



HAL
open science

Etude de jets turbulents à masse volumique variable : impact de la variation de masse volumique sur la structure fine et le mélange

Alexandre Moutte

► **To cite this version:**

Alexandre Moutte. Etude de jets turbulents à masse volumique variable : impact de la variation de masse volumique sur la structure fine et le mélange. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole Centrale Marseille, 2018. Français. NNT : 2018ECDM0003 . tel-01841463

HAL Id: tel-01841463

<https://theses.hal.science/tel-01841463>

Submitted on 17 Jul 2018

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.

Ecole Doctorale “ Sciences pour l’Ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique ”
(ED 353)

THESE DE DOCTORAT

pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l’ECOLE CENTRALE de MARSEILLE

Discipline : Mécanique et Physique des Fluides

<p>Etude de jets turbulents à masse volumique variable : impact de la variation de masse volumique sur la structure fine et le mélange</p>

Présentée par :

Alexandre MOUTTE

Thèse soutenue le 17/04/2018

Devant la commission d’examen composée de :

F. Anselmet	Professeur à l’ECM, IRPHE, Marseille	Directeur de thèse
M. Amielh	Chargée de recherche CNRS, IRPHE, Marseille	Co-directrice de thèse
L. Danaila	Professeur à l’Université de Rouen, CORIA, Rouen	Président du jury
H. Djeridi	Professeur à l’INPG, LEGI, Grenoble	Rapporteur
A. Benaissa	Professeur au RMCC, Kingston (Canada)	Rapporteur
L. Pietri	Maître de conférence à l’AMU, IRPHE, Marseille	Invitée
A. Baltz	Enseignant à l’IUT Dépt. GTE, AMU, Marseille	Invité
P. Muscat	Société Fives Pillard, Marseille	Invité

Résumé

Une étude expérimentale du développement de jets turbulents à masse volumique variable est menée. Les comportements axiaux et radiaux des propriétés statistiques moyennes et fluctuantes obtenues sur les champs de vitesse et de concentration sont analysés. Ces résultats apportent une meilleure compréhension des phénomènes de mélange et de l'effet de la variation de densité dans le but d'apporter des données complémentaires pour le développement des calculs numériques et accroître leurs précisions.

Les cas étudiés dans cette thèse sont deux jets d'hélium marqués par de la vapeur d'acétone pour des nombres de Reynolds $Re = 7000$ et 11000 permettant d'explorer l'effet de fortes variations de masse volumique ($S = 0,39$ et $0,41$, respectivement) par rapport à l'air ambiant. Le cas d'un jet d'air ($Re = 16000$) également porteur de vapeur d'acétone est utilisé comme cas de référence comparable au cas d'un contaminant passif avec $S = 1,17$. L'étude porte sur la région de proche sortie de jet, jusqu'à une distance de 40 fois le diamètre D_j de sortie du jet. La configuration adoptée est celle d'un jet de tube rond, libre, axisymétrique, vertical et ascendant dont le diamètre intérieur du tube est $D_j = 3,5\text{mm}$ se développant dans l'air ambiant.

La particularité de cette étude est la mise en œuvre d'un système de mesure par diagnostic optique qui permet un couplage spatial et temporel des mesures de vitesse et de concentration sur une région de l'écoulement de quelques cm^2 et non sur un seul point. Pour ce faire, le couplage des mesures PIV, pour la mesure du champ de vitesse, et PLIF basée sur la fluorescence de la vapeur d'acétone, pour la mesure du champ de concentration, a été étudié, conçu et testé. Il nous a permis d'obtenir une base de données, encore trop rares aujourd'hui, sur l'évolution des flux turbulents croisés de vitesse et concentration. Ces données ont mis en évidence une évolution plus rapide du jet le plus léger. Cependant, les coefficients de corrélation semblent identiques lorsque l'on atteint la zone autosimilaire du jet. Une approche basée sur les probabilités de densité conjointes vitesse-concentration a permis de mettre en évidence des différences dans la région extérieure des jets, où l'intermittence de frontière donne son empreinte sur les propriétés du mélange.

Abstract

An experimental study of the development of turbulent jets with variable density is presented. The axial and radial behaviours of the mean and fluctuating statistical properties obtained on the velocity and concentration fields are analysed. These results provide a better understanding of mixing phenomena and the effect of density variation in order to provide complementary data for the development of numerical calculations and to increase their precision.

The cases studied in this thesis are two helium jets carrying acetone vapor for Reynolds numbers $Re = 7000$ and 11000 to explore the effect of large density variations ($S = 0.39$ and 0.41 , respectively) relative to the ambient air. The case of an air jet ($Re = 16000$) also carrying acetone vapor is used as a reference case comparable to the case of a passive contaminant with $S = 1.17$. The study focuses on the region of near jet exit, up to a distance of 40 times the jet outlet diameter D_j . The adopted configuration is a round jet tube, free, axisymmetric, vertical and ascending whose internal diameter of the tube is $D_j = 3.5$ mm developing in the ambient air.

The particularity of this study is the implementation of an optical diagnostic measurement system that allows a spatial and temporal coupling of speed and concentration measurements over a region of the flow of a few cm^2 . To do this, the coupling of the PIV measurements for the measurement of the velocity field and the PLIF based on the fluorescence of the acetone vapor for the measurement of the concentration field has been studied, designed and tested. It allowed us to obtain a database, still too rare today, on the evolution of the turbulent flow of speed and concentration. These data have shown a faster evolution of the lightest jet. However, the correlation coefficients appear to be identical when the self-similar zone of the jet is reached. An approach based on joint speed-concentration density probabilities has revealed differences in the outer region of the jets, where the intermittent boundary gives its imprint on the properties of the mixture.

Table des matières

Résumé.....	iii
Abstract	iv
Table des matières	v
Nomenclature et terminologies	viii
Liste des tableaux	x
Liste des figures.....	xi
Remerciements	xiv
Introduction.....	1
1. Synthèse bibliographique	5
1.1. Le jet libre turbulent.....	5
1.2. Notation utilisée pour les champs de vitesse et concentration.....	7
1.3. Notion de similitude	8
1.3.1. Le diamètre équivalent	8
1.3.2. Lois de décroissance axiale.....	9
1.3.3. Demi-largeurs	10
1.3.4. Similitudes radiales moyennes.....	11
1.3.5. Moments d'ordres supérieurs et corrélations vitesse – concentration.....	12
2. Installation expérimentale et méthodes de mesures.....	13
2.1. Réseau général d'acheminement des gaz	13
2.2. Enceinte inox et choix du jet	14
2.3. Méthodes de mesures.....	15
2.3.1. Mesures de vitesse.....	15
2.3.1.1. Principe de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)	15
2.3.1.2. Ensemencement.....	16
2.3.2. Mesures de concentration	17
2.3.2.1. Principe de la fluorescence par plan laser (PLIF).....	17
2.3.2.2. Choix du traceur : l'acétone	18
2.3.2.3. Correction et normalisation des images PLIF.....	19
2.3.2.4. Maintien en température.....	22
2.3.3. Couplage PIV-PLIF.....	23
2.3.3.1. Banc expérimental des systèmes de mesures	23
2.3.3.2. Champ d'observation et procédure d'acquisition	25
2.3.3.3. Gestion de la base de données – limitation du matériel	28
2.4. Conditions expérimentales.....	29
2.5. Validations préliminaires.....	30
2.5.1. Convergences - vitesse	30
2.5.2. Convergences – concentration.....	32
2.5.3. Convergences – couplage vitesse/concentration	33
2.5.4. Symétrie en champ proche et lointain.....	34
3. Evolutions axiales	37
3.1. Vitesse	38
3.1.1. Décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne	38

3.1.2.	Ecart-type, intensité de turbulence et énergie cinétique	41
3.1.3.	Facteurs d'aplatissement et de symétrie	43
3.2.	Concentration.....	45
3.2.1.	Décroissance axiale de la concentration massique moyenne.....	46
3.2.2.	Masse volumique moyenne	48
3.2.3.	Ecart-type et intensité de turbulence	49
3.3.	Couplage vitesse - concentration	50
3.3.1.	Coefficient de corrélation.....	50
3.3.2.	Flux croisés	51
3.4.	Simulations numériques.....	53
3.5.	Epanouissement	59
3.6.	Conclusion	61
4.	Evolutions radiales.....	63
4.1.	Vitesse	63
4.1.1.	Vitesse longitudinale moyenne	63
4.1.2.	Vitesse radiale moyenne	66
4.1.3.	Intensité de turbulence de la vitesse longitudinale moyenne	68
4.1.4.	Intensité de turbulence de la vitesse radiale moyenne	70
4.1.5.	Energie cinétique de la turbulence	72
4.1.6.	Tension de cisaillement.....	74
4.1.7.	Coefficient de corrélation R_{uv}	76
4.1.8.	Facteurs de dissymétrie	78
4.1.9.	Facteurs d'aplatissement	80
4.2.	Concentration.....	85
4.2.1.	Champ de concentration massique moyenne.....	85
4.2.2.	Champ de masse volumique moyenne	87
4.2.3.	Intensité de turbulence de la concentration massique	89
4.3.	Couplage vitesse – concentration	91
4.3.1.	Coefficient de corrélation R_{uc}	91
4.3.2.	Coefficient de corrélation R_{vc}	93
4.3.3.	Flux $u'c'$	95
4.3.4.	Flux $v'c'$	96
4.4.	Conclusion	98
5.	Analyse en probabilités du couplage vitesse – concentration	99
5.1.	Présentation des analyses en probabilités.....	99
5.2.	Grandeurs non centrées et non normalisées.....	102
5.3.	Grandeurs centrées et normalisées par leurs écarts-types	110
5.4.	Conclusion	117
6.	Approche sur l'évaporation des sprays denses	119
6.1.	Matériel et mesures	119
6.2.	Ecoulement droit.....	121
6.3.	Ecoulement instable.....	123
6.3.1.	Front de perturbation.....	123
6.3.2.	Zone d'étirement.....	126
6.4.	Conclusion	127
Conclusion et perspectives.....		129
Références bibliographiques.....		131

Annexes	135
A. Caractérisation radiale de la vitesse en champ proche.....	136
B. Comparaisons LES – données expérimentales	140
C. Moyennes conditionnelles et contributions aux coefficients de corrélation à $x/D_j = 5$ (données expérimentales).....	143
D. Publication d’un article dans Physical Review Fluids	145

Nomenclature et terminologies

Lettres romaines

C, c, c'	Concentration massique moyenne, instantanée et fluctuante	
C	Caractérise un scalaire unique pour les pdfs et jpdfs	
D	Coefficient de diffusion moléculaire (constant)	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
D_t	Diffusivité turbulente	
D_{eff}	Diamètre efficace	m
D_{eq}	Diamètre équivalent	m
D_j	Diamètre de sortie de tube	m
$F_{(\cdot)}$	Facteur d'aplatissement des fluctuations (Flatness)	
Fr	Nombre de Froude	
g	Pesanteur terrestre, $g = 9,81$	m.s^{-2}
k	Energie cinétique de la turbulence	$\text{m}^2.\text{s}^{-2}$
$K_{(\cdot)}$	Taux de décroissance axiale ($B_{(\cdot)} = 1/ K_{(\cdot)}$)	
$K'_{(\cdot)}$	Taux de croissance axiale de la demi-largeur	
$L_{(\cdot)}$	Demi-largeur du profil moyen	m
L	Coefficient de correction de la nappe laser	
$L_{(\cdot)}$	Tenseur de Léonard	
M	Masse molaire	kg.mol^{-1}
M_j	Quantité de mouvement	kg.m.s^{-2}
P	Pression	Pa
Q	Flux de masse	kg.s^{-1}
r	Position radiale	m
$R_{(\cdot)}$	Coefficient de corrélation	
R_v	Rapport des viscosités cinématiques	
s	Scalaire (température ou concentration) ou largeur du flux de gouttelettes	m
S	Rapport des masses volumiques	
$S_{(\cdot)}$	Facteur de dissymétrie des fluctuations (Skewness)	
S_{fl}	Signal de fluorescence	
Si	Signal relatif à la fraction molaire	
T	Température	K
U, u, u'	Vitesse longitudinale moyenne, instantanée et fluctuante	m.s^{-1}
V, v, v'	Vitesse radiale moyenne, instantanée et fluctuante	m.s^{-1}
W, w, w'	Vitesse azimutale moyenne, instantanée et fluctuante	m.s^{-1}
x	Position axiale	m

x_p	Longueur du cône potentiel	m
$x_{(\cdot)}, x'_{(\cdot)}$	Origines virtuelles de évolutions axiales	m

Lettres grecques

δ	Largeur du front de diffusion	m
Δ	Taille d'une maille	m
β	Ratio des origines virtuelles	
Υ	Taux d'étirement	
χ	Fraction molaire	%
ξ	Fluctuation normalisée, $\frac{u'}{\sigma_u}, \frac{v'}{\sigma_v}$ ou $\frac{c'}{\sigma_c}$	
λ	Longueur d'onde	nm
μ	Viscosité dynamique	$\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$
ν	Viscosité cinématique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
ν_t	Viscosité turbulente	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
Ω	Domaine fluide	
ρ	Masse volumique	kg.m^{-3}
σ	Ecart-types des données	
τ	Tenseur de contraintes des échelles sous-maille	
$\theta, \bar{\theta}, \theta'$	Température moyenne, instantanée et fluctuante	K

Conventions

$(\cdot)_a$	Valeur relative à l'air ambiant
$(\cdot)_c$	Valeur sur l'axe du jet ou relative à la concentration
$(\cdot)_j$	Référence à la sortie du tube ($x = 0$)
$(\cdot)_u$	Valeur relative à la vitesse
$\langle \cdot \rangle$ ou $\overline{\cdot}$	Moyenne d'ensemble conventionnel au sens de Reynolds
$\tilde{\cdot}$	Moyenne d'ensemble pondérée par la masse au sens de Favre

Acronymes

ANR	Agence Nationale de la Recherche
BOS	Background Oriented Schlieren
CCD	Charge-Coupled Device (dispositif à transfert de charge)
CFL	Critère de Courant-Friedrichs-Lewy

CINES	Centre Informatique National de l'Enseignement Supérieur
CORIA	COMplexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie
DNS	Direct Numerical Simulation (simulation numérique directe)
IRPHE	Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre
jpdf	Joint Probability Density Function (fonction de densité de probabilité conjointe)
LES	Large Eddy Simulation (simulation des grandes échelles)
Nd:YAG	Yttrium Aluminium Garnet dopé au Néodyme
pdf	Probability Density Function (fonction de densité de probabilité)
PIV	Particule Image Velocimetry (Vélocimétrie par Image de Particules)
PLIF	Planar Laser Induced Fluorescence (Fluorescence Induite par Plan Laser)
RSM	Reynolds Stress Model
SGS	Subgrid Scale (Echelle sous-maille)
UV	Ultra-Violet
VLD	Vélocimètre Laser Doppler

Liste des tableaux

Tableau 1 – Propriétés de l'acétone.....	19
Tableau 2 - Conditions nominales des différents essais.	29
Tableau 3 – Conditions nominales en vitesse des différents essais.....	39
Tableau 4 - Conditions nominales des différents essais.	47
Tableau 5 – Ensemble des taux d'épanouissement de la vitesse longitudinale moyenne et de la concentration moyenne ainsi que les origines virtuelles associées.....	59

Liste des figures

Figure 1 - Illustration de l'établissement d'un jet à masse volumique variable – schéma non à l'échelle.	7
Figure 2 - Réseau général d'acheminement des gaz.....	14
Figure 3 - Configuration du jet conçu dans l'enceinte inox, (a) configuration initiale – jet de paroi, (b) configuration retenue – jet de tube.....	15
Figure 4 - Principe schématisé de la technique de mesure par PIV.....	16
Figure 5 - Diffuseur d'huile d'olive et principe de fonctionnement.....	16
Figure 6 - Exemple d'ensemencement en particules dans un jet d'air, (a) ensemencement médiocre avec surintensité et manque de particules, (b) ensemencement correct et homogène.....	17
Figure 7 – Image moyenne en niveau de gris du remplissage de la cuve quartz pour la calibration de la nappe laser.....	21
Figure 8 - Utilisation de l'ensemenceur d'acétone, (a) ensemenceur initial, (b) effet de la vaporisation de l'acétone sur la température et les acquisitions PLIF.....	22
Figure 9 - Utilisation de l'ensemenceur d'acétone, (a) nouvel ensemenceur avec bain thermostaté, (b) stabilisation de la température et des niveaux de gris.....	23
Figure 10 - Banc expérimental utilisé pour le couplage des mesures PIV-PLIF.....	24
Figure 11 - Effet du filtre passe-bas sur les mesures PLIF : (a) sans filtre, (b) avec filtre passe-bas 532nm.	25
Figure 12 - Schéma représentant le protocole d'acquisition des données.....	26
Figure 13 - Exemple de mire permettant la transition d'un champ d'observation à un autre : (a) champ avec mire en position initiale, (b) champ avec mire en position suivante.....	27
Figure 14 – Effet du binning sur les images PLIF moyennes : (a) image brute, (b) image avec binning et (c) comparaison des profils radiaux des niveaux de gris mesurés sur 4000 champs à $1D_j$ et $5D_j$	28
Figure 15 – Convergences de quelques moments pour l'essai 1 : (a) U_{moy} , (b) σ_v/U_j , (c) $u'v'$, (d) $u'v'^2$,	31
Figure 16 - Convergence de quelques moments du champ de concentration pour l'essai 1 :.....	32
Figure 17 - Convergence des moments croisés de l'essai 1, (a) $u'c'$, (b) $v'c'$, (c) $u'c'^2$ et (d) $v'c'^2$	33
Figure 18 - Evolutions radiales de quelques grandeurs en sortie de tube de l'essai 1, (a) vitesse longitudinale moyenne, (b) vitesse radiale moyenne, (c) intensité de turbulence de U, (d) intensité de turbulence de V, (e) coefficient de corrélation R_{uv} et (f) tension de cisaillement.	35
Figure 19 – Evolutions axiales de la vitesse radiale moyenne sur l'axe (a).....	36
Figure 20 – Exemples de champs instantanés sur le jet d'air-acétone en sortie de tube : (a) vitesse en $m.s^{-1}$, (b) concentration massique et (c) masse volumique en $kg.m^{-3}$	37
Figure 21 - Décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne, (a) U_c/U_j et (b) U_j/U_c en fonction de x/D_j , (c) U_j/U_c en fonction de x/D_{eq} et (d) U_j/U_c en fonction de $(x-x_u)/D_{eq}$	39
Figure 22 - Comparaison des taux de décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne avec ceux de la littérature.....	40
Figure 23 – Evolutions axiales des écarts-types des fluctuations des vitesses longitudinale (a) et.....	41
Figure 24 - Evolutions axiales des intensités de turbulence de la vitesse longitudinale (a) et radiale (b).	42
Figure 25 – Evolutions axiales du coefficient d'anisotropie (a) et de l'énergie cinétique de la turbulence (b).	43

Figure 26 – Facteurs de dissymétrie de la composante longitudinale (a) et radiale (b) de la vitesse. .	44
Figure 27 – Facteurs d’aplatissement de la composante longitudinale (a) et radiale (b) de la vitesse.	45
Figure 28 – Image instantanée PLIF avec zones exclues pour les analyses.....	45
Figure 29 - Décroissance axiale de la concentration massique moyenne et d’écart de température .	47
Figure 30 - Comparaison des taux de décroissance axiale de la concentration massique moyenne avec ceux de la littérature.	48
Figure 31 – Evolution axiale de la masse volumique moyenne.	49
Figure 32 – Evolution axiale de l’écart-type des fluctuations du scalaire (a) et de l’intensité de turbulence du scalaire (b).....	50
Figure 33 – Evolution axiale du coefficient de corrélation entre la vitesse longitudinale et le scalaire (a) et entre la vitesse radiale et la concentration massique (b).	51
Figure 34 – Evolution axiale du flux longitudinal de scalaire (a) et du flux radial de concentration. ...	52
Figure 35 - Développement du jet en concentration avec (a) le maillage intermédiaire à 1 seconde et (b) le maillage fin à 0,99 seconde.....	53
Figure 36 – Schéma de principe de la caractérisation du jet pour le calcul numérique.	56
Figure 37 – Maillage utilisé pour les simulations LES (a) coupe (x,y) et (b) coupe (y,z).....	56
Figure 38 - Décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne, (a) U_c/U_j et (b) U_j/U_c en fonction de x/D_j	57
Figure 39 - Décroissance axiale de la concentration massique moyenne (a) C_c/C_j et (b) C_j/C_c fonction de x/D_j	58
Figure 40 - Evolution axiale du coefficient de corrélation entre la vitesse longitudinale et la concentration.	58
Figure 41 – Epanouissement des jets : demi-largeur du profil de la vitesse longitudinale moyenne (a) et demi-largeur du profil de la concentration massique moyenne (b).	59
Figure 42 – Demi-largeur du profil de vitesse longitudinale moyenne en champ proche.....	60
Figure 43 – Cartographies de la vitesse longitudinale moyenne (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$ en $m.s^{-1}$	63
Figure 44 – Evolutions radiales de la vitesse longitudinale moyenne adimensionnée par U_j	64
Figure 45 - Evolutions radiales de la vitesse longitudinale moyenne adimensionnée par U_c (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$	65
Figure 46 - Cartographies de la vitesse radiale moyenne (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$	66
Figure 47 - Evolutions radiales de la vitesse transversale moyenne adimensionnée par U_j (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$	67
Figure 48 - Evolutions radiales de la vitesse transversale moyenne adimensionnée par U_c (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$	68
Figure 49 - Cartographies de l’écart-type des fluctuations de la vitesse longitudinale moyenne σ_u/U_j (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$	69
Figure 50 – Evolutions radiales de l’intensité de turbulence de la vitesse longitudinale (a) $S = 0,39$, .	70
Figure 51 - Cartographies de l’écart-type des fluctuations de la vitesse radiale moyenne σ_v/U_j	71
Figure 52 - Evolutions radiales de l’intensité de turbulence de la vitesse radiale (a) $S = 0,39$,	72
Figure 53 - Cartographies de l’énergie cinétique de la turbulence $(2k/3)^{0,5}/U_j$	72
Figure 54 - Evolutions radiales de l’énergie cinétique de la turbulence (a) $S = 0,39$,	73
Figure 55 - Cartographies de la tension de cisaillement $u'v'/U_j^2$ (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$	74
Figure 56 - Evolutions radiales de la tension de cisaillement (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$	75
Figure 57 - Cartographies du coefficient de corrélation R_{uv} (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$..	76

Figure 58 - Evolutions radiales du coefficient de corrélation R_{uv} (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$	77
Figure 59 – Cartographies du facteur de dissymétrie de la composante longitudinale S_u (a) $S = 0,39$,	78
Figure 60 - Cartographies du facteur de dissymétrie de la composante radiale S_v (a) $S = 0,39$,	78
Figure 61 – Evolutions radiales du facteur de dissymétrie de la composante longitudinale S_u	79
Figure 62 - Evolutions radiales du facteur de dissymétrie de la composante radiale S_v	80
Figure 63 - Cartographies du facteur d’aplatissement de la composante longitudinale F_u (a) $S = 0,39$,	81
Figure 64 - Cartographies du facteur d’aplatissement de la composante radiale F_v (a) $S = 0,39$,	81
Figure 65 - Evolutions radiales du facteur d’aplatissement de la composante longitudinale F_u	82
Figure 66 - Evolutions radiales du facteur d’aplatissement de la composante radiale F_v	83
Figure 67 – Comparaison des évolutions radiales du facteur d’intermittence de la composante	84
Figure 68 - Cartographies du champ de concentration massique moyenne (a) $S = 0,39$,	85
Figure 69 – Evolutions radiales de la concentration massique moyenne adimensionnée par C_j	86
Figure 70 - Evolutions radiales de la concentration massique moyenne adimensionnée par C_c	87
Figure 71 - Cartographies du champ de masse volumique moyenne (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$	88
Figure 72 - Evolutions radiales de la masse volumique moyenne $(\rho - \rho_a)$ adimensionnée par $(\rho_c - \rho_a)$	89
Figure 73 – Cartographies de l’écart-type des fluctuations de la concentration massique σ_c/C_j	90
Figure 74 – Evolutions radiales de l’intensité de turbulence de la concentration massique (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.	91
Figure 75 – Cartographies du coefficient de corrélation R_{uc} (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.	92
Figure 76 – Evolutions radiales du coefficient de corrélation R_{uc} (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.	93
Figure 77 - Cartographies du coefficient de corrélation R_{vc} (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.	93
Figure 78 - Evolutions radiales du coefficient de corrélation R_{vc} (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.	94
Figure 79 - Cartographies du flux longitudinal de concentration $u'c'/(U_j C_j)$ (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.	95
Figure 80 – Evolutions radiales du flux longitudinal de concentration (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$,	96
Figure 81 - Cartographies du flux radial de concentration $v'c'/(U_j C_j)$ (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$	97
Figure 82 - Evolutions radiales du flux radial de concentration (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$,	98
Figure 83 - Moyennes conditionnelles des composantes de vitesse (a) longitudinale et (b) radiale obtenues par Lucas (1998).	101
Figure 84 - Densité de probabilité conjointe non normalisée de vitesse et masse volumique,	103
Figure 85 - Contributions à ρU et ρV , He+Ac, $Re = 7000$, $S = 0,39$:	104
Figure 86 - Densité de probabilité conjointe non normalisée de vitesse et masse volumique,	105
Figure 87 - Contributions à ρU et ρV , Air+Ac, $Re = 16000$, $S = 1,17$:	106
Figure 88 - Cartographie de $\rho VP(V, \rho)$ et $\langle V \rho \rangle (\bullet)$, comparaison He+Ac avec Air+Ac.	107
Figure 89 - Contributions à l’énergie cinétique turbulente en moyennes de Favre He+Ac, $Re = 7000$,	108
Figure 90 - Contributions à l’énergie cinétique turbulente en moyennes de Favre He+Ac, $Re = 7000$,	108
Figure 91 - Contributions à l’énergie cinétique turbulente en moyennes de Favre Air+Ac, $Re = 16000$,	109

Figure 92 - Contributions à l'énergie cinétique turbulente en moyennes de Favre Air+Ac, Re = 16000,	109
Figure 93 - Contributions aux coefficients de corrélation Ruc, comparaison He+Ac et Air+Ac,	111
Figure 94 - Contributions aux coefficients de corrélation Rvc, comparaison He+Ac et Air+Ac,	113
Figure 95 - Densité de probabilité de U, V et C, comparaison He+Ac et Air+Ac.....	115
Figure 96 - Densité de probabilité de concentration, comparaison He+Ac et Air+Ac,	116
Figure 97 - Exemple d'acquisition d'images simultanées d'un jet d'acétone : (a) champ de concentration, (b) champ de gouttelettes.	120
Figure 98 - Banc expérimental utilisé pour le couplage des mesures PIV-PLIF sur le spray d'acétone (cf. Figure 10 pour le détail du matériel).....	120
Figure 99 - Images en sortie du tube : (a) champ de concentration, (b) champ de gouttelettes.....	121
Figure 100 - Profil radial du champ combiné des gouttelettes d'acétone et du champ de vapeur d'acétone qu'elles génèrent (combinaison de (a) et (b) de la Figure 99).	122
Figure 101 – Ecoulement instable avec zone étudiée et paramétrage appliqué : (a) champ de concentration et (b) champ de gouttelettes.	124
Figure 102 – Intensité du champ de déformation correspondant à la zone illustrée Figure 101.....	124
Figure 103 – Représentation de la vitesse d'étirement (a) et du profil de la concentration suivant x (b) du front de perturbation.	125
Figure 104 – Bandelette et paramétrage appliqué : (a) champ de concentration et (b) champ de gouttelettes.	126
Figure 105 – Représentation de la vitesse d'étirement (a) et du profil de la concentration suivant x (b) de la zone d'étirement.	127
Figure 106 - Evolutions radiales de quelques grandeurs en sortie de tube de l'essai 2, (a) vitesse longitudinale moyenne, (b) vitesse radiale moyenne, (c) intensité de turbulence de U, (d) intensité de turbulence de V, (e) coefficient de corrélation Ruv et (f) la tension de cisaillement.	137
Figure 107 - Evolutions radiales de quelques grandeurs en sortie de tube de l'essai 3, (a) vitesse longitudinale moyenne, (b) vitesse radiale moyenne, (c) intensité de turbulence de U, (d) intensité de turbulence de V, (e) coefficient de corrélation Ruv et (f) la tension de cisaillement.	138
Figure 108 – Comparaisons des évolutions radiales entre les essais 1 et 3 à $x/D_j = 0,5$ et 4, (a) vitesse longitudinale moyenne, (b) vitesse radiale moyenne, (c) intensité de turbulence de U, (d) intensité de turbulence de V, (e) coefficient de corrélation Ruv et (f) la tension de cisaillement.	139
Figure 109 - Evolutions axiales des écarts-types des fluctuations (a) de la vitesse longitudinale, (b) de la vitesse radiale, des intensités de turbulence (c) de la vitesse longitudinale et (d) radiale.....	140
Figure 110 - Evolution axiale de l'écart-type des fluctuations de la concentration (a) et de l'intensité de turbulence de la concentration (b).	141
Figure 111 - Contributions aux coefficients de corrélation Ruc et Rvc, He, Re=7000, S=0,14 , $x/D_j=5$,	142
Figure 112 – Densités de probabilité conjointes, contributions aux coefficients de corrélation et moyennes conditionnelles de vitesse obtenues en jet d'hélium (simulations LES) à $x/D_j = 25$ sur l'axe.	142
Figure 113 - Contributions aux coefficients de corrélation Ruc, comparaison He+Ac et Air+Ac,	143
Figure 114 - Contributions aux coefficients de corrélation Rvc, comparaison He+Ac et Air+Ac,.....	144

Remerciements

Je remercie en premier temps mon directeur de thèse, Fabien Anselmet, de m'avoir offert l'opportunité d'intégrer son équipe de recherche afin d'effectuer cette thèse. Son apport scientifique et son soutien tout au long de cette aventure ont été très importants. Je remercie aussi Muriel Amielh, co-directrice de thèse, pour son soutien et son encadrement permanent, son apport technique et scientifique dans le domaine des jets turbulents et sur les techniques de mesures. Enfin, je remercie Laurence Pietri, notamment pour ses conseils rédactionnels mais aussi pour son rire communicatif qui donne le sourire chaque jour.

Je tiens également à remercier très chaleureusement tous les membres du jury qui ont bien voulu évaluer ce travail. Un grand merci à Luminita Danaila du CORIA d'avoir présidé le jury, aux rapporteurs Henda Djeridi du LEGI et Azemi Benaïssa du RMCC pour leurs remarques pertinentes et leurs avis techniques et scientifiques apportés. Je tiens également à remercier Patrick Muscat de la société Fives Pillard pour sa présence lors de la soutenance. Un grand merci à mon ancien professeur de l'IUT GTE André Baltz d'avoir regardé mes travaux de recherche, d'être venu à ma soutenance et sans qui, je n'aurai jamais eu l'occasion d'intégrer l'équipe turbulence de l'IRPHE.

Un grand merci à Azemi Benaïssa de m'avoir accueilli à Kingston pendant quelques semaines, ce qui m'a permis d'avoir une autre vision sur mes expériences en cours et qui m'a aidé à développer mon banc expérimental avec son support technique pour régler les problèmes existants. Un mot également sur la gentillesse de tout le personnel du RMCC que j'ai pu rencontrer et merci pour les parties de football organisées. Merci encore à Jean Lemay de m'avoir fait visiter le laboratoire de mécanique de l'Université de Laval et pour son apport scientifique dans le domaine des jets.

Un mot également pour remercier Karine et Sarah qui ont grandement participé à l'organisation du CRIEC 2017 et qui sont toujours disponibles quand on a besoin d'elles, que ce soit avant, pendant ou après la thèse. Il ne leur reste plus qu'à s'améliorer au baby-foot maintenant.

Pour terminer, je remercie tout particulièrement l'ensemble de ma famille et de mes amis présents tout au long de ces années mais aussi le jour de la soutenance pour partager ce buffet avec la daube de sanglier qui a fait grande sensation. Une attention particulière à Solange, qui a été présente tant professionnellement que personnellement, même s'il a quand même fallu lui apprendre à réellement jouer à la pétanque et non pas à faire semblant. Un dernier mot pour Gaëtan, présent du début à la fin, avec entraide, rigolades, colloques, qui m'a fait découvrir les soirées au Barbu et avec je suis allé à de nombreuses reprises au Vélodrome pour chanter et supporter le club qui sera à jamais le premier... l'OM !

Introduction

Les propriétés physiques des écoulements à masse volumique variable jouent un rôle important dans une grande variété de systèmes physiques avec des échelles de longueur de plusieurs ordres de grandeur et sont intéressantes pour de nombreuses applications industrielles (mélange et dispersion de fluide lourd ou léger dans un environnement ouvert, combustion en milieu turbulent, sécurité liée à l'usage grand public de l'hydrogène dans un avenir proche, etc.) ainsi que dans de nombreux phénomènes naturels (mélange d'eau douce en milieu marin, phénomènes météorologiques en milieu stratifié ou chauffé de manière différentielle, etc.). D'un point de vue fondamental, nous proposons d'étudier les modifications de la turbulence lorsque de grandes variations de la densité se produisent au sein d'un écoulement. Pour des rapports de densité proche de 1, le champ de densité peut souvent être modélisé comme un scalaire passif ou en utilisant des approximations de Boussinesq, mais pour des différences de densité suffisamment élevées, ces approximations ne tiennent plus et les gradients de densité jouent un rôle important dans le transport des fluides et des caractéristiques turbulentes de l'écoulement. En effet, la masse volumique est alors un scalaire actif et ses variations exercent une rétroaction sur le champ de vitesse dans un écoulement incompressible, à cause du couplage fort entre la pression et la densité. Se pose la question de savoir à quelles échelles vont se faire ressentir les différences de masse volumique, spécialement en ce qui concerne les petites échelles qui contribuent à ce que l'on appelle communément le micro-mélange. Ainsi, si on se réfère à la théorie de Kolmogorov (1941) qui repose sur le phénomène de cascade d'énergie entre les structures tourbillonnaires de différentes tailles en milieu turbulent, on peut alors se demander si l'enroulement et l'étirement tourbillonnaires vont créer de fins filaments de densité et ainsi accentuer et concentrer spatialement ses gradients ou, au contraire, si le mélange va permettre de limiter les variations de la masse volumique.

Comme pour les écoulements à densité constante, la compréhension physique et la simulation numérique directe des écoulements turbulents à densité variable sont difficiles, sauf pour les conditions les plus simples. Pour les flux de vitesse et de concentration, bon nombre des termes décrits dans les équations de transport devront être modélisés (comme par exemple dans Schwarzkopf et al. (2011, 2016)), concevoir des modèles et évaluer leur efficacité nécessite l'accès à un ensemble de données expérimentales de haute qualité. Malheureusement, de telles données sont très limitées en termes de disponibilité dans des conditions avec de grands rapports de densité, contrairement aux données obtenues dans des conditions comparables avec une densité uniforme.

Depuis une vingtaine d'années, l'équipe Turbulence de l'IRPHE s'intéresse à la structure des jets, sièges de variations de masse volumique résultant par exemple du mélange d'hélium avec l'air ambiant, le cas d'un jet d'air faiblement chauffé pouvant servir de base de comparaison. Si, au début des travaux de l'équipe, c'étaient essentiellement des études sur les propriétés de jets turbulents subsoniques à densité variable qui étaient conduites (en collaboration étroite avec EDF, GDF ou l'INERIS), ces travaux ont ensuite été étendus au cas de jets fortement sous détendus (dans le cadre de deux programmes financés par l'ANR au sein du projet PAN-H, Plan d'Action National pour l'Hydrogène, en collaboration avec Air Liquide, le CEA et Hélium/AREVA notamment). Pour de telles études, nous

disposons maintenant d'un dispositif expérimental, instrumenté de divers systèmes de mesures de vitesse (anémométrie laser doppler à deux composantes, vélocimétrie par images de particules) et de concentration (analyseur avec sonde de zircone, fluorescence induite par plan laser). La soufflerie, verticale, a une hauteur totale de plus de quinze mètres, la veine de mesures proprement dite mesure environ 1,5m de haut et elle a une section transversale de 285x285 mm² (ce qui constitue un très léger confinement, nécessaire pour assurer un écoulement secondaire de très faible vitesse qui permet d'effectuer un ensemencement optimal pour les mesures laser), alors que la buse du jet, de forme circulaire, est interchangeable (de 26 mm pour les écoulements subsoniques à quelques mm pour l'étude des jets sous-détendus). Dans cette installation, c'est en majorité de l'hélium (pur ou mélangé avec de l'air) qui est utilisé, même pour les études récentes liées au risque hydrogène. D'autres gaz (comme le CO₂) ont également été utilisés pour étudier les jets.

Ainsi, le développement des techniques expérimentales telles que la PIV et la PLIF, et leur combinaison à l'étude de jets de mélange grâce notamment à des systèmes d'ensemencement adéquats, permet maintenant de mesurer des grandeurs liées à ces écoulements qu'il n'était pas possible de déterminer au début des travaux de l'équipe. Ces grandeurs permettent de caractériser et de quantifier ce qui est communément appelé le micro-mélange et c'est sur cette base-là qu'a été établi le programme de travail présenté.

L'étude qui a été menée dans le cadre de ces travaux de thèse est purement expérimentale, même si des simulations numériques, utilisant des codes de calcul disponibles à l'IRPHE, ont également été conduites. Elle a pour objectif d'obtenir des informations quantitatives fines sur les propriétés du mélange généré par des écoulements à masse volumique variable, en s'intéressant tout particulièrement aux propriétés du mélange à petite échelle, qui n'avaient pas pu être analysées lors des récents travaux de thèse de Dubois (2010) et Ducasse (2012). L'optimisation des techniques de mesures précédemment utilisées, l'augmentation de la résolution spatiale ainsi que le couplage simultané des techniques PIV et PLIF sont les principaux objectifs de ce travail afin d'obtenir des informations croisées entre vitesse et concentration.

Dans la première partie de ce mémoire, un rappel bibliographique concernant les écoulements turbulents à masse volumique variable est proposé, avec tous les principes de base liés aux jets dont les différentes lois caractéristiques. Une approche théorique sur le couplage vitesse – concentration est également apportée.

La deuxième partie décrit le fonctionnement du banc expérimental, le matériel utilisé ainsi que les techniques mises en œuvre concernant les diagnostics optiques que sont la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et la Fluorescence Induite par Plan Laser (PLIF). La mise en place du couplage des systèmes de mesures de vitesse et de concentration y est décrite. Quelques problèmes expérimentaux rencontrés ainsi que la procédure de validation des mesures sont également rapportés.

La troisième partie met en avant tous les résultats expérimentaux obtenus. Elle se décompose en trois parties principales. Une première concernant les évolutions axiales de la vitesse, de la concentration et des moments croisés vitesse-concentration avec une comparaison numérique-expérimental. Une deuxième concernant les évolutions radiales de ces mêmes grandeurs. Enfin, une dernière partie est proposée sur l'analyse en probabilités de la liaison entre la vitesse et le scalaire. Des

comparaisons avec les données bibliographiques et théoriques sont faites tout au long de ce chapitre.

Enfin, le dernier chapitre présente une étude réalisée dans des sprays denses. Une approche expérimentale sur un jet de gouttelettes d'acétone, basée sur le même principe de mesure de couplage vitesse – concentration, a été conduite afin d'apporter des renseignements complémentaires aux travaux effectués par une autre équipe de recherche du laboratoire IRPHE, l'équipe « fragmentation et mélange ». Les résultats expérimentaux obtenus sont comparés aux résultats théoriques attendus. Cette partie a pour principal objectif de montrer les possibilités qu'offre le système expérimental mis en place sur d'autres cas d'études.

Chapitre 1

1. Synthèse bibliographique

Ce chapitre retrace les principaux travaux et résultats obtenus dans le domaine des jets turbulents, et plus particulièrement les jets à masse volumique variable. De par les recherches effectuées, une analyse essentiellement théorique et expérimentale est ici présentée.

1.1. Le jet libre turbulent

L'écoulement considéré pour cette étude est celui d'un jet de tube, rond, axisymétrique, pleinement turbulent, subsonique et incompressible (c'est-à-dire caractérisé par un nombre de Mach inférieur à 0,3), sans rotation et vertical ascendant. Le gaz utilisé, hélium ou air, a une masse volumique ρ_j , et s'épanouit dans de l'air au repos de masse volumique ρ_a . Le jet s'épanouit librement dans une enceinte fermée (de grande section par rapport à la section de sortie du jet) avec extraction des gaz par le haut. On note D_j le diamètre du jet, U_j sa vitesse, ρ_j sa masse volumique et μ_j sa viscosité dynamique, en sortie du tube. Le développement du jet à masse volumique variable est gouverné par l'existence de trois types de forces qui sont :

- les forces d'inertie : $\rho_j U_j^2 / D_j$
- les forces de viscosité : $\mu_j U_j / D_j^2$
- les forces de gravité : $|\rho_j - \rho_a|g$

Nous pouvons de ce fait mettre en évidence les deux paramètres sans dimension permettant d'évaluer le rapport des forces en présence :

- un nombre de Reynolds de sortie, correspondant au rapport des forces d'inertie et de viscosité :

$$Re_j = \frac{U_j D_j}{\nu_j} \quad (1.1)$$

avec ν_j la viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$) étant égale à μ_j/ρ_j .

- un nombre de Froude initial, correspondant au rapport des forces d'inertie et de gravité :

$$Fr_j = \frac{\rho_j U_j^2}{|\rho_j - \rho_a|g D_j} \quad (1.2)$$

avec g l'accélération gravitationnelle étant égale à $9,81 m.s^{-2}$.

Néanmoins, ces deux grandeurs seules ne suffisent pas à décrire la complexité de l'évolution d'un jet turbulent à masse volumique variable. En effet, lorsque l'on s'éloigne de la sortie du jet, ces forces se modifient progressivement. Des zones ont alors été identifiées par Chen et Rodi (1980) afin de mieux comprendre comment se développe un jet turbulent. La Figure 1 illustre quelques caractéristiques et l'établissement d'un jet avec les 3 principales régions que sont :

- la région dite **région inertielle**, où les forces d'inertie prédominent. Cette région a été définie, dans le cas des jets axisymétriques, comme s'étendant jusqu'à une distance notée X_I et est déterminée comme étant le rapport de densité et du nombre de Froude initial calculé par rapport aux propriétés de l'axe, autrement dit :

$$X_I = \frac{x/D_j}{Fr_j^{0,5} S^{0,25}} = 0,5 \quad (1.3)$$

avec S représentant le rapport des masses volumiques ρ_j/ρ_a .

- la région dite **région de panache pur** (ou région de flottabilité), où les forces de gravité prédominent. Cette région se développe au-delà d'une certaine distance notée X_{II} :

$$X_{II} = 10 X_I \quad (1.4)$$

- la région dite **région intermédiaire** (ou région de panache forcée), qui représente la transition entre les deux précédentes où les forces de gravité et d'inertie sont présentes.

Ces différentes régions ont été distinguées dans le but de mettre en avant des lois d'évolution de plusieurs grandeurs globales sur l'axe du jet qui seront présentées par la suite. De manière globale, ces informations permettent de caractériser un jet turbulent axisymétrique dans sa totalité. Si nous nous intéressons aux conditions en proche sortie du jet, quelques éléments sont à ajouter à ceux mentionnés ci-dessus. En effet, Djeridane (1994) a contribué, par ses travaux de thèse, à mieux caractériser l'établissement d'un jet (dans la configuration d'un jet de tube pleinement turbulent), c'est-à-dire jusqu'à la zone où le jet est pleinement développé pour laquelle les conditions de vitesse, concentration et température ne varient plus lorsque des variables de similitude sont appliquées. La zone d'établissement (principalement présente dans la région inertielle) peut alors être décomposée en trois régions :

- une zone de mélange, qui se développe dès x_0 et qui atteint l'axe à la fin du cône potentiel en x_p .
- une zone de transition, qui s'étend de x_p jusqu'à la zone dite de similitude, qui est d'environ $15D_j$. Dans cette zone, le jet continue de s'élargir et le mélange avec l'air extérieur se fait de plus en plus intense, mais la turbulence n'y est pas encore pleinement développée.
- une zone de turbulence pleinement développée. Les gradients longitudinaux sont beaucoup moins importants que les gradients radiaux. On dit que le jet a atteint son équilibre. Les lois de similitude sont alors applicables.

La présente thèse s'intéresse à ces différentes zones puisque les mesures ont été réalisées de la sortie du jet jusqu'à une distance longitudinale de $x/D_j = 30$.

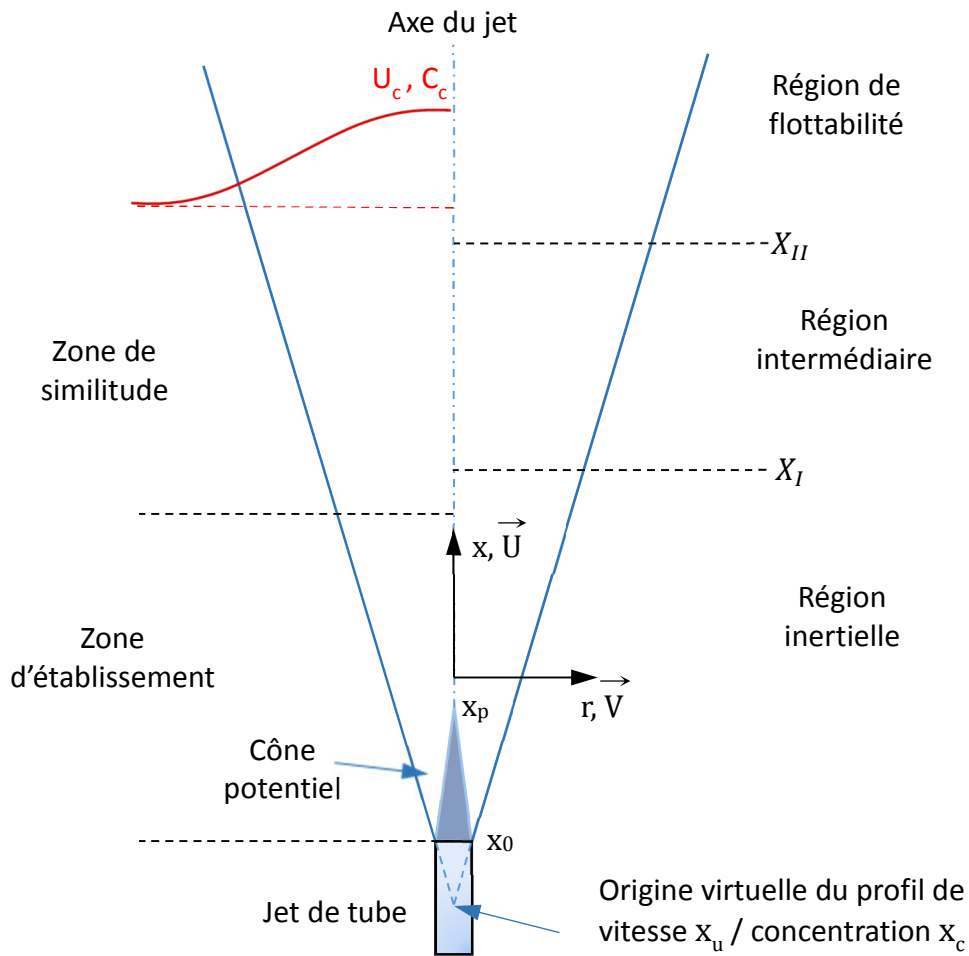


Figure 1 - Illustration de l'établissement d'un jet à masse volumique variable – schéma non à l'échelle.

1.2. Notation utilisée pour les champs de vitesse et concentration

Les composantes longitudinales, radiales et azimutales de la vitesse sont respectivement définies par U , V et W . La concentration (fraction massique), notée C , jouera ici le rôle de scalaire. L'écoulement est défini par un système de coordonnées cylindriques où x représente la coordonnée longitudinale et r la coordonnée radiale.

La décomposition de Reynolds suivante est utilisée pour la suite de cette thèse et permet de décomposer la vitesse instantanée en composante moyenne et fluctuante :

$$\begin{aligned}
 u &= U + u' & \text{avec } \overline{u'} &= 0 \\
 v &= V + v' & \text{avec } \overline{v'} &= 0 \\
 w &= W + w' & \text{avec } \overline{w'} &= 0 \\
 c &= C + c' & \text{avec } \overline{c'} &= 0
 \end{aligned}$$

Notons que la barre de surlignement indique ici une opération de moyenne d'ensemble et temporelle, ce qui implique un nombre suffisant d'échantillons à une cadence régulière pour considérer que le jet étudié est statistiquement stationnaire. Un point sur le nombre d'échantillons et la convergence des données est établi en section 2.5.

Notre écoulement étant un jet de tube (rond) axisymétrique, les moments statistiques d'ordre impair de la vitesse azimutale peuvent être considérés comme étant nuls (ex : $\overline{W} = 0$). Le tenseur de Reynolds s'écrit alors sous la forme matricielle :

$$\overline{u'_i u'_j} = \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{v'u'} & 0 \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & 0 \\ 0 & 0 & \overline{w'^2} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

En prenant en compte l'axisymétrie de la turbulence dans les jets, les fluctuations de vitesse radiale et azimutale sont du même ordre de grandeur, comme ont pu le confirmer Panchapakesan et Lumley (1993) dans des jets turbulents à densité variable. L'énergie cinétique de la turbulence, k , peut être définie comme la demi-somme du tenseur de Reynolds. Elle est homogène aux fluctuations de la vitesse au carré et on obtient alors :

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) = \frac{1}{2}\overline{u'^2} + \overline{v'^2} \quad (1.6)$$

1.3. Notion de similitude

La notion de similitude est une première approche concernant les écoulements à masse volumique variable et peut être appliquée si l'autosimilarité de l'écoulement est établie. Ceci permet de caractériser, de façon la plus générale possible, les évolutions axiales et radiales globales du jet (vitesse, scalaire (concentration ou température), longueur) par le biais de variables autosimilaires. Cette démarche a pour but de fournir des éléments généraux de comparaison pour des écoulements de même type mais d'échelles différentes. Les études conduites sur les jets turbulents et les panaches, notamment par Wygnanski (1969), Chen et Rodi (1980), Pitts (1991), Panchapekesan et Lumley (1993), Djeridane (1994) ou encore Sautet et Stepowski (1995) ont montré que tous les jets tendent vers des solutions auto-similaires dans le champ lointain et obéissent à des lois d'échelles bien établies de sorte que l'état final soit universel concernant les composantes moyenne et fluctuante. Ces lois de similitude sont extraites des équations de conservation. Thring et Newby (1952) ont été les premiers à proposer des lois de décroissance en admettant que la masse volumique, suffisamment loin de la sortie du jet, soit uniforme et égale à la masse volumique extérieure. La notion de masse volumique globale est alors un paramètre qui est venu compléter ces lois permettant de s'approcher au plus près de la physique de l'écoulement.

1.3.1. Le diamètre équivalent

La notion de diamètre équivalent, noté D_{eq} , a été introduite par Thring et Newby (1952). Elle a pour but de comparer des jets à densité variable entre eux tout en prenant en compte leurs

différences initiales de pression, de température et d'espèce. Il correspond au diamètre que devrait avoir le jet en sortie pour garder le même flux de quantité de mouvement M_j qu'un jet à densité constante :

$$M_j = 2\pi \int_0^{\infty} \rho U^2 r \, dr = \pi \rho_j U_j^2 r_j^2 \quad (1.7)$$

En configuration axisymétrique, le diamètre équivalent est donc défini comme étant le diamètre réel du jet D_j corrigé de la racine carré du rapport des masses volumiques des gaz en présence :

$$D_{eq} = D_j \left(\frac{\rho_j}{\rho_a} \right)^{0.5} \quad (1.8)$$

En présence d'un co-courant de vitesse U_{co} , Sautet & Stepowski (1995) proposent une nouvelle définition du diamètre équivalent, noté ici D_{eff} . Ce diamètre D_{eff} prend en compte l'évolution de la densité au cours de l'évolution du jet et est donné par :

$$D_{eff}(x) = D_j \left(\frac{\rho_j}{\rho_{eff}(x)} \right)^{0.5} \quad (1.9)$$

avec :

$$\rho_{eff}(x) = \frac{\int_0^{\infty} \rho U(U - U_{co}) \, d(r^2)}{\int_0^{\infty} U(U - U_{co}) \, d(r^2)} \quad (1.10)$$

où ρ_{eff} est la densité moyenne du jet à une distance aval donnée, pondérée par le flux de quantité de mouvement excédentaire, et D_{eff} est le diamètre d'un jet de fluide ambiant qui aurait le même flux de mouvement induit à une distance donnée que le jet de densité en cours d'étude. Notons que D_{eff} évolue maintenant de D_j , à l'origine, à $D_{eff \infty}$ dans le champ lointain.

La différence entre ces deux définitions n'a pas été réellement mise en évidence. Le choix de l'une ou l'autre est donc totalement arbitraire en fonction des auteurs.

1.3.2. Lois de décroissance axiale

Si l'autosimilarité de l'écoulement est vérifiée, une normalisation par des quantités appropriées permet d'obtenir les variables autosimilaires. Ces variables sont issues de l'évolution longitudinale des valeurs moyennes et des moments de vitesse ou de concentration et ne sont donc plus fonction de la position longitudinale.

Concernant l'évolution longitudinale de la vitesse sur l'axe U_c , la décroissance axiale, dans le cas du jet pur, est définie par :

$$\frac{U_j}{U_c} = K_u \frac{(x - x_u)}{D_{eq}} \quad (1.11)$$

où U_j est la vitesse moyenne du jet à l'éjection ($m.s^{-1}$),
 U_c est la vitesse moyenne sur l'axe du jet ($m.s^{-1}$),
 K_u est le taux de décroissance de la vitesse longitudinale moyenne sur l'axe du jet (celui-ci est parfois noté B_U dans certains ouvrages, avec $B_U = 1/K_u$),
 x_u est l'origine virtuelle du champ de vitesse du jet (m),
 D_{eq} est le diamètre équivalent (m).

Comme pour l'évolution longitudinale de la vitesse, il existe une loi pour la décroissance axiale de concentration massique C_c qui est définie par :

$$\frac{C_j}{C_c} = K_c \frac{(x - x_c)}{D_{eq}} \quad (1.12)$$

où C_j est la concentration massique en sortie de jet ($C_j = 1$),
 C_c est la concentration massique moyenne sur l'axe du jet,
 K_c est le taux de décroissance de la concentration massique longitudinale moyenne sur l'axe du jet (celui-ci est parfois noté B_C dans certains ouvrages, avec $B_C = 1/K_c$),
 x_c est l'origine virtuelle du champ de concentration massique moyenne du jet (m),
 D_{eq} est le diamètre équivalent (m).

Nous pouvons constater que les expressions des lois concernant la vitesse et la concentration sont de formes identiques. Une loi proposée par Thring et Newby (1952) concernant la décroissance axiale de la concentration met en évidence un facteur 0,6 au lieu de 0,5 concernant la notion de diamètre équivalent. Celle-ci a permis d'améliorer l'ajustement de leurs données expérimentales, mais Djeridane (1994) a constaté un très faible impact de ce changement de facteur. Nous utiliserons donc la configuration la plus couramment utilisée pour la suite des analyses.

1.3.3. Demi-largeurs

Tout comme les lois de décroissance axiale, des lois concernant l'évolution radiale ont été formulées. Ces lois définissent ce que l'on appelle le taux d'épanouissement du jet, que ce soit en vitesse ou en concentration. Cet épanouissement est dépendant de la position axiale x/D_j mais très faiblement du rapport des masses volumiques S , c'est pourquoi la notion de diamètre équivalent n'est pas prise en compte ici. Il s'exprime en fonction des distances radiales normalisées par les rayons de demi-vitesse longitudinale L_u ou de demi-concentration longitudinale L_c , qui sont définis par :

$$U|_{r=L_u} = \frac{U_c}{2} \quad (1.13)$$

$$C|_{r=L_c} = \frac{C_c}{2} \quad (1.14)$$

Les évolutions longitudinales de ces rayons sont données par :

$$\frac{L_u}{D_j} = K'_u \frac{(x - x'_u)}{D_j} \quad (1.15)$$

$$\frac{L_c}{D_j} = K'_c \frac{(x - x'_c)}{D_j} \quad (1.16)$$

où K'_u et K'_c sont respectivement les taux d'épanouissement de la vitesse et de la concentration massique,

x'_u et x'_c sont respectivement les origines virtuelles de l'épanouissement de la vitesse et de la concentration massique (m).

Les origines virtuelles reliées à la vitesse (champ de vitesse et épanouissement) pouvant être différentes, on introduit un paramètre β_u utilisé par la suite, tel que :

$$\beta_u = \frac{x - x'_u}{x - x_u} \quad (1.17)$$

1.3.4. Similitudes radiales moyennes

La notion de similitude radiale moyenne a été introduite par Hinze (1975) et montre que les profils radiaux de vitesse et de concentration suivent la forme d'un profil gaussien, dont la valeur maximale se situe sur l'axe du jet. Cette notation, initialement étudiée sur les champs de vitesse, a été introduite et appliquée pour les champs de concentration par Chen et Rodi (1980) puis confirmée par So et al. (1990).

$$\frac{U}{U_c} = e^{-\left(\frac{r}{L_u}\right)^2 \ln 2} \quad (1.18)$$

$$\frac{C}{C_c} = e^{-\left(\frac{r}{L_c}\right)^2 \ln 2} \quad (1.19)$$

où U et C sont respectivement la vitesse moyenne radiale ($m.s^{-1}$) et la concentration massique moyenne radiale,

U_c et C_c sont respectivement la vitesse moyenne ($m.s^{-1}$) et la concentration massique moyenne sur l'axe du jet,

L_u et L_c sont respectivement les demi-largeurs du profil moyen de la vitesse et du profil moyen de la concentration massique (m).

1.3.5. Moments d'ordres supérieurs et corrélations vitesse – concentration

Les mesures de vitesse et de concentration étant réalisées simultanément, une étude concernant les corrélations croisées est donc menée. Celles-ci sont normalisées par les valeurs moyennes de vitesse et de concentration massique sur l'axe du jet et sont représentées par :

$$\frac{\overline{u'c'}}{U_c C_c} \quad \text{pour les moments croisés d'ordre 2}$$

$$\frac{\overline{u'c'^2}}{U_c C_c^2} \quad \text{pour les moments croisés d'ordre 3}$$

Notons que l'on peut également écrire celles-ci avec les fluctuations de la vitesse radiale v' , mais que seule une étude radiale peut être effectuée car les valeurs sur l'axe du jet sont nulles.

Un paramètre, β_c , reliant les origines virtuelles de vitesse et concentration peut être introduit, celui-ci permettant par la suite d'exprimer les gradients longitudinaux des quantités d'intérêt reliées à la concentration en fonction des paramètres de vitesse.

$$\beta_c = \frac{x - x'_u}{x - x_c} \quad (1.20)$$

Darisse (2015) a montré que, pour les moments de fluctuations de concentration d'ordre n , les gradients longitudinaux s'expriment en fonction des valeurs moyennes reliées au champ de vitesse et sont définis par :

$$\frac{L_u}{C_c^n} \frac{\partial \overline{c'^n}}{\partial x} = -K'_u \left[\beta_c n \frac{\overline{c'^n}}{C_c^n} + \frac{r}{L_u} \frac{d(\overline{c'^n}/C_c^n)}{d(r/L_u)} \right] \quad (1.21)$$

Et pour les corrélations croisées d'ordre $n+1$, ceux-ci s'expriment par :

$$\frac{L_u}{U_c C_c^n} \frac{\partial \overline{u'c'^n}}{\partial x} = -K'_u \left[(\beta_u + n\beta_c) \frac{\overline{u'c'^n}}{U_c C_c^n} + \frac{r}{L_u} \frac{d(\overline{u'c'^n}/U_c C_c^n)}{d(r/L_u)} \right] \quad (1.22)$$

Chapitre 2

2. Installation expérimentale et méthodes de mesures

Ce chapitre est dédié, dans un premier temps, à la présentation générale du réseau d'acheminement des gaz et au choix du jet utilisé pour cette étude, et, dans un second temps, à la description et la mise en place des méthodes de mesures mises en œuvre que sont la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et la Fluorescence Induite par Plan Laser (PLIF). Une mise en avant sur quelques problèmes rencontrés et les solutions choisies pour les surmonter sera également apportée tout au long de ce chapitre.

2.1. Réseau général d'acheminement des gaz

Le banc d'essai utilisé au cours de cette étude, schématisé sur la Figure 2 a été conçu par Dubois (2010) et utilisé de nouveau lors des essais conduits par Ducasse (2012). Le dispositif a gardé ses caractéristiques principales, qui permettent d'étudier les jets subsoniques ou supersoniques, mais des améliorations sur le réseau d'injection des gaz ont été réalisées, comme l'ajout supplémentaire de détendeurs en série ou encore de débitmètres.

Le stockage des réservoirs d'hélium, pouvant accueillir plusieurs cadres de 9 bouteilles à une pression initiale de 200 bars, est situé à l'extérieur du bâtiment à environ 50 m de la salle d'essais. Un contrôle du niveau de pression de gaz dans les bouteilles doit être effectué chaque jour par le biais d'un manomètre en sortie des bouteilles afin d'éviter un manque d'hélium en cours d'expérience. Une première détente du gaz est générée en entrant dans la salle d'expériences avec un premier réglage de pression possible. Une électrovanne suit et permet, lors de la mise en route des essais, de mettre sous pression le réseau aval à distance. Concernant l'acheminement en air, celui-ci se fait à partir du sous-sol du laboratoire où sont présents deux compresseurs d'air fournissant un débit continu à une pression de 7 bars. Le choix du gaz se fait donc simplement en connectant le réseau voulu, air ou hélium, au banc expérimental. La présence de variations de pression mesurées pendant les tests préliminaires (en majorité sur le réseau d'air) a conduit à l'installation de détendeurs en série. Ceci a grandement réduit ces variations qui perturbaient l'écoulement. La présence de traces d'eau dans le circuit d'air a conduit à ajouter un filtre à particules pour purifier le gaz et éliminer les résidus présents. Des débitmètres volumiques ont également été positionnés sur le réseau de distribution dans le but de mieux caractériser l'écoulement sur chacun des circuits utilisés en aval (PIV et PLIF) et donc de mieux gérer les flux de gaz. On retrouve, en bout de l'installation, une enceinte inox haute pression (avec un capteur de pression intégré) permettant de générer le jet.

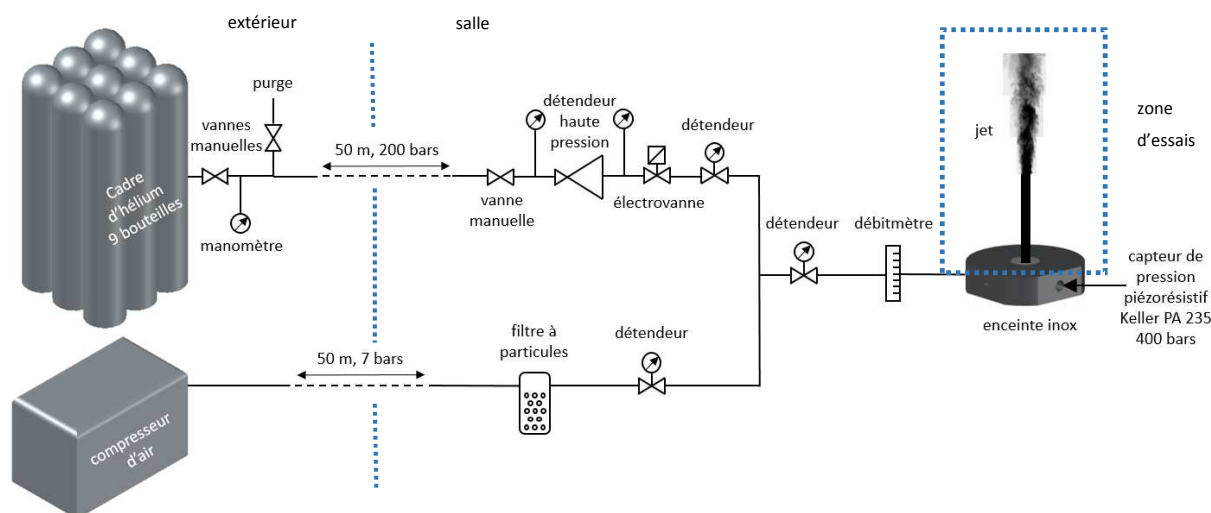


Figure 2 - Réseau général d'acheminement des gaz.

2.2. Enceinte inox et choix du jet

La buse, initialement utilisée par Ducasse (2012), est une buse permettant de générer un jet de type « paroi », caractérisant par exemple une fuite de gaz accidentelle. Son diamètre de sortie est de 3mm. Des essais préliminaires, reprenant le montage initial, ont mis en évidence la grande difficulté pour obtenir un jet axisymétrique dans cette configuration. L'enceinte inox, dimensionnée et positionnée en fonction de l'espace présent dans la soufflerie verticale, a été conçue de sorte que le gaz soit injecté par le côté avant de subir un angle à 90 degrés et former le jet (Figure 3 (a)). Une étude a été menée par Dubois (2010) et il a été montré qu'un « swirl » était provoqué par ce coude. Un « anti-swirl » avait donc été conçu et positionné dans l'enceinte pour pallier ce problème. Les moyens présents au laboratoire au moment des essais conduits à cette époque n'ont pas permis de détecter un éventuel problème sur l'axisymétrie du jet, mais l'amélioration des méthodes de mesures et du matériel ont mis en exergue le défaut d'axisymétrie. Après de nombreux essais (ré-usinage de plusieurs « anti-swirl » différents, de la buse ou encore le contrôle du filetage des buses de l'enceinte inox), une configuration de type « jet de tube », utilisée par Djeridane (1994), a été retenue pour continuer les mesures (Figure 3 (b)). L'anti-swirl a été retiré, des grilles inox ont été positionnées à sa place, un tube de diamètre intérieur de 3,5mm (4mm extérieur) et de 140mm de longueur (soit 40 fois le diamètre intérieur) a été choisi dans le but d'homogénéiser efficacement l'écoulement et pour que celui-ci soit pleinement turbulent en sortie. Le choix du diamètre intérieur du tube s'est porté sur 3,5mm dans le but d'optimiser la consommation d'hélium, qui est encore très coûteux de nos jours. Les premiers essais dans cette configuration nous ont fait faire un grand pas en avant avec des résultats nettement plus satisfaisants sur le plan de l'axisymétrie de l'écoulement.

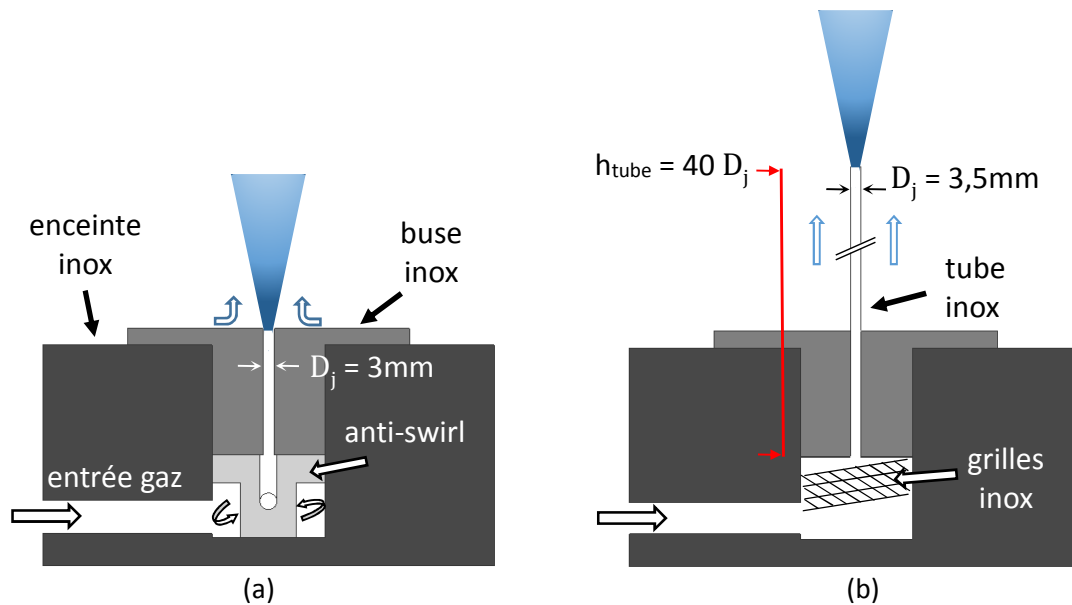


Figure 3 - Configuration du jet conçu dans l'enceinte inox, (a) configuration initiale – jet de paroi, (b) configuration retenue – jet de tube.

2.3. Méthodes de mesures

Le choix des méthodes de mesures s'est porté sur les diagnostics optiques non intrusifs que sont la vélocimétrie par images de particules et la fluorescence induite par plan laser. Ces deux techniques nécessitent un ensemencement spécifique de l'écoulement décrit par la suite.

2.3.1. Mesures de vitesse

2.3.1.1. Principe de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) est, contrairement à d'autres méthodes, telle que l'anémométrie à fil chaud utilisée par Lucas (1998), une technique de diagnostic non intrusive et qui a la caractéristique de générer des données dans un plan et non plus uniquement en un point. La mesure de vitesse est rendue possible par l'ajout de particules au cœur même de l'écoulement qui jouent donc le rôle de traceur. Le principe de cette méthode de mesure est relativement simple et est utilisé depuis de nombreuses années dans beaucoup d'applications, que ce soit directement dans des souffleries de grande taille pour étudier l'écoulement autour d'une voiture, ou dans des micro-canaux d'irrigation pour ne citer que ces deux exemples. Tout repose sur l'analyse du déplacement moyen $\Delta \vec{x}$ d'un ensemble de particules que l'on vient capturer dans un même espace, à l'aide d'une caméra spécifique à cette technique de mesure. La caméra enregistre des images de l'écoulement illuminé par l'intermédiaire de deux tirs laser successifs générant une nappe laser. Le décalage dans le temps entre les deux tirs laser (et donc entre la capture d'un doublet d'images), noté Δt , et la mesure de ce déplacement de groupe de particules sur chaque zone d'analyse, permet donc de calculer un vecteur vitesse pour chaque zone d'analyse (Figure 4).

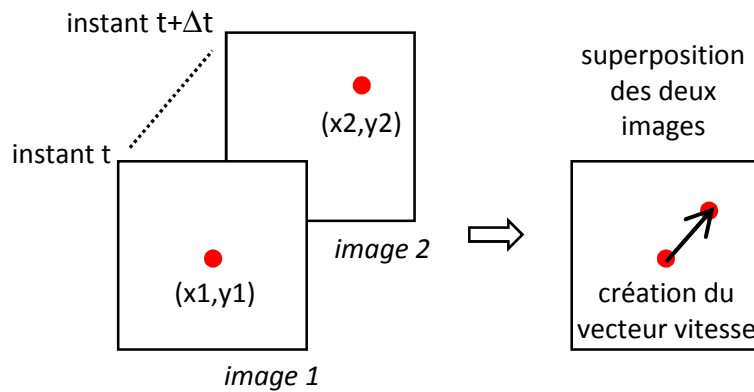


Figure 4 - Principe schématisé de la technique de mesure par PIV.

2.3.1.2. Ensemencement

La mesure de la vitesse n'est rendue possible que par l'ajout de particules dans l'écoulement. Le traceur utilisé dans notre cas est un aérosol micronique d'huile d'olive dont le diamètre est de l'ordre de 1 à 3 μm , ce qui lui permet de pouvoir suivre parfaitement l'écoulement sans jamais le modifier. Son bas coût, sa faible consommation ainsi que sa capacité à suivre l'écoulement et à ne pas fluorescer avec le faible niveau d'énergie UV que nous utilisons ont confirmé ce choix. Les particules sont générées à l'aide de diffuseurs (diffuseur à parfum conçu par NH VERRE Sarl ici) mais ont une caractéristique supplémentaire. Un impacteur interne, permettant de ne laisser passer dans l'écoulement que les particules dites de petites tailles est nécessaire (Figure 5). Le principe de fonctionnement de ce diffuseur est simple. Il est constitué d'un tube millimétrique, dont l'extrémité inférieure plonge dans l'huile d'olive liquide et l'extrémité supérieure est en contact avec le gaz injecté avec un angle à 90°. L'huile, remontant ce tube par capillarité, subit une atomisation. Les gouttelettes ainsi générées vont suivre l'écoulement. Avant d'entrer dans le réseau, les grosses particules vont entrer en contact avec l'impacteur et de ce fait retomber dans le liquide pour laisser passer uniquement les particules de petites tailles.

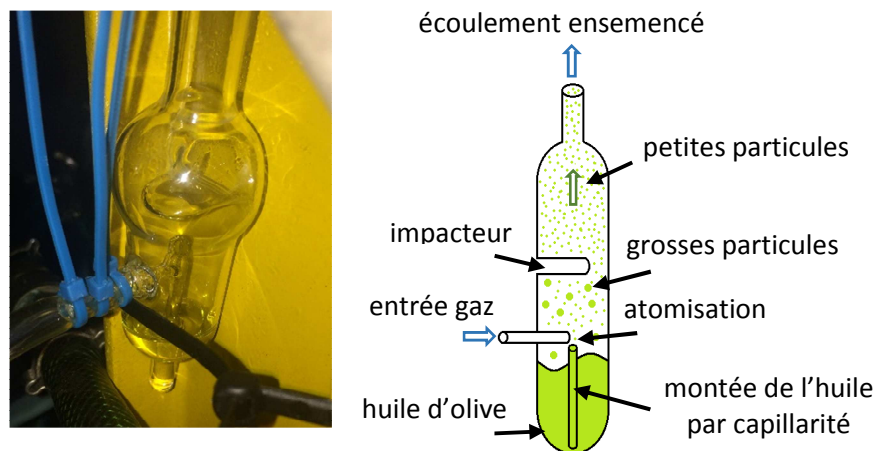


Figure 5 - Diffuseur d'huile d'olive et principe de fonctionnement.

La principale difficulté dans ce type d'écoulement est d'obtenir un ensemencement régulier ; trop de particules et les images deviennent saturées et, à l'inverse, pas assez de particules et un manque d'information apparaît (Figure 6 (a)). Il faut savoir que pour réaliser des mesures PIV, l'ensemencement seul du jet ne suffit pas. En effet, l'intérêt étant de caractériser en vitesse le développement du jet, il faut également obtenir de l'information autour du jet. C'est pourquoi il doit y avoir des particules dans tout le champ d'observation. Autrement dit, un ensemencement extérieur de notre jet est nécessaire afin de caractériser l'entraînement de l'air ambiant par le jet sans induire de biais sur la mesure de vitesse.

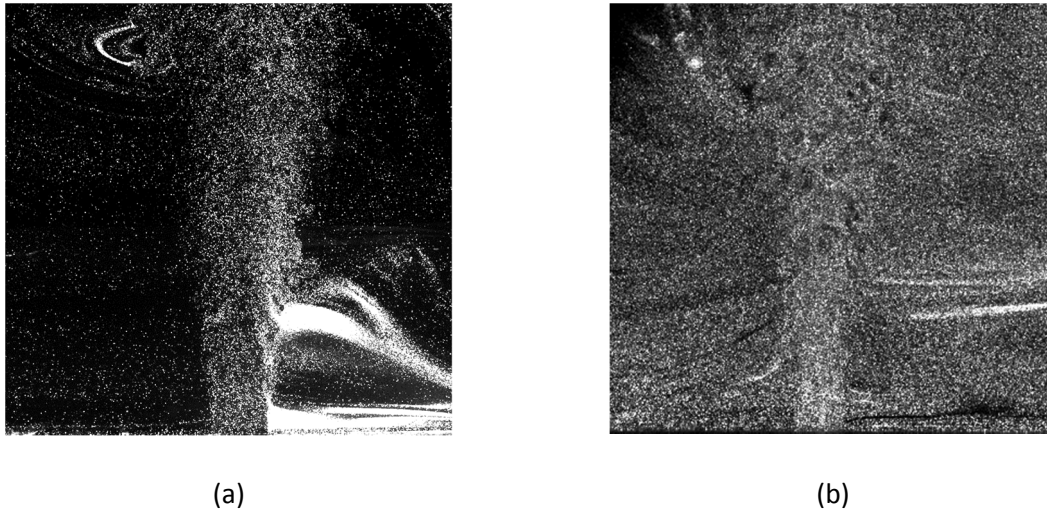


Figure 6 - Exemple d'ensemencement en particules dans un jet d'air, (a) ensemencement médiocre avec surintensité et manque de particules, (b) ensemencement correct et homogène.

2.3.2. Mesures de concentration

2.3.2.1. Principe de la fluorescence par plan laser (PLIF)

La Fluorescence Induite par Plan Laser, ou PLIF, est une méthode de mesure instantanée et non intrusive permettant d'obtenir un champ scalaire. Elle est principalement utilisée afin de déterminer la concentration d'un traceur (introduit dans l'écoulement ou initialement présent) et permet de visualiser directement la composition du mélange en question. Comme pour la PIV, elle a pour caractéristique de générer des données dans un plan. Son principe est relativement simple : il consiste en l'émission d'un photon par une molécule, ou un atome, suite à l'absorption d'un rayonnement laser. La PLIF est très largement pratiquée depuis de nombreuses années, que ce soit en écoulement gazeux ou liquide. Un article référence concernant cette méthode de mesure est celui de Lozano et al (1992) qui a mis en évidence l'utilisation de la fluorescence et plus particulièrement des vapeurs d'acétone pour effectuer des mesures quantitatives dans un écoulement. Depuis, de nombreuses études utilisant cette technique de mesure ont été conduites, comme par exemple les travaux de thèse de Ducasse (2012) qui a mis au point cette technique sur le banc expérimental présenté précédemment, ou encore plus récemment les travaux de Charonko et al. (2017) concernant

des jets lourds (air et SF₆) ou ceux de Voivenel (2016) utilisant de l'anisole comme traceur dans un jet de propane.

Peu importe le type de traceur utilisé, le système d'acquisition concernant cette méthode de mesure est le même ; une caméra reçoit et enregistre le signal de la fluorescence qui peut ensuite être interprété. En effet, le signal reçu doit être converti en un pourcentage de fraction molaire du traceur présent dans l'écoulement, noté χ . Une première relation entre le signal de fluorescence S_{fl} et les paramètres de l'écoulement est donnée par :

$$S_{fl} = \eta E n_{\text{traceur}} \sigma_{\text{eff}} \varphi_{fl} \quad (2.1)$$

avec : η l'efficacité optique,

E l'énergie de l'impulsion du laser,

n_{traceur} la concentration molaire du traceur absorbant l'énergie,

σ_{eff} la section efficace de l'absorption qui est fonction de la température T et de la longueur d'onde d'excitation du laser λ ,

φ_{fl} le rendement quantique de fluorescence qui est fonction de T , λ , de la pression P et de la composition du gaz χ .

Si l'on considère maintenant que la concentration molaire n_{traceur} équivaut à la fraction molaire, comme l'a suggéré Lozano et al. (1992), nous pouvons alors convertir cette fraction molaire en fraction massique C en utilisant l'expression suivante :

$$C = \frac{\chi M_j}{\chi M_j + (1 - \chi) M_a} \quad (2.2)$$

avec M_j et M_a représentant respectivement la masse molaire en sortie du tube et de l'air ambiant.

Si l'on considère que le mélange utilisé est non réactif, que la fraction molaire de chaque espèce est conservée et que l'écoulement est isotherme et à pression constante ($M/\rho = \text{cte}$), alors on peut écrire :

$$C = \frac{\chi S}{\chi S + (1 - \chi)} \quad (2.3)$$

où S est le rapport des masses volumiques ρ_j/ρ_a .

2.3.2.2. Choix du traceur : l'acétone

Le choix du traceur est une étape importante lors de la mise en place de mesures PLIF. Pour ce faire, il faut définir des critères importants à prendre en compte car chaque cas d'étude est différent. Voici, par exemple, quelques uns de ces paramètres :

- une longueur d'onde d'absorption compatible avec le laser utilisé (266 nm dans notre cas) ;
- un niveau d'ensemencement élevé grâce à une pression de vapeur saturante élevée ;

- un spectre de fluorescence décalé spectralement de la longueur d'onde d'excitation ;
- une insensibilité au quenching par la présence d'oxygène ;
- une miscibilité du traceur avec le gaz porteur ;
- une courte durée de vie de fluorescence pour l'instantanéité de la mesure ;
- une prise en compte de la toxicité et de l'impact sur l'environnement.

En tenant compte au maximum de ces paramètres, le choix de l'acétone ressort, compte tenu des propriétés de cette molécule (Tableau 1).

Acétone (CH ₃ -CO-CH ₃)	
M (g.mol ⁻¹)	58,08
T ébullition (°C)	56,01
P saturation (kPa à 20°C)	22,8
λ absorption (nm)	250 - 320
λ émission (nm)	350 - 550
viscosité cinématique (10 ⁻⁶ m ² .s ⁻¹)	4,34 (gaz)
masse volumique (kg.m ⁻³)	2,17 (gaz)

Tableau 1 – Propriétés de l'acétone

Une fois la molécule déterminée, un moyen permettant de l'injecter dans le réseau en tant que traceur doit être utilisé. Ce marquage est réalisé par le biais d'un ensementeur qui, de façon simplifiée, est comparable à une « cocotte-minute ». En effet, l'ensementeur utilisé, appelé « bulleur » par la suite, est un réservoir fermé en acier inoxydable partiellement rempli d'acétone sous forme liquide, comportant une entrée et une sortie. Le gaz, injecté sous pression (de l'ordre de 0,5 bar) directement en dessous du niveau d'acétone liquide, entre en contact avec le liquide et, en raison de la forte pression de vapeur saturante à température ambiante de l'acétone liquide, entraîne de la vapeur d'acétone avant de continuer dans le réseau et former le jet (Figure 8(a)).

2.3.2.3. Correction et normalisation des images PLIF

La correction des images acquises est la première étape à appliquer avant toute analyse. En effet, plusieurs paramètres influent sur la qualité des images dont principalement le bruit de fond et les fluctuations de l'intensité des flashes laser. Concernant le bruit de fond, noté S_{bruit} , il est nécessaire d'acquérir des images du champ observé par la caméra lorsqu'aucun écoulement n'est présent. Le niveau de fluctuation sur les images de fond ne variant que très peu, il n'est pas nécessaire d'effectuer une grosse acquisition, une centaine d'images est largement suffisant pour avoir une bonne information du bruit. Pour ce qui est des fluctuations des flashes laser, la procédure est plus complexe ; une partie du faisceau laser doit être déviée à la sortie de la tête laser afin de récupérer son signal lors de chaque flash. Cette technique est couramment utilisée lorsque le matériel expérimental le permet, comme c'est le cas chez Voivenel (2016) ou Charonko et al. (2017) par exemple. Dans notre cas, l'intensité des flashes laser est trop faible et nous ne pouvons pas nous

permettre de prélever un échantillon du signal pour réaliser la correction sur chaque flash, ce qui implique que cette étape n'est pas applicable ici.

Concernant la normalisation des images, la procédure habituellement utilisée est de corriger l'hétérogénéité spatiale de l'intensité de la nappe laser en normalisant les images suivant l'axe vertical, comme fait par Ducasse (2012) lors de ses travaux de thèse. Pour obtenir ce coefficient de correction, noté L , il suffit de relever le signal dans une enceinte complètement remplie de vapeur d'acétone. Cette enceinte, une cuve en quartz (référence 3/Q/100 de chez Starna Scientific) est positionnée de façon à ce que la nappe laser soit alignée avec celle-ci tout en étant dans le champ d'observation de la caméra. Les acquisitions sont ensuite réalisées dans les mêmes conditions que les expériences. Là encore, une centaine d'images suffit à obtenir un champ homogène. Une fois toutes cette procédure réalisée, nous pouvons définir le signal désiré, noté S_i , comme étant égal au signal mesuré, $S_{i_{mes}}$, auquel on enlève le signal de bruit de fond, le tout divisé par la correction spatiale de l'intensité de la nappe laser :

$$S_i(x,y) = \frac{S_{i_{mes}}(x,y) - S_{i_{bruit}}(x,y)}{L(x)} \quad (2.4)$$

Le signal étant traité, l'application de l'équation (2.3) permet d'obtenir directement la concentration massique C .

Une procédure plus approfondie a été utilisée par Charonko et al. (2017) et suit les étapes suivantes :

- correction du bruit optique par illumination d'un objet en blanc,
- prise en compte du bruit de fond du banc expérimental,
- correction de l'hétérogénéité spatiale de l'intensité de la nappe laser via une calibration dans une cuve avec les mêmes conditions expérimentales que lors des essais, sans les particules (DEHS) utilisées pour tracer l'écoulement en vitesse,
- réalisation d'une calibration comprise entre 0 et 1,
- correction du phénomène d'absorption avec la loi de Beer-Lambert (nécessaire uniquement si la largeur de l'écoulement ensemencé est plus grande que le chemin optique),
- conversion du signal en densité en utilisant l'équation 2.1 à l'aide des données expérimentales fournies par Thurber (1999),
- une dernière correction portant sur le profil vertical est appliquée en admettant que le débit volumique est constant sur l'axe du jet, comme l'a montré Sarathi (2011). Cette étape consiste à dire que le flux initial du jet est linéairement proportionnel au flux d'intensité et ce à chaque section du jet. Ceci est basé sur le fait que l'intensité de lumière émise est elle-même linéairement proportionnelle à la fluorescence, comme évoqué par Ferrier (1993).

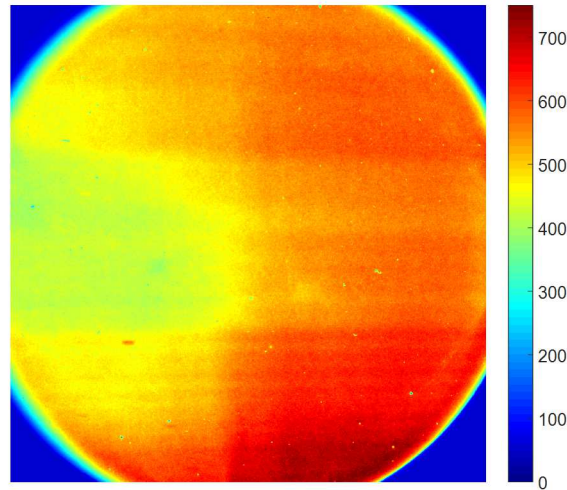


Figure 7 – Image moyenne en niveau de gris du remplissage de la cuve quartz pour la calibration de la nappe laser

Cependant, la calibration effectuée avec le matériel disponible n’a pas permis d’obtenir les informations nécessaires à une bonne correction des images, comme montré sur la Figure 7. L’information devrait être complètement uniforme en niveau de gris, mais la qualité de notre faisceau laser est très mauvaise. Un rapport concernant le laser, après essais expérimentaux, a montré que l’énergie en UV disponible n’est que de 5 mJ contre 30 mJ en fonctionnement normal et qu’un des cristaux est fortement endommagé. De ce fait, il a fallu s’abstenir d’une grande partie de cette procédure de correction des images pour, malgré tout, pouvoir analyser les données. Ayant effectué un couplage vitesse-concentration, nous sommes donc partis du même constat mentionné par Sarathi (2011) et admettons que, pour toute section radiale de notre jet, la masse d’acétone injectée reste constante et que l’intensité de fluorescence est linéairement proportionnelle à celle-ci, ce qui revient à dire :

$$\chi_{\text{recalculée}} = 2\pi \int_0^{\infty} \chi U r \, dr \quad (2.5)$$

Le signal acquis étant maintenant corrigé et converti en fraction massique à l’aide de l’équation (2.3), nous pouvons également le convertir en masse volumique ρ . En effet, dans le cas d’un mélange non réactif et quand la fraction molaire de chaque espèce est conservée, la masse moléculaire peut être décomposée linéairement en fonction de C . La masse volumique moyenne ρ du mélange peut être déduite par :

$$\rho = \frac{1}{aC + b} = \left(\frac{C}{\rho_j} + \frac{1 - C}{\rho_a} \right)^{-1} \quad (2.6)$$

où $a = \frac{1}{\rho_j} - \frac{1}{\rho_a}$ et $b = \frac{1}{\rho_a}$

2.3.2.4. Maintien en température

La vaporisation d'acétone étant une réaction endothermique, une forte baisse de température a été constatée lors des tests préliminaires par simple toucher du bulleur et par l'apparition de condensation sur sa paroi extérieure. Des mesures de température (à l'aide d'une sonde thermocouple et d'un chronomètre) ont donc été réalisées en parallèle des acquisitions des images PLIF pour mettre en évidence ce phénomène. On constate en effet que, lors de la mise en route du banc d'essai du réseau PLIF, la température chute de plus de 5°C entre le début et la fin des acquisitions. Cette baisse de température entraîne également une forte diminution des niveaux de gris sur les images PLIF (Figure 8 (b)) puisqu'on note une perte d'environ 80 niveaux sur 700 (soit plus de 10% de pertes) ce qui pose un problème sur la qualité des images et donc des résultats. Ces niveaux de gris sont calculés en moyennant une zone de 20 pixels de côté.

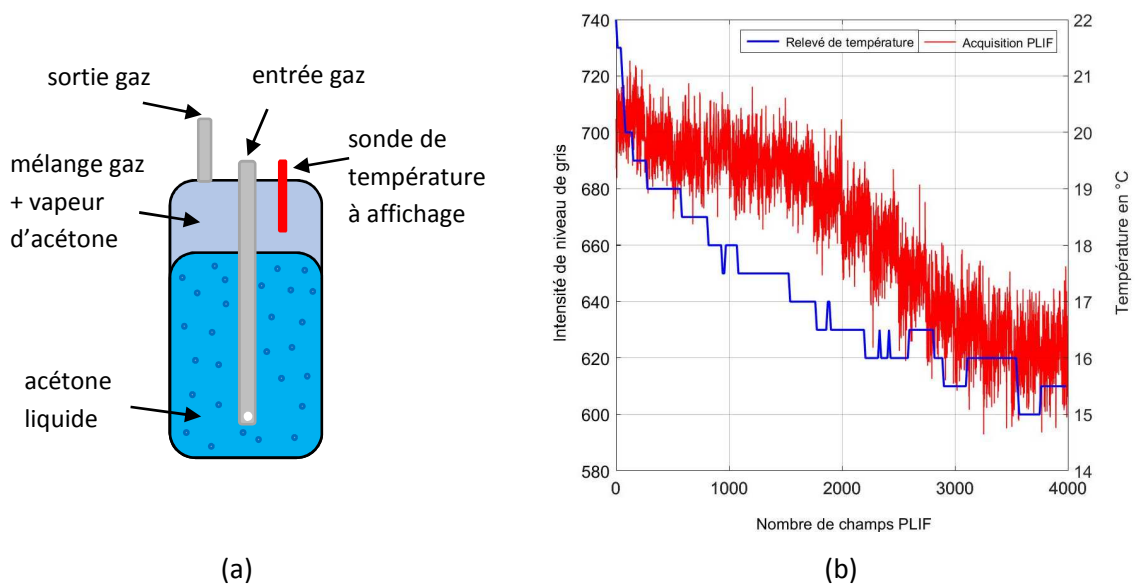


Figure 8 - Utilisation de l'ensemenceur d'acétone, (a) ensemenceur initial, (b) effet de la vaporisation de l'acétone sur la température et les acquisitions PLIF.

Pour résoudre ce problème, une étude a été conduite dans le but de diminuer au mieux ces variations de température. Parmi plusieurs solutions envisagées, celle du bain thermostaté semble être la plus utilisée dans ce type de configuration et la plus simple à mettre en place comme l'a fait par exemple Stetsyuk (2016). L'ensemenceur d'acétone est donc plongé dans un bac rempli d'eau et maintenu à température constante grâce à un système de régulation (boîtier de régulation avec résistance électrique et thermomètre). Des essais sur l'ensemencement en acétone ont montré que le bulleur utilisé jusqu'à présent n'était pas optimisé en ce qui concerne l'entraînement de vapeur d'acétone par l'écoulement. Un ajout d'orifices pour l'injection du gaz a donc été mis en place dans le but de générer de plus petites bulles et en quantité supérieure, ceci permettant un ensemencement plus homogène et efficace (Figure 9(a)). Dans le même temps, un système d'enregistrement de température (*PT-104 Platinum Resistance Data Logger*) équipé d'une sonde *PT100 (pico Technology)* a été installé dans le but d'améliorer et d'automatiser les relevés de température.

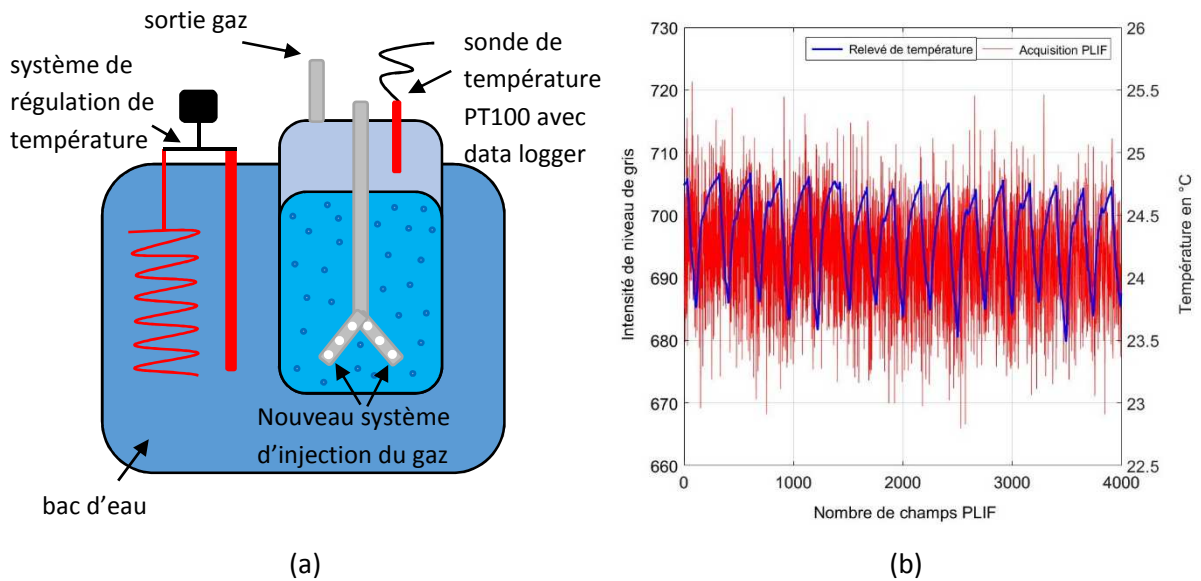


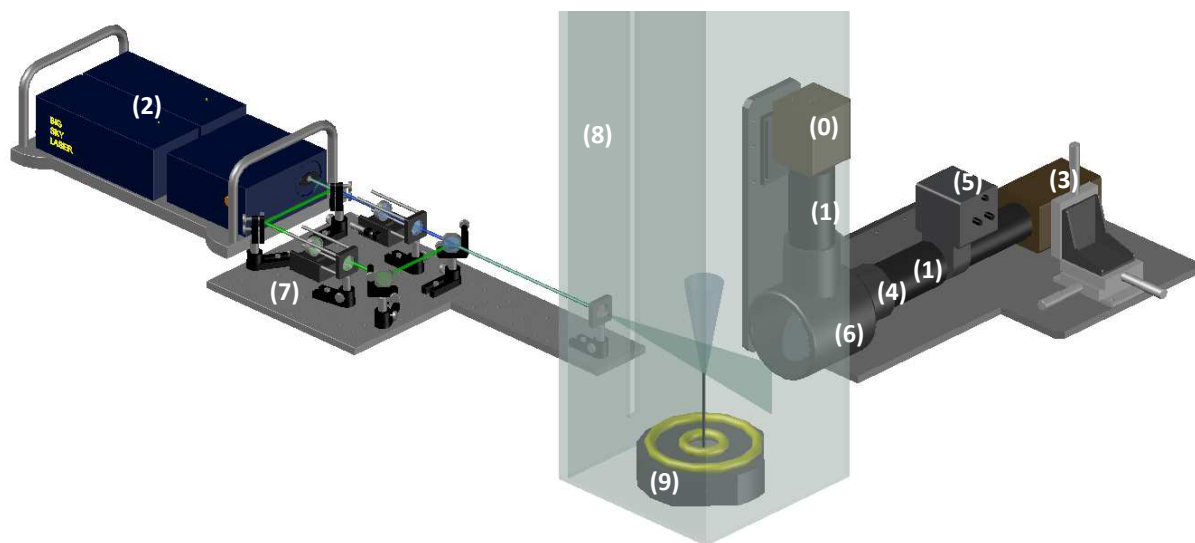
Figure 9 - Utilisation de l'ensemencement d'acétone, (a) nouvel ensemencement avec bain thermostaté, (b) stabilisation de la température et des niveaux de gris.

La Figure 9(b) montre l'effet de ce bain thermostaté aussi bien sur la température que sur la stabilité des niveaux de gris relevés. En effet, on remarque que la température ne varie plus que de 1°C au cours d'une seule acquisition et reste stable sur la totalité des acquisitions. Les fluctuations visibles sur les niveaux de gris relevés sont représentatives, pour la majorité, de l'instabilité des flashes laser, mais peuvent également provenir de l'ensemencement en vapeur d'acétone qui peut subir des variations de pression si le réseau n'est pas totalement stable. Le principe d'acquisition est décrit à la section 2.3.3.2.

2.3.3. Couplage PIV-PLIF

2.3.3.1. Banc expérimental des systèmes de mesures

La Figure 10 représente le banc expérimental avec le couplage des systèmes de mesures PIV et PLIF utilisés lors cette étude. L'acquisition des images pour la qualification du champ de vitesse est réalisée à l'aide d'une caméra *Hamamatsu Hisense* 4M pixels à 5Hz (0) sur laquelle vient s'ajouter un objectif *Nikkor* 200mm (1). Le laser (2) est un laser Nd : YAG pulsé de haute énergie (*Quantel Big Sky Laser* 170mJ à 532nm) à 15Hz. L'acquisition des images pour la qualification du champ de concentration est réalisée à l'aide d'une caméra *Hamamatsu Hisense* refroidie 4M pixels à 5Hz (3) sur laquelle vient également s'ajouter un objectif *Nikkor* 200mm. Celui-ci a été équipé en entrée d'un filtre passe-bas 532nm (4) afin d'occulter la diffusion de Mie des particules PIV et d'autres obstacles réfléchissant la lumière à 532nm lors des mesures simultanées PIV-PLIF. On observe bien sur la Figure 11 l'utilité de ce filtre qui s'est révélé bien plus efficace que le filtre notch centré sur 532nm initialement installé entre l'objectif et l'intensificateur puisque, sans sa présence, l'image est fortement éblouie et il est alors impossible d'effectuer des mesures.



(0) caméra PIV	(1) objectif 200mm
(2) laser pulsé	(3) caméra PLIF
(4) filtre passe-bas 532nm	(5) intensificateur de lumière
(6) miroir dichroïque	(7) table optique
(8) enceinte de confinement	(9) enceinte inoxydable et jet

Figure 10 - Banc expérimental utilisé pour le couplage des mesures PIV-PLIF.

L'utilisation d'un intensificateur *Hamamatsu* (5), positionné entre l'objectif et la caméra, est nécessaire car l'énergie du laser dans l'UV (31mJ à 266nm à 15Hz en état neuf, 5mJ pour cette étude) est insuffisante pour stimuler une fluorescence des vapeurs d'acétone ($350 < \lambda_{\text{émission}} \text{ (nm)} < 550$) détectable par la caméra. On notera que le laser utilisé est le même que ce soit pour la PIV ou la PLIF car la particularité des lasers *Big Sky* (*de Quantel*) est de pouvoir être quadruplés pour délivrer à la fois du vert (532nm) et de l'UV (266nm). Malheureusement, un des problèmes quant à l'utilisation de ce type de laser est qu'il est impossible de dériver une partie du laser. En effet, en raison d'une énergie disponible trop faible, une dérivation d'une partie du faisceau entraînerait une chute de l'énergie disponible pour l'excitation des molécules d'acétone et un manque de niveaux de gris sur l'analyse des images serait présent.

Afin d'obtenir un champ d'observation identique pour les deux dispositifs de mesure, un système de miroir dichroïque (6) (*Dual Camera Mount de Dantec Dynamics*) a été monté sur un support afin de positionner correctement les deux caméras et observer les mesures de vitesse et de concentration simultanément. Le miroir utilisé est en réflexion pour la PIV et en transmission pour la PLIF.

Une table optique est positionnée à la sortie du laser (7). Elle permet de séparer les faisceaux vert et UV par le biais d'un premier miroir dichroïque, permettant par la suite un réglage indépendant de chaque faisceau (épaisseur, alignements vertical et horizontal) en réglant la distance entre les lentilles divergentes et convergentes ainsi que leur orientation. Une fois les faisceaux réglés, ils sont

recombinés à l'aide d'un second miroir dichroïque, puis traversent une dernière lentille cylindrique formant les deux nappes laser superposées.

Le jet s'épanouit dans une enceinte carrée en plexiglas de 30cm de côté (8), soit 86 fois le diamètre du jet ($D_j = 3,5 \text{ mm}$), ce qui est suffisamment large pour éviter les effets de confinement. On retrouve en (9) l'enceinte inoxydable illustrée à la section 2.2 avec la configuration de jet de tube. L'ensemencement extérieur en particules d'huile d'olive est acheminé à l'aide de deux tuyaux perforés enroulés autour de la buse et posés sur l'enceinte inoxydable afin d'en optimiser au mieux l'homogénéité.

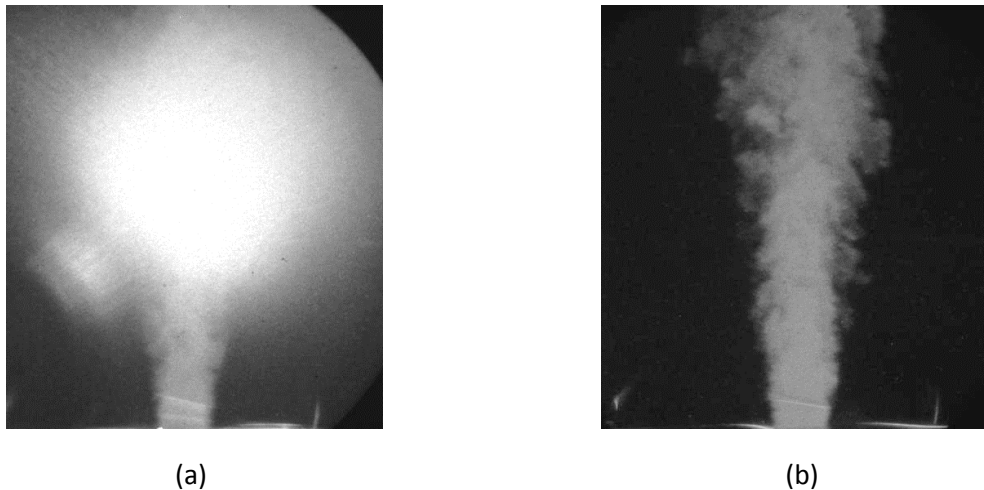


Figure 11 - Effet du filtre passe-bas sur les mesures PLIF : (a) sans filtre, (b) avec filtre passe-bas 532nm.

2.3.3.2. Champ d'observation et procédure d'acquisition

Des essais préliminaires avec différents objectifs (50mm, 75mm, 100mm et 200mm) ont conduit à opter pour un objectif de 200mm. En effet, le champ obtenu avec celui-ci est de $22 \times 22 \text{ mm}^2$, ce qui permet d'observer les structures fines de l'écoulement. La résolution des images PIV et PLIF est donc de $10,74 \mu\text{m pixel}^{-1}$, ce qui représente un fort gain de résolution comparé aux travaux précédents de Ducasse (2012) puisque la résolution était de $36,62 \mu\text{m pixel}^{-1}$.

Les acquisitions de données sont réalisées à l'aide du logiciel DynamicStudio (*Dantec Dynamics*) grâce à deux cartes National Instrument NI-PCI 6602. Un boîtier de synchronisation piloté par le logiciel est utilisé afin de synchroniser le laser, les caméras, l'intensificateur et l'ordinateur. Ce système d'acquisition permet également d'effectuer le post-traitement des images PIV par « adaptative PIV » avec des fenêtres de 32×32 pixels et un recouvrement (horizontal et vertical) de 50%, ce qui représente un vecteur tous les $172 \mu\text{m}$ environ. Tous les vecteurs faux et recalculés par le logiciel ont été exclus lors des analyses statistiques. Concernant la PLIF, la résolution est au pixel, mais il faut prendre en compte que l'utilisation de l'intensificateur de lumière ne permet pas d'obtenir un champ complet, tous les coins des images sont inutilisables (cf. section 3.2). Comme mentionné dans la section 2.3.1.3, le nombre d'acquisition d'images est de 4000 dans le but d'améliorer les statistiques des mesures réalisées.

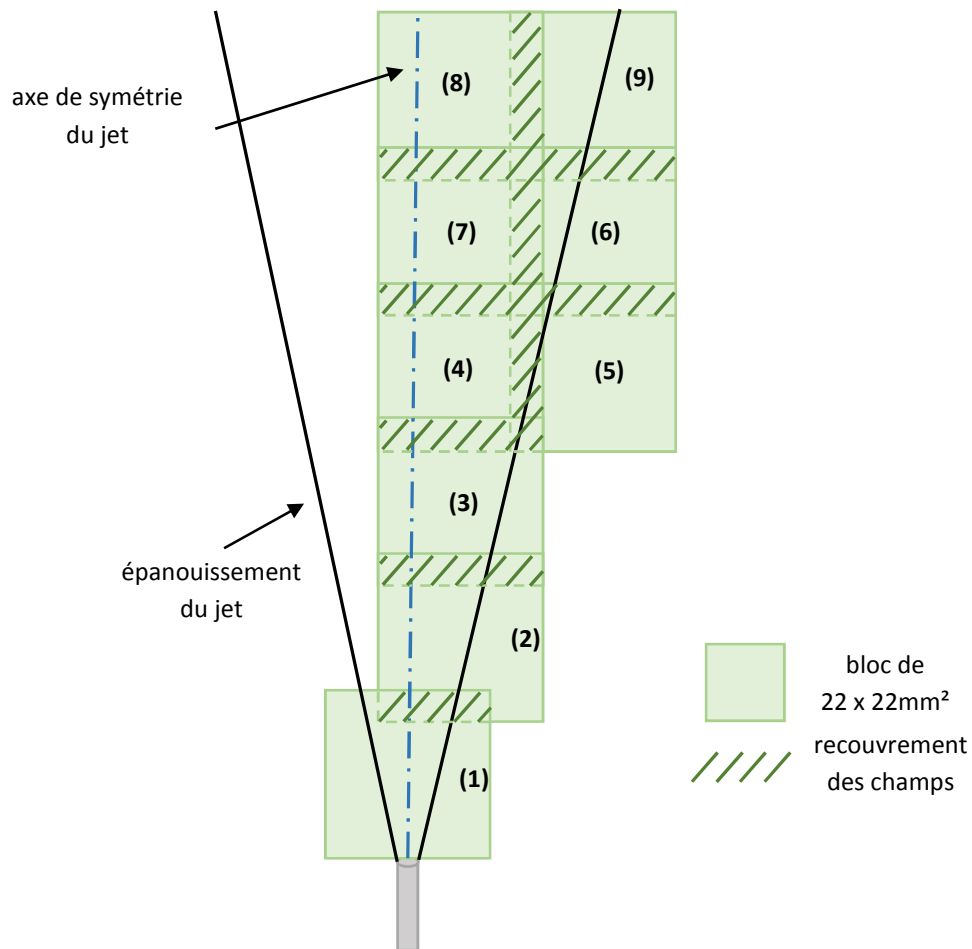


Figure 12 - Schéma représentant le protocole d'acquisition des données.

Le choix d'un champ d'observation de 22mm de côté a rendu complexe l'acquisition des images. Le but est d'obtenir des informations couplées vitesse-concentration, de la sortie de la buse jusqu'à la région dite « auto-similaire », soit environ $30D_j$; cela représente ici plus de 100mm de hauteur. Pour collecter les informations sur le jet dans toute cette zone, un protocole a été établi et est présenté sur la Figure 12. Le premier champ acquis a permis de déterminer, approximativement, l'épanouissement du jet et donc le nombre de champs différents à effectuer, soit 9 puisqu'en effet, au-delà de $5D_j$ on choisit d'analyser seulement la moitié du jet étant donné son axisymétrie. En sortie de buse, le jet intégral a pu être acquis, ce qui a permis la réalisation des validations préliminaires, en particulier sur son axisymétrie. Un recouvrement entre chaque champ (aussi bien vertical qu'horizontal), de l'ordre de 20%, soit 4mm, a été choisi dans le but de pouvoir reconstruire au mieux l'intégralité du champ. Cette procédure a pu être mise en place en équipant tout le banc expérimental de déplacements 3D motorisés ou mécaniques, d'un côté sur le bloc laser et optique, et de l'autre sur le bloc caméras. Un système de mire (Figure 13) a permis de se repérer entre chaque déplacement et ainsi connaître et ajuster l'erreur d'alignement, que ce soit au moment même des acquisitions ou par la suite lors des traitements de données, pour obtenir des réglages de couplage les plus précis possibles. La zone de recouvrement utilisée est représentée par les hachures jaunes. Un déplacement de 18mm est donc nécessaire entre chaque acquisition (horizontalement et/ou verticalement selon le cas) pour garder les 4mm de recouvrement. Lors des acquisitions, le champ n°5 a été exclu pour obtenir un gain de temps, de mémoire et de consommation de gaz et d'acétone car l'information récupérée

était trop faible pour justifier son acquisition. Pour réaliser un champ complet, il a donc fallu procéder à 8 acquisitions différentes de 4000 paires d'images.

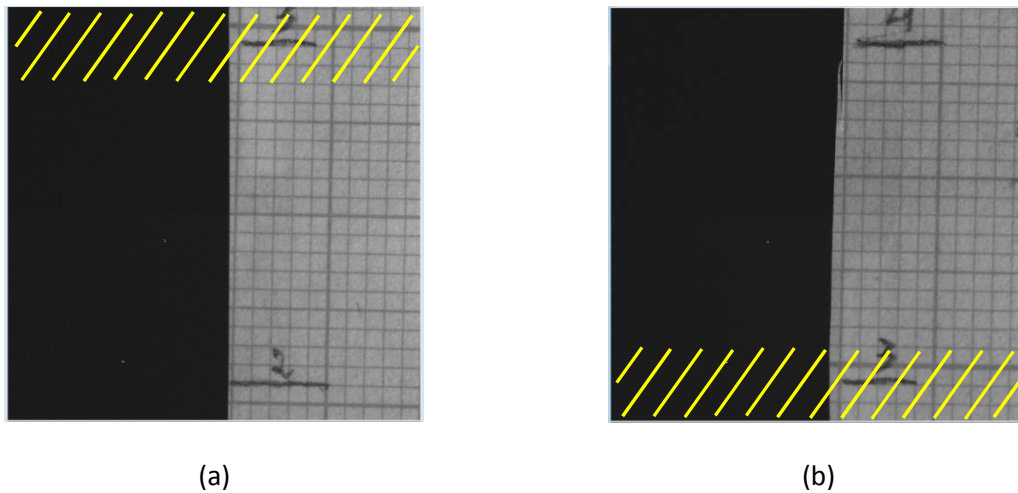
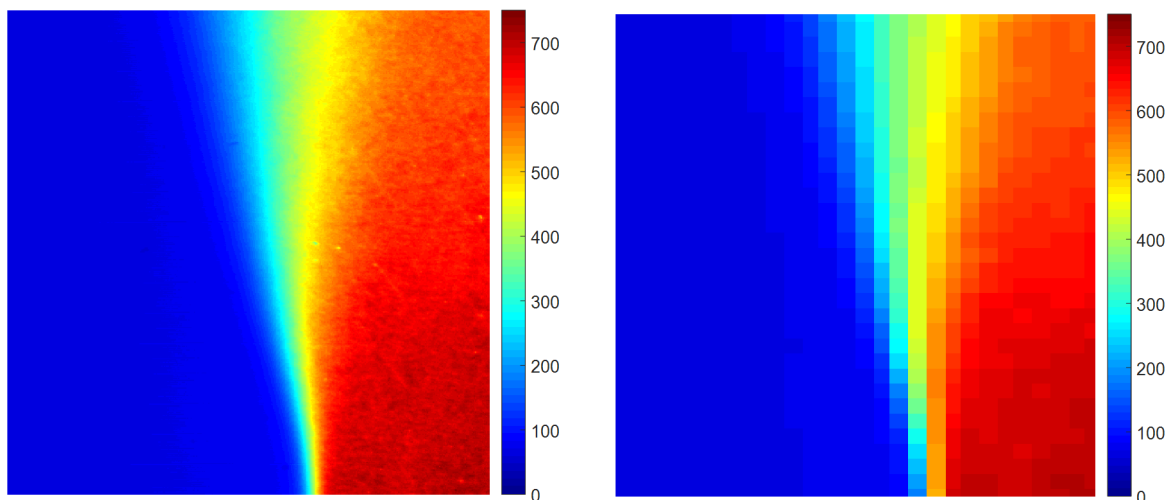


Figure 13 - Exemple de mire permettant la transition d'un champ d'observation à un autre : (a) champ avec mire en position initiale, (b) champ avec mire en position suivante.

Une dernière étape a consisté, comme présenté par Charonko (2017) ou Sarathi (2011), à réaliser du « binning » sur les images PLIF instantanées acquises avant tout post-traitement. Cette phase a été mise en place dans le but de réduire la taille des images, initialement en 2048 x 2048 pixels, en 128 x 128. En effet, la procédure d'analyse des champs PIV a fixé un vecteur tous les 16 pixels, il a donc été décidé de réaliser cette étape de binning puisque l'information au pixel près présente en PLIF ne l'est pas en PIV. La Figure 14 montre l'impact de ce protocole de binning sur les images PLIF. Nous pouvons constater que les profils issus des images initiales, résolues au pixel, sont beaucoup plus bruitées que les images recalculées et redimensionnées en 128 x 128 pixels. En effet, cette procédure de binning permet de moyennner les informations sur des boîtes de 16 x 16 pixels. Dans certaines conditions comme par exemple sur une mesure de champ de concentration simple, le binning implique une perte de l'information, mais pour notre cas d'étude du couplage PIV-PLIF, l'information reste relativement cohérente pour des mesures couplées du fait de la normalisation identique des images PIV et PLIF.



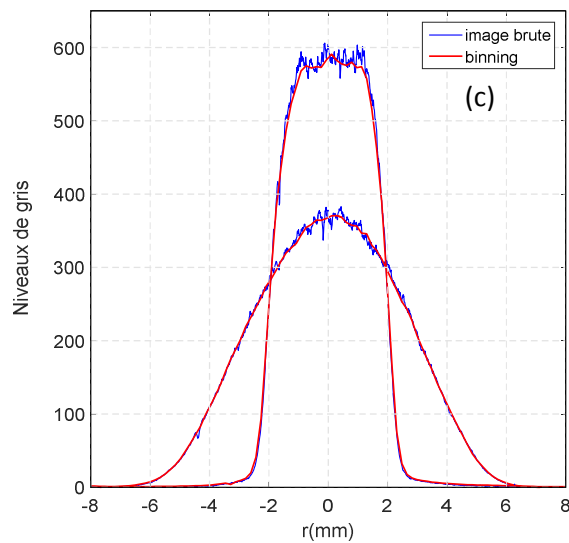


Figure 14 – Effet du binning sur les images PLIF moyennes : (a) image brute, (b) image avec binning et (c) comparaison des profils radiaux des niveaux de gris mesurés sur 4000 champs à 1D_j et 5D_j.

2.3.3.3. Gestion de la base de données – limitation du matériel

Lors de la mise en place de la procédure d'acquisition, le problème du stockage de la base de données a été soulevé. En effet, le choix d'acquérir 4000 champs en PIV (donc 8000 images PIV puisque l'acquisition s'effectue par paires d'images) et 4000 champs en PLIF (donc 4000 images PLIF) génère une grande quantité de données. Le matériel présent ne permettant pas de faire ces acquisitions en une seule étape pour des raisons d'espace mémoire disponible, il a fallu effectuer 16 acquisitions de 250 champs chacune, ce qui représente 750 images au total à acquérir par « run ». Pour obtenir une échelle de niveaux de gris la plus élevée possible, la caméra PLIF a été paramétrée en 12 bits, ce qui représente 4096 niveaux de gris différents. Pour une question de synchronisation, la caméra PIV a également dû être réglée en 12 bits. La cadence de 5Hz étant imposée par les caméras, cela implique qu'une acquisition dure environ 50 secondes. Le temps de transfert des données sur le disque dur de l'ordinateur est quant à lui d'environ 210 secondes. Un temps de chauffe du laser de 20 secondes a également été paramétré pour éviter de trop importantes variations d'intensité lumineuse repérées lors de la phase de réglage. En additionnant tous ces temps, on remarque qu'une seule acquisition dure environ 6 minutes. L'opération doit être répétée 16 fois, ce qui représente un total d'environ 1h30 par bloc, soit un total de 12h en continu pour réaliser l'acquisition d'un champ complet.

Suite à ces acquisitions, un transfert vers un NAS (Network Attached Storage, soit un système de stockage) a été réalisé pour sécuriser les données et libérer l'espace de stockage de l'ordinateur. Chaque essai complet représente environ 1,5 To de données et le temps de transfert est de l'ordre de 12h.

2.4. Conditions expérimentales

Les cas d'études concernant les jets pouvant être très variés (libre, impactant, subsonique, supersonique, etc.), il a été décidé de se placer dans la configuration de jets subsoniques et incompressibles, c'est-à-dire avec un nombre de Mach inférieur à 0,3 ($Mach=U/c$, avec U la vitesse de l'écoulement et c la vitesse du son). Dans les conditions choisies, le nombre de Mach est compris entre 0,09 et 0,16. On peut ainsi négliger les effets de compressibilité et simplifier les conditions de pression et de température en sortie de buse en admettant que $T_j \approx T_a$ et $P_j \approx P_a$. Le Tableau 2 récapitule les différents essais réalisés avec leurs conditions nominales.

Nom des essais	Gaz utilisé	U_j ($m.s^{-1}$)	v_j ($m^2.s^{-1}$)	R_v (v_j/v_{air})	ρ_j ($kg.m^{-3}$)	S (ρ_j/ρ_{air})	Re_j	Fr_j	Taux d'acétone (%)
Essai 1	Hélium	80	$3,96.10^{-5}$	2,54	0,47	0,39	7000	120000	13,9
Essai 2	Hélium	120	$3,80.10^{-5}$	2,43	0,49	0,41	11000	288000	14,6
Essai 3	Air	53	$1,13.10^{-5}$	0,73	1,40	1,17	16400	571000	18,2

Tableau 2 - Conditions nominales des différents essais.

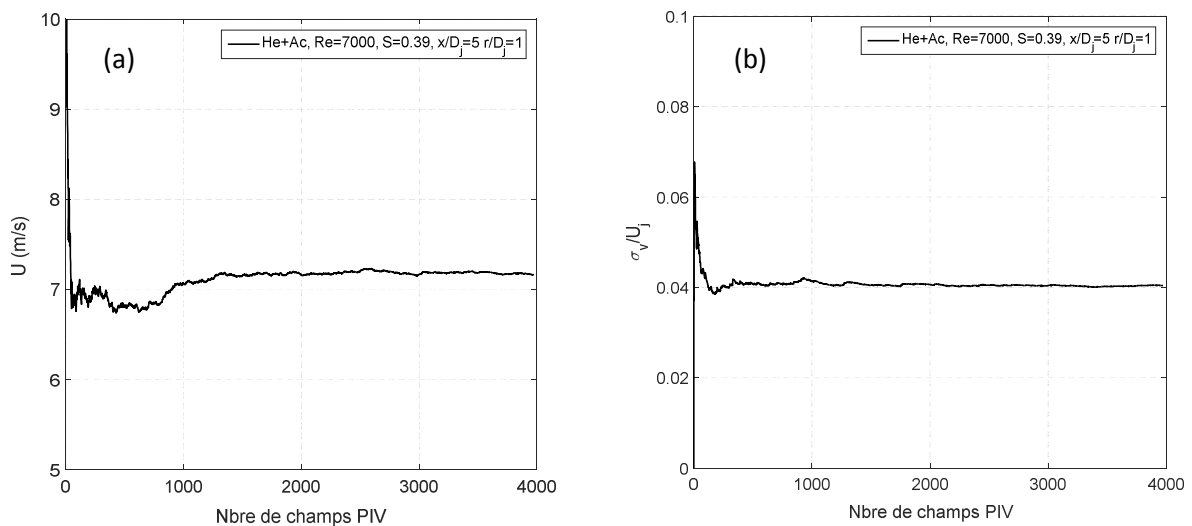
Les différents essais ont tous été réalisés avec le protocole décrit en section 2.3.3.2. Deux cas dans l'hélium et un cas dans l'air ont donc été conduits. Les essais 1 et 2 sont relativement similaires concernant le taux d'acétone, la viscosité cinématique ou encore la masse volumique, mais les nombres de Reynolds et de Froude sont, eux, légèrement différents du fait de la variation de vitesse en sortie de buse. L'essai 3 a été réalisé dans l'air, permettant de caractériser ainsi un jet légèrement plus lourd que l'air (rapport des masses volumiques de 1,17), ceci étant dû à l'ajout d'acétone comme traceur pour la PLIF. Notons également que, concernant les essais 1 et 2, la masse volumique du jet en sortie de buse n'est pas équivalente à la masse volumique de l'hélium pur ($0,14 kg.m^{-3}$) pour la même raison que mentionnée ci-dessus. Le calcul de la viscosité cinématique est identique à celui utilisé par Ducasse (2012).

2.5. Validations préliminaires

Dans le but de pouvoir étudier de façon détaillée l'écoulement de jet tube choisi, des validations préliminaires en proche sortie ont été réalisées. Ces validations permettent de mettre en avant des paramètres caractéristiques tels que les convergences des moments du champ de vitesse et de concentration (dans le but d'optimiser le ratio entre le nombre d'acquisitions de champs et la qualité des mesures), la symétrie des profils de la vitesse radiale et longitudinale par exemple.

2.5.1. Convergences - vitesse

L'étude de la convergence d'un moment permet de déterminer le nombre de champs nécessaire pour en optimiser le calcul tout en optimisant le stockage des images qui est un point critique comme mentionné en section 2.3.3.3. La Figure 15 est une illustration des différents calculs de convergence pour l'essai 1 en sortie de buse (à $x/D_j=5$ et $r/D_j=1$). La notion « moy » utilisée pour illustrer les convergences représente la valeur finale moyenne au champ 4000, ce qui force donc la dernière valeur à 1. On constate que les moments d'ordre inférieur ou égal à 2 ont très bien convergé avec seulement 1500 champs environ. En revanche, pour les moments d'ordre 3 et 4, cela est plus compliqué. C'est pourquoi 4000 champs ont été choisis pour la suite des mesures. Plus de champs acquis auraient augmenté la qualité des mesures, mais comme la procédure d'acquisition est assez lourde, le choix de 4000 champs a été jugé acceptable.



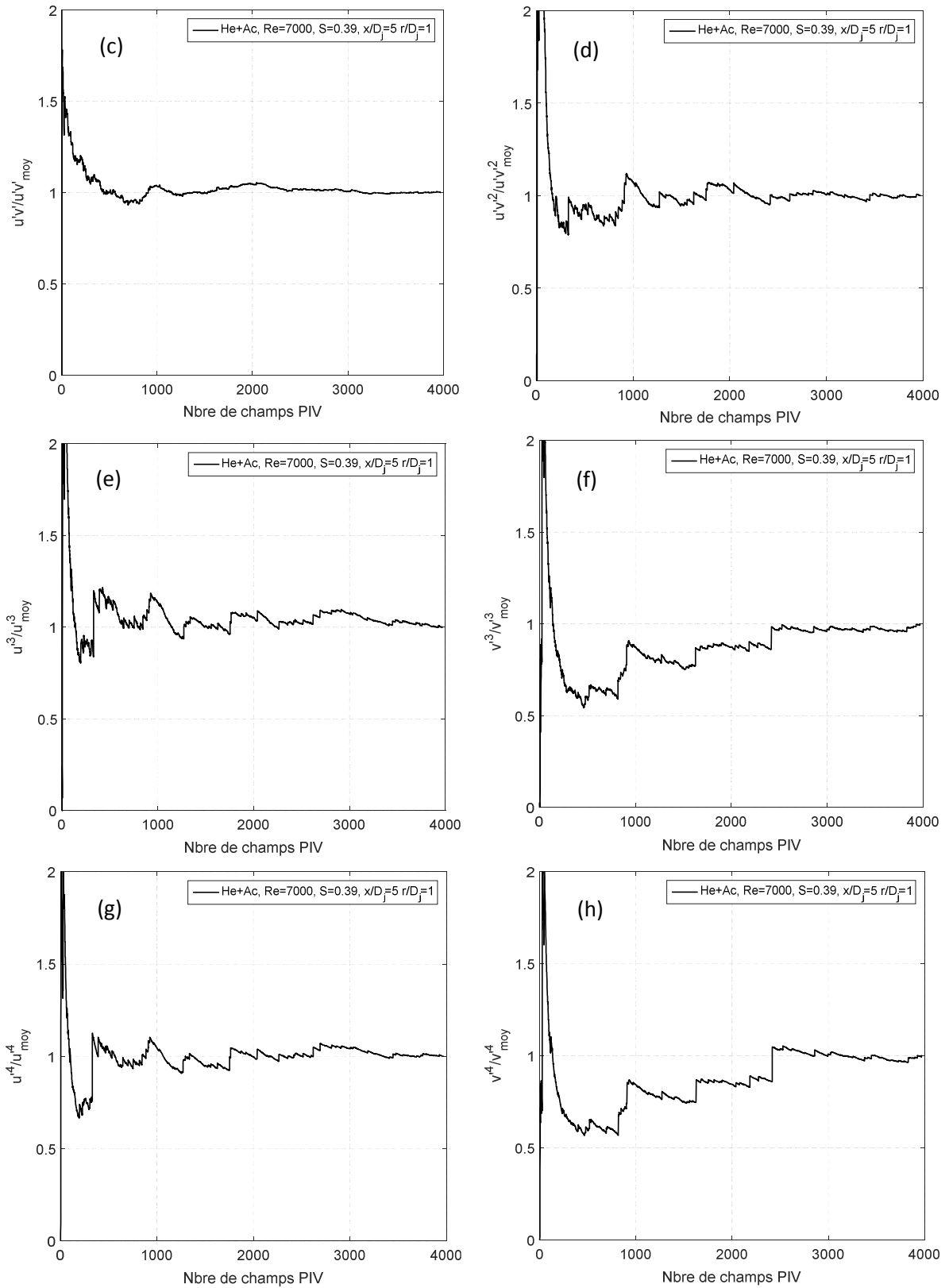


Figure 15 – Convergences de quelques moments pour l'essai 1 : (a) U_{moy} , (b) σ_v/U_j , (c) $\overline{u'v'}$, (d) $\overline{u'v'^2}$, (e) $\overline{u'^3}$, (f) $\overline{v'^3}$, (g) $\overline{u'^4}$ et (h) $\overline{v'^4}$.

2.5.2. Convergences – concentration

De même que pour les convergences du champ de vitesse, les convergences du champ de concentration ont été étudiées pour l'essai 1 et sont présentées sur la Figure 16. La procédure d'acquisition initiale concernant la PLIF ne prenait en compte que 750 champs. Cette phase d'essais a permis de mettre en avant l'importance de réaliser des acquisitions plus longues. En effet, les résultats obtenus montrent bien, que ce soit sur la concentration moyenne, l'intensité de turbulence ou encore les moments d'ordre supérieur à 2, qu'une bonne convergence des mesures de concentration s'obtient à partir de 2500 champs environ.

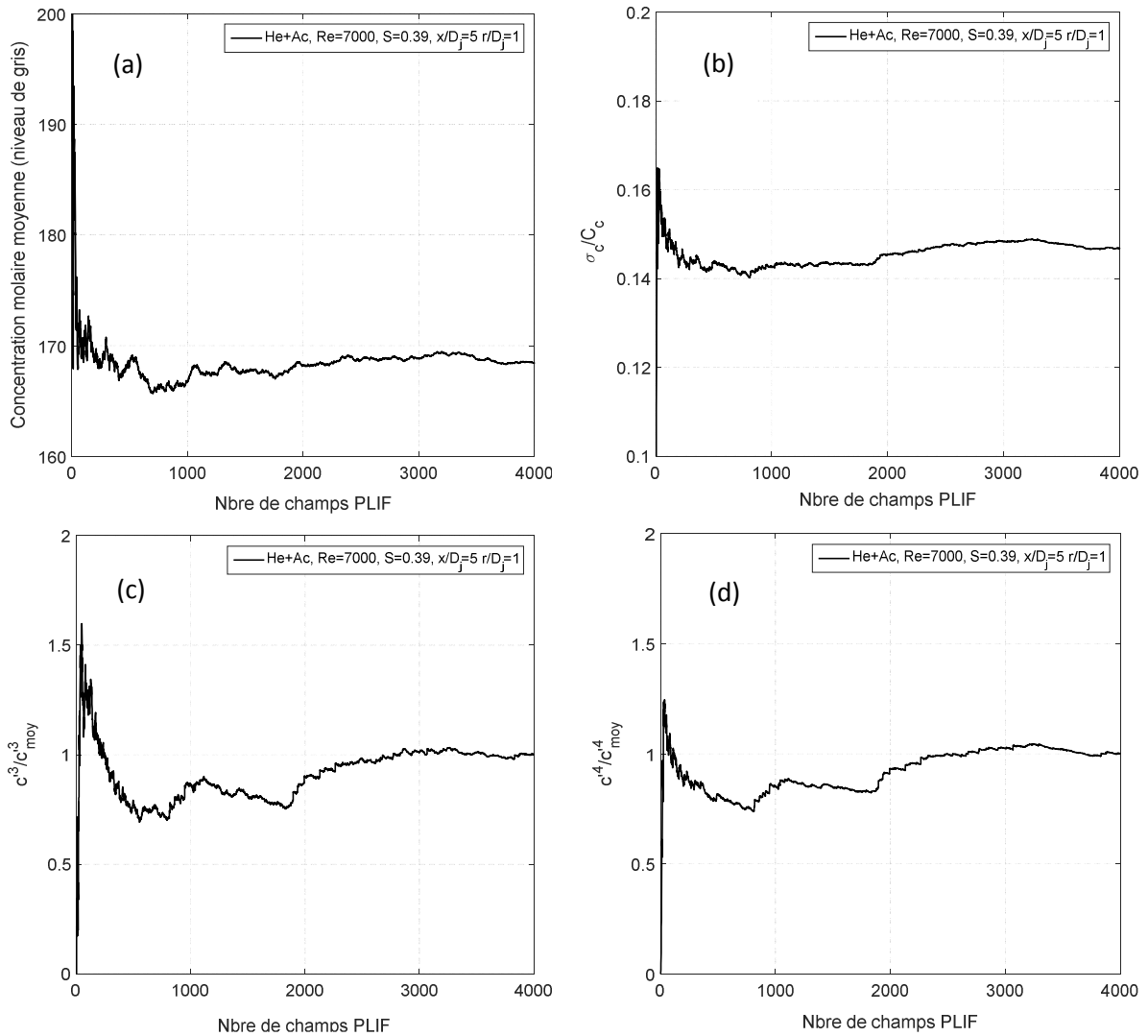


Figure 16 - Convergence de quelques moments du champ de concentration pour l'essai 1 :
(a) χ_{moy} , (b) σ_c/U_c , (c) $\overline{c^3}$, (d) $\overline{c^4}$.

2.5.3. Convergences – couplage vitesse/concentration

Le couplage vitesse/concentration est l'enjeu principal de cette étude. Il faut donc aussi vérifier la convergence des moments croisés $\overline{u'c'}$ et $\overline{v'c'}$, ainsi que des moments d'ordre supérieur $\overline{u'c'^2}$ et $\overline{v'c'^2}$. L'analyse est représentée sur la Figure 17. Les mesures ayant été réalisées simultanément, cela donne accès à plus d'informations sur les caractéristiques de l'écoulement. Nous constatons ici que l'ensemble des grandeurs, d'ordre inférieur ou égal à 2, converge également correctement et ce aux alentours de 2500 champs. En revanche, la convergence des moments d'ordre 3 n'est atteinte qu'à partir de 3000 champs.

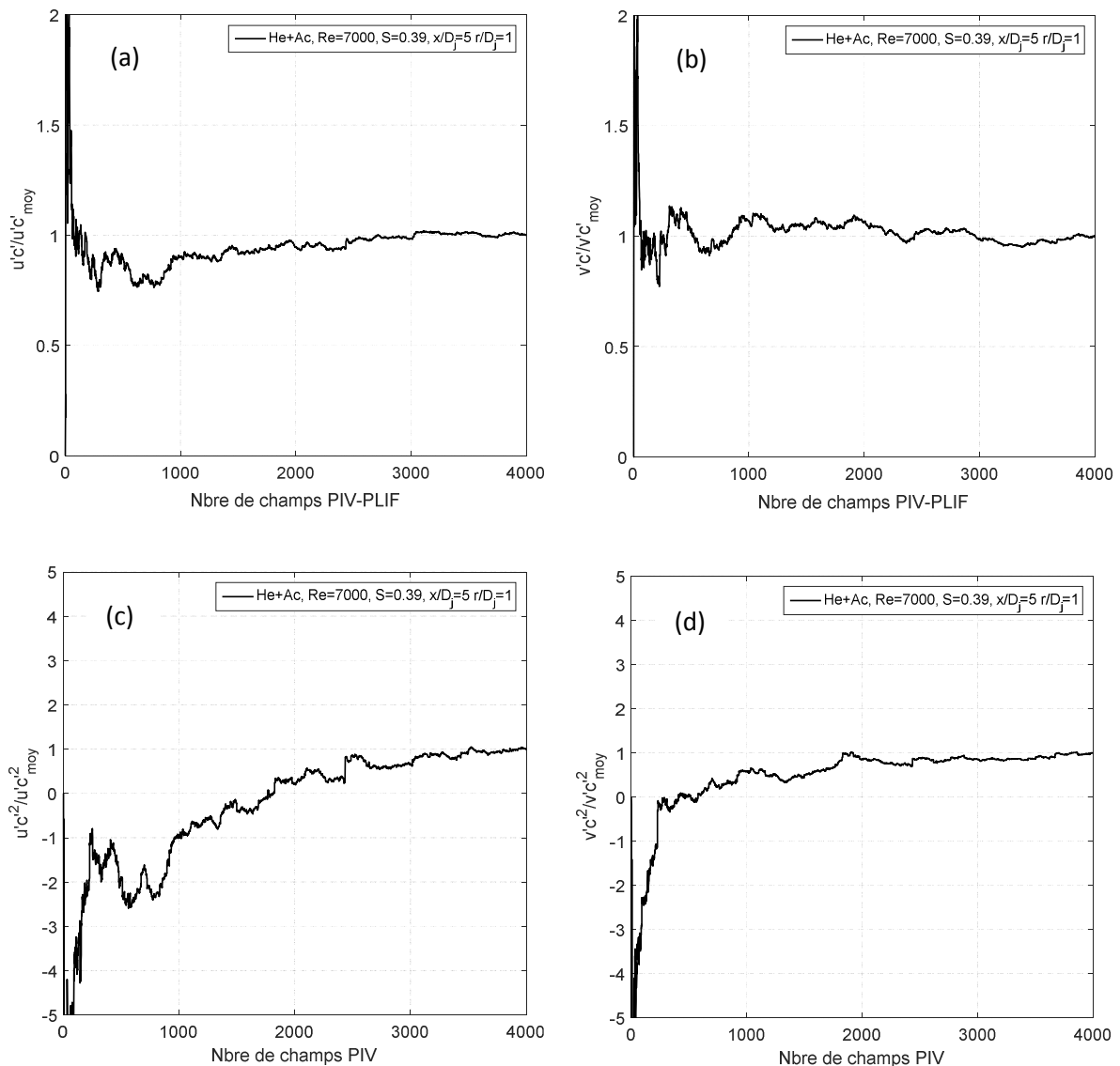


Figure 17 - Convergence des moments croisés de l'essai 1, (a) $\overline{u'c'}$, (b) $\overline{v'c'}$, (c) $\overline{u'c'^2}$ et (d) $\overline{v'c'^2}$.

L'analyse de tous ces paramètres, que ce soit sur les champs de vitesse, de concentration, ou du couplage entre les deux, montre une convergence satisfaisante des moments d'ordre inférieur et

supérieur avec, notons-le, une nécessité d'acquisition de champs moindre concernant les moments d'ordre inférieur. Le but étant l'optimisation entre les acquisitions et la qualité des mesures, le choix de 4000 champs est justifié.

2.5.4. Symétrie en champ proche et lointain

Une très grande attention a été portée pendant la phase préliminaire sur la symétrie de notre écoulement. En effet, un jet non axisymétrique entacherait tous les futurs résultats d'une grande incertitude sur l'analyse développée. Cette symétrie a été très longue à mettre en place du fait de la faible taille de notre buse (rappel, $D_j=3,5\text{mm}$) et a donc nécessité un très grand nombre d'essais de réglages en champ proche uniquement sur cet aspect. Les coïncidences « parfaites » de la nappe laser, du plan focal d'observation, du changement de configuration de buse, de la verticalité du tube ainsi que du réglage de l'ensemencement ont conduit à grandement améliorer les résultats initiaux et ainsi obtenir la validation de la poursuite des essais.

Les profils radiaux des quantités telles que U , V , les intensités de turbulence ou encore le coefficient de corrélation R_{uv} et la tension de cisaillement ont permis de justifier cette symétrie comme montré sur la Figure 18 dans le cadre de l'essai 1. Nous pouvons constater, sur les profils de la vitesse moyenne longitudinale U , que tous les profils sont bien centrés en 0 et que les épanouissements sont identiques. Une particularité concerne un point de croisement commun parfait entre tous les profils en $2r/D_j=0,9$ et qui correspond à une valeur de U/U_j de 0,4. Les profils radiaux de la vitesse transversale V ont été particulièrement soignés. C'est en effet un paramètre très sensible à la symétrie d'un jet et d'autant plus sur un jet d'une dimension millimétrique. Nous constatons, sur les profils à $0,5D_j$ et $1D_j$, la présence d'un plateau au centre du jet. Celui-ci est bien caractéristique de la vitesse en sortie du tube puisque, si l'écoulement est symétrique, la vitesse radiale doit effectivement être nulle. Nous constatons que l'épanouissement du jet n'est réellement marqué qu'à partir de $2D_j$. Les effets d'entraînement sont aussi très bien représentés par les valeurs de V négatives à droite et positives à gauche. Les intensités de turbulence longitudinales et radiales sont elles aussi significatives du bon alignement de tous les paramètres de réglage. Les intensités de turbulence longitudinales sont marquées par un fort pic sur les profils proches de la sortie du tube pour atteindre un seuil d'un peu plus de 20% sur les diamètres plus lointains. Les intensités de turbulences radiales suivent un comportement similaire avec une valeur d'environ 14% à $6D_j$. Les fluctuations présentes sur le bord du jet sont significatives de la difficulté d'ensemencer l'extérieur concernant les essais dans l'hélium. Dans l'air, ce réglage était beaucoup mieux optimisé. Le passage à zéro au centre du jet des profils radiaux du coefficient de corrélation R_{uv} ainsi que la tension de cisaillement, quelle que soit la position axiale dans le jet, valide également la phase de paramétrage de la symétrie du jet. L'annexe A présente également les évolutions radiales de quelques grandeurs caractéristiques des essais 2 (dans l'hélium, $S = 0,39$) et 3 (dans l'air, $S = 1,17$). Une approche concernant la comparaison des profils radiaux entre les essais 1 et 2 est également présentée.

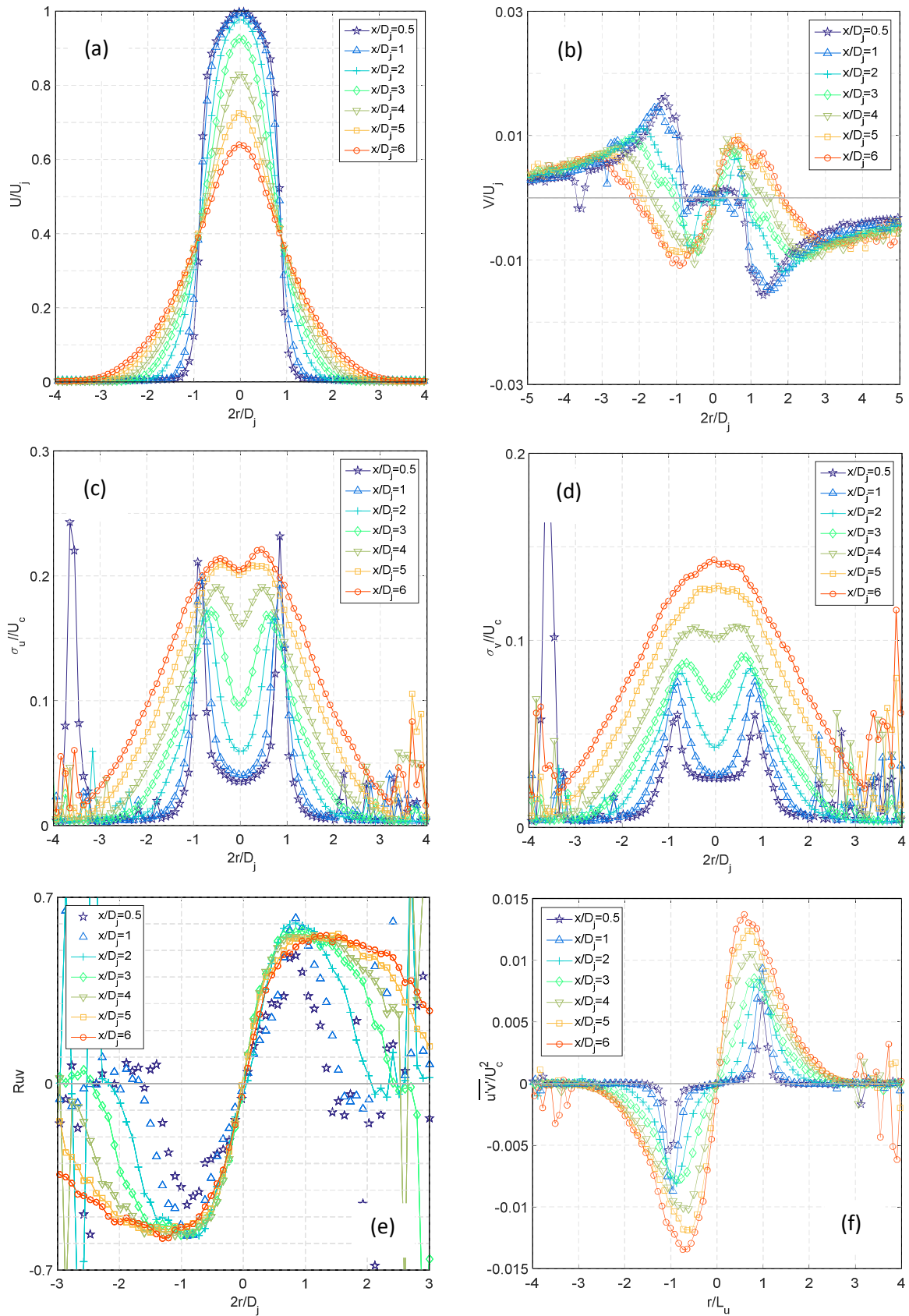


Figure 18 - Evolutions radiales de quelques grandeurs en sortie de tube de l'essai 1, (a) vitesse longitudinale moyenne, (b) vitesse radiale moyenne, (c) intensité de turbulence de U , (d) intensité de turbulence de V , (e) coefficient de corrélation Ru_v et (f) tension de cisaillement.

Un dernier critère, qui a été établi en champ proche mais également en champ lointain, est celui des évolutions axiales de la vitesse radiale et du moment statistique $\overline{u'v'}$, représentées sur la Figure 19. Par raison de symétrie, ces deux paramètres doivent être nuls sur l'axe. Ils représentent donc un critère important de validation. Expérimentalement, ces valeurs sont très complexes à obtenir, d'autant plus pour la composante radiale de la vitesse du fait de sa très faible vitesse. Nous pouvons constater que, quel que soit l'essai, le paramètre et la distance axiale observés, la valeur reste proche de 0, même si les valeurs de la vitesse radiale moyenne sont plus bruitées, notamment dans la zone de développement du jet. Ceci a permis d'étoffer nos critères de sélection et a justifié la procédure d'acquisition mise en place.

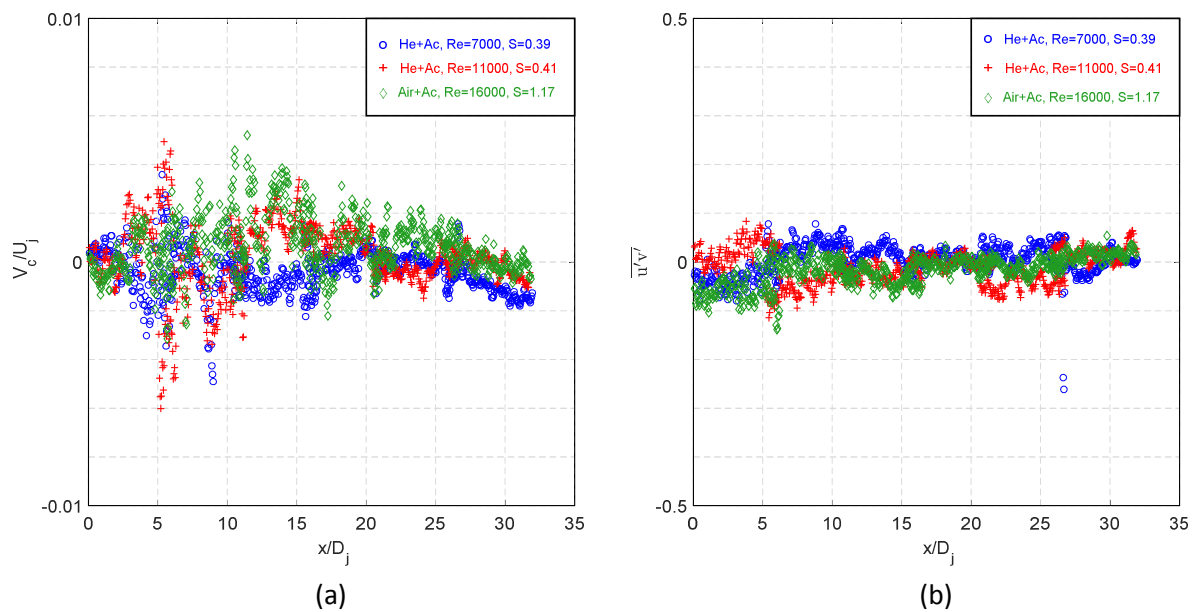


Figure 19 – Evolutions axiales de la vitesse radiale moyenne sur l'axe (a) et du moment statique $\overline{u'v'}$ (b) en $m^2.s^2$.

Chapitre 3

3. Evolutions axiales

Ce chapitre a pour objectif de mettre en évidence les résultats expérimentaux obtenus à l'aide du matériel et des méthodes de mesures décrits précédemment. Dans un premier temps, les évolutions axiales du jet en vitesse et concentration seront décrites afin de caractériser l'écoulement, et ce pour les 3 configurations qui sont : 2 cas hélium-acétone et 1 cas air-acétone. Une comparaison introductive expérimental/numérique sur quelques grandeurs sera également présentée.

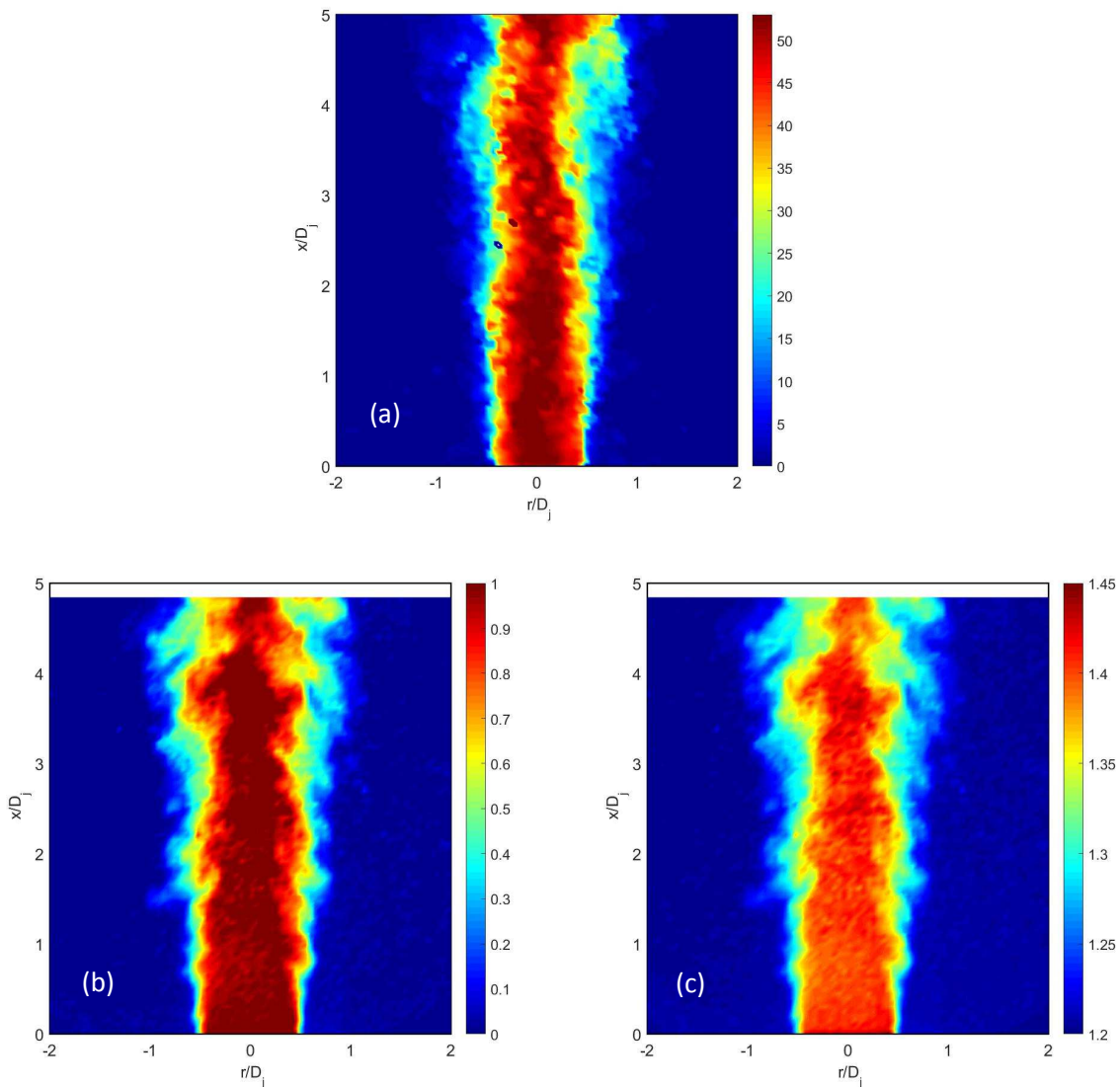


Figure 20 – Exemples de champs instantanés sur le jet d'air-acétone en sortie de tube : (a) vitesse en m.s^{-1} , (b) concentration massique et (c) masse volumique en kg.m^{-3} .

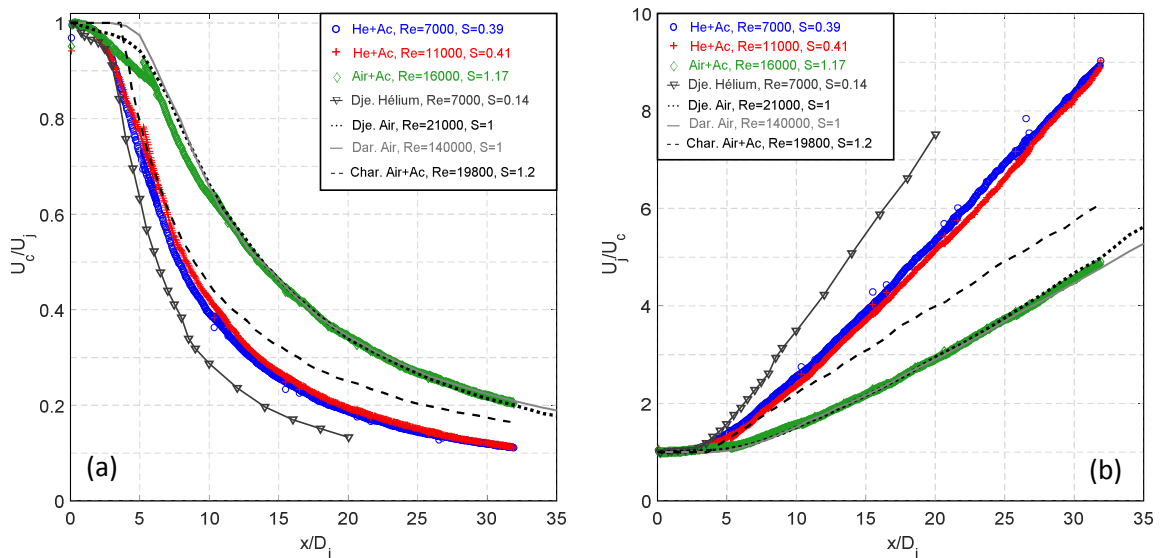
3.1. Vitesse

La caractérisation axiale du champ de vitesse de l'écoulement consistera à analyser les grandeurs classiques de similitudes telles que, par exemple, la décroissance axiale de la vitesse longitudinale, les intensités de turbulence ou encore l'énergie cinétique de la turbulence. Les mesures axiales du champ dynamique ont été réalisées, pour les 3 cas, entre $x/D_j = 0$ et 32. Pour cette section, un code couleur a été appliqué de façon à rendre les résultats plus facilement lisibles :

- bleu pour l'essai 1, Hélium + Acétone, $Re=7000$ et $S=0,39$;
- rouge pour l'essai 2, Hélium + Acétone, $Re=11000$ et $S=0,41$;
- vert pour l'essai 3, Air + Acétone, $Re=16000$ et $S=1,17$.

3.1.1. Décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne

L'évolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne est représentée de façon classique sur les Figure 21 (a) et (b) respectivement en U_c/U_j et U_j/U_c en fonction de la position axiale x/D_j . Comme cela a été montré dans tous les autres cas similaires d'étude de jets turbulents à masse volumique variable, anciens ou récents, on constate une décroissance plus rapide lorsque le gaz est plus léger, c'est-à-dire lorsque le rapport $S = \rho_j/\rho_a$ diminue. En effet, le cas dans l'air évolue de façon nettement moins rapide que les deux cas dans l'hélium, qui, notons le, sont très semblables du fait de la faible variation du nombre de Reynolds et du rapport S . Plusieurs exemples de comparaisons ont été introduits sur les graphes afin de montrer la bonne cohérence, ou non, des résultats obtenus. Le premier constat est de montrer que pour un jet d'hélium pur, étudié par Djéridane (1994), la décroissance est encore plus rapide du fait que le gaz est encore plus léger. Maintenant, le point de comparaison dans l'air montre que, même si les conditions initiales sont légèrement différentes, le comportement est sensiblement le même concernant notre cas d'étude, celui de Djéridane (1994) ou encore de Darisse (2015). Une incertitude est néanmoins présente concernant la récente étude de Charonko (2017) puisque, malgré des conditions expérimentales vraiment très proches de celles présentées ici, un fort écart est à noter tout au long du profil.



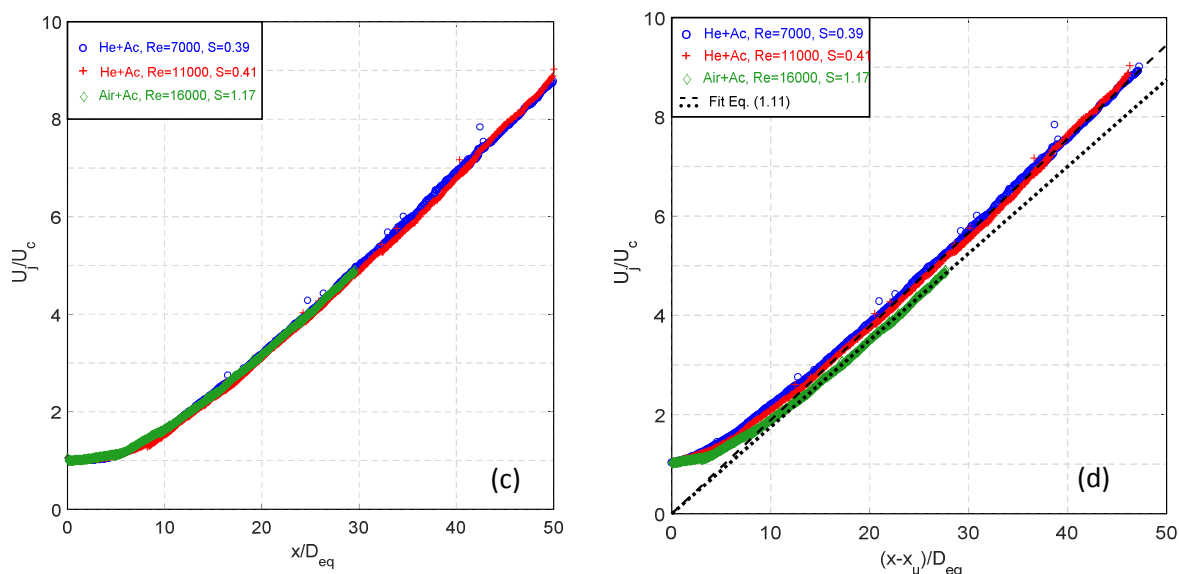


Figure 21 - Décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne, (a) U_c/U_j et (b) U_j/U_c en fonction de x/D_j , (c) U_j/U_c en fonction de x/D_{eq} et (d) U_j/U_c en fonction de $(x-x_u)/D_{eq}$.

Les trois régions caractéristiques d'un jet à masse volumique variable sont définies à partir des valeurs du nombre de Froude et du rapport S , comme vu en section 1.1. L'abscisse $X_1 = 0,5$ fournit donc $x/D_j = 137 / 215$ et 393 respectivement pour les essais 1, 2 et 3. Les essais étant réalisés à des distances maximales de $x/D_j = 32$, seule la région dite de comportement en jet pur est donc étudiée. La Figure 21 (c) et la Figure 21 (d) montrent respectivement les résultats obtenus de la décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne U_j/U_c en fonction de x/D_{eq} et $(x - x_u)/D_{eq}$. La notion de diamètre équivalent (Eq. 1.8) est utilisée afin de permettre une comparaison entre les différents cas d'étude. En effet, celui-ci permet de rassembler les résultats sur une évolution similaire, comme le montre la Figure 21 (c). On constate que les trois cas se superposent relativement bien. Cependant, les valeurs des taux de décroissance K_u obtenues sont propres à chaque cas, et un autre paramètre, l'origine virtuelle, est alors pris en compte. Celui-ci permet, théoriquement, de superposer les lois de décroissance déduites des conditions expérimentales. La Figure 21 (d) montre un léger décalage entre les différents cas et met en évidence la difficulté des mesures et la complexité de cette grandeur. En effet, nous pouvons constater que celle-ci est complètement différente d'un cas d'étude à un autre, elle peut aussi bien être négative comme par exemple chez Djeridane (1994) que positive comme par exemple chez Darisse (2015) ou encore dans notre cas. Dans la littérature, les lois sur l'origine virtuelle données par Sautet et Stepowski (1994) ou encore Zaman (1998) sont très souvent exprimées en fonction du rapport des masses volumiques S , mais Ducasse (2012) a mis en avant le fait que celui-ci dépend à la fois de S et du nombre de Reynolds.

$S (\rho_j/\rho_a)$	Re	K_u	B_u	x_u/D_{eq}
0,39	7000	0,189	5,29	3,75
0,41	11000	0,189	5,29	3,75
1,17	16400	0,175	5,71	1,86

Tableau 3 – Conditions nominales en vitesse des différents essais.

Un autre point important est d'établir à partir de quelle distance x/D_j les lois de décroissance axiale sont pertinentes. Les taux de décroissance obtenus, reportés dans le Tableau 3, sont proches de ceux relevés dans la littérature comme le montre la Figure 22. Si l'on regarde effectivement les cas dans l'air, on constate que la plupart des résultats de la littérature sont compris entre 0,160 et 0,180. La valeur obtenue ici de 0,175 pour un cas légèrement plus lourd que l'air est donc dans la bonne gamme. Concernant les deux cas dans le mélange hélium-acétone, les valeurs obtenues, de 0,189, sont plus élevées. Des valeurs proches issues d'un rapport S semblable n'ont pas été trouvées dans la littérature et ne sont donc pas comparables actuellement.

Cependant, tous ces résultats montrent que, malgré de grandes différences entre les formes des profils initiaux de chacun (« top hat », cloche, etc.), du nombre de Reynolds ou encore du confinement appliqué, l'effet du rapport S est nettement prépondérant à ceux-ci concernant le développement axial de la vitesse longitudinale moyenne. Notons également que la procédure de superposition des 6 champs axiaux décrite en section 2.3.3.2 est relativement efficace concernant la vitesse longitudinale puisque, en effet, le recollement des mesures issues de chaque champ est relativement continu.

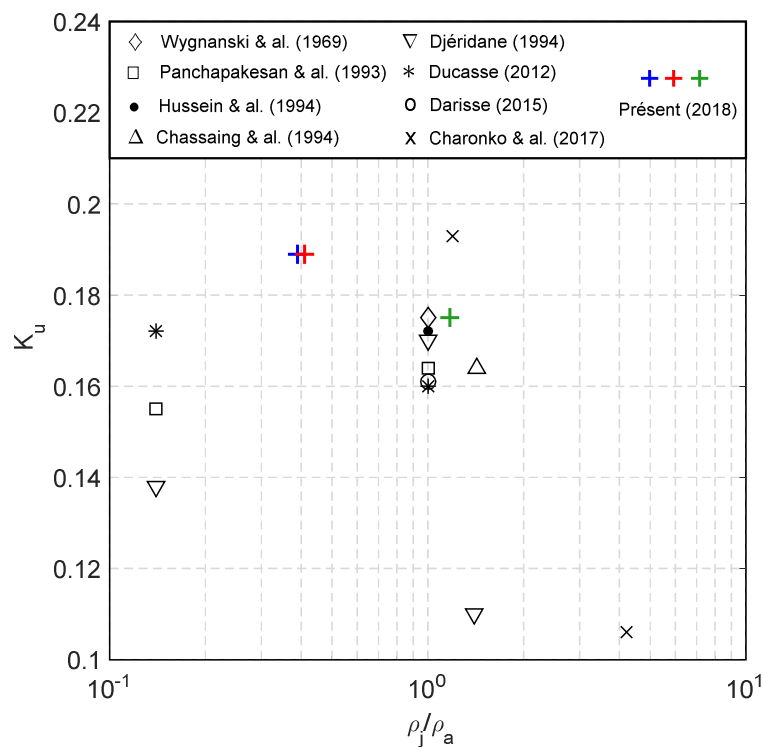


Figure 22 - Comparaison des taux de décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne avec ceux de la littérature.

3.1.2. Ecart-type, intensité de turbulence et énergie cinétique

Un autre facteur mettant en avant l'influence de la masse volumique concerne les fluctuations des vitesses. Il a été fait le choix, pour cette partie, de mettre en avant nos résultats en comparaison avec ceux obtenus par Djeridane (1994) car les configurations expérimentales sont très proches. En effet, les deux cas d'étude mettent en avant un jet de tube pleinement développé, seule l'échelle diffère (buse de 26mm de diamètre intérieur et 0,8mm d'épaisseur contre 3,5mm et 0,25mm ici). Attention malgré tout à bien prendre en compte tout au long de ces analyses la différence du rapport de masse volumique entre ses essais dans l'hélium ($S = 0,14$) et l'air ($S = 1$) aux essais actuels avec pour l'hélium un rapport $S = 0,39$ et $0,41$ et pour l'air $S = 1,17$. Ces différences de masse volumique jouent un rôle important sur le développement du jet. La Figure 23 (a) et la Figure 23 (b) représentent respectivement l'évolution axiale de l'écart-type des fluctuations des vitesses longitudinale et radiale rapporté à la vitesse moyenne en sortie U_j . Le premier constat est que les résultats sont vraiment très similaires à ceux de Djeridane (1994). Il faut rappeler que Djeridane a étudié de l'hélium pur et de l'air pur, contrairement à la présente thèse où les gaz sont mélangés à de l'acétone, ce qui modifie le rapport des masses volumiques S . Donc ici, tous les résultats mettent en avant le fait que plus un gaz est léger, plus le pic se développe rapidement et est important, et inversement, plus le gaz est lourd, plus celui-ci se développe lentement et est moins important. La tendance à $x/D_j = 35$ semble toutefois être la même (en fonction du gaz). Un point intéressant qui diffère est celui de la valeur initiale relevée. Nous constatons ici que la valeur commune d'environ 3% est relevée contrairement aux 4% de Djeridane (1994) en sortie sur l'axe du jet. L'épaisseur du tube joue peut-être un rôle sur la condition initiale, puisque d'après Matsumoto (1973), le développement d'un jet d'air est pratiquement inchangé lorsque $U_a/U_j < 0,2$ et que $e_{buse} < 0,05D_j$. Si cela est vérifié dans le cas de Djeridane (1994) avec $U_a/U_j \leq 0,1$ et $e_{buse} \approx 0,03D_j$, cela ne l'est pas dans notre cas puisque $e_{buse} \approx 0,07D_j$.

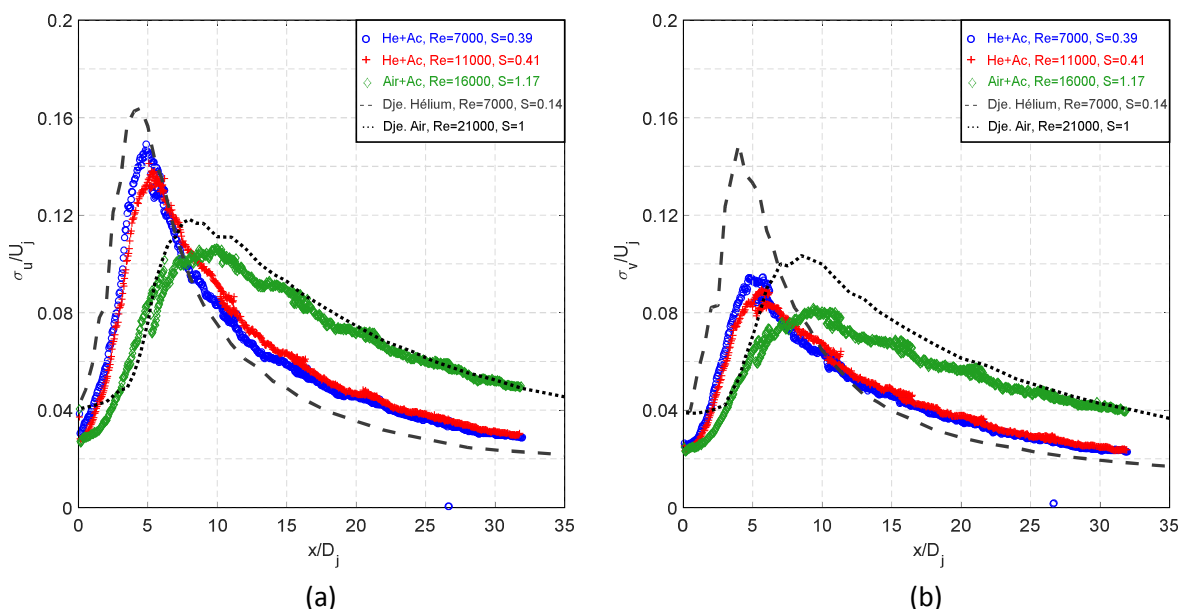


Figure 23 – Evolutions axiales des écarts-types des fluctuations des vitesses longitudinale (a) et radiale (b).

Si maintenant on s'intéresse aux intensités de turbulence, c'est-à-dire aux évolutions axiales de l'écart-type des fluctuations des vitesses longitudinale et radiale rapporté à la vitesse axiale U_c , représentées sur la Figure 24, là aussi on constate des comportements très similaires à ceux observés par Djeridane (1994). Si ce dernier observe un comportement asymptotique pour le jet d'hélium dès $x/D_j = 5$, nous devons dans notre cas attendre $x/D_j = 30$ pour atteindre la même valeur d'environ 26% et 21%, respectivement pour les intensités de turbulence des vitesses longitudinale et radiale. Ces résultats sont très proches, pour ne citer que quelques exemples, de ceux obtenus par Wygnanski (1969) avec 27% et 25%, Hussein (1994) avec 28% et 22% ou encore plus récemment par Darisse (2015) avec 26% et 22%. Cependant, à $x/D_j = 35$, nous ne pouvons garantir pleinement une stabilisation de ces grandeurs aux vues des comportements observés. Les résultats obtenus lors de la précédente thèse, Ducasse (2012), ne mettent pas en évidence de valeurs pseudo-asymptotiques, excepté pour l'air avec 22% et 17%. Ses comportements axiaux ne suivent pas une tendance uniforme et sont très bruités. L'amélioration des mesures concernant la vitesse est donc à mettre en avant. Concernant la valeur initiale en sortie de buse, celle-ci est également de l'ordre de 3% contrairement aux 4% obtenus par Djeridane (1994).

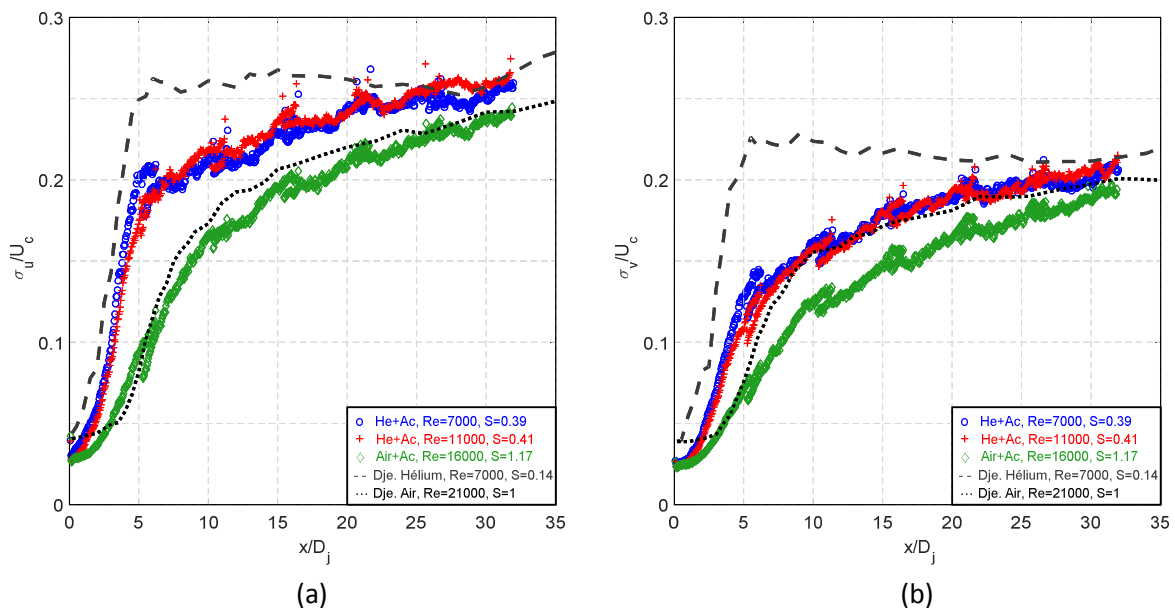


Figure 24 - Evolutions axiales des intensités de turbulence de la vitesse longitudinale (a) et radiale (b).

Comme vu en section 1.2, l'axisymétrie du jet implique que les fluctuations de vitesse radiale et azimutale sont du même ordre de grandeur et donc, l'énergie cinétique de la turbulence, k , est définie comme $k = \frac{1}{2} \overline{u'^2} + \overline{v'^2}$. La Figure 25 (b) met en évidence le comportement de celle-ci, notée $(2k/3)^{0.5}$ et adimensionnée par U_c . On constate que les profils sont vraiment très semblables, du point de vue de l'allure, à ceux observés sur les intensités de turbulence des vitesses longitudinale et radiale. L'asymptote atteinte par Djeridane (1994), à $x/D_j = 5$ pour le cas de l'hélium, ne l'est là encore qu'à partir de $x/D_j = 30$ dans notre cas où la valeur relevée de 22% est, par contre, identique. On note également une valeur légèrement plus faible dans l'air qui est d'environ 21%. Nos différents cas d'études confirment que les valeurs asymptotiques sont atteintes d'autant plus tôt en termes de x/D_j que le rapport S est petit. Ceci implique que le processus de mélange est plus efficace lorsque le gaz est plus léger.

Quant à la Figure 25 (a), représentant l'évolution axiale du coefficient d'anisotropie (v'^2/u'^2) qui est considéré comme étant un indicateur du mélange turbulent, celle-ci met en évidence le fait que, peu importe le gaz étudié, une valeur commune de 0,65 est atteinte à partir de $x/D_j = 15$ environ. Cette valeur, légèrement inférieure à celle obtenue par Djeridane (1994) qui est de 0,7 mais qui reste proche, l'est aussi de celle obtenue par Hussein (1994) qui est de 0,61. Par contre, un point qui n'a pas pu être vraiment discuté dans la bibliographie, est le comportement en proche sortie. En effet, la plus grande résolution spatiale de nos mesures permet de relever de nouvelles interrogations. Si l'on se réfère au signal mesuré par Djeridane (1994) représenté sur la Figure 25 (a), nous constatons que celui-ci est fortement perturbé jusqu'à environ $x/D_j = 10$. Or, si l'on regarde nos mesures, nous constatons un comportement complètement différent entre le jet d'air et les jets d'hélium. Le coefficient d'anisotropie dans le jet d'air, ayant pour valeur initiale environ 0,75, décroît progressivement jusqu'à $x/D_j = 7$ pour atteindre environ 0,55 avant de croître pour retrouver la valeur commune aux 3 cas de 0,65. Si maintenant on s'intéresse aux jets d'hélium, on distingue bien une particularité comportementale entre $0 \leq x/D_j \leq 5$. Les valeurs initiales, de 0,65 et 0,60, respectivement pour l'essai 2 et 1, décroissent brutalement pour atteindre environ 0,5 à $x/D_j = 1$, croissent brutalement vers une valeur de 0,6 à $x/D_j = 2$ pour de nouveau décroître très brutalement jusqu'à environ 0,4 à $x/D_j = 5$, avant de croître progressivement et d'atteindre la valeur asymptotique de 0,65. Ces comportements sont difficilement qualifiables, mais leur différence, qui est fonction du rapport S , est à mettre en avant.

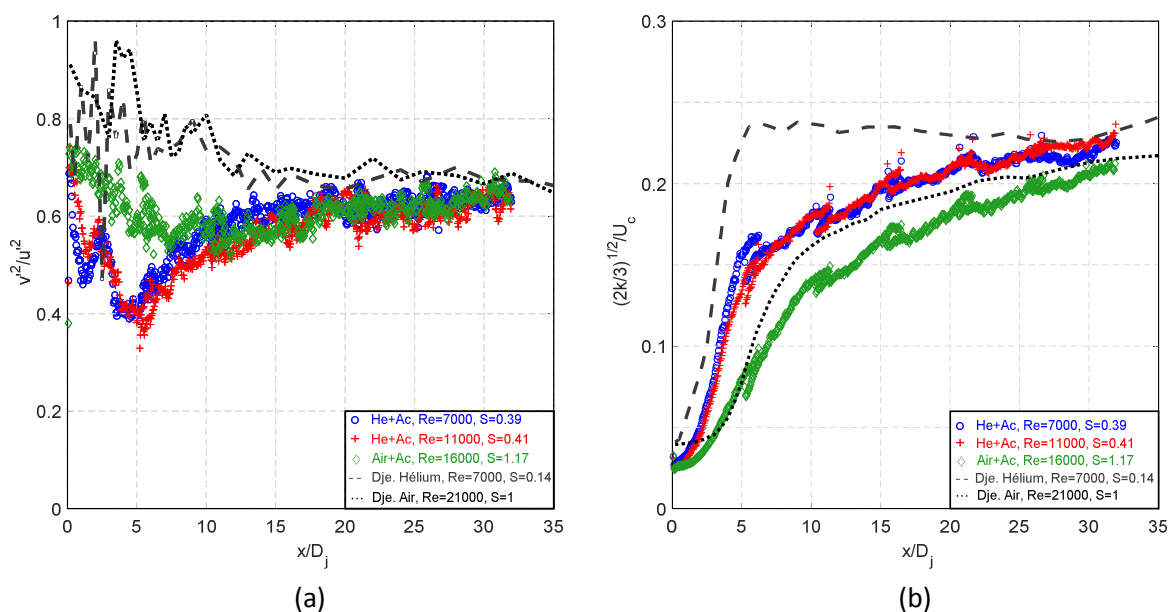


Figure 25 – Evolutions axiales du coefficient d'anisotropie (a) et de l'énergie cinétique de la turbulence (b).

3.1.3. Facteurs d'aplatissement et de symétrie

Nous allons ici nous intéresser aux moments d'ordre supérieur, qui sont représentés par le facteur d'aplatissement $F_{u,v}$ (aussi couramment appelé *flatness*) qui correspond au moment d'ordre 4, et le facteur de symétrie $S_{u,v}$ (aussi couramment appelé *skewness*) correspondant au moment d'ordre

3. La convergence de ces moments, étudiée en section 2.5.1, a permis de mettre en évidence que les mesures effectuées sont suffisantes pour valider cette discussion. Un premier constat est qu'un comportement quasi-gaussien ($S = 0$ et $F = 3$) est relevé pour S_u et F_u , respectivement représentés sur la Figure 26 (a) et la Figure 27 (a), à partir de $x/D_j \approx 8$, mais plus prononcé pour les jets avec un rapport S petit. Notons également ici que les profils sont vraiment très similaires à ceux observés par Djeridane (1994). Les valeurs légèrement positives de S_u concernant les jets d'hélium et négatives pour le jet d'air sont aussi vraies dans notre cas, avec une tendance un petit peu plus prononcée à atteindre la même valeur en fin de champ. Quant aux valeurs de F_u , celles-ci sont identiques aux 3 cas étudiés et quasi similaires à celles obtenues par Djeridane (1994) avec pour valeur environ 2,8 à partir de $x/D_j \approx 10$.

En champ proche, $0 \leq x/D_j \leq 10$, on constate des valeurs de S_u négatives atteignant -1 quel que soit le gaz étudié. La différence notée concerne la position axiale de la valeur extrême de ce pic descendant ainsi que sa largeur. En effet, si les décroissances apparaissent exactement toutes au même moment, c'est-à-dire à une valeur de $x/D_j = 2$, les pics sont atteints à $x/D_j = 3$ concernant l'hélium et $x/D_j = 5$ pour l'air. Aussi, le jet d'hélium rejoint beaucoup plus rapidement son état stationnaire que le jet d'air. En réalité, ces pics sont un très bon paramètre pour mesurer la longueur du cône potentiel et on s'aperçoit rapidement que cette longueur est fortement dépendante de la masse volumique du jet étudiée. Si l'on veut accentuer les remarques, on se rend bien compte que les comportements venant d'être cités sont exactement identiques concernant le facteur d'aplatissement F_u , où les minimas de S_u correspondent aux maximas de F_u . Les valeurs obtenues de S_u et F_u en sortie de buse semblent quant à elles être quasi identiques à celles de Djeridane (1994), avec ici peut-être une légère différence entre les jets d'hélium et d'air où les valeurs sont respectivement de -0,3 et -0,4 pour S_u et de 3,3 et 3,2 pour F_u .

Concernant les évolutions axiales de S_v et F_v , nous constatons que S_v oscille autour de 0 sur toute la longueur de l'axe, ce qui confirme le caractère symétrique de notre écoulement. Le facteur d'aplatissement F_v reproduit, par contre, exactement le même comportement que F_u à la différence près que les valeurs des pics sont de l'ordre de 3 fois plus faibles

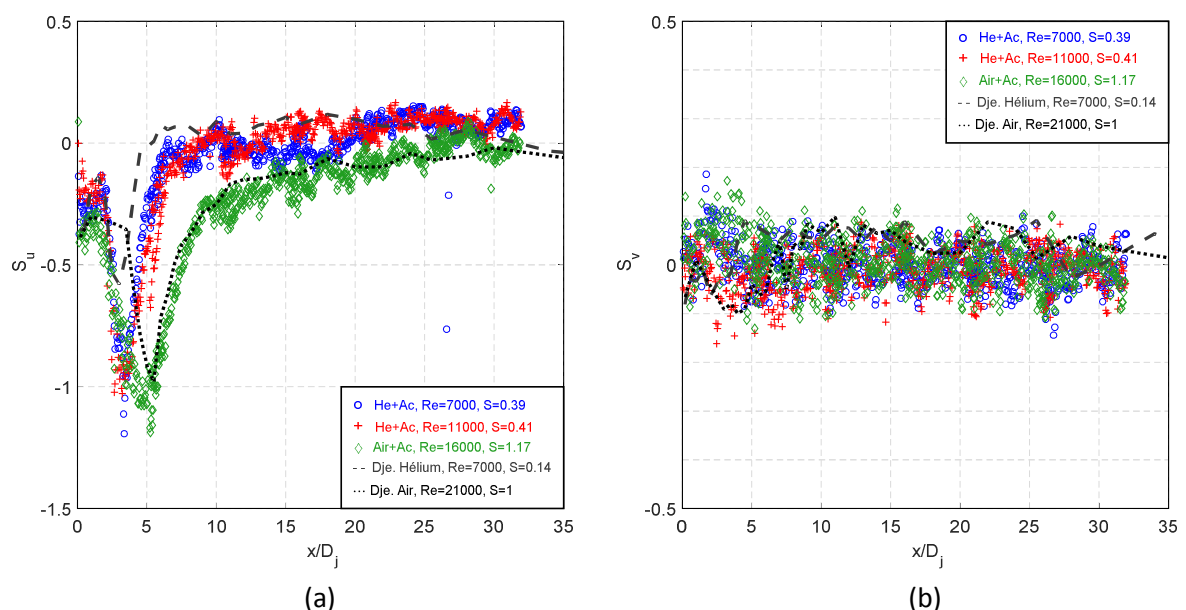


Figure 26 – Facteurs de dissymétrie de la composante longitudinale (a) et radiale (b) de la vitesse.

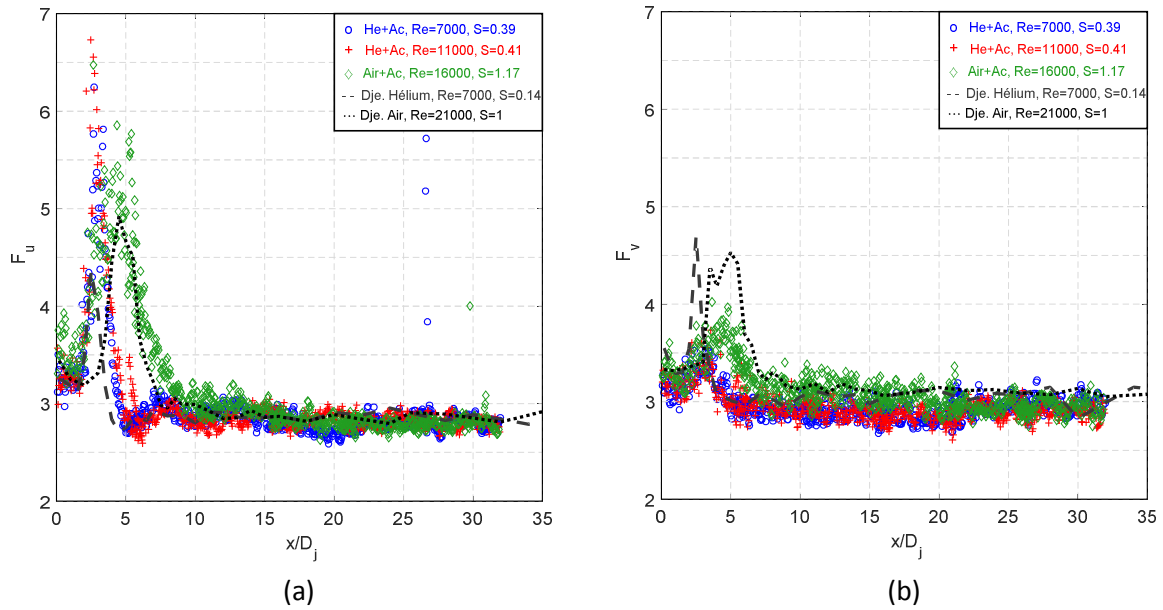


Figure 27 – Facteurs d’aplatissement de la composante longitudinale (a) et radiale (b) de la vitesse.

3.2. Concentration

La caractérisation axiale du champ de concentration de l’écoulement consistera à analyser les grandeurs classiques de similitudes telles que la décroissance axiale de la concentration ou encore les intensités de turbulence. Les mesures axiales du champ de concentration ont été réalisées, pour les 3 cas, entre $x/D_j = 0$ et 32, mais, suite aux problèmes de calibration laser rencontrés mentionnés à la section 2.3.2.3, la totalité de chaque champ n’a pu être étudiée et la procédure de post-traitement des images PLIF a été modifiée. L’intensificateur de lumière présent coupant les angles des images acquises, les zones exclues prises en compte pour chaque bloc concernant le calcul de la concentration massique sont donc représentées par les rectangles rouge sur la Figure 28. Concernant l’analyse en sortie de jet, qui correspond au premier champ acquis, celle-ci est effectuée entre 0 et 5 D_j . Par soucis de clarté et de continuité entre les différentes parties de ce manuscrit, le code couleur précédent a également été appliqué ici.

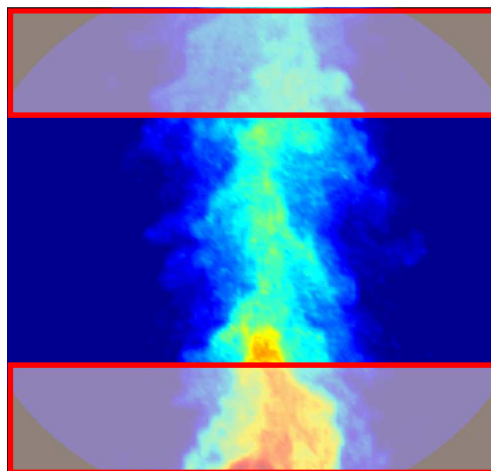
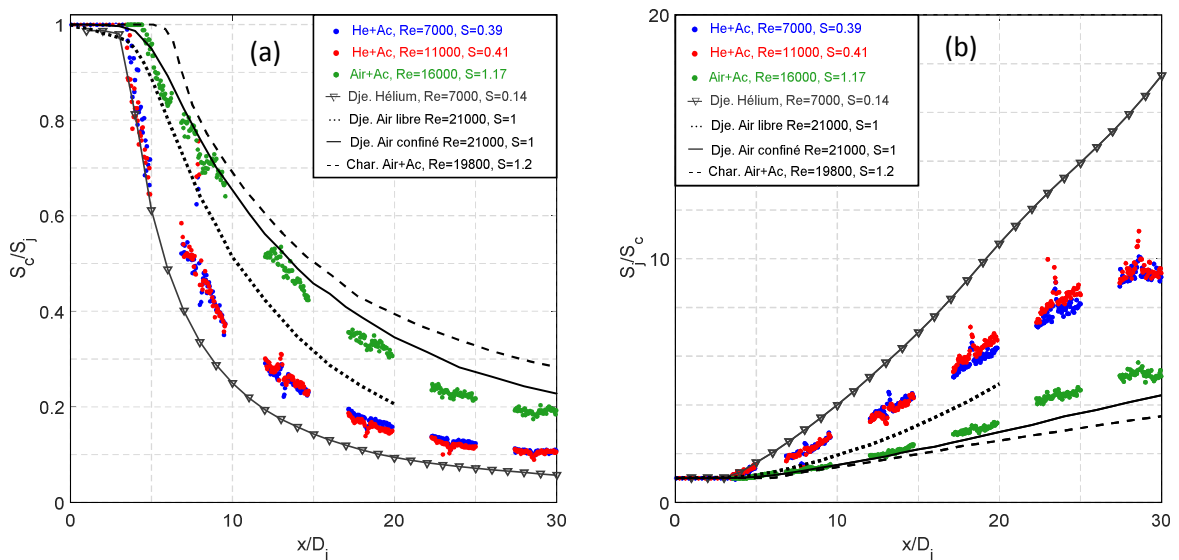


Figure 28 – Image instantanée PLIF avec zones exclues pour les analyses.

3.2.1. Décroissance axiale de la concentration massique moyenne

L'évolution axiale de la concentration moyenne est représentée de façon usuelle sur la Figure 29 (a) et la Figure 29 (b) respectivement en S_c/S_j et S_j/S_c en fonction de la position axiale x/D_j . La variable S introduite ici correspond soit à la variable concentration C , soit à la variable température θ . En effet, les données issues de la littérature ne sont pas toutes homogènes et mettent également en avant le rôle du scalaire passif, qui est ici la température. Donc, par soucis de représentation et ce sur toute la suite du document, lorsque la variable S est introduite sur les graphiques, celle-ci fait référence au scalaire. Comme cela a été montré précédemment sur l'évolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne, on constate que plus le rapport des masses volumiques ρ_j/ρ_a est petit, plus la décroissance axiale de la concentration moyenne est rapide. La comparaison des résultats obtenus avec ceux de Djeridane (1994) semble être en parfait accord. Par contre, comme pour l'évolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne, la comparaison de notre cas dans l'air avec celui de Charonko (2017), où rappelons-le, les conditions expérimentales sont vraiment très similaires, est moins évidente puisqu'on observe une décroissance axiale de leur jet beaucoup plus lente. La Figure 29 (c) et la Figure 29 (d) montrent respectivement les résultats obtenus de la décroissance axiale de la concentration moyenne C_j/C_c mais adimensionnée par x/D_{eq} et $(x - x_c)/D_{eq}$. La notion de diamètre équivalent est là encore utilisée afin de permettre une comparaison des différents cas d'étude. Bien que Lucas (1998) ait remis en cause l'utilisation inappropriée de la variable D_{eq} dans le cas de la concentration massique moyenne, comme l'avait fait Djeridane (1994) auparavant en utilisant plutôt des lois empiriques initialement proposées par Pitts (1986), nous constatons ici, tout comme pour la vitesse, que cette notion est tout à fait cohérente et applicable aux vues des bonnes superpositions des 3 cas.



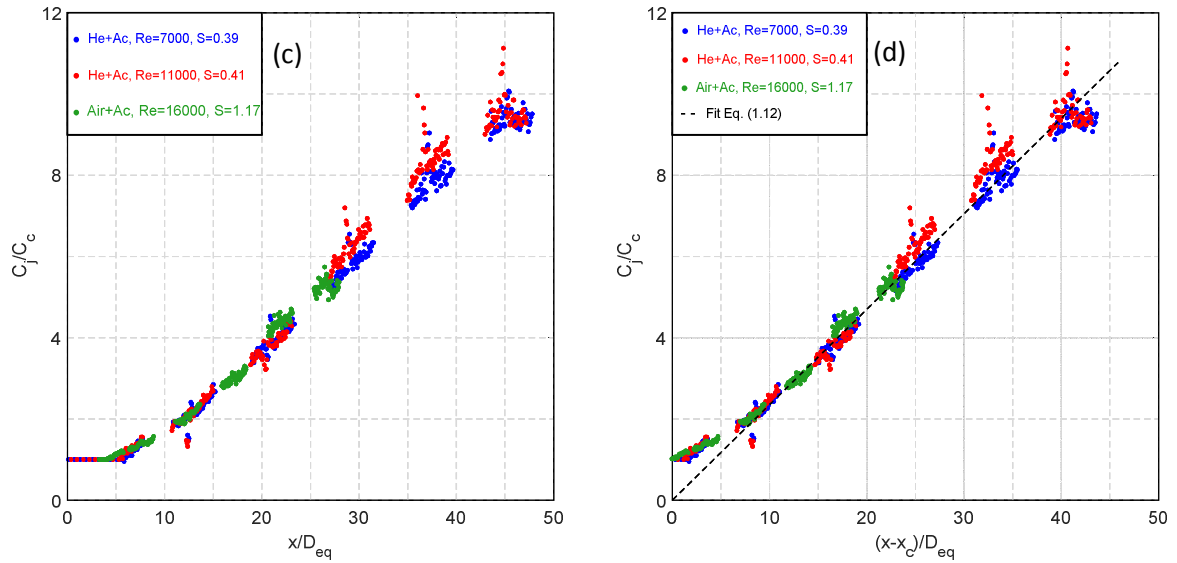


Figure 29 - Décroissance axiale de la concentration massique moyenne et d'écart de température (a) S_c/S_j et (b) S_j/S_c fonction de x/D_j , (c) C_j/C_c fonction de x/D_{eq} et (d) C_j/C_c fonction de $(x-x_c)/D_{eq}$.

Un autre point important est de confirmer, une fois de plus, que les lois de décroissance axiale ne sont vraiment applicables qu'à partir de $x/D_j = 15$ environ et que les taux de décroissance obtenus, reportés dans le Tableau 4, sont proches de ceux relevés dans la littérature comme le montre la Figure 30. Si l'on regarde effectivement les cas dans l'air, on constate que la plupart des résultats sur les taux de décroissance sont compris entre 0,200 et 0,250. La valeur commune obtenue est ici de 0,235 et se situe donc dans la bonne tranche.

Comme cela a été explicité pour l'évolution axiale de la vitesse longitudinale moyenne, on constate que le rapport ρ_j/ρ_a est le facteur prépondérant quant au développement axial de la concentration moyenne. Notons également que la procédure de post-traitement appliquée, bien que les résultats obtenus soient fortement bruités avec une mesure sur l'erreur calculée qui est assez grande et peut atteindre 20%, est malgré tout efficace sur l'axe puisque la continuité des données entre chaque champ est respectée.

$S (\rho_j/\rho_a)$	Re	K_c	B_c	x_c/D_{eq}
0,39	7000	0,235	4,25	4,15
0,41	11000	0,235	4,25	4,15
1,17	16400	0,235	4,25	4,15

Tableau 4 - Conditions nominales des différents essais.

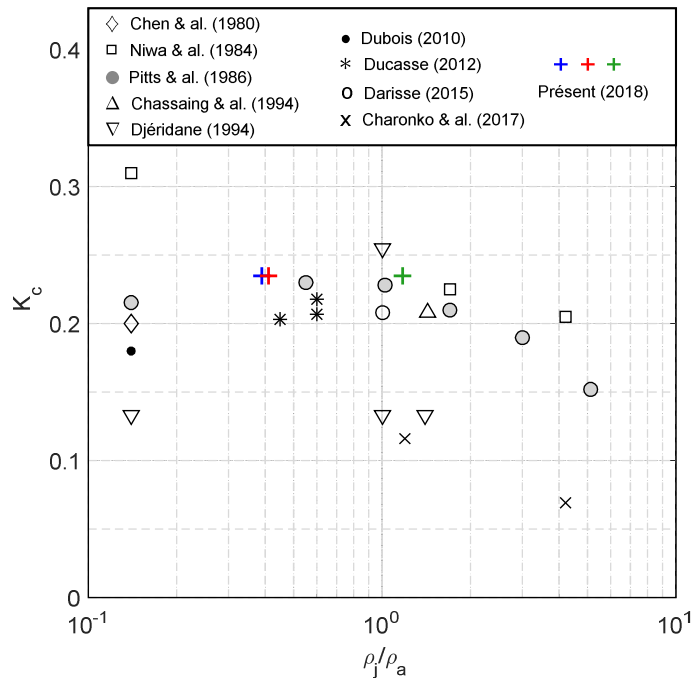


Figure 30 - Comparaison des taux de décroissance axiale de la concentration massique moyenne avec ceux de la littérature.

3.2.2. Masse volumique moyenne

Les évolutions axiales de la masse volumique moyenne, ρ_c/ρ_a , concernant chacun de nos cas, sont représentées sur la Figure 31 et comparées avec celles obtenues par Djéridane (1994) pour ses cas dans l'hélium et le CO₂. En effet, les mesures du champ de concentration molaire, recalculées en champ de concentration massique, nous ont permis de déterminer par la suite le champ de masse volumique par le biais de l'équation (2.6). On constate également ici une augmentation de la densité le long de l'axe pour les cas dans l'hélium (mélange hélium-acétone) et au contraire une diminution pour les cas dans l'air (mélange air-acétone) et le CO₂. Toutes ces grandeurs tendent vers 1 en ordonnées, ce qui est une autre façon de montrer que plus le jet évolue, plus le mélange avec l'air l'entourant est présent. Concernant l'acquisition du dernier champ lointain, on constate qu'une asymptote est déjà pratiquement atteinte, ce qui n'est pas normal étant donné le fait que la distance axiale n'est que de $30D_j$. Ceci met en avant le fait que l'intensité lumineuse produite par le laser utilisé était trop faible pour pouvoir mettre correctement en évidence le phénomène de fluorescence de l'acétone et, de ce fait, les mesures en champs lointains sont plus impactées.

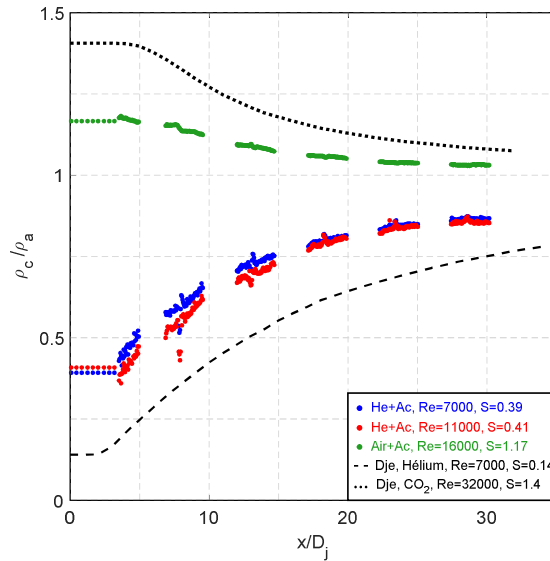


Figure 31 – Evolution axiale de la masse volumique moyenne.

L'analyse de la masse volumique reste, pour le cas de l'analyse des mélanges dans les écoulements à masse volumique variable, importante du fait de sa contribution à caractériser l'écoulement, mais également pour établir les bilans d'énergies dans les équations de conservation.

3.2.3. Ecart-type et intensité de turbulence

La Figure 32 (a) et la Figure 32 (b) représentent respectivement l'évolution axiale de l'écart-type des fluctuations du scalaire et de l'intensité de turbulence du scalaire. Nous constatons que les résultats obtenus sont, dans un premier temps, similaires aux évolutions axiales en vitesse en ce qui concerne leur comportement. En effet, l'écart-type des fluctuations du scalaire croît très rapidement en sortie de tube pour atteindre un pic à environ 20% pour les cas dans l'hélium contre 12% dans l'air, pour ensuite décroître également rapidement. La décroissance dans l'air est beaucoup moins marquée que dans l'hélium. En effet, nous constatons que la valeur atteinte de 5% à $x/D_j = 30$ dans l'air est 2 fois plus importante que celle obtenue dans l'hélium. Ce comportement a également été observé et mis en avant par Lucas (1998) dans le cas d'un jet d'hélium et dans celui d'air faiblement chauffé. Nous constatons également que les valeurs relevées en sortie de tube concernant les cas dans l'hélium de 0,06% sont plus élevées que celle obtenue par Lucas (1998) qui est de 0,02%. Plusieurs hypothèses peuvent alors être apportées : une complexité de la mise en œuvre du procédé de traitement des images PLIF dans notre cas et qui, de ce fait, engendre une erreur potentiellement significative, sachant que la variation de l'intensité du flash laser n'est pas corrigée ; un mélange non homogène entre le réseau de gaz et d'apport en acétone ; un potentiel effet des conditions initiales de notre jet de tube, qui, pour ce dernier, devra être approfondi pour le vérifier. Mais si l'on regarde les tendances des courbes obtenues avec celles de la littérature sur l'évolution axiale globale, ceci est tout à fait cohérent et confirme les mesures.

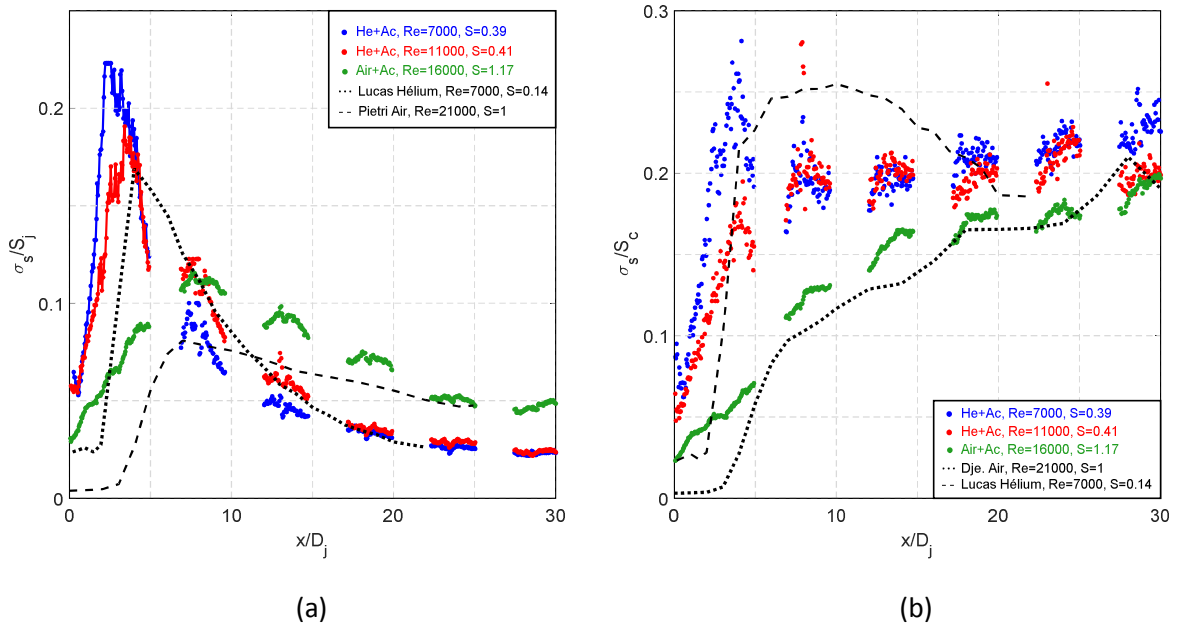


Figure 32 – Evolution axiale de l'écart-type des fluctuations du scalaire (a) et de l'intensité de turbulence du scalaire (b).

Concernant l'évolution axiale de l'intensité de turbulence du scalaire, le comportement est donc là encore similaire à l'évolution axiale en vitesse. Plus le gaz est léger, plus il atteint rapidement une asymptote qui, dans notre cas, est proche des 20% dans les trois cas. Cette valeur est cohérente avec celles obtenues par exemple par Ducasse (2010) qui est de 20% dans l'hélium, ou encore celles de Djeridane (1994) et Darisse (2015) qui sont de 20% dans l'air.

3.3. Couplage vitesse - concentration

L'analyse axiale séparée de la vitesse et de la concentration a permis de mettre en avant l'effet du rapport des masses volumiques sur l'évolution du jet. Les mesures ayant été réalisées de façon simultanée, nous pouvons également regarder, en couplant nos mesures, l'évolution axiale de certains paramètres tels que les coefficients de corrélation ou les flux croisés.

3.3.1. Coefficient de corrélation

La Figure 33 (a) représente l'évolution axiale du coefficient de corrélation R_{us} entre la vitesse axiale et le scalaire. La température représente le cas de Pietri (1997) et la concentration massique les autres. Pour rappel, le coefficient de corrélation est déterminé comme étant le rapport de la covariance des variables étudiées (vitesse axiale et scalaire ici) par le produit des écarts-types de ces mêmes variables, soit ici : $\text{cov}(u, s)/(\sigma_u \sigma_s)$.

Trois constats principaux sont à mettre en avant. Le premier, concernant les mesures de la présente thèse, montre que quel que soit le rapport des masses volumiques, la valeur de 0,48 est atteinte, en moyenne, à partir d'environ $x/D_j = 20$ et ce malgré une légère croissance plus rapide pour les gaz les plus légers. Le deuxième, en comparaison avec les résultats illustrés provenant de la

littérature de Pietri (1997) et Lucas (1998), montre que les résultats obtenus, à partir de $x/D_j = 20$, sont plus proches de celui de Pietri (1997) qui atteint environ 0,50 contre 0,35 pour Lucas (1998). Un troisième et dernier point est que la croissance est plus tardive et moins rapide pour nos mesures que pour celles des précédents auteurs cités. En effet, on constate que l'asymptote est atteinte à partir de $x/D_j = 5$ pour leur cas d'étude.

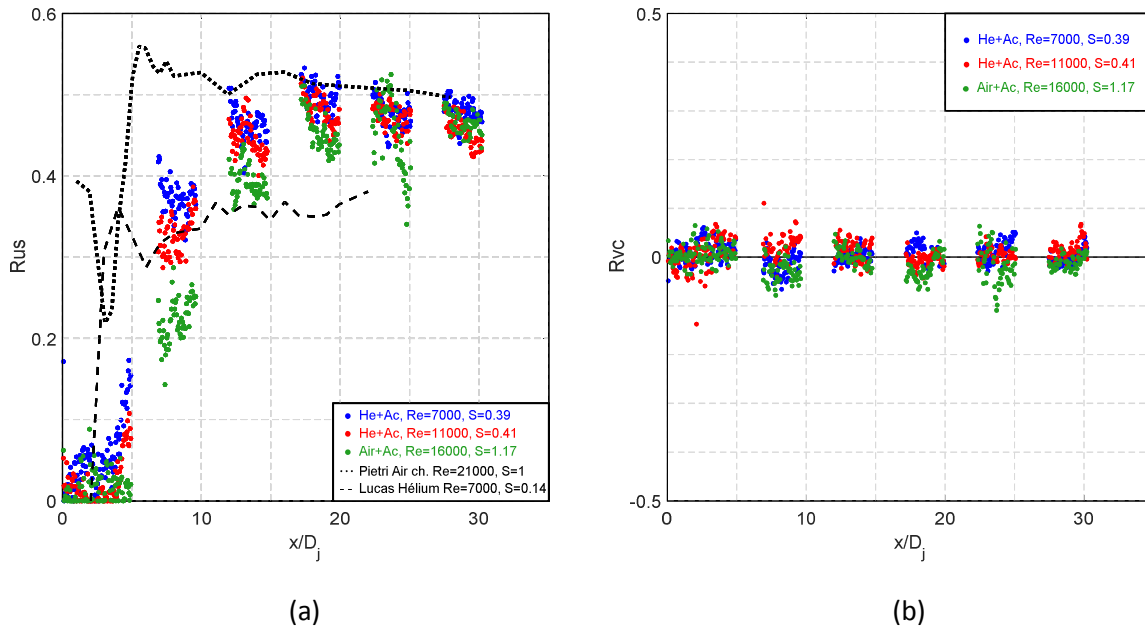


Figure 33 – Evolution axiale du coefficient de corrélation entre la vitesse longitudinale et le scalaire (a) et entre la vitesse radiale et la concentration massique (b).

La Figure 33 (b) met en évidence le coefficient de corrélation entre la vitesse radiale et la concentration massique pour nos trois cas d'étude. Comme attendu, quel que soit l'essai, le coefficient R_{vc} est nul sur l'axe quelle que soit la position axiale puisque tous les moments d'ordre impair de V sont nuls par raison de symétrie comme vu sur la Figure 19.

3.3.2. Flux croisés

L'évolution axiale du flux longitudinal de scalaire est représentée sur la Figure 34 (a) avec une comparaison faite avec des mesures effectuées dans de l'hélium pur et de l'air chauffé. Nous pouvons constater que, malgré une certaine dispersion de nos points de mesure, une tendance apparaît mais diffère entre les cas dans l'hélium et celui de l'air, comme a pu également le constater Lucas (1998). L'évolution du flux longitudinal de scalaire met en évidence la différence de valeur entre le maximum atteint pour l'hélium et l'air. En effet, nous pouvons remarquer que dans les cas d'hélium, le maximum de $\overline{u's'}/(U_j S_j)$ est proche de 0,5% alors qu'il n'est que d'environ 0,35% pour l'air. A noter que la procédure de post-traitement implique un manque d'information sur certaines parties de l'axe, notamment où les pics semblent être présents. Plus le gaz est léger, plus celle-ci est courte, ce qui met en avant un phénomène de mélange plus rapide pour les gaz les plus légers. La décroissance dans l'air est moins forte que celle dans les gaz plus légers. Ces comportements sont fortement comparables

aux comportements des écarts-types de la concentration et de la vitesse longitudinale vus précédemment.

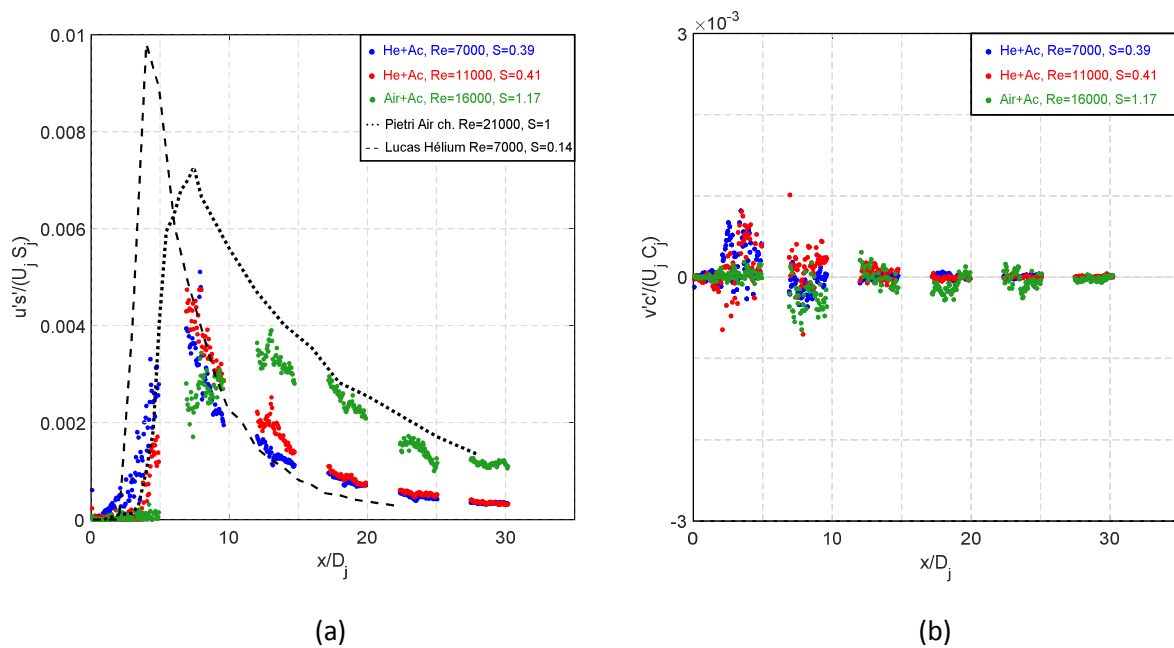


Figure 34 – Evolution axiale du flux longitudinal de scalaire (a) et du flux radial de concentration.

Un point qui, au premier abord semble différent, est la diversité des maximums entre les mesures de la présente thèse et ceux de Pietri (1997) et Lucas (1998). En effet, ceux-ci sont largement supérieurs avec des valeurs de 1% dans l'hélium et 0,7% dans l'air. Si l'on regarde la normalisation utilisée, on s'aperçoit que celle-ci utilise la vitesse moyenne en sortie du tube U_j , ce qui fait donc très largement varier les valeurs associées puisque ces vitesses sont plus élevées sur nos trois cas de mesure. Si l'on fait un rapport entre les maximums de chaque gaz, soit 1% et 0,7% puis 0,5% et 0,35%, on remarque que dans les deux cas, une diminution de 30% de cette valeur est présente ce qui met bien en évidence un comportement (en relatif) similaire.

La Figure 34 (b) met en évidence l'évolution axiale du flux radial de concentration. Celle-ci est, bien évidemment, nulle sur l'axe par raison de symétrie, malgré une légère dispersion remarquée entre $5 < x/D_j < 10$.

3.4. Simulations numériques

Afin de préciser certains aspects qui ne pouvaient pas l'être expérimentalement, notamment compte-tenu des nombreuses difficultés techniques que nous avons rencontrées, nous avons choisi d'effectuer une analyse en se basant sur des simulations numériques mettant en oeuvre l'approche de simulation des grandes échelles (LES en anglais). Ces simulations ont été effectuées par Felis (2017), en adaptant le code de calcul qu'il a développé sous OpenFoam pendant la préparation de sa thèse.

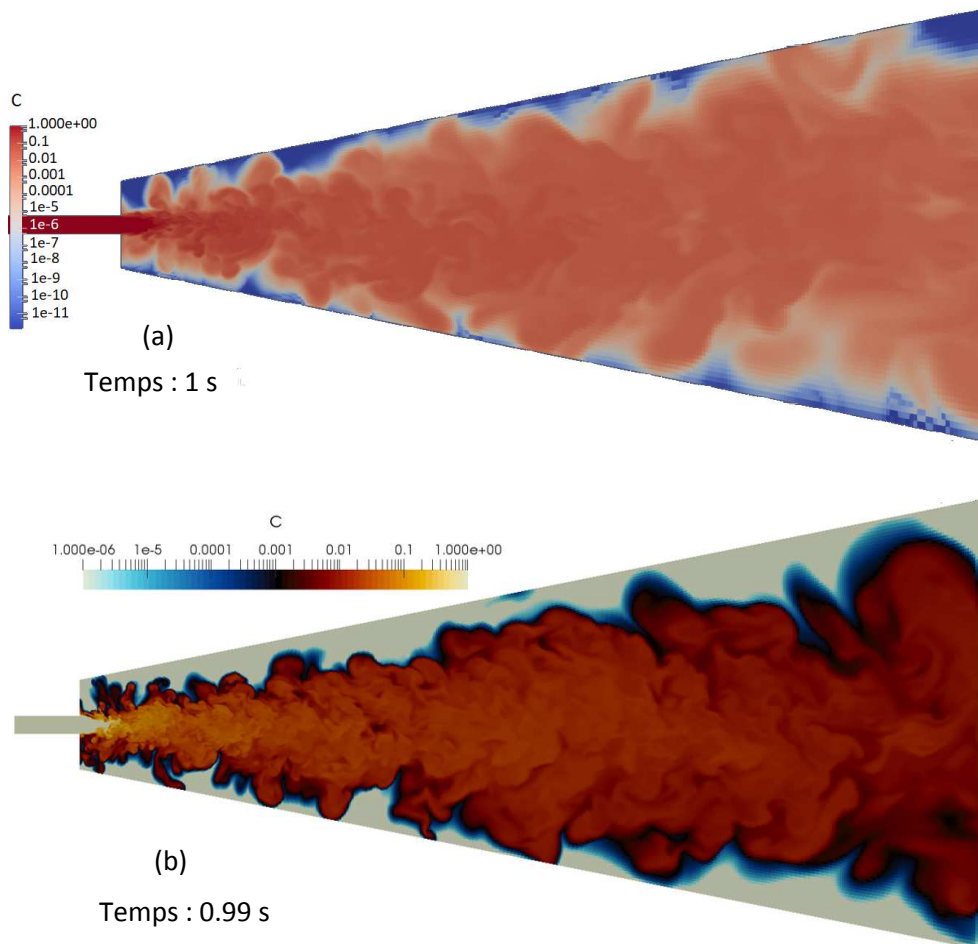


Figure 35 - Développement du jet en concentration avec (a) le maillage intermédiaire à 1 seconde et (b) le maillage fin à 0,99 seconde.

Les simulations des grandes échelles sont un compromis entre les simulations numériques directes (DNS) et la modélisation de la turbulence utilisant des équations moyennées en un point. En DNS, toutes les échelles de la turbulence sont résolues exactement alors qu'en modélisation de la turbulence, toutes les échelles sont modélisées. La solution intermédiaire est de résoudre exactement certaines échelles et de modéliser les autres, ce qui permet de trouver un compromis entre le fait que les DNS ne peuvent atteindre à ce jour des nombres de Reynolds suffisamment élevés alors que la modélisation de la turbulence ne permet pas, notamment, d'avoir accès aux signaux instantanés et donc, par exemple, aux densités de probabilité. Il se trouve que dans un écoulement turbulent les échelles les plus énergétiques (et qui sont les plus importantes dans le transport de quantité de mouvement et dans le mélange) sont les plus grandes échelles. D'où l'idée de résoudre exactement

les grandes échelles et de modéliser les petites échelles. Comment définir alors l'échelle qui sépare les grandes échelles des petites ? Il existe une échelle « naturelle » qui est la taille d'une maille, Δ , de la grille de calcul (qui agit comme un filtre). Dans l'approche LES, les petites échelles sont donc les échelles plus petites que la taille d'une maille et elles sont qualifiées d'échelles sous-maille (subgrid scale, SGS). Ce sont ces échelles qui sont modélisées dans une simulation des grandes échelles. Il est clair que, plus l'échelle de la maille tend vers zéro ($\Delta \rightarrow 0$), plus la LES tend vers une DNS (très bien résolue).

Afin d'appliquer la méthode LES, il faut utiliser un filtre linéaire (Pope (2000), par exemple) caractérisé par son échelle de coupure Δ . Son action sur une grandeur quelconque, f , s'écrit comme un produit de convolution et il en résulte, de façon générale, une grandeur filtrée \hat{f} donnée par (Ω est le domaine fluide) :

$$\hat{f}(x, t) = \int_{\Omega} G(x - x'; \Delta) f(x', t) dx' = (G * f)(x, t) \quad (3.1)$$

où G est la fonction qui définit le filtre. La propriété essentielle du filtre est $\widehat{f + g} = \hat{f} + \hat{g}$, mais, en général, $\widehat{fg} \neq \hat{f}\hat{g}$, $\hat{\hat{f}} \neq \hat{f}$ et $\hat{f}' \neq 0$ (avec $f = \hat{f} + f'$). On doit ensuite déterminer les équations de la LES, en appliquant le filtre aux équations de Navier-Stokes. Néanmoins, il faut ici mettre en œuvre un opérateur de filtre qui est pondéré par la masse, comme pour la moyenne de Favre, et on obtient alors (voir Jaberi (1999)) :

$$\frac{\partial \hat{p}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{p}\hat{u}_i}{\partial x_i} \equiv \frac{\partial \hat{p}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{p}\hat{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial \hat{p}\hat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \hat{p}\hat{u}_i\hat{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \hat{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (3.3)$$

avec $\hat{u}_i = \frac{\rho \hat{u}_i}{\hat{\rho}}$. Le terme $\tau_{ij} = \hat{p}(\hat{u}_i\hat{u}_j - \hat{u}_i\hat{u}_j)$ est le tenseur de contraintes des échelles sous maille qu'il faut ensuite modéliser pour fermer les équations (de façon analogue à ce qui est fait lors de la modélisation de la turbulence, pour le tenseur de Reynolds). Lorsque l'on décompose τ_{ij} pour faire apparaître les valeurs moyennes filtrées et les fluctuations du champ de vitesse, $u_i = \hat{u}_i + u_i''$, on fait apparaître le tenseur de Léonard défini par $L_{ij} = \hat{u}_i\hat{u}_j - \widehat{\hat{u}_i\hat{u}_j}$, qui est un effet du filtrage et peut être calculé explicitement. Ainsi, lorsque G a une forme gaussienne, comme c'est souvent le cas, et que l'on se limite à une situation sans variation de masse volumique (de sorte que $L_{ij} = \hat{u}_i\hat{u}_j - \widehat{\hat{u}_i\hat{u}_j}$),

$$G(x - x') = \left(\frac{\sqrt{6/\pi}}{\Delta} \right)^3 \exp[-6(x - x')^2 / \Delta^2], \quad (3.4)$$

alors, on obtient

$$L_{ij} = \frac{\Delta^2}{24} \frac{\partial^2 \hat{u}_i\hat{u}_j}{\partial x_i \partial x_i}. \quad (3.5)$$

Il reste alors à modéliser les contributions des tensions de frottement sous-maille, $R_{ij} = \widehat{u_i''u_j''} + u_i''\hat{u}_j + \hat{u}_i u_j''$, qui représentent la contribution des fluctuations liées aux tourbillons (ou aux échelles) dont la taille est plus petite que la taille de la maille Δ .

Pour cela, il n'existe malheureusement pas de modèle universel, même dans les situations sans variation de masse volumique, et plusieurs modèles ont été étudiés, dont le modèle le plus simple, celui de Smagorinsky, qui correspond à un modèle de longueur de mélange où celle-ci est proportionnelle à Δ et à une vitesse caractéristique u_Δ définie par $u_\Delta = \Delta|\hat{S}|$, avec $|\hat{S}| = \sqrt{2\widehat{S}_{ij}\widehat{S}_{ij}}$, où \widehat{S}_{ij} est le cisaillement associé au champ de vitesse filtré. La viscosité turbulente est alors définie par :

$$\nu_t = C_S \Delta^2 |\hat{S}|, \quad (3.6)$$

où la constante C_S est en général prise égale à 0,18, de sorte que

$$\left(-R_{ij} + \frac{1}{3}R_{kk}\delta_{ij}\right) = \nu_t \widehat{S}_{ij} = C_S \Delta^2 |\hat{S}| \widehat{S}_{ij}. \quad (3.7)$$

Néanmoins, le modèle de sous-maille qui a été utilisé ici fait intervenir une autre approche, qui est basée sur la résolution d'une équation de transport pour l'énergie cinétique de la turbulence sous-maille (en moyenne de Favre), $k_r = \frac{1}{2}\widehat{u'_i u'_i}$, selon la méthode proposée par Deardorff (1980). Cette modélisation sous-maille est réputée donner de bons résultats pour les écoulements réactifs ou pour ceux impliquant le mélange d'espèces. La viscosité turbulente se calcule alors par la relation :

$$\nu_t = C_\nu \Delta k_r^{1/2} \text{ avec } C_\nu = 0,1. \quad (3.8)$$

A ces équations pour le champ dynamique, il faut ajouter dans le cas qui nous concerne une équation pour la fraction massique d'hélium C, de façon à pouvoir calculer la masse volumique à partir de l'équation (2.6) de la section 2.3.2.3. Pour la fraction massique filtrée pondérée par la masse \hat{C} , on obtient alors :

$$\frac{\partial \hat{\rho} \hat{C}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{\rho} \widehat{u_j C}}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left((D \frac{\partial \hat{C}}{\partial x_j}) + \hat{\rho} (\widehat{u_j C} - \widehat{u_j} \hat{C}) \right), \quad (3.9)$$

où le membre de droite fait intervenir les flux turbulents associés à C qui sont équivalents à τ_{ij} . De même que la viscosité dynamique μ est supposée constante, le coefficient de diffusion moléculaire D est supposé constant lui aussi. Les flux turbulents sont modélisés par une approche en gradient faisant intervenir la diffusivité turbulente D_t qui est calculée à partir du nombre de Schmidt de la turbulence que l'on a supposé constant et égal à 0,9.

Les simulations ont été effectuées au centre de calcul du CINES à Montpellier, en utilisant 3 différents maillages (contenant respectivement 272 682 éléments pour le maillage d'approche, 2 620 252 éléments pour le maillage intermédiaire et 17 262 980 éléments pour le maillage fin), où deux exemples de développement du jet en concentration avec les maillages intermédiaire et fin sont présentés sur la Figure 35. Après différents essais, c'est le maillage intermédiaire qui a été retenu, car il permettait d'obtenir une suffisamment bonne résolution spatiale tout en gardant des temps de calculs raisonnables (durée effective simulée de 6s, dont un peu plus de 4s en régime établi stationnaire, en utilisant 192 processeurs en parallèle, pour une durée de calcul d'environ 15 jours, avec un pas de temps d'environ 10^{-6} sec correspondant à un CFL maximum d'environ 0,8). Le cas simulé, présenté sur la Figure 36, correspond aux données expérimentales de Djeridane (1994), obtenues pour un jet de tube turbulent pleinement développé d'hélium pur, avec un diamètre de buse

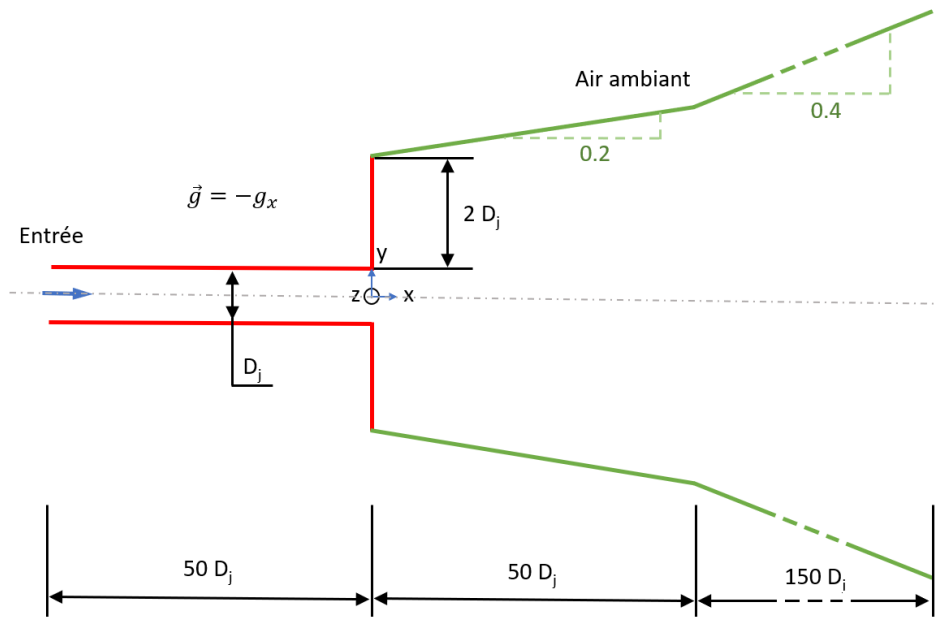


Figure 36 – Schéma de principe de la caractérisation du jet pour le calcul numérique.

D_j égal à 26mm, une intensité de turbulence en entrée de 4% et un nombre de Reynolds égal à 7000. Une attention particulière a été nécessaire pour permettre d'obtenir cette valeur de 4% tout en ayant un profil de vitesse moyenne suivant une loi en puissance 1/7 sur les parois du tube initial et une vitesse débitante de $34\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Pour cela, un pré-calcul a été nécessaire dans un domaine (tube de longueur égale à $50 D_j$) dont les données en sortie ont ensuite servi de conditions aux limites pour le calcul du jet. Le domaine de calcul du jet s'étend jusqu'à $50 D_j$ en axial avec un maillage fin et jusqu'à $200 D_j$ avec un maillage moins détaillé puis entre $-20 D_j$ et $+20 D_j$ en radial. Les deux planches ci-dessous présentées sur la Figure 37 illustrent les différents maillages utilisés.

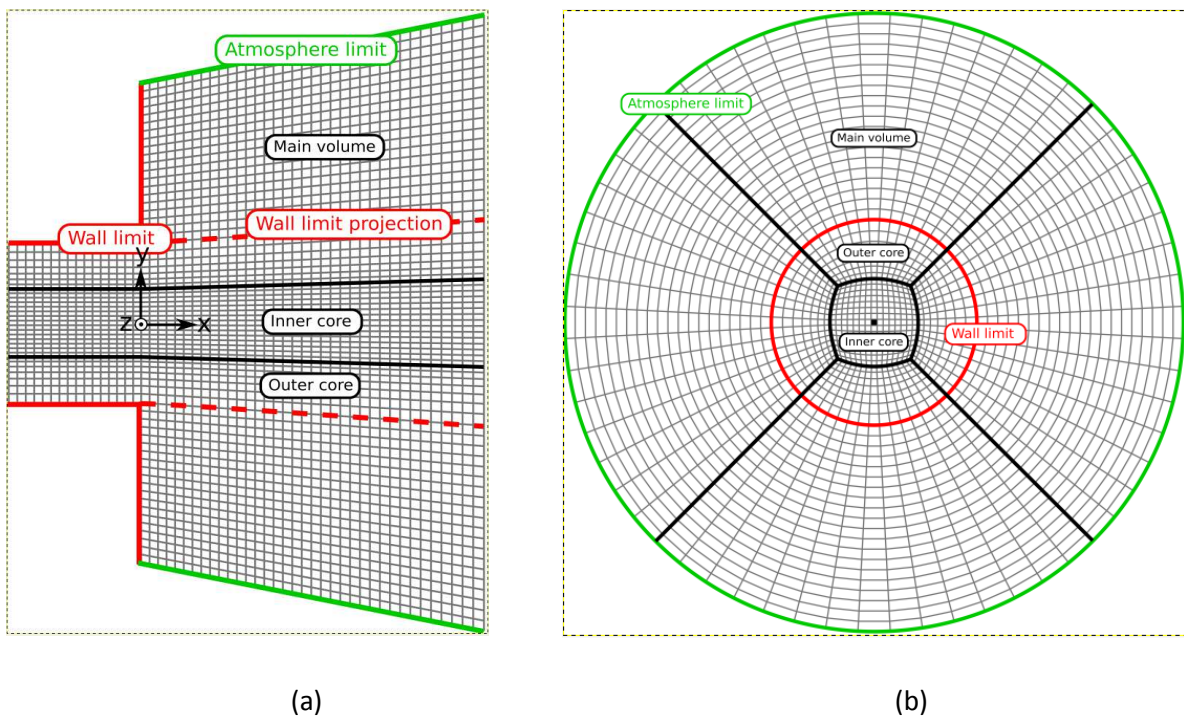


Figure 37 – Maillage utilisé pour les simulations LES (a) coupe (x,y) et (b) coupe (y,z).

Afin d'illustrer quelques résultats obtenus par la méthode LES, une approche comparative entre les cas de Djeridane (1994), la présente thèse et la simulation LES a été conduite. Le calcul étant très coûteux en temps et en processeurs, il a été fait le choix de positionner neuf sondes sur l'axe de l'écoulement pour obtenir des informations axiales allant de $x/D_j = 0$ à 40 par pas de $5 D_j$. La Figure 38 représente la décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne. On constate un bon accord entre les données expérimentales et les résultats de la simulation LES bien que, sur la Figure 38 (b), on observe un léger changement de pente à partir de $x/D_j = 20$.

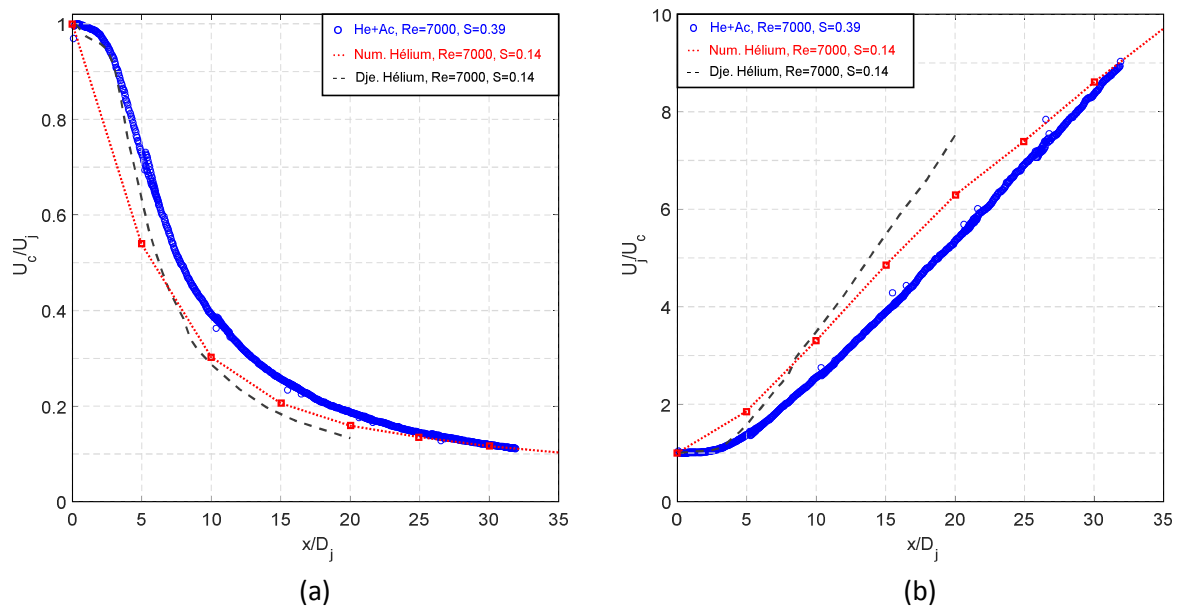


Figure 38 - Décroissance axiale de la vitesse longitudinale moyenne, (a) U_c/U_j et (b) U_j/U_c en fonction de x/D_j .

La Figure 39 représente la décroissance axiale de la concentration massique moyenne. Là encore, un bon accord est observé entre toutes les données, bien que les résultats issus de la simulation soient situés entre les deux données expérimentales. Il semblerait que la décroissance en sortie de tube soit légèrement trop rapide, mais on observe que celle-ci suit un comportement tout à fait correct par la suite. Le taux Kc de la pente est identique à celui relevé sur la présente thèse.

L'apport de données complémentaires du couplage entre vitesse et concentration étant un des objectifs principaux, l'évolution axiale du coefficient de corrélation entre la vitesse longitudinale et la concentration est représentée sur la Figure 40. On observe que, malgré le grand nombre de points utilisé pour la simulation LES, il est difficilement stable puisque ses extrema sont de 0,62 et 0,40. Cependant, on peut penser qu'il tend vers une valeur proche de celle relevée dans notre cas (qui est de 0,48) puisqu'on a 0,44 à $x/D_j = 35$. L'annexe B présente des comparaisons complémentaires concernant notamment les évolutions axiales des intensités de turbulence et des écarts-types des fluctuations des vitesses longitudinale et radiale et de la concentration.

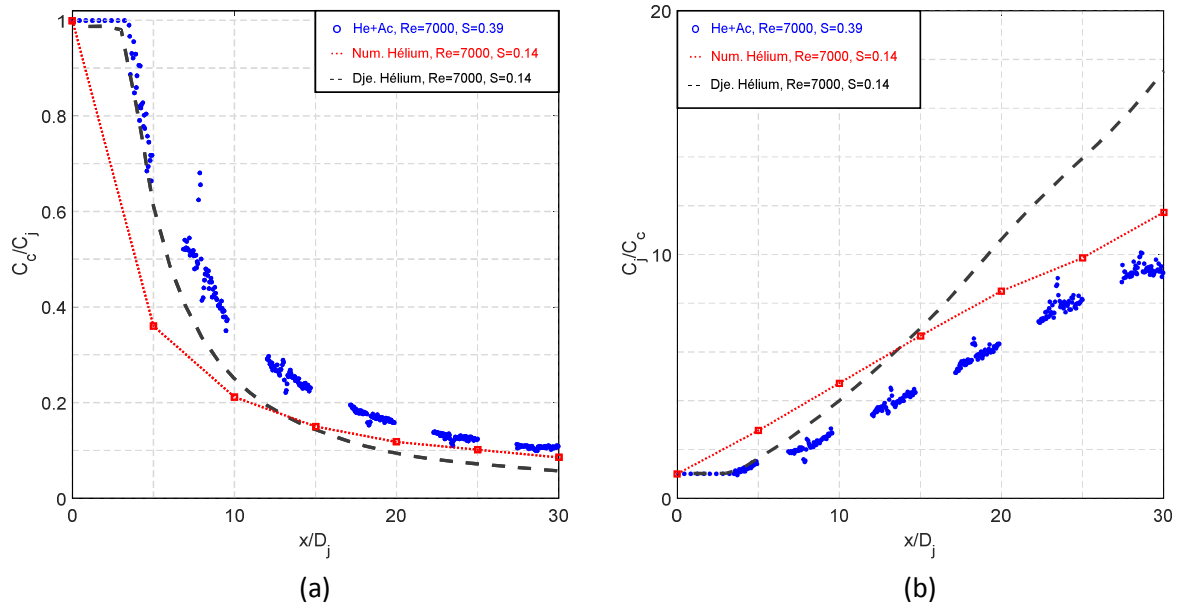


Figure 39 - Décroissance axiale de la concentration massique moyenne (a) C_c/C_j et (b) C_j/C_c fonction de x/D_j .

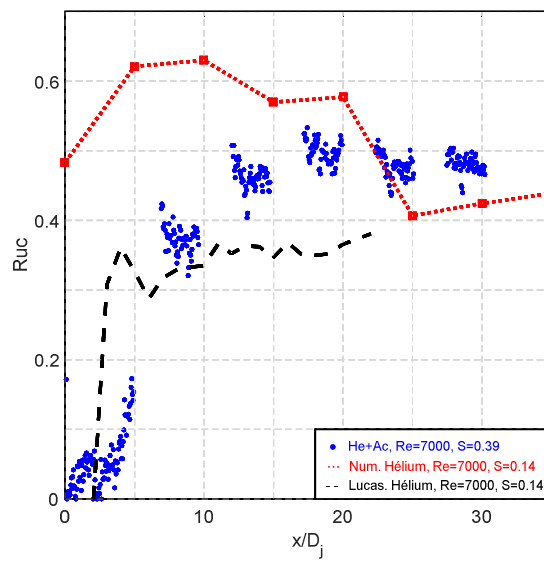


Figure 40 - Evolution axiale du coefficient de corrélation entre la vitesse longitudinale et la concentration.

3.5. Epanouissement

L'étude de l'épanouissement d'un jet permet de déterminer une grandeur caractéristique qu'est la demi-largeur, L_u pour la vitesse et L_c pour la concentration. Cette variable est essentielle, notamment, pour caractériser les évolutions radiales qui seront étudiées par la suite. L'évolution axiale de la demi-largeur du profil de la vitesse longitudinale moyenne est représentée sur la Figure 41 (a). Nous constatons que les comportements sont linéaires et ce à partir de $x/D_j \approx 15$, bien que la linéarité semble être atteinte plus tôt lorsque le gaz est plus léger. Les valeurs des taux d'épanouissement de chacun des cas ainsi que les valeurs des origines virtuelles associées sont reportées dans le Tableau 5. Les taux d'épanouissement K'_u des deux cas du mélange hélium-acétone et de celui du mélange air-acétone sont respectivement de 0,0871, 0,0885 et 0,0818. Ces valeurs sont légèrement inférieures à celles obtenues par exemple par Panchapakesan et Lumley (1993) qui étaient de 0,110 et 0,096 respectivement pour l'hélium et l'air, Djeridane (1994) qui étaient de 0,109 et 0,092 respectivement pour l'hélium et l'air dans une configuration de jet libre ou encore plus récemment par Darisse (2015) qui est de 0,091 dans l'air. Cependant, nous remarquons, comme chez ces auteurs, que plus le gaz est léger, plus l'épanouissement est rapide. Néanmoins, la prise en compte de cet effet ne nécessite pas d'avoir recours au diamètre équivalent D_{eq} comme pour la décroissance des grandeurs moyennes sur l'axe.

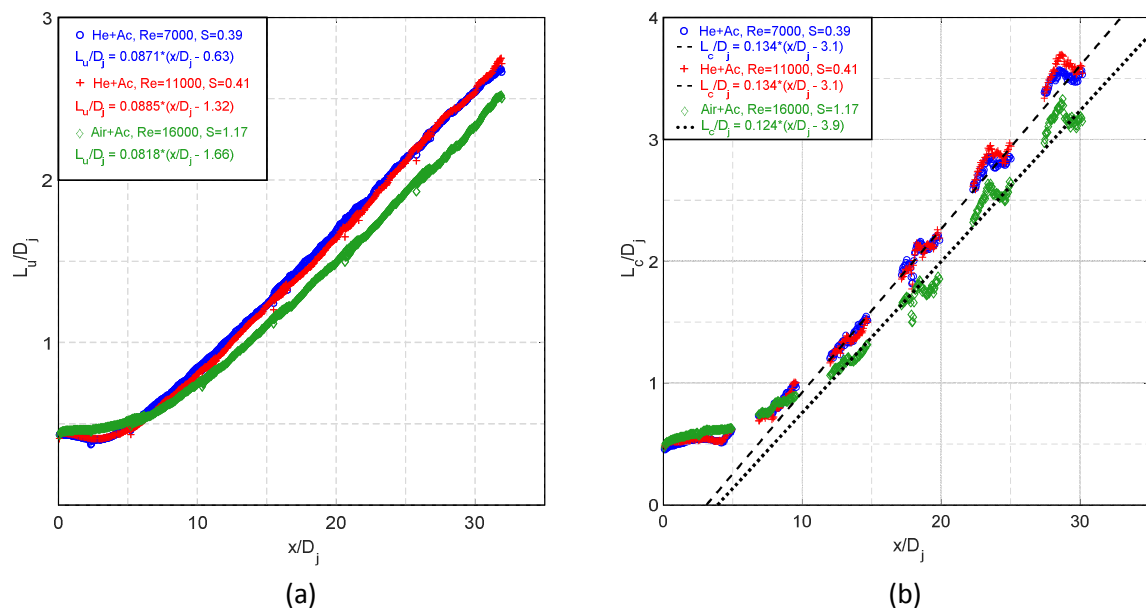


Figure 41 – Epanouissement des jets : demi-largeur du profil de la vitesse longitudinale moyenne (a) et demi-largeur du profil de la concentration massique moyenne (b).

$S (\rho_j/\rho_a)$	Re	K'_u	K'_c	x'_u	x'_c
0,39	7000	0,0871	0,134	0,63	3,1
0,41	11000	0,0885	0,134	1,32	3,1
1,17	16400	0,0818	0,124	1,68	3,9

Tableau 5 – Ensemble des taux d'épanouissement de la vitesse longitudinale moyenne et de la concentration moyenne ainsi que les origines virtuelles associées.

L'évolution axiale de la demi-largeur du profil de la concentration moyenne est représentée sur la Figure 41 (b). Nous constatons que les comportements, malgré une fluctuation des valeurs obtenues, sont globalement linéaires et ce à partir de $x/D_j \approx 15$ et sont analogues à ceux observés sur les demi-largeurs de la vitesse longitudinale moyenne. Les valeurs des taux d'épanouissement de chacun des cas ainsi que les valeurs des origines virtuelles associées sont également reportées dans le Tableau 5. Les taux d'épanouissement K'_c des deux cas du mélange hélium-acétone sont de 0,134 et de 0,124 pour celui du mélange air-acétone. A titre de comparaison, Djeridane (1994) obtient 0,0805 et 0,0518 respectivement pour l'hélium et l'air faiblement chauffé, mais en essais en confinement. Or, cet auteur a montré que le confinement a un fort impact sur l'épanouissement et que celui-ci est moins rapide en présence de confinement. Par contre, Darisse (2015) a obtenu une valeur de 0,113 pour un cas d'air légèrement chauffé, ce qui est proche de la valeur obtenue ici.

Enfin, nous constatons que les valeurs obtenues des taux K'_u sont plus faibles que celles des taux K'_s , ce qui implique un épanouissement du champ scalaire plus rapide que le champ dynamique, ce qui a également été mis en avant dans la littérature. Nous remarquons aussi, en comparant les taux K'_u et K'_c relevés ici, que l'écart moyen entre les cas d'hélium et celui de l'air est de 7% dans les deux cas, ce qui reflète un comportement similaire sur l'évolution dynamique et de concentration.

La Figure 42 représente l'évolution de la demi-largeur du profil de la vitesse longitudinale moyenne en champ proche. Les mesures réalisées ayant une résolution plus importante, nous pouvons constater qu'une valeur initiale L_u/D_j de 0,44 est commune aux trois cas. Concernant l'évolution des cas d'hélium, ceux-ci sont identiques et montrent une décroissance jusqu'à $x/D_j = 3$ pour atteindre $L_u/D_j = 0,4$ et reprendre ensuite une croissance pour tendre vers le comportement linéaire vu précédemment. Si l'on regarde maintenant le cas dans l'air, le comportement n'est pas du tout le même et présente une croissance dès la sortie du tube. Ceci a déjà été mis en avant dans la littérature mais la fine résolution de ces expérimentations confirme un effet de rétrécissement du jet pour les gaz plus légers que l'air environnant où, bien que les forces d'inertie soient prédominantes, un léger effet d'accélération local du jet est présent.

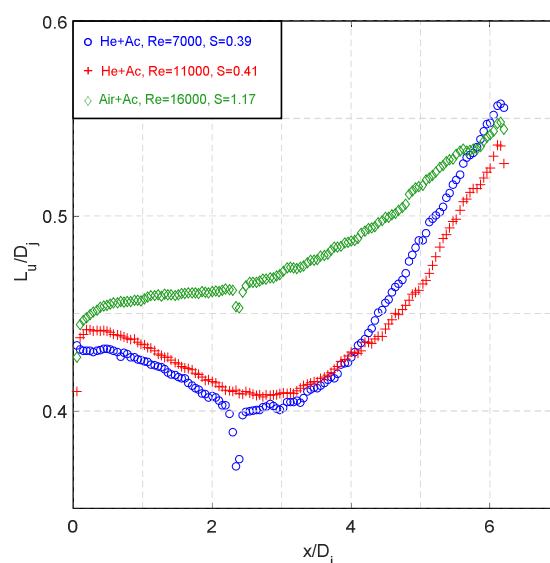


Figure 42 – Demi-largeur du profil de vitesse longitudinale moyenne en champ proche.

3.6. Conclusion

Ce chapitre a permis de mettre en avant le travail expérimental effectué en caractérisant un jet de tube pleinement développé. Trois essais, ayant des rapports de masses volumiques différents, ont permis de caractériser les évolutions axiales de quelques grandeurs concernant chacun des cas et ainsi de mettre en évidence l'influence de la variation de la masse volumique sur le développement du jet.

Une approche numérique de LES, bien que préliminaire, a également été introduite dans le but d'établir une comparaison numérique/expérimental. Pour une phase de test, on relève que celle-ci est en assez bon accord avec les résultats expérimentaux lorsque l'on s'éloigne de la sortie de jet, mais un travail plus approfondi devra être apporté sur les conditions initiales.

Chapitre 4

Ce chapitre a pour objectif de mettre en évidence les résultats expérimentaux obtenus en présentant les évolutions radiales du jet en vitesse et concentration afin de caractériser l'écoulement, et ce pour les trois configurations étudiées.

4. Evolutions radiales

Une analyse des évolutions radiales des champs dynamiques, de concentration massique ainsi que des moments couplés des différents cas d'étude est présentée dans la suite du document. Cette analyse permet de mettre en évidence l'influence de la masse volumique sur le comportement radial du jet. Les résultats suivants sont obtenus à partir des positions axiales $x/D_j = 1, 5, 8, 13, 18, 23$ et 28 et ne sont représentés que sur un demi profil du fait de l'axisymétrie du jet.

4.1. Vitesse

4.1.1. Vitesse longitudinale moyenne

La Figure 43 représente les cartographies de la vitesse longitudinale moyenne des différents essais. Cette représentation permet de mettre en avant les différents niveaux de vitesse sur un champ complet. Elle sert également à contrôler une nouvelle fois que la procédure de superposition des champs acquis est correcte puisqu'en effet on observe une bonne continuité des champs de vitesse, et ce quelque que soit l'essai observé.

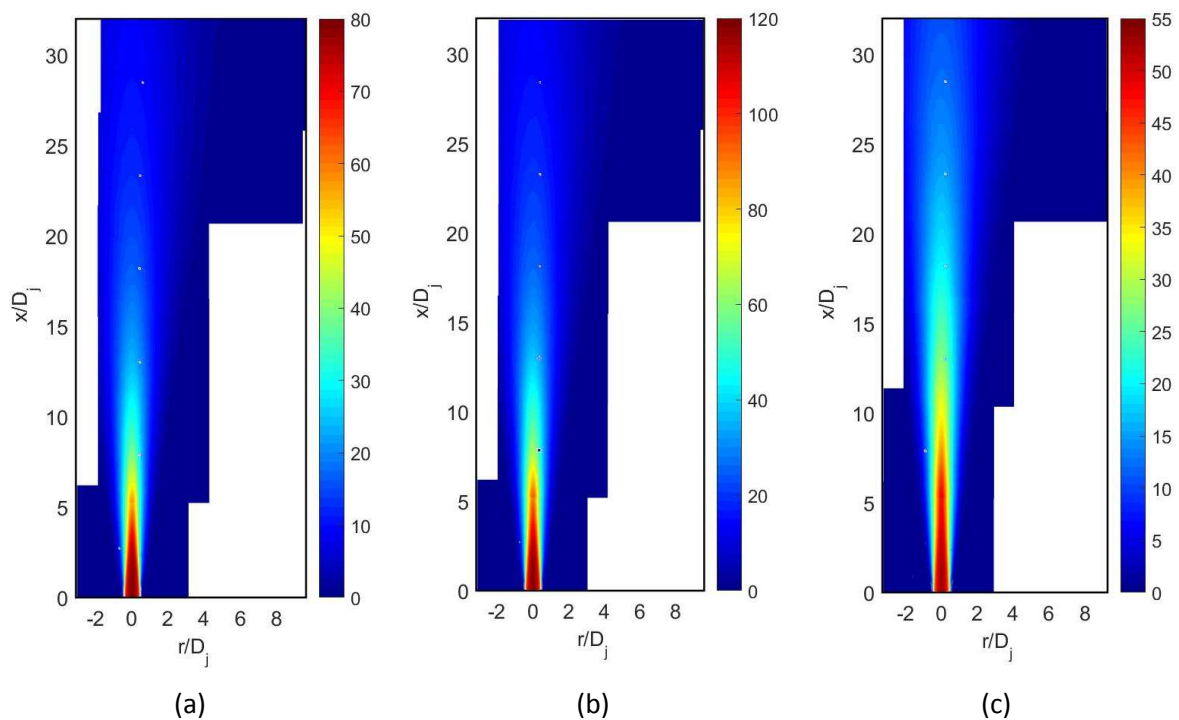


Figure 43 – Cartographies de la vitesse longitudinale moyenne (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$ en $m.s^{-1}$.

Les profils radiaux de la vitesse longitudinale moyenne en fonction de la position $2r/D_j$ sont représentés sur la Figure 44. Le profil de type « top hat » représenté dans la plupart des cas dans la littérature comme par exemple chez Darisse (2015) ou Charonko (2017) avec un jet de buse, n'est pas présent ici puisque, nous le rappelons, l'écoulement choisi est de type jet de tube pleinement turbulent dès la sortie. La Figure 44 met en avant l'influence du rapport des masses volumiques S , en particulier en comparant les valeurs sur l'axe puisqu'on s'aperçoit qu'au plus le rapport S est petit, au plus le développement du jet est rapide. La Figure 44 (d), représentant la comparaison des profils des trois cas d'étude à la section $x/D_j = 18$, illustre les propos précédents puisque la valeur relevée sur l'axe du jet d'air de 0,38 est d'environ deux fois supérieure à celle relevée pour les jets d'hélium. Si l'on s'intéresse aux profils à $x/D_j = 23$ et 28, on remarque que le raccordement des deux champs acquis en bord de jet aux champs axiaux est très satisfaisant puisque la continuité est nette. Ce raccordement est présent de $2r/D_j = 6,2$ à $8,2$.

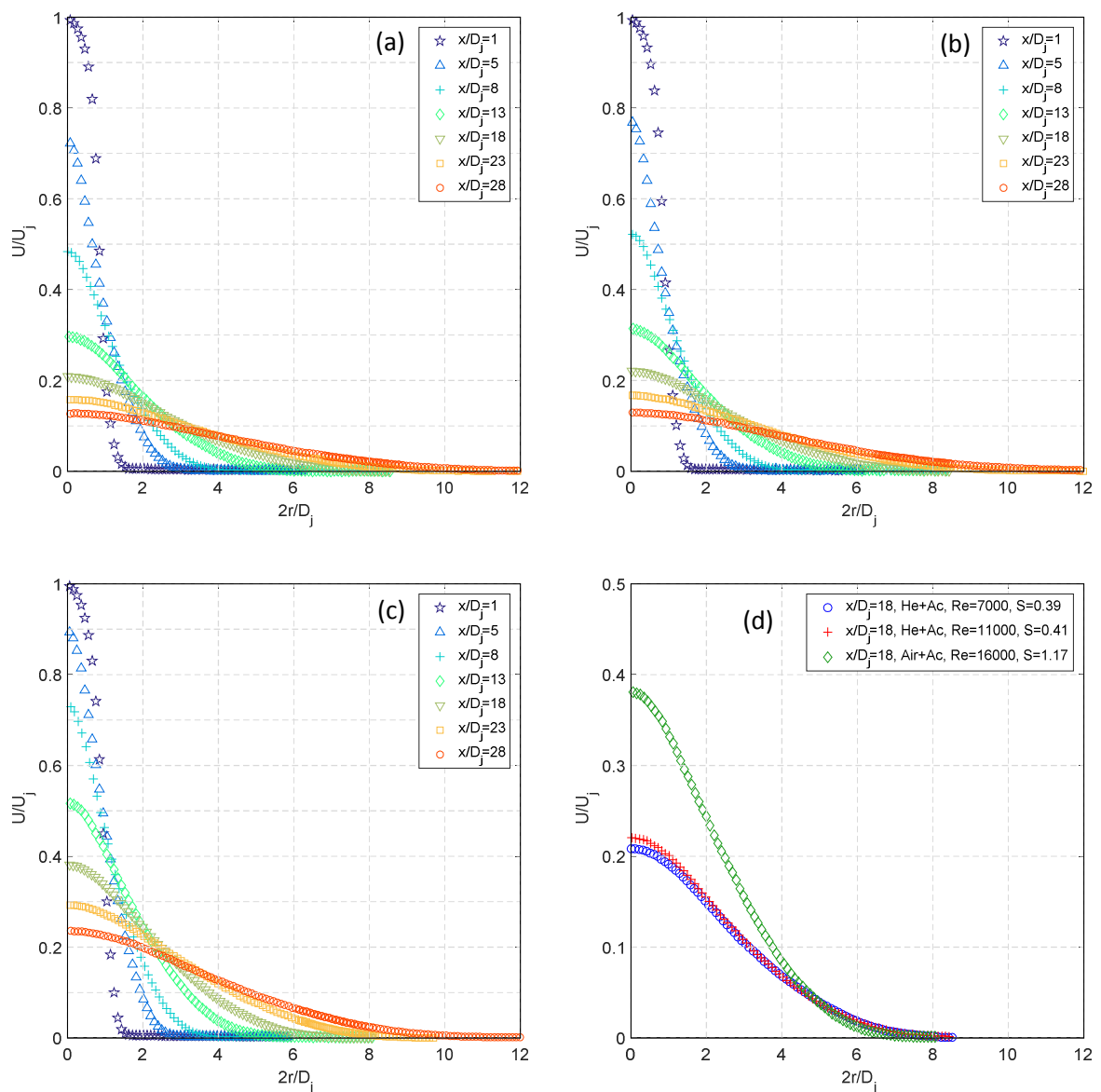


Figure 44 – Evolutions radiales de la vitesse longitudinale moyenne adimensionnée par U_j
 (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

La variable L_u , présentée en section 3.5, permet de mettre en évidence la similitude des profils radiaux. La Figure 45 représente l'évolution du rapport U/U_c en fonction de la variable r/L_u pour les différents essais. Cette représentation met en avant la distance axiale à partir de laquelle les profils radiaux se confondent, qui est ici d'environ $13 \leq x/D_j \leq 18$. La variable « similitude » tracée sur chacune des figures correspond à la gaussienne définie par l'équation (1.18). La Figure 45 (d) est une comparaison des profils tracés à $x/D_j = 18$ de chacun des essais avec là aussi la variable de similitude associée. Nous remarquons que les 3 essais sont très bien superposés et que l'approche par une gaussienne est vraiment efficace pour définir l'évolution radiale d'un jet lorsque la zone dite « autosimilaire » est atteinte. Notons que la variable de diamètre utilisée ici est D_j et non plus D_{eq} comme vu précédemment sur la décroissance axiale de U_c .

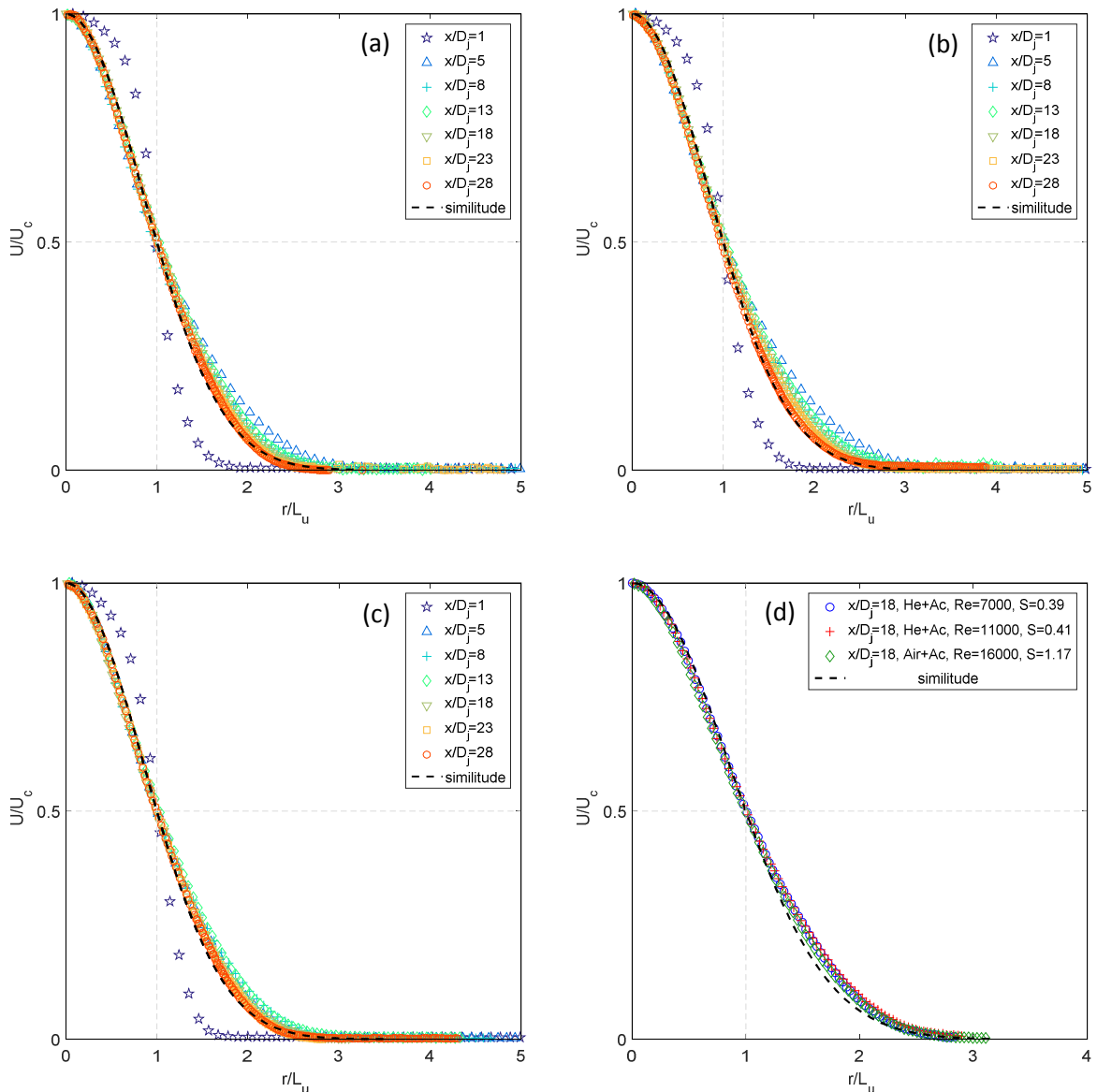


Figure 45 - Evolutions radiales de la vitesse longitudinale moyenne adimensionnée par U_c (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

4.1.2. Vitesse radiale moyenne

La Figure 46 représente les cartographies de la vitesse radiale moyenne des différents essais. Cette représentation montre bien l'effet d'entraînement de l'air environnant sur le bord du jet, notamment à une distance axiale comprise entre 0 et 10 diamètres avec les nuances rouge et bleue. Un autre point visible en sortie de buse est le phénomène mis en évidence à la section 3.5 concernant l'effet d'aspiration du gaz extérieur vers l'intérieur du jet provoquant un léger rétrécissement de celui-ci, visible uniquement sur les cas dans l'hélium.

La mesure de la vitesse radiale est, expérimentalement, assez compliquée à obtenir de manière fiable de par sa très faible contribution. Cependant, la représenter permet de mettre en avant la qualité des mesures effectuées mais aussi d'avoir une idée des valeurs des extrema. En effet, la mesure de la vitesse longitudinale U étant plus facilement mesurable, il est possible de recalculer la vitesse radiale V en intégrant l'équation de conservation de la masse, ce qui est très souvent le cas dans la littérature comme par exemple chez Panchapahesan et Lumley (1993), Djeridane (1994) ou encore Darisse (2015). Cependant, ceci nécessite ici la mesure simultanée de la masse volumique puisque ces équations font intervenir les moyennes de Favre.

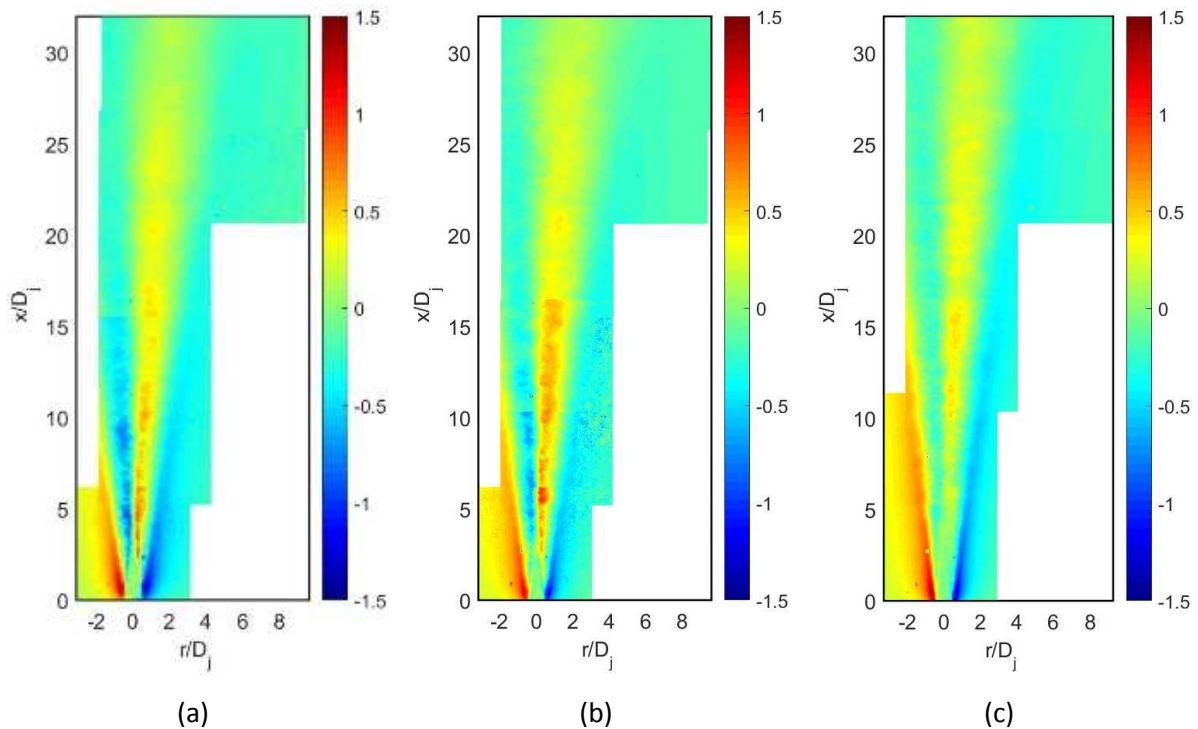


Figure 46 - Cartographies de la vitesse radiale moyenne (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$ en $m.s^{-1}$.

Les profils de la vitesse radiale V rapportée à la vitesse moyenne de sortie de tube U_j sont représentés sur la Figure 47. Les valeurs négatives et positives représentent respectivement un déplacement du fluide vers l'axe du jet et vers l'extérieur. On constate également la présence de deux extrema, l'un positif traduisant le développement radial du jet et l'autre négatif, traduisant l'effet d'entraînement du gaz extérieur vers l'intérieur du jet. Le passage en 0 de chaque profil représente

donc la limite entre le cœur du jet et l'air environnant. La Figure 47 (d), représentant la comparaison des profils des trois cas d'étude à la section $x/D_j = 18$, illustre d'une manière différente l'évolution de l'épanouissement des jets. En effet, on constate que les jets d'hélium s'épanouissent légèrement plus rapidement que le jet d'air et on associe parfois cela à la valeur du nombre de Schmidt de la turbulence.

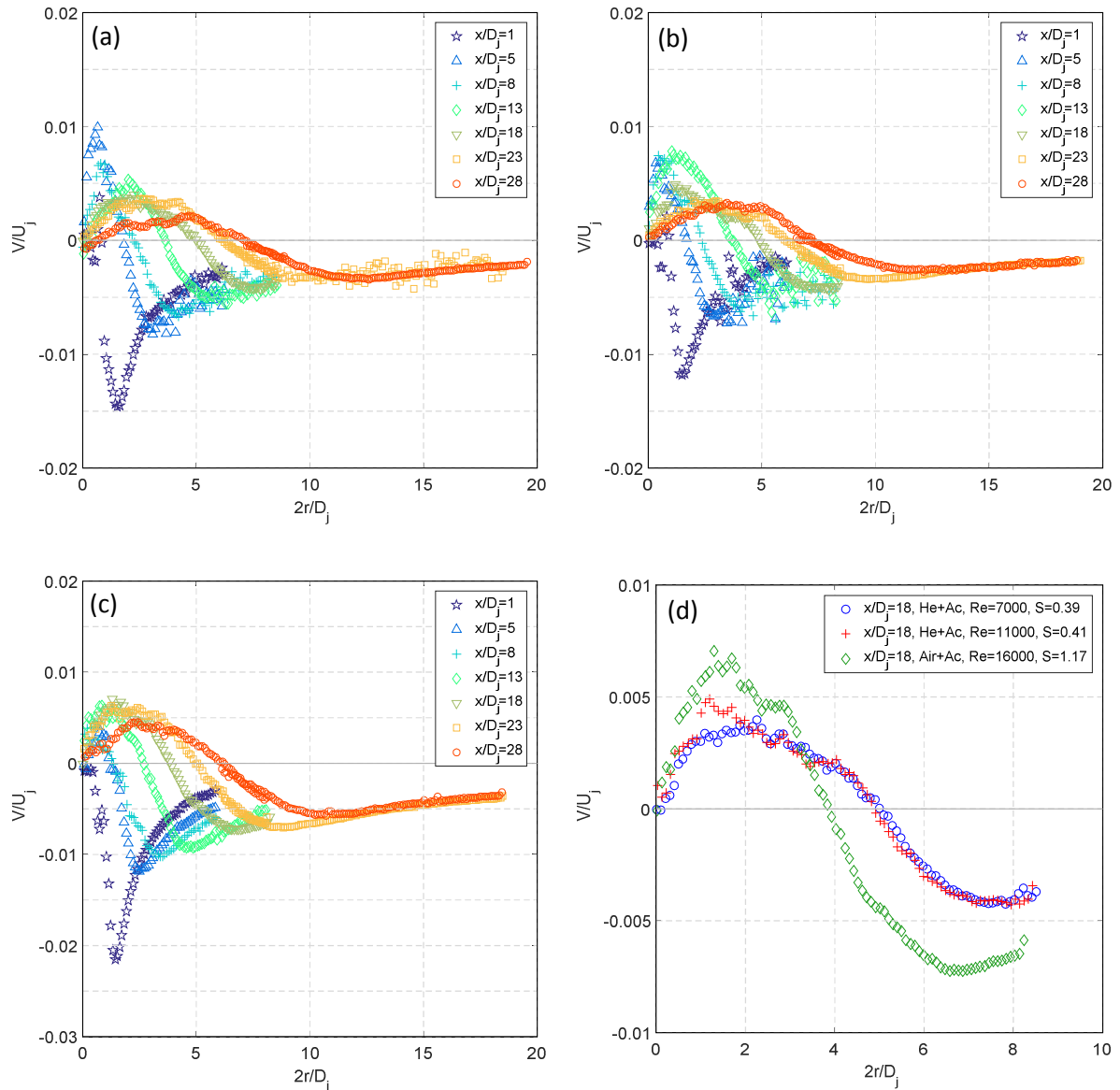


Figure 47 - Evolutions radiales de la vitesse transversale moyenne adimensionnée par U_j (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

La Figure 48 représente l'évolution radiale de la vitesse transversale moyenne adimensionnée par la vitesse sur l'axe U_c en fonction de r/L_u pour chacun des essais. Les valeurs des maximums de V/U_c relevés semblent être établies aux environs de la distance axiale $x/D_j = 20$ avec 0,022 pour les jets d'hélium et 0,02 pour le jet d'air. Panchapakesan et Lumley (1993) ont, dans le cas du jet d'air, une valeur de 0,019 (calculée à partir de l'équation de continuité) contre 0,023 pour Djeridane (1994) et 0,02 chez Darisse (2015). Ces valeurs sont toutes relativement bien en accord les unes des autres. En ce qui concerne nos mesures, nous remarquons une légère différence entre les cas d'hélium et d'air

au niveau du passage en 0 qui semble être beaucoup moins franc dans l'hélium avec une légère dispersion, contrairement au jet d'air où celui-ci est établi en $r/L_u = 1,5$ à partir de $x/D_j = 13$, ce qui vient du fait de la difficulté d'ensemencement de l'air ambiant dans les cas du jet d'hélium.

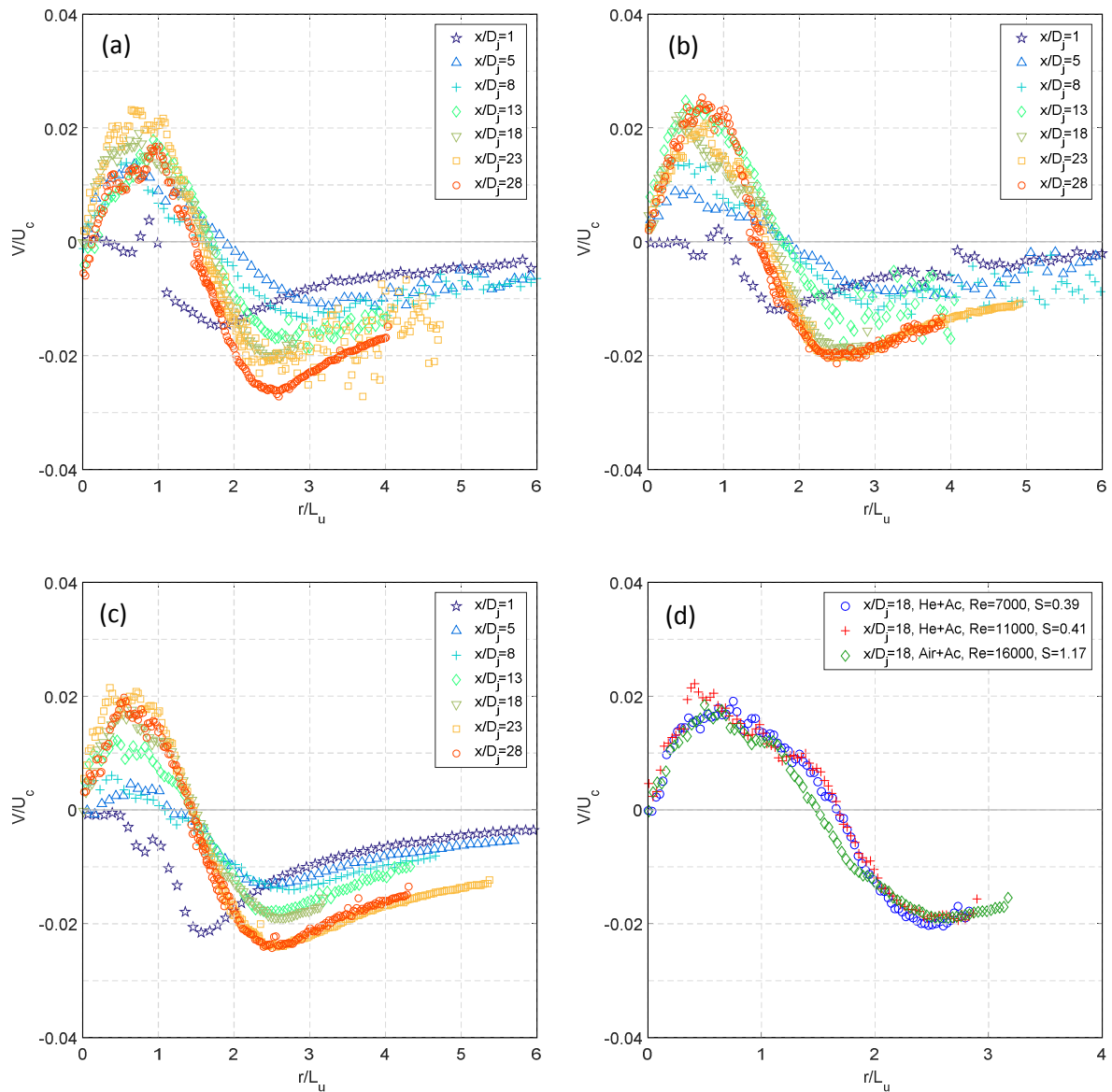


Figure 48 - Evolutions radiales de la vitesse transversale moyenne adimensionnée par U_c (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

4.1.3. Intensité de turbulence de la vitesse longitudinale moyenne

La Figure 49 représente les cartographies de l'écart-type des fluctuations de la vitesse longitudinale des différents essais et montre de nouveau une évolution plus rapide dans l'hélium que dans l'air. Cependant, on constate que la décroissance est moins rapide dans l'air que dans l'hélium,

comme constaté sur les évolutions axiales en section 3.1.2. Nous pouvons relever une information erronée en bord du jet, plus marquée dans le cas d'hélium que dans l'air. Ceci s'explique du fait que lors des mesures dans l'hélium, malgré une nette amélioration de l'ensemencement extérieur, un manque de particules est présent, ce qui fausse l'algorithme de calcul utilisé. L'autre facteur qui peut également générer ces erreurs est le Δt_{PIV} utilisé. Il est paramétré pour suivre correctement l'écoulement principal mais pas le champ complet. Or, la vitesse en bord de jet est plus faible que celle de l'écoulement, ce qui, là encore, implique des erreurs de calcul en bord de jet. Un dernier point concernant les erreurs relevées concerne le champ n°6 (voir section 2.3.3.2) sur l'essai 1. Une forte dispersion est donc présente sur ce champ en bord jet car le Δt_{PIV} a mal été paramétré lors de l'acquisition des images.

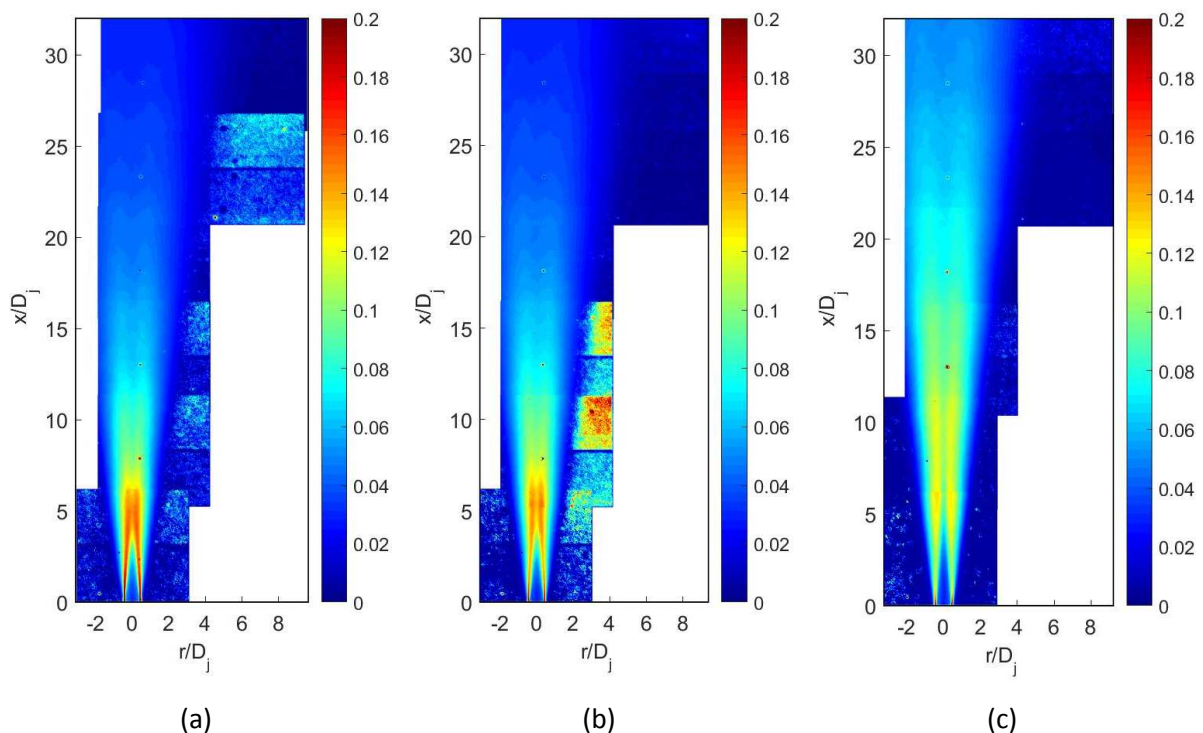


Figure 49 - Cartographies de l'écart-type des fluctuations de la vitesse longitudinale moyenne σ_u/U_j
 (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

Les profils radiaux de l'intensité de turbulence de la vitesse longitudinale σ_u/U_c en fonction de r/L_u sont présentés sur la Figure 50. On observe que, plus le rapport des masses volumiques diminue, plus le développement du champ turbulent est rapide et élevé. En effet, on constate qu'à $x/D_j = 1$, le pic de turbulence atteint en $r/L_u = 1$ est proche de 20% dans l'hélium contre 13% dans l'air. De plus, la tendance vers une similitude des profils radiaux est beaucoup plus rapide dans l'hélium puisque dès $x/D_j = 5$, les 20% sont atteints alors que c'est très progressif dans l'air où cette valeur n'est atteinte qu'à partir de $x/D_j = 18$. Les valeurs maximales relevées en $r/L_u = 0,5$ sont d'environ 26% dans l'hélium contre 23% dans l'air.

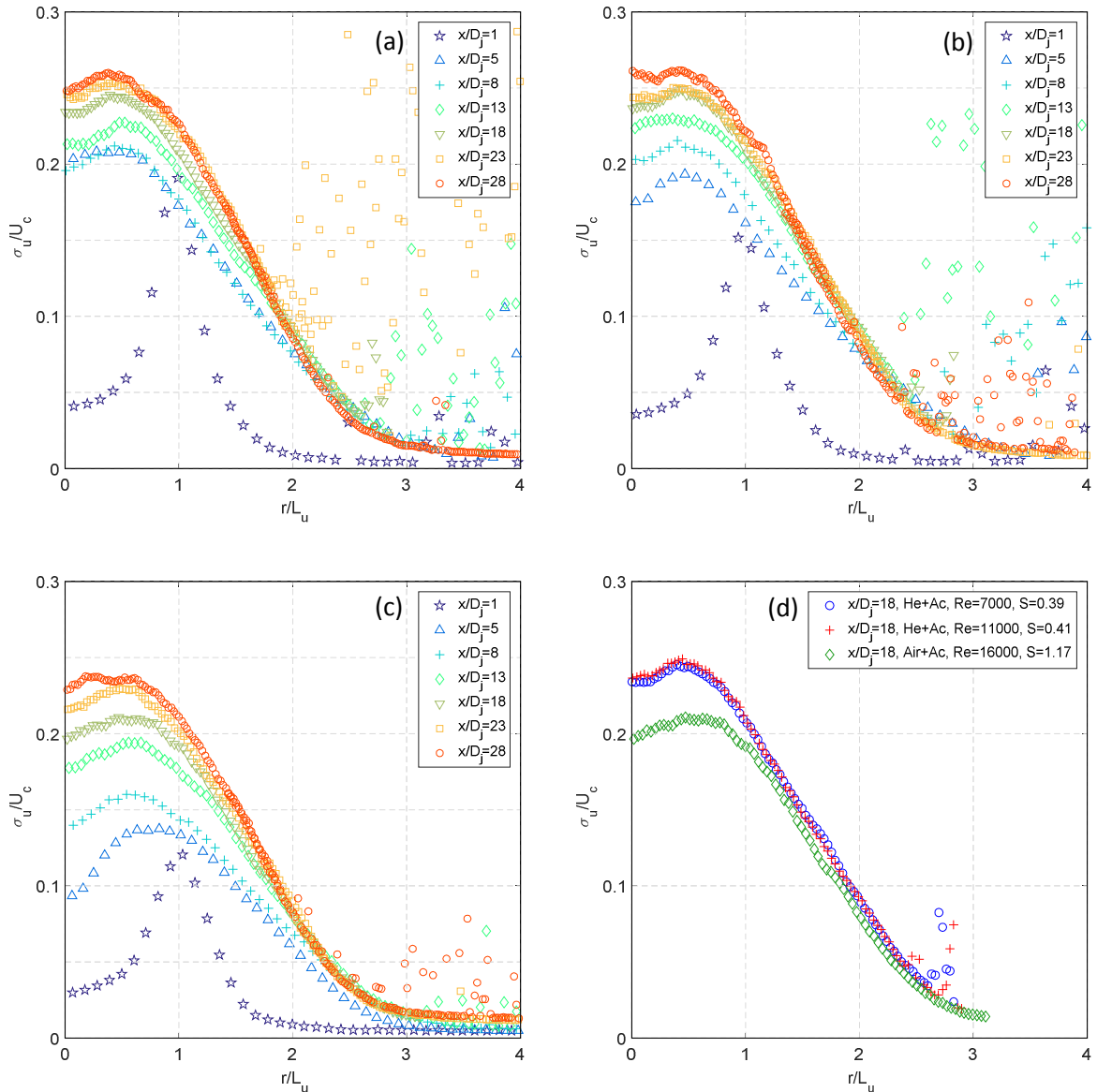


Figure 50 – Evolutions radiales de l'intensité de turbulence de la vitesse longitudinale (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

La Figure 50 (d) représentant la comparaison des profils à $x/D_j = 18$ montre un niveau d'intensité de turbulence de la vitesse longitudinale moyenne supérieure dans l'hélium que dans l'air, mais également qu'à partir de la distance radiale $r/L_u = 1,2$, les pentes des profils dans les différentes conditions sont similaires.

4.1.4. Intensité de turbulence de la vitesse radiale moyenne

La Figure 51 représente les cartographies de l'écart-type des fluctuations de la vitesse radiale des différents essais. Comme pour l'écart-type des fluctuations de la vitesse longitudinale, on constate une évolution plus rapide dans l'hélium que dans l'air. Bien que les mesures radiales soient moins faciles à obtenir, on notera une bonne cohérence des mesures effectuées et de la superposition des différents champs.

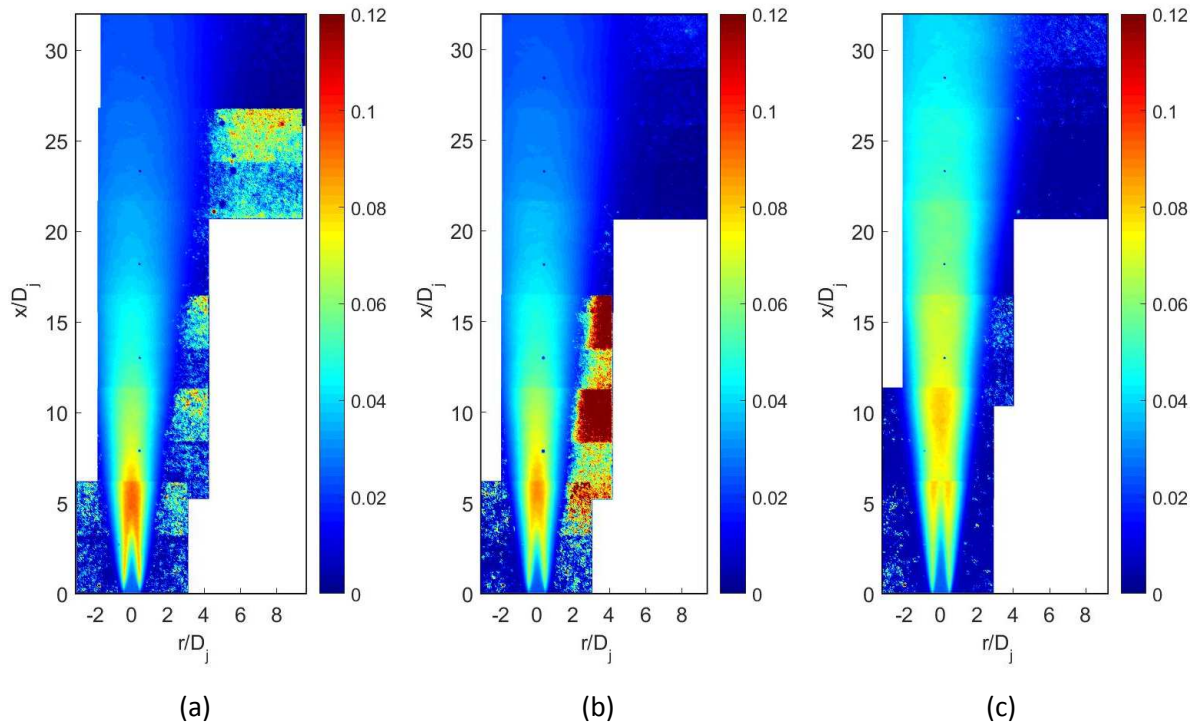
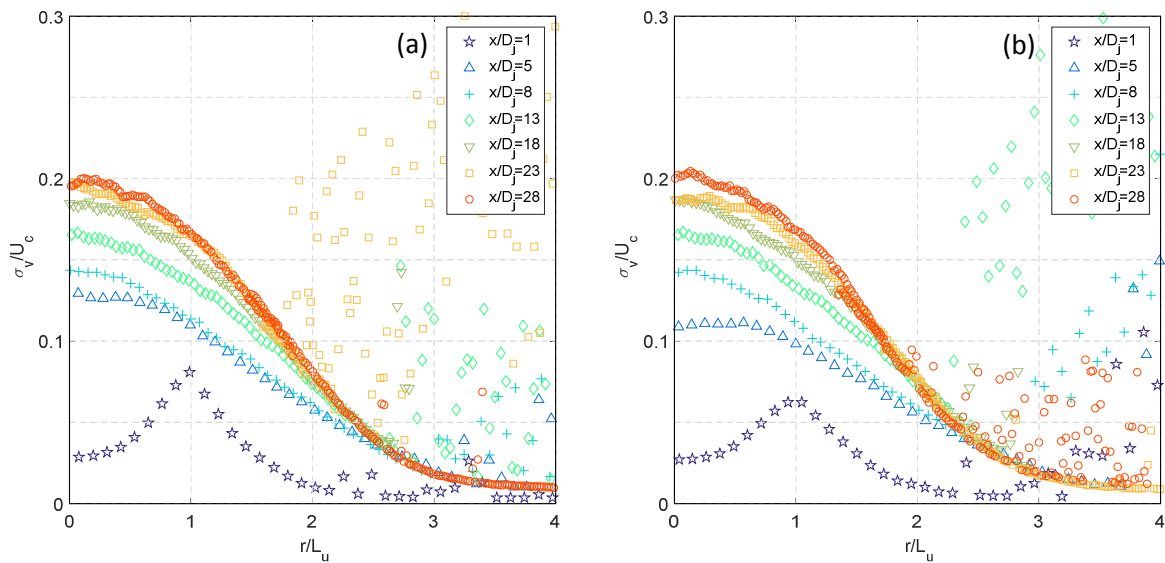


Figure 51 - Cartographies de l'écart-type des fluctuations de la vitesse radiale moyenne σ_v/U_j
 (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

La Figure 52 présente les profils radiaux de l'intensité de turbulence de la vitesse longitudinale σ_v/U_c en fonction de r/L_u pour les différents cas. Comme sur la Figure 50, on constate une évolution des profils plus rapide lorsque le rapport des masses volumiques diminue. Un maximum de 20% semble atteint dans l'hélium, contre 18% dans l'air, mais celui-ci ne semble pas encore être établi à $x/D_j = 28$. On note également que ces maximums sont pratiquement atteints sur l'axe du jet, contrairement aux intensités de turbulence de la vitesse longitudinale où ils sont présents à $r/L_u = 0,5$.



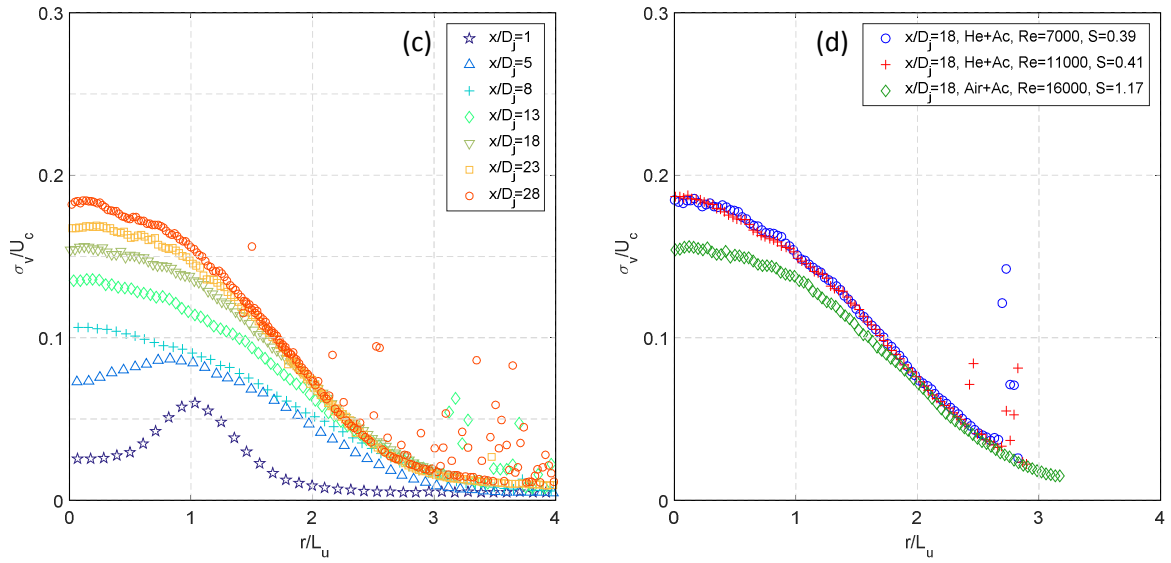


Figure 52 - Evolutions radiales de l'intensité de turbulence de la vitesse radiale (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

4.1.5. Energie cinétique de la turbulence

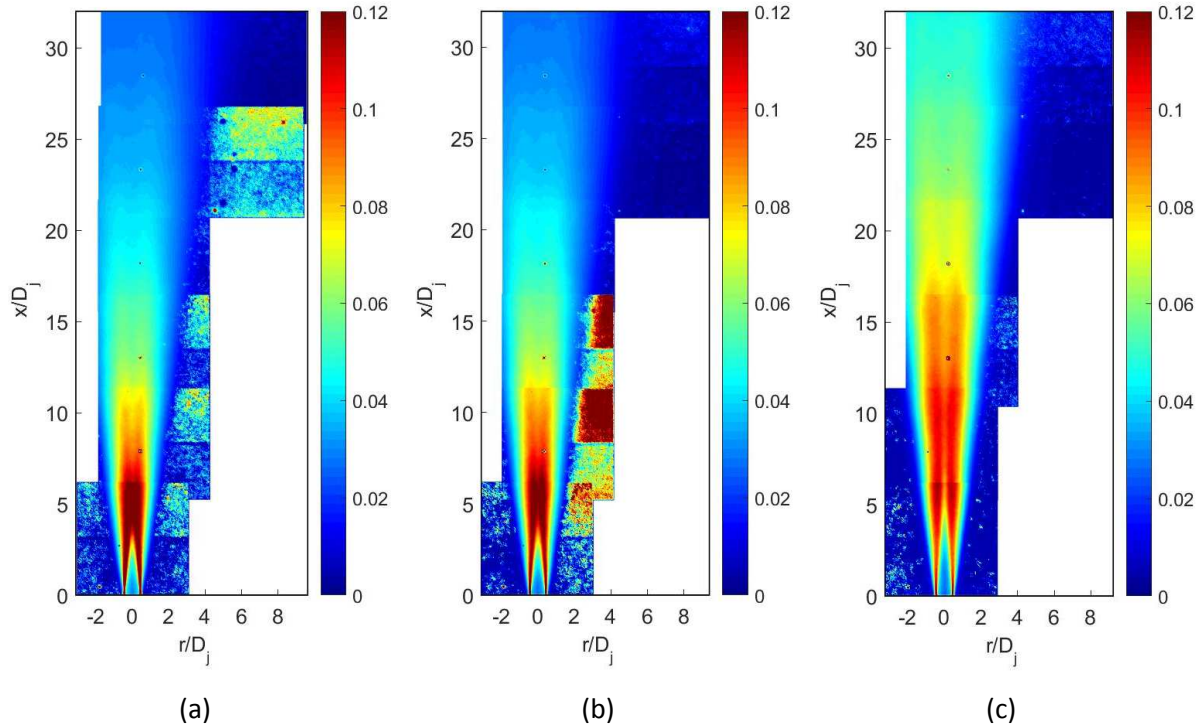


Figure 53 - Cartographies de l'énergie cinétique de la turbulence $(2k/3)^{0,5}/U_j$ (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

La Figure 53 représente les cartographies de l'énergie cinétique de la turbulence $(2k/3)^{0.5}/U_c$. Comme vu en section 1.2, on rappelle que k , est définie comme $k = \frac{1}{2} \overline{u'^2} + \overline{v'^2}$ de par l'axisymétrie du jet. La Figure 54 présente les évolutions radiales de k pour chacun des cas. Comme pour les intensités de turbulence, on constate une augmentation plus rapide de k lorsque le rapport des masses volumiques diminue. Cependant, Djeridane (1994) a montré qu'une valeur asymptotique axiale de 23% est atteinte pour le jet d'hélium ($S = 0,14$) dès $x/D_j = 5$ ce qui, dans notre cas ($S = 0,39$), n'est pas le vrai puisqu'il faut attendre environ 20 diamètres avant d'observer une pseudo similitude proche de 20%. Ceci montre que, malgré l'approche expérimentale quasi identique, il existe une légère différence concernant le rapport des masses volumiques et que celui-ci est donc très sensible quant à son développement. Pour le cas de l'air, la valeur maximale relevée de 18% est légèrement inférieure à celle de l'hélium, mais les profils ne semblent pas être encore totalement stables à 28 diamètres. La comparaison des profils de k des différents essais à $x/D_j = 18$ montre que les maximums sont atteints proche de l'axe du jet, contrairement à Djeridane (1994) où ils sont présents à $0,5 \leq r/L_u \leq 0,7$.

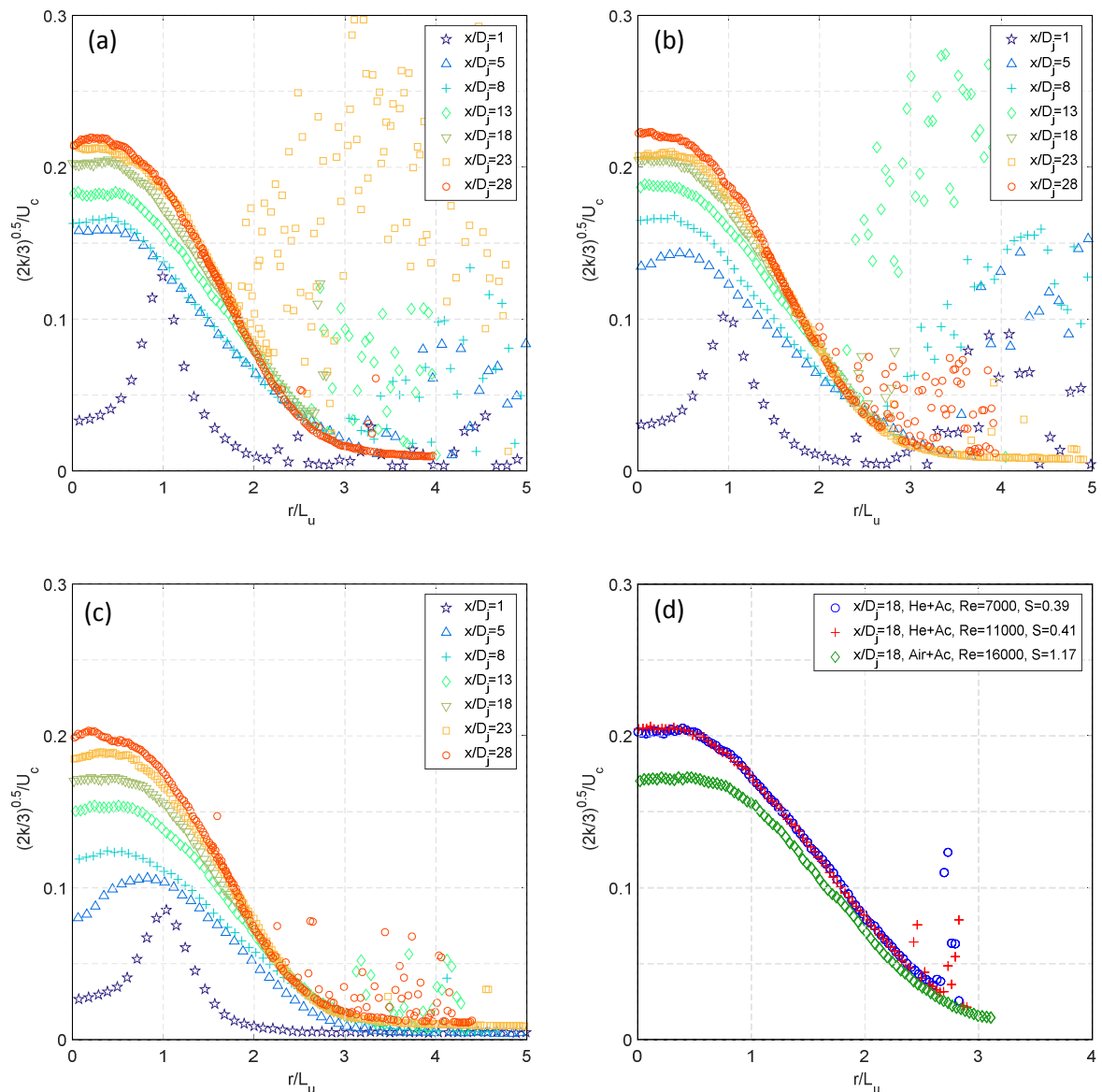


Figure 54 - Evolutions radiales de l'énergie cinétique de la turbulence (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

4.1.6. Tension de cisaillement

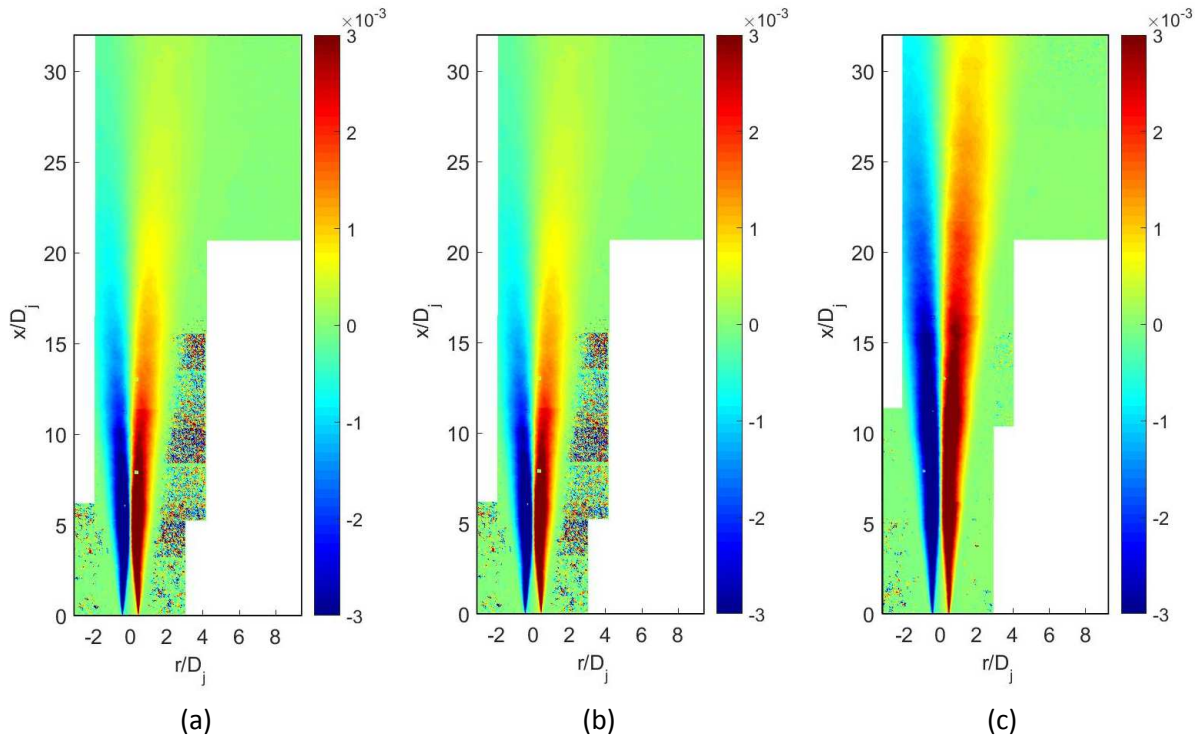


Figure 55 - Cartographies de la tension de cisaillement $\overline{u'v'}/U_j^2$ (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

Les cartographies de la tension de cisaillement $\overline{u'v'}$ adimensionnée par U_j^2 des différents essais sont représentées sur la Figure 55 et montrent un développement plus lent dans l'air que dans l'hélium. Ceci est confirmé sur la Figure 56, représentant les évolutions radiales de la tension de cisaillement $\overline{u'v'}/U_c^2$, puisque l'on observe que dans l'hélium les profils semblent être superposés dès $x/D_j = 18$ contrairement au cas de l'air où une évolution est présente jusqu'à $x/D_j = 28$. On observe également, quel que soit le cas, un pic à $r/L_u = 1$ (plus ou moins prononcé selon le mélange utilisé), ce qui matérialise le développement de la couche de mélange en sortie de tube. On remarquera que le maximum atteint de la valeur établie est d'environ 0,019 dans l'hélium, ce qui est en accord avec les valeurs obtenues par Djeridane (1994) avec 0,0185 à $x/D_j = 20$ ou encore par Panchapakesan et Lumley (1993) avec 0,02 à $x/D_j = 50$. Djeridane (1993) mentionne que la valeur maximale atteinte est dépendante du gaz utilisé, mais nous n'observons pas ceci dans notre cas, puisque la valeur maximale atteinte dans l'air est de 0,018, ce qui est très proche de celle donnée par Panchapakesan et Lumley (1993) qui est de 0,019 à $x/D_j = 50$ et des cas étudiés dans l'hélium. De plus, celle-ci ne semble pas tout à fait complètement établie et laisse encore prétendre à une légère croissance. Djeridane (1993) a supposé par la suite que cette différence est probablement due au fait que les jets d'air et de CO_2 n'ont pas encore atteint leur asymptote lors de ses expériences. Cependant, la valeur relevée dans l'air est très proche. Un autre point à relever est que les maximums sont tous présents à la distance radiale $r/L_u = 0,72$.

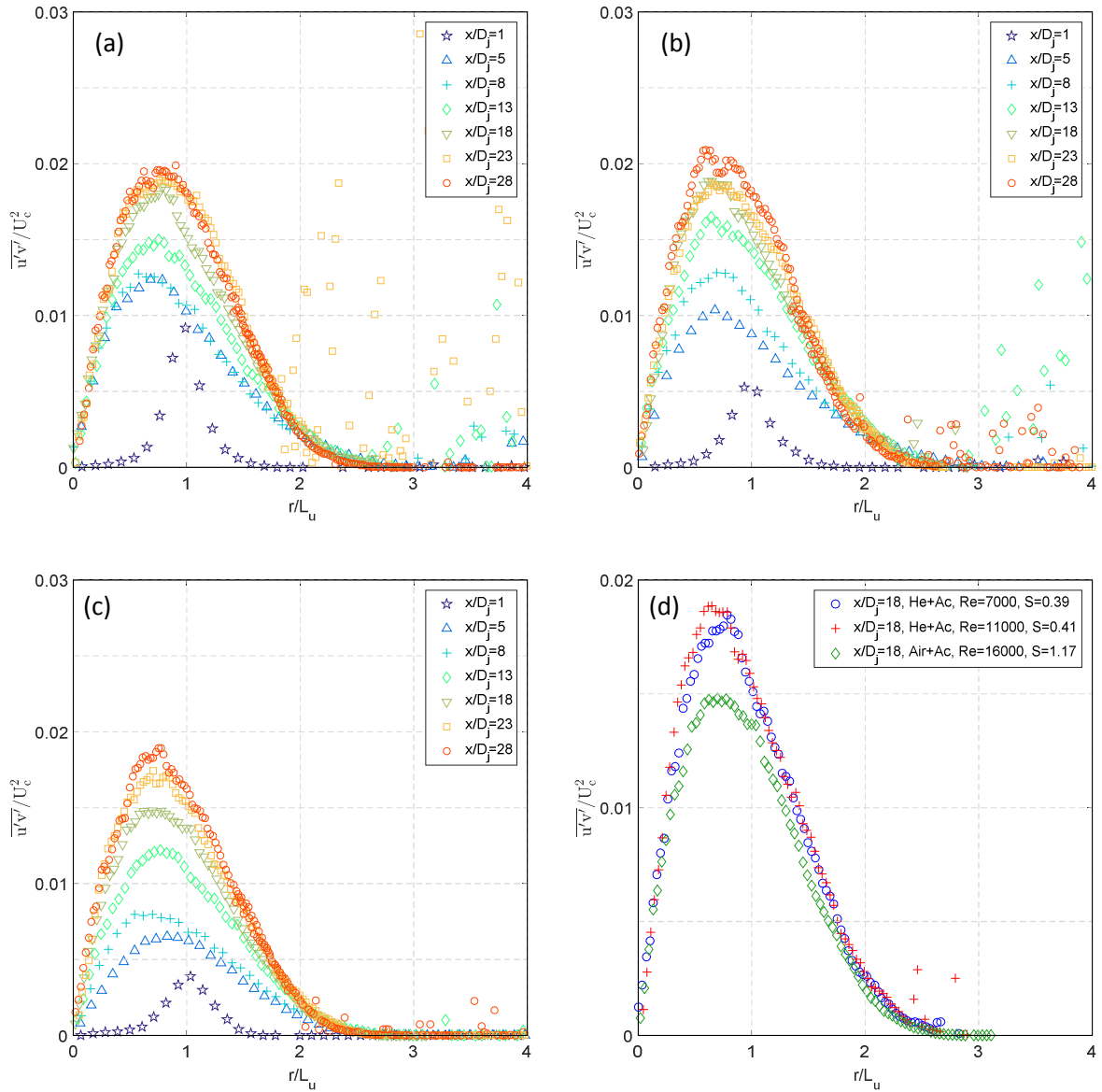


Figure 56 - Evolutions radiales de la tension de cisaillement (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

Pour apporter une précision complémentaire concernant cette valeur commune de 0,72, il faut revenir sur la relation qui peut être établie directement entre les tensions de Reynolds et les gradients des quantités moyennes. En effet, ces expressions sont très utilisées dans la modélisation numérique de la turbulence et on peut introduire le paramètre de viscosité turbulente ν_t en écrivant :

$$\nu_t = \frac{-\overline{u'v'}}{\partial \overline{U} / \partial r} \quad (4.1)$$

Comme montré par Chassaing (2000, chapitre XII) ou encore par Pope (2000, chapitre 5), ce paramètre de viscosité turbulente peut être considéré comme constant dans la région de similitude des jets ronds s'épanouissant dans une atmosphère au repos. De ce constat, on peut donc écrire :

$$\frac{\bar{U}}{U_c} = \exp\left(-\left(\frac{r}{L_u}\right)^2\right) \quad (4.2)$$

ce qui implique, pour définir la valeur sur l'axe du maximum de la fonction, que :

$$\frac{d^2(\bar{U}/U_c)}{dr^2} = \left[-2 + 4\left(\frac{r}{L_u}\right)^2\right] \exp\left(-\left(\frac{r}{L_u}\right)^2\right) = 0 \quad (4.3)$$

et on obtient donc :

$$\frac{r}{L_u} = \sqrt{\frac{1}{2}} \approx 0,71 \quad (4.4)$$

On remarque que la valeur de 0,72 obtenue expérimentalement est en parfait accord avec cette valeur théorique, ce qui constitue un élément de validation expérimental supplémentaire.

4.1.7. Coefficient de corrélation R_{uv}

Le coefficient de corrélation permet de mettre en évidence l'intensité de la liaison qu'il existe entre deux paramètres, qui sont ici les vitesses longitudinale et radiale. De plus, en supposant que l'isotropie est à peu près satisfaite, cela permet de vérifier le développement de la turbulence du jet, puisque l'on doit alors obtenir $-|u'v'|/k \approx 0,30$ soit $R_{uv} \approx 0,45$.

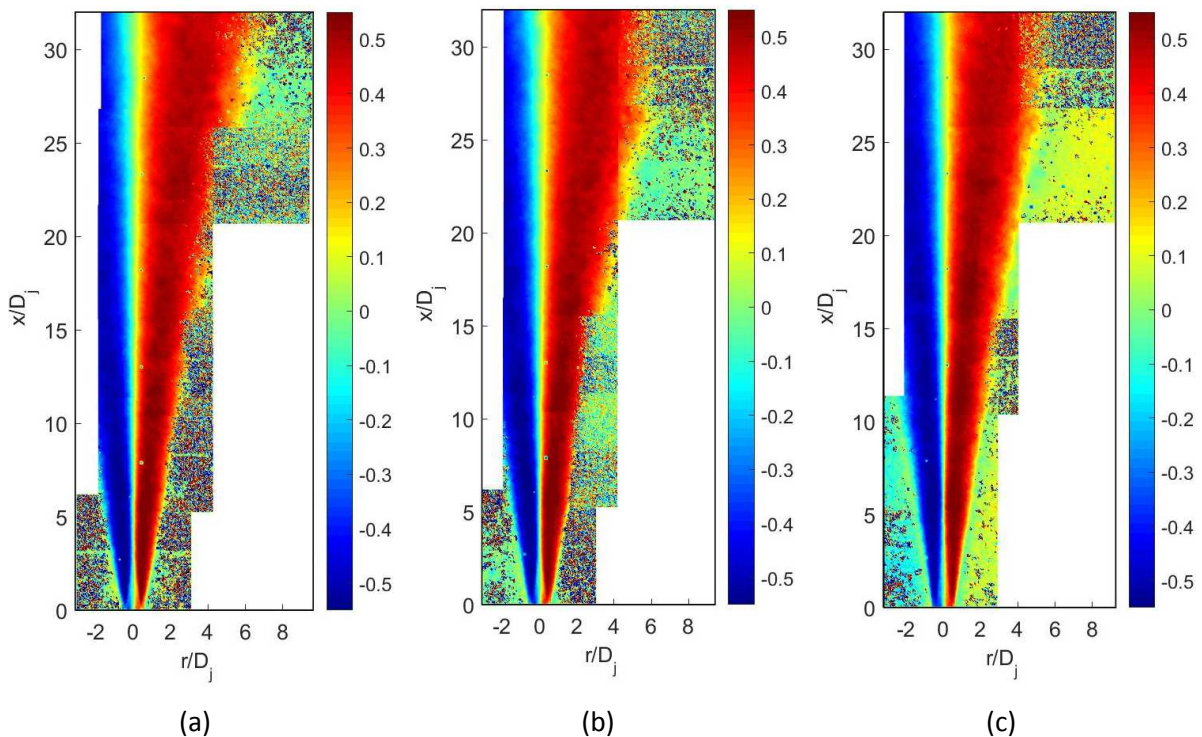


Figure 57 - Cartographies du coefficient de corrélation R_{uv} (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

La Figure 57 représente les cartographies des coefficients de corrélation R_{uv} des différents essais. On constate bien que le coefficient R_{uv} est positif pour des distances radiales positives, et

négatif pour des distances radiales négatives, en passant d'un à l'autre par une valeur nulle sur l'axe du jet par raison de symétrie. La Figure 58 représente les évolutions radiales du coefficient de corrélation R_{uv} pour les différents essais. On constate que les évolutions radiales sont très similaires pour les trois cas d'essais, comme le montre la Figure 58 (d) en comparant les profils à $x/D_j = 18$. Une dispersion radiale est toutefois plus marquée dans l'hélium que dans l'air. On aperçoit également que les valeurs maximales des profils suivent un comportement décroissant pour atteindre une quasi-similitude des profils à partir de $x/D_j = 18$ avec une valeur de 0,50 et 0,52 respectivement pour l'hélium et l'air. Ces valeurs sont en accord avec celles proposées dans la littérature. Elles sont légèrement supérieures à 0,45 puisque σ_v est un petit peu plus faible que σ_u comme nous l'avons vu précédemment.

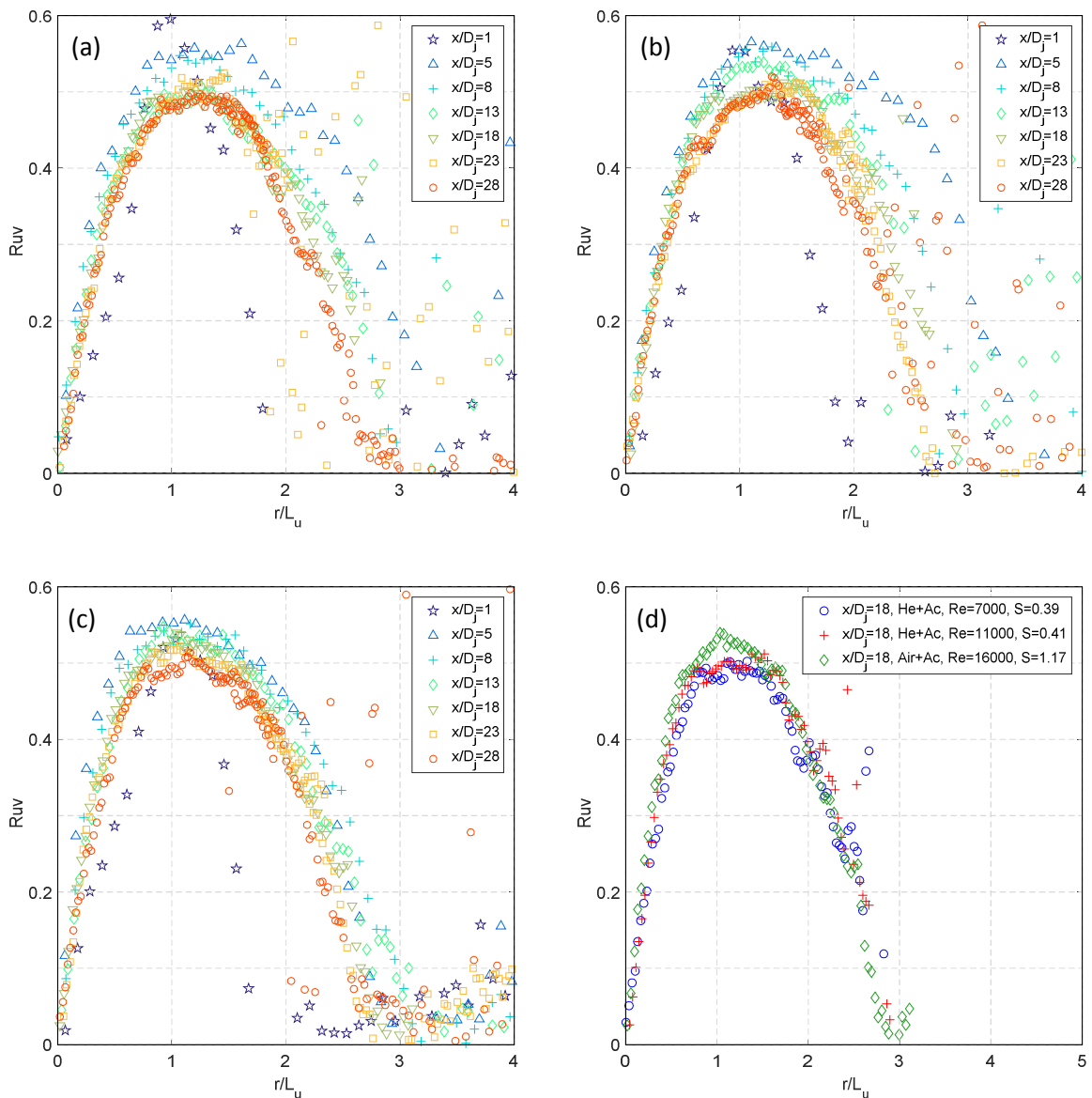


Figure 58 - Evolutions radiales du coefficient de corrélation R_{uv} (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

4.1.8. Facteurs de dissymétrie

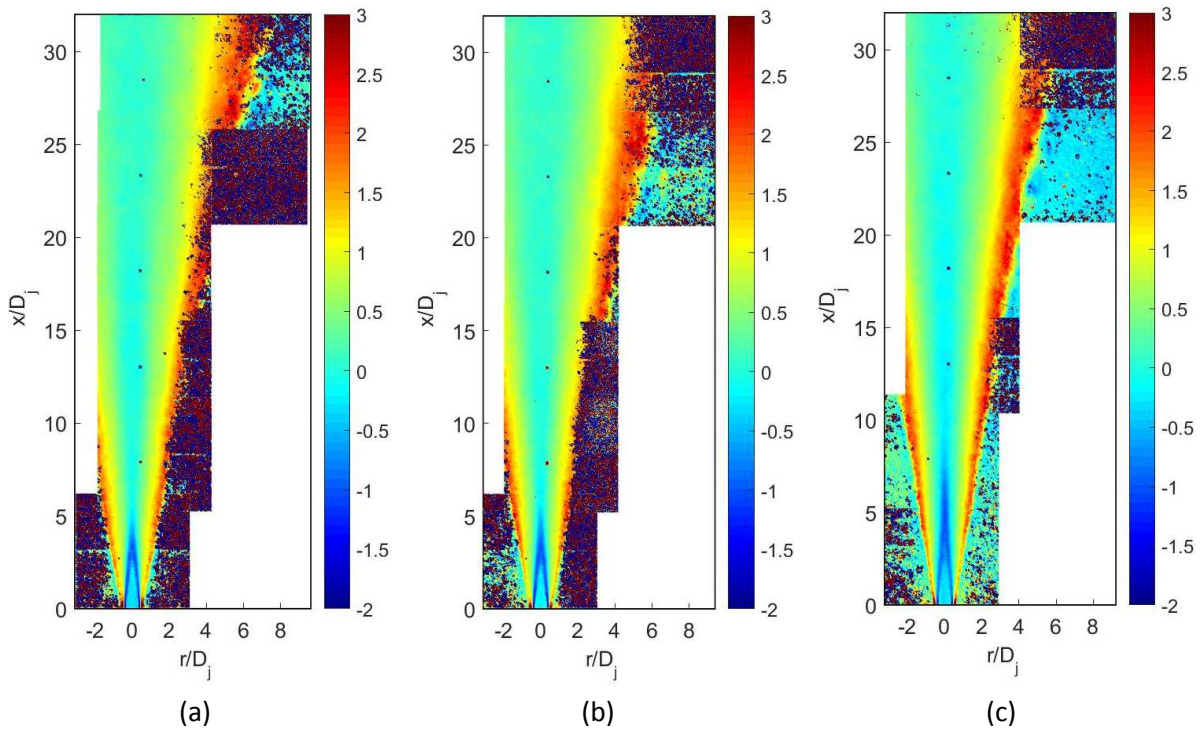


Figure 59 – Cartographies du facteur de dissymétrie de la composante longitudinale S_u (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

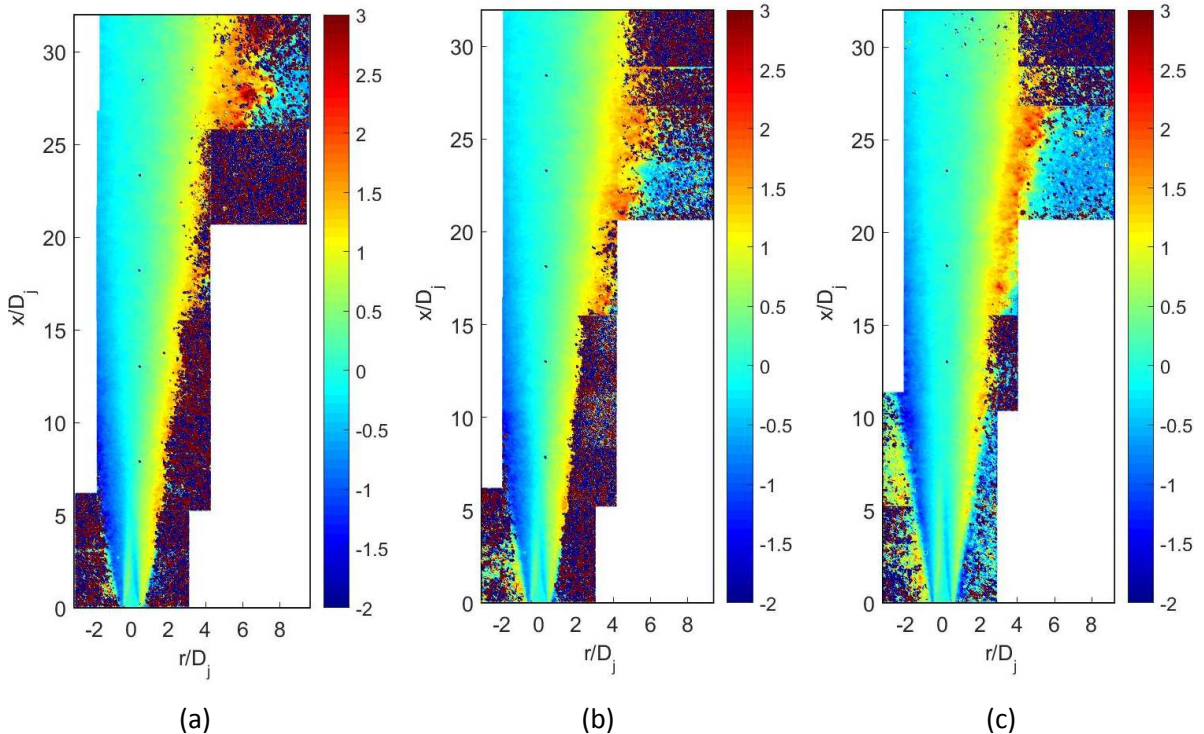


Figure 60 - Cartographies du facteur de dissymétrie de la composante radiale S_v (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

Les cartographies des facteurs de dissymétrie des vitesses longitudinale et radiale sont représentées respectivement sur la Figure 59 et la Figure 60. On constate, sur S_u et S_v , que les

représentations sont très semblables entre les trois essais. Comme vu dans la section 3.1.3 à propos des évolutions axiales (celles-ci mettent en évidence une différence de l'évolution lors des premiers diamètres qui est fonction du rapport des masses volumiques), nous constatons vraiment bien sur les cartographies que la zone en proche sortie du tube est très différente et est fonction du rapport des masses volumiques. En effet, S_u permet de mettre en évidence la longueur du cône potentiel et nous observons qu'au plus le rapport des masses volumiques est grand, au plus la longueur du cône potentiel est importante. La démarcation physique du cône potentiel est accentuée par des valeurs négatives, représentatives d'intrusions occasionnelles du fluide extérieur vers l'intérieur du jet.

Les évolutions radiales des facteurs de dissymétrie des composantes longitudinale et radiale sont représentées respectivement sur la Figure 61 et la Figure 62. On constate que, hormis sur l'axe, les profils suivent des comportements similaires. Un pic, matérialisant la région d'intermittence du bord des jets, est présent à une distance radiale d'environ $r/L_u = 2,5$. Les figures (d) illustrent le fait que, lorsque l'on est éloigné de la sortie du tube, les profils sont identiques et ce quel que soit la masse volumique du fluide étudié.

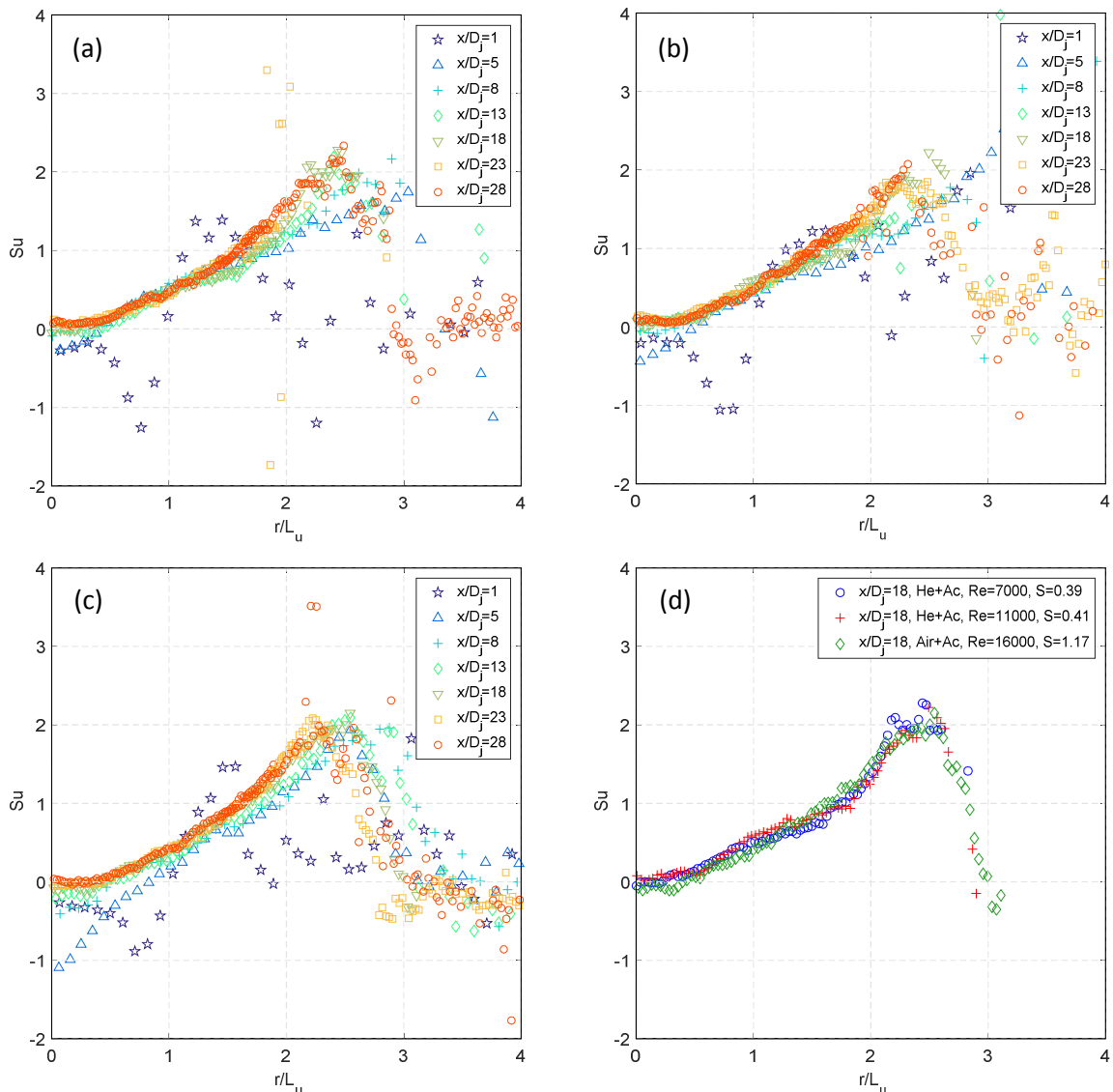


Figure 61 – Evolutions radiales du facteur de dissymétrie de la composante longitudinale S_u (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

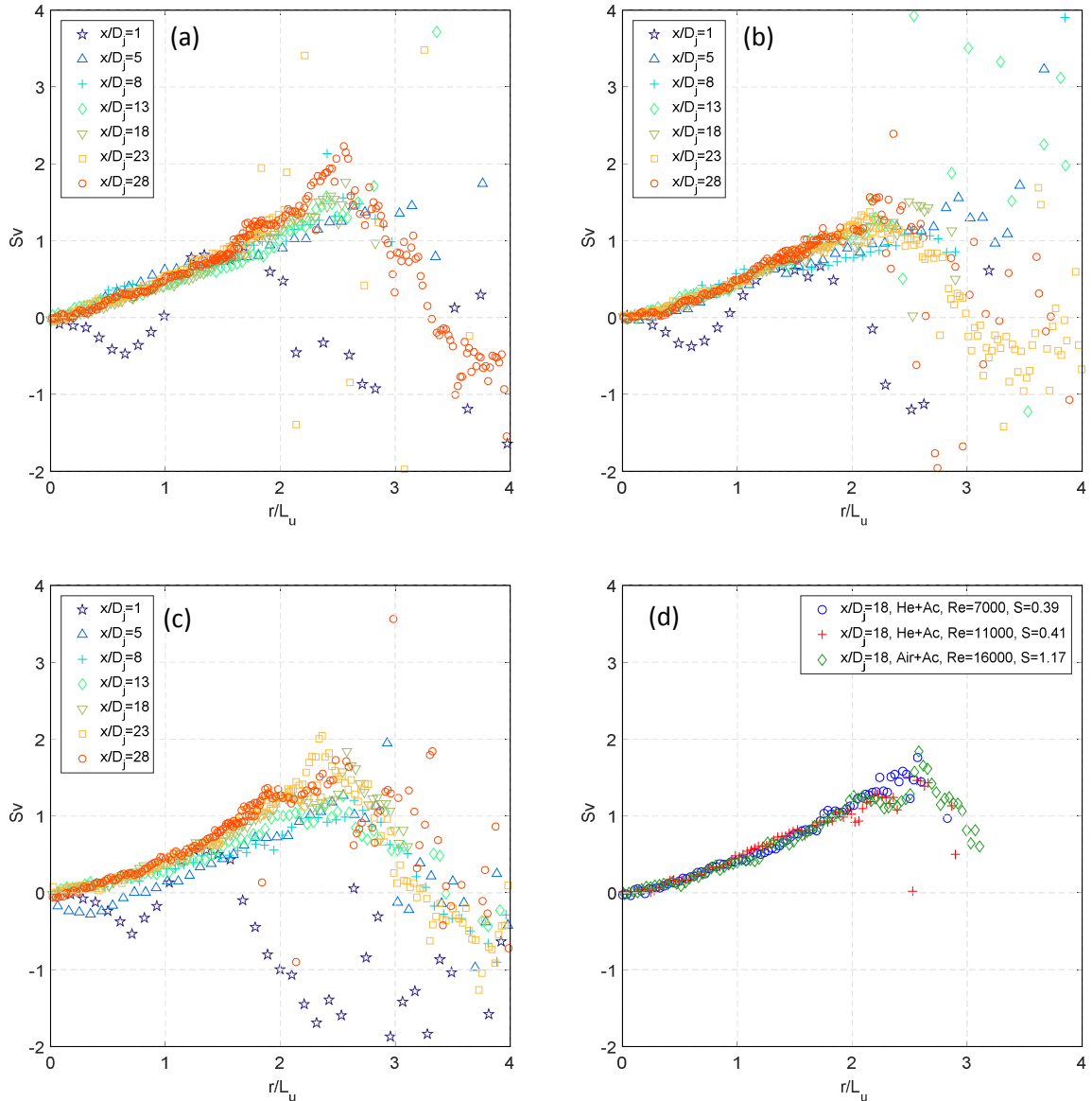


Figure 62 - Evolutions radiales du facteur de dissymétrie de la composante radiale S_v (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

4.1.9. Facteurs d'aplatissement

Les cartographies des facteurs de d'aplatissement des vitesses longitudinale et radiale sont représentées respectivement sur la Figure 63 et la Figure 64. On constate que pour les moments d'ordre élevé, l'information en bord de jet est très compliquée à obtenir. Les cartographies sont très semblables entre F_u et F_v , seule une légère différence est présente sur les premiers diamètres comme mentionné lors de la présentation des évolutions axiales en section 3.1.3. En effet, on observe sur F_u des valeurs qui entourent le cône le potentiel plus élevées en proche sortie de tube que sur F_v . On remarque également que les valeurs de F_u et F_v relevées sur l'axe du jet, qui sont de l'ordre de 3 après les premiers diamètres, sont aussi présentes de part et d'autre de l'axe de symétrie sur une distance radiale d'environ $\pm 1 r/D_j$.

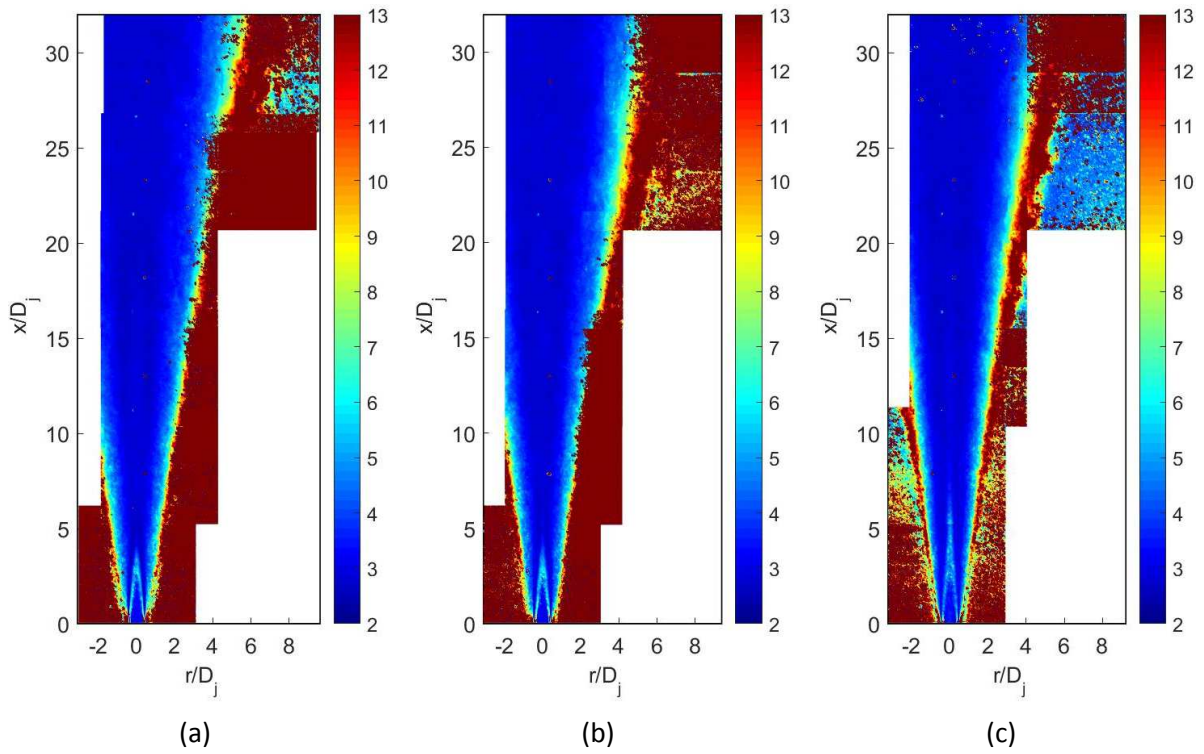


Figure 63 - Cartographies du facteur d'aplatissement de la composante longitudinale F_u (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

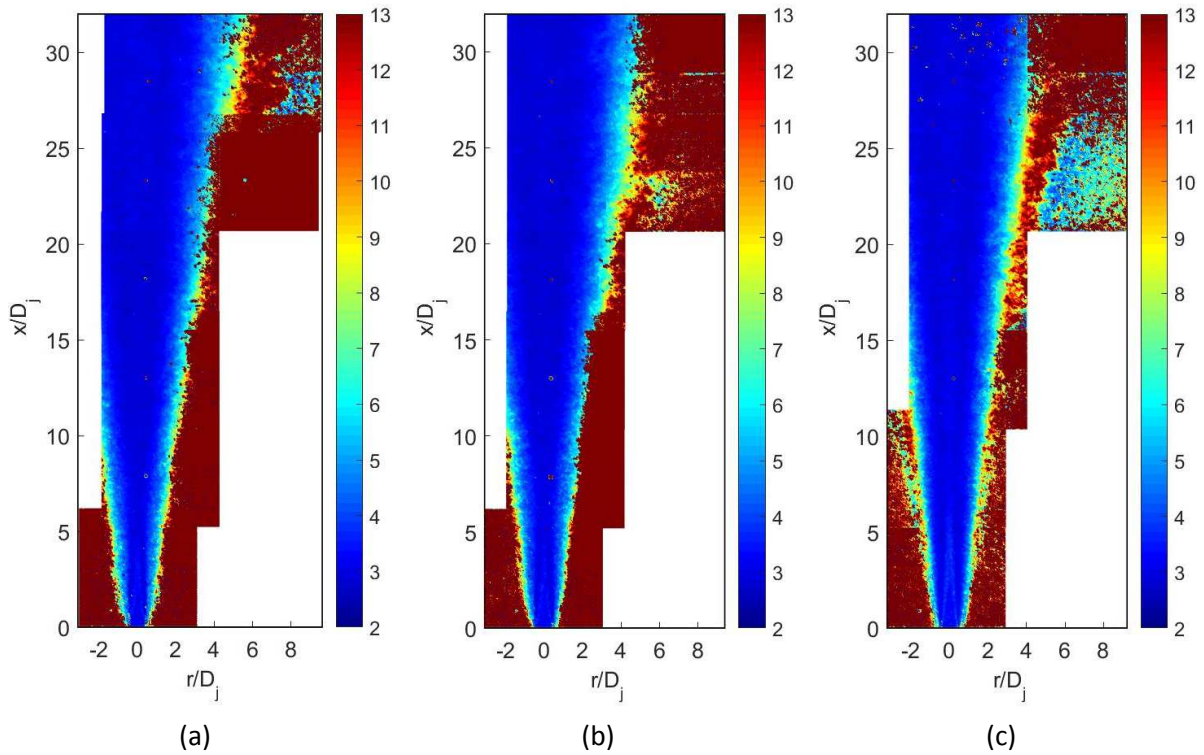


Figure 64 - Cartographies du facteur d'aplatissement de la composante radiale F_v (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

Les évolutions radiales des facteurs d'aplatissement des composantes longitudinale et radiale sont représentées respectivement sur la Figure 65 et la Figure 66. On constate que les profils, au-delà de $x/D_j = 5$, sont très similaires sur F_u et F_v . On observe un « plateau » jusqu'à $r/L_u = 1$ pour ensuite croître et atteindre un pic à environ $r/L_u = 2,5$, comme vu précédemment pour les facteurs de dissymétrie. Notons également qu'au-delà de cette distance radiale où sont présents ces pics, les données sont très bruitées et qu'il est donc difficile d'interpréter correctement le comportement radial de ces grandeurs. Les figures (d) illustrent parfaitement le fait que les profils, passé les premiers diamètres, sont parfaitement identiques et ce quel que soit les rapports des masses volumiques.

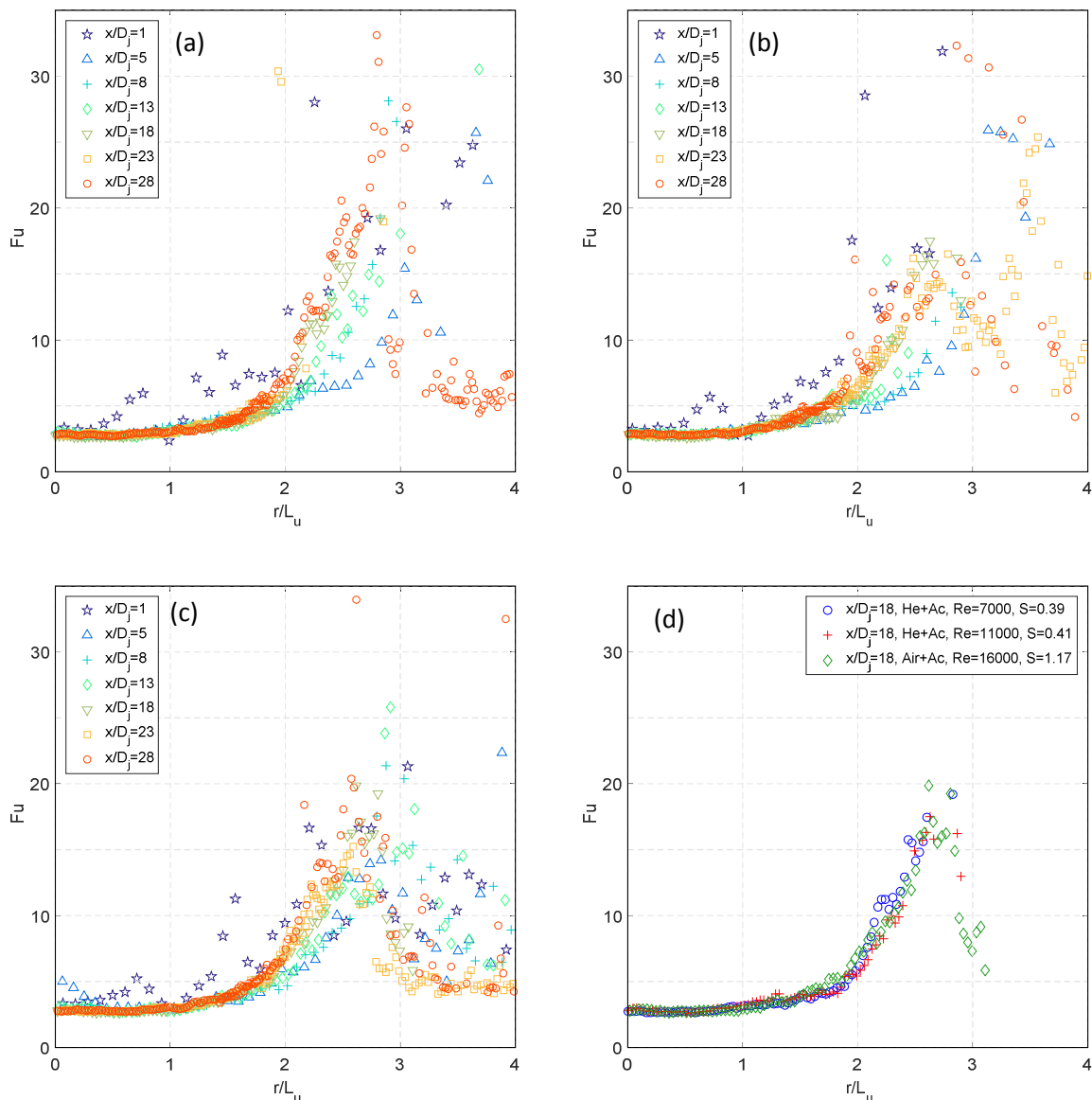


Figure 65 - Evolutions radiales du facteur d'aplatissement de la composante longitudinale F_u (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

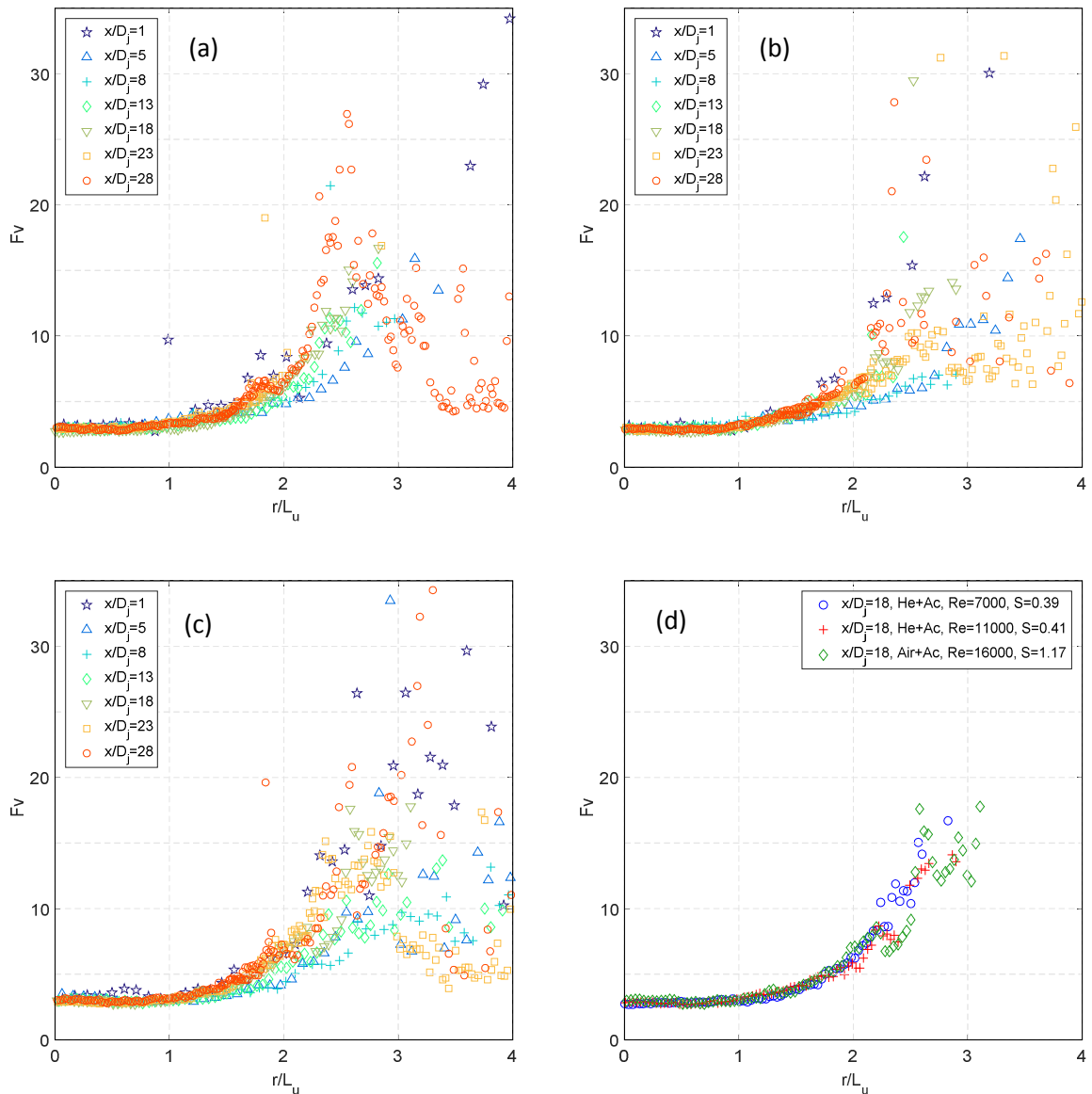


Figure 66 - Evolutions radiales du facteur d'aplatissement de la composante radiale F_V (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

La Figure 67 représente la comparaison des profils à $x/D_j = 18$ du facteur d'intermittence de frontière, noté γ , qui symbolise la quantité de turbulence présente dans l'écoulement mais aussi en son bord. On remarque la présence d'une zone, qui s'étend jusqu'à $r/L_u = 1$, où la turbulence est pleinement présente pour ensuite diminuer progressivement sans jamais toutefois atteindre 0 (qui représenterait un air ambiant au total repos). Nous pouvons lier cette analyse à celle faite sur les développements des profils radiaux de la vitesse transversale moyenne de la Figure 48 (d) puisqu'en effet, on distingue bien un fort entrainement radial encore présent pour des distances radiales supérieures à $r/L_u = 2$. En effet, la position radiale $r/L_u = 1$ correspond à peu près à la limite entre la région où le coefficient d'intermittence de frontière γ est encore égal à 1 et celle où il s'en écarte. La position radiale $r/L_u = 2$ correspond à la région où γ est voisin de 0,5, c'est à dire là où l'on retrouve en proportions égales (en durée) des poches de fluide venant du centre du jet et de l'extérieur du jet.

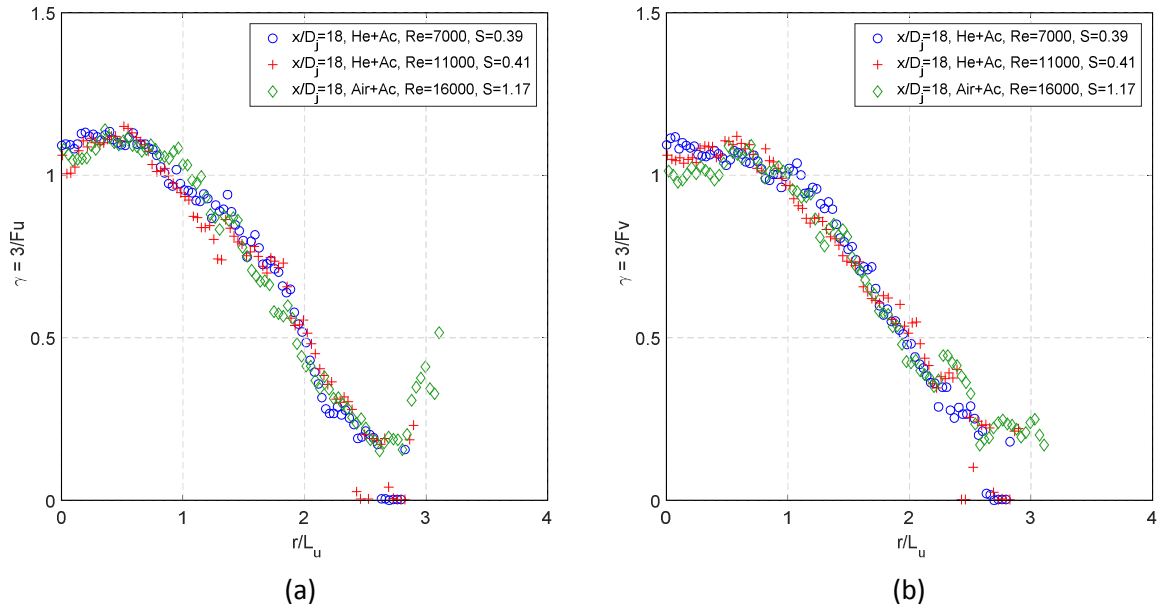


Figure 67 – Comparaison des évolutions radiales du facteur d’intermittence de la composante (a) longitudinale et (b) radiale à $x/D_j = 18$.

4.2. Concentration

4.2.1. Champ de concentration massique moyenne

Les cartographies des champs de concentration massique moyenne sont représentées sur la Figure 68. Nous rappelons que les acquisitions en concentration ont posé de nombreux problèmes à cause de la détérioration du laser utilisé et que la procédure d'analyse des images a de ce fait été rendue plus complexe. La qualité est donc moins grande en comparaison des analyses en vitesse. Cependant, les résultats obtenus restent tout de même exploitables et on constate une évolution cohérente des champs entre eux. Concernant les trois essais, une nette différence de développement de l'écoulement entre les jets d'hélium et d'air est très bien visible.

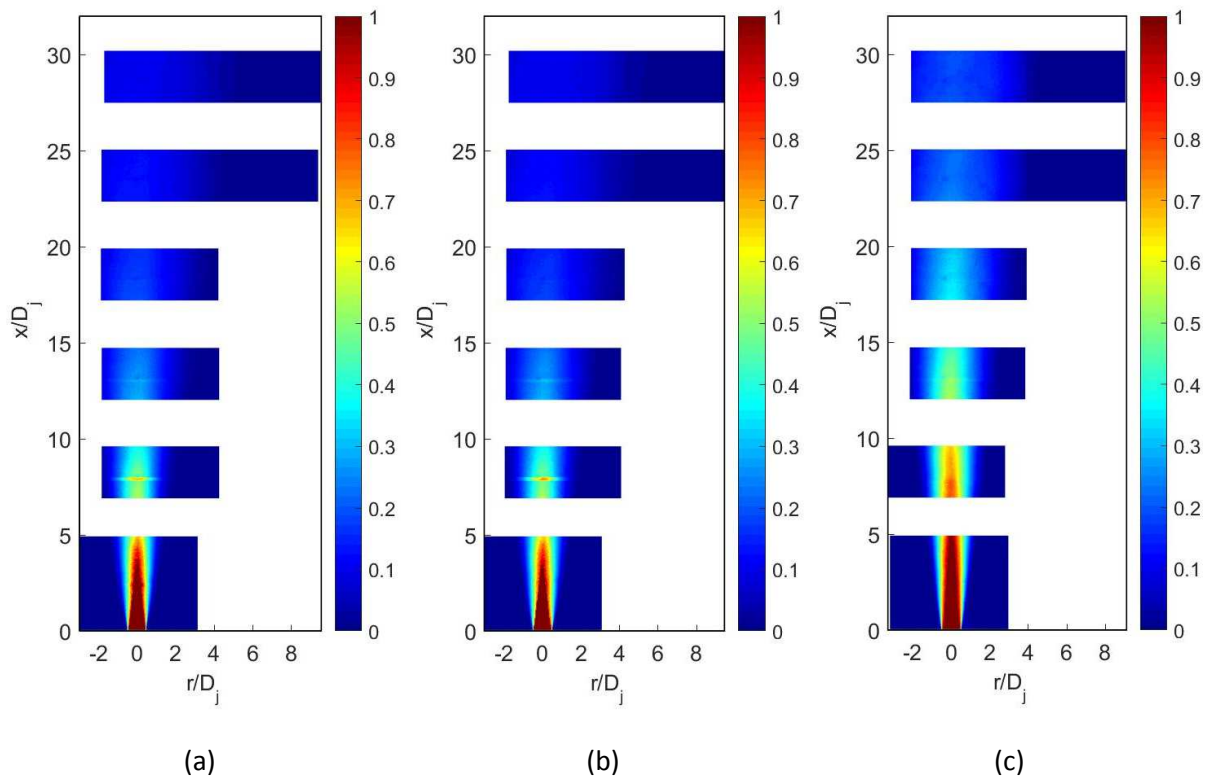


Figure 68 - Cartographies du champ de concentration massique moyenne (a) $S = 0,39$,
(b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

Dans le but de mettre en avant cette différence de comportement, la Figure 69 représente les évolutions radiales de la concentration massique moyenne C/C_j en fonction de la position radiale $2r/D_j$. On observe, en sortie de tube, que le profil est plat. En effet, le mélange des gaz n'ayant pas encore débuté au cœur de cette région, le mélange injecté est donc saturé en vapeur d'acétone. La longueur de cette distance varie en fonction des conditions d'éjection et on constate, comme pour les mesures en vitesse, qu'au plus le rapport des masses volumiques diminue, au plus l'évolution axiale et l'épanouissement du jet sont rapides. La Figure 69 (d), représentant la comparaison des profils pour chacun des cas étudiés, représente très bien la différence d'évolution (surtout axiale) en fonction du rapport des masses volumiques dont la valeur sur l'axe est deux fois plus importante dans l'air par rapport à l'hélium. Si l'on s'intéresse uniquement aux formes des profils radiaux, il est important de constater que les profils de vitesse sont beaucoup plus nets que ceux-ci, et ce même en ayant effectué

du binning (comme vu en section 2.3.3.2) sur chaque image dans le but d'obtenir la même résolution entre vitesse et concentration.

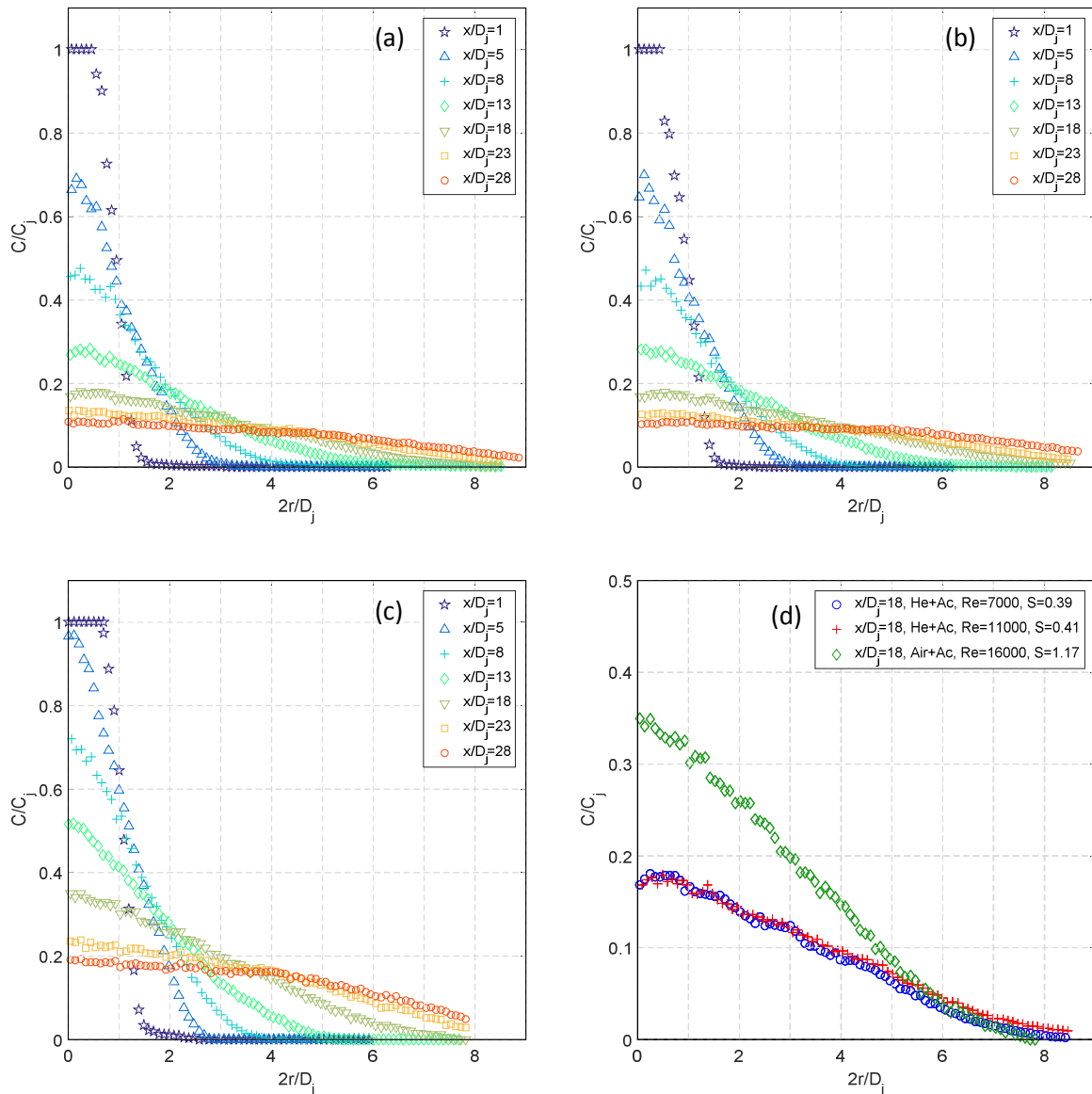


Figure 69 – Evolutions radiales de la concentration massique moyenne adimensionnée par C_j (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

De même que sur la représentation des profils de vitesse, une normalisation par la demi-largeur de la concentration, L_c , est possible. Cette représentation permet de mettre en évidence la notion de similitude radiale moyenne (section 1.3.4). La Figure 70 représente les évolutions radiales de la concentration massique moyenne C/C_c en fonction de la position radiale r/L_c . On constate que le regroupement des profils est plus difficile à observer en concentration qu'en vitesse et qu'au plus le rapport des masses volumiques est petit, au plus l'écart est important. Si l'on s'intéresse aux profils radiaux aux distances axiales $x/D_j = 23$ et 28, on remarque que le raccordement entre les champs du cœur et du bord du jet est relativement correct dans les jets d'hélium mais l'est moins dans le jet d'air. Les acquisitions des images PLIF brutes en bord de jet concernant l'essai dans l'air montrent que le signal récupéré est extrêmement faible, ce qui ne facilite pas l'exploitation en bord de jet au-delà de

$x/D_j = 20$. Cependant on remarque, sur la Figure 70 (d) représentant les comparaisons des profils à $x/D_j = 18$, que ceux-ci sont similaires et suivent parfaitement la loi de similitude radiale moyenne.

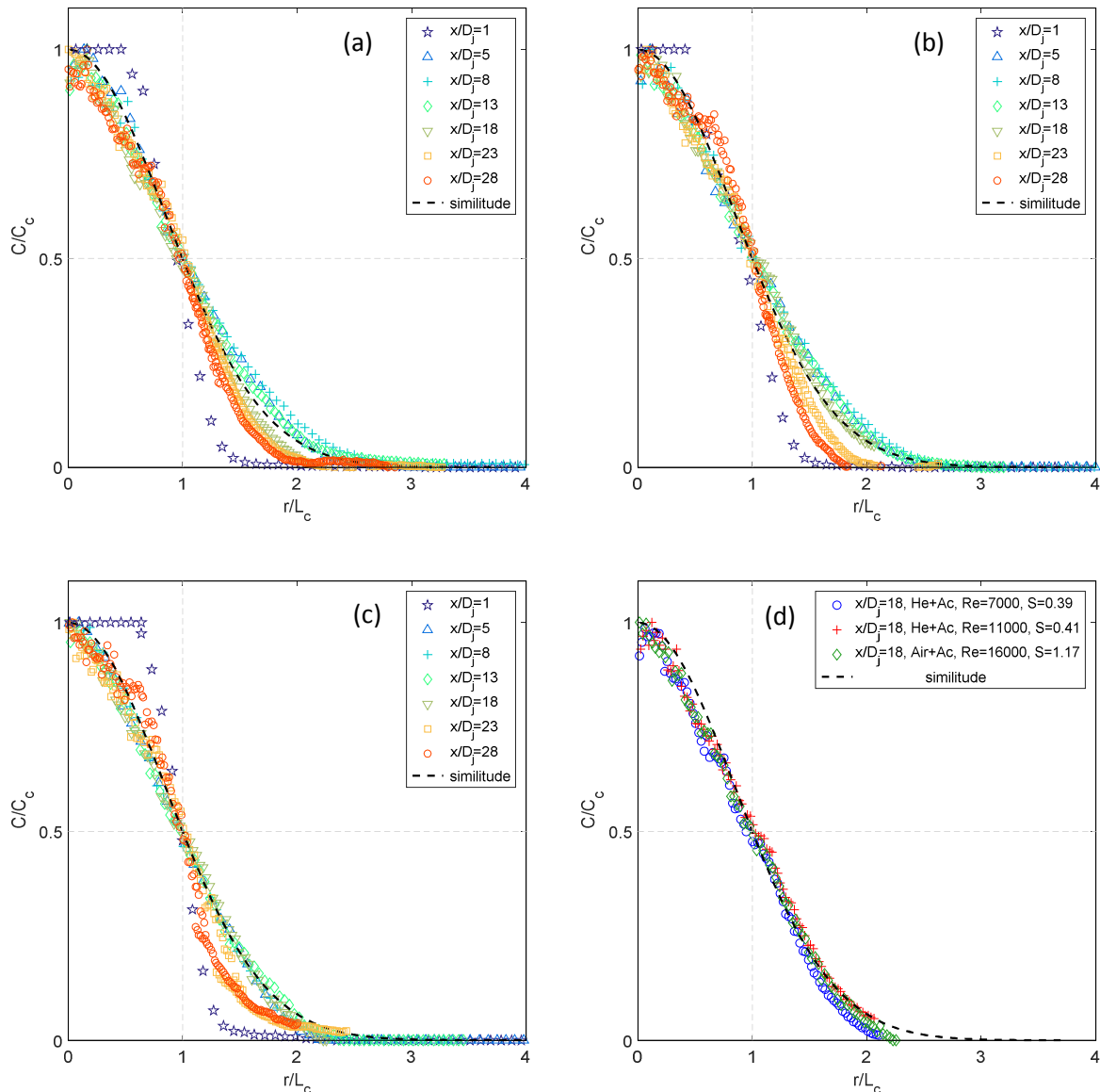


Figure 70 - Evolutions radiales de la concentration massique moyenne adimensionnée par C_c (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

4.2.2. Champ de masse volumique moyenne

Les cartographies du champ de masse volumique moyenne des différents essais sont représentées sur la Figure 71. Le champ de masse volumique moyenne est obtenu à partir du champ de concentration massique moyenne comme mentionné en section 2.3.2.3. On observe bien une différence entre les essais effectués avec l'hélium et l'air où la valeur de la masse volumique est dépendante des conditions initiales. On remarque rapidement que la vapeur d'acétone injectée dans le réseau est non négligeable puisqu'elle « alourdit » l'écoulement donnant deux jets plus légers que l'air ambiant et un plus lourd, mais où chacun tend vers la masse volumique moyenne de l'environnement extérieur.

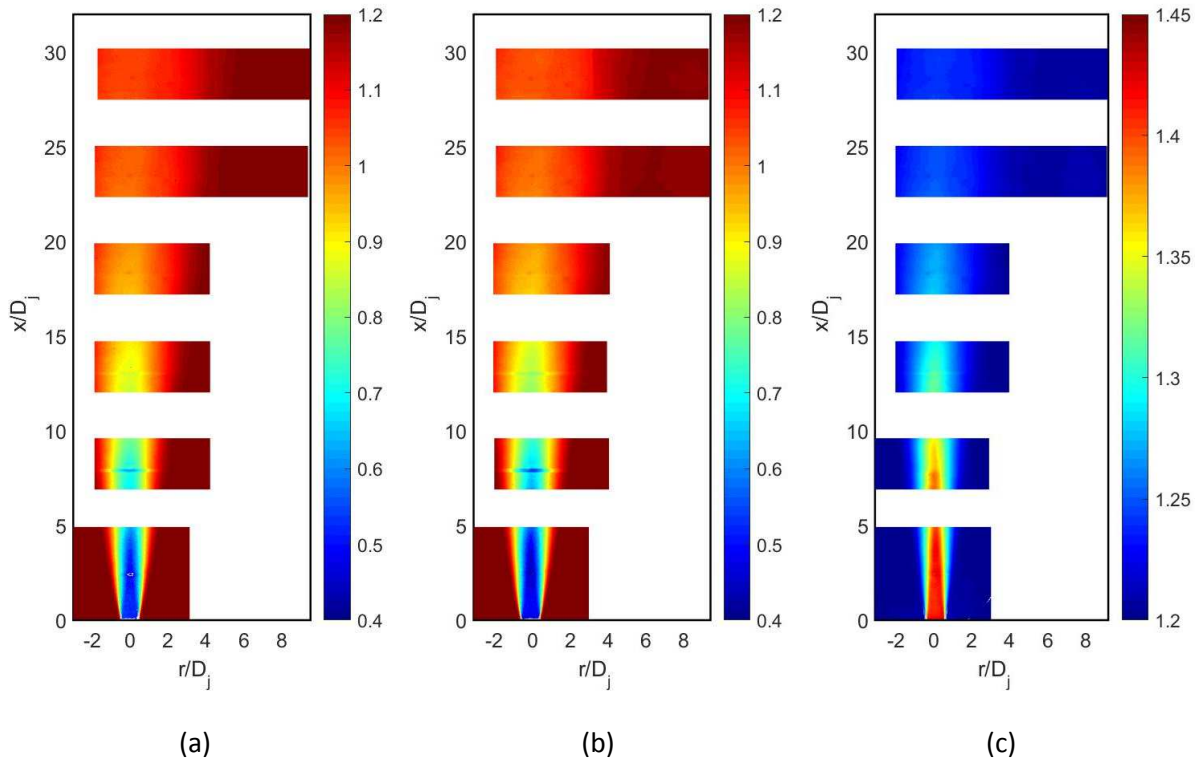
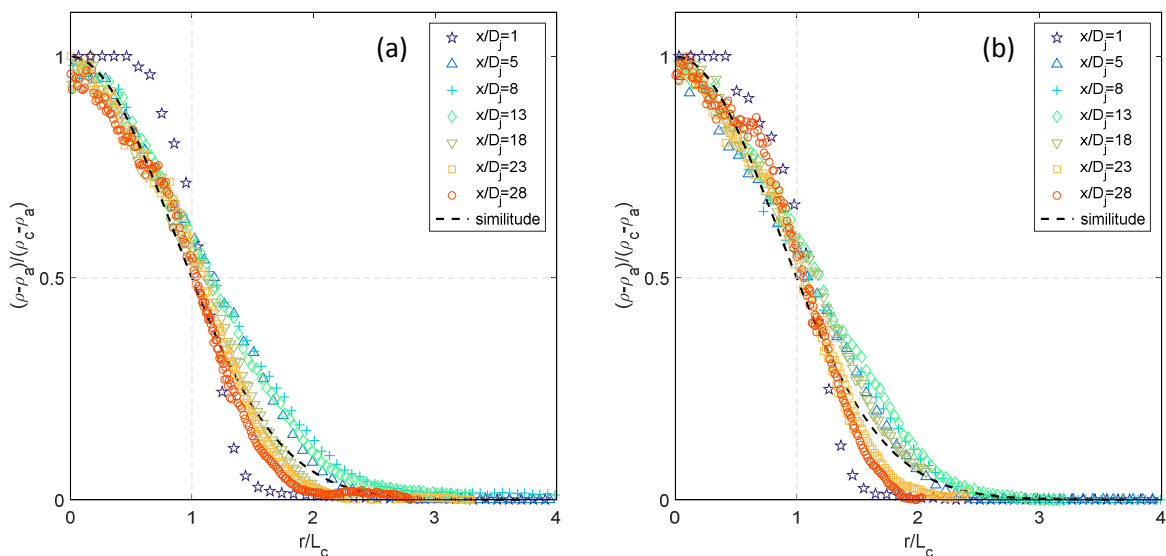


Figure 71 - Cartographies du champ de masse volumique moyenne (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

La Figure 72 représente les différentes évolutions radiales de la masse volumique moyenne en fonction de la position r/L_c . On s'aperçoit que la variable de similitude est la même que celle utilisée précédemment pour la concentration massique. En effet, Lucas (1998) a montré que l'utilisation d'une variable L_p n'a pas vraiment de sens car il est difficile d'écrire une similitude pour cette grandeur de par de l'intervention de la masse volumique dans beaucoup de termes des équations et que, de ce fait, garder la variable L_c n'est pas incohérent. On s'aperçoit que la Figure 72 semble confirmer ces propos



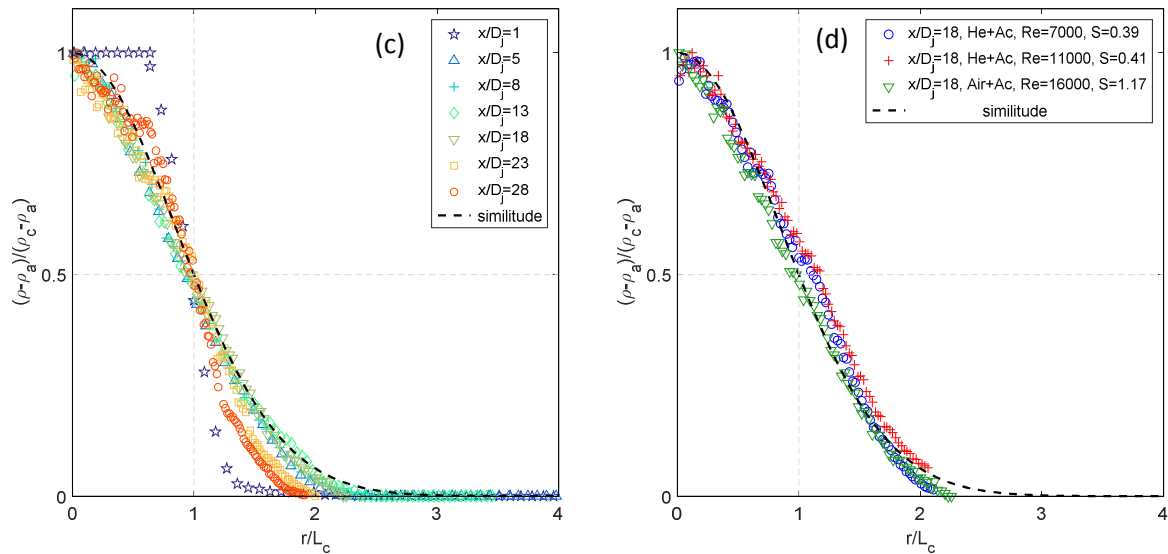


Figure 72 - Evolutions radiales de la masse volumique moyenne $(\rho - \rho_a)$ adimensionnée par $(\rho_c - \rho_a)$
 (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

puisque la figure (d), représentant la comparaison des profils des différents essais à $x/D_j = 18$, montre, comme pour les évolutions radiales de la concentration massique moyenne, un regroupement des profils relativement bien marqué. Concernant les figures (a), (b) et (c), on remarque exactement le même comportement que cité précédemment sur la concentration massique moyenne avec, notons-le, un éloignement du profil de similitude légèrement plus marqué pour les cas en hélium.

4.2.3. Intensité de turbulence de la concentration massique

Les cartographies de l'écart-type des fluctuations de la concentration des différents essais sont représentées sur la Figure 73. On constate un comportement très différent sur les premiers diamètres entre les jets d'hélium et d'air, ce qui a également été mis en évidence sur les évolutions axiales. On remarque une fois de plus, comme sur beaucoup d'autres paramètres étudiés comme les vitesses moyennes par exemple, que les mesures effectuées dans l'air sont plus homogènes que dans l'hélium. Les évolutions radiales de l'intensité de turbulence de la concentration massique sont représentées sur la Figure 74 et, effectivement, on note un lissage des profils nettement plus fort dans l'air que dans l'hélium. Concernant l'évolution des profils radiaux, on remarque qu'ils ont un comportement analogue à celui des intensités de turbulence de la vitesse. En effet, on remarque un regroupement rapide sur l'axe des profils issus de l'hélium à partir de $x/D_j > 5$, alors que pour l'air, c'est très progressif, comme montré par Djeridane (1993) sur un jet d'air faiblement chauffé. Darisse (2015) a également étudié ce paramètre sur un jet d'air faiblement chauffé, pour une position axiale de $x/D_j = 30$ en comparant plusieurs cas issus de la littérature. Ceci a révélé le fait que les conditions initiales ont un rôle très important quant au développement axial et radial de l'intensité de turbulence de concentration massique (ou de température). Aucun résultat ne s'est avéré être identique, ce qui montre effectivement la difficulté d'approche expérimentale liée à cette grandeur. Si l'on s'intéresse aux cas présents, on peut déterminer une valeur commune aux trois essais sur l'axe d'environ 0,2. Les pics d'intensité de turbulence sont présents sur la distance radiale $r/L_c = 1$ mais semblent très

légèrement se décaler vers une valeur inférieure de l'ordre de $r/L_c = 0,9$ lorsque la distance axiale augmente. Les maxima atteints sont légèrement supérieurs lorsque que le rapport des masses volumiques diminue. Un point qui semble néanmoins anormal concerne la décroissance radiale brutale des profils à $x/D_j = 23$ et 28 à partir de $r/L_c = 1,2$. Le manque d'information en termes de signal de fluorescence de la vapeur d'acétone joue probablement un rôle important lorsque l'on s'éloigne de la sortie du tube.

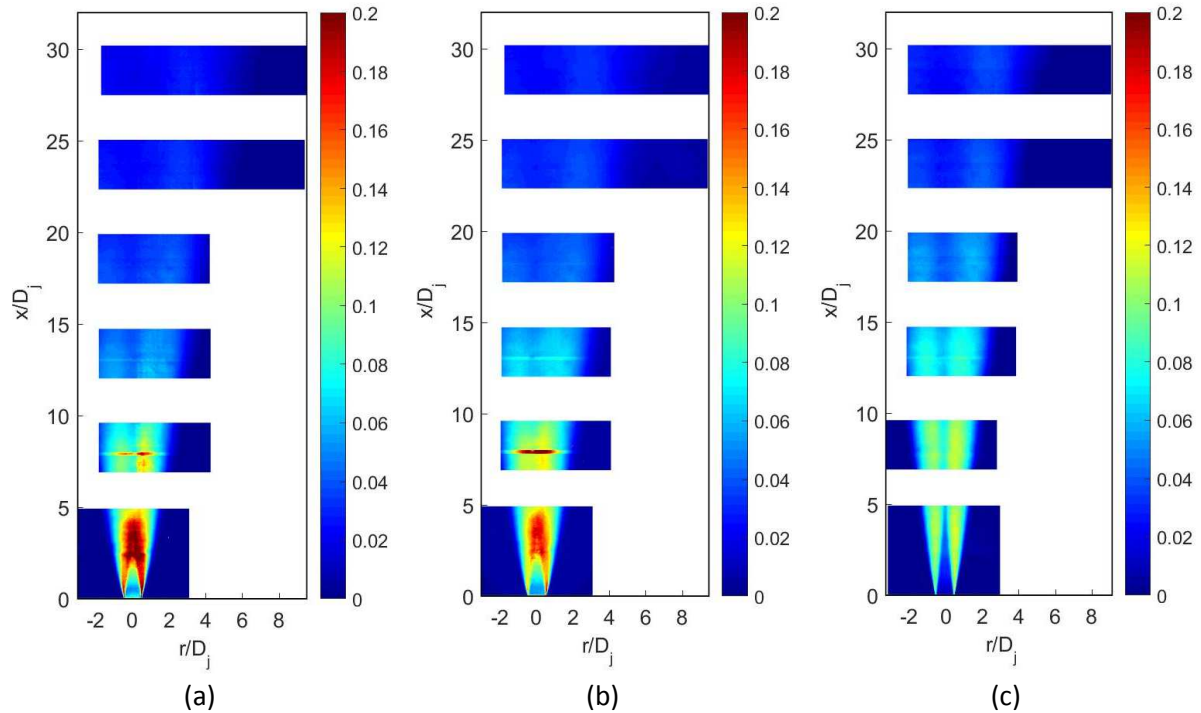
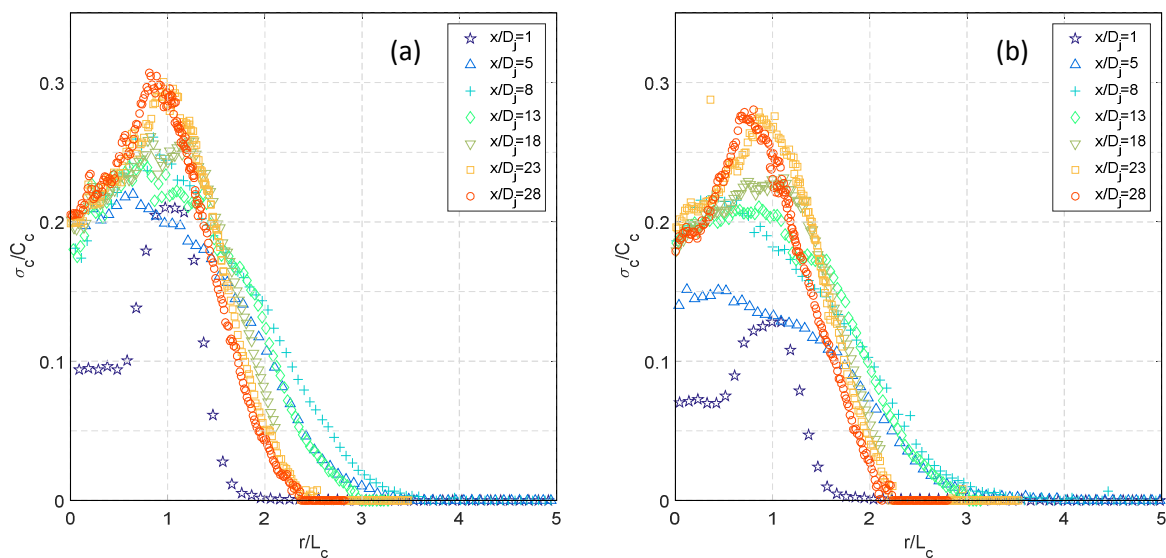


Figure 73 – Cartographies de l'écart-type des fluctuations de la concentration massique σ_c/C_j
 (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.



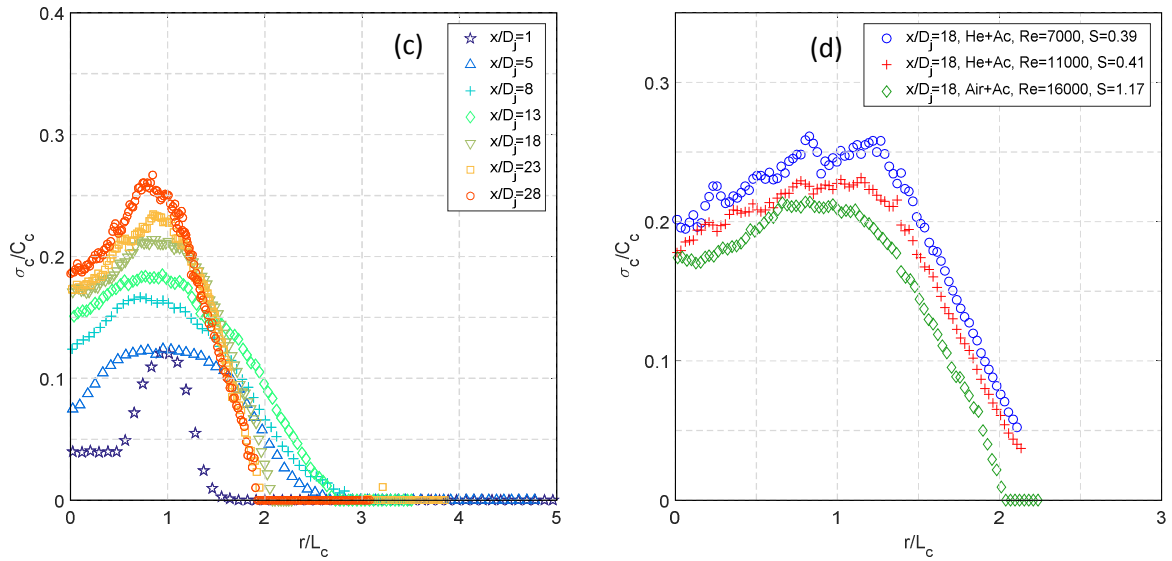


Figure 74 – Evolutions radiales de l'intensité de turbulence de la concentration massique (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

4.3. Couplage vitesse – concentration

4.3.1. Coefficient de corrélation R_{uc}

La Figure 75 représente les cartographies du coefficient de corrélation R_{uc} des différents essais. On constate que les trois figures semblent relativement similaires, ce qui implique, a priori, que la variation de masse volumique n'influence pas (ou très peu) ce paramètre. On remarque également une évolution progressive de sa valeur jusqu'à $x/D_j = 10$ pour atteindre une stabilisation sur la suite de l'écoulement. La Figure 76 représente les évolutions radiales du coefficient de corrélation R_{uc} des trois essais. Comme montré visuellement sur les cartographies, on constate bien une évolution des profils, autant axialement que radialement, jusqu'à $x/D_j = 13$ pour atteindre un regroupement des profils lointains. On observe que la valeur commune sur l'axe est d'environ 0,49. La figure (d), représentant la comparaison des profils des différents essais, montre que les profils radiaux sont quasi identiques quel que soit le mélange utilisé avec la présence d'un plateau entre $0,5 < r/L_{u_i} < 1,5$ ayant pour valeur moyenne environ 0,53. Les profils chutent brusquement à partir de $r/L_{u_i} = 2$ pour atteindre 0 en $r/L_{u_i} = 3$, ce qui montre l'influence de la frontière extérieure du jet. Lucas (1998) a obtenu une valeur commune sur l'axe de 0,3 pour un jet d'hélium pur, ce qui est très différent des présents résultats. Il a justifié cette valeur en comparant ses résultats, notamment, à ceux obtenus par Pietri (1997) dans un jet d'air faiblement chauffé en proposant une hypothèse de l'influence de la variation de la masse volumique sur l'évolution de ce coefficient. Nos résultats ne permettent pas de confirmer cette théorie puisque, au contraire, les profils sont uniformes quel que soit les conditions expérimentales.

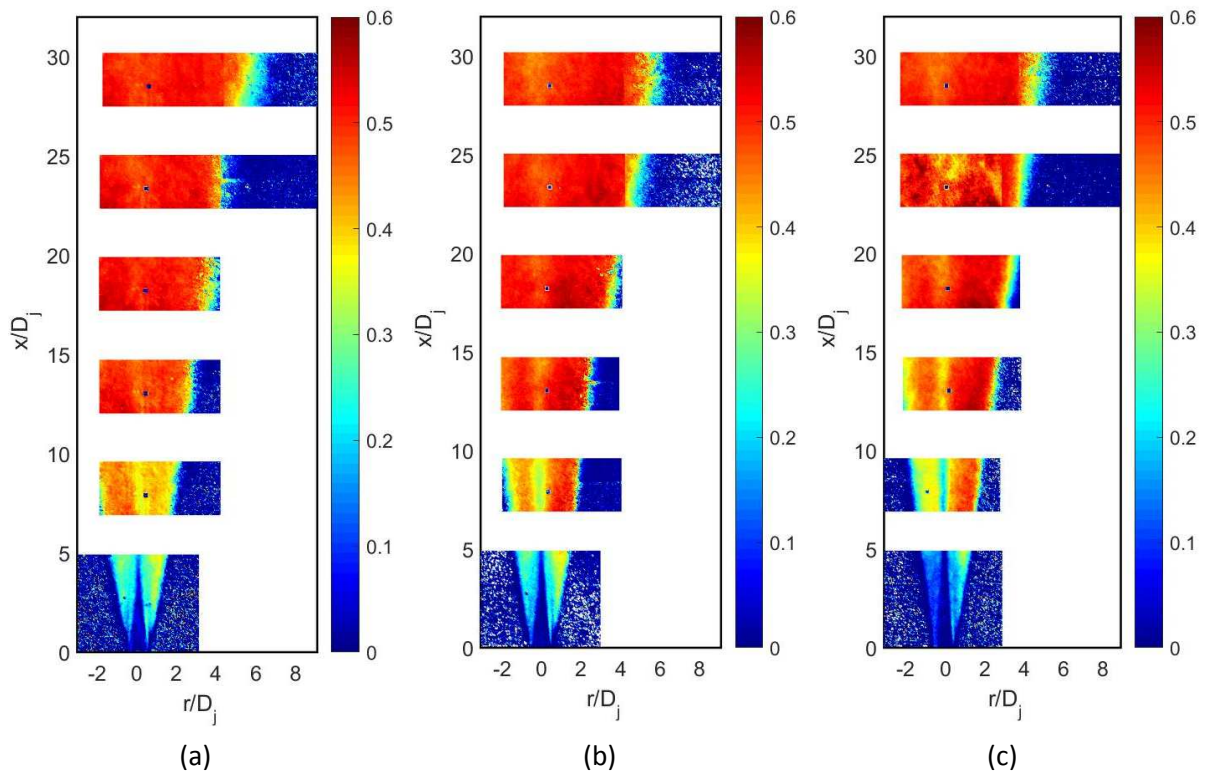
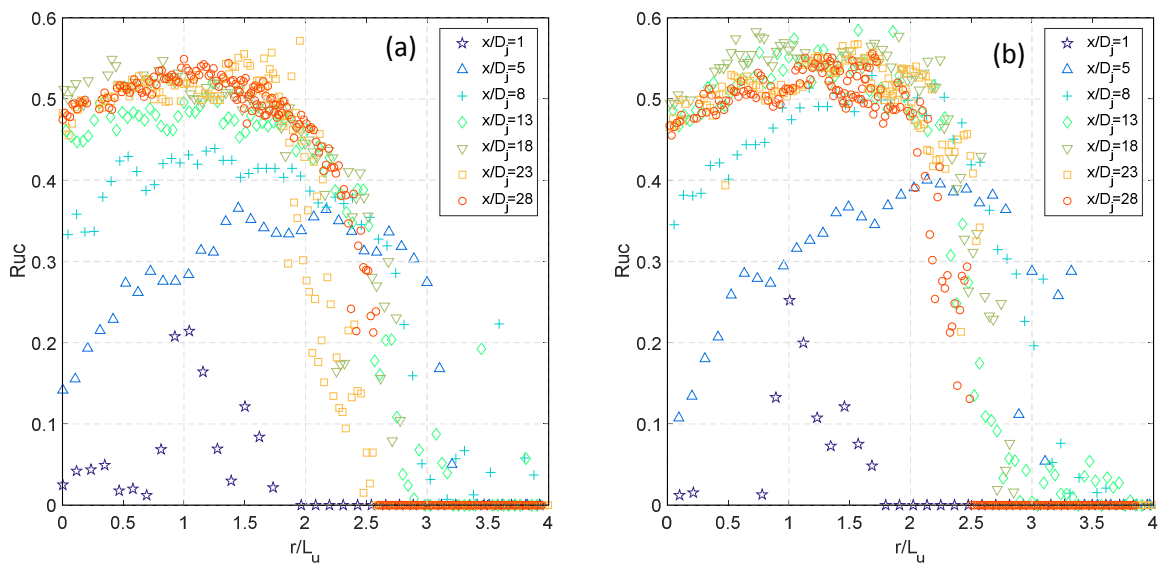


Figure 75 – Cartographies du coefficient de corrélation R_{uc} (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.



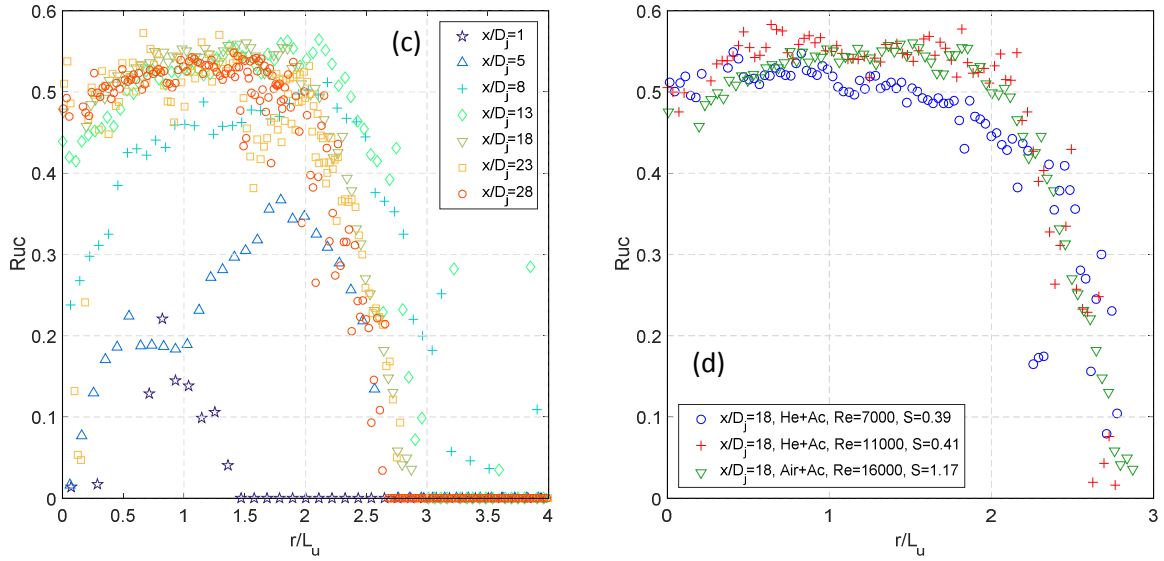


Figure 76 – Evolutions radiales du coefficient de corrélation R_{uc} (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

4.3.2. Coefficient de corrélation R_{vc}

Les cartographies du coefficient de corrélation R_{vc} des différents essais sont représentées sur la Figure 77. Cette représentation met une nouvelle fois en avant l'axisymétrie du jet où l'on distingue bien l'axe du jet avec des valeurs positives à droite et négatives à gauche. On constate également la forte ressemblance de ces cartographies avec celles étudiées en section 4.1.7 concernant le coefficient de corrélation R_{uv} .

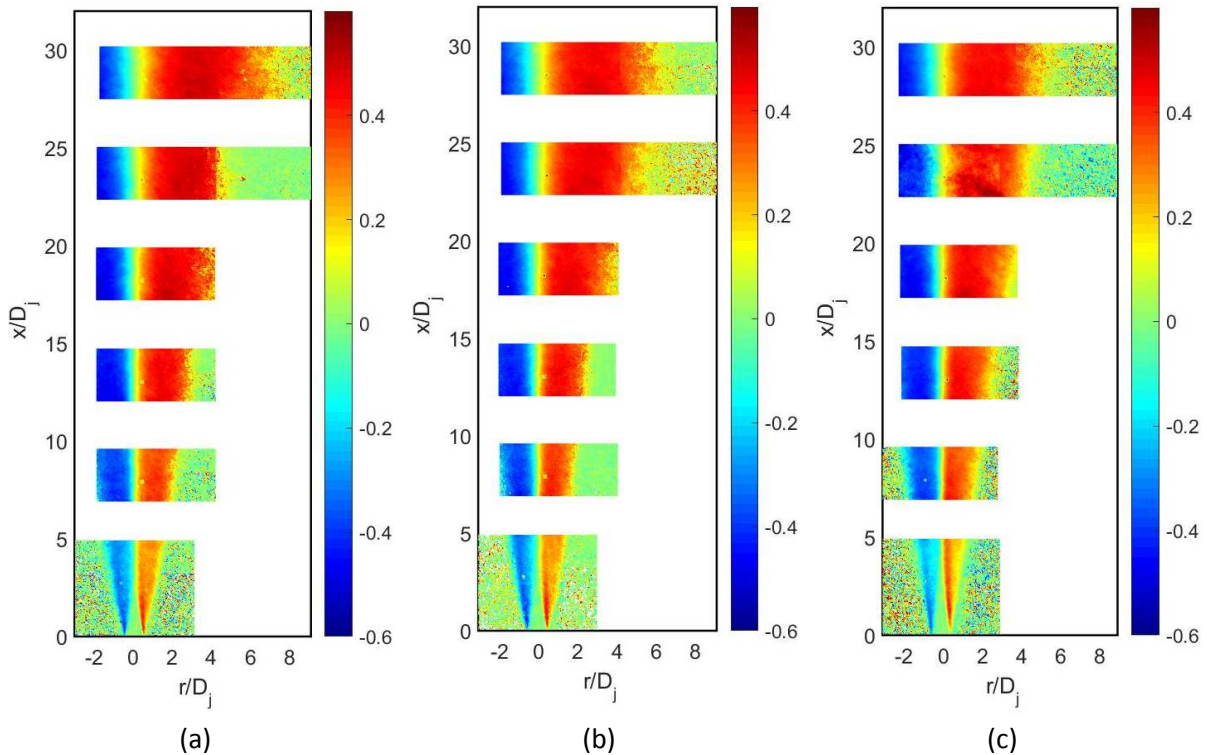


Figure 77 - Cartographies du coefficient de corrélation R_{vc} (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

Les évolutions radiales du coefficient de corrélation R_{vc} sont représentées sur la Figure 78. Le passage en 0 à la position radiale $r/L_u = 0$ est révélateur de la bonne axisymétrie du jet et du très bon alignement par rapport à l'axe du jet des systèmes de déplacement. Comme pour les évolutions radiales précédemment présentées, on constate une évolution axiale rapide pour atteindre un regroupement de tous les profils à partir de $x/D_j = 13$. Un maximum est observé pour chaque cas en $r/L_u \approx 1,1$, soit $r/L_c \approx 0,8$ puisque le rapport L_u/L_c est voisin de 0,8, ce qui correspond à un nombre de Schmidt de la turbulence $Sc_t = (L_u/L_c)^2 \approx 0,65$ (Chen et Rodi (1980)). Ce maximum semble légèrement évoluer en fonction de la variation de la masse volumique, contrairement à ce qui a été constaté pour R_{uv} . En effet, on note des valeurs moyennes de R_{vc} de 0,50, 0,46 et 0,45 respectivement pour des rapports $S = 0,39, 0,41$ et $1,17$. Cependant, si l'on se réfère à la figure (d), représentant la comparaison des profils de chaque essai à la position axiale $x/D_j=18$, celle-ci montre une grande similitude des profils avec une dispersion des points à partir de $r/L_u = 2,5$ plus marquée lorsque le rapport des masses volumiques diminue.

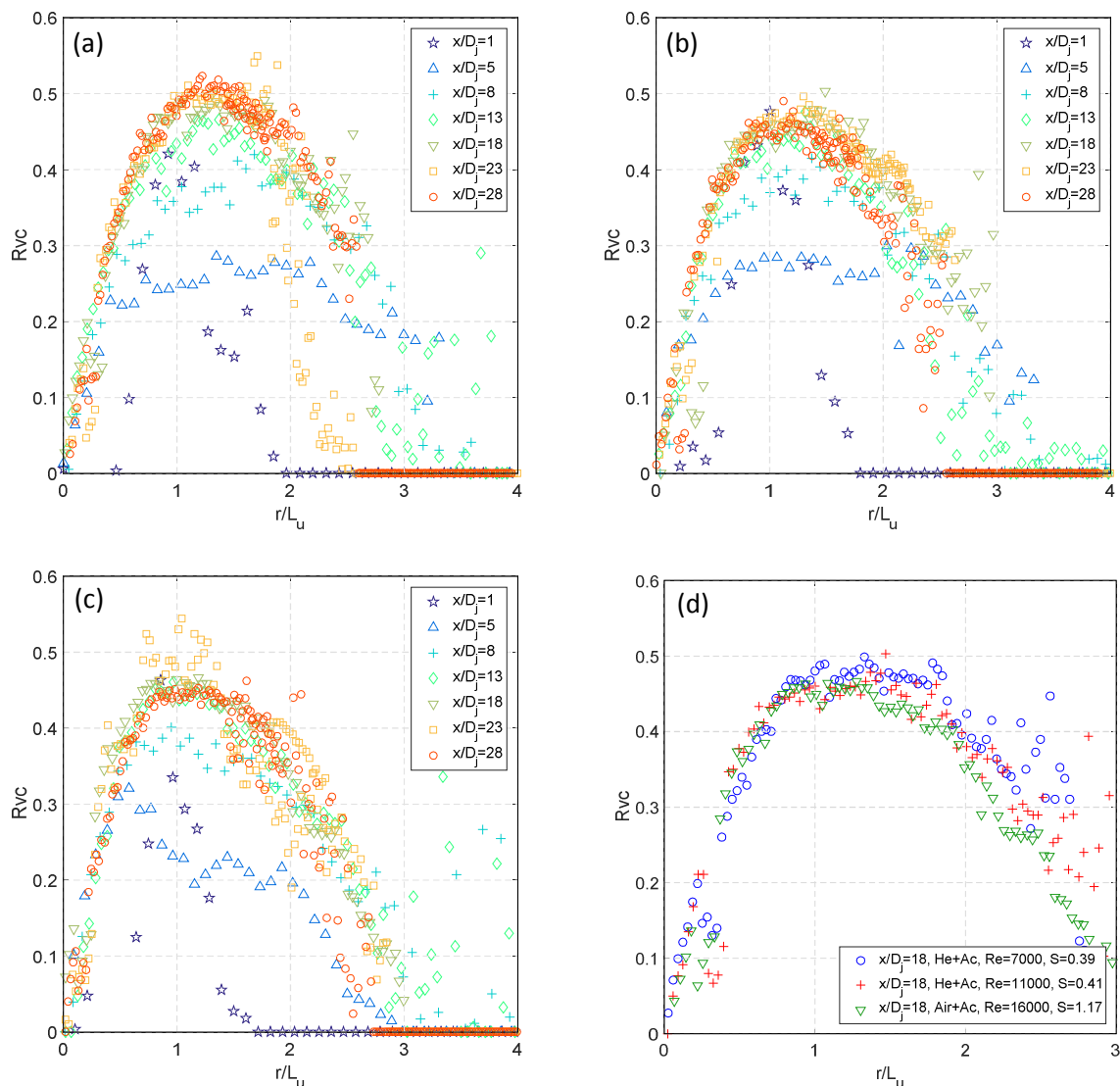


Figure 78 - Evolutions radiales du coefficient de corrélation R_{vc} (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

4.3.3. Flux $\overline{u'c'}$

Les cartographies du flux longitudinal de concentration des différents essais sont représentées sur la Figure 79. On constate une nette différence des représentations qui est fonction du rapport de la masse volumique avec un développement et une décroissance plus rapide pour les jets dans l'hélium que celui dans l'air.

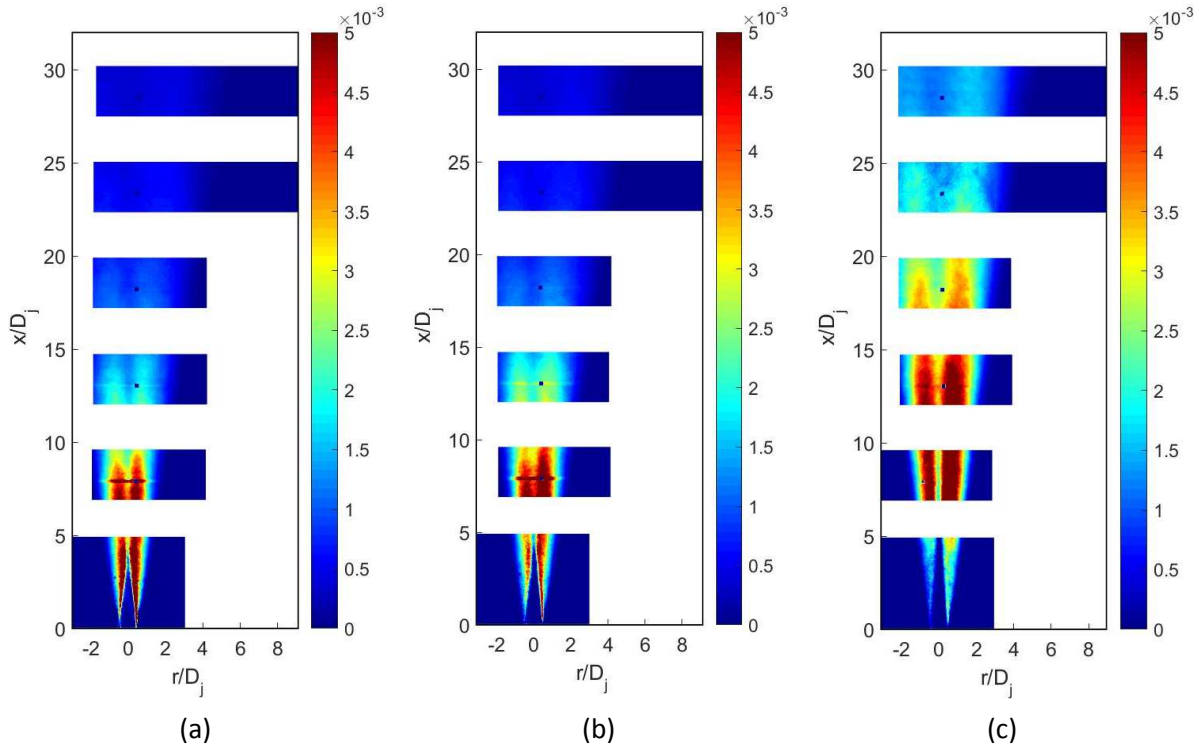


Figure 79 - Cartographies du flux longitudinal de concentration $\overline{u'c'}/(U_j C_j)$ (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.

Les évolutions radiales du flux longitudinal de la concentration $\overline{u'c'}/(U_c C_c)$ sont représentées sur la Figure 80. On constate une évolution axiale différente entre les jets d'hélium et d'air avec un développement moins rapide dans le cas de l'air comme montré sur la figure (d) avec la comparaison des profils à $x/D_j = 18$. Cependant, une valeur commune aux trois essais à $x/D_j = 28$ de 0,025 est notable. Lucas (1998) n'observe pas de valeur fixe sur l'axe puisqu'elle varie entre 0,015 et 0,032. Panchapakesan et Lumley (1993) sur un jet d'hélium et Darisse (2015) sur un jet d'air faiblement chauffé ont également relevé une valeur de 0,025. Un maximum est atteint à une position radiale r/L_u d'environ 0,8 avec pour valeur 0,33, 0,32 et 0,31 respectivement pour les rapports $S = 0,39$, 0,41 et 1,17. Panchapakesan et Lumley (1993) ont relevé une valeur maximum de 0,031 pour une distance axiale supérieure à $50 D_j$. Darisse (2015) a lui un maximum de 0,030 pour une distance axiale de $30 D_j$, ce qui montre une bonne correspondance entre tous ces essais.

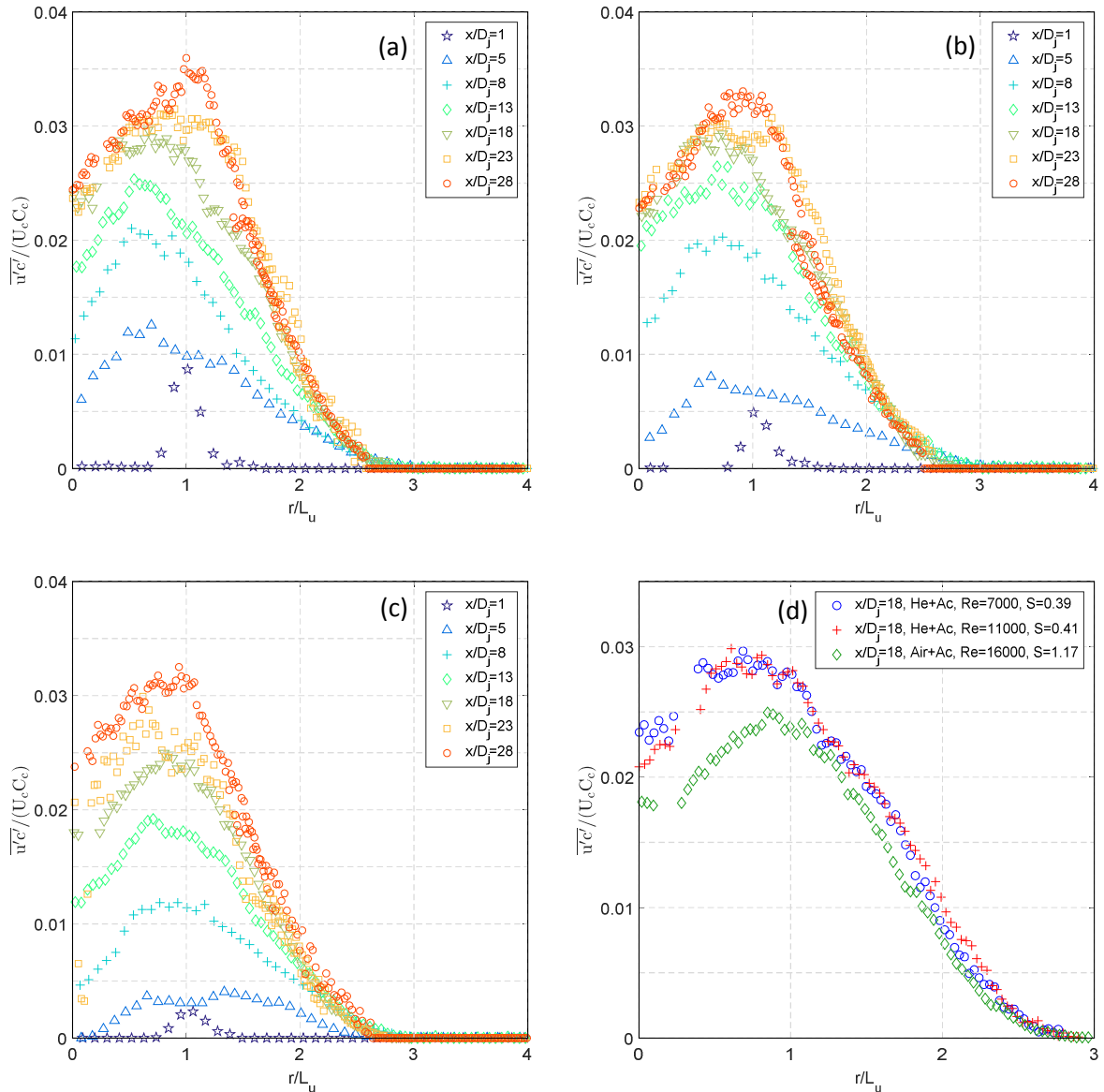


Figure 80 – Evolutions radiales du flux longitudinal de concentration (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

4.3.4. Flux $\overline{v'c'}$

Le flux radial de concentration des différents essais est représenté sur la Figure 81. On constate une différence d'évolution entre les essais effectués dans l'hélium et l'air avec un développement plus rapide dans l'hélium. Les extrema relevés sur les cas dans l'hélium semblent être légèrement supérieurs à ceux obtenus par Panchapakesan et Lumley (1993) puisque nous observons ici des valeurs d'environ 0,023 contre 0,020 pour ces auteurs. Cependant, concernant le cas de l'air, l'évolution semble plus cohérente avec un maximum relevé de 0,020, ce qui correspond notamment aux données fournies par Darisse (2015). Si l'on compare les évolutions entre $\overline{u'c'}$ et $\overline{v'c'}$, on constate que la contribution longitudinale est plus importante que la contribution radiale. On notera que la position radiale où sont présents les extrema de $\overline{v'c'}$ sont situés aux environs de $r/L_u = 1$.

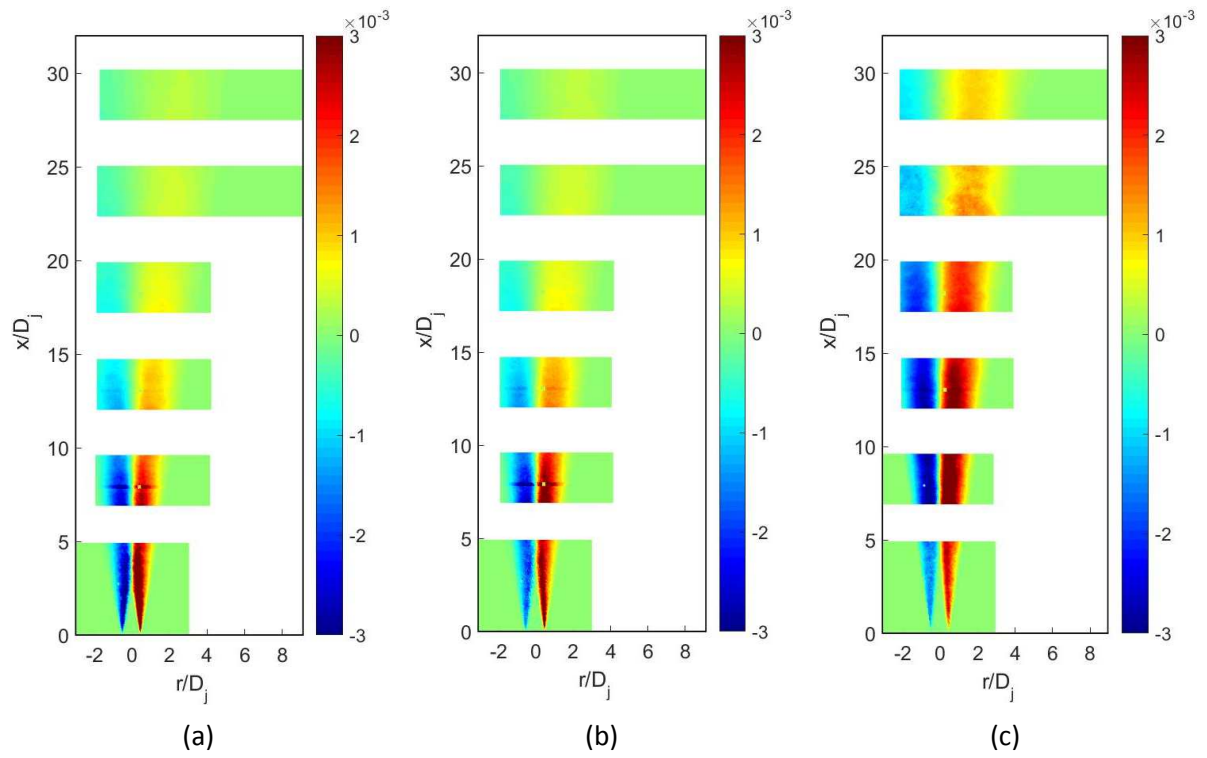
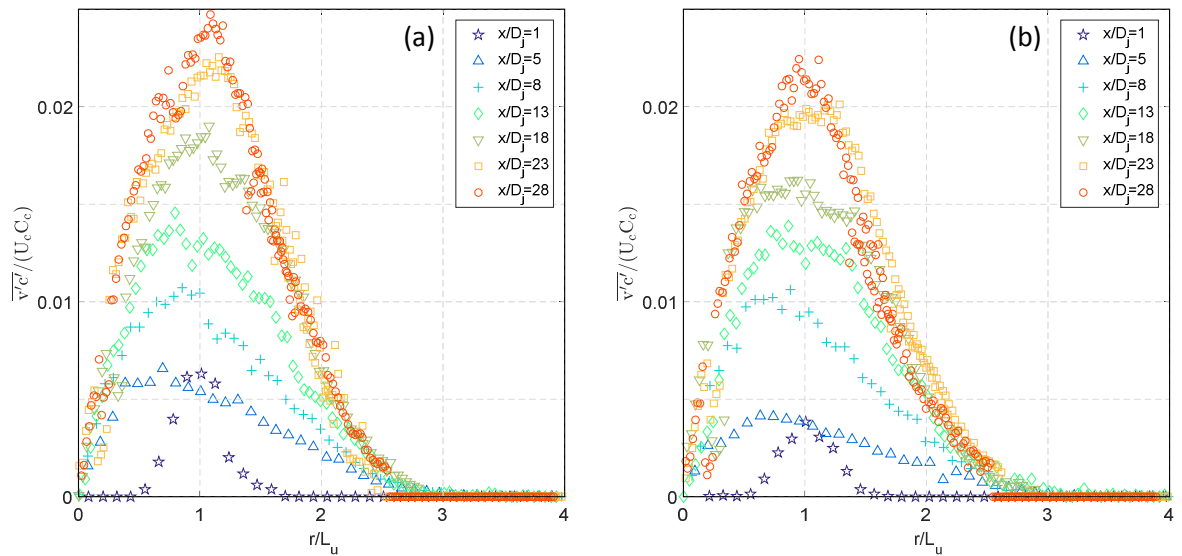


Figure 81 - Cartographies du flux radial de concentration $\overline{v'c'}/(U_j C_j)$ (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$ et (c) $S = 1,17$.



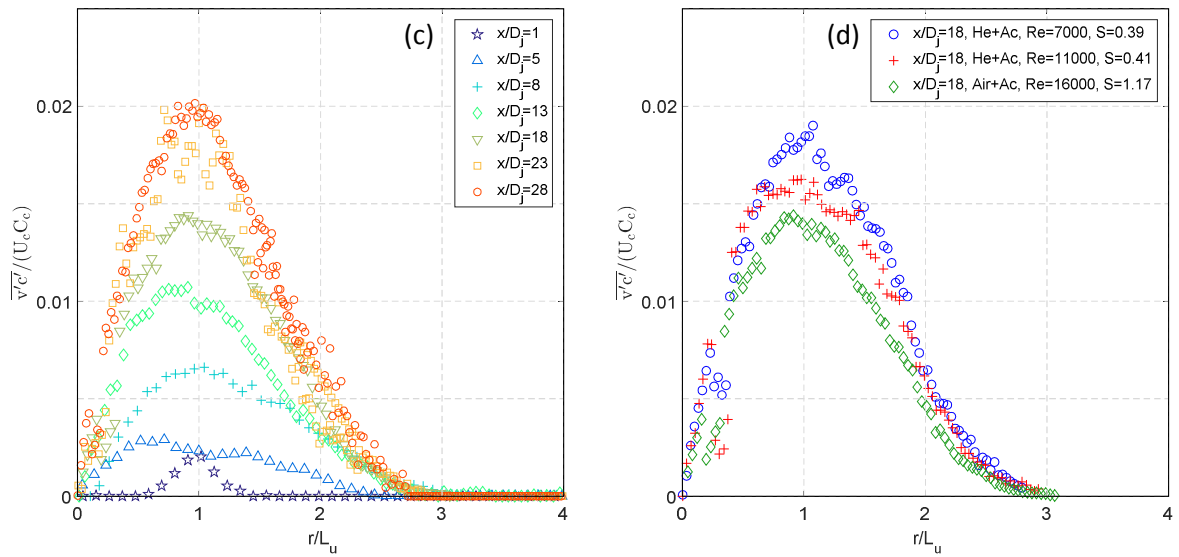


Figure 82 - Evolutions radiales du flux radial de concentration (a) $S = 0,39$, (b) $S = 0,41$, (c) $S = 1,17$ et (d) comparaison des profils à $x/D_j = 18$.

4.4. Conclusion

Ce chapitre a permis de mettre en avant le travail expérimental effectué en caractérisant les évolutions radiales de quelques grandeurs concernant chacun des cas et ainsi de mettre en évidence l'influence de la variation de la masse volumique sur le développement du jet.

Une représentation intégrale de toutes les grandeurs étudiées, sous forme de cartographies, a également été présentée et permet de mieux visualiser le jet dans son ensemble.

Chapitre 5

5. Analyse en probabilités du couplage vitesse – concentration

Dans cette section, nous allons analyser de façon plus fine la liaison entre la vitesse et le scalaire (concentration). Nous nous intéresserons tout d'abord à l'analyse du couplage vitesse-masse volumique en valeurs brutes (c'est-à-dire en variables ni centrées ni normalisées par leurs écarts-types), puis nous considérerons le couplage vitesse-concentration en variables centrées et normalisées. Le premier type de résultats servira, d'une part, de validation des mesures obtenues (puisque notamment les valeurs extrêmes que peut prendre la masse volumique sont parfaitement bien définies dans chaque écoulement) mais aussi d'analyse du couplage entre ces variables tel qu'il apparaît lorsque l'on s'intéresse aux grandeurs moyennées en termes de moyennes de Favre dont quelques exemples seront donnés en guise d'illustration. Le deuxième type de données est celui qu'il faut considérer lorsque l'on s'intéresse aux modélisations des équations de transport des densités de probabilité, soit pour la concentration seule, soit pour à la fois la vitesse et la concentration. Nous commencerons donc par présenter rapidement une synthèse des développements théoriques qui permettent d'analyser les propriétés des écoulements de jets en termes de densités de probabilité. Plus de détails sur ces développements pourront être trouvés dans (Borghini (1988), Kuznetsov et Sabel'nikov (1992), Dopazo (1994) ou Pope (2000)).

5.1. Présentation des analyses en probabilités

Ces approches ont été initialement motivées par la modélisation des écoulements turbulents réactifs dont l'évaluation du terme moyen de réaction chimique est particulièrement complexe, même si l'on considère une réaction simple du type : $A + B \rightarrow D$. En effet, la valeur instantanée de ce terme s'écrit $\dot{w} = [A][B] \exp\left(\frac{T}{T_a}\right)$, où T_a est la température d'activation de la réaction, T la température (instantanée), et $[A]$ et $[B]$ les concentrations massiques (instantanées) des réactifs A et B. En décomposant chaque variable $[A]$, $[B]$ et T en sa valeur moyenne et ses fluctuations, même en ne considérant que des moyennes de Reynolds, le taux moyen de réaction $\bar{\dot{w}}$ fait alors apparaître la somme d'une infinité de moments statistiques de tous ordres faisant intervenir les fluctuations de $[A]$, $[B]$ et T dont il n'est pas possible de tronquer, a priori, la somme à aucun niveau, ce qui empêche toute modélisation efficace par une approche classique du type k- ϵ ou RSM par exemple. Au contraire, le terme associé est exact dans une modélisation par densité de probabilité puisque l'on peut calculer de façon exacte \dot{w} pour chaque valeur de $[A]$, $[B]$ et T et en calculer ensuite la valeur moyenne $\bar{\dot{w}}$ si l'on a obtenu numériquement la densité de probabilité conjointe $P([A], [B], [T]; \vec{x}, t)$. Même si de telles approches de modélisation numérique sont loin d'être simples, elles n'en restent pas moins les plus précises et les plus rigoureuses.

Ainsi, de façon générale, si l'on considère un milieu réactif ou non réactif dans lequel on s'intéresse aux propriétés du mélange d'un scalaire unique que l'on appellera C (ce sera la concentration massique d'hélium $C(\vec{x}, t)$ dans notre cas sans réaction chimique), alors, l'équation de transport de sa densité de probabilité (pdf) $P(\hat{C}; \vec{x}, t)$ s'écrit comme (Kuznetsov et Sabel'nikov (1992), Pope (2000)) :

$$\frac{\partial P(\hat{C}; \vec{x}, t)}{\partial t} + \langle u_j | \hat{C} \rangle \frac{\partial P(\hat{C}; \vec{x}, t)}{\partial x_j} = - \frac{\partial^2 \chi_{\hat{C}} P(\hat{C}; \vec{x}, t)}{\partial \hat{C}^2} - \frac{\partial \dot{w}(\hat{C}) P(\hat{C}; \vec{x}, t)}{\partial \hat{C}} \quad (5.1)$$

où le terme de transport par convection de $P(\hat{C}; \vec{x}, t)$ s'exprime comme $\langle u_j | \hat{C} \rangle$: c'est la moyenne conditionnelle de la vitesse u_j calculée pour toutes les situations où $C(\vec{x}, t)$ est égale à la valeur particulière \hat{C}^1 . Le premier terme dans le membre de droite de l'équation (5.1) représente le mélange à petite échelle (ou micro-mélange) et le second est le terme de (production ou destruction par) la réaction chimique, où $\chi_{\hat{C}}$ est la dissipation moyenne conditionnelle du scalaire (pour la valeur \hat{C} également, avec $\chi = D \left[\left(\frac{\partial C}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial C}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial C}{\partial z} \right)^2 \right]$) et $\dot{w}(\hat{C})$ est le taux de réaction chimique défini précédemment (avec D le coefficient de diffusion moléculaire en $m^2.s^{-1}$). La dissipation moyenne conditionnelle du scalaire ne sera pas étudiée ici car la qualité des mesures effectuées restera à valider pour ce type d'analyse. Néanmoins, des résultats sont disponibles pour cette grandeur, pour un scalaire passif tel que la température, comme fournit par exemple par Anselmet (1994), et notamment en lien avec l'hypothèse d'indépendance statistique entre C et χ qui a souvent été utilisée puisque le scalaire est plutôt associé aux grandes échelles de la turbulence alors que sa dissipation est reliée aux petites échelles.

Le terme qui contient $\langle u_j | \hat{C} \rangle$ ne nécessite pas d'être modélisé si on considère la densité de probabilité conjointe (ou jpdf) de la vitesse et du scalaire, $P(\hat{u}, \hat{C}; \vec{x}, t)$. Néanmoins, en pratique, il apparaît dans l'équation de transport de $P(\hat{u}, \hat{C}; \vec{x}, t)$ des termes supplémentaires qui nécessitent d'être modélisés, ce sont ceux qui contiennent les gradients de pression et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente (Pope (1981)), exprimés en termes de moyennes conditionnelles pour les réalisations simultanées $\vec{u}(\vec{x}, t) = \hat{u}$ et $C(\vec{x}, t) = \hat{C}$. Ces termes additionnels rendent cette approche particulièrement complexe, en plus du fait que $P(\hat{u}, \hat{C}; \vec{x}, t)$ possède 3 dimensions de plus que $P(\hat{C}; \vec{x}, t)$, ce qui rend les simulations numériques beaucoup plus complexes et coûteuses.

Pour éviter les difficultés liées à l'utilisation de $P(\hat{u}, \hat{C}; \vec{x}, t)$, il est alors naturel d'utiliser directement $\langle u_j | \hat{C} \rangle$ puisque cette grandeur a le même nombre de dimensions que $P(\hat{C}; \vec{x}, t)$. Les premières remarques sur ce sujet ont été proposées par Kuznetsov et Sabel'nikov (1992) et par Dopazo (1975), en se basant sur l'observation suivante :

$$\langle u_j | \hat{C} \rangle (\vec{x}, t) = \langle u_j \rangle (\vec{x}, t) - \frac{\langle u' C' \rangle}{\langle C'^2 \rangle} (\hat{C} - \langle C \rangle (\vec{x}, t)) \quad (5.2)$$

lorsque $P(\hat{u}, \hat{C}; \vec{x}, t)$ est une densité de probabilité conjointe Gaussienne. Pour les cas où le champ de concentration n'est pas homogène, il a été indiqué par Kuznetsov et Sabel'nikov (1992) que cette forme linéaire simple pour $\langle u_j | \hat{C} \rangle$ nécessite des corrections puisqu'elle implique des vitesses de convection très élevées pour les valeurs du scalaire éloignées de la valeur moyenne locale. Il a ainsi été avancé que, si de telles valeurs du scalaire sont convectées par de grandes structures turbulentes, dont les valeurs sont forcément finies, alors $\langle u_j | \hat{C} \rangle$ doit rester finie dans la limite $\frac{|\hat{C} - \langle C \rangle|}{\sqrt{\langle C'^2 \rangle}} \rightarrow \infty$.

¹ La notation \hat{C} dans ce contexte est une valeur particulière que peut prendre la concentration C parmi toutes les valeurs possibles de $C(\vec{x}, t)$. Nous aurions pu l'appeler C_0 par exemple mais nous avons préféré garder la notation usuelle. Il ne faut pas la confondre avec la grandeur filtrée utilisée pour les simulations LES que nous avons vue précédemment.

En conséquence, dans Kuznetsov et Sabel'nikov (1992), l'équation (5.2) a été utilisée avec des modifications assez complexes qui sont compatibles avec les propriétés de normalisation de $\langle u_j | \hat{C} \rangle$. En fait, des déviations par rapport à la forme linéaire (5.2) ont été trouvées expérimentalement par Scherbina (1982) dans des jets chauffés pour $\frac{|\hat{C} - \langle C \rangle|}{\sqrt{\langle C'^2 \rangle}} \geq 2$, même si la dispersion importante des données expérimentales empêche d'estimer de manière quantitative ces déviations. Par exemple, la Figure 83 (a) présente les résultats de Lucas (1998) pour la moyenne conditionnelle de la vitesse longitudinale pour la position radiale $r = 65 \text{ mm}$ (ou $2r/D_j \approx 5$). Alors que ces auteurs ont trouvé que, près de l'axe du jet, l'équation (5.2) est en bon accord avec les mesures lorsque les fluctuations du scalaire sont plus petites qu'environ 2 fois la valeur de l'écart-type, au contraire, près de la frontière extérieure du jet, l'ajustement des données, bien que présentant une partie centrale qui est linéaire, n'est pas en accord avec (5.2) car la pente est nettement plus forte que $R_{uc} = \frac{\langle u'c' \rangle}{\sqrt{\langle u'^2 \rangle} \sqrt{\langle C'^2 \rangle}}$. Une explication possible proposée par ces auteurs était que, en cette position, un maximum est atteint pour le coefficient d'aplatissement du scalaire ce qui suggère le fait que l'intermittence de frontière pourrait jouer un rôle. Néanmoins, cette question nécessite des études complémentaires comme celle menée ici, et notamment en mettant en œuvre une méthode expérimentale différente de celle utilisée par Lucas et ses collaborateurs qui ont utilisé des méthodes basées sur des mesures simultanées par VLD et anémométrie à fil chaud, ce qui nécessite des méthodes d'étalonnage fastidieuses pour avoir accès simultanément aux fluctuations de vitesse et de densité (et donc de concentration en hélium).

Par ailleurs, Li et Bilger (1994) ont également effectué des mesures de $\langle u_j | \hat{C} \rangle (\vec{x}, t)$ dans une couche de mélange plane pour laquelle ces quantités, pour toutes les composantes de vitesse, hormis celle pour la composante transversale $\langle V | \hat{C} \rangle$, sont constantes. Ces auteurs ont trouvé que l'équation (5.2) constitue une approximation "raisonnable" à leurs données lorsque $\frac{|\hat{C} - \langle C \rangle|}{\sqrt{\langle C'^2 \rangle}} < 1.5$ et ont proposé l'expression suivante :

$$\langle V | \hat{C} \rangle (y) = \langle V | \hat{C} = \langle C \rangle \rangle + \alpha \frac{V'}{\delta} (y - y_{\hat{C}}) \quad (5.3)$$

pour prendre en compte les écarts à la dépendance linéaire. Ici, α est une constante, δ est l'épaisseur de la couche de mélange et $y_{\hat{C}}$ est la position où la valeur moyenne du scalaire (notée ici $\langle C \rangle$) est égale à \hat{C} . Cette expression permet d'obtenir un accord globalement bon entre $\langle u_j | \hat{C} \rangle$ et leurs données expérimentales.

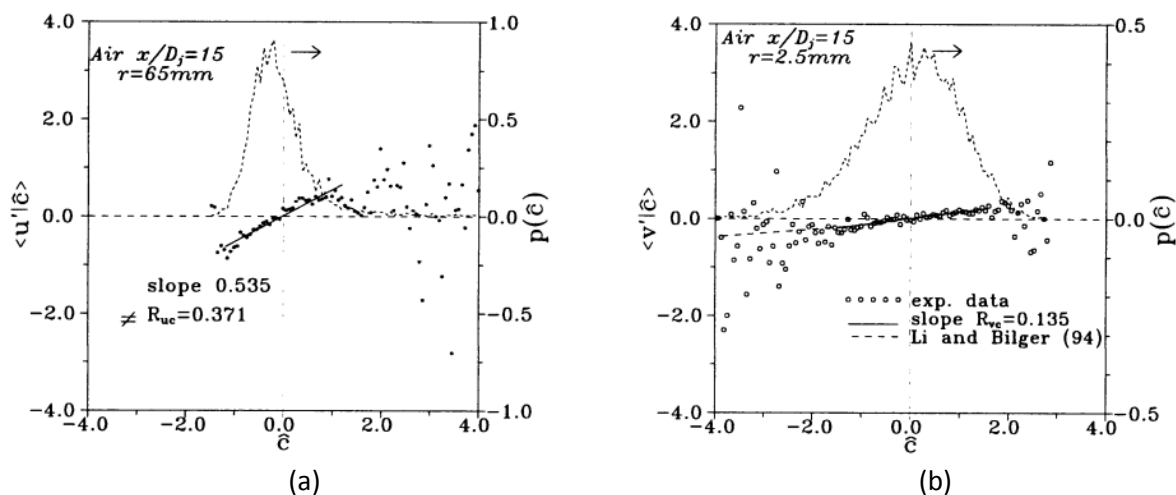


Figure 83 - Moyennes conditionnelles des composantes de vitesse (a) longitudinale et (b) radiale obtenues par Lucas (1998).

5.2. Grandeurs non centrées et non normalisées

Cette section présente les densités de probabilité et les moyennes conditionnelles associées pour les composantes de vitesse U et V et la masse volumique ρ , en grandeurs non centrées et non normalisées (par leur écart-type). Les résultats présentés concernent deux positions longitudinales, $x/D_j = 5$ et $x/D_j = 13$, à la fois sur l'axe ($r/L_u = 0$) et hors de l'axe ($r/L_u = 1$ et $r/L_u = 2$). Comme vu sur la Figure 67, la position radiale $r/L_u = 1$ correspond à peu près à la limite entre la région où le coefficient d'intermittence de frontière γ est encore égal à 1 et celle où il s'en écarte, alors que la position radiale $r/L_u = 2$ correspond à la région où γ est voisin de 0,5, c'est à dire là où l'on retrouve en proportions égales (en durée) des poches de fluide venant du centre du jet et de l'extérieur du jet. Ces représentations en grandeurs non centrées et non normalisées permettent, d'une part, de valider la qualité des mesures, et notamment de vérifier que les valeurs de ρ ne sont jamais supérieures à $1,2 \text{ kg.m}^{-3}$ dans le jet d'hélium ($S = 0,39$) et jamais inférieures à cette valeur dans le jet d'airensemencé d'acétone ($S = 1,17$). Elles permettront aussi, d'autre part, de vérifier par exemple que le fait que la valeur moyenne de la vitesse radiale V soit nulle sur l'axe est aussi accompagnée, comme il se doit, par des distributions symétriques des contributions à la moyenne conditionnelle $\langle V|\hat{\rho} \rangle$, et ce quelle que soit la valeur de $\hat{\rho}$ que l'on considère. Cette vérification permet de valider toute la chaîne de mesures, depuis les positionnements mécaniques (verticalité de l'axe, déplacements des caméras et du laser) jusqu'au traitement des images PLIF pour en déduire les valeurs de ρ (ou celles de C) ainsi que les liaisons entre les champs de vitesse et de scalaire. Notons que, pour ne pas alourdir inutilement les notations et pour rendre plus facile la distinction entre l'usage des variables non centrées et non normalisées à celui des variables centrées et normalisées, nous omettrons le symbole $\hat{\cdot}$ dans cette section (nous le conserverons dans la section relative aux résultats pour les variables centrées et normalisées).

Ce type d'analyse est également très important par rapport à la détermination des termes évalués en moyennes de Favre, qu'il s'agisse des vitesses moyennes ou des moments statistiques d'ordre plus élevé qui constituent l'énergie cinétique de la turbulence, dont certains seront étudiés à la fin de cette section. Néanmoins, nous n'analyserons pas ici en détail les bilans d'énergie cinétique de la turbulence.

La Figure 84 présente, pour le jet d'hélium, les contours d'iso-niveau des densités de probabilité conjointe de la masse volumique ρ et des vitesses U et V sur l'axe, à $x/D_j = 5$ et 13. Pour la composante U , on observe que les contours d'iso-niveau sont presque circulaires à $x/D_j = 5$, hormis une légère déformation du côté des vitesses les plus fortes, qui traduit le fait que la vitesse U est contrainte par la valeur de la vitesse en sortie de buse, U_j , alors que, du côté des vitesses faibles, une telle contrainte n'existe pas. A $x/D_j = 13$, au contraire, le jet est bien développé, le mélange hélium-air ambiant bien mis en place sous l'action de la turbulence et des différents tourbillons. Les contours d'iso-niveau pour la vitesse U sont alors quasiment des ellipses orientées selon la seconde bissectrice puisque les fortes valeurs de U sont associées aux petites valeurs de ρ (fluide plus léger issu de la buse) et réciproquement (fluide issu de l'air ambiant). Pour les contours associés à la vitesse V , il n'y a au contraire pratiquement pas d'évolution dans leurs formes, puisque, pour une valeur de ρ donnée, on doit avoir, du fait de l'axisymétrie du jet, les mêmes valeurs de V possibles, que l'on considère $V > 0$ ou $V < 0$. Tout ceci n'est bien sûr obtenu que si tout le dispositif expérimental est très bien ajusté et positionné.

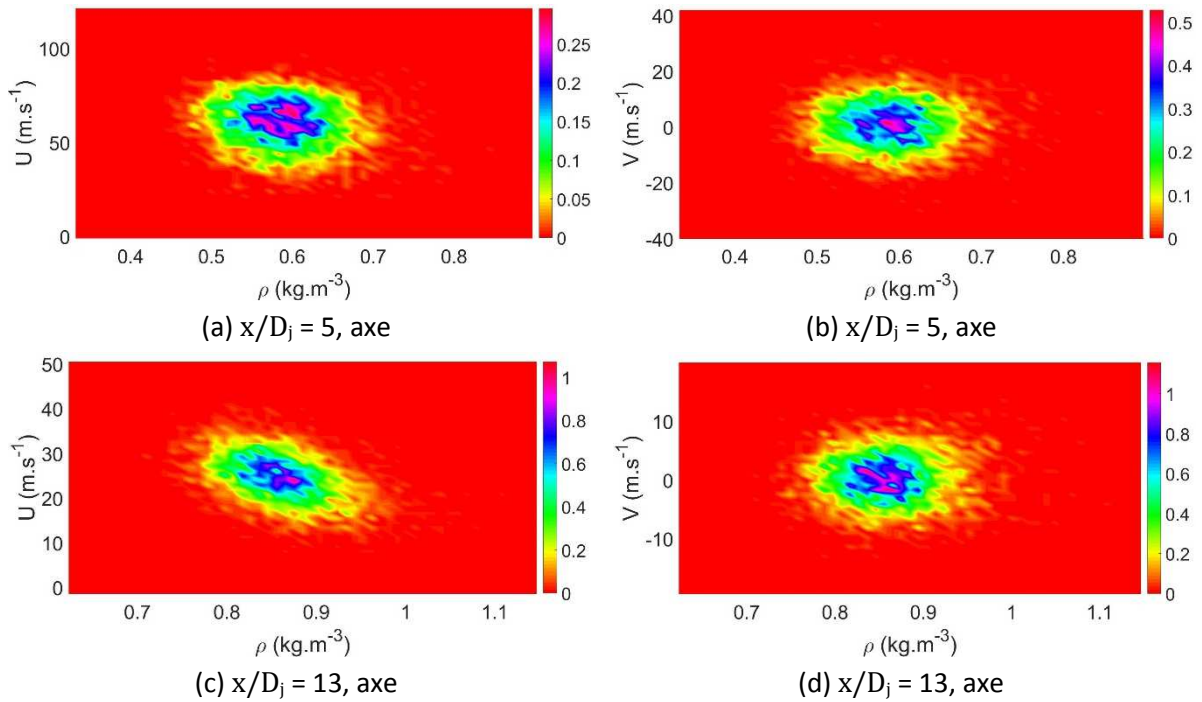


Figure 84 - Densité de probabilité conjointe non normalisée de vitesse et masse volumique, He+Ac, $Re = 7000$, $S = 0,39$: (a) et (c) cartographie de $P(U, \rho)$, (b) et (d) cartographie de $P(V, \rho)$.

De ces résultats, on peut ensuite déduire les moyennes conditionnelles associées, $\langle U|\rho \rangle$ et $\langle V|\rho \rangle$, ainsi que les iso-contours des contributions aux corrélations $\overline{\rho U}$ et $\overline{\rho V}$, qui sont donnés par les intégrants $\rho U P(U, \rho)$ et $\rho V P(V, \rho)$. De tels résultats sont présentés sur la Figure 85, pour le jet d'hélium à $x/D_j = 13$ uniquement, mais pour $r/L_u = 1$ et 2 ainsi que sur l'axe, tant pour la composante U (Figure 85 (a), (c) et (e)) que pour la composante V (Figure 85 (b), (d) et (f)). Au contraire de ce qui a été observé pour U sur la Figure 84 (a), ce sont ici les petites valeurs de U (donc $U = 0$ correspond à la vitesse de l'air ambiant) qui contraignent nettement les valeurs des fluctuations de cette composante, et ce de plus en plus lorsque l'on s'éloigne de l'axe alors que la plus grande valeur de U ($U = U_j$) n'est plus du tout détectée même sur l'axe. Des contraintes similaires se retrouvent sur les niveaux possibles pour les valeurs de ρ . La contrainte imposée par la valeur pour l'air extérieur ($\rho = 1,2 \text{ kg.m}^{-3}$) imposant une allure très déformée pour le résultat à $r/L_u = 2$. Comme la valeur du coefficient d'intermittence de frontière γ est alors égale à 0,5, ceci traduit bien le fait que pendant la moitié du temps, de l'air extérieur est présent en cette position. Les valeurs de γ qui ont été obtenues tout simplement à partir de $3/F_u$ sont donc conformes à ce que l'observe ici, même si une analyse conditionnelle plus précise portant sur les signaux de U , V et/ou ρ permettrait d'avoir plus de précision sur la valeur de γ , en s'affranchissant notamment de l'hypothèse de gaussianité. Pour la vitesse radiale V , on obtient des comportements similaires de façon globale par rapport aux valeurs extrêmes de ρ qui sont imposées à l'écoulement de jet. Cependant, on constate aussi que, sur la Figure 85 (d) en $r/L_u = 1$, les petites valeurs de ρ (hélium faiblement mélangé) sont quasiment associées de façon exclusive à des valeurs positives de V (épanouissement du cœur du jet), les grandes valeurs de ρ (air ambiant faiblement mélangé) à des valeurs négatives de V (entraînement de l'air ambiant) alors que les valeurs intermédiaires de ρ peuvent être associées tant à des valeurs positives que négatives de V . Cet effet se retrouve, mais de façon moins équilibrée à $r/L_u = 2$ (Figure 85 (f)), puisque les contributions très

fortes venant des valeurs de ρ proches de $1,2 \text{ kg.m}^{-3}$ écrasent complètement les contours d'iso niveau, comme pour la composante U.

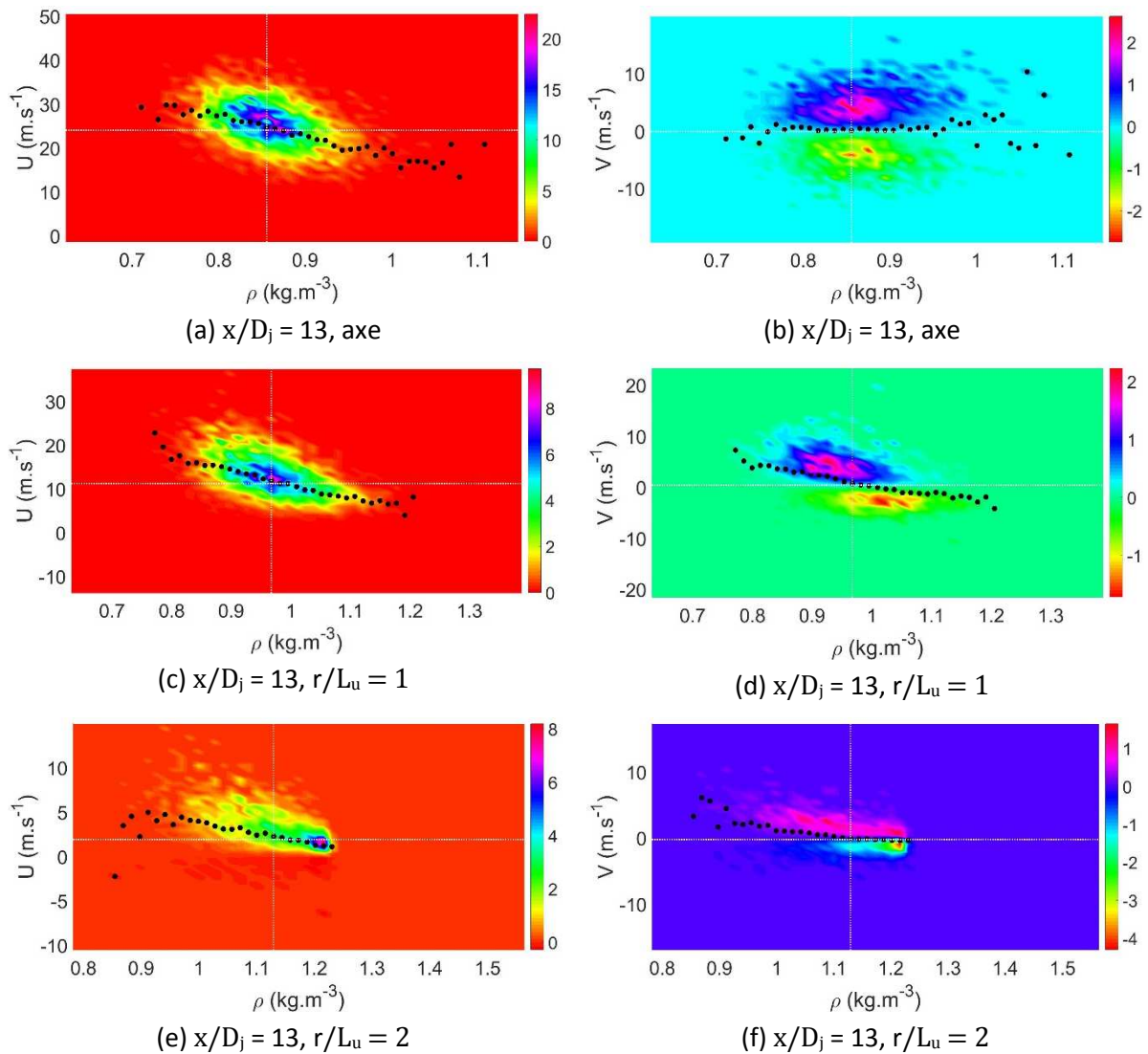


Figure 85 - Contributions à $\overline{\rho U}$ et $\overline{\rho V}$, He+Ac, $Re = 7000$, $S = 0,39$:

- (a), (c) et (e) cartographie de $\rho UP(U, \rho)$ et vitesse conditionnelle $\langle U | \rho \rangle$ (•),
 (b), (d) et (f) cartographie de $\rho VP(U, \rho)$ et vitesse conditionnelle $\langle V | \rho \rangle$ (•).

Lorsque l'on s'intéresse aux densités de probabilité conjointe non normalisées de vitesse et masse volumique pour le jet d'air, représentées sur la Figure 86, on observe que, pour $x/D_j = 13$, les iso-contours de U et de ρ sont orientés selon la première bissectrice, ce qui est associé au fait que c'est maintenant la masse volumique plus élevée du mélange air-acétone (plus lourd que l'air ambiant) injecté dans la buse qui est à grande vitesse. Pour $x/D_j = 5$, ces iso-contours de U et de ρ sont nettement plus déformés que pour le jet d'hélium, ce qui traduit le fait que le jet d'air est alors moins bien mélangé que le jet d'hélium, comme nous l'avons vu précédemment, de sorte que la limite imposée par la grande vitesse (U_j) déforme alors beaucoup plus les contours. Pour les iso-contours avec la vitesse V, les commentaires sont comparables à ceux pour le jet d'hélium, même si les limites

imposées sur les valeurs de ρ sont inversées (la valeur de ρ pour l'air ambiant étant alors la valeur la plus petite au sein de l'écoulement). Cette valeur (ρ_a pour l'air pur) ne se retrouve pas sur l'axe, ni pour le jet d'air ni pour le jet d'hélium, du moins pour $x/D_j = 13$.

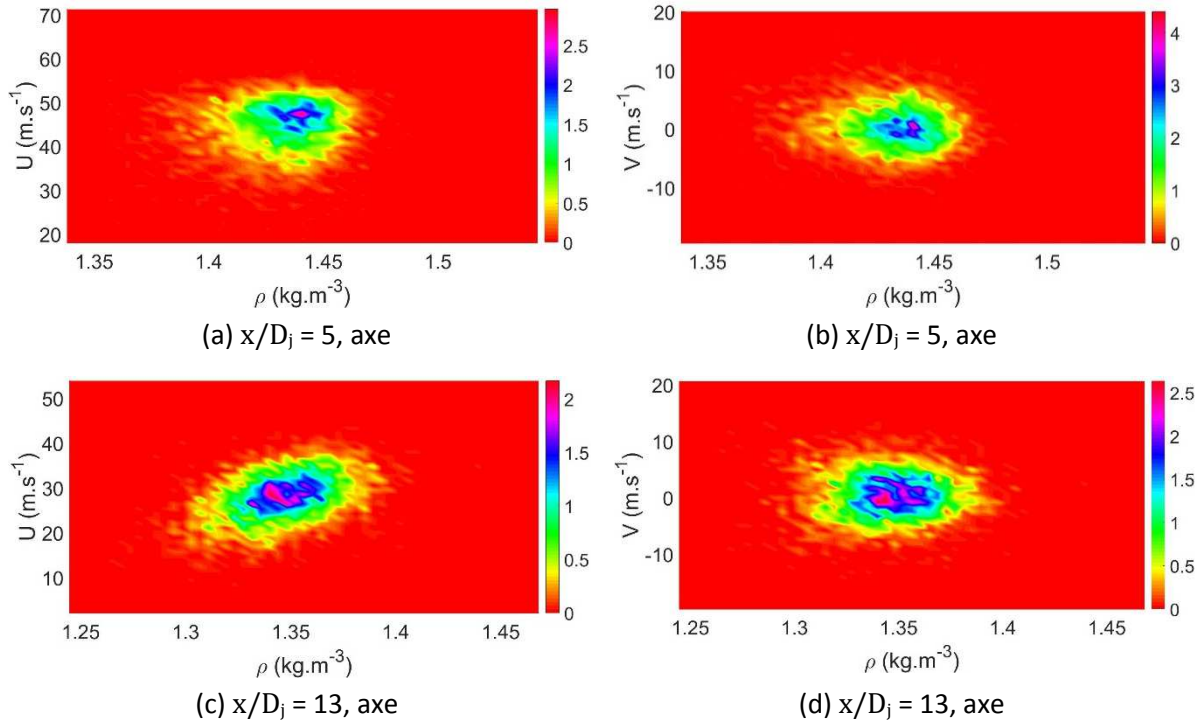


Figure 86 - Densité de probabilité conjointe non normalisée de vitesse et masse volumique, Air+Ac, $Re = 16000$, $S = 1,17$: (a) et (c) cartographie de $P(U, \rho)$, (b) et (d) cartographie de $P(V, \rho)$.

Les moyennes conditionnelles associées, $\langle U|\rho \rangle$ et $\langle V|\rho \rangle$, ainsi que les iso-contours des contributions aux corrélations $\overline{\rho U}$ et $\overline{\rho V}$ (donnés par les intégrants $\rho U P(U, \rho)$ et $\rho V P(V, \rho)$) sont présentés sur la Figure 87. On y observe, pour U et à $x/D_j = 5$, compte-tenu du fait que le jet s'est encore très peu mélangé, qu'une même valeur conditionnelle $\langle U|\rho \rangle$, environ égale à 45 m.s^{-1} est obtenue pour une large gamme de valeurs de ρ , ce qui traduit le fait que l'ensemencement à l'acétone s'est effectué de façon très homogène. Ainsi, la valeur qui en résulte pour le coefficient de corrélation entre U et ρ est très faible ($R_{\rho U} = 0,06$). Au contraire, à $x/D_j = 13$, le jet s'est déjà bien développé et les contours sont orientés selon la première bissectrice. Pour la composante V , la très bonne axisymétrie du jet, tout autant que le très bon centrage des mesures par rapport à l'axe du jet, est la principale caractéristique que l'on observe. On remarque néanmoins aussi, sur toutes les planches de la Figure 87, une certaine dispersion des valeurs des moyennes conditionnelles pour les valeurs extrêmes de ρ , qui est sans doute due à un nombre insuffisant d'échantillons (rappelons que toutes les analyses portent sur 4000 images).

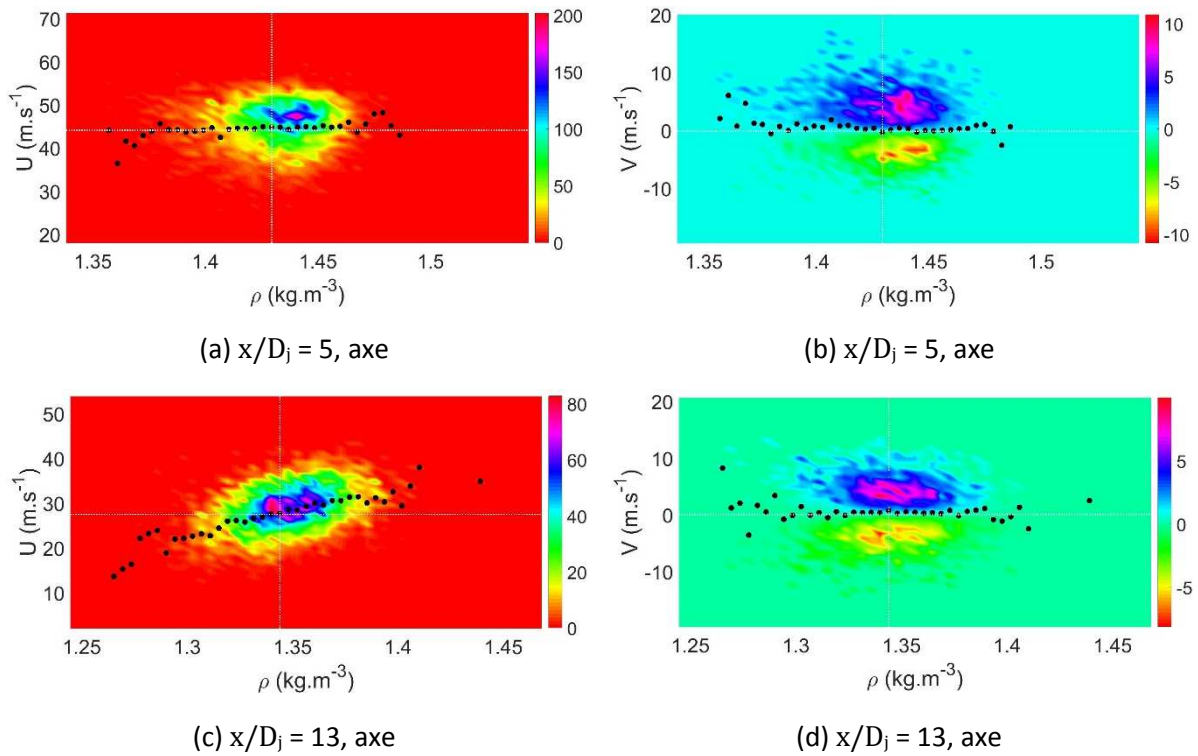


Figure 87 - Contributions à $\overline{\rho U}$ et $\overline{\rho V}$, Air+Ac, $Re = 16000$, $S = 1,17$:

(a) et (c) cartographie de $\rho U P(U, \rho)$ et $\langle U | \rho \rangle$ (•),

(b) et (d) cartographie de $\rho V P(V, \rho)$ et $\langle V | \rho \rangle$ (•).

La Figure 88 compare les moyennes conditionnelles $\langle V | \rho \rangle$ et les iso-contours des contributions aux corrélations $\overline{\rho V}$ pour les jets d'hélium et d'air, à $x/D_j = 13$, et pour $r/L_u = 1$ et 2. Ceci permet d'analyser finement les propriétés du mélange dans ces régions où l'intermittence de frontière commence à jouer un rôle important. Pour le jet d'hélium, l'influence de la condition aux limites imposée par l'air pur du milieu ambiant semble se faire de façon beaucoup marquée (même si les échelles pour ρ ne sont pas les mêmes pour l'hélium et pour l'air), avec un pic beaucoup plus marqué à $\rho = 1,2 \text{ kg.m}^{-3}$. Comme cette tendance se retrouve sur les grandeurs statistiques liées aux variables centrées et normalisées que nous analyserons dans la partie suivante, il a semblé important d'illustrer dès maintenant cette propriété. Elle est probablement une conséquence des diffusions moléculaires différenciées entre l'hélium et l'acétone lorsqu'ils se mélangent avec l'air ambiant. Ainsi, si la majorité des résultats présentés dans cette partie illustre et précise la façon dont le mélange s'opère au sein des jets turbulents d'hélium et d'air, des effets de diffusions moléculaires semblent exister à la frontière de ces jets, et ce dès r/L_u compris entre 1 et 2.

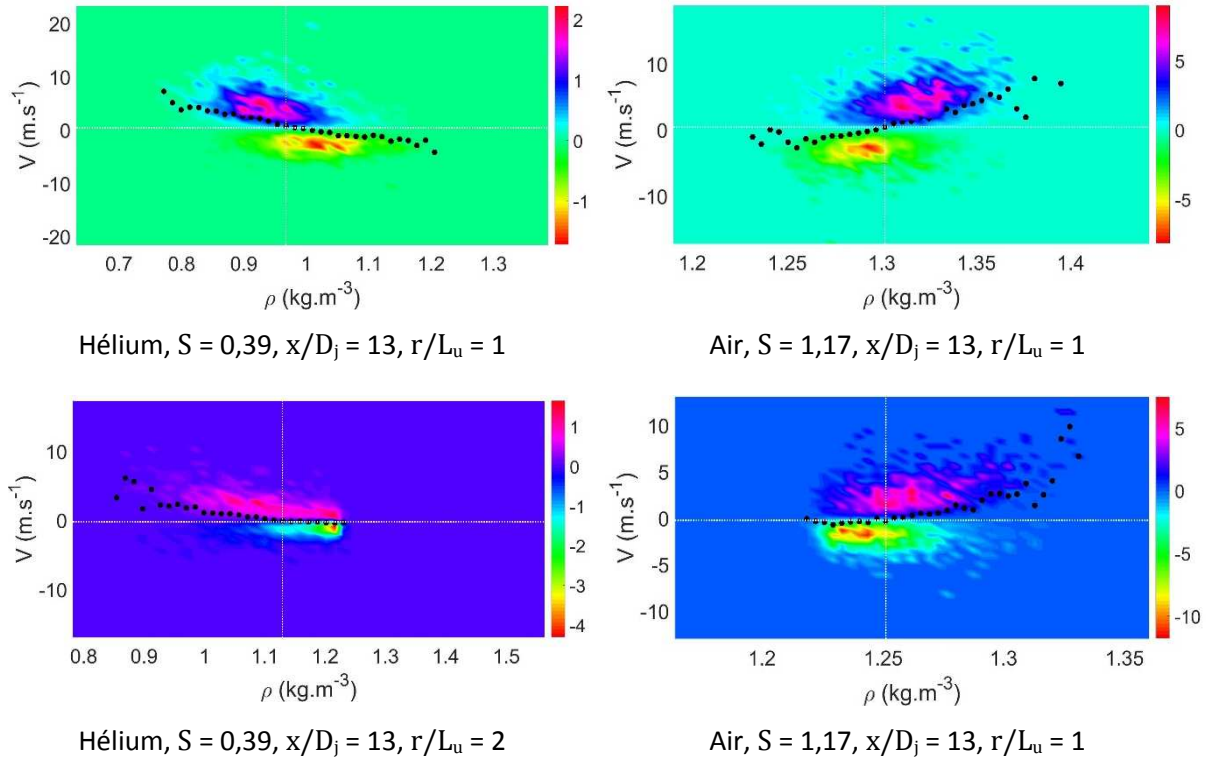


Figure 88 - Cartographie de $\rho VP(V, \rho)$ et $\langle V|\rho \rangle$ (•), comparaison He+Ac avec Air+Ac.

Les Figure 89 à Figure 92 présentent les intégrants qui interviennent dans les grandeurs en moyenne de Favre, $\overline{\rho u'^2}$ et $\overline{\rho v'^2}$, qui contribuent à la valeur de l'énergie cinétique de la turbulence en moyenne de Favre, \tilde{k} . Dans le jet d'hélium, à $x/D_j = 5$ sur l'axe (Figure 89), les contributions sont symétriques de part et d'autre de la valeur moyenne de ρ tant pour u' que pour v' . Au contraire, ce sont les valeurs les plus fortes de la vitesse longitudinale ($u' > 0$) qui contribuent le plus à $\overline{\rho u'^2}$. Pour la vitesse radiale, on observe une légère asymétrie du côté de $v' > 0$ qui traduit un léger défaut par rapport à la symétrie attendue sur l'axe. Néanmoins, ce défaut correspond à une valeur du skewness de V (S_v) qui est très faible (-0.04, cf. Figure 26 (b), facteur de dissymétrie sur l'axe). Cette valeur légèrement négative de S_v provient du fait que ce sont des fluctuations de plus fortes amplitudes qui contribuent le plus par rapport à celles qui sont mises en valeur par ce type de représentation. On constate que les plus fortes contributions sont obtenues pour des valeurs de ρ voisines de la valeur moyenne $\bar{\rho} = 0,58 \text{ kg.m}^{-3}$, de sorte que la valeur moyenne de Favre et la valeur moyenne de Reynolds de k seront très peu différentes, comme souvent considéré. Lorsque l'on s'éloigne de l'axe, de façon générale, les symétries disparaissent progressivement. Deux familles d'événements alimentent alors $\overline{\rho u'^2}$ et $\overline{\rho v'^2}$: les poches de fluide venant de l'axe du jet, avec de faibles valeurs de ρ et $u' > 0$ et $v' > 0$, et les poches de fluide provenant d'incursions d'air ambiant, avec de fortes valeurs de ρ et $u' < 0$ et $v' < 0$. On retrouve également les tendances observées pour l'évolution radiale des niveaux relatifs de $\overline{u'^2}$ et de $\overline{v'^2}$, avec un minimum relatif de $\overline{u'^2}$ sur l'axe où $\overline{u'^2}$ et $\overline{v'^2}$ ont des valeurs assez proches, alors que $\overline{u'^2}$ est environ le double de $\overline{v'^2}$ pour $r/L_u = 1$, qui est proche de la position radiale où $\overline{u'^2}$ atteint sa valeur maximale. On observe que cette augmentation importante (ici de $\overline{\rho u'^2}$) se fait essentiellement par l'intermédiaire des fluctuations de vitesse u' positives associées à une masse volumique plus faible que la valeur moyenne $\bar{\rho}$ (poches riches en hélium issues de la buse).

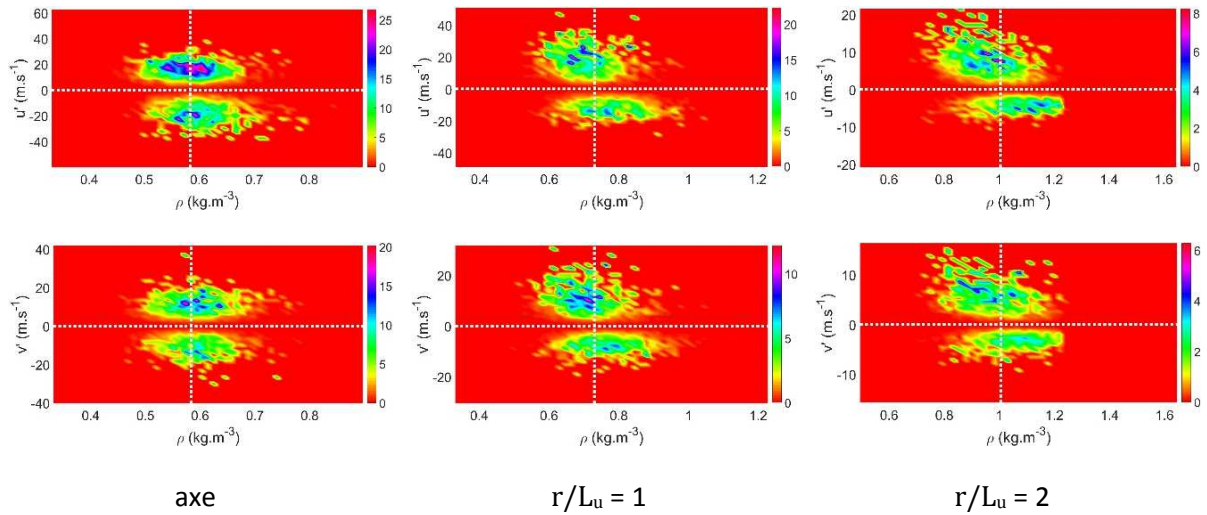


Figure 89 - Contributions à l'énergie cinétique turbulente en moyennes de Favre He+Ac, $Re = 7000$, $S = 0,39$, $x/D_j = 5$; en haut : cartographie de $\rho u'^2 P(u', \rho)$, en bas : cartographie de $\rho v'^2 P(v', \rho)$.

La Figure 90 présente, quant à elle, les résultats obtenus dans le jet d'hélium à $x/D_j = 13$. Le développement du jet est alors beaucoup plus avancé, et la partition entre les poches de fluide venant de l'axe du jet, avec de faibles valeurs de ρ et $u' > 0$, et les poches de fluide d'incursions d'air ambiant, avec de fortes valeurs de ρ et $u' < 0$, est alors nette sur l'axe du jet. Pour la vitesse radiale, sur l'axe, la symétrie du jet induit à nouveau une symétrie quasi parfaite des contours d'iso-niveau, même si un petit écart à cette symétrie est aussi détecté, mais qui reste faible puisqu'il correspond ici à une valeur de S_v de 0,03. Sinon, les tendances sont assez semblables à celles déjà discutées pour $x/D_j = 13$, même si elles sont plus accentuées, à la fois pour ce qui concerne l'orientation générale selon la seconde bissectrice et pour le fait qu'il n'existe que de faibles contributions provenant des régions du diagramme (ρ, u') hors des second ($\rho < \bar{\rho}$, $u' > 0$) et quatrième quadrants ($\rho > \bar{\rho}$, $u' < 0$). Pour les mesures à $r/L_u = 2$, où, rappelons-le, $\gamma = 0,5$, les poches de fluide extérieur pas du tout mélangées ($\rho = 1,2 \text{ kg.m}^{-3}$) contribuent avec de forts niveaux aux corrélations $\overline{\rho u'^2}$ et $\overline{\rho v'^2}$, même si elles correspondent à des fluctuations de vitesse u' et v' d'amplitudes très faibles.

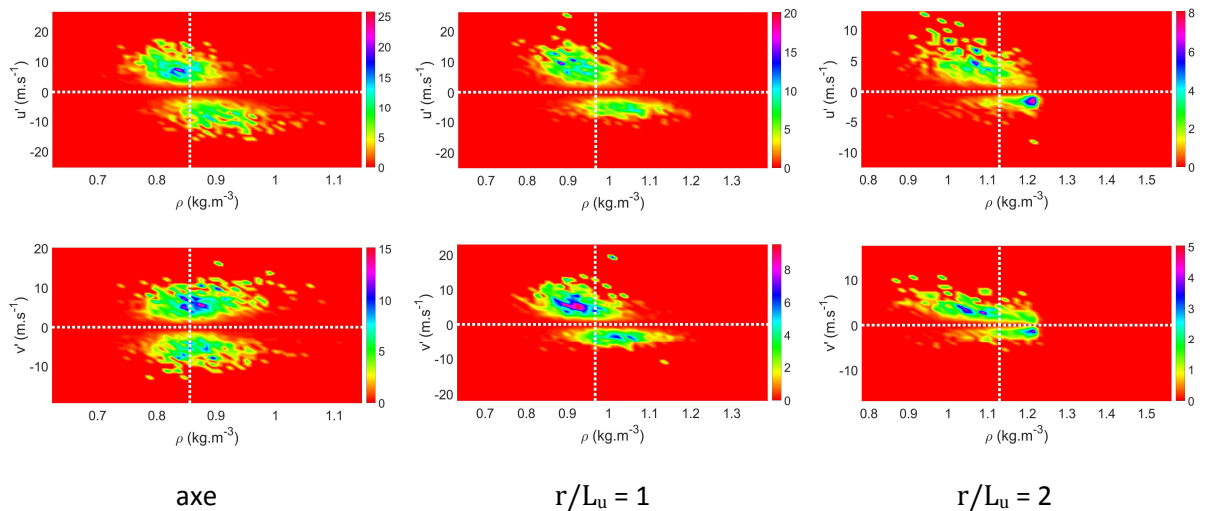


Figure 90 - Contributions à l'énergie cinétique turbulente en moyennes de Favre He+Ac, $Re = 7000$, $S = 0,39$, $x/D_j = 13$; en haut : cartographie de $\rho u'^2 P(u', \rho)$, en bas : cartographie de $\rho v'^2 P(v', \rho)$.

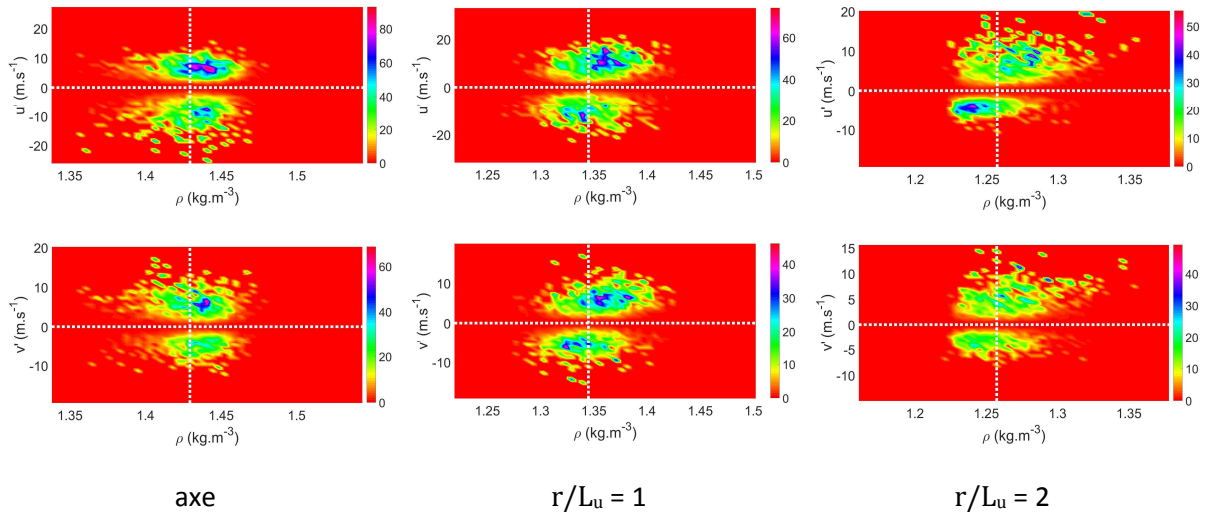


Figure 91 - Contributions à l'énergie cinétique turbulente en moyennes de Favre Air+Ac, $Re = 16000$, $S = 1,17$, $x/D_j = 5$; en haut : cartographie de $\rho u'^2 P(u', \rho)$, en bas : cartographie de $\rho v'^2 P(v', \rho)$.

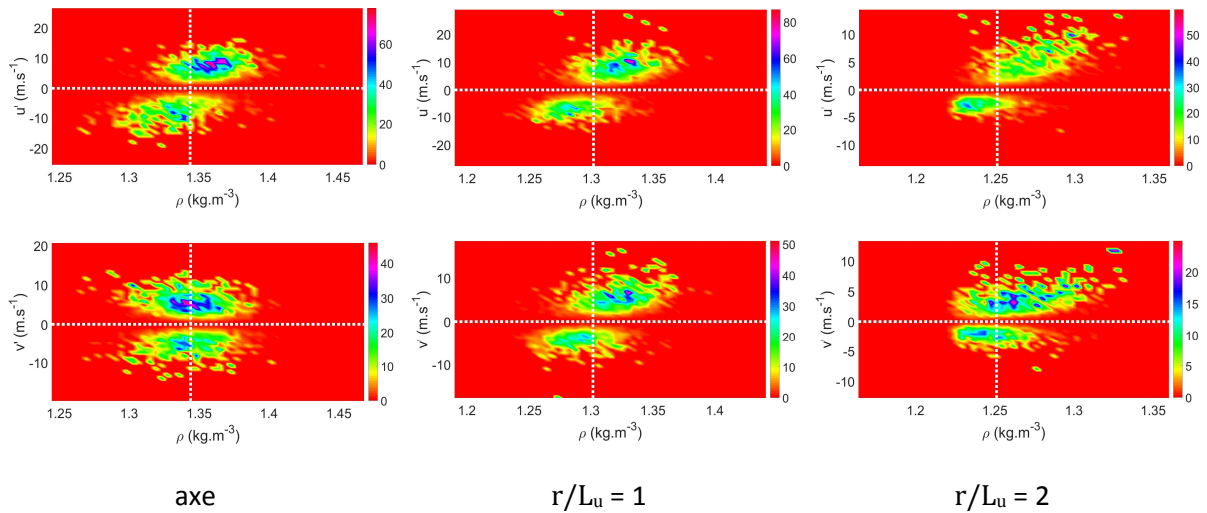


Figure 92 - Contributions à l'énergie cinétique turbulente en moyennes de Favre Air+Ac, $Re = 16000$, $S = 1,17$, $x/D_j = 13$; en haut : cartographie de $\rho u'^2 P(u', \rho)$, en bas : cartographie de $\rho v'^2 P(v', \rho)$.

Pour le jet d'air ensemené avec de l'acétone à $x/D_j = 5$, Figure 91, les résultats traduisent les tendances déjà observées, tant pour le fait que les résultats s'orientent par rapport aux premier ($\rho > \bar{\rho}$, $u' > 0$) et quatrième quadrants ($\rho < \bar{\rho}$, $u' < 0$) compte tenu des conditions aux limites sur ρ qui sont inversées par rapport au jet d'hélium, que pour le fait que l'on observe une légère asymétrie des contributions sur l'axe pour $\overline{\rho v'^2}$ même si le S_v est ici égal à 0,00. De nouveau, il existe des fluctuations négatives de v' dont l'amplitude est telle qu'elles contribuent peu à $\overline{\rho v'^2}$, même si elles influent beaucoup sur le signe et la valeur de S_v . Le fait que le jet ne soit que très peu développé se retrouve notamment sur les résultats sur l'axe pour $\overline{\rho u'^2}$ puisque la contribution des fluctuations positives u'

est très contrainte par la condition imposée par la vitesse de sortie U_j , de sorte que les fluctuations négatives u' donnent des contributions jusqu'à des fluctuations de 20m.s^{-1} environ, contre seulement 10m.s^{-1} du côté des fluctuations positives de u' . Même si elle existait aussi, cette asymétrie était beaucoup moins marquée pour le jet d'hélium à $x/D_j = 5$.

Pour le jet d'air à $x/D_j = 13$, Figure 92, comme attendu, le développement du jet est beaucoup plus avancé ici qu'à $x/D_j = 5$, puisque l'orientation générale selon la première bissectrice des iso-contours est nettement visible sur l'axe. Il l'est néanmoins moins que celui du jet d'hélium à la même position puisque des poches de gaz dont la masse volumique est proche ($\rho \approx 1,35 \text{ kg.m}^{-3}$) de la masse volumique en sortie de buse sont encore détectées, même à $r/L_{uj} = 2$. Egalement, on ne retrouve pas, même $r/L_{uj} = 2$, de contributions venant de poches d'air non mélangées ($\rho = 1,2 \text{ kg.m}^{-3}$). La légère asymétrie des fluctuations de V mesurées se retrouve aussi sur l'axe, avec cette fois S_v égal à 0,05.

5.3. Grandeurs centrées et normalisées par leurs écarts-types

Cette partie concerne l'analyse des propriétés des composantes de vitesse et de la concentration massique C , mais cette fois en termes de grandeurs centrées et normalisées par leurs écarts-types. Ceci permettra de mettre en évidence l'évolution importante de la forme des densités de probabilité pour la concentration, $P(\hat{C})$, et notamment les écarts plus ou moins importants à la gaussianité de $P(\hat{C})$ lorsque l'on s'éloigne de l'axe, ainsi que la forme des moyennes conditionnelles de vitesse, $\langle \hat{u} | \hat{C} \rangle$ et $\langle \hat{v} | \hat{C} \rangle$.

La Figure 93 compare les résultats obtenus à $x/D_j = 13$, pour les jets d'hélium (à gauche) et d'air (à droite), en termes de contours d'iso-niveau de contributions au coefficient de corrélation R_{uc} (donnés par $\hat{u}, \hat{C}. P(\hat{u}, \hat{C})$) et de moyennes conditionnelles pour la vitesse longitudinale U , où les grandeurs \hat{u} et \hat{C} représentent les variables centrées et normalisées par leurs écarts-types respectifs. La première observation marquante est que les contours et les moyennes conditionnelles sont ici tous orientés selon la première bissectrice. Cela résulte bien sûr du fait que C vaut toujours 1 en sortie de buse (où la vitesse longitudinale est la plus élevée) et 0 dans l'air ambiant (où la vitesse longitudinale est nulle). Une comparaison plus directe et immédiate des résultats entre eux est donc obtenue grâce à cette normalisation qui permet d'identifier des tendances ou des propriétés universelles. Cependant, c'est au prix d'une identification moins évidente d'éventuels défauts du dispositif expérimental ou des méthodes de mesure et de dépouillement des données. Les deux approches sont donc complémentaires et toutes deux nécessaires. Les contributions dominantes au coefficient de corrélation R_{uc} sont bien associées aux premier et troisième quadrants ($u' > 0$ avec $c' > 0$ et $u' < 0$ avec $c' < 0$, respectivement) comme attendu puisque R_{uc} est positif en chaque position. On observe que les coefficients de corrélation R_{uc} sont à peu près les mêmes ($R_{uc} \approx 0,4$) pour les jets d'hélium et d'air sur l'axe des jets, mais qu'ils ont tendance à diminuer lorsque l'on s'éloigne de l'axe pour le jet d'hélium ($R_{uc} \approx 0,3$ à $r/L_{uj} = 2$) alors qu'ils augmentent pour le jet d'air ($R_{uc} \approx 0,5$ à $r/L_{uj} = 2$). Ceci est d'autant plus marqué lorsque l'on atteint les régions où le coefficient d'intermittence de frontière γ s'écarte de la valeur 1 et est faible (rappelons que $\gamma = 0,5$ à $r/L_{uj} = 2$). En parallèle, les densités de probabilité de la concentration s'écartent très nettement de la gaussianité en présentant un pic très

marqué pour les petites valeurs de la concentration, valeurs qui correspondent à de l'air presque pur comme nous l'avons montré sur les résultats pour la vitesse et la masse volumique non centrées et non normalisées (ρ est alors très proche de $1,2 \text{ kg.m}^{-3}$).

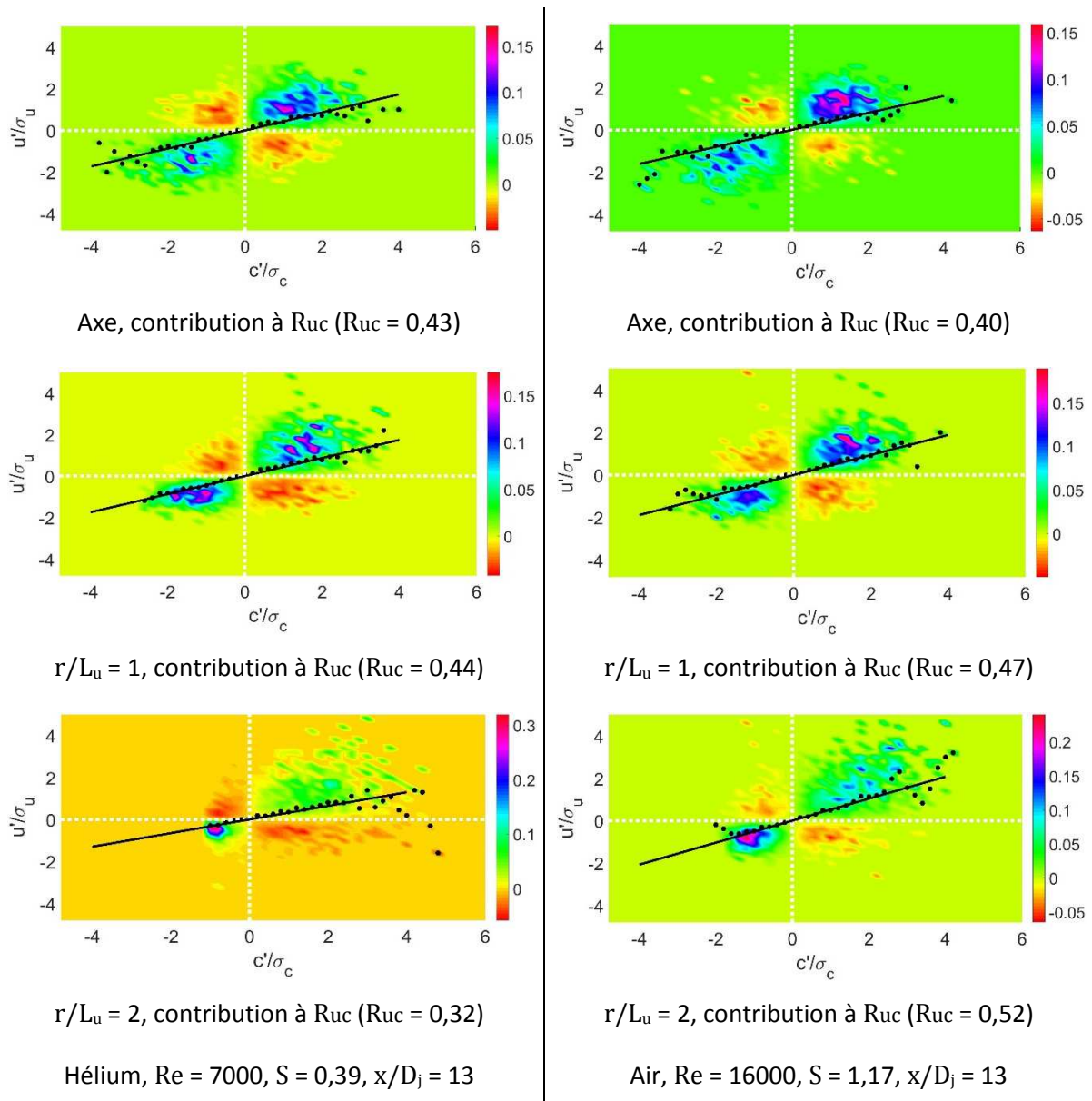


Figure 93 - Contributions aux coefficients de corrélation R_{uc} , comparaison He+Ac et Air+Ac, Cartographies de $\hat{u} \cdot \hat{C} \cdot P(\hat{u}, \hat{C})$, avec $\hat{u} = \frac{u'}{\sigma_u}$ et $\hat{C} = \frac{c'}{\sigma_c}$, et vitesse conditionnelle $\langle \hat{u} | \hat{C} \rangle$ (●).

De façon générale, les moyennes conditionnelles $\langle \hat{u} | \hat{C} \rangle$ sont très proches d'être des droites, même lorsque la densité de probabilité de la concentration est très éloignée de la loi gaussienne, comme l'indique la ligne qui correspond à la droite de pente égale à la valeur de R_{uc} . Au contraire de ce qui est montré sur la Figure 83, il ne semble pas y avoir de différence notable entre la pente de la

droite de la moyenne conditionnelle et celle de la valeur de R_{uc} , au moins tant que $r/L_u \leq 2$. Effectuer des mesures fiables bien au-delà de cette limite n'a pas été possible ici, notamment à cause des problèmes liés à la source laser et à la trop faible puissance de la nappe laser pour les mesures PLIF. Compte-tenu de la précision des mesures, et notamment du fait que seulement 4000 images ont été utilisées en chaque point de l'espace, il n'est pas vraiment possible de trancher quant aux écarts à la linéarité pour $\frac{c'}{\sqrt{\langle c'^2 \rangle}} \geq 2$ qui ont été discutés dans l'introduction à ce chapitre, même si une telle tendance semble bien apparaître, et de façon opposée, pour le jet d'air et pour le jet d'hélium à $r/L_u = 2$.

La Figure 94 présente les résultats à $x/D_j = 13$, pour les jets d'hélium (à gauche) et d'air (à droite), en termes de contours d'iso-niveau de contributions au coefficient de corrélation R_{vc} (donnés par $\hat{v} \cdot \hat{C} \cdot P(\hat{v}, \hat{C})$) et de moyennes conditionnelles pour la vitesse radiale V . Les contours et les moyennes conditionnelles sont également tous orientés ici selon la première bissectrice puisque l'entraînement d'air extérieur correspond à $v' < 0$ et $c' < 0$ (et aux conditions réciproques pour le gaz issu de la buse qui est initialement au voisinage de l'axe). Pour les mesures sur l'axe, on observe une symétrie quasi-parfaite tant par rapport aux valeurs de V qu'aux valeurs de C , avec pour l'air et pour l'hélium des coefficients de corrélation R_{vc} très proches de 0,00. Hors de l'axe, pour $r/L_u = 1$, les valeurs de R_{vc} sont assez fortes, proches de 0,30 pour l'hélium et supérieures à 0,40 pour l'air, les contours d'iso-niveau de $\hat{v} \cdot \hat{C} \cdot P(\hat{v}, \hat{C})$ sont orientés selon la première bissectrice, et les moyennes conditionnelles sont des droites. Tout ceci traduit l'organisation de cette région du jet en deux principales familles d'évènements : celles qui viennent des régions proches de l'axe avec $c' > 0$, et celles qui viennent de la région de frontière extérieure avec $c' < 0$. Pour l'air, ces deux familles contribuent de façon équilibrée au mélange et donc à R_{vc} alors que, pour l'hélium, c'est la première famille avec $c' > 0$ qui domine par rapport à l'autre avec des fluctuations de c' qui dépassent nettement 3 écarts-types pour $c' > 0$ alors qu'elles atteignent à peine -2 écarts-types pour $c' < 0$. Cette forte asymétrie des fluctuations de concentration est encore amplifiée à pour $r/L_u = 2$. La forte diminution des valeurs de R_{vc} se retrouve bien sur les moyennes conditionnelles de la vitesse radiale \hat{v} , avec une réduction marquée de la pente de la droite qui est obtenue pour $c' > 0$, mais, surtout, des valeurs quasiment nulles pour tout le domaine $c' < 0$ (où les fluctuations positives et négatives de V s'équilibrent, de façon assez inattendue). Ce point méritera une analyse approfondie dans le futur : s'agit-il d'une propriété très locale due au fait que γ est égal à 0,5 à $r/L_u = 2$ ou s'agit-il d'un comportement qui existe dans toute la région extérieure du jet dès que γ est suffisamment différent de 1 ? Le fait que le jet d'hélium et le jet d'air donnent à peu près le même résultat de ce point de vue est assez remarquable, alors que la densité de probabilité de C est nettement plus piquée pour le jet d'hélium que le pour le jet d'air. Les écarts à la linéarité assez marqués pour $\frac{c'}{\sqrt{\langle c'^2 \rangle}} \geq 2$ mériteront aussi plus d'attention, en se basant sur des mesures obtenues avec un nombre d'images bien plus élevé pour obtenir une meilleure convergence des ailes des densités de probabilité.

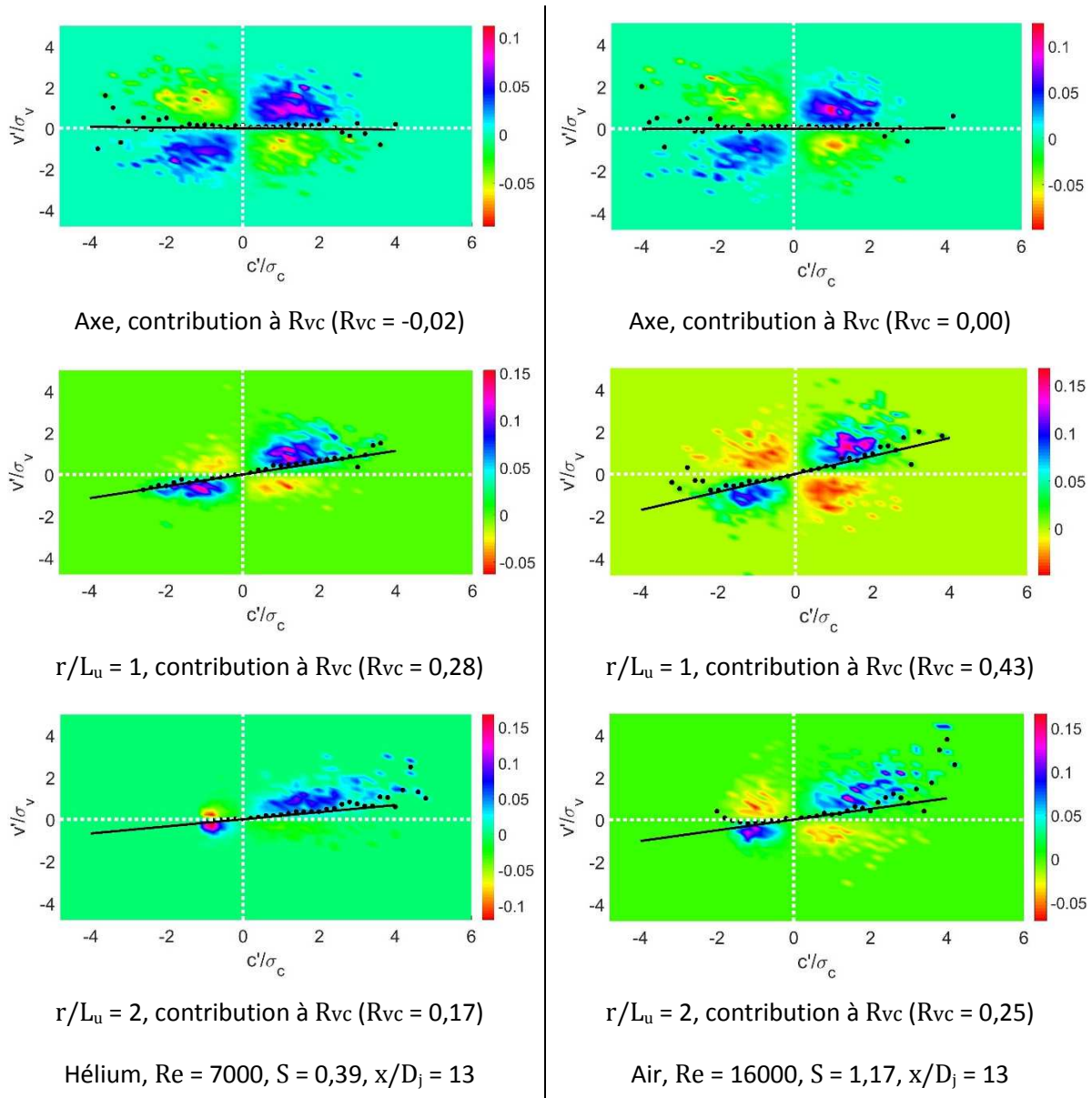
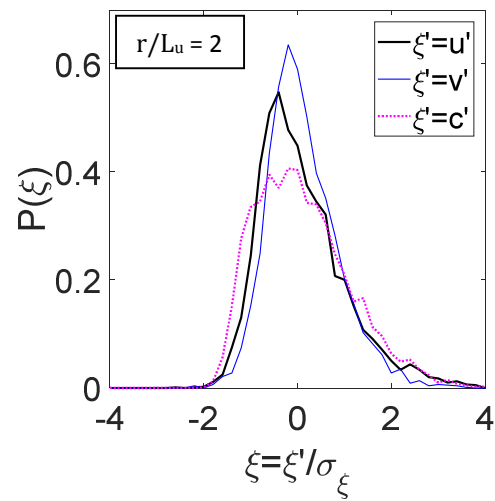
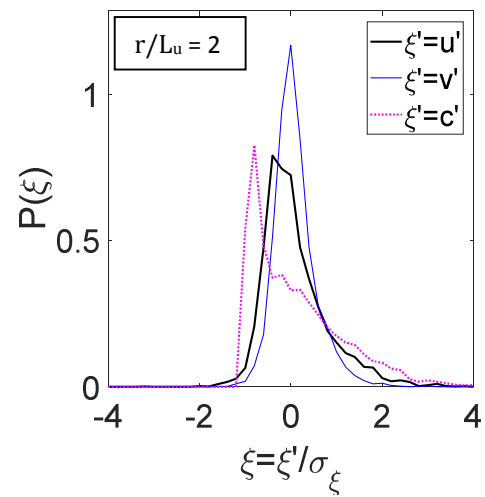
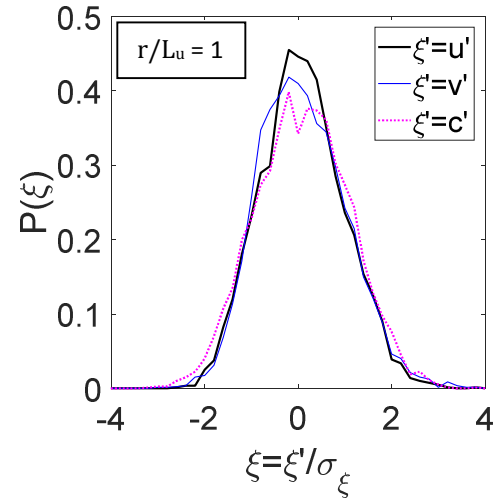
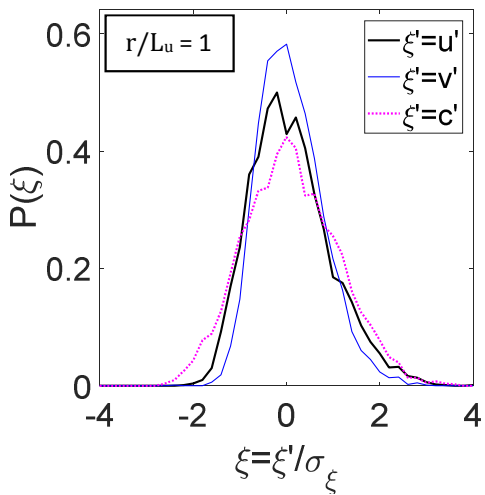
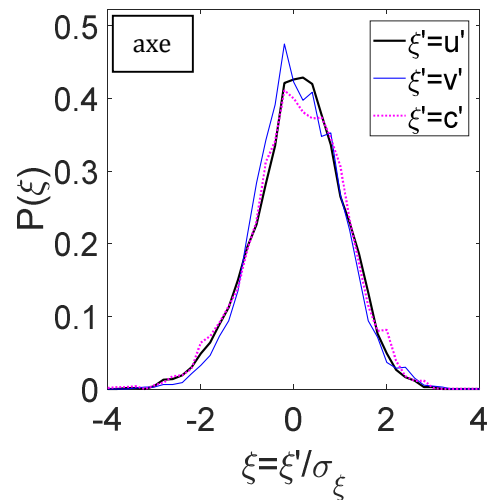
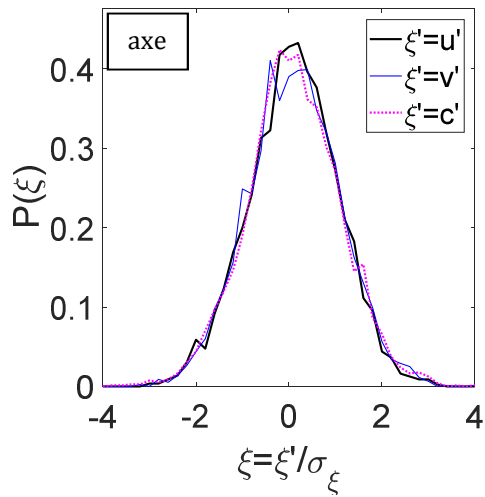


Figure 94 - Contributions aux coefficients de corrélation R_{vc} , comparaison He+Ac et Air+Ac, Cartographies de $\hat{v} \cdot \hat{C} \cdot P(\hat{v}, \hat{C})$, avec $\hat{v} = \frac{v'}{\sigma_v}$ et $\hat{C} = \frac{c'}{\sigma_c}$, et vitesse conditionnelle $\langle \hat{v} | \hat{C} \rangle$ (•).

La Figure 95 permet justement d'analyser de façon plus précise les densités de probabilité (que l'on appelle souvent probabilités marginales) des grandeurs U, V et C pour $x/D_j = 13$. Ces probabilités marginales pour ces trois grandeurs sont reportées sur chaque figure, avec de nouveau les résultats pour le jet d'hélium sur les figures de gauche et ceux pour le jet d'air à droite. Rappelons que pour une loi gaussienne la valeur du maximum est de 0,39. Egalement, la normalisation à l'unité de toutes les densités de probabilités implique que, à chaque fois qu'un pic ou une bosse apparaît, cela crée en contre-parti un creux. Sur l'axe, tant pour le jet d'hélium que pour le jet d'air, les trois variables \hat{u} , \hat{v} et \hat{C} sont raisonnablement gaussiennes, compte-tenu de la précision des mesures (les analyses en probabilité, par rapport au nombre d'images utilisées pour déterminer ces statistiques, ont ici une résolution de seulement 5 niveaux par écart-type). Néanmoins, cette résolution n'est pas suffisante

pour discerner des différences au niveau des symétries puisque, comme nous l'avons vu, S_u est assez nettement différent de 0 sur l'axe (par exemple $S_u = -0,16$ pour l'air à $x/D_j = 13$). Au contraire, lorsque l'on s'éloigne de l'axe, à $r/L_u = 1$, et encore plus $r/L_u = 2$, les niveaux des maxima sont plus forts que la valeur de 0,4 et, en contrepartie, les ailes des pdfs ont des niveaux plus faibles. A $r/L_u = 1$, les pdfs restent à peu près symétriques et la pdf de C reste à peu près gaussienne alors que la pdf de V, au contraire, voit le niveau de son maximum augmenter fortement et le niveau de ses ailes se réduire fortement, avec néanmoins création d'une asymétrie clairement visible tant pour \hat{u} que pour \hat{v} . Ces tendances sont beaucoup plus fortes pour le jet d'hélium que pour le jet d'air. A $r/L_u = 2$, les asymétries sont beaucoup plus marquées, surtout pour la concentration pour le jet d'hélium, pour laquelle les valeurs des fluctuations de c' sont limitées de façon abrupte par la valeur nulle de la concentration non centrée qui correspond aux poches d'air ambiant non mélangé. Cette tendance était bien-sûr observable par la présence de pics de niveaux importants mais très peu étalés sur les contours d'iso-niveaux analysés précédemment, mais elle est nettement mieux mise en évidence ici. Pour le jet d'air, comme nous l'avons également déjà observé, le pic est nettement moins marqué, même si une forte asymétrie existe. Ce résultat, qui pourrait être dû à des effets de diffusion moléculaire, mérite une analyse plus approfondie sur la base de nouvelles données (notamment dans des régions plus éloignées de l'axe, mais aussi pour des valeurs de x/D_j plus grandes, qu'il ne nous a pas été possible d'analyser correctement du fait de la mauvaise qualité et de la trop faible puissance des faisceaux laser, puisque les teneurs en acétone sont alors très faibles).

L'ensemble des résultats que nous avons discutés dans cette partie est alors illustré de façon légèrement différente quoique très complémentaire sur la Figure 96 où sont reportées la loi marginale de C et les moyennes conditionnelles des deux composantes de vitesse, ainsi que les droites de pentes égales aux coefficients de corrélation. De façon générale, les moyennes conditionnelles peuvent être approximées par des droites tant pour la vitesse longitudinale que pour la vitesse radiale, même lorsque ni la concentration ni la composante de vitesse n'est une variable gaussienne, mais dont les pentes peuvent prendre des valeurs très variables mais très proches des valeurs de R_{uc} et de R_{vc} , qu'il faudrait maintenant être capable de prédire de façon fiable en les reliant aux autres propriétés caractéristiques de l'écoulement. Si les corrélations $\overline{v'c'}$ peuvent assez directement être reliées aux distributions radiales de la concentration moyenne \bar{C} qui sont raisonnablement approximées par la distribution gaussienne, il ne semble pas aussi simple de proposer des relations phénoménologiques pour déduire les évolutions au sein du jet des coefficients de corrélation R_{uc} et R_{vc} . Ce résultat est cependant très important puisqu'il est valable même si les lois marginales ne sont pas gaussiennes, tout du moins pour les fluctuations de concentration telles que $\frac{|c'|}{\sqrt{\langle c'^2 \rangle}} \leq 2$. Pour le jet d'air à $r/L_u = 2$, les moyennes conditionnelles, tant de \hat{u} que de \hat{v} , semblent s'écarter nettement de la linéarité, tant pour les valeurs fortement négatives que pour celles fortement positives (au-delà de $\frac{|c'|}{\sqrt{\langle c'^2 \rangle}} \approx 2$), ce qui nécessitera d'autres analyses.



Hélium, $Re = 7000$, $S = 0,39$, $x/D_j = 13$

Air, $Re = 16000$, $S = 1,17$, $x/D_j = 13$

Figure 95 - Densité de probabilité de U, V et C, comparaison He+Ac et Air+Ac.

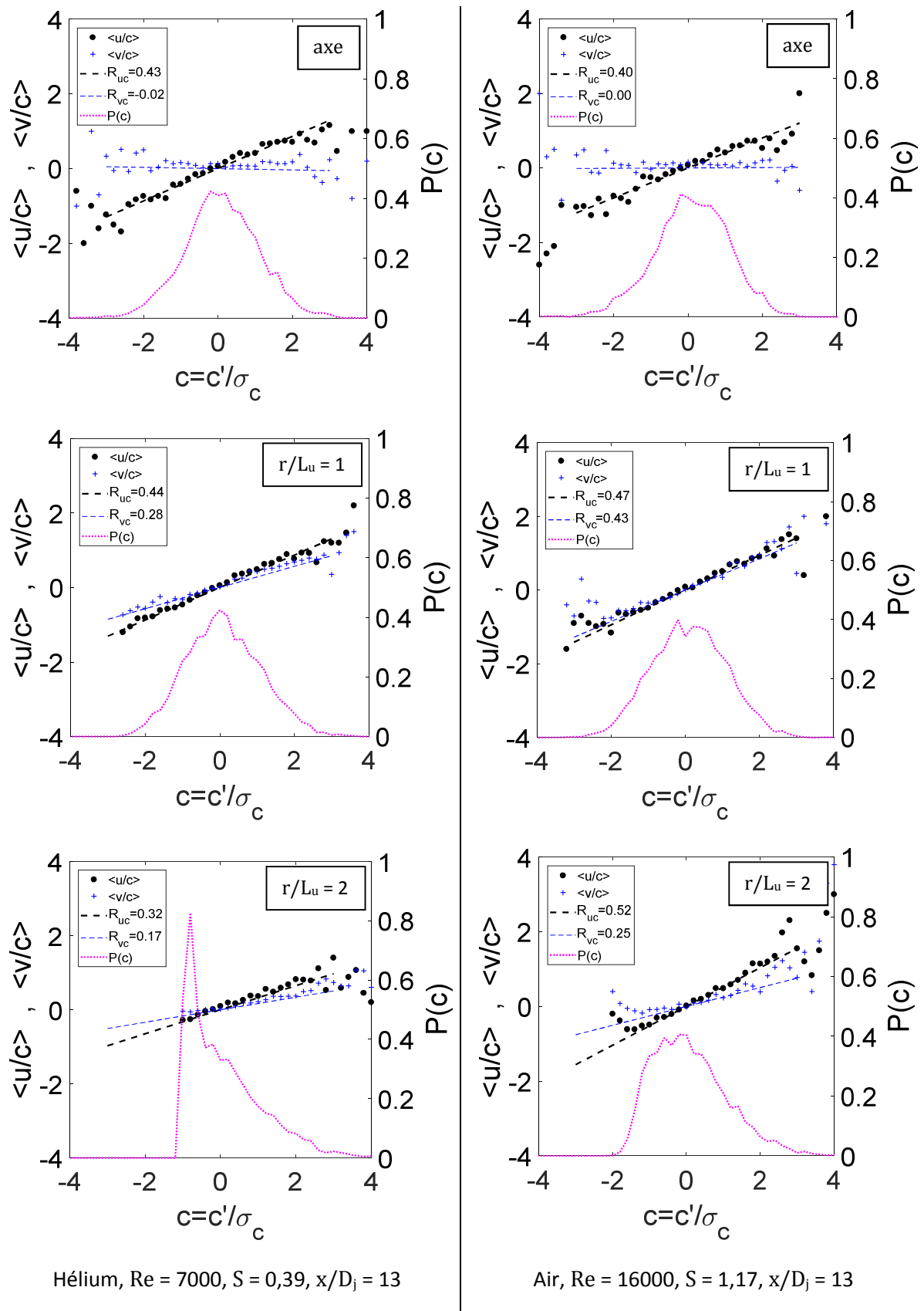


Figure 96 - Densité de probabilité de concentration, comparaison He+Ac et Air+Ac, et vitesses conditionnelles $\langle \hat{u} | \hat{C} \rangle$ (●) et $\langle \hat{v} | \hat{C} \rangle$ (+)

5.4. Conclusion

Ce chapitre a permis de mettre en avant l'étude des pdfs et des jpdfs, en deux points axiaux et trois radiaux sur deux essais (mélanges hélium-acétone et air-acétone), et a également permis de caractériser l'écoulement par une autre approche, de justifier la qualité des mesures réalisées mais aussi d'analyser le couplage entre les variables vitesse-concentration tel qu'il apparaît lorsque l'on s'intéresse aux grandeurs moyennées en termes de moyennes de Favre, bien que ceci ne soit qu'un travail préliminaire. Bien que ces analyses confirment en grande partie les résultats obtenus lors des études longitudinales et radiales effectuées dans les chapitre 3 et 4, on notera de légères différences de comportement entre les jets d'hélium et d'air, qu'on ne pouvait exploiter correctement en ne s'intéressant uniquement qu'aux grandeurs moyennées.

Chapitre 6

6. Approche sur l'évaporation des sprays denses

Ce chapitre a pour objectif de mettre en avant la méthode de mesure utilisée précédemment mais dans une toute autre thématique, les sprays denses. L'idée, apportée par E. Villermaux, professeur et chercheur au sein du laboratoire IRPHE, est d'utiliser la technique de couplage vitesse/concentration mise en place sur notre jet à densité variable mais dans un contexte de spray. En effet, l'évaporation des sprays denses est un phénomène assez courant autour de nous comme, par exemple, à grande échelle au niveau de l'atmosphère et des nuages, comme l'ont montré Joseph (2002), Mason (1971) et Pruppacher (1971), mais également à plus petite échelle en combustion avec les travaux de Jenny (2012) et Sanchez (2015), ou encore sur le corps humain et l'éternuement pour ne citer que ces exemples.

De Rivas (2017) s'est intéressé, durant ses travaux de thèse, à l'évaporation de sprays denses d'eau et d'éthanol. De cette étude en est ressorti que les gouttelettes présentes dans les sprays ont une durée de vie qui est conditionnée par le champ de vapeur de l'ensemble du spray. Ceci équivaut donc à comprendre quel est le lien entre le temps de mélange de la concentration de la vapeur saturante et de l'environnement qui l'entoure. Le champ de vapeur n'ayant pu être observé dans ces précédents travaux, la mise en place du couplage PIV/PLIF a été utilisée dans ce chapitre sur un jet de gouttelettes d'acétone en complet équilibre avec sa vapeur s'épanouissant dans de l'air ambiant. Notons que cette expérience a donné suite à la rédaction d'un article paru en juillet 2017 dans *Physical Review Fluids* (Villermaux (2017)).

6.1. Matériel et mesures

Dans le but de mettre en évidence les phénomènes mentionnés ci-dessus, le choix de l'acétone, ayant les caractéristiques mentionnées à la section 2.3.2.2, a été retenu. En effet, le banc expérimental (décrit en section 2.3.3.1) étant déjà réglé et optimisé pour visualiser la vapeur d'acétone de notre jet, basculer sur un spray d'acétone était donc relativement simple. Rappelons tout de même que, dans un cas de phase gazeux, l'intensité de fluorescence de l'acétone est proportionnelle à la concentration de vapeur d'acétone et est très faiblement dépendant de la température. Dans un cas de phase liquide, l'acétone ne fluoresce pas mais les gouttes réfléchissent et/ou réfractent simplement la lumière reçue. Ceci génère donc la possibilité de suivre les gouttelettes par PIV (aucun traceur n'est injecté dans cette étude, les gouttelettes d'acétone servent elles-mêmes d'ensemencement) et la vapeur d'acétone par PLIF, respectivement via l'utilisation des flashes laser en 532 et 266nm.

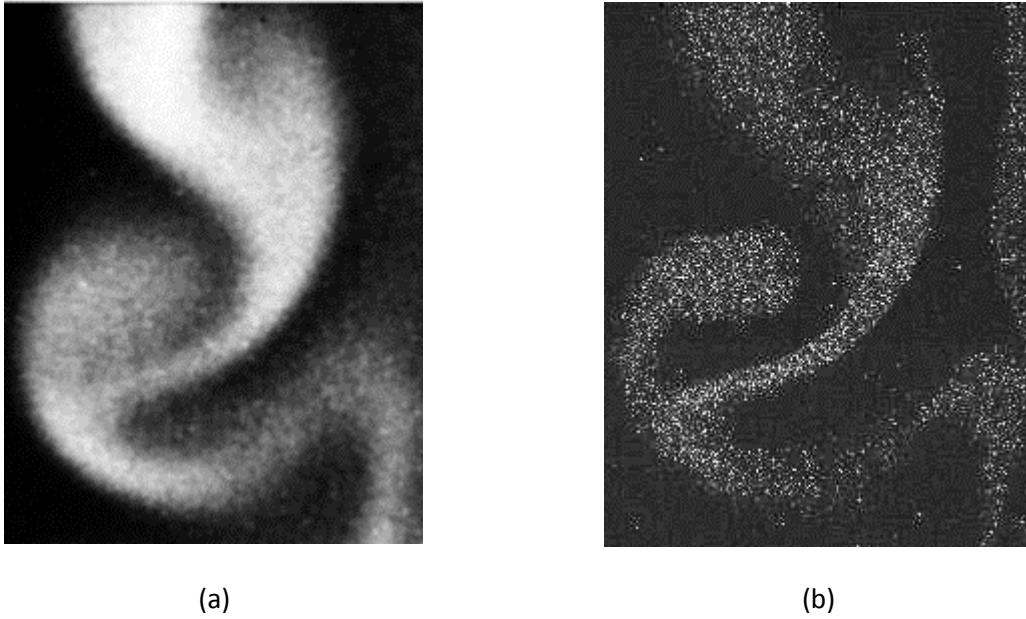


Figure 97 - Exemple d'acquisition d'images simultanées d'un jet d'acétone : (a) champ de concentration, (b) champ de gouttelettes.

Une fois ces constatations effectuées, la mise en place du générateur de vapeur a commencé. Le spray d'acétone est produit par un atomiseur pneumatique, exactement du même type que celui décrit en section 2.3.1.2, à la différence qu'il n'y a pas d'injection d'air comprimé par le côté puisque celle-ci s'effectue via un micro moteur pneumatique à 3 membranes et réglable en vitesse (généralement utilisé pour l'oxygénation des aquariums). Ce système permet donc de générer un panache d'acétone qui recircule dans l'atomiseur en verre et de mettre en équilibre les gouttes avec leur vapeur. Une fois ce mélange bien homogène effectué, un conduit de 5mm de diamètre intérieur (noté D_j) et d'environ 50cm de long permet de l'acheminer et de générer le spray (descendant) au niveau de la zone de mesure comme décrit en Figure 98.

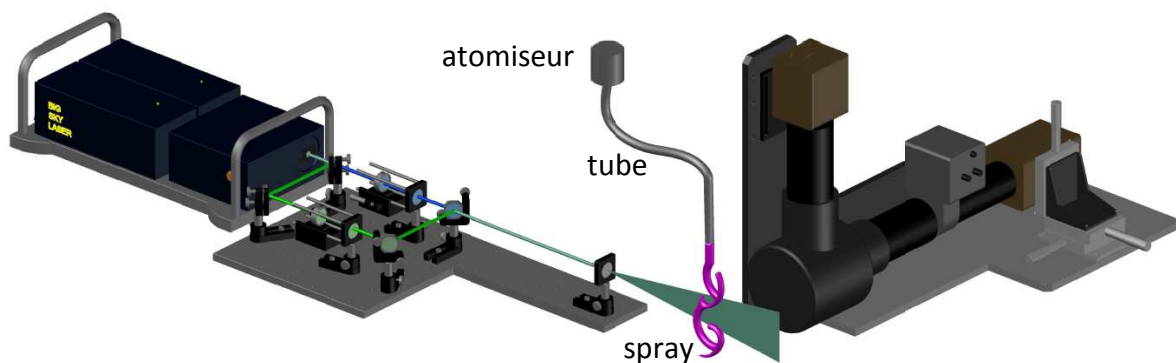


Figure 98 - Banc expérimental utilisé pour le couplage des mesures PIV-PLIF sur le spray d'acétone (cf. Figure 10 pour le détail du matériel).

Une attention particulière a été apportée sur la PIV lors de la mise en place de cet essai. En effet, les gouttelettes d'acétone réfléchissant/réfractant beaucoup plus la lumière que celles d'huile d'olive, un réglage du laser et de l'objectif a été repris afin de ne pas endommager le matériel et obtenir des résultats exploitables. La procédure d'acquisition des images reste également inchangée, le champ observé en PIV et PLIF est toujours identique ($22 \times 22 \text{mm}^2$) avec une résolution de 2048×2048 pixels. L'acquisition est réalisée à une fréquence de 5Hz et seule la deuxième image d'acquisition PLIF est exploitable. Une différence entre l'essai sur le jet de tube et le jet d'acétone est à noter au niveau du post-traitement des images PIV ; un algorithme de corrélation croisée, développé par Meunier (2003), a été préféré avec une fenêtre d'interrogation de 128×128 pixels et un recouvrement de 50% (ce qui représente 1 vecteur tous les 0,6mm) dans le but de garantir une détermination du champ de vitesse dans et au bord du spray. L'algorithme utilisé a la particularité de pouvoir déterminer directement le taux d'étirement, la direction de l'étirement et la vorticité de l'écoulement.

6.2. Ecoulement droit

Une première partie de l'étude a été conduite sur une zone où le jet est déterminé comme un «  coulement droit et stable » en absence de perturbations, c'est-à-dire jusqu'à une distance de sortie du tube égale à 10 fois le diamètre intérieur de celui-ci, comme l'a montré Becker (1968). La vitesse de sortie mesurée U_j est de l'ordre de 1m.s^{-1} , ce qui implique un nombre de Reynolds $Re = U_j D_j / \nu = 350$.

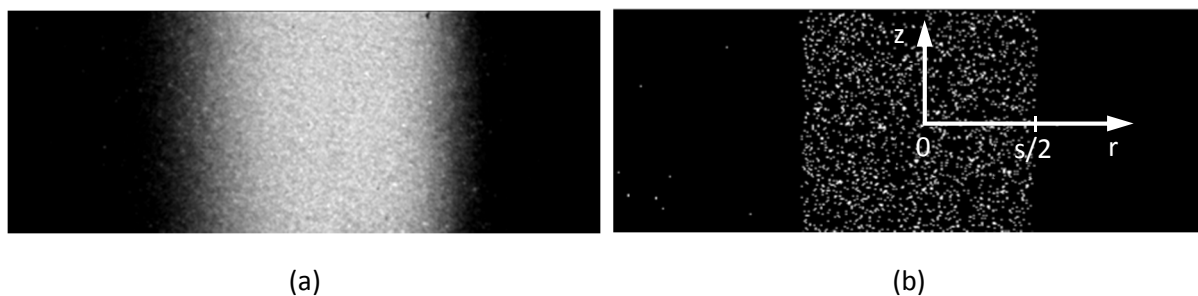


Figure 99 - Images en sortie du tube : (a) champ de concentration, (b) champ de gouttelettes.

Le premier constat, en regardant les images acquises de la Figure 99, est que les gouttelettes d'acétone sont présentes uniquement dans le cœur du jet (b). Une première approche est de considérer que dans le cœur du jet, où les gouttelettes sont en équilibre avec leur vapeur, celles-ci ne s'évaporent pas. Mais, lorsque le front de vapeur de la diffusion s'est déplacé vers l'environnement sec l'entourant, ici l'air ambiant de la salle, les gouttelettes ne sont plus en équilibre et s'évaporent en un temps très court, comme montré par Langmuir (1918). La largeur du flux de gouttelettes sera ici notée s et est proche du diamètre initial du jet ($s \approx 0,9D_j$). Dans le but d'apporter de nouvelles informations, une approche basée sur les profils radiaux de la concentration en sortie de tube a été conduite. Une analyse plus détaillée consiste à tracer le profil radial de concentration sur la zone dite « d'écoulement droit et stable », comme montré sur la Figure 100. On constate que la décroissance de la concentration commence avant $r = s/2$ et est progressive pour tendre vers 0 à $r/s = 0,875$ environ. Si maintenant on s'intéresse à l'intensité lumineuse des images superposées de vitesse et concentration, on constate la présence de forts pics compris entre $r = 0$ et $r = s/2$. Ceci provient du fait que la superposition des images implique donc la présence des gouttelettes d'acétone (présente pour les mesures PIV) qui r emettent la lumière provenant de notre nappe laser verte. Mais c'est un bon moyen

pour confirmer le fait qu'à $r = s/2$ nous n'avons plus du tout l'apparition de ces pics, ce qui implique donc bien qu'au-delà de cette abscisse, les gouttelettes n'interviennent plus pour les analyses.

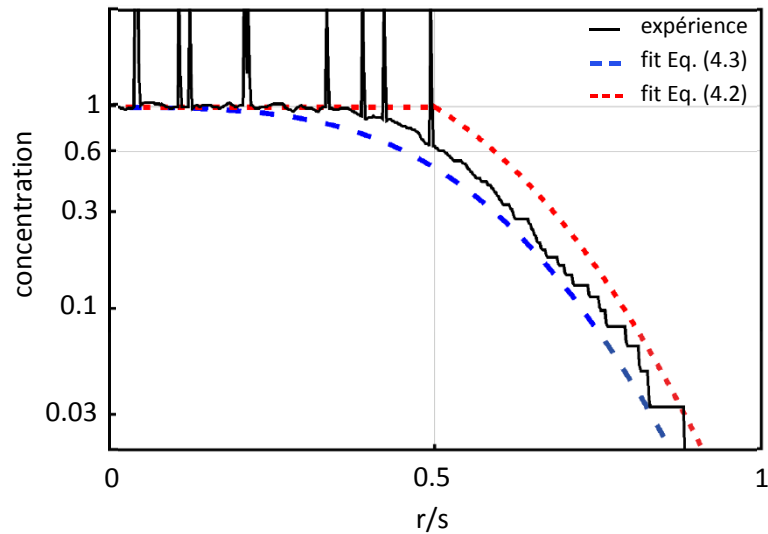


Figure 100 - Profil radial du champ combiné des gouttelettes d'acétone et du champ de vapeur d'acétone qu'elles génèrent (combinaison de (a) et (b) de la Figure 99).

Le profil radial de concentration de la vapeur d'acétone, noté $c(r)$, et adimensionné par la concentration de saturation, peut être caractérisé par deux cas. Pour un cas idéal, où les gouttelettes s'évaporent instantanément à partir de la frontière délimitant leur présence, c'est-à-dire à $r = s/2$, et où la concentration est à saturation en amont, ceci est donné par :

$$c(r < s/2) = 1 \quad (6.1)$$

$$c(r > s/2) = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{r - s/2}{\delta}\right) \quad (6.2)$$

où δ représente la largeur du front de diffusion calculée ici sur le profil radial tracé, qui dans notre cas vaut environ 1,3mm. Cette approximation est représentée par la courbe rouge sur la Figure 100. On constate effectivement que la concentration est à saturation sur le cœur du jet, et celle-ci décroît au-delà de la valeur de $r = s/2$.

Dans l'autre cas où, au contraire, les gouttelettes ne s'évaporent pas du tout et qu'elles n'interagissent pas avec le champ de vapeur, le profil, qui provient de la diffusion radiale seulement, peut être donné par :

$$c(r) \approx \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf} \left(\frac{r + h/2}{\delta} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{r - h/2}{\delta} \right) \right\} \quad (6.3)$$

Ce cas, représenté par la courbe bleue, montre que le profil est bien un profil de diffusion pure. Si maintenant l'on compare ces deux cas théoriques avec le cas expérimental, on constate que celui-ci est intermédiaire aux deux cas extrêmes. Un autre point à constater vient du fait que, bien que l'évaporation soit rapide, elle n'est pas instantanée puisque qu'on relève la valeur de $c = 0,6$ à $r = s/2$ au lieu de 1 dans le cas idéal d'évaporation instantanée.

Cette première approche a permis de mettre en avant l'effet de diffusion de la vapeur d'acétone dans l'air en le comparant à des cas théoriques, et ceci s'est révélé plutôt fiable et a donc confirmé que le système de mesure utilisé ici est applicable pour d'autres cas que celui étudié dans cette thèse.

6.3. Ecoulement instable

Une autre caractéristique des écoulements a été étudiée ici, ce sont les écoulements dits instables. En effet, si la buse d'injection est légèrement perturbée par une oscillation transversale périodique (les conditions d'injection sont exactement identiques dans tout ce chapitre), l'écoulement se déstabilise en mode sinueux, comme montré sur la Figure 97. Ce ne sont pas les caractéristiques précises de cette instabilité qui sont intéressantes ici, mais les conséquences de la distorsion de l'écoulement sur la structure du champ de vapeur d'acétone. Ayant acquis expérimentalement et simultanément le champ de vitesse et le champ de concentration, une étude précise concernant l'impact de l'agitation sur la structure fine du scalaire a été conduite.

6.3.1. Front de perturbation

Une première réflexion est de penser que la présence de vapeur d'acétone est fortement corrélée à celle des gouttelettes. On constate également que la concentration de vapeur d'acétone est élevée dans les régions où les gouttelettes sont denses, et elle diminue brusquement à la frontière du jet, ici déformé, vers l'environnement ambiant comme montré sur la Figure 101. Ce front de diffusion dépend donc précisément de la localisation sur le jet. Sur les acquisitions réalisées, il a été constaté que cette diffusion est plus nette dans les régions concaves que dans les régions tourbillonnaires. Quant au champ de gouttelettes, celui-ci est très bien défini et est marqué par une nette démarcation entre le jet et l'air ambiant, comme vu dans l'étude du jet droit. Ces observations sont cohérentes avec l'analyse de De Rivas (2016) qui a suggéré que la dynamique des gouttelettes, dans une pulvérisation dense, est liée à la dynamique du champ de concentration, transformant ainsi le problème de l'évaporation en un problème de mélange de scalaire. C'est ici que le couplage entre la vitesse et la concentration montre tout son intérêt puisque ceci peut être évalué expérimentalement grâce à ce montage.

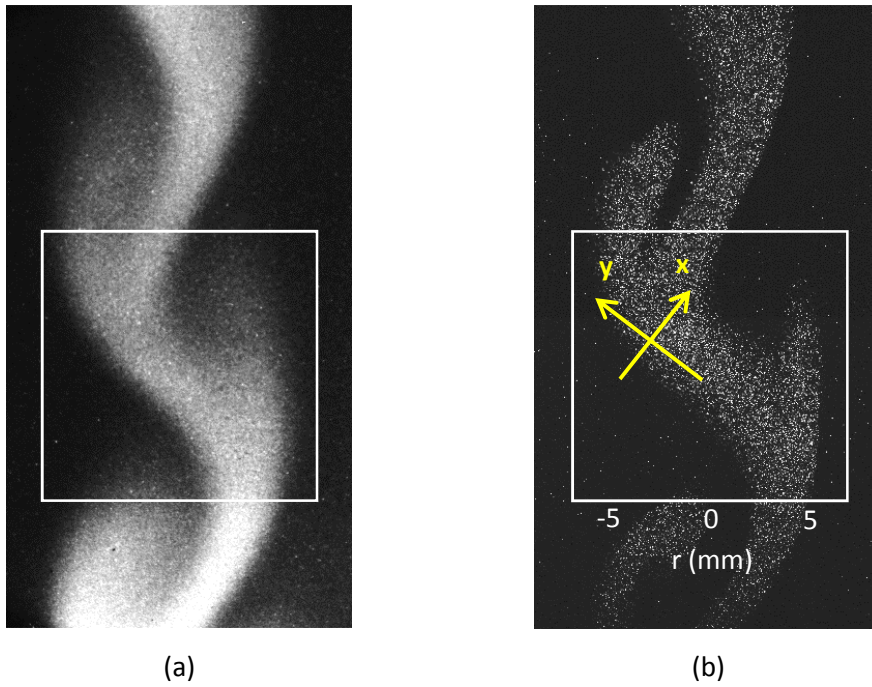


Figure 101 – Ecoulement instable avec zone étudiée et paramétrage appliqué : (a) champ de concentration et (b) champ de gouttelettes.

L'enjeu est ici de montrer, qu'à partir de l'analyse du champ de vitesse, il est possible de prédire le comportement du profil de concentration. Pour ce faire, la première étape consiste donc à déterminer le champ de déformation de la zone étudiée, noté σ . La Figure 102 illustre le résultat obtenu concernant l'intensité du champ de déformation suite au traitement PIV effectué avec ses vecteurs propres associés. On constate bien que sur le front du jet, la déformation est très marquée. Le choix des origines est ici arbitraire, tout en se plaçant proche du bord du front de perturbation. Les axes x et y sont par contre issus des vecteurs, y déterminant la direction de l'étirement et x celle de la compression.

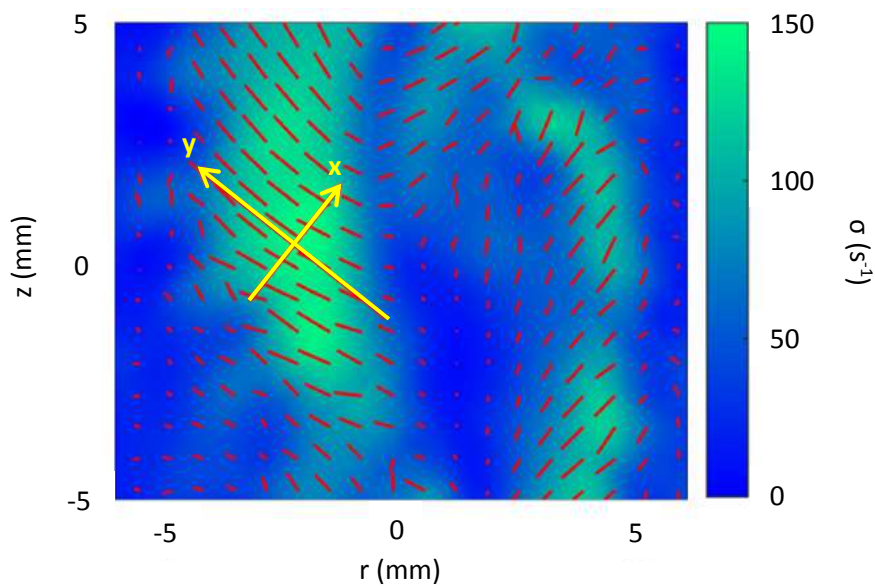


Figure 102 – Intensité du champ de déformation correspondant à la zone illustrée Figure 101

La deuxième étape consiste, comme effectué sur le jet droit, à tracer le profil de concentration $c(x)$ comme illustré en Figure 103 (b). Celui-ci a pour direction celle de la compression. Le profil tracé illustre un comportement allant d'une concentration proche de 0 située dans l'air environnant jusqu'à une concentration de saturation normalisée par 1 située dans le cœur du jet, en passant par une région intermédiaire de transition.

Les deux paramètres principaux étant déterminés, une analyse entre la vitesse et la concentration peut désormais être appliquée. En effet, la première étape d'analyse de la vitesse du champ observée permet également de déterminer la vitesse de l'étirement, ce qui génère un taux d'étirement, noté γ , illustré par la Figure 103 (a) et correspondant donc au coefficient de la pente. La valeur obtenue pour ce cas est de 130 s^{-1} . Celui-ci représente un lien principal entre la vitesse et la concentration par la relation suivante :

$$\delta = \sqrt{2D/\gamma} \quad (6.4)$$

où D représente le coefficient de diffusion de la vapeur d'acétone dans l'air ($1,2 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$). La raideur du front de diffusion dépend donc à la fois des propriétés diffusives de la vapeur d'acétone dans l'air, mais également du taux d'étirement. La valeur prise pour le calcul est de $0,5 \text{ mm}$. La région de transition entre l'air ambiant et le cœur du jet est caractérisée par :

$$c(x < 0) = 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\delta}\right) \quad (6.5)$$

Celle-ci est représentée par la courbe rouge sur la Figure 103 (b) et décrit un front stable ascendant suivant x et est normalisée par 1 à partir du cœur du jet. Notons que la valeur de δ est environ 3 fois plus petite que celle obtenue sur le profil du jet droit non agité. Ceci est attendu puisque les mouvements d'étirements compriment les gradients de concentration qui, de ce fait, se désintègrent plus rapidement contrairement au jet droit.

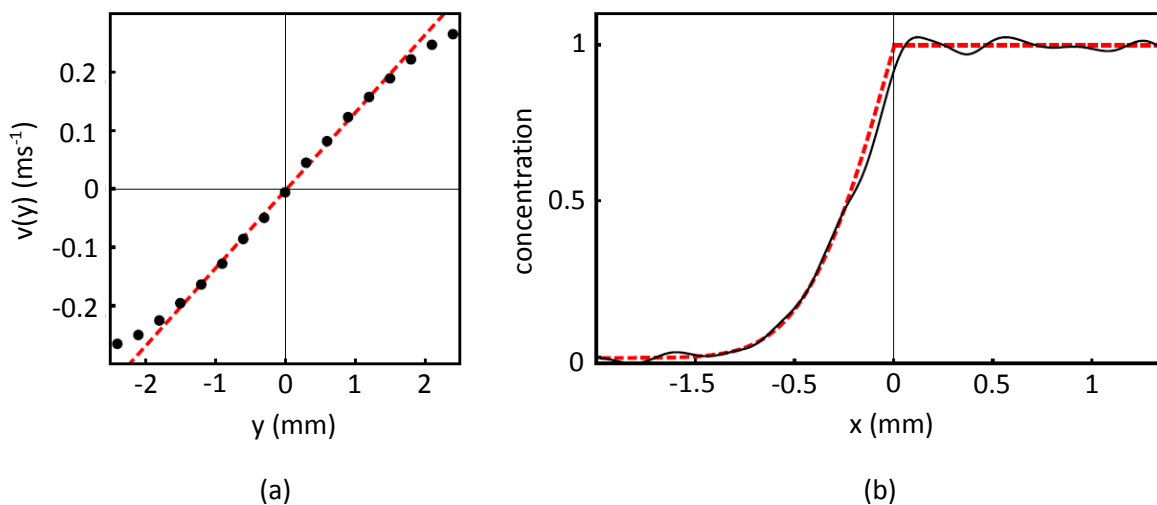


Figure 103 – Représentation de la vitesse d'étirement (a) et du profil de la concentration suivant x (b) du front de perturbation.

6.3.2. Zone d'étirement

Une autre particularité a été étudiée, il s'agit d'une fine bande formée entre deux structures tourbillonnaires comme le montre la Figure 104. On remarque que les gouttelettes sont tout de même présentes malgré la fine épaisseur de la bande, noté s , de l'ordre de 0,5 mm. La vapeur quant à elle se diffuse suivant la direction x , qui est perpendiculaire à la bandelette. Sur les images, on constate qu'un équilibre entre la largeur de la diffusion de vapeur d'acétone et la compression des gouttelettes est a priori atteint, ce qui semble être proche de l'étude du jet droit faite auparavant. L'autre constat qui peut rapidement être fait est que les gouttelettes sont présentes tout le long de cet étirement. Ceci est mis en rapport avec le fait que la concentration n'est pas nulle tout autour de cette bande, elle atteint même environ 30 %, ce qui est assez élevé. La proximité des structures tourbillonnaires génère une zone de chevauchement de la diffusion, ce qui explique cet aspect.

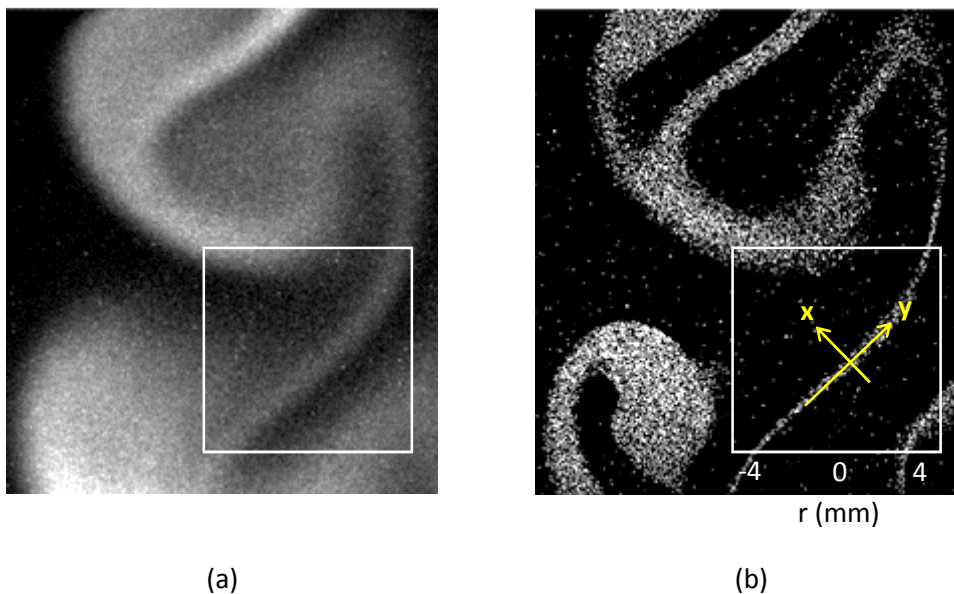


Figure 104 – Bandelette et paramétrage appliqué : (a) champ de concentration et (b) champ de gouttelettes.

Le profil de concentration de la vapeur d'acétone est symétrique et est bordé par des fronts de diffusion identiques. La procédure et l'analyse sur ce champ est identique à la précédente. Le taux d'étirement, calculé à partir de la Figure 105 (a), est de l'ordre de 285 s^{-1} , ce qui implique que $\delta \approx 0,29 \text{ mm}$. Comme le comportement de la bandelette est fortement associé à celui étudié sur le jet droit, la concentration le long du profil peut s'écrire :

$$c(x) \approx \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf} \left(\frac{x + s/2}{\delta} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{x - s/2}{\delta} \right) \right\} \quad (6.6)$$

Cependant, comme un bruit de fond, noté c_a , est présent, il faut donc en tenir compte pour vérifier que la théorie est toujours applicable. La concentration mesurée dépendant donc de c_a , on obtient :

$$c(x)_{\text{vraie}} \approx (1 - c_a) c(x) + c_a \quad (6.7)$$

La courbe rouge sur la Figure 105, issue de l'équation (4.7), montre bien que lorsque $x = 0$, le profil tend vers 1 et que lorsque l'on s'éloigne du cœur de la bandelette, il tend vers la concentration ambiante qui est de l'ordre de 0,3.

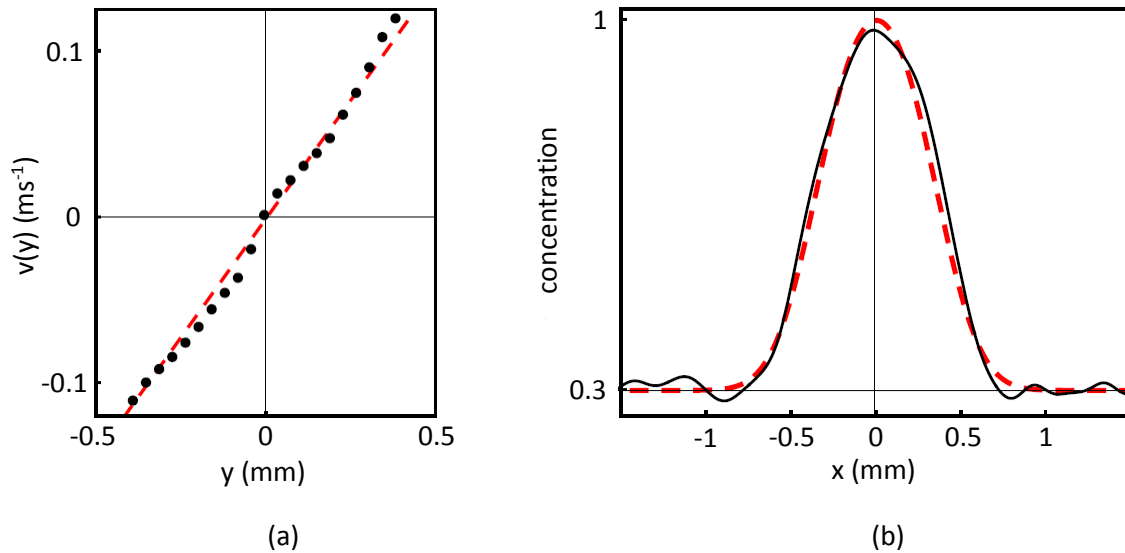


Figure 105 – Représentation de la vitesse d'étirement (a) et du profil de la concentration suivant x (b) de la zone d'étirement.

6.4. Conclusion

Ce travail, original et complémentaire par rapport à la présente thèse, a permis de mettre en avant l'utilité du couplage PIV-PLIF dans d'autres applications. Ce couplage, paramétré initialement pour effectuer des mesures dans un jet turbulent à masse volumique variable, s'est très bien et très rapidement adapté pour la mesure d'un jet d'acétone, en présence de gouttelettes pour l'analyse en vitesse et de vapeur d'acétone pour la mesure en concentration. Un regard plus approfondi sur le temps de vie des gouttelettes au sein de l'écoulement en fonction de la configuration a été apporté par Villermaux (2017). Cet aspect a son importance pour l'étude de la contagion aérienne, car pouvoir prédire le temps de vie d'une particule contaminée en fonction de son environnement ambiant est essentiel pour lutter contre le transfert de maladie par exemple.

Une ouverture envisagée, suite à cette étude et à cette solution de couplage de mesures, peut être d'observer le comportement des gouttelettes sur un champ d'observation complet lorsque le jet est plus ou moins dense, car, bien que les études sur des gouttes isolées soient nombreuses et bien comprises, celles sur des panaches entières sont rares et complexes.

Conclusion et perspectives

Le principal objectif de cette thèse était de mettre en place un système expérimental afin de coupler les mesures de vitesse et de concentration dans un écoulement de type jet de tube, pleinement turbulent, axisymétrique et libre. L'influence de la variation de masse volumique sur le développement du jet (champ dynamique et champ de concentration) a montré de manière générale, pour des jets dont le rapport des masses volumiques S est de 0,39, 0,41 et 1,17 respectivement pour deux jets d'hélium et un jet d'air mélangés à de l'acétone, que le développement est d'autant plus rapide que le rapport S est petit. Les deux jets d'hélium, dont les nombres de Reynolds sont de 7000 et 11000, ont montré très peu de différences, mais cela a cependant permis de confirmer la répétabilité des comportements axiaux et radiaux en très proche sortie de tube mais également en champ lointain, puisque les mesures ont été réalisées de 0 à $30D_j$.

La difficulté des mesures réalisées, de par la taille du tube de 3,5mm de diamètre intérieur, mais également par la mise en place du système de couplage avec les déplacements associés pour acquérir les données sur tout le champ, a été un défi expérimental tant pour la synchronisation des systèmes de mesures que pour le réglage des axes permettant d'obtenir et d'explorer un jet axisymétrique vertical. Les problèmes liés aux faisceaux laser ont également été contraignants lors de l'acquisition des images mais encore plus lors du traitement des données. Cependant, les résultats finaux se sont tout de même révélés de qualité suffisamment bonne pour mener des analyses statistiques poussées. La mise en place de cartographies sur chaque grandeur étudiée est intéressante pour observer leur évolution sur l'ensemble de l'écoulement et valider l'alignement des champs acquis, qui, rappelons-le, sont au nombre de 8.

Les développements axiaux des champs de vitesse moyenne et de concentration moyenne ont montré un très bon accord avec les lois de similitude usuelles pour ce type d'écoulement, avec d'une part, un développement plus rapide des jets lorsque le rapport des masses volumiques est petit et, d'autre part, un épanouissement également plus rapide pour les jets les plus légers. Ces résultats confirment également les résultats publiés par Panchapakesan et Lumley (1993), Djeridane (1994) ou plus récemment par Darisse (2015) et Charonko (2017).

Le couplage des systèmes de mesures a permis d'obtenir des informations simultanées, axiales et radiales, telles que les flux croisés $u'c'$ et $v'c'$ qui ont montré que, malgré un développement plus rapide pour les jets d'hélium, une stabilisation des valeurs est pratiquement atteinte pour les trois cas dès la distance axiale $x/D_j = 28$. Un autre facteur très intéressant provenant du couplage vitesse/concentration concerne les coefficients de corrélation R_{uc} et R_{vc} . En effet, ces mesures expérimentales avaient également pour but de confirmer, ou non, les données issues de Lucas (1998) qui avait montré que R_{uc} n'atteignait qu'un maximum de 0,35 (pour un jet d'hélium pur). Les résultats présents infirment cette tendance avec des valeurs de R_{uc} se stabilisant à la même valeur de 0,45 pour l'hélium dès $x/D_j \approx 13$ et pour l'air à $x/D_j \approx 18$.

Par ailleurs, l'exploitation des résultats issus d'une étude numérique préliminaire (LES) conduite par Felis (2017) a été réalisée. Cette simulation, basée sur la configuration expérimentale de Djeridane (1994), a permis de confronter tous ces résultats. Une très bonne correspondance avec nos données expérimentales a été obtenue sur l'axe dans la région autosimilaire. Des améliorations seraient néanmoins à apporter concernant les conditions initiales et les dimensions du domaine de calcul.

L'analyse des données expérimentales d'un point de vue probabiliste a également été conduite sur la base de pdfs et jpdfs, en deux points axiaux ($x/D_j = 5$ et 13) et trois radiaux ($r/L_u = 0, 1$ et 2) sur deux essais (mélanges hélium-acétone $S = 0,39$ et air-acétone $S = 1,17$). Cette étude a eu pour objectif de caractériser l'écoulement par une autre approche, de justifier la qualité des mesures réalisées mais aussi d'analyser le couplage entre les variables vitesse-concentration tel qu'il apparaît lorsque l'on s'intéresse aux grandeurs moyennées en termes de moyennes de Favre, bien que ceci ne soit qu'un travail préliminaire. Hormis les légères différences de comportement entre les deux jets qui ont déjà été identifiées par l'étude des moments statistiques, cette approche a permis de mettre en évidence des différences dans la région extérieure des jets, où l'intermittence de frontière donne son empreinte sur les propriétés du mélange.

Enfin, une étude sur les sprays denses réalisée hors du contexte de la présente thèse, a aussi été menée en parallèle. Suite à la présentation de mes travaux en cours et du matériel utilisé dans le cadre d'un séminaire du laboratoire, est né un projet de collaboration à l'initiative de Villermaux. Ce dernier a trouvé dans mes travaux la possibilité de mettre en œuvre une expérience complémentaire à ses propres travaux de recherche. Il m'a ainsi proposé de réaliser un spray d'acétone (gouttelettes et vapeur) pour en étudier les phénomènes d'évaporation des gouttelettes présentes dans un environnement de saturation. Pour ce faire, trois cas de configurations relativement simples ont été menés et représentent un jet droit en proche sortie du tube, un front de perturbation et une fine bandelette comprise entre deux structures tourbillonnaires sur un jet agité. Un premier bilan a montré que les gouttelettes, lorsqu'elles sont agglomérées de façon dense, ne s'évaporent pas et suivent l'écoulement. Au contraire, elles s'évaporent rapidement lorsque l'environnement autour d'elles est de concentration très inférieure à leur concentration de saturation.

Perspectives

Ce travail expérimental a permis d'obtenir une base de données relativement fournie qui n'a pas pu être traitée dans son intégralité. Il semble donc important de poursuivre les analyses de ces mesures couplées en se basant sur les moyennes de Favre dans le but d'établir les bilans de transport de l'énergie cinétique turbulente. L'analyse devrait aussi être conduite de façon à mettre en évidence les différences et/ou les similitudes avec les écoulements à viscosité variable (Voivenel (2016)).

Dans un souci d'amélioration des données, il serait envisageable de reproduire l'expérience avec un laser de plus haute intensité (sur l'UV) afin d'accroître le signal PLIF car, ainsi que nous l'avons constaté lors des analyses, le signal reçu en champ lointain ($x/D_j > 25$) et en bord de jet ($r/L_u > 2$) n'est pas suffisant. De plus, même si la quantité d'images acquises (4000) est élevée, cela est encore insuffisant pour obtenir des résultats très bien convergés sur les moments d'ordre supérieur. Cela implique donc d'améliorer les systèmes d'acquisitions et de stockage d'images, mais aussi de se concentrer sur certains points du jet où les résultats du présent travail ont révélé des comportements qui nécessitent d'être étudiés de façon plus approfondie.

Références bibliographiques

AMIELH M., DJERIDANE T., ANSELMET F. et FALUCHIER L. (1996). "Velocity near-field of variable density turbulent jets". *International Journal of Heat Mass Transfer*. Vol. 39, No. 10, pp. 2149-2164.

ANSELMET F., DJERIDI H. et FULACHIER L. (1994). "Joint statistics of a passive scalar and its dissipation in turbulent flows". *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 280, pp. 173-197.

BECKER H.A. et MASSARO T.A. (1968). "Vortex evolution in a round jet". *Journal of Fluid Mechanics*, 31, 435-448.

BORGHI R. (1988). "Turbulent Combustion Modelling". *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 14, pp. 245-292.

CHARONKO J.J. et PRESTRIDGE K. (2017). "Variable-density mixing in turbulent jets with coflow". *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 825, pp. 887-921.

CHASSAING P. (2000). "Turbulence en mécanique des fluids". *Collection Polytech*.

CHEN C.J. et RODI W. (1980). "Vertical turbulent buoyant jets, a review of experimental data". *Pergamon Press*.

DARISSE A., LEMAY J. et BENAÏSSA A. (2013a). "Extensive study of temperature dissipation measurements on the centerline of a turbulent round jet based on the $\overline{\theta^2}/2$ budget". *Experiments in Fluids* 55(1):1623.

DARISSE A., LEMAY J. et BENAÏSSA A. (2013b). "Investigation of passive scalar mixing in a turbulent free jet using simultaneous LDV and cold wire measurements". *International Journal of Heat and Fluid Flow* 44:284 –292.

DARISSE A., LEMAY J. et BENAÏSSA A. (2013c). "LDV measurements of well converged third order moments in the far field of a free turbulent jet". *Experimental Thermal and Fluid Science* 44:825 – 833.

DARISSE A., LEMAY J. et BENAÏSSA A. (2015). "Budgets of turbulent kinetic energy, Reynolds stresses, variance of temperature fluctuations and turbulent heat fluxes in a round jet". *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 774, pp. 95-142.

DARISSE A. (2015). "Étude de la turbulence et du scalaire passif dans un jet rond libre légèrement chauffé". *Thèse de doctorat. Université Laval*.

DEARDORFF J.W. (1980). "Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model". *Boundary Layer Meteorology*, 18, pp. 495-527.

DE RIVAS A., VILLERMAUX E. (2016). "Dense spray evaporation as a mixing process". *Physical Review Fluids* 1, 014201.

- DE RIVAS A. (2017). "Quelques expériences sur l'évaporation de spray dense et la chimiotaxie de la mite". *Thèse de doctorat, Aix-Marseille Université.*
- DJERIDANE T. (1994). "Contribution à l'étude expérimentale de jets turbulents axisymétrique à densité variable". *Thèse de doctorat. Aix-Marseille Université.*
- DJERIDANE T., AMIELH M., ANSELMET F. et FALUCHIER L. (1996). "Velocity turbulence properties in the near-field region of axisymmetric variable density jets". *Physics of Fluids 8, 1614.*
- DOPAZO C. (1975). "Probability density function approach for a turbulent axisymmetric heated jet. Centerline evolution". *Physics of Fluids 18, pp. 397-404.*
- DOPAZO C. (1994). "Turbulent Reacting Flows". *Libby, P.A. et Williams, F.A. (Eds.), Academic Press, London, pp. 375-474.*
- DUBOIS J. (2010). "Etude expérimentale de jets libres, compressibles ou en présence d'un obstacle". *Thèse de doctorat. Aix-Marseille Université.*
- DUCASSE M-L. (2012). "Mélange d'un scalaire dans un jet turbulent : influence d'un obstacle". *Thèse de doctorat. Aix-Marseille Université.*
- FELIS F. (2017). "Atomization and dispersion of a liquid jet : numerical and experimental approaches". *Thèse de Doctorat. Ecole Centrale Marseille.*
- FERRIER A.J., FUNK D.R. et ROBERTS P.J.W. (1993). "Application of optical techniques to the study of plumes in stratified fluids". *Dynamics of Atmospheres and Oceans 20:155–18.*
- HINZE J.O. (1975). "Turbulence 2nd Edition". *McGraw-Hill, New-York.*
- HUSSEIN H., CAPP S. et GEORGE W. (1994). "Velocity measurements in a high-reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet". *Journal of Fluid Mechanics 258, 31-75.*
- JABERI F.A., COLUCCI P.J., JAMES S., GIVI P. et POPE S.B. (1999). "Filtered mass density function for large-eddy simulation of turbulent reacting flows". *Journal of Fluid Mechanics, 401, pp. 85-121.*
- JENNY P., ROEKAERTS D., et BEISHUIZEN N. (2012). "Modeling of turbulent dilute spray combustion". *Progress in Energy and Combustion Science, 38, 846–887.*
- JOSEPH B. et LEGRAS B. (2002). "Relation between kinematic boundaries, stirring, and barriers for the antarctic polar vortex". *Journal of the Atmospheric Science, 59, 1198–1212.*
- KUZNETSOV V. et SABEL'NIKOV V. (1990). "Turbulence and Combustion". *Hemisphere, New York.*
- LANGMUIR I. (1918). "The evaporation of small spheres". *Physical Review, 12, 368–370.*

- LI J.D. et BILGER R.W. (1994). "A simple theory of conditional mean velocity in turbulent scalar-mixing layer". *Physics of Fluids*, Vol. 6, pp. 605-610.
- LOZANO A., YIP B. et HANSON R. (1992). "Acetone : a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence". *Experiments in Fluids*, 13(6):369-376.
- LUCAS J.F. (1998). "Analyse du champ scalaire au sein d'un jet turbulent axisymétrique à densité variable". *Thèse de doctorat. Aix-Marseille Université.*
- LUCAS J.F., PIETRI L., AMIELH M., ANSELMET F., BURLUKA A.A. et BORGHI R. (1998). "Conditional velocity statistics in turbulent jets". *Advances in Turbulence VII, Frisch U. (Ed.)*, pp. 561-564.
- MASON B.J. (1971). "The Physics of Clouds". *Clarendon Press–Oxford.*
- MATSUMOTO R., KIMOTO K. et TSUCHIMOTO N. (1973). "A study on double concentric jets – First report, Experimental results on air-air flow". *Bulletin of JSME.*
- MEUNIER P. et LEWEKE T. (2003). "Analysis and minimization of errors due to high gradients in particle image velocimetry," *Experiments in Fluids*, 35, 408–421.
- PANCHAPAKESAN N.R. et LUMLEY J.L. (1993). "Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 1. Air jet". *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 246, pp. 197-223.
- PANCHAPAKESAN N.R. et LUMLEY J.L. (1993). "Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. Part 2. Helium jet". *Journal of Fluid Mechanics* Vol. 246, p p . 225-247.
- PIETRI L. (1993). "Contribution à l'étude d'un jet à masse volumique variable". *Rapport de DEA Mécanique, option Mécanique des Fluides. Aix-Marseille Université.*
- PIETRI L. (1997). "Etude expérimentale de jets turbulents axisymétriques à densité variable. Analyse des propriétés statistiques des échelles du champ dynamique". *Thèse de doctorat. Aix-Marseille Université.*
- PITTS W. (1986). "Effects of global density and Reynolds number variations on mixing in axisymmetric turbulent jets". *NBSIR Report n°86-3340, Department of Commerce, Washington DC.*
- PITTS W. (1991). "Effects of global density ratio on the centreline mixing behaviour of axisymmetric turbulent jets". *Experiments in Fluids*, 11(2):125-134.
- POPE, S.B. (1981). "Transport equation for the joint probability density function of velocity and scalars in turbulent flow ". *Physics of Fluids*, Vol. 24, pp. 588-596.
- POPE S.B. (2000). "Turbulent Flows". *Cambridge University Press.*

PRUPPACHER H.R. et KLETT J.D. (1997). "Microphysics of Clouds and Precipitation". *Kluwer Academic Publishers*.

SANCHEZ A.L., URZAY J. et LINAN A. (2015). "The role of separation of scales in the description of spray combustion". *Proceedings of the Combustion Institute 35*, 1549–1577.

SARATHI P., GURKA R., KOPP G.A. et SULLIVAN P.J. (2011). "A calibration scheme for quantitative concentration measurements using simultaneous PIV and PLIF". *Experiments in Fluids 52 (1)*, 247–259.

SAUTET J.C. et STEPOWSKI D. (1995). "Dynamic behavior of variable-density, turbulent jets in their near development fields". *Physics of Fluids, Vol 7(11)*.

SCHERBINA Ju.A. (1982). *Izd-vo MFTI. Dolgoprudny (en Russe)*.

SCHWARZKOPF J.D., LIVESCU D., GORE R.A., RAUENZAHN R.M. et RISTORCELLI J.R. (2011). "Application of a second-moment closure model to mixing processes involving multicomponent miscible fluids". *Journal of Turbulence, 12*, N49.

SCHWARZKOPF J.D., LIVESCU D., BALTZER J.R., GORE R.A. et RISTORCELLI J.R. (2016). "A two-length scale turbulence model for single-phase multi-fluid mixing". *Flow, Turbulence and Combustion, 96*, 1–43.

SO R. et ZHU J., ÖTÜGEN M. et HWANG B. (1990). "Some measurements in a binary gas jet". *Experiments in Fluids, Vol. 9* 273-284.

STETSYUK V., SOULOPOULOS N., HARDALUPAS Y. et TAYLOR A. (2016). "Scalar dissipation rate statistics in turbulent swirling jets". *Physics of Fluids, 28 (7)*.

THRING M. et NEWBY N. (1952). "Combustion length of enclosed turbulent jet flames". In *4th International Symposium of Combustion, Pittsburg*.

THURBER M.C. (1999). "Acetone laser-induced fluorescence for temperature and multiparameter maging in gaseous flows". *Topical Rep. TSD-120. U.S. Air Force Office of Scientific Research, Stanford University*.

VILLERMAUX E, MOUTTE A, AMIELH M et MEUNIER P (2017). "The fine structure of the vapor field in evaporating dense sprays". *Physical Review Fluids 2*, 074501.

VOIVENEL L. (2016). "Influence des paramètres hydrodynamiques sur le mélange turbulent de fluides hétérogènes. Étude expérimentale et analytique". *Thèse de doctorat. Normandie Université*.

WYGNANSKI I. et FIEDLER H. (1969). "Some measurements in the self-preserving jet". *Journal of Fluid Mechanics, 38 (03)*, 577–612.

ZAMAN K. (1998). "Asymptotic spreading rate of initially compressible jets – experiments and analysis". *Physics of Fluids, 10*:2652.

Annexes

Annexe A

A. Caractérisation radiale de la vitesse en champ proche

Nous avons, sur la Figure 18 section 2.5.4, présenté quelques paramètres afin de caractériser radialement l'écoulement en champ proche de l'essai 1, c'est-à-dire pour le mélange hélium/acétone à un nombre de Reynolds de 7000 et un rapport de masses volumiques de 0,39. Cette caractérisation a permis de confirmer que les mesures effectuées sont de bonne qualité. Les caractérisations des deux autres essais (2 et 3) sont représentées respectivement sur la Figure 106 et la Figure 107. Comme pour l'essai 1, nous constatons que les mesures sont, tant sur l'aspect de la symétrie de l'écoulement que sur le lissage des profils, de qualité. Elles ont également confirmé le choix du changement de configuration de formation du jet, le nombre d'acquisitions de champs pour optimiser le temps d'utilisation et de traitement et, enfin, ont validé le lancement de la campagne de couplage vitesse-concentration.

Dans le but de mettre en avant le comportement en sortie de tube sur quelques paramètres entre les essais 1 et 3, des exemples de comparaisons des évolutions radiales à $x/D_j = 0,5$ et 4 sont présentés sur la Figure 108. Concernant les comparaisons à $x/D_j = 0,5$, nous constatons un écart minime entre l'hélium et l'air sur la plupart des paramètres hormis sur les évolutions radiales de la vitesse radiale moyenne et de l'intensité de turbulence de la vitesse longitudinale. En effet, la représentation V/U_j en fonction de $2r/D_j$ relève un entrainement d'air extérieur plus marqué dans l'air que dans l'hélium. Pour ce qui est de l'intensité de turbulence, les pics sont de l'ordre de 23% dans l'hélium contre 15% dans l'air, ce qui traduit le développement plus rapide du jet d'hélium. Si l'on regarde maintenant la comparaison des comportements à $x/D_j = 4$, on constate, quel que soit le paramètre étudié, un développement du jet d'hélium d'autant plus rapide que le rapport des masses volumiques est petit. La Figure 108 (e) représente le coefficient de corrélation R_{uv} . Ce coefficient, rappelons-le, permet de mettre en évidence l'intensité de la liaison qu'il existe entre les deux paramètres de vitesse (pour ce cas). Il varie entre -1 et 1 selon le type de relation, croissante ou décroissante. Nous constatons ici, quel que soit la position axiale et quel que soit le gaz utilisé, un comportement totalement similaire avec une valeur de R_{uv} atteinte de l'ordre de 0,55.

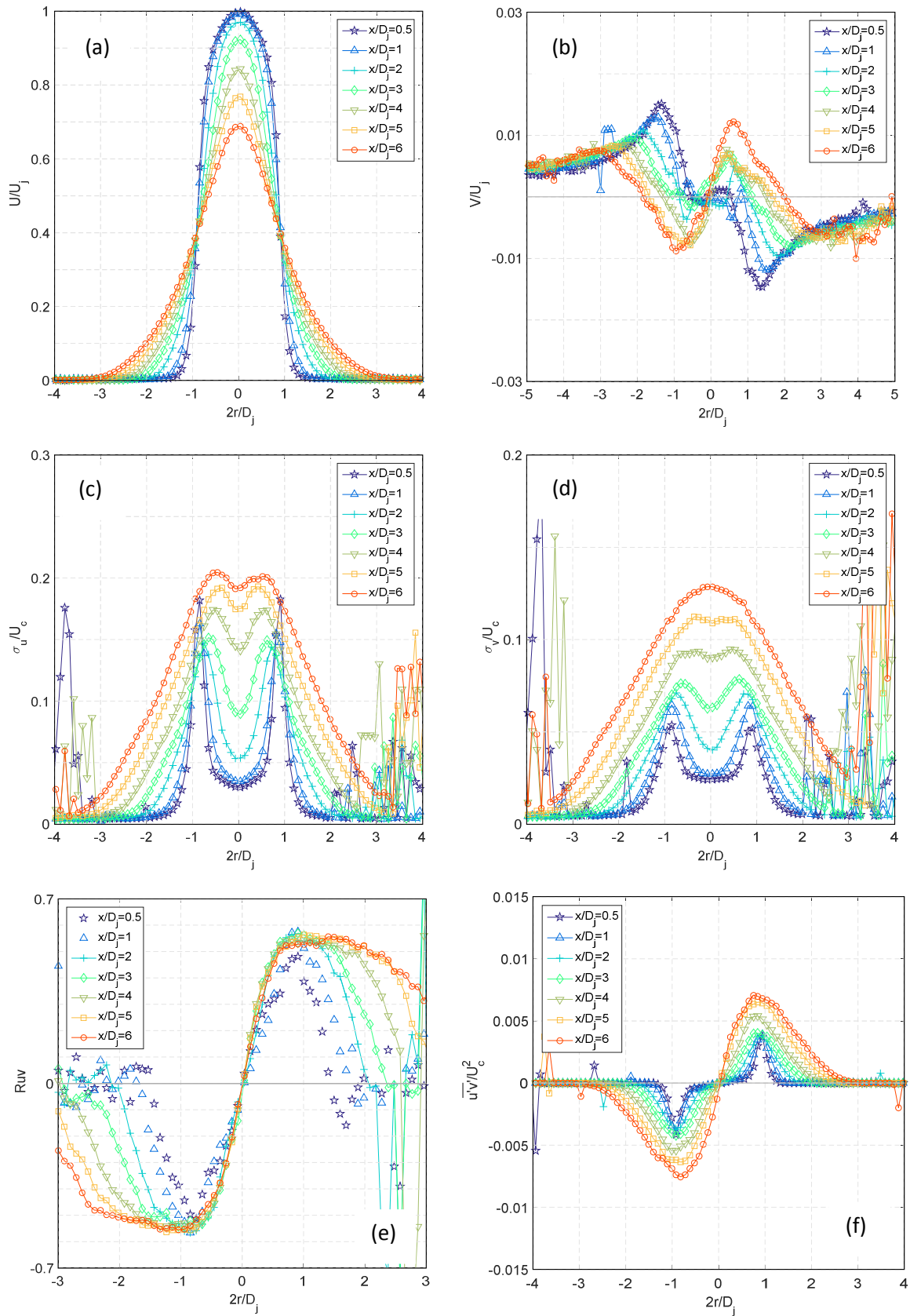


Figure 106 - Evolutions radiales de quelques grandeurs en sortie de tube de l'essai 2, (a) vitesse longitudinale moyenne, (b) vitesse radiale moyenne, (c) intensité de turbulence de U, (d) intensité de turbulence de V, (e) coefficient de corrélation R_{uv} et (f) la tension de cisaillement.

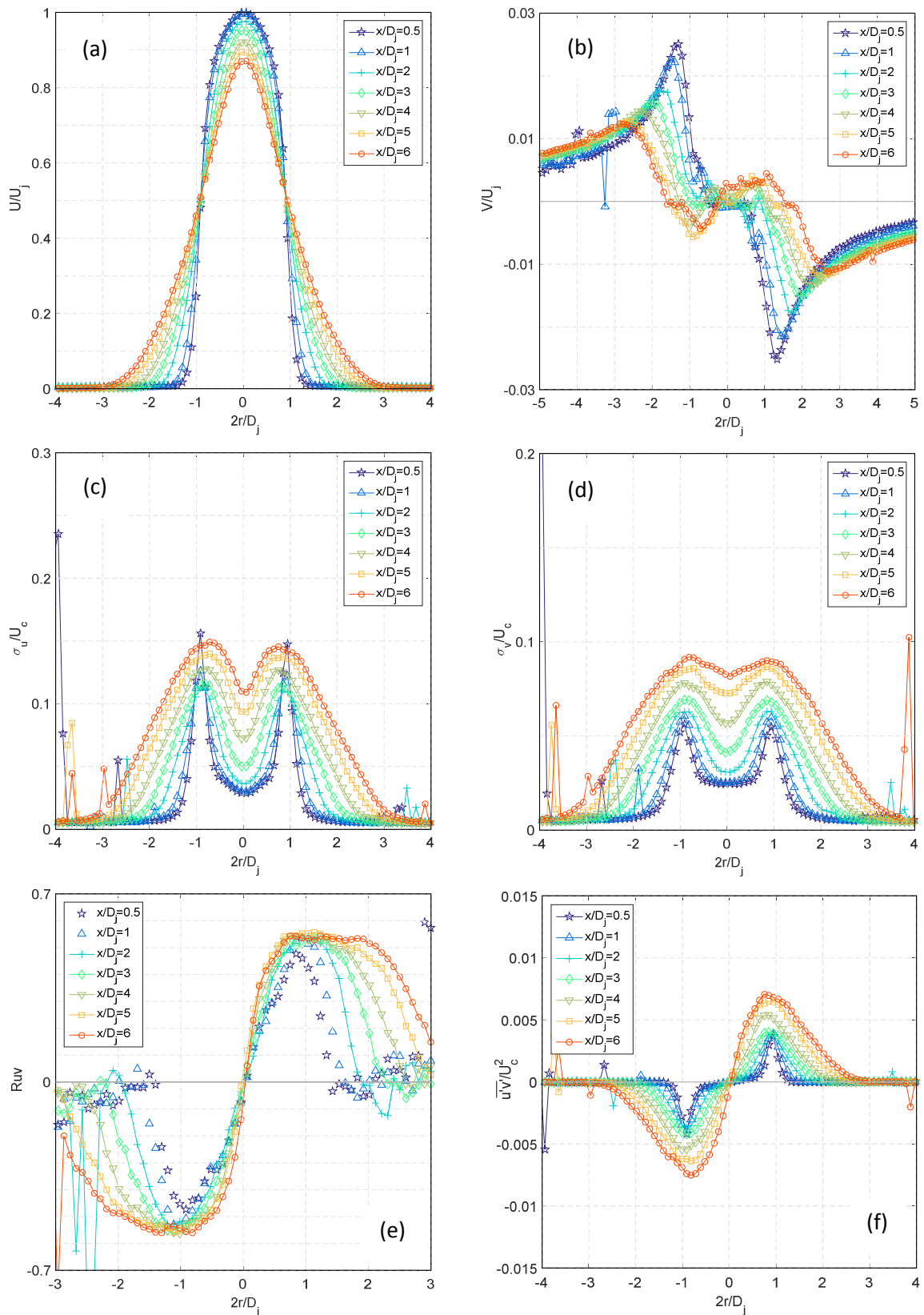


Figure 107 - Evolutions radiales de quelques grandeurs en sortie de tube de l'essai 3, (a) vitesse longitudinale moyenne, (b) vitesse radiale moyenne, (c) intensité de turbulence de U, (d) intensité de turbulence de V, (e) coefficient de corrélation R_{uv} et (f) la tension de cisaillement.

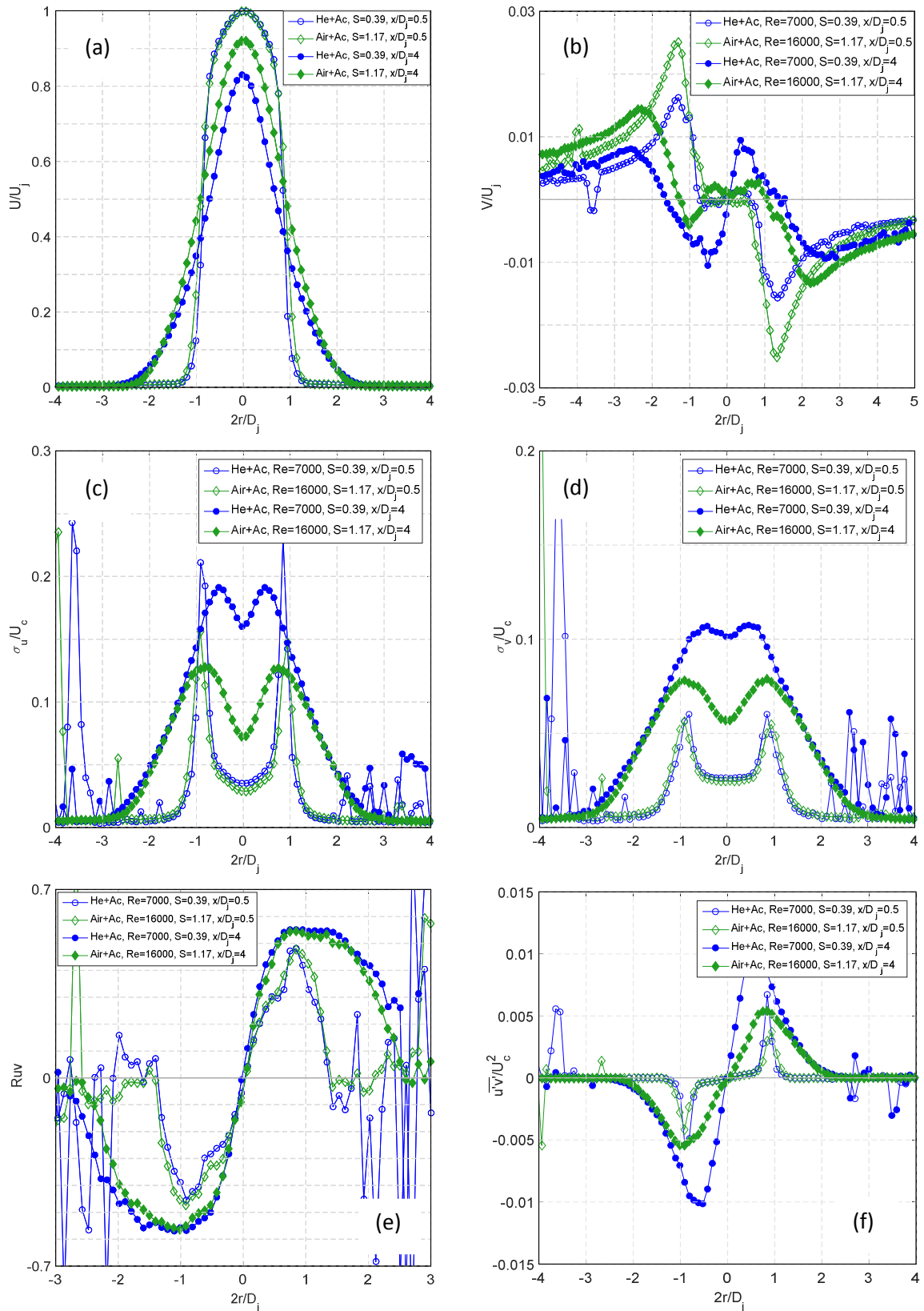


Figure 108 – Comparisons des évolutions radiales entre les essais 1 et 3 à $x/D_j = 0,5$ et 4, (a) vitesse longitudinale moyenne, (b) vitesse radiale moyenne, (c) intensité de turbulence de U, (d) intensité de turbulence de V, (e) coefficient de corrélation R_{uv} et (f) la tension de cisaillement.

Annexe B

B. Comparaisons LES – données expérimentales

Une introduction sur la modélisation numérique a été présentée en section 3.4. avec quelques résultats. Le but de cette annexe est de mettre en évidence de façon plus précise les résultats qui sont en bon accord (ou moins bon accord) avec les données expérimentales. La Figure 109 représente les évolutions axiales des écarts-types des fluctuations et des intensités de turbulence des vitesses longitudinale et radiale. Nous constatons un bon accord entre les trois types de mesures et ce quel

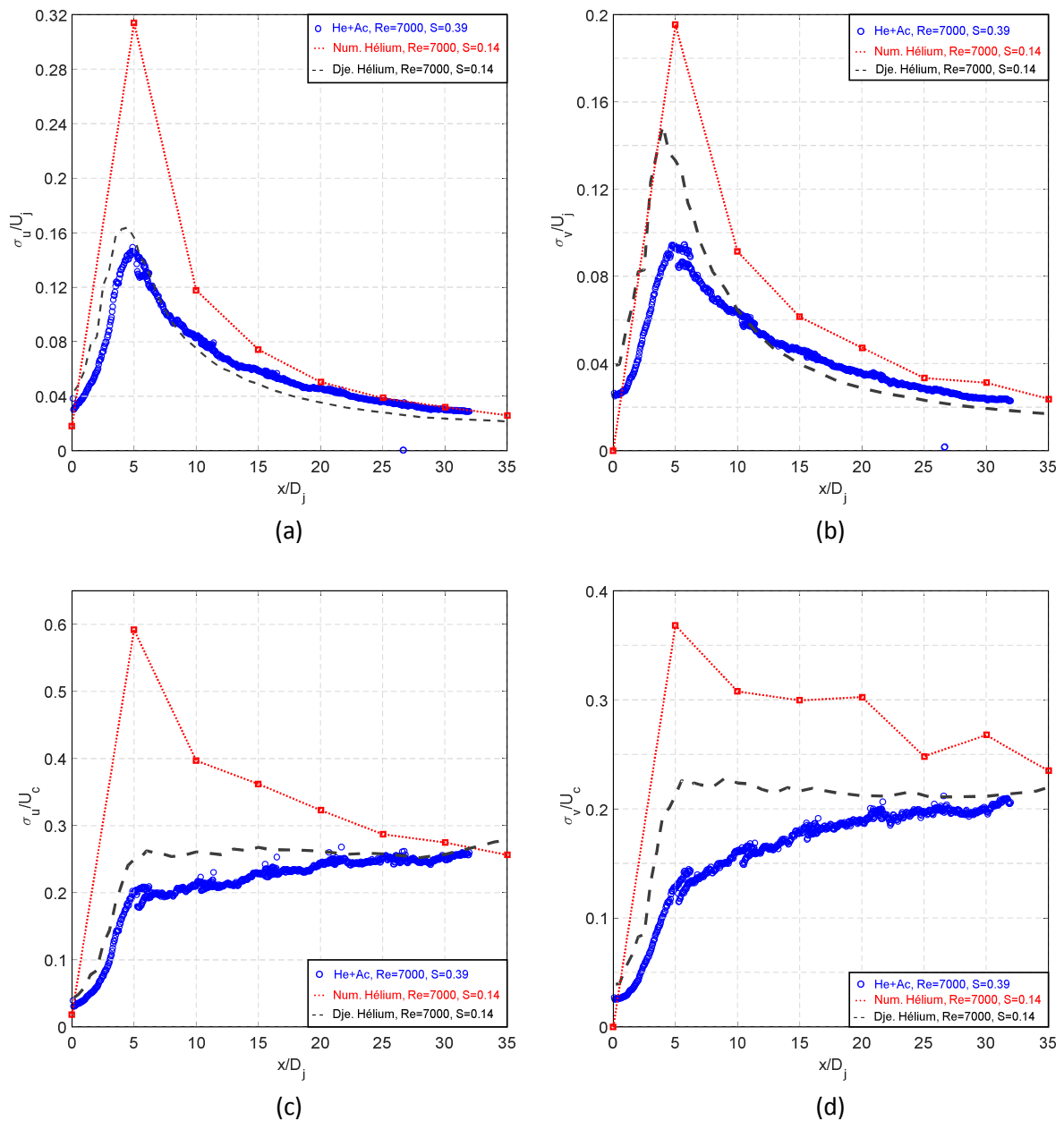


Figure 109 - Evolutions axiales des écarts-types des fluctuations (a) de la vitesse longitudinale, (b) de la vitesse radiale, des intensités de turbulence (c) de la vitesse longitudinale et (d) radiale.

que soit le paramètre observé. En effet, les données LES tendent, environ à partir de $x/D_j = 20$, vers des valeurs très proches de celles relevées expérimentalement. Nous observons cependant une légère différence sur les données en proche sortie de tube avec des pics environ deux fois supérieurs à ceux mesurés expérimentalement. Ayant spécifiquement travaillé dans le but d'obtenir 4% d'intensité de turbulence en sortie du tube (écoulement turbulent pleinement développé), notons cependant que cette valeur n'est pas tout à fait atteinte.

La Figure 110 représente les évolutions axiales de l'écart-type des fluctuations et de l'intensité de turbulence de la concentration. Là encore, les données LES sont très semblables à celles relevées expérimentalement avec des valeurs quasi identiques. Seule la valeur relevée à $x/D_j = 5$ est environ deux fois moins importante en comparaison à l'expérimentale.

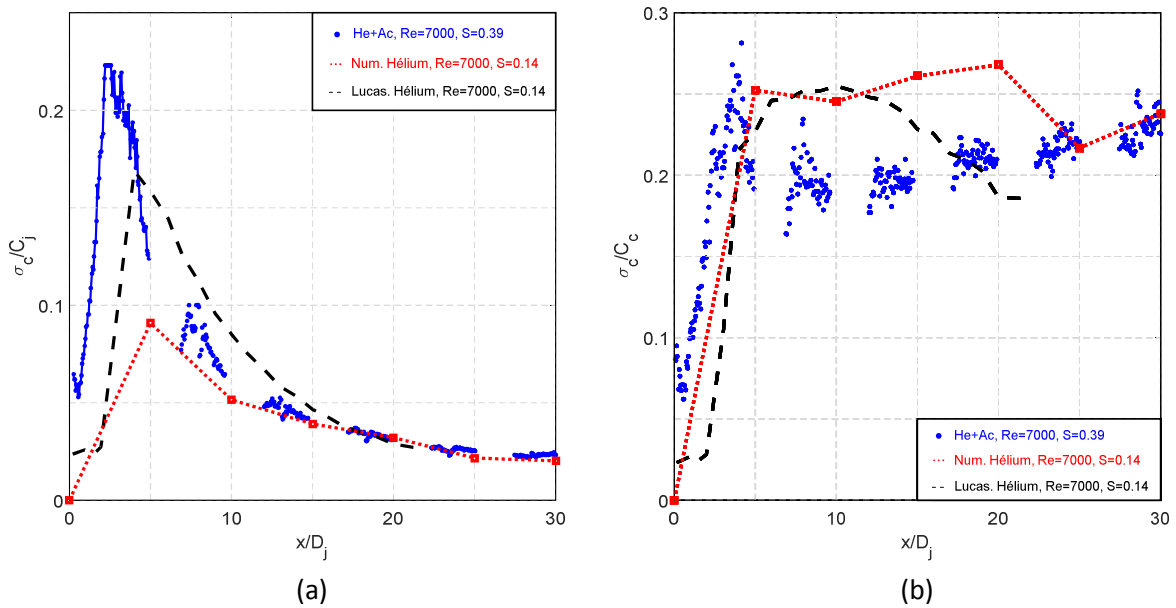


Figure 110 - Evolution axiale de l'écart-type des fluctuations de la concentration (a) et de l'intensité de turbulence de la concentration (b).

Les Figure 111 - Contributions aux coefficients de corrélation R_{uc} et R_{vc} , He, Re=7000, S=0,14 , $x/D_j=5$, Figure 111 et 112 présentent les résultats de l'analyse en probabilité sur l'axe, respectivement pour $x/D_j = 5$ et 25. En proche sortie de la buse, là où on avait déjà constaté que le coefficient de corrélation R_{uc} est bien plus élevé que celui déterminé expérimentalement, la moyenne conditionnelle de vitesse longitudinale ($\langle \hat{u} | \hat{C} \rangle$) montre que des vitesses très fortes apparaissent dans l'écoulement pour des niveaux de concentration élevés, en contribuant à la valeur élevée de R_{uc} et en générant des écarts significatifs par rapport à l'évolution linéaire de la moyenne conditionnelle. Le même phénomène apparaît pour la vitesse radiale même si globalement la symétrie en V est préservée. La cause de ces vitesses très fortes n'est pas connue, et des tests complémentaires seraient nécessaires afin d'identifier leur origine.

Au contraire, à $x/D_j = 25$, les résultats sont en très bon accord avec ceux des données expérimentales pour la région où l'écoulement est pleinement développé, que ce soit pour les moyennes conditionnelles, les coefficients de corrélation ou les lois de probabilité marginales.

Ces premiers essais de simulations numériques sont plutôt encourageants même si des ajustements sont nécessaires, sans doute principalement par rapport aux conditions initiales et aux limites du domaine de calcul.

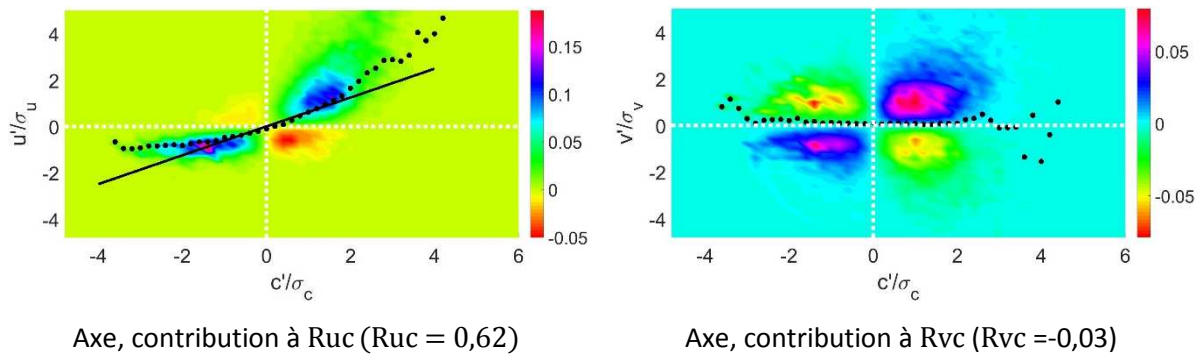


Figure 111 - Contributions aux coefficients de corrélation R_{uc} et R_{vc} , He, $Re=7000$, $S=0,14$, $x/D_j=5$, obtenues par simulations numériques LES.

A gauche : cartographie de $\hat{u} \cdot \hat{C} \cdot P(\hat{u}, \hat{C})$, avec $\hat{u} = \frac{u'}{\sigma_u}$ et $\hat{C} = \frac{c'}{\sigma_c}$, et vitesse conditionnelle $\langle \hat{u} | \hat{C} \rangle$ (•)
 A droite : cartographie de $\hat{v} \cdot \hat{C} \cdot P(\hat{v}, \hat{C})$ avec $\hat{v} = \frac{v'}{\sigma_v}$, et vitesse conditionnelle $\langle \hat{v} | \hat{C} \rangle$ (•)

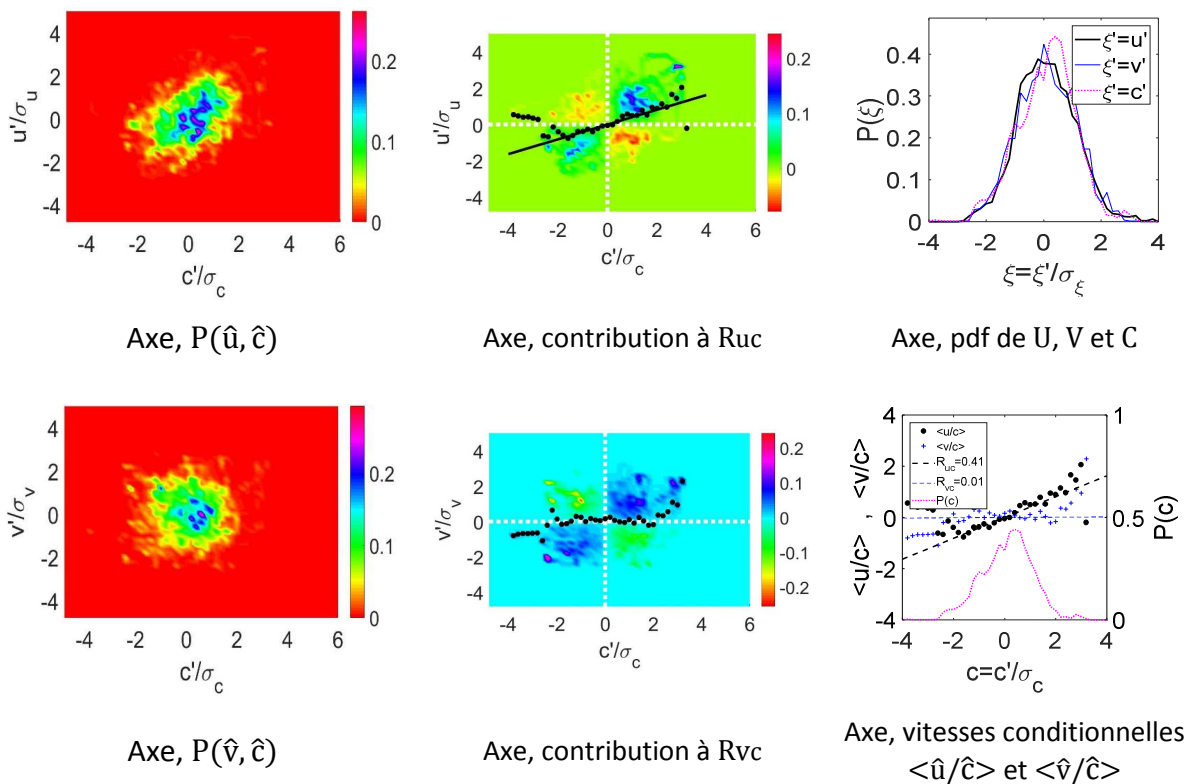


Figure 112 – Densités de probabilité conjointes, contributions aux coefficients de corrélation et moyennes conditionnelles de vitesse obtenues en jet d'hélium (simulations LES) à $x/D_j = 25$ sur l'axe.

Annexe C

C. Moyennes conditionnelles et contributions aux coefficients de corrélation à $x/D_j = 5$ (données expérimentales)

En complément des comparaisons effectuées, en section 5.3, entre le jet d'hélium et le jet d'air dans la région où ces écoulements peuvent être considérés comme pleinement développés, les Figure 113 et 114 comparent les résultats obtenus à $x/D_j = 5$ pour les moyennes conditionnelles de vitesse et les intégrants associés. De façon globale, on retrouve le fait que à $x/D_j = 5$, ni le jet d'air, ni le jet d'hélium ne sont bien développés. En particulier, pour le jet d'air sur l'axe, on retrouve la tendance déjà observée sur la Figure 87 qui traduit le fait que l'ensemencement en acétone est bien homogène.

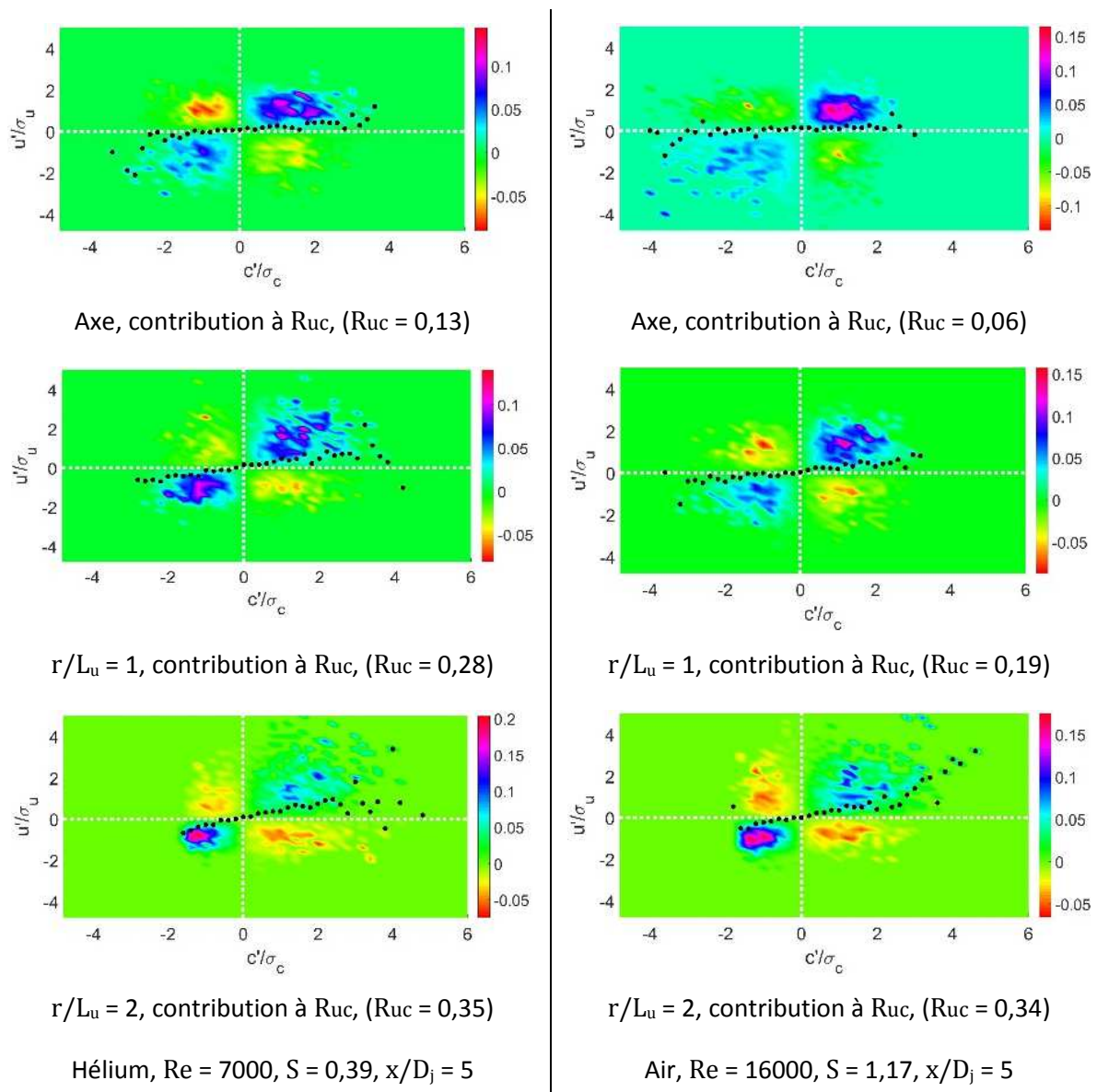


Figure 113 - Contributions aux coefficients de corrélation R_{uc} , comparaison He+Ac et Air+Ac, Cartographies de $\hat{u} \cdot \hat{c} \cdot P(\hat{u}, \hat{c})$, avec $\hat{u} = \frac{u'}{\sigma_u}$ et $\hat{c} = \frac{c'}{\sigma_c}$, et vitesse conditionnelle $\langle \hat{u} | \hat{c} \rangle$ (●).

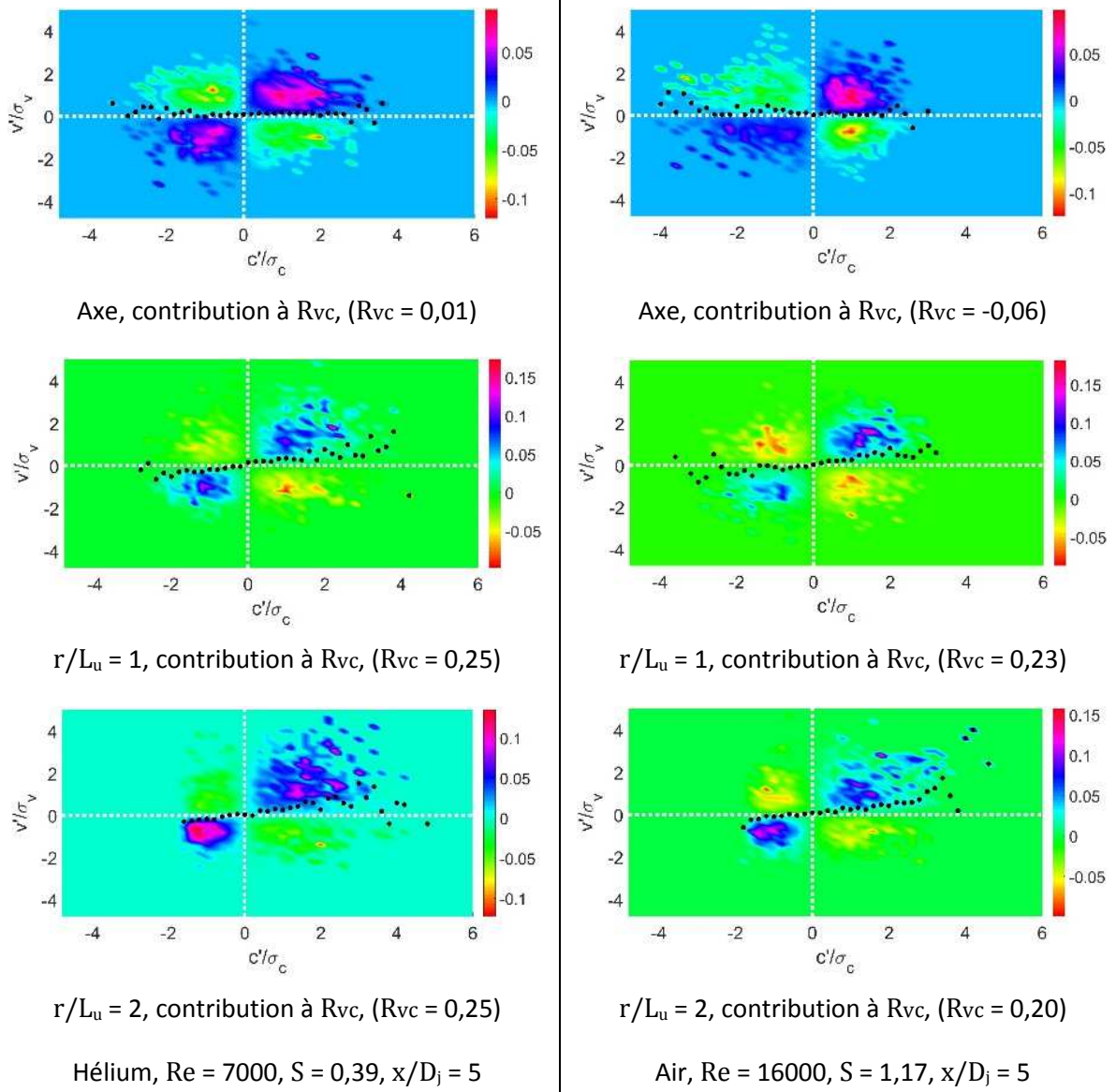


Figure 114 - Contributions aux coefficients de corrélation R_{vc} , comparaison He+Ac et Air+Ac, Cartographies de $\hat{v} \cdot \hat{c} \cdot P(\hat{v}, \hat{c})$, avec $\hat{v} = \frac{v'}{\sigma_v}$ et $\hat{c} = \frac{c'}{\sigma_c}$, et vitesse conditionnelle $\langle \hat{v} | \hat{c} \rangle$ (•).

Au contraire, dans les régions extérieures, tant pour $r/L_u = 1$ que pour $r/L_u = 2$, les moyennes conditionnelles sont assez semblables, ce qui recoupe bien les comportements des couches de mélange qui se développent au-dessus des parois de la buse que l'on visualise, par exemple, sur les cartographies de la Figure 59.

D. Publication d'un article dans Physical Review Fluids

PHYSICAL REVIEW FLUIDS 2, 074501 (2017)

Fine structure of the vapor field in evaporating dense sprays

E. Villermaux,^{1,2,*} A. Moutte,¹ M. Amielh,¹ and P. Meunier¹

¹ Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE UMR 7342, 13384 Marseille, France

² Institut Universitaire de France, 75005 Paris, France

(Received 9 March 2017; published 20 July 2017)

Fine structure of the vapor field in evaporating dense spraysE. Villermaux,^{1,2,*} A. Moutte,¹ M. Amielh,¹ and P. Meunier¹¹*Aix Marseille Université, CNRS, Centrale Marseille, IRPHE UMR 7342, 13384 Marseille, France*²*Institut Universitaire de France, 75005 Paris, France*

(Received 9 March 2017; published 20 July 2017)

Making use of an original technique which permits the simultaneous measurement of both the displacement field of evaporating droplets in a spray, and of their vapor, we investigate the relevance of a scenario introduced earlier to describe the evaporation dynamics of dense sprays [*Phys. Rev. Fluids* **1**, 014201 (2016)]. A plume of dense acetone droplets evaporating in air is studied, for which the stirring field is measured by particle image velocimetry of the droplets, and the vapor field is imaged quantitatively by laser-induced fluorescence. We show, thanks to these unique *in situ* measurements, that the spray boundary with the diluting environment is slaved at the dynamics of its saturating vapor concentration field, whose structure is analyzed for different well defined local flow topologies.

DOI: [10.1103/PhysRevFluids.2.074501](https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.2.074501)**I. INTRODUCTION**

Evaporating dense sprays are commonplace in nature. They are found in the atmosphere at the scale of the Earth [1], in clouds [2,3], in combustion engines and various man-made atomizers [4–6], in human violent respiratory events [7,8], and everyday life [9], for example. Although embedded in a swarm with other droplets densely packed in space, it is nevertheless often the fate of an individual liquid droplet which is of practical interest: the length of a liquid-propulsion combustion chamber depends on the distance from the injection nozzle for a complete fuel evaporation [10]; similarly, the contamination radius of an infected coughing individual is the distance needed for the last liquid droplet exhaled from his mouth and staying aloft in air, to evaporate [11].

An earlier contribution [12] has suggested that the droplets fate in a dense spray is conditioned by the dynamics of the ensemble vapor field, and that understanding the lifetime of a droplet amounts to understanding the mixing time of its saturating vapor concentration with the diluting environment. However, although shown to be a crucial partner in the spray dynamics, the vapor field could not be visualized, and could *de facto* not be studied in any detail, in the experiments reported in [12].

We are overcoming this deficiency here, making use of an original method which allows for the simultaneous measurement of both the displacement field of evaporating droplets in a spray, and of their vapor. The present dual laser technique is implemented with a plume of dense acetone droplets evaporating in air for which the stirring field is measured by particle image velocimetry of the droplets, and the vapor field is imaged by laser-induced fluorescence. This work complements other similar approaches, some related techniques providing the simultaneous measurement of the vapor concentration and of the droplets sizes [13], or of the temperature [14]. The present study is, to our knowledge, the first documenting both the spray dynamics and its coupled vapor field structure. We show, consistently with the scenario conjectured in [12], that the spray boundary with the diluting environment is slaved to the dynamics of the vapor concentration field, whose structure is analyzed in three well defined local flow topologies.

II. EXPERIMENTS AND METHODS**A. The acetone spray**

The discovery of liquid acetone (C_3H_6O) fluorescence by Gelbke in 1913, and of its vapor, has opened the way for quantitative concentration measurements in a gas phase and its use for the study

*emmanuel.villermaux@univ-amu.fr

TABLE I. Physical properties of acetone at $T = 293$ K. The density of the liquid is ρ_l and M is the molecular mass. The saturation density derives from the vapor pressure as $\rho_s = Mp_s/RT$ with $R = 8.31$ J/mol K. The diffusion coefficient D refers to diffusion in air while the viscosity η is for pure vapor acetone. Molar concentrations c are related to mass densities by $c = \rho/M$.

ρ_l (kg m ⁻³)	p_s (Pa)	M (kg mol ⁻¹)	ρ_s (kg m ⁻³)	η (Pa s)	D (m ² s ⁻¹)
791	22 800	58×10^{-3}	0.5	0.7×10^{-5}	1.2×10^{-5}

of mixing in various flows (see [15–17] and references therein). When excited in the ultraviolet range (here at 266 nm), the fluorescence spectrum of acetone extends over a broad range between 350 and 550 nm with peaks in the blue range at 445 and 480 nm. The short fluorescence emission lifetime (of the order of 4 ns) and its low quantum efficiency (of the order of 0.2%) require the use of sensitive probes to detect it. However, and as opposed to the fluorescence of anisole (C₇H₈O), or to the phosphorescence of diacetylene (C₄H₆O₂), a product formed from acetone under illumination, the fluorescence of vapor acetone is not subject to oxygen quenching; therefore, its mixing in air can be studied by laser-induced fluorescence. In a diluted gas phase, the fluorescence intensity is proportional to the concentration of vapor, and is weakly dependent on temperature. In its liquid state, acetone is transparent to visible light. Acetone liquid droplets in a spray can thus be imaged by standard light refraction and/or reflection on their surface.

Thus, when lit with the appropriate wavelengths (visible light for the liquid, ultraviolet for the vapor), both the droplets and vapor fields in an acetone spray can be imaged quantitatively, and simultaneously. Furthermore, acetone, whose physical properties are summarized in Table I, is highly volatile at room temperature, a property making its molecule an ideal candidate for the study of the development of an assembly of droplets interacting with the vapor field resulting from their evaporation.

The acetone spray is produced by a pneumatic atomizer consisting of a millimetric tube whose lower extremity dips into the liquid, and the upper one over which a fast air stream blows at right angle. The liquid ascends the tube towards the depression at the top extremity, where it is atomized into droplets of the order of a few, say 10 μ m, in size (see [12] for a characterization of the spray). The mist thus formed recirculates into a closed chamber so that the droplets soon reach equilibrium with their vapor, and is then conveyed by a 50-cm-long tube with 5 mm inner diameter, at a flow rate much lower than the recirculation flow rate, towards the test chamber described in Sec. II B.

The droplets interdistances ℓ is such that $\ell/d \lesssim 10$ with $d \approx 10 \mu$ m their diameter. The corresponding liquid volume fraction is $\varphi \sim (d/\ell)^3$ so that a net density of liquid (density ρ_l) + vapor (saturation density ρ_s) acetone is $\rho = \varphi\rho_l + (1 - \varphi)\rho_s$ in the spray. That density is of the same order than the density of the ambient air 1.2 kg m⁻³, thus inducing noticeable but weak buoyancy effects.

As explained in [12], the spray is dense if the evaporation of a single droplet is prevented by the presence of too close nearby droplets, that is when the droplets interdistance ℓ is smaller than the enrichment length ℓ_e given by

$$\ell_e \sim d \left(\frac{\rho_l}{\Delta\rho} \right)^{1/3}. \quad (1)$$

When the diluting air is free from acetone vapor we have $\Delta\rho = \rho_s$ and we find that $\ell_e \approx 100 \mu$ m is of the order of ℓ so that the evaporation of a single drop is indeed hindered by the presence of its neighbors. However, the spray is marginally dense, explaining, in particular, the visible granularity of the vapor concentration field. Note that the condition above in Eq. (1) refers to the evaporation process of a single droplet in an assembly of droplets, and should not be confused with the notion of “optically dense” sprays, those for which optical access is hindered by a Beer-Lambert attenuation all the more strong that the spatial density of the droplets is large [5, 18, 19].

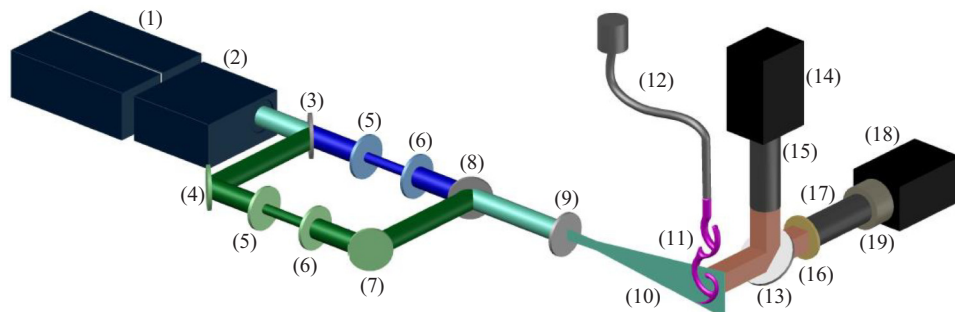


FIG. 1. Schematic of the experimental setup. Each labeled component of the optical arrangement is described in Sec. II B.

B. Optical arrangement

The optical arrangement allows for the measurement of the droplets displacement field by particle image velocimetry (PIV) and of the vapor concentration field by planar laser-induced fluorescence (PLIF), both fields being simultaneously measured in time and space. In contrast with other related investigations not directly concerned with sprays [17], the acetone droplets are here themselves the seeding particles for the PIV.

The experimental setup is described in Fig. 1. A single, dual cavity pulsed Nd:YAG laser (1) provides illumination with both frequency-doubled 532 nm (visible, at 170 mJ per pulse) and frequency-quadrupled 266 nm (UV, at 31 mJ per pulse) outputs (2). The illumination is synchronized by timer boxes with the image acquisition on two sensitive CCD cameras. The visible and UV laser beams (3) are conditioned by successive dichroic mirrors and lenses (4)–(6) to generate two overlaid laser beams expanded into a single sheet by a cylindrical lens (8) and (9) that illuminates the same flow plane in a $22 \times 22 \text{ mm}^2$ field of view (10). The acetone spray (11) produced by the pneumatic atomizer is conveyed by a tube (12) at the top of the visualization field.

PIV images are acquired by a 2048×2048 pixels, 12 bits camera (14) fitted with a 200 mm lens (15) at f22 aperture. PLIF images are obtained with a very sensitive, cooled camera (18) coupled to an intensifier (19) in order to increase the low fluorescence signal collected in the 350–550 nm range. Low pass filters are placed on the PLIF path to cut wavelengths above 532 nm. One filter (16) is in front of the 200 mm at f4 lens (17), and a second one is a notch filter at 532 nm to protect the intensifier (19). To each pairs of PIV images acquired with a $110 \mu\text{s}$ delay is associated one PLIF image acquired synchronously with the second PIV image. Three images documenting the displacement field of the droplets, and of their vapor concentration field are this way acquired at a rate of 5 Hz, at the same location in the same plane.

C. Particle image velocimetry

The particle image velocimetry (PIV) images are processed using a cross-correlation algorithm which has been optimized for large velocity gradients [20]. The interrogation windows are taken relatively large (of size 128×128 pixels) in order to ensure the determination of the velocity field outside of the spray (where the density of tracers is extremely small). This leads to 30×30 two-dimensional instantaneous velocity fields $\mathbf{U} = \{U, V\}$ with a 50% overlap of the windows. The spatial resolution of 0.01 mm/pixel is sufficient to probe the dynamics of structure which are at least of the order of a millimeter since two adjacent vectors are separated by 0.6 mm. The velocity derivatives are then calculated by finite differences in order to measure the stretching rate, the stretching directions, and the rotation of the flow. In a neighborhood $\delta\mathbf{X}$ around \mathbf{X}_0 , we have

$$\mathbf{U}(\mathbf{X}) = \mathbf{U}(\mathbf{X}_0) + (\omega + \sigma) \delta\mathbf{X}, \quad (2)$$

$$\text{with } \omega = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2}(\partial_Y U - \partial_X V) \\ \frac{1}{2}(\partial_X V - \partial_Y U) & 0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\text{and } \sigma = \begin{pmatrix} \partial_X U & \frac{1}{2}(\partial_Y U + \partial_X V) \\ \frac{1}{2}(\partial_X V + \partial_Y U) & \partial_Y V \end{pmatrix}, \quad (4)$$

where ω is the local rotation, and σ is the so-called strain.

The maximal eigenvalue of σ is denoted γ , which will be interpreted as a rate of stretch of material lines, and the eigenvectors define the frame $\{x, y\}$ where material lines elongate in the y direction, and compress in the x direction while rotating as a whole with angular velocity ω . In that frame, the displacement field $\{u, v\}$ is given by $\{-\gamma x, \gamma y\}$. The flow is area preserving in the plane provided the trace of σ is zero, i.e.,

$$\partial_X U + \partial_Y V = 0, \quad (5)$$

and in that case, elongation and compression occur at the same rate, given by γ . This criterion is not exactly met in this fully three-dimensional flow, in general. We focus on purpose in what follows on three different flow configurations where $|\partial_X U + \partial_Y V|$ is at least an order of magnitude smaller than the components of the strain rate σ , so that the displacement field can be considered as nearly two dimensional.

III. OBSERVATIONS AND ANALYSIS

The $h = 5$ mm in diameter jet of dense droplets of acetone in equilibrium with its vapor is injected downward in the test chamber filled with still ambient air. The jet injection velocity u_0 is of the order of a meter per second, so that the injection Reynolds $Re = u_0 h / \nu$ with $\nu = \eta / \rho_s$ the kinematic viscosity of the vapor (close to that of the ambient air) is about a few hundred, consistent with the fact that at a downstream distance of about ten diameters h , the jet is steady [21].

A. Straight jet

In absence of perturbation at the nozzle, the jet is straight with a spray core of diameter s whose boundary is singled out by the sharp disappearance of the droplets for $r > s/2$, while they are uniformly distributed in space for $r < s/2$. The diameter s recedes at velocity $\dot{s} = -\mathbf{v}$ with $s(0) = h$ and \mathbf{v} an ablation velocity function of the rate at which the vapor is evacuated from the spray core [12]. Also visible in Fig. 2(a) is the vapor surrounding jet core, and diffusing in the radial direction r . The reason why the border of the spray is sharp is as follows: In the core of the spray where the vapor is in equilibrium with the liquid droplets, these do not evaporate. When the vapor diffusion front has moved towards the dry environment, the droplets there are no more in equilibrium, and evaporate in a typically short time (function of the square of their size [22]) once exposed to a dryer environment. Their evaporation location, defining the spray border, thus progresses over a (comparatively slower) time scale given by the speed of the vapor diffusion front itself. There are in fact two limits:

Either the droplets evaporate instantaneously, and in that case the frontier delimiting their presence traces exactly the vapor saturation concentration in the vapor field. In that ideal case, the radial vapor concentration profile outside from the spray core $c(r)$, scaled by the saturation concentration is

$$c(r < s/2) = 1, \quad (6)$$

$$c(r > s/2) = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{r - s/2}{\delta}\right). \quad (7)$$

Or, at the opposite, droplets do not evaporate at all, and their presence, or absence, does not interact with the vapor field itself. In this other idealization, $c(r)$ results from pure radial diffusion

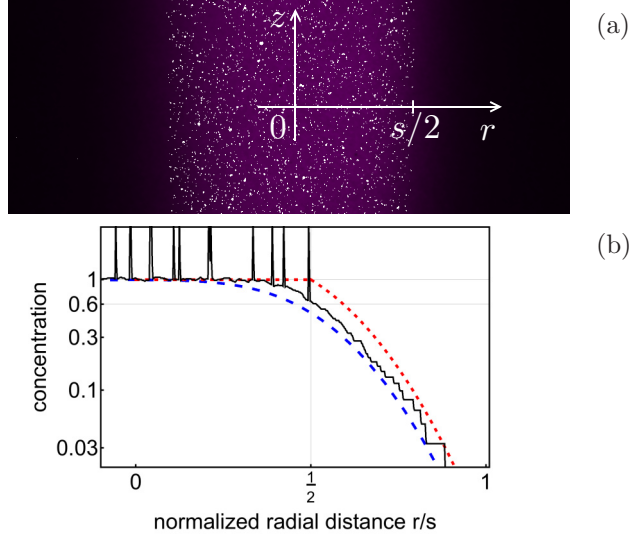


FIG. 2. (a) The fields of acetone droplets (white patches, only the biggest droplets are visible) and of the vapor concentration field their evaporation generates (scaled by the saturating vapor concentration, in pink) in the process of diffusing radially outward from the spray jet core. The width s of the stream where droplets are present is close to the initial jet diameter $h = 5$ mm. (b) The radial vapor concentration profile across the jet (black) with spikes denoting the presence of droplets, which have all disappeared below $c \approx 0.6$ at the jet boundary in $r = s/2$. The dashed blue profile is the pure diffusion profile in Eq. (9), and the dotted red profile is the one for a constant concentration $c = 1$ up to $r = s/2$ in Eq. (7), and diffusion beyond only, both with steepness $\delta \approx 1.3$ mm.

alone as [23]

$$c(r) = \frac{e^{-r^2/2\delta^2}}{\delta^2} \int_0^h e^{-r'^2/2\delta^2} I_0\left(\frac{rr'}{\delta^2}\right) r' dr' \quad (8)$$

$$\approx \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{r+h/2}{\delta}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{r-h/2}{\delta}\right) \right\}, \quad (9)$$

if $\delta \ll h$ is a diffusive penetration length. One sees in Fig. 2(b) that the actual concentration profile is intermediate between the two extremes (7) and (9), for $\delta \approx 1.3$ mm when the jet core is $s \approx 0.9h$ at that downstream location in the jet, consistent with the fact that droplet evaporation is, although fast, not instantaneous. The vapor flux at the spray core boundary $-D\partial_r c(r)|_{r=s/2}$ is intermediate between those corresponding to the two extreme scenarios, which differ by a factor of 2. Also shown in Fig. 2(b) is the vapor concentration below which droplets could not be detected $c \approx 0.6$, instead of $c = 1$ if evaporation were instantaneous.

B. Stirring

If the injection nozzle is gently perturbed by a periodic transverse oscillation however, and because the jet is slightly subtransitional at that Reynolds number [21], it destabilizes in a sinuous mode, as seen in Fig. 3(a). It is not the precise features of this instability which are interesting here, but the consequences of the distortion of the flow on the structure of the vapor field. Having both the velocity and the simultaneous concentration field at our disposal, we can investigate precisely the impact of stirring on the fine structure of the scalar. The stirring field is measured from the

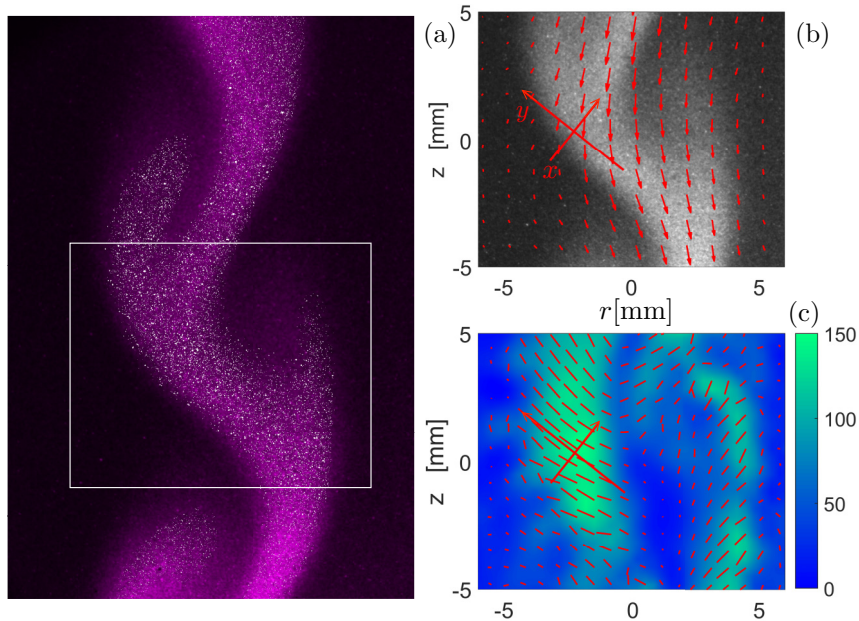


FIG. 3. (a) A snapshot of the unstable acetone plume showing the fields of droplets (in white) and of their saturating vapor (pink). The rectangle highlights the field analyzed by PIV. (b) The streamlines of the flow, and the local frame $\{x, y\}$ defined by the eigenvectors of the deformation tensor σ at the location of interest in \mathbf{X}_0 , the origin of the frame. (c) The intensity of the straining field σ , and its eigenvectors, obtained from the droplets displacement field. The color scale of σ on the right is in s^{-1} . The origins of the vertical (z) and radial (r) coordinates are arbitrary.

displacement of the droplets, whose Stokes number $St = (u_0 d^2 / \nu h)(\rho_l / \rho_s) / 18$ is of the order of 10^{-3} in the vapor suggesting that they are fairly passively advected [24].

1. Front

It is, at first sight, obvious that the presence of vapor is strongly correlated with that of droplets, as seen in Fig. 3(a). The vapor concentration is high in the regions where the droplets are dense, and it decays at the border of the distorted jet towards the diluting environment. The steepness of the transition depends however on the precise location along the jet. It is sharper in concave regions than in whirling zones. As for the droplets field, its frontier is sharply defined in the transition region of the vapor with the diluting air.

These observations are consistent with the scenario imagined by one of us in [12] where it was suggested that the dynamics of droplets in a dense spray is slaved to the dynamics of the vapor concentration field, thus mapping the problem of dense sprays evaporation onto a scalar mixing problem. That scenario can now be assessed unambiguously on experimental grounds. Our procedure is in three steps:

(1) We process the PIV droplets fields (see Sec. II C) and extract the straining field σ which is responsible for stirring the vapor (neither the solid rotation ω nor a global translation contribute to mixing). In a region of interest located in \mathbf{X}_0 close to the spray border, we identify the eigenvectors of the stirring field, which define the orientation of the frame of reference $\{x, y\}$ [see Figs. 3(b) and 3(c)] where y denotes the stretching direction, and x the compressive one. At that desired location, we also know, from the eigenvalue of σ , the intensity of the compression rate γ [Fig. 3(c)]. The displacement field $\{u, v\}$ is in that frame $\{-\gamma x, \gamma y\}$.

FINE STRUCTURE OF THE VAPOR FIELD IN . . .

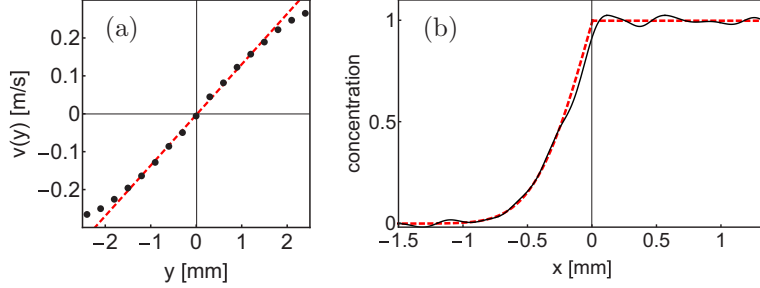


FIG. 4. Measurements in the frame $\{x, y\}$ centered in \mathbf{X}_0 and translated at velocity $\mathbf{U}(\mathbf{X}_0)$ as shown in Fig. 3. (a) The stretching velocity $v(y) = \gamma y$ measured along the axis y giving a rate $\gamma \approx 130 \text{ s}^{-1}$. (b) Vapor concentration profile (black) along the compressive direction x measured from Fig. 3 showing a front of width $\delta = 0.5 \text{ mm}$. The dashed line is Eq. (11).

(2) We measure the concentration field $c(x)$ of the vapor along the compressive direction x determined before. In the example shown in Fig. 3(b), this concentration goes from 0 in the diluting environment far from the transition region with the core of the spray, where it reaches its maximal, constant value, set to 1 when normalized by the saturation vapor concentration [Fig. 4(b)].

(3) The final step consists in using the information from step 1 to interpret the measurement in step 2. We explain below how these two are linked to each other.

In a stirred scalar field, isoconcentration surfaces (lines in two dimensions) align with the direction y of the stretch so that the gradient of concentration is notable only in the compressed direction x perpendicular to them (see Fig. 3(a) and [12,25–27]). The concentration $c(x, t)$ is thus locally described by

$$\partial_t c - \gamma x \partial_x c = D \partial_x^2 c. \quad (10)$$

If c varies essentially in a transition region connecting two infinite permanent reservoirs at $c = 0$ (the diluting environment) and $c = 1$ (the saturation vapor concentration in the spray) as in the present case, a steady state is reached from any initial condition $c(x, y, t = 0)$ within a time of the order of γ^{-1} after which $-\gamma x \partial_x c = D \partial_x^2 c$. Forcing the vapor concentration in the spray to be uniformly equal to the saturation vapor concentration [that is $c(x > 0) = 1$ in the present case], we have

$$c(x < 0) = 1 + \text{erf}\left(\frac{x}{\delta}\right), \quad (11)$$

$$\text{where } \delta = \sqrt{2D/\gamma}, \quad (12)$$

which describes a steady front climbing in the x direction. The steepness δ of the vapor concentration profile in the transition region, also called the Batchelor scale [25] depends both on the diffusive properties of the vapor (D is its diffusion coefficient), and on the stirring strength γ . In other words, the fine structure of the vapor field in a stirred spray encodes, in a very simple way, the structure of the stirring field. Figure 4(b) shows that the vapor concentration profile at the location \mathbf{X}_0 in Fig. 3(b) is indeed well represented by Eq. (11) in shape, but also quantitatively since $\delta = 0.5 \text{ mm}$ is in fair agreement with the value anticipated from Eq. (12) with D given in Table I, and $\gamma = 130 \text{ s}^{-1}$ measured in Fig. 4(a). Not surprisingly, this value is significantly smaller (about three times smaller) than the width of the pure diffusion profile measured in the absence of stirring at the same downstream location in the jet, shown in Fig. 2. Stretching motions compress the concentration gradients as in the stagnation point flowlike region of interest in Fig. 3(b), gradients which otherwise, in the absence of stirring, decay smoothly.

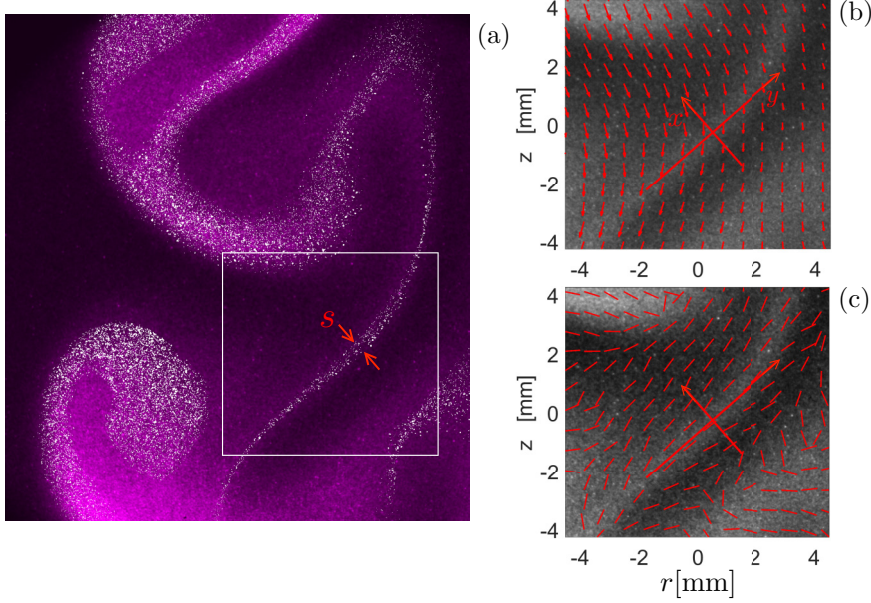


FIG. 5. (a) A view of the spray plume when stretched in the form of a lamella between two vortices showing the droplets (in white) and the field of vapor (pink). The rectangle highlights the field analyzed by PIV. (b) The streamlines of the flow, and the local frame $\{x, y\}$ defined by the eigenvectors of the deformation tensor σ at the location of interest in \mathbf{X}_0 , the origin of the frame, where the thickness of the spray is $s \approx 0.5$ mm. (c) Eigenvectors of the deformation tensor, aligned in the direction of the strip.

2. Strip

Another example is the vapor profile diffusing away from a thin spray lamella, or strip, as shown in Fig. 5. The strip is stretched between two vortical structures and the spatial support of the droplets shrinks accordingly, while the vapor diffuses away in the direction x perpendicular to the strip. An equilibrium is eventually reached between diffusive broadening, and substrate compression in a very similar form as the one setting the vapor diffusion front thickness examined before. Note that the strip does not decay in a zero concentration environment, but in a noisy background concentration of approximately $c_\infty = 0.3$ in units of the saturation concentration [see Fig. 6(b)] coming from the overlap of the diffuse boundaries of the adjacent vortical structures.

Let γ be a (constant, say) stretching rate, so that the transverse width s of a stretched spray lamella initially equal to h now also shrinks kinematically at the same time it is ablated at velocity \mathbf{v} , as $\dot{s} = -\gamma s - \mathbf{v}$. As in Sec. III A, ablation refers to the velocity at which liquid droplets evaporate while feeding the vapor diffusion flux $-D\partial_x c(x)|_{x=s/2} \approx D(c_s - c_\infty)/\delta$ at the strip boundary. The steepness of the concentration gradient is $\delta = \sqrt{2D/\gamma}$ as shown before. Surface ablation leads to the disappearance of the strip in a finite time t_v given by [12]

$$t_v = \frac{1}{\gamma} \ln(1 + \phi^{-1}), \quad (13)$$

$$\text{where } \phi = \frac{\rho_s - \rho_\infty}{\rho} \frac{2}{\sqrt{Pe}}, \quad \text{with } Pe = \frac{\gamma h^2}{D}, \quad (14)$$

where ρ is the spray density, ρ_s is the vapor density at the lamella border, $\rho_\infty = M c_\infty$ is the vapor density in the diluting environment, and Pe denotes a Péclet number, of the order of 10^2 in the present case.

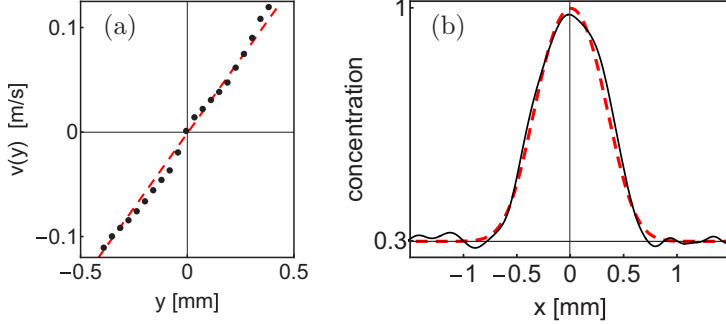


FIG. 6. Measurements in the frame $\{x, y\}$ of Fig. 5. (a) Stretching velocity $v(y) = \gamma y$ measured along the axis y giving a rate $\gamma \approx 285 \text{ s}^{-1}$. (b) Vapor concentration profile (black) along the compressive direction x . The background concentration c_∞ is approximately 0.3 the vapor saturation concentration c_s . The dashed (red) line is $(1 - c_\infty)c(x) + c_\infty$ with $c(x)$ given in Eq. (15) with $s = 0.5 \text{ mm}$ and $\delta = 0.29 \text{ mm}$.

The vapor concentration profile across the strip is symmetrical, bordered on both sides by two diffusion fronts similar to the one described above, each with thickness δ . As long as $t \ll t_v$, the thickness s of the region where spray droplets have not evaporated yet remains larger than δ , and the concentration profile is well represented by the one obtained from a slab, and in place of Eq. (9), we have

$$c(x) \approx \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{x + s/2}{\delta}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x - s/2}{\delta}\right) \right\}, \quad (15)$$

$$\text{with } \delta = \sqrt{2D/\gamma}. \quad (16)$$

In an environment of concentration c_∞ , the measured profile is $(1 - c_\infty)c(x) + c_\infty$ so that the concentration in the core of the spray near $x = 0$ is $\operatorname{erf}(s/2\delta) \approx 1$ when $\delta \ll s$, and is c_∞ for $|x| \gg s$. At the measurement location [Fig. 5(a)] the spray strip has thickness $s \approx 0.5 \text{ mm}$. The PIV of the droplets displacement field confirms that the strip is aligned with the orientation of the elongating eigenvector of the flow [the y direction, shown in Fig. 5(c)]. The stretching rate measured from Fig. 6(a) is $\gamma \approx 285 \text{ s}^{-1}$ from which we expect $\delta \approx 0.29 \text{ mm}$, and we find that the shape of the measured concentration profile across the lamella in Fig. 6(b) is indeed consistent with Eq. (15) with the corresponding parameters.

When $t \gg t_v$, that is when time t exceeds by far the lifetime of the droplets in the lamella, Eq. (15) converges towards Gaussian profile

$$c(x, t \gg t_v) \sim e^{-\frac{x^2}{\delta^2}} e^{-\gamma t} \sqrt{Pe}. \quad (17)$$

Then the maximal vapor concentration in the lamella decays exponentially fast (within a time γ^{-1}) in the diluting environment, while the vapor concentration profile width remains blocked at the Batchelor scale δ . In that final regime, all drops have evaporated, and the spray strip has disappeared [12], only its vapor skirt, or halo surrounding it, remains.

IV. CONCLUSION

Taking advantage of the high volatility of liquid acetone at room temperature, and of the fact that its vapor is fluorescent, we have, using an original method which allows for the simultaneous measurement of both the displacement field of droplets in a spray, and of the vapor field they produce, investigated the elementary structure of evaporating dense sprays. By “elementary” we not only mean that the flow configurations we have analyzed are simple (a straight jet in Sec. III A, a

front in Sec. III B 1, or a strip in Sec. III B 2), we also underline that the situations investigated in detail here are the elementary bricks from which more complex landscapes of evaporating droplets in a stirred vapor field are made. The case of a time-dependent stretching rate $\gamma(t)$, either weakening in time like in a shear, or reinforcing like in some unstable regions, both instances which do occur in sprays [12], can be treated accordingly.

Droplets do not evaporate when they are nested in a close-packed environment of other droplets; they evaporate promptly when projected in a vapor concentration field way below the thermodynamic saturating concentration. Thus, as long as the evolution of a densely packed in space dispersion of passively advected droplets is slaved to the dynamics of its saturating vapor field, describing dense sprays is amenable to a scalar mixing problem, as anticipated in [12]. In this respect, elementary stretched sheets, or strips as those studied *in situ* here, have been shown in several different contexts to be the elementary bricks from which any complex mixture is built [28–30]. Conversely, the patterns of surviving droplets in a spray are the image of the saturating concentration vapor field. In particular, paths within the spray plume where the stretching has been very low will carry persistent droplets with a large lifetime, a fact whose importance has, for instance, not yet been acknowledged in the context of airborne contagion [11].

If the limit (and academic) case of the evaporation of an isolated droplet is well understood [22,31–33], it will be interesting to see how the present picture is modified when the spray is less dense, according to the definition in Eq. (1) or/and when the initial repartition of the droplets is not filling the space isotropically (i.e., in the presence of a gradient in droplets number density, as in [34]). Finally, droplets are not always transported passively by the flow, and for Stokes numbers of order unity, or larger, concentrate spontaneously into blobs and sheets from an initial uniform repartition in space [24,35]. The present vision, emphasizing collective effects in the spray dynamics, will thus be particularly well suited at describing these situations.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank P. Boivin for bringing Ref. [10] to our attention, and the Agence Nationale de la Recherche (ANR) for funding of the ANR grant MUVAR (ANR-12-BS09-0016) and of the ANR-DFG grant TurbMix (ANR-14-CE35-0031-01).

-
- [1] B. Joseph and B. Legras, Relation between kinematic boundaries, stirring, and barriers for the antarctic polar vortex, *J. Atmos. Sci.* **59**, 1198 (2002).
 - [2] B. J. Mason, *The Physics of Clouds* (Clarendon Press, Oxford, 1971).
 - [3] H. R. Pruppacher and J. D. Klett, *Microphysics of Clouds and Precipitation* (Kluwer Academic, Amsterdam, 1997).
 - [4] N. Ashgriz, *Handbook of Atomization and Sprays* (Springer, New York, 2011).
 - [5] P. Jenny, D. Roekaerts, and N. Beishuizen, Modeling of turbulent dilute spray combustion, *Prog. Energy Combust. Sci.* **38**, 846 (2012).
 - [6] A. L. Sanchez, J. Urzay, and A. Linan, The role of separation of scales in the description of spray combustion, *Proc. Combust. Inst.* **35**, 1549 (2015).
 - [7] C. E. Turner, M. W. Jennison, and H. E. Edgerton, Public health applications of high-speed photography, *Am. J. Public Health* **31**, 319 (1941).
 - [8] L. Bourouiba, E. Dehandschoewercker, and J. W. M. Bush, Violent expiratory events: On coughing and sneezing, *J. Fluid Mech.* **745**, 537 (2014).
 - [9] T. Umeki, M. Ohata, H. Nakanishi, and M. Ichikawa, Dynamics of microdroplets over the surface of hot water, *Sci. Rep.* **5**, 8046 (2015).
 - [10] F. E. Marble, *Spacecraft Propulsion*, edited by Space Technology Summer Institute (California Institute of Technology, Pasadena, California, 1964), Vol. ST-3 (NsG-598).

- [11] F. W. Wells, *Airborne Contagion and Air Hygiene* (Harvard University Press, Cambridge, MA, 1955).
- [12] A. de Rivas and E. Villermaux, Dense spray evaporation as a mixing process, [Phys. Rev. Fluids](#) **1**, 014201 (2016).
- [13] S. Sahu, Y. Hardalupas, and A. M. K. P. Taylor, Simultaneous droplet and vapour-phase measurements in an evaporative spray by combined ILIDS and PLIF techniques, [Exp. Fluids](#) **55**, 1673 (2014).
- [14] L. Zigan, J. Trost, and A. Leipertz, Simultaneous imaging of fuel vapor mass fraction and gas-phase temperature inside gasoline sprays using two-line excitation tracer planar laser-induced fluorescence, [Appl. Opt.](#) **55**, 1453 (2016).
- [15] H. G. Crone and R. G. W. Norrish, Predissociation in fluorescence spectra: Fluorescence in acetone vapour, [Nature \(London\)](#) **132**, 241 (1933).
- [16] A. Lozano, B. Yip, and R. K. Hanson, Acetone: A tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence, [Exp. Fluids](#) **13**, 369 (1992).
- [17] J. Klinner, C. Willert, W. Frörster, M. Beversdorff, and V. Mayer, Simultaneous velocity and concentration field measurements of pulsating and heated coaxial turbulent jets in square turbulent duct flow, in *11th International Symposium On Particle Image Velocimetry - PIV15, Santa Barbara, California* (2015).
- [18] G. M. Faeth, L. P. Hsiang, and P. K. Wu, Structure and breakup properties of sprays, [Int. J. Multiphase Flow](#) **21**, 99 (1995).
- [19] M. Linne, Imaging in the optically dense regions of a spray: A review of developing techniques, [Prog. Energy Combust. Sci.](#) **39**, 403 (2013).
- [20] P. Meunier and T. Leweke, Analysis and minimization of errors due to high gradients in particle image velocimetry, [Exp. Fluids](#) **35**, 408 (2003).
- [21] H. A. Becker and T. A. Massaro, Vortex evolution in a round jet, [J. Fluid Mech.](#) **31**, 435 (1968).
- [22] I. Langmuir, The evaporation of small spheres, [Phys. Rev.](#) **12**, 368 (1918).
- [23] H. S. Carslaw and J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids* (Clarendon, Oxford, 1986).
- [24] J. K. Eaton and J. R. Fessler, Preferential concentration of particles by turbulence, [Int. J. Multiphase Flow](#) **20**, 169 (1994).
- [25] G. K. Batchelor, Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid. Part 1. General discussion and the case of small conductivity, [J. Fluid Mech.](#) **5**, 113 (1959).
- [26] W. E. Ranz, Application of a stretch model to mixing, diffusion and reaction in laminar and turbulent flows, [AIChE J.](#) **25**, 41 (1979).
- [27] P. Meunier and E. Villermaux, How vortices mix, [J. Fluid Mech.](#) **476**, 213 (2003).
- [28] J. Duplat and E. Villermaux, Mixing by random stirring in confined mixtures, [J. Fluid Mech.](#) **617**, 51 (2008).
- [29] P. Meunier and E. Villermaux, The diffusive strip method for scalar mixing in two dimensions, [J. Fluid Mech.](#) **662**, 134 (2010).
- [30] T. Le Borgne, P. D. Huck, M. Dentz, and E. Villermaux, Scalar gradients in stirred mixtures and the deconstruction of random fields, [J. Fluid Mech.](#) **812**, 578 (2017).
- [31] D. B. Spalding, Combustion of fuel particles, [Fuel](#) **1**, 121 (1951).
- [32] W. E. Ranz and W. R. Marshall, Evaporation from drops, Part I, [Chem. Eng. Prog.](#) **48**, 141 (1952).
- [33] E. Ghabache, G. Liger-Belair, A. Antkowiak, and T. Séon, Evaporation of droplets in a champagne wine aerosol, [Sci. Rep.](#) **6**, 25148 (2016).
- [34] G. Castanet, L. Perrin, O. Caballina, and F. Lemoine, Evaporation of closely-spaced interacting droplets arranged in a single row, [Int. J. Heat Mass Transfer](#) **93**, 788 (2016).
- [35] J. Bec, Multifractal concentrations of inertial particles in smooth random flows, [J. Fluid Mech.](#) **528**, 255 (2005).