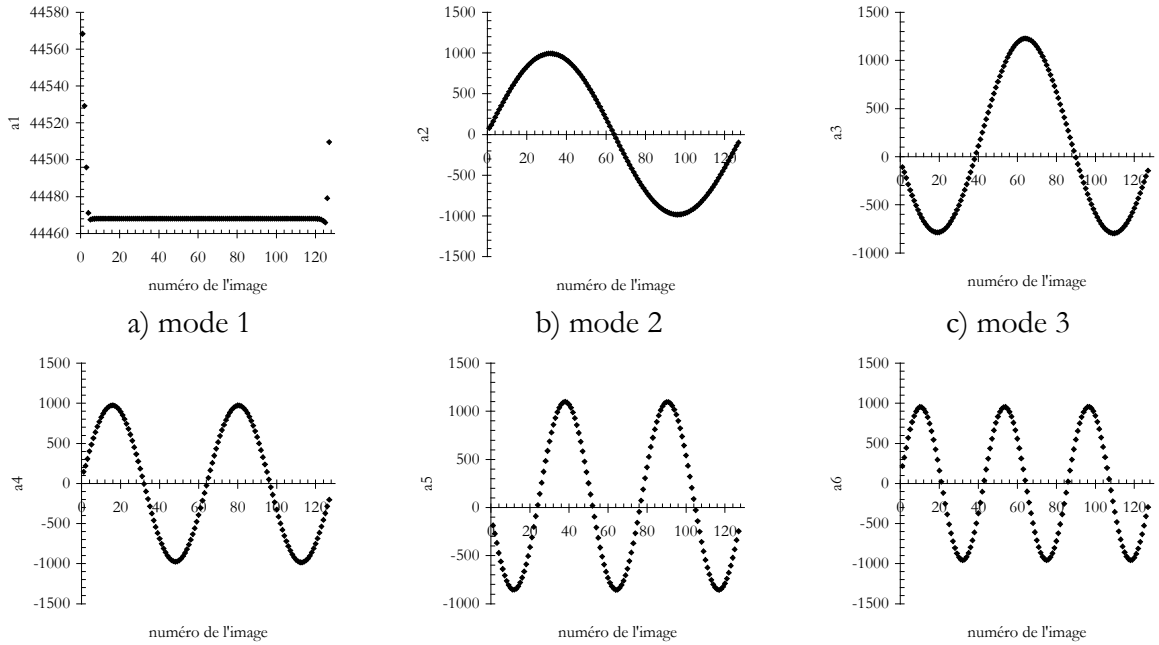
a) mode 1 b) mode 2 c) mode 3

d) mode 4 e) mode 5 f) mode 6

figure VII-10 : Premiers modes propres calculés pour 127 images synthétiques.

En regardant les évolutions des coefficients de reconstruction sur la figure VII-11, on remarque que l'évolution du coefficient a_1 est constante, excepté au niveau des images où le tourbillon a un position extrême sur l'image et il n'est donc pas parfaitement défini. Quelles que soient les images i, on peut décomposer chaque image par la relation suivante :

$$img_i(x) = a_1\varphi_1(x) + \sum_{j=2}^{N=127} a_{i,j}\varphi_j(x) \qquad \text{équation VII-9}$$



a) mode 1 b) mode 2 c) mode 3

d) mode 4 e) mode 5 f) mode 6

figure VII-11 : Evolution des premiers coefficients de reconstruction ai en fonction des numéros des images.

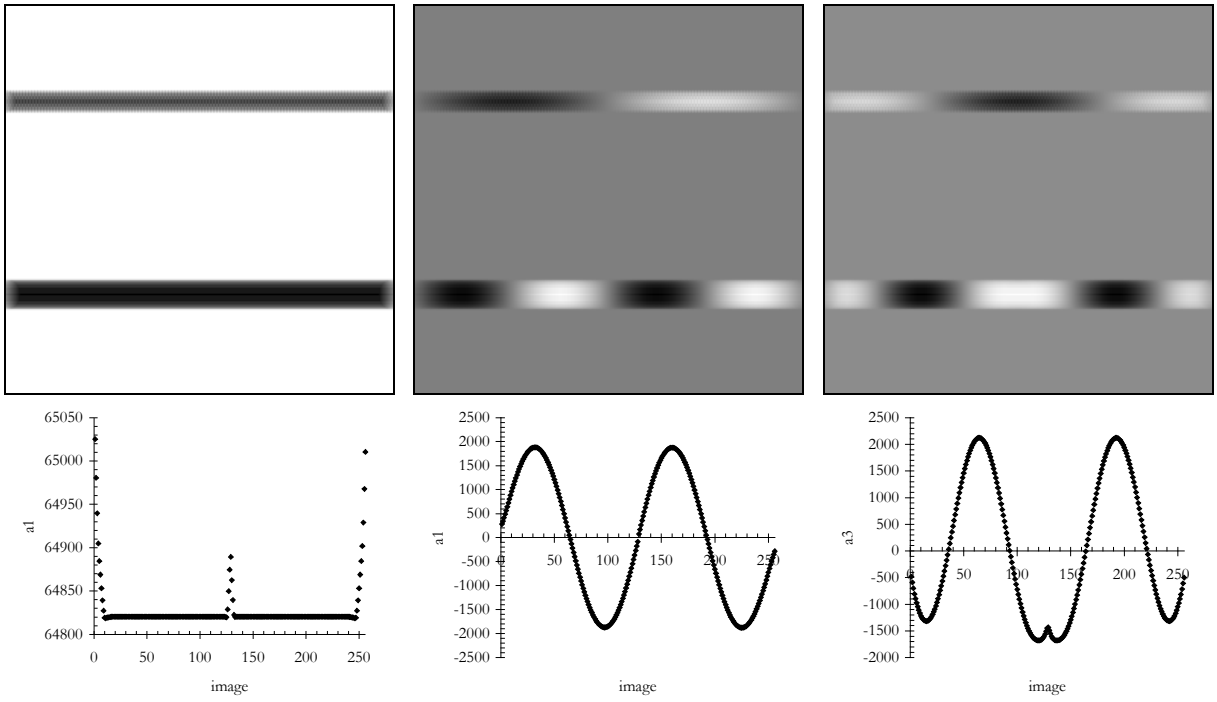
L'évolution des modes montre des comportements sinusoïdaux. Les différentes périodes ainsi que les différentes tailles des zones des modes propres sont répertoriées dans le tableau suivant. La vitesse de convection U_c est définie par le rapport entre la demi période spatiale Δx et la période temporelle Δt.

	période image (pixel)	1/2 période image (pixel)	période ai (image)	Uc (pixels /image)
mode 2	256	128	126	1.02
mode 3	180	90	90	1.00
mode 4	129	64.5	65	0.99
mode 5	106	53	53	1.00
mode 6	86	43	43	1.00

On retrouve une vitesse de convection correcte pour les 5 premiers modes. La très légère différence du mode 4 et du mode 2 provient de la discrétisation des structures sur les images. La P.O.D. a donc permis de capturer des structures cohérentes de l'ensemble statistique. A partir de la taille et de l'évolution en fonction des images de ces structures, il est donc possible d'avoir accès de façon précise à la vitesse de convection.

Nous avons également appliqué cette technique sur 256 images comprenant deux tourbillons de tailles différentes et de vitesses différentes. Le gros tourbillon, situé dans le bas de l'image, avance à Uc=0,5 pixel/image et le plus petit, en haut, à 1 pixel/image. Ceci pour vérifier que cette technique fonctionne également lorsque deux objets d'une même image évoluent à des vitesses de translation différentes.

On retrouve les modes et coefficients de reconstruction suivant :



a) mode 1 b) mode 2 c) mode 3

figure VII-12 : Les 3 premiers modes et les 3 évolutions des coefficients de reconstruction correspondants, dans le cas où deux tourbillons sont convectés à des vitesses différentes.

De la même façon, on peut définir les différentes vitesses de convection dans le tableau suivant.

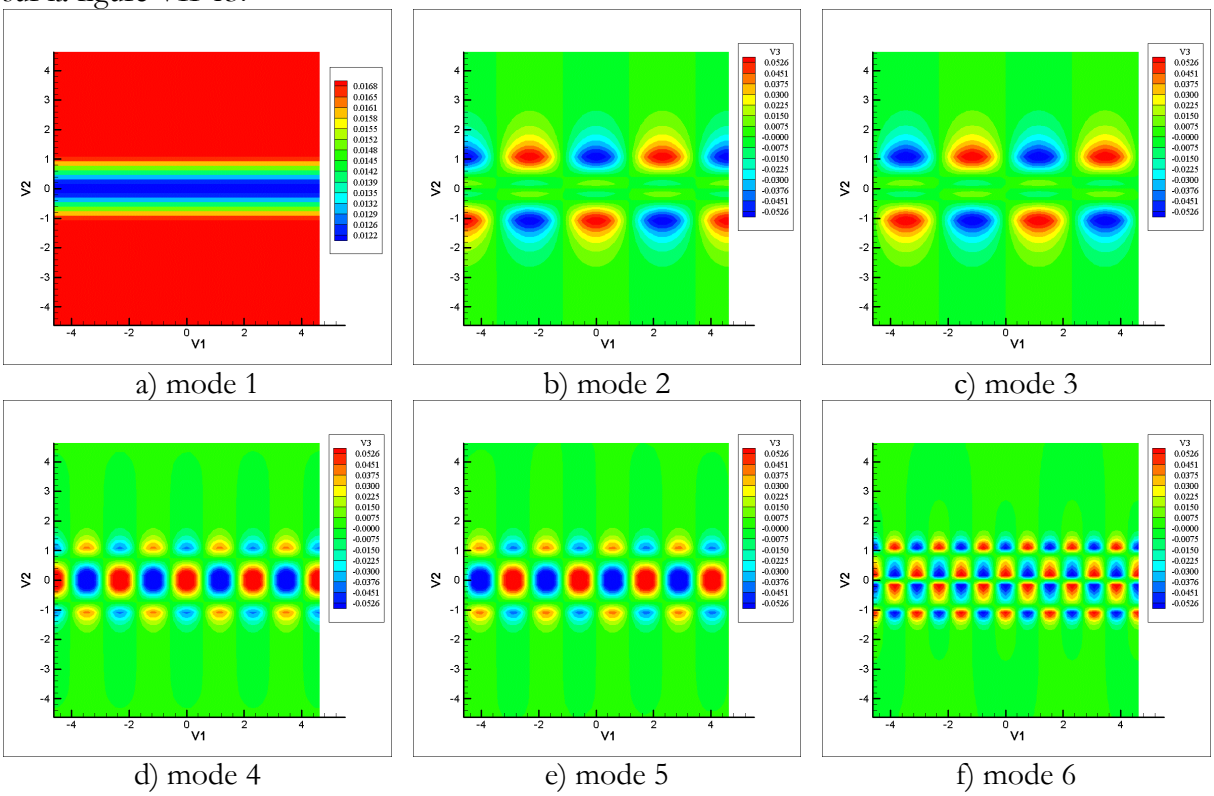
	petit tourbillon			
	période image (pixel)	1/2 période image (pixel)	période ai (image)	Uc (pixel/image)
mode 2	128	64	128	0.5
mode 3	128	64	128	0.5
mode 4	65	32.5	65	0.5
	gros tourbillon			
	période image (pixel)	1/2 période image (pixel)	période ai (image)	Uc (pixel/image)
mode 2	256	128	128	1
mode 3	256	128	128	1
mode 4	131	65.5	65	1.007692308

On voit que cette méthode appliquée à des images synthétiques donne de très bon résultats, dans le cas simple d'un seul tourbillon, puis dans le cas de deux tourbillons évoluant à des vitesses différentes.

Nous allons maintenant valider cette méthode dans le cas de la modélisation de l'allée de Bénard von Kàrmàn.

VII-4.2 Application sur des champs synthétiques de l'allée de Bénard Von Karman.

Weiss en 1999 [113], a simulé numériquement le champ de vitesse présent dans le sillage d'un obstacle cylindrique à faible nombre de Reynolds (50<Re<100), régime pour lequel se développe une double allée antisymétrique de tourbillons appelée « allée de Bénard von Kàrmàn ». Ce modèle, qui utilise des tourbillons de Rankine Green, simule le champ de vitesse (instantané et moyen) ainsi que la diffusion d'un scalaire émis par une source placée dans cette allée. La vitesse de convection Uc* introduite dans ce modèle est égale à $0{,}85U_\infty$, où U_∞ est la vitesse de l'écoulement libre. Nous nous intéresserons uniquement aux champs de vitesses 2D. La P.O.D. est appliquée sur une période des champs de la norme de la vitesse. Chaque champ contient 5 tourbillons. Nous obtenons pour les premiers modes suivants les résultats présentés sur la figure VII-13.



a) mode 1 b) mode 2 c) mode 3

d) mode 4 e) mode 5 f) mode 6

figure VII-13 : Topologie des premiers modes propres de la norme de la vitesse dans le cas d'une simulation de l'allée Bénard Von Karman.

La topologie du mode 1 est identique au champ moyen de la norme de la vitesse. Les modes 2 et 3 sont caractérisés par une succession de zones positive et négative antisymétrique par rapport au centre de l'allée. Les topologies des modes 2 et 3 sont similaires, mais déphasées spatialement. On retrouve les mêmes éléments pour les modes 4 et 5 avec des échelles spatiales plus fines.

L'évolution des coefficients de reconstruction a_i est sinusoïdale pour i>1. Les coefficients a_2 et a_3 déphasés temporellement, comme les modes étaient également spatialement déphasés.

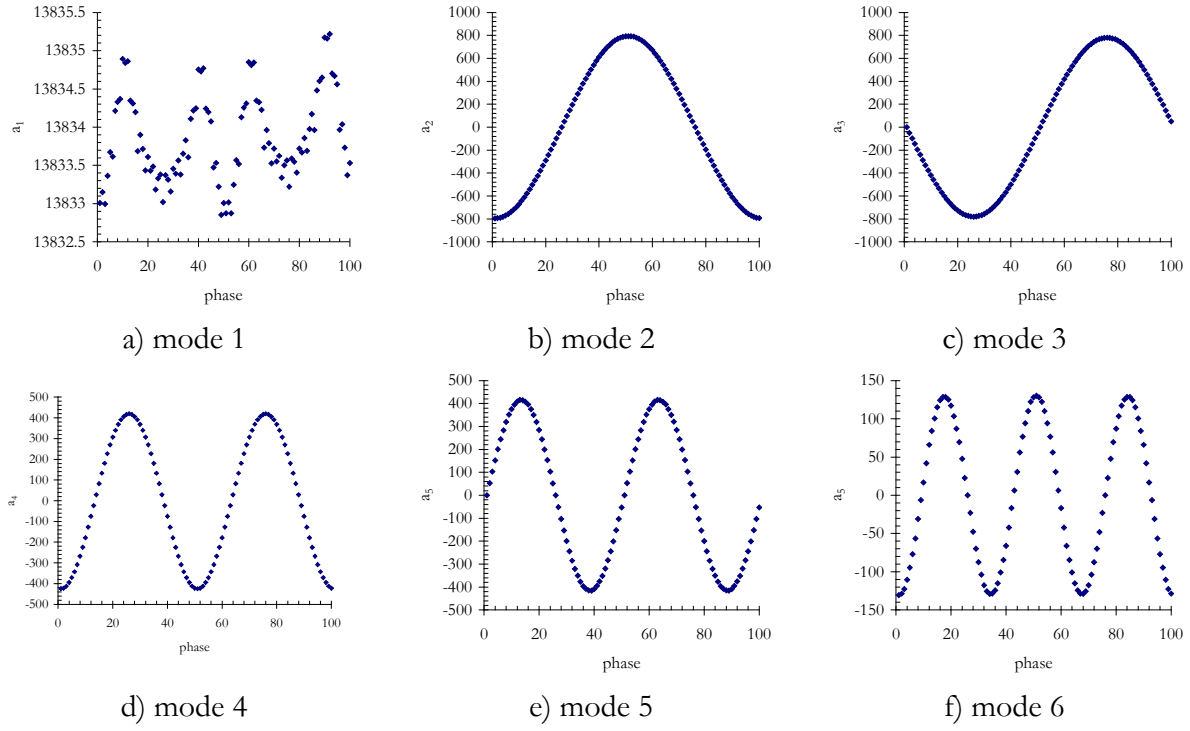


figure VII-14 : Evolutions des premiers coefficients de reconstruction a_i des modes.

On définit la vitesse de convection Uc*, comme étant égale au rapport de la taille d'une zone positive, ou négative, d'un mode à la période du coefficient de reconstruction du mode. En adimensionnant cette vitesse par U_∞, on retrouve une vitesse constante égale à 0,85.

VII-4.3 Application sur des champs expérimentaux de l'allée de Bénard Von Karman.

Cette application concerne des mesures expérimentales couplées de vitesses par A.D.L. et de température par fil froid obtenues par Godard en 2001 dans une allée périodique de Bénard von Kàrmàn. Une période caractéristique de l'allée est décomposée en 200 phases sur lesquelles nous appliquons la P.O.D. Nous obtenons les résultats à partir des champs de la norme de la vitesse et de la température.

VII-4.3.1 Champs de la norme de la vitesse.

Comme le montre la figure VII-15, la topologie des premiers modes est similaire à celle déterminée sur les champs simulés. Un légère différence apparaît sur le mode 1, liée à la faible divergence de l'allée. Les modes 2 et 3, ainsi que 4 et 5, montrent une orientation des zones positives et négatives, qui indique que la vitesse des structures n'est plus constante sur l'allée.

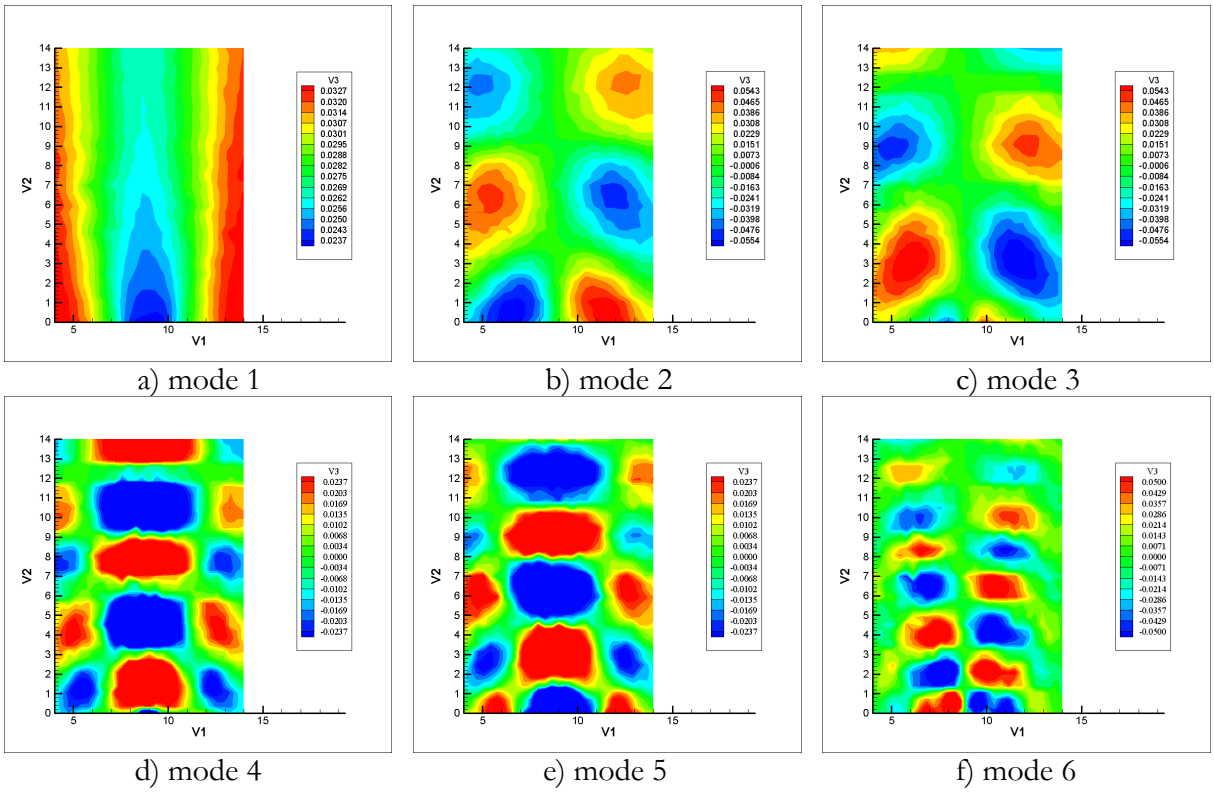


figure VII-15 : Topologie des 6 premiers modes calculés sur la norme des vitesses sur une période dans l'allée Bénard Von Karman.

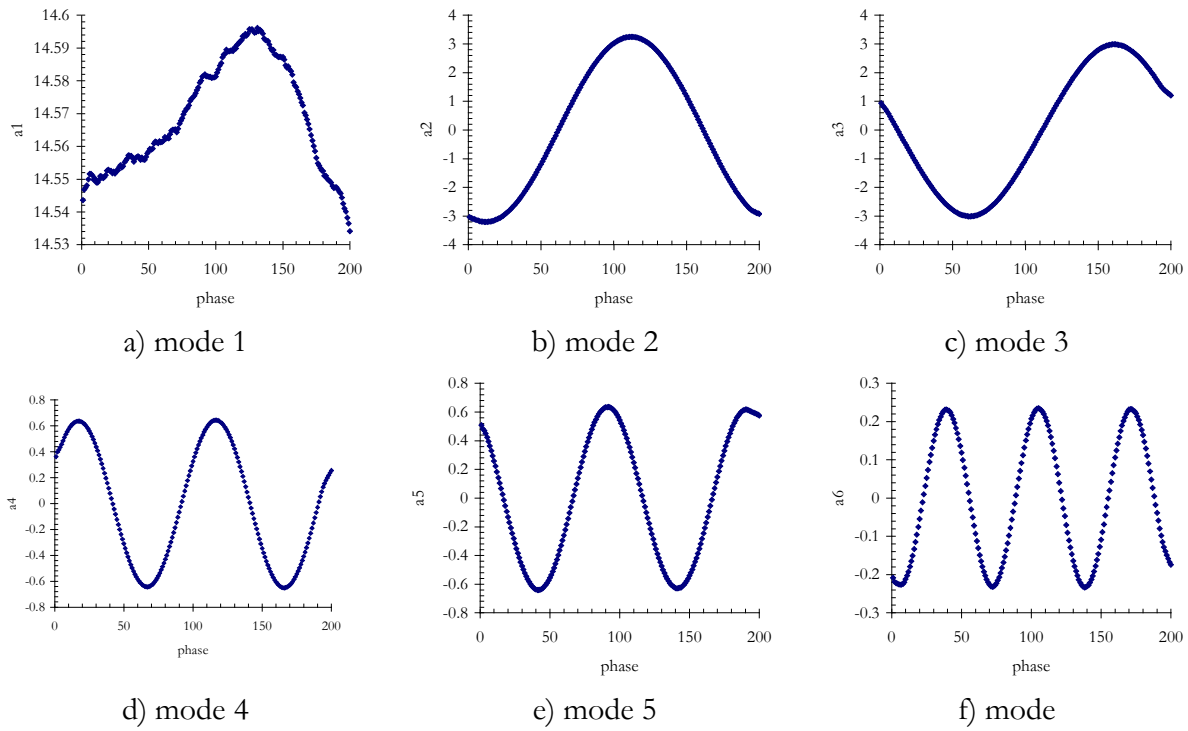
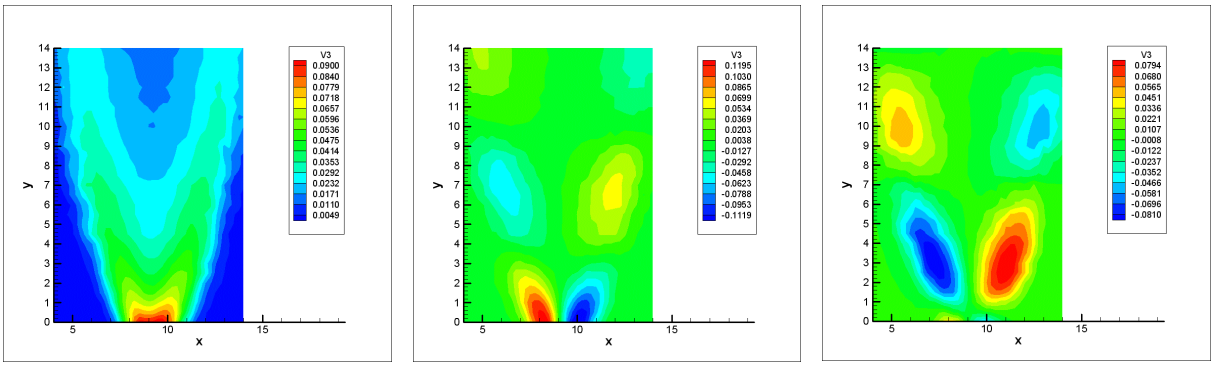


figure VII-16 : Evolutions des premiers coefficients de reconstruction de la P.O.D. appliquée sur les champs de la norme de la vitesse.

VII-4.3.2 Champs de température.

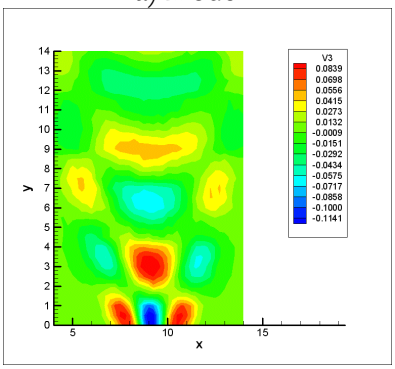
Nous obtenons sur la figure VII-17 les 6 premiers modes pour la température:



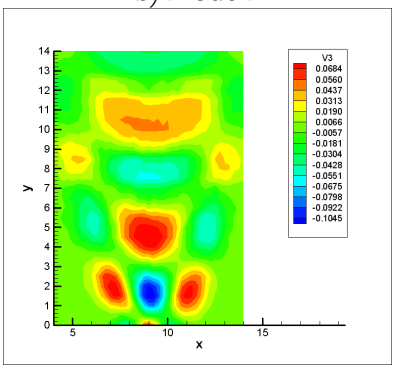
a) mode 1

b) mode 2

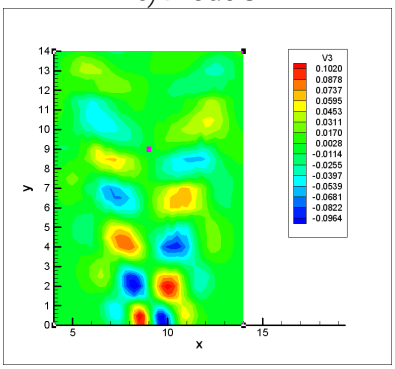
c) mode 3



d) mode 4

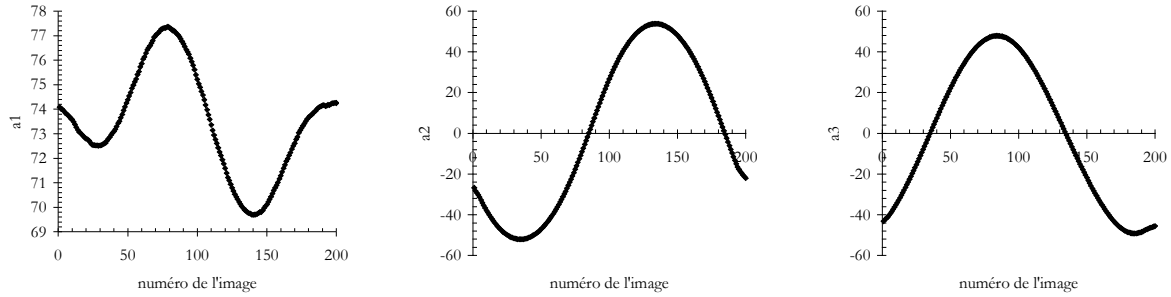


e) mode 5



f) mode 6

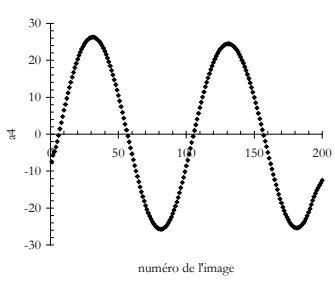
figure VII-17 : Topologie des premiers modes propres calculés par la P.O.D. à partir d'une période de l'évolution de la température dans l'allée de Bénard Von Karman.



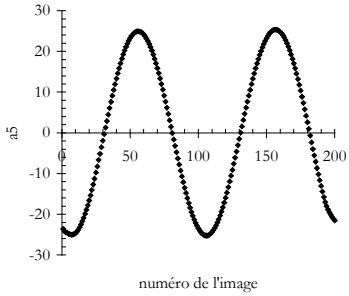
a) mode 1

b) mode 2

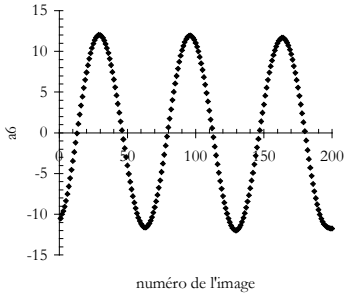
c) mode 3



d) mode 4



e) mode 5



f) mode 6

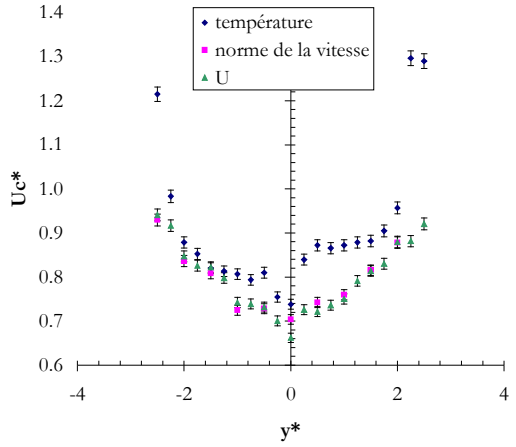
figure VII-18 : Evolution des premiers coefficients de reconstruction calculés à partir des champs de température sur une période dans l'allée Bénard Von Karman.

Nous pouvons comparer les différentes mesures des vitesses de convection pour les différents scalaires avec ceux de Godard [42]. Pour déterminer U_c*, vitesse de convection normée par le vitesse à l'infini. Ces auteurs ont utilisé une méthode basée sur la recherche du temps

optimal τ_{opt}* correspondant à la valeur maximale du coefficient de corrélation spatio-temporel des fluctuations des vitesses u'*, v'* et θ'*, où θ'* est la température adimensionnée, en deux points distants de δx* dans la direction de l'écoulement principal. U_c* est alors déterminé par : $U_c^* = \delta x^* / \tau_{opt}^*$.

Nous obtenons à partir des mesures expérimentales de température et de vitesse, les profils de vitesse de convection suivants, obtenus à partir des modes 2 de la P.O.D. comparés au profil de Godard.

On remarque que les valeurs obtenues par la P.O.D. à partir des champs de température donnent des résultats tout à fait équivalents aux résultats de Godard. Toutefois, les valeurs obtenues pour Uc* semblent être légèrement sous estimées par rapport aux mesures de Godard.



a) b)

figure VII-19 : Profil transversal de la vitesse de convection à partir de a) du traitement P.O.D., b) des mesures de Godard.

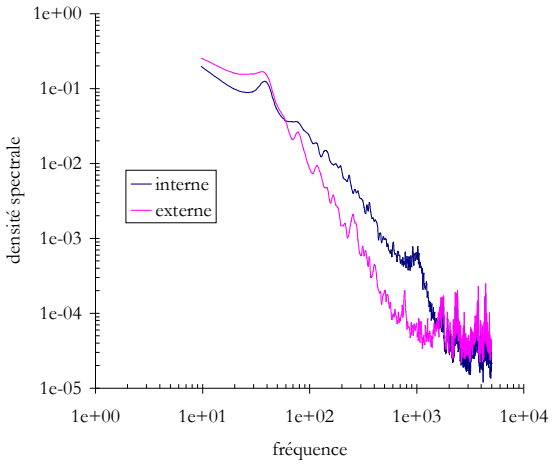
La P.O.D. permet, à partir d'un ensemble statistique de données temporellement corrélées, de capturer les structures cohérentes de l'écoulement étudié. La période temporelle caractéristique de ces structures est obtenue à partir de l'étude des coefficients de reconstruction correspondants aux structures cohérentes contenues dans les modes correspondants. La taille et la période de ces structures permet d'avoir accès à la vitesse de convection locale des structures cohérentes capturées par la P.O.D. Cette méthode est donc applicable sur divers supports expérimentaux : scalaires passifs (température), composantes des vitesses (U et V), mais également sur des images ou des champs scalaires.

Nous aurions également pu utiliser la P.O.D. sur les champs de vorticité, par exemple. Toutefois, la vorticité est calculée à partir d'un gradient des vitesses. Il faut donc que la résolution spatiales des vecteurs soit précise, pour que les structures cohérentes capturées par la P.O.D. soient bien définies.

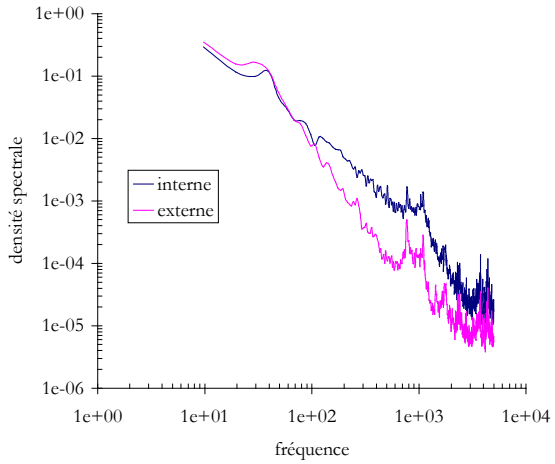
VII-5 Comparaison entre les densités spectrales des vitesses longitudinales de la zone de mélange externe de la zone initiale du jet annulaire et la zone interne.

Les densités spectrales de la vitesse longitudinale mesurées dans les zones de mélange externe et interne sont tracées sur la figure VII-20, la figure VII-21 et la figure VII-22 en X* égal à 0,05, 0,1, 0,15, 0,2, 0,25, 0,35 et 0,5 pour les trois vitesses étudiées Uo égales à 8, 15 et 30 m/s.

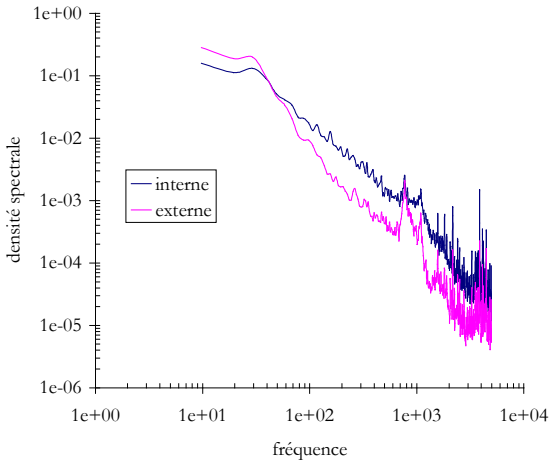
Ces résultats mettent en évidence le niveau de turbulence plus élevé présent dans la couche de mélange interne. Ces résultats montrent également l'existence d'instabilités.



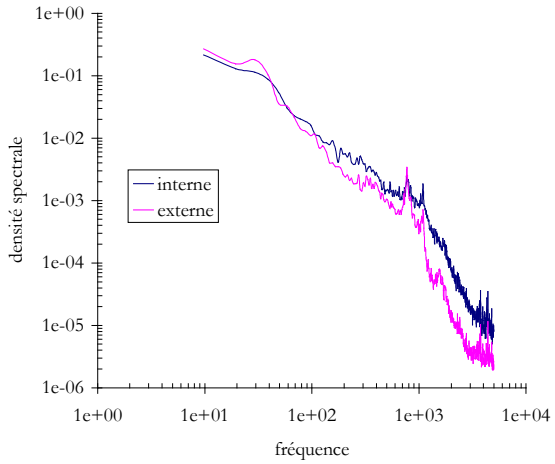
a) X*=0,05



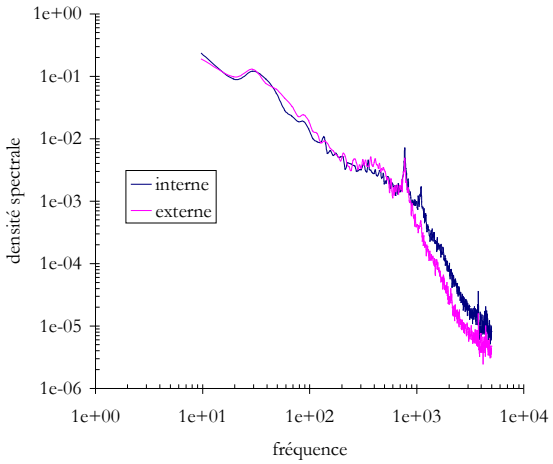
b) X*=0,1



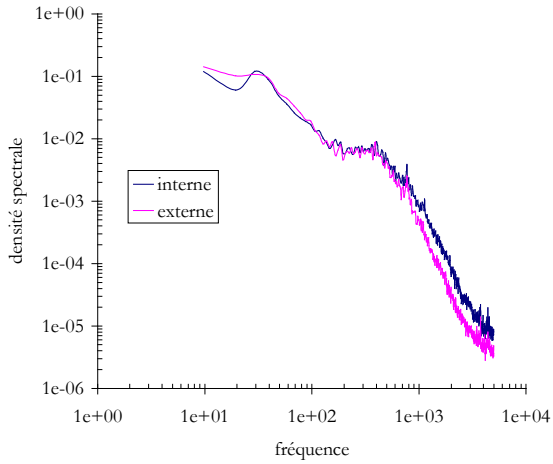
c) X*=0,15



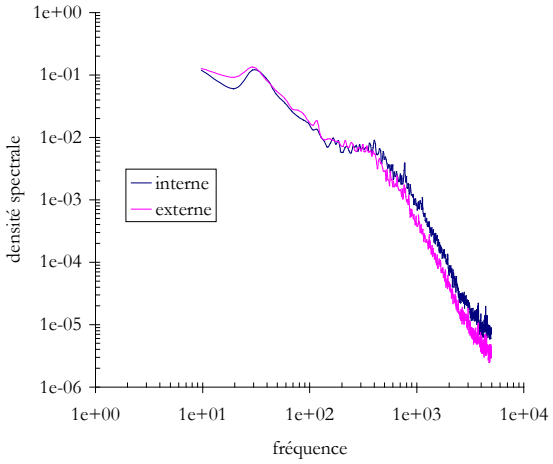
d)X*=0,2



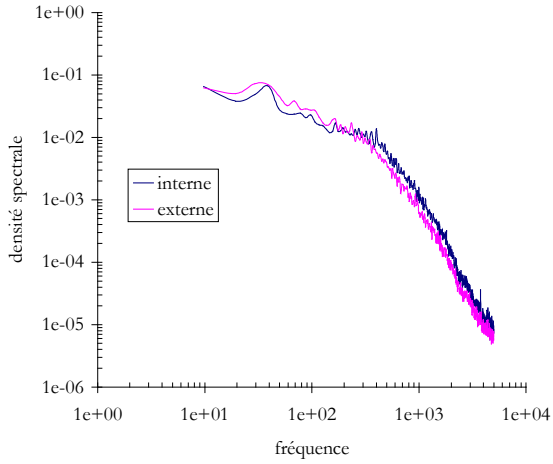
e) X*=0,25



f) X*=0,3

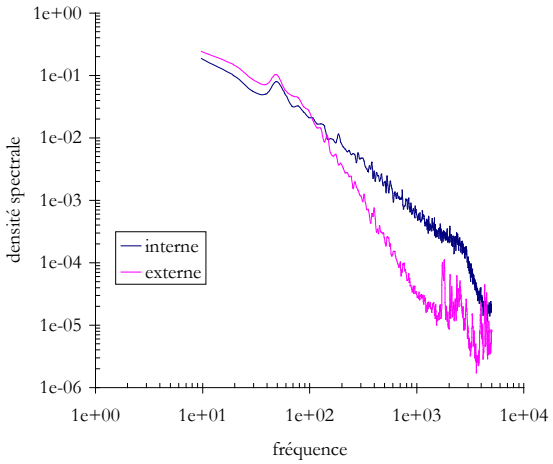


g) X*=0,35

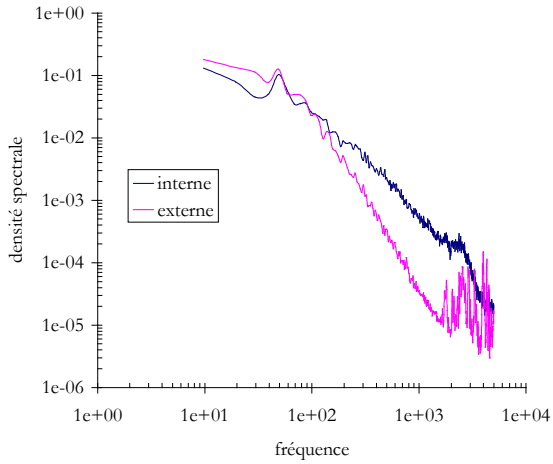


h) X*=0,5

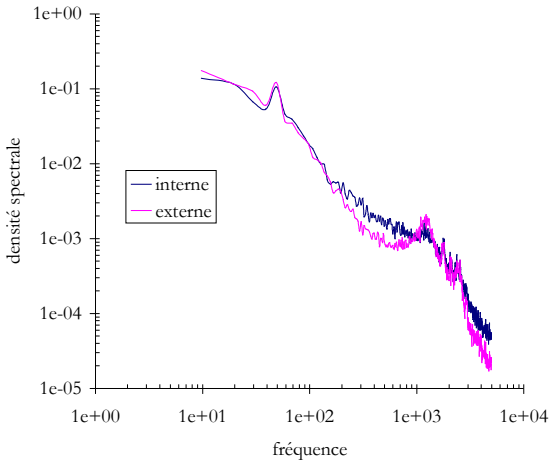
figure VII-20 : Comparaison des densités spectrales pour Uo=8 m/s.



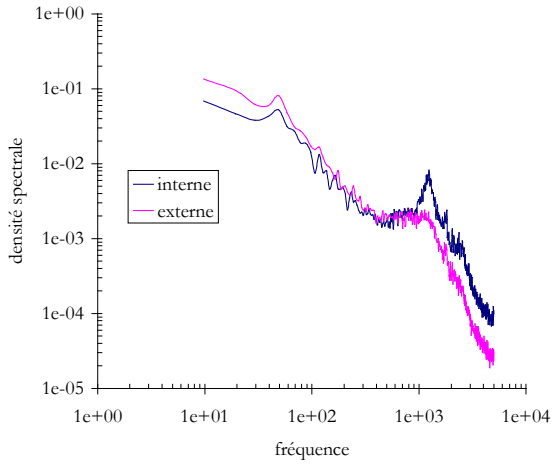
a) X*=0,05



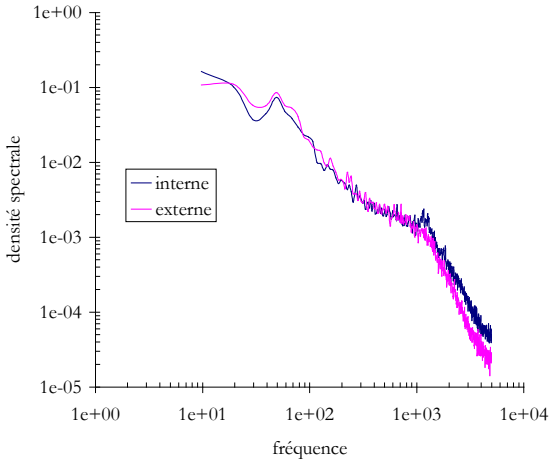
b) X*=0,1



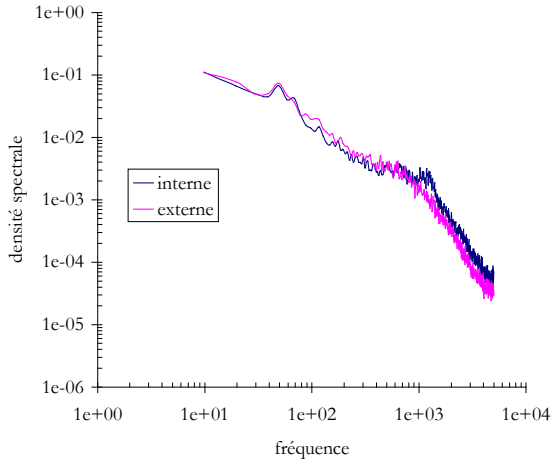
c) X*=0,15



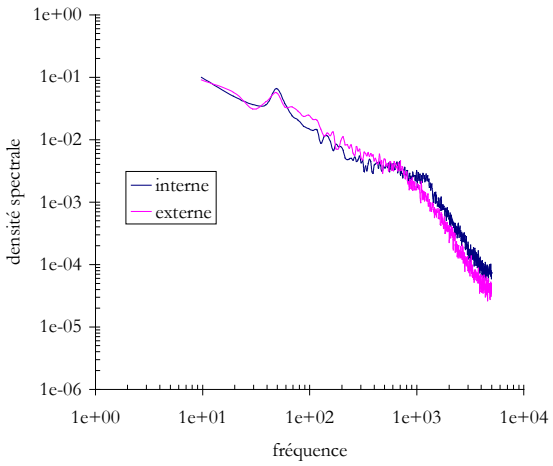
d)X*=0,2



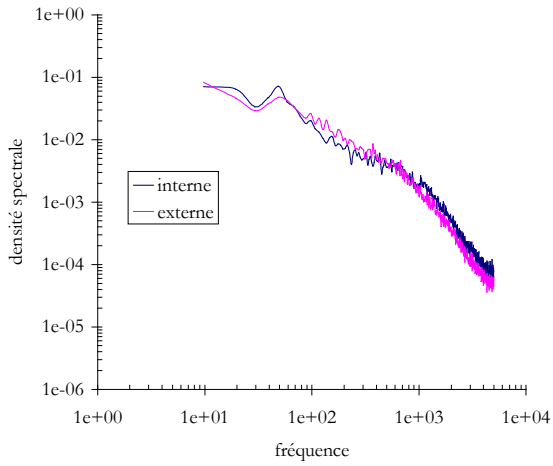
e) X*=0,25



f) X*=0,3

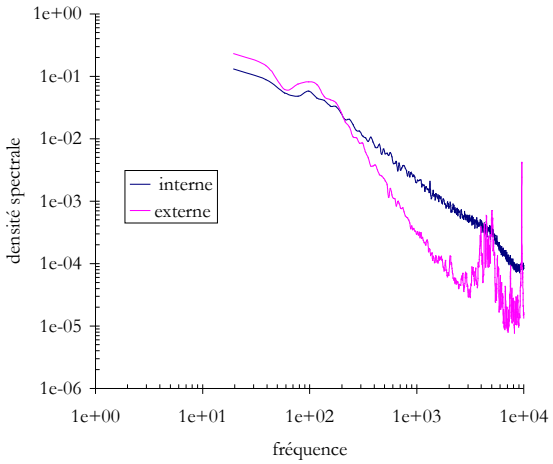


g) X*=0,35

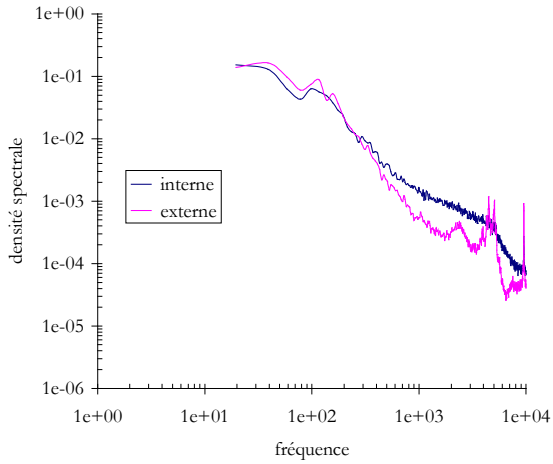


h) X*=0,5

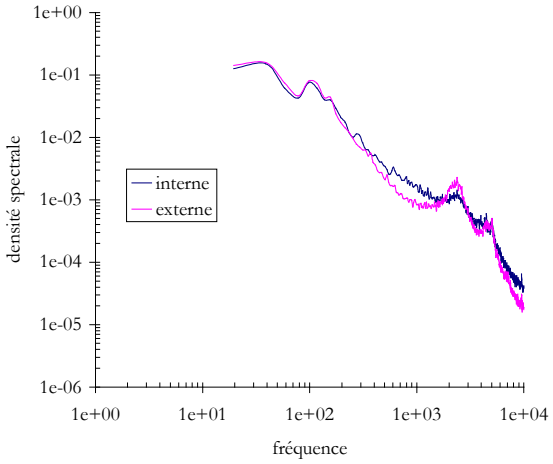
figure VII-21 : Comparaison des densités spectrales pour Uo=15 m/s.



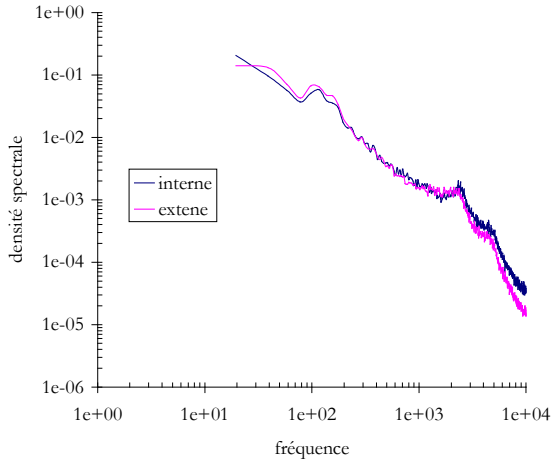
a) X*=0,05



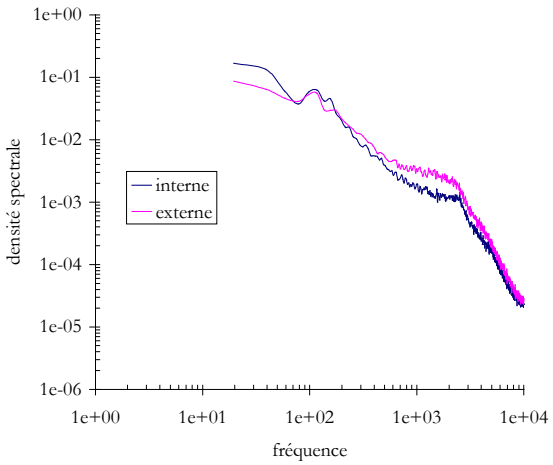
b) X*=0,1



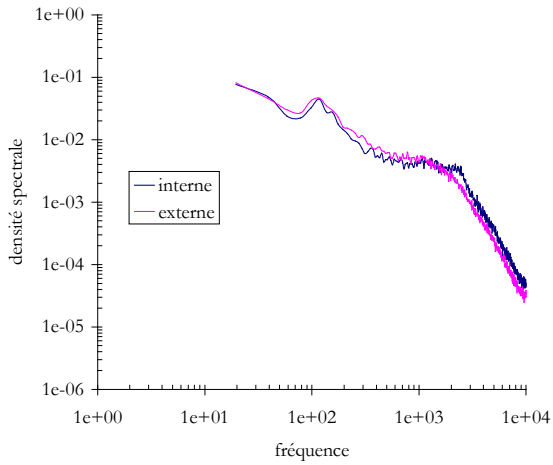
c) X*=0,15



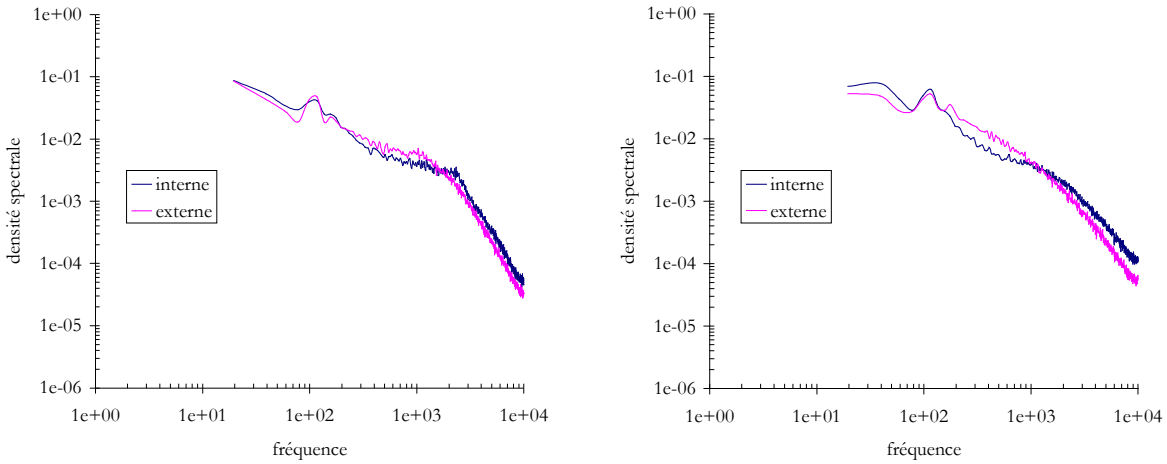
d)X*=0,2



e) X*=0,25



f) X*=0,3



g) X*=0,35 h) X*=0,5

figure VII-22 : Comparaison des densités spectrales pour Uo=30 m/s.

VII-6 fonctions densités de probabilité des vitesses longitudinales mesurée après le point de rattachement du jet annulaire.

Les densités de probabilité des vitesses longitudinales obtenues sur l'axe du jet pour les trois vitesses Uo égales à 8, 15 et 30 m/s sont tracées sur la figure VII-23. Ces résultats montrent que les fluctuations des vitesses longitudinales suivant approximativement une loi gaussienne.

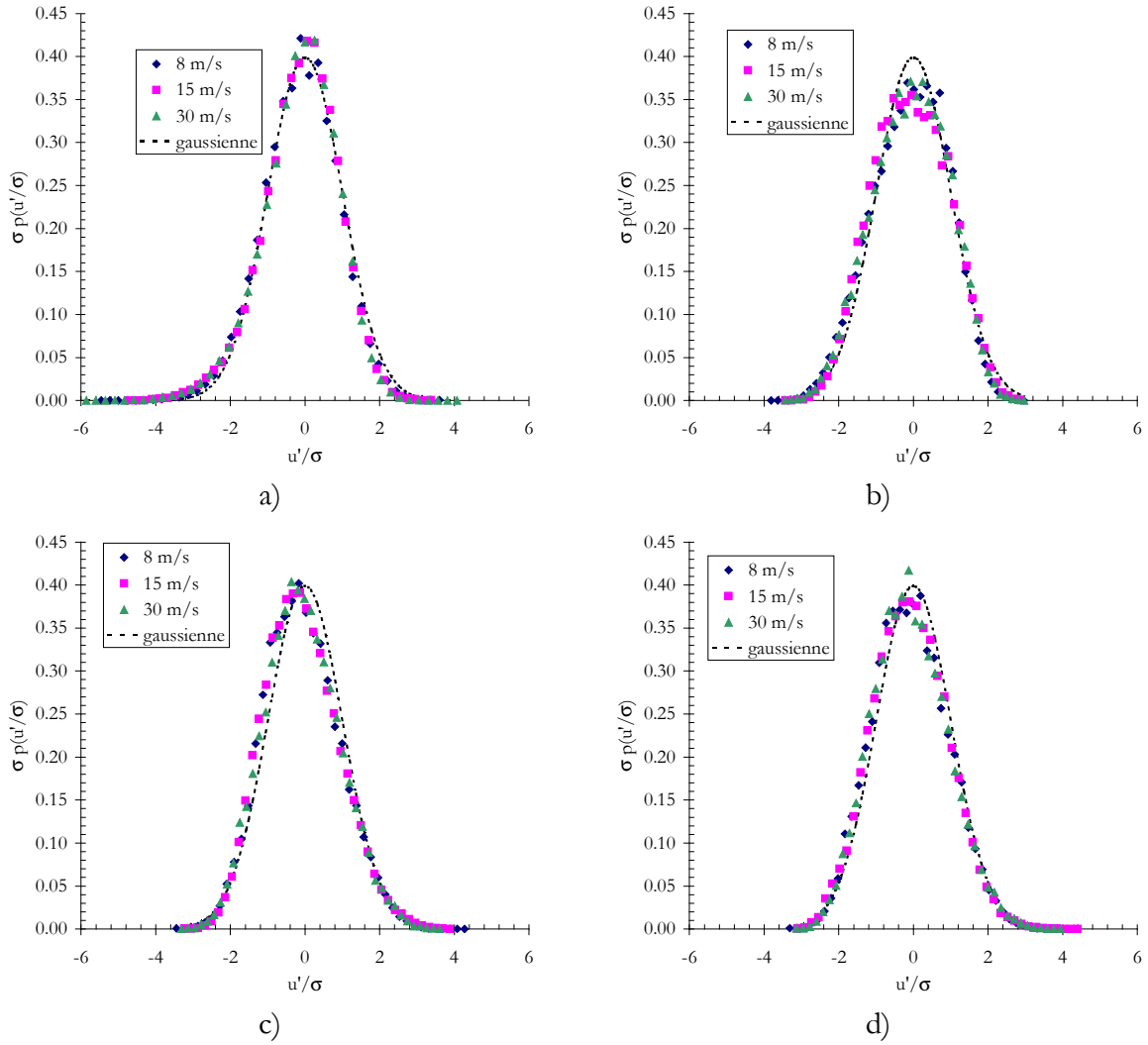


figure VII-23 : Pdf des vitesses longitudinales sur l'axe du jet en X égal à a) 1,5, b) 3, c) 5 et d) 7 pour Uo=8, 15 et 30 m/s.*

Les densités de probabilité des vitesses longitudinales obtenues à $y_{0,5}$* pour les trois vitesses Uo égales à 8, 15 et 30 m/s sont tracées sur la figure VII-24. Ces résultats montrent la dissymétrie légèrement positive de ces fluctuations de vitesse en relation avec l'arrivée intermittente de fluide de plus forte vitesse.

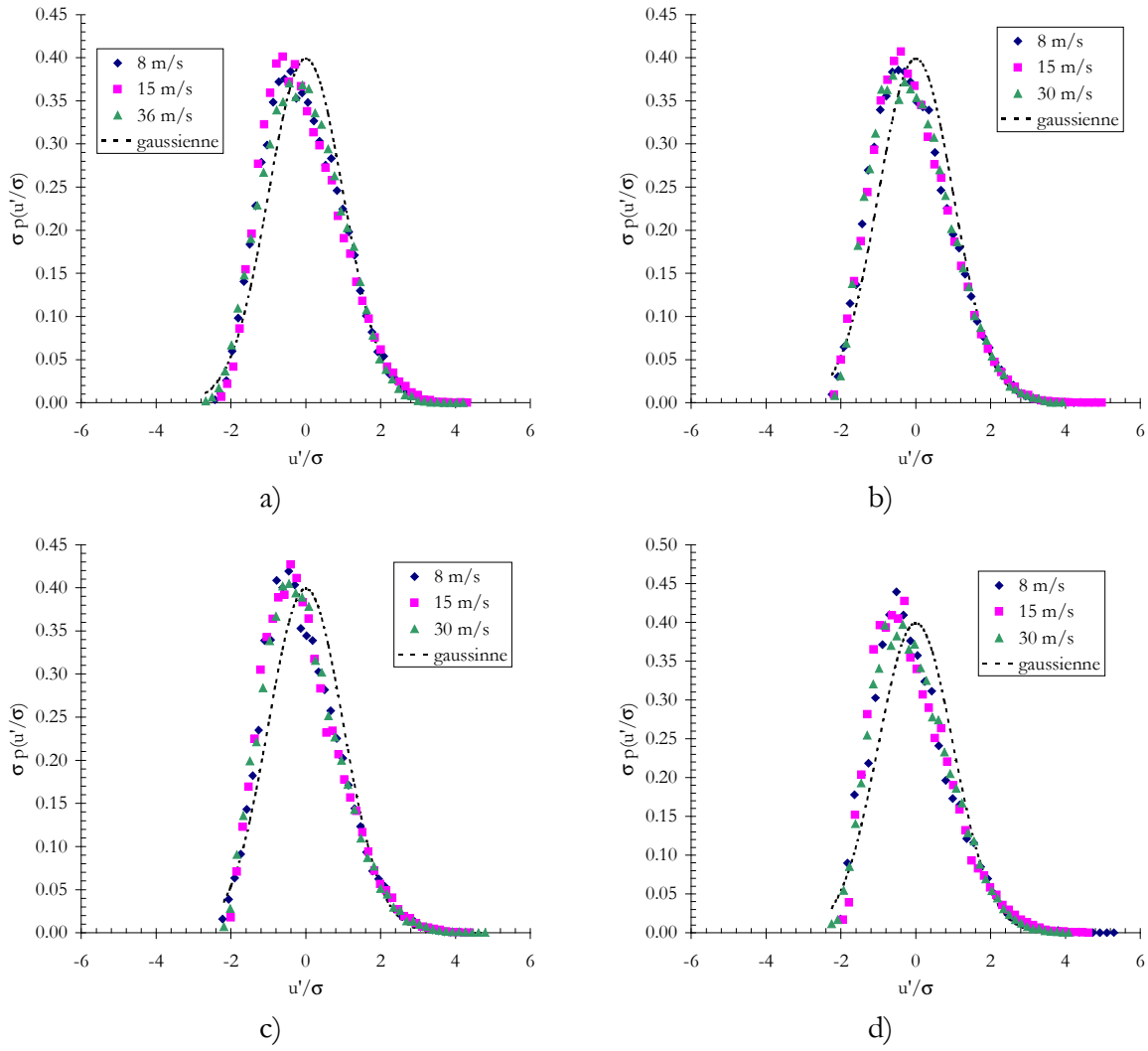


figure VII-24 : Pdf des vitesses longitudinales du jet en U/Um=0,5 pour X égal à a) 1,5, b) 3, c) 5 et d) 7 pour Uo=8, 15 et 30 m/s.*

Les densités de probabilité des vitesses longitudinales obtenues à $y_{0,1}$* du jet pour les trois vitesses Uo égales à 8, 15 et 30 m/s sont tracées sur la figure VII-25. Ces densités ont un caractère fortement dissymétrique. Cette dissymétrie positive est liée à l'arrivée peu fréquente en moyenne sur les bords de fluide provenant du centre du jet.

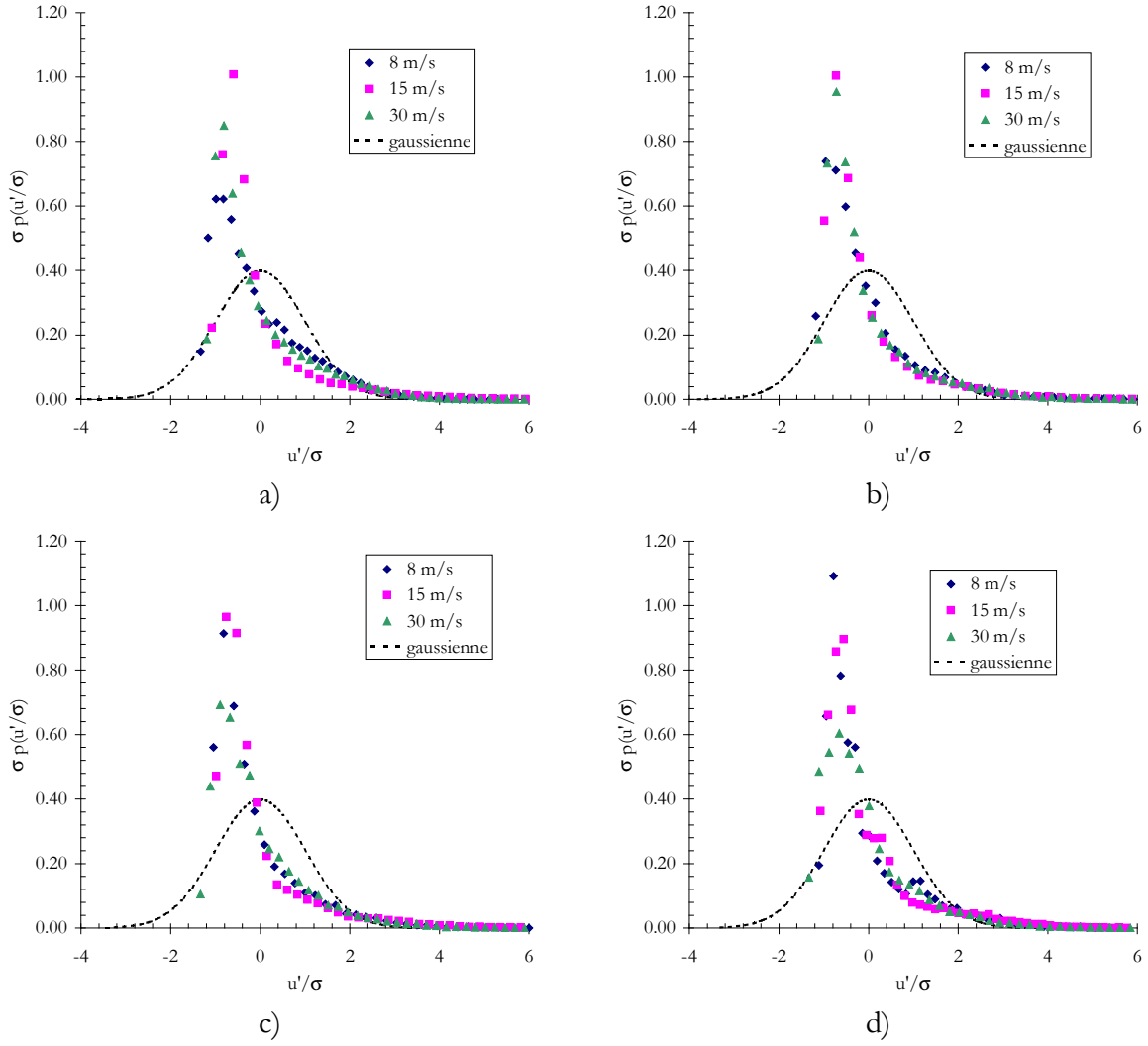
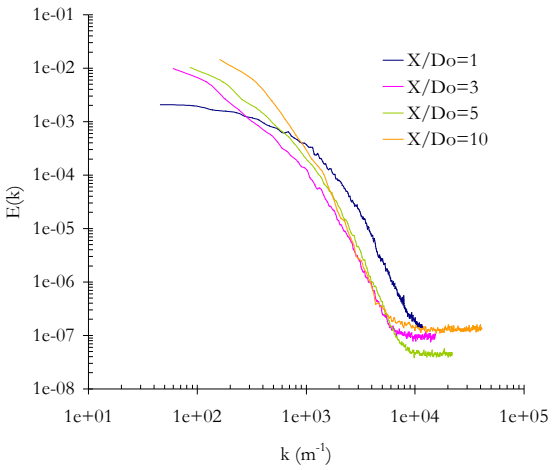


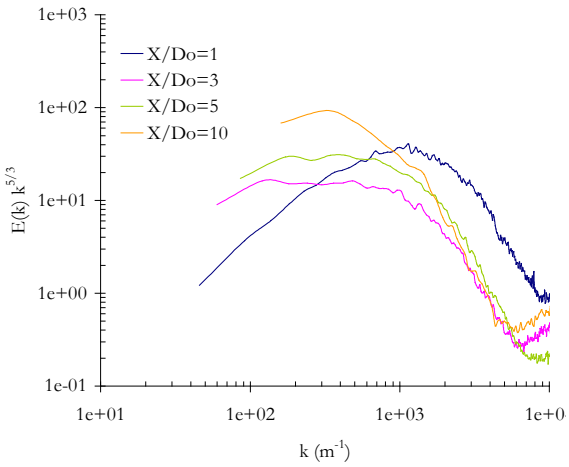
figure VII-25 : Pdf des vitesses longitudinales du jet en U/Um=0,1 pour X égal à a) 1,5, b) 3, c) 5 et d) 7 pour Uo=8, 15 et 30 m/s.*

VII-7 Spectres et spectres compensés de turbulence.

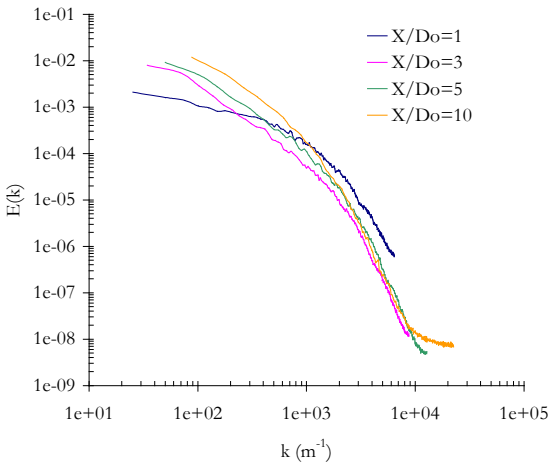
Les densités spectrales de la vitesse longitudinale mesurées à X* égal à 1, 3, 5 et 10 sont tracées sur la figure VII-26 (a) (b) et (c) pour Uo égal à 8, 15 et 30 m/s. Les spectres compensés obtenus en multipliant la densité spectrale par $k^{5/3}$ sont tracées sur les figures (a') (b') et (c') pour les mêmes conditions. Ces résultats mettent en évidence l'existence d'un certain domaine inertiel pour X*≥3.



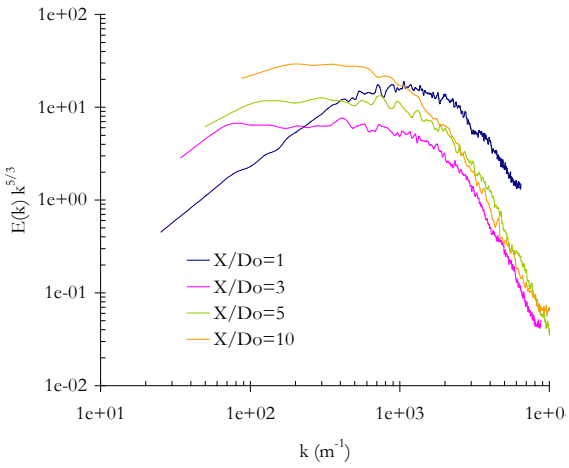
a)



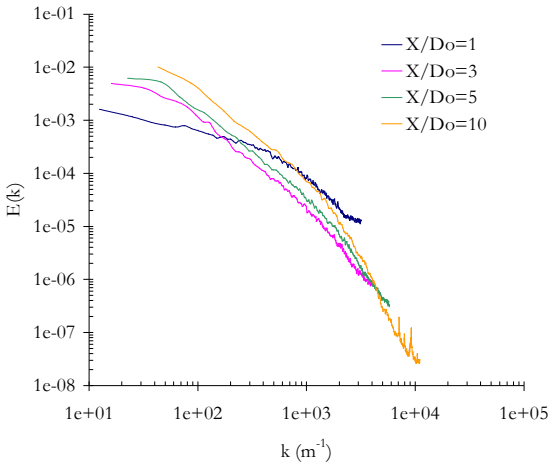
a')



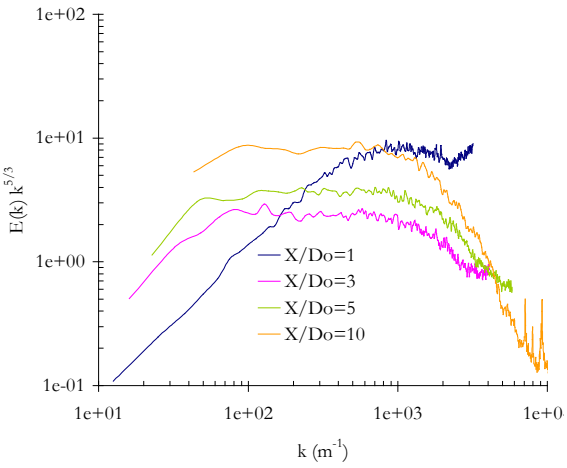
b)



b')



c)

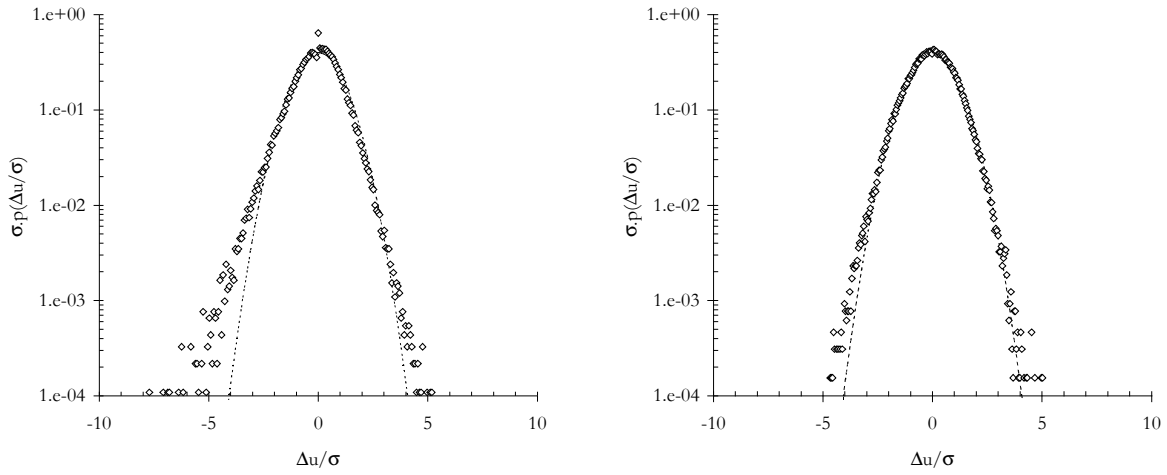


c')

figure VII-26 : Spectres et spectres compensés pour Uo=a) 8, b) 15 et c) 30 m/s.

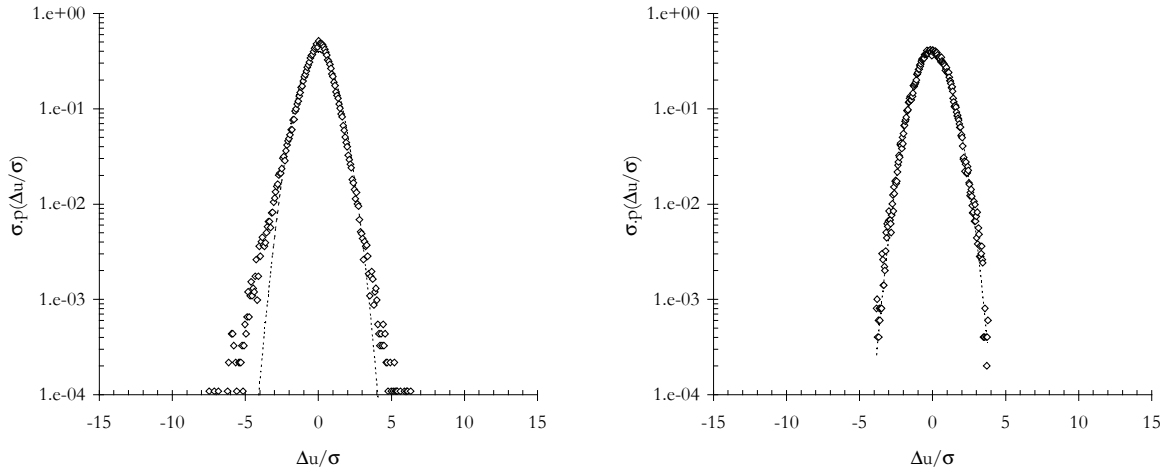
VII-8 fonctions densités de probabilité des incréments de vitesses sur l'axe du jet dans la zone de jet pleinement développé.

Les densités de probabilités des incréments de vitesse obtenues sur l'axe du jet pour Uo égal à 8 m/s à des distances X* égales à 1, 5 et 10 sont tracées de la figure VII-27 à la figure VII-29. Pour chaque position, on remarque que les effets d'intermittence apparaissent pour des incréments de l'ordre de plusieurs dizaines de η.



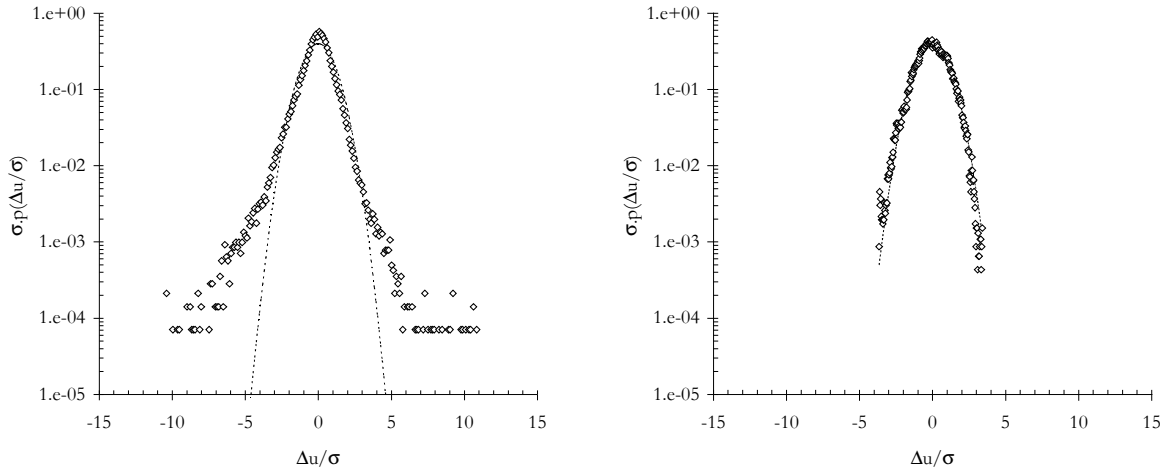
a) 3 η b) 30 η

figure VII-27 : fonctions densités de probabilité des incréments de vitesses pour Uo=8 m/s, à différentes échelles, pour X =1.*



a) 10 η b) 1000 η

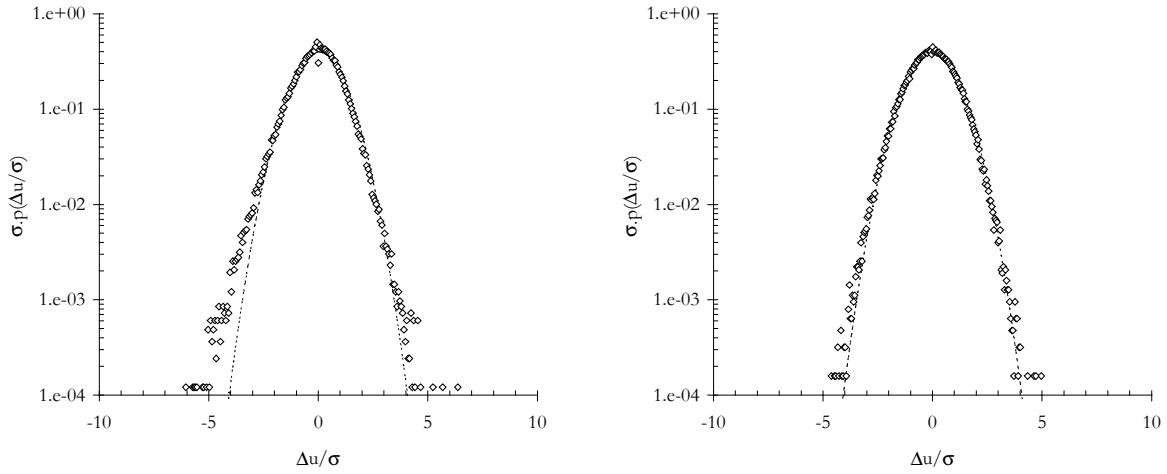
figure VII-28: fonctions densités de probabilité des incréments de vitesses pour Uo=8 m/s, à différentes échelles, pour X =5.*



a) 3,2 η b) 320 η

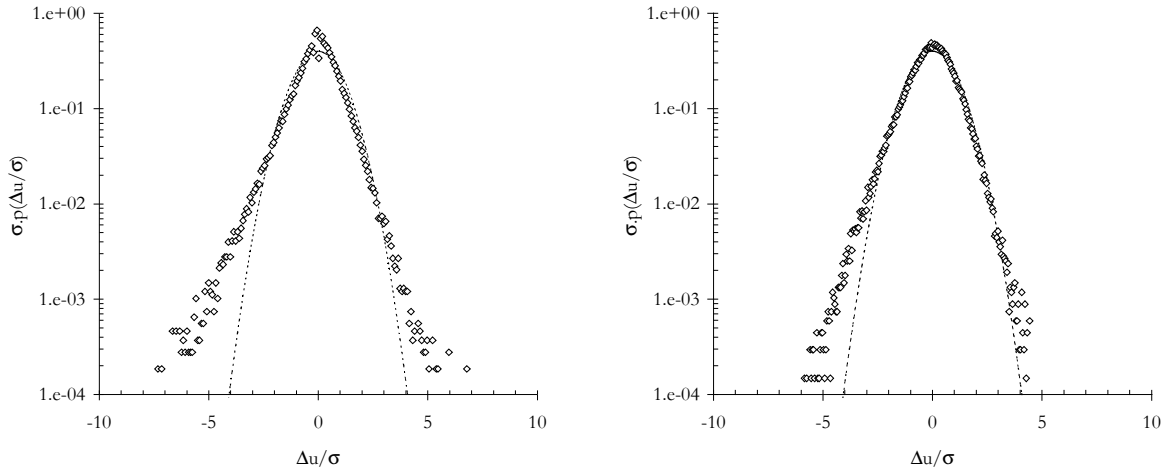
figure VII-29 : fonctions densités de probabilité des incréments de vitesses pour Uo=8 m/s, à différentes échelles, pour X=10.*

Les densités de probabilités des incréments de vitesse obtenues sur l'axe du jet pour Uo égal à 15 m/s à des distances X* égales à 1, 5 et 10 sont tracées de la figure VII-30 à la figure VII-32.



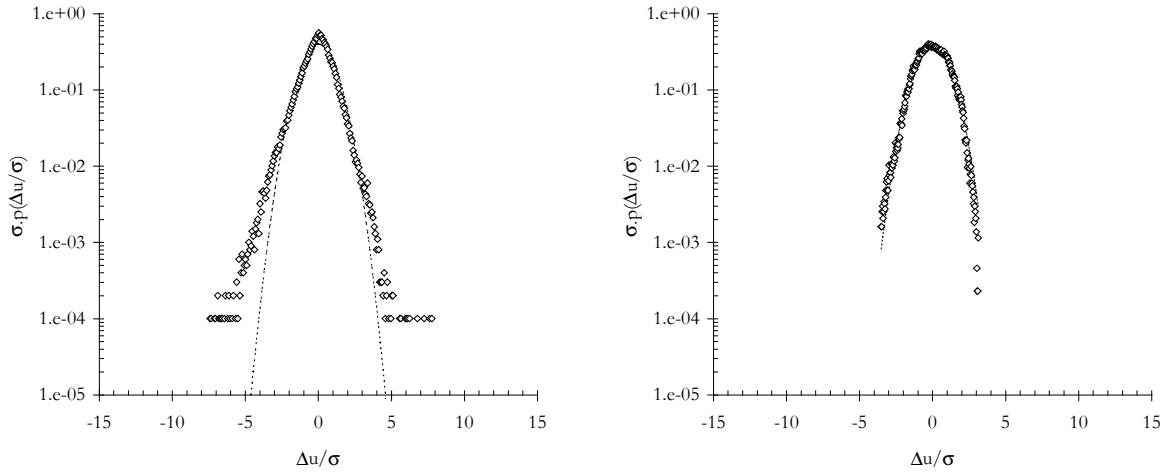
a) 8 η b) 79 η

figure VII-30 : fonctions densités de probabilité des incréments de vitesses pour Uo=15 m/s, à différentes échelles, pour X =1.*



a) 3 η b) 29 η

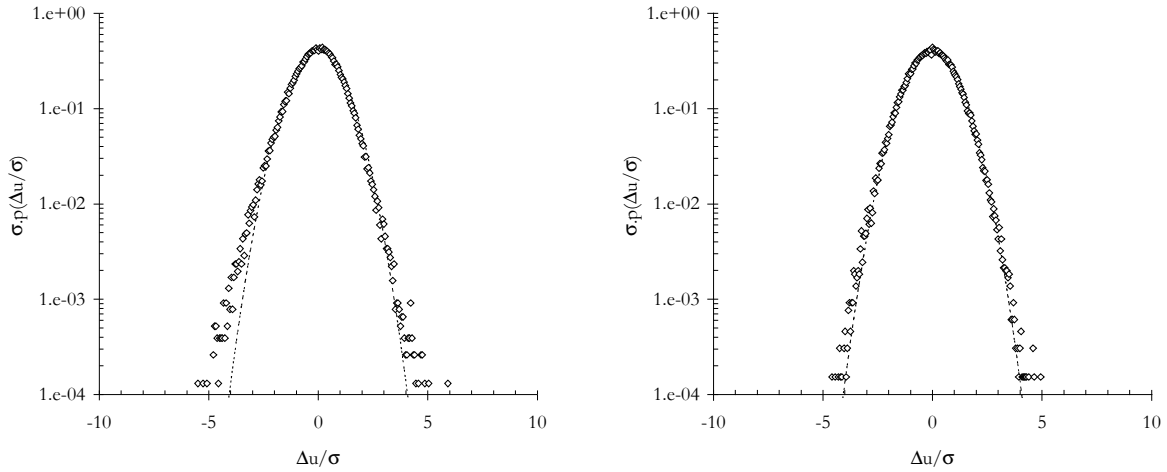
figure VII-31 : fonctions densités de probabilité des incréments de vitesses pour Uo=15 m/s, à différentes échelles, pour a) X =5.*



a) 9 η b) 290 η

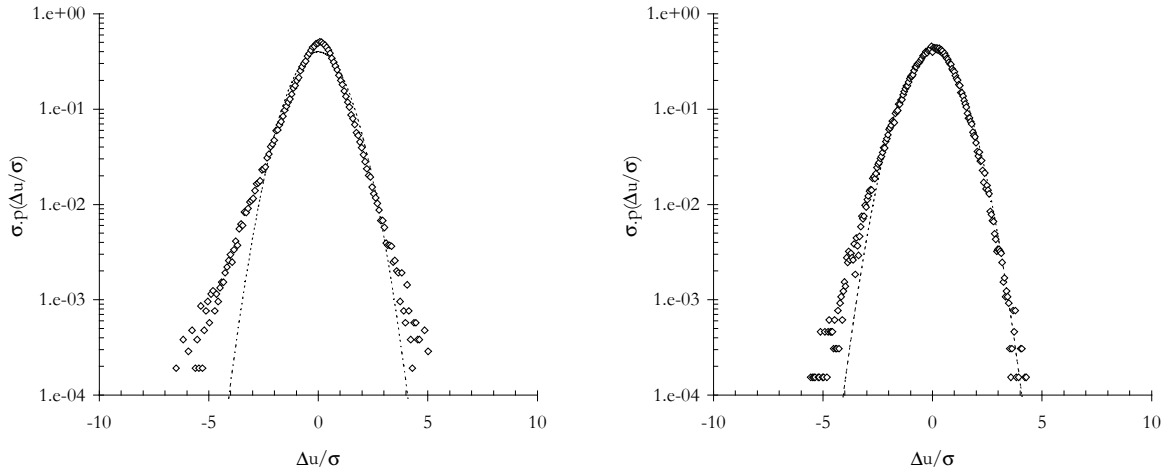
figure VII-32 : fonctions densités de probabilité des incréments de vitesses pour Uo=15 m/s, à différentes échelles, pour X =10.*

Les densités de probabilités des incréments de vitesse obtenues sur l'axe du jet pour Uo égal à 30 m/s à des distances X* égales à 1, 5 et 10 sont tracées de la figure VII-33 à la figure VII-35.



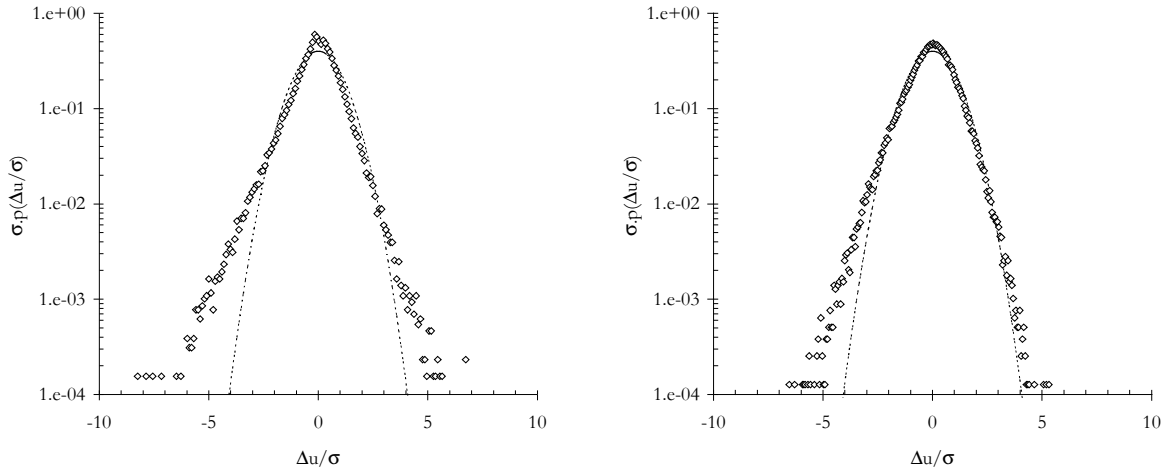
a) 18 η b) 181 η

figure VII-33 : fonctions densités de probabilité des incréments de vitesses pour Uo=30 m/s, à différentes échelles, pour X =1.*



a) 8 η b) 80 η

figure VII-34 : fonctions densités de probabilité des incréments de vitesses pour Uo=30 m/s, à différentes échelles, pour X =5.*



a) 3 η b) 31 η

figure VII-35 : fonctions densités de probabilité des incréments de vitesses pour Uo=30 m/s, à différentes échelles, pour X =10.*

Références bibliographiques

[1] **« Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing », Second Edition.** Cambridge University Press.

[2] **Abdel-Rahman A.A., Chakroun W. et Al-Fahed S.F.** « LDA measurements in the turbulent round jet. » *Mechanics Research Communications*, vol 24, nb 3, pp 277-288, 1997.

[3] **Adrian R. J**., « laser velocymetry ». *In R.J. Goldstein: Fluid Mechanics Measurements*, Springer-Verlag, Berlin, 1983, pp. 155-240.

[4] **Adrian R.J., Christensen K.T. & Liu Z.C**, « Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields. » *Experiment. in Fluids*, 29, pp 275-290, 2000.

[5] **Aly M.S et Rashed M.I.I,** « Experimental investigation of an annular jet ». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol 37, pp 155-166, 1991.

[6] **Antonia R. A, Satyaprakash B.R et Hussain A.K.M.F.** « Measurements of dissipation rate and some other characteristics of turbulent plane and circular jets. » *Physics of Fluids*, vol 23 (4), pp 695-700, 1980.

[7] **Antonia R.A, Phan-Thien et Chambers A.I.** « Taylor's hypothesis and the probability density functions of temporal velocity and temperature derivatives in a turbulent flow. » *Journal of Fluid Mechanics*, vol 100, pp 193-208, 1980.

[8] **Bailly C et Compte-Bellot G**. « Turbulence ». *Collection Sciences et technique de l'ingénieur*, édition CNRS, 2003.

[9] **Berkooz G.** « Observation on the proper orthogonal decomposition ». *Cornell University*, NY, 1993.

[10] **Berkooz G., Holmes P. et Lumley J**. « The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. » *J. Fluid Mech*, vol 25, 1993.

[11] **Borée J.** « Extented proper orthogonal decomposition : a tool to analyse correlated events in turbulent flows ». *Experiments in Fluids*, vol 35, pp 188-192, 2003.

[12] **Bowman C.T.,** « Control of combustion-generated nitrogen oxide emission : technology driven by regulation. » *Twenty-fourth symposium on combustion, the Combustion Institure*, pp 859-878, 1992.

[13] **Brendel M.** « CFD analysis of laboratory exhaust fans and applications. » *Ashrae winter annual meeting*, 2002.

[14] **Browne L.W., Antonia R.A. et Chambers A.**J. « The interaction region of a turbulent plane jet ». *Journal of Fluid Mechanics*; vol 149, pp 355-373, 1984.

[15] **Browne L.W., Antonia R.A. et Shah D.A.** « Turbulent energy dissipation in a wake. » *Journal of Fluid Mechanics*, vol 179, pp 307-326, 1987.

[16] **Bruun H.G.**, « A time domain analysis of the large scale flow structure in a circular jet. Part 1. Moderate Reynolds number ». *Journal of fluid Mechanics*, vol 83, part 4, pp. 641-671, 1977.

[17] **Chan W.T. et Ko N.W.**, « Coherent structures in the outer region of annular jets. », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 89, part 3, pp. 515-533, 1978.

[18] **Chigier N.A. et Beer J.M.**, « The flow region near the nozzle in double concentric jets », *Journal of Basic Engineering*, December, pp. 797-804, 1964.

[19] **Cho S.K., Yoo J.Y. et Choi H.** « Vortex pairing in an axisymmetric jet using two frequency acoustic forcing at low to moderate strouhal numbers ». *Experiments in Fluids*, 25, pp 305-315, 1998.

[20] **Chua L.P. et Antonia R.A.** « The turbulent interaction region of a circular jet. » *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, vol 13, pp 545-558, 1986.

[21] **Citriniti J.H. et George W.K. «** Reconstruction of the global velocity field in the axisymmetric mixing layer utilising the proper orthogonal decomposition ». *Journal of fluide mechanics*, vol ,48 , pp 137-16,. 2000

[22] **Cohen J. et Wygnanski I.**, « The evolution of instabilities in the axisymmetric jet. Part 1. The linear growth of disturbances near the nozzle ». *Journal of Fluids Mechanics*, vol 176, pp 191-219, 1987.

[23] **Crow S.C. et Champagne F.H.**, « Orderly structure in jet turbulence. » *Journal of Fluid Mechanics*, vol 48, part 3, pp. 547-591, 1971.

[24] **Danaila I.**, « Etude des instabilités et des structures cohérentes dans la zone de proche sortie d'un jet axisymétrique ». Thèse de Doctorat, 1997.

[25] **Danaila L., Anselmet F., Zhou Y. et Antonia R.A.** « Turbulent energy scale budget equations in a fully developed channel flow ». *Journal of Fluid Mechanics*; vol 430, pp 87-109, 2001.

[26] **Davies T.W. et Beer J.M.** « Flow in the wake of bluff-body flame stabilizers ». *Thirteenth symposium on combustion, the Combustion Institute*, pp 631-638, 1971.

[27] **Del Taglia C.** « Numerical investigation of the non reacting unsteady flow behind a disk stabilized burner with large blockage. » Thèse de Doctorat de l'université de Rome « La Spienza », 2002.

[28] **Del Taglia C., Blum L., Gass J., Ventikos Y et Poulikakos D**. « Numerical and experimental investigation on annular jet flow with large blockage ». *Journal of Fluids Engineering*, vol 126, 2004.

[29] **Delville J.** « La décomposition orthogonale aux valeurs propres et l'analyse de l'organisation tridimensionnelle des écoulements turbulents cisaillés libres ». Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1995.

[30] **Delville J.**, « Characterisation of the Organisation in Shear Layers via the Proper Orthogonal Decomposition ». *Applied Scientific Research*. vol 53, pp 263-281, 1994.

[31] **Dimotakis P.E.** « The mixing in transition in turbulent flows ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol 409, pp 69-98, 2000.

[32] **Dimotakis P.E., Richard C., Miake-Lye et Papantoniou D.A.**, « Structure and dynamics of round turbulent jets ». *Phys. Fluids*, 26 (11), 1983.

[33] **Doudou A.** « Etude des techniques pour l'analyse des autocorrélations, des échelles et des spectres en turbulence à partir des données de vélocimétrie laser. Application en combustion. » thèse de Doctorat de l'université de Rouen, 1990.

[34] **Durão D.F.G. et Whitelaw J.H**., « Velocity characteristics of the flow in the near wake of a disk ». *Journal of Fluid Mechanics* ; vol 85, part 2, pp. 369-385, 1978.

[35] **Eckelmann H., Graham J.M.R, Huerre P. et Monkewitz P.A.**. « Bluff-Body Wakes, Dynamics and Instabilities ». *IUTAM Symposium Göttingen*, Germany, 1992.

[36] **Ewing D.** « The effect of cross flow on one-dimensional spectra measured using hot wires. » *Experiments in Fluids*, vol 36, pp 675-684, 2004.

[37] **Foss J.F., Prevost R.J., Bade K.M. et Levasseur A.** « The velocity field of an annular jet with « cross-member ». *Proceeding of FEDSM'03*, Honolulu, 2003.

[38] **Fuchs H. V., Mercker E. et Michel U.** « Large-scale coherent structures in the wake of axisymmetric bodies ». *Journal of Fluid Mechanic*, vol. 93, part 1, pp 185-207, 1973.

[39] **Gaster M. et Bradbury L.J.S.** « The measurement of the spectra of highly turbulent flows by a randomly triggerd pulsed-wire anemometer ». *Journal of Fluid Mechanics*; vol 77, pp 499-509, 1976.

[40] **Gledzer E.** « On the Taylor hypothesis corrections for measured energy spectra of turbulence. » *Physica D*, vol 104, pp 163-183, 1997.

[41] **Godard G., Rouland B., Paranthoen P. et Lecordier J.C. «** Développement d'un jet annulaire continu ou partiellement obturé ». *6eme congrès Francophone de Vélocimétrie Laser*, Saint Louis, 1998.

[42] **Godard G.** « Etude expérimentale de la structure du champ d'un scalaire passif dans une allée de Bénard von Kàrmàn ». Thèse de Doctorat de l'université de Rouen.

[43] **Graftieux L., Michard M. et Grosjean N.**, « Combining P.I.V., P.O.D. and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows ». *Euromech 411 – European Mechanics Society*. 2000

[44] **Gutmark E et Ho C.H.** « Preferred modes and the spreading rates of jets ». *Physics of Fluids*, vol 26 (10), pp 2932, 1983.

[45] **Guyon E., Hulin J.P. et Petit L**. « Hydrodynamique Physique, *CNRS Edition*.

[46] **Hirst E.**, « Zone of flow establishment for round buoyant jets », *Water Resources Research*, vol 8,n°5, pp. 1234-1246, 1972

[47] **Huang R.F., Chen C.F., Lin C.L. et Bear G.M.** « Smoke wire flow visualisation of the near-wake region behind a circular disc at low Reynolds numbers. » *Experiments in Fluids*, vol 17, pp 259-266, 1994.

[48] **Hussain A.K.M.F.** « Coherent structures and turbulence », *Journal of Fluid Mechanics*, vol.173, pp. 303-356, 1986.

[49] **Hussain A.K.M.F.** « The mechanism of an organized wake in turbulent shear flow ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol 57, pp 263-288, 1972.

[50] **Hussain A.K.M.F. et Ramjee V**. « Effects of the axisymmetric contraction shape on incompressible turbulent flow. ». *Transaction of the ASME*, pp 58-69, 1976.

[51] **Hussain A.K.M.F. et Zaman K.B.M.Q.** « An experimental study of organized motions in the turbulent plane mixing layer ». *Journal of Fluid Mechanics*; vol 159, pp 85-104, 1985.

[52] **Hussain A.K.M.F. et Zaman K.B.M.Q.**, « Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 2. Coherent structure dynamics », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 101, part 3, pp. 493-544, 1980.

[53] **Kahalerras H., Malécot Y., Gagne Y. et Castaing B**. « Intermittency and Reynolds number. » *Physics of Fluids*, vol 10, number 4, pp 910-921, 1998.

[54] **Kiya M., Tamura H et Arie M.** « Vortex shedding from a circular cylinder in moderate Reynolds number shear flow. » *Journal of Fluid Mechanics*, vol 141, part 4, pp 721-735, 1980.

[55] **Ko N. W. et Chan W.T.**, « The inner regions of annular jets », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 93, part 3, pp. 549-584.

[56] **Ko N. W. K. et Leung K C.**, « Covariance measurements in the initial region of an annular jet », *Journal of Sound an Vibration*, 80 (3), pp. 339-354, 1982/

[57] **Ko N. W. M et Lam K. M.**, « Flow structures of a basic annular jet. », *AIAA Journal*, vol. 23, n°8, pp 1185-1190, 1985.

[58] **Ko N. W. M. et Lam K. M.**, « Further measurements in the initial region of an annular jet », *Journal of Sound an Vibration*, 92 (3), pp. 333-348, 1984.

[59] **Ko N.W.K et Chan W.T.**, « Similarity in the initial region of annular jets :three configurations », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 84, part 4, pp. 641-656, 1978.

[60] **Ko N.W.M. Lau K.K. et Lam K.M**. « Dynamics of interaction modes in excited annular jets ». *Experimental Thermal and Fluid Science*. Vol 1, pp 319-338, 1998.

[61] **Krothapalli A., Baganoff D. et Karamcheti K.** « On the mixing of a rectangular jet. » *Journal of Fluid Mechanics*; vol 107, pp 201-221, 1981.

[62] **Kuhlman J. M.** « Turbulence measurements in annular jets using laser velocimetry (LV). » *ASME,* vol. 191, 1994.

[63] **Kuhlman J. M.**, « Variation of entrainment in annular jets », *AIAA Journal*, vol. 25, n°3, pp 373-382, 1987.

[64] **Kuzov K., Melikov A. et Zerinov A.**, « An experimental study of the initial part of a free annular jet with finite transversal dimensions under entrainment conditions », *Fluid Mechanics – Soviet Research*, vol. 7, n°2, March-April 1978.

[65] **Lalizel G., Paranthoen P., Yon J., Rouland E. et Patte-Rouland B.** « Aerodynamic characterisation of the initial zone of an annular jet with a large diameter ratio. » *11th International symposium on flow visualization*, Notre Dame, 2004.

[66] **Lalizel G., Rouland E., Patte-Rouland B.** « PIV measurement of the initial zone of the annular jet. » *11th international symposium "Applications of laser techniques to fluid mechanics"*. Portugal, 2002.

[67] **Lam K. M. et Ko N. W. M.**, « Investigation of flow structures of a basic annular jet », *AIAA Journal*, vol. 24, n°9, September 1986.

[68] **Lam K. M., Ko N. W. M. et Lau K. K.**, « Wake and wake-induced shear-layer excitation in an annular jet. », *Physics of Fluids*, 29 (10), October 1986.

[69] **Lasserre J.J.** « Méthodes pratiques de détermination du taux de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence par anémométrie à fils chauds. » Thèse de Doctorat de l'université Aix Marseille II, 2000.

[70] **Leschziner M.A. et Rodi W.** « Calculation of annular and twin parallel jets using various discretization schemes and turbulence model variations. » *ASME J. Fluids Eng*, vol 103, pp 352-360, 1981.

[71] **Li X et Tankin R.** « A study of cold and combusting flow around bluff-body combustors ». *Combustion science and technology*, vol 52, pp 173-206, 1987.

[72] **Liepmann D. et Gharib M.**, « The rôle of streamwise vorticity in the near field entrainment of round jets », *Journal of Fluids Mechanics*, vol. 245, pp. 643-668 , 1992.

[73] **Lumley J.L.** « Interpretation of time spectra measured in high intensity shear flows ». *Physics of Fluids*, vol 8, pp 1056, 1965.

[74] **Maurel S., Borée J. et Lumley J.L.** « Extented Proper Orthogonal Decomposition : Application to jet/vortex interaction ». *Flow, turbulence and combustion*, vol 67, pp 125-136, 2001.

[75] **Michalke A. et Hermann G.**, « On the inviscid instability of a circular jet with external flow ». *Journal of fluid Mechanics*, vol 114, pp. 343-359, 1982.

[76] **Moisy F.** « Etude expérimentale des fluctuations de vitesse, de température et de pression en turbulence développée ». Thèse de Doctorat. 2000.

[77] **Mordant N.** « Mesure Lagrangienne en turbulence : mise en œuvre et analyse. » Thèse de doctorat de l'Ecole Normale Supérieure de Lyon, 2001.

[78] **Moreau J, Patte-Rouland B. et Rouland E.** « Particule image velocimetry and proper orthogonal decomposition. » *Euromech 411*, 2000.

[79] **Morris P.**, « The spatial viscous instability of axisymmetric jets ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol 77, pp 511, 1976.

[80] **Nakazono Y., Kiyomoto K.; Uryu Y. et Ohmori J.** « Structures of an acoustically excited annular jet ». *Theoretical and Applied Mechanics*, v 40, p 191-195, 1991.

[81] **Pananicolaou P.N. et List E.J.** « Investigations of a round vertical turbulent buoyant jets. ». *Journal of Fluid Mechanics*; vol 195, pp 341-391, 1988.

[82] **Paranthoën P.** « Estimation des paramètres statistiques d'une grandeur physique aléatoire ; Application au cas de la diffusion d'une source linéaire de chaleur dans la couche limite turbulente d'une plaque plane. » Thèse de doctorat de l'université de Rouen, 1972.

[83] **Patte-Rouland B**. « Influence de la turbulence sur un procédé de fabrication de fibres de verre pour l'isolation. » *Thèse de Doctorat de l'Université de Rouen*, 1993.

[84] **Patte-Rouland B., Lalizel G., Moreau J. et Rouland E.**, « Flow analysis of an annular jet by Particle Image Velocimetry and Proper Orthogonal Decomposition. », *Measurement Science and Technology*, vol 12, pp 1404-1412, 2001.

[85] **Pearson B.R., Krogstad P.A et Van de Water**. « Measurements of the turbulent energy dissipation rate. » *Physics of fluids*, volume 14, number 3, pp 1288-1290, 2002.

[86] **Perry A.E., LIM T.T. et Chong M.S**. « The instantaneous velocity fields of coherent structures in coflowing jets and wakes ». *Journal of fluid Mechanics*, vol 101, part 2, pp 243-256, 1980.

[87] **Pinton J.F. et Labbé R.** « Correction to the Taylor hypothesis in swirling flows. » *J. Physics II*, vol 4, pp 1461, 1994.

[88] **Pope S.B. et Whitelaw J.H.** « The calculation of near wake flows. » *Journal of Fluid Mechanics*, vol 73, pp 9-32, 1976.

[89] **Rajaratnam N.**, « Turbulent jets ». *Developments in water science. 5. Elsevier Scientific* Publishing Company. 1976.

[90] **Renner C, Peinke J., Friedrich R., Chanal O. et Chabaud B.** « Universality of small scale turbulence ». Physical Review Letters, vol 89, number 12, 2002.

[91] **Ricou F.P. et Spalding D.B.** « Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. » *Journal of Fluid Mechanics*, vol 11, part1, pp 21-32, 1961.

[92] **Romano G.P.** « The effect of boundary conditions by the side of the nozzle of a low Reynolds number jet ». *Experiments in Fluids*. Vol 33, pp 323-333, 2002.

[93] **Romano G.P. et Antonia R.A.** « Longitudinal and transverse structure functions in a turbulent round jet : effect of initial conditions and Reynolds number. » ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol 436, pp 231-248, 2001.

[94] **Rosset L.** « Etude expérimental et modélisation de l'évolution de la structure d'un panache dans un écoulement turbulent inhomogène. » Thèse de Doctorat de l'université de Rouen, 2000.

[95] **Rouland E, Vottier S, Lecordier B, Allano D et Trinité M.**, « Cross correlation PIV development for high speed flow with a standard CCD camera ». *Optical Methods and Data Processing in Heat and Fluid Flow*, Institute of Mechanical Engineers, City University of London, 1994.

[96] **Rouland E.**, « Etude et développement de la technique de vélocimétrie par intercorrélation d'images de particules. Application aux écoulement en tunnel hydrodynamique. » Thèse de Doctorat de l'Université de Rouen, 1994.

[97] **Saric W.S.**, « Görtler Vortices », *Ann Rev Fluid Mech*, vol 26, pp 379-409, 1994.

[98] **Saucier W. J.**, « Horizontal deformation in atmospheric motion » ; *Transaction American Geophysical Union*, vol 35, number 5, October 1953.

[99] **Schefer R.W., Namazian M., Kelly M. et Perrin M.** « Effect od confinement on Bluff-Body burner recirculation zone characteristics and flame stability. » *Combustion, Science and Technology*, vol 120, pp 185-211, 1996.

[100] **Sheldon et Green** , « Fluid Vortices », *Fluid Mechanics and its applications*. Luwer Academic Publishers.

[101] **Sirovich L. et Kirby M,** « Low-dimensional procedure for the characterization of human faces ». *J. Opt. Soc. Am. A*, 4, n°3, pp 519-524. 1987.

[102] **Sirovich L. Kirby M. et Winter M.,** « An eigenfunction approach to large scale transitional structures in jet flow ». *Physics of Fluids*, A 2, (2), 1990.

[103] **Sirovich L.**, « turbulence and the dynamics of coherent structures. part 1: coherent structure ». *Quaterly of applied mathematics*, XLV (3), pp 567-571, 1987.

[104] **Sreenivasan K.R.** « An update on the energy dissipation rate in isotropic turbulence. » *Physics of Fluids*, vol 10, number 2, pp 528-529, 1998.

[105] **Sreenivasan K.R. et Antonia R.A.** « The phenomenology of small-scale turbulence. » *Annual review of Fluid Mechanics*, vol 29, pp 435-472, 1997.

[106] **Sreenivasan.** « The energy dissipation in turbulent shear flows. » *Symposium on development in fluid dynamics and aerospace engineering*, pp 159-190, 1995.

[107] **Stanislas M., Kompenhans J. et Westerweel J.** « Particle Image Velocimetry, progress towards industrial application ». *Fluid Mechanics and its applications*. Luwer Academic Publishers, 2000

[108] **Taylor A.M.K.P. et Whitelaw J.H.** « Velocity characteristics in the turbulent near wakes of confined axisymetric Bluff Bodies ». *Journal of Fluid Mechanics*; vol 139, pp 391-416, 1984.

[109] **Tennekes H. et Lumley J.L.** « A first course in turbulence », *MIT Press*, 1972.

[110] **Turns S.R.,** « An introduction to combustion », *McGraw-Hill international editions*, 1996.

[111] **Uberoi M et Freymuth P.** « Spectra of turbulence in wakes behind circular cylinders ». *Physics of Fluids*, vol 12, number 7, pp 1359-1363, 1971.

[112] **Warda H. A., Kassab S. Z., Elshorbagy K. A. et Elsaadawy E. A.**, « An experimental investigation of the near field region of free turbulent round central and annular jets », *Flow measurement and Instrumentation*, vol. 10, pp. 1-14, 1999.

[113] **Weiss F.** « Etude expérimentale de la diffusion de la chaleur en aval d'une source linéaire placée dans une allée de Bénard-von Karman. » Thèse de doctorat de l'Université de Rouen, 1999.

[114] **Winant C.D. et Browand F.K.**, « Vortex pairing :the mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate Reynolds number ». *Journal of Fluid Mechanics* ; vol 63, part 2, pp. 237-255, 1974.

[115] **Wlezien R. W et Kibens, V**. « Shear layer development in an annular jet. » *AIAA Paper*, 1984.

[116] **Wygnanski I. et Fiedler H.** « Some measurements in the self-preserving jet ». *Journal of Fluid Mechanics*; vol 38, part 3, pp 577-612, 1980.

[117] **Xu G. et Antonia R.A.,** « Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet ». *Experiment in Fluids*. Vol 33, pp 677-683, 2002.

[118] **Zaman K.B.M.Q. et Hussain A.K.M.F.** « Taylor hypothesis and large-scale coherent structures ». *Journal of Fluid Mechanics*; vol 112, pp 379-396, 1981.

[119] **Zaman K.B.M.Q. et Hussain A.K.M.F.** « Turbulence suppression in free shear flows by controlled excitation ». *Journal of Fluid Mechanics*; vol 103, pp 133-159, 1981.

[120] **Zaman K.B.M.Q. et Hussain A.K.M.F.** « Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation. Part 1. General jet response. ». *Journal of Fluid Mechanics*; vol 101, pp 449-491, 1980.

[121] **Zhou Y et Antonia R.A.** « Convection velocity measurements in a cylinder wake. » *Experiments in Fluids*, vol 13, pp 63-70, 1992.

[122] **Zhou Y et Antonia R.A.** « Reynolds number dependence of the small-scale structure of grid turbulence. » *Journal of Fluid Mechanics*, vol 406, pp 81-107, 2000.

[123] **Zhou Y., Antonia R.A. et Tsang W.K.** « The effect of Reynolds number on a turbulent far-wake. » *Experiments in Fluids*, vol 25, pp 118-125, 1998.