



HAL
open science

Étude expérimentale d'un jet plan turbulent se développant dans un flux uniforme en co-courant

Jean Youssef

► **To cite this version:**

Jean Youssef. Étude expérimentale d'un jet plan turbulent se développant dans un flux uniforme en co-courant. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2012. Français. NNT : 2012ESMA0022 . tel-00784840

HAL Id: tel-00784840

<https://theses.hal.science/tel-00784840>

Submitted on 4 Feb 2013

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

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

THÈSE

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique

Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées

Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET INGÉNIERIE EN MATÉRIAUX, MÉCANIQUE,
ENERGÉTIQUE ET AÉRONAUTIQUE

DOMAINE DE RECHERCHE : MÉCANIQUE DES FLUIDES ET THERMIQUE

Présentée par

Jean Youssef

Étude expérimentale d'un jet plan turbulent se développant dans un flux uniforme en co-courant

Directrice de thèse : Mme **Éva Dorignac**

Co-encadrant : M. **Johan Carlier**

Soutenue le 14 novembre 2012
Devant la Commission d'Examen

JURY

Michel Stanislas	Professeur à l'École Centrale de Lille	Rapporteur
Sedat Tardu	Maître de Conférences HDR de l'université de Grenoble	Rapporteur
Joël Delville	Ingénieur de Recherche, CNRS, Institut Pprime	Examineur
Denis Lemonnier	Directeur de Recherches, CNRS, Institut Pprime	Président
Éva Dorignac	Professeur de l'université de Poitiers, Institut Pprime	Examineur
Johan Carlier	Ingénieur de Recherche, Irstea	Examineur

Remerciements

La présente étude a été effectuée à l'Irstea de Rennes, au sein de l'équipe Aéraulique et Contrôle des Ambiances Turbulentes (ACTA) en collaboration avec l'institut Pprime à Poitiers, sous la direction de Mme Éva Dorignac, Professeur à l'université de Poitiers et de M. Johan Carlier, Ingénieur de Recherche à l'Irstea.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Denis Lemonnier qui m'a fait l'honneur de présider le jury. Je remercie particulièrement Michel Stanislas et Sedat Tardu pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail et d'avoir consacré une partie de leur temps pour le juger. Leurs remarques et questions m'ont aidé à réfléchir davantage sur les perspectives de ce travail. Mes remerciements s'adressent aussi à Jean Moureh pour avoir répondu positivement à mon invitation à la soutenance de cette thèse.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Éva Dorignac, Joël Delville et Johan Carlier qui m'ont fait découvrir et explorer un sujet de recherche passionnant. Je tiens à les remercier pour leur soutien de cette thèse, tant du côté scientifique que du côté humain. Leur formidable sens physique, leur dynamisme communicatif, leur enthousiasme et leur disponibilité m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je suis particulièrement reconnaissant envers Johan Carlier pour tout le temps qu'il m'a accordé, pour m'avoir guidé, conseillé et fait confiance tout au long de cette thèse. Son implication en tant que responsable de cette thèse au sein de l'Irstea a été déterminante pour le bon déroulement de cette étude.

Je remercie beaucoup Georges Arroyo de l'Irstea pour toutes ses qualités humaines qui se traduisent par l'intérêt qu'il témoigne aux membres de son équipe. Je remercie vivement Dominique Heitz pour sa disponibilité et ses judicieux conseils, Philippe Loisel, Michel Loubat, Philippe Georgeault et Anthony Guibert pour leur disponibilité et leur génie technique dont

ils m'ont fait profiter durant cette thèse, Laurence Wallian pour toutes ces scripts géniaux qui m'ont facilité mes calculs, Malick Ndoye pour tous ses fichiers qui simplifient grandement la vie et Amina Omar pour tous ses SOS informatiques.

Que mes collègues post-doctorants (Cédric Degouet, Roméo Tatsambon), thésards (Toutou Baila Ndiaye, Kodjovi Sodjavi), stagiaires et autres, ainsi que l'ensemble des personnels de l'Irstea et surtout de l'équipe ACTA trouvent ici l'expression des mes chaleureux remerciements.

Cette étude n'aurait pas pu être réalisée sans le soutien financier de l'Irstea et de la Région Bretagne. Que les responsables de ces organismes trouvent ici l'expression de notre reconnaissance pour l'intérêt et la confiance qu'ils ont accordés à notre travail.

Enfin sautons une ligne pour les remerciements qui suivent adressés à mes parents et tout ceux qui me supportent.

Parce qu'une thèse ne se fait pas seulement par le travail qui suit, je voudrais remercier mes parents, ma famille et mes voisins Libanais pour les prières, le soutien et la confiance qu'ils m'ont toujours accordés. Mes amis, mes colocataires et les frères de la communauté des Frères de Ploërmel occuperont toujours une place privilégiée. Sans votre présence à mes côtés et votre soutien sans faille, ce travail ne serait pas encore fini. Merci à tous et à toutes.

Table des matières

Introduction générale	1
1	Sujet de l'étude 1
2	Contexte des études appliquées de l'équipe ACTA 2
2.1	Domaine principal d'étude : le contrôle des flux pour la maîtrise des ambiances 2
2.2	Exemples d'études appliquées 3
2.3	L'étude des rideaux, de type jet plan en co-courant 5
3	Objectif de l'étude 6
4	Moyens et méthodes 7
4.1	Principaux moyens expérimentaux 7
4.2	Campagnes de mesure et bases de données 7
5	Organisation du document 8
I	Revue de la littérature 9
1	Équations de base pour les écoulements turbulents 9
1.1	Propriétés 9
1.2	Équations instantanées 10
1.2.1	Équation de continuité 10
1.2.2	Équations de quantité de mouvement 11
1.3	Équations moyennées 11
1.3.1	Équations du mouvement moyen 11
1.3.2	Équations du mouvement fluctuant 12

1.3.3	Équations de tensions de Reynolds	13
1.3.4	Équations de l'énergie cinétique	14
2	Jet plan turbulent en co-courant	15
2.1	Régions de l'écoulement	16
2.1.1	Région initiale	16
2.1.2	Région pleinement développée	18
2.2	Équations de base simplifiées	19
2.2.1	Le jet plan, un écoulement cisailé libre	19
2.2.2	Cas du jet plan sans co-courant	21
2.2.3	Cas du jet plan en co-courant	23
2.2.4	Bilan sur les variables d'adimensionnement locales et globales	28
2.3	Équations de transport des tensions de Reynolds	30
2.4	Équations de transport de l'énergie cinétique	31
3	Revue bibliographique	32
II Moyens expérimentaux		47
1	Soufflerie Jet Plan	47
1.1	Génération des écoulements	50
1.1.1	Circuits aérauliques	50
1.1.2	Groupes moto-ventilateurs	50
1.1.3	Dispositifs de régulation	51
1.2	Système de coordonnées et déplacement des sondes	52
2	Soufflerie d'étalonnage	52
3	Thermocouple	54
3.1	Méthode opérationnelle de l'étalonnage	54
3.2	Instrumentation	54
4	Anémométrie à fils chauds	55
4.1	Principe	55
4.2	Loi de King	55
4.3	Méthode opérationnelle de l'étalonnage	57
4.3.1	Étalonnage dynamique de la sonde fil simple	57
4.3.2	Étalonnage dynamique de la sonde fils croisés	58
4.4	Instrumentation des chaînes de mesures	64
4.4.1	Instrumentation de la chaîne de mesure pour la sonde à fil simple	64
4.4.2	Instrumentation de la chaîne de mesure pour la sonde à fils croisés	64

4.5	Campagne de mesure par CTA	65
4.5.1	Paramètres de contrôle	65
4.5.2	Paramètres de l'acquisition numérique	66
5	Vélocimétrie par Images de Particules	70
5.1	Principe	70
5.2	Instrumentation de la chaîne de mesure	70
5.3	Campagne de mesure par PIV	72
6	Qualification et adaptation initiale de la soufflerie Jet Plan	74
6.1	Homogénéité de l'écoulement	74
6.2	Caractérisation des conditions de sortie	75
6.2.1	Profils de vitesse moyenne	75
6.2.2	Taux de turbulence	76
6.3	Couches limites	77
6.3.1	Profil théorique de la vitesse moyenne longitudinale	78
6.3.2	Profil de vitesse moyenne	83
6.3.3	Taux de turbulence	83
III Comportement d'un jet plan turbulent en co-courant		85
1	Grandeurs mesurées et analysées	85
2	Mode de représentation des profils transversaux	87
3	Écoulement moyen	90
3.1	Évolution des profils adimensionnés de la vitesse moyenne	90
3.2	Superposition des profils normalisés de la vitesse moyenne	91
3.3	Évolution de l'excès de débit volumique et de l'excès de quantité de mou- vement	92
3.4	Évolution de l'excès de la vitesse moyenne sur l'axe et de l'épaisseur du jet	96
3.5	Proposition d'un modèle universel d'évolution d'un jet plan en co-courant	100
3.6	Raisonnement associé sur l'évolution du nombre de Reynolds	103
4	Tenseur de Reynolds	105
4.1	Forme des profils des tensions de Reynolds	105
4.2	Évolution des tensions adimensionnées sur l'axe	107
5	Coefficient de dissymétrie et d'aplatissement	111
6	Échelles caractéristiques de l'écoulement	118
6.1	Échelles de Kolmogorov	119
6.2	Échelles de Taylor et échelles intégrales	122

6.3	Densités spectrales et nombre de Strouhal	127
6.4	Discussion sur les liens entre les échelles	130
IV	Étude exploratoire de l'influence de la température sur l'écoulement	137
1	Transport de scalaire dans les écoulements cisailés et nombre de Richardson . .	140
1.1	Approximation de Boussinesq	140
1.2	Équation de transport de l'énergie cinétique turbulente	140
1.3	Équation de transport de la variance des fluctuations de température . .	141
1.4	Nombre de Richardson	142
2	Comparaison des deux métrologies PIV et CTA	143
3	Effet de la température sur une configuration de jet en co-courant	147
4	Effet de la température sur une configuration isocinétique	148
5	Perspective d'étude par PCTA	151
	Conclusion générale et perspectives	155
	Références bibliographiques	159
	Catalogue des résultats des mesures par CTA	165
	Articles	219

Nomenclature

ACTA	Aéraulique et Contrôle des Atmosphères Turbulentes
CCA	Constant Current Anemometry
CTA	Constant Temperature Anemometry
CEAT	Centre d'Etudes Aérodynamiques et Thermiques
GEPEA	GEnie des Procédés Environnement Agro-alimentaire
Irstea	Institut national de recherche en sciences et technologies pour l'environnement et l'agriculture
INRIA	Institut National de Recherche en Informatique et en Automatique
LEA	Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques
LET	Laboratoire d'Etudes Thermiques
PCTA	Parameterizable Constant Temperature Anemometry
PDF	Probability Density Function
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RMS	Root Mean Squared
$\langle \cdot \rangle$	Opérateur de moyenne statistique
$\langle \cdot \rangle$	Variable moyenne de l'écoulement
$(\cdot)'$	Variable fluctuante de l'écoulement
a	Coefficient d'étalonnage du fil chaud
b	Coefficient d'étalonnage du fil chaud

Nomenclature

e	Tension de sortie de l'anémomètre
E_{uu}	Densité spectrale de puissance de la vitesse longitudinale
E_{vv}	Densité spectrale de puissance de la vitesse normale
E_{ww}	Densité spectrale de puissance de la vitesse transversale
f_c	Fréquence de coupure
Fr	Nombre de Froude réduit
f_s	Fréquence de Strouhal
H	Largeur de l'orifice du jet plan en sortie
K	Coefficient de diffusion thermique
K_t	Diffusivité thermique turbulente
K_u	Coefficient d'aplatissement de la vitesse longitudinale
K_v	Coefficient d'aplatissement de la vitesse normale
K_w	Coefficient d'aplatissement de la vitesse transversale
L	Longueur de l'orifice du jet plan en sortie
n	Coefficient d'étalonnage du fil chaud
P	Taux de production d'énergie cinétique turbulente
$r = \frac{U_e}{U_j}$	Rapport de vitesse
$Re_H = \frac{(U_j - U_e)H}{\nu}$	Nombre de Reynolds en sortie
$Re_\theta = \frac{U_e \theta}{\nu}$	Nombre de Reynolds global
$Re_{\delta_{0,5}} = \frac{U_b \delta_{0,5}}{\nu}$	Nombre de Reynolds local
Ri	Nombre de Richardson de gradient
$Ri_f = \frac{K_t Ri}{\nu_t}$	Nombre de Richardson local de flux turbulent
R_{uu}	Coefficient de corrélation temporelle de la vitesse longitudinale
R_{vv}	Coefficient de corrélation temporelle de la vitesse normale
R_{ww}	Coefficient de corrélation temporelle de la vitesse transversale
S_u	Coefficient de dissymétrie de la vitesse longitudinale
S_v	Coefficient de dissymétrie de la vitesse normale
S_w	Coefficient de dissymétrie de la vitesse transversale
St	Nombre de Strouhal
u	Vitesse longitudinale instantanée
v	Vitesse normale instantanée
w	Vitesse transversale instantanée
$\langle u \rangle_{axe}$	Vitesse moyenne longitudinale maximale (sur l'axe)
U_e	Vitesse uniforme du flux co-courant en sortie
$U_b = \langle u \rangle_{axe} - U_e$	Excès de vitesse du jet le long de son axe

U_j	Vitesse uniforme du jet plan en sortie
x	Direction longitudinale ou de l'épanouissement du jet
y	Direction latérale ou normale au plan central du jet
z	Direction transversale ou selon l'envergure
β	Coefficient de dilatation pour un gaz parfait
$\Delta U = U_j - U_e$	Excès de vitesse du jet en sortie
δ_ξ	Épaisseur du jet le long de son axe
$\delta_{0,5}$	Demi-épaisseur du jet
η	Échelle de Kolmogorov de longueur
ϵ	Taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente
Λ_u	Échelle intégrale basée sur la vitesse longitudinale
Λ_v	Échelle intégrale basée sur la vitesse normale
Λ_w	Échelle intégrale basée sur la vitesse transversale
λ_u	Micro-échelle de Taylor basée sur la vitesse longitudinale
λ_v	Micro-échelle de Taylor basée sur la vitesse normale
λ_w	Micro-échelle de Taylor basée sur la vitesse transversale
$\lambda = \frac{U_j - U_e}{U_j + U_e}$	Paramètre de cisaillement
ν	Viscosité cinématique
ν_t	Viscosité turbulente
τ	Échelle de Kolmogorov de temps
θ	Épaisseur d'excès de quantité de mouvement
θ	Température instantanée de l'écoulement
Θ_f	Température du fil chaud
Θ_{ref}	Température de référence
Θ_e	Température du flux co-courant en sortie
Θ_j	Température du jet en sortie
$\Delta \Theta = \Theta_j - \Theta_e$	Différence de température en sortie

Nomenclature

Introduction générale

1 Sujet de l'étude

Les rideaux de gaz sont souvent utilisés pour leur capacité à séparer deux ambiances en limitant le transfert de quantité de mouvement, de scalaire ou de particule, et ce sans avoir recours à une barrière solide. Les performances de séparation sont altérées du fait de la grande sensibilité du jet aux perturbations extérieures, de la configuration de la zone d'impact et du phénomène d'entraînement. L'apparition naturelle de la turbulence pour ce type d'écoulement cisailé favorise en outre le mélange et donc nuit à la séparation. Lorsque le rideau d'air est ré-aspiré après une distance donnée dans sa direction longitudinale de mouvement, les inconvénients de l'impact sont évités. C'est le cas, par exemple, dans les Meubles Frigorifiques de Vente, dont l'étude est à l'origine de la présente thèse. Dans cette configuration industrielle, un rideau d'air froid fait barrière entre l'intérieur froid du meuble et l'ambiance chaude environnante. L'augmentation de l'effet séparateur du rideau d'air est recherchée en le couplant avec un rideau adjacent alimenté en air chaud ambiant. Cette configuration pose à la fois des questions spécifiques et des questions plus générales, que nous avons cherchées à aborder par l'étude du cas réduit d'un rideau se développant dans des co-courants à vitesse et température décalées.

L'étude de cette thèse portera donc sur l'analyse du comportement d'un rideau d'air froid ou chaud, appelé ici jet plan anisotherme, lorsqu'il se développe entre deux flux uniformes en co-courant. La discipline scientifique concernée par l'objet de cette thèse est principalement la mécanique des fluides, dans le domaine de la turbulence des écoulements cisailés libres et du transport de scalaire passif/actif (ici, la température). L'approche choisie est expérimentale

et nécessite l'utilisation d'une soufflerie spécifique conçue et construite par l'équipe ACTA¹ d'Irstea² de Rennes.

2 Contexte des études appliquées de l'équipe ACTA

L'équipe ACTA d'Irstea mène des recherches en mécanique des fluides appliquées aux écoulements d'air présents dans les enceintes industrielles où la qualité des ambiances doit être contrôlée. Le principal domaine d'application est le contrôle des atmosphères ultra-propres dans l'industrie alimentaire.

2.1 Domaine principal d'étude : le contrôle des flux pour la maîtrise des ambiances

Le contexte est celui d'écoulements localement forcés, en air ultrapropre obtenu par filtration à très haute efficacité. Cet air ultrapropre assure des ambiances locales exemptes de toute contamination portée par les particules de l'air. Ces ambiances hygiéniques sont appliquées autour de produits alimentaires sensibles, partout où l'on ne peut - ou ne veut - compter sur des moyens plus agressifs de prévention des développements microbiens. L'environnement de ces protections localisées est le siège de mouvements d'air à faible vitesse, naturels ou forcés. Les flux forcés ont des vitesses de l'ordre de 0,5 à 2 m/s au maximum, alors que l'air ambiant se déplace généralement à moins de 1 m/s .

À l'objectif de maintien d'atmosphères exemptes de particules contaminantes, s'ajoute souvent le souci de maîtriser les différences de température entre deux zones, sans séparation solide.

Ces conditions particulières de recherche appliquée ont amené l'équipe ACTA à développer des outils, principalement expérimentaux, adaptés aux écoulements étudiés. On citera les méthodes liées aux capteurs à fils chauds (CTA³) ou froids (CCA⁴), dont l'application aux écoulements anisothermes à basse vitesse demande des procédures d'étalonnage spécifiques et parfois des méthodes de mesure spécifiques, comme le fil chaud à surchauffe variable paramétrable (PCTA⁵) développé en collaboration avec l'Institut Pprime (Joël Delville, inventeur d'un nouveau dispositif de mise en œuvre de la surchauffe variable [1–4]). Dans le domaine de

¹Aéraulique et Contrôle des Atmosphères Turbulentes

²<http://www.irstea.fr>

³Constant Temperature Anemometry pour anémométrie à température constante

⁴Constant Current Anemometry pour anémométrie à courant constant

⁵Parameterizable Constant Temperature Anemometry

l'anémométrie par mesures optiques, l'équipe est engagée dans des recherches communes avec l'INRIA, dans le cadre de l'équipe-projet commune Fluminance⁶, qui portent essentiellement sur les applications du flot optique à l'estimation du mouvement fluide dans les séquences d'images à ensemencement variable en traceur. Récemment (2009), cette équipe commune Fluminance s'est lancée, dans le cadre de sa collaboration avec l'INRIA, dans la mise au point de méthodes nouvelles visant le contrôle des écoulements par les moyens de l'asservissement visuel.

2.2 Exemples d'études appliquées

Historiquement, les principales applications ont été liées à des flux contrôlés assimilables à des jets très larges, à une vitesse faible inférieure à 1 m/s , appuyés ou non sur des surfaces. Dans ces écoulements, les recherches ont porté principalement sur les interfaces entre ces flux forcés et les ambiances à très faible vitesse. Le problème des effractions par des obstacles, bras d'opérateurs ou pièces techniques traversant ces interfaces, a été traité en se concentrant sur l'analyse de la turbulence induite, dans la perspective d'une lutte contre les transferts de pollution ou de chaleur à travers ces interfaces.

On peut citer en particulier les études menées à partir du développement de la technique du Flux Progressif (brevet Cemagref-Unir) dans laquelle un flux horizontal d'air ultrapropre, appuyé sur un plan de travail, protège celui-ci des contaminations aéroportées. La figure 1 illustre quelques études menées à partir du problème d'une effraction par un obstacle allongé, réduit à un cylindre. Le cœur de ces études est le cas d'une couche de mélange impactant un obstacle cylindrique (thèses de D. Heitz [5] (1999), C. Braud [6] (2003) et P. Parnaudeau [7] (2004)). Ces études ont été menées en étroite collaboration avec le LEA⁷ de Poitiers, maintenant intégré dans l'Institut Pprime de l'Université de Poitiers.

Le jet plan est un autre écoulement générique étudié par l'équipe ACTA. La motivation initiale est venue des études menées, en partenariat industriel, sur les Meubles Frigorifiques de Vente, dont le rideau frontal, assimilable à un jet plan, sépare l'ambiance froide du meuble-présentoir, d'une ambiance nettement plus chaude (typiquement 0 à 2°C pour le rideau et 20 à 25°C pour l'ambiance). Ces études rejoignent celles dans lesquelles il est question de maintenir une ambiance froide autour de produits biologiques travaillés dans des ateliers alimentaires, tout en maintenant une température de confort sur les opérateurs travaillant sur ces produits (typiquement 1°C sur le produit et 16°C sur la personne). Le contexte est celui de la lutte contre les Troubles Musculo - Squelettiques (TMS) des travailleurs de l'alimentaire, sans relâcher les

⁶<http://www.irisa.fr/fluminance/indexFluminance.html>

⁷Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques

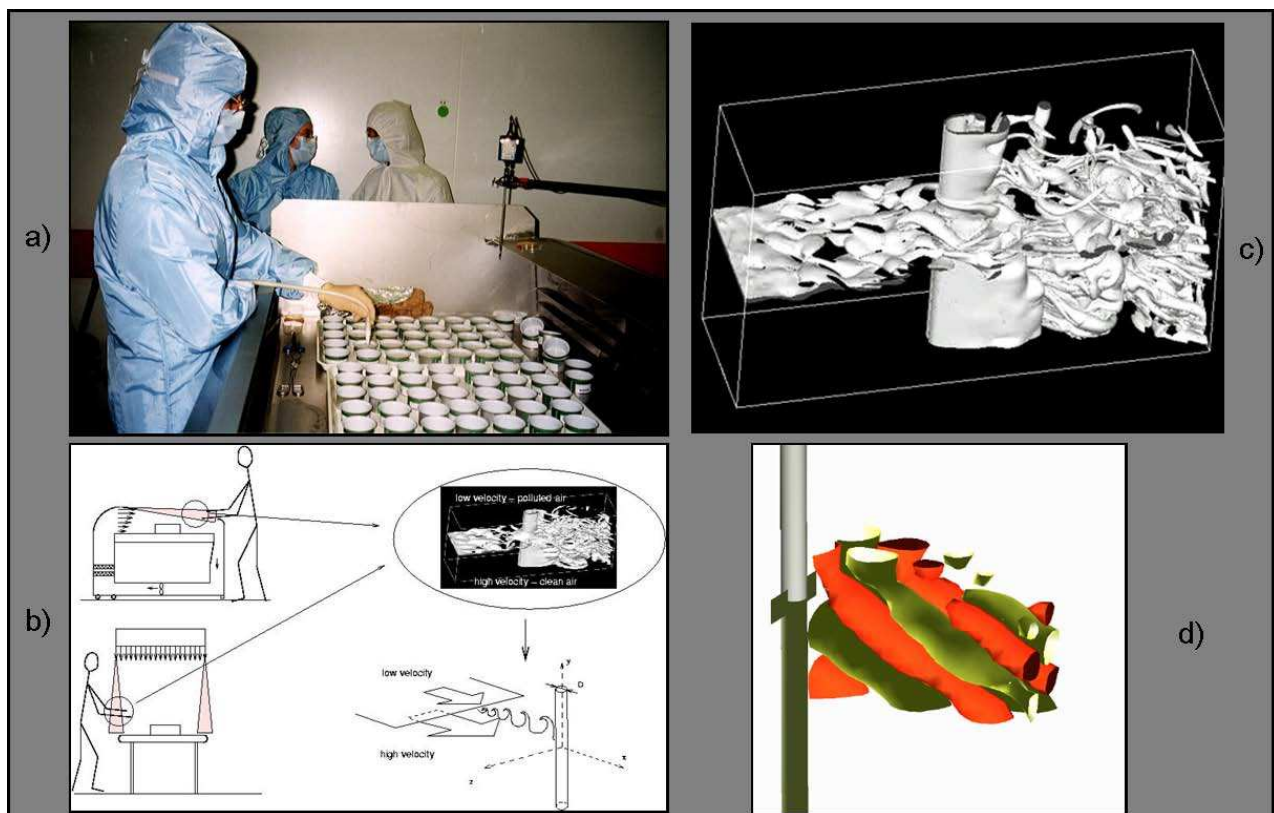


Figure 1: Études fondamentales liées à la perturbation d'un écoulement ultrapropre protecteur : a) Technique du Flux Progressif en agroalimentaire ; b) Modélisation des zones d'effraction par couche de mélange et sillage ; c) Étude numérique du croisement couche de mélange/sillage ; d) Étude par POD des structures tourbillonnaires perturbées, à partir de mesures en dual-PIV.

exigences sanitaires sur la qualité des produits.

Les sujets de recherche liés à ces applications sont principalement :

- l'étude des transferts turbulents de chaleur à travers une couche de mélange (thèses de M. Ndoye [1] (2008) et K. Sodjavi en cours) ;
- l'optimisation de la déstratification des allées froides de magasin (projet ANR SIMPFRI 2006-2008, figure 2) ;
- l'étude des doubles rideaux de meuble de vente (projet industriel Dicaflo 2009-2011).

À partir de ces problèmes de flux verticaux froids et de rideaux séparateurs, un courant générique de recherches sur les rideaux d'air anisothermes a été lancé dans l'équipe ACTA, avec pour objectif de contribuer aux recherches d'optimisation des séparations d'ambiance dans les atmosphères industrielles, commerciales, tertiaires et dans les procédés thermiques. La collaboration d'Irstea de Rennes avec l'institut Pprime a été prolongée, sur ces sujets de

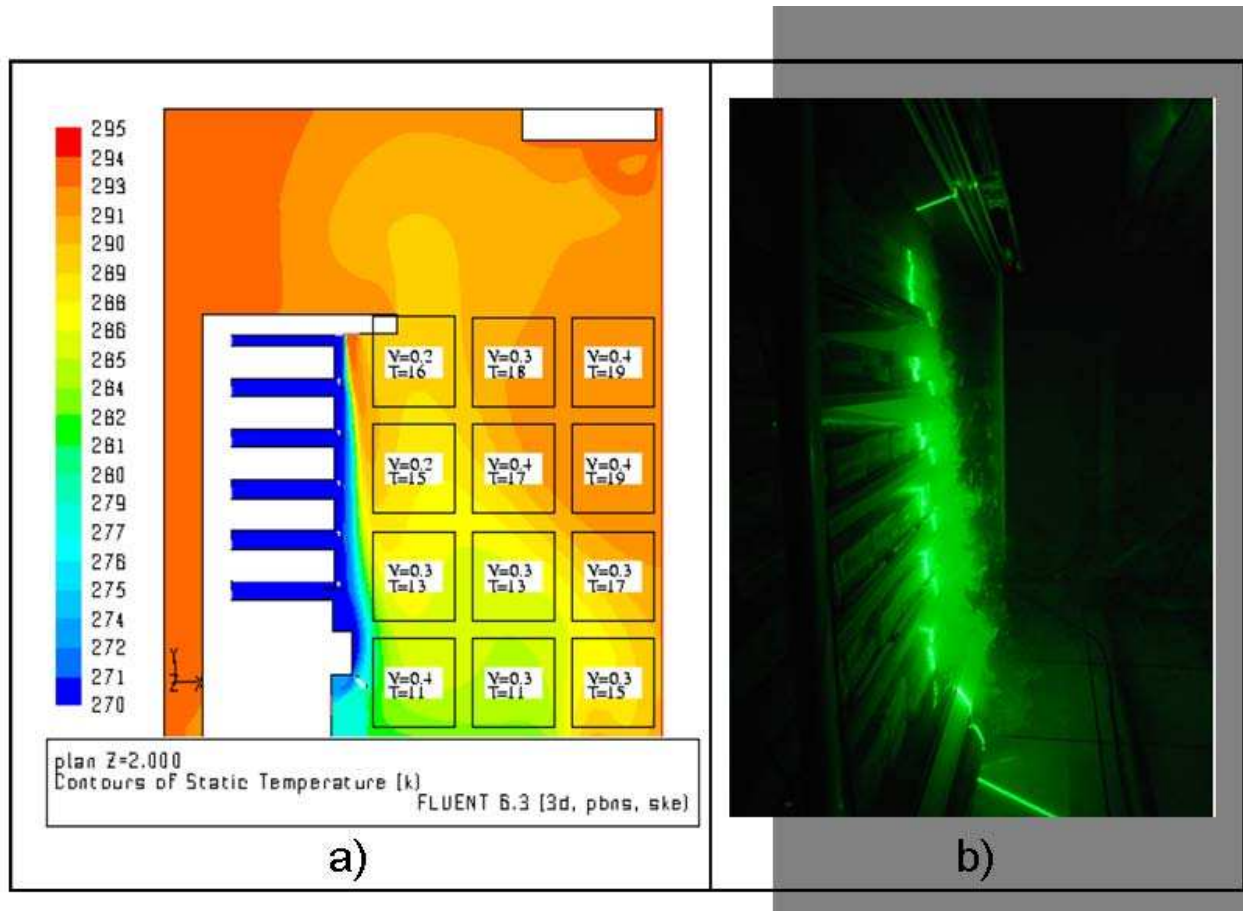


Figure 2: Projet SIMPFRI sur les Meubles Frigorifiques de Vente : a) Simulation du meuble et de l'allée froide à déstratifier ; b) Étude optique du rideau isolant par visualisations et PIV.

mécanique des fluides et thermique, en l'étendant au LET⁸ intégré dans l'Institut Pprime de l'Université de Poitiers.

2.3 L'étude des rideaux, de type jet plan en co-courant

Parmi les points à étudier dans le domaine des rideaux séparateurs pour l'hygiène et le contrôle de la thermique des ambiances, figure le développement de la turbulence d'un jet plan vertical lorsque celui-ci s'expande (se développe en largeur) naturellement dans une ambiance au repos ou en léger co-courant. Des travaux sur cet écoulement et pour cette visée applicative ont été menés dans l'équipe de François Penot, du LET de l'Université de Poitiers, sur le confinement de l'ambiance des Meubles Frigorifiques de Vente, et dans l'équipe de Camille

⁸Laboratoire d'Études Thermiques

Sollicec, du GEPEA⁹ de l'Université de Nantes sur le confinement des fumées dans le cas de feux en tunnels routiers.

Ce sujet d'étude a motivé la construction d'une soufflerie spécifique mettant en œuvre un écoulement constitué d'un jet plan entouré, de manière variable, de deux jets larges en co-courant. Une telle expérience permet l'étude d'un jet appuyé sur un autre jet, d'un jet dans une ambiance en mouvement, etc. Cette expérience présente l'avantage, dans le contexte scientifique des études menées par ailleurs, d'autoriser les comparaisons avec des résultats répertoriés, en expérimental et en numérique, en expansion de jet dans un très léger co-courant. Il doit en effet être pris en compte que des résultats ont pu être obtenus dans ce domaine des jets, ou plus généralement des écoulements à cisaillement transversal fort, en appliquant de légers co-courants pour des raisons de pure faisabilité des recherches. En numérique, l'application d'un co-courant lève des difficultés pratiques au niveau des conditions d'entrées de domaine. En expérimental, il peut en être de même, en particulier lorsque l'on souhaite obtenir des champs moyens mesurables, en vitesse, dans l'environnement du jet. L'équipe ACTA s'est ainsi dotée de la soufflerie Jet Plan, à trois courants séparés, à vitesses et températures ajustables séparément. Elle sera décrite dans le chapitre II.

3 Objectif de l'étude

L'étude présentée dans ce mémoire de thèse vise à caractériser, par une approche expérimentale, le comportement de l'écoulement de jet plan froid ou chaud, lorsqu'il se développe entre deux flux uniformes en co-courant, avec ou sans gradient de température entre ces écoulements parallèles. Cette caractérisation est destinée à poser les bases d'actions d'optimisation (ou contrôle passif) ou de contrôle actif des conditions de séparation d'ambiances par un rideau plan vertical. L'étude porte plus particulièrement sur la mesure et l'analyse des caractéristiques dynamiques qui conditionnent le mélange entre le jet plan et les courants adjacents. Un intérêt particulier est porté aux grandeurs décrivant les structures tourbillonnaires et les différentes échelles de la turbulence. L'évolution spatiale et temporelle de ces éléments est au cœur de l'analyse. L'évolution longitudinale du jet, son expansion et les transitions entre régimes successifs de mélange sont analysées à partir des données détaillées de la turbulence. Une part importante de l'étude porte sur l'analyse de l'influence de deux grandeurs conditionnant le comportement de l'écoulement, le nombre de Reynolds du jet et le rapport de cisaillement entre le jet et les co-courants.

⁹GEnie des Procédés Environnement Agro-alimentaire

4 Moyens et méthodes

Les moyens et méthodes seront décrits dans le chapitre II. Nous donnons ici, en introduction, une brève description des éléments généraux.

4.1 Principaux moyens expérimentaux

Les outils principaux, mis en œuvre ici sur la soufflerie Jet Plan, sont les techniques expérimentales d'Anémométrie par fils chauds croisés à Température Constante (CTA) et de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Les techniques optiques à base de lasers plans et de caméras utilisées pour la PIV ont également été mises en œuvre pour la visualisation simple de l'écoulement, en appui à l'analyse des données de mesure. L'analyse des données s'appuie très largement sur les outils statistiques permettant d'extraire et de caractériser les différents moments qui éclairent le détail du mélange turbulent.

4.2 Campagnes de mesure et bases de données

L'étude s'appuie sur la constitution de bases de données d'anémométrie par CTA et PIV, générées lors de séries d'expériences menées dans la soufflerie Jet Plan, par application d'un ensemble de combinaisons du nombre de Reynolds et du rapport de vitesse entre le jet plan et les co-courants. Les mesures par anémométrie à fil chaud (CTA) ont été effectuées avec des sondes à un fil et deux fils, spécifiquement construites en très petite taille par rapport aux dimensions de l'écoulement. Les sondes à deux fils ont été utilisées pour la mesure des deux composantes de vitesse correspondant au plan transversal d'expansion du jet (composante u et v), avec mesure en parallèle dans un plan perpendiculaire pour suivre, aux différents points de mesure, la troisième composante perpendiculaire à ce plan (composante u et w). Les mesures par PIV ont été menées avec un système d'acquisition dans un plan d'éclairage laser (2D) à fréquence faible ($1,33\text{ Hz}$) pour des mesures à deux composantes (2D2C) avec trois caméras pour l'acquisition en champ large. Le dispositif de mesure a été déplacé par un système permettant de balayer l'espace complet dans et autour du plan principal de mesure. Auparavant, la soufflerie Jet Plan a été adaptée spécifiquement pour cette étude, puis qualifiée dans ses modes de génération des écoulements dans les gammes de l'étude. Ont été particulièrement vérifiés les profils de vitesse moyenne et de température, l'homogénéité suivant l'envergure (caractère 2D en moyenne), les gradients longitudinaux de vitesse et de température, ainsi que les fluctuations temporelles en sortie des convergents, donnant en particulier le taux de turbulence de la soufflerie.

5 Organisation du document

Ce document est constitué, outre ce chapitre **Introduction générale** et le chapitre **Conclusion générale et perspectives**, de quatre chapitres et de deux annexes :

- Le chapitre **I** de ce mémoire intitulé **Revue de la littérature** est une revue bibliographique sur et autour de l'écoulement de jet plan turbulent se développant entre deux flux uniformes en co-courant ;
- Le chapitre **II** intitulé **Moyens Expérimentaux** est dédié à la présentation des dispositifs expérimentaux et des moyens de mesure utilisés pour réaliser l'étude ;
- Le chapitre **III** intitulé **Comportement d'un jet plan turbulent en co-courant** présente les résultats des mesures CTA et leur analyse dans le cas isotherme ;
- Le chapitre **IV** intitulé **Étude exploratoire de l'influence de la température sur l'écoulement** porte sur les expériences PIV réalisées en écoulement isotherme et anisotherme (c'est-à-dire avec un gradient de température entre le jet plan et les co-courants).

Dans les chapitres **III** et **IV**, le développement de l'écoulement est abordé pour un jeu restreint de paramètres de contrôles à travers l'étude de l'influence de ces paramètres (tels le nombre de Reynolds Re_H et le rapport des vitesses r) sur les profils moyens, les épaisseurs caractéristiques, l'expansion et la similitude des grandeurs moyennes. Cette étude s'intéresse ensuite à la turbulence ; les fluctuations dynamiques sont étudiées à travers l'évolution de grandeurs statistiques comme le tenseur de Reynolds, les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement (moments d'ordre 3 et 4), ainsi que les fonctions de densité de probabilité (PDFs). La similitude de ces différentes grandeurs associées aux fluctuations dynamiques est également examinée.

Enfin, la partie Annexes contient :

- **L'annexe A** qui présente un catalogue de figures détaillant les résultats des mesures par anémométrie à fils chauds de l'ensemble des 11 configurations étudiées ;
- **L'annexe B** qui contient les articles issus de cette étude et publiés dans divers congrès.

Chapitre I

Revue de la littérature

Les jets plans font partie de la famille des écoulements cisailés libres selon la classification classique des écoulements turbulents proposée par Chassaing [8]. Ce travail de thèse porte sur l'étude d'un jet plan débouchant dans un écoulement uniforme à co-courant. Sera étudiée plus particulièrement, *via* une approche expérimentale, la région de turbulence pleinement développée dans laquelle des lois de similitude propre au jet peuvent être dégagées. Dans ce chapitre, on présentera les résultats nécessaires de la littérature sur lesquels s'appuieront nos analyses et discussions. La première section est un rappel des équations de base de la dynamique des écoulements fluides turbulents. La deuxième section synthétise les connaissances sur le jet plan turbulent en co-courant. La dernière section est une revue bibliographique des travaux réalisés sur les jets plans. La rédaction de ce chapitre s'est appuyée, outre les articles qui seront cités, sur un certain nombre d'ouvrages de référence tel que Abramovich [9], Townsend [10], Rajaratnam [11] et Lee et Chu [12].

1 Équations de base pour les écoulements turbulents

Dans le cadre de cette étude, il est prévu de s'intéresser plus particulièrement à l'état de l'écoulement après la transition, lorsque la turbulence est pleinement développée. Il s'agit d'un état de l'écoulement qui a oublié les perturbations qui l'ont engendré.

1.1 Propriétés

Phénomènes instationnaires et non-linéaires : les équations de Navier-Stokes, qui décrivent les écoulements de fluide, contiennent des termes non-linéaires. Cette non-linéarité a un rôle primordial dans le développement de la turbulence qui se caractérise par des variations spatiales et temporelles très irrégulières. Ce caractère fortement non-linéaire est associé à la coexistence dans l'écoulement de mouvements à des échelles très différentes. L'énergie de

l'écoulement transite entre ces différentes échelles. Ce transfert d'énergie s'effectue en moyenne et dans le cas des écoulements tridimensionnels, depuis les grandes structures cohérentes jusqu'aux plus petites. La taille des grandes structures est limitée par la géométrie de l'écoulement. Leur énergie provient de l'écoulement moyen. La taille des plus petites structures est liée aux effets dissipatifs (échelle de Kolmogorov).

Phénomènes dissipatifs : c'est la viscosité du fluide qui est à l'origine de la dissipation de l'énergie cinétique produite aux grandes échelles. La transformation de l'énergie cinétique en énergie interne (élévation de température) s'effectue au niveau des échelles dissipatives plus petites.

Phénomènes tridimensionnels et rotationnels : même lorsque l'écoulement moyen est bidimensionnel, les fluctuations induites par la turbulence sont nécessairement tridimensionnelles et le champ de vitesse est rotationnel.

Phénomènes diffusifs : les écoulements turbulents ont la propriété de favoriser le mélange par diffusion de quantité de mouvement, de chaleur et de masse.

Phénomènes imprédictibles : bien que les équations de Navier-Stokes soient déterministes, il est impossible de prédire le comportement d'une solution à long terme. Ceci demanderait une précision infinie sur les conditions initiales.

1.2 Équations instantanées

La dynamique des écoulements turbulents de fluide est décrite par un jeu d'équations couplées représentant les descriptions mathématiques des lois de conservation de la physique. L'expression analytique d'un écoulement s'obtient grâce aux équations de continuité et de quantité de mouvement.

1.2.1 Équation de continuité

Cette équation exprime le principe de conservation de la masse. Dans cette étude, les écoulements incompressibles seront essentiellement considérés. Cette équation se traduit dans ce cas par :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (\text{I.1})$$

avec u_i les composantes de la vitesse.

I.1 Équations de base pour les écoulements turbulents

1.2.2 Équations de quantité de mouvement

Pour un écoulement Newtonien et incompressible, les équations de quantité de mouvement sont connues sous le nom d'équations de Navier-Stokes. Ces équations expriment la contribution des forces de pression et de viscosité à l'accélération d'une particule fluide :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (\text{I.2})$$

avec p , la pression, ρ , la masse volumique et ν , la viscosité cinématique. Cette équation peut également s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + 2\nu \frac{\partial s_{ij}}{\partial x_j}, \quad (\text{I.3})$$

avec $s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, le tenseur du taux de déformation.

1.3 Équations moyennées

Les champs instantanés peuvent s'exprimer comme la somme d'un champ moyen et d'un champ fluctuant. Selon cette décomposition dite de Reynolds, une quantité instantanée f est décrite comme étant la somme de sa moyenne statistique $\langle f \rangle$ et d'une fluctuation f' :

$$f(x_i, t) = \langle f(x_i, t) \rangle + f'(x_i, t). \quad (\text{I.4})$$

La quantité f peut représenter une composante de la vitesse, la pression ou la température de l'écoulement. En introduisant la décomposition de Reynolds, les nouvelles équations obtenues sont dites équations moyennées. Dans la littérature anglo-saxonne, il est utilisé l'acronyme RANS ¹.

1.3.1 Équations du mouvement moyen

En introduisant la décomposition de Reynolds dans l'équation de continuité et en lui appliquant l'opérateur de moyenne statistique, le champ moyen sera défini par :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{I.5})$$

¹Reynolds Averaged Navier-Stokes

Chapitre I. Revue de la littérature

et les trois composantes de la vitesse moyenne obéissent aux relations suivantes :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \langle u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \rangle = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (\text{I.6})$$

La condition d'incompressibilité sur les fluctuations implique :

$$\langle u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \rangle = \langle \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j} \rangle. \quad (\text{I.7})$$

Les équations moyennées peuvent alors s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} - \langle \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j} \rangle, \quad (\text{I.8})$$

ou encore :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle \tau_{ij} \rangle - R_{ij}), \quad (\text{I.9})$$

avec $\langle \tau_{ij} \rangle = 2\nu \langle s_{ij} \rangle$ et $R_{ij} = \langle u'_i u'_j \rangle$, le tenseur de Reynolds. Sous cette forme, les équations du champ moyen de vitesse sont différentes des équations instantanées puisqu'apparaît dans ces équations un nouveau terme lié à l'effet du champ fluctuant. Il est possible d'assimiler son effet à une loi de comportement non-Newtonnien.

1.3.2 Équations du mouvement fluctuant

Par soustraction de l'équation I.5 à l'équation I.1, on obtient :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0. \quad (\text{I.10})$$

Les quantités moyennes et fluctuantes vérifient donc toutes les deux l'équation de continuité.

En soustrayant aux équations de quantité de mouvement instantanée I.2 les équations de quantité de mouvement moyen I.8, les équations de quantité de mouvement pour les fluctuations deviennent :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_j} + \langle \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j} \rangle. \quad (\text{I.11})$$

Une manière d'étudier la dynamique de l'écoulement passe par l'analyse des équations de tensions de Reynolds et des équations de transport de son énergie cinétique. Ces bilans énergétiques s'obtiennent en faisant une série de manipulations algébriques des équations de continuité

I.1 Équations de base pour les écoulements turbulents

et de quantité de mouvement de l'écoulement fluctuant associé.

1.3.3 Équations de tensions de Reynolds

En multipliant l'équation I.11 par u'_k , nous obtenons :

$$u'_k \frac{\partial u'_i}{\partial t} + \langle u_j \rangle u'_k \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_k u'_j \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + u'_k u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} u'_k \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu u'_k \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_j} + u'_k \left\langle \frac{\partial u'_i u'_j}{\partial x_j} \right\rangle. \quad (\text{I.12})$$

En interchangeant les indices libres k et i , nous pouvons écrire :

$$u'_i \frac{\partial u'_k}{\partial t} + \langle u_j \rangle u'_i \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} + u'_i u'_j \frac{\partial \langle u_k \rangle}{\partial x_j} + u'_i u'_j \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_k} + \nu u'_i \frac{\partial^2 u'_k}{\partial x_j \partial x_j} + u'_i \left\langle \frac{\partial u'_k u'_j}{\partial x_j} \right\rangle. \quad (\text{I.13})$$

Finalement, en ajoutant l'équation I.12 à l'équation I.13, en prenant la moyenne et en considérant l'équation de continuité, nous obtenons les équations de transport des contraintes ou des tensions de Reynolds. Ces dernières peuvent être exprimées sous la forme d'un bilan :

$$\frac{\partial \langle u'_i u'_k \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u'_i u'_k \rangle}{\partial x_j} = \begin{cases} - \left(\langle u'_j u'_k \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial \langle u_k \rangle}{\partial x_j} \right) & \text{I} \\ - \left(\frac{\partial \langle u'_i u'_j u'_k \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \langle u'_i p' \rangle}{\partial x_k} + \langle \frac{\partial \langle u'_k p' \rangle}{\partial x_i} \rangle \right) \right) & \text{II} \\ + \frac{1}{\rho} \langle p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u'_k}{\partial x_i} \right) \rangle & \text{III} \\ + \nu \frac{\partial^2 \langle u'_i u'_k \rangle}{\partial x_j \partial x_j} & \text{IV} \\ - 2\nu \left\langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} \right\rangle & \text{V} \end{cases} \quad (\text{I.14})$$

Le terme de gauche représente la variation totale du tenseur de Reynolds constituée de la somme des variations temporelles et convectives. Cette variation totale dépend de plusieurs phénomènes, notamment de l'interaction des tensions de Reynolds avec les gradients de vitesse moyenne, qui constituent la production (I), le transport turbulent associé aux corrélations triples et aux corrélations pression-vitesse (II), la redistribution par les forces de pression représentée par la corrélation pression-déformation (III), la diffusion visqueuse créée par les interactions visqueuses entre la vitesse et ses gradients (IV) et le tenseur de dissipation turbulente (V).

1.3.4 Équations de l'énergie cinétique

La décomposition de Reynolds peut s'appliquer à l'énergie cinétique instantanée $k = \frac{1}{2}u_i u_i$ dont la moyenne statistique se décompose en une énergie cinétique moyenne notée :

$$\langle k \rangle = \frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle \quad (\text{I.15})$$

et une énergie cinétique turbulente notée :

$$\langle k' \rangle = \frac{1}{2} \langle u'_i u'_i \rangle. \quad (\text{I.16})$$

Cette notation n'est pas tout-à-fait satisfaisante au niveau des lois de composition de l'opérateur de moyenne, mais cette entorse permet, sans conséquence, plus de clarté dans l'écriture de ce qui suit.

L'équation de transport de l'énergie cinétique moyenne est obtenue en multipliant l'équation I.8 par la vitesse moyenne $\langle u_i \rangle$:

$$\frac{\partial \langle k \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle k \rangle}{\partial x_j} = \begin{cases} - (\langle u'_i u'_j \rangle) \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} & \text{I} \\ - \left(\frac{\partial \langle u'_i u'_j \rangle \langle u_j \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle \langle u_j \rangle}{\partial x_j} \right) & \text{II} \\ + \nu \frac{\partial^2 \langle k \rangle}{\partial x_j \partial x_j} & \text{III} \\ - \nu \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} & \text{IV} \end{cases} \quad (\text{I.17})$$

Le terme de gauche est le taux de variation de l'énergie cinétique moyenne. Le terme de droite est constitué d'une part de la puissance extérieure (qui transporte l'énergie cinétique moyenne d'un point à un autre) de la pression et du mouvement fluctuant (II) et de la viscosité (III) et d'autre part de la puissance intérieure du mouvement fluctuant (I : échange d'énergie entre le mouvement moyen et fluctuant) et de la viscosité (IV : taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique moyenne).

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente est la demi-somme des composantes

diagonales des équations de transport des tensions de Reynolds I.14 :

$$\frac{\partial \langle k' \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle k' \rangle}{\partial x_j} = \begin{cases} -\langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} & \text{I} \\ -\left(\frac{\partial \langle k' u'_j \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p' u'_j \rangle}{\partial x_j} \right) & \text{II} \\ +\nu \frac{\partial^2 \langle k' \rangle}{\partial x_j \partial x_j} & \text{III} \\ -\nu \langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \rangle & \text{IV} \end{cases} \quad (\text{I.18})$$

Cette équation est analogue à l'équation de transport de l'énergie cinétique moyenne I.17. Le terme de gauche représente la variation totale de l'énergie turbulente. Le terme (I) apparaît dans l'équation de transport de l'énergie cinétique moyenne I.17 avec un signe contraire. Il représente la production de turbulence par le transfert d'énergie de l'écoulement moyen à l'écoulement fluctuant. Le terme (II) désigne la diffusion turbulente. Il correspond au transport de l'énergie cinétique turbulente par les fluctuations de vitesse et au transfert d'énergie cinétique turbulente par l'interaction de la pression et des vitesses fluctuantes. Le terme (III) est la diffusion moléculaire de l'énergie cinétique turbulente par la viscosité. Le terme (IV) est la dissipation de l'énergie cinétique turbulente sous forme de chaleur par les forces visqueuses. Ce terme est toujours négatif. Il constitue un puits dans l'équation de $\langle k' \rangle$ et conduit donc à une décroissance de la turbulence dans le cas des écoulements non forcés ou sans cisaillement.

En résumé, la variation de l'énergie cinétique turbulente se présente sous la forme de l'équilibre entre les mécanismes de production, de diffusion, de transferts et de dissipation des mouvements turbulents. Ces équations seront utilisées pour commenter le comportement des tensions de Reynolds et peuvent permettre de représenter les bilans des équations de transport de notre étude expérimentale, en recourant à quelques hypothèses simplificatrices.

2 Jet plan turbulent en co-courant

Un jet est l'écoulement produit par une source continue de mouvement. Un jet plan est un jet issu d'un orifice de forme rectangulaire se déchargeant dans une grande masse d'un même fluide, le plus souvent au repos. L'écoulement étudié est un jet plan en co-courant, c'est-à-dire un jet plan dont le fluide environnant se déplace dans la même direction. La figure I.1 montre une visualisation et une représentation schématique de son écoulement moyen. La largeur et la longueur de l'orifice sont notées respectivement H et L . Dans cette étude, le rapport d'aspect géométrique est $\frac{L}{H} = 40$. La direction longitudinale x est la direction de l'épanouissement du

jet, la direction latérale y est normale au plan de symétrie et la direction z est la direction de l'envergure. L'origine O du repère se situe au milieu de la section de sortie du jet, au niveau des bords de fuites des deux plaques séparatrices. L'épanouissement transversal (suivant z) du jet est négligeable et l'écoulement est strictement bidimensionnel en moyenne dans le plan $x\widehat{O}y$. Le jet présente un plan de symétrie $x\widehat{O}z$. La vitesse uniforme du jet plan au soufflage est appelée U_j et la vitesse uniforme des co-courants au soufflage U_e .

Le nombre de Reynolds Re_H est un paramètre de contrôle pour le jet plan en co-courant. Il est, pour cette étude, défini comme suit :

$$Re_H = \frac{(U_j - U_e) H}{\nu}. \quad (\text{I.19})$$

Dans cette étude, le régime d'écoulement est turbulent, c'est-à-dire que le nombre de Reynolds, calculé à la sortie de la buse de soufflage est relativement grand ($Re_H \geq 10\,000$).

Un autre paramètre de contrôle pour le jet plan en co-courant est le rapport de vitesse entre les deux écoulements :

$$r = \frac{U_e}{U_j}, \quad (\text{I.20})$$

ou le paramètre de cisaillement :

$$\lambda = \frac{U_j - U_e}{U_j + U_e}. \quad (\text{I.21})$$

Le rapport de vitesse et le paramètre de cisaillement sont liés par la relation :

$$\lambda = \frac{1 - r}{1 + r}. \quad (\text{I.22})$$

2.1 Régions de l'écoulement

L'écoulement moyen d'un jet plan turbulent en co-courant peut être divisé en deux régions : la région initiale et la région pleinement développée.

2.1.1 Région initiale

La région initiale s'étend de la sortie du jet jusqu'au début de la région pleinement développée dans laquelle l'écoulement est en similitude. La longueur de la région initiale est de l'ordre de $10H$. Elle dépend fortement de la forme du profil de vitesse et des critères utilisés pour considérer la similitude atteinte. À la sortie du jet, l'écoulement est généralement uniforme (conditions expérimentales ajustées pour obtenir un profil de vitesse le plus proche possible de l'uniformité : profil plat ou « top-hat »). Il se forme alors de part et d'autre deux couches

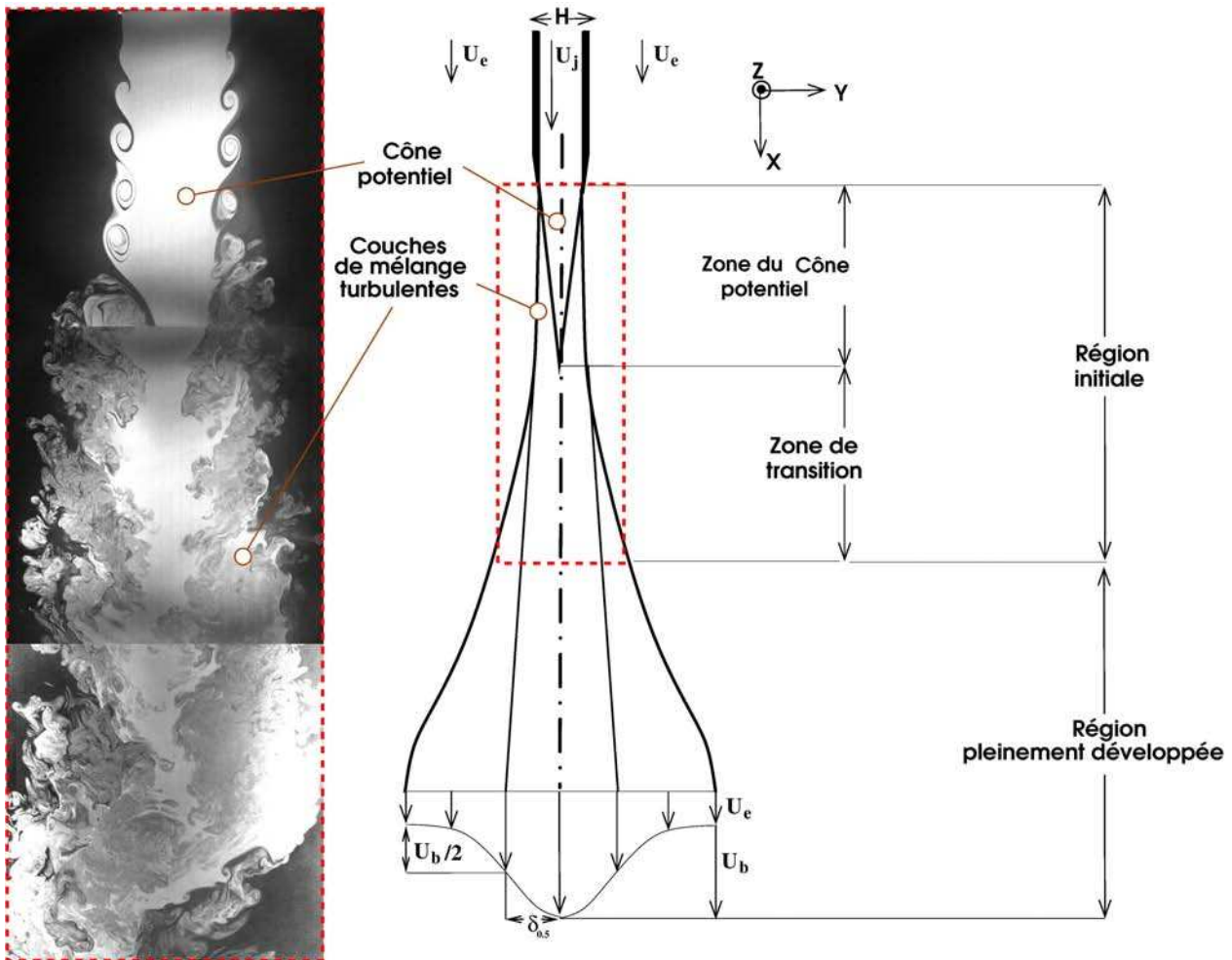


Figure I.1: Visualisation et représentation schématique de l'écoulement moyen d'un jet plan turbulent en co-courant.

cisaillées de type couche de mélange turbulente. Les couches cisaillées sont le siège d'instabilités nées de l'inertie des deux écoulements (jet/co-courant) qui les génèrent et du terme non-linéaire de l'équation de quantité de mouvement. Ces instabilités sont connues sous le nom d'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Elles se manifestent d'abord par une ondulation de la nappe de vorticité qui s'enroule par la suite pour g nerer des lâchers périodiques de structures tourbillonnaires primaires. Ces dernières sont des structures bidimensionnelles dont la taille augmente sous l'effet de l'entraînement. Elles finissent par interagir entre elles provoquant ainsi une modification locale de la périodicité au passage des structures, plus en aval. Des structures secondaires en forme d'épingles à cheveux apparaissent également donnant à la turbulence son caractère tridimensionnel. Dans le cas d'un jet plan, les lâchers tourbillonnaires des deux couches de mélange ont la particularité d'être en phase, en vis-à-vis avec des structures tourbillonnaires contra-

rotatives. Le jet est alors en régime variqueux, par opposition au régime sinueux de l'allée tourbillonnaire de Von Karman caractéristique des écoulements de sillage. L'augmentation de la taille des structures tourbillonnaires conduit à la coalescence des deux couches de mélange. Le mélange conduit à une décélération progressive de la vitesse du jet et à un entraînement de l'ambiance environnante.

De ce fait, il existe un secteur angulaire, ayant pour base l'orifice du jet, dans lequel la vitesse du fluide reste constante et égale à U_j , et la turbulence reste faible. Cette zone, de par sa forme, est appelée cône potentiel et sa longueur est d'environ quatre à huit fois la largeur de la buse de soufflage. La taille de cette zone dépend néanmoins fortement des conditions initiales du jet.

La zone de transition débute après le cône potentiel délimité par deux écoulements de type couche de mélange. Elle prend fin lorsqu'un état de turbulence pleinement développée apparaît pour l'écoulement de type jet plan. C'est donc une zone de transition entre deux types d'écoulement (couche de mélange et jet) dans laquelle les caractéristiques de la turbulence sont fortement modifiées avec beaucoup d'intermittence, une forte croissance de l'énergie cinétique turbulente et une modification profonde de sa répartition en échelle.

Dans la région initiale, région d'établissement de l'écoulement, le comportement de l'écoulement ne présente pas encore une similitude de type jet.

2.1.2 Région pleinement développée

Dans cette région, le comportement du jet plan ne dépend plus des conditions particulières qui l'ont engendré, mais seulement de la vitesse d'entraînement et de la quantité de mouvement à la source du jet. Quelles que soient les conditions initiales du jet en sortie, et notamment la forme du profil de vitesse, le mélange turbulent de la quantité de mouvement conduit à une forme proche d'une fonction gaussienne du profil de vitesse moyenne. Le jet plan en co-courant présente plus largement une auto-similarité de toutes les propriétés statistiques de l'écoulement moyen et turbulent. Les profils latéraux de la vitesse moyenne et des tensions de Reynolds ont une affinité géométrique et ils peuvent se déduire les uns des autres en fonction des coordonnées réduites.

La région pleinement développée se caractérise par l'épanouissement du jet plan suivant y . Son élargissement progressif s'accompagne de la diminution de la vitesse moyenne sur l'axe du jet. Ce comportement est piloté par la *quasi* conservation de la quantité de mouvement du jet et par le phénomène d'entraînement de son environnement, tous deux conduisant à l'augmentation du débit du jet le long de son épanouissement.

Le phénomène d'entraînement est dû à la viscosité du fluide. Elle s'exprime à travers le terme de diffusion dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement. La diffusion visqueuse est toujours présente pour ce type d'écoulement fortement cisailé. La diffusion turbulente est prépondérante dès que l'écoulement présente des structures tourbillonnaires en interaction. La nature intermittente de ces structures leur permet d'entraîner des paquets de fluide irrotationnel à l'intérieur du jet. Au total, la quantité de mouvement du jet est quasiment conservée alors que son débit augmente significativement.

2.2 Équations de base simplifiées

Pour un type d'écoulement et une expérience donnée, il est nécessaire, pour l'analyse, de formuler des hypothèses simplificatrices. Elles permettent de simplifier les équations de base (équations de Navier-Stokes généralisées) qui décrivent la dynamique particulière de l'écoulement considéré. Dans ce qui suit, il sera présenté les hypothèses simplificatrices propres à l'expérience considérée de jet plan et les équations qui en résultent.

2.2.1 Le jet plan, un écoulement cisailé libre

Dans notre cas, nous admettons les hypothèses simplificatrices suivantes :

- propriété d'ergodicité en moyenne. La moyenne temporelle notée $\overline{(\cdot)}$ peut donc se substituer à la moyenne statistique notée $\langle \cdot \rangle$ et donc : $\langle f \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt$;
- fluctuations centrées, $\langle f' \rangle = 0$;
- écoulement permanent (stationnaire), $\frac{\partial}{\partial t} \langle \cdot \rangle = 0$;
- écoulement homogène suivant l'axe z , $\frac{\partial}{\partial z} \langle \cdot \rangle = 0$;
- écoulement plan en moyenne. Toutes les grandeurs moyennes sont donc indépendantes de la direction transversale. Par ailleurs, la vitesse moyenne transversale est nulle et, par raison de symétrie statistique, les covariances incluant la vitesse fluctuante transversale le sont également, soit $\langle w \rangle = 0$, $\langle uw \rangle = 0$ et $\langle vw \rangle = 0$;
- conditions aux limites d'un jet libre, ($y \rightarrow \pm\infty$), $\langle u \rangle \rightarrow 0$ et $\langle u'v' \rangle \rightarrow 0$.

Les équations de base de l'écoulement moyen I.5 et I.8 (équation de continuité et équations de quantité de mouvement) deviennent :

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} = 0, \quad (\text{I.23})$$

$$\langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle u'^2 \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y}, \quad (\text{I.24})$$

$$\langle u \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial y} - \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial y}. \quad (\text{I.25})$$

Outre les hypothèses simplificatrices précédentes, le jet plan est un écoulement cisailé dont les échelles transversales sont petites comparées aux échelles longitudinales. L'approximation de type couche limite (hypothèse de Prandtl) peut donc s'appliquer avec :

- pour la géométrie, $L_y \ll L_x$;
- pour la cinématique, $\langle v \rangle \ll \langle u \rangle$.

En intégrant l'équation I.25, il vient :

$$\langle p \rangle + \rho \langle v'^2 \rangle = \langle p_\infty \rangle, \quad (\text{I.26})$$

où $\langle p_\infty \rangle$ est la pression à l'extérieur de la zone de mélange. En tenant compte des hypothèses énoncées ci-dessus, l'équation de continuité reste inchangée :

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} = 0, \quad (\text{I.27})$$

et les équations de quantité de mouvement se réduisent à :

$$\langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle u'^2 \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial x} = -\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y}. \quad (\text{I.28})$$

La présence de corrélation double confère à ce système d'équations un caractère ouvert, en ce sens qu'il contient à l'ordre un plus d'inconnues que d'équations. Une première façon d'envisager sa fermeture consiste à exprimer directement la corrélation à partir du champ de vitesse moyenne faisant ainsi appel au concept de viscosité turbulente. Une autre voie de fermeture consiste à adjoindre au système certaines équations aux dérivées partielles. Pour une explication détaillée, le lecteur pourra se rapporter à l'ouvrage de Chassaing [8].

Le comportement moyen peut néanmoins se déduire de la version intégrale des équations du mouvement. L'équation de quantité de mouvement I.28 peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{\partial \langle u \rangle^2}{\partial x} + \frac{\partial \langle u \rangle \langle v \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle u'^2 \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial x} = -\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y}. \quad (\text{I.29})$$

En intégrant à travers le jet de $y = -\infty$ à $y = +\infty$, le côté gauche de l'équation I.29 devient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\langle u \rangle^2 + \left(\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle \right) \right] dy + [\langle u \rangle \langle v \rangle]_{-\infty}^{+\infty}, \quad (\text{I.30})$$

et le côté droit de l'équation donne :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left(-\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y} \right) dy = [-\langle u'v' \rangle]_{-\infty}^{+\infty}, \quad (\text{I.31})$$

soit en utilisant les conditions limites du jet :

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\langle u \rangle^2 + \left(\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle \right) \right] dy = 0. \quad (\text{I.32})$$

La quantité de mouvement est donc préservée dans la direction longitudinale. Ainsi :

$$M = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\langle u \rangle^2 + \left(\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle \right) \right] dy, \quad (\text{I.33})$$

avec M , la quantité de mouvement de l'écoulement du jet plan.

Miller et Comings [13] montrent que les deux quantités de turbulence de l'équation I.33 sont du même ordre de grandeur. La contribution des termes de turbulence à l'intégrale de quantité de mouvement de l'écoulement est seulement d'environ 4%. Ces quantités peuvent donc être négligées et la quantité de mouvement peut être approximée par la quantité de mouvement en sortie du jet M_0 avec :

$$M \simeq \int_{-\infty}^{+\infty} \langle u \rangle^2 dy = M_0. \quad (\text{I.34})$$

2.2.2 Cas du jet plan sans co-courant

Dans la région pleinement développée, le profil de vitesse moyenne peut être approché par une fonction gaussienne. Il est défini par :

$$\frac{U}{U_b} = \frac{\langle u \rangle}{\langle u \rangle_{axe}} = \exp \left[\ln(\xi) \left(\frac{y}{\delta_\xi} \right)^2 \right] \quad (\text{I.35})$$

avec $U_b(x) = \langle u \rangle_{axe}(x)$, la vitesse maximale sur l'axe du jet et $\delta_\xi(x)$, l'épaisseur du jet définie comme étant la position y pour laquelle $\frac{\langle u \rangle}{\langle u \rangle_{axe}} = \xi$. Par une simple intégration du profil de vitesse, on obtient pour le débit volumique du jet :

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle u \rangle dy = I_{1\xi} U_b \delta_\xi, \quad (\text{I.36})$$

et pour la quantité de mouvement :

$$M = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle u \rangle^2 dy = I_{2\xi} U_b^2 \delta_\xi. \quad (\text{I.37})$$

avec $I_{1\xi} = \sqrt{\frac{\pi}{-\ln(\xi)}}$ et $I_{2\xi} = \sqrt{\frac{\pi}{-2\ln(\xi)}}$.

De ces deux équations (I.36 et I.37), il est possible d'en déduire :

$$U_b = \frac{I_{1\xi} M}{I_{2\xi} Q} \quad (\text{I.38})$$

$$\delta_\xi = \frac{I_{2\xi} Q^2}{I_{1\xi}^2 M}. \quad (\text{I.39})$$

L'évolution longitudinale de ces deux quantités peut être calculée au prix d'une hypothèse supplémentaire. Dans la littérature, deux hypothèses différentes sont utilisées : l'hypothèse d'épanouissement et l'hypothèse d'entraînement.

L'hypothèse d'épanouissement a été généralisée par Lee et Chu [14] (1996). Cette hypothèse suppose que la variation de l'épaisseur du jet dans un référentiel Lagrangien est proportionnelle à la vitesse du jet, elle-même proportionnelle à la vitesse sur l'axe :

$$\frac{D\delta_\xi}{Dt} = U_c \frac{\partial \delta_\xi}{\partial x} = \beta_\xi \gamma U_b, \quad (\text{I.40})$$

ou plus simplement, en modélisant la vitesse de convection U_c par la vitesse du jet γU_b :

$$\delta_\xi = \beta_\xi x \quad (\text{I.41})$$

avec β , le coefficient de proportionnalité dit d'épanouissement. En utilisant l'équation I.37, cette hypothèse permet d'en déduire :

$$U_b = \left[\left(\frac{1}{I_{2\xi}} \frac{M_0}{\beta_\xi} \right)^{\frac{1}{2}} \right] x^{-\frac{1}{2}}, \quad (\text{I.42})$$

$$\delta_\xi = [\beta_\xi] x. \quad (\text{I.43})$$

L'hypothèse d'entraînement a été introduite par Morton *et al.* [15]. Cette seconde hypothèse relie le flux de masse du fluide entraîné à la vitesse dans le jet. En effet, en intégrant

l'équation de continuité à travers le jet, on aura :

$$\frac{dQ}{dx} = \frac{d}{dx} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle u \rangle dy = [-\langle v \rangle]_{-\infty}^{+\infty} = 2v_e \quad (\text{I.44})$$

avec $v_e = [\langle v \rangle]_{y=\pm\infty}$, la vitesse d'entraînement. L'hypothèse d'entraînement se traduit par :

$$v_e = \alpha U_b. \quad (\text{I.45})$$

En utilisant cette hypothèse dans l'équation I.44 et en identifiant $\langle u \rangle_{axe}$ par l'expression de l'équation I.39, on obtient :

$$\frac{dQ}{dx} = 2\alpha U_b = 2\alpha \frac{I_{1\xi} M}{I_{2\xi} Q} \quad (\text{I.46})$$

soit par intégration :

$$Q^2 = 4 \frac{I_{1\xi}}{I_{2\xi}} \alpha M_0 x. \quad (\text{I.47})$$

En utilisant cette égalité, il est possible d'en déduire le comportement du jet avec :

$$U_b = \left[\left(\frac{1}{4} \frac{I_{1\xi} M_0}{I_{2\xi} \alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \right] x^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{I.48})$$

$$\delta_\xi = \left[\frac{4}{I_{1\xi}} \alpha \right] x \quad (\text{I.49})$$

Les constantes expérimentales des hypothèses d'épanouissement et d'entraînement sont liées par la relation :

$$\beta_\xi = \frac{4}{I_{1\xi}} \alpha. \quad (\text{I.50})$$

2.2.3 Cas du jet plan en co-courant

Dans la région pleinement développée d'un jet plan turbulent en co-courant, le profil de l'excès de vitesse $U = \langle u \rangle - U_e$, normalisé par l'excès de vitesse sur l'axe $U_b = \langle u \rangle_{axe} - U_e$, peut être approché par une distribution Gaussienne semblable à celle d'un jet plan dans une ambiance au repos (Patel [16]) :

$$\frac{U}{U_b} = \frac{\langle u \rangle - U_e}{\langle u \rangle_{axe} - U_e} = \exp \left[\ln(\xi) \left(\frac{y}{\delta_\xi} \right)^2 \right]. \quad (\text{I.51})$$

Dans cette région, le comportement en similitude peut se déduire par de simples considéra-

tions sur l'écoulement moyen. Les propriétés de similitude permettent de décrire l'écoulement en fonction d'une unique variable d'espace sans dimension η qui correspond à la variable de similitude. Cette variable est définie par $\eta = \frac{y}{\delta_\xi}$, où $\delta_\xi(x)$ est l'épaisseur du jet définie comme étant la position y pour laquelle $\frac{\langle u \rangle - U_e}{\langle u \rangle_{axe} - U_e} = \xi$.

Par une simple intégration du profil de vitesse, on obtient pour l'excès de débit volumique du jet :

$$Q_e = \int_{-\infty}^{+\infty} (\langle u \rangle - U_e) dy = I_{1\xi} U_b \delta_\xi, \quad (\text{I.52})$$

et pour l'excès de quantité de mouvement :

$$M_e = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle u \rangle (\langle u \rangle - U_e) dy = I_{2\xi} U_b^2 \delta_\xi + I_{1\xi} U_e U_b \delta_\xi. \quad (\text{I.53})$$

En utilisant une démarche semblable à celle du jet plan, il est aisé de montrer que l'excès de quantité de mouvement est conservé avec :

$$M_e = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle u \rangle (\langle u \rangle - U_e) dy = M_{e0} \quad (\text{I.54})$$

où $M_{e0} = U_j (U_j - U_e) H$ dans le cas d'un profil de vitesse en sortie du type « chapeau haut-de-forme » ou « top-hat ».

Dans la région pleinement développée d'un jet plan turbulent en co-courant tel que celui étudié dans cette thèse, il est supposé que l'écoulement ne dépend pas directement des conditions initiales comme la vitesse du jet U_j et l'épaisseur du jet H en sortie mais seulement de l'excès de quantité de mouvement en sortie M_{e0} . Il y a ainsi deux échelles qui définissent l'écoulement de jet plan turbulent en co-courant : la vitesse ambiante du co-courant U_e et l'épaisseur d'excès de quantité de mouvement θ définie comme suit :

$$M_{e0} = U_e^2 \theta. \quad (\text{I.55})$$

L'utilisation de ces deux échelles permet d'obtenir une représentation universelle des variables de similitude.

En introduisant les variables adimensionnelles $\left[U_b^* = \frac{U_b}{U_e} \right]$, $\left[\delta_\xi^* = \frac{\delta_\xi}{\theta} \right]$ et $\left[x^* = \frac{x}{\theta} \right]$, la conservation de l'excès de la quantité de mouvement devient :

$$I_{2\xi} U_b^{*2} \delta_\xi^* + I_{1\xi} U_b^* \delta_\xi^* = 1 \quad (\text{I.56})$$

Cette équation contient deux inconnues : U_b^* et δ_ξ^* . Pour étudier l'évolution longitudinale de ces quantités, une équation auxiliaire doit être formulée. Dans la littérature, cette équation auxiliaire est issue soit de l'hypothèse d'épanouissement soit de l'hypothèse d'entraînement précédemment décrites dans le cas du jet plan dans une ambiance au repos. La résolution de ce système de deux équations à deux inconnues permet d'en déduire le comportement moyen du jet.

L'hypothèse d'épanouissement suppose que la variation de l'épaisseur du jet dans un référentiel Lagrangien est proportionnelle à une vitesse relative entre le jet et son co-courant :

$$\frac{D\delta_\xi}{Dt} = U_c \frac{\partial \delta_\xi}{\partial x} = \beta_\xi \gamma U_b. \quad (\text{I.57})$$

En posant $U_c = U_e + \gamma U_b$, l'hypothèse d'épanouissement peut être écrite comme l'équation auxiliaire :

$$\frac{d\delta_\xi}{dx} = \beta_\xi \frac{\gamma U_b}{U_e + \gamma U_b}. \quad (\text{I.58})$$

ou encore :

$$\frac{d\delta_\xi^*}{dx^*} = \beta_\xi \frac{\gamma U_b^*}{1 + \gamma U_b^*}. \quad (\text{I.59})$$

Dans la littérature sur les jets turbulents, la valeur de $\beta_{0,5}$ se situe généralement autour de 0, 11. En revanche, la valeur de γ varie sensiblement suivant les auteurs. Pour les jets plans, Abramovich [9] propose une équation auxiliaire légèrement différente dans laquelle $\gamma = 0,5$ alors que Patel [16] et Gaskin et Wood [17] proposent de prendre $\gamma = 1$. Pour les jets axisymétriques, Wright [18] et Chu, Lee and Chu [19] obtiennent $\gamma = 0,5$ et Davidson et Wang [20] $\gamma = 0,65$.

L'hypothèse d'entraînement relie le flux de masse du fluide entraîné à la vitesse dans le jet :

$$\frac{dQ}{dx} = 2v_e, \quad (\text{I.60})$$

avec

$$v_e = \alpha U_b. \quad (\text{I.61})$$

L'équation auxiliaire est donc simplement :

$$\frac{dQ^*}{dx^*} = 2\alpha U_b^*. \quad (\text{I.62})$$

Dans les 2 cas, ce système de deux équations peut alors être numériquement intégré en utili-

Chapitre I. Revue de la littérature

sant la méthode de Runge-Kutta pour obtenir l'évolution de U_b et δ_ξ à différents endroits en aval de la source. La relation entre le coefficient d'entraînement α et le coefficient d'épanouissement β_ξ peut être obtenue en considérant les équations [I.56](#), [I.59](#) et [I.62](#) :

$$\beta_\xi = 2\alpha \left[\frac{1 + \gamma U_b^*}{\gamma U_b^*} \right] \left[\frac{2I_{2\xi} U_b^* + I_{1\xi}}{I_{1\xi} I_{2\xi} U_b^*} \right]. \quad (\text{I.63})$$

Il est au moins possible de déterminer le comportement asymptotique de $U_b(x)$ et $\delta_\xi(x)$. En supposant que toutes les grandeurs moyennes et turbulentes peuvent se déduire des profils amont par similitude, nous verrons que les grandeurs moyennes satisfont alors à des lois universelles.

Les champs de la vitesse moyenne et des tensions de Reynolds, peuvent être définis par des fonctions de similitude comme suit :

$$\begin{aligned} f(\eta) &= \frac{U}{U_b}, \\ g(\eta) &= \frac{\langle v \rangle}{U_b}, \\ g_1(\eta) &= \frac{\langle u'^2 \rangle}{U_b^2}, \\ g_2(\eta) &= \frac{\langle v'^2 \rangle}{U_b^2}, \\ g_{12}(\eta) &= \frac{\langle u'v' \rangle}{U_b^2}. \end{aligned}$$

avec $\eta = \frac{y}{\delta_\xi}$. En identifiant ces expressions dans l'équation [I.52](#), ceci permet d'obtenir :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\delta_\xi \frac{U_b}{U_e} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} f(\eta) d\eta + \frac{U_b}{U_e} \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(\eta) d\eta \right) \right] = 0. \quad (\text{I.64})$$

Cette équation est constituée de deux termes pour lesquels les intégrales sont du même ordre de grandeur. Le premier est $I_{1\xi} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\eta) d\eta$, le moment dû au co-courant et le deuxième est $I_{2\xi} = \int_{-\infty}^{+\infty} f^2(\eta) d\eta$, le moment dû à l'excès de vitesse. Le poids relatif de ces deux termes est porté par la valeur de $\frac{U_b}{U_e}$. Dans un jet plan turbulent en co-courant, le processus de mélange du jet est sous l'influence de l'écoulement ambiant. C'est le rapport entre le maximum d'excès de vitesse et la vitesse ambiante du co-courant $\frac{U_b}{U_e}$ qui détermine l'entraînement.

- Cas $\frac{U_b}{U_e} \gg 1$: ce type de flux est souvent désigné par *jet fort*. C'est le jet plan en co-courant

I.2 Jet plan turbulent en co-courant

avec $U_j \gg U_e$. Pour ce cas, l'équation I.64 se réduit à :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\delta_\xi \left(\frac{U_b}{U_e} \right)^2 \int_0^{+\infty} f^2(\eta) d\eta \right] \simeq 0 \quad (\text{I.65})$$

En posant $U_b \propto x^p$ et $\delta_\xi \propto x^q$ (analogue à l'hypothèse d'épanouissement) dans cette équation, ce remplacement permet d'obtenir :

$$q + 2p = 0, \quad (\text{I.66})$$

- Cas $\frac{U_b}{U_e} \ll 1$: ce type de flux est souvent désigné comme *jet faible*. Pour ce cas, l'équation I.64 devient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\delta_\xi \frac{U_b}{U_e} \int_0^{+\infty} f(\eta) d\eta \right] \simeq 0 \quad (\text{I.67})$$

En posant également $U_b \propto x^p$ et $\delta_\xi \propto x^q$ dans cette équation, il est possible d'en déduire que :

$$p + q = 0 \quad (\text{I.68})$$

- Cas $\frac{U_b}{U_e} \simeq 1$: pour le cas intermédiaire $\frac{U_b}{U_e} \simeq 1$, même s'il y a similitude, il n'est pas possible d'avoir une relation exponentielle simple du type donné par l'équation I.66 et I.68.

Pour résoudre les exposants p et q , il faut identifier les fonctions de similitude dans l'équation I.28. Ainsi, chacun des termes de cette équation s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned} \langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} &= U'_b U_e f - \frac{U_b U_e \delta'_\xi}{\delta_\xi} \eta f' + U_b U'_b f^2 - \frac{U_b^2 \delta'_\xi}{\delta_\xi} \eta f f' \\ \langle v \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} &= \frac{U_b^2 \delta'_\xi}{\delta_\xi} f' \int_0^\eta \eta f' d\eta - U_b U'_b f' \int_0^\eta f d\eta \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} &= \frac{-U_b^2 g'_{12}}{\delta_\xi} \end{aligned}$$

soit :

$$- [g'_{12}] = \frac{\delta_\xi U'_b U_e}{U_b} [f] - \frac{U_e}{U_b} \delta'_\xi [\eta f'] + \frac{\delta_\xi U'_b}{U_b} \left[f^2 - f' \int_0^\eta f d\eta \right] + \delta'_\xi \left[f' \int_0^\eta f d\eta - f f' \right] \quad (\text{I.69})$$

Les termes $[\cdot]$ sont sensiblement du même ordre de grandeur. Le poids de ces termes dans l'équation est donc porté par leurs coefficients respectifs. De plus, le terme de gauche $[g'_{12}]$ est nécessairement du même ordre de grandeur que l'ensemble des termes de droite. En identifiant

U_b et δ_ξ par leurs lois de puissance, ces coefficients deviennent :

$$\begin{aligned} \frac{\delta_\xi U'_b U_e}{U_b U_b} &\propto x^{q-1} \frac{U_e}{U_b} \\ \delta'_\xi \frac{U_e}{U_b} &\propto x^{q-1} \frac{U_e}{U_b} \\ \delta_\xi \frac{U'_b}{U_b} &\propto x^{q-1} \\ \delta'_\xi &\propto x^{q-1} \end{aligned}$$

Pour le *jet fort*, il en résulte $q - 1 = 0$. Avec la relation $q + 2p = 0$ de l'équation I.66, il est donc possible d'en déduire :

$$U_b \propto \frac{1}{\sqrt{x}} \quad (\text{I.70})$$

$$\delta_\xi \propto x \quad (\text{I.71})$$

Pour le *jet faible*, il en résulte $q - 1 - p = 0$. Avec la relation $p + q = 0$ de l'équation I.68, il est donc possible d'en déduire :

$$U_b \propto \frac{1}{\sqrt{x}} \quad (\text{I.72})$$

$$\delta_\xi \propto \sqrt{x} \quad (\text{I.73})$$

On peut alors souligner que dans les 2 cas, U_b décroît en $\frac{1}{\sqrt{x}}$. En revanche, pour le *jet fort*, l'épanouissement est linéaire alors que pour le *jet faible*, cet épanouissement croît en \sqrt{x} comme pour un écoulement de sillage.

2.2.4 Bilan sur les variables d'adimensionnement locales et globales

Le tableau I.1 présente les couples des variables d'adimensionnement locales et globales utilisées dans cette étude pour l'adimensionnement des quantités statistiques. Chacun des couples est constitué d'une échelle de vitesse caractéristique et d'une échelle de longueur caractéristique.

Les variables d'adimensionnement locales ($\langle u \rangle_{axe} - U_e, \delta_\xi$) correspondent aux variables de similitude utilisées pour la superposition des profils transversaux des quantités statistiques dans la région pleinement développée.

Les variables d'adimensionnement globales sont utilisées pour l'adimensionnement des profils de l'évolution, le long de l'axe du jet, des quantités statistiques et des variables de similitude. Il

I.2 Jet plan turbulent en co-courant

Adimensionnement local	$\langle u \rangle_{axe} - U_e$ δ_ξ	Excès de vitesse du jet le long de son axe Épaisseur du jet le long de son axe
Adimensionnement global	$U_j - U_e$ H	Excès de vitesse du jet à la sortie Épaisseur du jet à la sortie
Adimensionnement global	U_e θ	Vitesse du co-courant Épaisseur d'excès de quantité de mouvement

TAB. I.1: Variables d'adimensionnement locales et globales.

est communément reconnu que le comportement du jet dans la région de turbulence pleinement développée ne dépend pas des conditions précises du jet à la sortie (géométrie de base, profil de vitesse, état des couches limites) mais seulement de l'excès de quantité de mouvement et de l'entraînement du jet. On a ainsi pour l'excès de quantité de mouvement M_e et de l'excès de débit Q_e :

$$M_e = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle u \rangle (\langle u \rangle - U_e) dy = M_{e0}$$

$$Q_e = \int_{-\infty}^{+\infty} (\langle u \rangle - U_e) dy = Q_{e0}$$

Des échelles de vitesse ($U_j - U_e$) et de longueur H peuvent être estimées en supposant un profil de vitesse en « chapeau haut-de-forme » à la sortie du jet avec :

$$M_{e0} = U_j (U_j - U_e) H \quad (I.74)$$

$$Q_{e0} = (U_j - U_e) H \quad (I.75)$$

soit :

$$U_j - U_e = \frac{M_{e0}}{Q_{e0}} - U_e \quad (I.76)$$

$$H = \frac{Q_{e0}^2}{M_{e0} - Q_{e0}U_e} \quad (I.77)$$

Ces variables d'adimensionnement globales ($U_j - U_e$) et H seront ainsi utilisées afin de comparer les comportements statistiques des jets aux conditions d'entrée différentes.

Pour l'étude particulière de la région pleinement développée d'un jet plan turbulent en co-courant tel que celui étudié dans cette thèse, il a été supposé dans ce chapitre que l'écoulement ne dépend pas directement des conditions initiales comme la vitesse du jet U_j et l'épaisseur du jet H en sortie mais seulement de l'excès de quantité de mouvement en sortie M_{e0} . Deux

échelles suffisent à définir l'écoulement de jet plan turbulent en co-courant : la vitesse ambiante du co-courant U_e et l'épaisseur d'excès de quantité de mouvement θ définie comme suit :

$$M_{e0} = U_e^2 \theta \quad (\text{I.78})$$

Ces deux échelles (U_e et θ) seront utilisées pour mettre en évidence l'existence d'une représentation universelle des variables de similitude.

2.3 Équations de transport des tensions de Reynolds

En tenant compte des hypothèses simplificatrices énoncées précédemment, les équations de transport des tensions de Reynolds s'écrivent :

– pour $\langle u'^2 \rangle$:

$$\langle u \rangle \frac{\partial \langle u'^2 \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle u'^2 \rangle}{\partial y} = \begin{cases} -2 \left(\langle u'^2 \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right) & \text{I} \\ - \left(\frac{\partial \langle u'^3 \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle u'^2 v' \rangle}{\partial y} + \frac{2}{\rho} \frac{\partial \langle u'p' \rangle}{\partial x} \right) & \text{II} \\ + \frac{2}{\rho} \langle p' \frac{\partial u'}{\partial x} \rangle & \text{III} \\ + \nu \left(\frac{\partial^2 \langle u'^2 \rangle}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \langle u'^2 \rangle}{\partial y^2} \right) & \text{IV} \\ - 2\nu \left(\left\langle \left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle \right) & \text{V} \end{cases} \quad (\text{I.79})$$

– pour $\langle v'^2 \rangle$:

$$\langle u \rangle \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle v'^2 \rangle}{\partial y} = \begin{cases} -2 \left(\langle v'^2 \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} + \langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} \right) & \text{I} \\ - \left(\frac{\partial \langle v'^3 \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle u'v'^2 \rangle}{\partial x} + \frac{2}{\rho} \frac{\partial \langle v'p' \rangle}{\partial y} \right) & \text{II} \\ + \frac{2}{\rho} \langle p' \frac{\partial v'}{\partial y} \rangle & \text{III} \\ + \nu \left(\frac{\partial^2 \langle v'^2 \rangle}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \langle v'^2 \rangle}{\partial y^2} \right) & \text{IV} \\ - 2\nu \left(\left\langle \left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial v'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle \right) & \text{V} \end{cases} \quad (\text{I.80})$$

– pour $\langle w'^2 \rangle$:

$$\langle u \rangle \frac{\partial \langle w'^2 \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle w'^2 \rangle}{\partial y} = \begin{cases} 0 & \text{I} \\ - \left(\frac{\partial \langle u' w'^2 \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle v' w'^2 \rangle}{\partial y} \right) & \text{II} \\ + \frac{2}{\rho} \langle p' \frac{\partial w'}{\partial z} \rangle & \text{III} \\ + \nu \left(\frac{\partial^2 \langle w'^2 \rangle}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \langle w'^2 \rangle}{\partial y^2} \right) & \text{IV} \\ - 2\nu \left(\left\langle \left(\frac{\partial w'}{\partial x} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial w'}{\partial y} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle \right) & \text{V} \end{cases} \quad (\text{I.81})$$

– pour $\langle u'v' \rangle$:

$$\langle u \rangle \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y} = \begin{cases} - \left(\langle u'^2 \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} + \langle v'^2 \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right) & \text{I} \\ - \left(\frac{\partial \langle u'^2 v' \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle u' v'^2 \rangle}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle v' p' \rangle}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle u' p' \rangle}{\partial y} \right) & \text{II} \\ + \frac{1}{\rho} \langle p' \left(\frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x} \right) \rangle & \text{III} \\ + \nu \left(\frac{\partial^2 \langle u'v' \rangle}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \langle u'v' \rangle}{\partial y^2} \right) & \text{IV} \\ - 2\nu \left(\left\langle \frac{\partial u'}{\partial x} \frac{\partial v'}{\partial x} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial u'}{\partial y} \frac{\partial v'}{\partial y} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial u'}{\partial z} \frac{\partial v'}{\partial z} \right\rangle \right) & \text{V} \end{cases} \quad (\text{I.82})$$

2.4 Équations de transport de l'énergie cinétique

De même, en prenant en compte les hypothèses énoncées ci-dessus, l'équation de transport de l'énergie cinétique moyenne s'écrit :

$$\langle u \rangle \frac{\partial \langle k \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle k \rangle}{\partial y} = \begin{cases} + \langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} + (\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle) \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} & \text{I} \\ - \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\langle p \rangle}{\rho} + \langle k \rangle \right) \langle v \rangle \right] & \text{II} \\ 0 & \text{III} \\ - \nu \left(\frac{\partial \langle u' \rangle}{\partial y} \right)^2 & \text{IV} \end{cases} \quad (\text{I.83})$$

et l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente s'écrit :

$$\langle u \rangle \frac{\partial \langle k' \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle k' \rangle}{\partial y} = \begin{cases} -\langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} - (\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle) \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} & \text{I} \\ -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\langle p'v' \rangle}{\rho} + \langle k'v' \rangle \right) & \text{II} \\ 0 & \text{III} \\ -\nu \left[\left\langle \left(\frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle \right. & \\ \left. + \left\langle \left(\frac{\partial v'}{\partial x} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial v'}{\partial y} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial v'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle \right. & \text{IV} \\ \left. + \left\langle \left(\frac{\partial w'}{\partial x} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial w'}{\partial y} \right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle \right] & \end{cases} \quad (\text{I.84})$$

3 Revue bibliographique

Les jets plans sont présents dans de nombreuses applications industrielles et phénomènes environnementaux. C'est un écoulement cisailé qui a fait l'objet de nombreuses études théoriques, expérimentales et numériques. Cette section est une revue bibliographique sur les jets plans. Le choix a été fait de reprendre de façon chronologique (en dérogeant parfois pour plus de clarté) les principales publications qui ont marqué l'activité de recherche sur cet écoulement depuis le début du siècle dernier.

Schlichting [21] (1933) est un des premiers à étudier avec une approche académique les écoulements du type jet. Il s'est intéressé au développement d'un jet issu d'une buse circulaire (jet circulaire) et d'une buse longue et étroite (jet plan) dans une ambiance au repos. Dans le cas des jets plans, les conditions limites et les hypothèses de bi-dimensionnalité et d'affinité géométrique de l'écoulement lui ont permis d'intégrer numériquement les équations fondamentales de la mécanique des fluides. Les solutions résultantes ont donné les premières descriptions de l'écoulement de jet plan, avec une expansion des profils en loi de puissance dans la région de similitude. Bickley [22] (1937) a poursuivi cette étude en calculant analytiquement ces solutions en considérant les approximations de Prandtl établies pour l'étude de la couche limite. Il note que le développement du jet est accompagné par un entraînement du fluide ambiant, ce qui produit une augmentation du débit et une diminution de la vitesse axiale tout en conservant une quantité de mouvement constante.

Parallèlement aux travaux de Schlichting, Förthmann [23] (1934) a abordé par une approche expérimentale l'étude du jet plan se développant dans une ambiance au repos. Il a mesuré en utilisant un tube de Pitot les profils de la vitesse moyenne dans la région $0 < x/H < 25$, avec H

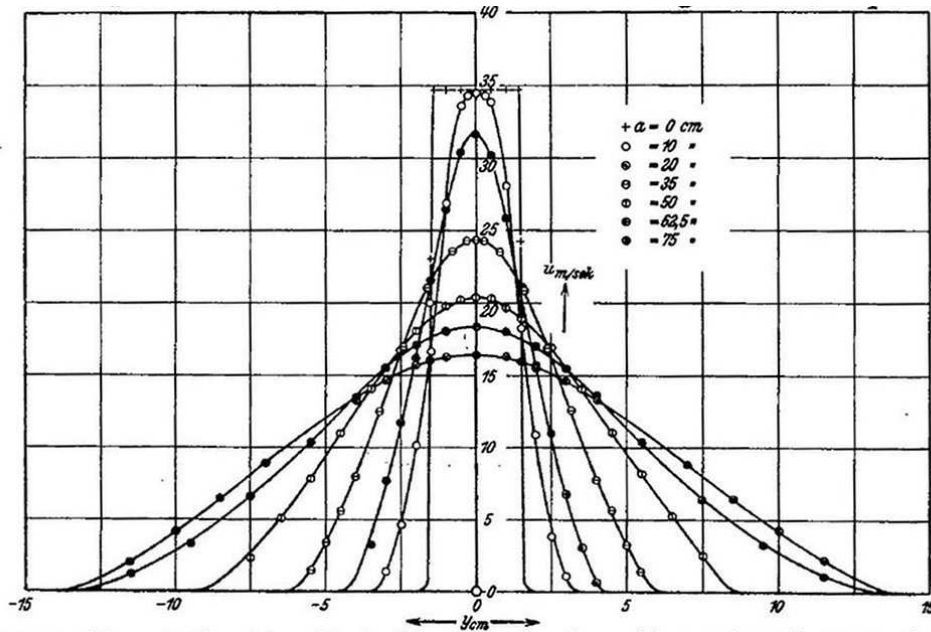


Figure I.2: Profil de vitesse moyenne à différentes stations dans le jet plan d'après Förthmann [23]

la largeur de la buse de soufflage (figure I.2). La région explorée se limitait principalement à la région initiale dans laquelle s'établit l'écoulement. Les quantités statistiques présentées n'avaient donc probablement pas encore atteint un état asymptotique.

Une étude plus complète a été menée par Miller et Comings [13] (1957) au moyen d'un tube de Pitot et surtout d'un anémomètre à fil chaud. Les profils transversaux et l'évolution axiale de la pression statique et du moment d'ordre un (moyenne) et deux (écart-type) de la vitesse longitudinale ont été obtenus jusqu'à une distance de $40H$. De ces mesures, Miller et Comings ont pu vérifier l'existence d'une région de similitude avec une croissance linéaire de l'épaisseur du jet et une décroissance en racine carrée de la vitesse sur l'axe (figure I.3). Ils ont également pu mettre en évidence une pression statique négative dans le jet (excepté dans la région du cône potentiel) évoluant comme l'écart-type des fluctuations de vitesse (figure I.4), ce qui conforme à l'équation du mouvement transversal (équation I.26).

Van Der Hegge Zijnen [24, 25] (1958) a mené une étude comparable à celle de Miller et Comings. Il s'est intéressé aux propriétés cinématiques de l'écoulement avec des mesures par anémométrie à fil chaud pour un nombre de Reynolds $Re_H = 13\,300$ avec deux rapports d'aspect différents ($L/H = 20$ et 25 avec L , l'envergure du jet) et sur une distance axiale identique à celle de Förthmann. Il a par ailleurs étudié le transport de température avec un thermocouple et le transport de matière (gaz de ville) avec un analyseur de gaz et une canne de prélèvement.

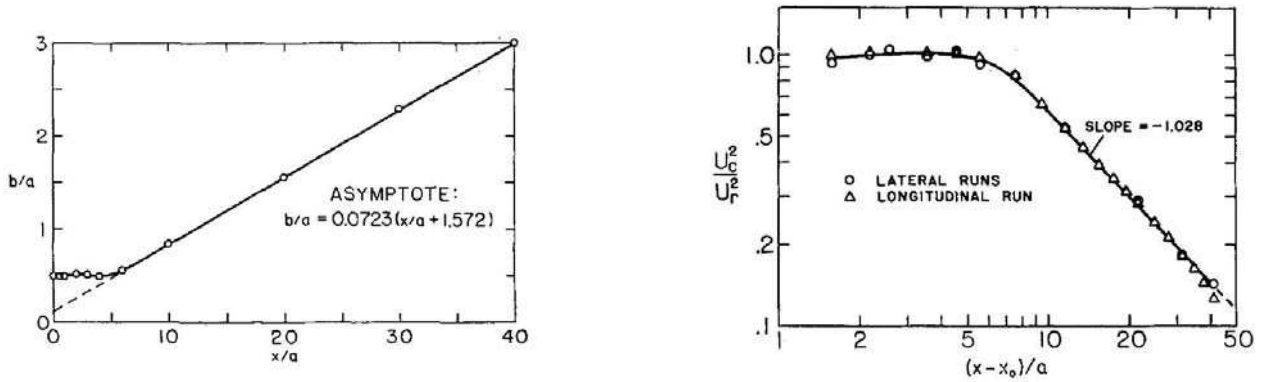


Figure I.3: Croissance linéaire de l'épaisseur du jet b et décroissance en racine carrée de la vitesse sur l'axe U_c d'après Miller et Comings [13]. a et U_r sont respectivement la largeur et la vitesse en sortie de buse.

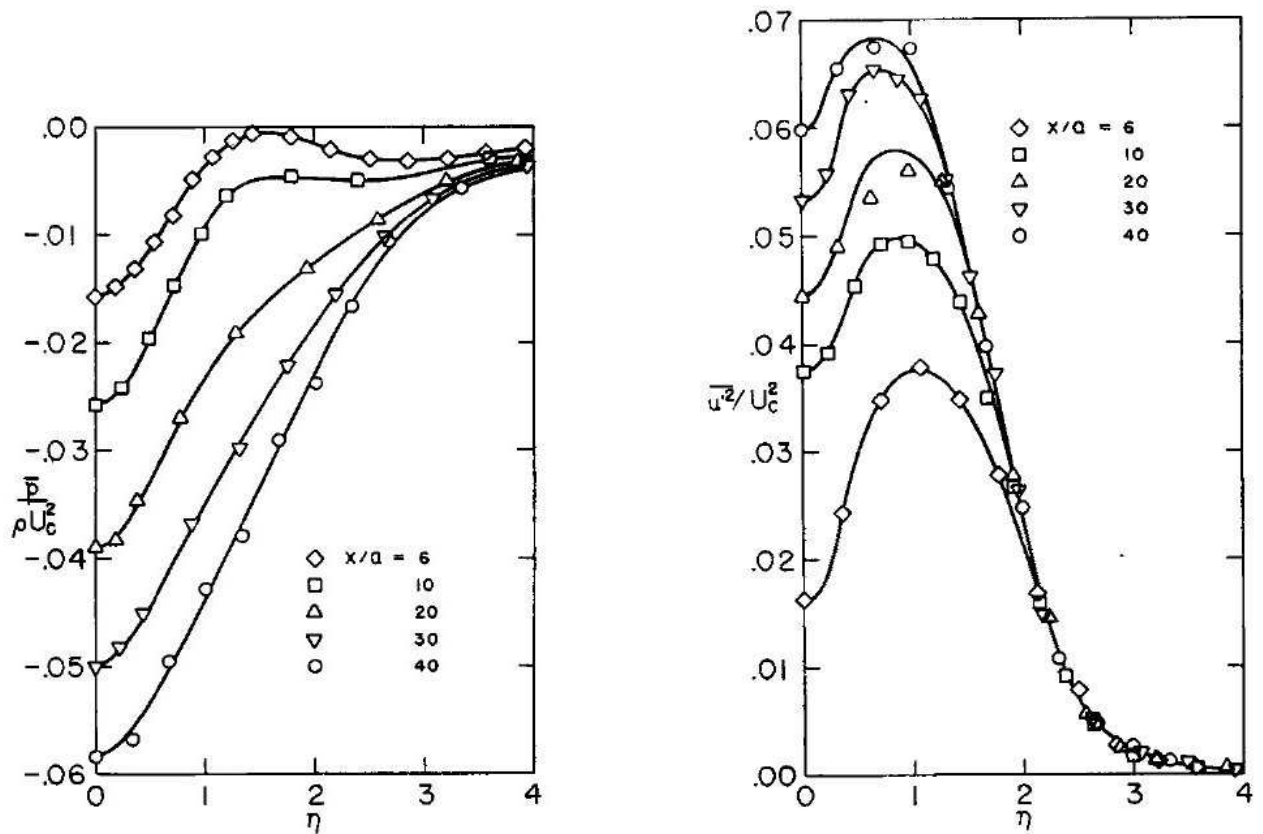


Figure I.4: Profils de pression moyenne et de la tension $\langle u'u' \rangle$ à travers le jet, avec $\eta = \frac{y}{b}$, d'après Miller et Comings [13]

De l'ensemble de ces expériences, il a établi les profils des grandeurs caractéristiques (vitesse, température et concentration). Il a noté l'influence du rapport d'aspect sur ces profils statis-

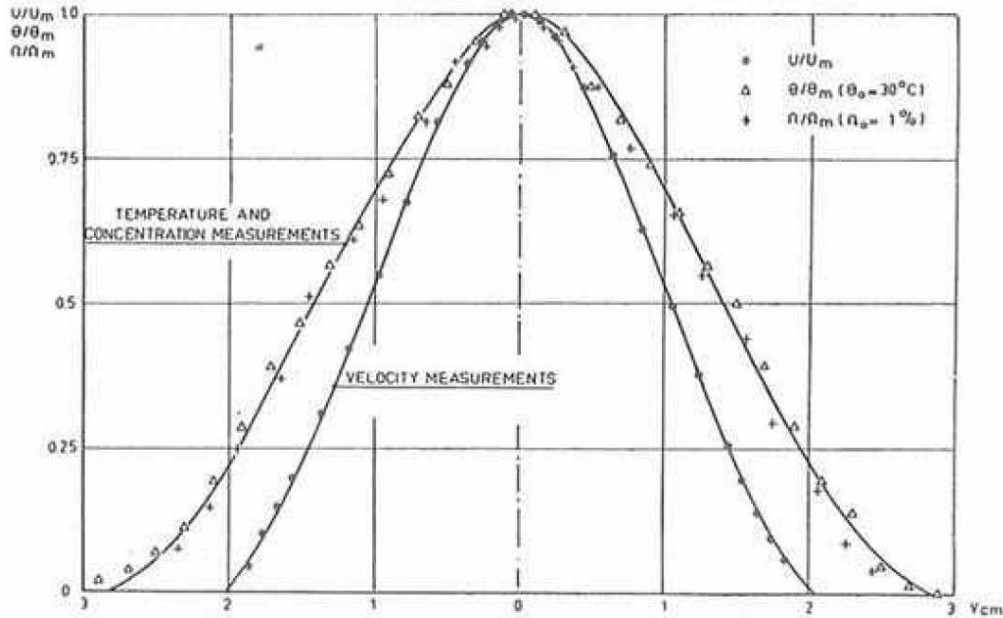


Figure I.5: Profil de vitesse, de température et de concentration moyenne d'après Van Der Hegge Zijnen [25]

tiques. Il a également estimé la viscosité turbulente et la longueur de mélange de cet écoulement. Il a par ailleurs constaté que l'expansion est identique pour les deux quantités scalaires et que cette expansion est plus lente pour les quantités cinématiques (figure I.5).

Heskestad [26] (1965) a réalisé des mesures d'un jet plan dans une ambiance au repos en utilisant une technique d'anémométrie à fil chaud incliné et à température constante (le fil est incliné successivement selon trois angles différents par rapport à l'axe du jet) lui permettant d'accéder aux statistiques relatives au trois composantes de vitesse. Il a ainsi pu calculer, outre les profils de vitesses moyennes et du tenseur de Reynolds, l'intermittence de l'écoulement, les coefficients d'aplatissement et les bilans d'énergie (en ayant recours à des hypothèses simplificatrices). Ces mesures ont été réalisées de 47 à $160H$, soit une région située juste en aval par rapport aux travaux précédemment cités. La similitude des profils de vitesse moyennes et les lois de comportement relatives à l'expansion du jet sont vérifiées dans toute la région. En revanche, la similitude pour les profils des grandeurs turbulentes n'apparaît qu'à partir de $65H$, ce qui est une valeur bien plus grande que celle couramment admise. Heskestad commente assez peu l'effet du nombre de Reynolds sur l'écoulement moyen et les caractéristiques de la turbulence. Cet effet a été étudié plus en détail par Lemieux et Oosthuizen [27] en deçà de $60H$ pour des nombres de Reynolds variant de 700 à 4200 . Les profils de vitesse moyenne adimensionnés par

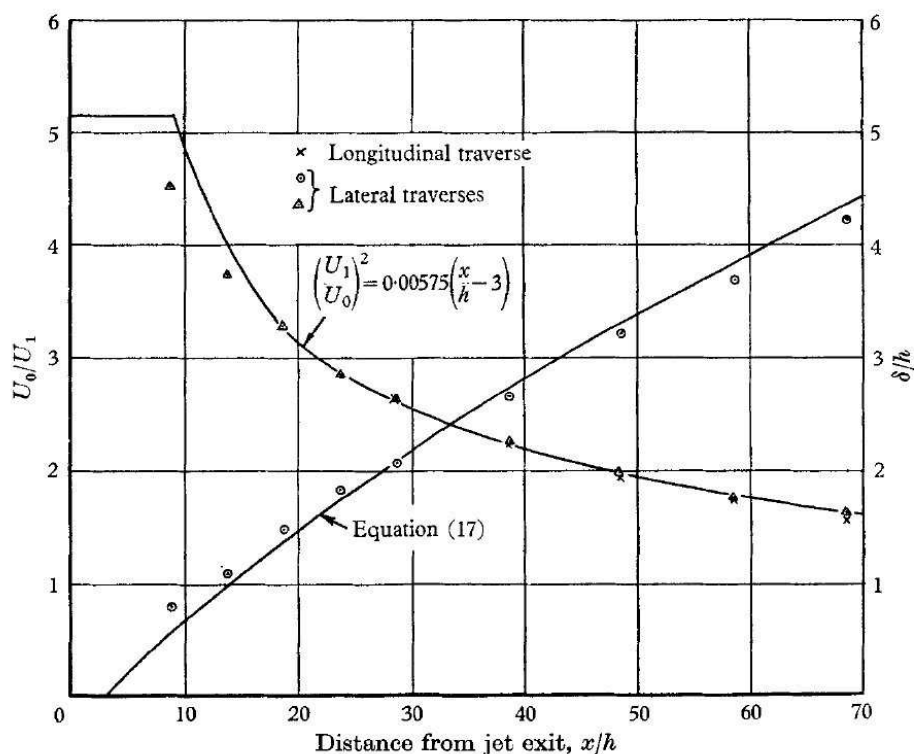


Figure I.6: Évolution de l'épaisseur du jet et décroissance en racine carrée de la vitesse sur l'axe (adimensionnées par la vitesse extérieure U_1 et la largeur de la buse H) d'après Bradbury [28]

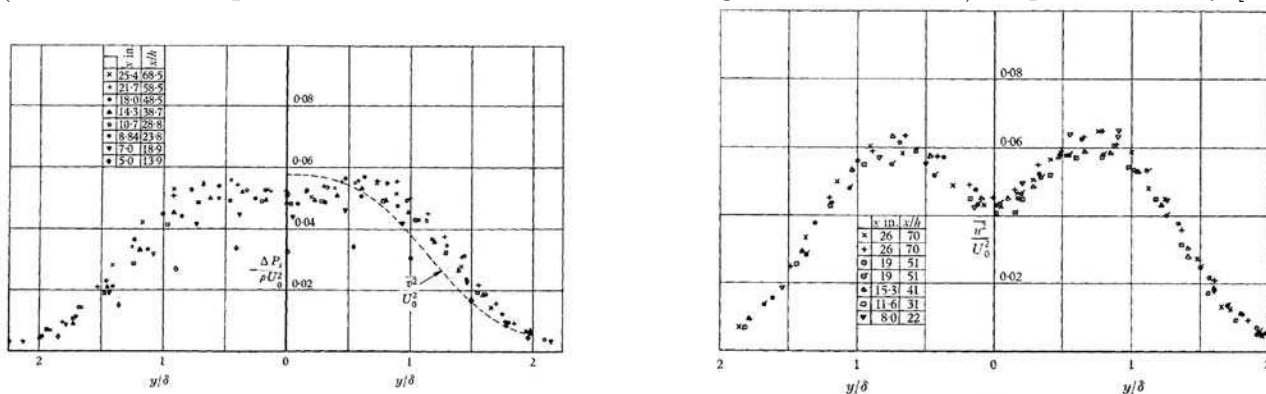


Figure I.7: Profils de pression moyenne et de la tension $\langle u'u' \rangle$ à travers le jet d'après Bradbury [28]

des variables locales ne sont pas affectés par la valeur du nombre de Reynolds, contrairement au tenseur de Reynolds et à la vitesse d'épanouissement. Au delà de $Re_H \sim 5000$, cet effet disparaît suggérant plus un effet de Reynolds faible qu'un effet Reynolds à proprement dit.

L'étude d'un jet se déchargeant dans un même fluide se déplaçant dans la même direction

(co-courant) a d'abord été abordée par Bradbury [28] (1965) dans le cas d'un jet plan et Antonia et Bilger [29] (1974) dans le cas d'un jet axisymétrique. L'écoulement de jet plan étudié par Bradbury était du même type que celui considéré dans cette thèse. Bradbury a mesuré le développement du jet plan se développant dans un flux uniforme co-courant dans la région allant de 0 à $70H$ pour un nombre de Reynolds $Re_H = 30\,000$ et pour deux rapports de vitesse $r = 0,07$ et $0,16$. Les mesures de pression et de vitesse moyennes ont été réalisées séparément avec une sonde de pression statique et un tube de Pitot et les mesures de turbulence par anémométrie à fil chaud incliné, à courant constant. La présence des co-courants a permis d'éviter les écoulements de retour qui pouvaient nuire à la mesure par fil chaud. Néanmoins, l'intensité turbulente dans les co-courants était trop élevée dans le cas $r = 0,07$ pour permettre des mesures précises. Les résultats n'ont donc été présentés que dans le cas $r = 0,16$. L'analyse de Bradbury sur le comportement du jet plan en co-courant s'est construite par comparaison avec l'approche de Townsend [30] (1956) sur les écoulements cisailés libres en général et sur les écoulements de sillages en particulier. Un développement analytique simple lui a permis de prédire l'existence de deux régions dans lesquelles l'épanouissement du jet se comporte de façon différente. Un jet plan en co-courant est d'abord un jet fort suivant un comportement de type jet puis, la vitesse moyenne sur l'axe étant décroissante, il devient un jet faible suivant un comportement de type sillage. Les résultats expérimentaux obtenus confirment ce comportement (figure I.6) et montrent que le jet atteint un état de similitude à environ $30H$. Les mesures de pression moyenne (figure I.7) sont du même ordre de grandeur que celles de Miller et Comings [13], mais la forme du profil diffère avec la présence de deux pics de pression de part et d'autre de l'axe du jet (pics que l'on retrouve sur la tension $\langle u'u' \rangle$, mais pas sur $\langle v'v' \rangle$). Bradbury souligne que les profils de turbulence ressemblent à ceux d'un sillage. En revanche, l'intermittence et les bilans d'énergie présentent des différences significatives. Bradbury et Riley [31] (1967) ont étendu cette étude à différents rapports de vitesse r . Sur la base d'arguments dimensionnels simples, ils ont identifié des variables d'adimensionnement (vitesse du co-courant U_e et épaisseur d'excès de la quantité de mouvement θ) leur permettant d'obtenir une représentation universelle des profils des variables de similitude caractérisant l'expansion du jet en tenant compte de l'origine virtuelle du jet qui dépend en revanche des conditions particulières en sortie de jet (figure I.8). Le comportement du jet dans la zone de turbulence pleinement développée dépend non pas de la géométrie de la buse ou de la forme du profil de vitesse en sortie, mais seulement de l'excès de la quantité de mouvement et de la vitesse d'entraînement. Bradbury et Riley ont donc reformulé le comportement théorique d'un jet plan en co-courant dans cette représentation. Ce changement de comportement a ensuite été confronté sans succès à une prédiction basée sur le modèle des grands tourbillons en équilibre de Townsend [30].

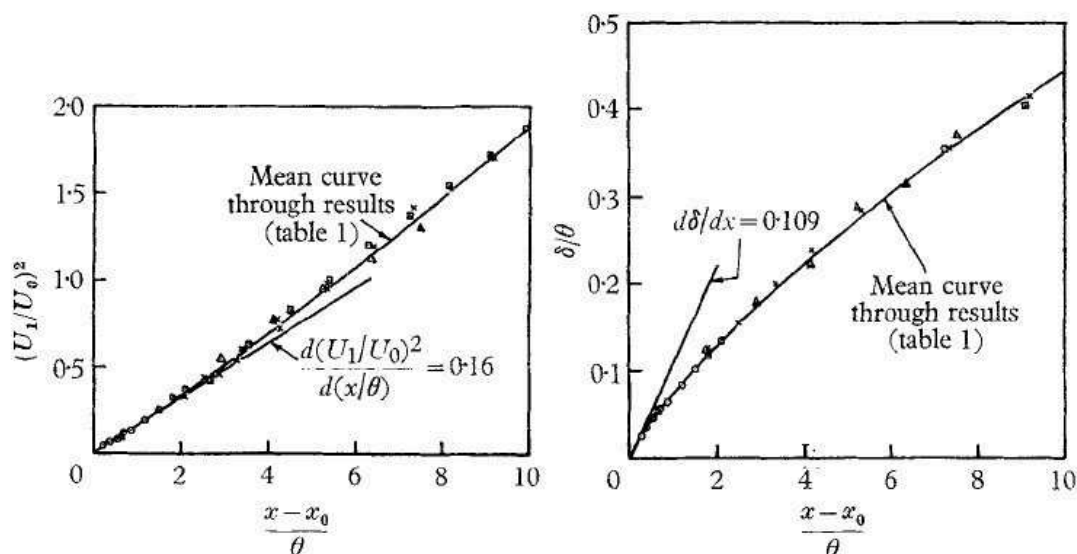


Figure I.8: Évolution de l'épaisseur et de la vitesse sur l'axe du jet (adimensionnées par la vitesse extérieure U_1 et l'épaisseur d'excès de quantité de mouvement θ) d'après Bradbury et Riley [31]

Bilger [32] (1969) a compilé les résultats des études menées par d'autres auteurs sur les écoulements de jets et de sillages (notamment ceux de Schlichting [21], Townsend [30] et Bradbury et Riley [31]) pour caractériser le comportement des écoulements se développant dans un flux co-courant. Il identifie ce type d'écoulement par « jet-sillage » et cartographie son comportement dans l'espace formé par le rapport de vitesse et la distance axiale (figure I.9). Il le décompose en deux régions : la région initiale (zone de recirculation ou cône potentiel) et la région pleinement développée (avec une similitude de type jet ou sillage). Il met en évidence la dépendance de la région initiale aux conditions génératrices de l'écoulement alors que la région de similitude, dans le cas du jet, ne dépend que de l'excès de la quantité de mouvement et de l'entraînement (excepté pour l'origine virtuelle des lois de comportement). En s'inspirant de modèles établis par Townsend (modèle des grands tourbillons en équilibre [30] et modèle d'entraînement [33], cf. thèse Vogel [34] pour de plus amples détails), il parvient à obtenir un bon accord entre la théorie et l'expérience sur les lois de d'expansions des écoulements « jet-sillage » en général (figure I.10).

Patel [16] (1971) s'est également intéressé au problème de prédiction du développement vers l'aval d'un jet plan libre ou pariétal dans un écoulement uniforme co-courant. La démarche utilisée est identique, et plus claire, que celle d'Abramovich [9]. Elle consiste à intégrer un système d'équations différentielles constitué de l'équation de conservation de la quantité de mouvement et d'une équation auxiliaire traduisant l'hypothèse d'épanouissement généralisée par Chu et

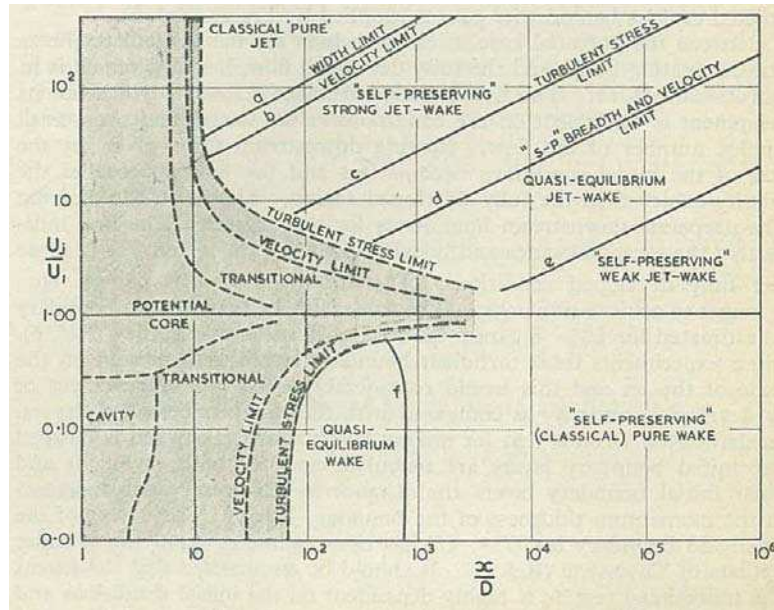


Figure I.9: Régimes d'écoulement pour les « jets-sillages » turbulents d'après Bilger [32]

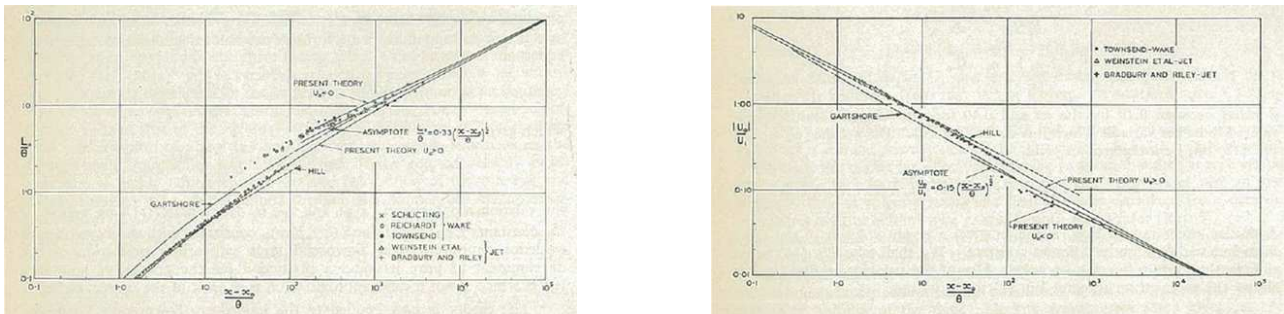


Figure I.10: Évolution de l'épaisseur du jet et de la vitesse sur l'axe d'après Bilger [32]

Lee [14] laquelle suppose que la variation de l'épaisseur du jet dans un référentiel Lagrangien est proportionnelle à la vitesse du jet. Les deux inconnues du système sont une vitesse et une échelle caractéristiques du jet à une position donnée, telles que l'excès de vitesse sur l'axe du jet et l'épaisseur du jet. En intégrant ce système, Patel obtient une solution continue qui prédit correctement les deux comportements asymptotiques (comportement de jet fort puis de jet faible) mesurés par Bradbury et Riley [31]. L'hypothèse d'épanouissement utilisée lui permet en outre d'estimer une viscosité turbulente conforme à Bradbury et Riley [31] et compatible avec la nature de l'écoulement dans chacune de ces deux régions (la vitesse d'entraînement et la corrélation croisée $u'v'$ adimensionnées sont deux fois plus petites dans un jet que dans un sillage d'après Bilger [32]) contrairement à ce qu'obtient Abramovich [9] avec une hypothèse d'épanouissement légèrement différente. La démarche de Patel a souvent été reprise pour

proposer des modèles de comportement d'écoulement en présence de co-courant. On citera les travaux de Wang [35] et Gaskin et Wood [17] pour les jets plans et axisymétriques et les travaux de Davidson et Wang [20], Lee et Chu [12] et Enjalbert, Galley et Pierrot [36] spécifiquement pour les jets axisymétriques. À noter que Enjalbert *et al.* se particularisent en utilisant une équation auxiliaire basée sur l'hypothèse d'entraînement de Morton *et al.* [15] laquelle relie le flux de masse du fluide entraîné dans le jet à la vitesse dans le jet.

Flora et Goldschmidt [37] (1969) se sont intéressés à l'influence des conditions de sortie des jets plans sur la position des origines virtuelles des lois d'expansion. Ils ont ainsi défini une origine virtuelle géométrique liée à l'épanouissement du jet (x) et une origine virtuelle cinématique liée à la décroissance de la vitesse axiale ($x^{-1/2}$). La soufflerie utilisée leur a permis de modifier la forme et la largeur de la buse, la largeur de la chambre de tranquillisation et le taux de turbulence. Ils ont conclu que la position des deux origines virtuelles ne coïncident pas entre-elles et qu'elles dépendent essentiellement du taux de turbulence avec un déplacement important vers l'amont de l'écoulement lorsque ce taux augmente. De même, Kotsovinos [38] (1976) a examiné la pente et l'origine virtuelle de l'épanouissement des jets plans en récoltant les résultats issus de la littérature. Il souligne également la grande variabilité de ces résultats, mais parvient à mettre en évidence un rapport relativement constant entre la pente et l'origine. Il en conclut un épanouissement non précisément linéaire du jet qu'il attribue à une possible relaminarisation du jet loin en aval. En réponse à Kotsovinos, Bradshaw [39] (1976) réfute toute idée de relaminarisation et écarte un possible effet 3D dû au rapport d'aspect L/H , en l'occurrence relativement grand dans les travaux utilisés. Il suggère plutôt que la principale cause de cet épanouissement non linéaire est un taux de turbulence ambiante directement lié à l'activité du jet.

Les nombreux résultats de la littérature montrent l'existence de régions au comportement auto-similaire de l'écoulement (affinité géométrique des profils et loi de comportement pour l'épanouissement de l'écoulement). Les grandeurs caractéristiques de ce comportement auto-similaire sont clairement dépendantes de facteurs autres que les paramètres de contrôle classiques (George [40]). Rogers et Moser [41] soulignent pour un écoulement de couche de mélange que l'auto-similarité ne nécessite ou n'entraîne en aucune manière l'universalité de son état. Cette remarque peut se généraliser à l'ensemble des écoulements cisailés. Ainsi, différentes conditions d'expérimentations peuvent conduire à l'existence de différents états d'auto-similarité caractérisés par différents taux de croissance, d'intensités de turbulence (fluctuations de vitesse et de scalaire) ainsi que par différentes structurations topologiques.

Le battement d'un jet plan a été identifié par Goldschmidt et Bradshaw [42] (1973) sur la base des corrélations croisées négatives obtenues entre les fluctuations vitesses des deux couches

de mélange. Le battement observé est lié à la propagation périodique des tourbillons contra-rotatifs à la fin du cône potentiel. Quand les structures tourbillonnaires se rencontrent, les vitesses induites peuvent infléchir leur trajectoire de l'axe du jet, et engendrer ce battement. Antonia, Browne, Rajagopalan et Chambers [43] (1983) se sont également intéressés à l'organisation de l'écoulement dans un jet plan se développant dans une ambiance au repos. Les mesures ont été réalisées, pour un nombre de Reynolds $Re_H = 7\,620$, par 2 sondes à fils chauds croisés et 2 sondes à fils froids dans le cas d'un jet légèrement chauffé ($\Delta T = +25\text{ K}$ par rapport à l'ambiance). L'organisation spatiale, les fréquences caractéristiques et les échelles dans le jet ont été déduites du calcul des spectres d'énergie et des corrélations spatio-temporelles. Des structures tourbillonnaires contra-rotatives sont manifestement présentes de part et d'autre de l'axe du jet. Elle s'organise de façon symétrique dans la région initiale et alternée dans la région pleinement développée. Les caractéristiques du battement résultant (adimensionnées par les variables locales) pour $x/H \leq 20$ sont respectivement une fréquence de 0,11 et une amplitude de l'ordre de 0,1, en accord avec les résultats de Cervantes et Goldschmidt [44] (1981). En utilisant un dispositif expérimental équivalent (deux sondes de part et d'autre de l'axe du jet) et en s'inspirant de précédents travaux sur les jets impactants, Thomas et Goldschmidt [45] (1985) suggèrent que le champ de pression associé à des structures grandes échelles en aval sont susceptibles d'exciter les couches cisailées à la sortie du jet. Ce mécanisme se caractérise par la formation de structures symétriques à la sortie du jet et antisymétriques en fin de cône potentiel. Les résultats semblent indiquer que le couplage entre l'écoulement aval et la région initiale peut être important dans le développement de l'écoulement. Sato [46] (1960) avait auparavant effectué une étude expérimentale poussée sur les modes instables de la transition dans les jets plans. Il avait ainsi observé les modes d'instabilité variqueux (symétrique ou pair) et sinueux (anti-symétrique ou impair) dans la région initiale des couches de mélange de part et d'autre du cône potentiel. Ces modes ont pour résultat un agencement particulier des tourbillons de Kelvin-Helmholtz. L'occurrence de chaque mode est fortement dépendante des profils de vitesse en sortie de jet. Le mode variqueux est associé au profil du type « chapeau haut-de-forme » et dégénère en mode sinueux tandis que les profils paraboliques conduisent directement au mode sinueux. L'analyse de stabilité linéaire du profil de vitesse conduit à l'existence de deux classes de solution instable correspondant au mode sinueux et variqueux (voir démonstration dans Drazin et Reid [47]). L'évolution de ces deux classes est schématisée dans la figure I.11.

Bashir et Uberoi [49] (1975) ont mesuré le transfert de chaleur dans un jet plan d'air chauffé turbulent orienté vers le haut. La région explorée s'étend de l'orifice à $60H$ pour un nombre de Reynolds d'environ $Re_H = 3\,000$ et différents rapports d'aspect ($L/H = 20$ à 144). Les mesures de vitesse ont été réalisées par anémométrie à température constante de fils croisés et

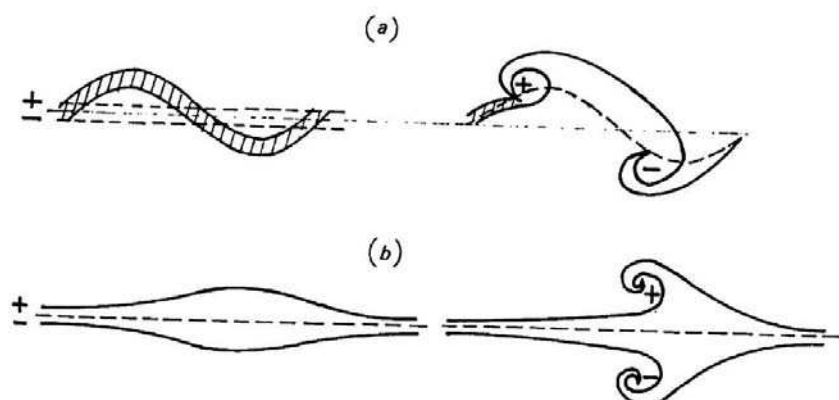


Figure I.11: Développement d'un jet de Bickley d'après Lesieur [48] : (a), mode sinueux ; (b), mode variqueux

les mesures de température par thermocouple pour la partie moyenne et thermométrie à fil froid pour la partie fluctuante. L'effet de la température sur la cinématique de l'écoulement n'est plus perceptible au-delà de $40H$. Les profils moyens et du tenseur de corrélation sont en complète similitude au-delà de la même station. Le bilan d'énergie obtenue dans la zone de similitude montre que les termes de dissipation et de production sont dominants et coïncident avec ceux de Heskestad [26]. Les spectres de température et le profil de corrélation vitesse-température $\langle v'\theta' \rangle$ à travers le jets sont présentés. Pour un écoulement semblable de jet plan chauffé, Davies, Keffer et Baines [50] ont plutôt centré leur étude sur le problème de l'expansion différente de la vitesse et de la température auparavant constatées par Van Der Hegge Zijnen [24, 25]. Ils ont mesuré successivement aux fils chauds les profils de vitesse dans un jet plan puis au fil froid les profils de température d'un jet légèrement chauffé de sorte à considérer la température comme un scalaire passif. Davies *et al.* montrent que l'expansion thermique et cinématique du jet sont en coïncidence lorsque cette expansion s'appuie sur le profil du facteur d'intermittence (ratio entre les zones turbulentes et zones irrotationnelles calculées à la manière de Hedley et Keffer [51]). Dans une note dédiée à l'article de Davies *et al.*, Freymuth [52] a livré un commentaire sur le problème de l'expansion différente de la vitesse et de la température. Il souligne la nécessité, pour bien caractériser l'expansion d'un jet, de donner, outre l'évolution d'un paramètre tel que l'épaisseur du jet, les profils des différentes quantités de turbulence.

Goldschmidt et Young [53] (1975) ont calculé les spectres d'énergie d'un jet plan dans la région $x/H \leq 60$ à partir du signal d'un anémomètre à fil chaud. Ils en ont déduit les échelles de Taylor par intégration du spectre et les échelles intégrales par la valeur en $k = 0$ (cf. Bruun [54]). L'hypothèse de turbulence figée de Taylor a été appliquée pour en déduire des échelles en espace. Les résultats montrent une distribution spectrale universelle le long de l'axe du jet mais pas

en différents points de l'épaisseur où l'écart se fait au niveau des échelles relatives aux grandes structures. Ainsi, l'échelle de Taylor reste sensiblement constante le long de l'axe du jet et augmente dans la direction latérale. En revanche, l'échelle intégrale augmente linéairement le long de l'axe du jet dans les mêmes proportions que pour l'épaisseur du jet.

Gutmark et Wygnanski [55] (1976) ont mesuré au moyen de l'anémométrie à fils chauds croisés le jet plan dans une ambiance au repos jusqu'à $x/H = 120$ et pour un nombre de Reynolds $Re_H = 30\,000$. Les quantités discutées sont la vitesse moyenne, le tenseur de Reynolds, les moments d'ordre 3 et 4 et le facteur d'intermittence. Ils observent un comportement en similitude du jet pour l'ensemble de ces quantités statistiques au-delà de $40H$. Les échelles de Taylor (issues du gradient de vitesse) et les échelles intégrales (calculées par intégration des corrélations temporelles) sont également commentées. En particulier, l'échelle de Taylor reste constante, voire croît relativement lentement le long du jet, mais diminue dans la direction latérale contrairement aux mesures de Wygnanski and Fiedler [56] pour un jet rond et Goldschmidt et Young [53] pour un jet plan.

Everitt et Robins [57] (1978) se sont intéressés à la structure et au développement des jets plans turbulents dans deux configurations d'ambiances différentes : une ambiance au repos et un flux uniforme co-courant. Cette étude fait écho aux travaux de Heskestad [26] et Gutmark et Wygnanski [55] pour la première configuration et de Bradbury [28, 31] pour la seconde. La soufflerie utilisée était celle de Goldschmidt et Bradshaw [42] et la technique d'anémométrie à fils chauds était semblable à celle décrite dans Gutmark et Wygnanski [55]. Les mesures ont été réalisées sur de grandes distances de développement ($> 100H$) pour des nombres de Reynolds Re_H compris entre 7 000 et 75 000 et des rapports de vitesse r variant de 0 à 0,38. Globalement, le nombre de Reynolds semble n'avoir que peu d'effet sur l'ensemble des statistiques, excepté peut-être pour de petits nombres de Reynolds, ce qui avait été observé par Lemieux et Oosthuizen [27]. Everitt et Robins ont notamment extrait la longueur du cône potentiel, la position du début de la zone de similitude et les vitesses d'expansion et de décroissance de vitesse moyenne le long de l'axe du jet. Les résultats obtenus associés à ceux de la littérature présentent des écarts significatifs sans qu'il soit évident d'attribuer à ces écarts une cause particulière (taux de turbulence, rapport d'aspect, nombre de Reynolds, etc.). Ils confirment la représentation universelle des profils adimensionnés par l'excès de la quantité de mouvement et la vitesse d'entraînement (figure I.12). Ils soulignent également que les profils des différentes composantes du tenseur de Reynolds, pour le cas d'un jet en co-courant, se situent entre les profils du jet dans une ambiance au repos et du sillage (figure I.13). Par ailleurs, les mesures de corrélation dans le jet avec une ambiance au repos montrent l'existence de structures à grande échelle qui peuvent être identifiées par le battement du jet (cf. Goldschmidt et Bradshaw [42]),

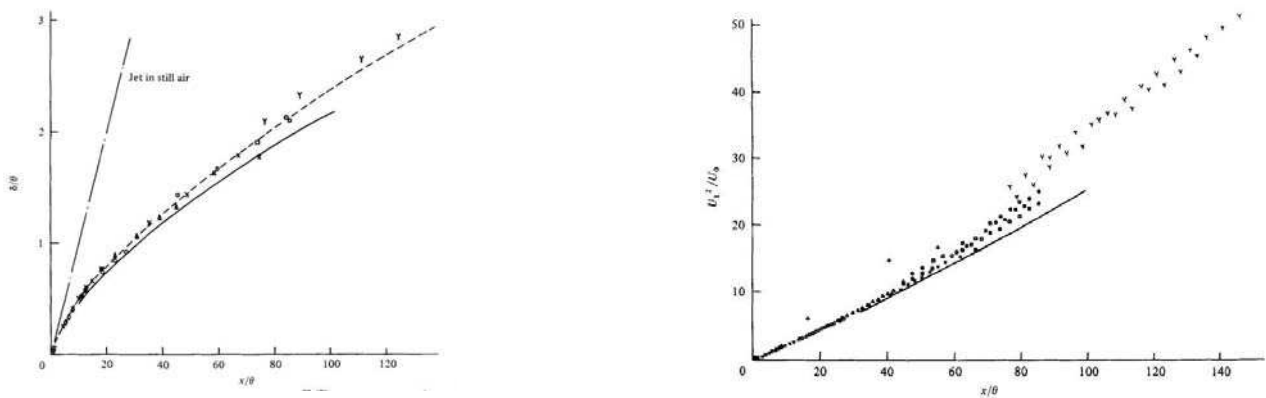


Figure I.12: Évolution de l'épaisseur du jet et de la vitesse sur l'axe d'après Everitt et Robins [57]

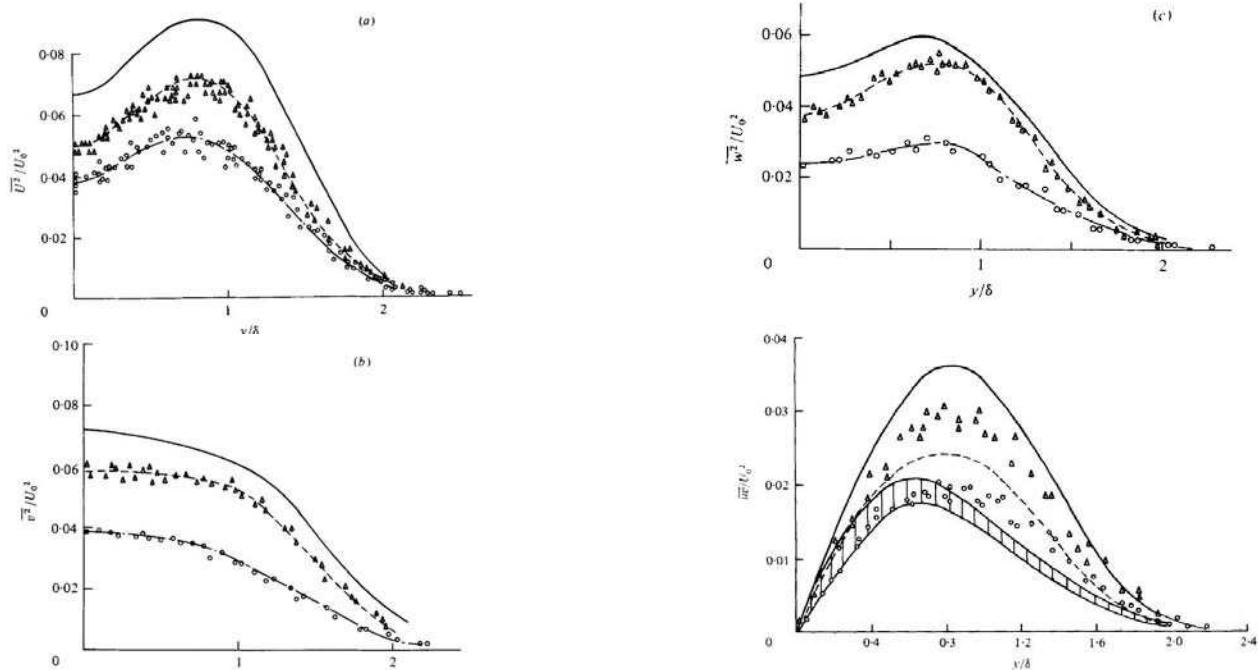


Figure I.13: Profils des différentes composantes du tenseur de Reynolds d'après Everitt et Robins [57] : cercle vide, jet fort ; triangle vide, jet faible ; ligne pleine supérieure, sillage ; ligne pointillée, jet plan en co-courant de Bradbury [28] ; ligne pleine inférieure et zone hachurée, jet plan dans une ambiance au repos.

alors que les mesures dans un jet avec co-courant ne révèlent pas de structures semblables.

Ramaprian et Chandrasekhara [58] (1985) ont été les premiers à utiliser la vélocimétrie laser à franges (ou LDA²) à deux composantes pour caractériser les propriétés moyennes et turbulentes d'un écoulement de jet plan ($Re_H = 1\,500$). Cette technique est mise en avant car elle est

²« Laser Doppler Anemometry » pour Anémométrie Laser Doppler

non-intrusive, capable de mesurer les écoulements de retour et moins sensible à la température de l'écoulement. Elle leur a ainsi permis d'apporter une base de données nouvelle et indépendante de celles précédemment obtenues à partir des techniques d'anémométrie fils chauds. On peut néanmoins citer les travaux préliminaires de Kotsovinos et List [59] et Kotsovinos [60] avec des mesures LDA à une composante. Les mesures de Ramaprian et Chandrasekhara ont été effectuées dans un jet d'eau débouchant dans un large réservoir. Elles ont été associées à des mesures de température par film froid dans le cas d'un jet légèrement chauffé (+5 K) pour lequel les effets de flottabilité étaient négligeables. Ramaprian et Chandrasekhara ont constaté que la quantité de mouvement dans le jet ne se conserve pas, mais croît pour atteindre une valeur asymptotique vers $30H$, en accord avec les résultats de Hussain et Clark [61]. La définition employée négligeait toutefois la variance de la composante de vitesse normale dans l'équation usuelle de conservation de la quantité de mouvement I.33. Elle ne prenait donc pas en compte le terme lié au déficit de pression dans le jet (équation I.26) dont l'importance a été soulignée par Miller et Comings [13]. La conservation de la quantité de mouvement définie par l'équation I.33 n'est cependant pas admise unanimement. Kotsovinos [62] propose de la compléter en prenant en compte l'induction et l'état de l'écoulement environnant. Cette nouvelle formulation conduit à une décroissance de la quantité de mouvement le long de l'axe du jet. Par ailleurs, Ramaprian et Chandrasekhara obtiennent une forme *quasi* gaussienne des profils de vitesse moyenne longitudinale $\langle u \rangle$ dès la fin du cône potentiel. Cette similitude des profils n'apparaît que plus loin pour les quantités de turbulence ($20 - 30H$). Les profils de la vitesse moyenne normale $\langle v \rangle$ et de la covariance $\langle u'v' \rangle$ correspondent assez bien aux modèles obtenus respectivement par intégration de l'équation de continuité I.27 et de l'équation de quantité de mouvement I.29 pour l'écoulement moyen. Les faibles écarts observés sont attribués aux bruits de mesure et à un possible défaut dans le comportement asymptotique du jet et de l'hypothèse d'un profil de $\langle u \rangle$ gaussien. Dans l'ensemble, les quantités de turbulence obtenues par LDA ont une intensité plus faible que celles obtenues par anémométrie à fils chauds et par les modèles établis. Namer et Ötügen [63] ont également utilisé la LDA à une composante dans un jet d'air plan à nombre de Reynolds modérés ($1\,000 \leq Re_H \leq 7\,000$). L'effet bas Reynolds a bien été identifié sur les profils des quantités statistiques, mais leur étude porte plutôt sur les échelles de la turbulence. Le nombre de Strouhal St au niveau du cône potentiel est estimé à environ 0,27 (avec $St = f_{St}H/U_j$) et ne dépend pas du nombre de Reynolds. L'échelle intégrale Λ croît linéairement avec la distance axiale et donc reste constante lorsqu'elle est adimensionnée par l'épaisseur du jet. Namer et Ötügen obtiennent ainsi $\Lambda/\delta_{0,5} = 0,44$ pour $Re_H = 2\,000$ et 0,54 à plus grand Reynolds contre 0,47 pour Gutmark et Wygnanski [55].

Deo, Mi et Nathan [64–68] (2005–2008) ont entrepris une caractérisation expérimentale de

l'influence du nombre de Reynolds ($1\,500 \leq Re_H \leq 16\,500$, voire $57\,500$ dans certains cas) et des conditions limites (rapport d'aspect $15 \leq L/H \leq 72$, coefficient de contraction $0 \leq r/H \leq 3,60$ avec r , le rayon intérieur d'une buse de type fente, et avec ou sans parois latérales) d'un jet d'air plan dans une ambiance au repos. Les profils de quantités statistiques ont été obtenus à partir de mesure de la vitesse longitudinale par anémométrie à fil chaud simple. Le rapport d'aspect et la présence ou non de parois latérales modifient les conditions limites latérales et influencent donc le comportement du jet en aval, mais également dans la région initiale. La simulation expérimentale d'un jet plan infini nécessite donc un grand rapport d'aspect ($L/H = 30$ pour une étude jusqu'à $x/H = 85$) et l'utilisation de parois latérales. Dans la région initiale, le jet dépend significativement du nombre de Reynolds et du coefficient de contraction, principalement du fait de la propagation vers l'aval de la modification de la forme du profil de vitesse en sortie (couche limite, taux de turbulence, etc). Dans la région pleinement développée, les caractéristiques du jet ont un comportement asymptotique et ne semblent plus dépendre du nombre de Reynolds au-delà de $Re_H = 25\,000$.

Ce chapitre a synthétisé les travaux antérieurs menés sur les jets plans et dont cette thèse souhaite être la continuité pour le cas particulier d'un jet plan débouchant dans un flux co-courant. À noter que les travaux cités sont principalement basés sur une approche expérimentale de l'écoulement. Il existe aussi de nombreux travaux basés sur une approche numérique tels ceux de Le Ribault, Sarkar et Stanley [69, 70], Stanley, Sarkar et Mellado [71], da Silva et Métails [72], Ravier, Abid, Amielh et Anselmet [73], da Silva, dos Reis et Pereira [74], que nous n'avons pas développés ici.

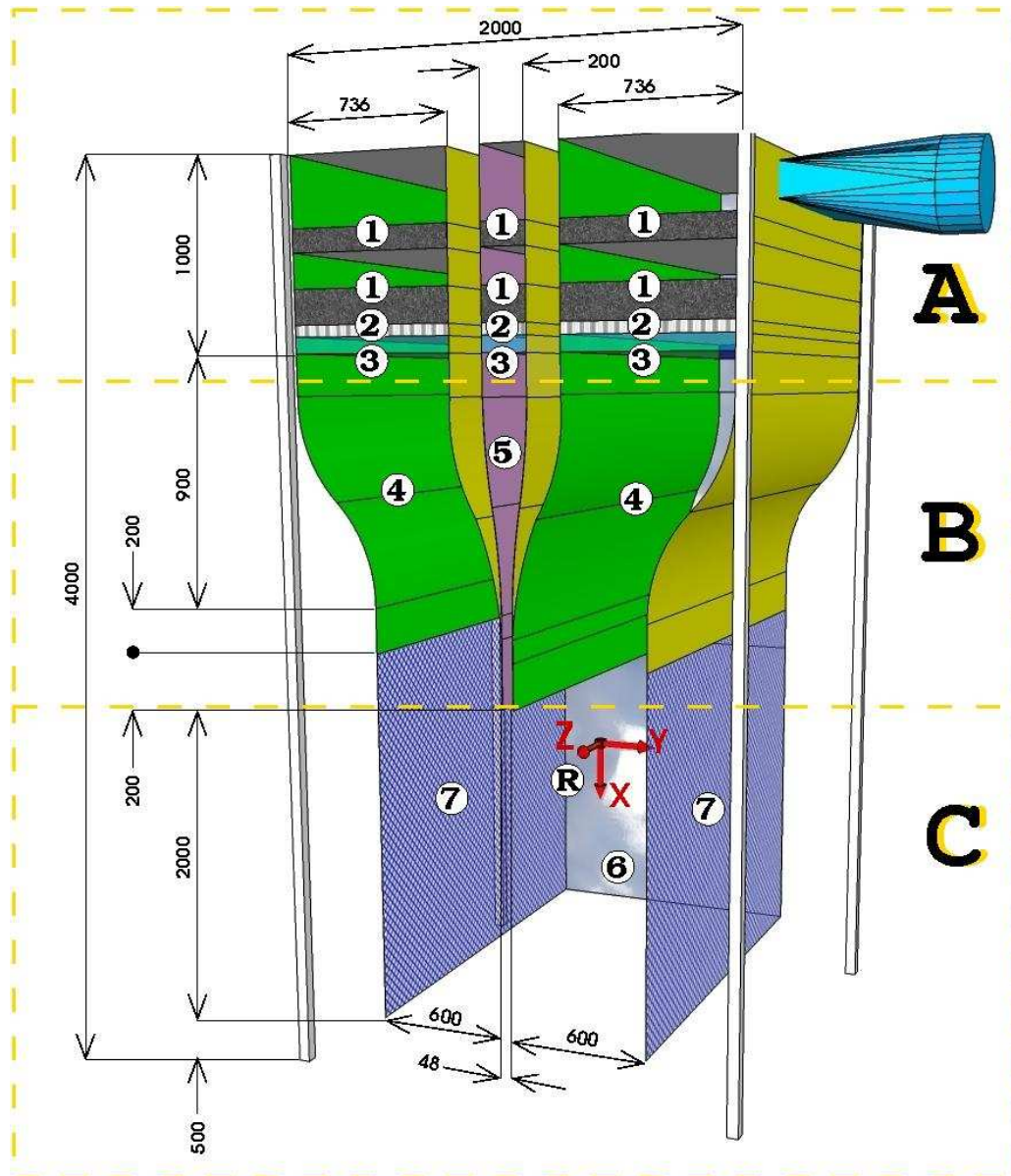
Chapitre II

Moyens expérimentaux

Ce chapitre est consacré à la présentation des différents dispositifs expérimentaux et moyens de mesure utilisés lors de cette étude. La soufflerie Jet Plan et la soufflerie d'étalonnage de l'Irstea de Rennes sont décrites en détail. Les principes et les procédures d'étalonnage de l'anémométrie à fils chauds à température constante et de la vélocimétrie par images de particules sont également rappelés. Pour chacune de ces méthodes de mesure, la chaîne de mesure utilisée ainsi que les campagnes de mesure réalisées sont détaillées. La qualification de la soufflerie Jet Plan est également présentée.

1 Soufflerie Jet Plan

La soufflerie Jet Plan est destinée à l'étude expérimentale du développement d'un jet plan dans différentes configurations. Cette soufflerie mesure 5 m de hauteur et occupe au sol une surface de $2 \times 2\text{ m}^2$ dans sa configuration de base, le jet plan se développant dans un écoulement co-courant uniforme. Elle a été entièrement conçue et réalisée avec les moyens internes à l'équipe, tant d'un point de vue humain que technique, dans le cadre du post-doctorat de Cédric Degouet (2007-2008, financement Irstea). Certaines modifications importantes ont néanmoins été apportées au montage initial ainsi que quelques corrections dans les choix de conception, afin d'obtenir les conditions initiales recherchées pour le jet plan turbulent en co-courant.



<i>A</i> : caissons de mise en pression	<i>B</i> : convergents	<i>C</i> : veine d'essai
1 : mousses	4 : convergent extérieur	6 : paroi verre pour la PIV
2 : nids d'abeille	5 : convergent intérieur	7 : paroi moustiquaire
3 : grillages à mailles fines		<i>R</i> : repère de la soufflerie

Figure II.1: Schéma simplifié de la soufflerie Jet Plan.



Figure II.2: Photographie de la soufflerie Jet Plan.

1.1 Génération des écoulements

Un schéma simplifié et une photographie de la soufflerie Jet Plan sont donnés sur les figures II.1 et II.2. Les différents éléments intervenant dans la génération de l'écoulement de jet plan turbulent en co-courant y sont indiqués.

1.1.1 Circuits aérauliques

La soufflerie Jet Plan est équipée de trois circuits aérauliques ouverts. Ils sont juxtaposés et alignés verticalement de sorte à orienter les flux vers le sol. Chacun de ces circuits est équipé d'un ventilateur centrifuge qui alimente en air un caisson de mise en pression suivi d'un convergent.

Les caissons de mise en pression sont équipés de mousses, de nids d'abeille et de grillages à mailles fines pour obtenir un écoulement uniforme en sortie dans chacun des 3 flux. Les mousses de filtration sont de marque Bulpren. Elles sont réticulées en polyuréthane avec une structure cellulaire qui est entièrement ouverte et ne contient aucune cellule fermée. Leur densité est de 30 kg/m^3 . Les nids d'abeille sont en aluminium. Ils sont constitués de mailles hexagonales avec une épaisseur de 50 mm et une section d'un diamètre de $6,35 \text{ mm}$. Les grillages à mailles fines sont des toiles métalliques tissées avec des fils d'inox de diamètre de $160 \mu\text{m}$. Les mailles sont carrées de $500 \mu\text{m}$ de côté.

Le circuit aéraulique central possède un caisson de $200 \times 20 \text{ cm}^2$ suivi d'un convergent de coefficient de contraction 4. Les 2 circuits adjacents ont chacun un caisson de $200 \times 80 \text{ cm}^2$ de section suivi d'un convergent asymétrique de coefficient de contraction 8/6.

L'écoulement débouchant dans la veine d'essai est un jet plan vertical descendant de $4,8 \text{ cm}$ de largeur et de 200 cm d'envergure se développant entre 2 flux uniformes de 60 cm de largeur et de même envergure. La veine d'essai mesure 200 cm de hauteur. Les 2 parois externes parallèles au plan central du jet sont en toile de type moustiquaire pour éviter les effets de confinement et s'affranchir des perturbations externes. Cette toile a des mailles carrées de $1,5 \text{ mm}$ de côté et utilise un brin de $0,2 \text{ mm}$ de diamètre. Les 2 parois d'extrémité suivant l'envergure sont en verre pour permettre la mise en œuvre des méthodes de mesure optique.

L'écoulement heurte le sol 50 cm après la sortie de la veine d'essai et s'échappe naturellement sur les côtés.

1.1.2 Groupes moto-ventilateurs

Pour alimenter ces trois circuits aérauliques, la soufflerie Jet Plan est équipée de trois groupes moto-ventilateur distincts de marque Euro Ventilatori. Il s'agit de ventilateurs centrifuges équipés d'un moteur asynchrone à cage et d'un variateur de fréquence.

Pour le circuit central les caractéristiques du groupe moto-ventilateur sont :

- un ventilateur centrifuge du type *EU 311* avec un ΔP à 15° de 142 mm de colonne d'eau, un débit de $1\,500\text{ m}^3/\text{h}$ pour une vitesse de rotation de $2\,830\text{ tr}/\text{min}$, une puissance absorbée à 15° de $0,86\text{ kW}$ et une roue de 229 mm de diamètre ;
- un moteur asynchrone du type *LS 80 L ARBRE 19* à puissance motrice installée de $1,1\text{ kW}$;
- un variateur du type *LS 1,1 KW SK 2T*.

Pour les 2 circuits adjacents les caractéristiques de groupe moto-ventilateur sont :

- un ventilateur centrifuge du type *EU 451* avec un ΔP à 15° de 147 mm de colonne d'eau, un débit de $1\,500\text{ m}^3/\text{h}$ pour une vitesse de rotation de $2\,900\text{ tr}/\text{min}$, une puissance absorbée à 15° de 1 kW et une roue de 321 mm de diamètre ;
- un moteur asynchrone du type *LS 132 S ARBRE 38* à puissance motrice installée de $7,5\text{ kW}$;
- un variateur du type *LS 7,5 KW SK 11T*.

1.1.3 Dispositifs de régulation

Les temps d'acquisition de l'anémométrie à fils chauds étant relativement longs, il est nécessaire de contrôler la tenue dans le temps des conditions expérimentales, notamment de la vitesse et de la température.

Contrôle de la vitesse : Un variateur de fréquence équipe chaque ventilateur pour le contrôle de la vitesse dans les 3 flux. La vitesse de l'écoulement obtenue est continue et peut atteindre $12\text{ m}/\text{s}$ dans le jet central et $2\text{ m}/\text{s}$ dans les co-courants sans fluctuation significative par rapport à la consigne.

Contrôle de la température : La régulation thermique du jet plan (flux central) est réalisée avec un PID¹ commandant l'ouverture d'un échangeur air-eau glycolée à -4° C et une résistance chauffante à puissance variable. La température des flux co-courants est ajustée par le système de climatisation du hall qui est de 20 m de long, 8 m de large et 5 m de haut. L'isolation thermique du hall dédié exclusivement aux souffleries permet d'atteindre rapidement un régime stabilisé de température ambiante. Pour une configuration jet chaud et co-courant froid, la température de l'écoulement peut atteindre $30,0 \pm 0,2^\circ\text{ C}$ pour le jet central et $10,0 \pm 0,2^\circ\text{ C}$ pour les co-courants. Pour un jet froid et co-courant chaud, la température de l'écoulement peut atteindre $6,0 \pm 0,2^\circ\text{ C}$ pour le jet central et $27,0 \pm 0,2^\circ\text{ C}$ pour les co-courants. Dans les deux configurations, la différence de température maximale est de l'ordre de 20 K .

¹Proportionnel Intégral Dérivé

1.2 Système de coordonnées et déplacement des sondes

Le système de coordonnées cartésiennes est naturellement choisi. L'origine des axes (x, y, z) se situe au milieu de la section de sortie du jet, au niveau des bords de fuites des 2 plaques séparatrices. L'orientation des axes est schématisée sur la figure II.1 :

- x , la direction longitudinale ou de l'écoulement ;
- y , la direction normale au plan central du jet ;
- z , la direction selon l'envergure.

Les composantes de la vitesse seront notées :

- u suivant x ;
- v suivant y ;
- w suivant z .

Le déplacement dans les trois directions des sondes fixées à l'extrémité d'un mat profilé est assuré par un robot de marque ISEL comprenant 3 axes motorisés alignés avec les axes (x, y, z) de la soufflerie. Les déplacements se font par translation avec un système de rails orthogonaux. La précision des déplacements suivant les axes est liée aux performances du matériel fourni par le constructeur, soit $0,1\text{ mm}$ pour chaque axe.

2 Soufflerie d'étalonnage

Pour les configurations de jet plan turbulent isotherme en co-courant, le système de régulation en température de la soufflerie Jet Plan permet d'obtenir aisément une température d'équilibre identique pour les 3 flux pendant la durée d'une expérience. En revanche, cette température d'équilibre peut être légèrement différente (quelques dixièmes de degré) d'une expérience à l'autre. Par ailleurs, aux vitesses relativement faibles mises en œuvre, les fils chauds ont une sensibilité à la température difficilement corrigée par les lois de correction classiquement utilisées. Il est donc nécessaire d'étalonner la sonde fil simple en vitesse-température et la sonde fils croisés en vitesse-température et vitesse-angle dans une soufflerie dédiée à l'étalonnage de nos capteurs. Un schéma et une photographie de l'ensemble du dispositif sont présentés sur les figures II.3 et II.4.

Cette soufflerie comprend un ventilateur centrifuge équipé d'un variateur pour le contrôle de la vitesse qui varie de $0,5$ à 12 m/s . Ce ventilateur alimente en air un caisson de mise en pression suivi d'un convergent de coefficient de contraction 4. Le caisson de mise en pression est équipé de mousses, de nids d'abeille et de grillages à mailles fines similaires à ceux utilisés pour la soufflerie Jet Plan. La veine d'essai a une longueur de 100 cm et une section de $28 \times 28\text{ cm}^2$.

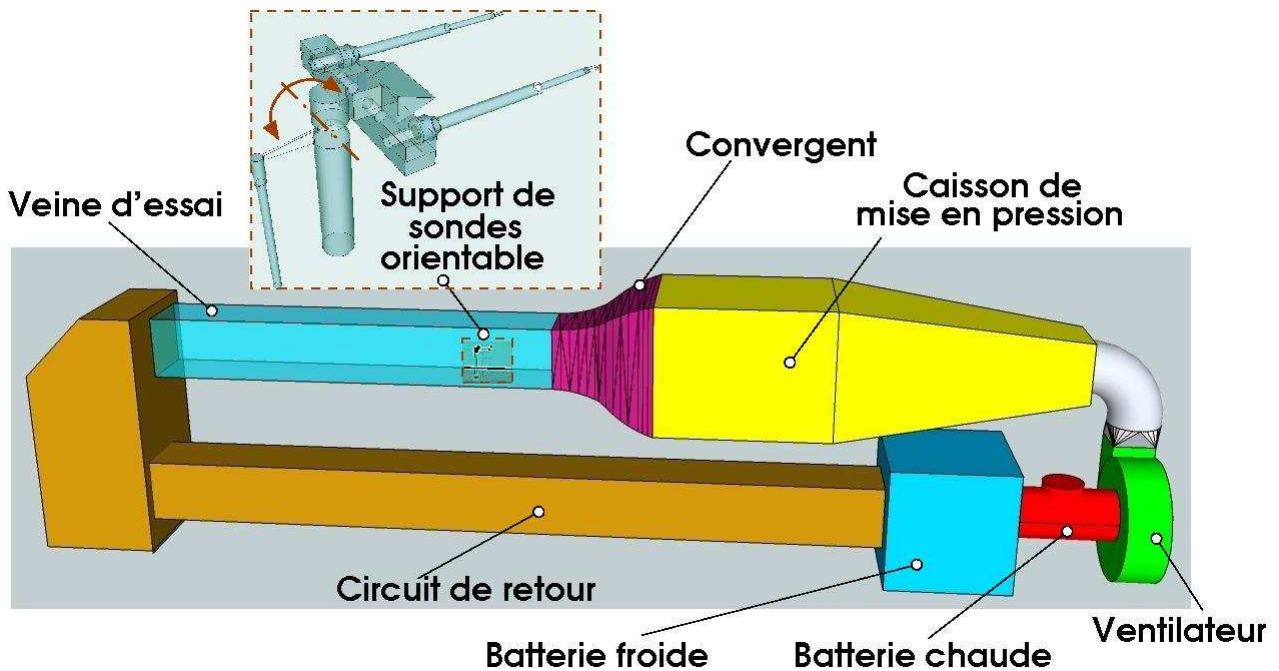


Figure II.3: Schéma simplifié de la soufflerie d'étalonnage.

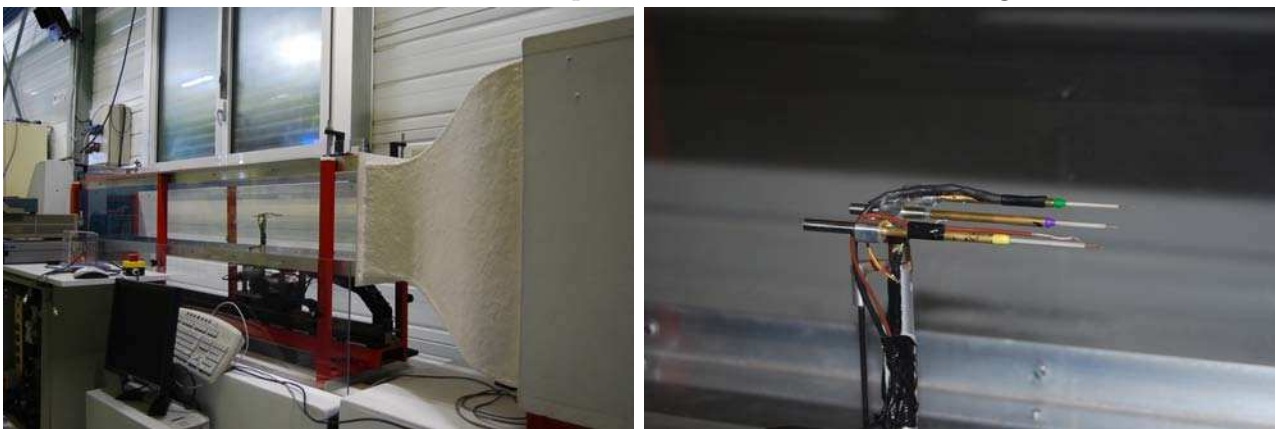


Figure II.4: Photographie de la veine d'essai de la soufflerie d'étalonnage et de son support de sondes orientable.

La paroi supérieure est légèrement inclinée pour supprimer le gradient de pression longitudinal dû au développement des couches limites sur les 4 parois de la soufflerie. L'uniformité du profil de vitesse à l'entrée de la veine d'essais a été vérifiée par anémométrie à fil chaud. Le taux de turbulence est inférieur à 1%. Une résistance chauffante à puissance variable et un échangeur air-eau glycolée muni d'une vanne sont placés dans le circuit de retour de la soufflerie. La température de l'écoulement est ainsi contrôlée et peut varier de 5 à 40 °C. Pour l'étalonnage en angle, un système de rotation motorisé a été spécialement conçu. Cette rotation est assurée

par un levier sur lequel est fixé le support de sondes orientable (figure II.4).

3 Thermocouple

Dans la soufflerie Jet Plan, en configuration de jet plan turbulent isotherme en co-courant, les mesures de température sont obtenues par thermocouple de type T fabriqué et étalonné par le laboratoire ACTA.

3.1 Méthode opérationnelle de l'étalonnage

L'étalonnage du thermocouple est effectué par comparaison à un étalon de référence composé d'un thermomètre et d'une sonde $PT 100$. Le thermomètre $PHP 601$ est un appareil de mesure de température de très haute précision, sa résolution est de $0,0001^\circ C$ et sa précision est de $0,005^\circ C$. La sonde de référence utilisée est une sonde $AN 5 847$ de type $PT 100$ de classe A selon la norme $CEI 751$. Sa plage de mesure varie entre $-180^\circ C$ et $+450^\circ C$, la longueur sous poignée est de 500 mm et la profondeur minimale d'immersion est de 150 mm . Le capteur de température à étalonner et l'étalon de référence sont immergés dans une cuve à débordement, alimentée par un bain régulé et stabilisé en température. L'étalonnage permet de calculer par une simple régression linéaire les coefficients qui relient les tensions du capteur étalonné à la température.

3.2 Instrumentation

Les caractéristiques des thermocouples utilisés dans nos mesures de température sont :

- type T (Cuivre / Constantan), particulièrement adapté à notre gamme de température variant entre $+5^\circ C$ et $+30^\circ C$;
- jonction de mesure réalisée pour des raisons pratiques par une soudure à l'étain. Des tests ont été réalisés et montrent que l'introduction de ce troisième métal n'a pas d'effet sur la qualité de la mesure ;
- sortie analogique $\pm 10\text{ V}$ enregistrée par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition (marque ETEP ou National Instruments).

4 Anémométrie à fils chauds

L'anémométrie à fils chauds a été initiée par King [75]. L'élément sensible de cet anémomètre est un fin fil de matériau conducteur. Cette méthode de mesure permet d'accéder à la vitesse locale et instantanée de l'écoulement étudié au voisinage du fil. Son principe de fonctionnement conduit à l'utilisation de la loi de King (nécessitant une procédure d'étalonnage) et sa mise en œuvre à l'utilisation de plusieurs instruments constituant la chaîne de mesure. Une étude complète de l'anémométrie à fils chauds peut être consultée dans les ouvrages de Hinze [76], Perry [77] et Bruun [54].

4.1 Principe

L'anémométrie à fils chauds repose sur les échanges thermiques entre le fluide en mouvement et un fil conducteur chauffé et placé dans cet écoulement. Lorsqu'une variation de vitesse du fluide survient au voisinage du fil, il en résulte une modification du transfert de chaleur entre le fil et le fluide. L'équilibre thermique est modifié et entraîne un changement de la température du fil et donc de sa résistance. Cette variation de résistance est mesurée par l'intermédiaire de la tension de sortie d'un pont de Wheatstone. La tension de déséquilibre, résultant d'une variation de résistance, est appliquée à l'entrée de la boucle de régulation qui modifie le courant de manière à rééquilibrer le pont de Wheatstone. La réponse impulsionnelle de l'anémomètre est très courte et une variation de la vitesse du fluide entraîne aussitôt une variation de la tension de sortie. La résistance du fil, et donc sa température, est ainsi maintenue constante. Le type d'anémométrie utilisé est dit alors à température constante ou CTA. La réponse en fréquence d'un anémomètre à température constante reste généralement constante jusqu'à environ 50 kHz . C'est donc une technique particulièrement bien adaptée pour nos écoulements dont les fréquences maximales rencontrées sont d'environ 5 kHz .

4.2 Loi de King

En mode CTA, le bilan thermique entre le fil et le fluide est statique et implique que les échanges de chaleur s'effectuent par conduction, rayonnement, convection libre et forcée. Toutefois, la conduction, due essentiellement aux broches de fixation, peut être théoriquement négligée puisque dans le cas présent, le rapport entre la longueur et le diamètre des fils utilisés est supérieur à environ 150 satisfaisant les conditions standards d'utilisation (Cf. Bruun [54]). En outre, dans cette étude, le rayonnement thermique n'intervient pas dans la mesure puisque la température des fils θ_f n'excède pas 300°C (Cf. Perry [77]). Quant à la convection libre,

Chapitre II. Moyens expérimentaux

d'après Collis et Williams [78], elle peut être aussi négligée lorsque $Gr^{1/3} < Re_d$ avec Gr le nombre de Grashof et Re_d le nombre de Reynolds du fil. Le bilan thermique entre le fil et le fluide s'écrit alors simplement par l'équilibre entre la chaleur produite par effet Joule et la chaleur transférée du fil au fluide par convection forcée soit :

$$R_f i^2 = \pi l k (\theta_f - \theta_a) Nu \quad (\text{II.1})$$

où R_f est la résistance du fil, i l'intensité du courant, l la longueur du fil, k la conductivité thermique du fluide, θ_f la température du fil, θ_a la température ambiante et Nu le nombre de Nusselt. On suppose généralement que la résistivité du fil χ_f dépend de sa température suivant la relation :

$$\chi_f = \chi_0 [1 + \alpha_0 (\theta_f - \theta_0) + \beta_0 (\theta_f - \theta_0)^2 + \dots] \quad (\text{II.2})$$

où χ_0 est la résistivité du fil à la température θ_0 . Pour une différence de température $(\theta_f - \theta_0)$ d'environ 200 K, les termes non-linéaires sont négligeables. La sensibilité de la résistivité à la température dépend donc entièrement du coefficient thermique α_0 du matériau avec lequel est fabriqué le fil. Généralement, on utilise le platine, le platine-iridium ou le tungstène dont le coefficient thermique et/ou la solidité mécanique sont suffisamment élevés. Pour nos sondes, les fils sont constitués de tungstène plaqué platine.

En intégrant la résistivité du fil sur sa longueur et en négligeant l'influence des broches, le résultat obtenu est le suivant :

$$\theta_f - \theta_a = \frac{R_f - R_a}{\alpha_0 R_0} \quad (\text{II.3})$$

avec R_0 la résistance du fil à θ_0 . En injectant cette équation dans celle du bilan thermique II.1, le résultat obtenu est le suivant :

$$R_f i^2 = \pi l k \frac{R_f - R_a}{\alpha_0 R_0} Nu. \quad (\text{II.4})$$

Kramers [79] a proposé d'exprimer le nombre de Nusselt Nu en fonction du nombre de Prandtl Pr et du nombre de Reynolds du fil Re_d avec $Nu = 0,42Pr^{0,2} + 0,57Pr^{0,33}Re_d^{0,5}$, relation applicable dans le cas présent pour $0,01 < Re_d < 1000$ et $0,71 < Pr < 1000$. Par substitution, le résultat de l'équation liant l'intensité traversant le fil à la vitesse de refroidissement est :

$$\frac{R_f}{R_f - R_a} i^2 = a + b u^{0,5} \quad \text{où} \quad \begin{cases} a = 0,42 \frac{\pi l k}{\alpha_0 R_0} Pr^{0,2} \\ b = 0,57 \frac{\pi l k}{\alpha_0 R_0} Pr^{0,33} Re_d^{0,5} \end{cases} \quad (\text{II.5})$$

En pratique, contrairement à la théorie, la présence des broches doit être prise en compte. Pour cela, en anémométrie à température constante, la relation (II.5) est réécrite sous la forme :

$$e^2(t) = a + bu^n(t) \quad (\text{II.6})$$

avec e la tension de sortie de l'anémomètre. Cette relation est appelée loi de King [75] et les constantes a , b et n sont évaluées par une procédure d'étalonnage.

4.3 Méthode opérationnelle de l'étalonnage

Dans ce travail, la sonde à fil simple est étalonnée en vitesse-température et la sonde à fils croisés est étalonnée en vitesse-température et en vitesse-angle.

4.3.1 Étalonnage dynamique de la sonde fil simple

Loi d'étalonnage : La tension anémométrique mesurée e est reliée à la vitesse u et à la température θ_a de l'écoulement par la loi de King (équation II.6). Cependant, dans le cas des mesures à basses vitesses, cette formulation de la loi de King ne prend pas en compte toute la complexité des échanges thermiques entre le fil et son environnement. Il est donc utilisé une loi de King étendue adaptée à la gamme de vitesse de notre étude (0,5 à 12 m/s) qui prend en compte une correction de température :

$$e^{*2}(t) = a + bu^n(t) \quad (\text{II.7})$$

où

$$e^{*2}(t) = e^2(t) \left(\frac{\theta_f - \theta_{\text{ref}}}{\theta_f - \theta_a(t)} \right) \quad (\text{II.8})$$

avec

$e^*(t)$, compensation en température de la tension instantanée en V ,

et

$e(t)$, la tension instantanée,

θ_f , la température du fil,

θ_{ref} , la température de référence,

$\theta_a(t)$, la température instantanée de l'écoulement,

$u(t)$, la vitesse « de refroidissement ».

a , b , n et θ_f sont les constantes d'étalonnage à déterminer lors d'un étalonnage.

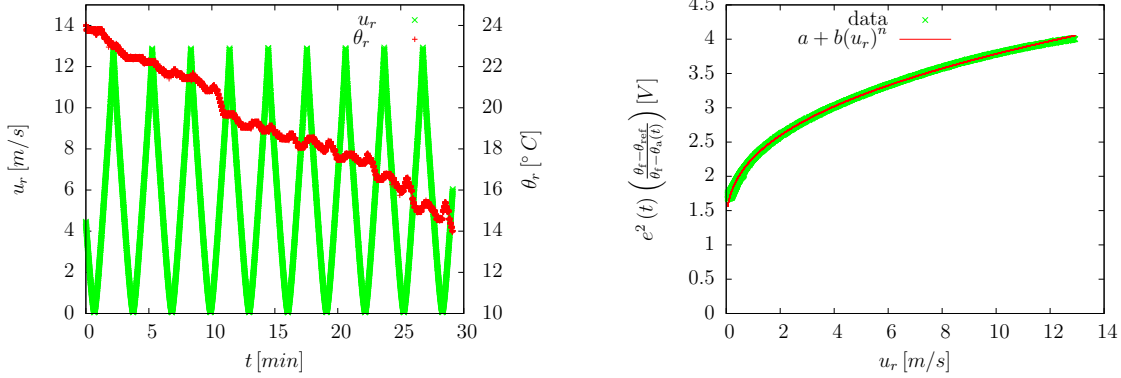


Figure II.5: À gauche, évolution de la vitesse et de la température de référence pendant la durée d’un étalonnage ; À droite, loi de King corrigée par la température en fonction de la vitesse de référence.

Procédure d’étalonnage : La sonde fil simple est étalonnée en vitesse-température dans la soufflerie d’étalonnage de l’Irstea. Pendant l’étalonnage, l’écoulement subit une variation de vitesse en dents de scie et une décroissance monotone de la température en agissant respectivement sur le variateur du ventilateur et sur la vanne du circuit de la batterie froide. La figure II.5 montre cette évolution simultanée de la vitesse et de la température pendant la durée d’un étalonnage. Cette évolution permet d’obtenir une répartition équi-probable du couple (u, θ_a) . Cette méthode d’étalonnage dynamique est similaire à celle utilisée par Ndoye [1]. La vitesse de référence u_r est déduite de la fréquence de rotation du ventilateur préalablement étalonnée à l’aide d’un moulinet étalon. La température de référence θ_r est donnée par une sonde *PT 100*. Les constantes d’étalonnage a , b , n et θ_f sont obtenues par ajustement aux moindres-carrés non-linéaires (Levenberg-Marquardt). La figure II.5 illustre, à partir d’un exemple représentatif, la validité de ces coefficients calculés.

4.3.2 Étalonnage dynamique de la sonde fils croisés

Loi d’étalonnage : Chacun des deux fils constituant une sonde à fils croisés est gouverné par une loi de King reliant les tensions mesurées aux bornes de l’anémomètre à la vitesse de refroidissement du fluide :

$$e_k^{*2}(t) = a_k + b_k u_k^{n_k}(t) \tag{II.9}$$

où

$$e_k^{*2}(t) = e_k^2(t) \left(\frac{\theta_k^f - \theta_{\text{ref}}}{\theta_k^f - \theta_a(t)} \right) \quad (\text{II.10})$$

avec

$e_k^*(t)$, la compensation en température de la tension instantanée du fil k ,

et

$e_k(t)$, la tension instantanée du fil k ,

θ_k^f , la température du fil k ,

θ_{ref} , la température de référence,

$\theta_a(t)$, la température instantanée de l'écoulement,

$u_k(t)$, la vitesse de refroidissement.

Chaque fil mesure une vitesse de refroidissement u_k dépendant différemment des composantes de la vitesse du fluide \vec{u} dans le repère lié au fil considéré, la composante de vitesse normale au fil étant prépondérante. Pour le cas d'une sonde fils croisés, notamment pour des sondes avec un angle de 90° entre les fils, des lois prenant en compte des projections géométriques ont été proposées dans la littérature (Bruun [54]). Ces modèles, connus sous le nom de « loi cosinus », ont été testés sur nos sondes très petites et fabriquées par nos soins. Les résultats obtenus ne sont pas satisfaisants, probablement parce que les angles entre les fils et l'axe de la sonde sont difficiles à déterminer avec précision. Comme alternative, il a été utilisé une loi d'étalonnage polynomiale de la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \|\vec{u}(t)\| = \sum_{i=0, j=0}^{i+j \leq 3} p_{ij} (e_1^{**})^i(t) (e_2^{**})^j(t) \\ \alpha(t) = \sum_{i=0, j=0}^{i+j \leq 3} q_{ij} (e_1^{**})^i(t) (e_2^{**})^j(t) \end{array} \right. \quad (\text{II.11})$$

Cette formulation est explicite. Elle relie la norme $\|\vec{u}\|$ et l'angle α de la vitesse aux tensions e_1^{**} et e_2^{**} . a_k , b_k , n_k et $(\theta_f)_k$ sont les constantes d'étalonnage à déterminer lors d'un étalonnage en vitesse-température où k est l'indice 1 ou 2 correspondant au fil d'une sonde fils croisés. p_{ij} et q_{ij} sont aussi des constantes d'étalonnage à déterminer lors d'un étalonnage en vitesse-angle.

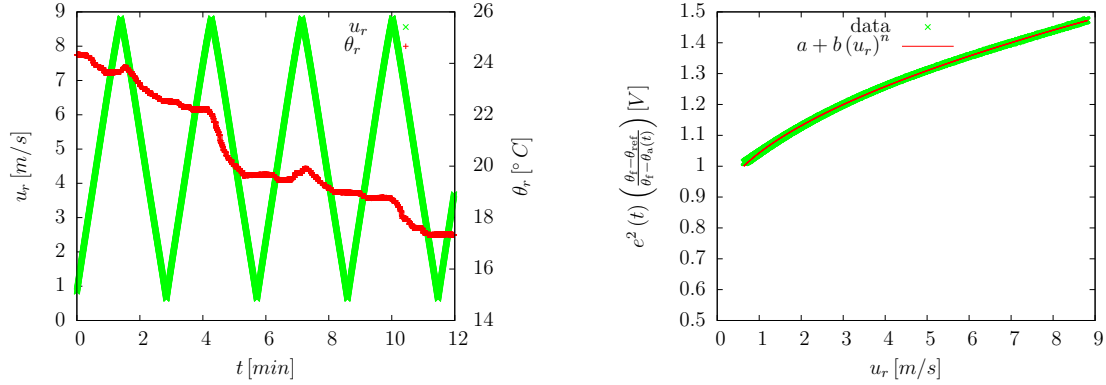


Figure II.6: À gauche, évolution de la vitesse et de la température de référence pendant la durée d'un étalonnage droit ; À droite, loi de King corrigée par la température en fonction de la vitesse de référence.

Le double astérisque désigne une compensation en température et dérive de la tension e mesurée aux bornes de l'anémomètre. Elle est de la forme :

$$e_k^{**2}(t) = \frac{e_k^{*2}(t) - (a_{0k} + a'_k)}{1 + b'_k} \quad (\text{II.12})$$

Les coefficients a_{0k} , a'_k et b'_k proviennent de la loi de King II.9 avec :

$$a_k = a_{0k} + a'_k \text{ et } b_k = (1 + b'_k) b_{0k}$$

Les coefficients a'_k et b'_k , relatifs à la compensation en dérive, sont initialement nuls. Ils sont déterminés par la suite régulièrement *in situ* pendant la campagne expérimentale, directement dans la soufflerie Jet Plan.

Procédure d'étalonnage : L'étalonnage d'une sonde à fils croisés a été effectué sur le banc d'étalonnage dynamique de l'Irstea de Rennes précédemment détaillé dans ce chapitre. Ce dispositif permet d'étalonner une sonde fils croisés pour de larges gammes de températures, de vitesses et d'angles. L'étalonnage consiste à estimer les constantes a_k , b_k , n_k , les températures θ_k^f relatives aux fils et les constantes p_{ij} et q_{ij} relatives aux sondes en mesurant les tensions des deux fils $e_k(t)$, les vitesses $u(t)$, les températures et les angles $\theta_a(t)$ et $\alpha(t)$; la température de référence θ_r étant fixée à $20^\circ C$ pour $k = 1$ et 2 . L'étalonnage dynamique se déroule en deux étapes :

1. **Étalonnage droit de la sonde (à incidence nulle) :** C'est un étalonnage en vitesse-

température. Cette première phase permet d'estimer les constantes a_k , b_k , n_k et les températures θ_k^f des deux fils par ajustement aux moindres-carrés non-linéaires (Levenberg-Marquart) avec $a'_k = 0$ et $b'_k = 0$. La figure II.6 présente les variations temporelles de la température et de la vitesse au cours de la première étape d'étalonnage. Les conditions de la première étape d'étalonnage sont :

- pour une seule position où l'angle $\alpha = 0$, un signal de vitesse en dents de scie réparti entre 0 et 9 m/s pour une durée de 12 minutes correspondant à 4 montées et 4 descentes ;
- une variation de température de l'ordre de 10 °C entre le début et la fin de l'étalonnage droit de l'ordre de 2 °C pour 1 montée et 1 descente.

2. **Étalonnage angulaire de la sonde** : C'est un étalonnage en vitesse-angle. Cette seconde phase permet d'estimer les constantes p_{ij} et q_{ij} de la loi polynomiale (équation II.11). Les angles α sont obtenus en pivotant la sonde dans le plan perpendiculaire à l'axe du support de sondes. Si la sonde de type uv est naturellement disposée dans ce plan, il n'en est pas de même pour la sonde de type uw qu'il est nécessaire de pivoter de 90 ° autour de l'axe de la sonde. La remise en position de cette dernière s'accompagne d'une erreur d'angle de l'ordre de 1 °. Le domaine de validité des constantes d'étalonnage est de 0,5 à 12 m/s pour le module de la vitesse instantanée de l'écoulement et de -30 ° à +30 ° pour l'angle α entre cette vitesse et l'axe de la sonde.

Les conditions de la deuxième étape d'étalonnage sont :

- 13 angles α avec un pas de 5 ° entre -30 ° et +30 ° ;
- pour chaque angle α un signal de vitesse en dents de scie réparties entre 0 et 9 m/s pour une durée de 3 minutes qui correspond à 1 montée et 1 descente ;
- fluctuations de température de l'ordre de $\pm 0,5$ °C entre le début et la fin de l'étalonnage par angle.

Le transfert des sondes uv et uw de la soufflerie d'étalonnage à la soufflerie Jet Plan et la dérive des fils après quelques jours d'utilisation nécessitent la mise en œuvre d'une compensation en dérive. Cette compensation est réalisée systématiquement avant chaque expérience par un étalonnage droit *in situ* en estimant les coefficients a'_k et b'_k relatifs aux fils.

Les courbes en rouge de la figure II.7 présentent l'estimation de l'angle α en fonction de l'estimation de la norme de la vitesse $\|\vec{u}\|$, estimation obtenue lors du premier étalonnage droit *in situ* de la sonde fils croisés effectué avant la campagne de mesure. Les courbes en vert de la figure II.7 présentent l'estimation obtenue par un étalonnage droit *in situ* après la fin de la campagne de mesure. Pour cette dernière, un étalonnage droit a préalablement été effectué. Ces courbes sont identiques même après un mois d'utilisation. Ceci montre bien que les coefficients p_{ij} et q_{ij} restent fixes et qu'ils ne dépendent que des caractéristiques géométriques

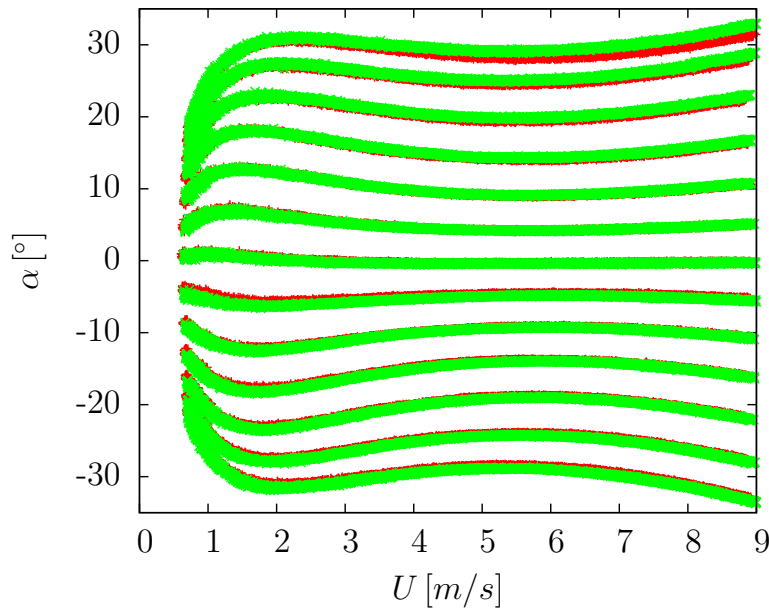


Figure II.7: En rouge, validité des coefficients d'étalonnage pour l'estimation de la vitesse en fonction de l'angle α ; En vert, test de la validité de l'étalonnage en angle après campagne de mesure.

de la sonde. Le domaine de la validité de l'étalonnage ne s'étend pas en dessous de $1,5 \text{ m/s}$ ou l'angle de la vitesse est systématiquement sous estimé.

Les figures II.8 montrent la distribution des écarts obtenus sur la norme de la vitesse et sur l'angle en fonction de la vitesse de référence. Ces écarts sont donnés par rapport aux capteurs de référence (figures du haut) et par différence entre les deux sondes (figures du bas). D'une manière générale, on constate sur ces distributions la présence d'une erreur de biais, fonction de la vitesse de référence, à laquelle se superpose une erreur aléatoire.

Cette erreur de biais par rapport au capteur de référence est très petite pour la vitesse et peut atteindre 1 à 2° pour des angles de $\pm 30^\circ$. Cette erreur de biais disparaît pour les différences entre les deux sondes. Elle est donc semblable pour les deux sondes, ce qui montre que la loi d'étalonnage peut être encore améliorée pour prendre en compte ce biais systématique. De nouvelles pistes sont actuellement explorées pour étendre la performance de la méthode.

La distribution des erreurs aléatoires sur la vitesse montre globalement une différence crête à crête d'environ $0,1 \text{ m/s}$, soit un écart type qui peut être estimé à $0,02 \text{ m/s}$ pour une distribution gaussienne. Pour l'angle, cette différence crête à crête est d'environ de 1° , soit un écart type estimé à $0,2^\circ$. Pour les configurations d'écoulement explorées dans cette étude, les

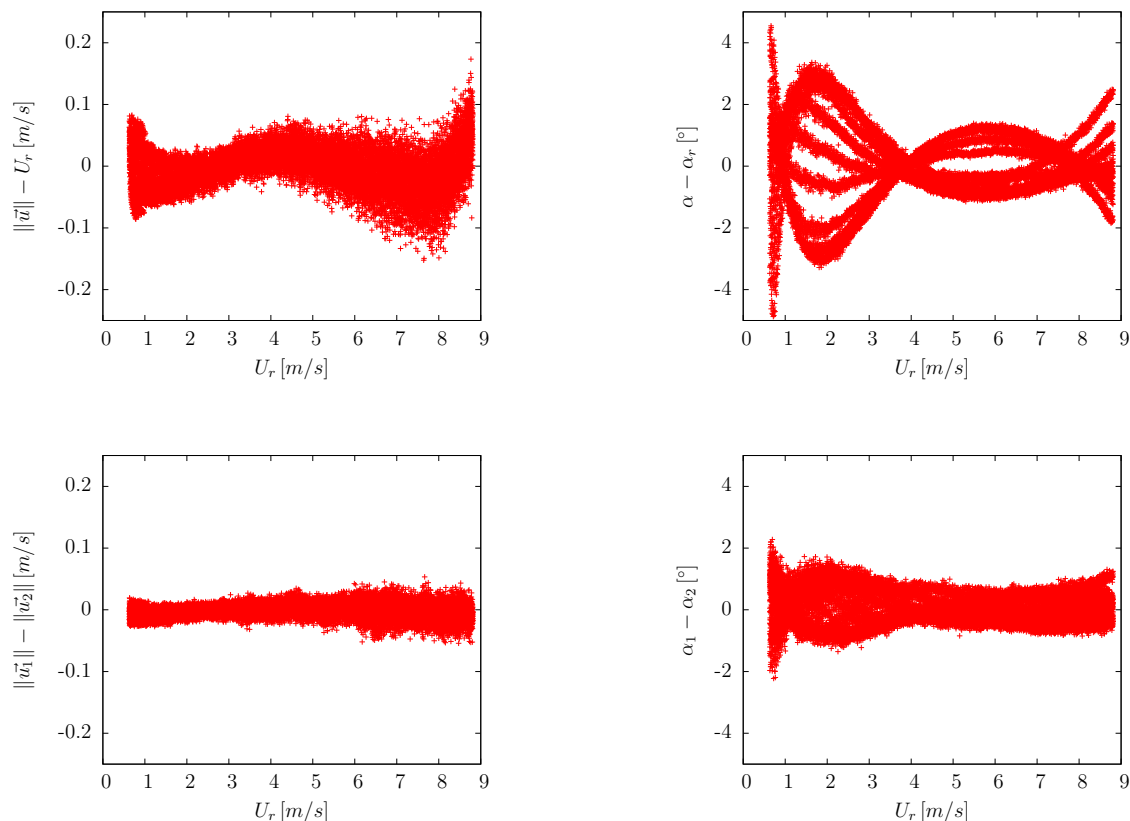


Figure II.8: Erreur de mesure sur la norme de vitesse et sur l'angle dans la soufflerie d'étalonnage en fonction de la vitesse de référence : en haut, par écart au capteur de référence ; en bas, par différence entre les deux sondes fils croisés.

différences de vitesse entre les deux flux sont typiquement de 5 m/s et conduisent un taux de turbulence d'environ 20%, soit un écart type de 1 m/s pour les fluctuations de vitesse 50 fois plus grand que les erreurs aléatoires. Ces erreurs aléatoires ont été estimées dans une configuration d'écoulement uniforme avec de lentes variations de vitesse et de température pour les besoins de l'étalonnage dynamique. Elles intègrent l'incertitude sur la vitesse et la température de référence. Plus précisément, les mesures de référence (issues du signal envoyé au variateur de fréquence du ventilateur pour la vitesse et du signal du thermocouple pour la température) ne prennent pas en compte les petites fluctuations de l'écoulement dans la soufflerie d'étalonnage, dues à un taux de turbulence résiduelle inférieur à 1%. Ces incertitudes sont donc surestimées pour ce type d'écoulement uniforme. En revanche, dans une configuration d'écoulement turbulent, en présence d'un gradient moyen et de rapides fluctuations, les incertitudes de mesures sont probablement plus grandes. Nous reviendrons sur ce point dans les chapitres suivants

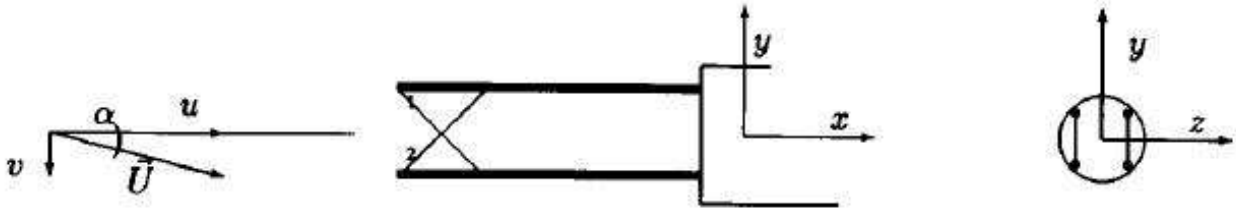


Figure II.9: Schéma d'une sonde à fils chauds croisés en X.

en évaluant directement les mesures CTA à mesurer la turbulence dans notre jet plan. Pour ce faire, nous considérerons les *a priori* sur l'écoulement et nous confronterons les profils de statistiques obtenus avec des mesures PIV.

4.4 Instrumentation des chaînes de mesures

La qualification de la soufflerie a été réalisée en anémométrie à un fil avec une chaîne de mesure commerciale (DANTEC). Ensuite, l'utilisation d'une chaîne de mesure dédiée du laboratoire a permis d'effectuer, en anémométrie à deux fils croisés, les mesures dans la soufflerie Jet Plan pour une analyse fine des grandeurs statistiques.

4.4.1 Instrumentation de la chaîne de mesure pour la sonde à fil simple

La chaîne de mesure est une chaîne DANTEC constituée d'un anémomètre à température constante du type CTA module 90C10 monté dans un boîtier Streamline 90N10, d'une sonde fil simple modèle 55P11 constituée d'un fil en tungstène platiné de $5\mu m$ de diamètre et de $1mm$ de longueur soudé aux extrémités de deux broches solidaires d'un support en céramique et d'un thermocouple du type T . Les signaux analogiques sont enregistrés par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition PCIMIO16E4 et d'un échantillonneur bloqueur SC2040 de National Instruments.

4.4.2 Instrumentation de la chaîne de mesure pour la sonde à fils croisés

L'enregistrement simultané des signaux analogiques a été réalisé avec une chaîne d'acquisition de marque ETEP. Cette chaîne d'acquisition est équipée de filtres passe-bas intégrés et dispose de 8 voies synchrones d'une résolution de 8 bits paramétrables en gain et en offset, d'une carte paramétrable en fréquence d'échantillonnage pour une gamme de tension comprise entre $\pm 5V$ et d'un disque dur permettant un stockage en temps réel (DMA) pour une durée très

longue d'enregistrement (typiquement 10 Go de mesures sur une durée de 20 h). Les signaux enregistrés par la chaîne sont :

- 1 tension générée par le générateur du signal renvoyé au ventilateur dont est déduite la vitesse de l'écoulement durant l'étalonnage ;
- 2 tensions délivrées par les 2 thermocouples placés dans la veine d'étalonnage pour indiquer la température de l'écoulement ;
- 4 tensions provenant de l'utilisation des 4 anémomètres à fils utilisés pour le fonctionnement de 2 sondes fils croisés.

Les 4 anémomètres à température constante (CTA) utilisés avec deux sondes à fils chauds croisés ont été développés au CEAT² à partir d'anémomètres TSI 1750 (alimentation, générateurs de signaux tests, indicateur de casse de fil, protection contre les surchauffes parasites). Ces anémomètres ont été utilisés avec un fort coefficient de surchauffe (de l'ordre de 1,8) de manière à minimiser l'influence de la température de l'écoulement et de maximiser la sensibilité à la vitesse de l'écoulement. Deux sondes du type fils croisés en X ont été utilisées, l'une en configuration wv et l'autre en configuration uw , pour mesurer les 3 composantes de vitesses. La disposition des fils permet d'accéder simultanément à deux composantes de la vitesse dans le plan défini par les fils (figure II.9). Les sondes fils croisés ont été fabriquées à l'Irstea de Rennes. Les fils sont constitués de tungstène plaqué platine. Ils ont un diamètre de $2,5 \mu m$ pour une longueur de $0,5 mm$ et l'angle entre les fils est approximativement de 90° .

4.5 Campagne de mesure par CTA

Le jet plan turbulent isotherme en co-courant a été exploré par anémométrie à température constante en utilisant une sonde fil simple et deux sondes fils croisés.

4.5.1 Paramètres de contrôle

Chaque configuration d'écoulements étudiés est caractérisée par un nombre de Reynolds $Re_H = \frac{(U_j - U_e)H}{\nu}$ et par un rapport de vitesse $r = \frac{U_e}{U_j}$ correspondant à un paramètre de cisaillement $\lambda = \frac{U_j - U_e}{U_j + U_e} = \frac{1 - r}{1 + r}$.

Cette thèse s'intéresse en particulier à l'influence des nombres de Reynolds et des rapports de vitesse sur le comportement de l'écoulement de jet plan turbulent en co-courant. Pour caractériser cette influence, plusieurs configurations (Re_H, r) ont été explorées. Le tableau II.1

²Centre d'Etudes Aérodynamiques et Thermiques de l'université de Poitiers (LEA, Institut Pprime, Joël Delville)

Re_H	r	U_e m/s	U_j m/s
10 000	0,15	0,57	3,82
15 000	0,00	0,00	4,87
15 000	0,05	0,25	5,13
15 000	0,10	0,54	5,41
15 000	0,15	0,86	5,73
15 000	0,20	1,22	6,09
15 000	0,25	1,62	6,50
15 000	0,30	2,08	6,96
20 000	0,15	1,14	7,64
25 000	0,15	1,43	9,55
30 000	0,15	1,72	11,47

TAB. II.1: Paramètres de contrôle pour les 11 expériences réalisées.

résume les paramètres de contrôle pour les 11 expériences réalisées. Le rapport de vitesse est fixé à $r = 0,15$ pour 5 nombres de Reynolds ($Re_H = 10\,000, 15\,000, 20\,000, 25\,000$ et $30\,000$). Le nombre de Reynolds est fixé à $Re_H = 15\,000$ pour 7 rapports de vitesse ($r = 0,00, 0,05, 0,10, 0,15, 0,20, 0,25$ et $0,30$).

Chaque expérience consiste à mesurer 13 profils de vitesse selon y (en $x = 0, 100, 200, 300, 450, 600, 750, 900, 1050, 1200, 1400, 1600$ et 1800 mm) et à mesurer dans le plan central du jet $z = 0$ (z est une direction homogène en moyenne pour l'écoulement) 1 profil de vitesse selon x (en $y = 0$). Pour chaque profil en y , 101 points de mesure ont été effectués suivant la direction y avec un pas variable entre les points de mesure afin de suivre l'évolution de la zone de mélange avec le maximum de points situés dans la région de fort gradient. Pour les profils le long de l'axe du jet, les mesures ont été effectuées en 180 points de mesure équirépartis pour mieux caractériser l'évolution axiale des grandeurs statistiques. Au total, le nombre de points de mesure est d'environ 1 500 pour une configuration. La figure II.10 illustre la distribution des points de mesure dans le domaine (x, y) de l'écoulement pour chaque configuration explorée.

4.5.2 Paramètres de l'acquisition numérique

L'enregistrement des tensions est réalisé à la fréquence d'acquisition F_{acq} pendant le temps d'acquisition T_{acq} . Pour économiser la place mémoire et minimiser le temps de calcul des traitements statistiques, le nombre d'acquisitions numériques N_{acq} des n fils de la sonde utilisée doit être aussi petit que possible. Les paramètres de l'acquisition numérique étant reliés entre eux par : $N_{acq} = nT_{acq}F_{acq}$, il est nécessaire de minimiser la fréquence et le temps d'acquisition

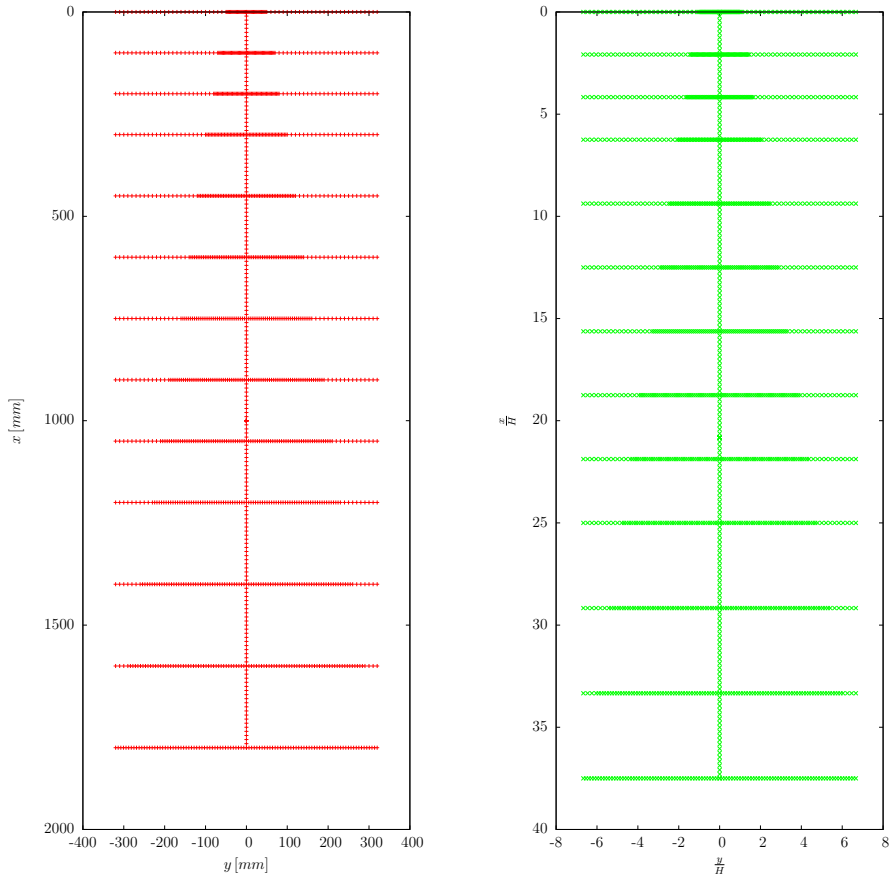


Figure II.10: Grille des points de mesure CTA pour chaque configuration. Le déplacement est assuré par un robot de marque ISEL avec une précision de $0,1\text{ mm}$.

en respectant des contraintes d'échantillonnage et de convergence des mesures.

Fréquence d'acquisition : La fréquence d'acquisition F_{acq} doit être choisie de manière à ce que toutes les fréquences caractéristiques de la couche de mélange turbulente soient prises en compte. Conformément au théorème de Shannon, la fréquence d'acquisition F_{acq} est prise au moins deux fois supérieure à la fréquence de coupure F_c laquelle doit être légèrement supérieure à la fréquence maximale des structures présentes dans la couche de mélange. Cette fréquence maximale est déduite des échelles de temps τ et de longueur η des plus petites structures de

Chapitre II. Moyens expérimentaux

l'écoulement. Ces échelles sont dites de Kolmogorov et sont définies par :

$$\begin{cases} \tau = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}}, \\ \eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{4}}, \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

où ϵ est le taux de dissipation de l'énergie cinétique et ν la viscosité cinématique. Le taux de dissipation ϵ peut être estimé à partir de l'échelle de vitesse u et de la longueur l des grosses structures par :

$$\epsilon = \frac{u^3}{l} \quad (\text{II.14})$$

La fréquence d'acquisition doit donc être supérieure à 2 fois la fréquence maximale de l'écoulement égale à $\frac{U_c}{2\pi\eta}$ où U_c est la vitesse de convection des grosses structures.

Temps d'acquisition : La moyenne temporelle est déterminée sur un temps d'intégration non pas infini comme en théorie, mais fini. Il convient donc de calculer le temps d'acquisition nécessaire à la convergence des moments de vitesse vers leur valeur vraie. Comte-Bellot [80] montre que :

- pour la mesure de la vitesse moyenne $\langle u \rangle$:

$$T \simeq \frac{2\langle u'^2 \rangle}{\langle u \rangle^2} \theta \frac{1}{\epsilon}$$

où $\theta \simeq \frac{l}{u}$ et ϵ est la précision souhaitée.

- pour la mesure de la variance $\langle u'^2 \rangle$:

$$T' \simeq \frac{2\langle (u'^2 - \langle u'^2 \rangle)^2 \rangle}{(\langle u'^2 \rangle)^2} \theta' \frac{1}{\epsilon^2} \simeq 4\theta' \frac{1}{\epsilon^2}$$

avec $\theta' = \frac{\theta}{2}$.

- pour le moment d'ordre 4 $\langle u'^4 \rangle$:

$$T'' \simeq \frac{64}{3} \theta'' \frac{1}{\epsilon^2}$$

avec $\theta'' \simeq \frac{\theta'}{2}$.

Arbitrairement, la convergence est déclarée atteinte lorsque le moment d'ordre 4 ne s'écarte plus que d'une valeur inférieure à 5% de celle assurément convergée.

Pour estimer les fréquences et les temps d'acquisition, la vitesse de convection est prise égale à $(U_e + 0,5(U_j - U_e))$, l'échelle de vitesse est prise à 10% de l'excès de vitesse $0,5(U_j - U_e)$ et la largeur du jet H est prise comme échelle de longueur. Ces valeurs correspondent à un jet au début de la région de similitude. Elles donnent une indication sur les échelles des plus petites structures de l'écoulement. Le tableau II.2 résume l'ensemble des fréquences et temps d'acquisition évalués à partir de ces définitions pour les 11 configurations explorées.

Re_H	r	τ [ms]	τ [mm]	F_{acq} [Hz]	T_{acq} [s]
10 000	0,15	13,1	0,45	1 600	31
15 000	0,00	7,1	0,33	2 400	21
15 000	0,05	7,1	0,33	2 600	21
15 000	0,10	7,1	0,33	2 800	21
15 000	0,15	7,1	0,33	3 200	21
15 000	0,20	7,1	0,33	3 400	21
15 000	0,25	7,1	0,33	3 800	21
15 000	0,30	7,1	0,33	4 400	21
20 000	0,15	4,6	0,27	5 200	16
25 000	0,15	3,3	0,23	7 800	13
30 000	0,15	2,5	0,20	10 600	10

TAB. II.2: Paramètres de l'acquisition numérique pour les 11 expériences explorées.

Suite à ces définitions et en prenant en compte les contraintes de l'instrumentation, les paramètres de l'acquisition numérique ont été choisis comme suit :

Mesures sonde fil simple : la fréquence d'acquisition des signaux analogiques est de 6 000 Hz, la fréquence de coupure du filtre anti-repliement est de 3 000 Hz et le nombre d'acquisition est de 131 072, soit une durée d'acquisition par point d'environ 22 s. La durée totale d'une expérience (temps d'acquisition et déplacements motorisés de la sonde) est d'environ 15 h. Ces paramètres d'acquisition sont contraints par la performance de la chaîne DANTEC.

Rappel : le fil simple n'est utilisé que pour la qualification de la soufflerie

Mesures sonde fils croisés : la fréquence d'acquisition des signaux analogiques est de 12 500 Hz, la fréquence de coupure du filtre anti-repliement est de 6 250 Hz et la durée d'acquisition par point est d'environ 40 s. La durée totale d'une expérience (temps d'acquisition et déplacements motorisés de la sonde) est d'environ 20 h. Pour permettre d'apprécier ces valeurs

de fréquences et de temps d'acquisition, il est utile de préciser que la fréquence de Strouhal est de l'ordre de 100 Hz dans les expériences réalisées.

5 Vélocimétrie par Images de Particules

L'aptitude de la Vélocimétrie par Images de Particules à fournir la répartition spatiale des vitesses instantanées en fait une technique complémentaire de l'anémométrie à fils chauds. Elle a été initiée par Meynart [81] lequel s'est inspiré des méthodes de visualisation des écoulements de fluide et de la « *Laser Speckle Photography* » (LSP) employées en mécanique des solides pour mesurer les déformations de surface. De nombreux auteurs tels que Adrian [82], Willert et Gharib [83], Westerweel [84] ont activement contribué à l'évolution de cette méthode de mesure en accompagnant le développement constant des performances de l'instrumentation de la chaîne de mesure et des moyens de traitement.

5.1 Principe

Le principe de base de la PIV est de déterminer la vitesse locale et instantanée du fluide $\vec{u}(\vec{x}, t)$ en déterminant la distance $\Delta\vec{x}(\vec{x}, t)$ parcourue pendant un intervalle de temps connu Δt d'une particule transportée par l'écoulement. À l'aide d'un jeu de lentilles cylindriques et sphériques, un feuillet lumineux est fabriqué à partir d'un faisceau de lumière laser pulsée. Ce plan de lumière traverse l'écoulement et éclaire les particules d'ensemencement transportées par le fluide. Un système optique (caméra) capte une partie de la lumière diffusée par ces particules et projette leurs images sur un capteur photo-sensible. Les images de particules sont alors enregistrées à des instants successifs. Il suffit de déterminer la distance parcourue par les particules, dans une région donnée de l'image, entre deux instants de prises de vue séparée par un temps connu, pour connaître la vitesse locale du fluide. La figure II.11 rappelle le principe de la mesure PIV à deux composantes de vitesse.

5.2 Instrumentation de la chaîne de mesure

Les mesures par PIV ont été réalisées en utilisant un système de mesures à faible fréquence, de l'ordre du Hertz.

Système de déplacement : les caméras et le laser sont fixés sur un même profilé en Norcan. Celui-ci est vissé au chariot d'un axe vertical de marque Rose + Krieger. Le mouvement linéaire

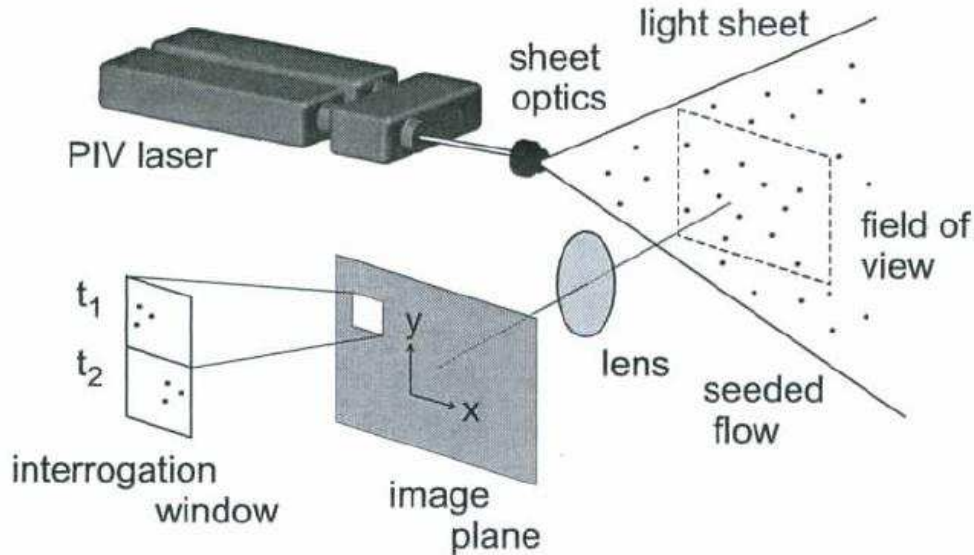


Figure II.11: Système PIV deux composantes d'après Davis FlowMaster Software p.17

est assuré par une tige filetée logée entre deux tubes de guidages (voir figures II.2 et II.12). La position est ajustée manuellement grâce à un indicateur numérique de position avec une précision de $\pm 0,1 \text{ mm}$.

Ensemencement : 2 générateurs de fumée de spectacle de marque Martin du type Magnum 800 ont été utilisés. Le premier a été placé à l'entrée du système d'aspiration du ventilateur du jet central et le deuxième à l'entrée des 2 tuyaux d'aspiration juxtaposés des 2 ventilateurs qui alimentent les 2 co-courants. Le fluide vaporisé est principalement composé d'eau déminéralisée et de glycols. Le diamètre des particules d'ensemencement est inférieur à $1 \mu\text{m}$.

Illumination : l'illumination est assurée par un laser New Wave Research Solo III $Nd : YAG$ pulsé à la fréquence de $1,33 \text{ Hz}$ d'une puissance de 50 mJ par pulse et de longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$.

Enregistrement : l'enregistrement est effectué à $1,33 \text{ Hz}$ par 3 caméras PCO SensiCam juxtaposées (voir figure II.12). La taille du CCD est de 1280×1024 pixels, la taille du pixel est de $6,7 \times 6,7 \mu\text{m}$ et la dynamique est de 12 bits. Ces caméras sont munies d'objectifs de focale 50 mm , réglés sur une ouverture de 5,6.

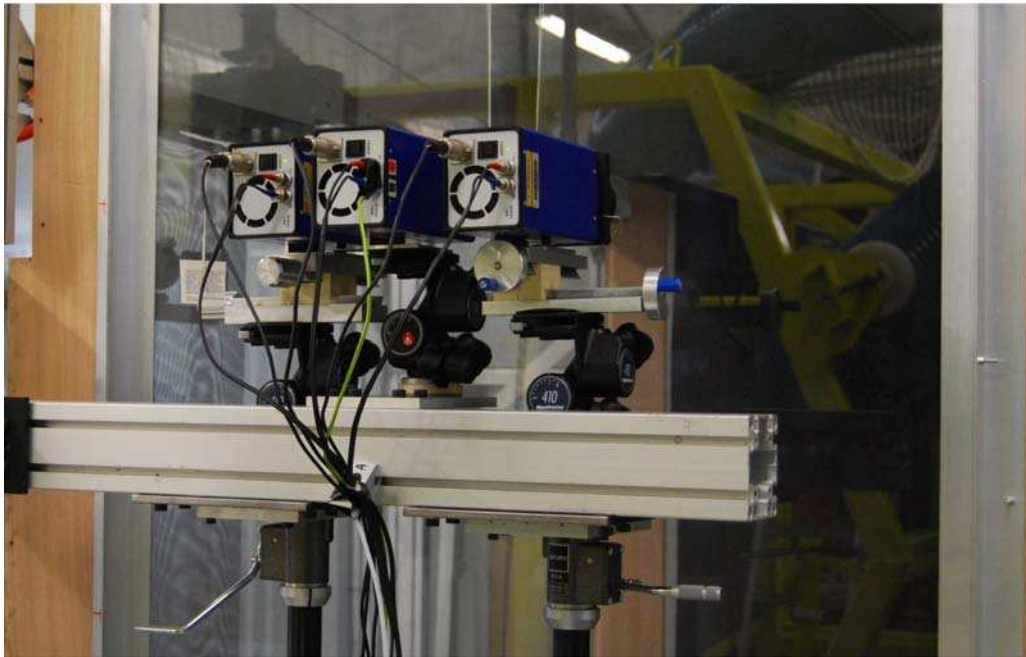


Figure II.12: Montage PIV lente à 3 caméras juxtaposées.

Acquisition : le système PIV dispose d'un PC de commande et d'acquisition (*Davis 7.2*). La synchronisation des différents éléments est assurée par une carte PTU³.

Traitement : les paires d'images de particules ont été traitées par le logiciel GPIV⁴ sur un Cluster de 5 noeuds à 8 processeurs chacun *via* un script python en utilisant la librairie MPI. GPIV utilise une technique de corrélations avec fenêtre d'interrogation décroissante (multipass) et modélisation du pic de corrélation par une gaussienne en trois points avec une déformation de fenêtre (figure II.13).

5.3 Campagne de mesure par PIV

Une série de mesures par PIV lente a été effectuée pour les différentes configurations présentées dans le tableau II.3. Cette série de mesures a permis d'obtenir une cartographie des champs de vitesse de ces écoulements.

Chaque expérience consiste à mesurer à une fréquence d'acquisition de $1,33Hz$ les champs de vitesse dans le plan central du jet $z = 0$ pour les positions du bord supérieur de l'image $x = 0, 145, 290, 435, 580, 725, 870, 1015, 1160, 1305, 1450$ et 1595 mm . La taille des 3 champs

³Processor Timer Unit

⁴<http://gpiv.sourceforge.net>

II.5 Vélométrie par Images de Particules

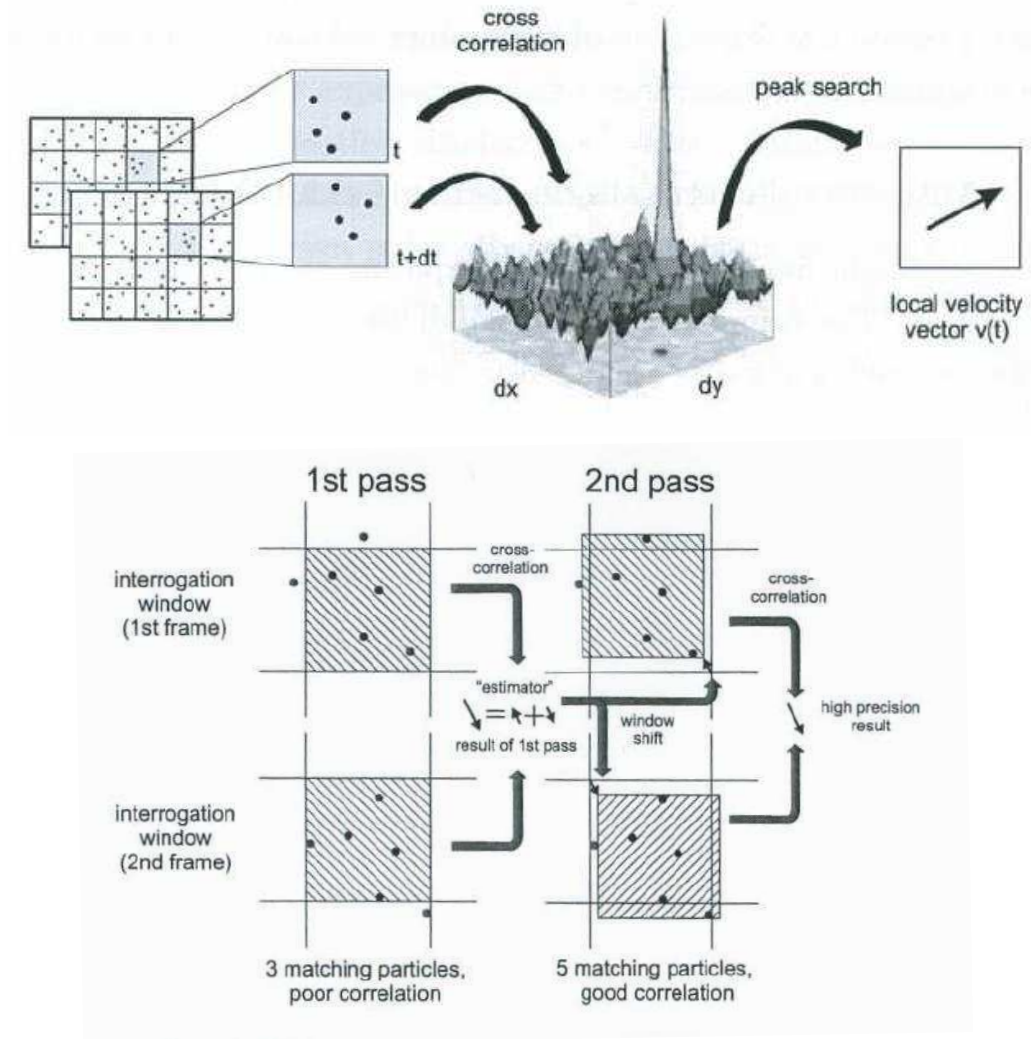


Figure II.13: Corrélation et fenêtre d'interrogation adaptative

juxtaposés est de $L_x \times L_y = 150 \times 350 \text{ mm}^2$ de sorte à assurer un léger recouvrement des champs et une largeur suffisante pour permettre la mesure de l'épaisseur du jet le plus loin possible en aval.

Pour les configurations à $Re_H = 15\,000$ et $30\,000$, 2048 champs de vitesse ont été acquis en chaque position. Le temps Δt entre les deux expositions a été choisi de manière à avoir un déplacement moyen de l'ordre de 10 pixels. Pour les 3 configurations à $Re_H = 0$, 256 champs de vitesse ont été acquis en chaque position.

Re_H	r	U_e (m/s)	U_j (m/s)	$(\Delta\theta = \theta_j - \theta_e)$ ($^{\circ}C$)
0	1	1,50	1,50	0
0	1	1,50	1,50	-20
0	1	1,50	1,50	+20
15 000	0,05	0,25	5,13	0
15 000	0,15	0,86	5,73	0
15 000	0,15	0,86	5,73	-20
15 000	0,15	0,86	5,73	+20
15 000	0,25	1,62	6,50	0
30 000	0,15	1,72	11,47	0

TAB. II.3: Paramètres de contrôle pour les expériences réalisées par PIV.

6 Qualification et adaptation initiale de la soufflerie Jet Plan

Une campagne de mesures préliminaires a montré que le jet plan interagit plus ou moins rapidement, selon les configurations, avec les bords de la soufflerie, si bien que la zone de similitude observable pouvait, dans certains cas, être relativement restreinte. Suite à ces résultats, la largeur des co-courants a été augmentée de 300 mm à 600 mm soit de $6H$ à $12H$. Ceci a nécessité la fabrication de nouveaux convergents extérieurs de la soufflerie. Après ces modifications, une nouvelle qualification de la soufflerie a été effectuée. Cette qualification consiste à caractériser l'homogénéité, le taux de turbulence à l'entrée de la veine d'essais et les couches limites se développant sur les plaques séparatrices, notamment du côté extérieur.

6.1 Homogénéité de l'écoulement

Dans chaque caisson de mise en pression, des planches d'obturation partielle ont été disposées sur le premier étage de mousse pour corriger le défaut d'homogénéité de l'écoulement, suivant l'envergure z , à l'entrée de la veine d'essais. Celles des co-courants sont des planches rectangulaires tandis que celle du jet central est une planche triangulaire. Ces planches compensent l'effet de l'admission latérale de chaque caisson, la position latérale de l'admission d'air étant imposée par la proximité du plafond. La figure II.14 présente, à gauche, les profils de vitesse moyenne du jet en sortie, selon l'envergure, obtenus après ajustement des planches, pour différentes valeurs de vitesse moyenne, entre 0 et 12 m/s . Elle montre également, à droite, une visualisation de l'écoulement réalisée par tomographie laser. Cette visualisation a été effectuée dans le plan $y = \frac{H}{2}$, au droit d'une des 2 plaques séparatrices. Les profils de vitesse moyenne per-

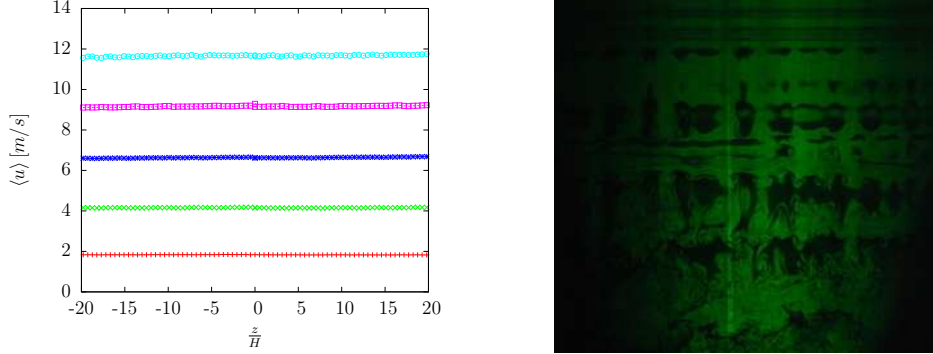


Figure II.14: À gauche, profil homogène de vitesse moyenne du jet en sortie du jet selon l'envergure pour différentes valeurs de vitesse moyenne ; À droite, visualisation de l'homogénéité de l'écoulement dans l'envergure z .

mettent d'apprécier l'homogénéité de l'écoulement selon l'envergure. La visualisation confirme cette homogénéité.

6.2 Caractérisation des conditions de sortie

Les conditions de sortie ont été caractérisées en mesurant les profils de vitesse le long de la direction latérale y sur la gamme $-6 \leq \frac{y}{H} \leq 6$ en $\frac{x}{H} = 0$.

6.2.1 Profils de vitesse moyenne

La figure II.15 présente le profil de vitesse moyenne longitudinale en sortie pour chacune des 5 configurations où le rapport de vitesse est fixé à $r = 0, 15$ pour 5 nombres de Reynolds ($Re_H = 10\,000, 15\,000, 20\,000, 25\,000$ et $30\,000$). Elle présente également le profil de vitesse moyenne longitudinale en sortie pour chacune des 7 configurations où le nombre de Reynolds est fixé à $Re_H = 15\,000$ pour 7 rapports de vitesse ($r = 0,00, 0,05, 0,10, 0,15, 0,20, 0,25$ et $0,30$).

Pour toutes les configurations étudiées, dans chacun des 3 flux, les profils de vitesse moyenne longitudinale en sortie sont quasi uniformes et du type « top-hat » ou « chapeau haut de forme » du fait de la différence de vitesse. D'autres profils de vitesse non présents ici montrent que la vitesse moyenne normale est très petite devant la vitesse moyenne longitudinale en sortie et la vitesse moyenne suivant l'envergure z est nulle dans toute l'épaisseur.

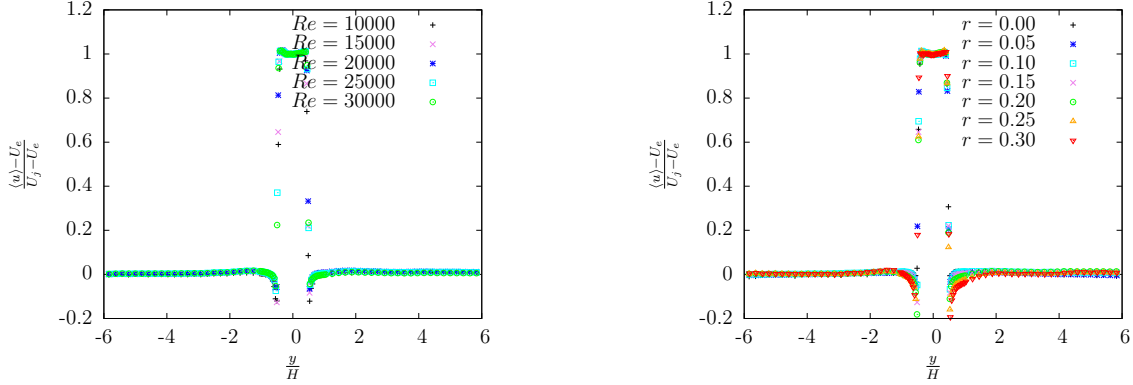


Figure II.15: Profil de vitesse moyenne longitudinale en sortie : À gauche, pour $r = 0, 15$; À droite, pour $Re = 15\,000$.

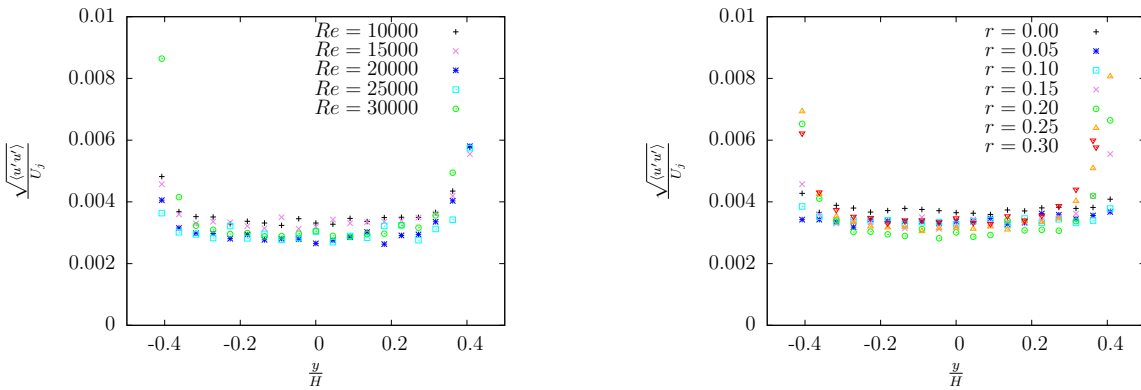


Figure II.16: Taux de turbulence en sortie du jet central : À gauche, pour $r = 0, 15$; À droite, pour $Re_H = 15\,000$.

6.2.2 Taux de turbulence

La figure II.16 présente le taux de turbulence en sortie du jet pour les 5 configurations à $r = 0, 15$ fixé et pour les 7 configurations à nombre de Reynolds $Re_H = 15\,000$ fixé. Les figures II.17 et II.18 présentent le taux de turbulence en sortie du co-courant respectivement à gauche et à droite du jet pour les mêmes configurations. Pour toutes les configurations étudiées, les valeurs de taux de turbulence restent relativement constantes sur la largeur des 3 flux et se maintiennent généralement en dessous de 1 %, avec une valeur un peu plus élevée pour les Re_H et r petits. Ces valeurs croissent ainsi légèrement lorsque leur vitesse de flux respective décroît.

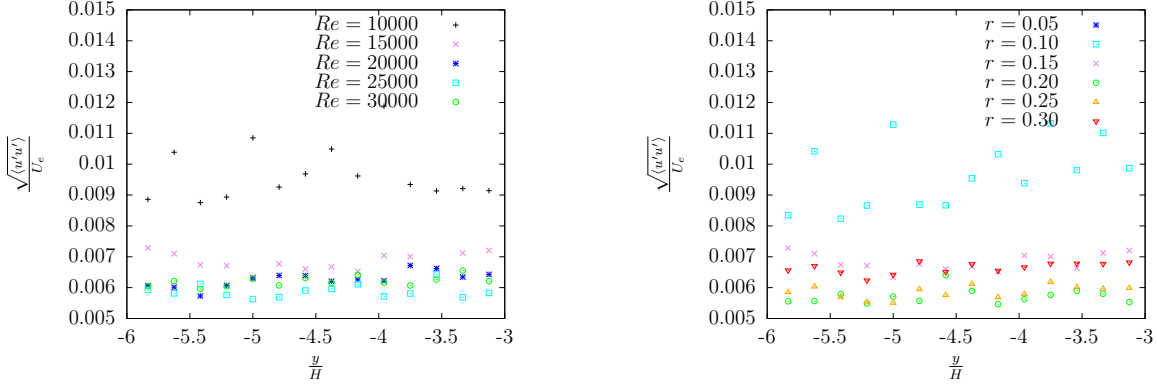


Figure II.17: Taux de turbulence en sortie du co-courant à gauche du jet : À gauche, pour $r = 0, 15$; À droite, pour $Re_H = 15\,000$.

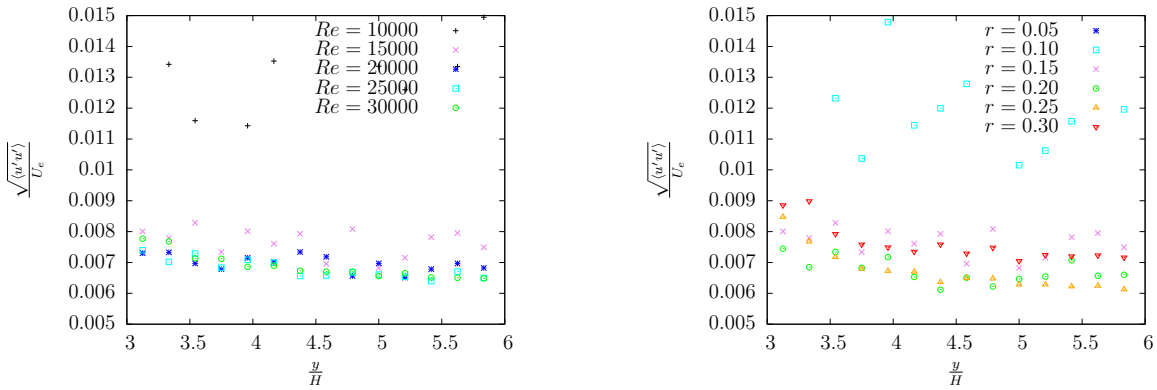


Figure II.18: Taux de turbulence en sortie du co-courant à droite du jet : À gauche, pour $r = 0, 15$; À droite, pour $Re_H = 15\,000$.

6.3 Couches limites

Un dispositif de déclenchement de la turbulence a été testé et adopté pour obtenir, dans toutes les configurations d'essai, des conditions comparables de couches limites sur les convergents intérieurs des co-courants. Il s'agit d'un rang unique de lames de scie, de type scie à bûches, dont les dents inclinées à 45° vers l'aval ont une hauteur de 5 mm au-dessus de la paroi, collées sur les deux faces extérieures du convergent intérieur (celles du jet). Ce dispositif s'inspire du principe des générateurs de vortex couramment employés pour manipuler le décollement des couches limites sur l'extrados des ailes d'avions ou sur le hayon arrière des véhicules. La couche limite turbulente extérieure a été explorée avec une sonde à fil simple reliée à un anémomètre à fils chauds (figure II.19). Le profil en sortie (figure II.15) indique que la couche

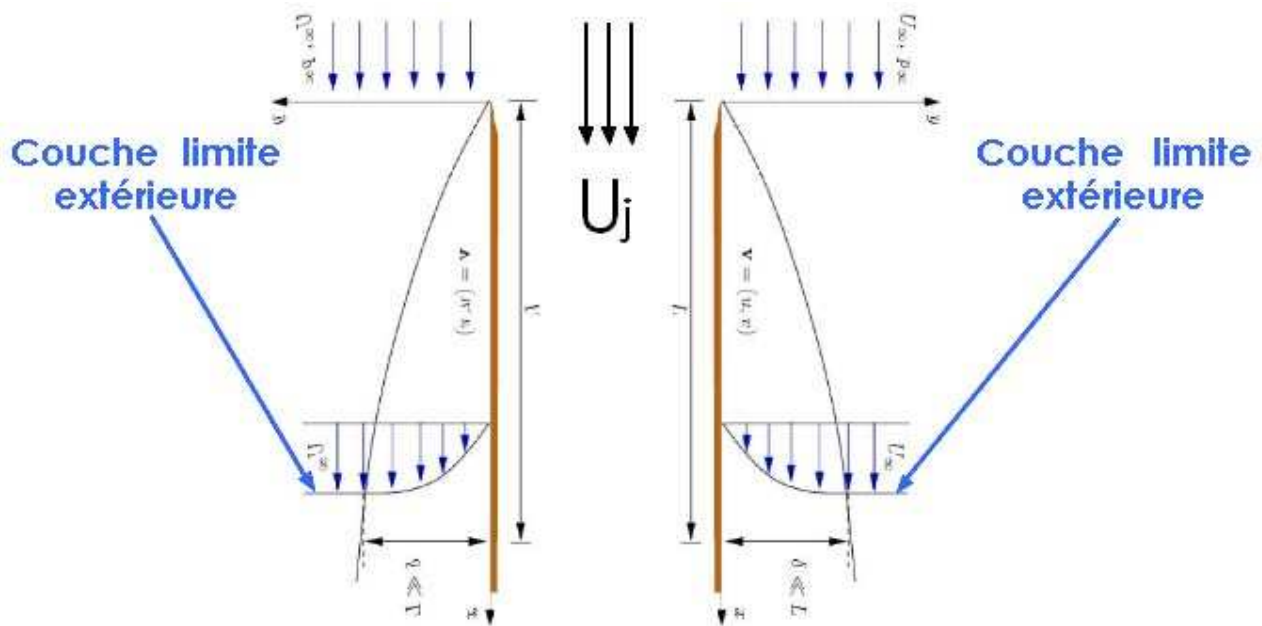


Figure II.19: Représentation schématique de l'écoulement au niveau des bords de fuite des deux plaques séparatrices.

limite turbulente intérieure est trop peu épaisse ($\leq 0,5 \text{ mm}$) pour permettre sa caractérisation avec une sonde à fil chaud simple.

6.3.1 Profil théorique de la vitesse moyenne longitudinale

Dans la couche limite turbulente, le profil de la vitesse moyenne longitudinale se comporte différemment dans la région de paroi, contrôlée par la viscosité, et dans la région externe, beaucoup plus grande et dominée par la turbulence. Nous verrons plus loin que le raccordement de ces deux régions conduit à l'existence d'une région dans laquelle le profil obéit à une loi logarithmique. On peut par ailleurs considérer que le frottement total défini par $\tau = \mu \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} - \rho \langle u'v' \rangle$ est constant dans toute la zone de proche paroi.

Région de paroi : Très près de la paroi, il existe une zone où les effets de la turbulence sont négligeables et les effets de viscosité moléculaire prépondérants. La contrainte de cisaillement total τ peut être approchée au voisinage de la paroi par la contrainte de cisaillement pariétal τ_p . Dans cette région, le profil de la vitesse longitudinale est donc complètement déterminé par la valeur de τ_p et par les caractéristiques du fluide ρ et μ :

$$\langle u \rangle = \langle u \rangle (y, \tau_p, \rho, \mu)$$

II.6 Qualification et adaptation initiale de la soufflerie Jet Plan

Les conditions d'adhérence à la paroi donnent $\vec{u}(0) = \vec{0}$, le frottement total à la paroi s'écrit :

$$\tau_p = \mu \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right)_{y=0}$$

Comme le frottement total est constant, la vitesse moyenne peut s'écrire sous la forme :

$$\langle u \rangle (y) = y \frac{\tau_p}{\mu}$$

Le profil de vitesse est donc linéaire en fonction de la distance à la paroi. Par analyse dimensionnelle, la vitesse de cisaillement pariétal peut se définir à partir du frottement pariétal τ_p par :

$$U_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$$

Ce qui permet d'introduire une vitesse adimensionnelle :

$$\langle u^+ \rangle = \frac{\langle u \rangle}{U_\tau}$$

et une distance adimensionnelle :

$$y^+ = \frac{y}{y^*}$$

avec :

$$y^* = \frac{\nu}{U_\tau}$$

En prenant pour grandeurs primaires τ_p , ρ et μ , la loi suivie par ce profil se réduit à :

$$\langle u^+ \rangle = f(y^+) \tag{II.15}$$

Le comportement de la vitesse près de la paroi est indépendant des caractéristiques extérieures de l'écoulement. La fonction f est donc universelle. Elle est appelée loi de paroi.

Région externe : Dans la région externe de la couche limite turbulente, la contrainte visqueuse est négligeable devant la contrainte turbulente. La structure de l'écoulement est donc entièrement contrôlée par la turbulence. L'échelle de longueur de la turbulence est donnée par l'épaisseur δ de la couche limite, l'échelle de temps par le phénomène qui en est à l'origine, c'est-à-dire par le gradient de vitesse $\partial \langle u \rangle / \partial y$, et l'échelle de vitesse par la vitesse de cisaillement pariétal U_τ puisque la covariance $-\langle u'v' \rangle$ est de l'ordre de U_τ^2 . Dans cette région, le gradient de

Chapitre II. Moyens expérimentaux

vitesse $\partial\langle u \rangle / \partial y$ est donc complètement déterminé par y , U_τ et δ , soit :

$$\frac{\partial\langle u \rangle}{\partial y} = \frac{\partial\langle u \rangle}{\partial y}(y, U_\tau, \delta) \quad (\text{II.16})$$

En choisissant comme grandeurs primaires U_τ et δ , le résultat est le suivant :

$$\frac{\partial\langle u \rangle}{\partial y} = \frac{U_\tau}{\delta} \Phi' \left(\frac{y}{\delta} \right) \quad (\text{II.17})$$

En intégrant cette relation de l'altitude y à l'infini, le résultat obtenu est :

$$U_e - \langle u \rangle = U_\tau \Phi \left(\frac{y}{\delta} \right) \text{ avec } \Phi = \int_y^{+\infty} \Phi' \left(\frac{y}{\delta} \right) d \left(\frac{y}{\delta} \right) \quad (\text{II.18})$$

ou encore :

$$\frac{U_e - \langle u \rangle}{U_\tau} = \Phi(y^\times) \quad (\text{II.19})$$

avec $y^\times = y/\delta$.

Cette loi, appelée loi de vitesse déficitaire, peut être influencée par de nombreux paramètres comme le gradient de pression ou le nombre de Reynolds. Ce n'est donc pas une loi universelle.

Loi linéaire : En approchant très près de la paroi, la contrainte turbulente devient négligeable et la contrainte de cisaillement pariétal s'écrit :

$$\tau_p = \mu \frac{\partial\langle u \rangle}{\partial y} \quad (\text{II.20})$$

Avec la condition d'adhérence à la paroi, l'intégration de cette équation donne :

$$\langle u^+ \rangle = y^+ \quad (\text{II.21})$$

Le profil de la vitesse moyenne longitudinale est donc linéaire dans la région de très proche paroi qui est appelée la sous-couche visqueuse.

Loi de recouvrement : Les variables de la loi de paroi [II.15](#) et de la loi de vitesse déficitaire [II.19](#) sont indépendantes. Dans la région de recouvrement, le profil de la vitesse moyenne longitudinale relève donc de la méthode des développements asymptotiques raccordés.

Le raccordement des dérivées de la loi de paroi [II.15](#) et de la loi de vitesse déficitaire [II.19](#)

II.6 Qualification et adaptation initiale de la soufflerie Jet Plan

à l'extrémité commune de leur domaine d'application implique l'égalité suivante :

$$\lim_{y^\times \rightarrow 0} -\frac{1}{\delta} \Phi' (y^\times) = \lim_{y^+ \rightarrow +\infty} \frac{U_\tau}{\nu} f' (y^+) \quad (\text{II.22})$$

Une condition indispensable à l'existence de la région de recouvrement est de pouvoir réaliser simultanément $y^\times \rightarrow 0$ et $y^+ \rightarrow +\infty$, soit :

$$\frac{U_\tau \delta}{\nu} \rightarrow \infty \quad (\text{II.23})$$

En multipliant les deux membres de l'égalité II.22 par y , on obtient dans la région de recouvrement :

$$-y^\times \Phi' (y^\times) = y^+ f' (y^+) \quad (\text{II.24})$$

Comme les variables y^\times et y^+ sont indépendantes, en intégrant cette relation, la loi de paroi II.15 et la loi de vitesse déficitaire II.19 prennent respectivement la forme :

$$\langle u^+ \rangle = \frac{1}{\chi} \ln (y^+) + C \quad (\text{II.25})$$

$$\frac{U_e - \langle u \rangle}{U_\tau} = \frac{1}{\chi} \ln (y^\times) + B \quad (\text{II.26})$$

Le raccordement de la loi de paroi II.25 et de la loi de vitesse déficitaire II.26 conduit à la condition de compatibilité :

$$\frac{U_e}{U_\tau} = \frac{1}{\chi} \ln \left(\frac{\delta U_\tau}{\nu} \right) + B + C \quad (\text{II.27})$$

La région de recouvrement est une zone dans laquelle le profil de la vitesse moyenne longitudinale suit une loi logarithmique. Les constantes C et de Von Karman χ sont universelles. Mais la constante B ne l'est pas puisque la loi de vitesse déficitaire peut dépendre par exemple du gradient de pression ou du nombre de Reynolds.

Van Driest [85] a choisi d'exprimer toute la loi de paroi (loi linéaire et loi logarithmique) à l'aide d'une seule intégrale :

$$\langle u^+ \rangle = \int_0^{y^+} \frac{2dy^+}{b + \sqrt{b^2 + 4a(y^+)}} \text{ avec } a(y^+) = \left[\chi y^+ \left(1 - \exp^{-\frac{y^+}{c^+}} \right) \right]^2 \quad (\text{II.28})$$

où $b = 1$ et $c^+ = 26$.

Chapitre II. Moyens expérimentaux

U_e m/s	U_τ m/s	δ m	δ^* m	Θ m	$H = \frac{\delta^*}{\Theta}$	$Re_\delta = \frac{U_e \delta}{\nu}$	$Re_{\delta^*} = \frac{U_e \delta^*}{\nu}$	$Re_\theta = \frac{U_e \theta}{\nu}$	C_f
1.04	0.044	0.044	0.0038	0.0030	1.25	3086	266	213	0.003
1.36	0.056	0.042	0.0034	0.0029	1.19	3836	317	266	0.003
1.66	0.068	0.036	0.0030	0.0025	1.19	4067	336	280	0.003

TAB. II.4: Grandeurs caractéristiques des couches limites turbulentes extérieures.

Grandeurs caractéristiques : L'étude de la couche limite turbulente nécessite l'utilisation d'un certain nombre de grandeurs caractéristiques. Leur détermination permet d'adimensionner les profils des grandeurs mesurées afin de les rendre si possible universels. Les valeurs des principales grandeurs caractéristiques de la couche limite turbulente extérieure sont résumées dans le tableau II.4 pour les trois vitesses extérieures utilisées.

L'épaisseur δ de la couche limite est la valeur de l'altitude y pour laquelle la vitesse moyenne longitudinale est égale à 99% de la vitesse extérieure U_e . Elle est obtenue directement en effectuant une interpolation polynomiale du profil de la vitesse moyenne longitudinale. L'épaisseur de déplacement δ^* est définie par :

$$\delta^* = \int_0^{+\infty} \left(1 - \frac{\langle u \rangle}{U_e}\right) dy, \quad (\text{II.29})$$

et l'épaisseur de déficit de quantité de mouvement θ par :

$$\theta = \int_0^{+\infty} \frac{U}{U_e} \left(1 - \frac{\langle u \rangle}{U_e}\right) dy. \quad (\text{II.30})$$

Ces épaisseurs permettent de construire des nombres de Reynolds, principaux paramètres de contrôle de la couche limite turbulente.

En toute rigueur, la vitesse de cisaillement pariétal U_τ doit être déterminée directement à la paroi. En connaissant la valeur de U_τ , il est possible de déduire de la loi logarithmique la constante de Von Karman χ et la constante C . Si ces deux constantes sont indépendantes du nombre de Reynolds, alors la loi de paroi est bien universelle. Mais dans cette étude, la valeur de U_τ ne peut pas être mesurée précisément, ni avec une balance ou une sonde de frottement car cette valeur est trop faible, ni avec la pente de la loi linéaire qui reste inaccessible aux mesures de l'anémométrie à fil chaud. Elle est donc déterminée avec la pente de la loi logarithmique de la couche limite turbulente en supposant $\chi = 0,41$ et $C = 4,9$, valeurs usuellement utilisées. Bien entendu, en fixant la valeur de χ et de C , il est implicitement supposé que la loi de paroi est universelle.

II.6 Qualification et adaptation initiale de la soufflerie Jet Plan

Le coefficient de frottement pariétal C_f se déduit de la valeur de U_τ avec :

$$C_f = 2 \left(\frac{U_\tau}{U_e} \right)^2 \quad (\text{II.31})$$

Ludwig et Tillmann [86] ont proposé d'exprimer le coefficient de frottement pariétal C_f en fonction du facteur de forme de la couche limite, notée H , et du nombre de Reynolds R_θ :

$$C_f = 0,246 \cdot 10^{-0,678H} \cdot R_\theta^{-0,268} \quad (\text{II.32})$$

Cette relation est valable pour $R_\theta > 1\,200$, même en présence d'un gradient de pression.

6.3.2 Profil de vitesse moyenne

La figure II.20 présente, en représentation log-linéaire, le profil de la vitesse moyenne longitudinale mesuré pour trois nombres de Reynolds R_θ . Dans la région de paroi, ils sont identiques à la loi de paroi. L'étendue de la zone logarithmique augmente avec le nombre de Reynolds. Ce constat est compatible avec la condition II.23 indispensable à l'existence de cette région de recouvrement.

6.3.3 Taux de turbulence

La figure II.21 présente le profil de l'écart type de la vitesse longitudinale (fluctuations turbulentes) mesuré pour trois nombres de Reynolds R_θ différents. Conformément à la condition d'adhérence, cette quantité est nulle à la paroi. En s'écartant de la paroi, cette quantité augmente rapidement, atteint un maximum puis diminue pour tendre vers le niveau de la turbulence résiduelle à l'extérieur de la couche limite. L'intensité de turbulence longitudinale est universelle dans une zone de faible étendue ($0 < y^+ < 100$), avec un pic situé à $y^+ \approx 15$ et d'une valeur d'environ 3^+ .

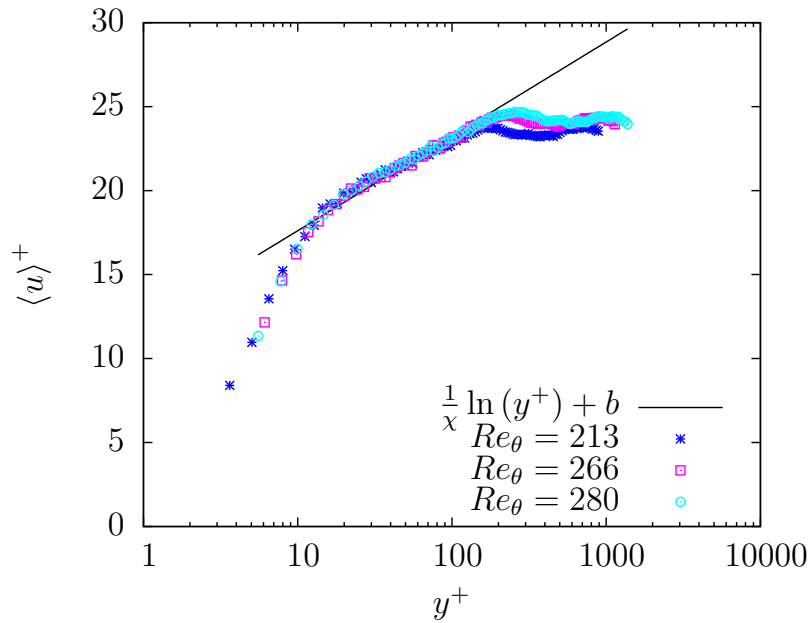


Figure II.20: Profil de vitesse moyenne dans les couches limites extérieures.

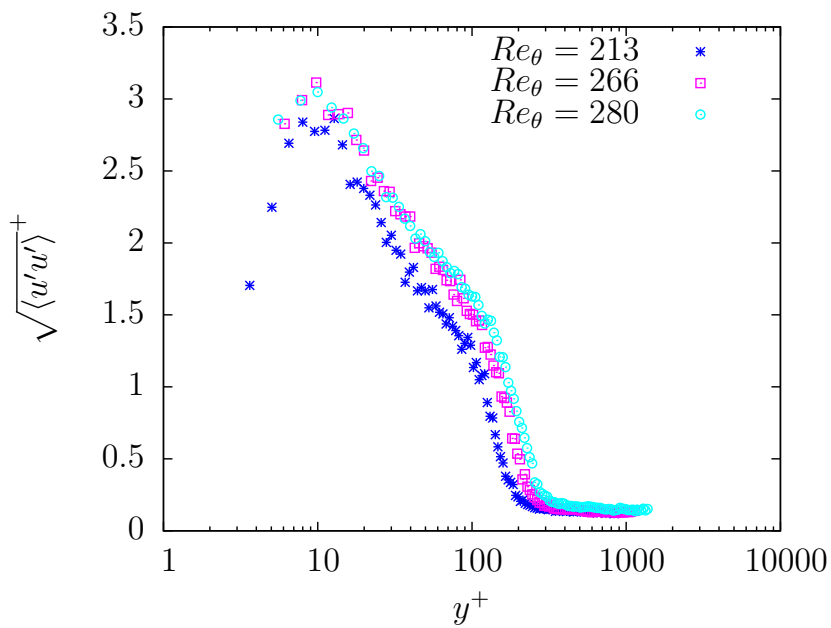


Figure II.21: Taux de turbulence dans les couches limites extérieures.

Chapitre III

Comportement d'un jet plan turbulent en co-courant

1 Grandeurs mesurées et analysées

La soufflerie Jet Plan offre la possibilité de générer des configurations d'écoulement différentes en jouant notamment sur la vitesse du flux co-courant et sur celle du jet plan. Ce chapitre propose de donner une description aussi complète que possible de la turbulence du jet plan en co-courant en déterminant quelques caractéristiques statistiques de la turbulence en fonction du nombre de Reynolds Re_H et du rapport de vitesse r . Plusieurs configurations ont été explorées pour caractériser l'influence de ces deux paramètres de contrôle sur le comportement de l'écoulement. Le rapport de vitesse a d'abord été fixé à $r = 0,15$ pour 5 nombres de Reynolds différents ($Re_H = 10\,000$; $15\,000$; $20\,000$; $25\,000$ et $30\,000$). Le nombre de Reynolds a ensuite été fixé à $Re_H = 15\,000$ pour 7 rapports de vitesse différents ($r = 0$; $0,05$; $0,1$; $0,15$; $0,2$; $0,25$ et $0,3$). Ces conditions correspondent à celles du tableau II.1. Les mesures ont été réalisées avec deux sondes à fils chauds croisés (une pour la mesure de u et v et l'autre pour la mesure de u et w) reliées à une chaîne d'anémométrie à température constante. Avec cette méthode de mesure, les mesures correspondent à des vitesses locales et instantanées de l'écoulement. Elles ont été acquises à une fréquence permettant la mesure de toutes les échelles de la turbulence et pendant un temps suffisamment long pour assurer une bonne convergence statistique jusqu'au moment d'ordre quatre. La moyenne statistique des variables fluctuantes mesurées a été estimée par une moyenne temporelle. La vitesse moyenne sera utilisée pour établir les grandeurs caractéristiques et les variables d'adimensionnement. Elle permettra également d'étudier le comportement du jet plan le long de son épanouissement et de vérifier les lois de similitude. La matrice de covariance, ou tenseur de Reynolds, permettra de renseigner sur l'intensité de la turbulence et l'anisotropie. Les différentes composantes de la matrice de covariance sont

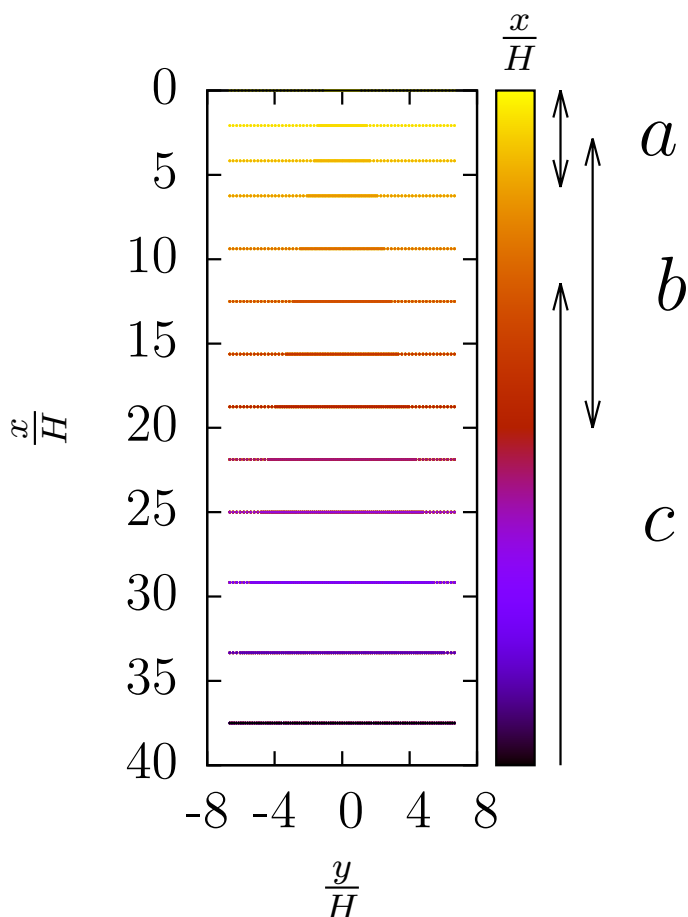


Figure III.1: Grille des points de mesure CTA pour chaque configuration. a , cône potentiel ; b , région de transition ; c , région de similitude.

des grandeurs intégrales de la densité de probabilité ou de la densité spectrale de puissance, desquelles de plus amples informations peuvent être déduites. La densité de probabilité de la vitesse fluctuante (en lui associant les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement) permettra de mettre en évidence le caractère intermittent de la turbulence. La densité spectrale de puissance et sa réciproque dans l'espace physique, c'est-à-dire la corrélation temporelle double des vitesses fluctuantes, seront utilisées pour établir les échelles concernées par la turbulence et leurs contributions aux différentes composantes du tenseur de Reynolds.

2 Mode de représentation des profils transversaux

Pour l'ensemble du chapitre III, les analyses s'appuieront largement sur l'examen des profils transversaux (suivant y), mesurés ou calculés aux différentes stations en x , décrites dans la figure II.10. La figure III.1 rappelle la position des différents profils, avec une échelle en x adimensionnée par la largeur du jet central H (position en x/H). Il a été choisi de distinguer les profils entre eux par la couleur attribuée à l'ensemble des points d'un profil. L'échelle des couleurs, en fonction de la distance longitudinale x/H , est également donnée dans la figure III.1. À titre purement indicatif, et sans préjuger des analyses topologiques menées plus loin, nous avons reporté également sur cette figure la position approximative des différentes régions caractéristiques de l'écoulement.

Pour chaque grandeur analysée, les profils seront représentés sur deux planches de figures. Nous reproduisons ci-dessus, dans les figures III.2 et III.3, à titre d'exemple, les deux premières planches, A.1 et A.2, qui seront analysées dans le prochain paragraphe. L'ensemble des planches est reporté en annexe, dans la partie « Catalogue des résultats de mesure par CTA ». Chaque figure donne l'évolution des profils, dans la direction longitudinale x (au long de l'échelle des couleurs), pour une configuration donnée, c'est-à-dire pour un nombre de Reynolds Re_H et un rapport de vitesse r donnés. La première planche juxtapose, pour comparaison, les 5 figures correspondant aux différentes valeurs de Re_H imposées au cas $r = 0, 15$. La deuxième planche juxtapose les 7 figures correspondant aux différentes valeurs de r imposées au cas $Re_H = 15\,000$. Lorsque les profils apparaissent suffisamment lisses, ceux-ci sont représentés uniquement par les points de mesure, sans courbe de lissage. Des courbes de lissage, de même couleur que les points correspondants, sont parfois ajoutées aux profils de points lorsque la dispersion locale des points gêne l'analyse de la forme des profils.

Nous donnerons dans le corps du texte de ce chapitre, pour illustration jointe à l'analyse, la seule figure correspondant aux conditions $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$. Celle-ci permet généralement, pour les différentes variables analysées, d'illustrer l'allure générale des profils. L'analyse plus fine des comparaisons entre configurations demandera de se reporter aux planches complètes. Par exemple, la figure III.4 est extraite des planches A.1 et A.2. Elle correspond aux conditions $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$.

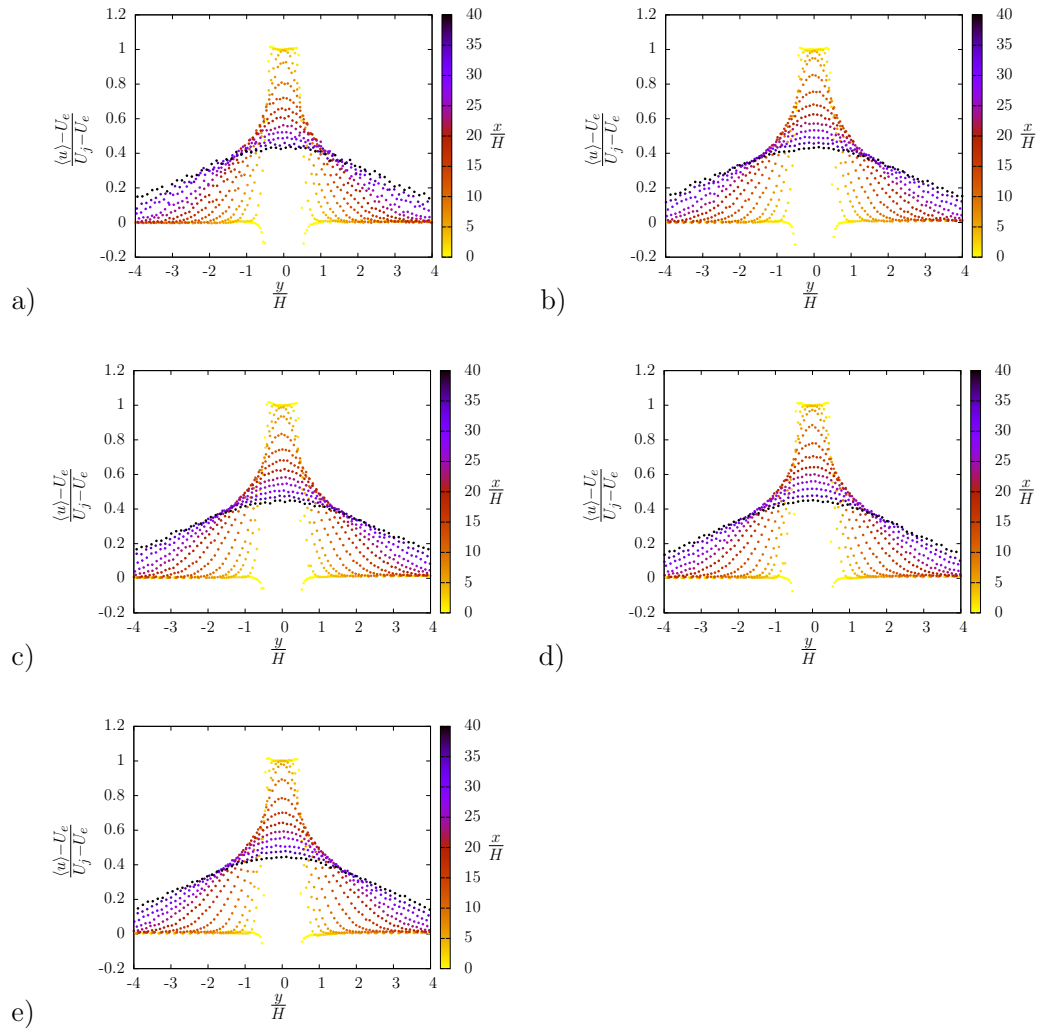


Figure A.1: Distribution des profils de $\frac{\langle u \rangle - U_e}{U_j - U_e}$ en fonction de $\frac{y}{H}$ le long de la veine d'essai pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

Figure III.2: Exemple de planche de figures donnée en annexe. Ici, la planche de la figure A.1 correspond aux profils de vitesse moyenne adimensionnée pour différents nombre de Reynolds.

III.2 Mode de représentation des profils transversaux

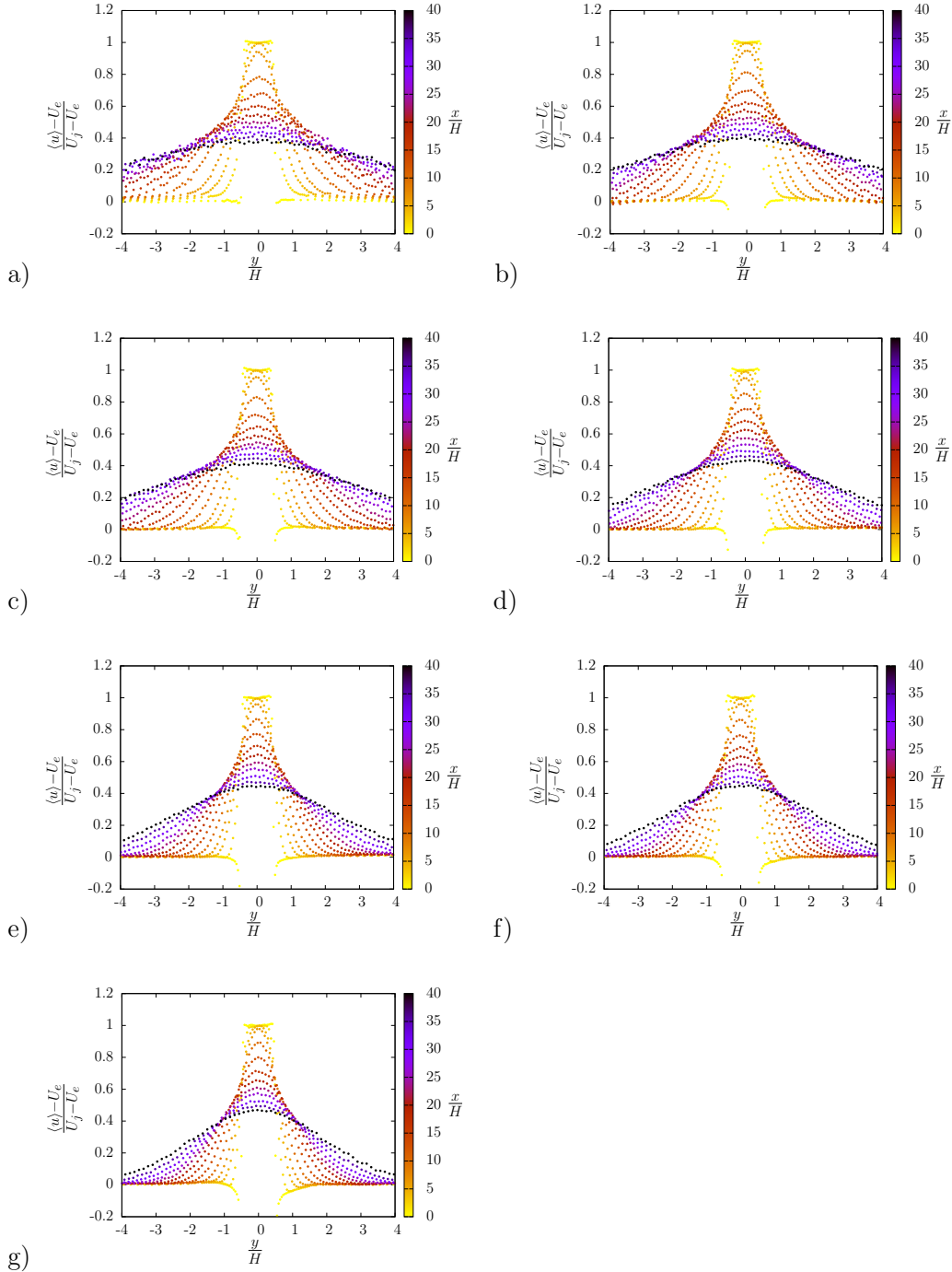


Figure A.2: Distribution des profils de $\frac{\langle u \rangle - U_e}{U_j - U_e}$ en fonction de $\frac{y}{H}$ le long de la veine d'essai pour : a) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,25$; g)

Figure III.3: Exemple de planche de figures donnée en annexe. Ici, la planche de la figure A.2 correspond aux profils de vitesse moyenne adimensionnée pour différents rapports de vitesse.

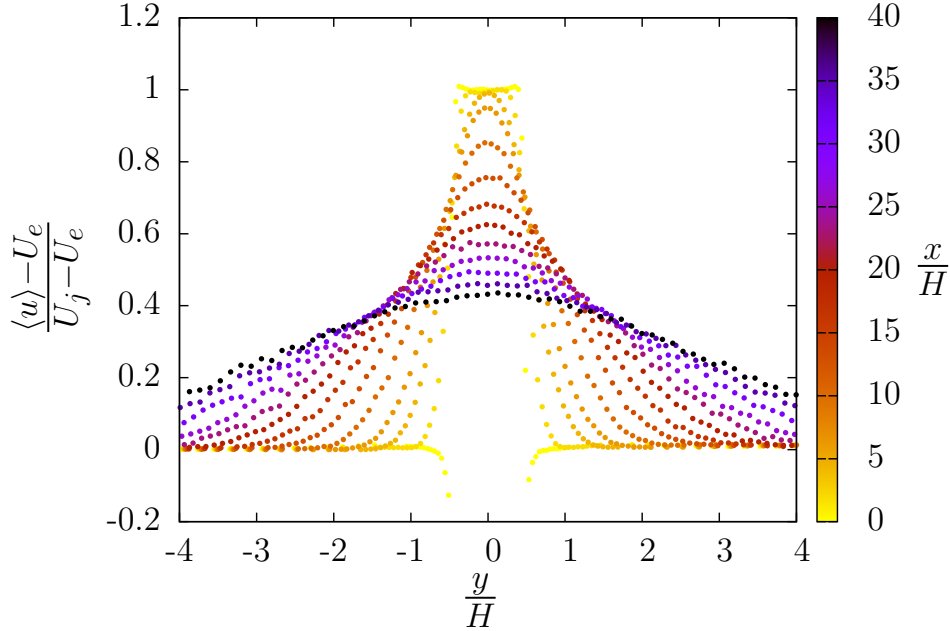


Figure III.4: Extrait des figures A.1 et A.2 pour $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,15$: Distribution des profils de $\frac{\langle u \rangle - U_e}{U_j - U_e}$ en fonction de $\frac{y}{H}$ le long de la veine d'essai.

3 Écoulement moyen

3.1 Évolution des profils adimensionnés de la vitesse moyenne

Les figures A.1 et A.2 (extrait figure III.4) présentent l'évolution des profils de la distribution latérale de l'excès de vitesse moyenne longitudinale $[\langle u \rangle - U_e]$ adimensionné par $[U_j - U_e]$ en fonction de $[\frac{y}{H}]$ et en différentes stations $[\frac{x}{H}]$. L'adimensionnement global utilisé $(U_j - U_e, H)$ permet de bien percevoir l'épanouissement du jet et la décroissance de la vitesse sur l'axe au cours de son développement. L'épaisseur du jet en sortie H est donnée par la distance entre les deux plaques séparatrices. Les vitesses en sortie du jet U_j et du flux co-courant U_e sont extraites des profils de vitesse moyenne en $\frac{x}{H} = 0$. Les valeurs de U_j et U_e sont obtenues en prenant les moyennes de vitesse sur les parties uniformes des profils hors des couches limites. Les profils initiaux sont du type « top-hat » ou « chapeau haut-de-forme ». La vitesse moyenne sur l'axe du jet $\langle u \rangle_{axe}$ et l'épaisseur du jet δ_ξ sont estimées en approchant par une fonction gaussienne chaque profil de vitesse moyenne $\langle u \rangle$ dans la région pleinement développée (environ $\frac{x}{H} \geq 8$).

Cette fonction gaussienne est exprimée par :

$$\frac{\langle u \rangle - U_e}{\langle u \rangle_{axe} - U_e} = \exp \left[-\ln \left(\frac{1}{\xi} \right) \left(\frac{y}{\delta_\xi} \right)^2 \right]. \quad (\text{III.1})$$

Pour $y = \delta_\xi$, il en résulte $\frac{\langle u \rangle - U_e}{\langle u \rangle_{axe} - U_e} = \xi$. Dans la littérature, on peut trouver différentes expressions de la fonction gaussienne correspondant à des valeurs différentes de ξ , comme par exemple $\xi = 0,5$ ou $\frac{1}{e}$. Dans la suite de cette présente étude, la demi-épaisseur du jet a été choisie en prenant la valeur la plus souvent utilisée $\xi = 0,5$. Une attention particulière a été portée sur l'estimation des grandeurs $\langle u \rangle_{axe}$ et $\delta_{0,5}$ qui expriment le comportement global de l'écoulement et qui sont utilisées pour adimensionner les profils des différentes quantités statistiques. Cette estimation est obtenue par ajustement aux moindres-carrés (Levenberg-Marquardt) de la fonction gaussienne.

D'autres fonctions ont été proposées (Bradbury [28]), mais cette fonction gaussienne a largement été éprouvée pour les jets en général. Elle se caractérise simplement et peut être utilisée facilement pour l'intégration des équations de Navier-Stokes (Ramaprian et Chandrasekhara [58]).

3.2 Superposition des profils normalisés de la vitesse moyenne

Les figures A.3 et A.4 (extrait figure III.5) superposent les profils de l'excès de la vitesse moyenne longitudinale $[\langle u \rangle - U_e]$ adimensionné par $[\langle u \rangle_{axe} - U_e]$ en fonction de $\left[\frac{y}{\delta_{0,5}} \right]$ et pour $\frac{x}{H} > 6$. Pour toutes les configurations, les profils ont une forme gaussienne et sont en similitude dès la fin du cône potentiel (soit environ $\frac{x}{H} = 6$), ce qui illustre également le choix pertinent et la bonne estimation des grandeurs d'adimensionnement. À noter que la définition donnée à la demi-épaisseur du jet positionne les deux points d'inflexion du profil gaussien en $\pm \frac{\delta_{0,5}}{\sqrt{\ln(2)}}$.

Les figures A.5 et A.6 (extrait figure III.6) superposent les profils de la vitesse moyenne normale $[\langle v \rangle]$ adimensionnée par $[\langle u \rangle_{axe} - U_e]$ en fonction de $\left[\frac{y}{\delta_{0,5}} \right]$ et pour $\frac{x}{H} > 6$. Pour toutes les configurations, l'allure des profils est semblable dès la fin du cône potentiel et vérifie la forme antisymétrique attendue qui peut être déduite de l'équation de continuité pour l'écoulement moyen (voir Gutmark et Wygnanski [55] et Ramaprian et Chandrasekhara [58]). À l'intérieur du jet, les deux valeurs extrêmes correspondent à l'expansion du jet due à la diffusion turbulente. À l'extérieur du jet, les valeurs aux plateaux, non-nulles, correspondent à la vitesse d'entraînement v_e vers l'intérieur du jet, responsable de l'augmentation du débit volumique du jet le long de son épanouissement. Cette valeur est liée au coefficient d'entraînement α de l'équation I.61, α étant lui-même lié directement au coefficient d'épanouissement β_ξ par la relation I.63.

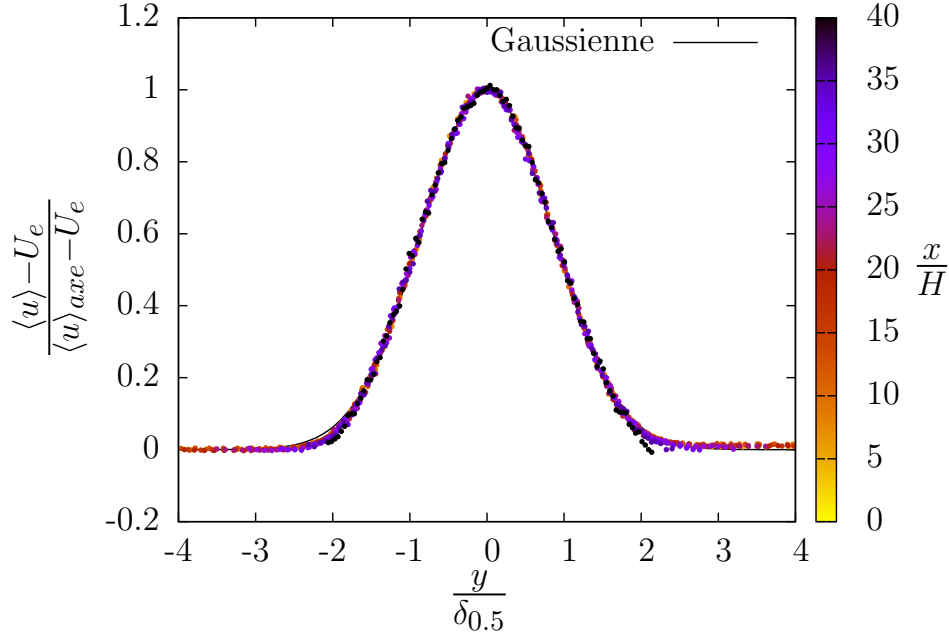


Figure III.5: Extrait des figures A.3 et A.4 pour $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,15$: Distribution des profils de $\frac{\langle u \rangle - U_e}{\langle u \rangle_{axe} - U_e}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ et pour $\frac{x}{H} > 6$.

3.3 Évolution de l'excès de débit volumique et de l'excès de quantité de mouvement

Pour un jet plan turbulent en co-courant, l'excès de débit volumique et de quantité de mouvement sont définis par :

$$Q_e = \int_{-\infty}^{+\infty} (\langle u \rangle - U_e) dy, \quad (\text{III.2})$$

$$M_e = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle u \rangle (\langle u \rangle - U_e) dy. \quad (\text{III.3})$$

Ces deux quantités peuvent être estimées directement par intégration des profils de vitesse moyenne longitudinale mesurés. Cependant, loin de la sortie ($\frac{x}{H} > 20$) et pour certaines configurations de jet (rapport de vitesse r petit), l'épanouissement est tel que les profils mesurés peuvent ne pas être suffisamment étendus pour permettre une intégration complète. Néanmoins, ces deux quantités peuvent être approchées par intégration algébrique d'une fonction décrivant ces profils. En sortie de jet, le profil d'excès de vitesse est une fonction du type « chapeau

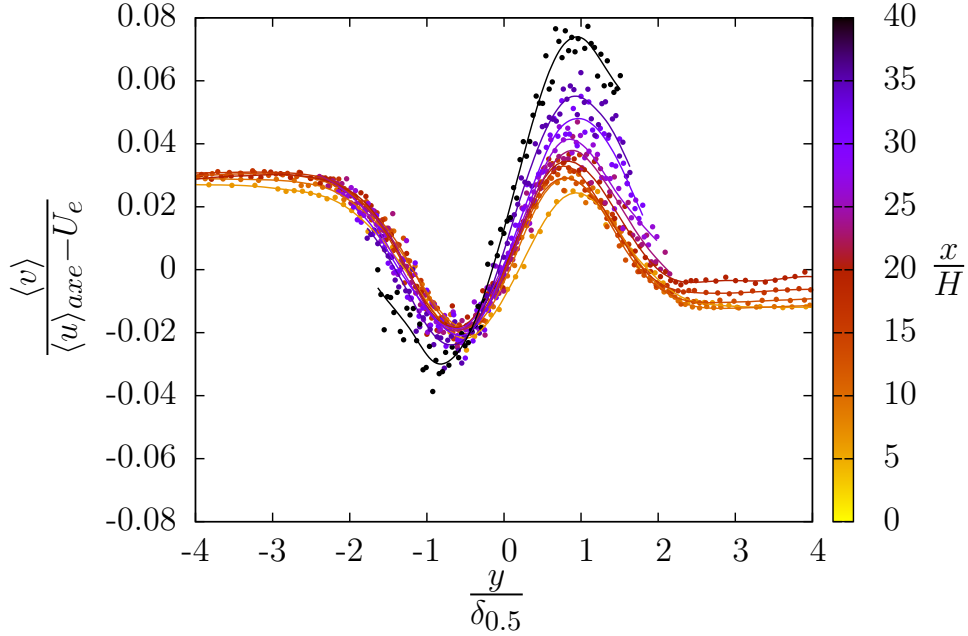


Figure III.6: Extrait des figures A.5 et A.6 pour $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,15$: Distribution des profils de $\frac{\langle v \rangle}{\langle u \rangle_{axe} - U_e}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ et pour $\frac{x}{H} > 6$.

haut-de-forme ». L'excès de débit volumique et de quantité de mouvement en sortie peuvent donc être approchés par :

$$Q_{e0} = (U_j - U_e) H, \quad (\text{III.4})$$

$$M_{e0} = U_j (U_j - U_e) H. \quad (\text{III.5})$$

Dans la région de turbulence pleinement développée, l'excès de débit volumique et de quantité de mouvement peuvent être déduits de l'intégration d'une fonction gaussienne décrivant le profil d'excès de vitesse (équation III.1). De cette manière, l'excès de débit volumique et de quantité de mouvement peuvent être approchés par :

$$Q_e = \sqrt{\frac{\pi}{\ln(2)}} (\langle u \rangle_{axe} - U_e) \delta_{0,5}, \quad (\text{III.6})$$

$$M_e = \sqrt{\frac{\pi}{2 \ln(2)}} (\langle u \rangle_{axe} - U_e) \langle u \rangle_{axe} \delta_{0,5}. \quad (\text{III.7})$$

La figure III.7 présente l'évolution sur l'axe du jet de l'excès de débit volumique Q_e adimen-

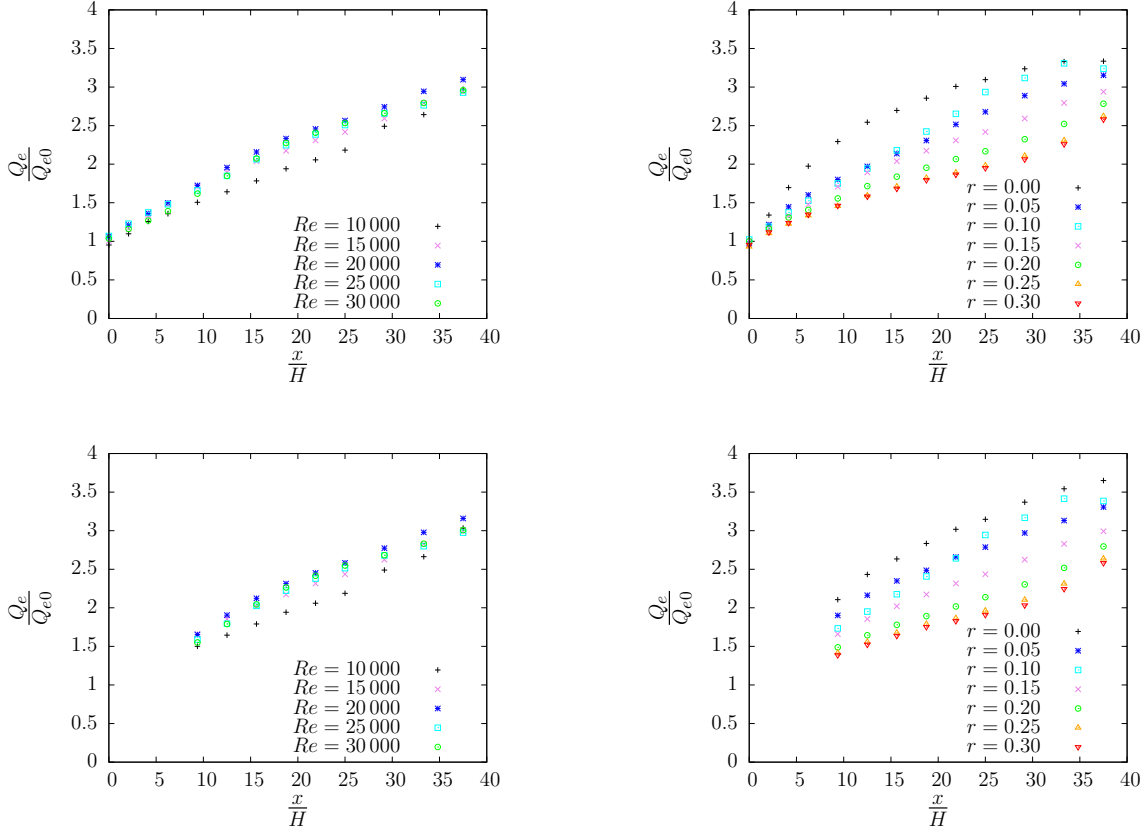


Figure III.7: Évolution le long de l'axe du jet de l'excès de débit volumique Q_e pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15000$ (à droite). Q_e est calculé par intégration des profils mesurés (en haut) ou du modèle III.6 (en bas).

sionné par l'excès de débit volumique en sortie Q_{e0} en fonction de $\left[\frac{x}{H}\right]$. Pour les deux graphes du haut, Q_e est calculé en intégrant directement les profils mesurés alors que pour les deux graphes du bas, Q_e est calculé en utilisant l'équation III.6. La figure III.8 présente l'évolution sur l'axe du jet de l'excès de quantité de mouvement M_e adimensionné par l'excès de quantité de mouvement en sortie M_{e0} en fonction de $\left[\frac{x}{H}\right]$. De même que pour l'excès de débit volumique, l'excès de quantité de mouvement est calculé directement à partir des profils mesurés pour les graphes du haut et en utilisant l'équation III.7 pour les graphes du bas. La différence sur l'estimation de Q_e et de M_e entre les deux types de calcul est perceptible mais ne change pas le comportement ni le niveau global de l'évolution de ces deux quantités.

La figure III.7 montre que l'excès de débit volumique est une fonction croissante, conformément à l'induction de l'écoulement environnant caractéristique des écoulements de jet. Cette croissance semble compatible avec un comportement en $x^{\frac{1}{2}}$ que l'on peut déduire de l'équa-

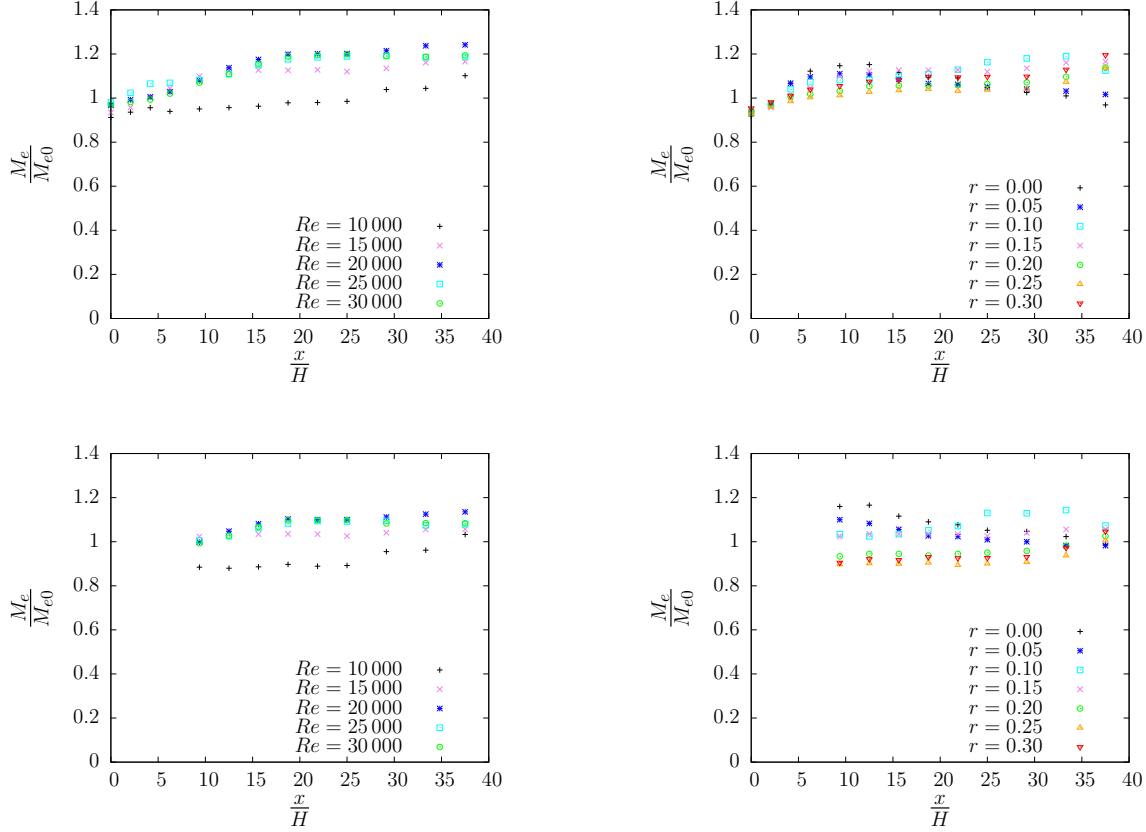


Figure III.8: Évolution le long de l'axe du jet de l'excès de quantité de mouvement M_e pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite). M_e est calculé par intégration des profils mesurés (en haut) ou du modèle III.7 (en bas).

tion III.6 en supposant, comme dans le cas d'un jet fort, $\langle u \rangle_{axe} \sim x^{-\frac{1}{2}}$ et $\delta_{0,5} \sim x$. L'entraînement, traduit par la pente de $\frac{Q_e}{Q_{e0}}$ (équation I.60), est plus important lorsque le rapport de vitesse r diminue, c'est-à-dire quand la vitesse des co-courants est proportionnellement plus faible, mais semble relativement indépendant du nombre de Reynolds Re_H (si l'on écarte la configuration $Re_H = 10\,000$ au comportement isolé et pour laquelle un effet de Reynolds faible est possible).

La figure III.8 montre que l'excès de quantité de mouvement ne dépend que du rapport de vitesse, notamment dans la région de transition (environ $5 < \frac{x}{H} < 20$), et tend rapidement vers une valeur constante d'environ $1M_{e0}$ à $1.1M_{e0}$ selon les configurations de Re_H et r . Ce comportement asymptotique permet de définir une valeur asymptotique noté $M_{e\infty}$. Différentes définitions de l'excès de quantité de mouvement ont été proposées dans la littérature conduisant à des comportements opposés. Celle utilisée dans cette étude n'est basée que sur l'écoulement

moyen et néglige le terme $\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle$ dans l'équation I.33, comme le préconisent Miller et Comings [13]. Hussain et Clark [61] et Ramaprian et Chandrasekhara [58] ont également utilisé l'équation I.33 mais n'ont pas pu prendre en compte le terme $\langle v'^2 \rangle$. Le déficit de pression dans le jet (équation I.26) n'est donc pas considéré alors même que les distributions de pression dans le jet plan mesurées par Hussain et Clark [61], Miller et Comings [13] et Bradbury [28] atteignent des valeurs négatives non négligeables. Néanmoins, Hussain et Clark [61] et Ramaprian et Chandrasekhara [58] obtiennent une croissance asymptotique de la quantité de mouvement le long de l'axe du jet semblable à celle obtenue ici. Kotsovinos [62] propose de compléter l'équation I.33 en prenant en compte l'induction et l'état de l'écoulement environnant. Cette nouvelle formulation, très particulière, n'a pas été reprise dans cette présente thèse. Elle conduit dans l'étude de Kotsovinos à une décroissance de la quantité de mouvement le long de l'axe du jet.

3.4 Évolution de l'excès de la vitesse moyenne sur l'axe et de l'épaisseur du jet

Évolution en adimensionnement global ($U_j - U_e, H$)

La figure III.9 présente l'évolution de l'excès adimensionné de la vitesse moyenne $\left[\frac{(U_j - U_e)}{(\langle u \rangle_{axe} - U_e)} \right]^2$ en fonction de $\left[\frac{x}{H} \right]$. Cette représentation met en évidence, de par un comportement affine, la décroissance en $x^{-\frac{1}{2}}$ de l'excès de la vitesse moyenne $U_b = \langle u \rangle_{axe} - U_e$ sur l'axe du jet. La figure III.10 présente l'évolution de la demi-épaisseur $\left[\frac{\delta_{0,5}}{H} \right]$. Dans la zone du cône potentiel, l'excès de la vitesse moyenne sur l'axe du jet reste constant et la longueur de ce cône varie assez peu d'une configuration à l'autre. La demi-épaisseur du jet croît linéairement, conformément au développement (épanouissement et déviation) des couches de mélange de part et d'autre du cône potentiel. Dans la région pleinement développée, l'écoulement semble se comporter comme un jet fort, avec notamment une croissance apparemment linéaire de la demi-épaisseur. Nous verrons par la suite, dans une autre représentation, que cette croissance apparaît linéaire en raison de la faible étendue de la région de similitude explorée. L'écoulement a en fait un comportement transitoire, entre un jet fort et un jet faible, dans la gamme étudiée de rapport de vitesse et d'étendue. L'augmentation de la vitesse d'épanouissement du jet lorsque le rapport de vitesse diminue est un comportement recherché pour le mélange de deux fluides (le jet et le co-courant), mais néfaste pour la séparation d'ambiance.

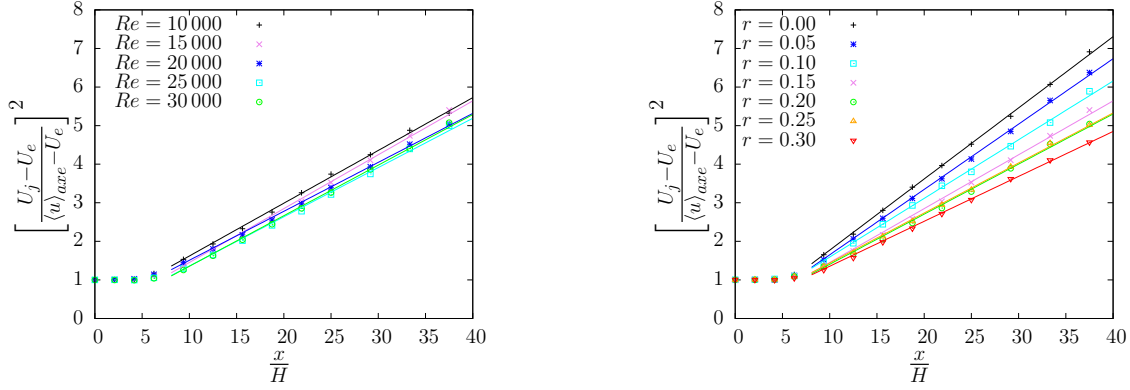


Figure III.9: Évolution le long de l'axe du jet de la vitesse moyenne $\left[\frac{(U_j - U_e)}{(\langle u \rangle_{axe} - U_e)} \right]^2$ pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15000$ (à droite).

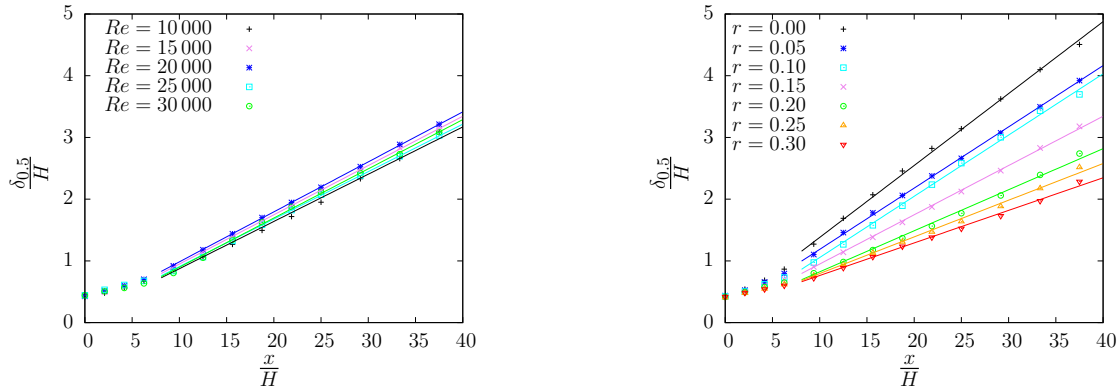


Figure III.10: Évolution le long de l'axe du jet de la demi-épaisseur $\left[\frac{\delta_{0.5}}{H} \right]$ pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15000$ (à droite).

En introduisant les variables adimensionnelles :

$$\begin{aligned}
 U_b^+ &= \frac{U_b}{(U_j - U_e)}, \\
 \delta_{0.5}^+ &= \frac{\delta_{0.5}}{H}, \\
 x^+ &= \frac{x}{H}, \\
 C_u^+ &= \frac{x_{01}}{H}, \\
 C_{\delta_{0.5}}^+ &= \frac{x_{02}}{H},
 \end{aligned}$$

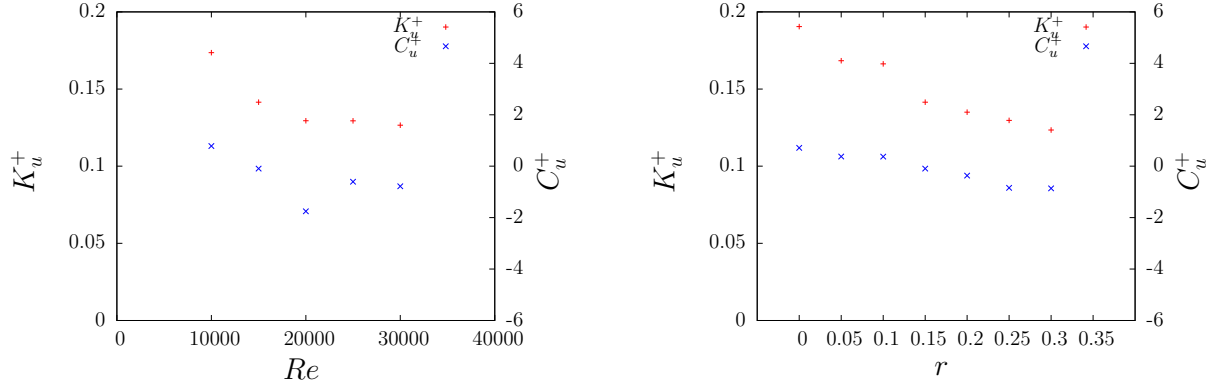


Figure III.11: Pente K_u^+ et origine C_u^+ pour un comportement en $1/\sqrt{x}$ de la vitesse moyenne au centre du jet en fonction du nombre de Reynolds (à gauche) et du rapport de vitesse (à droite).

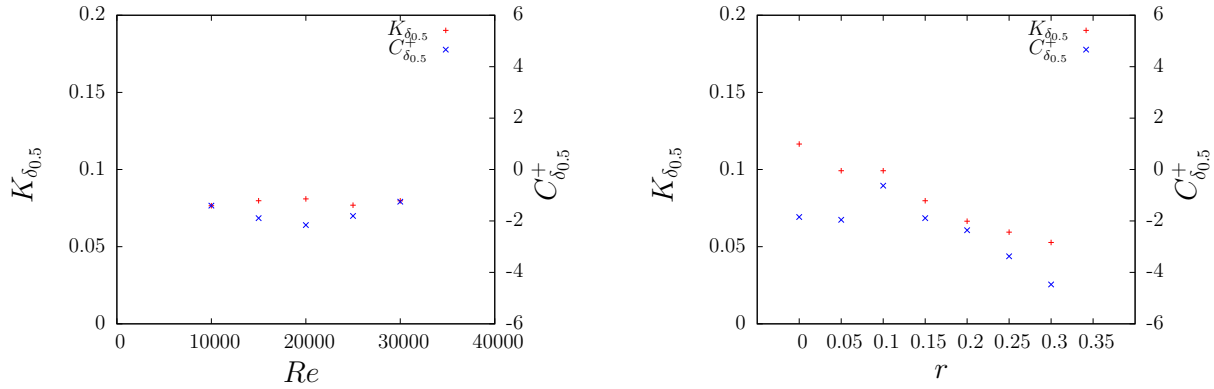


Figure III.12: Pente $K_{\delta_{0,5}}$ et origine $C_{\delta_{0,5}}^+$ pour un comportement linéaire de la demi-épaisseur du jet en fonction du nombre de Reynolds (à gauche) et du rapport de vitesse (à droite).

le comportement observé pour l'ensemble des profils de U_b et $\delta_{0,5}$ peut s'exprimer par :

$$\left[\frac{1}{U_b^+} \right]^2 = K_u^+ (x^+ - C_u^+), \quad (\text{III.8})$$

$$[\delta_{0,5}^+] = K_{\delta_{0,5}} (x^+ - C_{\delta_{0,5}}^+). \quad (\text{III.9})$$

Les grandeurs K_u^+ , $K_{\delta_{0,5}}$ et C_u^+ , $C_{\delta_{0,5}}^+$ sont respectivement les pentes et les origines virtuelles de ces lois de similitude. Les figures III.11 et III.12 présentent l'évolution des grandeurs K_u^+ , C_u^+ et $K_{\delta_{0,5}}$, $C_{\delta_{0,5}}^+$ en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de vitesse. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, les grandeurs K_u^+ et C_u^+ diminuent pour se stabiliser au delà de

$Re_H = 20\,000$ et les grandeurs $K_{\delta_{0,5}}$ et $C_{\delta_{0,5}}^+$ restent constantes. Ce comportement est en accord avec ce qui a été observé par Deo *et al.* [68] : les caractéristiques du jet ont un comportement asymptotique et ne semblent plus dépendre du nombre de Reynolds au delà de $Re_H = 25\,000$. Lorsque le rapport de vitesse augmente, les pentes diminuent significativement (figures III.9 et III.10) : l'intersection des droites (d'équations III.8 et III.9) avec l'axe s'en trouve déplacée vers l'amont et la position des origines virtuelles diminue (remonte en amont de la sortie du jet). Ce comportement correspond à une décroissance de la vitesse axiale et à un épanouissement du jet plus lent pour des vitesses d'advection plus grandes. Pour $r = 0$, le jet plan s'épanouit sans co-courant avec $(K_u^+; K_{\delta_{0,5}}) = (0, 19; 0, 12)$, soit des valeurs proches de $(0, 16; 0, 11)$ obtenues par Heskestad [26] et $(0, 17; 0, 10)$ obtenues par Gutmark et Wygnanski. Ces valeurs, relativement proches malgré la grande variabilité des montages expérimentaux, plaident en faveur d'un comportement de l'écoulement dans la région pleinement développée faiblement dépendant des conditions génératrices du jet (forme de profil, état des couches limites, taux de turbulence). Cette dépendance faible conduit ainsi à des valeurs comparables d'une étude à l'autre. En revanche, les origines virtuelles dépendent fortement des conditions amont et cela est probablement l'explication d'une grande disparité constatée dans la littérature pour leurs positions (voir en particulier Kotsovinos [38]). Nous constatons, pour C_u^+ et $C_{\delta_{0,5}}^+$, des comportements allant dans le même sens, sans pouvoir affirmer, en raison même de cette dépendance aux conditions initiales, que nous décrivons des comportements généralisables. Nous verrons plus loin qu'une théorie généralisable conduit plutôt à ne pas prendre en compte les écarts constatés entre C_u^+ et $C_{\delta_{0,5}}^+$.

Évolution en adimensionnement global (U_e, θ)

Les variables d'adimensionnement locales $(\langle u \rangle_{axe} - U_e, \delta_\xi)$ correspondent aux variables de similitude utilisées pour la superposition des profils transversaux des quantités statistiques dans la région pleinement développée (environ $\frac{x}{H} > 20$). Pour l'étude particulière de la région pleinement développée d'un jet plan en co-courant tel que celui étudié dans cette thèse, il est supposé que l'écoulement dépend principalement de l'excès de quantité de mouvement en sortie M_{e0} . Deux échelles peuvent alors définir l'écoulement de jet plan turbulent en co-courant : la vitesse ambiante du co-courant U_e et l'épaisseur d'excès de quantité de mouvement θ définie comme suit :

$$M_{e0} = U_e^2 \theta \quad (\text{III.10})$$

Les figures III.13 présentent l'évolution sur l'axe du jet de l'excès de la vitesse moyenne $\left[\frac{\langle u \rangle_{axe} - U_e}{U_e} \right]$ et de la demi-épaisseur du jet $\left[\frac{\delta_{0,5}}{\theta} \right]$ en fonction de $\left[\frac{x}{\theta} \right]$ pour différents rapports

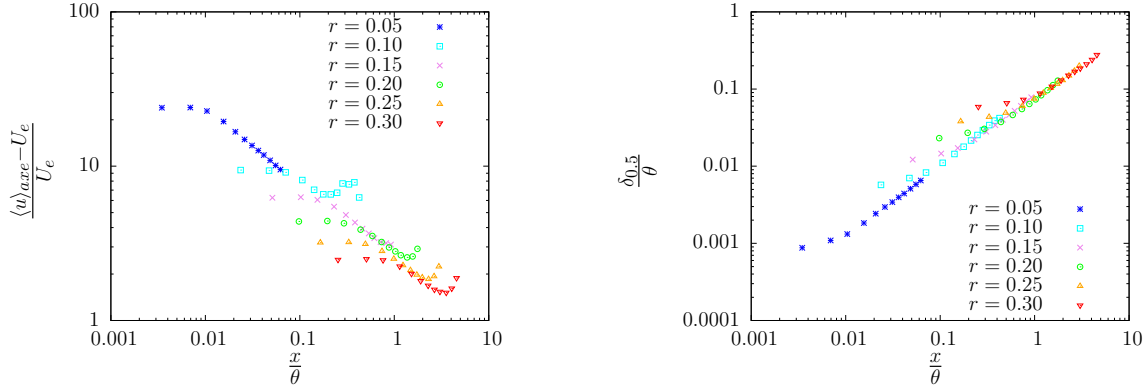


Figure III.13: Évolution le long de l'axe du jet de la vitesse moyenne (à gauche) et de la demi-épaisseur du jet (à droite).

de vitesse à un nombre de Reynolds fixé $Re_H = 15\,000$. L'utilisation de ces deux échelles permet d'obtenir une représentation universelle des variables de similitude. Nous proposons dans la section suivante d'établir un modèle décrivant cette évolution dans cette représentation universelle.

3.5 Proposition d'un modèle universel d'évolution d'un jet plan en co-courant

En introduisant les variables adimensionnelles :

$$\begin{aligned} U_b^* &= \frac{U_b}{U_e}, \\ \delta_{0,5}^* &= \frac{\delta_{0,5}}{\theta}, \\ x^* &= \frac{x}{\theta}, \\ C_u^* &= \frac{x_{01}}{\theta}, \\ C_{\delta_{0,5}}^* &= \frac{x_{02}}{\theta}, \end{aligned}$$

le comportement observé pour l'ensemble des profils de U_b et $\delta_{0,5}$ est conforme à la loi de similitude dans la région pleinement développée avec :

$$\left[\frac{1}{U_b^*} \right]^2 = K_u^* (x^* - C_u^*), \quad (\text{III.11})$$

$$[\delta_{0,5}^*] = K_{\delta_{0,5}} (x^* - C_{\delta_{0,5}}^*). \quad (\text{III.12})$$

Les grandeurs K_u^* , $K_{\delta_{0,5}}$ et C_u^* , $C_{\delta_{0,5}}^*$ sont respectivement les pentes et les origines virtuelles de ces lois de similitude. L'équation III.11 est un modèle qui permet d'obtenir une représentation universelle de U_b^* . Ce modèle d'évolution de U_b^* peut se réécrire sous la forme suivante :

$$U_b^* = [K_u^* (x^* - C_u^*)]^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{III.13})$$

En identifiant cette expression de U_b^* dans l'équation auxiliaire issue de l'hypothèse d'épanouissement (équation I.59), il est possible d'obtenir par une simple intégration algébrique un modèle analytique décrivant l'évolution complète de la demi-épaisseur du jet $\delta_{0,5}^*$. Ce modèle s'écrit :

$$\delta_{0,5}^* = \frac{2\beta_{0,5}\gamma^2}{K_u^*} \left(\frac{1}{\gamma U_b^*} - \log \left(1 + \frac{1}{\gamma U_b^*} \right) \right). \quad (\text{III.14})$$

Aux limites, ce modèle donne :

$$\lim_{x^* \rightarrow 0} \delta_{0,5}^* = \beta_{0,5} (x^* - C_u^*), \quad (\text{III.15})$$

$$\lim_{x^* \rightarrow \infty} \delta_{0,5}^* = \frac{2\beta_{0,5}\gamma}{\sqrt{K_u^*}} (x^* - C_u^*)^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{III.16})$$

soit les comportements de jet fort et faible obtenus au chapitre I.

Il faut souligner qu'un tel modèle analytique décrivant l'évolution de la demi-épaisseur n'a auparavant jamais été proposé dans la littérature à notre connaissance. Il a pu être obtenu très simplement en supposant une décroissance en $x^{-\frac{1}{2}}$ de la vitesse sur l'axe dans toute la zone de turbulence pleinement développée avec K_u^* , une constante unique (c'est-à-dire que la valeur de K_u^* est identique pour un jet faible, intermédiaire ou fort). Une conséquence est que $C_u^* = C_{\delta_{0,5}}^*$, contrairement aux apparences de comportement différent supposées pour C_u^+ et $C_{\delta_{0,5}}^+$ à partir des figures III.11 et III.12. Les deux modèles d'évolution III.13 et III.14 sont représentés sur la figure III.14. Ils coïncident avec les résultats expérimentaux en ajustant $(K_u^*; \beta_{0,5}) = (0, 18; 0, 115)$ et $\gamma = 0, 5$. Patel [16] et Gaskin et Wood [17] suggèrent plutôt de prendre $\gamma = 1$ (soit $U_c = \langle u \rangle_{axe}$, c'est-à-dire une vitesse de convection égale à la vitesse moyenne

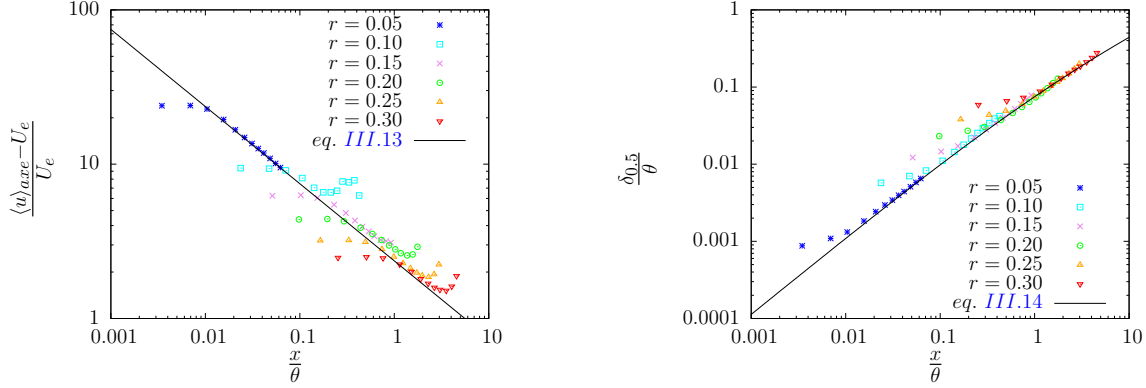


Figure III.14: Évolution le long de l'axe du jet de la vitesse moyenne (à gauche) et de la demi-épaisseur du jet (à droite) : comparaison des mesures et des modèles.

sur l'axe), mais l'extension de la région de similitude dans cette présente thèse est un peu courte pour trancher avec précision sur la valeur γ .

Dans le cas d'un jet axisymétrique en co-courant, un modèle analytique ne peut être obtenu. La vitesse sur l'axe décroît en x^{-1} pour un jet fort puis $x^{-\frac{2}{3}}$ pour un jet faible. Les évolutions de U_b^* et $\delta_{0,5}^*$ ne peuvent seulement qu'être décrites par intégration numérique du système constitué de l'équivalent pour les jets axisymétriques de l'équation de conservation de l'excès de quantité de mouvement I.56 associée à une équation auxiliaire issue soit de l'hypothèse d'épanouissement (Davidson et Wang [20] et Lee et Chu [12]) soit de l'hypothèse d'entraînement (Enjalbert, Galley et Pierrot [36]).

Des équations III.8 et III.11, il est possible d'en déduire un modèle qui relie les pentes de l'excès de vitesse sur l'axe du jet K_u^+ et K_u^* au rapport de vitesse r . Cette relation s'écrit comme suit :

$$K_u^+ = (1 - r) K_u^* \quad (\text{III.17})$$

En remplaçant U_b par $\lambda(U_j - U_e)$ dans l'équation auxiliaire issue de l'hypothèse d'épanouissement, il est également possible d'écrire un modèle qui relie les pentes de la demi-épaisseur du jet $\delta_{0,5}$ au rapport de vitesse r . Cette relation s'écrit comme suit :

$$K_{\delta_{0,5}} = \beta_{0,5} \frac{\gamma\lambda(1-r)}{r + \gamma\lambda(1-r)} \quad (\text{III.18})$$

La figure III.15 confronte les modèles III.17 et III.18 avec les valeurs de K_u^+ et $K_{\delta_{0,5}}$ obtenues. En choisissant $(K_u^*; \beta_{0,5}) = (0,18; 0,115)$ et $\gamma\lambda = 0,36$, les modèles reproduisent bien les valeurs expérimentales et consolident l'estimation de $(K_u^*; \beta_{0,5})$. Cette figure permet également de mieux

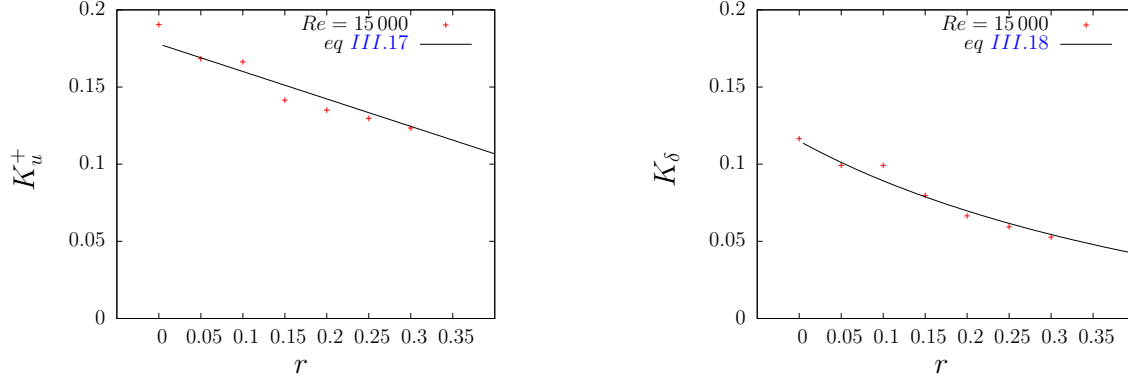


Figure III.15: Évolution de la pente de l'excès de la vitesse moyenne au centre du jet K_u^+ et de la demi-épaisseur du jet $K_{\delta_{0,5}}$ en fonction du rapport de vitesse.

prendre conscience que la compréhension du comportement d'un jet plan se développant dans un flux co-courant conduit à une meilleure estimation des caractéristiques d'un jet plan lorsque $r = 0$, soit d'un jet plan dans une ambiance au repos.

3.6 Raisonnement associé sur l'évolution du nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds, noté Re , est un nombre sans dimension permettant de caractériser le régime d'un écoulement (laminaire, transitoire, turbulent). Il représente le rapport entre le transfert par convection et le transfert par diffusion de la quantité de mouvement. Il est défini de la manière suivante :

$$Re = \frac{UL}{\nu}, \quad (\text{III.19})$$

avec ν , la viscosité cinématique du fluide, U , une échelle de vitesse caractéristique de la convection, et L , une échelle de longueur. Pour un écoulement de jet plan en co-courant, il y a de multiples possibilités pour le choix des échelles de vitesse et de longueur. Il s'agit, par exemple, d'échelles globales telles que U_j ou U_e pour l'échelle de vitesse et H ou θ pour l'échelle de longueur, et d'échelles locales telles que celles issues de l'écoulement moyen avec U_b et $\delta_{0,5}$ ou encore celles propres à la turbulence. En utilisant les deux jeux de variables d'adimensionnement que sont $(U_b, \delta_{0,5})$ et (U_e, θ) mis en évidence précédemment, on peut définir un nombre de Reynolds global :

$$Re_\theta = \frac{U_e \theta}{\nu}, \quad (\text{III.20})$$

r	Re_H	Re_θ	$\lim_{x^* \rightarrow \infty} Re_{\delta_{0,5}}$
0,00	15 000	∞	∞
0,05	15 000	300 000	191 000
0,10	15 000	150 000	95 000
0,15	15 000	100 000	63 000
0,20	15 000	75 000	47 000
0,25	15 000	59 000	38 000
0,30	15 000	50 000	31 000
0,15	10 000	66 000	42 000
0,15	15 000	100 000	63 000
0,15	20 000	133 000	85 000
0,15	25 000	166 000	106 000
0,15	30 000	200 000	127 000

TAB. III.1: Nombres de Reynolds globaux (Re_H et Re_θ) et limite du nombre de Reynolds local pour les 11 expériences réalisées.

et un nombre de Reynolds local :

$$Re_{\delta_{0,5}} = \frac{U_b \delta_{0,5}}{\nu}. \quad (\text{III.21})$$

À noter que le nombre de Reynolds local $Re_{\delta_{0,5}}$ est le pendant du nombre de Reynolds global Re_H défini précédemment par l'équation 1.19 :

$$Re_H = \frac{(U_j - U_e) H}{\nu}.$$

Par ailleurs, dans cette définition, l'échelle de vitesse n'est pas véritablement caractéristique de la convection mais plutôt du cisaillement.

Dans la section précédente, des lois ont pu être établies pour décrire l'évolution longitudinale des variables d'adimensionnement ($U_b, \delta_{0,5}$). En combinant les relations III.13 et III.16, on peut en déduire une loi d'évolution pour le nombre de Reynolds local $Re_{\delta_{0,5}}$. À la limite, on obtient :

$$\lim_{x^* \rightarrow \infty} Re_{\delta_{0,5}} = \frac{2\beta_{0,5}\gamma}{K_u^*} Re_\theta. \quad (\text{III.22})$$

Le nombre de Reynolds local $Re_{\delta_{0,5}}$ d'un écoulement de jet plan en co-courant tend donc vers une limite finie qui peut être déterminée par les conditions initiales du jet (U_e, θ). Ce comportement est à rapprocher de celui d'un écoulement de sillage pour lequel le nombre de Reynolds local est constant dans la zone de similitude et dépend entièrement des dimensions de l'obstacle et de la vitesse de l'écoulement incident. Dans le cas particulier d'un jet plan sans co-courant ($U_e = 0$), ce comportement de sillage n'est jamais atteint et le nombre de Reynolds

local $Re_{\delta_{0,5}}$ tend vers l'infini. Le tableau III.1 donne la valeur de ces nombres de Reynolds pour les 11 configurations explorées. Bien évidemment, la turbulence dans les écoulements de jet reste en déclin le long de leurs développements. Le cisaillement de l'écoulement moyen n'est pas maintenu comme dans le cas d'une couche de mélange ou d'une couche limite et il n'y a aucun forçage extérieur qui vient en équilibre avec la dissipation. Ces valeurs limites du nombre de Reynolds local sont données à titre indicatif pour avoir une idée des bornes supérieures qui ne peuvent être dépassées. Le nombre de Reynolds local sera de nouveau utilisé à la fin de ce chapitre à propos des échelles de la turbulence (section 6.4).

4 Tenseur de Reynolds

La matrice de covariance des fluctuations de vitesse est plus communément appelée en mécanique des fluides le tenseur de Reynolds (à la densité volumique ρ près). C'est une matrice symétrique. La demi-trace correspond à l'énergie cinétique turbulente. La partie non-diagonale peut être interprétée comme une viscosité turbulente s'appliquant à l'écoulement moyen en s'ajoutant à la viscosité cinématique ν . Dans notre configuration d'écoulement, les tensions $\langle u'w' \rangle$ et $\langle v'w' \rangle$ sont nulles pour des raisons de symétrie et seule subsiste la tension $\langle u'v' \rangle$. Les équations correspondant au transport des tensions de Reynolds sont rappelées et décrites dans le chapitre I. Les équations I.14 en sont une version compacte et générale. Les équations I.79, I.80, I.81 et I.82 développent le transport pour chacune des tensions non-nulles avec quelques hypothèses simplificatrices et l'approximation de couche mince.

4.1 Forme des profils des tensions de Reynolds

Les figures A.7 à A.16 (extraits figure III.16) superposent la distribution des tensions de Reynolds adimensionnées par $(\langle u \rangle_{axe} - U_e, \delta_{0,5})$ dans la région où l'écoulement moyen présente une affinité géométrique.

Afin de souligner la bonne précision des mesures de la chaîne CTA et de la méthode de traitement, en particulier le faible niveau de l'erreur aléatoire, on peut noter que ces profils sont symétriques pour les tensions diagonales, antisymétriques pour la tension $\langle u'v' \rangle$ et quasi-nulle pour la tension $\langle u'w' \rangle$, conformément à l'homogénéité de l'écoulement dans la direction z . Les mesures sont également peu dispersées dans le jet (continuité des profils) et ont un niveau très faible en dehors du jet où l'écoulement est uniforme avec un taux de turbulence réduit. Ces résultats rassurent ainsi sur l'efficacité du découplage des composantes de vitesse à partir des sondes uv et uw et sur la bonne convergence statistique des grandeurs mesurées de la

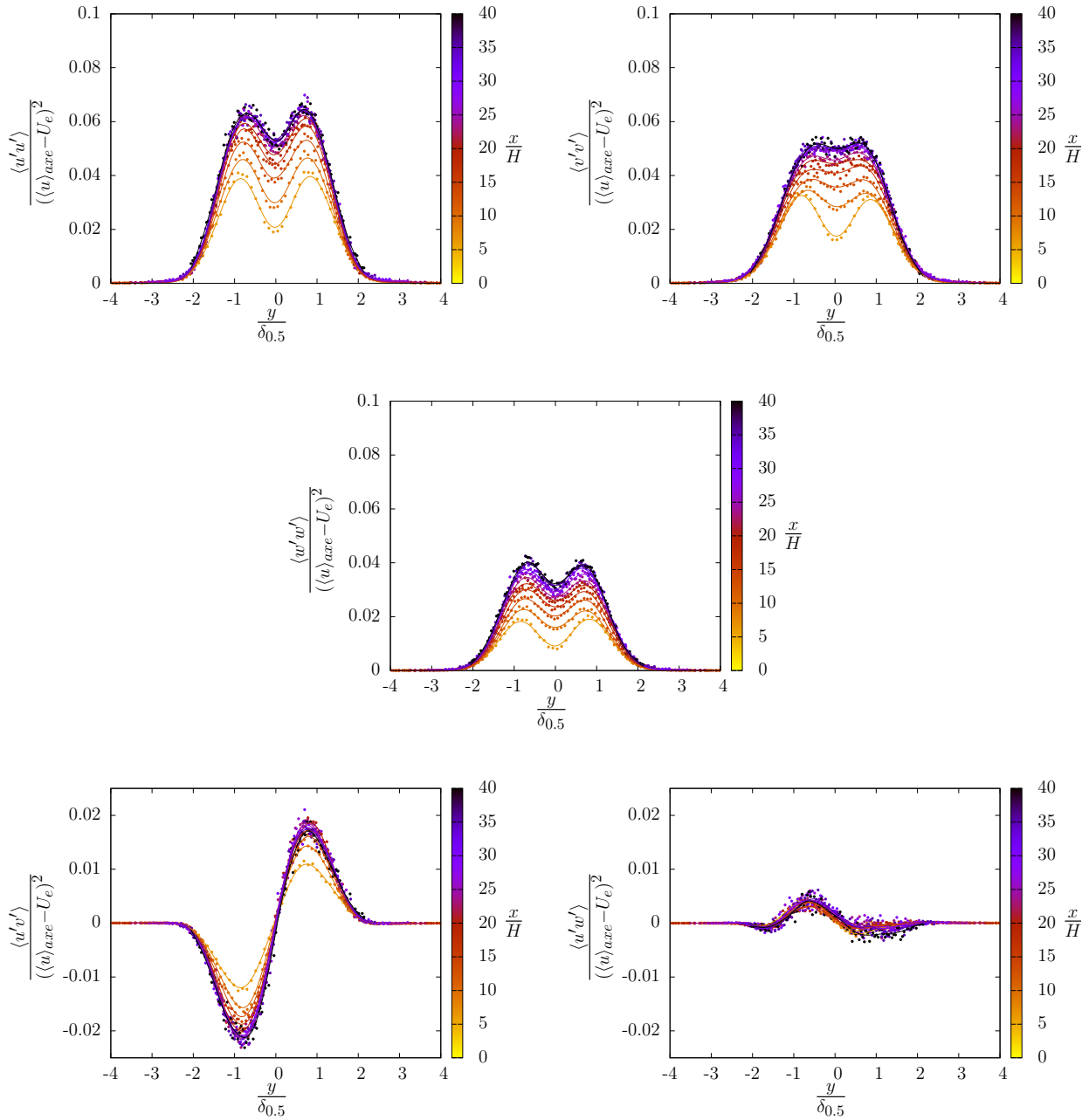


Figure III.16: Extraits des figures A.7 à A.16 pour $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$: Distribution des profils des tensions de Reynolds en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$.

turbulence. Les tensions de Reynolds (non-nulles) sont du même ordre de grandeur mais ont des niveaux légèrement différents, ce qui traduit l'état tridimensionnel et faiblement anisotrope de la turbulence dans le jet.

La composante $\langle u'u' \rangle$ est globalement légèrement plus grande que les autres tensions. Elle reçoit en effet toute la production d'énergie cinétique turbulente (équation I.79) qu'elle redistribue par l'intermédiaire du terme de corrélation pression-vitesse à la tension $\langle v'v' \rangle$ plus petite et à la tension $\langle w'w' \rangle$ encore plus petite. Chaque tension de Reynolds présente des profils qui tendent à se regrouper à partir de $\frac{x}{H} \simeq 30$. Le regroupement, plus tardif que pour le champ moyen, traduit classiquement l'auto-similarité plus tardive des grandeurs turbulentes. La persistance des conditions initiales sur les grandeurs turbulentes est une observation générale pour tous les écoulements de type couche de mélange, sillage et jet. La tension $\langle u'u' \rangle$ n'est pas maximale sur l'axe du jet mais présente un double pic de part et d'autre de cet axe. Cette augmentation de la turbulence est directement liée aux contraintes induites par la forte différence de vitesse entre le jet plan et les co-courants. La position de ces deux pics coïncide avec les deux points d'inflexion du profil de la vitesse moyenne. Ces points d'inflexion correspondent aux maximums du gradient de la vitesse moyenne, lequel intervient directement dans le terme de production des équations I.83 et I.84 (au signe près), terme responsable du transfert d'énergie cinétique moyenne vers l'énergie cinétique turbulente. La tension $\langle v'v' \rangle$ converge vers un profil présentant un double pic beaucoup moins prononcé, voire un plateau. Pour rappel, cette tension est directement associée à la pression par l'intermédiaire de l'équation I.26. Ce résultat est donc cohérent avec la distribution de pression statique à travers le jet obtenu par Bradbury [28] (figure I.7). Il indique la présence de pression statique négative dans le jet avec un pic de pression de part et d'autre de l'axe. La tension $\langle u'v' \rangle$ a un profil antisymétrique de sorte que $-\langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}$ (terme I de l'équation I.84) soit bien un terme de production (positif) de part et d'autre de l'axe du jet. Le profil de $\langle u'v' \rangle$ peut se déduire de l'intégration de l'équation I.69 après l'incorporation des relations qui décrivent le comportement de U_b et $\delta_{0,5}$. Ce calcul n'a pas été entrepris dans cette thèse, mais le lecteur intéressé pourra en trouver le détail dans les articles de Bradbury [28] ou Ramaprian et Chandrasekhara [58] par exemple.

4.2 Évolution des tensions adimensionnées sur l'axe

Évolution en adimensionnement mixte (U_b, H)

Les figures III.17, III.18 et III.19 présentent l'évolution le long de l'axe du jet des variances de la vitesse $\langle u'u' \rangle$, $\langle v'v' \rangle$ et $\langle w'w' \rangle$ adimensionnées par $(\langle u \rangle_{axe} - U_e, H)$. Ces courbes permettent de discuter d'une part de l'effet du nombre de Reynolds et du rapport de vitesse sur la distance nécessaire à l'établissement d'un comportement en similitude pour les grandeurs de turbulence et d'autre part du niveau de turbulence dans les régions de transition et de similitude.

Les figures III.17, III.18 et III.19 montrent que ces profils ont un comportement asymptotique

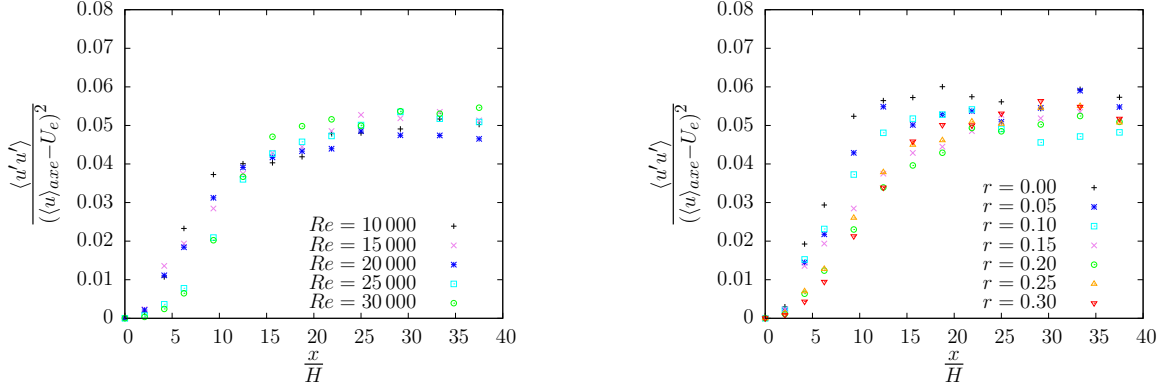


Figure III.17: Évolution le long de l'axe du jet de $\langle u'u' \rangle$ adimensionnée par $(\langle u \rangle_{axe} - U_e, H)$ pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15000$ (à droite).

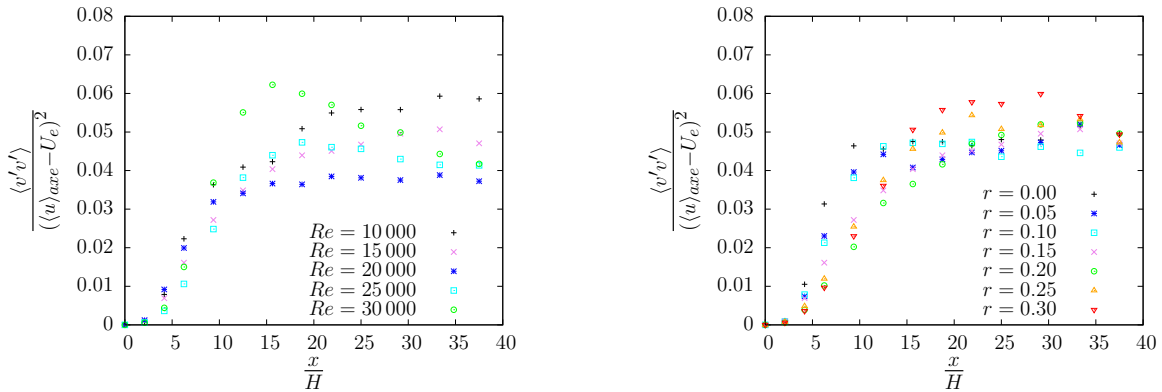


Figure III.18: Évolution le long de l'axe du jet de $\langle v'v' \rangle$ adimensionnée par $(\langle u \rangle_{axe} - U_e, H)$ pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15000$ (à droite).

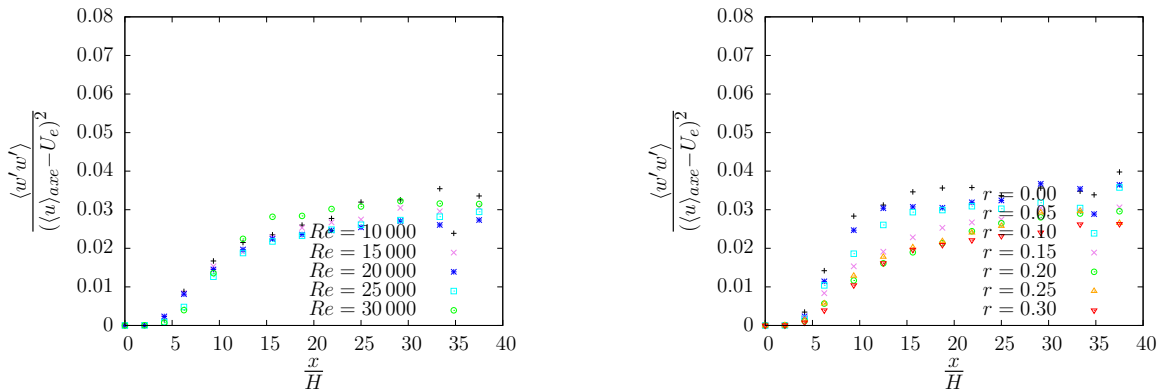


Figure III.19: Évolution le long de l'axe du jet de $\langle w'w' \rangle$ adimensionnée par $(\langle u \rangle_{axe} - U_e, H)$ pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15000$ (à droite).

tique avec une croissance rapide dans la région de transition pour atteindre un niveau approximativement constant dans la région de similitude. Il faut rappeler que les tensions de Reynolds ne sont pas maximales sur l'axe mais de part et d'autre de cet axe (présence d'un double pic). L'augmentation de la variance dans la région de transition est donc liée à la rencontre des deux couches cisailées avant de se stabiliser dans la région de similitude du jet. Le niveau de turbulence après la région de transition semble relativement indépendant du nombre de Reynolds et du rapport de vitesse. En revanche, si la longueur d'établissement semble également indépendante du nombre de Reynolds, elle tend clairement à s'allonger avec le rapport de vitesse. À noter que la tension $\langle v'v' \rangle$ augmente significativement dans la région de transition avec le nombre de Reynolds.

Everitt et Robins [57] montrent que la valeur asymptotique de $\langle u'u' \rangle$ dans la région de similitude augmente avec le rapport de vitesse. Cette valeur diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente dans l'étude de Heskestad [26]. Deo *et al.* [64–68] montrent cependant que les conditions initiales (forme de buse, rapport d'aspect et présence ou non de parois latérales) et le nombre de Reynolds influencent fortement le comportement du jet dans la région de transition, mais que les caractéristiques du jet ont un comportement asymptotique et ne semblent plus dépendre de ces conditions initiales ni du nombre de Reynolds au-delà de $Re_H = 25\,000$ dans la région de similitude. Il faut souligner que l'intensité des fluctuations décroît en $x^{-\frac{1}{2}}$. La mesure des quantités fluctuantes devient de plus en plus difficile en aval et rend difficile l'observation de l'état de similitude. Dans notre étude, les mesures sont effectuées sur une gamme relativement restreinte ($\frac{x}{H} < 40$) avec une région de similitude observable très courte mais pour laquelle cette difficulté de mesure n'est pas encore présente. Le tableau III.2 permet de comparer les tensions de Reynolds (extrema et axiales) à celle de la littérature. Les valeurs sont dans l'ensemble assez dispersées mais celles obtenues dans cette thèse sont plutôt médianes.

Évolution en adimensionnement global (U_e, θ)

L'évolution le long de l'axe du jet des variances de vitesse vient d'être analysée dans l'adimensionnement mixte $(\langle u \rangle_{axe} - U_e, H)$ également noté (U_b, H) . Elle peut être également analysée dans l'adimensionnement global (U_e, θ) . Le graphe de gauche de la figure III.20 est identique au graphe de gauche de la figure III.14, et a donc déjà été discutée à la section précédente. Il représente l'évolution le long de l'axe du jet de la variable d'adimensionnement U_b adimensionnée par (U_e, θ) pour différents rapports de vitesse. Ce graphe est juxtaposé au graphe de droite de la figure III.20 lequel représente l'évolution le long de l'axe du jet de l'écart-type de la vitesse

Chapitre III. Comportement d'un jet plan turbulent en co-courant

Références	$\frac{\langle u'u' \rangle}{(\langle u \rangle_{axe} - U_e)^2}$	$\frac{\langle v'v' \rangle}{(\langle u \rangle_{axe} - U_e)^2}$	$\frac{\langle u'u' \rangle_{max}}{(\langle u \rangle_{axe} - U_e)^2}$	$\frac{\langle v'v' \rangle_{max}}{(\langle u \rangle_{axe} - U_e)^2}$	$\frac{\langle u'v' \rangle_{max}}{(\langle u \rangle_{axe} - U_e)^2}$
Jet plan sans co-courant					
Miller <i>et al.</i> [13]	0,060	0,058	0,070	0,058	0,025
Heskestad [26]	0,070	0,034	0,084	0,033	0,020
Davies <i>et al.</i> [50]	0,036	-	0,048	-	-
Kotsovinos [38]	0,048	-	0,058	-	-
Gutmark <i>et al.</i> [55]	0,074	0,043	0,096	0,042	0,024
Ramaprian <i>et al.</i> [58]	0,040	0,029	0,053	0,032	0,020
Jet plan avec co-courant					
Bradbury [28]	0,044	0,057	0,065	0,058	0,026
Everitt <i>et al.</i> [57]	0,038	0,038	0,050	0,038	0,020
Présente étude	0,05	0,04	0,07	0,04	0,020

TAB. III.2: Tableau récapitulatif des extréma des tensions de Reynolds

longitudinale u adimensionnée également par (U_e, θ) pour différents rapports de vitesse.

En utilisant les exposants $^+$ et * pour désigner respectivement l'adimensionnement $(U_b, \delta_{0,5})$ et (U_e, θ) , la conversion d'un adimensionnement à l'autre est triviale. En l'occurrence, pour la variance de la vitesse longitudinale u , cette conversion s'écrit simplement :

$$\langle u'u' \rangle^* = \langle u'u' \rangle^+ U_b^{2*}, \quad (\text{III.23})$$

Pour un comportement asymptotique de l'évolution des tensions de Reynolds le long de l'axe du jet, on a :

$$\lim_{x^+ \rightarrow \infty} \langle u'u' \rangle^+ = C^{2+}, \quad (\text{III.24})$$

avec $C^{2+} \simeq 0,05$ dans cette présente étude (voir tableau III.2)

En considérant le modèle universel d'évolution de U_b^* représenté sur le graphe de gauche de la figure III.20 et correspondant à l'équation III.13 rappelée ci-dessous :

$$U_b^* = [K_u^* (x^* - C_u^*)]^{-\frac{1}{2}}, \quad (\text{III.25})$$

on peut établir un modèle universel de l'évolution de la variance :

$$\langle u'u' \rangle^* = C^{2+} U_b^{2*}, \quad (\text{III.26})$$

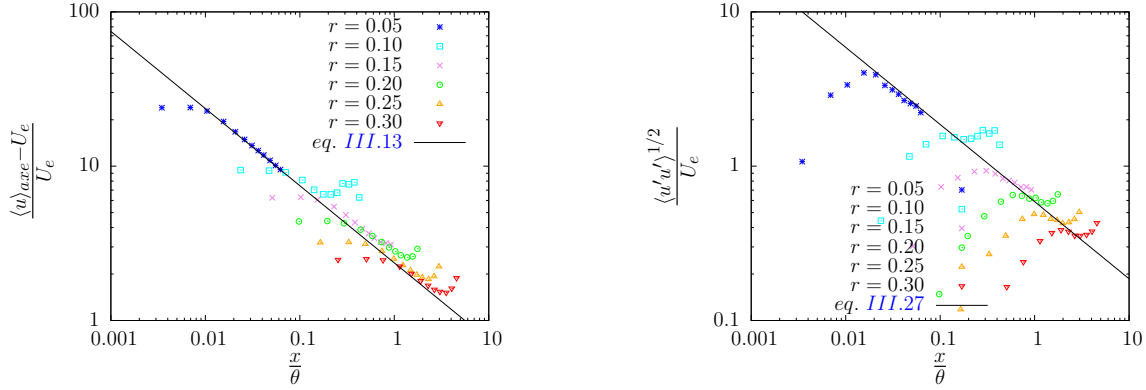


Figure III.20: Évolution le long de l'axe du jet de la vitesse moyenne (à gauche) et de l'écart-type de la vitesse longitudinale u (à droite) adimensionné par (U_e, θ) pour différents rapports de vitesse.

ou de l'écart-type :

$$\langle u'u' \rangle^{\frac{1}{2}*} = C^+ U_b^*. \quad (\text{III.27})$$

Ce modèle est représenté sur le graphe de droite de la figure III.20. Les mesures s'alignent assez bien au modèle proposé même si elles tendent à s'en écarter loin en aval probablement en raison d'un artefact dû à la proximité du sol. En effet, le jet est orienté verticalement vers le bas et heurte le sol 50 cm après la sortie de la veine d'essai puis s'échappe sur les côtés. Cette zone d'impact peut affecter le jet et les co-courants dans la partie terminale de la veine d'essai.

Il faut souligner que ce modèle universel d'évolution pour l'intensité des fluctuations dans un adimensionnement global (U_e, θ) permet de mieux estimer la valeur de C^+ laquelle correspond à la valeur de l'intensité des fluctuations dans un adimensionnement global (U_b, H) pour le jet plan dans une ambiance au repos. Il serait toutefois intéressant de renouveler les expérimentations dans une soufflerie permettant de confirmer la validité de ce modèle sur une plus grande extension dans la zone de similitude, par exemple en diminuant la largeur du jet en sortie dans notre soufflerie et en maîtrisant mieux la vitesse des co-courants dans une plus large gamme.

5 Coefficient de dissymétrie et d'aplatissement

La connaissance de la densité de probabilité d'une variable aléatoire suffit à définir toutes les propriétés statistiques de cette variable en un point. Par exemple, la vitesse moyenne et la matrice de covariance étudiées précédemment ne sont que des grandeurs intégrales des densités de probabilité. Les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement en sont d'autres et seront plus

particulièrement utilisés dans cette section pour décrire la forme de ces densités de probabilité en lien avec l'intermittence de la turbulence.

La fonction de répartition $F_X(x)$ d'une variable aléatoire X est la probabilité d'avoir $X \leq x$. La densité de probabilité $P_X(x)$ s'écrit alors de la manière suivante :

$$P_X(x) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{F_X(x + \Delta x) - F_X(x)}{\Delta x}. \quad (\text{III.28})$$

La densité de probabilité est donc simplement la dérivée de la fonction de répartition :

$$P_X(x) = \frac{\partial F_X(x)}{\partial x}. \quad (\text{III.29})$$

Soit $P(u'_i)$, la densité de probabilité de la i^{e} composante de la vitesse fluctuante, le moment d'ordre n de cette composante est défini par :

$$\langle u_i^n \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} u_i^n P(u'_i) du'_i. \quad (\text{III.30})$$

La densité de probabilité $P_X(x)$ est estimée en utilisant l'équation III.28. En pratique, le pas Δx doit être choisi suffisamment petit pour minimiser le biais de l'estimation, mais suffisamment grand pour diminuer la variance de cette estimation. Dans cette étude, suite à quelques tests, le meilleur compromis semble être :

$$\Delta x = \frac{1}{16} \sigma_X. \quad (\text{III.31})$$

avec σ_X , l'écart type de la variable aléatoire X . Cette valeur est bien inférieure au $0,2\sigma_X$ recommandée par Bruun [54] pour minimiser à moins de 1% le biais de l'estimation d'une densité de probabilité de loi normale.

Les figures III.21, III.22 et III.23 donnent des exemples typiques de la densité de probabilité pour les fluctuations de vitesse longitudinale, normale et transversale, calculés à partir des mesures en un point de la région pleinement développée du jet ($\frac{x}{H} = 20$). Notons que l'allure de ces courbes diffère selon la position du point de mesure en présentant des écarts à la loi normale différents. Ces écarts sont en relation directe avec les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement lesquels représentent une information plus compacte que les densités de probabilité. En conséquence, ces coefficients seront utilisés dans la suite du document pour rendre plus aisé l'analyse de ces écarts.

Le coefficient d'aplatissement K d'un signal temporel permet de mettre en évidence les

III.5 Coefficient de dissymétrie et d'aplatissement

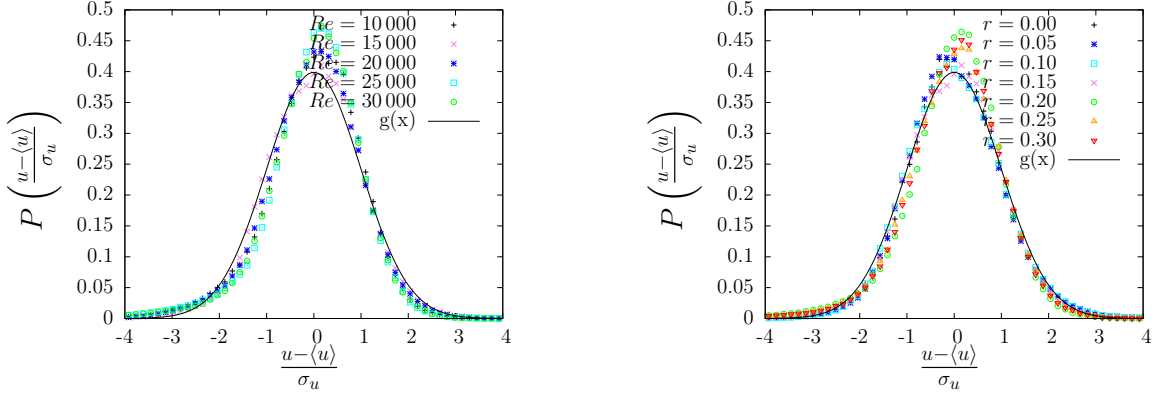


Figure III.21: Densité de probabilité $P\left(\frac{u-\langle u \rangle}{\sigma_u}\right)$ en un point de la région développée ($\frac{x}{H} = 20$) pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite).

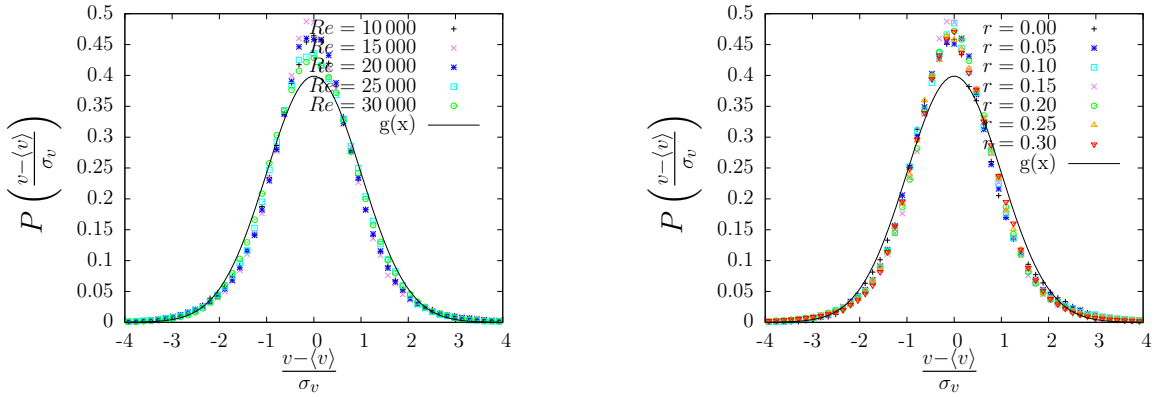


Figure III.22: Densité de probabilité $P\left(\frac{v-\langle v \rangle}{\sigma_v}\right)$ en un point de la région développée ($\frac{x}{H} = 20$) pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite).

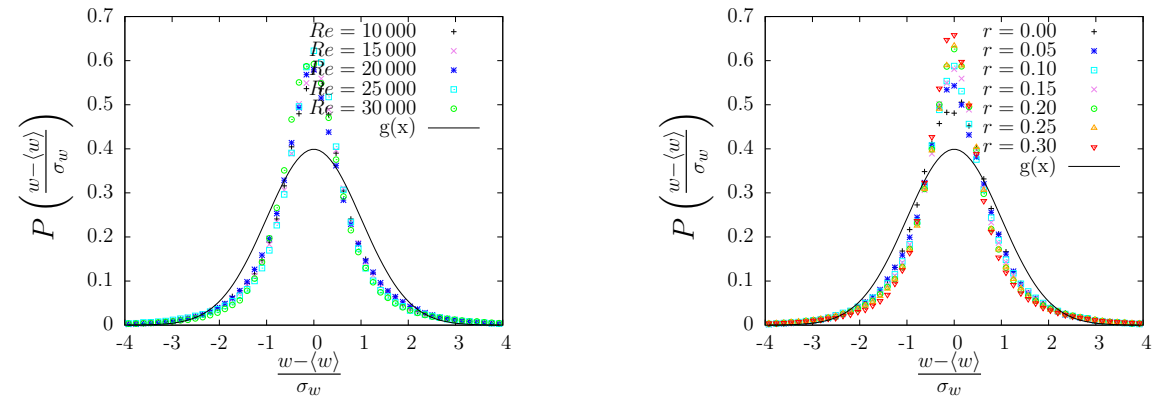


Figure III.23: Densité de probabilité $P\left(\frac{w-\langle w \rangle}{\sigma_w}\right)$ en un point de la région développée ($\frac{x}{H} = 20$) pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite).

zones intermittentes d'un écoulement (les fluctuations intenses et peu probables du signal). Le signe de ces « excursions » est donné par le coefficient de dissymétrie S . Ces deux coefficients sont obtenus en normalisant les moments d'ordre 3 et les moments d'ordre 4 par les moments d'ordre 2 (à noter que l'écart type est appelé dans ce contexte le facteur de dispersion σ_i).

Si la densité de probabilité $P(u'_i)$ suit une loi normale d'équation :

$$P\left(\frac{u'_i}{\sigma_i}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp^{-\frac{1}{2}\left(\frac{u'_i}{\sigma_i}\right)^2}, \quad (\text{III.32})$$

alors les moments d'ordre impair sont nuls et les moments d'ordre pair sont proportionnels au facteur de dispersion σ_i . Plus particulièrement, les moments d'ordre 3 et 4, adimensionnés par le facteur de dispersion σ_i prennent les valeurs :

$$S_{u_i} = \frac{\langle u_i'^3 \rangle}{\sigma_i^3} = 0, \quad (\text{III.33})$$

$$K_{u_i} = \frac{\langle u_i'^4 \rangle}{\sigma_i^4} = 3, \quad (\text{III.34})$$

avec $u_i = u, v$ ou w .

La déviation du coefficient de dissymétrie S_{u_i} et d'aplatissement K_{u_i} par rapport à ces valeurs de référence renseigne globalement sur la forme de la densité de probabilité des vitesses fluctuantes de l'écoulement, plus ou moins écartée de la loi normale. Un coefficient de dissymétrie nul correspond à une distribution symétrique autour de la moyenne. Lorsqu'il est positif, la dissymétrie est gauche, c'est-à-dire que la distribution est plus élevée à gauche de la moyenne et que les « événements » relatifs à l'intermittence sont des fluctuations de signe positif. La dissymétrie droite correspond au cas où il est négatif. Un coefficient d'aplatissement égale à 3 correspond à une distribution de type gaussien ou normal, c'est-à-dire qu'elle a la forme d'une cloche comme la loi normale. Lorsque les fluctuations intenses relatives à l'intermittence rendent la distribution moins aplatie qu'une loi normale, le coefficient d'aplatissement devient plus grand.

Les figures A.17 à A.28 (extraits figure III.24) superposent les profils des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement dans la région pleinement développée pour chacune des fluctuations de vitesse longitudinale, normale et transversale en fonction de $\left[\frac{y}{\delta_{0,5}}\right]$. La symétrie et l'homogénéité du jet plan conduisent à un coefficient de dissymétrie de forme symétrique (mais pas forcément de valeur nulle au centre du jet) pour u , de forme antisymétrique et de valeur nulle au centre du jet pour v et entièrement de valeur nulle pour w . La forme du profil du coefficient d'aplatissement est en revanche uniquement symétrique. L'adimensionnement par rapport à

III.5 Coefficient de dissymétrie et d'aplatissement

$\delta_{0,5}$ superpose les profils en aval. La largeur de ces profils suit donc l'expansion du jet. À l'extérieur du jet (hors figure), les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement sont respectivement égaux à 0 et 3, conformément à une distribution normale de la turbulence résiduelle dans les co-courants (et peut-être également à une distribution normale de l'erreur de mesure).

Pour l'analyse des coefficients S et K à la frontière du jet, le jet peut être perçu comme un événement intermittent qui vient perturber le flux co-courant uniforme. Ainsi, le coefficient de dissymétrie de u augmente en s'approchant des bords du jet, les fluctuations de vitesse de u dans le jet étant positives par rapport à la vitesse des co-courants. Avec un raisonnement analogue, le coefficient de dissymétrie de v est négatif sur le bord gauche du jet et positif sur le bord droit, les fluctuations de vitesse de v dans le jet étant négatives par rapport à la vitesse d'entraînement v_e à gauche et positives par rapport à la vitesse d'entraînement $-v_e$ à droite (voir les figures A.5 et A.6 pour les profils de $\langle v \rangle$). Les coefficients d'aplatissement des trois composantes de vitesse indiquent également un écart des distributions par rapport à la loi normale en s'approchant des bords du jet. Ce comportement correspond, comme pour les coefficients de dissymétrie, à une intermittence entre l'écoulement turbulent dans le jet et l'écoulement potentiel dans les co-courants. Les coefficients d'aplatissement de u et v présentent une légère bosse à l'intérieur du jet, contrairement au coefficient d'aplatissement de w . La présence de cette bosse est conforme aux observations (sur la température) de Kotsovinos [60] pour un jet plan. On note que cette bosse n'est pas retrouvée (sur la vitesse) dans le cas des jets ronds, comme dans Wignanski et Fiedler [56] par exemple. Cette particularité du jet plan s'explique probablement par la présence d'une intermittence d'une toute autre nature : le battement global du jet perpendiculairement au plan $z = 0$. Ce battement a été identifié principalement sur la base de corrélations spatio-temporelles par Goldschmidt et Bradshaw [42] et Antonia *et al.* [43].

Les figures III.25 et III.26 présentent l'évolution sur l'axe du jet des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement S_u et K_u en fonction de $\left[\frac{x}{H}\right]$. Les coefficients de dissymétrie S_v et S_w sont nuls sur l'axe pour des raisons de symétrie et ne sont donc pas présentés. Les profils des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement S_u et K_u ont des comportements tout à fait similaires à ceux obtenus par Deo *et al.* [68]. Ces deux coefficients varient beaucoup dans la région initiale du jet vraisemblablement en raison de la prédominance de structures cohérentes à grandes échelles du type Kelvin-Helmholtz lesquelles affectent l'écoulement dans le cône potentiel. Ils présentent une légère bosse suivie d'un pic prononcé et de signe contraire en fin de cône potentiel, lieu de rencontre sur l'axe des tourbillons de Kelvin-Helmholtz des deux couches cisailées. Le pic S_u est négatif car l'interaction à la fin du cône potentiel des tourbillons de Kelvin-Helmholtz de part et d'autre de l'axe du jet conduit à une augmentation du mélange et donc à un transport vers l'axe du jet de particules fluides lentes provenant de l'écoulement

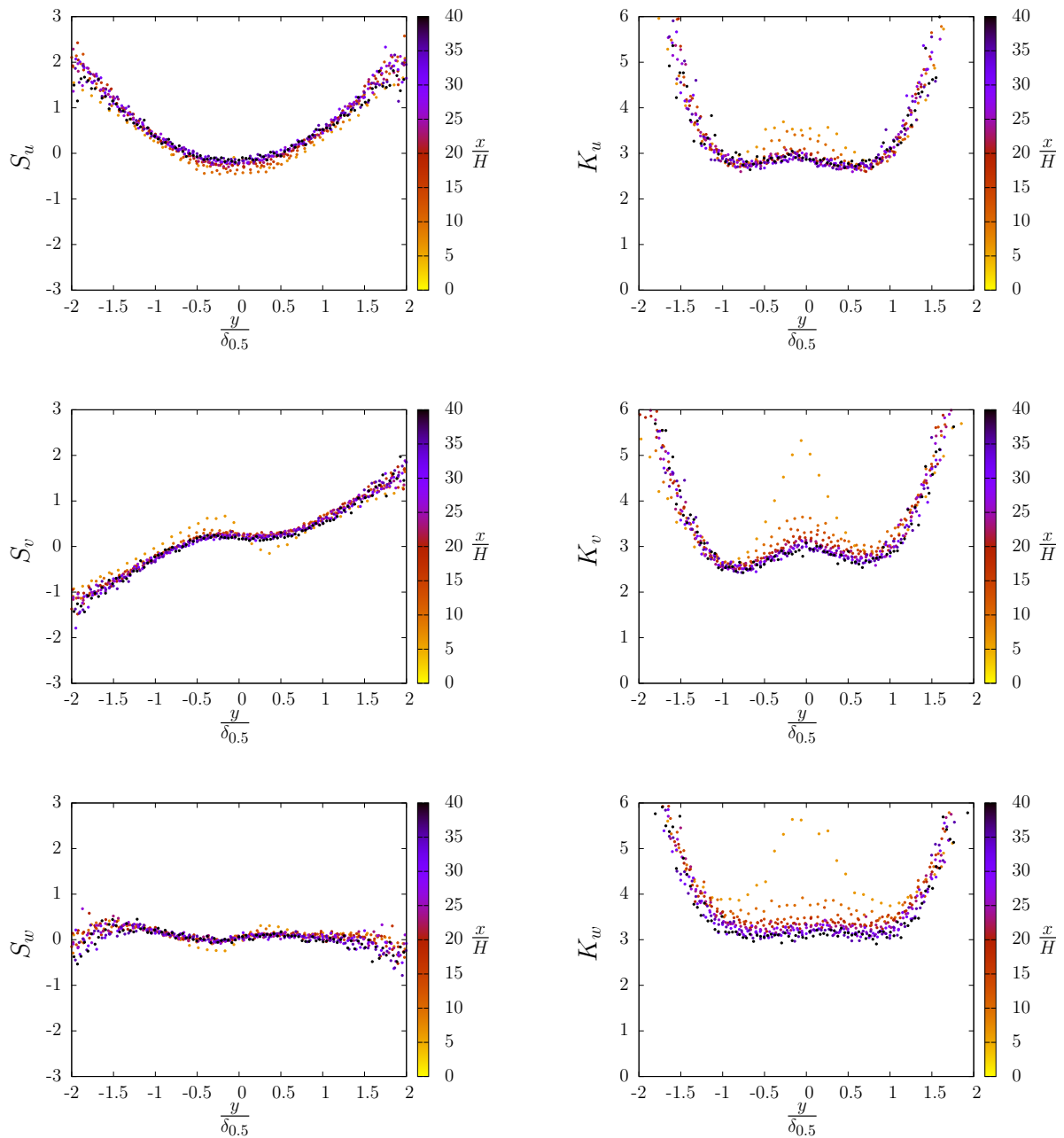


Figure III.24: Extraits des figures A.17 à A.28 pour $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$: Distribution du coefficient de dissymétrie et d'aplatissement en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$.

III.5 Coefficient de dissymétrie et d'aplatissement

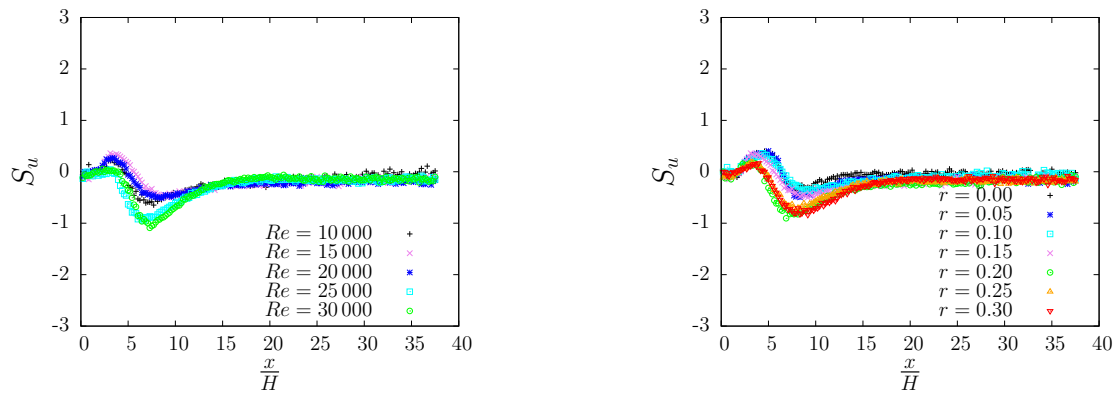


Figure III.25: Évolution le long de l'axe du jet du coefficient de dissymétrie des fluctuations de la vitesse longitudinale S_u pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite).

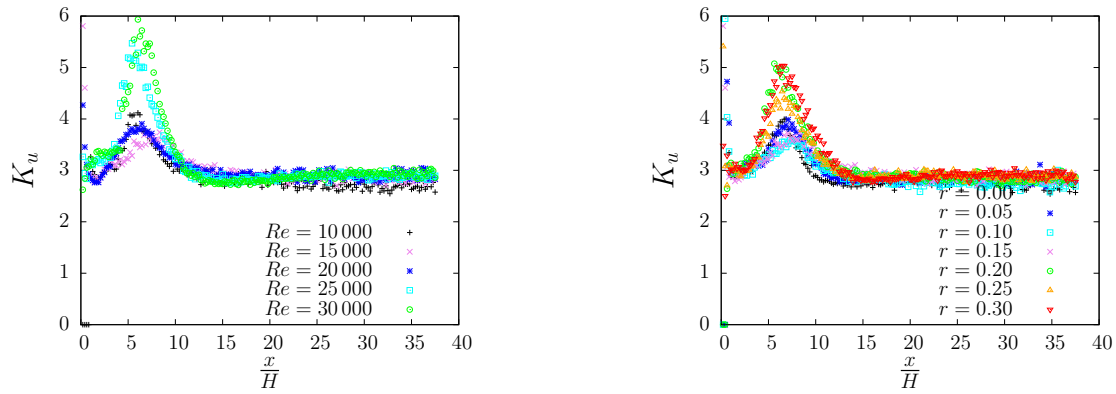


Figure III.26: Évolution le long de l'axe du jet du coefficient d'aplatissement des fluctuations de la vitesse longitudinale K_u pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite).

environnant. Les coefficients S_u et K_u sur l'axe tendent ensuite progressivement vers approximativement 0 et 3, valeurs correspondant à une distribution gaussienne et ce quel que soit le nombre de Reynolds et le rapport de vitesse. La position de ces pics ne semble pas sensible au nombre de Reynolds ni au rapport de vitesse dans la gamme de nombre de Reynolds et de rapport de vitesse considérée dans cette étude. Elle se situe à environ $7H$ pour S_u et $6H$ pour K_u . Deo *et al.* [68] ont obtenu des valeurs semblables pour $Re_H = 16\,500$ avec cependant une légère diminution pour de plus petits nombres de Reynolds suggérant un phénomène plus marqué aux faibles nombres de Reynolds. La valeur des extrema augmente avec le nombre de Reynolds et le rapport de vitesse. Cette augmentation est probablement en relation avec l'effet de ces deux paramètres de contrôle sur la taille et la vitesse de convection (ou la fréquence des lâchers) des tourbillons de Kelvin-Helmholtz qui entrent en collision dans la zone autour de $\frac{x}{H} = 7$.

6 Échelles caractéristiques de l'écoulement

Différentes échelles, de longueur et de temps, peuvent être déterminées pour caractériser un écoulement turbulent. Ces échelles peuvent être propres à l'écoulement en faisant intervenir les caractéristiques géométriques des conditions limites ou plus directement propres à la turbulence qui s'y développe. Il y a ainsi de petites échelles liées à la dissipation de la turbulence en chaleur, des échelles intermédiaires liées à la cascade d'énergie ou au mélange turbulent et de grandes échelles liées à l'injection d'énergie, comme par exemple, dans le cas d'un sillage, le diamètre de l'obstacle et la fréquence de l'allée tourbillonnaire de von Karman, ou dans le cas d'un jet, le diamètre du jet et la fréquence des tourbillons de Kelvin-Helmholtz.

Les échelles de Kolmogorov correspondent aux plus petites échelles de la turbulence. Elles ont déjà été estimées grossièrement dans le chapitre précédent au moyen de « grandeurs externes » connues *a priori* (U_j , U_e , H et ν), en considérant l'équivalence entre l'énergie injectée aux grandes échelles et l'énergie dissipée aux plus petites échelles, et ce dans le but de sélectionner une fréquence d'acquisition adaptée à la turbulence à mesurer par anémométrie à fils chauds (voir tableau II.2). Les échelles de Kolmogorov de l'écoulement étudié seront estimées plus finement dans cette section à l'aide du calcul direct du taux de dissipation.

Les corrélations temporelles seront utilisées pour évaluer d'autres échelles caractéristiques de la turbulence. Les micro-échelles de Taylor sont représentatives des structures non-dissipatives les plus petites. Les échelles intégrales caractérisent les grandes structures cohérentes dont certaines sont productrices d'énergie cinétique turbulente. Les petites structures cohérentes

correspondant aux micro-échelles de Taylor sont plutôt isotropes, contrairement aux grandes structures cohérentes dont les échelles intégrales sont souvent anisotropes. La longueur de mélange utilisée pour modéliser la tension $\langle u'v' \rangle$ dans les modèles RANS ne sera pas calculée, la modélisation des tensions de Reynolds et des corrélations triples étant hors de propos dans cette thèse.

La contribution énergétique des différentes échelles de la turbulence est renseignée par les densités spectrales de puissance. On peut généralement y observer un pic correspondant à l'échelle de l'injection d'énergie suivie d'une cascade de cette énergie, avec une pente en $-5/3$ en représentation log-log, vers les échelles de Kolmogorov où elle est dissipée. Le nombre de Strouhal est le rapport entre le temps d'advection et le temps caractéristique de l'instationnarité relative à cette injection d'énergie.

Pour chaque échelle, nous nous efforcerons, dans une section qui lui sera propre, de donner plus précisément leur définition, les méthodes de calcul employées pour les estimer et une première description des résultats obtenus. L'analyse plus fine des comportements sera abordée dans leur ensemble dans la dernière section 6.4.

6.1 Échelles de Kolmogorov

Définition : C'est à Kolmogorov que l'on doit la formulation de la dynamique des structures cohérentes dans les écoulements turbulents à travers la notion de cascade d'énergie cinétique. La principale conséquence de ce concept est l'existence dans l'espace de Fourier d'une zone inertielle dans laquelle les densités spectrales de puissance suivent une loi de puissance en $-5/3$. Dans ce processus, l'énergie cinétique fluctuante est injectée au niveau de l'échelle spatiale la plus grande de l'écoulement. Par des mécanismes d'interactions non linéaires une partie de cette énergie cascade vers les plus petites échelles. Ce transfert d'énergie se produit de manière permanente. Sa description mathématique s'opère dans l'espace de Fourier associé à l'écoulement. L'hypothèse essentielle de Kolmogorov est que l'énergie cinétique transférée ϵ est la même à toutes les échelles spatiales. Le temps caractéristique de ce transfert est le temps associé aux tourbillons d'échelle l , soit $\tau(l) \sim l/u(l)$ avec $u(l)$ la fluctuation de vitesse représentative des tourbillons à l'échelle l . Le taux de transfert de l'énergie cinétique ϵ est tel que :

$$\epsilon \sim u(l)^2/\tau(l) = u(l)^3/l \quad (\text{III.35})$$

Tant que les dimensions des tourbillons restent assez grandes, la viscosité joue un rôle négligeable dans l'écoulement. En revanche, lorsque les tourbillons atteignent une taille assez

petite, la viscosité devient dominante et l'énergie cinétique transférée est dissipée en chaleur. Ces échelles de dissipation sont les échelles de temps τ et de longueur η de Kolmogorov. Elles peuvent être évaluées en écrivant que le nombre de Reynolds associé à ces échelles est égal à 1 soit :

$$\tau = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{III.36})$$

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{4}}. \quad (\text{III.37})$$

L'évaluation du taux de dissipation permet de calculer les échelles de Kolmogorov de longueur et de temps. Le taux de dissipation ϵ , auquel l'énergie produite au niveau des grandes échelles est dissipée en chaleur au niveau des échelles les plus petites, est défini, selon l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente [I.18](#), par :

$$\epsilon = \nu \left\langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right\rangle. \quad (\text{III.38})$$

Grâce à des hypothèses sur l'homogénéité et l'isotropie locales (voir Hinze [\[76\]](#) et plus récemment Delafosse, Collignon, Crine et Toye [\[87\]](#)), le taux de dissipation peut être calculé à partir de mesures par anémométrie à fil chaud simple en utilisant la relation :

$$\epsilon = 15\nu \frac{1}{\langle u \rangle^2} \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 \right\rangle. \quad (\text{III.39})$$

Avec deux composantes, la relation devient :

$$\epsilon = \nu \frac{1}{\langle u \rangle^2} \left[3 \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 \right\rangle + 6 \left\langle \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)^2 \right\rangle \right]. \quad (\text{III.40})$$

Ce changement de formulation peut toutefois rendre moins aisée la comparaison avec d'autres études et n'est pas forcément nécessaire pour le seul calcul des échelles de Kolmogorov. Nous l'avons néanmoins utilisé pour une meilleure estimation du taux de dissipation.

Dans les écoulements cisailés du type jet ou couche de mélange, les termes de dissipation et de production sont prépondérants, et donc du même ordre de grandeur, dans le bilan d'énergie cinétique turbulente. Le taux de production d'énergie cinétique turbulente est défini par :

$$P = -\langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}. \quad (\text{III.41})$$

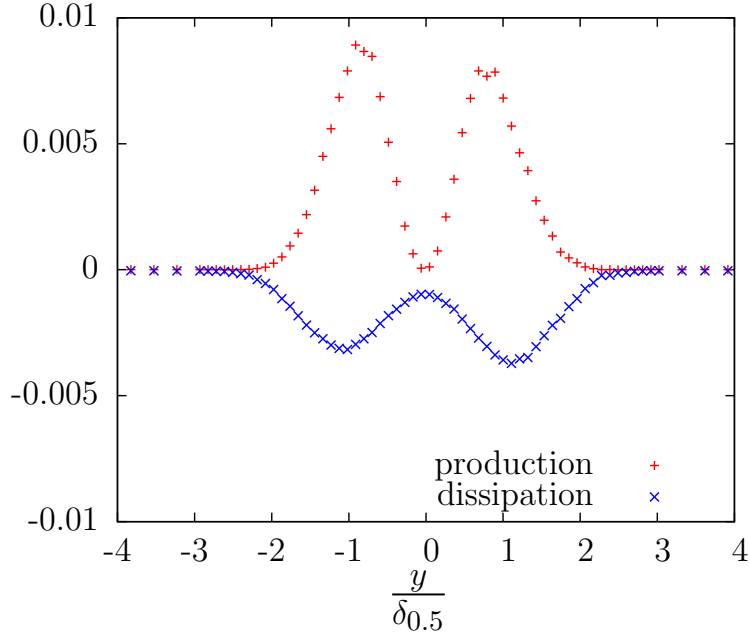


Figure III.27: Profils des taux de production et de dissipation adimensionnés par $(\langle u \rangle_{axe} - U_e, \delta_{0,5})$ dans la région de transition (en $\frac{x}{H} = 6,25$) de la configuration $r = 0,15$ et $Re_H = 15\,000$.

Contrairement à l'estimation du taux de dissipation qui fait appel à des hypothèses d'homogénéité et d'isotropie locales et à la dérivée de la vitesse instantanée, l'estimation du taux de production ne présente pas de difficultés majeures puisqu'elle nécessite simplement de multiplier la tension $\langle u'v' \rangle$ par le gradient de la vitesse moyenne longitudinale modélisée par une fonction gaussienne.

La figure III.27 compare les profils des taux de production et de dissipation adimensionnés par $(\langle u \rangle_{axe} - U_e, \delta_{0,5})$ dans la région de transition (en $\frac{x}{H} = 6,25$) de la configuration $r = 0,15$ et $Re_H = 15\,000$. En cohérence avec le bilan d'énergie cinétique turbulente grossier ($P + \epsilon \simeq 0$), ces deux profils sont semblables et de signe contraire. Malgré la différence d'amplitude qui peut s'expliquer principalement par des hypothèses d'homogénéité et d'isotropie locales trop fortes, l'estimation du taux de dissipation paraît tout à fait convenable. Les taux de production et de dissipation présentent un extremum au niveau des deux maxima de cisaillement de la vitesse moyenne. Sur l'axe, le taux de production est nul pour des raisons de symétrie et le taux de dissipation est faible.

Les figures A.29 à A.30 (extrait figure III.28) superposent les profils transversaux des échelles de Kolmogorov adimensionnées par $[\delta_{0,5}]$ dans tout le jet. Seule l'échelle en espace η est présentée

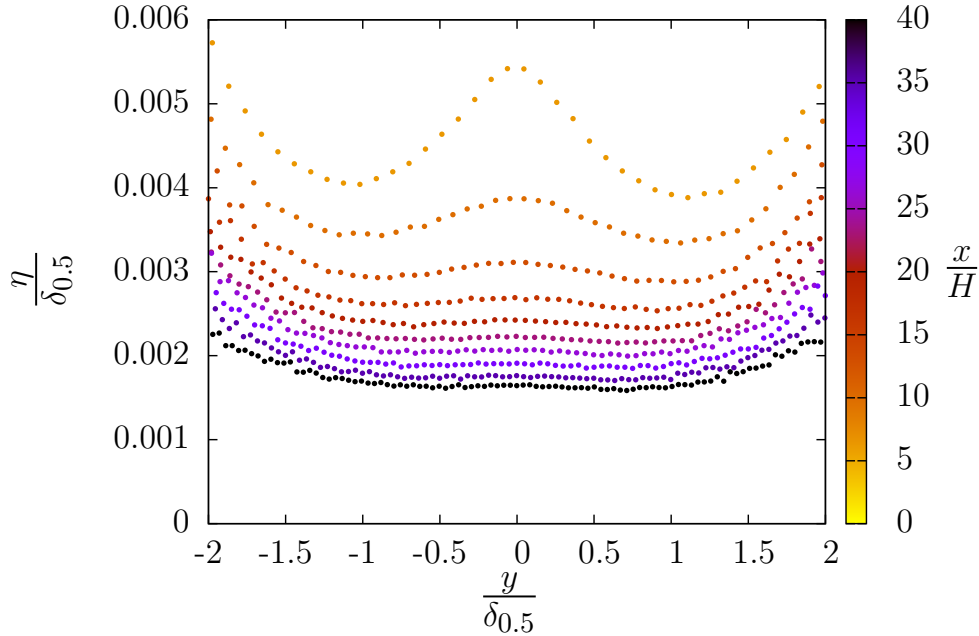


Figure III.28: Extrait des figures A.29 à A.30 pour $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$: Distribution des profils de $\frac{\eta}{\delta_{0,5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$.

puisque'elle correspond directement à la taille des plus petites structures, alors que l'échelle en temps τ est plutôt relative à un temps de retournement moins à propos dans cette section. La viscosité cinématique étant constante, l'échelle de Kolmogorov η est donc proportionnelle à $\epsilon^{-\frac{1}{4}}$ (et $\epsilon^{-\frac{1}{2}}$ pour l'échelle de Kolmogorov τ). Les profils transversaux ont une forme et une évolution longitudinale semblables quelles que soient les configurations. Ils sont symétriques. Dans la région de transition, ils présentent deux minima au niveau des couches cisailées et un maximum sur l'axe, ce qui s'accorde avec le profil du taux de dissipation de la figure III.27. Ce maximum s'estompe ensuite plus en aval, probablement sous l'action du mélange turbulent, pour donner une taille d'échelle de Kolmogorov relativement constante sur toute la largeur du jet. Comme annoncé en introduction de cette partie sur les « Échelles caractéristiques de l'écoulement », nous réservons l'analyse plus approfondie du comportement de cette échelle à la section 6.4.

6.2 Échelles de Taylor et échelles intégrales

Contrairement à l'étude des propriétés statistiques en un point, l'étude des corrélations en deux points est capable d'apporter des informations quantitatives sur l'organisation de la turbu-

III.6 Échelles caractéristiques de l'écoulement

lence. Il s'agit notamment de déterminer les échelles intégrales, représentatives des principales structures contenant l'énergie cinétique turbulente, et les micro-échelles de Taylor, représentatives de la fin de la cascade d'énergie.

Le coefficient de corrélation spatio-temporelle double des vitesses fluctuantes est défini par la relation générale :

$$R_{u_i u_j}(\vec{x}, d\vec{x}, t, dt) = \frac{\langle u'_i(\vec{x}, t) \cdot u'_j(\vec{x} + d\vec{x}, t + dt) \rangle}{\sqrt{\langle u'^2_i(\vec{x}, t) \rangle} \cdot \sqrt{\langle u'^2_j(\vec{x} + d\vec{x}, t + dt) \rangle}}, \quad (\text{III.42})$$

où \vec{x} est le vecteur position du point fixe dans l'espace, $d\vec{x}$ est le vecteur distance entre le point fixe et le point mobile, t est le temps, dt est l'intervalle de temps, u'_k est la $k^{\text{ème}}$ composante vectorielle des fluctuations de vitesses et $\langle \cdot \rangle$ est l'opérateur de moyenne statistique.

Dans le cas particulier d'une mesure ponctuelle par fils chauds, le point fixe et le point mobile sont confondus. Seuls les coefficients de corrélation temporelle peuvent donc être considérés dans cette section. En outre, la propriété d'ergodicité de l'écoulement étudié autorise le remplacement de la moyenne statistique par la moyenne temporelle. Les coefficients de corrélation temporelle ne dépendent donc plus que de la position du point fixe dans l'espace et de l'intervalle de temps. La corrélation se réduit donc à :

$$R_{u_i u_j} = \frac{\langle u'_i(x, t) u'_j(x, t + dt) \rangle}{\sqrt{\langle u'^2_i \rangle} \sqrt{\langle u'^2_j \rangle}} \quad (\text{III.43})$$

Les figures III.29, III.30 et III.31 présentent les coefficients de corrélation temporelle R_{uu} , R_{vv} et R_{ww} en fonction de $\left[\frac{\langle u \rangle dt}{\delta_{0,5}} \right]$ en un point de la région pleinement développée ($\frac{x}{H} = 20$). Par définition, ces coefficients sont symétriques et seule la moitié droite de l'axe des intervalles de temps dt est présentée. L'adimensionnement de l'intervalle de temps utilise l'hypothèse de Taylor en considérant une turbulence « figée » et convectée par l'écoulement moyen $\langle u \rangle$. La normalisation par la variance implique que les coefficients de corrélation sont égaux à un pour un intervalle de temps nul. Ils tendent ensuite vers zéro quand cet intervalle augmente après une première oscillation très amortie. Ces coefficients présentent un demi-lobe principal qui s'étend approximativement de $\frac{\langle u \rangle dt}{\delta_{0,5}} = 0$ à 2. Ce demi-lobe est caractérisé par l'échelle de Taylor et l'échelle intégrale définies ci-après. Sa taille est en particulier donnée par l'échelle intégrale. Elle correspond à la taille des plus grosses structures énergétiques de la turbulence. La présence d'une oscillation sur la corrélation suggère que ces grosses structures se succèdent de façon régulière dans l'écoulement. La longueur de cette oscillation correspond à la distance moyenne

entre deux grosses structures consécutives. Ces grandeurs sont à rapprocher de l'échelle de Kolmogorov (pour la taille) et de la fréquence de Strouhal (pour la longueur) décrite dans la section suivante et seront commentées dans ce sens et plus en détail dans la section 6.4.

Les micro-échelles de Taylor λ_{u_i} de la vitesse fluctuante u'_i sont définies par :

$$\lambda_{u_i} = \langle u \rangle \sqrt{\frac{-2}{\left. \frac{\partial^2 R_{u_i u_i}}{(\partial dt)^2} \right|_{dt=0}}} \quad (\text{III.44})$$

La dérivée seconde en zéro du coefficient de corrélation a été estimée par moindre-carré. La valeur du coefficient de corrélation au point fixe étant très légèrement altérée par le bruit blanc de mesure, seul les points voisins du point fixe ont été considérés. L'utilisation de cinq points semble être le meilleur compromis entre le biais et la variance de cette estimation.

Les échelles intégrales Λ_{u_i} sont obtenues par intégration du coefficient de corrélation considéré. Dans le cas d'un écoulement illimité, si la direction d'intégration est homogène, alors le domaine d'intégration s'étend de 0 à $+\infty$, sinon ce domaine est compris entre $-\infty$ et $+\infty$. Du fait de la forme particulière du coefficient de corrélation (présence d'une oscillation avec un lobe principal positif puis un lobe secondaire négatif), le domaine d'intégration s'étend dans cette étude de 0 à T , avec T la première abscisse pour laquelle le coefficient de corrélation est nul. L'échelle intégrale de la vitesse fluctuante u'_i est ainsi définie par :

$$\Lambda_{u_i} = \langle u \rangle \int_0^T R_{u_i u_i} dt \quad (\text{III.45})$$

Ces échelles caractérisent la longueur dans la direction x des grandes structures cohérentes englobant le point fixe (en faisant bien sûr une hypothèse de Taylor considérant une turbulence figée et convectée par l'écoulement moyen). Elle est donc représentative d'une taille à partir de laquelle les structures cohérentes contiennent effectivement l'énergie cinétique turbulente. Mais elle n'est pas toujours de l'ordre de la taille des plus grandes structures cohérentes de l'écoulement qui peuvent être beaucoup plus grandes dans certains écoulements (les « streaks » dans la couche limite par exemple).

Les figures A.31 à A.42 (extraits figure III.32) présentent l'évolution des profils transversaux des micro-échelles de Taylor et des échelles intégrales adimensionnées par $[\delta_{0,5}]$ dans tout le jet. Ces profils sont tous symétriques. Les résultats sont plus dispersés pour les échelles intégrales que pour les échelles de Taylor, ce qui est un peu surprenant pour une grandeur intégrale.

III.6 Échelles caractéristiques de l'écoulement

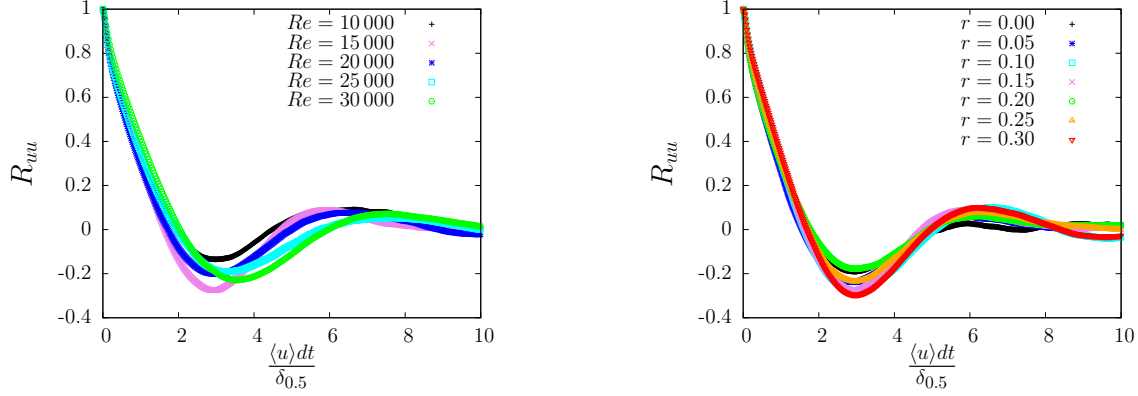


Figure III.29: Évolution du coefficient de corrélation R_{uu} en un point de la région pleinement développée ($\frac{x}{H} = 20$) pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite).

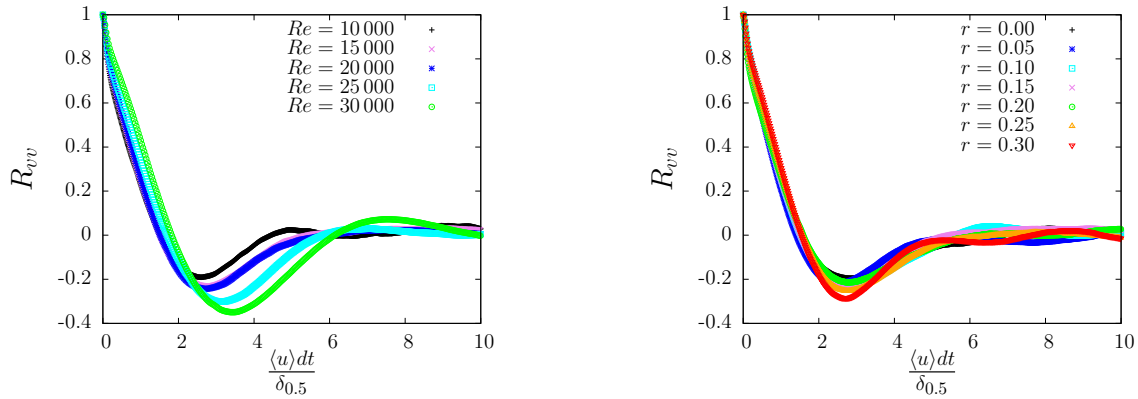


Figure III.30: Évolution du coefficient de corrélation R_{vv} en un point de la région pleinement développée ($\frac{x}{H} = 20$) pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite).

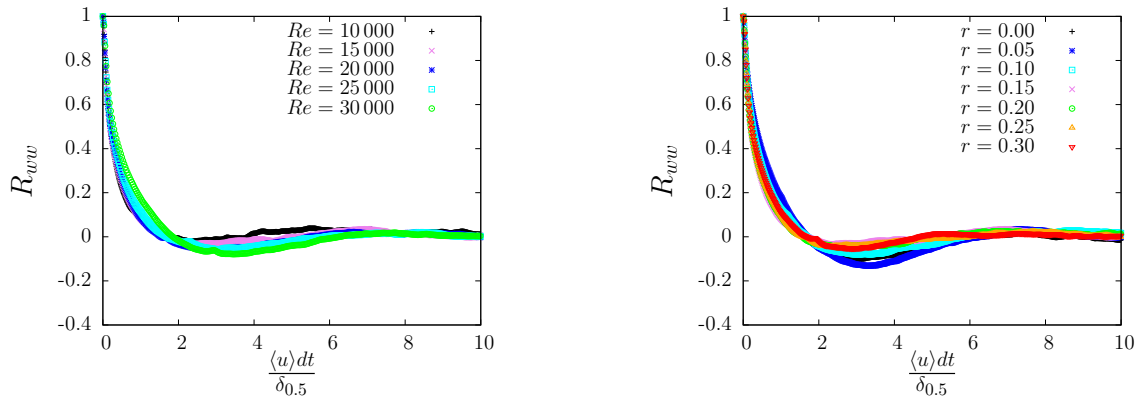


Figure III.31: Évolution du coefficient de corrélation R_{uvw} en un point de la région pleinement développée ($\frac{x}{H} = 20$) pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite).

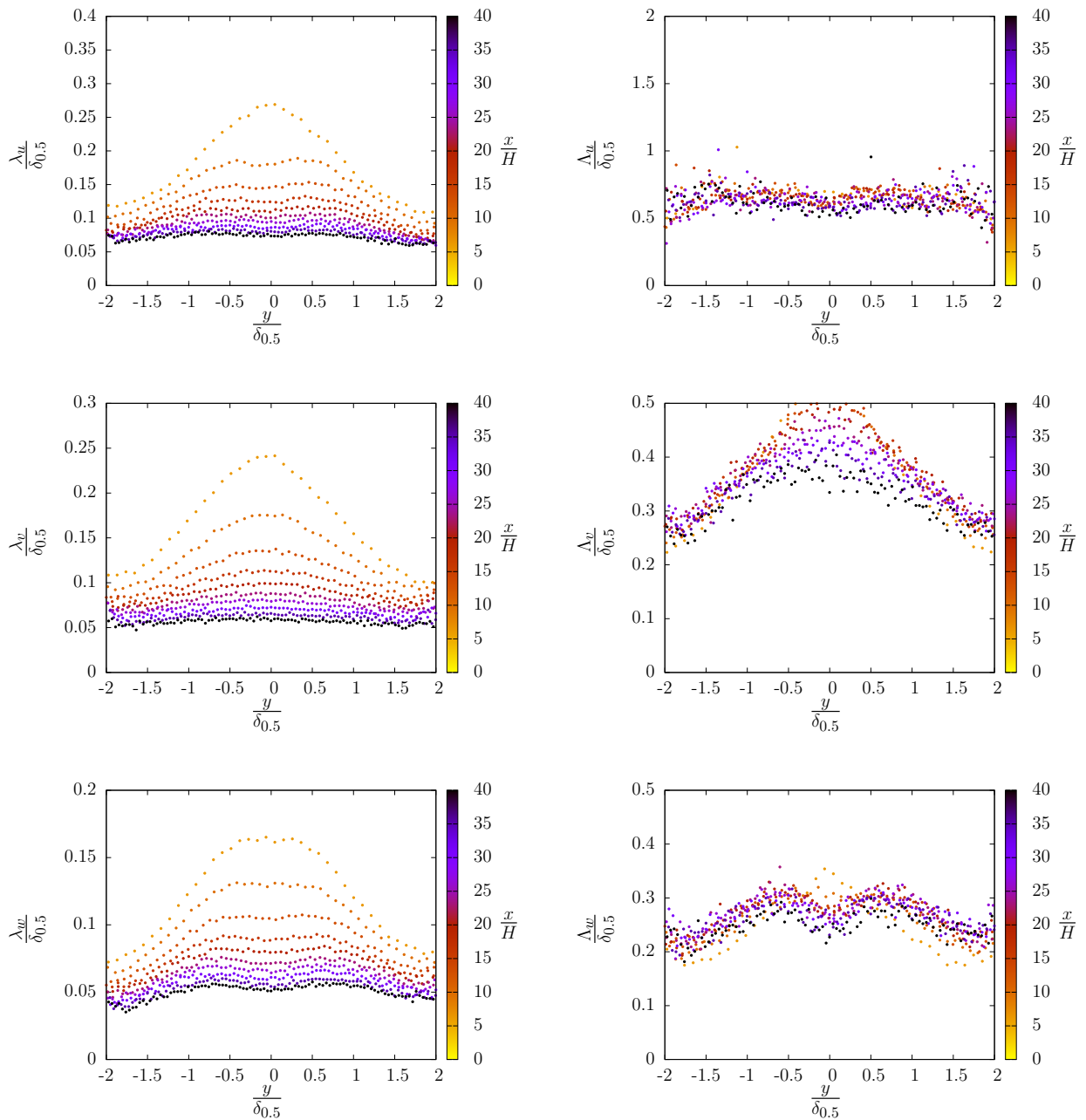


Figure III.32: Extraits des figures A.31 à A.42 pour $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$: Distribution des profils des micro-échelles de Taylor et des échelles intégrales en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$.

L'explication peut provenir de la définition de la borne supérieure de l'intégration susceptible d'introduire une certaine variabilité. Les échelles de Taylor sont maximales sur l'axe dans la région de transition. Ce maximum tend à disparaître vers l'aval et donner des échelles de Taylor pour u et v relativement constantes, soit une répartition homogène, sur toute la largeur du jet, comme ce qui a pu être constaté sur les échelles de Kolmogorov. Néanmoins, l'échelle de Taylor pour w semble tendre plutôt vers un profil présentant deux légères bosses au niveau du maximum de cisaillement. Par ailleurs, le niveau global de l'échelle de Taylor pour u est légèrement plus grand que pour v et w , suggérant une légère anisotropie liée à la direction de l'écoulement principal. Les échelles intégrales sont, comme déjà mentionné, assez dispersées. On peut toutefois noter qu'elles présentent des niveaux et des formes différentes selon la composante de vitesse auxquelles elles sont associées. L'anisotropie et l'inhomogénéité semblent ainsi un peu plus marquées pour les échelles intégrales, dont le niveau global pour la composante u est plus grand que pour v et w .

6.3 Densités spectrales et nombre de Strouhal

Une correspondance réciproque existe entre les corrélations en deux points et les densités spectrales de puissance. Ces deux grandeurs sont équivalentes, mais elles représentent les informations qu'elles contiennent dans des espaces différents. La première les illustre dans l'espace physique et la seconde dans l'espace de Fourier. Ainsi, les densités spectrales de puissance renseignent sur la quantité d'énergie cinétique turbulente associée aux différentes échelles de l'écoulement et sur les mécanismes de transferts d'énergie entre ces échelles.

Les densités spectrales de puissance tridimensionnelles sont définies par la transformée de Fourier des corrélations spatiales :

$$\Phi_{u_i u_j}(\vec{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \int \int R_{u_i u_j}(d\vec{x}) \exp^{-i\vec{k} \cdot d\vec{x}} d(d\vec{x}) \quad (\text{III.46})$$

avec \vec{k} , le vecteur nombre d'onde spatiale.

En anémométrie à fils chauds, les densités spectrales de puissance sont définies par la transformée de Fourier des corrélations temporelles :

$$\Psi_{u_i u_j}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int R_{u_i u_j}(dt) \exp^{-i\omega dt} d(dt) \quad (\text{III.47})$$

avec ω , le nombre d'onde temporelle.

Chapitre III. Comportement d'un jet plan turbulent en co-courant

À partir des densités spectrales de puissance tridimensionnelles, on peut définir des densités spectrales de puissance unidimensionnelles en posant :

$$E_{u_i u_j}(k) = \int \int \Phi_{u_i u_j}(\vec{k}) dk_2 dk_3 \quad (\text{III.48})$$

avec k , la contribution de la composante longitudinale de tous les nombres d'ondes. Il reste alors :

$$E_{u_i u_j}(k) = \frac{1}{2\pi} \int R_{u_i u_j}(dx_1, 0, 0) \exp^{-ikdx_1} d(dx_1) \quad (\text{III.49})$$

avec l'équivalent de l'hypothèse de Taylor dans l'espace de Fourier $k = \frac{\omega}{\langle u \rangle}$, les densités spectrales de puissance issues de l'anémométrie à fils chauds peuvent être présentées sous la forme de densités spectrales de puissance unidimensionnelles :

$$E_{u_i u_j}(k) = \langle u \rangle \Psi_{u_i u_j}(\omega) \quad (\text{III.50})$$

avec $u_i = u, v$ ou w .

La densité spectrale de puissance $\Psi_{u_i u_j}(\omega)$ d'un signal stationnaire et ergodique est estimée par :

$$\Psi_{u_i u_j}(\omega) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \tilde{u}_i^*(\omega) \tilde{u}_j(\omega) \quad (\text{III.51})$$

où $\tilde{u}_k(\omega)$ est la transformée de Fourier de la séquence de durée T du signal $u_k(t)$. L'estimation de la densité spectrale de puissance par cette méthode n'est pas sans inconvénient. En effet, une séquence de durée T se traduit mathématiquement par le produit simple dans l'espace physique du signal et d'une fenêtre rectangulaire de durée T . Dans l'espace de Fourier, ce produit simple devient un produit de convolution de la transformée de Fourier du signal et de la transformée de Fourier de la fenêtre rectangulaire. L'estimation de la densité spectrale de puissance du signal est donc biaisée. Lorsque la durée de la séquence augmente, la transformée de Fourier de la fenêtre rectangulaire tend vers une impulsion de Dirac et le biais de l'estimation de la densité spectrale de puissance diminue au détriment de sa variance. Pour diminuer cette variance, la séquence peut être décomposée en M sous-séquences de durée T/M (on peut même faire se chevaucher ces sous-séquences). La variance de la moyenne des M densités spectrales de puissance des sous-séquences est alors M fois plus faible que la variance de la densité spectrale de puissance de la séquence entière. Le biais sera d'autant plus petit que T/M sera grand, mais la variance sera d'autant plus petite que M sera grand. Un compromis doit être trouvé entre réduction de biais et réduction de variance. Dans cette étude, les densités spectrales de puissance moyennes ont été calculées à l'aide d'un algorithme de FFT avec environ 60 sous-séquences de 16384

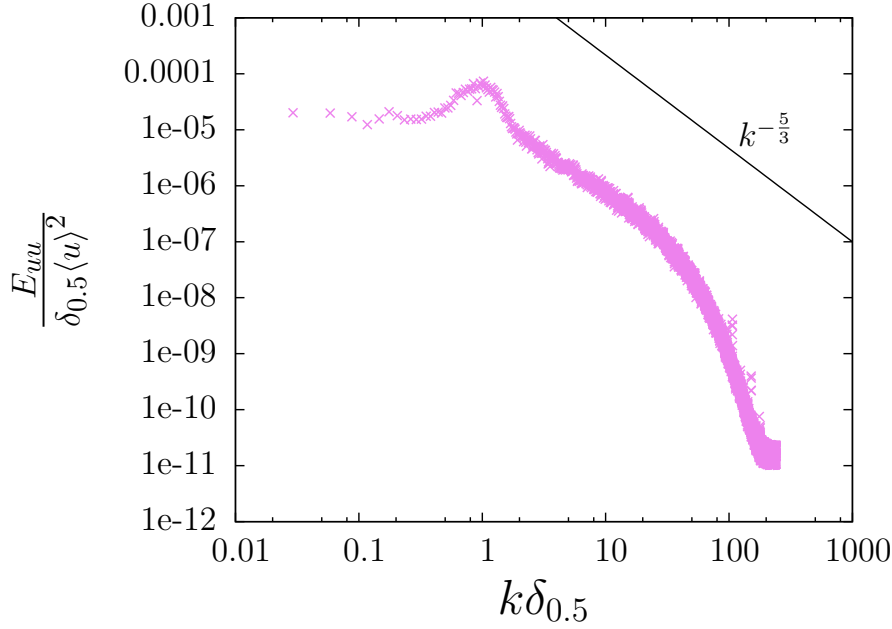


Figure III.33: Spectre de puissance de la composante longitudinale en $\frac{x}{H} = 20$ pour $r = 0.15$ et $Re_H = 15\,000$

échantillons et un chevauchement de 50%. En outre, la fenêtre rectangulaire a été remplacée par une fenêtre de Hanning afin de supprimer les discontinuités au bord dues à la périodicité du signal et de limiter le phénomène de Gibbs.

La figure III.33 présente la densité spectrale de puissance de la composante longitudinale en $\frac{x}{H} = 20$ pour $r = 0,15$ et $Re_H = 15\,000$. La représentation traditionnelle en log-log a été utilisée afin de mettre en évidence la loi de puissance en $-5/3$ de la zone inertielle. Cette densité spectrale de puissance présente un pic d'énergie relativement prononcé à petit nombre d'onde ($k\delta_{0,5} \sim 1$). Ce pic correspond à une fréquence caractéristique de l'écoulement, notée f_s , associée au nombre de Strouhal St défini par :

$$St = \frac{f_s \delta_{0,5}}{U_c}, \quad (\text{III.52})$$

avec U_c , une vitesse de convection. La description et l'analyse des résultats obtenus notamment sur l'axe du jet sont données dans la section qui suit.

6.4 Discussion sur les liens entre les échelles

Le nombre de Strouhal ainsi que les différentes échelles de Taylor, intégrales et de Kolmogorov ont été obtenus à l'aide de mesures résolues en temps. Pour les échelles spatiales, l'hypothèse de Taylor a été utilisée en choisissant la vitesse de convection U_c comme la vitesse moyenne locale de l'écoulement. Pour le nombre de Strouhal, grandeur spécifique aux grandes structures tourbillonnaires, la vitesse de convection $U_c = U_e + \gamma U_b$ définie dans l'hypothèse d'épanouissement de la section 2.2.3 a été utilisée. Par souci de cohérence, nous avons préféré utiliser la valeur de γ que nous avons obtenue dans la section 3.5 ($\gamma = 0,5$) plutôt que celle utilisée généralement dans la littérature ($\gamma = 1$), notamment pour les configurations de jet sans co-courant ($r = 0$).

Les figures III.34, III.35 et III.36 présentent les densités spectrales de puissance des trois composantes de vitesse en un point de mesure de la région pleinement développée ($\frac{x}{H} = 20$) des 11 configurations explorées. Le nombre de Strouhal ainsi que les différentes échelles de Taylor, intégrales et de Kolmogorov de la configuration $(r; Re_H) = (0, 15; 15\,000)$ ont été reportés sur ces figures. L'énergie du bruit mesure que l'on peut évaluer au-delà de la fréquence de Kolmogorov est suffisamment faible pour permettre de résoudre une gamme d'échelles qui s'étend des grandes échelles très énergétiques jusqu'aux échelles de Kolmogorov. Les grandes échelles auxquelles l'énergie est manifestement injectée correspondent à la fréquence de Strouhal. Elles ne sont pas représentatives de la taille des structures tourbillonnaires, mais plutôt de la distance moyenne qui les sépare. La zone inertielle débute après l'échelle intégrale et s'étend à une échelle plus petite que l'échelle de Taylor qui semble donc surestimée avec notre méthode de calcul pourtant assez courante.

Évolution du nombre de Strouhal

En considérant une succession régulière de grosses structures tourbillonnaires relativement figées et convectées par l'écoulement moyen, le passage de ces structures explique l'apparition du pic de fréquence sur les densités spectrales de puissance (figures III.34, III.35 et III.36). Cette fréquence est caractéristique de la séparation temporelle ou spatiale (*via* l'hypothèse de Taylor) de ces structures tourbillonnaires. Elle correspond à la période de l'oscillation observée sur les coefficients de corrélation des figures III.29, III.30 et III.31.

Les figures A.43 et A.44 (extrait figure III.37) superposent les profils du nombre de Strouhal St en fonction de $\left[\frac{y}{\delta_{0,5}}\right]$ et en différentes stations $\left[\frac{x}{H}\right]$. Les résultats sont assez dispersés mais ils montrent clairement des valeurs élevées au niveau des couches cisailées, de part et d'autre du cône potentiel, et un niveau plus faible et plat en aval.

III.6 Échelles caractéristiques de l'écoulement

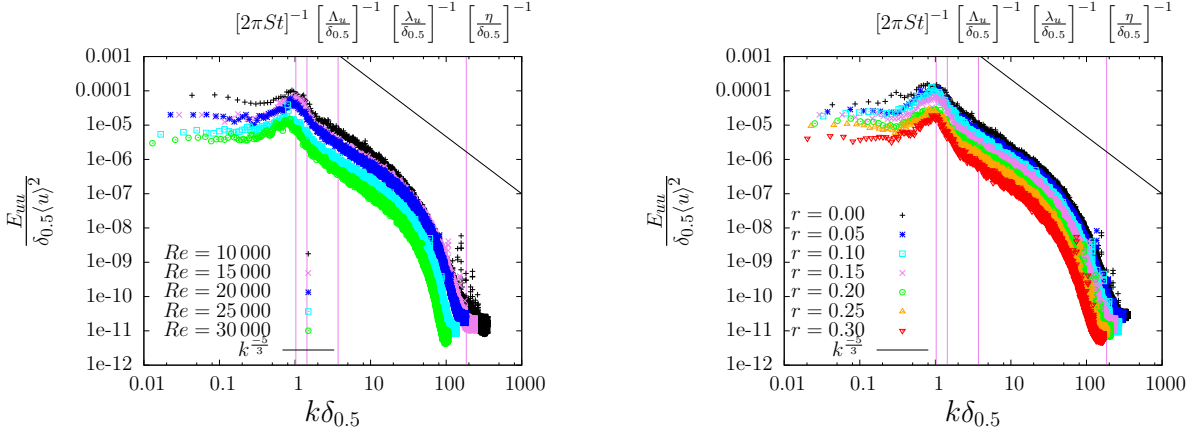


Figure III.34: Spectre de puissance de la composante longitudinale en $\frac{x}{H} = 20$ pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15000$ (à droite).

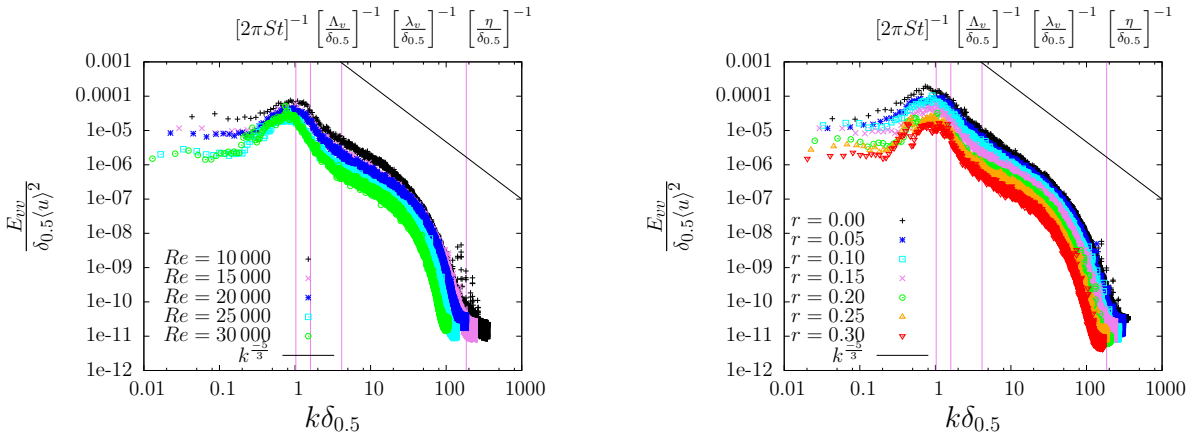


Figure III.35: Spectre de puissance de la composante normale en $\frac{x}{H} = 20$ pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15000$ (à droite).

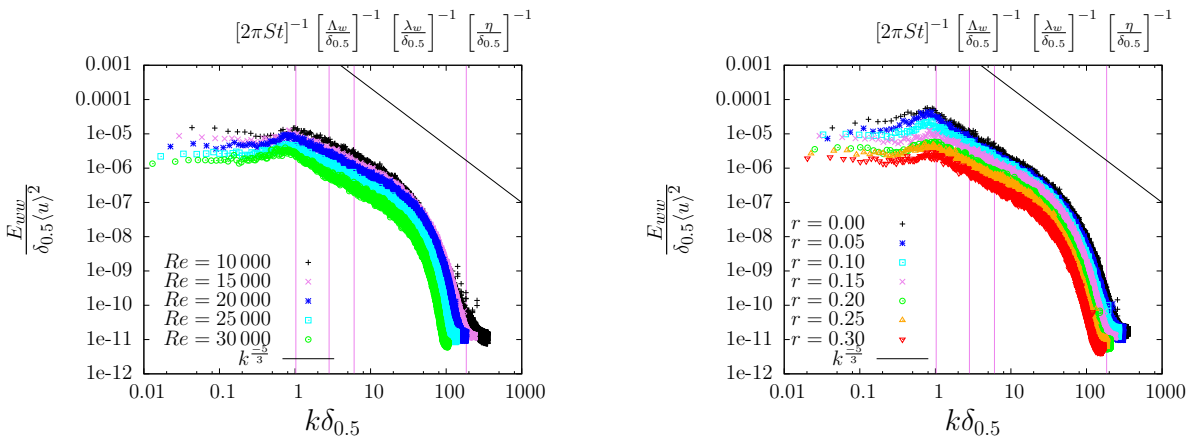


Figure III.36: Spectre de puissance de la composante transversale en $\frac{x}{H} = 20$ pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re_H = 15000$ (à droite).

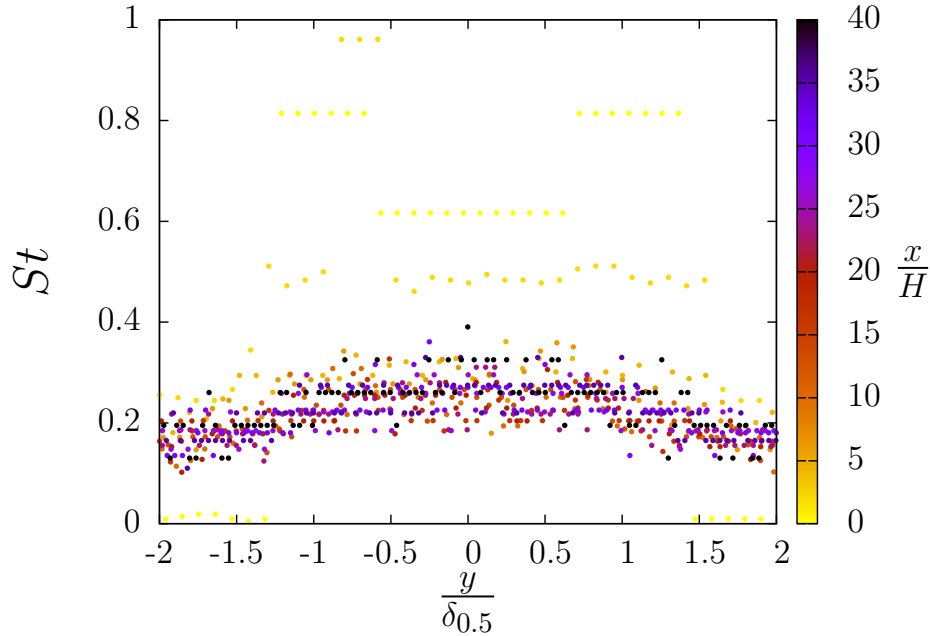


Figure III.37: Extrait des figures A.43 et A.44 pour $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$: Distribution des profils de St en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$.

La figure III.38 présente l'évolution sur l'axe du jet du nombre de Strouhal. La dispersion déjà constatée des résultats peut s'expliquer par la présence non pas d'un pic de fréquence, mais d'une large bosse peu prononcée et propice à l'incertitude. Cette bosse peut être observée sur les densités spectrales de puissance des figures III.34, III.35 et III.36 vers $k\delta_{0.5} \sim 1$. L'impact du nombre de Reynolds et du rapport de vitesse est dans ce contexte assez difficile à saisir. Néanmoins, les valeurs obtenues dans le cône potentiel diffèrent de celles obtenues dans la région pleinement développée.

Dans les couches cisailées de la région du cône potentiel, Sato [46] montre que les tourbillons de Kelvin-Helmholtz peuvent apparaître de façon symétrique ou antisymétrique (voir chapitre I, section 3, figure I.11). Le mode symétrique se produit pour des profils de vitesse en sortie de jet plutôt uniformes et le mode antisymétrique pour des profils plutôt paraboliques. La fréquence associée au passage de ces tourbillons est la même pour ces deux modes. Toutefois, l'agencement de ces tourbillons conduit sur l'axe du jet à une fréquence plus faible pour le mode antisymétrique que pour le mode symétrique. Deo *et al.* [68] confirment l'existence de ces deux modes et leur impact sur la forme des densités spectrales de puissance sur l'axe du jet. En revanche, ils déduisent de leurs résultats que le mode du jet dans la région du cône potentiel est

III.6 Échelles caractéristiques de l'écoulement

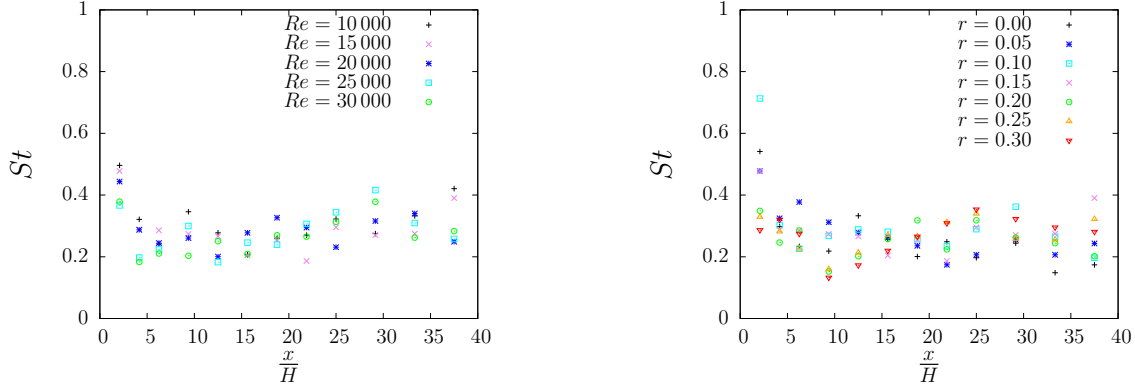


Figure III.38: Évolution le long de l'axe du jet du nombre de Strouhal $St = \frac{f_s \delta_{0,5}}{\langle u \rangle}$ pour $r = 0, 15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite).

en partie piloté par le nombre de Reynolds. Le mode prépondérant est antisymétrique à $Re_H = 1\,500$ et symétrique à $Re_H > 7\,000$ et les deux modes coexistent pour $Re_H < 7\,000$. Le nombre de Strouhal des modes symétriques et antisymétriques, notés respectivement St_s et St_a , ont été mesurés dans la région du cône potentiel dans différentes études (en utilisant $\langle u \rangle_{axe}$ comme vitesse de convection, soit $\gamma = 1$). Sato [46] obtient $St_s = 0,23$ et $St_a = 0,14$ pour $Re_H = 1\,500 - 8\,000$. Namer et Ötügen [63] n'observent qu'un seul pic de fréquence correspondant au mode symétrique avec $St_s = 0,273$ pour $Re_H = 1\,000 - 6\,000$. Deo *et al.* [68] notent une légère augmentation des deux nombres de Strouhal pour $Re_H = 1\,500 - 7\,000$ avec $St_s = 0,12 - 0,14$ et $St_a = 0,19 - 0,22$ puis une stabilisation pour $Re_H = 10\,000 - 16\,500$ avec $St_s = 0,22$. D'après ces différents travaux, la forme du profil de vitesse en sortie de jet (« chapeau haut-de-forme ») et la gamme des nombres de Reynolds étudiée ($Re_H = 10\,000 - 30\,000$) dans notre étude plaident en faveur du mode symétrique dans la région du cône potentiel. Sur la figure III.38, les valeurs du nombre de Strouhal obtenues dans la région du cône potentiel, bien que dispersées, sont d'environ 0,4 avec $\gamma = 0,5$ (équivalent à 0,2 avec $\gamma = 1$), ce qui correspond en effet au mode symétrique. La forte dispersion constatée à cette position peut également s'expliquer par la définition utilisée du nombre de Strouhal. Plus précisément, les couches cisailées de la région du cône potentiel sont des couches de mélanges dont les caractéristiques (vitesse de convection U_c et épaisseur δ) ne sont pas celles du jet, d'où une dépendance possible avec Re_H et r .

Dans la région pleinement développée, la fréquence de Strouhal correspond au battement du jet et donc à un mode antisymétrique. Antonia *et al.* [43] ($Re_H = 7\,200$) et Cervantes et Goldschmidt [44] ($Re_H = 8\,000 - 15\,000$) obtiennent un nombre de Strouhal de 0,11 alors que

Goldschmidt et Bradshaw [42] ($Re_H = 26\,000$) obtiennent un nombre de Strouhal de 0,05. Deo *et al.* [68] trouvent un nombre de Strouhal qui varie de 0,05 à 0,11 quand le nombre de Reynolds augmente de 1 500 à 16 500. Ces résultats ont été obtenus pour un jet plan sans co-courant. Dans cette étude, cette configuration sans co-courant correspond à $(r; Re_H) = (0; 15\,000)$ pour laquelle $St \simeq 0,2$ avec $\gamma = 0,5$ (équivalent à 0,1 avec $\gamma = 1$), soit une valeur tout à fait conforme à ces travaux.

Évolution des échelles spatiales

Les figures III.39, III.40 et III.41 présentent l'évolution le long de l'axe du jet des échelles de Kolmogorov, des micro-échelles de Taylor et des échelles intégrales. Pour toutes les configurations, les échelles de Kolmogorov et les micro-échelles de Taylor diminuent rapidement par rapport à l'épaisseur du jet le long de l'axe. En revanche, les échelles intégrales semblent croître à une vitesse quasiment identique à l'expansion du jet (rapport échelle intégrale/épaisseur du jet relativement constant malgré une dispersion certaine). Ce résultat est assez cohérent avec l'idée de grosses structures tourbillonnaires dont la taille est de l'ordre de la largeur du jet et qui sont agencées en alternance de part et d'autre de l'axe du jet de sorte à créer un battement caractérisé par la fréquence de Strouhal.

Si les échelles intégrales sont de l'ordre de l'épaisseur du jet, l'extension de la gamme des échelles de la turbulence jusqu'aux échelles Kolmogorov dépend du nombre de Reynolds caractéristique de cet écoulement. Les rapports entre les différentes échelles de la turbulence traduisent cette extension. Ces rapport peuvent être aisément établis en utilisant l'hypothèse d'un quasi-équilibre des tourbillons dans la cascade d'énergie de Kolmogorov (se référer à l'ouvrage de Tennekes et Lumley [88] par exemple). À partir des équations III.35, III.36 et III.37, on peut montrer que le rapport entre l'échelle de Kolmogorov et l'échelle intégrale dépend du nombre de Reynolds avec :

$$\frac{\eta}{\Lambda_u} \sim Re^{-\frac{3}{4}} \quad (\text{III.53})$$

À chaque position dans la zone de similitude, on peut associer les échelles locales $(U_b, \delta_{0,5})$ à partir desquelles on peut construire un nombre de Reynolds local, noté $Re_{\delta_{0,5}}$. La figure III.42 présente l'évolution du ratio $\frac{\eta}{\Lambda_u}$ en fonction du nombre de Reynolds local $Re_{\delta_{0,5}}$ pour toutes les configurations. Au-delà de $Re_{\delta_{0,5}} = 20\,000$, ce ratio semble ne dépendre que du nombre de Reynolds local et suit assez bien la loi de puissance en $-\frac{3}{4}$ prédite par la théorie. Rappelons que ce nombre de Reynolds local tend vers une valeur limite qui dépend de l'excès de quantité de mouvement et de la vitesse du co-courant. Le tableau III.1 de la sous-section 3.6 résume les valeurs de ces nombres de Reynolds limites lesquelles sont bien supérieures à celles atteintes

III.6 Échelles caractéristiques de l'écoulement

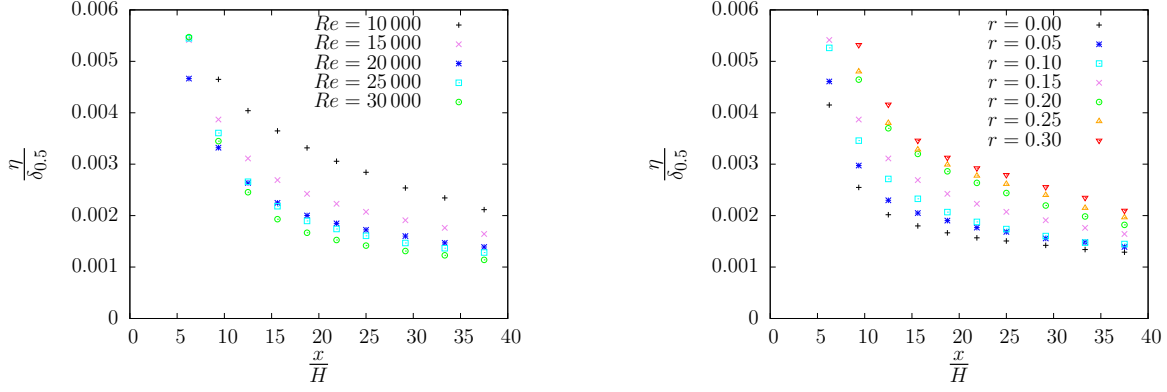


Figure III.39: Évolution le long de l'axe du jet de $\left[\frac{\eta}{\delta_{0,5}}\right]$ pour $r = 0, 15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite).

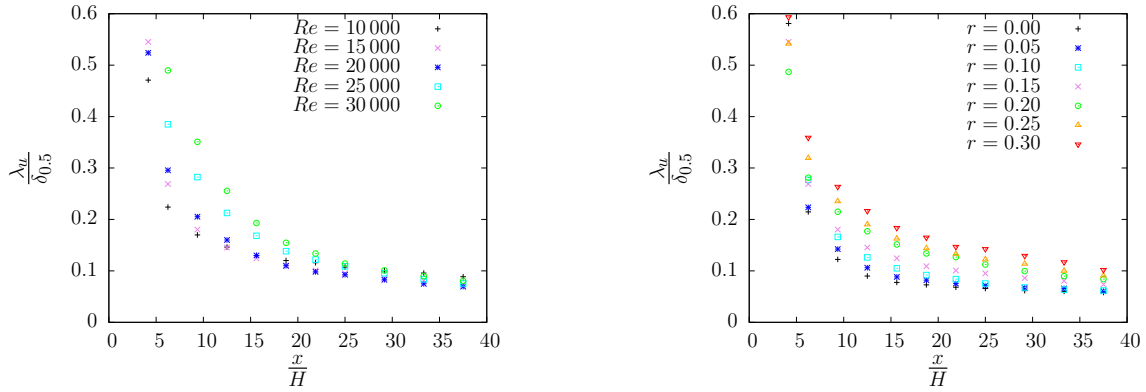


Figure III.40: Évolution le long de l'axe du jet de $\left[\frac{\lambda_u}{\delta_{0,5}}\right]$ pour $r = 0, 15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite).

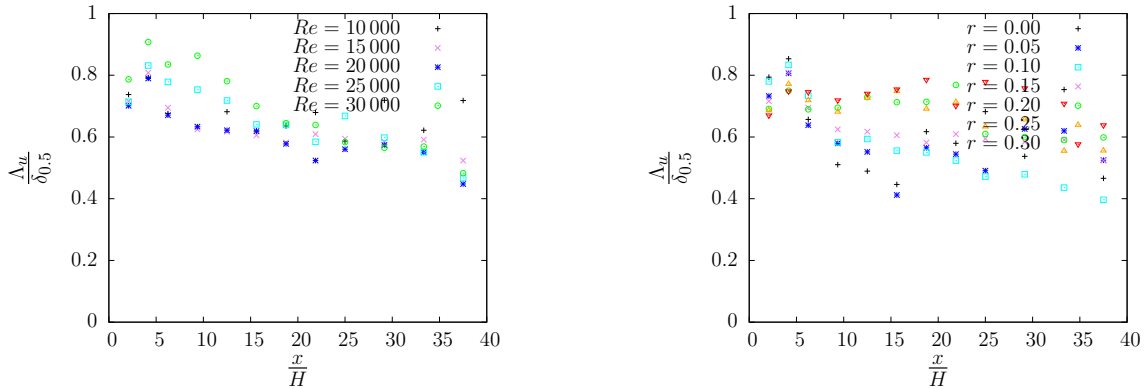


Figure III.41: Évolution le long de l'axe du jet de $\left[\frac{\Lambda_u}{\delta_{0,5}}\right]$ pour $r = 0, 15$ (à gauche) et $Re_H = 15\,000$ (à droite).

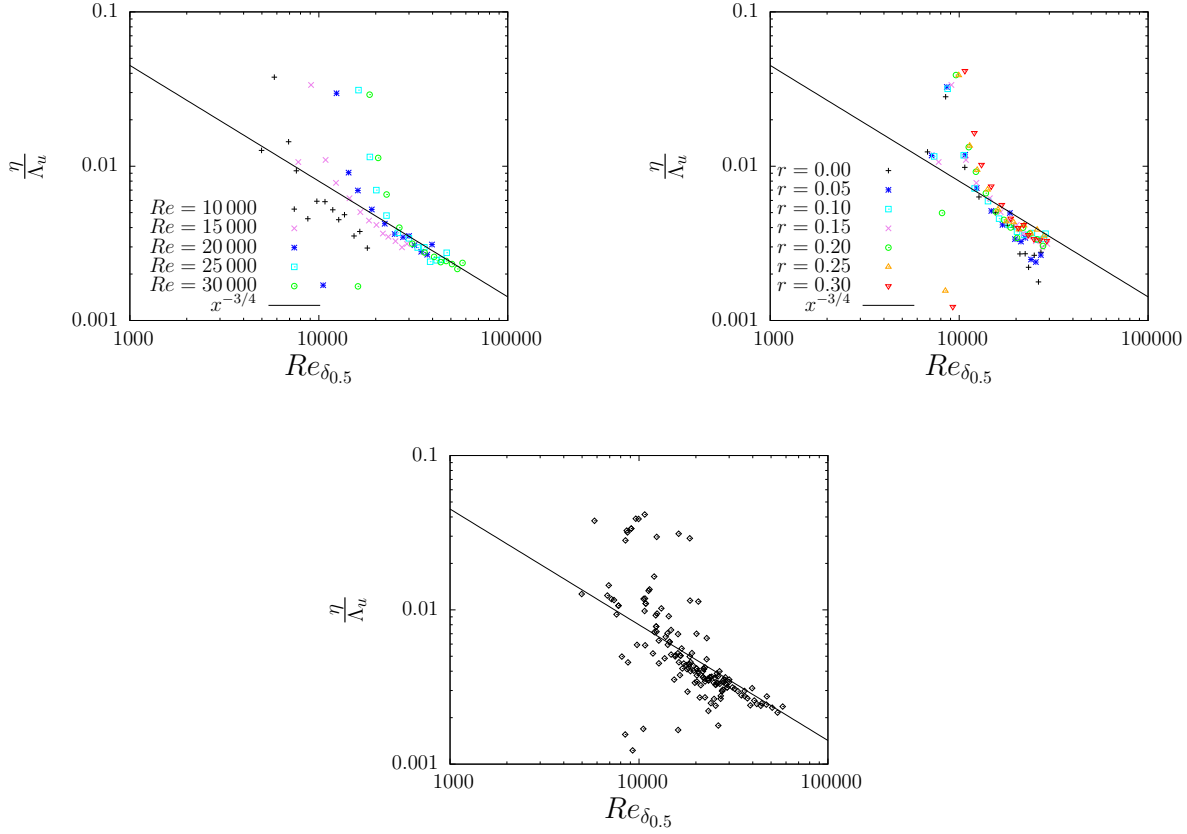


Figure III.42: Évolution du ratio $\frac{\eta}{\Lambda_u}$ en fonction du nombre de Reynolds local $Re_{\delta_{0,5}}$: À droite, pour $r = 0, 15$; À gauche, pour $Re_H = 15000$; En bas, pour toutes les configurations.

effectivement dans cette étude.

L'existence d'une description universelle du comportement du jet plan en co-courant dans la région de similitude lorsqu'on utilise les références globales d'échelles (U_e, θ) a été montrée pour l'expansion du jet et la décroissance de la vitesse moyenne (figure III.14) ainsi que pour l'intensité des fluctuations de vitesse (figure III.20). Cela signifie que les caractéristiques d'un jet plan en co-courant ne dépendent que de la position $\frac{x}{\theta}$, quelles que soient les conditions génératrices. À cette position, les échelles intégrales sont données par l'épaisseur du jet (et donc par le modèle relatif à l'expansion du jet) et les échelles de Kolmogorov par la théorie lorsque l'on exprime ce rapport d'échelle en fonction du nombre de Reynolds local.

Chapitre IV

Étude exploratoire de l'influence de la température sur l'écoulement

En introduction de la thèse, nous avons expliqué que cette étude est motivée par le besoin de connaissances précises sur les rideaux d'air séparateurs d'ambiance, en propreté et en température, pour la maîtrise des ambiances locales dans l'industrie agroalimentaire et plus largement dans le domaine de la sécurité sanitaire des aliments. L'utilisation des rideaux d'air pour la séparation d'ambiance est due à leur capacité à entraîner leur environnement. Les ambiances de part et d'autre du rideau sont aspirées et le mélange de ces 2 ambiances reste circonscrit au jet plan le long de son épanouissement. Dans le cas de la séparation d'ambiance pour le confinement en température, la convection naturelle peut jouer un rôle important dans la dynamique des écoulements. Après l'établissement, dans le chapitre précédent, d'un modèle d'évolution pour le jet plan en co-courant isotherme, il nous paraît donc important d'aborder dans ce dernier chapitre l'étude de l'influence de la température sur le comportement d'un jet plan chaud ou froid par rapport à la température du flux uniforme en co-courant dans lequel il se développe. La Vélocimétrie par Image de Particules a été utilisée comme une approche exploratoire permettant d'apporter des premiers résultats sur l'influence de la température sur la cinétique de l'écoulement dans la soufflerie de jet plan de l'Irstea. Il a ainsi pu être mesuré non pas les quantités statistiques relatives à la température, mais l'effet de la température sur les quantités statistiques relatives à la vitesse. Les différentes campagnes de mesure effectuées par PIV ont été décrites en détail dans la section 5 du chapitre II. Le tableau IV.1 rappelle les configurations mises en œuvre dans ces campagnes (tableau identique au tableau II.3)

La figure IV.1 présente des exemples de cartographies de quantités statistiques moyennes, obtenues pour la configuration isotherme $Re = 15\,000$ et $r = 0, 15$. Ces cartographies moyennes de grandes tailles ($7H \times 36H$, soit $350 \times 1800\text{ mm}^2$) résultent de l'assemblage de cartographies moyennes provenant de 3 caméras juxtaposées et déplacées en 12 positions successives le long

Chapitre IV. Étude exploratoire de l'influence de la température sur l'écoulement

Re_H	r	U_e (m/s)	U_j (m/s)	$(\Delta\theta = \theta_j - \theta_e)$ ($^{\circ}C$)
0	1	1,50	1,50	0
0	1	1,50	1,50	-20
0	1	1,50	1,50	+20
15 000	0,05	0,25	5,13	0
15 000	0,15	0,86	5,73	0
15 000	0,15	0,86	5,73	-20
15 000	0,15	0,86	5,73	+20
15 000	0,25	1,62	6,50	0
30 000	0,15	1,72	11,47	0

TAB. IV.1: Paramètres de contrôle pour les expériences réalisées par PIV.

de l'axe du jet. On peut y observer l'épanouissement du jet et la décroissance de la vitesse sur l'axe, le double pic d'intensité sur les tensions de Reynolds et la région du cône potentiel, avec un comportement de type couche de mélange pour les deux couches cisillées. On y retrouve également la région de similitude, avec un comportement de type jet/sillage pour le jet plan en co-courant.

Après un bref rappel sur le transport de scalaire dans les écoulements cisillés, les mesures CTA et PIV seront confrontées au travers des profils transversaux et de l'évolution de quelques grandeurs statistiques pour une configuration d'écoulement donnée $(r; Re_H) = (0, 15; 15\,000)$. L'influence de la température sur cette configuration de jet, puis sur une configuration « isocinétique » sera ensuite discutée.

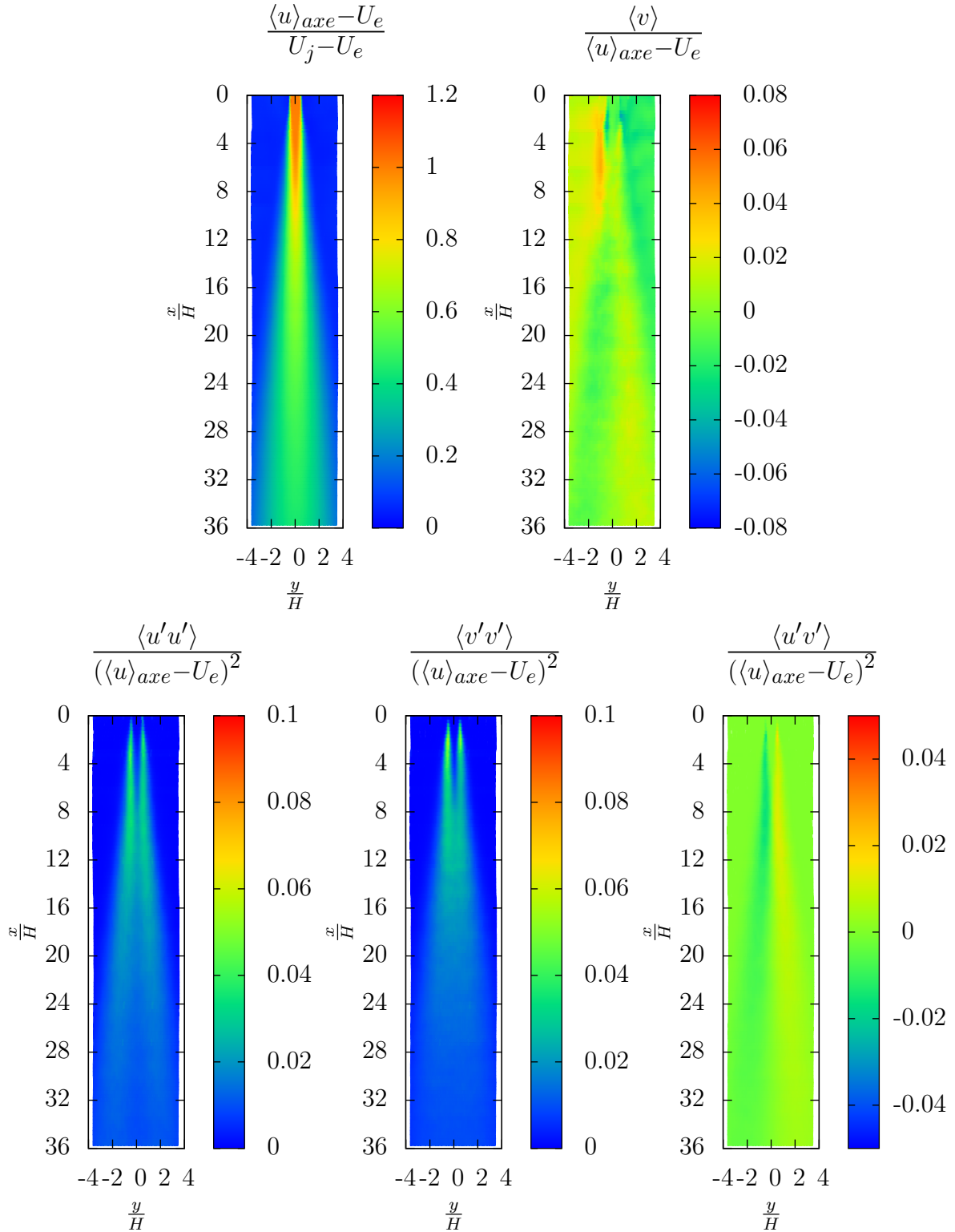


Figure IV.1: Cartographies de quantités statistiques moyennes pour la configuration $Re = 15\,000$ et $r = 0, 15$ (mesure par PIV, cas isotherme).

1 Transport de scalaire dans les écoulements cisailés et nombre de Richardson

Cette section n'est pas une bibliographie exhaustive sur ce vaste sujet. Elle se propose simplement de rappeler quelques définitions utiles pour la compréhension des phénomènes de transfert turbulent de la chaleur dans les écoulements cisailés, et donc pour l'analyse de l'influence de la température dans l'écoulement étudié ici.

1.1 Approximation de Boussinesq

L'approximation de Boussinesq peut être utilisée dans certaines conditions d'écoulement. Le nombre de Mach doit être petit devant l'unité. Les variations relatives de masse volumique doivent être petites.

Suivant cette approximation, La masse volumique peut être considérée constante sauf dans le terme des équations de Navier-Stokes correspondant aux forces de gravité. Les variations relatives de masse volumique sont principalement dues aux effets des variations de température, les effets des variations de pression étant négligeables.

En désignant par Θ_0 la température absolue la plus basse, en Kelvin, et ρ_0 la masse volumique correspondante, on peut écrire :

$$\rho = \rho_0(1 - \beta(\Theta - \Theta_0)), \quad (\text{IV.1})$$

avec $\beta = \frac{1}{\Theta}$, le coefficient de dilatation pour un gaz parfait.

1.2 Équation de transport de l'énergie cinétique turbulente

En utilisant l'approximation de Boussinesq dans les équations de Navier-Stokes, il apparaît dans l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente [I.18](#) un terme supplémentaire

IV.1 Transport de scalaire dans les écoulements cisailés et nombre de Richardson

relatif au travail des forces de gravité. L'équation complète s'écrit :

$$\frac{\partial \langle k' \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle k' \rangle}{\partial x_j} = \begin{cases} -\langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} & \text{I} \\ -\left(\frac{\partial \langle k' u'_j \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p' u'_j \rangle}{\partial x_j} \right) & \text{II} \\ +\nu \frac{\partial^2 \langle k' \rangle}{\partial x_j \partial x_j} & \text{III} \\ -\nu \left\langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right\rangle & \text{IV} \\ -\beta g_j \langle u'_j \theta' \rangle & \text{V} \end{cases} \quad (\text{IV.2})$$

Le travail des forces de gravité est représenté par le terme supplémentaire (v). Les composantes du vecteur gravité sont désignées par g_j . Les autres termes restent inchangés par rapport à l'équation I.18. Pour rappel, le terme de gauche représente la variation totale de l'énergie cinétique turbulente. Le terme (I) représente la production de turbulence par le transfert d'énergie de l'écoulement moyen à l'écoulement fluctuant. Le terme (II) désigne la diffusion turbulente. Il correspond au transport de l'énergie cinétique turbulente par les fluctuations de vitesse et au transfert d'énergie cinétique turbulente par l'interaction de la pression et des vitesses fluctuantes. Le terme (III) est la diffusion moléculaire de l'énergie cinétique turbulente par la viscosité. Le terme (IV) est la dissipation de l'énergie cinétique turbulente sous forme de chaleur par les forces visqueuses.

1.3 Équation de transport de la variance des fluctuations de température

En employant la même démarche que pour l'équation de transport précédente, l'équation de transport de la variance des fluctuations de température peut être établie. Elle s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\langle \frac{1}{2} \theta'^2 \right\rangle + \langle u_j \rangle \frac{\partial}{\partial x_j} \left\langle \frac{1}{2} \theta'^2 \right\rangle = \begin{cases} -\langle u'_j \theta' \rangle \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial x_j} & \text{I} \\ -\frac{\partial}{\partial x_j} \left\langle \frac{1}{2} u'_j \theta'^2 \right\rangle & \text{II} \\ +k \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} \left\langle \frac{1}{2} \theta'^2 \right\rangle & \text{III} \\ -k \left\langle \frac{\partial \theta'}{\partial x_j} \frac{\partial \theta'}{\partial x_j} \right\rangle & \text{IV} \end{cases} \quad (\text{IV.3})$$

avec k , le coefficient de diffusion thermique. Tout comme l'énergie cinétique turbulente, la variation totale de l'intensité des fluctuations de température correspond aux contributions, de la production par l'interaction des flux de chaleur avec les gradients de la température moyenne (I), de la diffusion turbulente par les corrélations triples vitesse-température (II), de la diffusion moléculaire due aux phénomènes de conduction (III) et de la dissipation thermoconductive ou de la destruction par diffusion moléculaire (IV).

1.4 Nombre de Richardson

À ce stade, on peut introduire le **nombre de Richardson local de flux turbulent** Ri_f (Townsend [10] et Tennekes et Lumley [88]) défini comme le rapport entre les productions d'énergie cinétique turbulente par les forces de flottabilité et par les forces de cisaillement (respectivement les termes V et I de l'équation IV.2) :

$$Ri_f = \frac{\beta g_j \langle u'_j \theta' \rangle}{\langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j}}. \quad (\text{IV.4})$$

- Pour $Ri_f \simeq 0$, le régime est neutre en ce qui concerne les forces de flottabilité et la température peut être considérée comme un scalaire passif. L'intensité des fluctuations de la température est générée et maintenue principalement par le cisaillement de la température moyenne (terme I de l'équation IV.3) ;
- Pour $Ri_f \ll 0$, le régime est dit stratifié de manière instable et les forces de flottabilité participent à la création de la turbulence, donc à une augmentation de la production de l'énergie cinétique turbulente ;
- Pour $Ri_f \gg 0$, le régime est dit stratifié de manière stable, les forces de flottabilité constituent un terme de puits d'énergie turbulente. Elles convertissent l'énergie cinétique turbulente en énergie potentielle.

Les flux turbulents de chaleur $\langle u'_j \theta' \rangle$ et, dans une moindre mesure, de quantité de mouvement $\langle u'_i u'_j \rangle$ sont difficilement accessibles en pratique. En adoptant le modèle de diffusion de gradient simple de type Boussinesq pour les corrélations croisées, le nombre de Richardson local de flux turbulent peut s'exprimer comme une fonction des quantités moyennes :

$$Ri_f = \frac{k_t}{\nu_t} Ri. \quad (\text{IV.5})$$

avec k_t la diffusivité thermique turbulente, et ν_t la viscosité turbulente. Le **nombre de Richardson de gradient** Ri permet de caractériser l'influence des effets de gravité différentielle liée aux gradients de température dans le mélange turbulent. Il s'écrit :

$$Ri = \frac{g_j \beta \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial x_j}}{\left[\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \right]^2}. \quad (\text{IV.6})$$

Le nombre de Richardson de gradient caractéristique, en dessous duquel l'écoulement est considéré comme stable vis à vis des effets de gravité différentielle, est de l'ordre de 0,25.

2 Comparaison des deux métrologies PIV et CTA

La comparaison des deux métrologies au sens large est un travail considérable qui n'est pas le sujet de cette section. Nous souhaitons ici plus modestement comparer quelques résultats statistiques afin de confronter les mesures obtenues par les deux méthodes, le CTA¹ et la PIV² dans une configuration d'écoulement isotherme. Cette comparaison a pour objectif d'évaluer l'aptitude de la PIV à retrouver les différents comportements statistiques observés avec le CTA dans le chapitre précédent. Elle est un préalable à l'étude par PIV de l'effet de la température sur différentes configurations d'écoulement menée dans les deux sections qui suivent, le CTA classique étant inopérant en présence de gradient de température.

Il nous semble important de rappeler que, pour une utilisation « standard » dans des configurations d'écoulements tels que celles rencontrées dans cette thèse (grande dimension, faibles gradients de température et de vitesse), la PIV est une méthode de diagnostic optique :

- insensible à la température de l'écoulement ;
- non-intrusive ;
- avec un échantillonnage spatial élevé et temporel faible (par rapport aux échelles de l'écoulement) ;
- un volume de mesure généralement supérieur au mm ;
- dont l'étalonnage est relativement simple et indépendant de la gamme de vitesse considérée ;

et le CTA est une méthode de mesure :

- sensible à la vitesse et à la température de l'écoulement ;

¹voir chapitre II, section 4

²voir chapitre II, section 5

Chapitre IV. Étude exploratoire de l'influence de la température sur l'écoulement

- intrusive ;
- avec un échantillonnage spatial faible (mesure ponctuelle) et temporel élevé, pouvant atteindre plusieurs dizaines de kHz si nécessaire ;
- un volume de mesure généralement inférieur au mm ;
- dont l'étalonnage est relativement complexe.

Dans les expériences réalisées, le volume de mesure est beaucoup plus grand en PIV ($3,7 \times 3,7 \times 1 \text{ mm}^3$) qu'en CTA ($0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$) et le nombre d'acquisitions consécutives en un point de l'espace, pour une mesure de vitesse moyenne, est plus grand en CTA (500 000) qu'en PIV (2 048, mais avec des mesures indépendantes). On peut donc s'attendre à un effet d'intégration du volume de mesure et un défaut de convergence sur les quantités statistiques de turbulence mesurées par PIV.

La figure IV.2 compare les profils transversaux, obtenus par CTA et PIV, de quantités statistiques moyennes, calculées à la position $\frac{x}{H} = 25$, pour la configuration $Re = 15\,000$ et $r = 0,15$ sans différence de température. Les résultats obtenus sont très proches. On retrouve la forme gaussienne du profil de la vitesse moyenne longitudinale dont sont issues les variables d'adimensionnement locales ($U_b, \delta_{0,5}$). Le profil de la vitesse moyenne normale $\langle v \rangle$ est présenté en utilisant des échelles très dilatées. C'est une quantité difficile à mesurer car elle est très sensible aux erreurs absolues (en comparaison à des quantités moyennes basées sur des fluctuations de vitesse) et, dans notre cas, elle est également très petite, environ 4% de U_b soit de l'ordre de 10 cm/s . Pourtant, la forme et l'amplitude de la distribution obtenues en CTA sont bien retrouvées en PIV.

Les intensités des fluctuations de vitesse sont à des niveaux semblables dans le jet et sont très petites dans le flux uniforme environnant, suggérant un faible niveau de bruit de mesure dans les deux méthodes. Les profils CTA et PIV de la tension $\langle u'v' \rangle$ sont identiques. À noter qu'en PIV, les vitesses instantanées u et v sont mesurées quasiment indépendamment l'une de l'autre (à quelques effets près, comme par exemple la déformation de fenêtre pour ce type d'écoulement turbulent cisaillé avec des gradients de vitesses instantanées relativement isotropes), alors qu'en CTA leurs mesures résultent d'un découplage de leurs effets respectifs sur les tensions aux bornes des anémomètres (chapitre II, section 4). Compte tenu de ces difficultés techniques, le bon accord des mesures CTA et PIV sur la tension $\langle u'v' \rangle$ suggère un bon découplage des vitesses en CTA.

La figure IV.3 compare l'évolution, obtenue par CTA et PIV, des variables d'adimensionnement locales ($U_b, \delta_{0,5}$) et des tensions $\langle u'u' \rangle$ et $\langle v'v' \rangle$ sur l'axe du jet. Les évolutions des variables d'adimensionnement locales sont identiques. En revanche, les intensités de fluctuations de vitesse obtenues par PIV atteignent plus rapidement le plateau caractéristique de la

IV.2 Comparaison des deux métrologies PIV et CTA

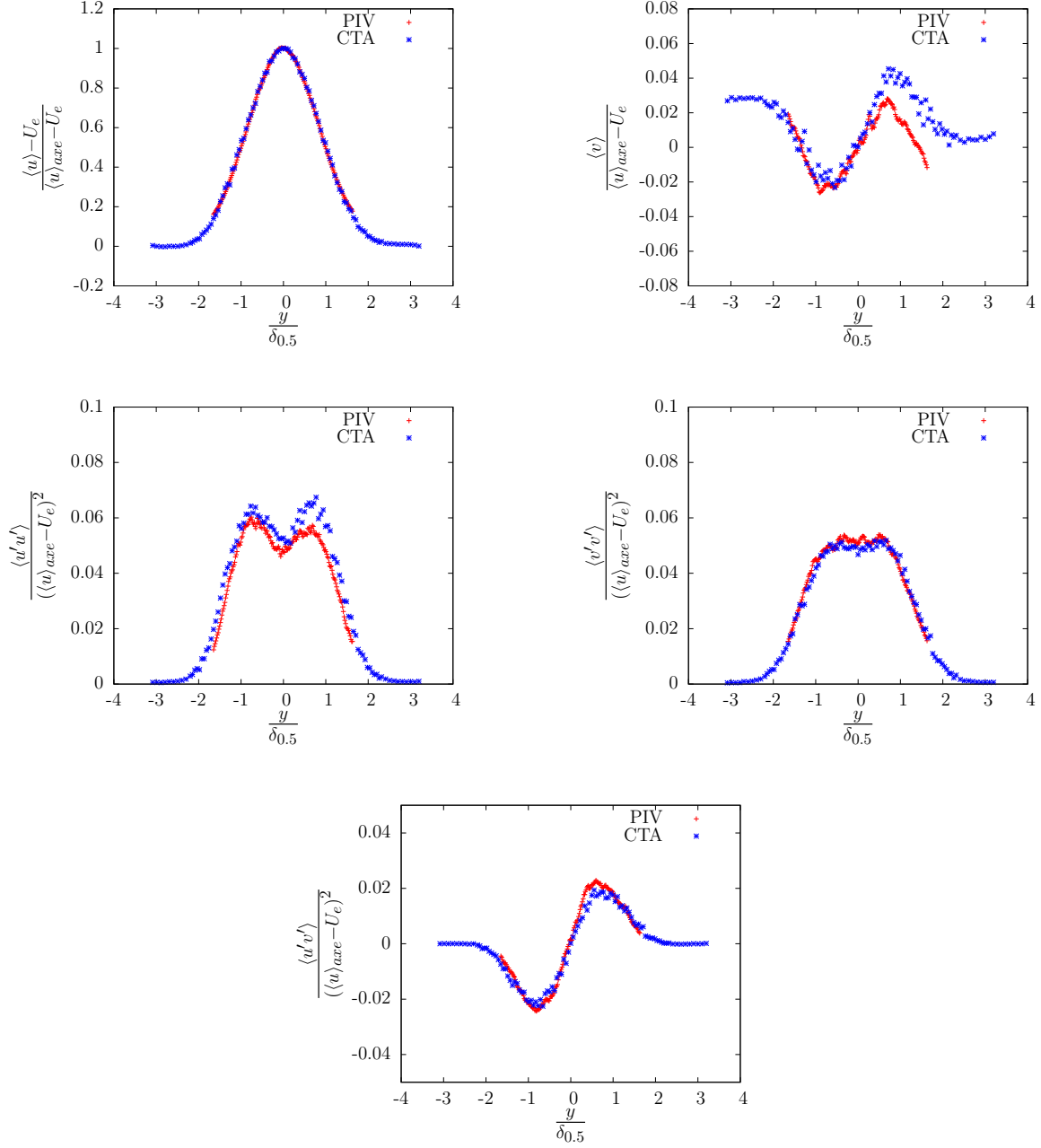


Figure IV.2: Comparaison PIV/CTA des profils transversaux de quantités statistiques moyennes calculés à la position $\frac{x}{H} = 25$ pour la configuration $Re = 15\,000$ et $r = 0,15$.

région de similitude, en particulier pour la composante v . La région dans laquelle l'écart entre PIV et CTA est significatif s'étend de 10 à $20H$. Elle correspond à la région de transition dans laquelle l'intensité des fluctuations (non-adimensionnée) est maximale. En CTA, il n'y a pas de raison particulière pour que les intensités de fluctuations soient sous-estimées dans cette

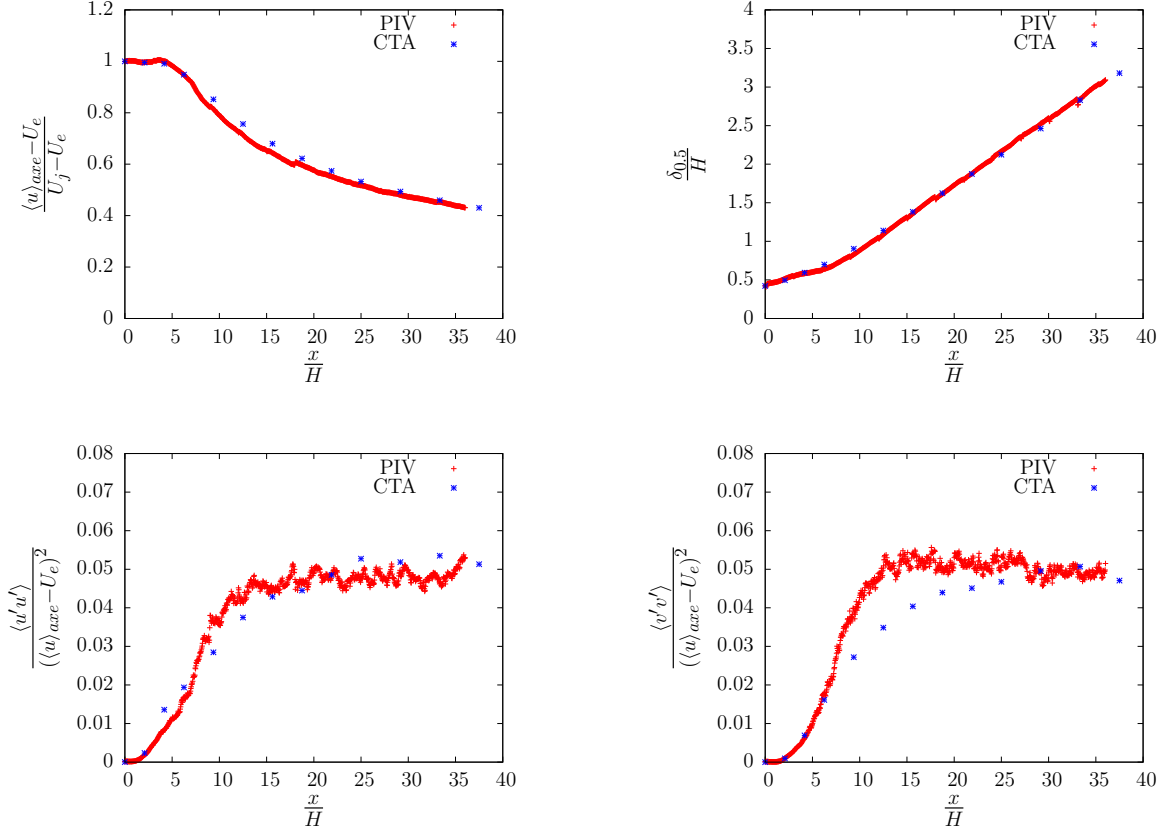


Figure IV.3: Comparaison PIV/CTA de l'évolution des variables d'adimensionnement locales ($U_b, \delta_{0,5}$) et des tensions $\langle u'u' \rangle$ et $\langle v'v' \rangle$ sur l'axe du jet pour la configuration $Re = 15\,000$ et $r = 0,15$.

région. Les erreurs aléatoires et les fluctuations de la composante transverse non-mesurées de la vitesse contribuent normalement plutôt à une sur-estimation des fluctuations de vitesses. Les erreurs de biais peuvent conduire à une sous-estimation mais plutôt pour des vitesses faibles, et donc plus en aval de l'écoulement. En PIV, la résolution spatiale insuffisante peut affecter la précision des mesures des fluctuations de vitesse. On peut supposer que le volume de mesure ($3,7 \times 3,7 \times 1\text{ mm}^3$) est trop grand dans cette région par rapport à la taille des échelles de la turbulence et des gradients locaux. Vers l'aval, la taille des échelles de la turbulence augmente globalement avec l'épanouissement du jet, et les gradients locaux diminuent globalement avec l'épanouissement du jet et la décroissance de la vitesse, de sorte que la résolution devient suffisante et que les mesures PIV rejoignent les mesures CTA.

Dans l'ensemble, on constate un bon accord entre les mesures CTA et PIV. La manière dont a été mise en œuvre la PIV permet donc de bien retrouver les comportements moyens mis en

évidence dans le chapitre précédent. La PIV peut donc être utilisée dans les deux sections qui suivent pour l'étude de l'effet de la température sur les comportements moyens de différentes configurations d'écoulement.

3 Effet de la température sur une configuration de jet en co-courant

L'influence de la température du jet plan sur son développement dans un flux uniforme de température différente est étudiée pour la configuration $(r; Re_H) = (0, 15; 15\,000)$. Les mesures PIV ont été réalisées pour un jet chaud ($\Theta_j - \Theta_e = +20\,K$), un jet froid ($\Theta_j - \Theta_e = -20\,K$) et un jet de même température ($\Theta_j - \Theta_e = 0$).

Les mesures disponibles dans cette étude ne permettent pas de calculer directement le nombre de Richardson local de flux turbulent Ri_f ou le nombre de Richardson de gradient Ri . Néanmoins, ce dernier peut être approché très simplement par :

$$Ri \sim g\beta \frac{\Theta_b \delta_u^2}{U_b^2 \delta_\theta} \quad (\text{IV.7})$$

où Θ_b et δ_θ sont les équivalents pour la température de U_b et δ_u^3 . Les lois de similitude de ces variables doivent permettre d'évaluer l'évolution longitudinale du nombre de Richardson de gradient. En supposant des lois semblables pour la température et pour la vitesse, du type sillage (c'est-à-dire U_b et $\Theta_b \sim x^{-\frac{1}{2}}$ et δ_u et $\delta_\theta \sim x^{\frac{1}{2}}$), le nombre de Richardson de gradient doit augmenter linéairement vers l'aval.

En sortie de jet, ce nombre peut être estimé par :

$$Ri \sim g\beta \frac{\Delta\Theta}{\Delta U^2} H. \quad (\text{IV.8})$$

Pour la configuration $(r; Re_H) = (0, 15; 15\,000)$, on a $\Delta U = 4,9\,m/s$, $\Delta\Theta = 20\,K$ et $H = 0,048\,m$, soit $Ri \sim 0,03$. Cette valeur est bien inférieure au seuil de 0,25 en dessous duquel la température est un simple scalaire passif. Cependant, le nombre de Richardson augmente vers l'aval et, à une certaine distance de la source, la flottabilité finira nécessairement par avoir une action significative sur l'écoulement.

La figure IV.4 compare l'évolution des variables d'adimensionnement locales ($U_b, \delta_{0,5}$) et des

³Par souci de cohérence, on note uniquement dans cette expression δ_u l'épaisseur du jet notée $\delta_{0,5}$ dans l'ensemble de la thèse.

tensions $\langle u'u' \rangle$ et $\langle v'v' \rangle$ sur l'axe du jet pour un jet froid, un jet chaud et un jet de même température avec $Re = 15\,000$ et $r = 0,15$. L'influence de la température n'apparaît pas de façon très nette. La décroissance de la vitesse du jet ne semble pas affectée par la température du jet. Elle n'est pas plus rapide pour le jet chaud ou plus lente pour le jet froid du fait de la flottabilité. L'épanouissement semble légèrement plus rapide pour le jet chaud et plus lent pour le jet froid par rapport au cas isotherme, ce qui va dans un sens logique, mais de manière très peu sensible. L'intensité des fluctuations dans la région de similitude semble légèrement plus forte pour le jet froid que pour le jet chaud. Ces différences de comportement ne sont pas très grandes ni cohérentes avec le caractère stable du jet froid et instable du jet chaud. Il semble donc peu légitime de tenter de leur attribuer une sens physique. Comme attendu à partir de l'estimation du nombre de Richardson de gradient, la température semble donc se comporter comme un scalaire passif dans la gamme étudiée de vitesse, de température et d'étendue du jet plan.

4 Effet de la température sur une configuration isocinétique

Dans les applications spécifiques de l'équipe ACTA sur le contrôle de la température dans des zones localisées et ouvertes d'ambiances industrielles, les phénomènes dynamiques sont largement conditionnés par la thermique (faibles vitesses et forts gradients de température, par exemple en réfrigération localisée par jets d'air ou en confinement dynamique d'enceintes froides). Une première étude mérite donc d'être menée pour une configuration d'écoulement avec un nombre de Richardson élevé. Le choix s'est porté sur une configuration isocinétique d'écoulement pour laquelle le flux central débouche dans un flux co-courant de même vitesse, mais de température différente. Le nombre de Richardson, tel que défini par l'équation IV.8, est infini à la rencontre des flux. L'effet du différentiel de température sur l'évolution du flux central est étudiée dans cette configuration isocinétique. Les trois flux ont des vitesses identiques en sortie ($U_j = U_e = 1,5\text{ m/s}$). Les mesures PIV ont été réalisées pour un flux central chaud ($\Theta_j - \Theta_e = +20\text{ K}$), un flux central froid ($\Theta_j - \Theta_e = -20\text{ K}$) et un flux de même température (écoulement totalement uniforme).

Pour étudier l'importance relative des forces de flottabilité, le nombre de Richardson n'est toutefois pas adapté, du moins avant l'apparition de gradients latéraux de vitesse. Dans ce cas, nous lui préférons un nombre de Froude réduit Fr basé sur une vitesse de convection suivant

IV.4 Effet de la température sur une configuration isocinétique

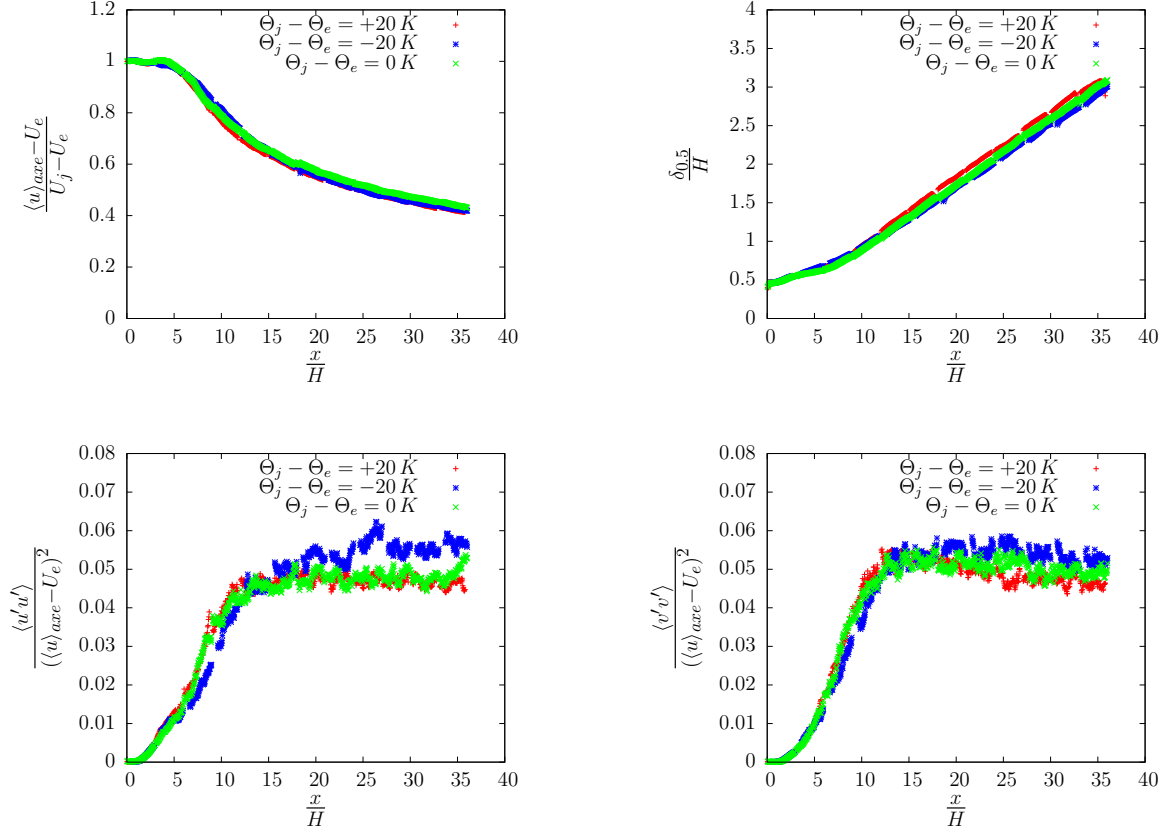


Figure IV.4: Effet de la température du jet sur l'évolution des variables d'adimensionnement locales (U_b , $\delta_{0,5}$) et des tensions $\langle u'u' \rangle$ et $\langle v'v' \rangle$ sur l'axe du jet pour la configuration $Re = 15\,000$ et $r = 0, 15$.

une logique d'étude de panache. Il est défini par :

$$Fr = \frac{U_j}{\sqrt{g\beta\Delta\Theta}}. \quad (IV.9)$$

Les nombres de Richardson et de Froude ont des définitions très proches avec $Ri \sim Fr^{-2}$. En fonction du nombre de Froude réduit construit sur les échelles caractéristiques de l'écoulement, on peut distinguer trois régimes d'écoulements :

- Pour $Fr \simeq 1$, les forces de gravité différentielles ne sont pas le seul moteur de l'écoulement. On est dans le cas de la convection mixte (ou régime de convection mixte) ;
- Pour $Fr \ll 1$, l'écoulement se développe sous la seule influence des différences de masse volumique au sein du fluide ;
- Pour $Fr \gg 1$, on peut négliger l'influence des forces de gravité. On est alors dans le

Chapitre IV. Étude exploratoire de l'influence de la température sur l'écoulement

régime de convection forcée où les champs de vitesse et de température sont complètement découplés.

Pour la configuration étudiée avec $\Delta\Theta = 20 K$, on obtient $Fr \sim 1,8$ et l'évolution des flux centraux chaud et froid doit être différente.

La figure IV.5 présente les cartographies de la vitesse moyenne longitudinale pour les deux températures de flux centraux. Dans le graphe de gauche, le flux central est froid ($\Theta_j - \Theta_e = -20 K$). Dans le graphe de droite, le flux central est chaud ($\Theta_j - \Theta_e = +20 K$). La cartographie correspondant au cas isotherme (écoulement uniforme non présenté ici) a été retranchée à ces deux cartographies afin de supprimer un léger artefact donnant un gradient longitudinal de vitesse moyenne. Ces deux cartographies sont présentées adimensionnées par la vitesse U_e et l'épaisseur du jet H en sortie. On peut y observer que, sous l'action des forces de gravité, le flux central froid accélère et le flux central chaud décélère. L'examen des profils transversaux montre que ces profils sont gaussiens dans les deux cas (figure IV.6). Des variables d'adimensionnement locales ($U_b, \delta_{0,5}$) peuvent donc être extraites de ces profils, ainsi que la déviation de l'écoulement par rapport à l'axe de la soufflerie. Les cartographies présentées tiennent compte de ces déviations et l'écoulement est recentré sur l'axe du flux central. Cette déviation est négligeable pour le flux central froid qui reste bien dans l'axe de la soufflerie. En revanche, le flux central chaud est dévié vers la gauche, comme le montre le décalage des champs moyens sur la figure IV.5 de droite.

L'évolution de ces variables est représentée sur la figure IV.7 pour les deux températures de flux centraux. Dans le cas du flux central froid, l'expansion semble linéaire et l'accélération relativement constante. Dans le cas du flux central chaud, l'expansion semble également linéaire et la décélération relativement constante jusqu'à une certaine distance de la source, environ $\frac{x}{H} = 25$, puis ce comportement change brutalement. Ces comportements s'expliquent par le régime stable du jet froid et instable du jet chaud. Ils s'apparentent aux comportements des jets soumis aux forces de flottabilité ou de panaches disposant d'une quantité de mouvement initiale (voir Lee et Chu [12]). Pour ces écoulements, les forces de flottabilité deviennent prépondérantes à une certaine distance en aval et s'opposent ou contribuent au mouvement initial. Dans notre configuration d'écoulement, le flux central se développe dans le sens du mouvement initial lorsqu'il est froid (comme un panache de cheminée) et dans le sens contraire lorsqu'il est chaud (comme une fontaine).

Dans la gamme de vitesse ($[0, 5; 12] m/s$) et de température ($[5; 35] ^\circ C$) de cette thèse, la PIV permet de mettre en évidence des comportements de jet générés en grande partie par la thermique. Ce résultat apparaît comme un préalable à d'autres études à visée applicative à nombre de Richardson élevé (petit nombre de Froude) pour des configurations d'écoulement

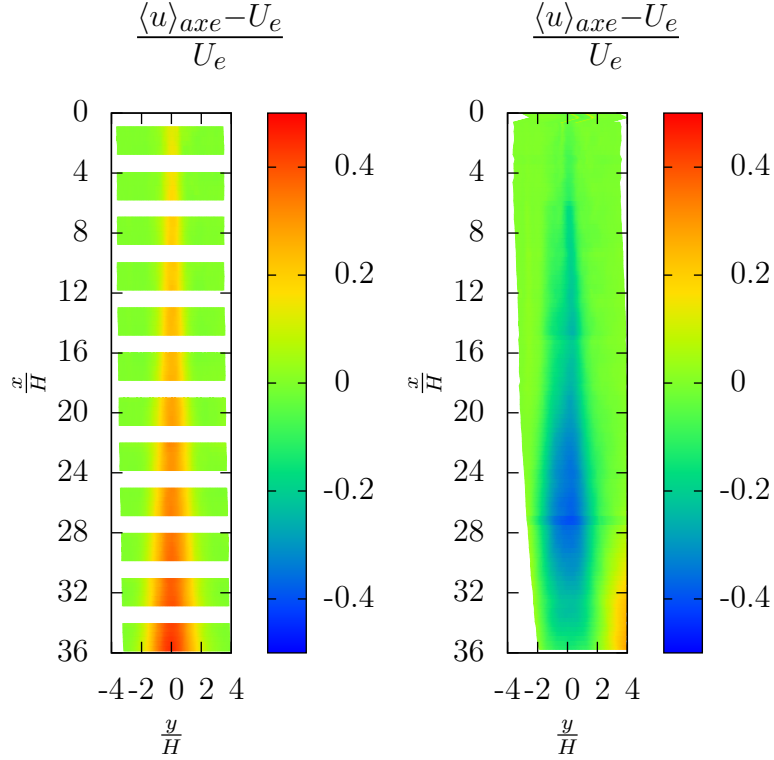


Figure IV.5: Cartographies de la vitesse moyenne longitudinale pour une configuration isocinétique ($U_j = U_e = 1,5 \text{ m/s}$) des trois flux : À gauche, flux central froid ($\Theta_j - \Theta_e = -20 \text{ K}$) ; À droite, flux central chaud ($\Theta_j - \Theta_e = +20 \text{ K}$).

impliquant des flux en co-courant avec gradient transversal de température.

5 Perspective d'étude par PCTA

L'anémométrie à fil chaud à surchauffe variable paramétrable (PCTA), développée en collaboration avec l'Institut Pprime (Joël Delville, inventeur d'un nouveau dispositif de mise en œuvre de la surchauffe variable [1–4]), n'a pas pu être utilisée dans cette thèse. L'intérêt de cette méthode originale, par rapport à des méthodes PIV ou CTA classiques, est de permettre d'accéder à la mesure simultanée de la température et de la composante longitudinale de la vitesse avec une sonde à un fil. De récents développements ont rendu opérationnelle l'utilisation de cette méthode de mesure avec une sonde à deux fils croisés. Ils ont ainsi permis la mesure simultanée de la température et de deux composantes de la vitesse (la composante longitudinale et normale à l'axe de la sonde).

Le PCTA a jusqu'à présent été mis en œuvre pour caractériser le transfert de chaleur

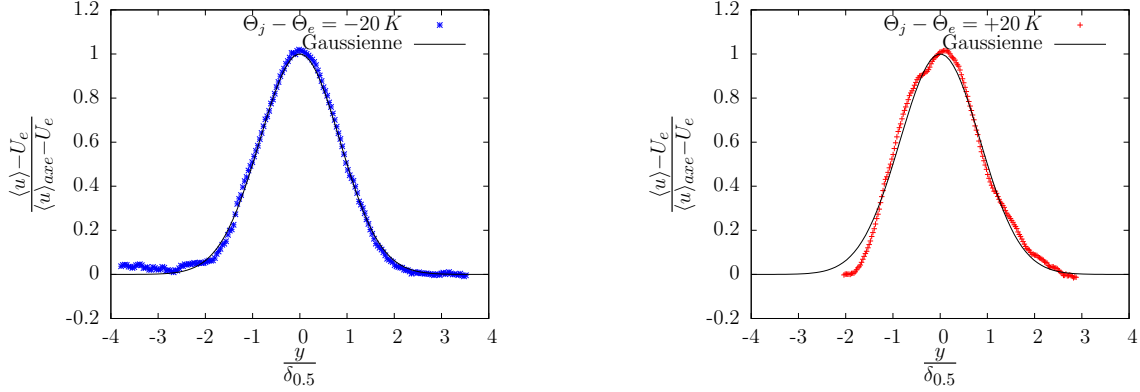


Figure IV.6: profils transversaux normalisés de la vitesse moyenne longitudinale calculés à la position $\frac{x}{H} = 23$: À gauche, flux central froid ; À droite, flux central chaud.

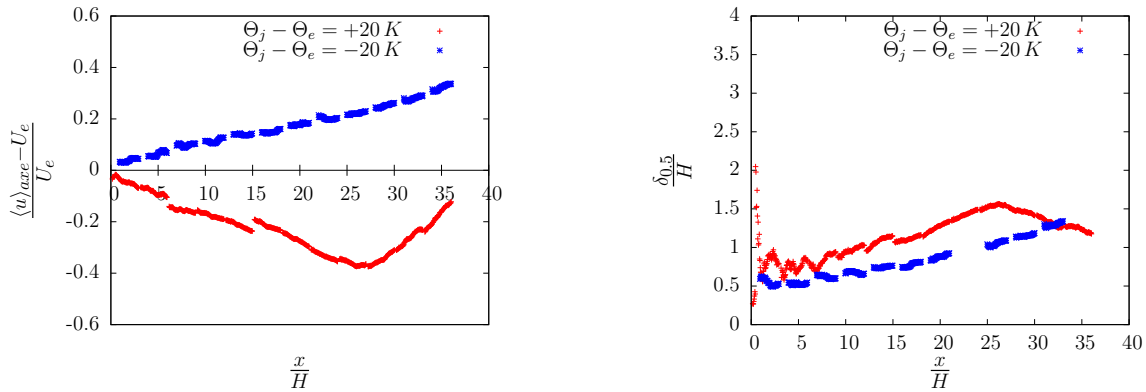


Figure IV.7: Effet de la température sur l'évolution des variables d'adimensionnement locales ($U_b, \delta_{0,5}$) pour la configuration isocinétique des 3 flux.

principalement dans la soufflerie de couche de mélange (thèses de M. Ndoye [1] (2008) et K. Sodjavi en cours). Il est envisagé à court terme de le mettre en œuvre dans la soufflerie de jet plan en l'associant à des mesures PIV. Ces deux écoulements sont des écoulements cisailés libres relativement semblables vis à vis des méthodes expérimentales à mettre en œuvre pour les étudier. Ils se distinguent, dans les souffleries de l'Irstea, par leur orientation par rapport à la gravité. La soufflerie de couche de mélange est horizontale et la soufflerie de jet plan est verticale. Cette différence d'orientation n'est pas sans conséquence sur la contribution des corrélations croisées de vitesse-température dans les équations de transport, ni sur la notion de stratification.

L'aptitude du PCTA à mesurer les profils moyens de vitesse et de température et des corréla-

tions croisées vitesse-température rend possible l'évaluation des différents termes des équations de transport précédemment décrites et donc l'étude de l'influence de la température sur ces équations de bilan. La validité de l'approximation de couche mince dans les écoulements cisailés conduit à la prépondérance des termes contenant des gradients transverses de vitesse ou de température moyenne. Il subsiste néanmoins dans le terme convectif (terme de gauche des équations de transport) les gradients longitudinaux. Dans la région de similitude, ces gradients sont mesurés classiquement dans le processus d'évaluation des grandeurs d'adimensionnement locales utilisées pour adimensionner ces équations de transport et obtenir les lois de similitude. Les lois de similitude du comportement en vitesse ont été établies dans le cas isotherme pour $(U_b, \delta_{0,5})$ au chapitre précédent. Les lois de similitude du comportement en vitesse et température n'ont en revanche pas pu être obtenues dans le cas anisotherme.

Par ailleurs, dans ces équations de transport, deux termes se dégagent par leur importance :

$$- \beta g_j \langle u'_j \theta' \rangle, \quad (\text{IV.10})$$

$$- \langle u'_j \theta' \rangle \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial x_j}. \quad (\text{IV.11})$$

Le premier est relatif au travail des forces de gravité (terme v de l'équation IV.2) et le second à la production de fluctuations de température par l'interaction des flux de chaleur avec les gradients de température moyenne (terme i de l'équation IV.3). Ces termes prennent des valeurs différentes selon l'orientation du flux et du gradient principal par rapport à la gravité.

Dans le cas d'un jet plan vertical et orienté vers le bas (comme le vecteur unitaire \vec{e}_x de l'axe x et le vecteur gravité \vec{g}), et se développant dans un flux uniforme de température différente, ces deux termes deviennent :

$$- \beta g \langle u' \theta' \rangle, \quad (\text{IV.12})$$

$$- \langle v' \theta' \rangle \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial y}. \quad (\text{IV.13})$$

Les signes de ces deux termes peuvent être obtenus par déduction simple des quadrants prépondérants dans les densités de probabilité jointes de (u', θ') et (v', θ') . Par exemple, sur l'axe du jet froid, la température est nécessairement croissante. Une fluctuation positive de la vitesse longitudinale ($u' > 0$) déplace la particule fluide à laquelle elle est attachée dans un milieu plus chaud. Elle est donc associée à une fluctuation de température négative ($\theta' < 0$). *A contrario*, une fluctuation négative de la vitesse longitudinale ($u' < 0$) est associée à une fluctuation de température positive ($\theta' > 0$). On en déduit ainsi que dans le cas d'un jet vertical froid, la

Chapitre IV. Étude exploratoire de l'influence de la température sur l'écoulement

corrélation $\langle u'\theta' \rangle$ est négative et le travail des forces de gravité est un terme puits. Avec des raisonnements similaires, on obtient que le travail des forces de gravité est un terme source (et donc de production) dans le cas d'un jet vertical chaud et un terme puits dans le cas d'un jet vertical froid et que la production de fluctuations de température est bien toujours positive dans les deux cas.

Dans le cas d'un écoulement cisailé dont le flux est orienté horizontalement, ces deux termes deviennent :

$$- \beta g \langle v'\theta' \rangle, \quad (\text{IV.14})$$

$$- \langle v'\theta' \rangle \frac{\partial \langle \theta \rangle}{\partial y}. \quad (\text{IV.15})$$

Contrairement au cas précédent, la corrélation $\langle v'\theta' \rangle$ est associée à la fois au travail des forces de gravité et à la production de fluctuations de température. Cette configuration d'écoulement correspond par exemple, à un jet plan horizontal que l'on peut retrouver dans les meubles frigorifiques de ventes horizontaux, ou à la couche de mélange plane étudiée dans une des souffleries de l'équipe ACTA.

Cette analyse doit poser les bases d'un travail expérimental sélectif, à mener par la méthode PCTA, pour l'analyse des principales contributions des fluctuations conjointes de vitesse et de température dans les jets verticaux en co-courant anisothermes à nombres de Richardson élevés.

Conclusion générale et perspectives

Cette étude expérimentale a été menée, dans une soufflerie de grande taille, sur un écoulement de jet plan vertical en co-courant. Cet écoulement représente une modélisation de laboratoire des écoulements variés qui sont mis en jeu dans les rideaux d'air de séparation d'ambiance, tels que l'équipe ACTA de l'Irstea de Rennes les étudie pour l'application industrielle en agroalimentaire. La soufflerie, mise en œuvre à l'occasion de cette thèse, a été conçue pour couvrir à la fois les couches de mélange entre deux flux verticaux parallèles et les cas de rideaux d'air, simples ou multiples, avec prise en compte de flux adjacents en co-courant. Elle permet d'appliquer des gradients de température entre les flux parallèles et ses dimensions autorisent l'étude détaillée des différentes régions successives d'un écoulement de jet vertical, jusqu'à une zone d'impact au sol. Dans cette étude, nous avons abordé spécifiquement l'étude d'un jet plan se développant dans un flux uniforme co-courant. Le jet a été exploré de 0 à $40H$ (H , la largeur du profil plat initial du jet), soit une étendue comprenant le cône potentiel, la région de transition et la région de similitude. Nous avons fait le choix de nous intéresser plus particulièrement à la région de similitude étudiable avant influence de l'impact au sol. Dans cette région, le comportement du jet se caractérise par des grandeurs qui ne dépendent pas des conditions génératrices du jet. Nous avons ainsi pu décrire et analyser un comportement générique, raccordé aux références de la littérature, et constituant une base de modélisation utile pour analyser, prédire ou optimiser les écoulements mis en jeu dans les différentes applications industrielles visées.

Le chapitre I a rassemblé un ensemble de connaissances issues de la littérature sur les jets plans. Les équations de transport relatives à ce type d'écoulement cisailé libre ont été rappelées afin de pouvoir s'y référer, notamment pour l'analyse des quantités statistiques turbulentes. Les lois décrivant l'évolution moyenne du jet plan en co-courant dans la région de similitude ont été établies à partir des données de la littérature, en s'appuyant sur les références relatives aux jets

axisymétriques en co-courant, plus largement abordés que les jets plans en co-courant, du fait d'applications plus nombreuses (par exemple pour le mélange, la combustion et la propulsion). Comme point de départ de l'étude, nous avons noté que, dans les cas les plus courants, un jet plan en co-courant se comporte d'abord, au cours de son épanouissement, comme un jet fort qui obéit aux lois de similitude des jets. Puis, la vitesse moyenne sur l'axe étant décroissante, le jet évolue vers un comportement de jet faible obéissant aux lois de similitude des sillages.

Le chapitre II a présenté les moyens expérimentaux mis en place puis mis en œuvre dans la thèse. Un certain nombre d'adaptations ont été nécessaires, d'abord sur la soufflerie elle-même, puis sur les moyens expérimentaux employés pour mettre en œuvre les deux principales méthodes de mesure, l'anémométrie à fils chauds croisés à température constante CTA et la vélocimétrie par images de particules PIV. Nous avons en particulier insisté sur la méthode spécifique employée pour fiabiliser l'étalonnage, en fil chaud CTA, des sondes simples et croisées fabriquées dans le laboratoire et raccordées à une chaîne d'acquisition assemblée par nos soins. Un banc d'étalonnage spécifique et une méthode originale ont permis de réaliser l'étalonnage des sondes en vitesse, température et angle, à partir d'une expression de la tension mesurée tenant compte de la température et de la dérive. Une procédure a été mise au point et validée pour corriger en place, dans la soufflerie de jet plan, les éventuelles dérives des fils chauds, en s'appuyant sur le fait vérifié que les coefficients de l'étalonnage en angle n'étaient pas affectés par la dérive.

Le chapitre III a été consacré à l'étude du comportement d'un jet plan se développant dans un flux uniforme en co-courant, sans différence de température entre le jet et le flux co-courant. Cette étude a été menée sur la base de mesures par anémométrie à fils chauds croisés en CTA. Elle a permis de mettre en évidence une représentation universelle du comportement du jet plan dans la région de similitude, notamment de l'épanouissement du jet et de la décroissance de la vitesse sur l'axe, en utilisant comme variables d'adimensionnement la vitesse du flux co-courant et l'excès de quantité de mouvement. Un modèle théorique a pu être proposé dans cette représentation universelle pour décrire le comportement du jet, fort puis faible, dans la région de similitude.

Dans le chapitre IV, il a été montré, en faisant appel à la PIV, que les différences de température mises en œuvre à partir des cas les plus classiques d'application des rideaux de séparation thermique ne conduisent pas à des nombres de Richardson suffisants pour que la thermique agisse de manière significative sur la dynamique de l'écoulement. Une étude exploratoire légère a ensuite montré que des analyses intéressantes et utiles peuvent être menées sur les cas où la différence de température, entre jet central et co-courants, est élevée au regard de la différence des vitesses. Enfin, une analyse a été menée sur les contributions des différentes corrélations

croisées vitesse-température dans les bilans et équations de transport qui sont en relation avec le transport turbulent de chaleur. Elle a montré que le recours à la méthode nouvelle du fil chaud à surchauffe variable (PCTA) peut donner des perspectives intéressantes d'étude en vue de l'optimisation des systèmes de rideaux d'air de séparation thermique d'atmosphères, pour les cas à nombre de Richardson élevé.

À l'issue de cette thèse, les perspectives qui apparaissent sont principalement de trois ordres : i) approfondir l'analyse des cas anisothermes en s'appuyant sur la technique du fil chaud à surchauffe variable (PCTA), ii) étudier le jet plan lorsqu'il se développe entre deux flux co-courant de vitesses et de températures différentes, et iii) étudier les zones initiales de l'écoulement en vue d'un contrôle actif appliqué au niveau de la génération du jet plan.

Sur le premier point, il faut souligner que notre étude a, pour des raisons de précision, de validité des mesures et de capacités de la soufflerie, porté plutôt sur le haut de la gamme des vitesses généralement appliquées dans les rideaux, en comparaison des gradients de vitesse appliqués. La conclusion sur la passivité du scalaire température ne sont donc pas applicables pour un certain nombre d'applications à plus faibles vitesses. En tout cas, l'augmentation du nombre de Richardson local, par diminution de la vitesse sur l'axe au long de l'épanouissement du jet, conduit inévitablement à des régions où l'influence de la température sur la dynamique ne peut plus être négligée. Le chapitre IV a montré que la technique du PCTA donne des perspectives intéressantes d'étude croisée des dynamiques turbulentes de la vitesse et de la température pour ces cas à Richardson élevé. Il sera donc intéressant d'analyser par ce biais la dynamique du transport de chaleur à travers les jets plans, en vue de l'optimisation de l'usage des rideaux séparateurs thermiques.

Sur le deuxième point, l'interface de deux ambiances différentes est modélisée dans notre équipe par une couche de mélange générée par deux flux adjacents de vitesses et de températures différentes. Le principe de la séparation par rideau d'air est d'intercaler un jet plan entre ces deux flux pour mieux maîtriser leur séparation. Il serait donc intéressant d'étudier les zones initiales de cône potentiel et de transition dans une configuration de jet plan lorsqu'il se développe entre deux flux co-courant de vitesses et de températures différentes, sachant qu'à l'aval, le jet plan disparaîtra pour laisser place à un écoulement typique de couche de mélange plane.

Sur le troisième point, il est souhaitable d'étudier maintenant les zones initiales de cône potentiel et de transition dans la perspective d'actions de contrôle. Il est en effet envisagé d'agir sur le transport de chaleur ou de polluants à travers le jet en agissant sur la structure de la turbulence de ses couches cisailées par du contrôle actif. Ce contrôle peut s'exercer en particulier à partir d'actions, de type plasma ou jets locaux, appliquées au niveau des couches

limites sur les plaques séparatrices en amont de la sortie du jet. L'étude de la sensibilité des zones initiales du jet à la structure de l'écoulement amont, particulièrement dans les couches limites, doit constituer une source importante de connaissance pour l'application du contrôle actif.

Comme perspective supplémentaire, il serait intéressant d'allonger la zone de similitude étudiable, par exemple en réduisant la largeur du jet dans la même soufflerie, pour vérifier plus avant la validité des modèles proposés dans cette thèse.

Références bibliographiques

- [1] M. NDOYE. *Anémométrie fil chaud à température variable : application à l'étude d'une couche de mélange anisotherme*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers (2008). [2](#), [4](#), [58](#), [151](#), [152](#)
- [2] M. NDOYE, É. DORIGNAC, J. DELVILLE, AND G. ARROYO. Analysis of the velocity and temperature coupling in a plane mixing layer using variable temperature hot wire anemometry. In *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, Rome, Italy September, 14-18 (2009). [2](#), [151](#)
- [3] M. NDOYE, J. DELVILLE, D. HEITZ, AND G. ARROYO. *Parameterizable constant temperature anemometer : a new method for the analysis of velocity temperature coupling in turbulent heat transfer*. Meas. Sci. Technol. **21**(7), 075401 (2010). [2](#), [151](#)
- [4] M. NDOYE, É. DORIGNAC, J. DELVILLE, AND G. ARROYO. *Physical analysis of velocity and temperature cross-correlations in a plane mixing layer using variable temperature hot wire anemometry*. Comptes Rendus Mécanique **338**(12), 688–697 (2010). [2](#), [151](#)
- [5] DOMINIQUE HEITZ. *Étude expérimentale du sillage d'un barreau cylindrique se développant dans une couche de mélange plane turbulente*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers (1999). [3](#)
- [6] CAROLINE BRAUD. *Étude de la dynamique d'un écoulement à cisaillements croisés : Interaction couche de mélange - sillage*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers (2003). [3](#)
- [7] PHILIPPE PARNAUDEAU. *Étude numérique d'un écoulement cisailé turbulent complexe à basse vitesse : Application à la protection rapprochée*. Thèse de Doctorat, Université de Poitiers (2004). [3](#)
- [8] P. CHASSAING. *Turbulence en mécanique des fluides*. CÉPADUÈS Edition (2000). [9](#), [20](#)

- [9] G.N. ABRAMOVICH. *The theory of turbulent jets*. MIT Press, Massachussets (1963). 9, 25, 38, 39
- [10] A. A TOWNSEND. *The structure of turbulent shear flow*. Press, New York : Cambridge University (1976). 9, 142
- [11] N. RAJARATNAM. *Turbulent jets*. Elsevier (1976). 9
- [12] J.H.W. LEE AND V.H. CHU. *Turbulent jets and plumes : a Lagrangian approach*. Kluwer Academic Publishers, Springer (2003). 9, 40, 102, 150
- [13] D. R. MILLER AND E. W. COMINGS. *Static pressure distribution in a free turbulent jet*. Journal of Fluid Mechanics **3**, 1–16 (1957). 21, 33, 34, 37, 45, 96, 110
- [14] J.H.W. LEE AND V.H. CHU. *General integral formulation of turbulent buoyant jets in cross-flow*. Journal of Hydraulic Engineering **122** (1996). 22, 39
- [15] B.R. MORTON, GEOFFREY TAYLOR, AND J.S. TURNER. *Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences **234**(1196), 1–23 (1956). 22, 40
- [16] RAJNI P. PATEL. *Turbulent jets and wall jets in uniform streaming flow*. McGill University Montreal(QUEBEC) DEPT OF MECHANICAL ENGINEERING (1971). 23, 25, 38, 101
- [17] S. GASKIN AND I. R. WOOD. *The axisymmetric and the plane jet in a coflow*. Journal of Hydraulic Research **39**(4) (2001). 25, 40, 101
- [18] S.J. WRIGHT. The effect of ambient turbulence on jet mixing. In *Recent research advances in the fluid mechanics of turbulent jets and plumes*, pages 13–27 (1994). 25
- [19] P.C.K. CHU, J.H. LEE, AND V.H. CHU. *Spreading of turbulent round jet in coflow*. Journal of Hydraulic Engineering **125**(2), 193–204 (1999). 25
- [20] M. J. DAVIDSON AND H. J. WANG. *Strongly advected jet in a coflow*. Journal of Hydraulic Engineering **128**, 742–752 (2002). 25, 40, 102
- [21] H. SCHLICHTING. *Laminare strahlusbreitung*. ZAMM **xiii**, 260–263 (1933). 32, 38
- [22] W. BICKLEY. *The plane jet*. Philosophical Magazine **23**(7), 727–73 (1937). 32
- [23] E. FÖRTHMAN. *Über turbulente strahlusbreitung*. Ingenuer **Archiv** **5**(5), 42–54 (1934). 32, 33
- [24] B.G. VAN DER HEGGE ZIJNEN. *Measurements of the velocity distribution in a plane turbulent jet of air*. Appl. sci. Res **A-7**, 256–276 (1958). 33, 42
- [25] B.G. VAN DER HEGGE ZIJNEN. *Measurements of turbulence in a plane jet of air by the diffusion method and by the hot-wire method*. Appl. sci. Res **A-7**, 293–313 (1958). 33, 35, 42

-
- [26] G. HESKESTAD. *Hot wire measurements in a plane turbulent jet*. J. Appl. Mech. **32**, 721–734 (1965). [35](#), [42](#), [43](#), [99](#), [109](#), [110](#)
- [27] G.P. LEMIEUX AND P.H. OOSTHUIZEN. *Experimental study of the behaviour of plane turbulent jets at low reynolds numbers*. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Fluid Dynamics, Plasma Dynamics, and Lasers Conference, 17th, Snowmass, CO, June 25-27 **7** (1984). [35](#), [43](#)
- [28] L. J. S BRADBURY. *The structure of a self-preserving turbulent plane jet*. Journal of Fluid Mechanics **23**, 31–64 (1965). [36](#), [37](#), [43](#), [44](#), [91](#), [96](#), [107](#), [110](#)
- [29] R.A. ANTONIA AND R.W. BILGER. *The prediction of the axisymmetric turbulent jet into a co-flowing stream*. Dept. of Mechanical Engineering, Sydney : Sydney University (1974). [37](#)
- [30] A.A. TOWNSEND. *The structure of turbulent shear flow*. Press, New York : Cambridge University (1956). [37](#), [38](#)
- [31] L. J. S BRADBURY AND J. RILEY. *The spread of a turbulent plane jet issuing into a parallel moving airstream*. Journal of Fluid Mechanics **27**, 381–394 (1967). [37](#), [38](#), [39](#), [43](#)
- [32] R. W. BILGER. *The turbulent plane jet-wake*. Proceedings of the third Australasian Conference on Hydraulics and Fluid Mechanics (1969). [38](#), [39](#)
- [33] A.A. TOWNSEND. *The mechanism of entrainment in free turbulent flows*. Journal of Fluid Mechanics **26**, 689–715 (1966). [38](#)
- [34] WILLIAM M. VOGEL. *Axisymmetric turbulent jets and wakes that are self-preserving*. Thèse de Doctorat, McGill University, Montreal, P.Q. (1975). [38](#)
- [35] H.Y. WANG, C.K. CHAN, AND X.L. WANG. *Numerical investigation of mixing layers using the discrete vortex method with the diffusion velocity model*. Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals **38**(2), 223–236 (2000). [40](#)
- [36] N. ENJALBERT, D. GALLEY, AND L. PIERROT. *An entrainment model for the turbulent jet in a coflow*. Comptes Rendus Mecanique **337**, 639–644 (2009). [40](#), [102](#)
- [37] JR. FLORA, J.J. AND V. W. GOLDSCHMIDT. *Virtual origins of a free plane turbulent jet*. AIAA **7**, 2344–2346 (1969). [40](#)
- [38] N.E. KOTSOVINOS. *A note on the spreading rate and virtual origin of the turbulent plane jet*. Journal of Fluid Mechanics **77**, 305–312 (1976). [40](#), [99](#), [110](#)
- [39] P. BRADSHAW. *Topics in applied physics, turbulence*. Springer, Berlin **12** (1976). [40](#)
- [40] W.K. GEORGE. *The self-preservation of turbulent flows and its relation to initial conditions*. Recent Advances in Turbulence, Hemisphere, New York pages 39 –73 (1989). [40](#)

- [41] M. M. ROGERS AND R. D. MOSER. *Direct simulation of a self-similar turbulent mixing layer*. Physics of Fluids **6**(2), 903–923 (1994). [40](#)
- [42] V.W. GOLDSCHMIDT AND P. BRADSHAW. *Flapping of a plane jet*. Physics of Fluids **16**(3), 354–355 (1973). [40](#), [43](#), [115](#), [134](#)
- [43] R. A. ANTONIA, L. W. A. BROWNE, S. RAJAGOPALAN, AND A. J. CHAMBERS. *On the organised motion of a turbulent plane jet*. Journal of Fluid Mechanics **134**, 49–66 (1983). [41](#), [115](#), [133](#)
- [44] J. CERVANTES DE GORTARI AND V.W. GOLDSCHMIDT. *The apparent flapping motion of a turbulent plane jet—further experimental results*. Journal of Fluids Engineering **103**(1), 119–126 (1981). [41](#), [133](#)
- [45] F. O. THOMAS AND V. W. GOLDSCHMIDT. *The possibility of a resonance mechanism in the developing two- dimensional jet*. Physics of Fluids **28**(12), 3510–3514 (1985). [41](#)
- [46] H. SATO. *The stability and transition of two-dimensional jet*. Journal of Fluid Mechanics **7**(1), 53–80 (1960). [41](#), [132](#), [133](#)
- [47] P. DRAZIN AND W.M. REID. *Hydrodynamic stability*. Cambridge University Press (1982). [41](#)
- [48] M. LESIEUR. *Turbulence in Fluids*. Springer, Dordrecht,Netherlands (2008). [42](#)
- [49] J. BASHIR AND M.S. UBEROI. *Experiments on turbulent structure and heat transfer in a two-dimensional jet*. The Physics of Fluids **18**(4), 405–414 (1975). [41](#)
- [50] A. E. DAVIES, J. F. KEFFER, AND W. D. BAINES. *Spread of a heated plane turbulent jet*. Physics of Fluids **18** (1975). [42](#), [110](#)
- [51] T.B. HEDLEY AND J.F. KEFFER. *Turbulent/non-turbulent decisions in an intermittent flow*. Journal of Fluid Mechanics **64**, 625 –644 (1974). [42](#)
- [52] P. FREYMUTH. *Comments on spread of a heated plane turbulent jet*. Physics of Fluids **19** (1976). [42](#)
- [53] V.W. GOLDSCHMIDT AND M.F. YOUNG. *Energy spectrum and turbulent scales in a plane air jet*. 4th Biennial Symposium on Turbulence in Liquids (1975). [42](#), [43](#)
- [54] H.H. BRUUN. *Hot-wire anemometry : principles and signal analysis*. Oxford University Press (1995). [42](#), [55](#), [59](#), [112](#)
- [55] E. GUTMARK AND I. WYGNANSKI. *The planar turbulent jet*. Journal of Fluid Mechanics **73**, 465–495 (1976). [43](#), [45](#), [91](#), [110](#)
- [56] I. WYGNANSKI AND H. FIEDLER. *Some measurements in the self-preserving jet*. Journal of Fluid Mechanics **38**, 577–612 (1969). [43](#), [115](#)

-
- [57] K. W. EVERITT AND A. G. ROBINS. *The development and structure of turbulent plane jets*. Journal of Fluid Mechanics **88**, 563–583 (1978). [43](#), [44](#), [109](#), [110](#)
- [58] B.R. RAMAPRIAN AND M.S. CHANDRASEKHARA. *Lda measurements plane turbulent jets*. Journal of fluids engineering **107**(2), 264–271 (1985). [44](#), [91](#), [96](#), [107](#), [110](#)
- [59] N.E. KOTSOVINOS AND E.J. LIST. *Plane turbulent buoyant jets. part i , integral properties*. Journal of Fluid Mechanics **81**, 25–44 (1977). [45](#)
- [60] N.E. KOTSOVINOS. *Plane turbulent buoyant jets. part 2. turbulence structure*. Journal of Fluid Mechanics **81**, 45–62 (1977). [45](#), [115](#)
- [61] A.K.M.F. HUSSAIN AND A.R. CLARK. *Upstream influence of the near field of a planar turbulent jet*. Physics of Fluids **20**(9), 1413–1426 (1977). [45](#), [96](#)
- [62] N.E. KOTSOVINOS. *A note on the conservation of the axial momentum of a turbulent jet*. Journal of Fluid Mechanics **87**, 55–63 (1978). [45](#), [96](#)
- [63] L. NAMER AND M. V. OTUGEN. *Velocity measurements in a plane turbulent air jet at moderate reynolds numbers*. Experiments in Fluids **6**(6), 387–399 (1988). [45](#), [133](#)
- [64] R.C. DEO, J. MI, AND G.J. NATHAN. Dependance of a plane turbulent jet on its nozzle contraction profile. In *ICJWSF* (2005). [45](#), [109](#)
- [65] R.C. DEO, J. MI, AND G.J. NATHAN. *The influence of nozzle aspect ratio on plane jets*. Exp. Therm. Fluid Sci. **31**, 825–838 (2006). [45](#), [109](#)
- [66] R.C. DEO, J. MI, AND G.J. NATHAN. *The influence of nozzle-exit geometric profile on statistical properties of a turbulent plane jet*. Exp. Therm. Fluid Sci. **32**, 545–559 (2007). [45](#), [109](#)
- [67] R.C. DEO, G.J. NATHAN, AND J. MI. *Comparison of turbulent jets issuing from rectangular nozzles with and without sidewalls*. Exp. Therm. Fluid Sci. **32**, 596–606 (2007). [45](#), [109](#)
- [68] R.C. DEO, J. MI, AND G.J. NATHAN. *The influence of reynolds number on a plane jet*. Physics of Fluids **20**(7), 75–108 (2008). [45](#), [99](#), [109](#), [115](#), [118](#), [132](#), [133](#), [134](#)
- [69] C. LE RIBAUT, S. SARKAR, AND S. A. STANLEY. *Large eddy simulation of plane jet*. Physics of Fluids **11**(10), 3069–3083 October (1999). [46](#)
- [70] C. LE RIBAUT, S. SARKAR, AND S. A. STANLEY. *Large eddy simulation of evolution of a passive scalar in plane jet*. AIAA Journal **39**(8), 1509–1516 August (2001). [46](#)
- [71] S. A. STANLEY, S. SARKAR, AND J. P. MELLADO. *A study of the flow-field evolution and mixing in a planar turbulent jet using direct numerical simulation*. Journal of Fluid Mechanics **450**, 377–407 (2002). [46](#)

- [72] C.B. DA SILVA AND O. MÉTAIS. *On the influence of coherent structures upon interscale interactions in turbulent plane jets*. Journal of Fluid Mechanics **473**, 103–145 (2002). [46](#)
- [73] S. RAVIER, M. ABID, M. AMIELH, AND F. ANSELMET. *Direct numerical simulations of variable-density plane jets*. Journal of Fluid Mechanics **546**, 153–191 (2006). [46](#)
- [74] C.B. DA SILVA, R.J.N. DOS REIS, AND J.C.F. PEREIRA. *The intense vorticity structures near the turbulent/non-turbulent interface in a jet*. Journal of Fluid Mechanics **685**, 165–190 (2011). [46](#)
- [75] L.V. KING. *On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid : determination of convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry*. Phil. Trans. Roy. Soc. **A214**, 373–432 (1914). [55](#), [57](#)
- [76] J.O. HINZE. *Turbulence*. McGraw-Hill, New York (1975). [55](#), [120](#)
- [77] A.E. PERRY. *Hot-wire anemometry*. Oxford University Press (1982). [55](#)
- [78] COLLIS D. C. AND WILLIAMS M. J. *Two-dimensional convection from heated wires at low reynolds numbers*. Journal of Fluid Mechanics **6**, 357–384 (1959). [56](#)
- [79] H. KRAMERS. *Heat transfert from spheres to flowing media*. Physica **12**, 61–80 (1946). [56](#)
- [80] G. COMTE-BELLOT. *Turbulence : notes prises au cours de Melle Comte-Bellot*. École centrale de Lyon (1983). [68](#)
- [81] MEYNART R. *Instantaneous velocity field measurements in unsteady gas flow by speckle velocimetry*. Physics of Fluids **26**, 2074–2079 (1983). [70](#)
- [82] ADRIAN R. J. *Particle-imaging techniques for expérimentale fluid mechanics*. Annu. Rev. Fluid Mech. **23**, 261–304 (1991). [70](#)
- [83] WILLERT C. E. AND GHARIB M. *Digital particle image velocimetry*. Experiments in Fluids **10**, 181–193 (1991). [70](#)
- [84] J. WESTERWEEL. *Digital particle image velocimetry : Theory and application*. Thèse de Doctorat, Delft University (1993). [70](#)
- [85] E.R. VAN DRIEST. *On turbulent flow near a wall*. jour. Aero. Sci. **23**, 1007–1011 (1956). [81](#)
- [86] H. LUDWIEG AND W. TILLMANN. *Investigations of the wall shearing stress in turbulent boundary layer*. Report 1285, NACA (1949). [83](#)
- [87] A. DELAFOSSE, M.-L. COLLIGNON, M. CRINE, AND D. TOYE. *Estimation of the turbulent kinetic energy dissipation rate from 2d-piv measurements in a vessel stirred by an axial mixel ttp impeller*. Chemical Engineering Science **66**(8), 1728–1737 (2011). [120](#)
- [88] H. TENNEKES AND J. L. LUMLEY. *A first course in turbulence*. MIT Press, Cambridge, MA (1972). [134](#), [142](#)

Catalogue des résultats des mesures par CTA

Écoulement moyen

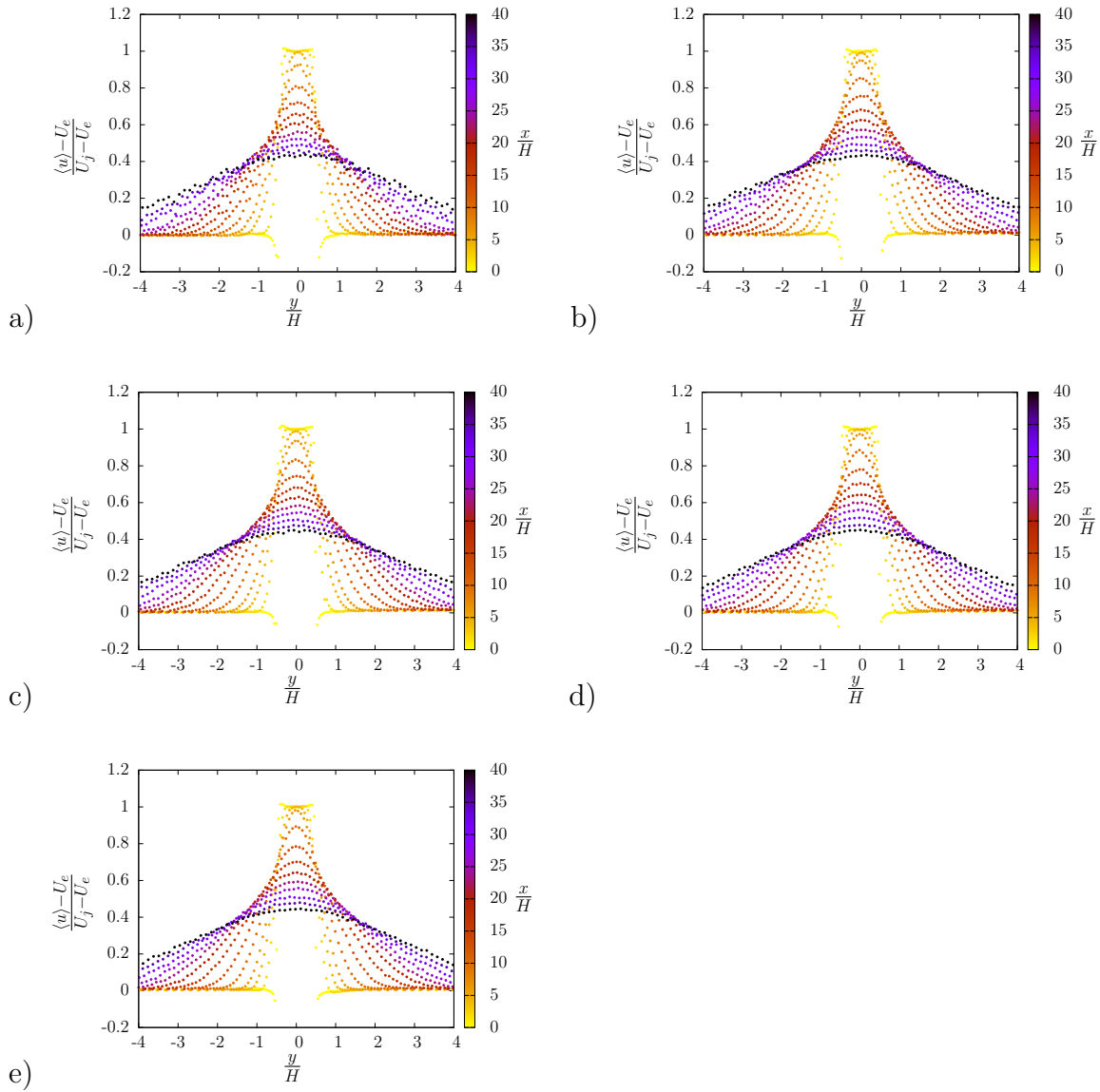


Figure A.1: Distribution des profils de $\frac{\langle u \rangle - U_e}{U_j - U_e}$ en fonction de $\frac{y}{H}$ le long de la veine d'essai pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

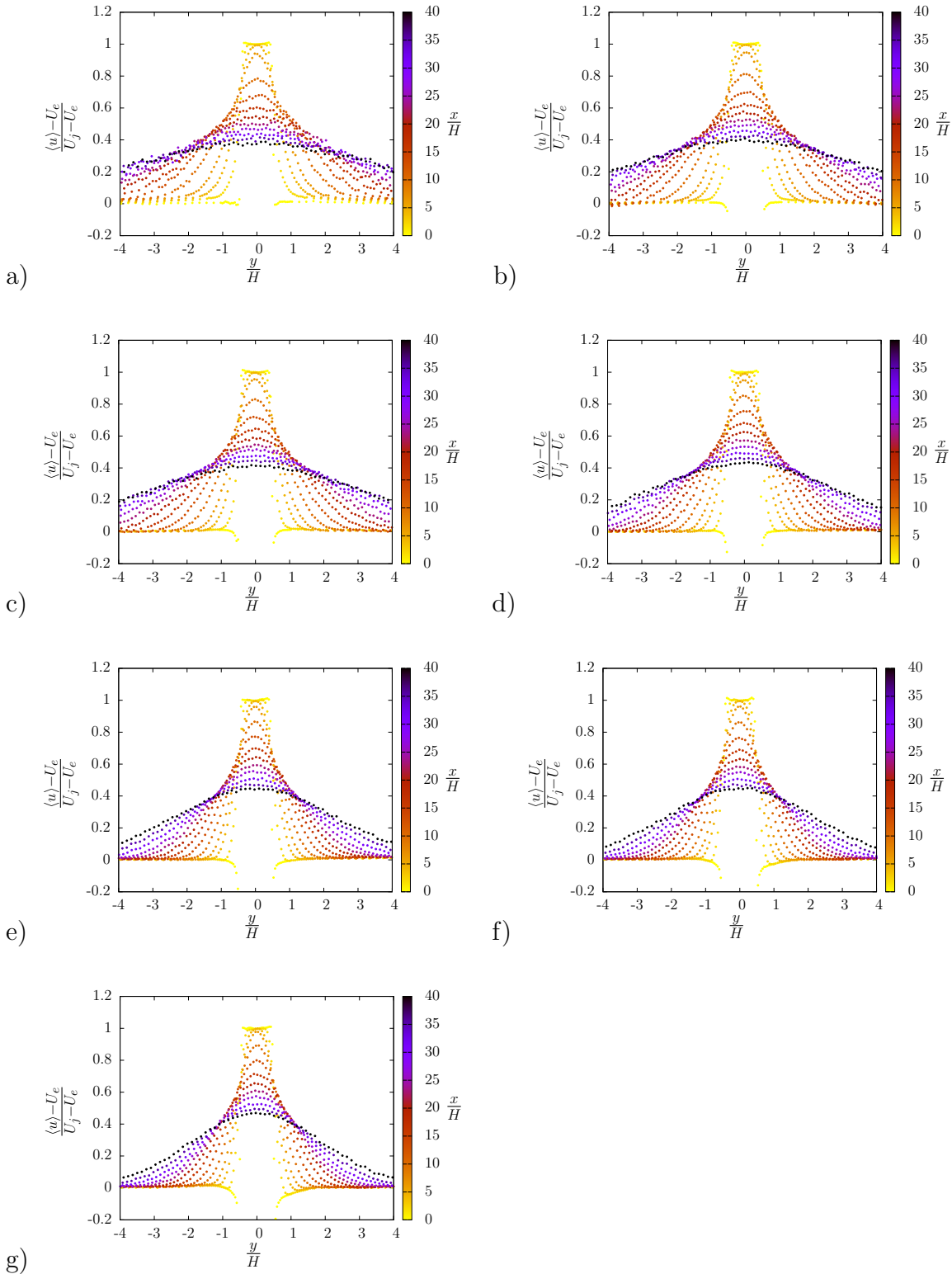


Figure A.2: Distribution des profils de $\frac{\langle u \rangle - U_e}{U_j - U_e}$ en fonction de $\frac{y}{H}$ le long de la veine d'essai pour : a) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,30$.

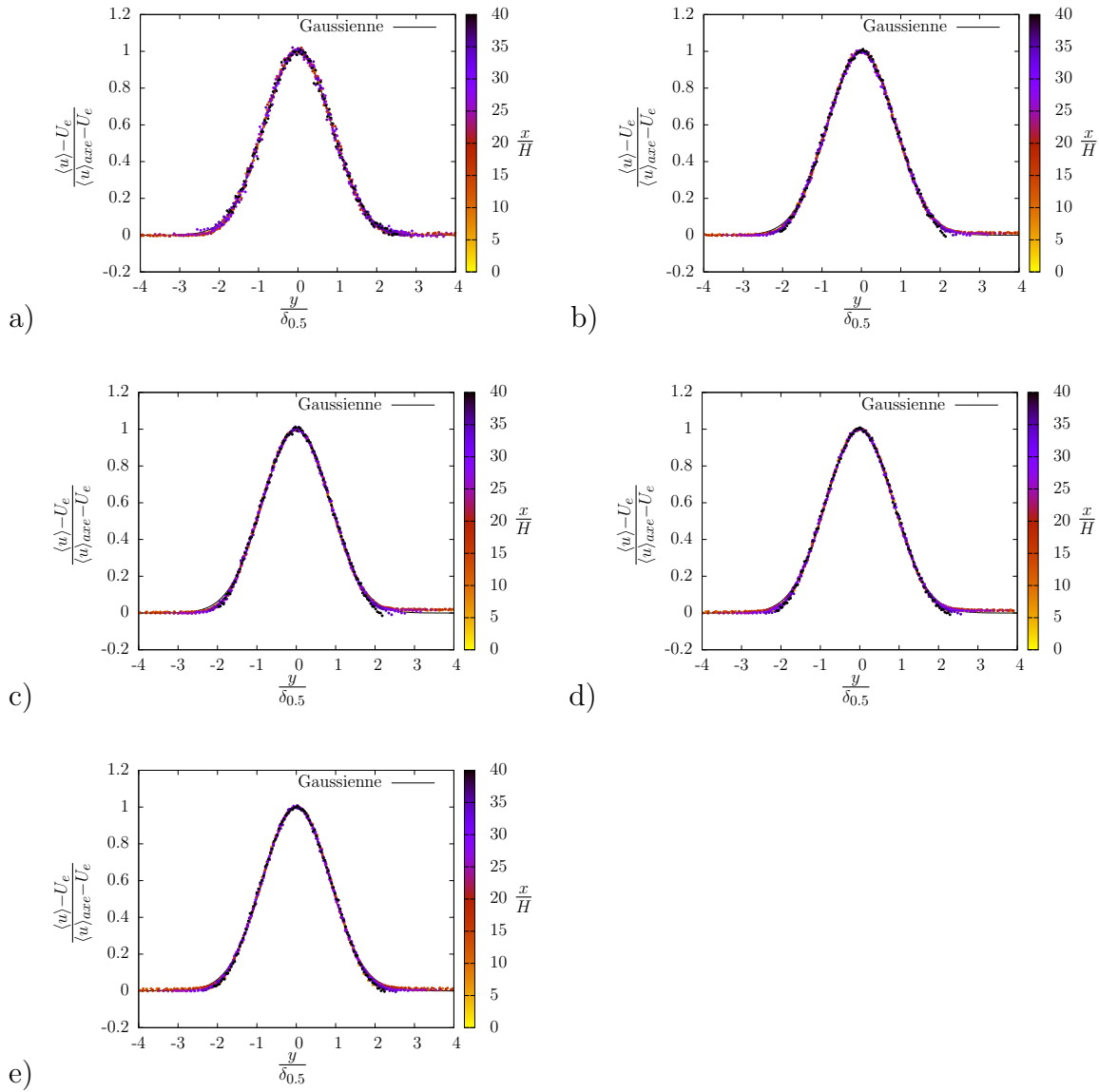


Figure A.3: Distribution des profils de $\frac{\langle u \rangle - U_e}{\langle u \rangle_{axe} - U_e}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

Catalogue des résultats des mesures par CTA

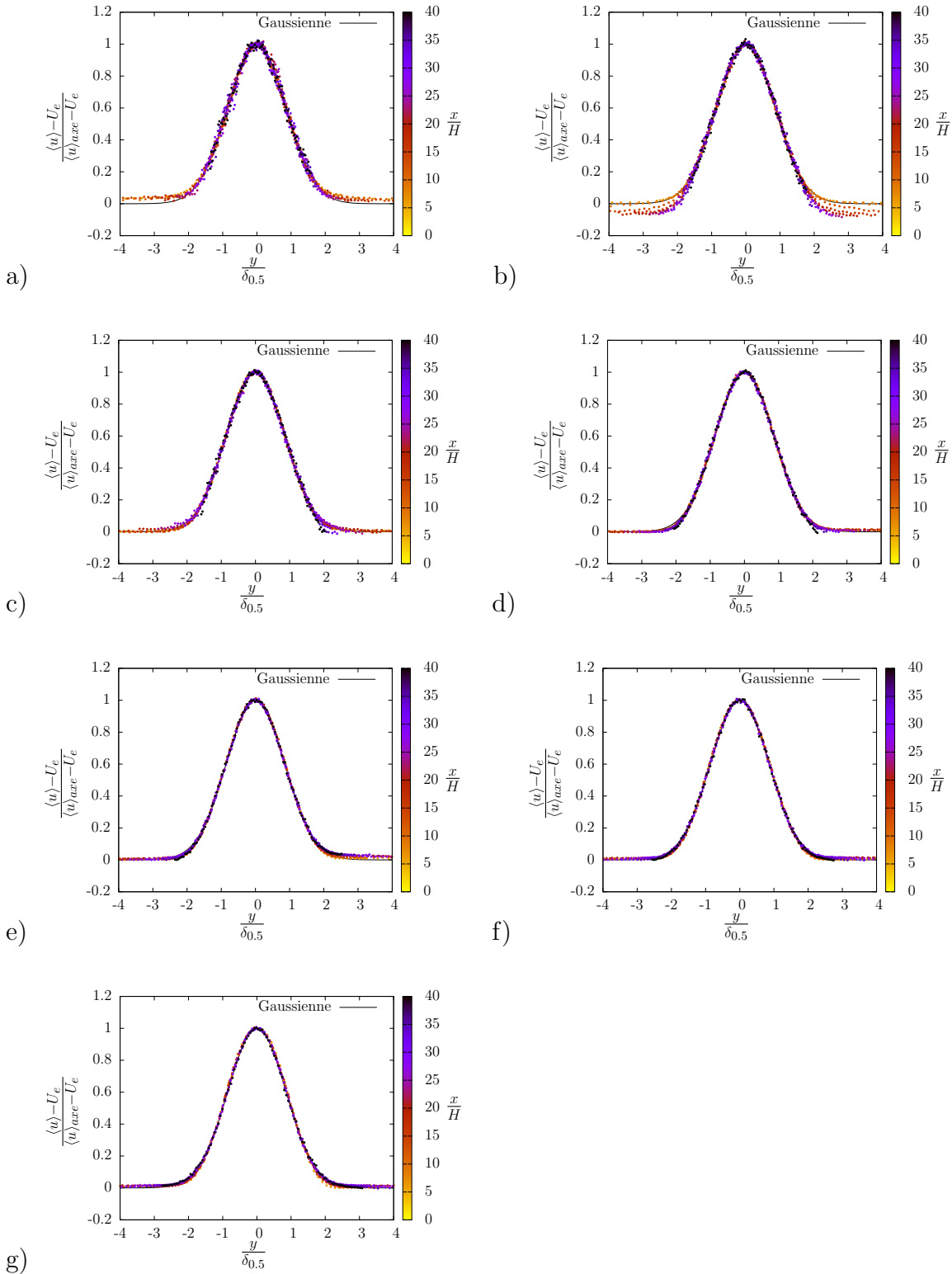


Figure A.4: Distribution des profils de $\frac{\langle u \rangle - U_e}{\langle u \rangle_{axe} - U_e}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

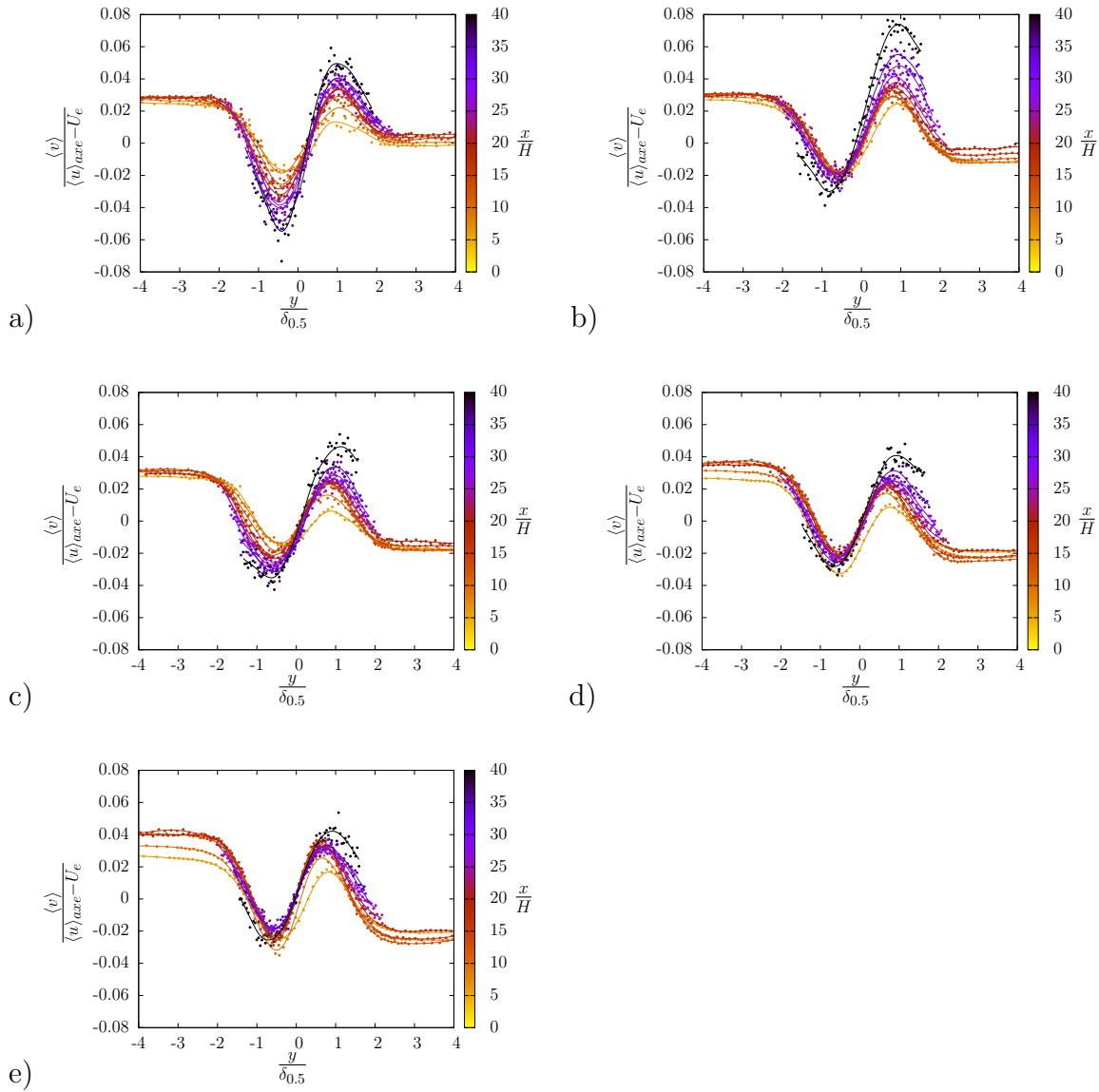


Figure A.5: Distribution des profils de $\frac{\langle v \rangle}{\langle u \rangle_{axe} - U_e}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

Catalogue des résultats des mesures par CTA

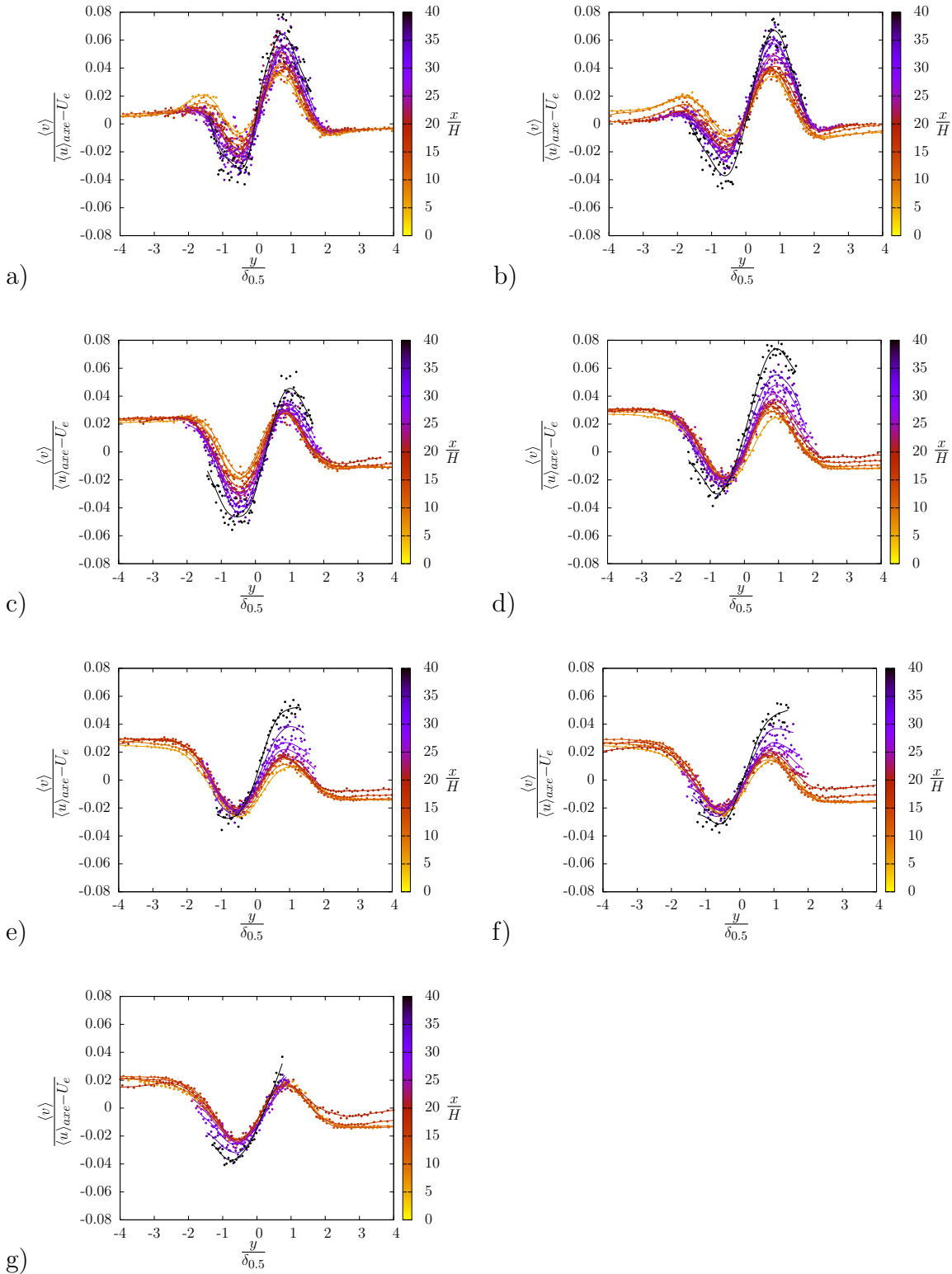


Figure A.6: Distribution des profils de $\frac{\langle v \rangle}{\langle u \rangle_{axe} - U_e}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

Tenseur de Reynolds

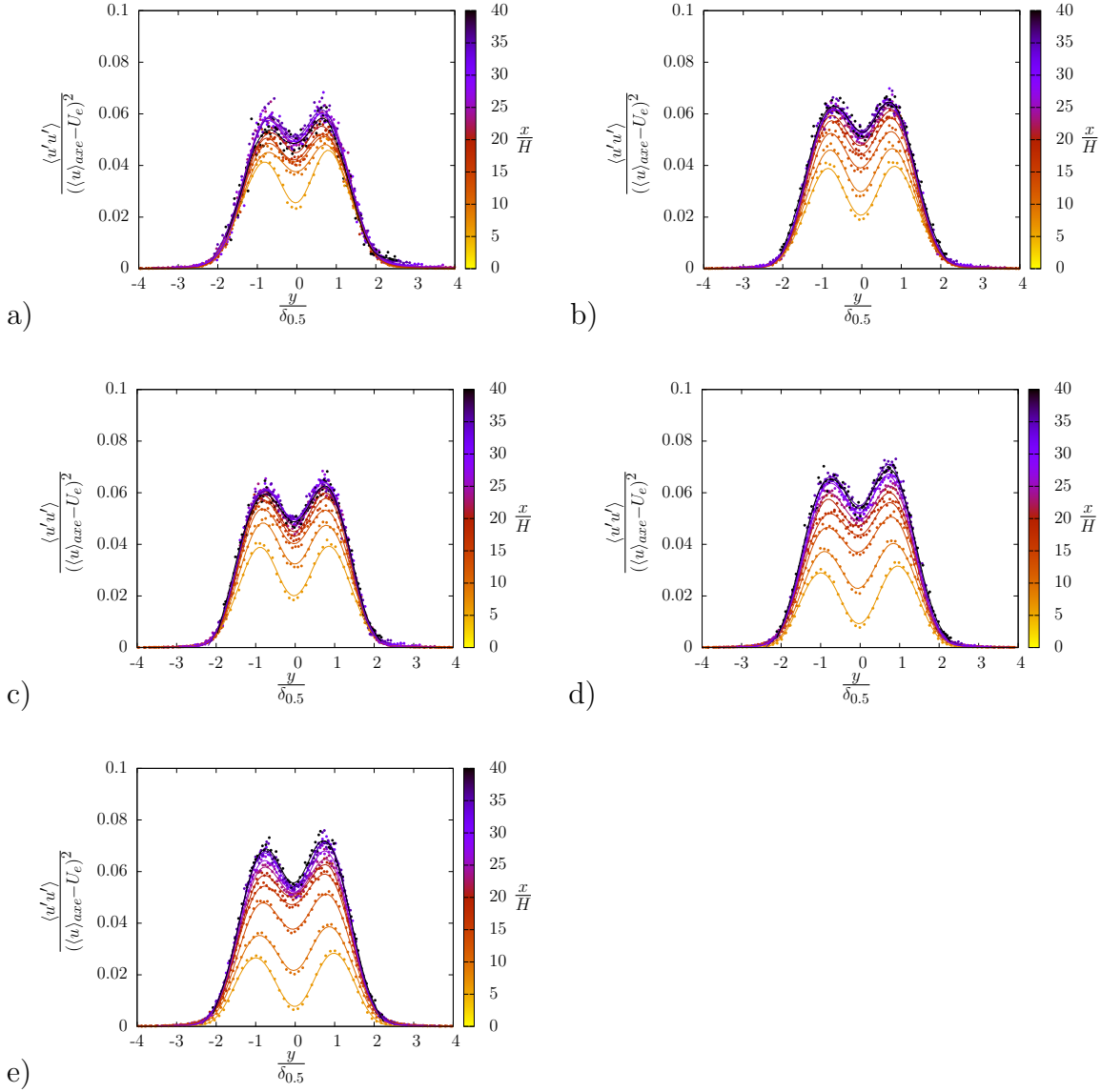


Figure A.7: Distribution des profils de $\frac{\langle u'u' \rangle}{\langle (u)_{axe} - U_e \rangle^2}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30000$ et $r = 0, 15$.

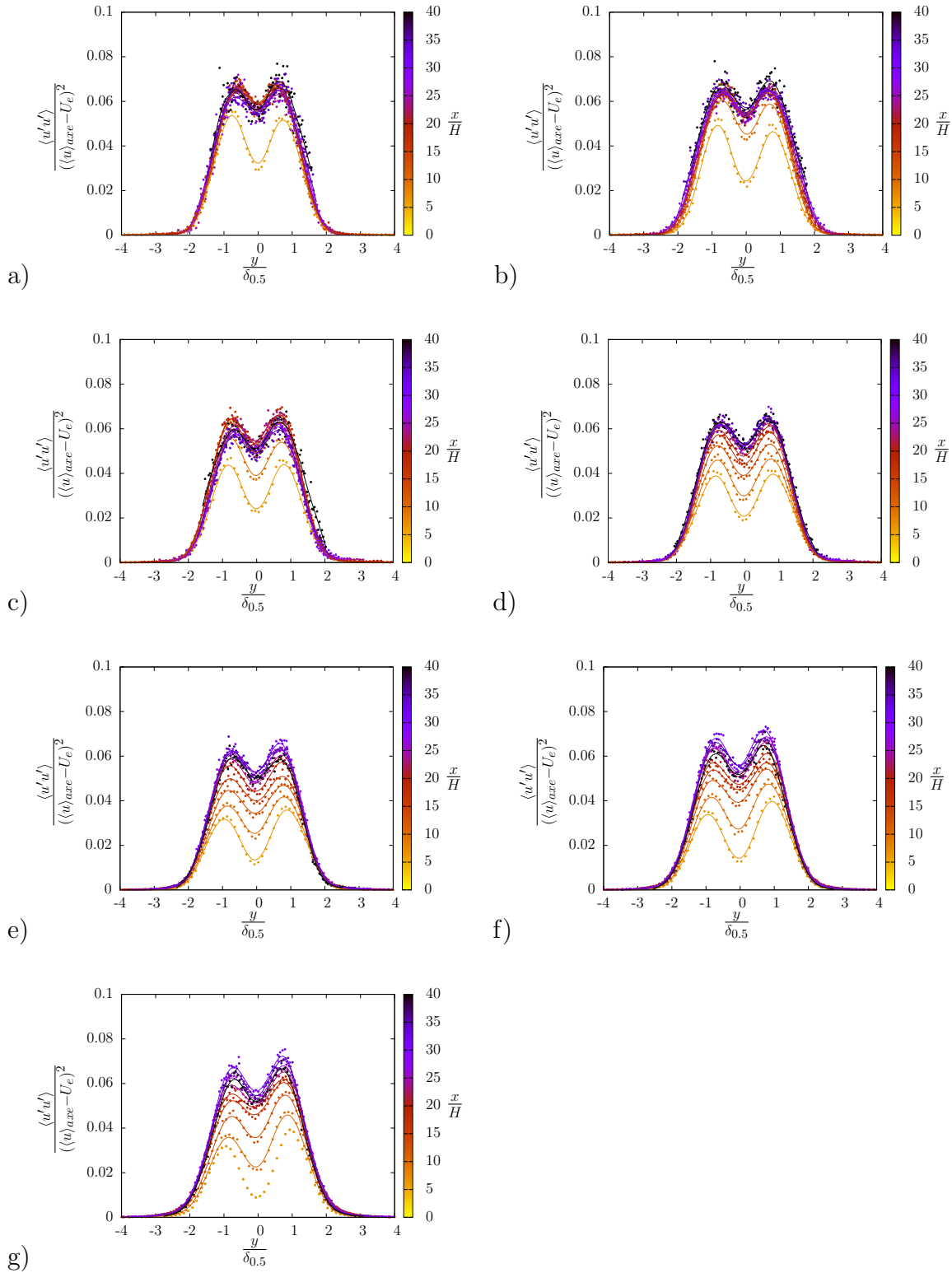


Figure A.8: Distribution des profils de $\frac{\langle u'u' \rangle}{\langle (u)_{axe} - U_e \rangle^2}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

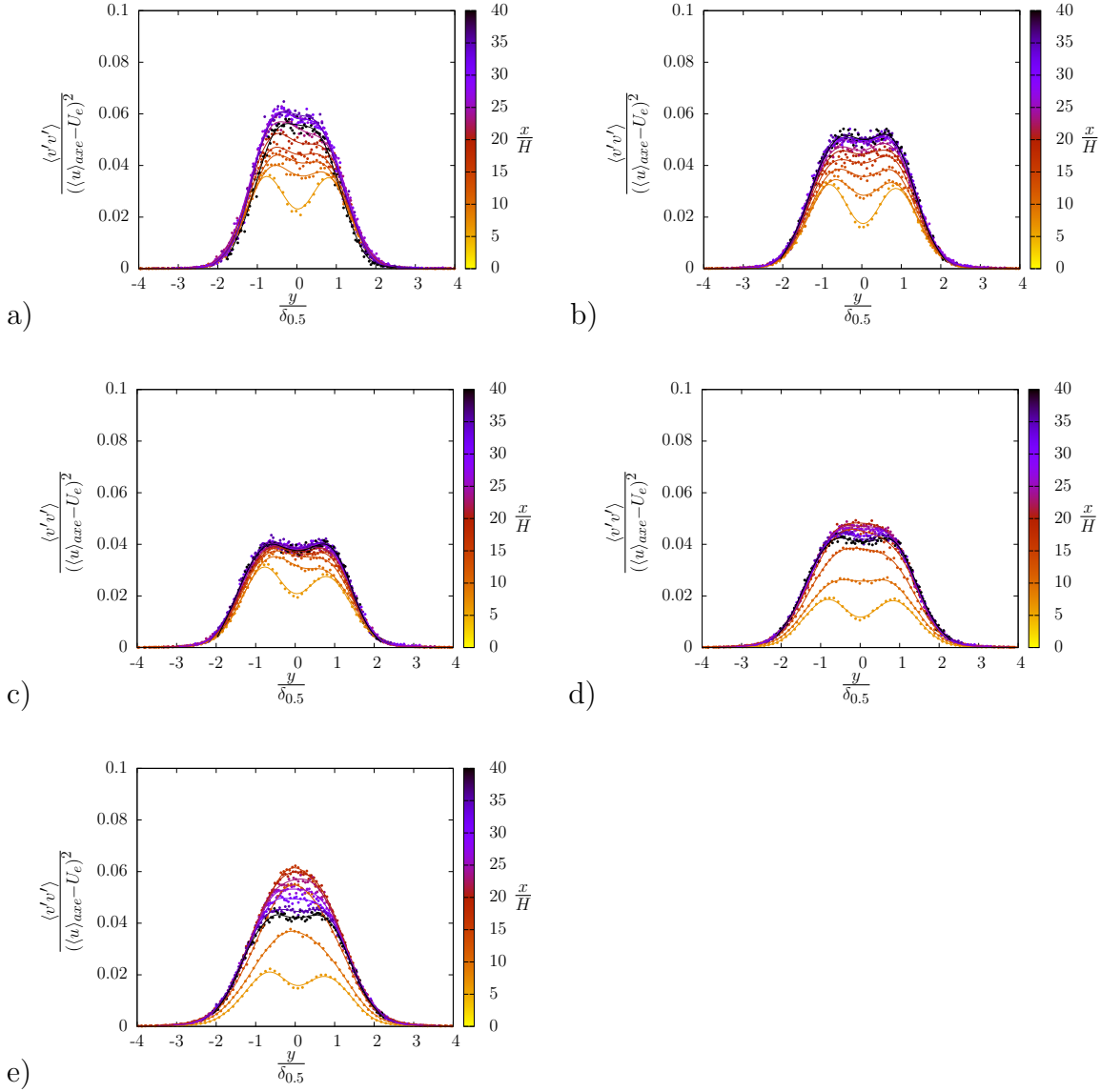


Figure A.9: Distribution des profils de $\frac{\langle v'v' \rangle}{\langle (u)_{axe} - U_e \rangle^2}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

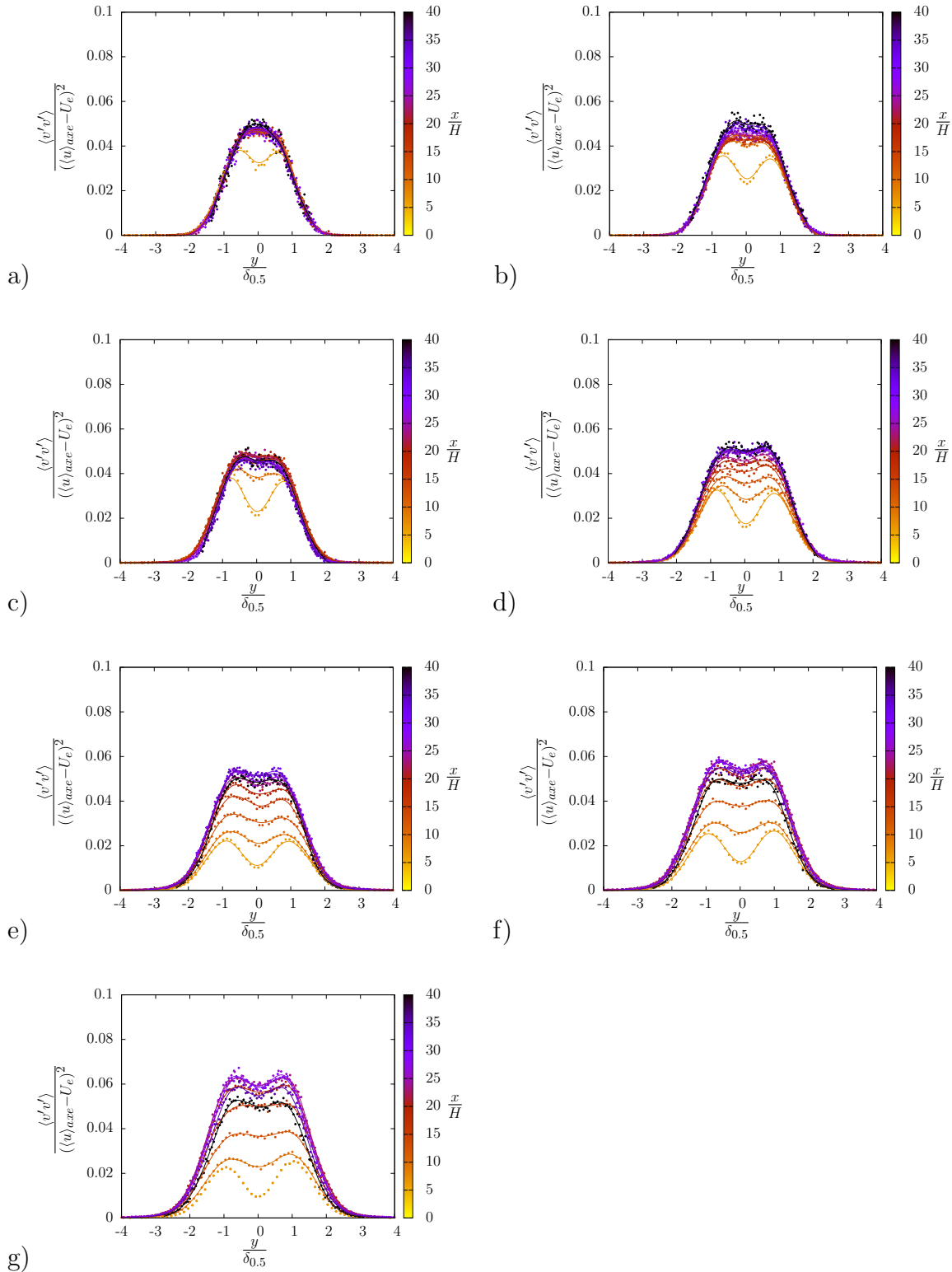


Figure A.10: Distribution des profils de $\frac{\langle v'v' \rangle}{\langle (u)_{axe} - U_e \rangle^2}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

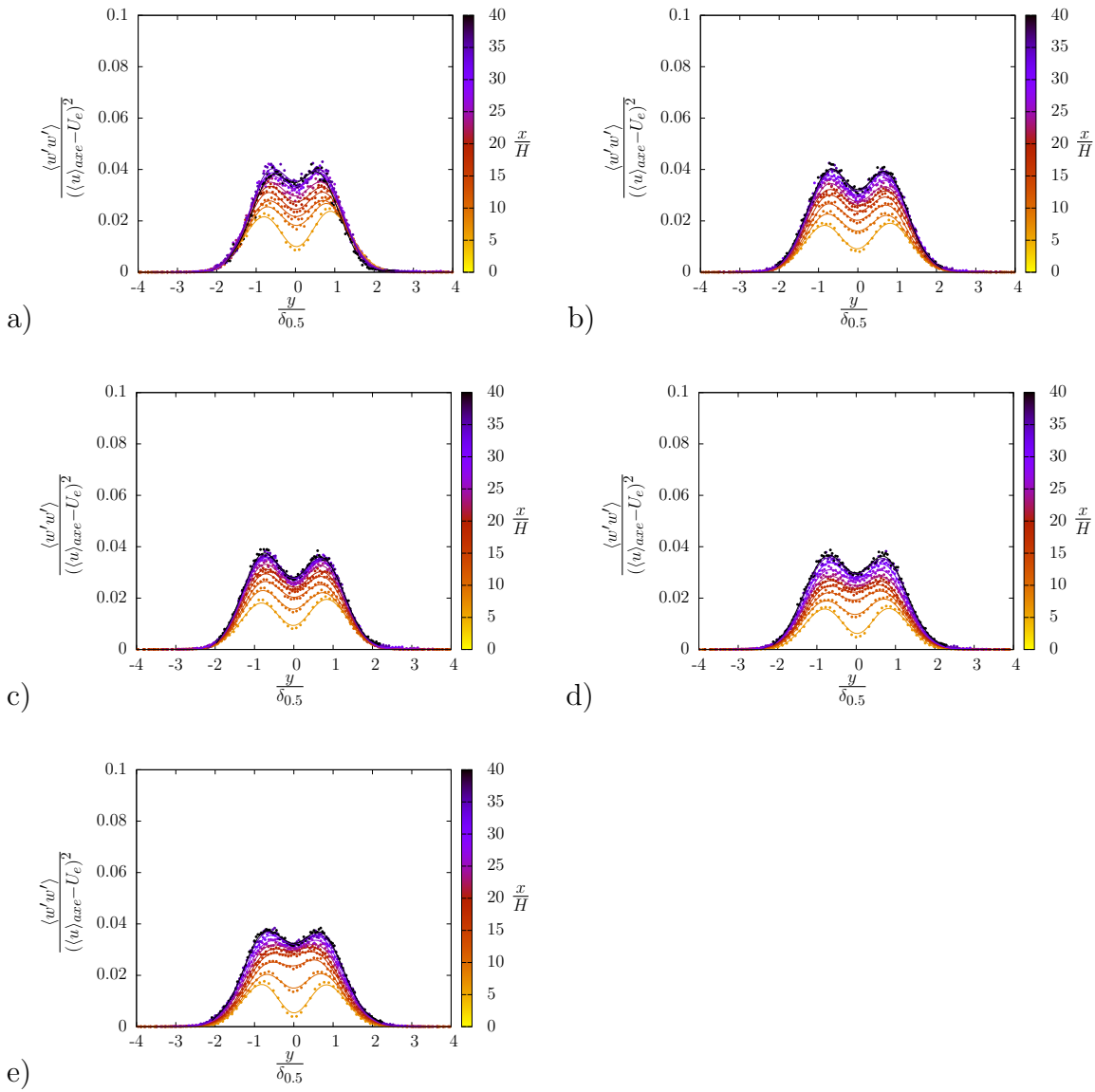


Figure A.11: Distribution des profils de $\frac{\langle w'w' \rangle}{(\langle u \rangle_{axe} - U_e)^2}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

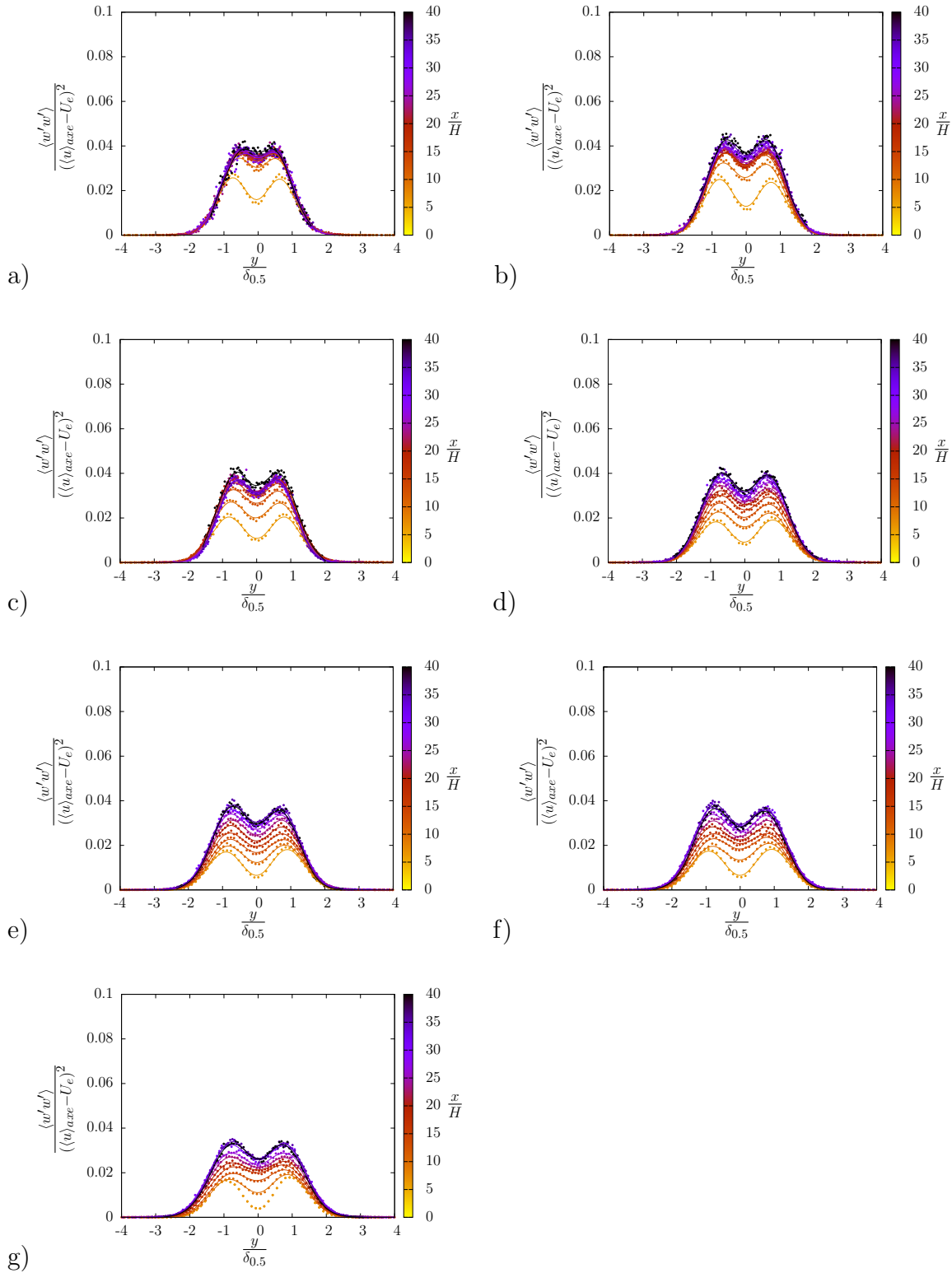


Figure A.12: Distribution des profils de $\frac{\langle w'w' \rangle}{\langle (u)_{axe} - U_e \rangle^2}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

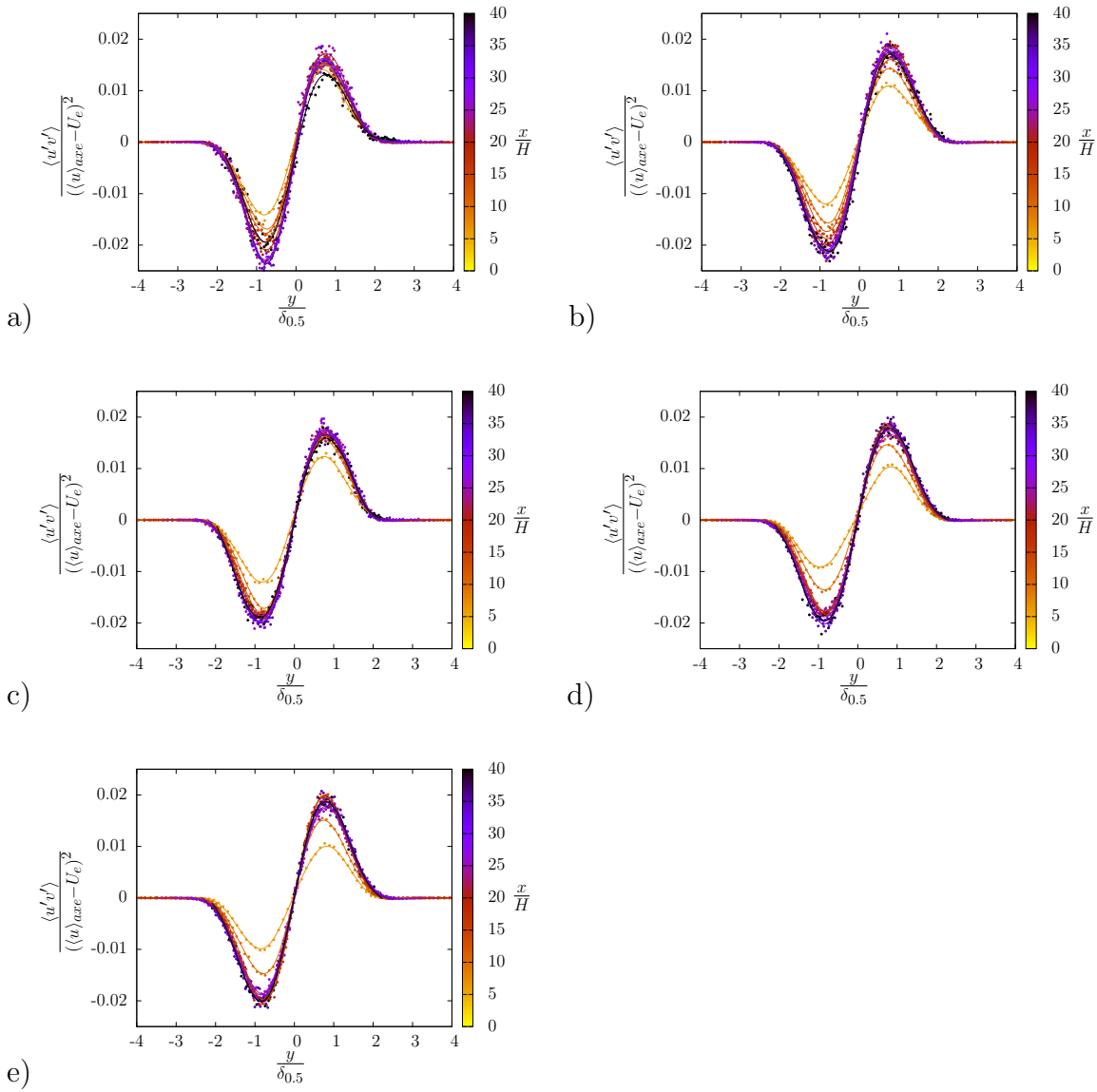


Figure A.13: Distribution des profils de $\frac{\langle u'v' \rangle}{(\langle (u)_{axe} - U_e \rangle)^2}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

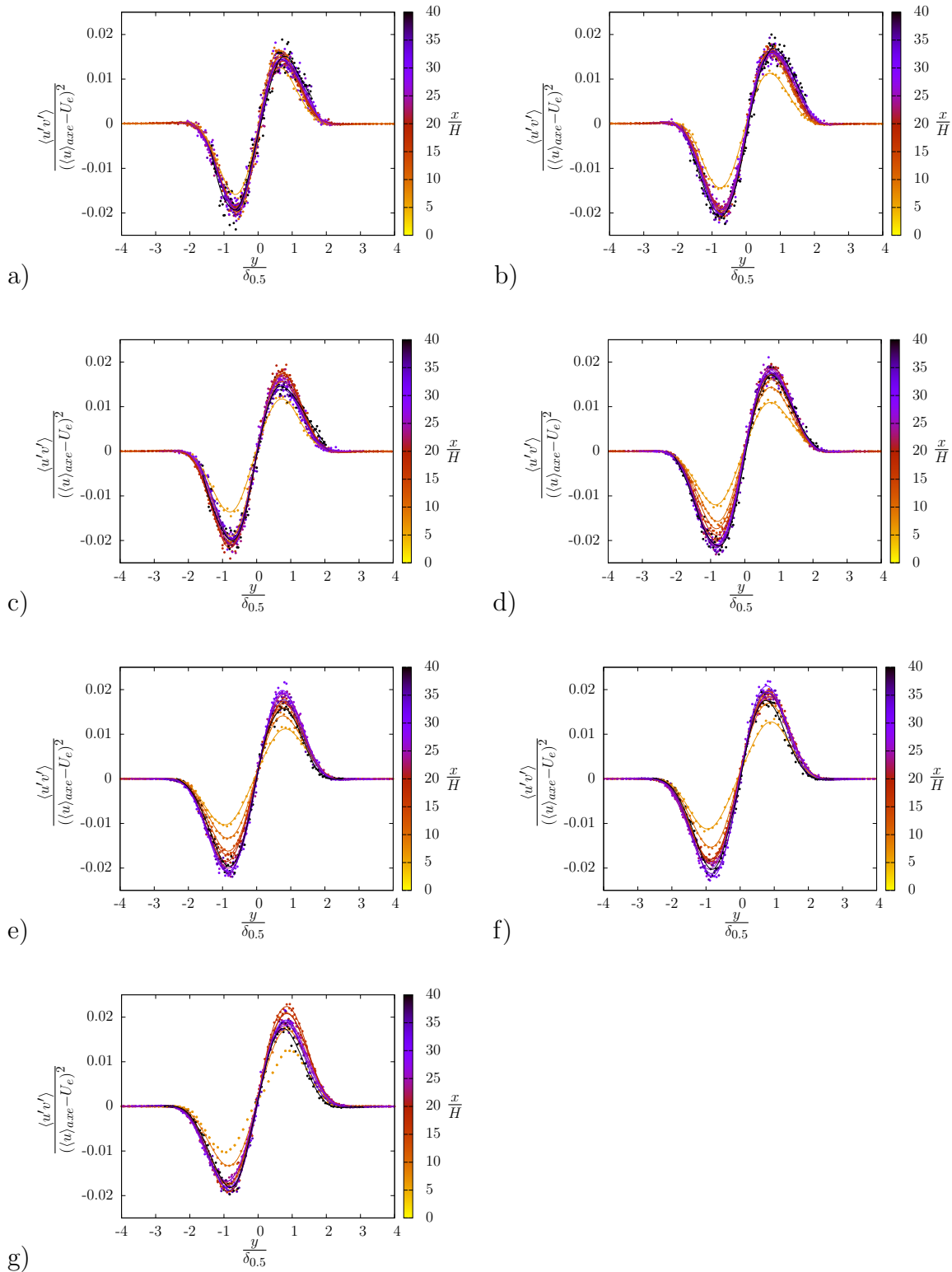


Figure A.14: Distribution des profils de $\frac{\langle u'v' \rangle}{\langle (u)_{axe} - U_e \rangle^2}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

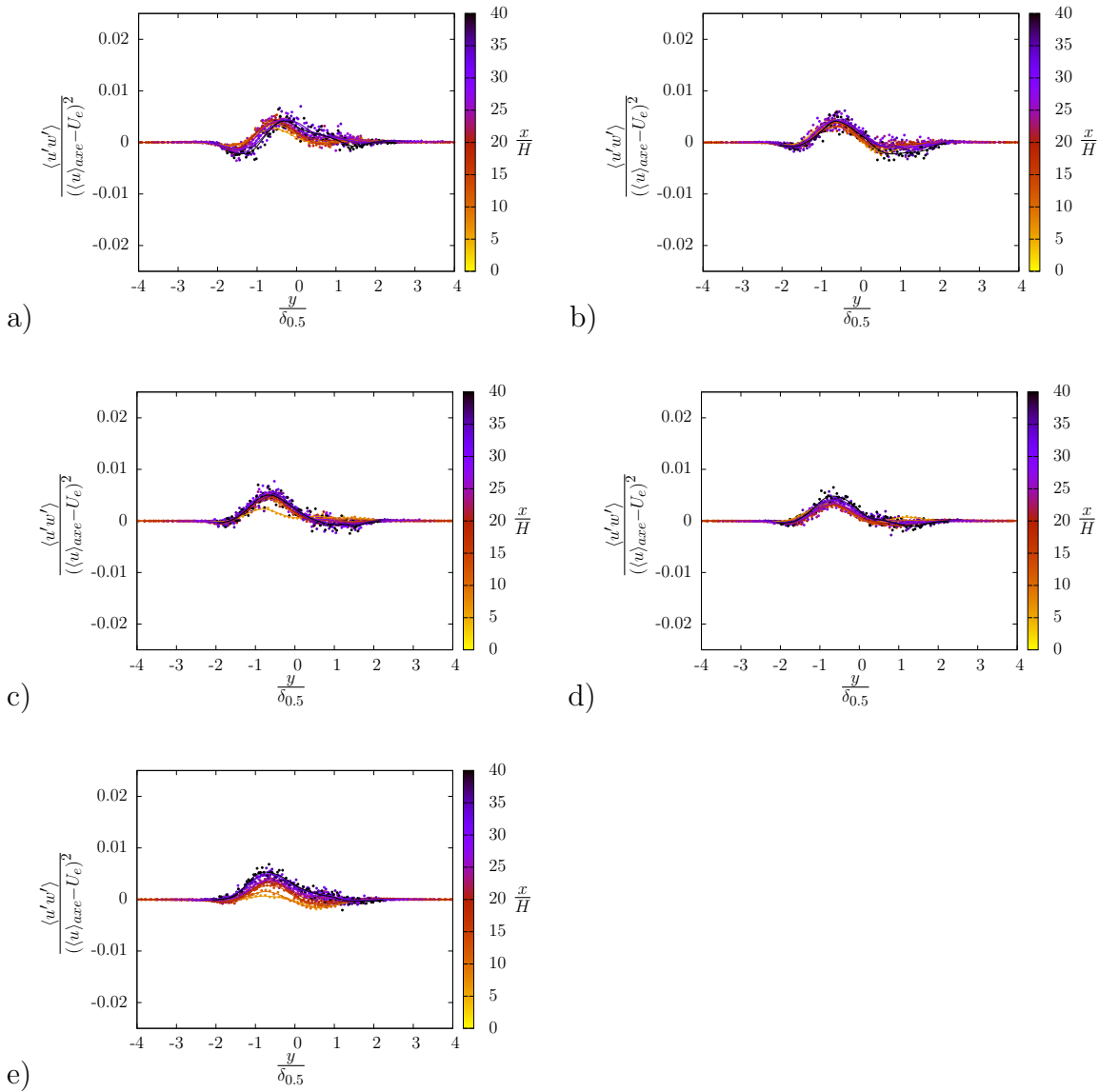


Figure A.15: Distribution des profils de $\frac{\langle u'w' \rangle}{(\langle (u)_{axe} - U_e \rangle)^2}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

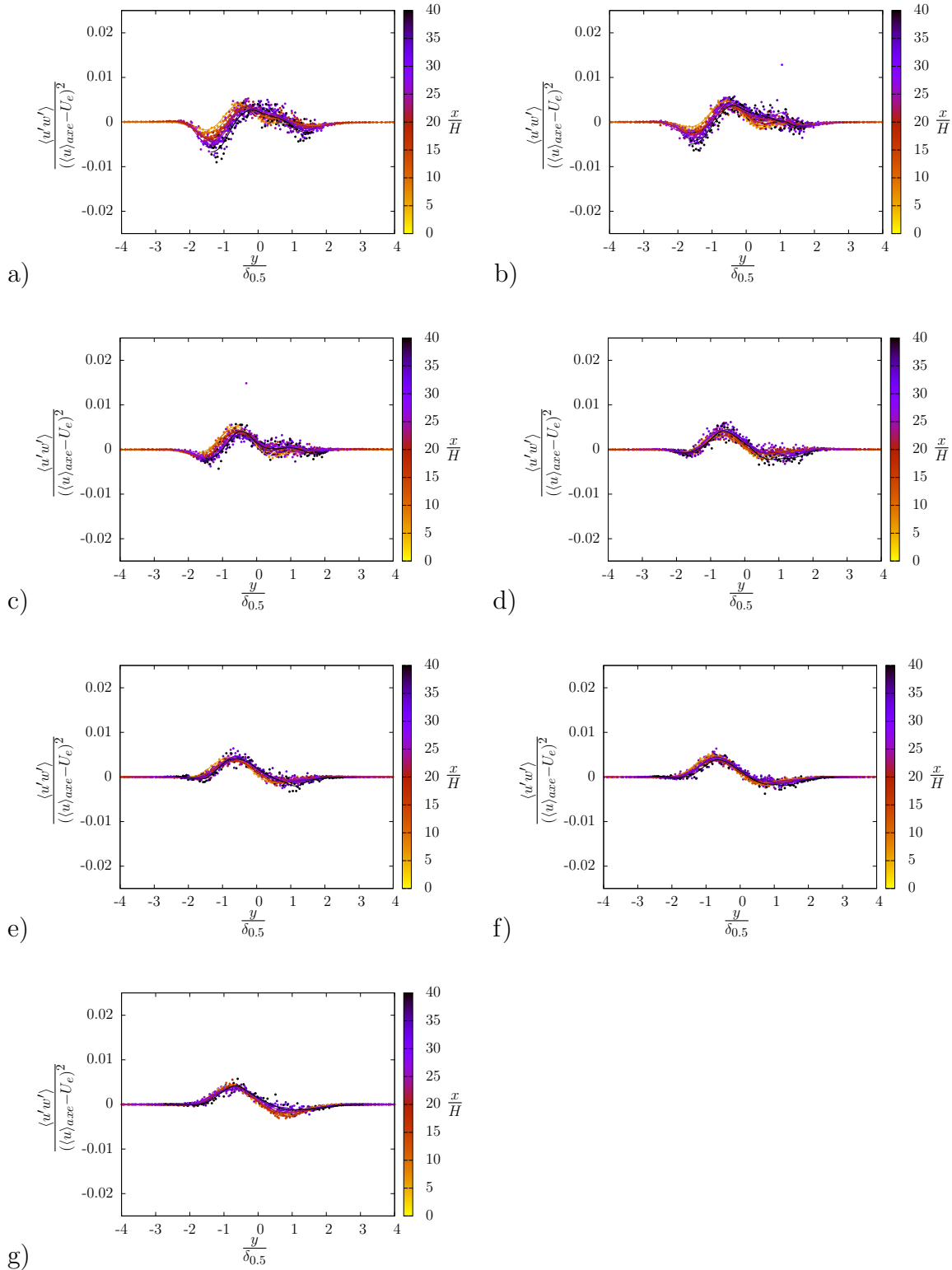


Figure A.16: Distribution des profils de $\frac{\langle u'w' \rangle}{(\langle u \rangle_{axe} - U_e)^2}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

Coefficients de dissymétrie et d'aplatissement

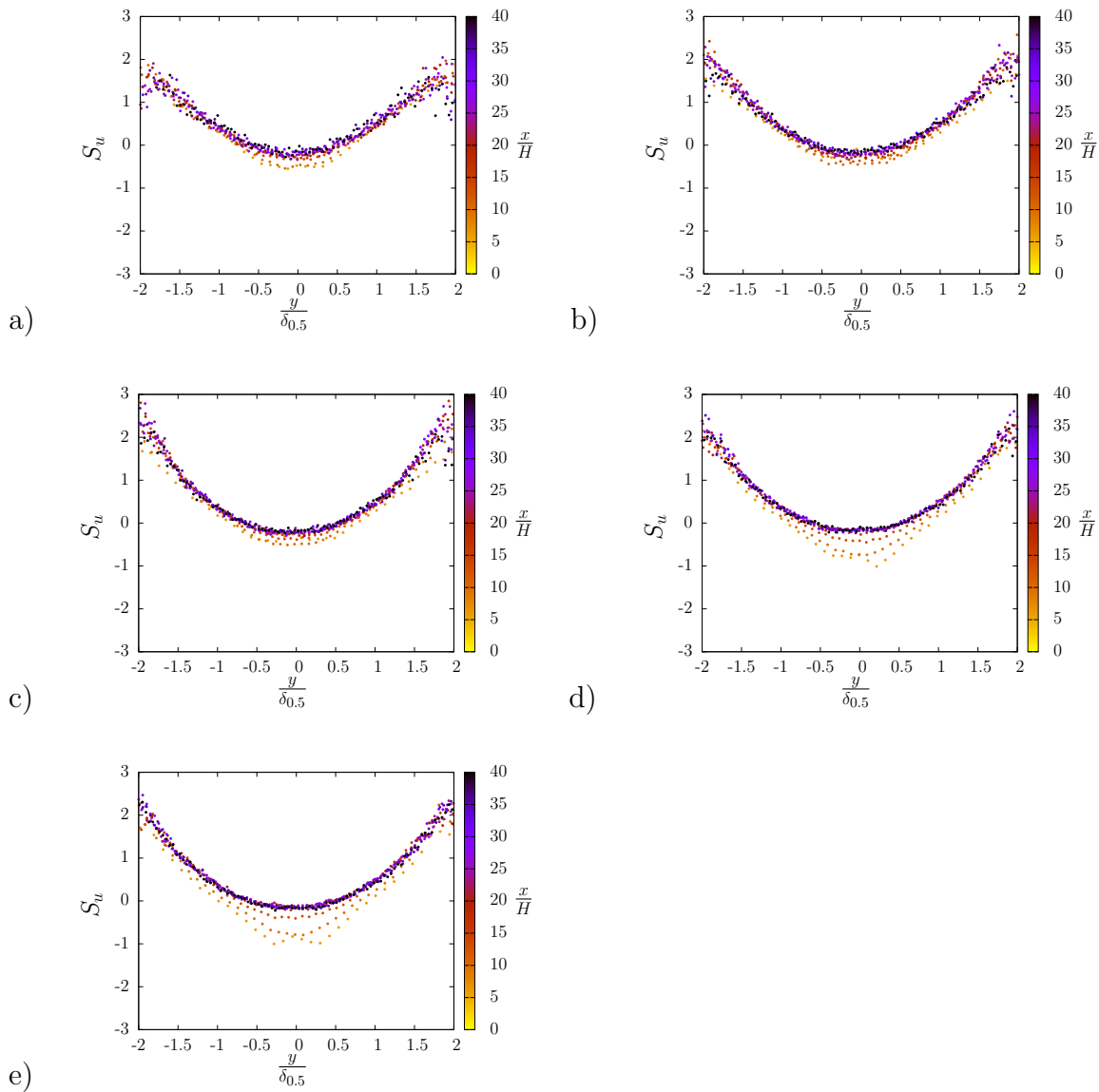


Figure A.17: Distribution du coefficient de dissymétrie de la vitesse longitudinale S_u en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

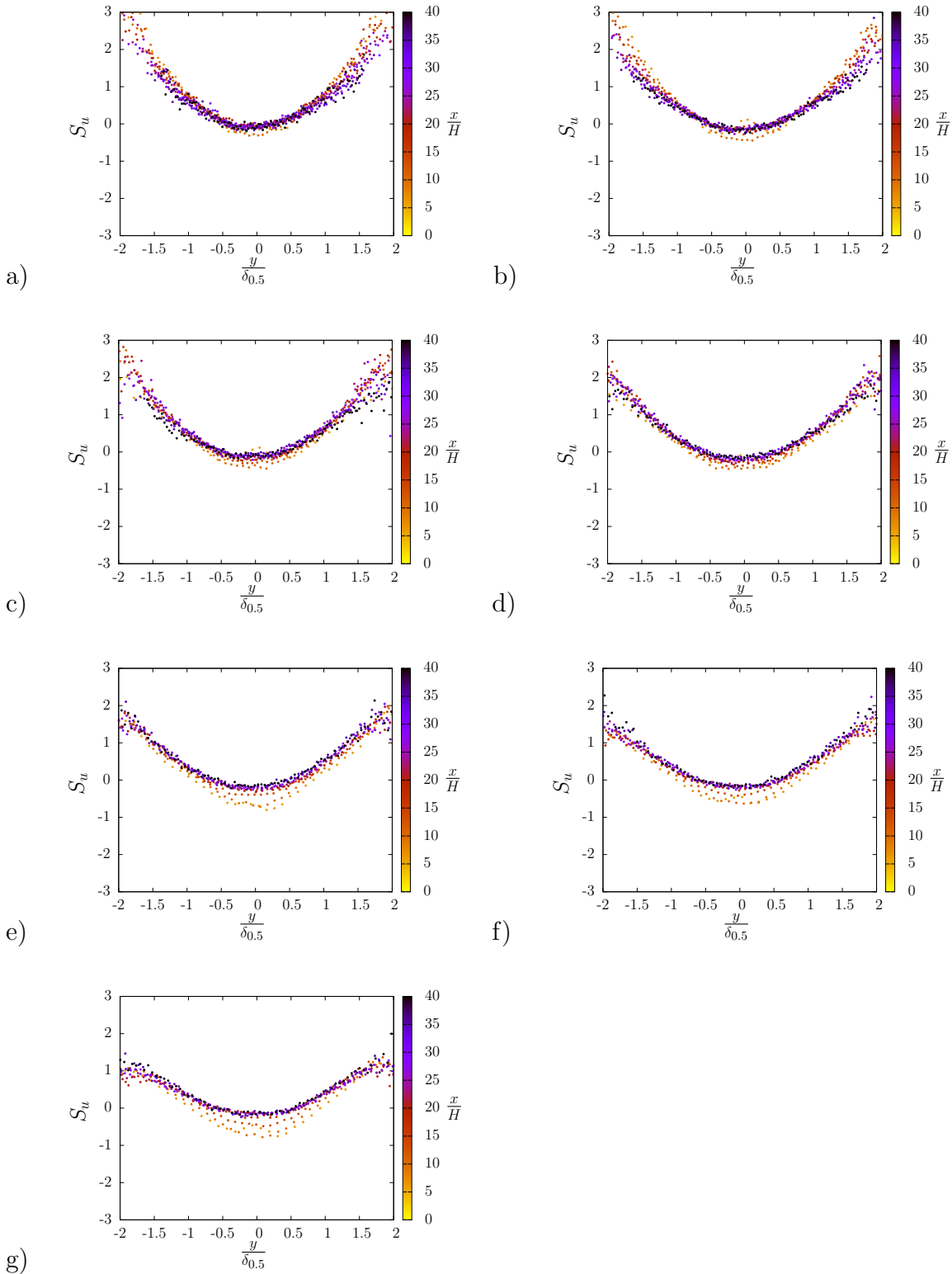


Figure A.18: Distribution du coefficient de dissymétrie de la vitesse longitudinale S_u en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

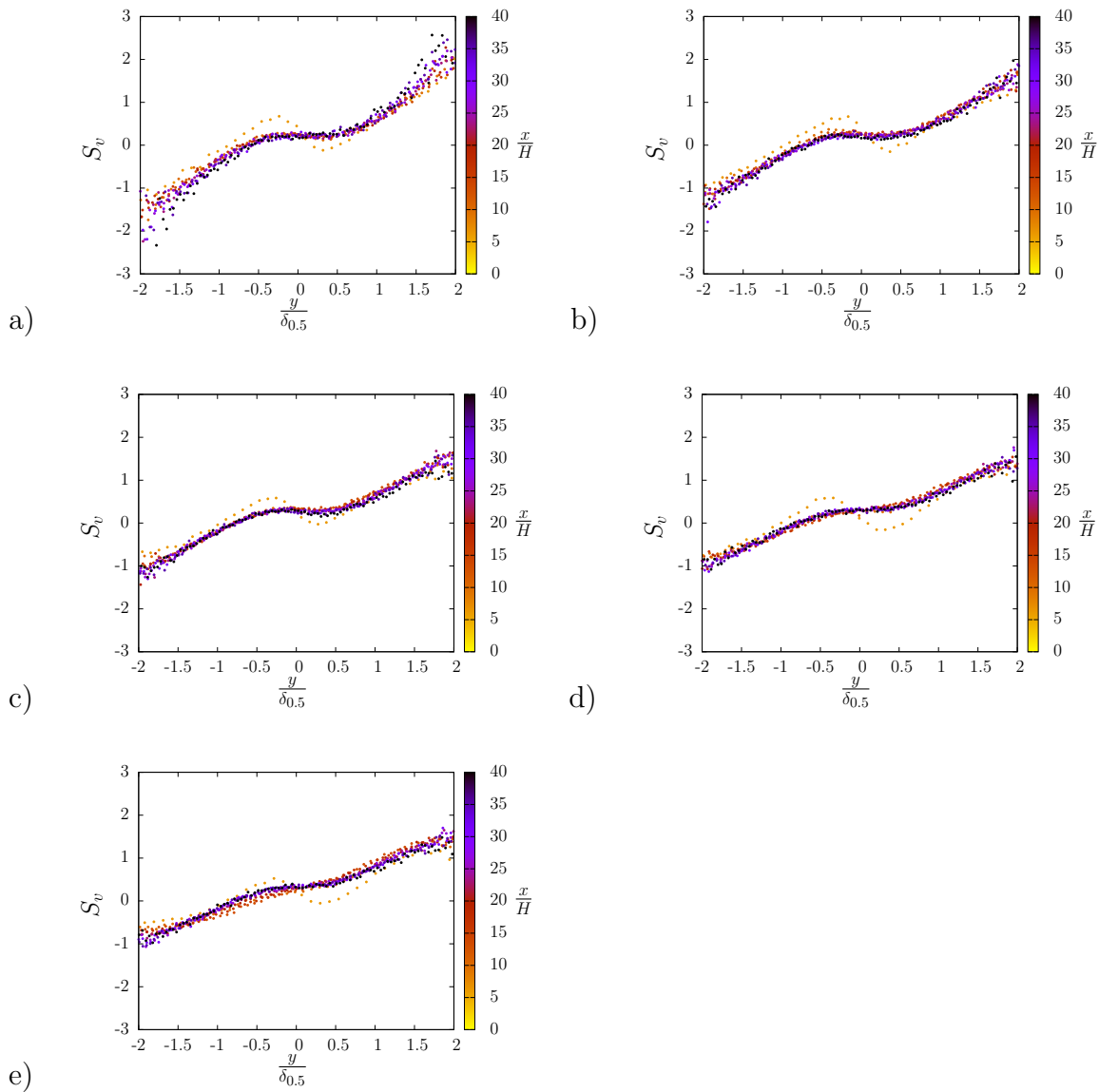


Figure A.19: Distribution du coefficient de dissymétrie de la vitesse normale S_v en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0,15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0,15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0,15$.

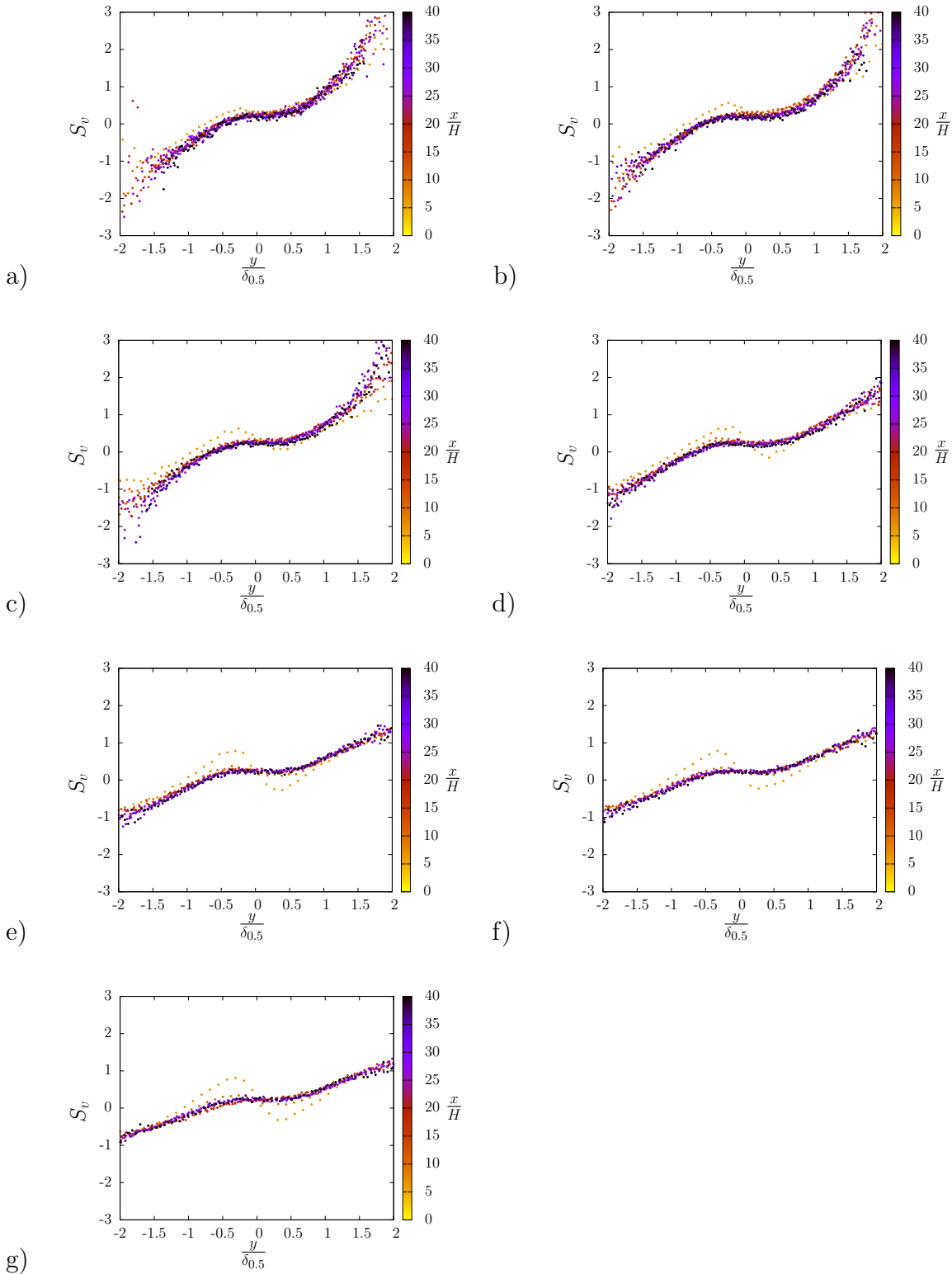


Figure A.20: Distribution du coefficient de dissymétrie de la vitesse normale S_v en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

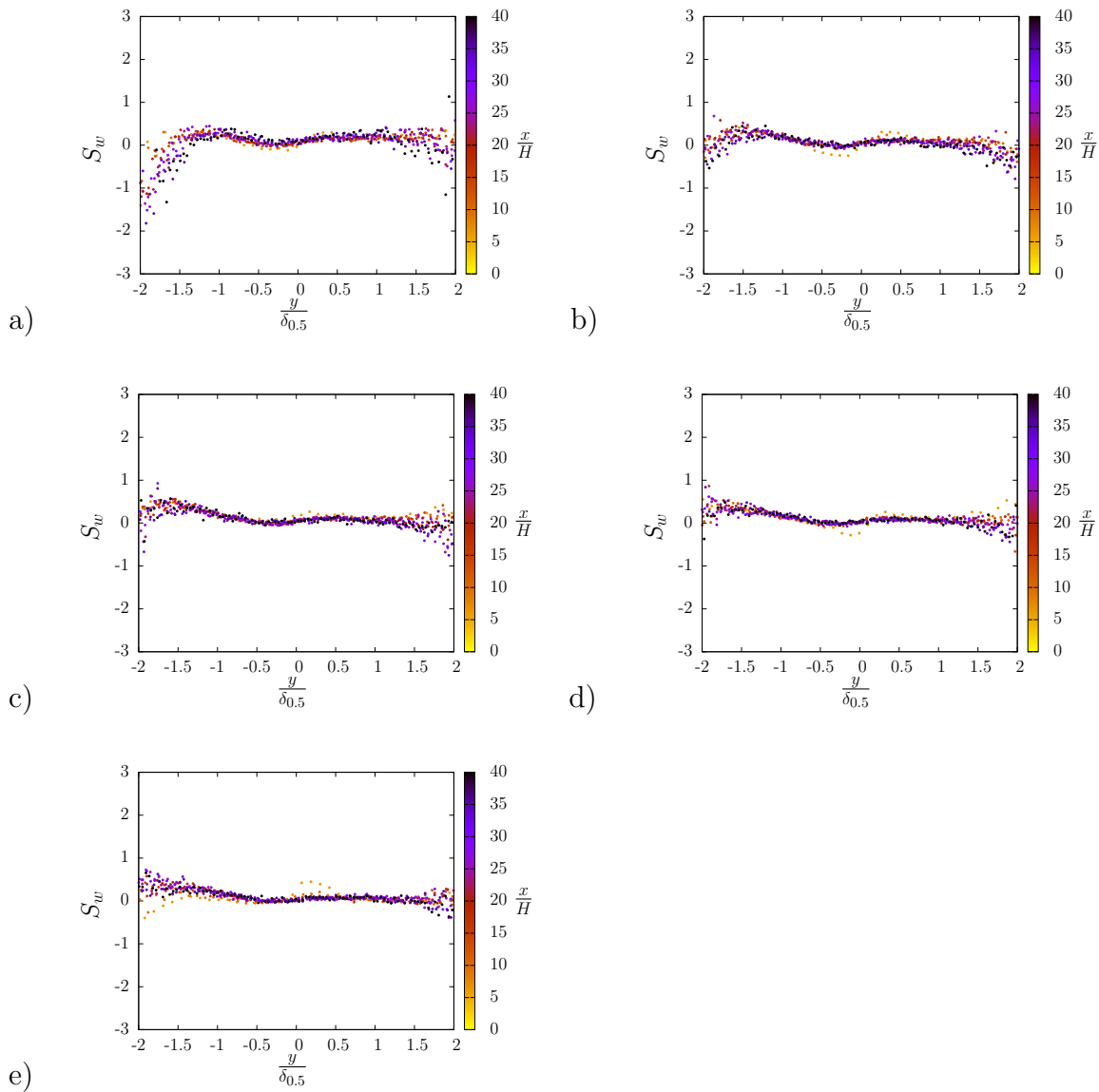


Figure A.21: Distribution du coefficient de dissymétrie de la vitesse transversale S_w en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0,15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0,15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0,15$.

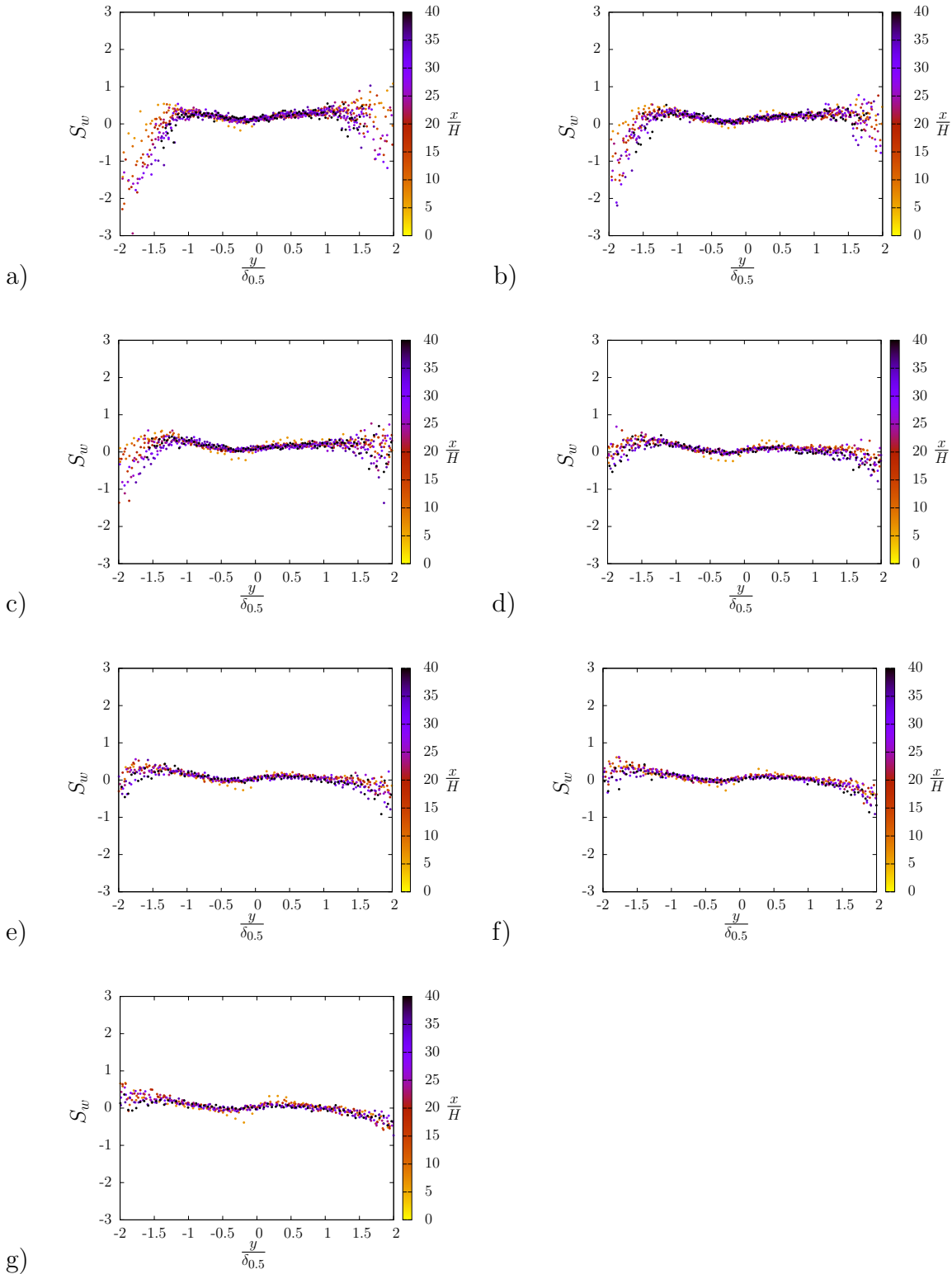


Figure A.22: Distribution du coefficient de dissymétrie de la vitesse transversale S_w en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

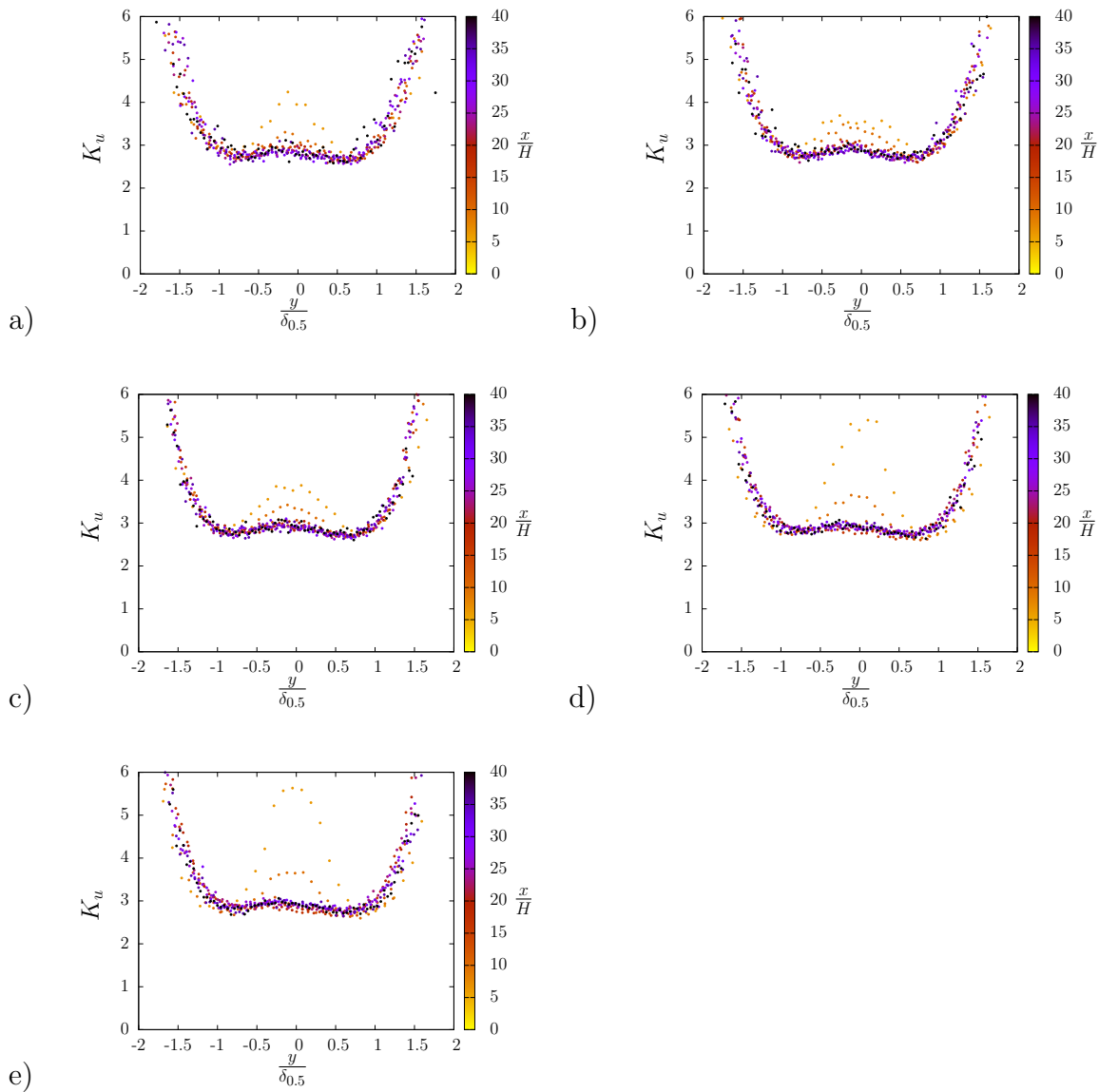


Figure A.23: Distribution du coefficient d'aplatissement de la vitesse longitudinale K_u en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

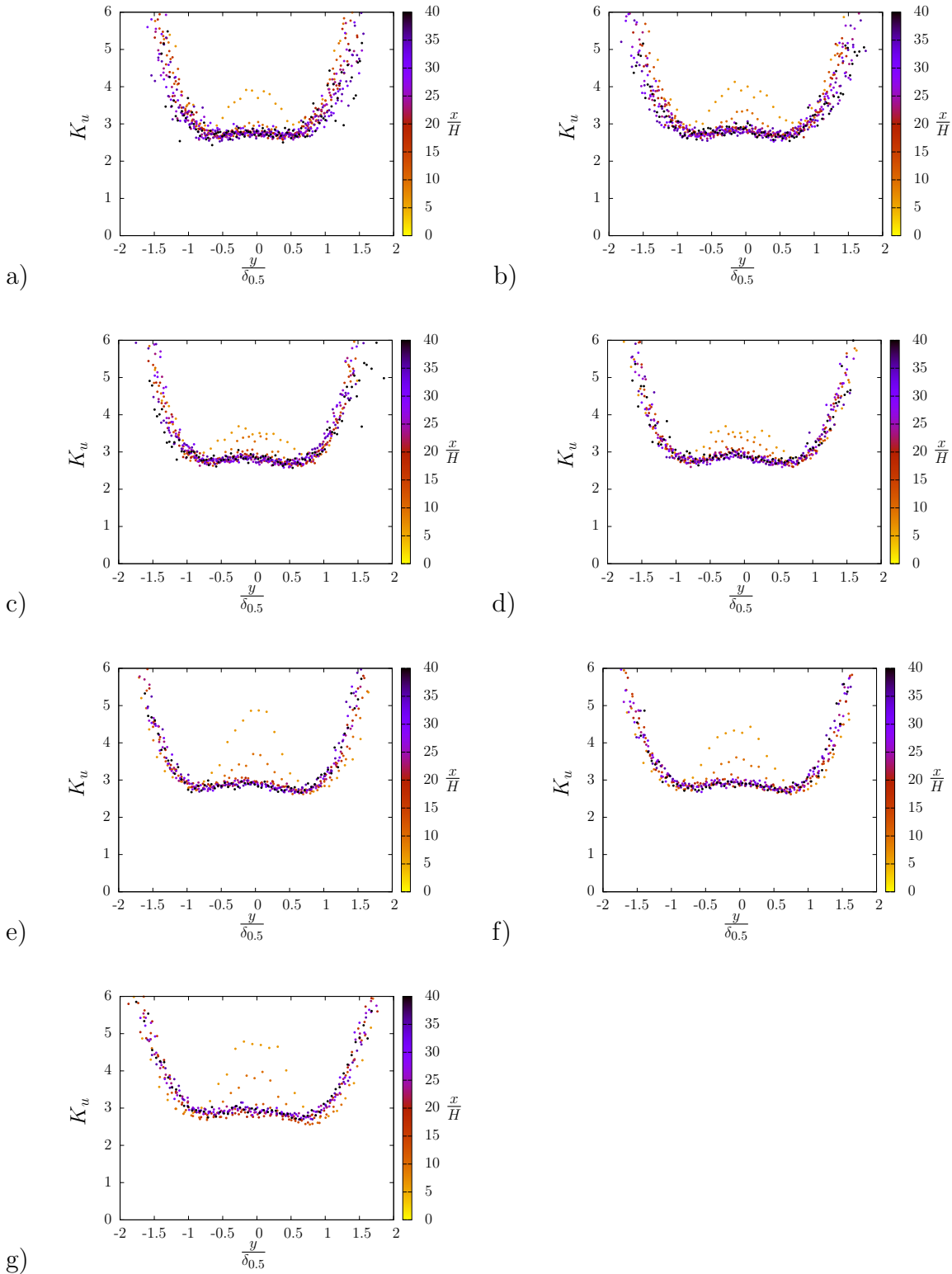


Figure A.24: Distribution du coefficient d'aplatissement de la vitesse longitudinale K_u en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,30$.

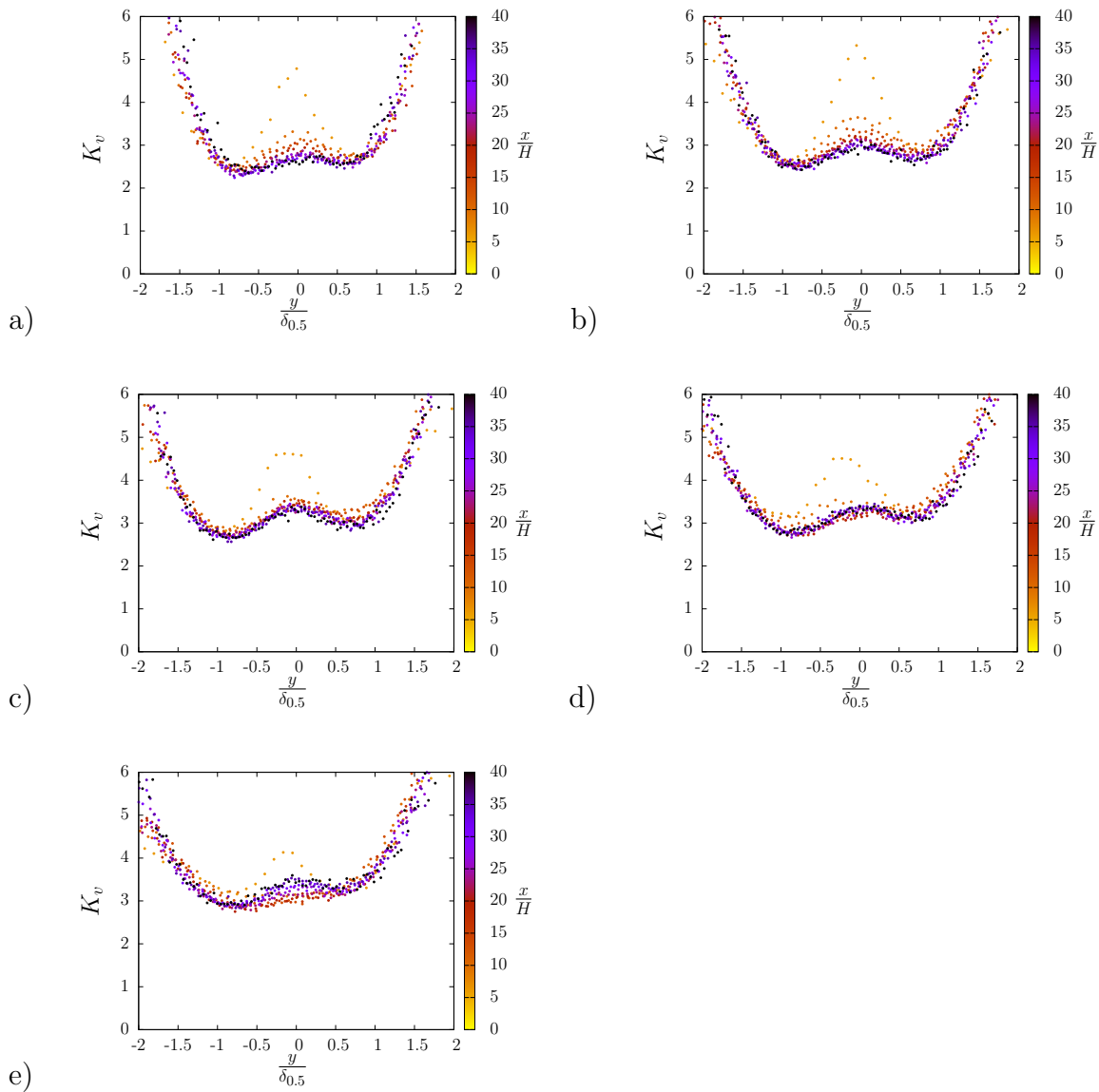


Figure A.25: Distribution du coefficient d'aplatissement de la vitesse normale K_v en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0,15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0,15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0,15$.

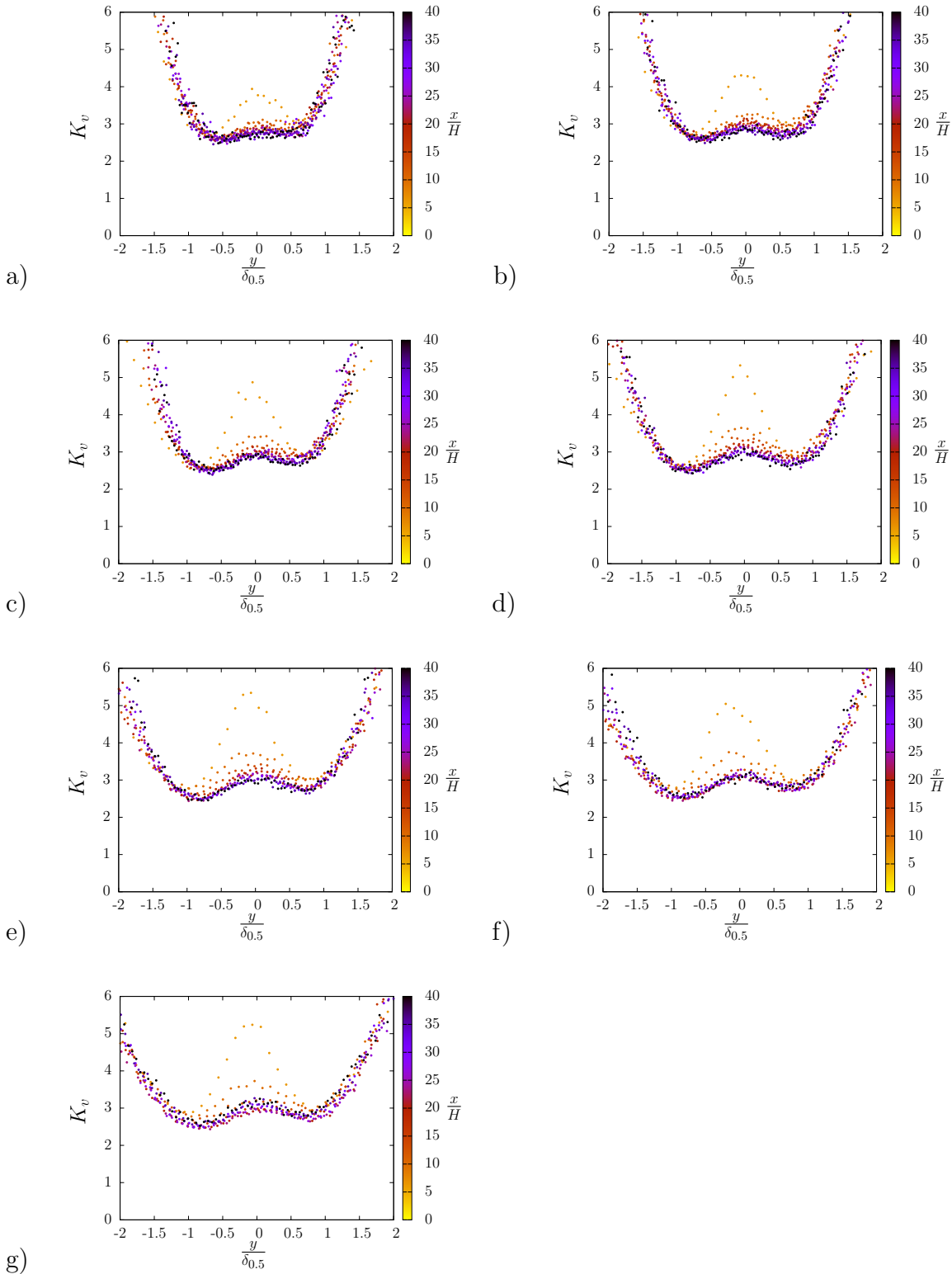


Figure A.26: Distribution du coefficient d'aplatissement de la vitesse normale K_v en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

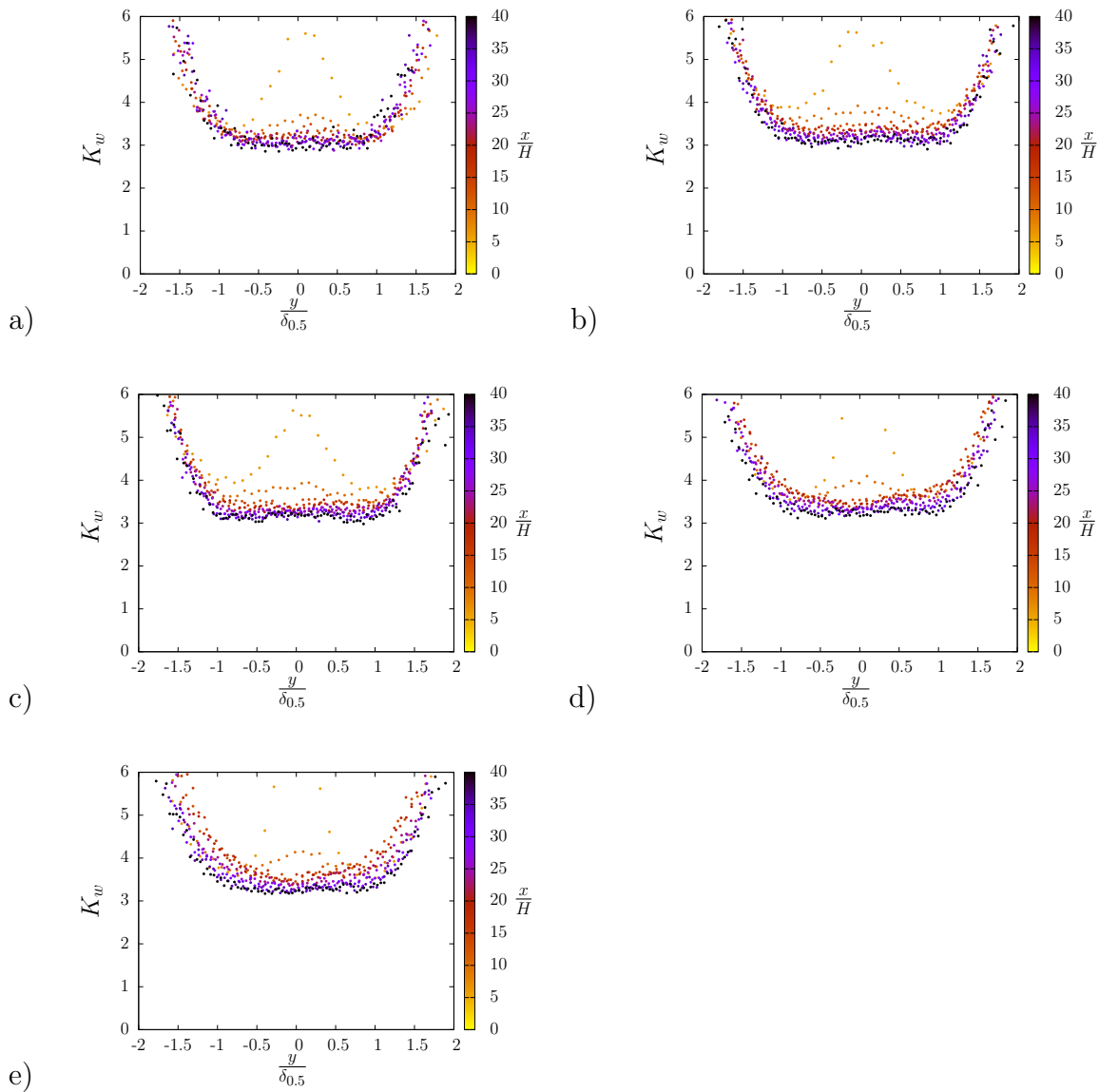


Figure A.27: Distribution du coefficient d'aplatissement de la vitesse transversale K_w en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

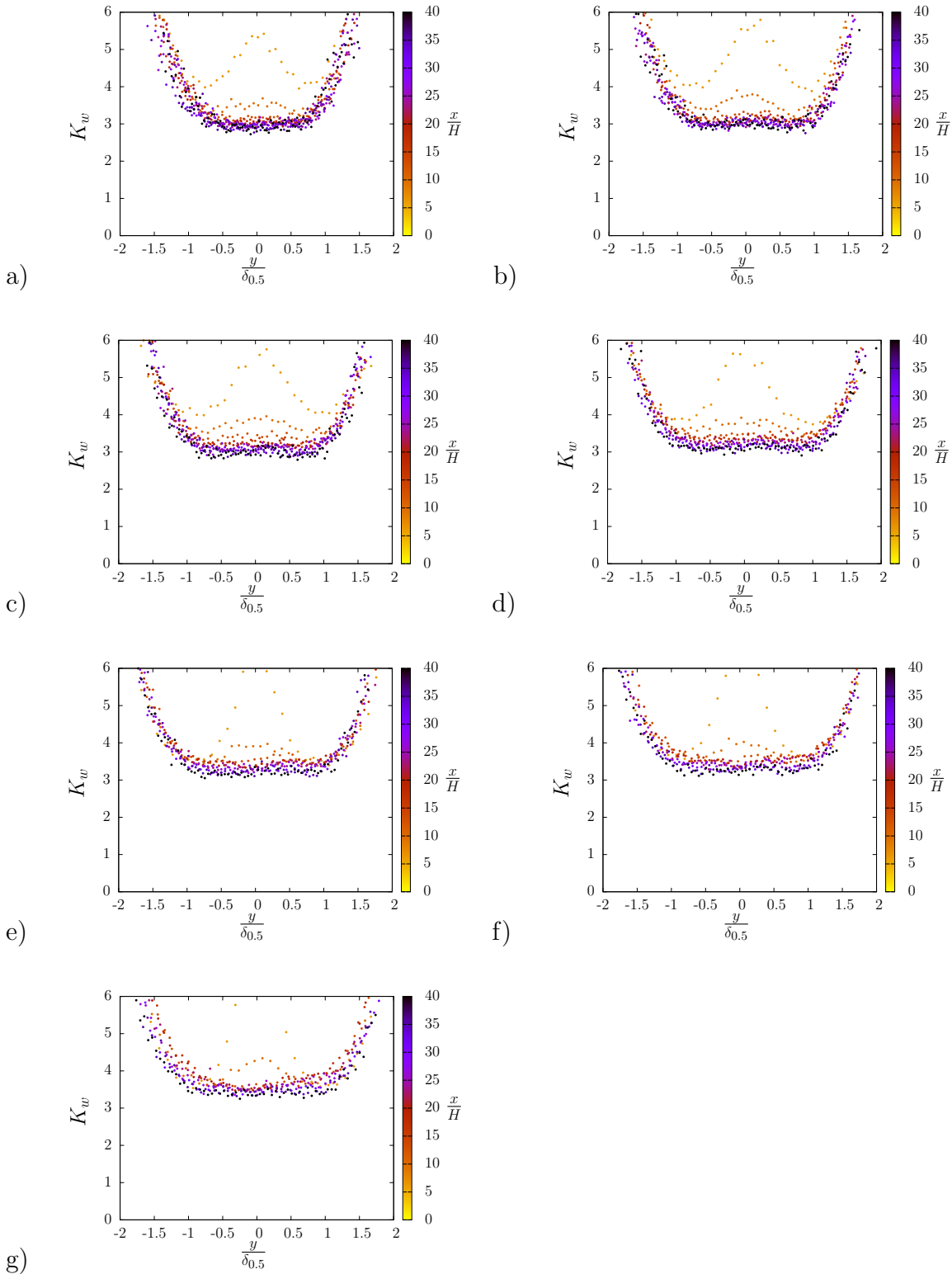


Figure A.28: Distribution du coefficient d'aplatissement de la vitesse transversale K_w en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

Échelles caractéristique de Turbulence

Échelles de Kolmogorov

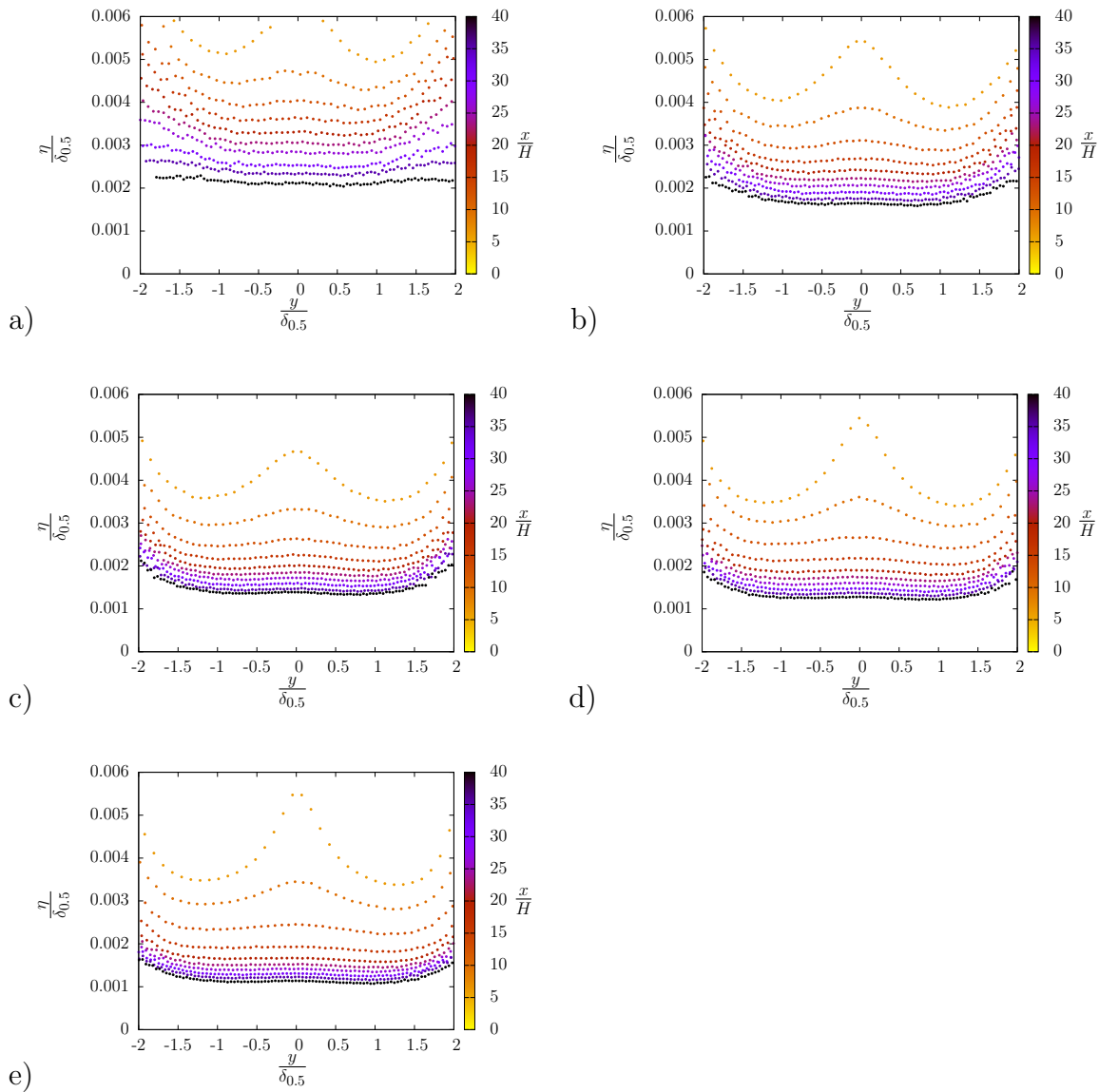


Figure A.29: Distribution des profils de $\frac{\eta}{\delta_{0,5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

Catalogue des résultats des mesures par CTA

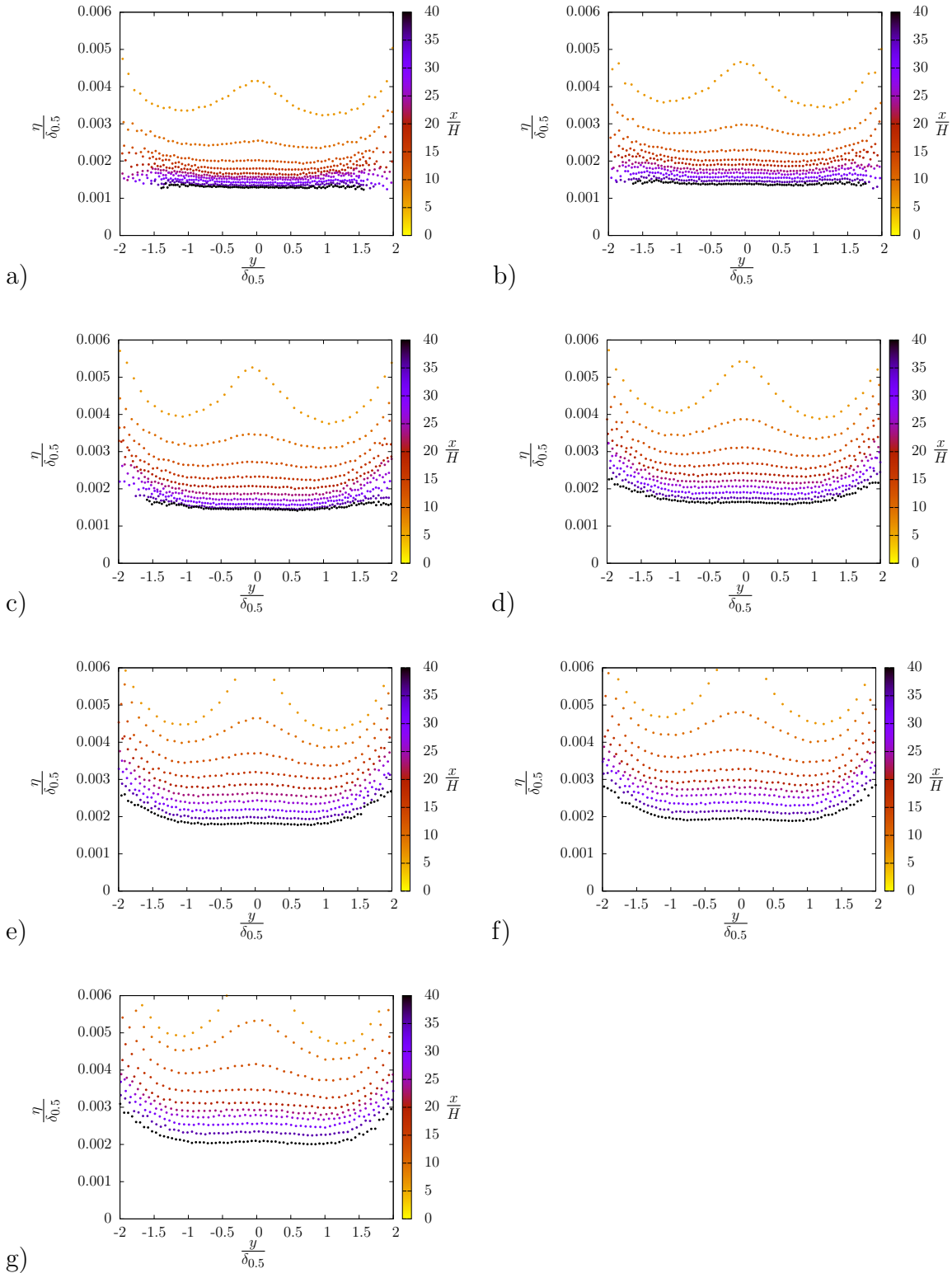


Figure A.30: Distribution des profils de $\frac{\eta}{\delta_{0,5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

Micro-échelles de Taylor

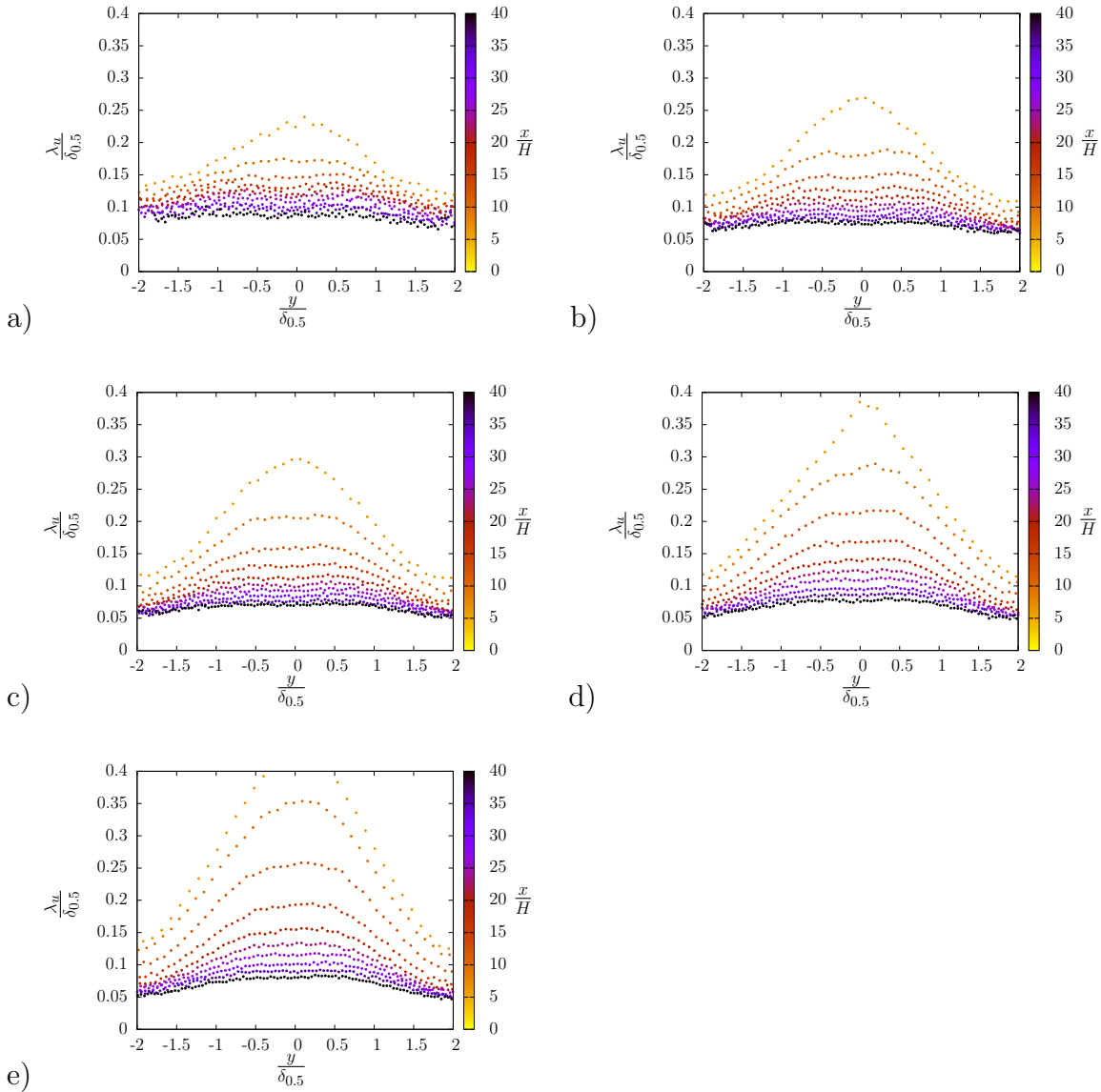


Figure A.31: Distribution des profils de $\frac{\lambda_u}{\delta_{0.5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

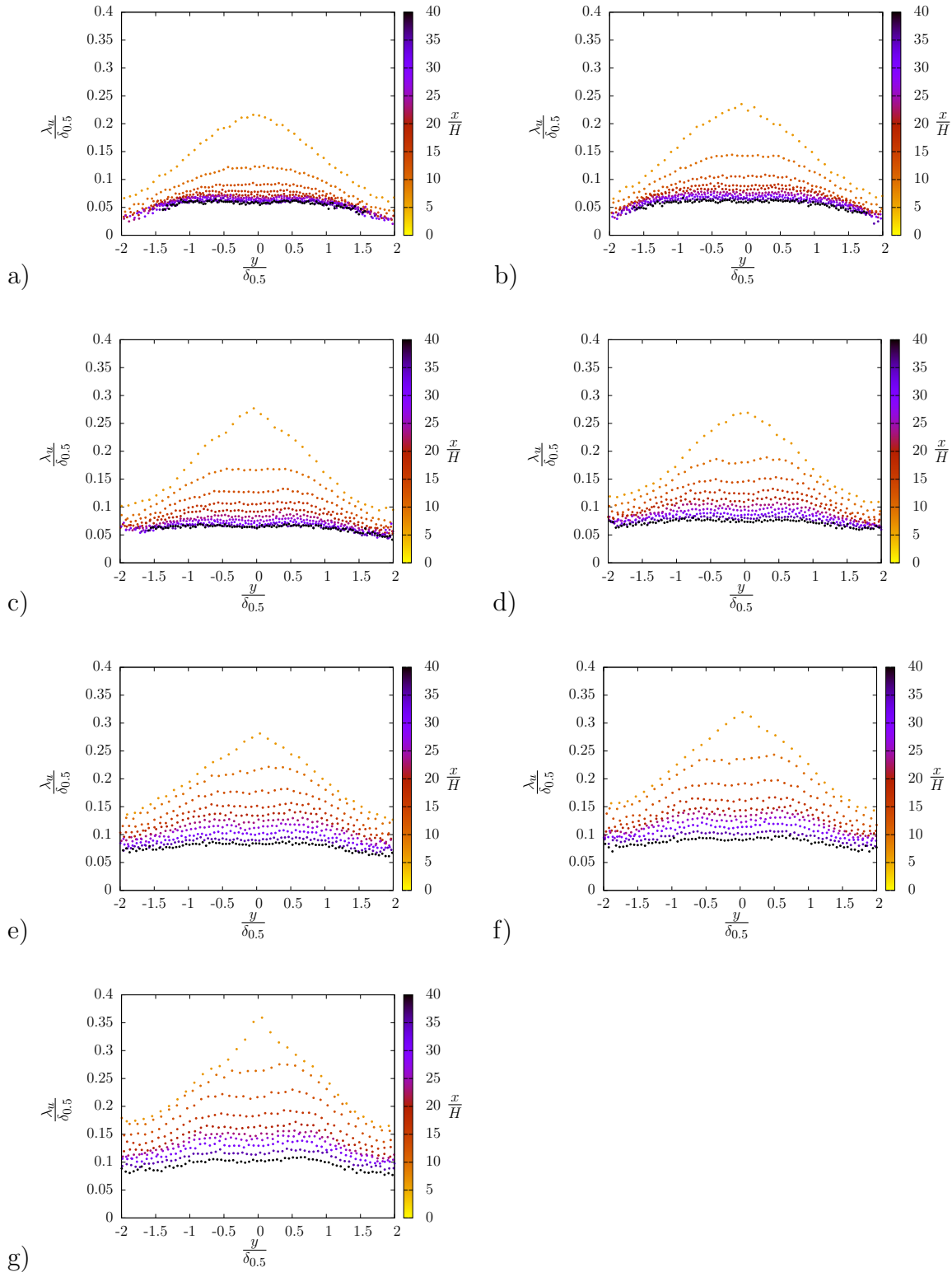


Figure A.32: Distribution des profils de $\frac{\lambda_u}{\delta_{0,5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

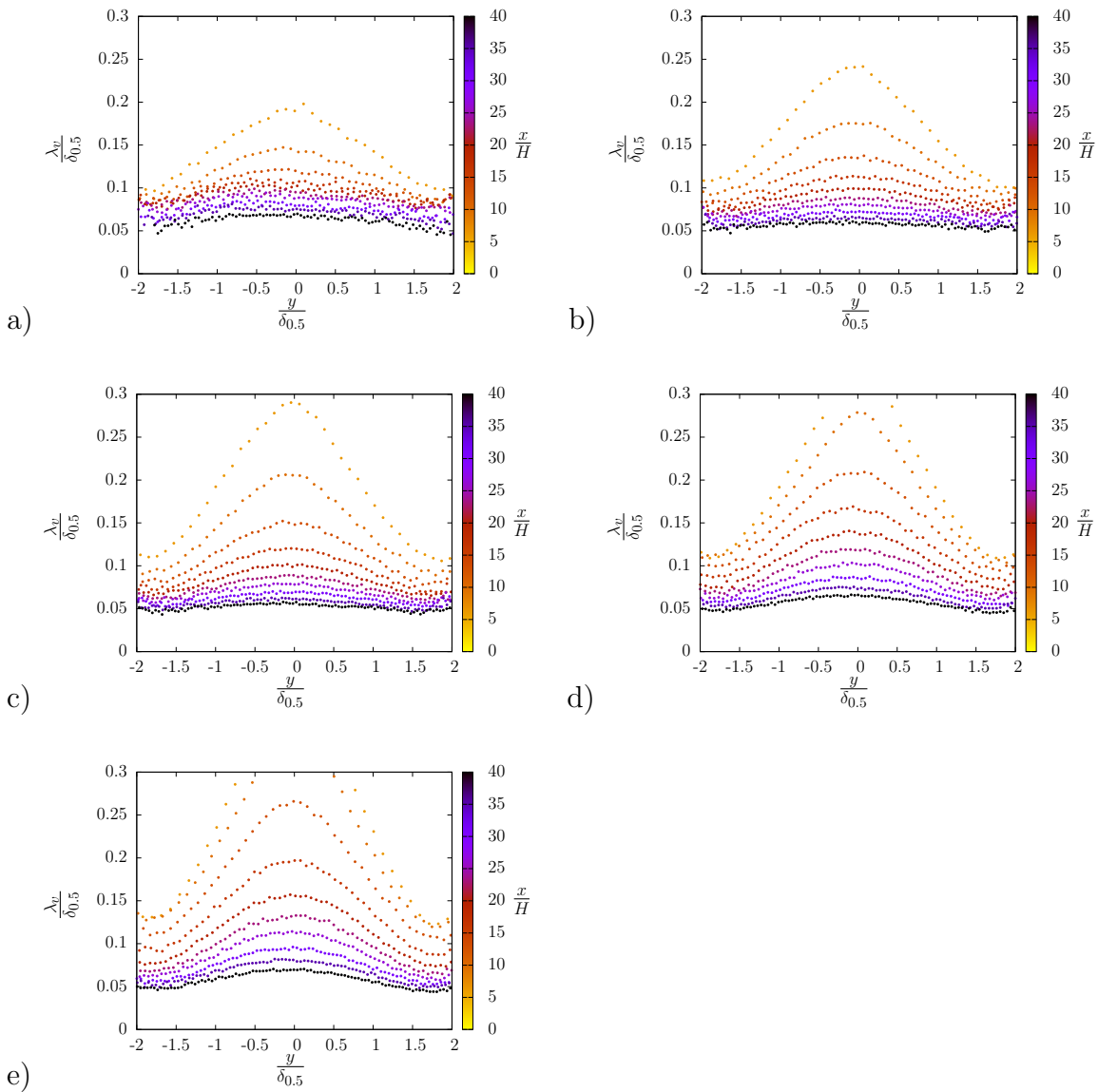


Figure A.33: Distribution des profils de $\frac{\lambda_v}{\delta_{0,5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 10000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30000$ et $r = 0, 15$.

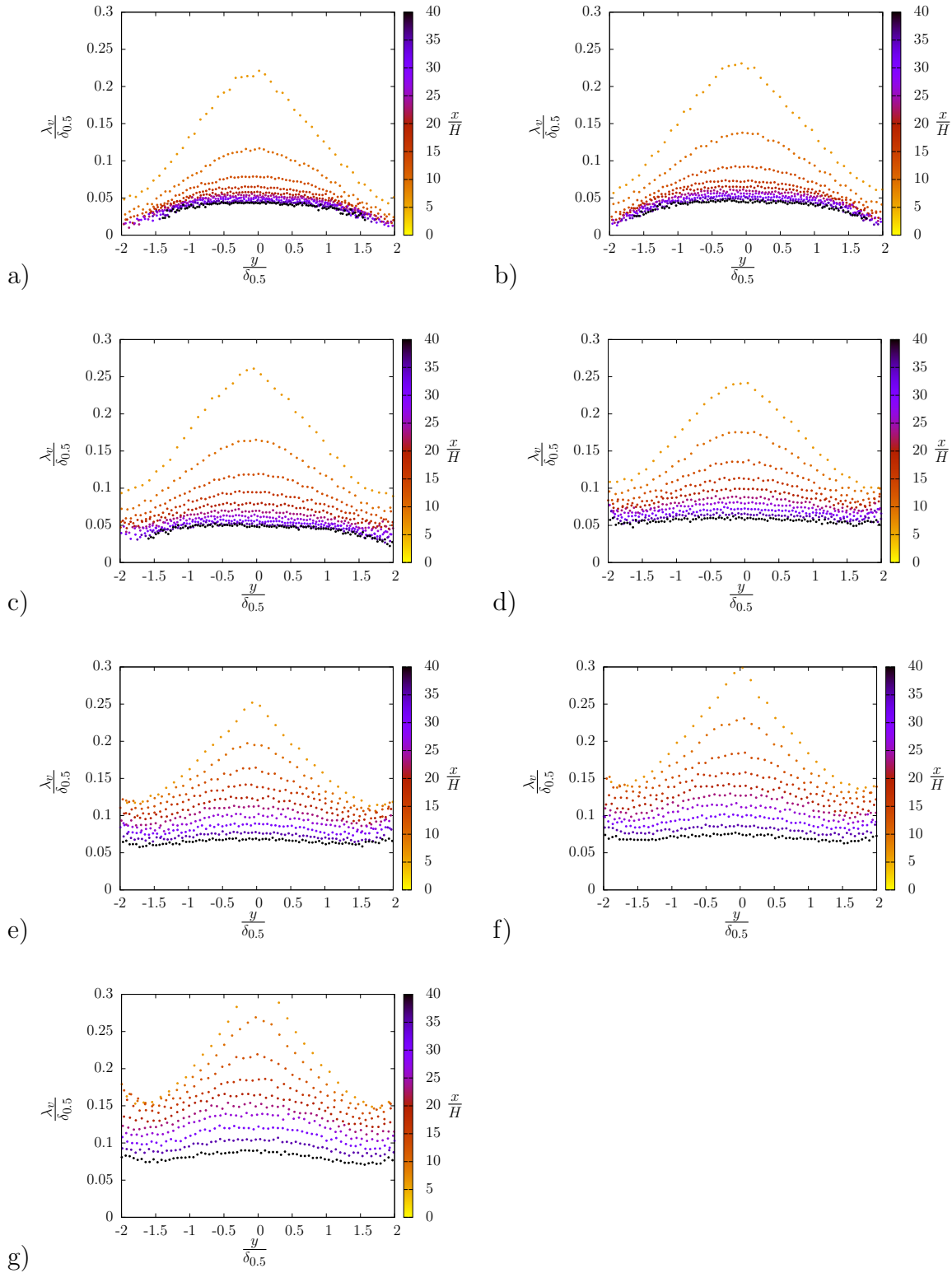


Figure A.34: Distribution des profils de $\frac{\lambda_v}{\delta_{0,5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

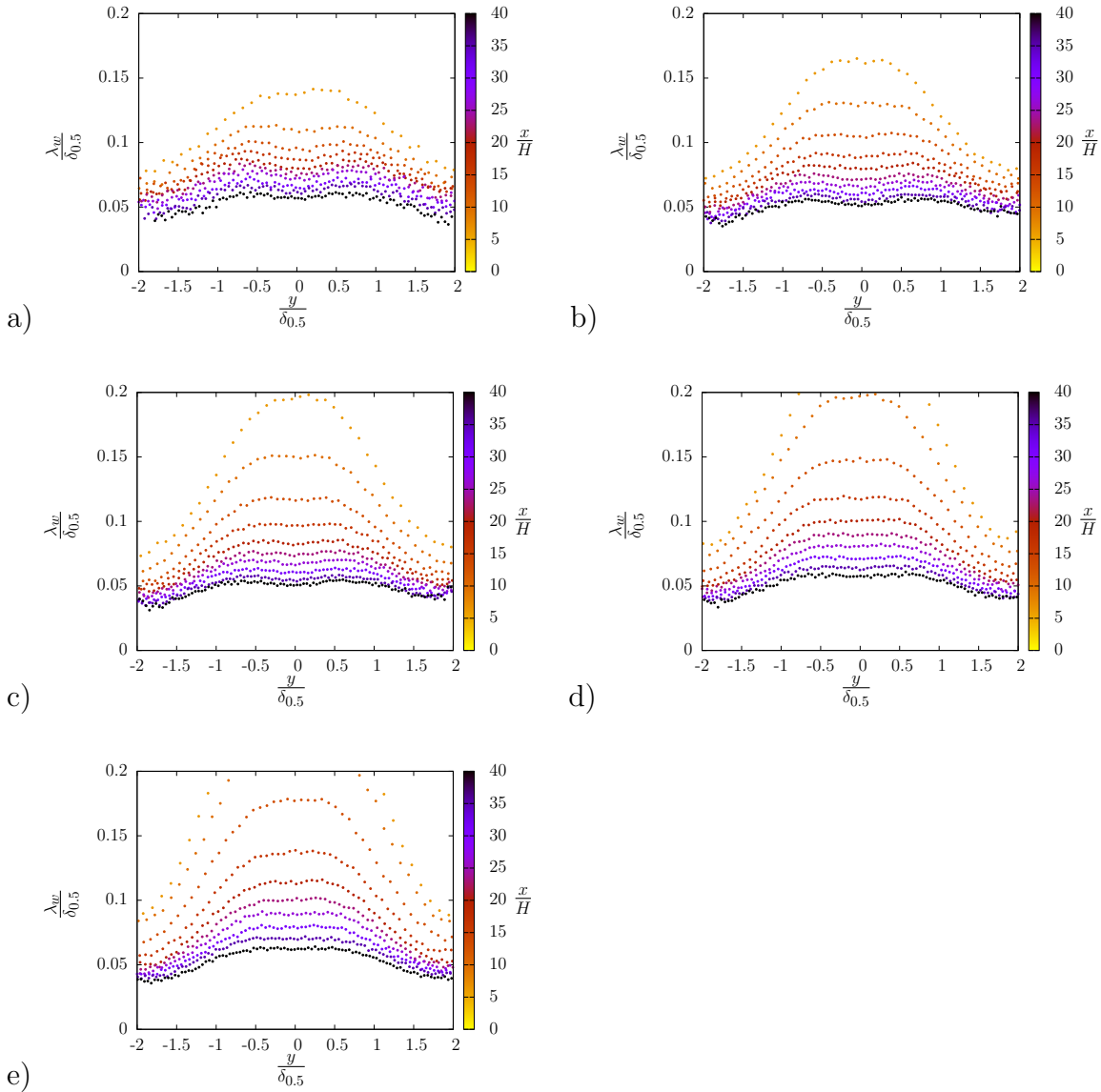


Figure A.35: Distribution des profils de $\frac{\lambda_w}{\delta_{0.5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

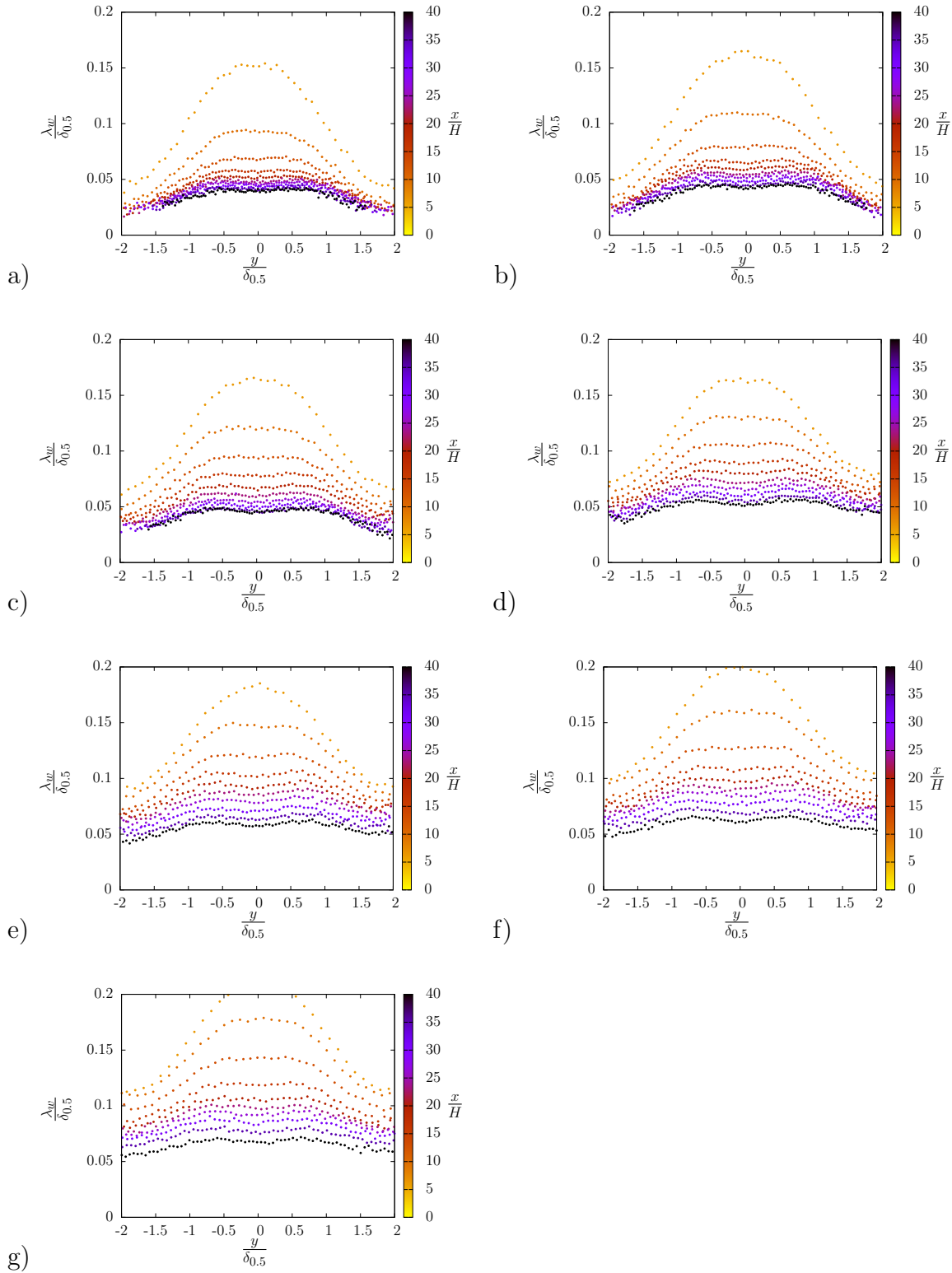


Figure A.36: Distribution des profils de $\frac{\lambda_w}{\delta_{0,5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

Échelles intégrales

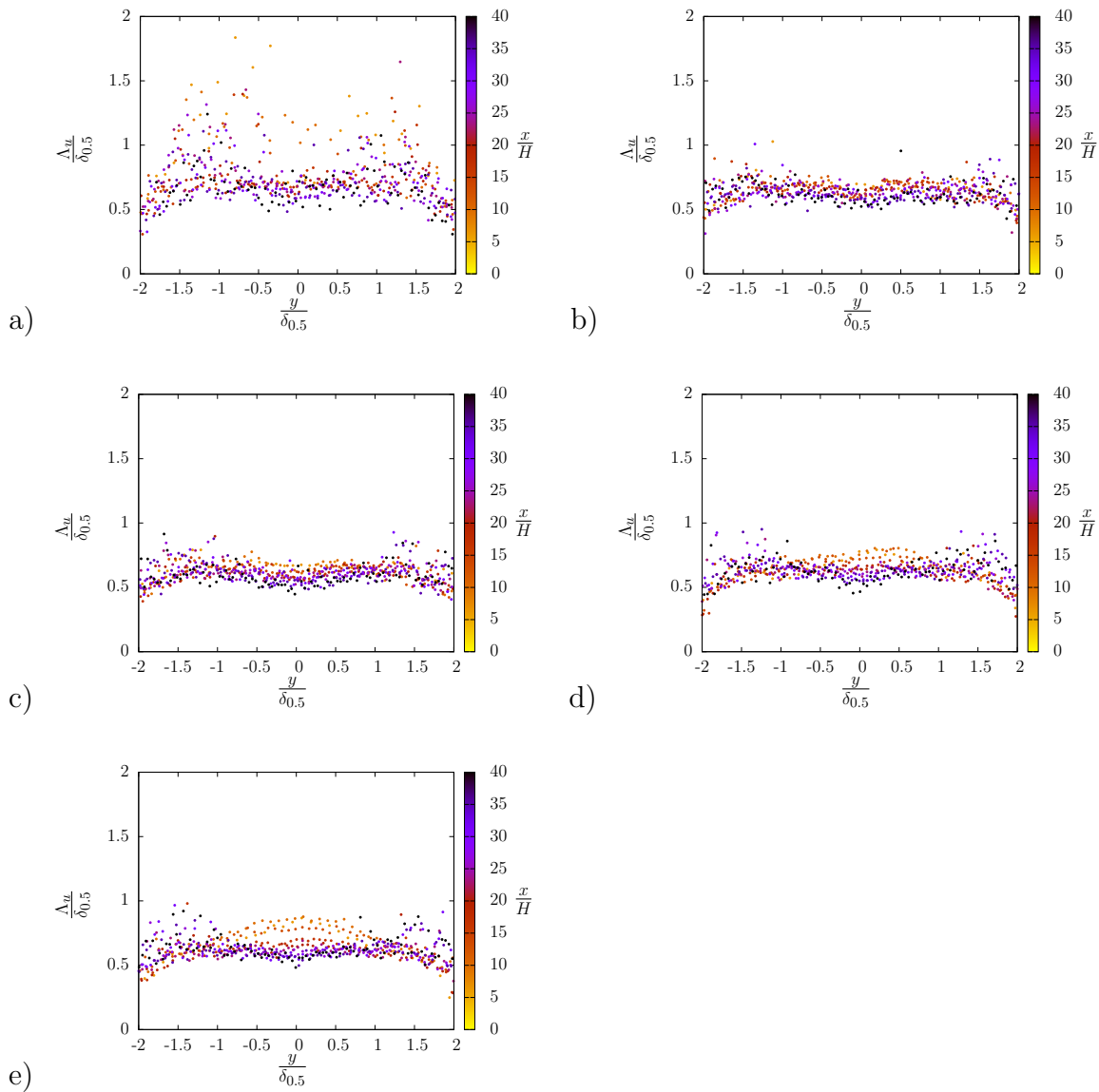


Figure A.37: Distribution des profils de $\frac{\Delta u}{\delta_{0.5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 10000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30000$ et $r = 0, 15$.

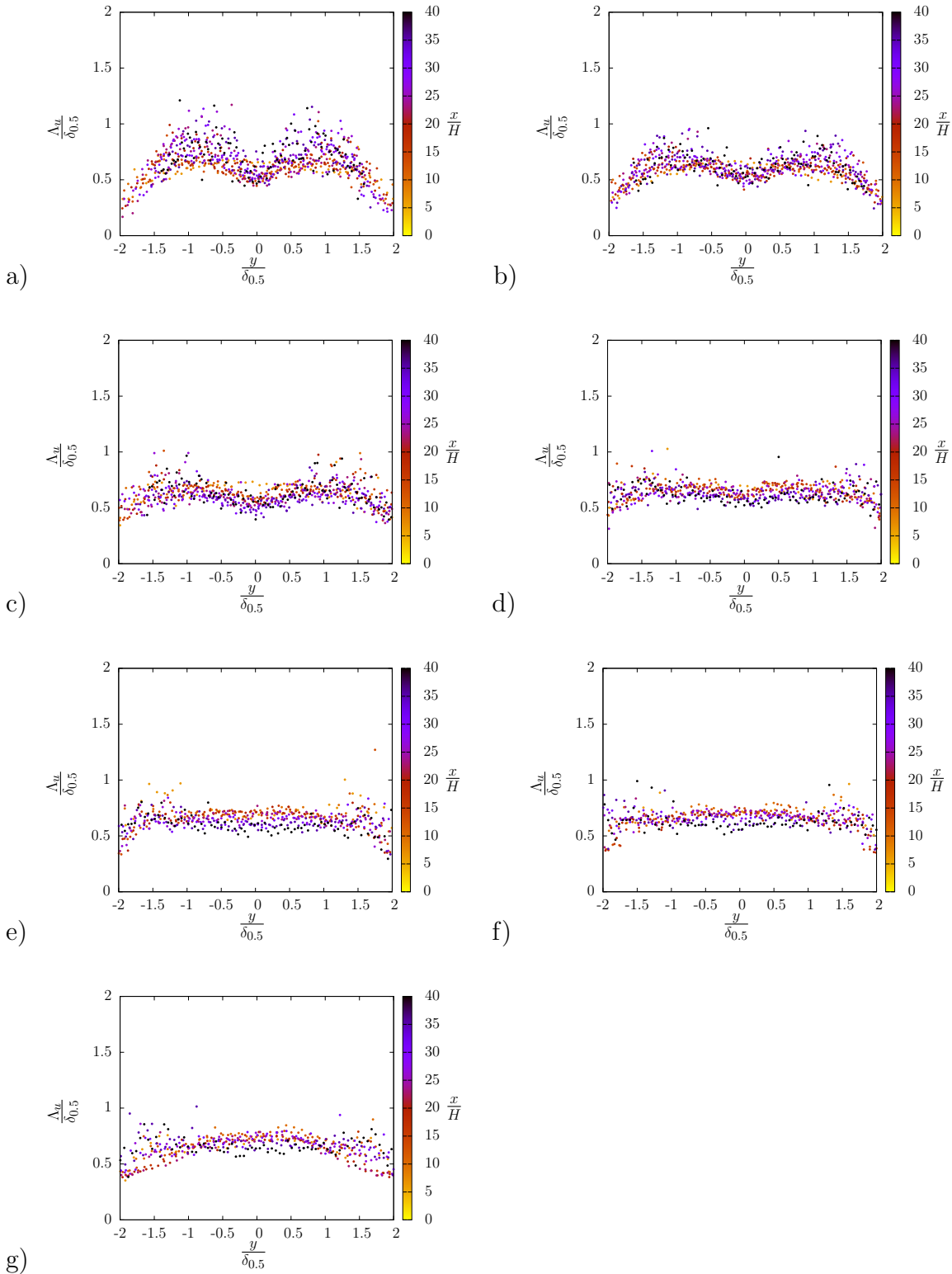


Figure A.38: Distribution des profils de $\frac{\Delta u}{\delta_{0,5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,30$.

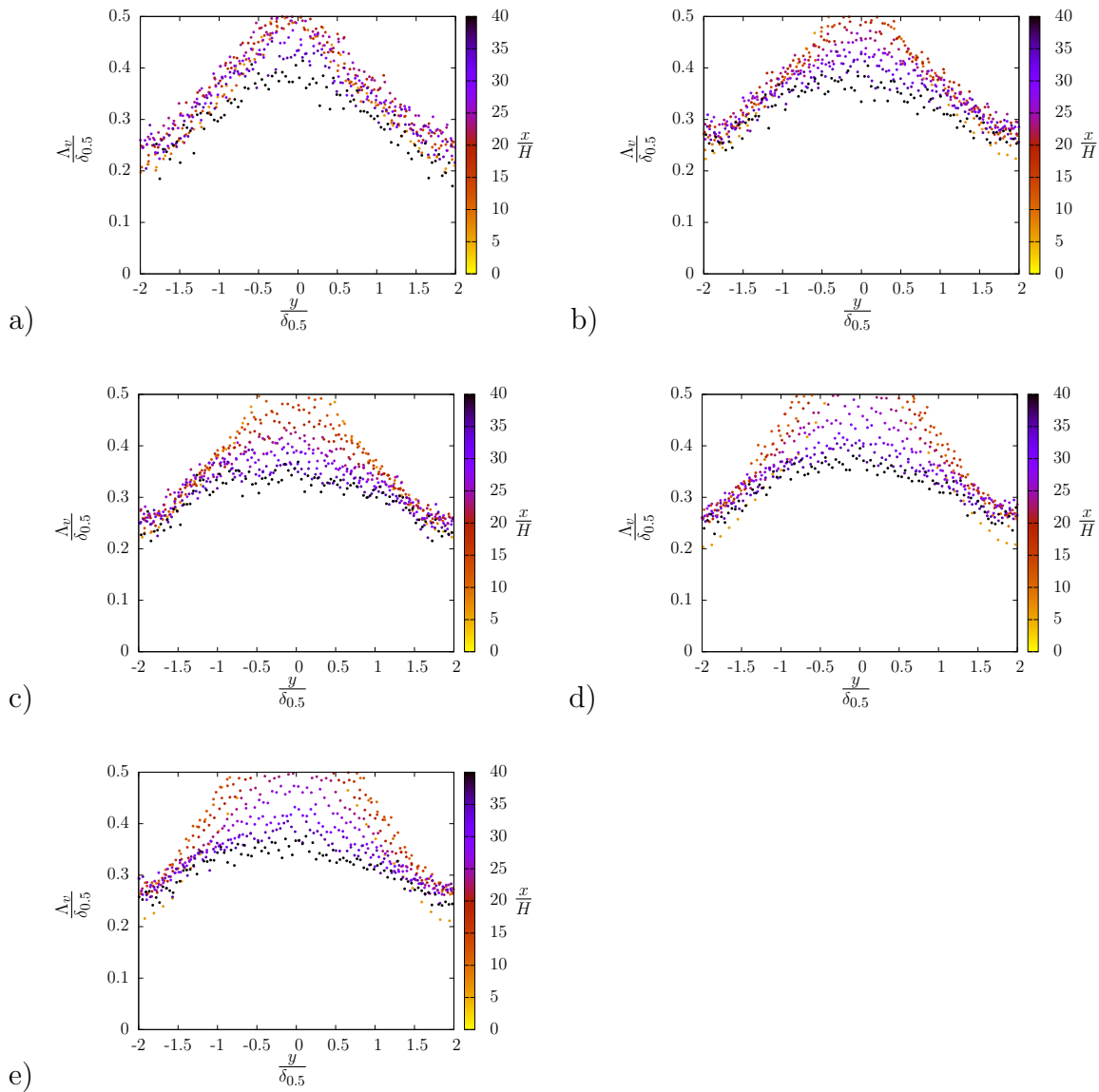


Figure A.39: Distribution des profils de $\frac{\Lambda_v}{\delta_{0,5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

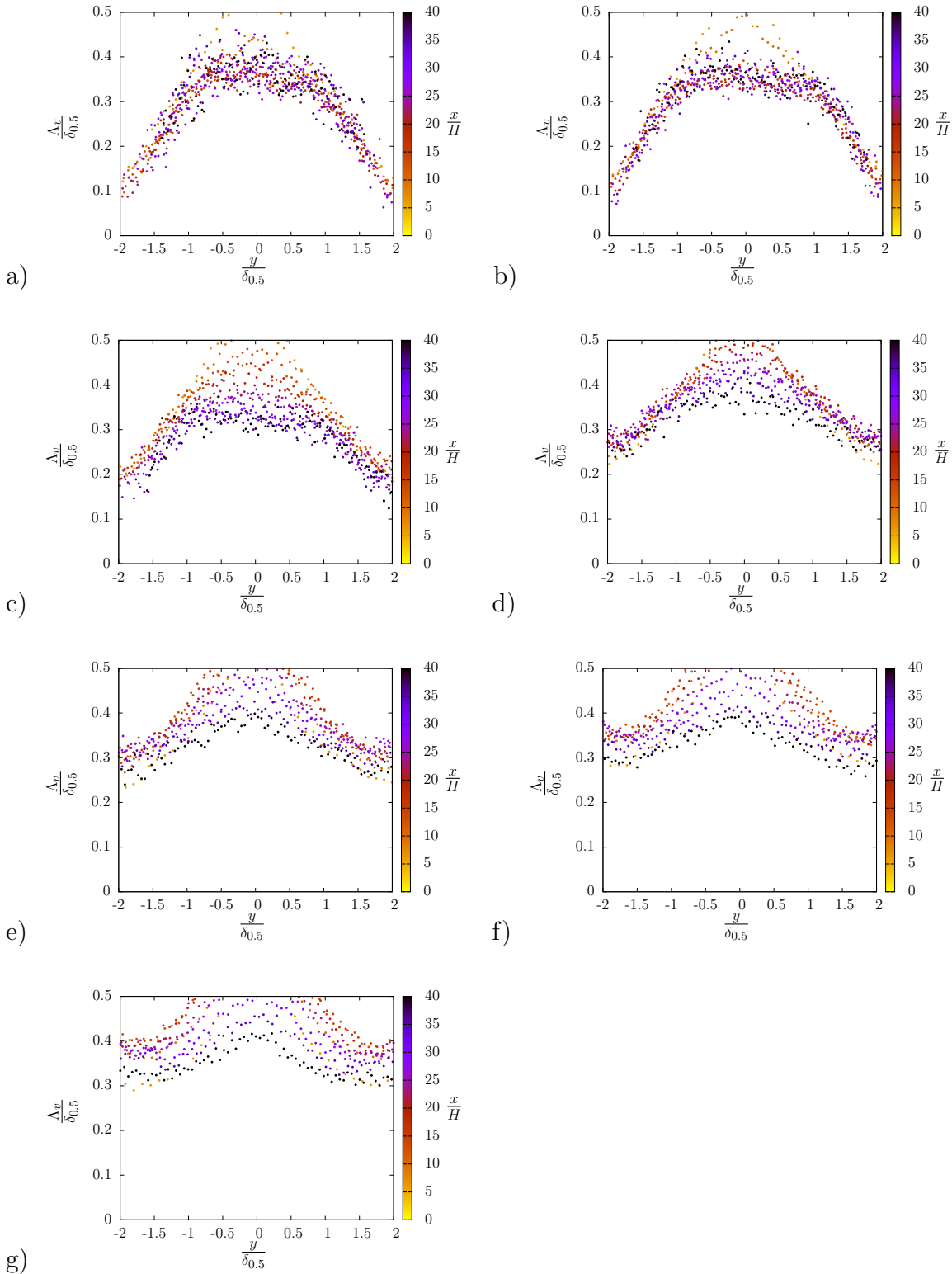


Figure A.40: Distribution des profils de $\frac{\Lambda_v}{\delta_{0,5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

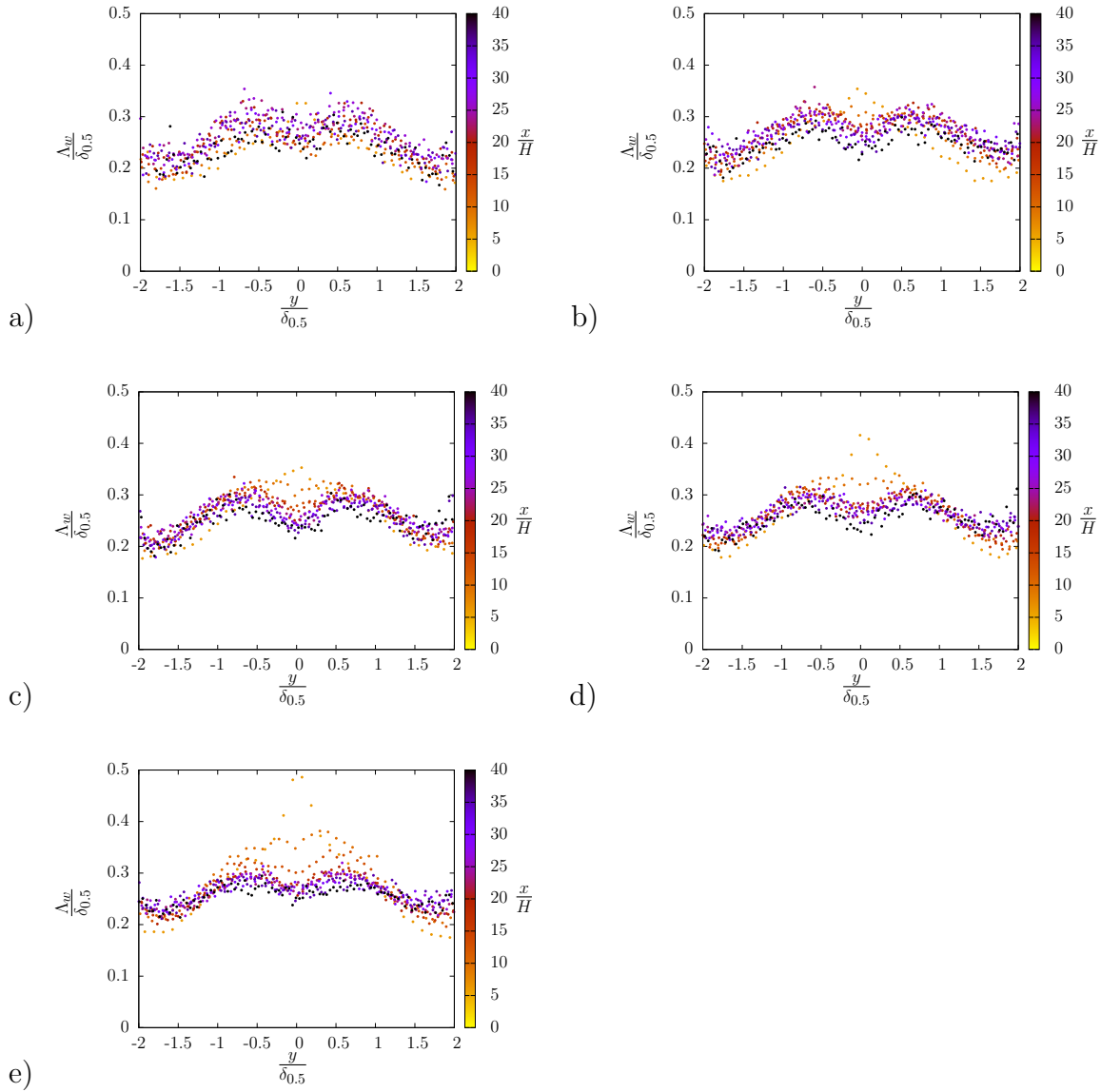


Figure A.41: Distribution des profils de $\frac{\Delta w}{\delta_{0,5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

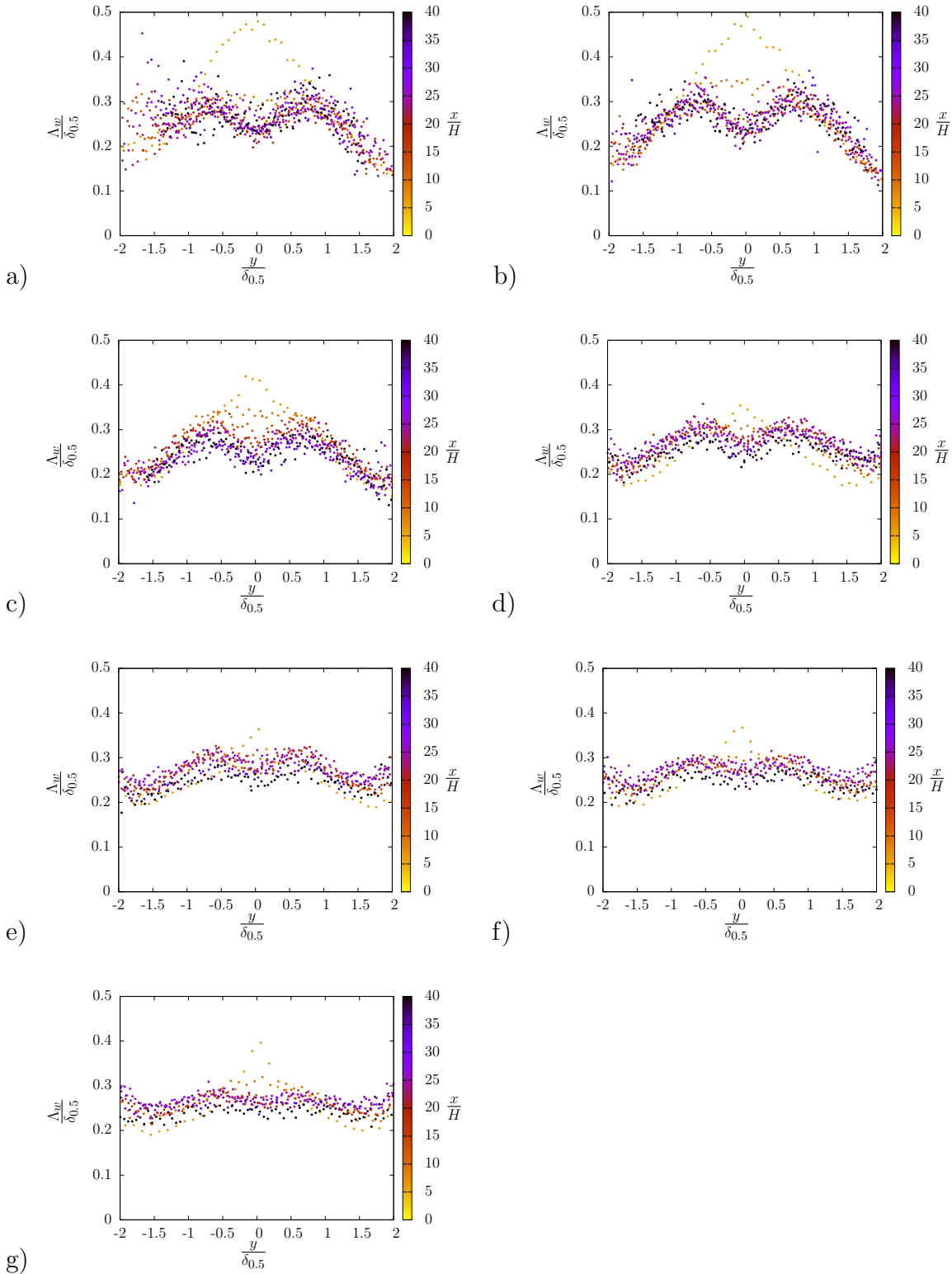


Figure A.42: Distribution des profils de $\frac{\Delta w}{\delta_{0,5}}$ en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 15000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15000$ et $r = 0,30$.

Nombre de Strouhal

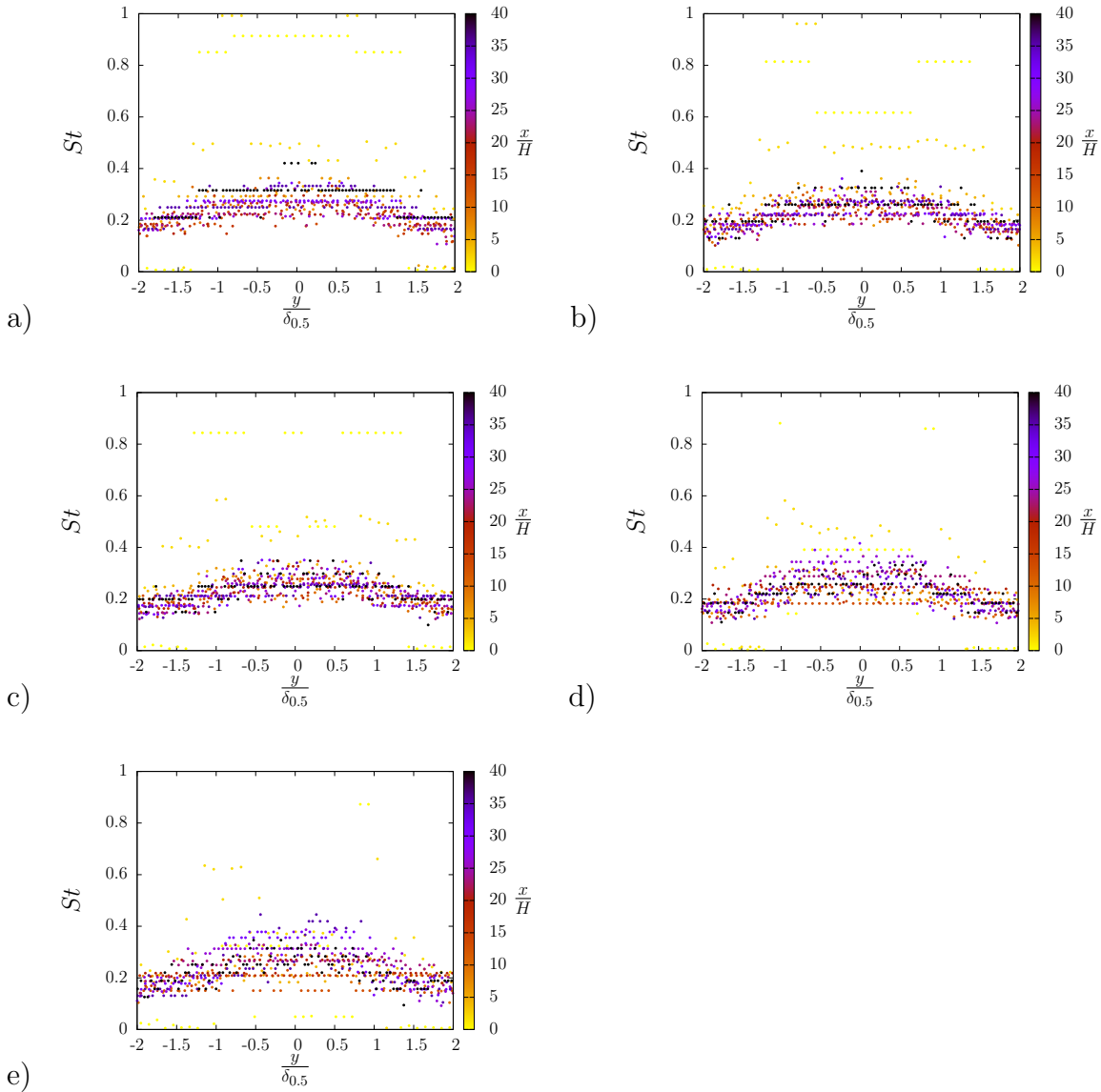


Figure A.43: Distribution des profils de St en fonction de $\frac{y}{\delta_{0,5}}$ pour : a) $Re_H = 10\,000$ et $r = 0, 15$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0, 15$; c) $Re_H = 20\,000$ et $r = 0, 15$; d) $Re_H = 25\,000$ et $r = 0, 15$; e) $Re_H = 30\,000$ et $r = 0, 15$.

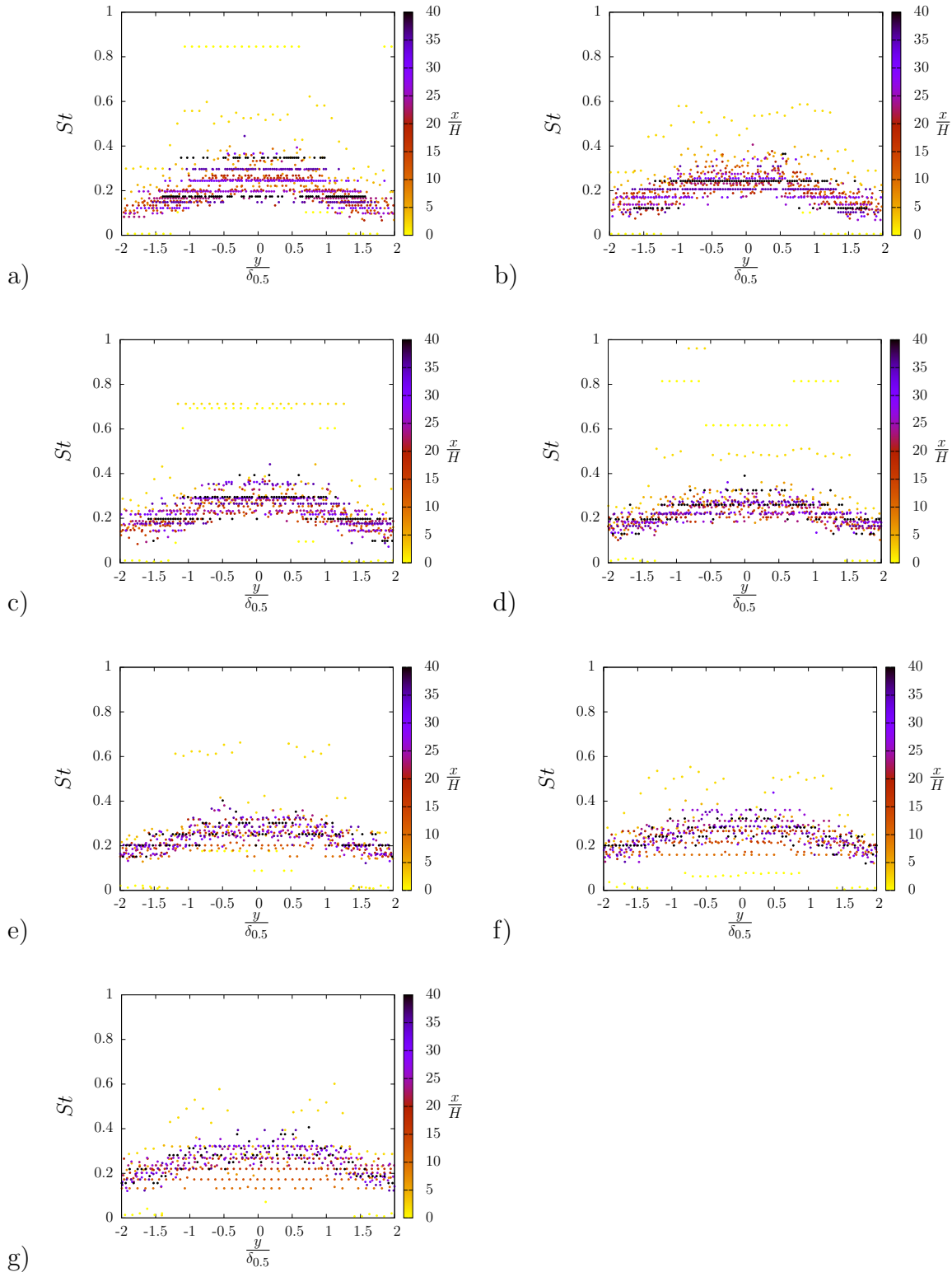


Figure A.44: Distribution des profils de St en fonction de $\frac{y}{\delta_{0.5}}$ pour : a) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,00$; b) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,05$; c) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,10$; d) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,15$; e) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,20$; f) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,25$; g) $Re_H = 15\,000$ et $r = 0,30$.

Articles

Une partie de ce travail a été acceptée pour des présentations orales et publiée dans les actes des congrès suivants :

19^{me} Congrès Français de Mécanique ; Marseille, Août 2009 ; Sessions : Turbulence, dispersion turbulente.

20^{me} Congrès Français de Mécanique ; Besançon, Août 2011 ; Sessions : Turbulence, dispersion turbulente.

Seventh International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-7) ; Ottawa(Canada), July 2011 ;

Étude expérimentale d'un jet plan turbulent isotherme en co-courant

J. YOUSSEF^a, C. DEGOUET^b, J. CARLIER^a

a. Cemagref, Université Européenne de Bretagne, 17 Avenue de Cucillé, F-35044 Rennes, France.

b. LaVision France, 5 Avenue de Scandinavie - Les Ulis, F-91953 Courtaboeuf, France.

Résumé :

Les rideaux d'air sont des jets plans utilisés pour limiter les transferts entre 2 ambiances sans avoir recours à une barrière physique. Une soufflerie a été conçue pour reproduire dans un flux uniforme en co-courant un jet plan vertical descendant. L'écoulement résultant est exploré par anémométrie à fil chaud pour différents nombres de Reynolds et paramètres de cisaillement. L'influence de ces paramètres de contrôle sur les statistiques et la similitude de l'écoulement est discutée.

Abstract :

Air curtains are planar jets used to limit transfers between two ambiences without physical barrier. A wind tunnel was designed to study the downward planar jet issuing in an uniform co-flow. The flow is measured by hot-wire anemometry for different Reynolds numbers and shear parameters. The influence of these control parameters on the flow statistics and on the similarity behaviour are discussed.

Mots clefs : Jet plan, turbulence, fil chaud

Nomenclature

x	Direction longitudinale ou de l'écoulement	$\Delta U = U_j - U_e$	Vitesse relative du jet
y	Direction normale au plan central du jet	$Re = \frac{\Delta U H}{\nu}$	Nombre de Reynolds
z	Direction transversale ou selon l'envergure	$\lambda = \frac{U_j - U_e}{U_j + U_e}$	Paramètre de cisaillement
u	Vitesse longitudinale instantanée	$r = \frac{U_e}{U_j}$	Rapport de vitesse
$\langle \cdot \rangle$	Opérateur de moyenne statistique	$\delta(x)$	Demi-épaisseur du jet
ν	Viscosité cinématique	$U_{max}(x)$	Vitesse maximale du jet
H	Largeur du jet en sortie		
U_j	Vitesse du jet en sortie		
U_e	Vitesse du flux co-courant		

1 Introduction

Le jet plan turbulent est un écoulement académique étudié dans de nombreuses configurations tant il est présent dans les équipements industriels, notamment pour sa capacité à confiner une ambiance sans barrière physique (tunnels, meubles frigorifiques de ventes, etc.). Selon les applications, le jet plan peut déboucher d'une fente ou d'un canal dans un milieu de fluide identique ou non. Il peut être chauffé ou refroidi et se trouver successivement en régime de convection forcée, mixte et naturel. Il peut également être semi-confiné en impactant ou longeant une paroi. Le développement et la structure du jet plan turbulent dans ces différentes configurations ont fait l'objet de nombreux travaux notamment par des équipes françaises (on citera par exemple celles de F. Penot du LÉT¹, de F. Anselmet de l'IRPHE² de C. Sollic de L'ÉMN³).

Le jet plan se développant dans une ambiance au repos a été initialement étudié par Van Der Hegge Zijnen [1], Heskestad [2] et Gutmark et Wagnanski [3] et dans un flux uniforme co-courant par Bradbury [4], Everitt et Robins [5] et Le Ribault, Sarkar et Stanley [6]. La présence de ce co-courant a de nombreux avantages

¹Laboratoire d'Étude Thermique

²Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre

³École des Mines de Nantes

pratiques. Elle évite la stratification en température et les larges mouvements convectifs qui peuvent affecter le développement du jet. Il n'y a pas d'écoulement de retour à l'interface du jet ce qui permet l'utilisation de l'anémométrie à fil chaud. L'écoulement peut êtreensemencé de façon homogène pour une meilleure qualité des mesures par Vélocimétrie par Images de Particule. Par ailleurs, un léger co-courant est souvent ajouté au profil d'entrée du domaine de calcul des simulations numériques pour des raisons de stabilité numérique [6]. Cependant, la présence de ce co-courant n'est pas sans effet sur le développement du jet. Rajaratnam [7] montre que si les profils de vitesses moyennes sont auto-similaires dans la région pleinement développée du jet, la demi-épaisseur $\delta(x)$ et la vitesse maximale $U_{max}(x)$ ne suivent pas nécessairement de simples lois de puissance.

Dans ce travail, le jet plan turbulent se développant dans un co-courant de même température est exploré par anémométrie à fil chaud simple dans la région $0 < x/H < 40$ pour différents nombres de Reynolds Re et rapports de vitesse r . Cette région comprend le cône potentiel, la zone transitoire et le début de la zone pleinement développée et de similitude. L'objectif principal est de déterminer l'influence des paramètres de contrôles sur les statistiques et la similitude de l'écoulement.

2 Description des expériences

Les expériences consistent à mesurer par anémométrie à fil chaud simple le champ de vitesse de l'écoulement dans la soufflerie Jet Plan du Cemagref. Cette section contient la description de cette soufflerie et de ses équipements, de la méthode d'étalonnage dynamique du fil chaud utilisée et des expériences réalisées.

2.1 Soufflerie Jet Plan

Une soufflerie modulaire a été conçue au Cemagref pour simuler expérimentalement le développement d'un jet plan dans différentes configurations. Cette soufflerie mesure 5 m de hauteur et occupe au sol une surface de $2 \times 2 m^2$ dans sa configuration de base, le jet plan se développant dans un écoulement co-courant uniforme. La figure 1 juxtapose une photographie de la soufflerie et une visualisation de l'écoulement obtenue par tomographie laser.

La soufflerie est constituée de 3 circuits aérauliques verticaux et juxtaposés. Chacun de ces circuits est équipé d'un ventilateur centrifuge qui alimente en air un caisson de mise en pression suivi d'un convergent. Les caissons de mise en pression sont équipés de mousses, de nids d'abeille et de grillages à mailles fines. Le circuit central a un caisson de $200 \times 20 cm^2$ de section et un convergent de coefficient de contraction 4. Les 2 circuits adjacents ont un caisson de $200 \times 80 cm^2$ de section et un convergent asymétrique de coefficient de contraction 8/3. L'écoulement débouchant dans la veine d'essai est un jet plan vertical descendant de 52 mm de largeur et de 200 cm d'envergure se développant entre 2 flux uniformes de 30 cm de largeur et de même envergure. La veine d'essai mesure 200 cm de hauteur. Les 2 parois externes parallèles au plan central du jet sont en toile pour s'affranchir des effets de confinement. Les 2 parois d'extrémité suivant l'envergure sont en verre pour permettre la mise en œuvre future des méthodes de mesure optique. L'écoulement impacte le sol 50 cm après la sortie de la veine d'essai et s'échappe naturellement sur les côtés.

Un variateur de fréquence équipe chaque ventilateur pour le contrôle de la vitesse dans les 3 flux. La vitesse atteint un maximum de 12 m/s pour le jet plan et de 3.7 m/s pour les flux co-courants. La température du jet plan est contrôlée avec un échangeur air-eau glycolée et une résistance chauffante à puissance variable. La température des flux co-courants est ajustée par le système de climatisation du hall. L'origine des axes (x, y, z) se situe au milieu de la section de sortie du jet, au niveau des bords de fuites des 2 plaques séparatrices.

2.2 Instrumentation

Les mesures de vitesse sont obtenues par anémométrie à fil chaud simple. La chaîne de mesure est une chaîne DANTEC constituée d'un anémomètre à température constante (module 90C10 monté dans un boîtier Streamline 90N10) et d'une sonde fil simple (modèle 55P11). Les mesures de température sont effectuées avec un thermocouple du type T (cuivre-constantan). La jonction de mesure est réalisée pour des raisons pratiques par une soudure à l'étain. Les signaux analogiques sont enregistrés par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition PCIMIO16E4 et d'un échantillonneur bloqueur SC2040 de National Instruments. En configuration de mesure, la sonde fil simple et le thermocouple sont fixés à l'extrémité d'un mât profilé lui-même fixé sur un système de déplacement à 3 axes motorisés ISEL. En configuration étalonnage, ils sont fixés en milieu de veine de la soufflerie d'étalonnage décrite ci-après.

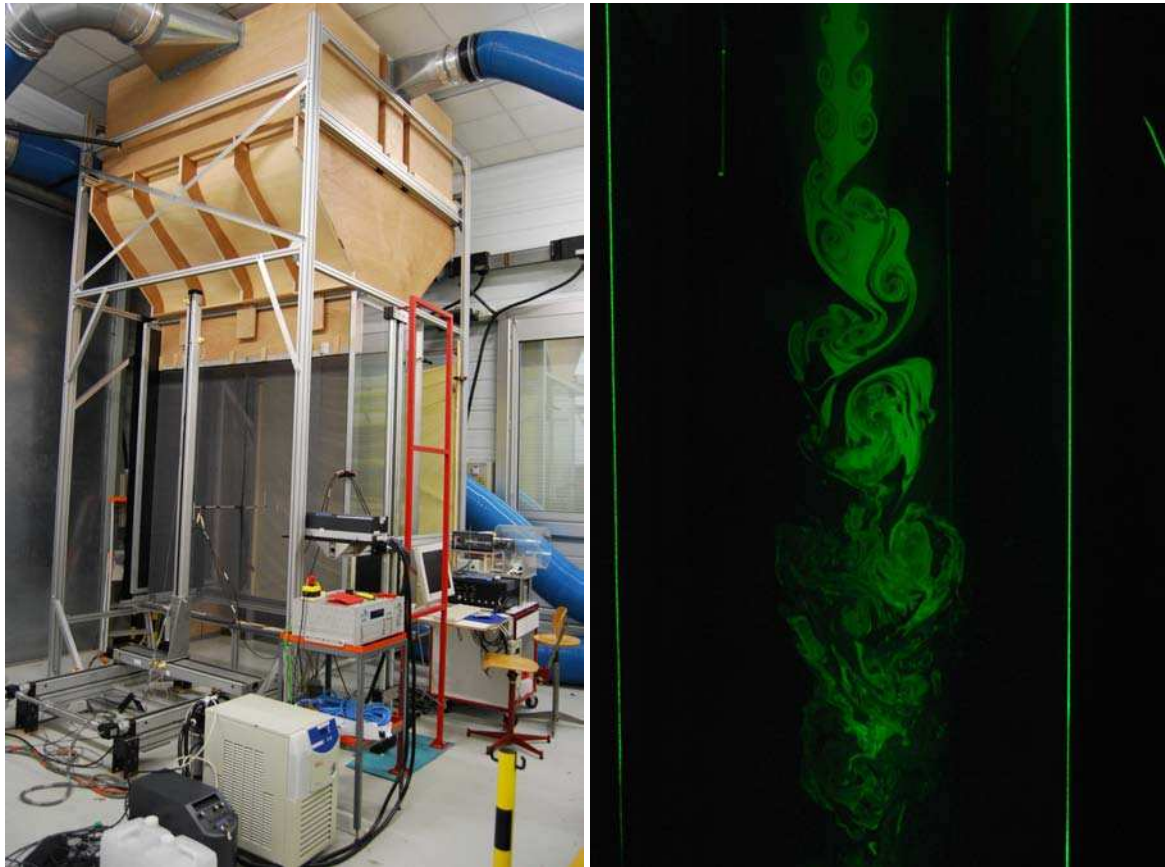


FIG. 1 – À gauche, photographie de la soufflerie Jet Plan. À droite, visualisation par tomographie laser ($Re = 5\,000$ et $\lambda = 0.7$).

2.3 Procédure d'étalonnage dynamique

Dans ce travail, le système de régulation en température de la soufflerie Jet Plan permet d'obtenir aisément une température d'équilibre identique pour les 3 flux pendant la durée d'une expérience (voir figure 2). En revanche, cette température d'équilibre peut être légèrement différente (quelques dixièmes de degré) d'une expérience à l'autre. Il est donc nécessaire d'étalonner la sonde fil simple en vitesse et température.

La tension anémométrique mesurée e est reliée à la vitesse u et à la température θ de l'écoulement par la loi de King étendue prenant en compte une correction de température. Cette loi est bien adaptée à la gamme de vitesse de notre étude. Elle s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{e^2}{(\theta_f - \theta)} = A + Bu^n \quad (1)$$

où la température du fil θ_f et les constantes A , B et n sont à déterminer par étalonnage.

La sonde fil simple est étalonnée en vitesse et température dans une soufflerie dédiée à l'étalonnage de nos capteurs. Cette soufflerie fonctionne en circuit semi-ouvert. La veine d'essais a une longueur de 70 cm et une section de $14 \times 14\text{ cm}^2$. Le profil de vitesse dans la veine d'essais est uniforme avec un taux de turbulence inférieur à 1%. Un ventilateur centrifuge équipé d'un variateur permet de contrôler la vitesse de 0.5 à 12 m/s . Une résistance chauffante à puissance variable et un échangeur air-eau glycolée muni d'une vanne sont placés dans le circuit de retour de la soufflerie. La température de l'écoulement peut ainsi être contrôlée de 5 à 40° C .

Pendant l'étalonnage, on impose à l'écoulement une variation de vitesse en dents de scie et une décroissance monotone de la température en agissant respectivement sur le variateur du ventilateur et sur la vanne du circuit du frigoporteur. La figure 3 montre cette évolution simultanée de la vitesse et de la température pendant la durée d'un étalonnage. Elle permet d'obtenir une répartition équivalente du couple (u, θ) . Cette méthode d'étalonnage dynamique est similaire à celle utilisée par Ndoye *et al.* [8]. La vitesse de référence u_r est déduite de la fréquence de rotation du ventilateur préalablement étalonnée à l'aide d'un moulinet étalon. La température de référence θ_r est donnée par une sonde $PT100$. Les constantes d'étalonnages A , B , n et θ_f sont obtenues par ajustement aux moindres-carrés non-linéaire (Levenberg-Marquart).

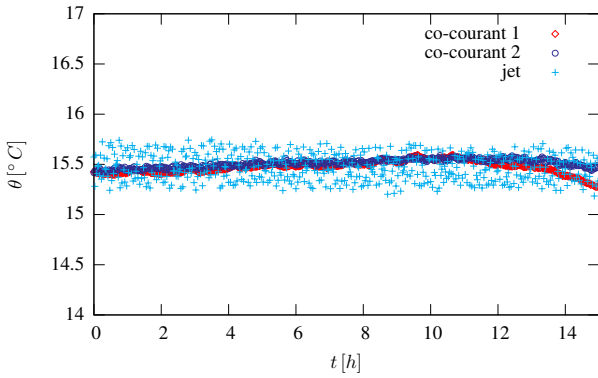


FIG. 2 – Évolution de la température dans les 3 flux pendant la durée d’une expérience

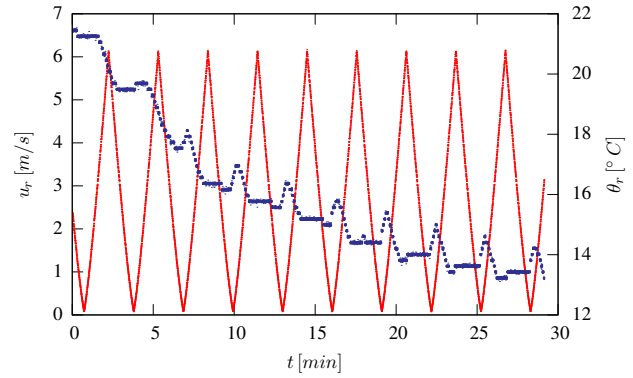


FIG. 3 – Évolution de la vitesse (en rouge) et de la température (en bleu) de référence pendant la durée d’un étalonnage

2.4 Expériences réalisées

Le tableau 1 donne les paramètres de contrôle pour les 5 expériences réalisées. Le rapport de vitesse est d’abord fixé à $r = 0.2$ pour 3 nombres de Reynolds ($Re = 10\,000$, $20\,000$ et $30\,000$). Le nombre de Reynolds est ensuite fixé à $Re = 30\,000$ pour 3 rapports de vitesse ($r = 0, 0.1$ et 0.2).

no	Re	r	U_j [m/s]	U_e [m/s]	Θ [°C]
Exp. 1	10 000	0.2	3.60	0.72	15.2
Exp. 2	20 000	0.2	7.21	1.44	15.2
Exp. 3	30 000	0.2	10.81	2.16	14.9
Exp. 4	30 000	0.1	9.61	0.96	15.5
Exp. 5	30 000	0	8.65	0	14.7

TAB. 1 – Paramètres de contrôle pour les 5 expériences réalisées

Chaque expérience consiste à mesurer dans le plan central du jet $z = 0$ (z est une direction homogène en moyenne pour l’écoulement) le profil de vitesse selon x en $y = 0$ et les profils de vitesse selon y en $x/H = 0, 4, 8 \dots 36$, soit un total de 1163 points de mesure. Pour chacun de ces points, la fréquence d’acquisition des signaux analogiques est de $6\,000\text{ Hz}$, la fréquence de coupure du filtre anti-repliement est de $3\,000\text{ Hz}$ et le nombre d’acquisitions est de 131 072, soit une durée d’acquisition par point d’environ 22 s . Ces valeurs sont à rapprocher de la fréquence de Strouhal de l’ordre de 10 Hz dans les expériences réalisées. La durée totale d’une expérience (temps d’acquisition et déplacements motorisés de la sonde) est d’environ 15 h (voir figure 2).

3 Résultats

Les vitesses du jet U_j et du flux co-courant U_e en sortie sont directement issues du profil de vitesse moyenne en $x = 0$. La vitesse moyenne sur l’axe du jet U_{max} (également vitesse moyenne maximale pour un profil selon y) et la demi-épaisseur du jet δ sont estimées en approchant par une fonction gaussienne le profil de vitesse moyenne dans la région de turbulence pleinement développée. La demi-épaisseur du jet δ est définie par la position y pour laquelle $\frac{U(y) - U_e}{U_{max} - U_e} = \frac{1}{2}$. Une attention particulière a été portée sur l’estimation de ces grandeurs (H, U_j, U_e, U_{max} et δ) qui expriment le comportement globale de l’écoulement et qui sont utilisées par la suite pour adimensionner les profils des différentes quantités statistiques.

La figure 4 présente les profils adimensionnés de vitesse moyenne en sortie (en $x = 0$ et donc en entrée de veine d’essai) pour les 5 expériences. Ces profils uniformes sont du type “top-hat” ou chapeau haut de forme. Le déficit de vitesse en $x/H = \pm 0.5$ correspond aux sillages des 2 plaques séparatrices. Des figures non-représentées ici montrent de plus que l’écoulement est uniforme en moyenne dans la direction z est que le taux de turbulence est inférieur à 0.5% dans les 3 flux.

La figure 5 superpose les profils adimensionnés de vitesse moyenne pour $Re = 30\,000$ et $r = 0.2$ (Exp. 3) dans la zone de turbulence pleinement développée. Les profils des autres expériences sont semblables à ceux présentés sur cette figure. Dans le jet, les profils ont une forme gaussienne et sont en similitude, ce qui illustre

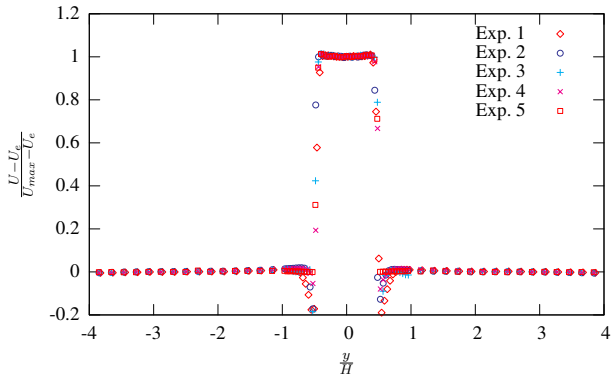


FIG. 4 – Profils de vitesse moyenne en sortie ($x = 0$) pour les 5 expériences

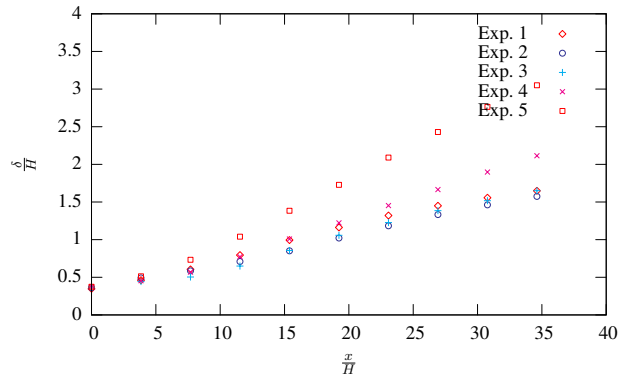


FIG. 7 – Évolution de la demi-épaisseur du jet δ pour les 5 expériences

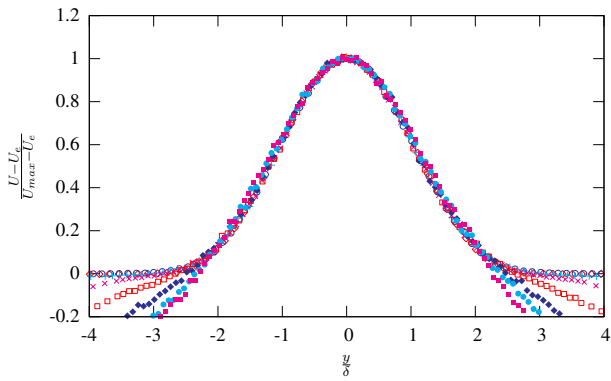


FIG. 5 – Profils de vitesse moyenne pour $Re = 30\,000$ et $r = 0.2$ (Exp. 3)

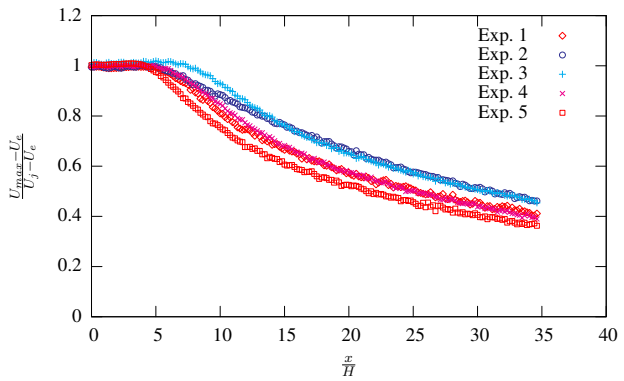


FIG. 8 – Évolution de la vitesse maximale du jet U_{max} pour les 5 expériences

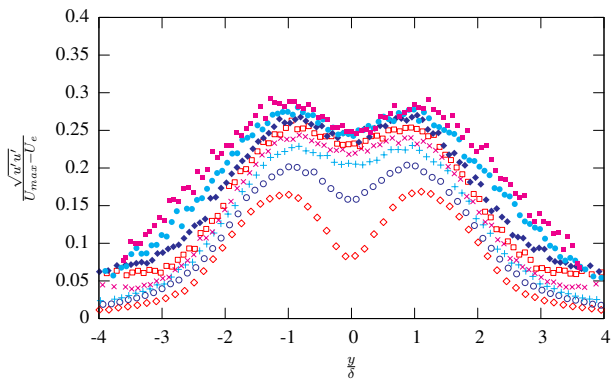


FIG. 6 – Profils RMS de vitesse pour $Re = 30\,000$ et $r = 0.2$ (Exp. 3)

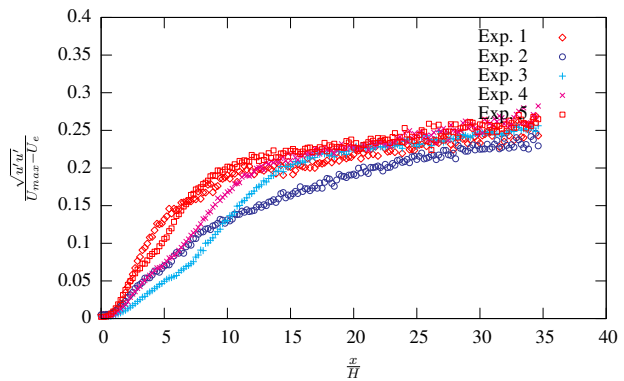


FIG. 9 – Évolution de la RMS de vitesse sur l'axe du jet pour les 5 expériences

également le choix pertinent et la bonne estimation des grandeurs d'adimensionnement. La définition donnée à la demi-épaisseur du jet positionne les 2 points d'inflexion du profil gaussien en $\pm\delta$. Dans le flux co-courant, la vitesse relative est nulle par définition. Cependant, cette vitesse devient négative loin de la sortie du jet. En fait, le jet plan conserve sa quantité de mouvement (à un terme de dissipation près) au cours de son développement et augmente son débit par entrainement. Cette augmentation de débit est alimentée par un flux d'air à travers les parois en toile de la veine d'essai. Les flux co-courants sont progressivement aspirés par le jet et remplacés par un flux plus lent provenant de l'extérieur de la soufflerie.

Avec le même adimensionnement que pour la vitesse moyenne, la figure 6 présente les profils RMS de la vitesse pour $Re = 30\,000$ et $r = 0.2$ (Exp. 3, comme pour la figure 5) dans la zone de turbulence pleinement développée. Ils présentent un double pic dont la position coïncide avec les 2 points d'inflexion des profils de vitesse moyenne. Ces points d'inflexion correspondent aux maximums du gradient de vitesse moyenne, lequel intervient directement dans le terme de production $\frac{\partial U}{\partial y} \langle u'v' \rangle$ responsable du transfert d'énergie cinétique

moyenne vers l'énergie cinétique turbulente. Avec une vitesse d'adimensionnement propre à chaque profil (par exemple la RMS en $y = 0$), les profils RMS de la vitesse sont également en similitude.

La figure 7 montre l'évolution de la demi-épaisseur du jet δ pour les 5 expériences. Cette évolution est en accord avec la théorie sur l'épanouissement linéaire du jet plan lorsque $r \ll 1$. En effet, Rajaratnam [7] démontre pour un jet fort ($\frac{U_{max}-U_e}{U_e} \gg 1$) que $\delta \sim x$ et $U_{max} \sim x^{-1/2}$ et pour un jet faible ($0 < \frac{U_{max}-U_e}{U_e} \ll 1$) que $\delta \sim x^{1/2}$ et $U_{max} \sim x^{-1/2}$. Lorsque le nombre de Reynolds augmente (Exp. 1 2 3), la vitesse d'épanouissement du jet reste constante et la position de son origine virtuelle semble ne pas être modifiée. Lorsque le rapport de vitesse r augmente (Exp. 3 4 5), la vitesse d'épanouissement du jet diminue nettement et son origine virtuelle semble se décaler vers l'amont.

Si ces résultats demandent à être confirmés, il sont néanmoins également en accord avec l'évolution de la vitesse maximale du jet U_{max} présentée sur la figure 8. Dans le cône potentiel, la vitesse maximale U_{max} est constante et égale à la vitesse du jet en sortie U_j . La longueur du cône potentiel semble augmenter avec le rapport de vitesse (Exp. 3 4 5) et rester constante pour les différents nombres de Reynolds (Exp. 1 2 3), ce qui est cohérent avec le comportement de l'origine virtuelle de la figure 7. Dans la zone de similitude, la vitesse maximale du jet U_{max} semble effectivement décroître en $x^{-1/2}$. Il est remarquable de constater que les profils décroissent à la même vitesse et sont simplement décalés suggérant des origines virtuelles différentes (excepté pour l'Exp. 2 dont le régime transitoire semble avoir été perturbé).

La figure 9 est à rapprocher de la figure 6. Elle présente l'évolution sur l'axe du jet (en $y = 0$) de la RMS de vitesse adimensionnée de la même manière et pour les 5 expériences. Ce taux de turbulence local croît rapidement dans le cône potentiel et dans la zone transitoire et continue de croître lentement dans la zone de similitude.

4 Conclusion

Le jet plan turbulent se développant dans un co-courant de même température a été exploré par anémométrie à fil chaud simple dans la soufflerie Jet Plan du Cemagref pour différents nombres de Reynolds Re et rapports de vitesse r . Il apparaît que les profils de vitesse moyenne adimensionnée dans la zone pleinement développée sont en similitude. Dans la gamme de nombres de Reynolds et de rapports de vitesse abordée dans ce travail, le jet plan se développe conformément aux lois de puissance de la théorie pour le jet fort. Aussi, le rapport de vitesse r influe fortement sur la vitesse d'épanouissement du jet et sur son origine virtuelle. En revanche, le nombre de Reynolds Re semble n'avoir que peu d'effet.

Le travail réalisé apporte une base de données conséquente qui n'a pas encore été entièrement exploitée (densité de probabilité, densité spectrale de puissance, *etc.*). Pourtant, elle a déjà permis d'obtenir de nombreuses informations sur le comportement de la nouvelle soufflerie du Cemagref et sur le jet plan en co-courant. Elle permet également de préparer l'exploration de ce même écoulement par anémométrie à fils chauds croisés et par Vélocimétrie par Images de Particule pour accéder à la matrice de co-variance et à la topologie de l'écoulement.

Par la suite, le jet plan se développant dans un co-courant de température différente sera étudié par une méthode de mesure simultanée de la vitesse et de la température instantanées (anémométrie à fil chaud à surchauffes multiples développée par Ndoye *et al.* [8]) notamment pour caractériser les mécanismes de transfert de scalaire en régime de convection forcée, voire mixte.

Références

- [1] Van Der Hegge Zijnen B. Measurements of the velocity distribution in a plane turbulent jet of air. Appl. sci. Res, A-7, 256–276, 1958.
- [2] Heskestad G. Hot wire measurements in a plane turbulent jet. J. Appl. Mech., 32, 721–734, 1965.
- [3] Gutmark E. and Wygnanski I. The planar turbulent jet. Journal of Fluid Mechanics, 73, 465–495, 1976.
- [4] Bradbury L. J. S. The structure of a self-preserving turbulent plane jet. Journal of Fluid Mechanics, 23, 31–64, 1965.
- [5] Everitt K. W. and Robins A. G. The development and structure of turbulent plane jets. Journal of Fluid Mechanics, 88, 563–583, 1978.
- [6] Le Ribault C., Sarkar S., and Stanley S. A. Large eddy simulation of plane jet. Physics of Fluids, 11(10), 3069–3083, October 1999.
- [7] Rajaratnam N. Turbulent jets. Elsevier, Amsterdam, 1976.
- [8] Ndoye M., Dorignac É., Carlier J., Arroyo G., Delville J., and Heitz D. Étude expérimentale d'une couche de mélange anisotherme. In 18^e Congrès Français de Mécanique, Grenoble (France), 27-31 août 2007.

Étude expérimentale de l'influence des paramètres de contrôle sur le comportement d'un jet plan turbulent en co-courant

Jean YOUSSEF^a, Johan CARLIER^a, Joël DELVILLE^b et Éva DORIGNAC^b

a. Cemagref, Université Européenne de Bretagne, F-35044 Rennes

b. Institut PPRIME, CNRS-Université de Poitiers-ENSMA, UPR 3346, CEAT F-86036 Poitiers

Résumé :

Les rideaux d'air sont souvent utilisés pour leur capacité à limiter les transferts entre 2 ambiances sans avoir recours à une barrière physique. Cet écoulement est reproduit en soufflerie dans une configuration de jet plan descendant entre 2 flux uniformes co-courants. Il est exploré par anémométrie à fils chauds croisés pour différents nombres de Reynolds et rapports de vitesse. L'influence de ces paramètres de contrôle sur le comportement en similitude est discutée.

Abstract :

Air curtains are often used because of their ability to limit transfers between 2 atmospheres without the use of physical barrier. A typical air curtain is reproduced in a wind tunnel in the configuration of a submerged plane jet in a uniform co-flow. This flow is explored by crossed Hot Wire Anemometry for different Reynolds numbers and velocity ratios. The influence of these control parameters on the similitude behaviours is discussed.

Mots clefs : Jet plan ; Turbulence ; Fils chauds

Nomenclature

x	Direction longitudinale ou de l'écoulement	$\Delta U = U_j - U_e$	Vitesse relative du jet
y	Direction normale au plan central du jet	$Re = \frac{\Delta U H}{\nu}$	Nombre de Reynolds
z	Direction transversale ou selon l'envergure	$\lambda = \frac{U_j - U_e}{U_j + U_e}$	Paramètre de cisaillement
$\vec{u}(t)$	Vitesse instantanée avec (u, v, w)	$r = \frac{U_e}{U_j}$	Rapport de vitesse
ν	Viscosité cinématique	$\delta_{0.5}(x)$	Demi-épaisseur du jet
H	Largeur du jet en sortie	$\langle u \rangle_{axe}(x)$	Vitesse moyenne sur l'axe du jet
U_j	Vitesse du jet en sortie	$\langle \cdot \rangle$	Opérateur de moyenne
U_e	Vitesse du flux co-courant		

1 Introduction

Les jets plans turbulents font partie de la famille des écoulements cisailés. Ils sont souvent étudiés dans des configurations très variées telles que jet plan simple ou double, impactant ou pariétal, avec ou sans gradient de température ou de densité, tant ils sont présents dans les équipements industriels, notamment pour leur capacité à confiner une ambiance sans barrière physique (tunnels, meubles frigorifiques de ventes, etc.). L'étude du comportement moyen d'un jet plan turbulent se développant dans une ambiance au repos a été initiée par Van Der Hegge Zijnen [1], Heskestad [2] et Gutmark et Wagnanski [3] et dans un flux uniforme co-courant par Bradbury [4] et Everitt et Robins [5]. La présence de ce co-courant n'est pas sans effet sur le développement du jet. Rajaratnam [6] montre en

effet que pour un jet fort ($(\langle u \rangle_{axe} - U_e)/U_e \gg 1$), la vitesse moyenne sur l'axe du jet $\langle u \rangle_{axe}$ décroît en $x^{-1/2}$ et l'épaisseur du jet croît linéairement. Pour un jet faible ($0 < (\langle u \rangle_{axe} - U_e)/U_e \ll 1$), la vitesse décroît toujours en $x^{-1/2}$, mais l'épaisseur croît quant à elle en $x^{1/2}$. Un jet plan dans une ambiance au repos se comporte donc toujours comme un jet fort alors qu'un jet plan en co-courant peut se comporter comme un jet fort au début de son développement puis, la vitesse moyenne sur l'axe étant décroissante, se comporter comme un jet faible plus loin en aval. La compilation des résultats de la littérature ne permet pas de dégager un comportement clair des constantes (pentes et origines virtuelles) intervenant dans ces lois de similitude en fonction du nombre de Reynolds Re et du rapport de vitesse r . Dans ce travail, le jet plan turbulent se développant dans un co-courant de même température est exploré par anémométrie à fils chauds croisés dans la région $0 \leq x/H < 40$ pour différents paramètres de contrôle (Re, r). Cette région comprend le cône potentiel, la zone transitoire et le début de la zone de turbulence pleinement développée et de similitude. L'objectif principal est de déterminer l'influence des paramètres de contrôle sur les lois de similitude dans la zone pleinement développée. L'exploitation de la base de données acquise se limitera donc pour cette étude à l'écoulement moyen.

2 Description des expériences

L'écoulement d'un jet plan se développant dans un flux co-courant est reproduit dans une soufflerie dédiée. Il est exploré par anémométrie à fils chauds croisés. Cette section décrit la soufflerie et ses équipements, la méthode d'étalonnage dynamique de l'anémométrie à fils chauds utilisée et résume les caractéristiques des différentes expériences réalisées.

2.1 Soufflerie Jet Plan

La soufflerie Jet Plan du Cemagref a été conçue pour simuler expérimentalement le développement d'un jet plan dans différentes configurations. Cette soufflerie mesure 5m de hauteur et occupe au sol une surface de $2 \times 2\text{m}^2$ dans sa configuration de base. La soufflerie est constituée de 3 circuits aérauliques verticaux et juxtaposés. Chacun de ces circuits est équipé d'un ventilateur centrifuge qui alimente en air un caisson de mise en pression suivi d'un convergent. Les caissons de mise en pression sont équipés de mousses, de nids d'abeille et de grillages à mailles fines. Le circuit central a un caisson de $200 \times 20\text{cm}^2$ de section et un convergent de coefficient de contraction 4. Les 2 circuits adjacents ont un caisson de $200 \times 80\text{cm}^2$ de section et un convergent asymétrique de coefficient de contraction 8/6. L'écoulement débouchant dans la veine d'essais est un jet plan vertical descendant de 4,8cm de largeur et de 200cm d'envergure se développant entre 2 flux uniformes de 60cm de largeur et de même envergure. Les profils de vitesse moyenne en sortie sont du type "top-hat" ou chapeau haut de forme avec un taux de turbulence inférieur à 1%. La veine d'essais mesure 200cm de hauteur. Les 2 parois externes parallèles au plan central du jet sont en toile pour s'affranchir des effets de confinement. Les 2 parois d'extrémité suivant l'envergure sont en verre pour permettre la mise en œuvre des méthodes de mesure optique. L'écoulement impacte le sol 50cm après la sortie de la veine d'essais et s'échappe naturellement sur les côtés. Un variateur de fréquence équipe chaque ventilateur pour le contrôle de la vitesse dans les 3 flux. La vitesse atteint un maximum de 12m/s pour le jet plan et de 2m/s pour les flux co-courants. La température du jet plan est contrôlée avec un échangeur air-eau glycolée et une résistance chauffante à puissance variable. La température des flux co-courants est ajustée par le système de climatisation du hall. L'origine des axes (x, y, z) se situe au milieu de la section de sortie du jet, au niveau des bords de fuites des 2 plaques séparatrices.

2.2 Anémométrie à fils chauds

Une chaîne d'anémométrie à fils chauds propre au laboratoire, une loi d'étalonnage originale et une procédure d'étalonnage dynamique ont été mises en place pour la mesure fine de la turbulence.

2.2.1 Instrumentation

L'anémométrie à température constante (CTA) de fils chauds croisés de type X a été mise en œuvre pour mesurer simultanément les 2 composantes de la vitesse dans le plan défini par les fils. Les

anémomètres utilisés ont été développés au CEAT¹ à partir d'anémomètres TSI 1750. Deux sondes miniatures de fils croisés ont été utilisées, l'une en configuration wv et l'autre en configuration uw . Les fils sont en tungstène et plaqués de platine. Ils ont un diamètre de $2,5\mu\text{m}$ pour une longueur de $0,5\text{mm}$ et l'angle entre les fils est approximativement de 90° . La mesure de température a été effectuée avec un thermocouple du type T (cuivre-constantan). La jonction de mesure est réalisée pour des raisons pratiques avec une soudure à l'étain. L'enregistrement simultané des signaux analogiques a été réalisé avec une chaîne d'acquisition ETEP équipée de filtres passe-bas intégrés. En configuration étalonnage, les sondes fils croisés et les thermocouples sont fixés en milieu de veine de la soufflerie d'étalonnage décrite ci-après. En configuration de mesure, ils sont fixés à l'extrémité d'un mât profilé lui-même fixé sur un système de déplacement à 3 axes motorisés ISEL.

2.2.2 Loi d'étalonnage

Le système de régulation en température de la soufflerie Jet Plan permet d'obtenir aisément une température d'équilibre identique pour les 3 flux pendant la durée d'une expérience. En revanche, cette température d'équilibre varie légèrement (quelques dixièmes de degré) au cours d'une expérience ou d'une expérience à l'autre. Il est donc nécessaire d'étalonner les sondes fils croisés en vitesse-angle-température. La loi d'étalonnage utilisée est une loi polynomiale de la forme :

$$\|\vec{u}(t)\| = \sum_{i=0, j=0}^{i+j \leq 3} p_{ij} (e_1^{**})^i (e_2^{**})^j \text{ et } \alpha(t) = \sum_{i=0, j=0}^{i+j \leq 3} q_{ij} (e_1^{**})^i (e_2^{**})^j. \quad (1)$$

Cette formulation est explicite. Elle relie la norme $\|\vec{u}\|$ et l'angle α de la vitesse aux tensions e_1^{**} et e_2^{**} . Le double astérisque désigne une compensation en température et dérive de la tension e mesurée aux bornes de l'anémomètre. La compensation en température utilisée est de la forme :

$$e_k^{*2}(t) = e_k^2(t) \left[\frac{\theta_k^f - \theta_0}{\theta_k^f - \theta(t)} \right] \quad (2)$$

où θ_k^f est la température du fil k et θ_0 est une température de référence quelconque. La compensation en dérive est de la forme :

$$e_k^{**2}(t) = \frac{e_k^{*2}(t) - (a_{0k} + a'_k)}{(1 + b'_k)}. \quad (3)$$

Les coefficients a_{0k} , a'_k et b'_k proviennent de la loi de King étendue $e_k^{*2}(t) = a_k + b_k \cdot u^{n_k}(t)$ communément utilisée pour relier la tension e aux bornes de l'anémomètre à la vitesse u et la température θ du fluide avec $a_k = a_{0k} + a'_k$ et $b_k = (1 + b'_k) b_{0k}$.

Les coefficients p_{ij} , q_{ij} , a_k , b_k et n_k sont déterminés par étalonnage dans une soufflerie dédiée à l'étalonnage de nos capteurs. Les coefficients a'_k et b'_k , relatifs à la compensation en dérive, sont initialement nuls. Ils sont déterminés par la suite régulièrement *in situ* pendant la campagne expérimentale, soit directement dans la soufflerie Jet Plan.

2.2.3 Procédure d'étalonnage dynamique

La soufflerie d'étalonnage est une soufflerie à circuit semi-ouvert. La veine d'essais a une longueur de 200cm et une section de $28 \times 28\text{cm}^2$. Le profil de vitesse dans la veine d'essais est uniforme avec un taux de turbulence inférieur à 1% . Un ventilateur centrifuge équipé d'un variateur permet de contrôler la vitesse de $0,5$ à 12m/s . Une résistance chauffante à puissance variable et un échangeur air-eau glycolée muni d'une vanne sont placés dans le circuit de retour de la soufflerie. La température de l'écoulement peut ainsi être contrôlée de 5 à 40°C . La vitesse de référence u_r est déduite de la fréquence de rotation du ventilateur préalablement étalonnée à l'aide d'un moulinet étalon. La température de référence θ_r est donnée par une sonde PT100.

¹Centre d'études aérodynamiques et thermiques de l'université de Poitiers

La première étape de la procédure d'étalonnage est un étalonnage droit de la sonde (à incidence nulle) en vitesse-température. On impose à l'écoulement une variation de vitesse en dents de scie et une décroissance monotone de la température en agissant respectivement sur le variateur du ventilateur et sur la vanne du circuit du frigoporteur. Cette évolution simultanée de la vitesse et de la température pendant la durée d'un étalonnage permet d'obtenir une répartition équiprobable du couple (u, θ) . Elle permet ainsi d'estimer les coefficients a_k, b_k, n_k et les températures θ_k^f de chacun des fils (avec $a'_k = 0$ et $b'_k = 0$). La seconde étape de la procédure d'étalonnage est un étalonnage angulaire de la sonde en vitesse-angle. Pour 13 angles α compris entre -30° à $+30^\circ$, on impose à l'écoulement une variation de vitesse en dents de scie et une température constante. On en déduit les coefficients p_{ij} et q_{ij} .

Le transfert des sondes uv et uw dans la soufflerie Jet Plan et la dérive des fils après quelques jours d'utilisation nécessitent la mise en œuvre d'une compensation en dérive. Cette compensation est réalisée systématiquement avant chaque expérience par un étalonnage droit *in situ* en estimant les coefficients a'_k et b'_k relatifs aux fils. Les coefficients p_{ij} et q_{ij} , relatifs à la géométrie des sondes, restent fixes, même après plusieurs mois d'utilisation. Ceci a pu être vérifié par retour des sondes dans la soufflerie d'étalonnage.

2.3 Expériences réalisées

Pour caractériser l'influence du nombre de Reynolds et du rapport de vitesse sur le comportement de l'écoulement jet plan turbulent en co-courant, plusieurs configurations ont été explorées. Le rapport de vitesse est d'abord fixé à $r = 0.15$ pour 5 nombres de Reynolds différents ($Re = 10\,000, 15\,000, 20\,000, 25\,000$ et $30\,000$). Le nombre de Reynolds est ensuite fixé à $Re = 15\,000$ pour 7 rapports de vitesse différents ($r = 0.00, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25$ et 0.30). Avec $H = 4,8$ cm et $\nu = 15 \cdot 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$, on a donc $0 \leq U_e \leq 2 \text{m/s}$ et $3,8 \leq U_j \leq 11,5 \text{m/s}$. Chaque expérience consiste à mesurer dans le plan central du jet $z = 0$ (z est une direction homogène en moyenne pour l'écoulement) 13 profils de vitesse (de $x/H = 0$ à 36) constitués chacun de 101 points de mesure, soit un total de 1313 points. En chaque point, la fréquence d'acquisition des signaux analogiques est de 12 500 Hz, la fréquence de coupure du filtre anti-repliement est de 6 250 Hz et le nombre d'acquisitions est de 500 000, soit une durée d'acquisition par point de 40 s. Ces valeurs sont à rapprocher de la fréquence de Strouhal de l'ordre de 10 Hz dans les expériences réalisées. La durée totale d'une expérience (temps d'acquisition et déplacements motorisés de la sonde) est d'environ 20 h.

3 Résultats

Les vitesses du jet U_j et du flux co-courant U_e en sortie sont extraits du profil de vitesse moyenne en $x = 0$. La vitesse moyenne sur l'axe du jet $\langle u \rangle_{axe}$ et la demi-épaisseur du jet $\delta_{0.5}$ sont estimées en approchant par une fonction gaussienne chaque profil de vitesse moyenne $\langle u \rangle$ dans la région de turbulence pleinement développée. La demi-épaisseur du jet $\delta_{0.5}$ est définie par la position y pour laquelle $\frac{\langle u \rangle - U_e}{\langle u \rangle_{axe} - U_e} = \frac{1}{2}$. Une attention particulière a été portée sur l'estimation de ces grandeurs ($H, U_j, U_e, \langle u \rangle_{axe}$ et $\delta_{0.5}$) qui expriment le comportement global de l'écoulement et qui sont utilisées pour adimensionner les profils des différentes quantités statistiques. Les figures 1 et 2 présentent l'évolution le long de l'axe du jet de la vitesse moyenne et de la demi-épaisseur du jet pour différents nombres de Reynolds et rapports de vitesse. Dans la région du cône potentiel, la vitesse axiale reste constante et la longueur du cône varie assez peu. La demi-épaisseur du jet croît linéairement, conformément au développement des couches de mélange de part et d'autre du cône potentiel. Dans la zone de turbulence pleinement développée, le comportement linéaire observé pour l'ensemble des profils de $\langle u \rangle_{axe}$ et $\delta_{0.5}$ est conforme à la loi de similitude des jets forts avec :

$$\left[\frac{(U_j - U_e)}{(\langle u \rangle_{axe} - U_e)} \right]^2 = K_u \left(\frac{x}{H} - C_u \right) \text{ et } \left[\frac{\delta_{0.5}}{H} \right] = K_y \left(\frac{x}{H} - C_y \right). \quad (4)$$

Les constantes K_u, K_y et C_u, C_y sont respectivement les pentes et les origines virtuelles de ces lois de similitude. Les figures 3 et 4 présentent l'évolution de ces constantes en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de vitesse. Ces constantes dépendent faiblement du nombre de Reynolds,

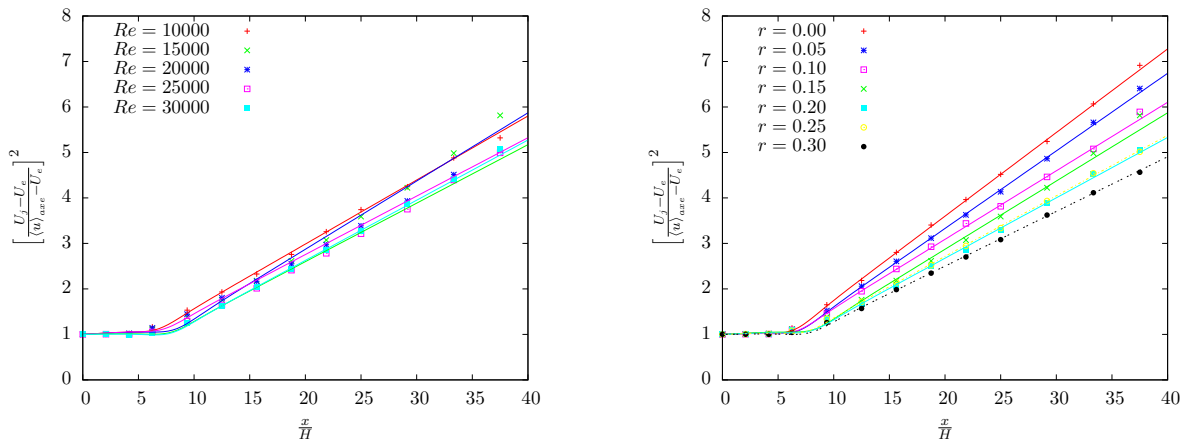


FIG. 1 – Évolution le long de l’axe du jet de la vitesse moyenne pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re = 15\,000$ (à droite).

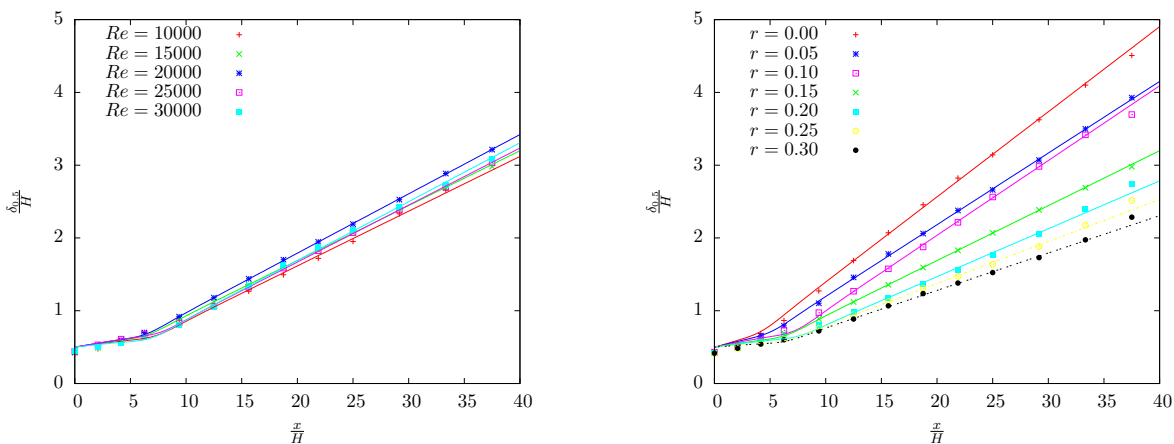


FIG. 2 – Évolution le long de l’axe du jet de la demi-épaisseur du jet pour $r = 0.15$ (à gauche) et $Re = 15\,000$ (à droite).

ce qui est en accord avec les travaux de Deo *et al.* [7]. Lorsque le rapport de vitesse augmente, les pentes diminuent significativement et les origines virtuelles reculent vers l’amont. Ce comportement correspond à une décroissance de la vitesse axiale et un épanouissement du jet plus lent pour des vitesses d’advection plus grandes. Pour $r = 0$, le jet plan s’épanouit sans co-courant avec $K_y = 0, 11$, soit une valeur proche de 0, 1 obtenue par Gutmark et Wygnanski [3]. Il est communément admis que le comportement de l’écoulement dans la zone pleinement développée est indépendant des conditions génératrices du jet. Les pentes sont donc aisément comparables d’une expérience à l’autre. En revanche, les origines virtuelles dépendent fortement de ces conditions amont et sont donc assez peu confrontées.

4 Conclusion

Dans la gamme des paramètres de contrôle abordée, le jet plan turbulent se développe conformément aux lois de puissance de la théorie pour le jet fort du début de la zone de similitude en $\frac{x}{H} \simeq 8$ jusqu’à au moins pour $\frac{x}{H} = 40$. Ce résultat est en accord avec Everitt et Robins [5] lesquels observent l’apparition d’un comportement de jet faible plus loin en aval et pour des rapports de vitesse plus élevés. Le rapport de vitesse influe fortement sur la vitesse d’épanouissement du jet et de décroissance de la vitesse moyenne ainsi que sur leurs origines virtuelles respectives. En revanche, le nombre de Reynolds influe peu sur ces quantités. Cette présente étude a permis de caractériser le comportement en similitude d’un jet plan en co-courant. Elle donne une assise solide à la perspective d’étudier le jet plan se développant entre 2 co-courants de vitesse et de température différentes plus proche des

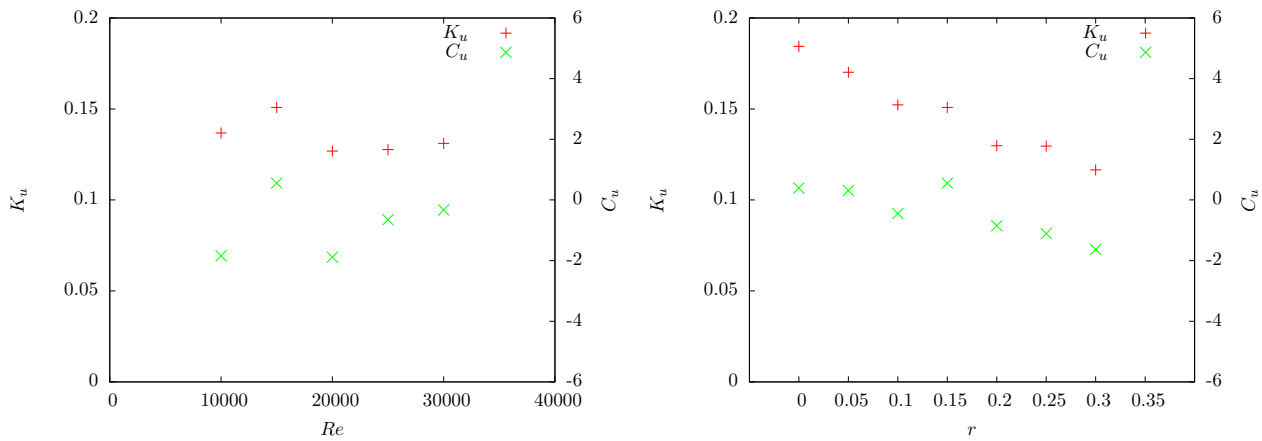


FIG. 3 – Pente K_u et origine C_u pour un comportement en $1/\sqrt{x}$ de la vitesse moyenne au centre du jet en fonction du nombre de Reynolds (à gauche) et du rapport de vitesse (à droite)

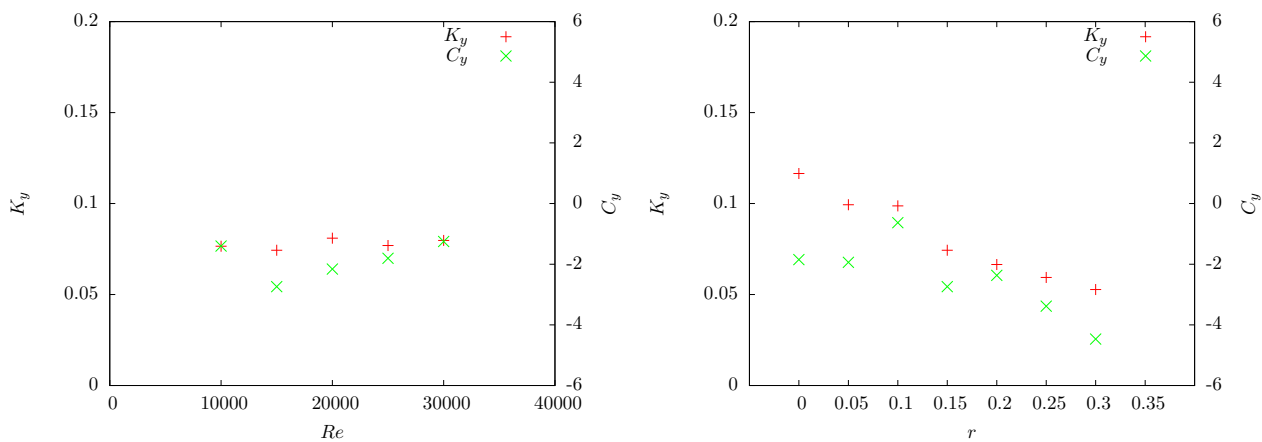


FIG. 4 – Pente K_y et origine C_y pour un comportement linéaire de la demi-épaisseur du jet en fonction du nombre de Reynolds (à gauche) et du rapport de vitesse (à droite)

configurations industrielles pour la séparation d'ambiance. Cette future étude permettra notamment de caractériser les mécanismes de transfert de scalaire pour les rideaux d'air chauds ou froids en régime de convection mixte ou forcée.

Références

- [1] B.G. Van Der Hegge Zijnen. Measurements of the velocity distribution in a plane turbulent jet of air. *Appl. sci. Res*, A-7 :256–276, 1958.
- [2] G. Heskestad. Hot wire measurements in a plane turbulent jet. *J. Appl. Mech.*, 32 :721–734, 1965.
- [3] E. Gutmark and I. Wygnanski. The planar turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 73 :465–495, 1976.
- [4] L. J. S Bradbury. The structure of a self-preserving turbulent plane jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 23 :31–64, 1965.
- [5] K. W. Everitt and A. G. Robins. The development and structure of turbulent plane jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 88 :563–583, 1978.
- [6] N. Rajaratnam. *Turbulents jet*. Elsevier, Amsterdam, 1976.
- [7] R. C. Deo, J. Mi, and G. J. Nathan. The influence of reynolds number on a plane jet. *Physics of Fluids*, 20(7) :075108, 2008.

EXPERIMENTAL INVESTIGATION ON THE SELF-PRESERVING BEHAVIOUR OF A TURBULENT PLANE JET WITH CO-FLOW

Jean Youssef

Cemagref

Université Européenne de Bretagne
17 avenue de Cucillé, F-35044 Rennes, France
jean.youssef@cemagref.fr

Johan Carlier

Cemagref

Université Européenne de Bretagne
17 avenue de Cucillé, F-35044 Rennes, France
johan.carlier@cemagref.fr

Joël Delville

Institut PPRIME,

CNRS-Université de Poitiers-ENSMA,
UPR 3346, CEAT F-86036 Poitiers, France
joel.delville@univ-poitiers.fr

Éva Dorignac

Institut PPRIME,

CNRS-Université de Poitiers-ENSMA,
UPR 3346, CEAT F-86036 Poitiers, France
eva.dorignac@univ-poitiers.fr

ABSTRACT

Air curtains are often used because of their ability to limit transfers between two atmospheres without the use of physical barrier. A typical air curtain is reproduced in a wind tunnel as a submerged plane jet in a uniform co-flow. This flow is explored by crossed Hot-Wire Anemometry for different Reynolds numbers and velocity ratios. The influence of these control parameters on the self-similar behaviours is discussed.

INTRODUCTION

A turbulent plane jet has several industrial applications, particularly in limiting transfer between two atmospheres without physical barriers (for example air curtains in tunnels and refrigerated cabinets). Depending on the application, the turbulent plane jet can be formed by various nozzle geometries ejecting into the same or different fluids. It can be warmed or cooled and pass successively forced, mixed and natural convection regimes. It can be semi-confined like wall or impinging jets. We aim to study the effect of plane jet between two parallel streams with different velocities and temperatures in the mixing layer. As prior study, we present in this paper an experimental investigation of a turbulent plane jet discharging into a simple parallel moving airstream at the same temperature.

A plane jet is defined as a statistically two-dimensional flow, with the dominant flow in the streamwise (x) direction, spreading in the lateral (y) direction and zero entrainment in the spanwise (z) direction. The turbulent plane jet discharging into a quiescent atmosphere was first studied by Van Der Hegge Zijnen (1958), Heskestad (1965) and Gutmark & Wygnanski (1976) and a similar jet discharging into an uniform co-flow was studied by Bradbury (1965), Everitt & Robins (1978) and Le Ribault *et al.* (1999). The former is referred to as a self-preserving pure jet type of flow. The latter can exhibit a self preserving structure in two limited regions of the flow.

First, a self-preserving flow is possible when the velocity on the jet centreline is much greater than the free stream. This strong jet is referred to as the self-preserving pure jet type of flow. The second region in which a self-preserving flow is possible is when the jet centreline velocity is approaching the free stream velocity. This weak jet is a self-preserving wake flow type. Rajaratnam (1976) shows that for a strong jet ($(\langle u \rangle_{cl} - U_e)/U_e \gg 1$ with $\langle u \rangle_{cl}$, the mean velocity on the centreline and U_e , the co-flow velocity), the mean velocity on the centreline decreases as $x^{-1/2}$ and the width of the jet increases linearly. For a weak jet ($0 \leq (\langle u \rangle_{cl} - U_e)/U_e \ll 1$), the mean velocity on the centreline still decreases as $x^{-1/2}$, but the width of the jet increases as $x^{1/2}$. A plane jet discharging into a quiescent atmosphere always behaves as a strong jet whereas a plane jet with co-flow can behave as a strong jet near the exit and, due to the decrease of the mean velocity on the centreline, behaves as a weak jet farther downstream. The results in the literature do not show a clear behaviour of the constants (rate and virtual origin) involved in these self-similarity functions according to the Reynolds number Re and the velocity ratio r .

In this paper, the turbulent plane jet discharging into an uniform co-flow is explored by HWA (Hot-Wire Anemometry) in the region $0 \leq x/H < 37.5$, with H the jet width at the exit, for various control parameters (Re, r). This region includes the potential core, the transitional region and the self-similar region in which the turbulence is fully developed. The main objective is to determine the influence of these control parameters on the self-similar behaviour in the fully turbulent region.

EXPERIMENTAL SET UP

Besides the industrial and research interests of this flow configuration, the presence of the co-flow has numerous advantages for the experimental study of the jet. Temperature

stratification and large convective motions are suppressed to prevent any perturbation in the jet development. There is no evenly back-mixing flow at the interface of the jet which allows HWA measurements. The flow can be homogeneously seeded everywhere to increase the quality of PIV (Particle Image Velocimetry) measurements. Moreover, a slight co-flow is often added in numerical simulations (see Le Ribault *et al.* (1999)) to avoid numerical difficulties. In this study, experiments consist in taking measurements by HWA for different configurations defined by a Reynolds number and a velocity ratio. HWA measurements are done in a specifically designed wind tunnel with lab-made constant temperature anemometers and crossed wires probes. This section describes the wind tunnel and the HWA system and summarizes the characteristics of the different experiments.

Wind Tunnel

The wind tunnel was specifically designed for the experimental study of a plane jet in different configurations. This tunnel measures 5m high and has a section of $2 \times 2\text{m}^2$ in its basic configuration, the plane jet discharging into a parallel moving airstream. This tunnel is made up of three vertical and adjacent open-circuits. Each circuit has a centrifugal blower which supplies air to a plenum chamber followed by a convergent. The three plenum chambers are furnished with foams, honeycombs and screens to make the flow uniform with a low free stream turbulence intensity. For the central circuit, the plenum chamber measures $200 \times 20\text{cm}^2$ and the convergent has a contraction coefficient of 4. For the two adjacent circuits, the plenum chamber measures $200 \times 80\text{cm}^2$ and the asymmetrical convergent has a contraction coefficient of 8/6. The flow discharging into the test section is a vertical plane jet of 4.8cm width and 200cm length between two uniform flows of 60cm width and 200cm length. The test section height is 200cm. The two walls parallel to the plane jet are porous screens to prevent confinement effects. The two end walls are in glass to allow optical diagnostic methods. The flow impacts the ground 50cm after the test section and naturally escapes on the sides. The flow velocity can be chosen continuously and independently between 1 and 12m/s for the plane jet and 0.3 and 2m/s for the co-flows. The plane jet temperature is controlled with air-water heat-exchanger located at the blower inlet. The co-flow temperature is adjusted by air conditioner of the hall. The origin of the axis (x, y, z) is located at the middle of the two trailing edge of separator plates. In this configuration, the mean velocity profile at the exit is shaped as a top hat with free stream turbulence intensity below 1%. The boundary layer over the separator plates are tripped downstream in order to fix the turbulence state and the onset of the transition. On the outside plates, the boundary layer momentum thickness are about 3mm with a shape factor around 1.3 as expected for the turbulence state. On the inside, the boundary layers are too thin to allow significant measurements.

Hot-Wire Anemometry

Constant temperature anemometers with crossed hot-wires have been used for simultaneously measuring two velocity components in the plane defined by the wires. The anemometers were developed at CEAT (Centre d'Études Aérodynamiques et Thermiques, University of Poitiers) from

TSI 1750 anemometers. Two lab-made miniature probes with crossed hot-wires were used to measure simultaneously the velocity components u and v for the first one and u and w for the second one. The wires were in platinum-plated tungsten with a diameter of $2.5\mu\text{m}$, a length of 0.5mm and the angle between wires was about of 90° . The temperature measurement was performed with a type T thermocouple. The simultaneous recording of analogue signal was performed with an ETEP data acquisition system with integrated low-pass filters. Hot-wires probes and thermocouples were mounted on a profiled rake. The rake was fixed on one axis rotating system in a wind tunnel calibration for the calibration step and on three axis linear moving system for the measurement step in the plane jet wind tunnel.

The temperature regulation system provides the same temperature in the three fluxes. Nevertheless, this temperature may vary slightly (few tenths of degree) during an experiment or from one experiment to another. It is therefore necessary to calibrate the probes in temperature in addition to velocity and angle. The calibration law used is a system of 2 third order polynomial functions:

$$\|\vec{u}(t)\| = \sum_{i=0, j=0}^{i+j \leq 3} p_{ij} (e_1^{**})^i (e_2^{**})^j \quad (1)$$

$$\alpha(t) = \sum_{i=0, j=0}^{i+j \leq 3} q_{ij} (e_1^{**})^i (e_2^{**})^j \quad (2)$$

The main advantages of a such system are the explicit formulation for fast computing and the large velocity range of validity. This formulation links the norm $\|\vec{u}\|$ and the angle α of the velocity vector at the voltage e_1^{**} and e_2^{**} . The double asterisk denotes a temperature and drift compensation of the output voltage e measured across the anemometer. The temperature compensation is modeled by:

$$e_k^{*2}(t) = e_k^2(t) \left[\frac{\theta_k^w - \theta_o}{\theta_k^w - \theta(t)} \right] \quad (3)$$

where θ_k^w is the wire temperature and θ_o is any reference temperature. The drift compensation is defined as :

$$e_k^{**2}(t) = \frac{e_k^{*2}(t) - (a_{ok} + a'_k)}{(1 + b'_k)} \quad (4)$$

The coefficients a_{ok} , a'_k and b'_k come from the King's law $e_k^{*2} = a_k + b_k \cdot u_c^{n_k}$ where u_c is the cold velocity, $a_k = a_{ok} + a'_k$ and $b_k = (1 + b'_k) b_{ok}$.

The coefficients p_{ij} , q_{ij} , a_k and b_k and the exponents n_k are determined by calibration in a wind tunnel dedicated to the calibration of our sensors. The coefficients a'_k and b'_k related to the drift compensation are initially set to zero. They are regularly recomputed during the experimental campaign *in situ*, namely in the plane jet wind tunnel.

The calibration wind tunnel is a semi closed-loop wind tunnel. The test section has a length of 200cm and a square section of $28 \times 28\text{cm}^2$. The velocity profile at the entrance

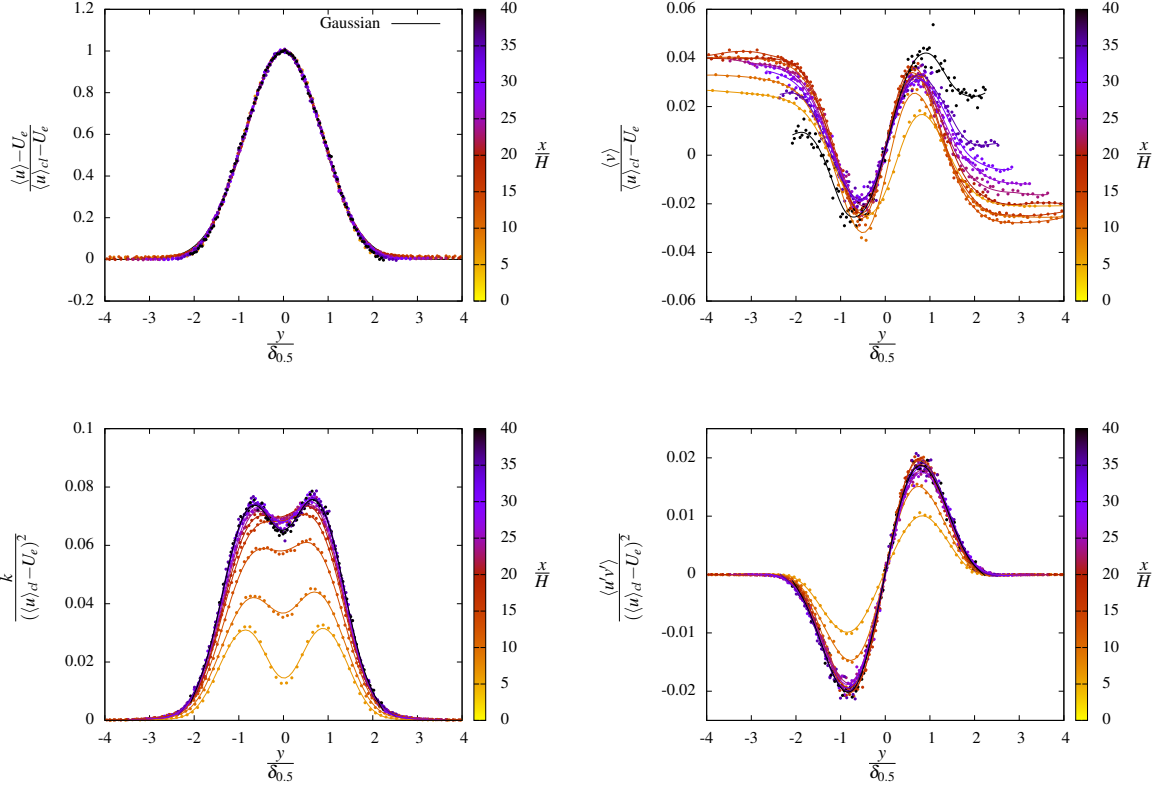


Figure 1. Normalized profiles of the main statistical quantities for $Re = 30,000$ and $r = 0.15$: top-left, mean velocity $\langle u \rangle$; top-right, mean velocity $\langle v \rangle$; bottom-left, mean turbulent kinematic energy $k = \frac{1}{2} (\langle u'u' \rangle + \langle v'v' \rangle + \langle w'w' \rangle)$; bottom-right, Reynolds shear stress $\langle u'v' \rangle$.

is uniform with a free stream turbulence intensity below 1%. A centrifugal blower supplies air to the test section with an adjustable velocity ranging from 0.5 to 12m/s. The temperature of the flow is controlled by an air-water heat-exchanger located at the blower inlet. This temperature can be varied between 5 and 40°C. The reference velocity u_r is deduced from the blower rotational speed previously calibrated by PIV. The reference temperature θ_r is given by a type T thermocouple.

The calibration procedure is done in two steps. The first step is the linear calibration of the probe (at zero incidence) where the output voltage is related to the cooling velocity and flow temperature using King's law. The flow velocity was varied following a sawtooth mode while the flow temperature was continuously decreased with a lower change rate to provide an equiprobable distribution of $(\|\vec{u}\|, \theta)$. The coefficients a_k and b_k , the exponents n_k and the wire temperatures θ_k^w (with $a'_k = 0$ and $b'_k = 0$) could be determined in a short single calibration run. The second step is the angular calibration where the norm and the angle velocity vector are related to the drift and temperature compensated voltage using eqns 1 and 2. For 13 angles α ranging from -30° to $+30^\circ$, the flow velocity was varied following a sawtooth mode while the flow temperature was constant. The p_{ij} and q_{ij} coefficients could be deduced from least-squares fit. The advantage of this procedure is that the p_{ij} and q_{ij} coefficients, determined in a dedicated wind tunnel, depend only on geometrical characteristics of the

probe and has practically no drift while the linear calibration is come out *in-situ* and can easily be re-calibrated when a drift is observed.

Experiments

A plane jet discharging into a parallel moving airstream is defined by a Reynolds number $Re = \frac{(U_j - U_e)H}{\nu}$ and a velocity ratio $r = \frac{U_e}{U_j}$ where U_e is the co-flow velocity, U_j and H are the velocity and the width of the jet at the exit and ν is the kinematic viscosity. Far downstream from the origin, the mean behaviour of the jet becomes independent of the initial conditions (nozzle geometry, velocity profile, boundary layer) and depends only on the jet momentum thickness J and volume flow rate Q at the exit. For any form of mean velocity profile at the exit, U_j and H can be defined as:

$$J = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle u \rangle (\langle u \rangle - U_e) dy = U_j (U_j - U_e) H \quad (5)$$

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} (\langle u \rangle - U_e) dy = (U_j - U_e) H \quad (6)$$

where $\langle \cdot \rangle$ denotes the temporal average operator. In the present work, the mean velocity profiles at the exit is a ‘‘top-hat’’ function of height U_j and width H .

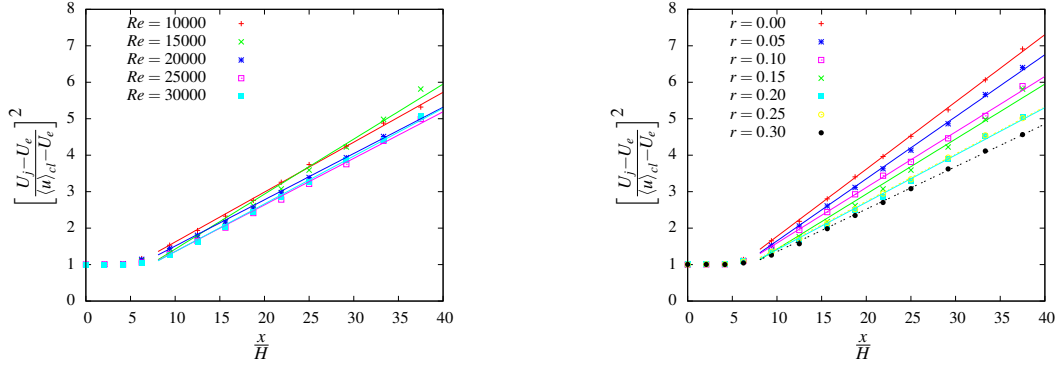


Figure 2. Mean velocity decay of $\langle u \rangle$ on the centreline: left, $r = 0.15$ for various Reynolds numbers; right, $Re = 15,000$ for various velocity ratios. Lines are the fitting eqn 8 to the data.

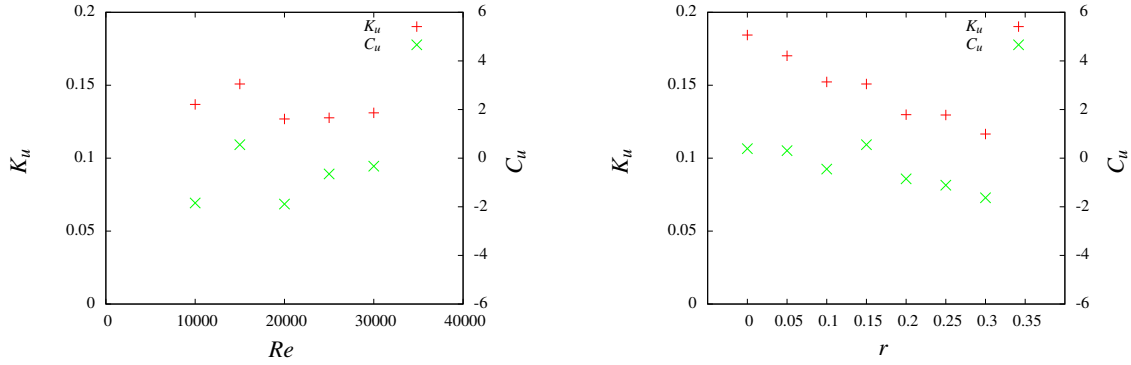


Figure 3. Centreline decay rate K_u and virtual origin C_u of the mean velocity: left, $r = 0.15$ for various Reynolds numbers; right, $Re = 15,000$ for various velocity ratios.

To characterize the influence of the two control parameters on the behaviour of this flow, several configurations were explored. The velocity ratio is set at $r = 0.15$ for 5 Reynolds numbers ($Re = 10,000, 15,000, 20,000, 25,000$ and $30,000$) and the Reynolds number is set at $Re = 15,000$ for 7 velocity ratios ($r = 0.00, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25$ and 0.30). With the jet width $H = 4.8\text{cm}$ and the kinematic viscosity $\nu = 15 \cdot 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$, the jet and co-flow velocity ranges are $0 \leq U_e \leq 2\text{m/s}$ and $3.8 \leq U_j \leq 11.5\text{m/s}$. One experiment consisted of measuring in the central plane of the jet $z = 0$ (z is an homogeneous direction) 13 velocity profiles (ranging from $x/H = 0$ to 37.5) with 101 points, *ie* 1,313 points. The acquisition frequency was 12,500Hz, the cutoff frequency of the anti-aliasing filter was 6,250Hz and the number of acquisitions per point was 500,000, given an acquisition time per point of 40s. These values can be related to the shedding frequency of the order of 10Hz in the experiments. The total duration of an experiment (acquisition and probe displacement) is about 20h.

RESULTS

The jet width H is given by the distance between the two separator plates. The jet velocity U_j and the co-flow velocity

U_e are extracted from the mean velocity profiles at the jet exit which are shaped as a top-hat function. The centreline mean velocity jet $\langle u \rangle_{cl}$ and the velocity width of the jet δ are estimated by fitting a Gaussian function to the mean velocity profiles in the fully turbulent region (typically $\frac{x}{H} \geq 8$). This Gaussian function is expressed as:

$$\frac{\langle u \rangle - U_e}{\langle u \rangle_{cl} - U_e} = \exp \left[-\ln(\xi) \left(\frac{y}{\delta_\xi} \right)^2 \right] \quad (7)$$

with $\xi = 0.5$ to define the velocity half-width of the jet $\delta_{0.5}$ as the y value for which $\frac{\langle u \rangle - U_e}{\langle u \rangle_{cl} - U_e} = 0.5$. Particular attention was paid to the estimation of these characteristic quantities ($H, U_j, U_e, \langle u \rangle_{cl}$ and $\delta_{0.5}$) that express the overall behaviour of the flow and are used to normalize profiles of statistical quantities.

Figures 1 show normalized profiles of the main statistical quantities for $Re = 30,000$ and $r = 0.15$. The results of the other configurations (Re, r) and the results of Bradbury (1965) for the same configuration (not shown here) present the same behaviours. The normalized profiles of the mean velocity $\langle u \rangle$ (figure 1 top-left) are well fitted by the Gaussian

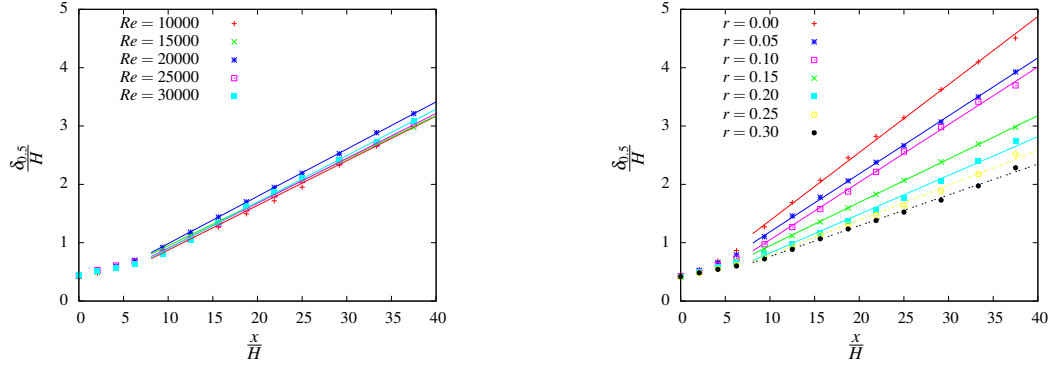


Figure 4. Streamwise variation of the velocity half-width $\delta_{0.5}$ on the centreline: left, $r = 0.15$ for various Reynolds numbers; right, $Re = 15,000$ for various velocity ratios. Lines are the fitting eqn 9 to the data.

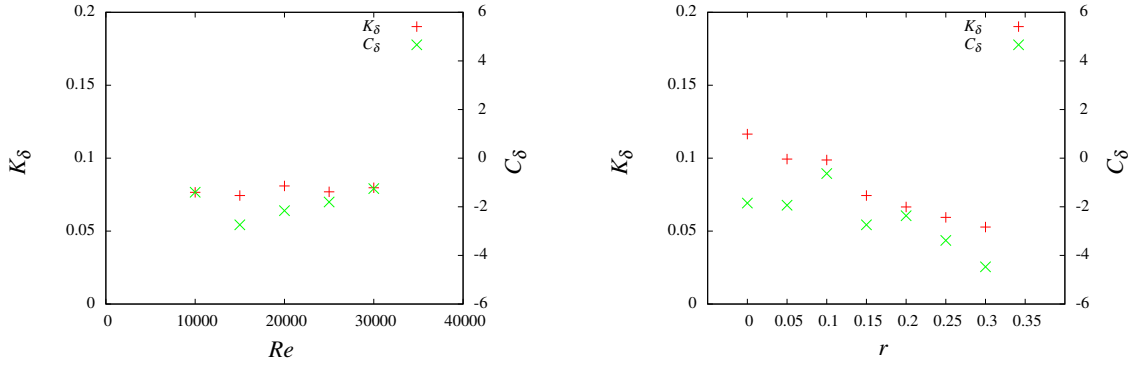


Figure 5. Jet spreading rate K_δ and virtual origin C_δ for the velocity half-width: left, $r = 0.15$; right, $Re = 15,000$.

function (eqn 7) beyond the potential core. This result agrees with the existence of a region where the velocity profiles are self-similar. The characteristic quantities of the jet estimated from these profiles are then well assessed. The normalized profile of the mean velocity $\langle v \rangle$ (figure 1 top-right) verifies the expected antisymmetric shape that can be deduced from the continuity equation for the mean flow (see Gutmark & Wynanski (1976)). Inside the jet, the two extreme values correspond to the jet spreading due to the turbulent diffusion outward. Outside the jet, the non-zero values correspond to the entrainment velocity inward the jet due to the increase of volume flow rate Q downstream. These two effects seem to be self-similar with this scaling.

The profiles of the mean turbulent kinetic energy $k = \frac{1}{2}(\langle u'u' \rangle + \langle v'v' \rangle + \langle w'w' \rangle)$ (figure 1 bottom-left) and the Reynolds shear stress $\langle u'v' \rangle$ (figure 1 bottom-right) are respectively symmetric and antisymmetric with the same extreme value on either side of the jet centreline. The well recovered shape due to the centreline symmetry emphasizes the measurement quality. These extrema occur at the location for which the mean velocity gradient of $\langle u \rangle$ present also an extremum. In others words, the energy is maximum where the energy production is also maximum. For these two turbulent quantities, the self-similar behaviour appears further downstream than for the mean velocity profiles.

Figures 2 show the mean velocity decay of $\langle u \rangle$ on the centreline at $r = 0.15$ for various Reynolds numbers and at $Re = 15,000$ for various velocity ratios. With the chosen representation, the constant velocity which can be used to define the potential core region is plotted as a constant function and the $x^{-1/2}$ decay of strong or weak jet in the fully turbulent region is plotted as an increasing linear function. In the potential core region, the length of the potential core x_p is roughly $6H$ but this value seems to depend slightly on the Reynolds number and the velocity ratio. In the fully turbulent region, the mean velocity profiles on the centreline follow a $x^{-1/2}$ decay as expected for a strong or weak jet. The centreline decay rate does not depend of the Reynolds number but decreases strongly with the velocity ratio, as for a mixing layer. The variation of the centreline mean velocity is represented as:

$$\left[\frac{(U_j - U_e)}{(\langle u \rangle_{cl} - U_e)} \right]^2 = K_u \left(\frac{x}{H} - C_u \right) \quad (8)$$

where K_u is the slope that describes the centreline decay rate and C_u is the location of the virtual origin. Figures 3 present this centreline decay rate K_u and virtual origin C_u of the mean velocity with respect to the Reynolds numbers at $r = 0.15$ and velocity ratio at $Re = 15,000$. The strong velocity ratio depen-

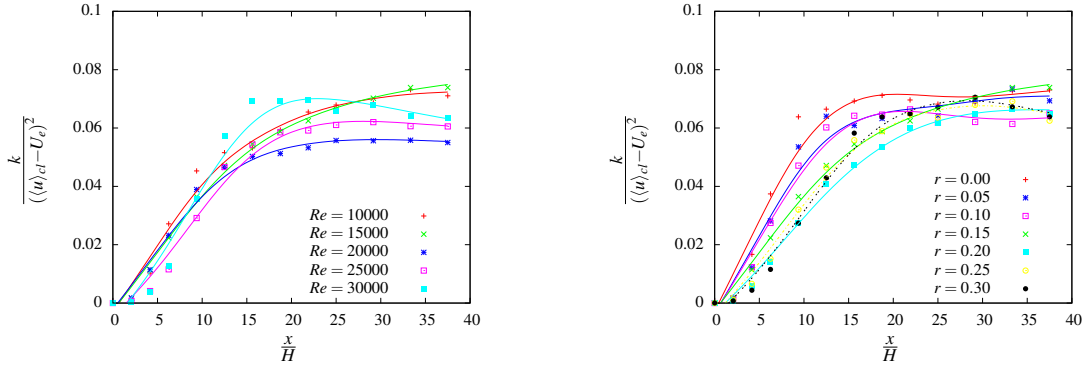


Figure 6. Evolution of mean turbulent kinematic energy k on the centreline: left, $r = 0.15$; right, $Re = 15,000$.

dence of the K_u is recovered. The behaviour of the plane jet in the fully turbulent region is independent of the upstream conditions as the nozzle geometry of boundary layer state. K_u can be easily compare with other experiments. In contrast, the virtual origins C_u depend strongly on these upstream conditions and therefore it is difficult to add comment.

Figures 4 display the streamwise variation of the velocity half-width $\delta_{0.5}$ on the centreline at $r = 0.15$ for various Reynolds numbers and at $Re = 15,000$ for various velocity ratios. In the potential core region, the variation is linear in accordance with the linear deviation of the two mixing layer outward the jet. In the self-similar region, the jet expands linearly. This result calls for a strong jet in the range of $(Re, r, x/H)$ of the present work, in accordance with the results of Bradbury (1965). This result also agrees with Everitt & Robins (1978) who observed a $x^{1/2}$ expansion only farther downstream and for higher velocity ratio. The velocity half-width of a plane jet is known to meet:

$$\left[\frac{\delta_{0.5}}{H} \right] = K_\delta \left(\frac{x}{H} - C_\delta \right) \quad (9)$$

where K_δ is the slope which describes a linear expansion of $\delta_{0.5}$ and C_δ is the location of the virtual origin. K_δ is taken to be a measure of the jet spreading rate. Figures 5 show the jet spreading rate K_δ and virtual origin C_δ for the velocity half-width for $r = 0.15$ with various Reynolds numbers and for $Re = 15,000$ with various velocity ratios. As for the centreline decay rate K_u , the jet spreading rate K_δ decreases with the velocity ratio and seems to be Reynolds number independent.

Figures 6 displays the evolution of the mean turbulent kinematic energy k on the centreline at $r = 0.15$ for various Reynolds numbers and at $Re = 15,000$ for various velocity ratios. As x/H is increased, k normalized by the local mean velocity excess seems to grow rapidly from the exit value to a constant value in the far field. In the region of constant value, the normalized profiles of k are self-similar. For example, the normalized profiles of k are self-similar beyond $x/H \simeq 20$ for the configuration $(Re, r) = (30,000, 0.15)$ (see figure 1 bottom left). The location of the beginning of the self-similar region for the second order moments depends mainly on the velocity ratio.

CONCLUSIONS

The completed work had generated a database on the plane jet with co-flow for large range of $(Re, r, x/H)$. In the current study, we focus mainly on the first and second order moments. It appears that the plane jet behaves as a strong jet in the self-similar region explored ($x/H < 37.5$). In this region, the centreline decay rate K_u and jet spreading rate K_δ depend slightly of the Reynolds number but strongly of the velocity ratio. Self-similarity occurs farther downstream for the turbulent flow that suggests the initial conditions have much more persistent effects on turbulence. The current work is a prior study preparing the investigation of the cold/warm plane jet developing between two co-flow with different velocity and temperature. For the future study, a new variable temperature HWA method is being developed to allow simultaneous measurement of velocity and temperature at the same point with a single wire (see Ndoye *et al.* (2010)). This new anemometer may be able to characterize the mechanisms of scalar transfer of a forced and even-mixed convection regime.

REFERENCES

- Bradbury, L. J. S 1965 The structure of a self-preserving turbulent plane jet. *Journal of Fluid Mechanics* **23**, 31–64.
- Everitt, K. W. & Robins, A. G. 1978 The development and structure of turbulent plane jets. *Journal of Fluid Mechanics* **88**, 563–583.
- Gutmark, E. & Wygnanski, I. 1976 The planar turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics* **73**, 465–495.
- Heskestad, G. 1965 Hot wire measurements in a plane turbulent jet. *J. Appl. Mech.* **32**, 721–734.
- Le Ribault, C., Sarkar, S. & Stanley, S. A. 1999 Large eddy simulation of plane jet. *Physics of Fluids* **11** (10), 3069–3083.
- Ndoye, M., Delville, J., Heitz, D. & Arroyo, G. 2010 Parameterizable Constant Temperature Anemometer, a new method for the analysis of velocity-temperature coupling in turbulent heat transfer. *Meas. Sci. Technol.* **21** (7), 075401.
- Rajaratnam, N. 1976 *Turbulents jet*. Amsterdam: Elsevier.
- Van Der Hegge Zijnen, B.G. 1958 Measurements of the velocity distribution in a plane turbulent jet of air. *Appl. sci. Res A-7*, 256–276.

Résumé

Cette étude expérimentale porte sur la mesure et l'analyse du comportement d'un rideau d'air plan, vertical descendant, lorsqu'il se développe dans un flux uniforme en co-courant. Le rapport r entre la vitesse du co-courant et la vitesse du jet évolue dans la gamme $[0; 0,3]$ qui comprend le cas du jet plan classique sans co-courant ($r = 0$). La motivation de l'étude est, pour le laboratoire d'accueil de la thèse (Irstea de Rennes, équipe Aéraulique et Contrôle des Atmosphères Turbulentes), l'apport de connaissances précises sur les rideaux d'air séparateurs d'ambiance, en propreté et en température, pour la maîtrise des ambiances locales dans l'industrie agroalimentaire et plus largement dans le domaine de la sécurité sanitaire des aliments. Cette étude porte principalement sur le cas isotherme, sans différence de température entre le jet et le co-courant, les cas anisothermes étant seulement abordés en investigation réduite dans le dernier chapitre (chap. IV). L'analyse de la turbulence est au centre de cette étude. Elle est menée à partir des différentes grandeurs caractéristiques, dont les profils de tensions de Reynolds et les échelles turbulentes caractéristiques. Elle sous-tend également l'analyse des évolutions des grandeurs moyennes, en particulier l'expansion du profil de vitesse moyenne. Le principal moyen d'investigation expérimentale est l'anémométrie par fils chauds croisés à température constante (CTA). La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) est utilisée dans le chapitre IV comme moyen insensible à la température, pour les études de cas anisothermes. Le rideau plan en co-courant a été mis en œuvre dans une soufflerie verticale spécifique dont la veine d'essai a une hauteur utile de deux mètres (chap. II). L'étude s'appuie sur une analyse bibliographique (chap. I) centrée sur les équations de la turbulence appliquées aux jets plans. L'analyse du comportement dans le cas isotherme (chap. III) s'intéresse principalement à l'influence du rapport de vitesse r et du nombre de Reynolds. Un raisonnement mené sur le choix des variables d'adimensionnement pour décrire le comportement du jet amène à proposer un adimensionnement global, à la fois pour l'évolution de la vitesse moyenne sur l'axe, pour l'expansion de l'épaisseur du jet et pour l'évolution des fluctuations rms de vitesse. On obtient ainsi un modèle de comportement généralisable aux différentes valeurs de r pour les jets en co-courant, avec au passage une méthode intéressante pour évaluer par ce biais des caractéristiques du cas limite du jet plan sans co-courant. Les données complètes et précises obtenues par fils croisés permettent, en fin de chapitre III, de mener une description et analyse des échelles caractéristiques de la turbulence. Il apparaît que les échelles intégrales sont cohérentes avec le modèle proposé pour l'expansion du jet et que les échelles de Kolmogorov s'en déduisent ensuite par un recours à un rapport universel, fonction du nombre de Reynolds local.

Mots clés : Jet plan, Co-courant, Turbulence, Anémométrie à fils chauds, Vélocimétrie par images de particule

Abstract

This experimental study focuses on the measurement and analysis of the behaviour of a vertical, downward-blowing plane jet when it develops inside a uniform co-flowing stream. The ratio r between the velocities of the co-flow and the jet is considered in the range $[0, 0.3]$ which includes the case of the classical plane jet without co-flow ($r = 0$). The motivation of the study was to develop a specific knowledge on air curtains classically used for the control of cold and clean local environments in the food industry. This study focuses on the isothermal case, with no temperature difference between the jet and the co-flow, the non-isothermal cases being only introduced in the last chapter (Chapter IV) in view of further studies on the high Richardson number cases. The study is turbulence-oriented, with an analysis mainly based on quantities and properties related to turbulence, like the Reynolds stresses profiles and the characteristic scales. The analysis of the evolution of the mean quantities, in particular the expansion of the mean velocity profile, was conducted in relation with their dependence on turbulence. The main measurement technique used was \times -wire Hot Wire Anemometry operated in Constant Temperature mode (CTA). Particle Image Velocimetry (PIV) was used for the reduced investigations on non-isothermal cases, in Chapter IV, taking advantage of its insensitivity to temperature. The experiment was carried out in a specific vertical wind tunnel, the test section of which had an effective length of two meters (Chapter II). The initial literature review (Chapter I) highlights the specificities of plane jets as regards the mean and turbulent behavior. In (Chapter III), the isothermal case is studied with a special focus on the influence of the velocity ratio r and the Reynolds number. It is shown that choosing a global normalization to describe the behaviour of the jet leads to a generic model valid for the entire set of eleven different conditions investigated. The model appears to correctly account for the influence of the ratio r on the evolution of the mean velocity on the axis, the expansion of the thickness of the jet and the evolution of rms velocity fluctuations. The model gives, in addition, a means to assess, for $r = 0$, the characteristics of the limit case of a plane jet without co-flow. The thorough set of data obtained with \times -wires probes finally enables, at the end of chapter III, an analysis of the characteristic turbulence scales in that specific flow. It appears that the integral scales are in direct relation with the jet thickness and that the Kolmogorov scales are linked to the integral scales through a universal scale ratio depending on the local Reynolds number.

Keywords : Plane jet, Co-flow, Turbulence, Hot Wire Anemometry, Particle Image Velocimetry