



N° d'ordre : 2559

THESE

présentée

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

École doctorale : Mécanique Energétique Génie Civil Procédés

Spécialité : Dynamique des Fluides

Par Magali COCHET

Titre de la thèse Evaporation de gouttelettes polydispersées dans un écoulement de canal
fortement turbulent.

Analyse de la formation du mélange diphasique par imagerie de fluorescence

Soutenue le 06 décembre 2007 devant le jury composé de :

Mme Christine Mounaïm-Rousselle	Présidente du jury
MM. Rudy Bazile	Directeur de thèse
Jean-Charles Sautet	Rapporteur
Fabrice Lemoine	Rapporteur
Frédéric Grisch	Membre
Véronique Roig	Membre

Résumé

Nous présentons ici une expérimentation modèle pour l'étude d'écoulements diphasiques turbulents en évaporation. L'étude s'intéresse à une situation où des gouttelettes pré-atomisées et dispersées par un écoulement turbulent chauffé s'évaporent et se mélangent. Le chargement massique en gouttelettes est pris suffisamment bas pour que l'on puisse considérer que l'on n'a pas de rétro-action du mouvement des particules sur l'écoulement porteur. L'écoulement est chauffé de façon à déclencher l'évaporation des gouttelettes. Enfin il n'y a pas combustion.

Afin de mener à bien cette étude, un banc d'expérimentation modèle a été conçu pour générer un écoulement porteur fortement turbulent. Il s'agit d'un écoulement de canal présentant des caractéristiques de la turbulence homogène isotrope et des niveaux de turbulence élevés : 25 % dans la zone établie homogène isotrope, largement supérieurs à ceux obtenus à l'aide d'une turbulence de grille. La caractérisation de cet écoulement a été réalisée à l'aide de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV).

Un système d'injection, utilisant un atomiseur passif à ultrasons, permet de créer un brouillard de gouttelettes qui sont rapidement dispersées dans l'écoulement. Les caractéristiques de ce brouillard sont également déterminées directement en sortie d'injecteur. Les gouttelettes ont des tailles suffisamment petites pour être toutes sensibles au moins aux grosses structures énergétiques, voire même aux échelles dissipatives. La polydispersion du brouillard est telle que tous les types d'interactions entre la turbulence et les gouttelettes sont possibles.

L'étude de l'évaporation est réalisée à l'aide de la Fluorescence Induite par Laser (PLIF), qui permet de déterminer des concentrations massiques de vapeur. La PLIF étant une technique de mesures habituellement utilisée pour des écoulements monophasiques (liquide ou gaz), des traitements d'images ont du être mis au point pour séparer les signaux liés aux gouttelettes de ceux émis par la vapeur.

L'analyse des images de fluorescence a été réalisée en deux temps. D'abord un comptage des gouttes a permis de s'intéresser à la répartition spatiale des gouttes. Il a été mis en évidence que si les gouttes sont en moyenne bien réparties dans toute la section de la veine, les répartitions instantanées sont tout sauf homogènes, et présentent de forts écarts par rapport à une distri-

bution purement aléatoire. On en déduit l'existence d'amas dont la taille caractéristique peut varier en fonction des conditions de l'expérience. Ce point est à considérer car un groupement de gouttes est susceptible de freiner l'évaporation en concentrant la vapeur créée.

Enfin, l'étude de l'évaporation pour un cas de référence a été réalisée. L'évolution du débit massique de vapeur généré est analysée et mise en relation avec des modèles simples d'évaporation. Les fluctuations de concentrations massiques permettent également de déterminer l'efficacité du mélange en présence d'évaporation.

Abstract

A model experiment for the study of evaporating turbulent two-phase flows is presented here. The study focuses on a situation where pre-atomized and dispersed droplets vaporize and mix in a heated turbulent flow. The liquid mass loading of the carrier flow is set sufficiently low to avoid two-way coupling where the droplets have an effect on the dynamic and the turbulence of the carrier flow. The carrier flow is heated in order to have vaporization of the droplets. Last, there is no combustion

For this study, a model experimental test bench was conceived to generate a highly turbulent carrier flow. It consists in a channel flow with characteristics of homogeneous and isotropic turbulence where fluctuations' levels are very high. These levels range as high as 25 % in the established homogeneous and isotropic zone, which is much higher than those commonly obtained with a classical grid turbulence. The characterization of this gaz flow was realized with Particles Image Velocimetry (PIV).

An injection system using a passive ultrasound atomizer allows the creation of a mist of small droplets which are quickly dispersed in the carrier flow. The characteristics of this mist, namely the droplets mean diameters and velocities, are determined directly at the exit of the injector. The droplets have diameters small enough to be all sensitive to at least the biggest, most energetic turbulent structures. The smallest droplets are even sensitive to the smallest turbulent structures. The range of diameters is so large that practically every kind of droplet behavior with regards to turbulence is possible.

The study of evaporation is done through Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF) which allows the determination of mass concentrations of vapor. PLIF is usually used on one-phase flows, be it liquid or gaz. Therefore, images treatments are done to separate fluorescence signals of droplets from signals due to vapor.

Analysis of fluorescence images is made in two steps. First, droplets are being counted in order to characterize spatial repartition of droplets. While droplets are in average well dispersed throughout the channel, meaning there are no more droplets on the center of the channel than on the edge (or the opposite), the instantaneous repartitions are all but homogeneous. In fact,

there are high deviations from a purely statistical distribution (represented by a Poisson law). Therefore, it has been concluded that there are droplets clusters in the flow whose characteristic size may vary with the experimental conditions. This in turn may lead to the slowing of evaporation since mass fraction of vapor around droplets in a cluster will get higher.

Eventually, the evaporation of a reference case was studied. The evolution of generated vapor mass flow rate is analyzed and compared with simple non-dimensional models for evaporation such as the D_p^2 law. The mass concentration fluctuations allow us to determine the efficiency of mixing during evaporation.

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du groupe Ecoulements Et Combustion de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse. Je remercie donc les professeurs Georges Charnay et Olivier Simonin pour m'avoir accueilli dans ce groupe motivant et sympathique.

Je remercie tout d'abord les membres de mon jury, et en particulier mes rapporteurs Fabrice Lemoine et Jean-Pierre Sautet pour leur lecture du manuscrit et leurs remarques et corrections.

Je tiens ensuite à remercier Rudy Bazile, pour m'avoir encadrée tout au long de cette thèse. Notre coopération s'est déroulée dans une ambiance de confiance et de sympathie. Je lui suis particulièrement reconnaissante pour son soutien humain dans les moments difficiles.

Une thèse n'est pas un travail solitaire, et j'ai été amené à collaborer étroitement avec les techniciens de l'atelier de l'IMFT. Je tiens donc à remercier les « mains laborieuses » de ce projet : Jean-Pierre Escafit, Jean-Marc Sfedj et Laurent Mouneix. Merci encore et ce n'est pas moi qui ai cassé le niveau électronique, promis.

Toujours dans le domaine de la mécanique et du cambouis, je voudrais adresser des remerciements chaleureux à notre ingénieur d'étude Gérard Couteau à qui je dois en particulier la réalisation du système d'injection (et la blague récurrente du « Couscous Garbit »), ainsi qu'à Bernard Ferret, pour la réalisation des plans sous CATIA et son soutien sans faille lors de la phase de construction du banc expérimental. Je n'oublie pas non plus mes trois stagiaires, avec qui travailler a été un réel plaisir : Benoît Soulié, Jérôme Pretot et Adolf N'jifendju, ainsi que mon successeur Florian Moreau.

Un petit tour par le service Signaux et Images avec Emmanuel Cid pour le réglage patient des lasers, et surtout Sébastien Cazin. Travailler avec Sébastien, que ce soit pour acheter la caméra intensifiée ou développer les traitements d'images, a toujours été extrêmement agréable et fructueux. Sébastien, merci pour ton esprit créatif et ta bonne humeur constante.

Un grand merci également à quelqu'un à qui je dois énormément, à savoir Moïse Marchal. Sa disponibilité, son efficacité et sa patience en font un interlocuteur privilégié pour les thésards. Moïse, je sais que ta modestie en souffre, mais tant pis : t'es le meilleur.

Un petit tour par le projet Astra, en particulier les chercheurs et thésards de l'ONERA Palaiseau grâce à qui j'ai pu réaliser les mesures PDA dans de très bonnes conditions : Frédéric Grisch, Pierre Gicquel, Mikaël Orain et Björn Rossow. Merci pour votre accueil sympathique lors de mon passage à Palaiseau.

On ne le dit jamais assez : une bonne ambiance de travail aide énormément la bonne réalisation d'un projet. Mes plus chauds remerciements vont donc à tous les chercheurs, thésards et stagiaires avec qui j'ai eu plaisir de passer ces quatre ans de thèse. Dans l'ordre pseudo-chronologique, je remercie donc Pascal, Julien, Mamour, Laure, Guillaume, Arthur, Benjamin, Damien, Laurent R., Nicolas B., Cédric, Benoît, Virginie, Brice P., Anthony, Brice M., Jérôme, Yannick, Sylvain, Nicolas G., Olivier K., Adolf, Michaël, Nirina, Jeff, Micheline, Viviane, Hervé, Annaïg, Florian, Enrika, Zafer, Ali, Dirk, Olivier P., Laurent S. et Roel.

Enfin, je remercie toute ma famille pour son grand soutien, ainsi que Guillaume, qui a vécu cette thèse au même rythme que moi, et dont la patience n'a jamais faibli. Merci pour tout.

Table des matières

1	Introduction générale et contexte de l'étude	21
1.1	Thématique scientifique	21
1.1.1	Atomisation du spray	22
1.1.2	Dispersion des gouttelettes	22
1.1.3	Évaporation	24
1.1.4	Mélange	26
1.1.5	Combustion	27
1.2	Positionnement de l'étude	27
1.2.1	Prise en compte des propriétés physiques variables	28
1.2.2	Influence de la convection	28
1.2.3	Prise en compte de l'écoulement de Stefan	29
1.2.4	Prise en compte du chauffage de la goutte	30
1.2.5	Prise en compte des interactions entre gouttes	31
1.2.6	Influence de la turbulence	32
1.2.6.1	Effet direct de la turbulence sur les taux d'évaporation	33
1.2.6.2	Effet indirect de la turbulence sur l'évaporation à travers la dispersion d'un brouillard de gouttelettes	36
1.3	Plan de l'étude	38
2	Le banc d'essai expérimental	40
2.1	Génération de la turbulence : bibliographie	40
2.1.1	Turbulence homogène isotrope	40
2.1.2	La turbulence de grille	42
2.1.3	La turbulence diffusive	44
2.1.4	Le système de « générateur de turbulence »	45
2.1.5	La solution retenue	47
2.2	Description complète du banc d'essai et installation	47
2.2.1	Description générale	47
2.2.2	Canal et segment optique	49
2.2.3	La cuve et le générateur de turbulence	50
2.2.4	Implantation du système d'injection	51

2.2.5	Support et repère dans l'espace	53
2.3	Alimentation en air et chauffage de la veine	54
2.3.1	Matériel utilisé	54
2.3.2	Contrôle de la température dans la veine	55
2.4	Système d'injection	58
2.4.1	Choix du type d'injecteur : injecteur ultrasonique	58
2.4.2	Caractérisation du brouillard de gouttelettes avec de l'acétone	59
2.4.3	Gamme de nombre de Stokes attendu	62
2.4.3.1	Temps de relaxation des particules	62
2.4.3.2	Echelles caractéristiques de l'écoulement attendu	63
2.4.3.3	Nombres de Stokes	64
2.4.4	Emplacement du porte-injecteur dans la veine	65
2.5	Synthèse du chapitre	65
3	Méthodes de mesure par imagerie laser	67
3.1	Vélocimétrie par images de Particules (P.I.V)	67
3.1.1	La chaîne PIV	68
3.1.1.1	Le laser PIV	68
3.1.1.2	La caméra	69
3.1.1.3	L'ensemencement	69
3.1.1.4	Montage complet	71
3.1.2	Les différents algorithmes	71
3.1.2.1	Inter-corrélation	72
3.1.2.2	Décalage itératif subpixel	73
3.1.2.3	Déformation de mailles	73
3.1.2.4	Caractéristiques du logiciel utilisé	74
3.1.2.5	Erreur due à la perte de particules	75
3.1.2.6	Erreur de <i>peak locking</i>	76
3.1.3	Post traitement	77
3.1.3.1	Filtrage des vecteurs faux	77
3.1.3.2	Convergence de l'évolution des grandeurs statistiques	78
3.1.3.3	Recadrage des niveaux de l'image de gris	79
3.2	Fluorescence Induite par Plan Laser	81
3.2.1	Principe de la fluorescence	81
3.2.2	Principe de la fluorescence induite par laser (ou LIF)	82
3.2.3	Choix de l'espèce fluorescente	83
3.2.3.1	Critères de sélection	83
3.2.3.2	Caractéristiques de l'acétone	84
3.2.4	La chaîne PLIF	89

3.2.4.1	Le Laser	89
3.2.4.2	La caméra	89
3.2.5	Corrections du signal de fluorescence	91
3.2.5.1	Les différentes sources de bruit et de biais dans les mesures	91
3.2.5.2	Sources d'erreur possibles	92
3.2.5.3	Procédure de calibration et de mesure	92
3.3	Synthèse du chapitre	96
4	L'écoulement porteur	97
4.1	Introduction	97
4.2	Évolution des principales grandeurs sur l'axe	99
4.2.1	Moment d'ordre 1 et 2	99
4.2.1.1	Vitesses moyennes \bar{U} et \bar{V}	99
4.2.1.2	Moments d'ordre deux	100
4.2.2	Moment d'ordre trois et quatre	104
4.3	Les différentes phases de l'écoulement	109
4.3.1	Première phase : entrée dans la veine, $60 \text{ mm} < X < 155 \text{ mm}$	109
4.3.2	La zone de transition : de $X = 155 \text{ mm}$ à $X = 375 \text{ mm}$	111
4.3.3	La zone établie : à partir de $X = 375 \text{ mm}$	112
4.4	Corrélations doubles en deux points et échelles de l'écoulement	116
4.5	Propriétés énergétiques	118
4.6	Influence de la vitesse débitante	120
4.7	Influence du dispositif d'injection	125
4.8	Nouvelle évaluation des échelles et nombres caractéristiques de la turbulence	129
4.9	Conclusion	130
5	Traitement des images de fluorescence	132
5.1	Utilisation de la PLIF dans des écoulements diphasiques : bibliographie	132
5.1.1	La fluorescence Exciplex	132
5.1.2	Utilisation d'un produit à forte absorption	133
5.1.3	Application à notre cas	135
5.2	Repérage des gouttes : les différentes méthodes	135
5.2.1	Méthode de seuillage	136
5.2.2	Méthode de détection de contours	137
5.2.3	Méthode retenue	138
5.2.3.1	Détection des hautes fréquences spatiales par filtrage	138
5.2.3.2	Opérateurs de morphologie mathématique	140
5.2.3.3	Étapes finales de l'algorithme de détection des gouttes	143
5.2.4	Distinction des gouttes	144
5.2.5	Performances de l'algorithme	147

5.2.5.1	Taille du filtre spatial	147
5.2.5.2	Valeur du seuil appliqué aux images des hautes fréquences . . .	148
5.2.5.3	Taille de l'élément structurant	148
5.2.5.4	Comparaison avec des images de diffusion de Mie	149
5.2.6	Retour sur les hypothèses de départ	150
5.3	Traitement de l'absorption par le liquide	150
5.4	Élimination des traces dues à l'impact des gouttelettes sur les hublots	153
5.5	Conclusions du chapitre	156
6	Analyse de l'évaporation et du mélange diphasique	158
6.1	Distribution spatiale des gouttes	158
6.1.1	Description statistique : loi de Poisson	158
6.1.2	Conditions de mesures	160
6.1.3	Première phase : entrée dans la veine, $60 \text{ mm} < X < 155 \text{ mm}$	161
6.1.4	Zone d'intérêt $X > 310 \text{ mm}$	165
6.1.4.1	Zone de fin de transition : $310 \text{ mm} < X < 370 \text{ mm}$	165
6.1.4.2	Zone établie de THI : $320 \text{ mm} < X < 380 \text{ mm}$	168
6.1.5	Conclusions partielles	169
6.2	Analyse des champs de concentrations pour le cas de référence	169
6.2.1	Définitions et notations	171
6.2.1.1	Concentration	171
6.2.1.2	Fractions massiques et molaires	171
6.2.2	Les valeurs moyennes	171
6.2.2.1	Profils radiaux de fractions massiques moyennes	171
6.2.2.2	Détermination du débit massique d'acétone	174
6.2.2.3	Évolution axiale du débit massique d'acétone vapeur	176
6.2.2.4	Comparaisons avec des calculs simples d'évaporation	177
6.2.3	Valeurs fluctuantes	181
6.2.3.1	Profils radiaux	181
6.2.3.2	Évolution axiale	182
6.2.3.3	Histogramme de fluctuations de concentrations	184
6.2.3.4	Fonction d'auto-corrélation	185
6.3	Synthèse du chapitre	186
7	Conclusions et perspectives	189
7.1	Conclusions	189
7.2	Perspectives	194
A	Évaporation d'une goutte isolée au repos	200

B	Caractérisation de l'injecteur seul avec de l'eau	202
C	Convergence des calculs PIV	204
D	Schéma de synchronisation de la caméra	207
E	Rôle de la taille du filtre médian sur la détection de gouttes	208
F	Calibration des thermocouples	
	211	
G	Propriétés physiques de l'acétone	213

Table des figures

1.1	Schéma d'une goutte isolée	25
2.1	Représentation schématique de l'écoulement de jet de tube généré dans le dispositif expérimental	44
2.2	Schéma du dispositif de générateur de turbulence Videto and Santavicca [1991] .	45
2.3	Schémas du dispositif de Bédard and Cheng [1995] utilisant le principe de générateur de turbulence	46
2.4	Schéma en coupe du banc expérimental : les différents éléments	49
2.5	Le convergent rond-carré seul	50
2.6	Vue isométrique de la plaque de turbulence	51
2.7	Schéma du porte-injecteur	52
2.8	Système de centrage	53
2.9	Photo du montage complet	54
2.10	Demi-profil de température mesurés à 240 mm de l'entrée de la veine	56
2.11	Demi-profil de température pour $T_c = 348 K$ et deux points de l'axe distants de $\Delta x = 320 mm$	57
2.12	Schéma d'un atomiseur ultrasonique	58
2.13	Distributions des diamètres pour trois valeurs du débit massique d'acétone liquide	60
2.14	Distribution des vitesses pour les différents débits massiques et vitesses moyennes par classes de taille	61
3.1	Schéma de principe d'une chaîne de vélocimétrie par images de particules	68
3.2	Schéma de principe d'un ensemenceur de type diffuseur de parfums	70
3.3	Schéma de la chaîne PIV complète	71
3.4	Pic d'intercorrélacion sur une maille de 32×32 pixels	72
3.5	Schéma du décalage subpixel	73
3.6	Principe de la déformation itérative de mailles	74
3.7	Phénomène de peak-locking : différence de résultats entre les calculs à une passe et à deux passes avec décalage de mailles subpixel	76
3.8	Convergence des calculs de grandeurs statistiques en fonction du nombre d'images	79
3.9	Comparaison d'une image avant et après ajustement	80

3.10	Diagramme de Jablonski	81
3.11	Spectre d'absorption et spectre d'émission de l'acétone à 266 nm	85
3.12	Influence de la pression sur le signal de fluorescence de l'acétone pour différentes longueurs d'onde	86
3.13	Évolution du rendement quantique ϕ_{λ}^f avec la température	87
3.14	Évolution de la section efficace d'absorption avec la température	87
3.15	Évolution du produit $S_f(T)$ normalisé avec la température pour différentes longueurs d'onde	88
3.16	Schéma de principe d'un intensificateur de lumière tiré de Legros [2005]	90
3.17	Schéma de la chaîne PLIF	91
3.18	Image de fluorescence de la veine remplie de façon homogène par de l'air saturé en acétone	93
3.19	Décroissance exponentielle de l'intensité de fluorescence en fonction de la distance Δx parcouru par le laser dans la veine. Les profils de fluorescence initiaux et corrigés sont intégrés sur toute la hauteur de la nappe	95
4.1	Schéma de la veine et repère XY pour les mesures	98
4.2	Évolution axiale de la vitesse moyenne longitudinale \bar{U}/U_0 pour $U_0 = 2 \text{ m.s}^{-1}$	100
4.3	Évolution axiale de u'/U_0 et v'/U_0	101
4.4	Évolution axiale du rapport d'isotropie	102
4.5	Évolution axiale de l'intensité en énergie turbulente I_e (en %)	103
4.6	Évolution axiale des tensions de Reynolds normalisées $\frac{\overline{u.v}}{\sqrt{u^2}.\sqrt{v^2}}$	104
4.7	Évolution longitudinale des coefficients de dissymétrie S_u et S_v	106
4.8	Évolution longitudinale de $\frac{\overline{u.v^2}}{u^3}$	107
4.9	Évolution longitudinale des coefficients d'aplatissement	108
4.10	Lignes de courant et champ instantané de vecteurs vitesses en entrée de veine	109
4.11	Vitesse moyenne longitudinale normalisée \bar{U}/U_0 pour la zone d'entrée	110
4.12	Profils radiaux de vitesse moyenne longitudinale normalisée $\frac{\bar{U}}{U_0}$	110
4.13	Profils de vitesse moyenne radiale normalisée $\frac{\bar{V}}{U_0}$	111
4.14	Profils de vitesses moyennes et fluctuantes normalisées pour quelques valeurs de X dans la zone de transition	112
4.15	Profils radiaux des vitesses moyennes et fluctuantes normalisées	113
4.16	Profils radiaux de tensions de Reynolds normalisées dans la zone établie	114
4.17	Profils radiaux des coefficients de dissymétrie	114
4.18	Profils radiaux des coefficients d'aplatissement multipliés par le facteur 1/3	115
4.19	Histogrammes de répartition de fluctuations de vitesses	115
4.20	Corrélations doubles en deux points et relations de Karman-Howarth pour $X = 400 \text{ mm}$	117
4.21	Corrélations doubles longitudinales $f(\Delta r)$ pour différentes valeurs de X	117

4.22	Décroissance énergétique de la turbulence le long de l'axe de la veine	119
4.23	Évolution axiale des vitesses moyennes \bar{U}/U_0 pour deux valeurs de la vitesse débitante U_0	121
4.24	Évolution axiale des écart-types de vitesse normalisés u'/U_0 et v'/U_0 pour deux valeurs de la vitesse débitante U_0	122
4.25	Profils radiaux de vitesse moyenne longitudinale normalisée \bar{U}/U_0 pour différentes valeurs de la vitesse débitante	123
4.26	Profils radiaux des écart-types de vitesse normalisés u'/U_0 pour différentes valeurs de la vitesse débitante	123
4.27	Profils radiaux des écart-types de vitesse normalisés v'/U_0 pour différentes valeurs de la vitesse débitante	124
4.28	Fonctions d'auto-corrélation longitudinale $f(\Delta r)$ pour différentes valeurs de la vitesse débitante à $X = 400 \text{ mm}$	125
4.29	Comparaison des vitesses moyennes longitudinales normalisées \bar{U}/U_0 avec et sans dispositif d'injection	126
4.30	Comparaison des évolutions axiales des écart-types de vitesse normalisés u'/U_0 et v'/U_0 avec et sans injecteur	127
4.31	Profils radiaux de vitesse moyenne longitudinale normalisée pour les cas avec et sans injecteur	128
4.32	Fonctions d'auto-corrélation longitudinale $f(\Delta r)$ avec et sans dispositif d'injection pour deux valeurs de X	129
5.1	Exemple d'image où des gouttes sont visibles et résultat de la détection des gouttes en utilisant un seuil correspondant à la concentration d'acétone vapeur saturé	136
5.2	Image de fluorescence diphasique et histogramme associé	137
5.3	Exemple de détection de contours par la méthode de Canny	138
5.4	Premières étapes du repérage des gouttes	139
5.5	Dilatation d'une image binaire par un élément structurant carré de 2×2	140
5.6	Érosion d'une image binaire par un élément structurant carré de 2×2	141
5.7	Ouverture d'une image binaire par un élément structurant carré de 2×2	142
5.8	Fermeture d'une image binaire par un élément structurant carré 2×2	142
5.9	Fin de l'algorithme de détection des gouttes	144
5.10	Exemples de marquage de composantes suivant la connexité	146
5.11	Comparaison de la distribution spatiale des gouttelettes	149
5.12	Extraction de profils pour une goutte	151
5.13	Voisinage et profils interpolés et moyennés des gouttes	152
5.14	Première étape de l'algorithme : l'image de départ (a) est filtrée à l'aide d'un filtre médian vertical $12 \times 1 \text{ pixels}$, ce qui donne l'image (b)	153

5.15	Deuxième étape : la soustraction du masque à l'image de départ donne l'image de bruit (a), où les ombres, entre autres, apparaissent en noir. L'histogramme visible en (b) permet de déterminer un seuil permettant de binariser l'image (a)	154
5.16	Image de bruit binarisée : l'image de l'ombre est visible, mais doit être séparée du bruit	154
5.17	Troisième étape de l'algorithme : séquence d'ouverture et de fermeture pour débruiter les images binaires avec des tailles d'élément structurant croissant	155
5.18	Résultat de l'algorithme de détection des ombres :	156
6.1	Exemples d'images instantanées en sortie d'injecteur	161
6.2	Évolution du paramètre Σ en fonction de la taille de zone de comptage	162
6.3	Comparaison de Σ pour deux valeurs de la température	163
6.4	Cartographie 2D de la concentration en gouttelettes par zone de comptage avec $L_{zone} = 8,4 \text{ mm}$	164
6.5	Évolution axiale et profils radiaux du nombre moyen de gouttes par $Z_{elementaire}$ pour $L_{zone} = 8,4 \text{ mm}$	164
6.6	Exemples d'images instantannées en sortie d'injecteur	165
6.7	Évolution du paramètre Σ en fonction de la taille de zone de comptage	166
6.8	Évolution du paramètre Σ en fonction de la taille de zone de comptage pour deux températures différentes	167
6.9	Cartographie 2D et profils radiaux du nombre moyen de gouttelettes par zone de comptage avec $L_{zone} = 7,5 \text{ mm}$	168
6.10	Évolution du paramètre Σ pour le cas de référence	169
6.11	Exemples de champs instantanés de concentrations massiques d'acétone vaporisée	170
6.12	Profils radiaux de fraction massique moyenne $\overline{Y_{vap}}$	172
6.13	Profils radiaux de fraction massique moyenne $\overline{Y_{vap}}$ normalisée par la fraction massique de vapeur sur l'axe $\overline{Y_{vap0}}$	173
6.14	Profil de vitesse schématique utilisé pour le calcul des intégrales	175
6.15	Évolution axiale du débit massique de vapeur normalisé	175
6.16	Évolution axiale du débit massique normalisé d'acétone vapeur	176
6.17	Évolution axiale du débit massique normalisé pour les différents modèles testés et les mesures expérimentales	179
6.18	Évolution axiale du débit massique normalisé pour les différents modèles testés et les mesures expérimentales. Diamètre initial $D_{90} = 180 \mu\text{m}$	180
6.19	Profils radiaux de niveaux de fluctuations $\frac{c'_{vap}}{C_{vap}} \times 100$	181
6.20	Profils radiaux de niveaux de fluctuations normalisées par leur valeur sur l'axe $\frac{c'_{vap}}{c'_{vap0}}$	182
6.21	Évolution axiale des fluctuations et des niveaux de fluctuations de concentration d'acétone vapeur	183

6.22	Histogramme de fluctuations de concentrations	184
6.23	Corrélations doubles en 2D pour u'	185
6.24	Fonctions d'auto-corrélations de u' dans pour différentes valeurs de X	186
A.1	Schéma d'une goutte isolée	200
B.1	Distribution de diamètres pour $x = 6 \text{ mm}$ et $x = 20 \text{ mm}$ et un débit massique allant de $0,14 \text{ g/s}$ à 1 g/s	202
C.1	Convergence des moments d'ordre un	204
C.2	Convergence des moments d'ordre deux	205
C.3	Convergence des moments d'ordre trois normalisés	206
C.4	Convergence des moments d'ordre trois normalisés	206
D.1	Schéma de la synchronisation de la chaîne	207
E.1	Image de départ	208
E.2	Images des gouttes obtenues avec différents filtres : Les pixels noirs indiquent les pixels reconnus comme étant des gouttes par l'algorithme	209
E.3	Images des gouttes obtenues avec des filtres de taille 7×7 et 9×9 : Les pixels noirs indiquent les pixels reconnus comme étant des gouttes par l'algorithme	209
E.4	Images des gouttes obtenues avec des filtres de taille 12×12 et 20×20 : Les pixels noirs indiquent les pixels reconnus comme étant des gouttes par l'algorithme	210

Liste des symboles

$C_{p\ vap}$ Capacité calorifique de la vapeur

L_v Chaleur latente de vaporisation

$Q_{chauffage}$ Chaleur nécessaire au chauffage de la goutte (en J)

Q_{totale} Chaleur totale transmise à la gouttelette (en J)

$\frac{u'}{v'}$ Coefficient d'anisotropie

F_u, F_v Coefficient d'aplatissement pour les distributions de vitesse longitudinale et radiale

h_p Coefficient d'échange de chaleur de la goutte

\mathcal{D}_{ref} Coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air pour les conditions de référence

\mathcal{D} Coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air

C_D Coefficient de traînée

S_u, S_v Coefficients de dissymétrie pour les distributions de vitesse longitudinale et radiale

U, V, W Composante longitudinale, radiale et transversale de la vitesse instantanée (en $m.s^{-1}$)

$\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$ Composante longitudinale, radiale et transversale de la vitesse moyenne (en $m.s^{-1}$)

$C_{vap\ i}$ Concentration massique instantanée d'acétone vapeur (en $kg.m^{-3}$)

$\overline{C_{vap}}$ Concentration massique moyenne d'acétone vapeur (en $kg.m^{-3}$)

N_{vap} Concentration moléculaire de l'espèce fluorescente (en $molecules.m^{-3}$)

λ_{ref} Conductivité thermique du mélange air-vapeur autour de la goutte calculée dans les conditions de référence (en $J.K^{-1}.m^{-1}$)

Ce_{turb} Constante d'évaporation corrigée pour un écoulement turbulent à vitesse moyenne nulle

Ce_{ct} Constante d'évaporation modifié par un écoulement convectif turbulent (en $m^2.s^{-1}$)

Ce Constante d'évaporation pour la loi du D_p^2 (en $m^2.s^{-1}$)

D_{10} Diamètre arithmétique moyen (en m)

D_p	Diamètre d'une particule (en m)
D_{32}	Diamètre de Sauter (en m)
$\frac{dm_{vap}}{dt}$	Débit massique d'acétone vapeur (en $kg.s^{-1}$)
c'_{vap}	Ecart-type de la concentration massique d'acétone vapeur (en $kg.m^{-3}$)
$\sigma_{Poisson}$	Ecart-type de la distribution de Poisson
σ_{exp}	Ecart-type de la distribution spatiale expérimentale des gouttes
Σ	Ecart-type global par rapport à la loi de Poisson
η	Echelle de Kolmogorov (en m)
τ_k	Echelle de temps caractéristique des échelles dissipatives (en s)
L_f	Echelle intégrale longitudinale de la turbulence (en m)
L_g	Echelle intégrale radiale de la turbulence (en m)
I_1	Energie du laser dans un milieu absorbant (en J)
I_0	Energie incidente de la nappe laser (en J)
u', v', w'	Fluctuations turbulentes des vitesses longitudinales, radiales et transversales (en $m.s^{-1}$)
Y_{vap}	Fraction massique d'acétone vapeur
$Y_{vap\ ref}$	Fraction massique de vapeur du mélange air-vapeur autour de la goutte calculée dans les conditions de référence
Y_{vap}	Fraction massique de vapeur
X_{vap}	Fraction molaire d'acétone vapeur
α_p	Fraction volumique de la phase dispersée dans un écoulement diphasique
S_{bruit}	Image de bruit (en niveaux de gris)
I_e	Intensité relative d'énergie turbulente
λ	Longueur d'onde laser (en nm)
m_p	Masse d'une goutte (en kg)
$M_{acetone}$	Masse molaire de l'acétone (en $g.mol^{-1}$)
M_{air}	Masse molaire de l'air (en $kg.m^{-3}$)
ρ_p	Masse volumique d'une goutte (en $kg.m^{-3}$)
ρ_{vap}	Masse volumique de fioul vaporisé (en $kg.m^{-3}$)

ρ_{fluide}	Masse volumique du fluide porteur (air) (en $kg.m^{-3}$)
ρ_{ref}	Masse volumique du mélange air-vapeur autour de la goutte calculée dans les conditions de référence (en $kg.m^{-3}$)
λ_f	Micro-échelle de Taylor (en m)
$Da_{vap\ turb}$	Nombre de Damköhler de vaporisation pour un écoulement turbulent à vitesse moyenne nulle
Da_{vap}	Nombre de Damköhler de vaporisation
Le	Nombre de Lewis
Nu^*	Nombre de Nusselt modifié pour prendre en compte l'écoulement de Stefan
Nu_0	Nombre de Nusselt modifié
Nu	Nombre de Nusselt
Pr	Nombre de Prandtl
Re_λ	Nombre de Reynolds basé sur la micro-échelle de Taylor
Re_d	Nombre de Reynolds basé sur le diamètre initial des gouttes
Re_L	Nombre de Reynolds de turbulence basé sur l'échelle intégrale
Re	Nombre de Reynolds
Sc	Nombre de Schmidt
Sh^*	Nombre de Sherwood modifié pour prendre en compte l'écoulement de Stefan
Sh_0	Nombre de Sherwood modifié
B_M	Nombre de Spalding de masse
B_T	Nombre de Spalding thermique
St_k	Nombre de Stokes basé sur l'échelle de Kolmogorov
St_L	Nombre de Stokes basé sur l'échelle intégrale de la turbulence
St	Nombre de Stokes
m	Nombre moyen de gouttes par zone élémentaire de comptage
$\overline{(\)}$	Opérateur de moyenne arithmétique
$C_{distance}$	Paramètre de distance entre gouttes
P	Pression (en Pa)
$P_{vap\ sat}$	Pression de vapeur saturante (en Pa)

P_{vap}	Pression partielle d'acétone vapeur (en Pa)
$\frac{f}{D}$	Rapport d'ouverture de l'objectif de caméra utilisé
ϕ_{λ}^f	rendement quantique de fluorescence
X, Y, Z	Repère principal de la veine
Re_p	Reynolds particulière d'une goutte
σ_{abs}	Section efficace d'absorption moléculaire (en cm^2)
S_f	Signal de fluorescence de l'acétone vapeur (en niveaux de gris)
$S_{instantane}$	Signal instantané (en niveaux de gris)
Δ	Taille d'un pixel
L_{zone}	Taille de zone élémentaire de comptage des gouttes (en mm)
ϵ	Taux de dissipation de l'énergie turbulente (en $m^2.s^{-3}$)
τ_{air}	Temps caractéristique de l'écoulement porteur (en s)
T_e	Temps caractéristique de retournement des grosses structures de la turbulence (en s)
τ_p	Temps de relaxation d'une goutte (en s)
T_p	Température de la goutte (en K)
T_{inf}	Température de la phase porteuse à l'infini (en K)
T_{ref}	Température de référence du mélange air-vapeur autour d'une goutte (en K)
T_p	Température à la surface d'une goutte (en K)
σ_{eau}	Tension superficielle (en $N.m^{-1}$)
$\sigma_{acetone}$	Tension superficielle de l'acétone (en $N.m^{-1}$)
$\frac{\overline{u.v}}{u'.v'}$	Tensions de Reynolds normalisées
ν_{fluide}	Viscosité cinématique du fluide porteur
μ_{fluide}	Viscosité dynamique du fluide (en $Pa.s$)
U_p	Vitesse de la particule (en $m.s^{-1}$)
U_{fluide}	Vitesse du fluide (en $m.s^{-1}$)
U_0	Vitesse débitante (en $m.s^{-1}$)
$Z_{elementaire}$	Zone élémentaire de comptage des gouttes

Chapitre 1

Introduction générale et contexte de l'étude

1.1 Thématique scientifique

Les applications industrielles faisant intervenir des phénomènes de combustion font l'objet actuellement de nombreuses études, que ce soit pour améliorer leur performance énergétique ou pour réduire les émissions de polluants. Dans tous les cas de figure, il est indispensable de bien comprendre les phénomènes physiques impliqués. De manière très générale, la combustion nécessite la mise en présence d'un carburant (le fioul), d'un comburant (par exemple, l'air) et d'une source de chaleur. Si, pour les cas où carburant et comburant sont sous forme gazeuse, les problèmes liés à la combustion commencent à être connus, il n'en est en revanche pas de même pour les cas où le carburant est injecté sous forme liquide. Or ceux-ci représentent actuellement une grande majorité des applications industrielles.

La combustion diphasique fait intervenir un grand nombre de phénomènes depuis le moment où le carburant est injecté, jusqu'à la combustion du mélange air-carburant. Tout d'abord, le carburant liquide est dispersé sous la forme d'un brouillard de gouttelettes qui vont s'évaporer et se mélanger à l'air environnant. Il peut alors y avoir combustion dans le spray ou au niveau du mélange air-vapeur de carburant. Les résultats de la combustion sont très différents suivant les caractéristiques de l'injection (densité du spray, distributions de tailles de gouttes, nature du combustible, etc.), de la dispersion et de l'évaporation des gouttes et du mélange de la vapeur, lesquels sont également liés aux propriétés caractéristiques de la turbulence de l'écoulement porteur. Les principales étapes du devenir d'un spray diphasique sont décrites dans les paragraphes suivants.

1.1.1 Atomisation du spray

L'atomisation consiste à créer des gouttelettes de très petites tailles à partir d'une nappe liquide, ce qui augmente la surface d'échange avec la phase dite porteuse (à savoir l'air dans la plupart des applications), augmentant ainsi les taux de transferts de masse et de chaleur entre phases liquide et gazeuse. Cette étape est importante, car le rendement de combustion et les émissions polluantes d'un moteur dépendent fortement de la taille des gouttelettes et de la manière dont le mélange air-gouttelettes s'effectue.

L'atomisation peut être décrite de manière globale comme le résultat de l'application d'une force perturbatrice (de pression, centrifuge, de vibration...) sur un système liquide (par exemple un jet laminaire, une nappe ou un film de liquide). Quant à la perturbation, elle peut se présenter comme une accélération constante (jet, pulvérisation centrifuge) ou périodique dans l'espace ou le temps (pulvérisation ultrasonique). Quand l'énergie transmise au volume liquide par la perturbation dépasse la somme de l'énergie de surface du liquide et des dissipations visqueuses, la conservation de l'énergie oblige le liquide à augmenter sa surface pour augmenter son énergie superficielle. Ceci n'est possible que par la formation de gouttelettes dont le diamètre est d'autant plus petit que l'énergie fournie au liquide est importante. De manière générale, les sprays industriels produisent des brouillards de gouttelettes polydispersés, c'est-à-dire que les diamètres des gouttes générées se répartissent sur des plages de valeur plus ou moins étendues. Il n'existe pas à l'heure actuelle de relations universelles permettant de caractériser un spray : en effet, les grandeurs généralement utilisées pour décrire un brouillard de gouttelettes (diamètres moyens, distributions des tailles et des vitesses de gouttes, dispersion...) dépendent du type d'injecteur utilisé, de la géométrie de celui-ci, ainsi que des propriétés physico-chimiques du fluide utilisé. Tous ces paramètres doivent donc être caractérisés pour chaque étude de spray. On utilise généralement pour cela divers diamètres moyens, comme le diamètre arithmétique moyen D_{10} défini comme la moyenne arithmétique des diamètres :

$$D_{10} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N D_{pi}$$

On utilise également très souvent le diamètre D_{32} , dit de Sauter, qui est défini comme :

$$D_{32} = \frac{\sum D_{pi}^3}{\sum D_{pi}^2}$$

1.1.2 Dispersion des gouttelettes

Les gouttelettes, une fois générées, sont dispersées par l'écoulement qui les entoure. Cette dispersion est liée aux caractéristiques de la turbulence de l'écoulement porteur. De nombreuses interactions ont lieu entre la turbulence d'une part et les gouttelettes d'autre part.

De nombreux auteurs (Longmire and Eaton [1992], Eaton and Fessler [1994]) ont montré que le nombre adimensionnel de Stokes, qui compare les temps caractéristiques des particules et de

l'écoulement porteur, joue un rôle prépondérant dans dispersion des particules par l'écoulement porteur. Pour calculer le temps caractéristique d'une particule, on suppose classiquement que les forces agissant sur une particule en mouvement dans un milieu fluide sont dominées par les forces de viscosité et de gravité. Pour des gouttes de très petites dimensions, la gravité est supposée négligeable, et le temps caractéristique d'une particule τ_p est considéré comme étant égal au temps de réponse aérodynamique d'une particule soumise uniquement à la force de traînée :

$$\tau_p = \frac{\rho_p}{\rho_{fluide}} \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{D_p}{C_D |U_{fluide} - U_p|}$$

avec C_D le coefficient local de traînée, exprimé à partir du nombre de Reynolds particulaire Re_p :

$$Re_p = \frac{\rho_{fluide} \cdot D_p \cdot |U_{fluide} - U_p|}{\mu_{fluide}}$$

où

- U_{fluide} et U_p sont respectivement les vitesses du fluide porteur et de la goutte,
- ρ_{fluide} et ρ_p sont respectivement les masses volumiques du fluide porteur et de la goutte,
- et μ_{fluide} la viscosité dynamique du fluide.

Pour un nombre de Reynolds particulaire très petit devant 1, on a un écoulement de Stokes autour de la goutte, et C_D peut être exprimé par :

$$C_D = \frac{24}{Re_p}$$

En revanche, dès que Re_p devient grand devant 1, l'expression de C_D devient plus complexe. On notera la corrélation établie par Stock [1996] :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \left(1 + \frac{1}{6} Re_p^{0,66} \right)$$

Ces expressions permettent de déterminer les temps caractéristiques des gouttes, que l'on compare alors à un temps caractéristique de l'écoulement porteur noté τ_{air} . Le nombre de Stokes s'écrit :

$$S_t = \frac{\tau_p}{\tau_{air}}$$

Plusieurs cas de figure se présentent en fonction de la valeur de S_t .

- Pour $S_t \ll 1$, les gouttelettes se comportent comme des traceurs de l'écoulement et suivent toutes les échelles de la turbulence.
- Pour $S_t \gg 1$, les gouttelettes sont très inertielles et leurs trajectoires ne sont pas du tout perturbées par l'écoulement extérieur.
- Pour des nombres de Stokes intermédiaires, les gouttelettes seront sensibles à certaines

échelles de l'écoulement porteur, mais pas aux plus petites.

Pour ces valeurs intermédiaires de Stokes, plusieurs auteurs (dont Squires and Eaton [1990]) ont mis en évidence un phénomène de positionnement préférentiel des particules à l'extérieur des grosses structures tourbillonnaires de l'écoulement. Les particules, expulsées du centre des structures tourbillonnaires les plus énergétiques, se regroupent préférentiellement en amas à l'extérieur des tourbillons. Ce phénomène a été confirmé par divers auteurs, et ce même pour des nombres de Stokes faibles (d'après Vignal [2006]).

Quand l'écoulement est considéré comme dilué (la concentration en particules est faible), le mécanisme prépondérant est la dispersion des particules par la turbulence du fluide. La présence des particules n'affecte pas la dynamique de la phase fluide porteuse : on parle de *one-way coupling*. Quand la concentration de la phase dispersée augmente, les interactions entre phases deviennent plus complexes. La présence des particules dispersées par la turbulence modifie à son tour les caractéristiques de la turbulence. On parle alors de *two-way coupling*. Enfin, pour un écoulement porteur fortement chargé en particules, les interactions inter-particules (collisions, interactions hydrodynamiques) ont un effet important (voire prépondérant) sur la dynamique de l'écoulement et doivent être prises en compte. C'est le régime de *four-way coupling* que l'on rencontre dans les études de lits fluidisés (Saulnier [2006]).

D'après Hardalupas [1989], le *two-way coupling* apparaît à partir d'un chargement massique ϕ_p des particules (défini comme le rapport des débits massiques des particules et du fluide) supérieur à 10 %. Pour cette étude on se placera dans des cas où le chargement massique reste très inférieur à cette limite, de façon à limiter l'effet des particules sur la phase porteuse.

1.1.3 Évaporation

Les gouttelettes injectées dans une chambre de combustion vont s'évaporer et former un mélange gazeux air-fuel. Si pour une goutte isolée dans un environnement au repos, l'évaporation est relativement simple, le problème est tout de suite plus compliqué pour un brouillard de gouttes de carburants dans un environnement turbulent.

L'évaporation d'une goutte isolée au repos a été étudiée par de nombreux auteurs depuis Spalding [1951], qui, dans les années 50, proposa le modèle dit du D_p^2 . Ce modèle, le plus simple et le plus ancien, considère une goutte isolée au repos. Les hypothèses faites sont les suivantes :

1. Goutte isolée et immobile dans un environnement gazeux au repos. Ceci entraîne que le problème est à symétrie sphérique, une seule dimension r est nécessaire
2. Goutte d'un liquide mono-composant
3. Phénomène quasi-stationnaire
4. Le changement de phase est plus rapide que le transport de vapeur dans l'air ambiant
5. Le flux de chaleur par rayonnement est négligeable

6. Pas de dilution gazeuse dans la phase liquide
7. Température de la goutte T_p constante et uniforme
8. Propriétés du gaz constantes (en particulier la masse volumique de la vapeur ρ_{vap} et le coefficient de diffusion \mathcal{D} de la vapeur dans l'air), et nombre de Lewis $Le = \frac{\lambda_{vap}}{\rho_{vap} \cdot C_p \cdot \mathcal{D}}$ égal à 1.
9. Processus isobare, à la pression P

Initialement, la goutte n'est entourée que d'air. La chaleur apportée à la goutte sert d'une part à la chauffer, d'autre part à la vaporiser. On considère habituellement que l'évaporation proprement dite a lieu instantanément à la surface de la goutte. Il y a alors formation d'un mélange air-vapeur à la surface de la goutte qui va soit diffuser, soit être éjecté dans un mouvement de convection à vitesse radiale seule appelé écoulement de Stefan.

On note $Y_{vap}(r)$ la fraction massique de vapeur pour un rayon r par rapport à une goutte de diamètre D_p , $Y_{vap \infty}$ la fraction massique de vapeur à l'infini, et $Y_{vap \text{ surface}}$ la fraction massique à la surface de la goutte (figure A.1).

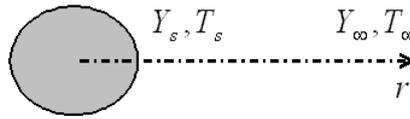


FIG. 1.1 – Schéma d'une goutte isolée

Pour la résolution du problème entier, le lecteur pourra se reporter à l'annexe A.

Le taux d'évaporation, calculé comme la dérivée temporelle de la masse de la goutte m_p , est trouvé égal à :

$$\frac{dm_p}{dt} = -2 \cdot \pi \cdot D_p \cdot \rho_{vap} \cdot \mathcal{D} \cdot \ln \left(\frac{1 - Y_{vap \infty}}{1 - Y_{vap \text{ surface}}} \right)$$

En exprimant la masse de la particule en fonction de son diamètre D_p :

$$m_p = \rho_p \cdot \frac{\pi D_p^3}{6}$$

et en remplaçant le taux d'évaporation par cette expression dans l'équation précédente, on trouve :

$$\frac{dm_p}{dt} = \rho_p \cdot \frac{\pi}{2} \cdot D_p^2 \cdot \frac{dD_p}{dt} = -2\pi D_p \rho_{vap} \mathcal{D} \ln \left(\frac{1 - Y_{vap \infty}}{1 - Y_{vap \text{ surface}}} \right)$$

qui se simplifie suivant l'expression :

$$\frac{dD_p^2}{dt} = -\frac{8\rho_{vap}\mathcal{D}}{\rho_p} \ln\left(\frac{1 - Y_{vap \infty}}{1 - Y_{vap \text{ surface}}}\right)$$

En intégrant cette dernière équation, on obtient la loi du D_p^2 :

$$D_p^2 = D_p^2 \text{ initial} - Ce.t$$

avec Ce la constante d'évaporation définie par :

$$Ce = \frac{8\rho_{vap}\mathcal{D}}{\rho_p} \ln\left(\frac{1 - Y_{vap \infty}}{1 - Y_{vap \text{ surface}}}\right)$$

Pour déterminer le temps d'évaporation d'une goutte, il suffit donc de déterminer la valeur de Ce . La loi de Clausius-Clapeyron permet de connaître la pression de vapeur saturante à la surface de la goutte $P_{vap \text{ sat}}$, d'en déduire la fraction massique à la surface de la goutte $Y_{vap \text{ surface}}$, et de déterminer Ce .

On utilise souvent le nombre adimensionnel de Spalding B_M qui caractérise les échanges de masse à la surface de la goutte :

$$B_M = \frac{Y_{vap \text{ surface}} - Y_{vap \infty}}{1 - Y_{vap \text{ surface}}}$$

et le nombre de Spalding pour les transferts de chaleur B_T (voir annexe A) :

$$B_T = \frac{C_p \text{ vap} (T_\infty - T_{\text{surface}})}{L_v}$$

Ces deux nombres sont égaux pour un nombre de Lewis L_e égal à 1, ce qui est le cas en suivant les hypothèses indiquées précédemment.

Ce modèle simple n'est valable que dans le cadre rigoureux des hypothèses faites précédemment. Comme nous le verrons par la suite, de nombreux auteurs ont travaillé sur l'évaporation en revenant sur certaines de ces hypothèses.

1.1.4 Mélange

Ce terme générique regroupe à la fois la distribution des gouttelettes dans le gaz environnant, et le mélange de la vapeur du combustible avec le comburant. Dans les deux cas, l'impact sur le résultat de la combustion est important, et dans les deux cas les caractéristiques de la turbulence de la phase porteuse a une grande influence. En effet, les caractéristiques turbulentes de l'air ont un effet différent voire contradictoire sur le mélange suivant qu'on considère un mélange diphasique ou un mélange de deux gaz. Une augmentation de l'intensité de turbulence entraîne un meilleur mélange de deux gaz, mais peut favoriser l'apparition d'amas de gouttelettes pouvant bloquer l'évaporation de celles-ci, alors qu'une diminution de la turbulence permet une répartition spatiale plus homogène des gouttelettes et donc une meilleure

évaporation, mais un mélange de la phase vapeur avec l'air plus lent.

1.1.5 Combustion

La combustion a lieu au sein du mélange air-vapeur. Plusieurs régimes de combustion sont possibles suivant la qualité du mélange. Quand la plupart des gouttes sont vaporisées avant d'atteindre la zone de réaction, on se rapproche du cas d'une flamme de prémélange, et on parle de flamme de pré-vaporisation. Ceci n'est possible que si les gouttelettes sont suffisamment petites devant l'épaisseur de flamme (de l'ordre de $10 \mu m$). Pour des gouttes plus grosses, la structure des flammes dépendra fortement de la densité du brouillard de gouttes. Un brouillard très dilué aura une combustion de groupe, où des flammes de diffusion entourent des groupes de gouttes. Pour un brouillard dense, la situation est inversée, avec des groupes de gouttes qui entourent des flammes. On parle de combustion de poches. Enfin, pour un brouillard moyennement dense, les deux types précédents peuvent coexister.

D'autres phénomènes peuvent être rencontrés comme l'accrochage des flammes, ou le flashback au sein du spray.

1.2 Positionnement de l'étude

Les problèmes liés à la combustion des écoulements diphasiques sont nombreux et complexes. Il va de soi que tout ne peut être étudié. Il est donc nécessaire de déterminer ici les limites de notre étude. Nous ne nous intéressons qu'aux phénomènes d'évaporation et de mélange diphasique en condition turbulente. Nous considérerons donc ici un brouillard de gouttelettes déjà pulvérisées, en évaporation et sans réaction chimique. Nous nous situons dans la lignée des études d'évaporation de brouillard dans des conditions turbulentes. Pour cela, le brouillard sera placé dans un écoulement porteur turbulent spécifique. Dans de telles conditions, différents phénomènes peuvent avoir une influence sur l'évaporation du brouillard. L'étude bibliographique suivante permettra de faire le tour de ceux-ci et d'affiner les contours de l'étude.

Comme on l'a expliqué précédemment, l'évaporation d'une goutte est bien décrite par la loi du D_p^2 suggérée pour la première fois par Spalding (Spalding [1951]). Cependant le cas d'une goutte isolée n'est pas représentative de la situation d'un brouillard en situation turbulente. Reprenons les hypothèses faites précédemment : les hypothèses 9, 5 et 4 sont facilement vérifiées, dans la plupart des cas. En revanche, beaucoup d'études ont été réalisées sur des hypothèses plus restrictives, comme les hypothèses 1, 7 et 8. L'ensemble de ces contributions ont fait l'objet de plusieurs articles d'état de l'art, comme par exemple celui de Sazhin [2006].

1.2.1 Prise en compte des propriétés physiques variables

L'hypothèse 8 supposait que les propriétés physiques de la vapeur sont constantes et que le nombre de Lewis est égal à 1, ce qui n'est pas forcément le cas. Afin de mieux calculer les transferts de masse et de chaleur, on considère que ceux-ci se font à l'intérieur d'une couche entourant la goutte. Les grandeurs physiques pour le fuel vapeur sont calculées dans cette couche, et les échanges thermiques et massiques sont calculés à partir de ces grandeurs de référence. Les corrélations les plus classiquement utilisées pour le calcul des grandeurs de référence sont celles proposées par Hubbard et al. [1975], qui s'écrivent, pour la température et la fraction massique :

$$T_{ref} = T_p + \frac{1}{3} \cdot (T_\infty - T_p) = \frac{2 \cdot T_p + T_\infty}{3}$$

et

$$Y_{vap\ ref} = Y_{vap\ surface} + \frac{1}{3} \cdot (Y_{vap\ \infty} - Y_{vap\ surface}) = \frac{2 \cdot Y_{vap\ surface} + Y_{vap\ \infty}}{3}$$

Les autres propriétés physiques sont alors calculées à partir de ces valeurs de référence, à l'exception de la pression qui reste constante. La masse volumique ρ_{ref} , la conductivité thermique du gaz λ_{ref} et le coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air \mathcal{D}_{ref} sont celles du mélange air-vapeur calculées à la température de référence. En revanche, la capacité calorifique intervenant dans l'expression des transferts de chaleur reste celle de la vapeur $C_{p\ vap}$.

L'expression du débit d'évaporation devient alors :

$$\frac{dm_p}{dt} = -2 \cdot \pi \cdot D_p \cdot \rho_{ref} \cdot \mathcal{D}_{ref} \cdot \ln(1 + B_M) = -2 \cdot \pi \cdot D_p \cdot \frac{\lambda_{ref}}{C_{p\ vap}(T_{ref})} \cdot \ln(1 + B_T)$$

1.2.2 Influence de la convection

Le modèle du D_p^2 supposait une goutte isolée au repos, ce qui n'est pas une configuration classique. En réalité, les expériences indiquent une influence très nette de la convection sur l'évaporation.

La modélisation de l'influence de la convection sur l'évaporation, proposée par Abramzon and Sirignano [1989], utilise l'hypothèse présentée précédemment d'un film gazeux entourant la goutte à l'intérieur duquel ont lieu les transferts thermiques et massiques. On suppose également que le problème reste à symétrie sphérique ce qui n'est évidemment pas vrai. Cependant, la pratique montre que les résultats obtenus par cette méthode sont très proches de la réalité.

Abramzon and Sirignano [1989] ont défini les nombres de Nusselt et de Sherwood modifiés pour caractériser les échanges de masse et de chaleur à l'intérieur des films entourant les gouttes. En utilisant les épaisseurs de films thermique δ_T et massique δ_M , ils écrivent :

$$\begin{cases} Nu_o = 2 + \frac{D_p}{\delta_T} \\ Sh_o = 2 + \frac{D_p}{\delta_M} \end{cases}$$

Ces nombres sont introduits dans l'équation du taux d'évaporation initial en lieu et place du facteur 2. On voit bien que, quand il n'y a pas de convection, les couches limites tendent vers l'infini, et les nombres de Nusselt et Sherwood modifiés tendent vers 2, ce qui permet de retrouver l'expression de départ.

Plusieurs auteurs, ont déterminé des corrélations pour les nombres de Nusselt et Sherwood modifiés. On retiendra cependant celles de Clift et al. [1978] recommandé par Abramzon and Sirignano [1989] :

$$\begin{cases} Sh_o = 1 + (1 + Re_p Sc)^{1/3} \cdot f(Re_p) \\ Nu_o = 1 + (1 + Re_p Pr)^{1/3} \cdot f(Re_p) \end{cases}$$

– si $0,25 < (Pr, Sc) < 100$,

– avec $f(Re_p) = \max(1, Re_p^{0,077})$ pour $Re_p < 400$

– avec des nombres de Prandtl Pr et de Schmidt Sc écrits à l'aide des grandeurs de référence

On notera également celles établies par Frössling, citées également par Abramzon and Sirignano [1989] :

$$\begin{cases} Nu_{0 \text{ Frössling}} = 2 + 0,552 \cdot Re_p^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \\ Sh_{0 \text{ Frössling}} = 2 + 0,552 \cdot Re_p^{1/2} \cdot Sc^{1/3} \end{cases}$$

Une remarque qui peut être faite sur ce type d'approche est qu'il permet de caractériser les termes de transferts massique et thermique de façon globale, alors que le phénomène de convection forcée autour de la goutte imposerait des variations spatiales de ceux-ci et une remise en question de l'hypothèse de symétrie sphérique.

1.2.3 Prise en compte de l'écoulement de Stefan

L'écoulement de Stefan, qui éjecte de la vapeur vers l'extérieur, a pour conséquence d'augmenter l'épaisseur de la couche entourant la goutte. Afin de déterminer l'effet de ce phénomène, on compare les épaisseurs de films thermiques et massiques avec et sans écoulement de Stefan. On note δ_0 les épaisseurs sans écoulement de Stefan. Une fonction correctrice est classiquement appliquée à ce rapport, et on a :

$$\frac{\delta}{\delta_0} = f(B)$$

avec

$$f(B) = (1 + B)^{0,7} \cdot \frac{\ln(1 + B)}{B}$$

B étant le nombre de Spalding aussi bien thermique que massique et $B \leq 20$

A partir de là, on définit des nombres de Nusselt et de Sherwood modifiés qui prennent également en compte l'écoulement de Stefan, et qui s'écrivent :

$$\begin{cases} Nu^* = 2 + \frac{Nu_0 - 2}{f_T} \\ Sh^* = 2 + \frac{Sh_0 - 2}{f_M} \end{cases}$$

L'introduction de ces nombres adimensionnels modifie l'expression du taux d'évaporation qui vaut alors :

$$\frac{dm_p}{dt} = -\pi D_p \rho_{ref} \mathcal{D}_{ref} Sh^* \ln(1 + B_M)$$

ou, en utilisant le nombre de Spalding thermique

$$\frac{dm_p}{dt} = -\pi D_p \frac{\lambda_{ref}}{C_{p,vap}(T_{ref})} Nu^* \ln(1 + B_T)$$

1.2.4 Prise en compte du chauffage de la goutte

Le chauffage des gouttelettes est un problème à part entière : on se contentera ici d'en présenter les solutions les plus classiques.

Le modèle du D_p^2 suppose que les gouttelettes sont à température constante pendant l'évaporation. Plusieurs auteurs ont cherché à modéliser le fait que la température puisse augmenter pendant l'évaporation, c'est-à-dire que la chaleur totale transmise à la gouttelette Q_{totale} puisse servir également au chauffage de la goutte et non pas uniquement à son changement d'état. On écrit alors :

$$Q_{chauffage} = Q_{totale} + \frac{dm_p}{dt} \cdot L_v$$

où le deuxième terme du membre de droite représente la quantité de chaleur nécessaire au changement d'état de la gouttelette, et L_v est la chaleur latente du liquide.

La quantité de chaleur totale reçue par la goutte Q_{totale} se calcule à partir du coefficient d'échange de chaleur de la goutte $h_p = (Nu \cdot \lambda_{ref}) / D_p$:

$$Q_{totale} = \pi \cdot D_p^2 \cdot h_p \cdot (T_\infty - T_p) = \pi D_p \lambda_{ref} Nu (T_\infty - T_p)$$

En utilisant le nombre de Nusselt modifié défini précédemment, on a :

$$Nu = Nu^* \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T}$$

ce qui permet de trouver la relation :

$$Q_{totale} = \pi D_p \lambda_{ref} Nu^* (T_\infty - T_p) \frac{\ln(1 + B_T)}{B_T}$$

soit :

$$Q_{totale} = - \frac{dm_p}{dt} \frac{C_{p_{vap}}(T_{ref}) (T_\infty - T_p)}{B_T}$$

ce qui donne, une fois réinjectée dans l'expression de la chaleur nécessaire au chauffage :

$$Q_{chauffage} = - \frac{dm_p}{dt} \cdot \left[\frac{C_{p_{vap}}(T_{ref}) \cdot (T_\infty - T_p)}{B_T} - L_v \right]$$

A ce niveau, une hypothèse est nécessaire pour modéliser les transferts thermiques à l'intérieur de la goutte. On peut soit considérer que la température de la goutte est uniforme (modèle à conduction infinie), soit supposer que seule la diffusion thermique pilote les échanges de chaleur dans la goutte (limite de conduction), ou encore utiliser un coefficient correctif pour prendre en compte les mouvements circulants internes à la gouttelette (modèle de conduction effective).

1.2.5 Prise en compte des interactions entre gouttes

Jusqu'à maintenant, seules des gouttes isolées sont considérées. L'évaporation d'un brouillard présente en réalité de nombreuses différences par rapport à ce cas de référence.

En fait, les interactions entre gouttes ont un effet non négligeables sur l'évaporation, et ce pour deux raisons : tout d'abord la présence d'autres gouttes entraîne une modification de la fraction massique de vapeur à l'infini, et par conséquent une modification du taux d'évaporation. Ensuite, les propriétés de l'écoulement comme la vitesse et la température sont également modifiées par les gouttelettes. De nombreuses études ont été réalisées sur le sujet, aussi bien numériques qu'expérimentales. Plusieurs études numériques (Chiang and Sirignano [1993], Kim et al. [1993] ou Raju and Sirignano [1990]) se focalisent sur deux ou trois gouttes alignées longitudinalement ou perpendiculairement dans un écoulement. Au niveau expérimental, plusieurs études ont porté sur des trains de gouttes monodisperses (Atthasit [2003], Orain et al. [2006], Frackowiak [2007]). De manière générale, ces études montrent des modifications des nombres de transfert massiques et thermiques liés à des effets de sillage induits par la présence des gouttes voisines. Partant de là, un certain nombre de corrélations ont été établies pour prendre en compte l'effet des interactions entre gouttes sur les termes de transfert. Ces corrélations portent sur la modification du coefficient de traînée C_D et font intervenir le paramètre de distance. Ce paramètre, noté $C_{distance}$, est égal au rapport entre la distance entre les gouttes S_δ et le diamètre de celles-ci D_p :

$$C_{distance} = \frac{S_\delta}{D_p}$$

On notera entre autres les corrélations établies par Atthasit [2003] sur un jet de gouttelettes monodispersées en évaporation. Le coefficient de traînée y est corrigé par la relation :

$$C_{D \text{ corr}} = C_{D \text{ isolee}} \cdot (a \cdot \ln(C_{\text{distance}}) + b)$$

avec :

$$\begin{cases} a = 3,43 \cdot 10^{-5} Re_p^3 - 1,359 \cdot 10^{-3} \cdot Re_p^2 + 1,8753 \cdot 10^{-2} \cdot Re_p + 0,0484 \\ b = -1,07 \cdot 10^{-5} Re_p^3 + 2,1 \cdot 10^{-4} \cdot Re_p^2 + 7,668 \cdot 10^{-4} \cdot Re_p - 0,01 \end{cases}$$

Les corrélations ne portent pas uniquement sur le coefficient de traînée, mais également sur le débit de vapeur ou bien sur le flux de chaleur total en appliquant un facteur correctif :

$$\frac{dm_p}{dt}_{\text{corr}} = \eta_{\text{corr}} \cdot \frac{dm_p}{dt}$$

et

$$Q_{\text{total corr}} = \eta_{\text{corr}} \cdot Q_{\text{total}}$$

Pour un jet de gouttes en évaporation sans réaction, Atthasit [2003] propose la corrélation suivante :

$$\eta_{\text{corr}} = 1 - 0,57 \times \left(1 - \frac{1 - \exp(-0,13 \times (C_{\text{distance}} - 6))}{1 + \exp(-0,13 \times (C_{\text{distance}} - 6))} \right)$$

Frackowiak [2007] trouve un bon accord entre les corrélations développées par Atthasit [2003] et ses résultats numériques.

1.2.6 Influence de la turbulence

La turbulence de l'écoulement porteur peut intervenir à plusieurs niveaux : tout d'abord elle agit sur la dispersion des gouttelettes. Ensuite, le mouvement des gouttelettes peut modifier la turbulence de l'écoulement porteur. Enfin, la turbulence peut faire varier directement les transferts massiques et thermiques.

Afin d'éviter la deuxième catégorie, qui correspondrait à des phénomènes de *two-way coupling* décrits précédemment, nous avons décidé de rester dans des limites de chargement massique bas (inférieur à 5 %). Les effets possibles à notre niveau sont l'effet direct de la turbulence sur les transferts et l'effet indirect de la dispersion des gouttelettes. On commencera par s'intéresser à l'effet direct de la turbulence sur les taux d'évaporation.

1.2.6.1 Effet direct de la turbulence sur les taux d'évaporation

L'article de Birouk and Gökalp [2006] présente un état de l'art sur les études concernant la troisième catégorie, c'est-à-dire les études s'intéressant à l'effet direct de la turbulence sur l'évaporation. Celles-ci sont relativement rares et ce pour plusieurs raisons : d'abord à cause de la difficulté expérimentale de recréer des intensités turbulentes élevées, ensuite à cause de l'hypothèse souvent faite que les gouttes étant généralement petites devant les échelles intégrales de la turbulence (les plus énergétiques), elles ne sont donc pas affectées par la turbulence, dont l'énergie est précisément contenue par ces mêmes échelles. Birouk and Gökalp [2006] notent que plusieurs études montrent qu'il peut y avoir influence de la turbulence malgré des échelles intégrales bien plus élevées que la taille des gouttes.

Birouk and Gökalp [2006] divisent les différentes études relatives à la troisième catégorie en deux types principaux, celles où la (ou les) gouttes sont placées dans un écoulement turbulent avec vitesse moyenne non nulle, et celles où l'écoulement a une vitesse moyenne négligeable devant les fluctuations turbulentes.

Quand l'écoulement a une vitesse moyenne non nulle, il y a simultanément effet de la convection par la vitesse moyenne et effet des fluctuations de vitesse, et ceux-ci ne sont pas simples à isoler. Birouk and Gökalp [2006] présentent plusieurs études de ce type, la plupart étant des études expérimentales où des gouttes sont suspendues dans un écoulement turbulent (typiquement un écoulement de canal avec turbulence de grille). Beaucoup de ces études expriment l'influence de la turbulence sur le taux d'évaporation en introduisant de nouvelles modifications pour les nombres de Nusselt et de Sherwood, du type :

$$\begin{cases} Sh^* = A + B.Re_d^{1/2}.Sc^{1/3}(Re_d.u'/U)^n \\ Nu^* = A + B.Re_d^{1/2}.Pr^{1/3}(Re_d.u'/U)^n \end{cases}$$

où A et B sont des constantes, U est la vitesse moyenne de l'écoulement convectif et u' l'écart-type par rapport à la vitesse moyenne.

Enfin, le nombre de Reynolds utilisé est basé sur le diamètre initial de la goutte et s'écrit :

$$Re_d = \frac{U.D_{po}}{\nu_{fluide}}$$

Certaines études parmi les plus récentes (Wu et al. [2001], Gökalp et al. [1992]), remarquant que l'influence de la turbulence diminue avec la volatilité de la gouttelette, font intervenir un nombre de Damköhler de vaporisation défini comme le rapport d'un temps caractéristique de la turbulence, et d'un temps caractéristique de l'évaporation. Ce nombre de Damköhler de vaporisation s'écrit :

$$Da_{vap} = \frac{Te_d}{T_{vap}}$$

avec Te_d un temps caractéristique de la turbulence de l'écoulement basé sur l'échelle intégrale de la turbulence L_f , le diamètre de la goutte D_p et la vitesse fluctuante u' :

$$Te_d = \frac{(D_p^3 \times L_f)^{1/3}}{u'}$$

et T_{vap} un temps caractéristique de l'évaporation calculé comme le rapport de l'épaisseur de film massique δ_M et de la vitesse radiale de soufflage de la vapeur V_r (écoulement de Stefan). Ces deux paramètres sont déterminés à partir du modèle développé par Abramzon and Sirignano [1989], et présentés dans les paragraphes 1.2.2 et 1.2.3. On a :

$$T_{vap} = \frac{\delta_M}{V_r}$$

avec :

$$\delta_M = \frac{D_p}{(Sh_0 - 2)} \cdot f(B_M)$$

et

$$V_r = \mathcal{D}_{ref} \cdot Sh^* \cdot \ln(1 + B_M) / D_p$$

ce qui permet de calculer le nombre de Damköhler :

$$Da_{vap} = \frac{Te_d}{T_{vap}}$$

Partant de là, Wu et al. [2001] établissent la corrélation suivante pour la détermination du taux d'évaporation modifié par un écoulement convectif turbulent Ce_{ct} :

$$Ce_{ct} = Ce \cdot \left(1 + 0,18 \cdot Re_d^{1/2} \cdot Sc^{1/3}\right) \cdot 0,74 \cdot (Da_{vap})^{-0,115}$$

Les auteurs font remarquer que, en suivant ce modèle, l'effet de la turbulence sur le taux d'évaporation diminue quand le nombre de Damköhler augmente, et est négligeable pour des nombres de l'ordre de l'unité.

D'autres études se sont intéressées à l'influence de fluctuations de vitesse sur l'évaporation de gouttelettes isolées ou de trains de gouttelettes dans des chambres sous pression où un écoulement turbulent est généré grâce à des hauts parleurs placés aux quatre coins de la chambre. Dans cette catégorie, on citera entre autres les études de Birouk et al. [1996] et Birouk and Gökalp [2002]. Ces auteurs ont considéré des gouttelettes de diamètre initial d'environ 1,5 mm pendues à des fibres en quartz dans une enceinte cubique fermée dans laquelle de la turbulence homogène isotrope sans vitesse moyenne était générée à l'aide de hauts parleurs placés judicieu-

sement. Ainsi, les auteurs isolaient les effets de la turbulence sur l'évaporation. La turbulence générée présentait une énergie dont la valeur pouvait augmenter avec la vitesse de rotation des haut-parleurs. Les échelles intégrales étaient encore une fois très supérieure aux tailles de gouttes. Malgré cela, les auteurs trouvent une augmentation très rapide des taux d'évaporation par rapport à la loi du D_p^2 avec l'augmentation de l'énergie turbulente. En revanche l'allure générale de la loi du D_p^2 (diminution linéaire du diamètre au carré) est conservée, et ce quel que soit le carburant utilisé. Les auteurs expriment l'augmentation du taux d'évaporation par une correction de la constante d'évaporation $C_{e\ turb}$. Celle-ci peut être exprimée à l'aide d'une corrélation simple faisant intervenir un nombre de Reynolds de turbulence basé sur le diamètre initial de la gouttelette et l'énergie de turbulence, et le nombre de Schmidt :

$$C_{e\ turb} = C_e \times \left(1 + 0,02 \cdot Re_{td}^{2/3} \cdot Sc^2 \right)$$

avec

$$Re_{td} = \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot \frac{u' \cdot D_p}{\nu_{fluide}}$$

et

$$Sc = \frac{\nu_{fluide}}{\mathcal{D}}$$

Cette corrélation a été affinée dans Birouk and Gökalp [2006] en utilisant un nombre de Reynolds basé cette fois-ci sur l'échelle intégrale et non plus sur le diamètre de gouttes, et en faisant intervenir les relations de turbulence homogène isotrope (voir chapitre 2) entre les échelles intégrale L_f et de Kolmogorov η . Ils définissent un nouveau nombre de Damköhler de vaporisation en comparant cette fois un temps caractérisant la diffusion turbulente basé sur le diamètre de la goutte et un temps caractérisant la diffusivité moléculaire basé sur l'échelle de Kolmogorov. On a :

$$Da_{vap\ turb} = \frac{t_{Dt}}{t_{Dm}}$$

avec

$$t_{Dt} = \frac{D_p \cdot L_f}{\mathcal{D}_{turb}}$$

et

$$t_{Dm} = \frac{\eta \cdot D_p}{\mathcal{D}}$$

Ces deux temps caractéristiques font intervenir des diffusivités. \mathcal{D} est la diffusivité moléculaire de la vapeur dans l'air entourant les gouttelettes, et $\mathcal{D}_{turb} \approx \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot u' \cdot L_f$ est la diffusivité turbulente.

A l'aide de ce nouveau nombre de Damköhler de vaporisation, les auteurs expriment la

modification du taux d'évaporation grâce à la corrélation suivante :

$$C_{e_{turb}} = C_e \cdot (1 + 0,00635 \cdot (Da_{vap\ turb})^{-2,43})$$

Encore une fois, les auteurs notent que l'effet de la turbulence sur le taux d'évaporation diminue quand le nombre de Damköhler augmente et devient négligeable pour des valeurs proches de l'unité.

Ces corrélations ne semblent valables que si la vitesse des gouttelettes est proche de la vitesse moyenne du fluide et qu'elles sont portées par l'écoulement moyen, ce qui les rend alors uniquement sensibles aux fluctuations de vitesse, et si les interactions entre les gouttelettes peuvent être négligées.

1.2.6.2 Effet indirect de la turbulence sur l'évaporation à travers la dispersion d'un brouillard de gouttelettes

Plusieurs auteurs se sont penchés sur l'évaporation d'un brouillard de gouttelettes en situation turbulente, cependant ces études restent rares. On citera deux études, l'une expérimentale menée par Sornek et al. [2000], et l'autre numérique réalisée par Reveillon and Demoulin [2007].

Sornek et al. [2000] se sont intéressés à la dispersion et l'évaporation d'un spray de kérosène dans une veine d'essai. Cette veine avait une section rectangulaire de dimension $100 \times 100 \text{ mm}^2$. Un injecteur assisté à air était placé dans cette veine 50 mm en amont d'une grille dont la taille de maille pouvait varier. Un système de PDPA permettait de réaliser des mesures des tailles et des vitesses de gouttelettes en aval de la grille dans une section munie d'un accès optique.

Les auteurs ont d'abord vérifié que les différentes grilles de turbulence ne modifiaient que très légèrement les débits massiques de kérosène et les distributions de taille de gouttes. Puis ils ont déterminé que les différences de taille de maille des grilles n'entraînaient pas de changements qualitatifs des caractéristiques de vitesse des jets de kérosène, et que l'auto-similarité des profils ainsi que la distribution des intensités relatives de turbulence sont conservés pour toutes les grilles. De la même façon, les échelles intégrales de la turbulence sont peu modifiées. En revanche, la taille de maille va fortement influencer sur la dispersion des gouttelettes : une maille plus petite va entraîner une distribution spatiale des gouttelettes plus uniforme et par conséquent moins d'interactions entre gouttes.

Les mesures de PDPA montrent que les distributions de diamètres et les taux d'évaporation individuels des gouttelettes dépendent peu de la taille de maille, et par transitivité des propriétés de turbulence. Par contre, la mesure des flux de masse montre clairement que les taux d'évaporation globaux des jets diminuent quand la taille de maille augmente et que les gouttes sont réparties de façon moins homogène dans la veine. Les auteurs en déduisent que l'augmentation des taux d'évaporation globaux est davantage liée à la meilleure dispersion des gouttelettes par la turbulence qu'à l'augmentation des taux individuels.

En considérant les nombres de Stokes des gouttelettes, ils montrent qu'avec une maille plus

grande, les gouttelettes sont dans des gammes de taille telles que des paquets de gouttelettes vont être formés. Or de fortes densités de gouttelettes bloquent l'évaporation et le taux global diminue.

Ainsi, il semble que la turbulence ait des effets contradictoires sur l'évaporation. D'une part, elle peut augmenter les taux d'évaporation pour chaque gouttelette, d'autre part, elle peut diminuer le taux d'évaporation global d'un brouillard en créant des zones où les gouttes, plus fortement concentrées, bloquent l'évaporation les unes des autres. Le nombre adimensionnel pilotant ces phénomènes semblent être le nombre de Stokes.

Un des problèmes de cette étude est que si l'effet de la turbulence est notable au travers de la distribution spatiale des gouttelettes, ses caractéristiques ne sont pas quantifiées pour les différents cas testés. Par conséquent, il est difficile de déterminer ce qui joue précisément.

Reveillon and Demoulin [2007] ont étudié l'évaporation de gouttelettes dans une turbulence homogène isotrope forcée en DNS. La turbulence générée est statistiquement stationnaire, et ses différentes caractéristiques stables et bien déterminées. Le chargement massique est faible de façon à être dans la situation de *two-way coupling*. Les auteurs utilisent des gouttelettes mono-dispersées pour lesquelles ils calculent trois nombres de Stokes basés sur l'échelle de Kolmogorov valant : $St = 0, 17, 1, 05$ et $5, 6$. Ces différents nombres de Stokes entraînent des comportements des gouttelettes radicalement différents. Le cas pour lequel $St = 1, 05$ correspond au cas où les distributions spatiales des gouttes étaient les plus inhomogènes, avec la ségrégation des gouttes la plus importante. En fait, ils retrouvent le phénomène de concentration préférentielle mentionné au paragraphe 1.1.2 et mis en évidence par Squires and Eaton [1990]. Les deux autres cas, obtenus pour des gouttes plus légères et pour des gouttes plus inertielles présentent des ségrégations de goutte moins élevées et une plus grande homogénéité de la distribution spatiale, puisque les gouttes sont davantage susceptibles de traverser les grosses structures de la turbulence.

Un premier résultat est que l'évaporation moyenne est ralentie dans le cas à $St = 1, 05$, pour lequel on a la plus forte ségrégation des gouttelettes, par rapport aux deux autres cas. Les auteurs en déduisent un schéma de l'évaporation et du mélange des gouttes. Les gouttes sont regroupées en amas du fait de la turbulence, et commencent par s'évaporer rapidement, faisant croître ainsi la concentration en vapeur, ce qui va alors faire diminuer les taux d'évaporation. L'évaporation peut reprendre si la diffusion moléculaire et le mélange turbulent permettent de faire diminuer la concentration de vapeur, ou si les gouttes sont éjectées des amas par la turbulence et atteignent des zones moins concentrées.

Les auteurs remarquent également que les écarts-types des fluctuations de concentration pour le cas $St = 5, 6$ sont d'abord similaires à ceux obtenus pour le cas $St = 1, 05$, puis à ceux pour le cas $St = 0, 17$. Ceci a été attribué au fait que les gouttes, en diminuant de diamètre, voient également leur nombre de Stokes diminuer, ce qui entraînent des changements dans la ségrégation de l'écoulement. Il est important de noter que les auteurs attribuent principalement les fluctuations à la présence des amas de gouttes.

La conséquence globale de l'évaporation sur la dispersion des gouttes est la diminution de la ségrégation, directement liée à la diminution du nombre de gouttes. Cependant, quand les gouttes du cas $St = 5, 6$ diminuent de diamètre, elles passent par une étape où elles atteignent le régime le plus inhomogène (leur nombre de Stokes passe par la valeur 1) et leur ségrégation augmente temporairement avant de diminuer à son tour. Les auteurs concluent donc sur l'importance du nombre de Stokes sur l'évaporation et le mélange, et remarquent également que les régimes les plus défavorables peuvent également être atteints quand le diamètre des gouttes diminue.

1.3 Plan de l'étude

Notre étude se situe dans la lignée des études portant sur l'effet de la turbulence sur l'évaporation de brouillard de gouttes. Le but est de créer une expérimentation modèle permettant d'étudier l'évaporation et le mélange d'un brouillard de gouttelettes en situation fortement turbulente. Nous nous plaçons dans le cas d'un écoulement de canal avec écoulement moyen où les gouttelettes ont des vitesses proches de la vitesse moyenne afin d'être majoritairement sensibles aux fluctuations de vitesse. Un objectif important est de contrôler et de connaître au mieux les conditions de la turbulence et les caractéristiques initiales des gouttes. En particulier, on cherche à éviter toute influence de l'injecteur sur l'écoulement porteur.

Le premier objectif de cette étude était de trouver les moyens de générer un écoulement de canal turbulent dont les caractéristiques se rapprochent de la turbulence homogène isotrope, avec des niveaux de turbulence les plus élevés possibles. Cet objectif est l'objet du chapitre 2. Après une étude bibliographique sur diverses configurations expérimentales potentiellement intéressantes, la solution retenue, basée sur les travaux de Videto and Santavicca [1991] et Bédard and Cheng [1995], est présentée, ainsi que le banc d'essai final. De la même manière, les caractéristiques du système d'injection de liquide sont décrites.

Le chapitre 3 présente les métrologies lasers mises en place pour cette étude. Ces deux techniques sont la PIV (Vélocimétrie par Images de Particules) pour la caractérisation de l'écoulement porteur, et la LIF (Fluorescence Induite par Laser) pour l'étude de l'évaporation. Dans les deux cas, les principes de base sont décrits, ainsi que les erreurs typiques et les solutions retenues pour y remédier. On notera que les traitements de la fluorescence discutés dans ce chapitre sont ceux portant sur l'étude d'une phase vapeur. Comme l'écoulement étudié par la suite est un écoulement diphasique, une étude spécifique a également été réalisée, elle fait l'objet du chapitre 5.

Dans le chapitre 4 la caractérisation de l'écoulement porteur est réalisée. Les évolutions axiales et radiales des différents moments statistiques sont étudiées, et ainsi que les grandeurs les plus représentatives de la turbulence. L'effet du dispositif d'injection et celui de la vitesse débitante sont également déterminés.

Comme on l'a expliqué précédemment, le chapitre 5 concerne les traitements spécifiques re-

latifs à la fluorescence induite par laser pour un écoulement diphasique. Les difficultés associées à ce type de mesure sont présentées, des solutions sont proposées et évaluées.

Enfin le chapitre 6 présente les résultats obtenus pour l'étude de l'écoulement diphasique. On s'intéresse d'abord aux distributions spatiales des gouttelettes, puis aux évolutions des champs de concentrations massiques de vapeur.

Chapitre 2

Le banc d'essai expérimental

Le premier objectif de cette thèse était de concevoir un banc d'expérimentation modèle capable de produire un écoulement turbulent présentant des caractéristiques proches de la turbulence homogène isotrope, et d'y injecter un brouillard de gouttelettes dont les caractéristiques soient connues.

Cette étude étant une thématique nouvelle au groupe Écoulements et Combustion, un banc d'essai expérimental a été conçu et monté de toutes pièces. Après une étude bibliographique sur différents dispositifs capables de produire de hauts niveaux de turbulence, nous présentons le banc expérimental dans son ensemble : le générateur de turbulence, la veine de mesure, le système d'injection du liquide, et les systèmes de régulation du débit et du chauffage.

2.1 Génération de la turbulence : bibliographie

2.1.1 Turbulence homogène isotrope

Pour des raisons de simplification des équations, de nombreuses études se placent dans le cas particulier de la turbulence homogène isotrope. Le concept de THI défini par Taylor (Taylor [1935]) se caractérise par :

- un domaine spatial illimité
- l'invariance par translation de toute grandeur statistique prise en un point
- l'invariance par translation, rotation et symétrie plane de toute propriété statistique prise en au moins deux points.

Craya [1958] proposa une définition de l'homogénéité plus large :

- un domaine spatial illimité
- l'invariance par translation de toute grandeur statistique d'ordre supérieur ou égal à deux prise en un point
- l'invariance par translation de toute propriété statistique prise en deux points
- Un champ de vitesse moyenne à gradient constant.

L'intérêt majeur de la THI réside dans les simplifications importantes qu'elle apporte aux équations de Navier-Stokes, en particulier au niveau du schéma énergétique. Il y a notamment annulation des termes de diffusion (ou transport énergétique par diffusion turbulente), et du terme de production. Par conséquent ne restent que les mécanismes de dissipation par viscosité et les transferts d'énergie dus aux interactions tourbillonnaires.

On rappelle ici les paramètres représentatifs utilisés habituellement pour caractériser la THI. Le premier de ces paramètres est le nombre de Reynolds, qui correspond au rapport des forces d'inertie sur les forces de viscosité et s'écrit :

$$Re = \frac{U \times L}{\nu_{fluide}}$$

avec U une vitesse caractéristique et L une échelle de longueur caractéristique de l'écoulement global, ν_{fluide} la viscosité cinématique du fluide défini comme le rapport de la viscosité dynamique et de la masse volumique du fluide :

$$\nu_{fluide} = \frac{\mu_{fluide}}{\rho_{fluide}}$$

L'agitation turbulente d'un fluide est caractérisée en premier lieu par son énergie qui est définie traditionnellement en turbulence comme le carré de l'écart-type de vitesse :

$$u'^2 = \left(\sqrt{(u - \bar{U})^2} \right)^2$$

L'agitation turbulente est souvent considérée comme un ensemble de structures tourbillonnaires de différentes tailles interagissant les unes avec les autres. Par différents mécanismes (d'élongation de tourbillons, d'impulsion, etc.), des transferts d'énergie ont lieu entre ces structures suivant un schéma baptisé « cascade de Taylor » : des tourbillons de grande taille transfèrent de l'énergie à des tourbillons de plus en plus petits jusqu'à atteindre des tailles ne pouvant plus que dissiper l'énergie. Pour mieux décrire la turbulence, on utilise des échelles de longueurs et de temps caractéristiques correspondant à ces différentes tailles de structures turbulentes.

A l'aide des fonctions d'auto-corrélation longitudinales et transversales des fluctuations de vitesses f et g , on détermine les échelles intégrales de la turbulence, ou macro-échelles de Taylor, L_f et L_g . Elles correspondent aux dimensions des grosses structures de l'écoulement, ou structures énergétiques. A ces structures sont associés une vitesse caractéristique, l'écart-type de vitesse u' , ainsi qu'un temps caractéristique de retournement des tourbillons T_e calculé à l'aide de la relation :

$$T_e = \frac{L_f}{u'}$$

Toujours grâce aux fonctions d'auto-corrélation on peut également définir la micro-échelle de Taylor, notée λ_f , qui renseigne sur les échelles intermittentes de l'écoulement. Dans le cas

d'un écoulement turbulent isotrope, cette échelle peut aussi se calculer grâce à la relation :

$$\lambda_f^2 = 15 \cdot \nu_{\text{fluide}} \cdot \frac{u'^2}{\epsilon}$$

où $\epsilon = (u'^2)^{3/2}/L_f$ représente le taux de dissipation de l'énergie.

Enfin, l'échelle représentative des structures dissipatives de l'écoulement est l'échelle de Kolmogorov, notée η . Le comportement aux échelles dissipatives est considéré comme étant entièrement par le montant du taux de dissipation et par la viscosité cinématique du fluide. Cette échelle peut se calculer comme :

$$\eta = (\nu_{\text{fluide}}^3/\epsilon)^{(1/4)}$$

L'échelle de temps caractéristique de ces structures dissipatives est égale à :

$$\tau_k = \sqrt{\nu_{\text{fluide}}/\epsilon}$$

On utilise ces relations pour définir deux nouveaux nombres de Reynolds de turbulence. On calcule le nombre de Reynolds de turbulence basé sur l'échelle intégrale grâce à la relation :

$$Re_L = \frac{u' \cdot L_f}{\nu_{\text{fluide}}}$$

,

et le nombre de Reynolds de turbulence basé sur la micro-échelle de Taylor avec :

$$Re_\lambda = \frac{u' \cdot \lambda_f}{\nu_{\text{fluide}}}$$

Les relations de THI permettent d'écrire :

$$\lambda_f/L_f = 30^{1/2} \cdot Re_L^{-1/2}$$

ce qui permet de caractériser la différence de taille entre les plus gros et les plus petits tourbillons de l'écoulement. Plus le nombre de Reynolds de turbulence est élevé, plus l'étalement du spectre d'énergie turbulente est important.

La turbulence homogène isotrope, telle qu'elle est définie par Taylor ou Craya, ne peut pas exister et représente juste des conditions idéales qui permettent une simplification notable des équations. Cependant plusieurs solutions expérimentales peuvent approcher ces conditions. Elles sont présentées dans les paragraphes suivants.

2.1.2 La turbulence de grille

Le modèle de turbulence de grille est le modèle expérimental le plus couramment utilisé pour se rapprocher des conditions d'homogénéité et d'isotropie. Il consiste à utiliser un écoulement

de canal permanent et uniforme en moyenne dans lequel on place une grille dont la grandeur caractéristique est la taille de maille M . ? cite entre autres auteurs l'ayant utilisé Mills et al. [1958], Ling and Huang [1970], Corrsin and Comte-Bellot [1966]. Plusieurs auteurs, comme Aliseda et al. [2002], ont utilisé ce type d'écoulement pour étudier les interactions entre des particules et une turbulence homogène isotrope.

Ce modèle présente entre autres intérêts l'avantage de ne pas dépendre du type de grille utilisé ou du nombre de Reynolds : il y a similarité des propriétés statistiques de l'écoulement en valeurs adimensionnelles.

Contrairement à la définition théorique de la turbulence homogène isotrope, la turbulence de grille a une vitesse moyenne non nulle. En revanche, c'est un écoulement permanent. On fait alors l'hypothèse, dite de Taylor, que l'on observe l'écoulement depuis un repère mobile en translation à la vitesse d'ensemble. Il y a donc correspondance entre les évolutions temporelles du modèle théorique et les évolutions spatiales de l'écoulement de grille expérimental, suivant l'hypothèse :

$$t \rightarrow \frac{X}{U_o}$$

avec U_o la vitesse moyenne d'advection de l'écoulement.

Cette hypothèse, qui revient à considérer que l'écoulement n'est pas affecté par son « transport » à la vitesse d'ensemble du champ moyen, permet d'observer expérimentalement les caractéristiques de la THI.

L'écoulement dans un canal derrière une grille va se caractériser par une zone d'établissement dont la longueur varie entre dix et quarante fois la taille de maille M , suivie d'une zone de dégénérescence de la turbulence, laquelle peut également se subdiviser en trois parties : initiale, de transition et finale.

L'intensité de turbulence, définie par u'/\bar{U} , a une valeur en début de zone de dégénérescence qui varie selon les cas entre 3 % et 5 %. Aliseda et al. [2002], par exemple, trouvent une intensité de 2 % pour $X/M = 80$.

L'isotropie d'un écoulement se vérifie en comparant les valeurs des contraintes radiale v' , transversale w' et longitudinale u' , plus précisément quand les rapports u'/v' , u'/w' et v'/w' sont égaux à 1. On utilise en particulier le rapport u'/v' . De manière générale, une fois passé la zone d'établissement, et pour la zone centrale de l'écoulement, ce rapport reste très proche de la valeur théorique de 1 avec des écarts de l'ordre de 5 %. Une amélioration de ce rapport peut être obtenue en utilisant une contraction du canal après la grille comme conseillé par Corrsin and Comte-Bellot [1966].

Les répartitions des fluctuations de vitesse sont très proches de répartitions gaussiennes, ce qui se traduit par des moments d'ordre 3 et 4 égaux à 0 et 3 respectivement. Ceci induit qu'il n'y a pas de perte d'énergie par transport diffusif, ce qui permet de vérifier que l'une des simplifications majeurs de la THI est effectivement vérifiée, à savoir qu'il n'y a pas de diffusion.

Par ailleurs, la zone où la turbulence est créée est fixe et le montant de la production d'énergie cinétique n'évolue plus dans la suite de l'écoulement. Partant de là, la décroissance spatiale de l'énergie turbulente est liée aux seuls phénomènes de transfert inertiel entre structures tourbillonnantes et de dissipation par viscosité. L'hypothèse de Taylor et les simplifications de THI permettent alors de déterminer le taux de dissipation visqueuse moyen $\bar{\epsilon}$ grâce à la décroissance énergétique spatiale :

$$U_o \cdot \frac{d\bar{k}}{dx} = -\bar{\epsilon}$$

avec U_o est la vitesse moyenne d'advection de l'écoulement, $\bar{k} = \frac{1}{2} \cdot (u'^2 + v'^2 + w'^2) \approx \frac{3}{2} \cdot u'^2$ l'énergie cinétique turbulente.

2.1.3 La turbulence diffusive

Cet écoulement turbulent, étudié par Risso and Fabre [1997] et Vignal [2006], est un écoulement complexe généré dans un tube vertical, fermé à son extrémité haute, par un jet d'air entrant par la section basse du tube, suivant le schéma présenté sur la figure 2.1 :

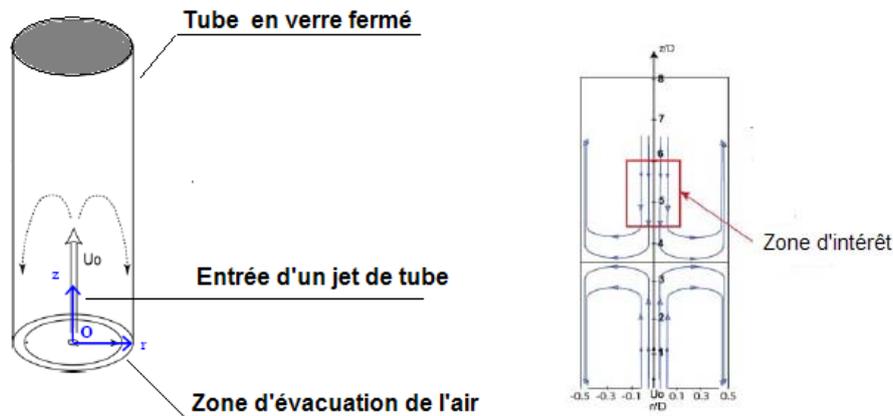


FIG. 2.1 – Représentation schématique de l'écoulement de jet de tube généré dans le dispositif expérimental

En contraignant le jet de tube à l'intérieur de l'enceinte cylindrique, on obtient une zone, indiquée en rouge sur la figure 2.1 b) où la vitesse moyenne a une valeur pratiquement nulle, et où les fluctuations de vitesse sont en revanche très importantes, ce qui permet d'atteindre des niveaux de turbulence très élevés (de l'ordre de 200 %). En revanche, la turbulence obtenue ne respecte pas toutes les simplifications de la THI, puisque le transport par diffusion turbulente n'y est pas nul. Ce procédé, bien qu'intéressant, n'a pas été retenu pour cette raison, et pour le fait que l'écoulement n'est pas unidirectionnel, ce qui aurait rendu l'observation de l'évaporation de gouttelettes particulièrement difficile.

2.1.4 Le système de « générateur de turbulence »

Une des limites importantes de la turbulence de grille vient de la faible intensité de turbulence. Dans le meilleur des cas, les niveaux de turbulence atteignent 10 % en sortie de grille et décroissent rapidement après. Ce dernier point est expérimentalement assez gênant, car pour obtenir des fluctuations turbulentes élevées, représentatives des écoulements internes des moteurs, on est obligé d'avoir des vitesses moyennes importantes, donc des débits importants. Particulièrement désireux d'éviter des débits trop importants pour leurs études, Videto and Santavicca [1991] développèrent un générateur de turbulence basé sur l'aérodynamique interne des moteurs automobiles. Dans un cylindre de moteur à piston, les mouvements à grande échelle type tumble ou swirl sont cassés et transformés en turbulence de forte intensité durant la phase de compression. En se basant sur un raisonnement analogue à celui faisant correspondre turbulence homogène isotrope théorique et turbulence de grille, les auteurs ont donc cherché une configuration géométrique permettant d'obtenir un écoulement permanent où la turbulence est nourrie par la destruction de structures tourbillonnantes à grande échelle.

Le générateur de turbulence est constitué d'une plaque percée, placée à l'entrée d'un convergent, lui-même débouchant sur une conduite. Les orifices percés sur la plaque sont des fentes situés en périphérie de plaque, près des parois du convergent (figure 2.2).

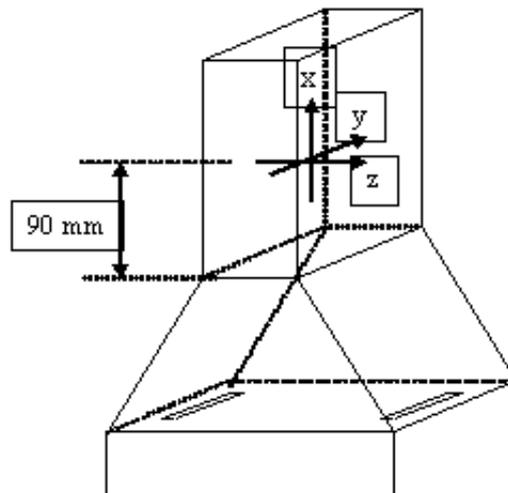


Figure 2.2: Schéma du dispositif de générateur de turbulence Videto and Santavicca [1991]

Cette configuration permet de créer à travers les fentes des jets qui impactent les parois du convergent et se brisent en remontant vers la conduite. Leur énergie à grande échelle est alors transformée en énergie cinétique turbulente d'intensité relative plus élevée que celle obtenue classiquement avec une grille. Les intensités relatives de turbulence obtenues étaient de l'ordre de 30 à 40 % à proximité de la sortie du convergent pour de larges gammes de débit (au point de mesure $x = 90 \text{ mm}$), et une bonne isotropie sur une partie importante de l'écoulement.

Parmi les caractéristiques importantes, Videto and Santavicca [1991] notaient une décroissance rapide de l'énergie de turbulence, en x^{-2} , ce qui indiquait une dégénérescence dissipative de la turbulence.

Ce dispositif fut repris par plusieurs auteurs, on citera par exemple Karpetis and Gomez [2000], Rajaram and Lieuwen [2004], Rajaram and Lieuwen [2005] et Bédât and Cheng [1995]. En particulier Bédât and Cheng [1995] adaptèrent le générateur de turbulence rectangulaire en brûleur axisymétrique. La chambre de tranquillisation devint donc une cuve cylindrique dans laquelle étaient placés un convergent cône et une plaque percée circulaire. Le schéma de la figure 2.3 d) récapitule ces caractéristiques géométriques.

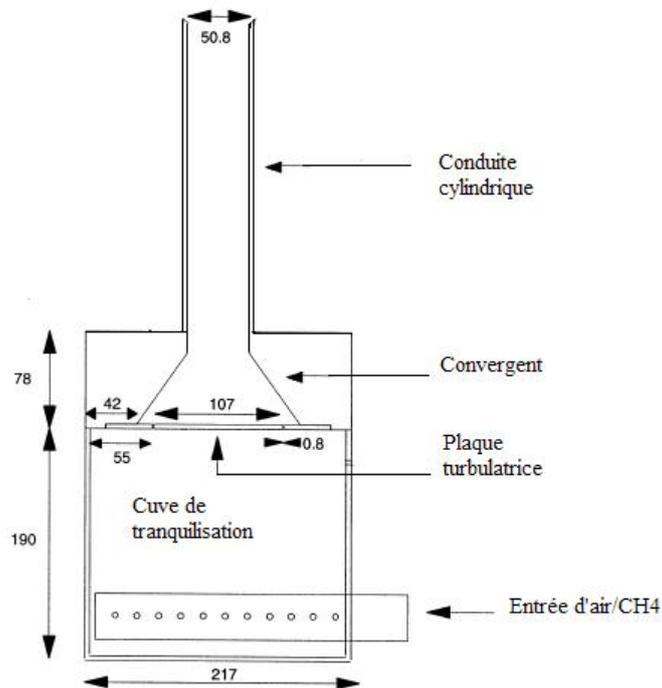


Figure 2.3: Schémas du dispositif de Bédât and Cheng [1995] utilisant le principe de générateur de turbulence

L'orifice par lequel sont créés les jets est pour ces auteurs également une fente, d'épaisseur $0,8 \text{ mm}$, percée sur un cercle de diamètre 107 mm , près des parois du convergent dont les grande et petite bases mesurent respectivement 133 et 50 mm , et la hauteur est 78 mm . Enfin, le canal est une conduite de diamètre 50 mm et de longueur environ 250 mm . Des mesures de vitesse par LDA (Laser Doppler Anemometry) ont été réalisées à la sortie de la conduite, pour différentes valeurs du débit volumique. Plusieurs vitesses moyennes ont été testées entre 2 m.s^{-1} et 7 m.s^{-1} . Dans tous les cas, les auteurs trouvent des niveaux de turbulence élevés compris entre 23 et 28% , des contraintes de Reynolds nulles sur l'axe, et une isotropie comprise entre 1 et $1,3$. Les échelles intégrales de la turbulence sont trouvées égales à 15 mm dans tous

les cas de figure et l'application des lois de la THI permet de déterminer la valeur des échelles de Kolmogorov, qui sont comprises entre $144 \mu m$ et $59 \mu m$. Enfin, les nombres de Reynolds turbulents basés sur l'échelle intégrale sont trouvés compris entre 488 et 1600. Un spectre de turbulence réalisé sur l'axe à $15 mm$ de la sortie du dispositif présente un comportement type des spectres de turbulence homogène isotrope avec une pente en $-5/3$ caractéristique d'un sous-domaine inertiel.

Karpetis and Gomez [2000] ont conçu un brûleur diphasique sur le même principe. Une des modifications notables venait du fait que les orifices percés sur la plaque étaient cette-fois-ci des trous, et non des fentes. Rajaram and Lieuwen [2004] avaient un système très proche de celui de Bédard and Cheng [1995] pour réaliser des études de flammes. Ces auteurs avaient essayé de contrôler les niveaux de turbulence en modifiant les caractéristiques des fentes du générateur de turbulence, notamment leur taille et leur emplacement par rapport à la paroi. Cependant, ils n'avaient pas pu déterminer de relation directe entre les niveaux de turbulence obtenus et les caractéristiques géométriques des fentes.

On notera également qu'aucun des auteurs depuis Videto and Santavica [1991] n'a retrouvé exactement les mêmes niveaux de turbulence. Cependant, il y a un bon accord sur le fait que les valeurs obtenues sont élevées, nettement supérieures à une turbulence de grille.

2.1.5 La solution retenue

La solution ayant paru la plus propice à cette étude est le système de générateur de turbulence de Videto and Santavica [1991], la configuration de Bédard and Cheng [1995] apparaissant comme particulièrement intéressante. Une adaptation aux besoins de l'étude a bien entendu été nécessaire : il a fallu en particulier prendre en compte l'installation d'accès optiques pour les mesures et d'un système d'injection du liquide dans la veine. Ces adaptations sont présentées en détail dans les paragraphes suivants.

2.2 Description complète du banc d'essai et installation

2.2.1 Description générale

Le banc d'essai a été dimensionné à partir du schéma du dispositif expérimental de Bédard and Cheng [1995]. Plusieurs adaptations ont été nécessaires. Tout d'abord, il était nécessaire d'augmenter la section de la veine : en effet, la taille du dispositif d'injection était trop grande pour les dimensions de celle-ci. Une homothétie de rapport 2 a donc été tout d'abord appliquée à l'ensemble du banc expérimental. Différentes contraintes nous ont cependant obligés à adapter les plans aux réalités de la construction mécanique et des mesures que nous voulions réaliser.

La plus importante de ces modifications est due aux techniques de métrologie laser utilisées, qui nécessitent le passage d'une nappe laser par le plan central de la veine pour réaliser des images de l'écoulement au niveau de cette nappe. Ces techniques sont particulièrement difficiles

à mettre en oeuvre dans une veine cylindrique. En effet, de possibles réflexions laser sur les parois imposent un alignement parfait avec le centre de la conduite. De plus, la fluorescence induite par laser utilisée par la suite (voir chapitre 3) est réalisée à l'aide d'un laser Nd :YAG permettant de créer un faisceau de longueur d'onde 266 nm . Cette longueur d'onde est coupée par pratiquement tous les verres à l'exception des quartz de haute qualité optique (Suprasil). Il va sans dire que le coût de ce matériau est particulièrement élevé. Il a donc été décidé de ne pas acheter de tronçon de conduite cylindrique en quartz. La solution retenue est finalement une veine de section carrée, composée de segments interchangeables dont l'un est muni de hublots en verre, et de lamelles de quartz pour les diagnostics optiques. Le paragraphe 2.2.2 décrit cet ensemble plus en détail.

Cette dernière solution n'est pas sans conséquence sur le reste du dispositif expérimental. Plutôt que de passer à une géométrie carrée pour l'ensemble du banc, nous avons préféré garder une enceinte et un générateur de turbulence cylindrique, et utiliser un convergent de type rond-carré pour réaliser la jonction entre plaque de turbulence et canal. La solution d'une plaque de turbulence circulaire a été retenue pour limiter les risques de dissymétrie et de déstabilisation liés à la position des orifices et à la géométrie du convergent. Par ailleurs, une enceinte et une plaque de turbulence cylindriques sont plus simples à réaliser. Ces éléments, ainsi que le convergent rond-carré sont décrits plus en détail dans le paragraphe 2.2.3.

Le système d'injection a également été conçu de façon à présenter une symétrie cylindrique. Placé au centre de la plaque de turbulence, il peut être déplacé à l'intérieur du convergent grâce à une bague en téflon capable de résister en température. Sa description complète est disponible au paragraphe 2.2.4.

Enfin, un support a été construit pour placer l'ensemble du banc de tel sorte que la veine soit verticale et le système d'injection orienté vers le bas (paragraphe 2.2.5).

Le schéma de la figure 2.4 récapitule les différents éléments.

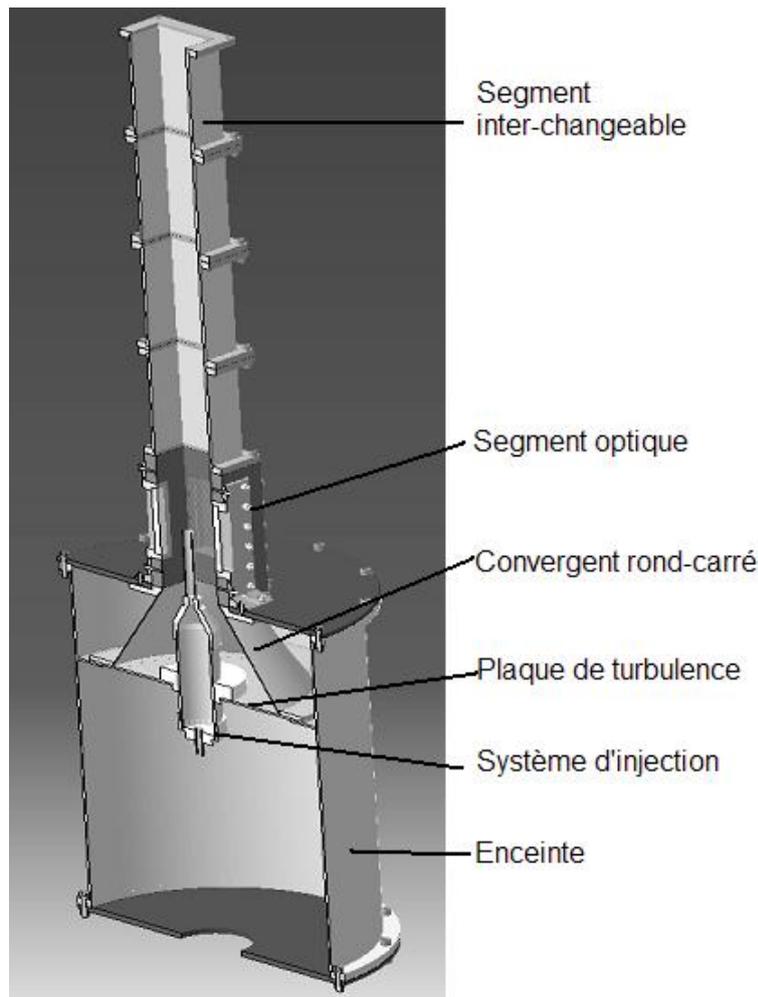


FIG. 2.4 – Schéma en coupe du banc expérimental : les différents éléments

2.2.2 Canal et segment optique

Les segments pleins, composant la veine, sont au nombre de cinq et ont été réalisés à l'aide d'une barre de profilé aluminium de section carrée, de largeur intérieure 92 mm , d'épaisseur 1 mm , découpées en tronçon de longueur 160 mm . Afin d'attacher les segments les uns aux autres, des brides ont été réalisées et soudées à chaque extrémité des tronçons. Des joints en caoutchouc d'épaisseur 1 mm sont intercalés entre deux brides pour assurer l'étanchéité lors de l'assemblage des segments. La matière a été choisie pour résister aussi bien aux hautes températures qu'aux produits pétroliers et aux dissolvants. Un gabarit composé d'une pièce de PVC de largeur extérieure de 92 mm nous permet de nous assurer au montage que les segments sont bien assemblés et que l'intérieur de la veine reste lisse au niveau des jonctions.

Le segment optique est réalisé en acier inox. De même largeur intérieure que le reste de la veine, il a une hauteur totale de 200 mm et est muni de deux hublots optiques en Pyrex diamétralement opposés. Ces hublots mesurent 80 mm de large sur 120 mm de haut et sont

collés au segment optique grâce à un mastic siliconé et résistant aux hautes températures (jusqu'à 400 K). Sur les deux faces restantes sont assemblées les lamelles de quartz permettant le passage de la nappe laser, de dimensions $10 \times 90\text{ mm}^2$.

Tous les segments sont interchangeables, ce qui permet de déplacer le segment optique sur toute la longueur de la veine. Un demi-segment plein, de hauteur 80 mm , permet enfin de couvrir les zones intermédiaires.

2.2.3 La cuve et le générateur de turbulence

Comme on peut le voir sur la figure 2.4, l'essentiel du dispositif expérimental est installé à l'intérieur de l'enceinte. Celle-ci est constituée d'un cylindre d'acier inox de diamètre 350 mm et de hauteur 500 mm , sur laquelle ont été soudées trois couronnes circulaires. Deux de ces couronnes sont placées aux extrémités de la cuve cylindrique. Percées chacune de six trous, elles permettent de rattacher les couvercles qui ferment l'enceinte. La dernière couronne est soudée à l'intérieur du cylindre à une hauteur de 340 mm . Munie de trois ergots de centrage, elle permet l'assemblage de la plaque percée et du convergent dans l'enceinte.

Le convergent, de type rond/carré, a un diamètre de 276 mm à sa base, et une section carrée de côté 92 mm à sa sortie, pour la jonction avec la veine d'essai. La hauteur du convergent 140 mm a été déterminée de telle sorte que l'angle à la base du convergent soit le même que pour Bédard and Cheng [1995]. Une photographie de cet élément isolé est visible figure 2.5.

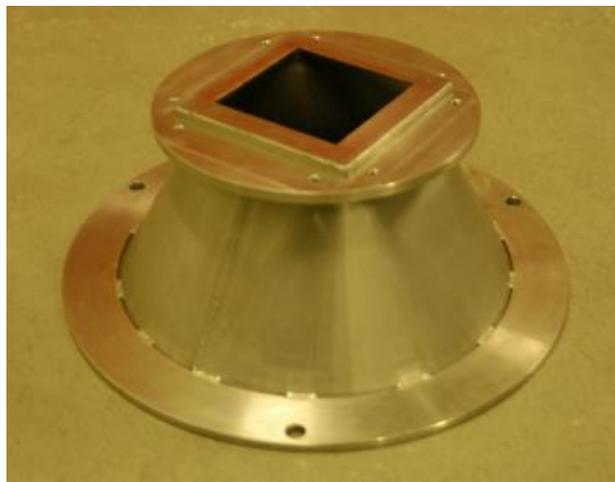


FIG. 2.5 – Le convergent rond-carré seul

La plaque percée, présentée en figure 2.6, est une plaque circulaire de diamètre 340 mm , percée de plusieurs orifices. A sa périphérie, trois trous permettent l'assemblage de la plaque sur les ergots de centrage. En son centre, un large orifice circulaire de diamètre 80 mm a été percé pour y installer le dispositif d'injection. Enfin, quarante-cinq petits trous de diamètre 3 mm

sont répartis sur un diamètre 250 mm , de telle sorte que, après assemblage avec le convergent, ces orifices soient situés à 13 mm du bord de celui-ci. Le diamètre des trous et leur écartement par rapport à la paroi ont été déterminés à partir encore une fois de l'installation de Bédard and Cheng [1995]. Le diamètre et le nombre des trous ont été calculés afin d'avoir le même rapport des surfaces entre les orifices percés sur la plaque et la section de la veine que la configuration de Bédard and Cheng [1995]. L'emplacement des trous par rapport à la paroi est déterminé par simple homothétie de l'emplacement sur l'installation originale.

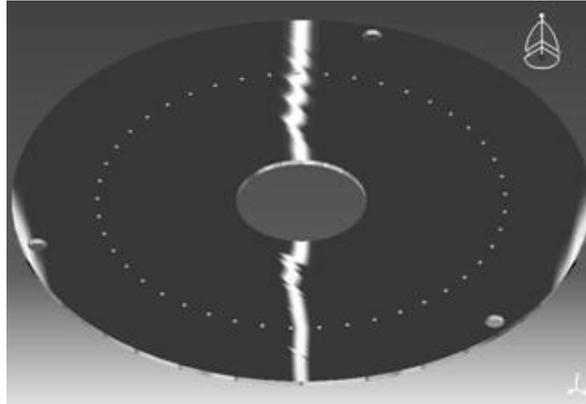


FIG. 2.6 – Vue isométrique de la plaque de turbulence

L'assemblage est réalisé de la manière suivante : la plaque de turbulence est prise en sandwich entre la couronne soudée à l'intérieur de l'enceinte et le convergent. L'étanchéité entre la plaque et le convergent est assurée à l'aide d'un petit tube creux en silicone de diamètre 3 mm soudé en tore, et écrasé par le convergent. Sur la face carrée du convergent, on vient ensuite fixer une plaque circulaire en aluminium qui sert par ailleurs de couvercle à l'enceinte.

A l'autre extrémité, l'enceinte est fermée par une autre plaque circulaire percée de deux orifices : le premier raccorde l'enceinte à la conduite d'alimentation en air pour la génération de l'écoulement porteur, tandis que le deuxième permet de faire passer les différents câbles nécessaires au dispositif d'injection : câbles électriques et tuyau d'alimentation en liquide.

Remarque : pour des plans plus détaillés, le lecteur est invité à se référer à Soulie [2004].

2.2.4 Implantation du système d'injection

On ne présente ici que l'implantation du système d'injection dans la veine. La description de l'atomiseur lui-même fait l'objet de la section 2.4.

Le porte-injecteur a pour objectifs d'une part de placer l'injecteur dans le banc en perturbant aussi peu que possible l'écoulement, d'autre part de protéger l'atomiseur lui-même. L'atomiseur est maintenu dans un corps cylindrique en acier de diamètre 80 mm par une bague de téflon co-axiale. Un convergent en laiton permet d'éviter des zones de re-circulation autour du nez

de l'atomiseur. Enfin, les câbles électriques et le tuyau d'alimentation en liquide raccordés à l'injecteur sont amenés par un tube en acier isolé du reste du dispositif. L'ensemble du dispositif est schématisé en figure 2.7.

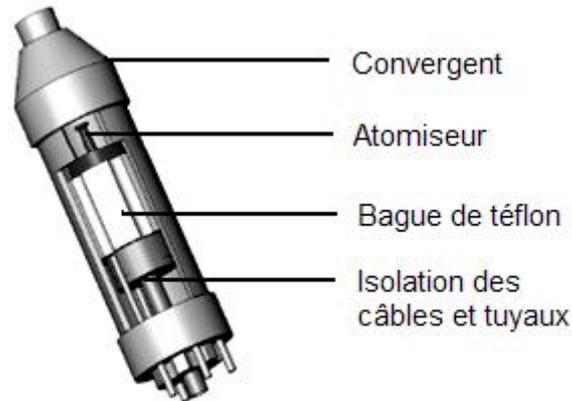
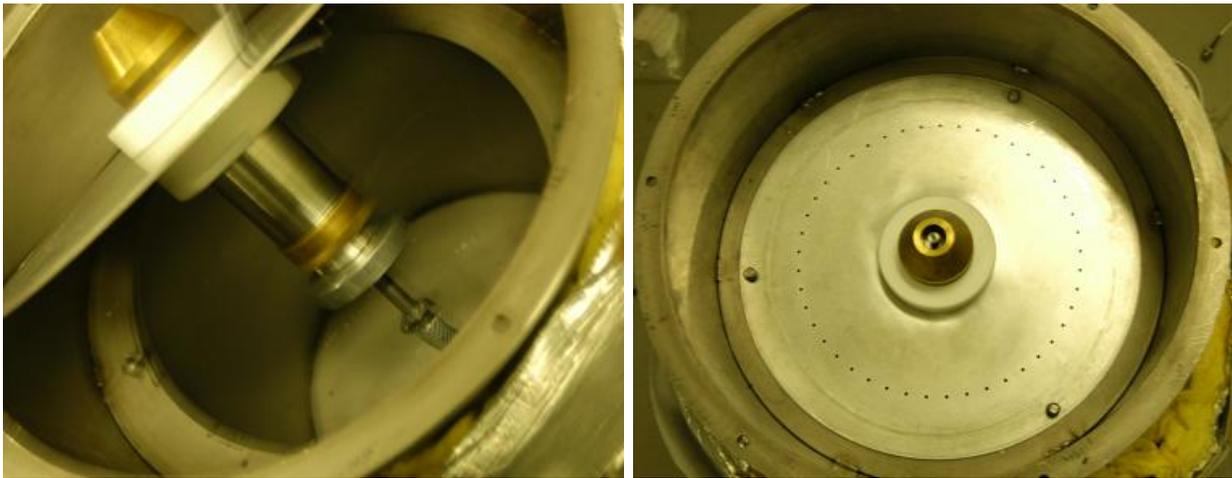


FIG. 2.7 – Schéma du porte-injecteur

Un système a été réalisé pour placer le porte-injecteur à l'intérieur du convergent rond-carré, au centre du banc et le déplacer suivant l'axe principal. Il s'agit d'un ensemble écrou-vis en téflon de diamètre extérieur 120 mm , percé d'un trou de diamètre 80 mm , et dont chacune des deux parties est placée de chaque côté de la plaque de turbulence. Un joint torique permet d'enserrer le porte-injecteur, ce qui en assure le maintien au centre de la plaque de turbulence en même temps que l'étanchéité. Les photographies, figure 2.8, montrent le dispositif de l'assemblage et du centrage du porte-injecteur sur la plaque de turbulence. L'ensemble écrou-vis peut être desserré et resserré facilement, ce qui permet de faire coulisser le porte-injecteur et d'amener le nez de l'atomiseur à différentes positions. après plusieurs essais, la position retenue est celle où le bout de l'injecteur vient tangenter l'entrée de la veine.



(a) Vue de côté

(b) Vue de haut

FIG. 2.8 – Système de centrage

La connection étanche du porte-injecteur au disque d'entrée de l'enceinte et la protection des câbles électriques et d'alimentation sont réalisées à l'aide d'un tuyau souple en tricot clair relié, d'un côté au porte-injecteur, de l'autre au couvercle.

2.2.5 Support et repère dans l'espace

Le banc expérimental complet a été disposé à la verticale de telle façon que le dispositif d'injection soit orienté vers le bas. Il est retenu par un châssis triangulaire rattaché à un support composé de trois tables de déplacements manuels. L'ensemble permet de déplacer le banc dans les trois dimensions.

La figure 2.9 montre le banc monté dans son ensemble :

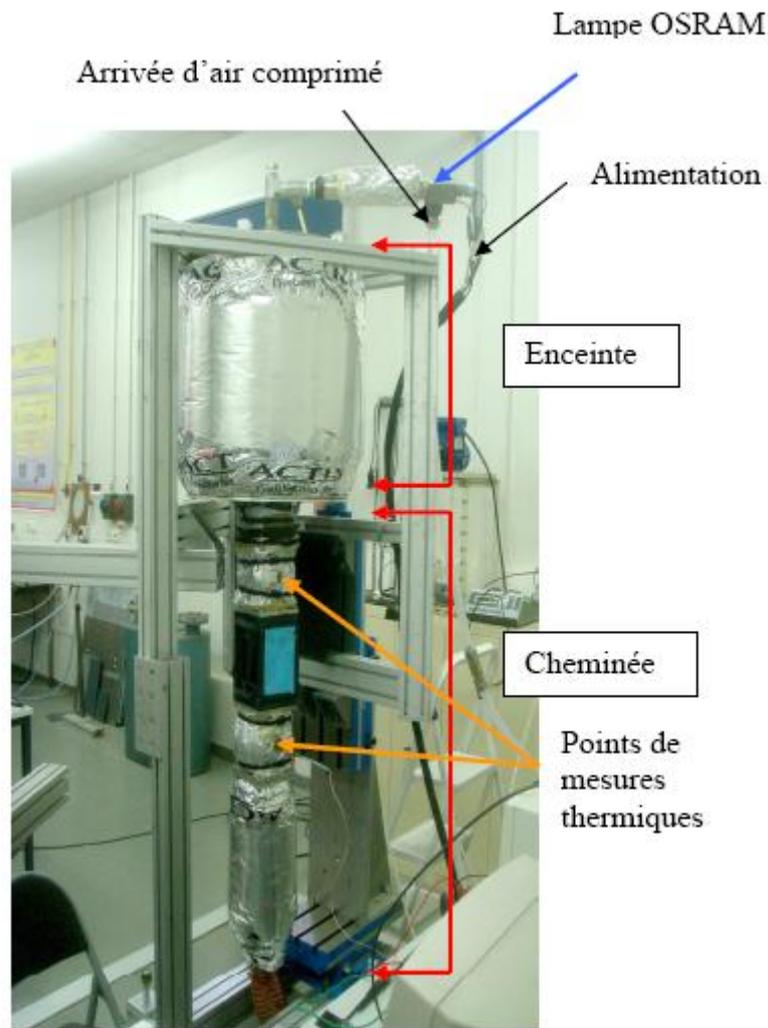


FIG. 2.9 – Photo du montage complet

2.3 Alimentation en air et chauffage de la veine

2.3.1 Matériel utilisé

L'alimentation en air est assurée par le réseau d'air comprimé de surpression maximale 7 bars . Le contrôle du débit d'air se fait grâce à un débitmètre massique avec régulateur PID de marque Alicat Scientific, pouvant réguler jusqu'à 2500 nL/min . Le débit massique est exprimé en nL/min , c'est-à-dire ramené aux conditions standards de pression et de température, à savoir $T = 273 \text{ K}$ et $P = 1 \text{ bar}$. Une conversion est donc nécessaire pour connaître le débit massique dans les conditions de température voulues. Un filtre capable de filtrer des particules de taille supérieure à $20 \mu\text{m}$ est placé en amont du débitmètre.

Le chauffage du banc d'essai est assuré par une « lampe » Osram (résistance chauffante) de puissance 8 kW placé à l'entrée de l'enceinte principale et capable de monter à des températures

de l'ordre de 1000 K pour des débits d'air allant jusqu'à 2000 nL/min . Par ailleurs, pour éviter le refroidissement de l'air au niveau de l'enceinte, celle-ci est entourée par un ruban chauffant de puissance 2 kW . Ces deux éléments sont régulés grâce à des PID munis de sondes Platine pour le contrôle de la température. Le banc est entièrement calorifugé pour éviter les déperditions de chaleur. Des thermocouples placés sur chaque segment du canal permettent de surveiller la température dans toute la veine. Le système d'injection dispose d'un thermocouple permettant de suivre les contraintes thermiques qu'il subit.

2.3.2 Contrôle de la température dans la veine

Afin de réaliser des mesures en évaporation, il est nécessaire de maintenir des profils de température homogènes dans la veine. Plusieurs mesures ont été réalisées à l'aide de thermocouples pour différentes températures de consigne de la lampe Osram. Ces mesures ont permis dans un premier temps de déterminer le temps caractéristique du régime transitoire, de vérifier l'homogénéité attendue pour les profils de température et enfin d'observer et de quantifier les pertes thermiques. Les températures de consigne étaient les suivantes : 323 K , 348 K et enfin 373 K . Les vitesses débitantes considérées étaient de 1 m.s^{-1} et 2 m.s^{-1} . Les segments pleins ont été modifiés de façon à faire passer les sondes à l'intérieur de l'écoulement. Les caractéristiques des thermocouples utilisés sont disponibles en annexe F.

Des mesures de température par thermocouple ont été réalisées sur l'axe de la veine pour différentes valeurs de la consigne lors d'une même journée. En définissant un temps caractéristique de chauffage à 98 % de la valeur atteinte finale, on trouve que, quelle que soit la valeur de la consigne, les températures mesurées dans la veine n'évolueront plus au bout de 120 min .

Des mesures ont également été réalisées le long de la veine sur plusieurs demi-profil. Les demi-profil obtenus pour une distance de 240 mm par rapport à l'entrée de la veine sont présentés sur la figure 2.10 :

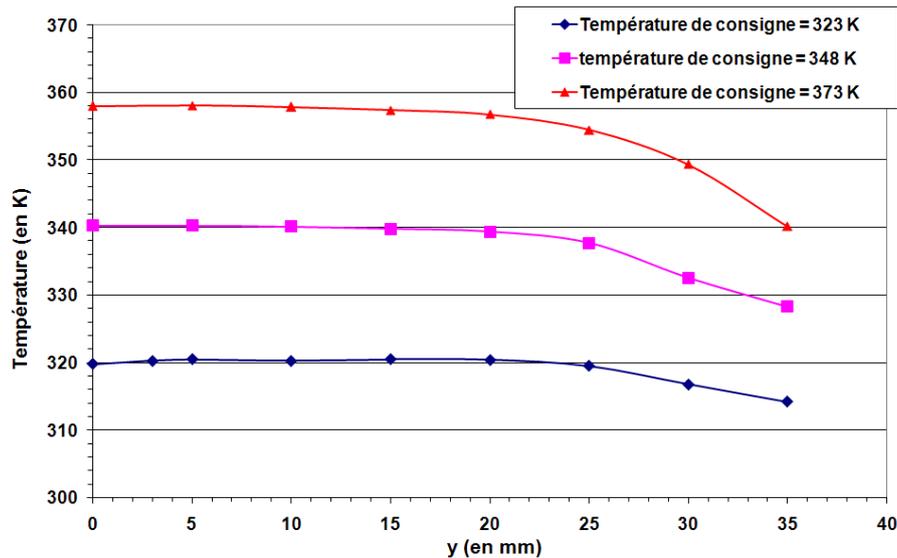


FIG. 2.10 – Demi-profils de température mesurés à 240 mm de l'entrée de la veine

Les profils de température mesurés présentent des comportements similaires : en effet, ils sont homogènes au degré près jusqu'à $Y = 25 \text{ mm}$, puis ils décroissent entre 25 mm et 35 mm. La perte de température est de 5 K pour la température de consigne $T_c = 323 \text{ K}$, de 10 K pour $T_c = 348 \text{ K}$ et de 18 K pour la température de consigne de $T_c = 373 \text{ K}$. Ces chutes de températures représentent pour chaque cas une diminution d'environ 15 – 18 % de l'écart entre la température de consigne et la température extérieure. Même si les pertes semblent importantes, on peut au moins considérer qu'elles restent localisées au niveau des parois. La température sur la partie centrale de la veine ($-25 \text{ mm} < Y < 25 \text{ mm}$) reste elle constante.

Remarque : lors d'une deuxième campagne de mesures réalisée récemment par Collet [2007], la comparaison des profils mesurés avec un thermocouple et une sonde à fil froid a démontré que la chute de température près de la paroi est bien plus nette avec le thermocouple qu'avec le fil froid, et est plus importante quand la majeure partie du corps du thermocouple est à l'extérieur de la veine. La chute de température peut donc en partie être attribuée à un phénomène de conduction le long de la sonde. On en déduit alors que la différence de température réelle est très probablement inférieure à celle mesurée au niveau des parois.

La figure 2.11 présente deux profils mesurés pour une même température de consigne $T_c = 348 \text{ K}$, en deux points de l'axe, à 240 mm et à 560 mm de l'entrée de la veine. Les profils sont très proches, et présentent un écart moyen de $\Delta T = 2,5 \text{ K}$ pour un écart sur l'axe de $\Delta x = 320 \text{ mm}$.

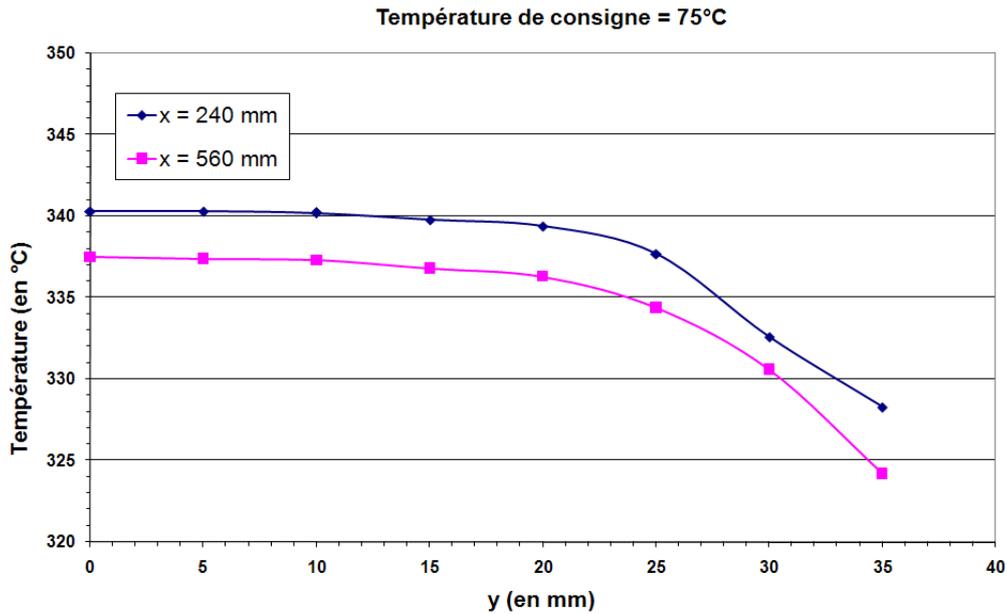


FIG. 2.11 – Demi-profils de température pour $T_c = 348 K$ et deux points de l'axe distants de $\Delta x = 320 mm$

Le tableau récapitule les chutes de température mesurées sur l'axe aux points extrêmes de la veine pour les trois températures de consigne, entre 80 mm et 560 mm, ainsi que les pertes mesurées entre la sortie du réchauffeur OSRAM et le premier point de mesure sur la veine, majoritairement liées à l'enceinte :

Température de consigne	$T_c = 323 K$	$T_c = 348 K$	$T_c = 373 K$
Le long de la veine	2,5 K	4 K	5,5 K
Entre le réchauffeur et l'entrée de veine	2 K	7 K	13 K

TAB. 2.1 – Tableau récapitulatif des chutes de température pour les différentes températures de consigne

Sur toute la longueur de la veine, la chute de température représente entre 7 et 10 % de l'écart de température entre l'extérieur et l'intérieur de la veine. En revanche, dans l'enceinte les baisses de températures représentent de 10 à 15 % de l'écart de température entre extérieur et intérieur. C'est donc au niveau de l'enceinte qu'a lieu l'essentiel des pertes thermiques.

Les chutes de température le long de l'axe de la veine sont donc limitées et peuvent être facilement prises en compte dans les mesures.

2.4 Système d'injection

Le système d'injection se compose tout d'abord d'un injecteur capable de générer de très fines gouttelettes et d'un ensemble protégeant cet injecteur et permettant son intégration dans le banc expérimental. Ce dernier a été présenté en détail dans le paragraphe 2.2.4, tandis que l'injecteur même est décrit ici.

2.4.1 Choix du type d'injecteur : injecteur ultrasonique

De nombreuses études sur les sprays pâtissent du fait que les conditions initiales des sprays de type Diesel ou essence sont mal déterminées, d'abord en raison de la densité de ces sprays en sortie d'injecteur, ensuite parce que peu de données de fonctionnement des injecteurs sont disponibles. Pour nous affranchir de ce type de contraintes, nous avons décidé de créer un brouillard de gouttelettes dont on puisse connaître et contrôler les conditions initiales. La solution que nous avons retenue est un système de type injecteur ultrasonique (nébuliseur Sonotek), qui crée des gouttes de tailles et de vitesses initiales suffisamment petites pour être entraînées par l'écoulement porteur. La figure 2.12 présente le schéma de principe d'un atomiseur ultrasonique du type de celui que nous utilisons.

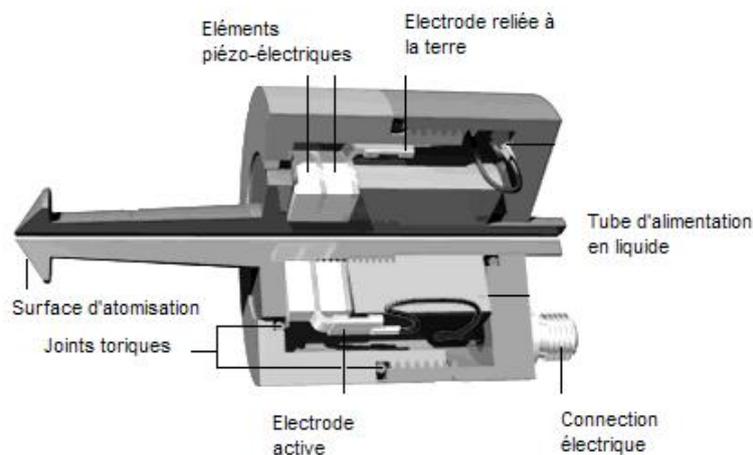


FIG. 2.12 – Schéma d'un atomiseur ultrasonique

L'injecteur dont nous disposons a une fréquence d'atomisation de 60 kHz , ce qui, d'après le constructeur, permet de générer des gouttes de diamètres compris entre 20 et $100 \mu\text{m}$, avec un diamètre arithmétique moyen $D_{10} = 40 \mu\text{m}$ et un diamètre de Sauter $D_{32} = 70 \mu\text{m}$. Par ailleurs, la désintégration de la nappe liquide se faisant uniquement par vibration ultrasonique, il n'y a pas d'effet spécifique de l'injecteur sur le spray et les gouttes devraient avoir des vitesses initiales assez faibles, de l'ordre de quelques dizaines de centimètres par secondes. Avec de telles

caractéristiques, on s'attend à ce que les gouttes, une fois injectées dans l'écoulement porteur, atteignent la vitesse moyenne de l'écoulement en quelques millimètres. L'atomiseur choisi est de petite taille pour un encombrement minimal, capable de résister à des températures supérieures à 373 K , et crée un brouillard très directif, d'angle au sommet 20° . Le diamètre de l'orifice de sortie est de 2 mm , ce qui entraîne un diamètre de jet initial D_0 de 2 mm . L'alimentation en liquide est assurée par une petite pompe à engrenages en PEEK (polyétheretherketone) qui délivre un débit réglable très régulier. Le nébuliseur fonctionne pour des débits massiques compris entre $0,1$ et $1,2\text{ g.s}^{-1}$.

Afin de caractériser le spray généré par cet atomiseur, des mesures avaient été réalisées à l'ONERA Palaiseau. A l'aide d'un PDPA (Phase Doppler Particle Anemometry), l'injecteur seul non chauffé avait été testé avec de l'eau comme liquide injecté. L'annexe B présente un rapide résumé de cet caractérisation. Pour plus de détails, le lecteur est invité à se reporter à Pretot [2005]. L'étude avait essentiellement démontré que, si, à proximité de la sortie de l'injecteur, les données du constructeur sont très proches de la réalité, il n'en est pas de même plus loin dans le spray. En effet, une forte coalescence était observée, qui entraînait une augmentation des diamètres moyens, en particulier du diamètre de Sauter, et un étalement des distributions de diamètres de gouttes. Cette coalescence a été attribuée à la densité du spray dont l'angle au sommet est très faible (20°), et au fait que les gouttes ont des vitesses différentes suivant leur position dans le jet, ce qui entraîne des collisions et donc de la coalescence.

Cette caractérisation ayant été réalisée en dehors de la veine, dans des conditions non chauffées, de nouvelles mesures ont été réalisées, cette fois-ci en situation réelle. L'injecteur a été placé dans le banc d'essai, en présence de l'écoulement porteur, dont la vitesse débitante avait été fixée à 2 m.s^{-1} et la température dans la veine était de 323 K . Enfin, le liquide utilisé était l'acétone, qui est le liquide retenu pour les mesures en évaporation. L'acétone possède une tension superficielle plus basse que l'eau :

$$\begin{cases} \sigma_{eau}(T = 323\text{ K}) = 6,85.10^{-2}\text{ N.m}^{-1} \\ \sigma_{acetone}(T = 323\text{ K}) = 2.10^{-2}\text{ N.m}^{-1} \end{cases}$$

Partant de là, pour une même énergie d'atomisation fournie par l'injecteur, on s'attend à des diamètres de gouttes bien plus petits.

2.4.2 Caractérisation du brouillard de gouttelettes avec de l'acétone

La figure 2.13 présente les distributions de diamètres pour trois valeurs du débit massique liquide : $0,2\text{ g.s}^{-1}$, $0,3\text{ g.s}^{-1}$ et $0,4\text{ g.s}^{-1}$ directement en sortie d'injecteur. Les mesures ont été réalisées à une distance de 5 mm du nez de l'injecteur, dans les conditions décrites précédemment : elles permettent de connaître les conditions initiales du spray.

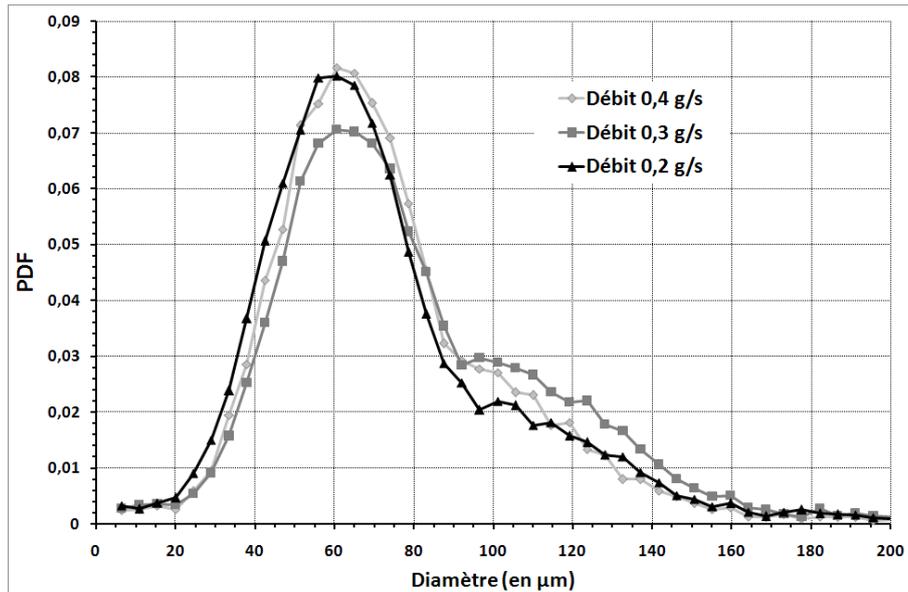
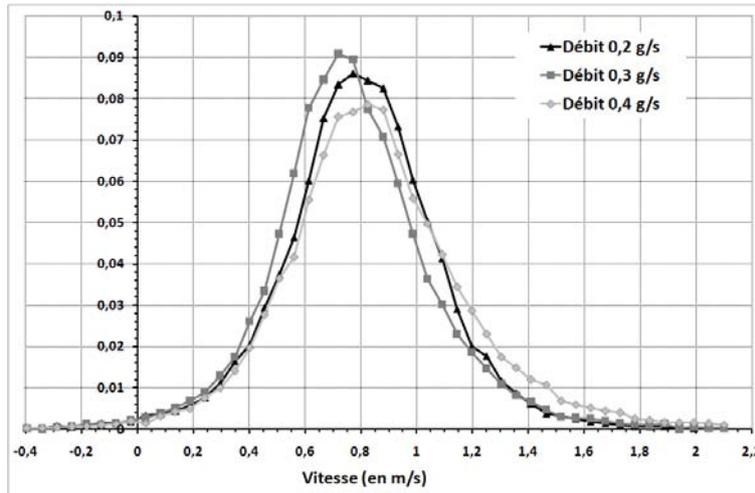


FIG. 2.13 – Distributions des diamètres pour trois valeurs du débit massique d'acétone liquide

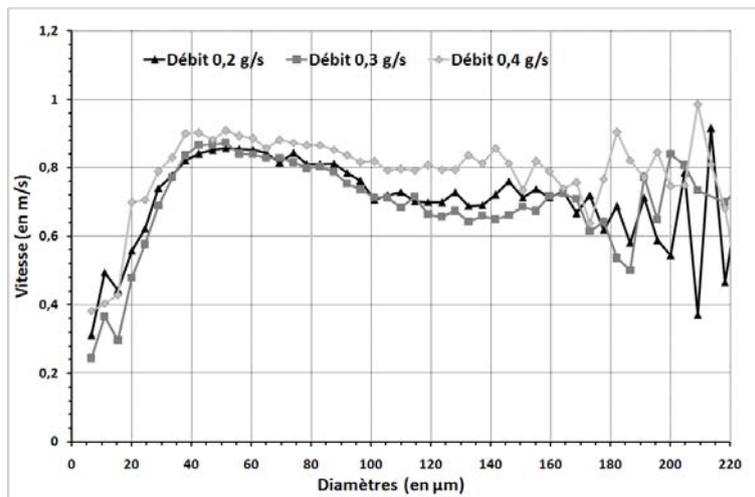
On trouve pour les différents débits massiques des distributions de diamètres très proches, même si elles semblent s'élargir légèrement quand le débit massique de liquide augmente. Cependant, cette tendance n'est pas évidente non plus, puisqu'on trouve une distribution de diamètres pour un débit de $0,4 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ plus proche de celle obtenue pour $0,2 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ que de celle obtenue pour $0,3 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$. Ceci a comme très appréciable conséquence que les distributions de diamètres initiales peuvent être considérées comme indépendantes du débit massique de liquide injecté.

On remarque par ailleurs une participation des diamètres compris entre $90 \mu\text{m}$ et $120 \mu\text{m}$ beaucoup plus importante que pour les mesures faites avec l'eau (annexe B). Ce résultat était assez inattendu à cause des tensions superficielles de l'eau et de l'acétone. L'acétone ayant une tension superficielle plus petite que l'eau, on attendait une atomisation plus fine avec ce produit, or on observe une distribution des diamètres plus étalée. Ce résultat peut être en partie attribué à la forte coalescence des gouttes dans le spray.

La figure 2.14 a) présente les distributions de vitesses pour les trois débits liquides, et la figure 2.14 b) montre les vitesses moyennes par classes de tailles.



(a) Distribution des vitesses



(b) Vitesse moyenne par classes de taille pour les différents débits de liquide

FIG. 2.14 – Distribution des vitesses pour les différents débits massiques et vitesses moyennes par classes de taille

Les distributions de vitesses sont très proches de distributions gaussiennes et les valeurs moyennes sont comprises entre $0,7 \text{ m.s}^{-1}$ et $0,8 \text{ m.s}^{-1}$ pour les trois valeurs du débit massique. Les vitesses moyennes par classes de tailles présentent également des évolutions similaires pour les trois débits massiques. Les classes de taille comprises entre $30 \mu\text{m}$ et $160 \mu\text{m}$ ont des vitesses relativement proches : entre $0,7$ et $0,9 \text{ m.s}^{-1}$. Ces points sont particulièrement intéressants car, associé au fait que les distributions de diamètres semblent également peu dépendre du débit liquide injecté, ils permettent d'attendre des caractéristiques des gouttelettes assez proches quelque soit le débit liquide utilisé.

Le tableau 2.2 récapitule les différentes caractéristiques des sprays pour les trois chargements massiques :

Débit massique de liquide injecté	$0,2 \text{ g.s}^{-1}$	$0,3 \text{ g.s}^{-1}$	$0,4 \text{ g.s}^{-1}$
Diamètre arithmétique moyen D_{10}	$72 \text{ }\mu\text{m}$	$77,8 \text{ }\mu\text{m}$	$73 \text{ }\mu\text{m}$
Diamètre de Sauter D_{32}	$103 \text{ }\mu\text{m}$	$107 \text{ }\mu\text{m}$	$99,2 \text{ }\mu\text{m}$
Vitesse moyenne (en m.s^{-1})	$0,8 \text{ m.s}^{-1}$	$0,77 \text{ m.s}^{-1}$	$0,86 \text{ m.s}^{-1}$
Ecart-type de vitesse (en m.s^{-1})	$0,27 \text{ m.s}^{-1}$	$0,27 \text{ m.s}^{-1}$	$0,32 \text{ m.s}^{-1}$

TAB. 2.2 – Tableau récapitulatif des caractéristiques initiales du spray pour les différents débits massiques

On peut donc en déduire les gammes de nombre de Stokes que l'on peut attendre compte tenu des différentes caractéristiques attendues des gouttes et de l'écoulement porteur.

2.4.3 Gamme de nombre de Stokes attendu

Les nombres de Stokes sont calculés d'après les relations indiquées précédemment dans le paragraphe 1.1.1.2.

2.4.3.1 Temps de relaxation des particules

Les distributions obtenus avec l'injecteur ultrasonique s'étalant entre 20 et 200 μm , on prendra ces deux valeurs comme valeur limite pour les nombres de Stokes. On calculera aussi les nombres de Stokes pour les diamètres moyens arithmétiques et de Sauter.

On calcule pour ces deux diamètres les nombres de Reynolds particulières en considérant la vitesse relative initiale la plus grande possible. Pour une vitesse débitante de 2 m.s^{-1} , et une vitesse moyenne des particules de $0,8 \text{ m.s}^{-1}$, la vitesse relative est de l'ordre de $1,2 \text{ m.s}^{-1}$. Partant de là les nombres de Reynolds particulières sont estimés respectivement à :

$$\left\{ \begin{array}{l} Re_p(20 \text{ }\mu\text{m}) = \frac{20 \cdot 10^{-6} \times 1,2}{\nu_{\text{fluide}}} = 1,6 \\ Re_p(75 \text{ }\mu\text{m}) = \frac{75 \cdot 10^{-6} \times 1,2}{\nu_{\text{fluide}}} = 6 \\ Re_p(100 \text{ }\mu\text{m}) = \frac{100 \cdot 10^{-6} \times 1,2}{\nu_{\text{fluide}}} = 8 \\ Re_p(200 \text{ }\mu\text{m}) = \frac{200 \cdot 10^{-6} \times 1,2}{\nu_{\text{fluide}}} = 16 \end{array} \right.$$

Pour les plus petites gouttes, le nombre de Reynolds particulière est seulement légèrement supérieur à 1. On n'est donc pas très loin du cas d'un écoulement de Stokes autour de ces gouttes : on utilisera donc l'expression du coefficient de traînée adaptée. Pour les autres diamètres, les coefficients de traînée sont calculées en suivant Stock [1996] :

$$\begin{cases} C_D(20 \mu m) = \frac{24}{Re_p} = 15 \\ C_D(75 \mu m) = \frac{24}{Re_p} \cdot \left(1 + \frac{1}{6} \cdot Re_p^{0,66}\right) = 6,18 \\ C_D(100 \mu m) = \frac{24}{Re_p} \cdot \left(1 + \frac{1}{6} \cdot Re_p^{0,66}\right) = 4,98 \\ C_D(200 \mu m) = \frac{24}{Re_p} \cdot \left(1 + \frac{1}{6} \cdot Re_p^{0,66}\right) = 3 \end{cases}$$

On en déduit alors les temps de relaxation des particules :

$$\begin{cases} \tau_p(20 \mu m) = \frac{\rho_p}{\rho_{fluide}} \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{20 \cdot 10^{-6}}{C_D \times 1,2} = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ s} \\ \tau_p(75 \mu m) = \frac{\rho_p}{\rho_{fluide}} \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{75 \cdot 10^{-6}}{C_D \times 1,2} = 9,9 \cdot 10^{-3} \text{ s} \\ \tau_p(100 \mu m) = \frac{\rho_p}{\rho_{fluide}} \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{100 \cdot 10^{-6}}{C_D \times 1,2} = 16,3 \cdot 10^{-3} \text{ s} \\ \tau_p(200 \mu m) = \frac{\rho_p}{\rho_{fluide}} \cdot \frac{4}{3} \cdot \frac{200 \cdot 10^{-6}}{C_D \times 1,2} = 54 \cdot 10^{-3} \text{ s} \end{cases}$$

Le temps de relaxation des particules permet d'avoir également une idée du temps nécessaire aux particules pour atteindre la vitesse moyenne de l'écoulement. On considère qu'au bout de $3 \times \tau_p$, les particules ont atteint 95 % de la vitesse du fluide porteur. Pour les plus petites particules, ceci correspond à 3 *ms*, pour les plus grosses à 150 *ms*.

Le nombre de Stokes est calculé en divisant les temps de relaxation des particules par un temps caractéristique de l'écoulement porteur. Comme cela a été expliqué précédemment, il existe de nombreuses échelles de temps de la turbulence. On se contentera ici des deux échelles les plus utilisées, à savoir l'échelle intégrale, et l'échelle de Kolmogorov, qui nous permettent de définir les deux nombres de Stokes les plus courants dans la littérature.

2.4.3.2 Echelles caractéristiques de l'écoulement attendu

L'emploi prévu pour la veine est une vitesse débitante comprise entre 1 *m.s*⁻¹ et 2 *m.s*⁻¹, ce qui correspond à des nombres de Reynolds globaux compris entre 6000 et 12000. Avec de telles valeurs, on peut être sûr d'avoir des écoulements turbulents.

La littérature (essentiellement Bédard and Cheng [1995]) nous permet d'attendre des échelles intégrales de l'ordre de 20 *mm*, et des niveaux de turbulence de l'ordre de 25 %. Partant de là, on en déduit que les nombres de Reynolds de turbulence basé sur l'échelle intégrale seront compris entre $Re_L = 350$ et $Re_L = 700$.

Les relations de la THI citées précédemment nous permettent de déterminer l'ordre de grandeur de la micro-échelle de Taylor attendue :

$$\lambda_f/L_f = 30^{1/2} \cdot Re_L^{-1/2}$$

On aura donc une micro-échelle de Taylor λ_f comprise entre 4 et 6 *mm*. Les nombres de Reynolds de turbulence basés sur la micro-échelle seront alors compris entre $Re_\lambda = 100$ et $Re_\lambda = 133$.

La dernière échelle importante, l'échelle de Kolmogorov peut être estimée grâce aux relations de THI par :

$$\eta = \lambda \times 30^{-1/2} \times Re_L^{-1/4} = L \times Re_L^{-3/4}$$

On obtient donc une échelle de Kolmogorov comprise entre $150 \mu m$ et $250 \mu m$ pour les vitesses débitantes de $2 m.s^{-1}$ et de $1 m.s^{-1}$. Ces valeurs sont relativement élevées et de l'ordre de grandeur des plus grosses gouttelettes produites par l'injecteur.

On peut donc estimer pour une vitesse débitante de $2 m.s^{-1}$ les temps caractéristiques de la turbulence calculés à partir de l'échelle intégrale et à partir de l'échelle de Kolmogorov :

$$Te = \frac{L_f}{u'} \simeq 40 ms$$

et :

$$\tau_k = Te \times Re_L^{-1/2} \simeq 1,5 ms$$

2.4.3.3 Nombres de Stokes

En utilisant les différents temps caractéristiques évalués précédemment, on définit deux nombres de Stokes, l'un basé sur l'échelle intégrale et l'autre basé sur l'échelle de Kolmogorov :

$$\begin{cases} St_L = \frac{\tau_p}{Te} \\ St_k = \frac{\tau_p}{\tau_k} \end{cases}$$

Pour une vitesse débitante de $2 m.s^{-1}$, et les différents diamètres considérés précédemment, les différents nombres de Stokes sont récapitulés dans le tableau 2.3 :

Diamètres des gouttes	$20 \mu m$	$75 \mu m$	$100 \mu m$	$200 \mu m$
St_L	0,0275	0,25	0,41	1,35
St_k	0,733	6,6	10,9	34

TAB. 2.3 – Nombres de Stokes minimaux et maximaux

On obtient donc une gamme de nombre de Stokes assez étendue. Les plus petites gouttelettes, de diamètre $20 \mu m$, ont des nombres de Stokes inférieurs à 1, ce qui suggère qu'elles suivront bien les différentes structures de l'écoulement. En revanche, très rapidement, les gouttes deviennent trop inertielles pour suivre les structures dissipatives de l'écoulement, et leur nombre de Stokes indiquent qu'elles ne suivront que les grosses échelles. Toutes les gammes rencontrées en revanche seront sensibles aux plus grosses structures. La forte polydispersion du brouillard

de gouttelettes initial fait que pratiquement tous les comportements dynamiques des gouttes sont possibles par rapport à la turbulence.

On remarquera également que les gouttes ayant un diamètre de l'ordre de $50 - 60 \mu m$ auront un nombre de Stokes St_L de l'ordre de 0,15 ce qui correspond à la valeur pour laquelle apparaissent des phénomènes de concentration préférentielle, d'après Février [2000]. Cette gamme de taille étant importante en terme de nombres de gouttes, on peut donc s'attendre à des phénomènes de ce type, même si la forte polydispersion devrait rendre ce phénomène difficile à identifier.

2.4.4 Emplacement du porte-injecteur dans la veine

Plusieurs positions de l'ensemble porte-injecteur ont été testées, soit à l'intérieur du convergent, soit éventuellement plus loin dans la veine. Dans tous les cas, la position est caractérisée par l'ordonnée X à laquelle est placée le nez de l'injecteur, en prenant comme origine l'entrée de la veine, et h la hauteur du convergent. Les quatre positions testées sont : $X = -\frac{2}{3} \times h$, $X = -\frac{1}{3} \times h$, $X = 0$, et $X = +\frac{1}{3} \times h$ (cas où le nez du porte-injecteur est dans la veine).

Dans le premier cas, l'écoulement extrêmement turbulent dans le convergent fait que très peu de gouttelettes sortent de celui-ci et pénètrent dans la veine. La majeure partie impacte sur les parois et s'évaporent. Par conséquent, au niveau de l'intervalle $380 \text{ mm} < X < 440 \text{ mm}$, on visualise une concentration pratiquement homogène d'acétone vaporisé. Plus on avance l'injecteur dans le convergent, jusqu'à l'entrée de la veine, plus la proportion de gouttelettes entrant dans la veine est importante et plus les images obtenues sont hétérogènes.

Pour le cas extrême où l'injecteur est placé dans la veine, on constate au niveau de l'intervalle $380 \text{ mm} < X < 440 \text{ mm}$ que les gouttelettes ne sont visibles que par paquets, ce qui semble indiquer que l'on a un effet de sillage instationnaire important derrière l'injecteur. Ce cas est considéré comme également défavorable, puisque tout d'abord il annule l'intérêt de l'écoulement porteur stationnaire et qu'ensuite, en regroupant les gouttelettes, il produit des effets d'amas qui ne peuvent que retarder l'évaporation et le mélange des gouttelettes, sans pour autant être liés à la turbulence de l'effet porteur.

Par conséquent, la position du porte-injecteur qui a été retenue est celle pour laquelle le nez de l'injecteur vient tangenter l'entrée de la veine pour $X = 0 \text{ mm}$.

2.5 Synthèse du chapitre

Afin d'obtenir un écoulement présentant de hauts niveaux de turbulence, le système de générateur de turbulence développé pour la première fois par Videto and Santavicca [1991] a été retenu. Des adaptations ont été réalisées afin d'injecter dans l'écoulement porteur un brouillard de gouttelettes et de permettre l'utilisation de techniques de métrologie laser. Le banc a également été équipé de systèmes de contrôle du débit massique d'air et de la température.

Les vitesses débitantes pouvant être obtenues sont comprises entre 1 m.s^{-1} et 2 m.s^{-1} , ce qui permet d'attendre des nombres de Reynolds de turbulence basés sur l'échelle intégrale compris entre 350 et 700.

Les caractéristiques du brouillard de gouttelettes directement en sortie d'injecteur ont également été caractérisées à l'aide de l'anémométrie par phase Doppler (PDPA). Plusieurs débits massiques de liquide ont été testés, et il a été établi que les propriétés principales du brouillard ne dépendent pas du débit de liquide injecté. Les diamètres moyens obtenus, que ce soit le diamètre arithmétique ou le diamètre de Sauter, sont plus élevés que prévu, et les distributions en diamètres sont beaucoup plus étalées que ce qui été annoncé par le constructeur. Enfin, les vitesses moyennes ont également été mesurées, et elles sont relativement proches, pour toutes les classes de taille et tous les débits massiques de liquide.

Chapitre 3

Méthodes de mesure par imagerie laser

Dans le cadre de cette thèse, les deux méthodes de mesure par imagerie laser principalement utilisées sont la vélocimétrie par images de particules (*Particle Images Velocimetry* ou PIV en anglais) et la fluorescence induite par plan laser (*Planar Laser Induced Fluorescence* ou PLIF en anglais). La PIV a été utilisée pour la caractérisation de l'écoulement porteur, la PLIF pour la détermination des concentrations en vapeur d'acétone lors de l'évaporation du brouillard de gouttelettes. Ces deux méthodes ont plusieurs points en commun : elles permettent de réaliser des cartographies instantanées en deux dimensions de l'écoulement, elles sont non-intrusives et, dans nos configurations d'expérience, ne permettent pas de résolution temporelle. Ce chapitre décrit ces techniques de mesures, leur mise en place sur le banc d'essai, les traitements associés ainsi que leurs limites.

3.1 Vélocimétrie par images de Particules (P.I.V)

La vélocimétrie par images de particules est basée sur l'analyse statistique de doublets d'images d'un écoulement séparées l'une de l'autre par un très bref laps de temps. Cette technique, qui permet de remonter à des champs de vecteurs vitesse Eulérienne instantanée, a fait l'objet de nombreux développements (on citera entre autres Westerweel [1993], Lecordier [1997], Maurel [2001]).

L'écoulement étudié estensemencé à l'aide de particules de quelques micromètres de diamètre. De par leur taille, ces particules peuvent être considérées comme des traceurs de l'écoulement. A l'aide d'un laser impulsif à double cavité, on crée deux nappes coplanaires d'épaisseur environ $500 \mu m$. Les deux impulsions laser sont décalées d'un laps de temps Δt réglable par l'expérimentateur et illuminent le même plan de l'écoulementensemencé. Une caméra placée perpendiculairement au volume de mesure permet d'enregistrer les images instantanées des traceurs. Ceux-ci, bien que micrométriques, apparaissent nettement par diffusion de Mie. Les images sont ensuite divisées en cellules d'interrogation. Une cellule d'une image est mise en correspondance avec la même cellule dans l'image jumelle. Une inter-corrélation est ensuite appliquée entre les deux cellules, et la position de son maximum donne la valeur du déplace-

ment le plus probable de l'ensemble des particules. Cette procédure, appliquée à l'ensemble des cellules d'interrogation, permet d'obtenir la projection bidimensionnelle d'un champ de vecteurs vitesse. L'acquisition de nombreux doublets d'images permettra de calculer des grandeurs statistiques pour la vitesse dans le plan étudié.

3.1.1 La chaîne PIV

Le schéma représenté en figure 3.1 montre le principe d'une chaîne de vélocimétrie par images de particules.

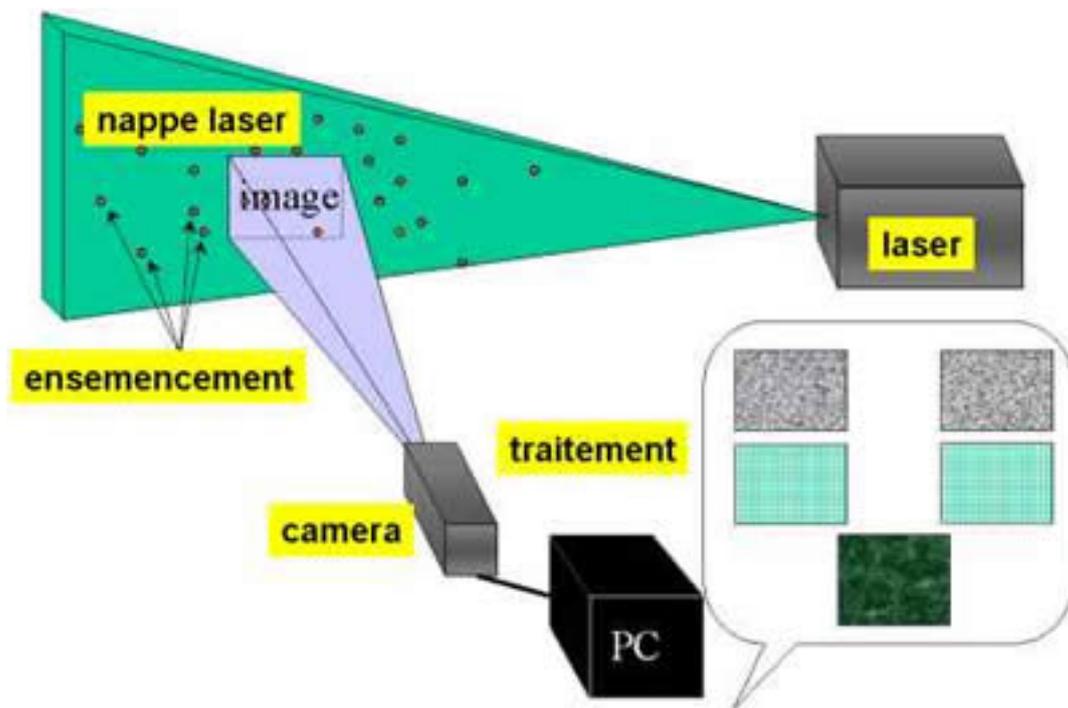


FIG. 3.1 – Schéma de principe d'une chaîne de vélocimétrie par images de particules

Toute chaîne PIV comprend plusieurs éléments qui doivent être paramétrés et adaptés les uns aux autres, ainsi qu'aux mesures que l'on doit réaliser. Ces éléments, décrits plus en détail dans les paragraphes suivants, sont :

- le laser PIV
- la caméra
- l'ensemencement
- l'algorithme de traitement

3.1.1.1 Le laser PIV

Le laser utilisé dans cette étude est un laser de marque Spectra Physics constitué de deux cavités laser indépendantes Nd :YAG ($\lambda = 1064 \text{ nm}$, infrarouge) munies chacune d'un doubleur

de fréquence pour rayonner dans le visible ($\lambda = 532 \text{ nm}$, vert). A chaque tir, elles délivrent une énergie d'environ 200 mJ à la fréquence de 10 Hz . La durée de chaque impulsion est de 10 ns , ce qui correspond, pour une vitesse des traceurs de 10 m.s^{-1} , à un déplacement de $0,1 \text{ }\mu\text{m}$. Ceci nous assure que, à notre échelle d'observation, les traceurs apparaîtront figés pour les prises de vue. Le décalage de temps Δt entre les deux tirs est contrôlé par une synchronisation externe. La nappe laser est formée grâce à un système de deux lentilles : la première est une lentille sphérique convergente de focale 1 m , qui focalise le faisceau dans la zone de mesure, la seconde, une lentille cylindrique divergente de focale -20 cm qui étire le faisceau en nappe. La nappe obtenue aura dans le volume de mesure une épaisseur d'environ $400 \text{ }\mu\text{m}$, pour une hauteur d'environ 15 cm .

3.1.1.2 La caméra

La caméra utilisée est une caméra numérique SENSICAM PCO. Avec son capteur CCD refroidi de $1280 \times 1024 \text{ pixels}$, de taille physique $6,7 \times 6,7 \text{ }\mu\text{m}^2$, et un codage 12 bits, cette caméra bénéficie à la fois d'une bonne discrétisation spatiale et d'une bonne dynamique (4096 niveaux de gris). Par ailleurs, elle est capable d'acquérir deux images consécutives avec un temps inter-image pouvant descendre jusqu'à $1 \text{ }\mu\text{s}$, ce qui la rend particulièrement efficace pour une utilisation dans une chaîne PIV. Les optiques utilisées sont un objectif Nikon de focale 55 mm de rapport d'ouverture maximal $f/D = 2,8$ et un objectif de la même marque de focale 105 mm et d'ouverture $f/D = 2,8$.

3.1.1.3 L'ensemencement

L'ensemencement est un élément particulièrement important de la chaîne PIV. En effet, comme on détermine la vitesse de l'écoulement à partir de celle des traceurs, les ensemenceurs doivent créer des particules ayant un temps de réponse petit devant les échelles de temps caractéristiques de l'écoulement étudié. On utilise des atomiseurs de type diffuseur d'arôme, qui produisent des gouttelettes micrométriques en déchirant une fine colonne de liquide par un petit débit d'air, lui-même contrôlé par des détendeurs ou des vannes. Ce type d'ensemenceur est schématisé figure 3.2.

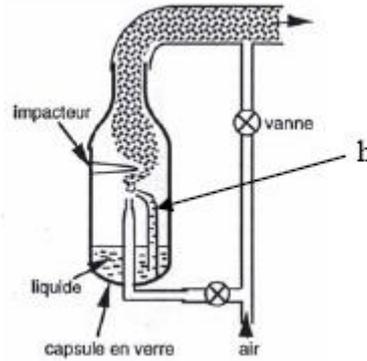


FIG. 3.2 – Schéma de principe d'un ensemenceur de type diffuseur de parfums

Ce procédé d'ensemencement a été testé avec différents liquides (Durox et al. [1995]) et la granulométrie des gouttes dépend peu de la nature du liquide utilisé. L'huile d'olive a été choisie pour son faible coût, sa non-agressivité chimique et sa résistance à l'évaporation pour les mesures en température. Les gouttelettes créées se répartissent entre 0,5 et 5 μm , avec un diamètre médian de 2,5 μm , et leur temps de réponse est approximativement $\tau_p = 20 \mu s$. Comme la littérature nous permet d'attendre des temps caractéristiques des échelles de Kolmogorov de l'ordre de $\tau_k = 1,5 ms$ (voir chapitre 2), les gouttelettes sont bien des traceurs des échelles résolues de l'écoulement. Par ailleurs, la vitesse de chute libre des particules est de l'ordre de $10^{-4} m.s^{-1}$, ce qui implique que l'influence de la gravité sur leur comportement dans l'écoulement turbulent est négligeable.

Comme nous l'avons dit, le diamètre moyen des particules est de l'ordre de 3 μm , alors que la résolution spatiale des mesures est de l'ordre de 100 $\mu m/pixel$. Cependant, les particules restent visibles sur plusieurs pixels grâce au phénomène de diffraction de la lumière. Pour une source cohérente, la taille des image des particules d_t se calcule comme :

$$d_t^2 = (Md_p)^2 + d_s^2$$

avec

$$d_s = 2,44.\lambda.(M + 1). \left(\frac{f}{D} \right)$$

M étant le grandissement de l'optique réceptrice, $\frac{f}{D}$ étant le rapport d'ouverture de l'objectif utilisé ($f/D = 8$ ou 11 suivant les essais), et λ la longueur d'onde de la source lumineuse ($\lambda = 532 nm$).

Il apparaît rapidement que la principale contribution à la taille des images des traceurs est d_s . Des analyses concernant les erreurs de mesures en PIV montrent qu'il existe un optimum pour d_t qui résulte d'un équilibre entre l'écart-type qui augmente avec d_t et le biais de mesure dû aux modifications de la forme du pic de corrélation liées à la pixelisation couplée aux techniques d'interpolation subpixel. Cette dernière erreur, appelée *peak locking* et discutée plus loin (voir

paragraphe 3.1.2.1), est très critique pour $d_t \approx \Delta$, Δ étant la taille d'un pixel. En revanche, d'après Prasad et al. [1992] et Westerweel [1998], $d_t \approx 2\Delta$ est une valeur optimale entre ces deux tendances opposées. Les caractéristiques de l'optique réceptrice seront donc adaptées de façon à essayer d'avoir les images de particules étalées sur plus de 4 pixels.

Afin de maîtriser l'ensemencement de l'écoulement, un panneau d'ensemencement a été réalisé. Dix diffuseurs de parfum sont mis en parallèle et le débit d'air y est contrôlé par des détendeurs.

3.1.1.4 Montage complet

La figure 3.3 montre la chaîne PIV complète, sur laquelle on remarque que le banc d'essai est monté canal vers le haut, c'est-à-dire dans le sens inverse de ce qui a été présenté dans le chapitre précédent. Les mesures PIV ayant été effectuées en l'absence de toute injection, l'influence de la gravité sur l'écoulement est minime. On rappelle que l'influence de la gravité sur les traceurs de l'écoulement est également négligeable (voir paragraphe précédent). Par conséquent, les mesures peuvent être réalisées dans les deux sens sans différence notable, et pour des raisons pratiques on a préféré le sens « canal vers le haut ».

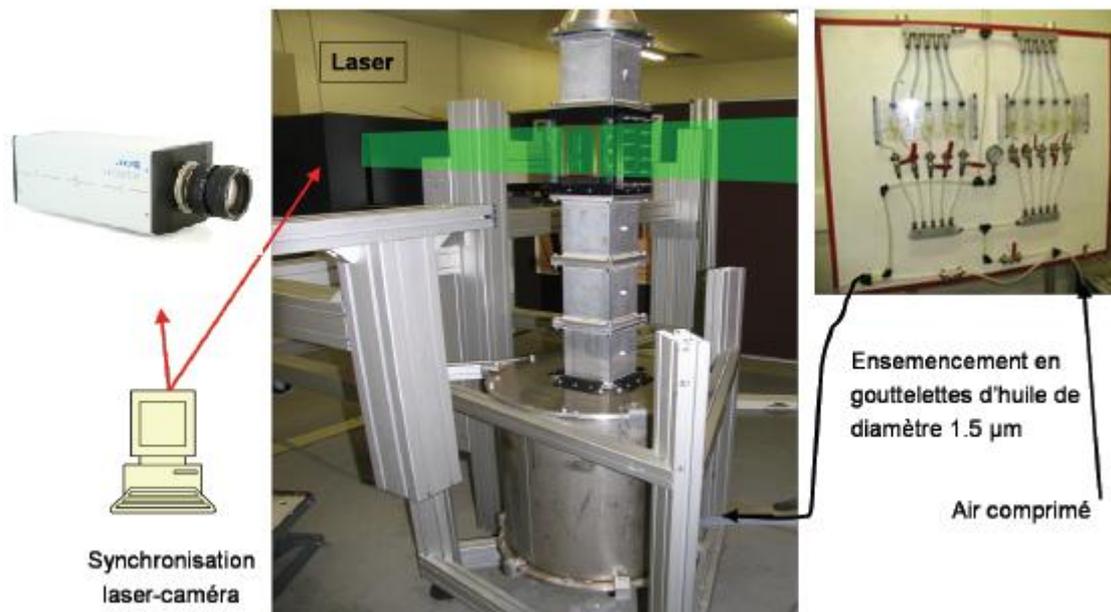


FIG. 3.3 – Schéma de la chaîne PIV complète

3.1.2 Les différents algorithmes

Une fois les doublets d'images acquis, le calcul des champs de vecteurs vitesse est effectué avec le logiciel PIVIS développé à l'IMFT sur la base des travaux de Maurel [2001]. Il se

décompose en deux phases combinant plusieurs algorithmes présentés dans les paragraphes suivants.

3.1.2.1 Inter-corrélation

Les mailles sont des carrés de côté 2^n *pixels* (par exemple 32 *pixels*) positionnés au même endroit sur les deux images. Pour chaque couple de mailles, une fonction d'intercorrélacion est calculée, et les corrélacions discrètes résultantes sont reportées dans une matrice C (de taille 32×32). Chaque élément C_{ij} de cette matrice donne donc le niveau de corrélacion entre les deux cellules pour un déplacement vectoriel $(i - 16, j - 16)$. La position du pic d'intercorrélacion (i_{max}, j_{max}) donne le déplacement des traceurs le plus probable dans la maille, comme le montre la figure 3.4. Si le maximum de corrélacion est obtenu pour une valeur entière de pixels, une précision subpixel peut être tout de même obtenue à condition d'utiliser des méthodes d'interpolation du pic de corrélacion. Plusieurs méthodes d'interpolation existent : celle qui a été choisie permet une précision de l'ordre du dixième de pixel.

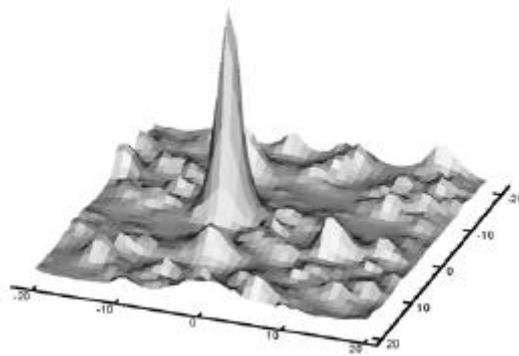


FIG. 3.4 – Pic d'intercorrélacion sur une maille de 32×32 pixels

Cet algorithme seul est sensible à plusieurs types d'erreur. Tout d'abord, pour de grands déplacements, les particules présentes dans une maille de la première image peuvent ne pas entièrement correspondre à celles de la maille jumelle sur la deuxième image : en effet, certaines particules ont pu entrer dans cette zone ou au contraire la quitter pendant le petit laps de temps Δt . Le manque de doublets physiques de particules va diminuer l'amplitude du pic d'intercorrélacion, qui risque alors d'être confondu avec les pics secondaires. Une autre erreur fréquente est le phénomène de *peak locking* (Westerweel [1993], Raffel et al. [1998]), qui se produit lorsque la représentation du traceur est trop petite (1 *pixel* par exemple). Dans ce cas, il ne peut y avoir d'interpolation subpixel de la position du centre de la particule, et, par extension, son déplacement ne peut être déterminé qu'en valeur entière de pixels.

Ces deux erreurs sont réduites en utilisant cet algorithme non pas seul, mais en combinaison avec des procédures permettant de décaler ou de déformer les mailles itérativement afin de recentrer le pic d'intercorrélacion et d'en affiner la détection. Les algorithmes de décalage itératif et de déformation sont présentés dans les paragraphes suivants.

3.1.2.2 Décalage itératif subpixel

L'algorithme de décalage itératif subpixel consiste à décaler les mailles de calcul selon le déplacement le plus probable calculé précédemment, de façon à centrer le pic d'intercorrélacion. La maille de la seconde image est décalée de la moitié du vecteur vitesse estimé, tandis que celle de la première image est décalée de la moitié de l'opposé de ce même vecteur. Ainsi, la zone de mesure reste à la même position, comme le montre la figure 3.5. Cette opération est réitérée plusieurs fois en utilisant à chaque pas de calcul le résultat du pas précédent jusqu'à ce que la distance du pic au centre de la figure d'intercorrélacion soit inférieure à une valeur fixée (typiquement $0,005 \text{ pixels}$). Ce type de procédure, analysé par exemple par Westerweel et al. [1997] ou Lecordier [1997], permet d'une part de limiter la perte de particules dans le plan de mesure, d'autre d'éliminer l'influence du schéma d'interpolation du pic d'intercorrélacion, puisque les cellules sont décalées d'une fraction de pixel.

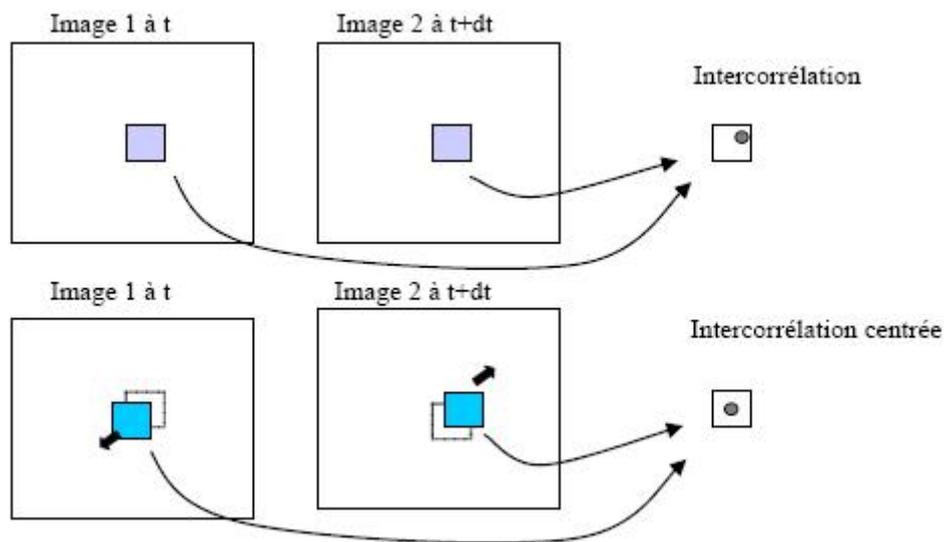


FIG. 3.5 – Schéma du décalage subpixel

3.1.2.3 Déformation de mailles

La procédure de déformation des mailles de calcul est une extension du décalage subpixel à des transformations non linéaires comme les rotations et déformations dissymétriques. Un premier champ de vecteurs vitesse est estimé sur des cellules larges (32×32 ou $64 \times 64 \text{ pixels}$)

et filtré à l'aide d'un filtrage aux résidus normalisés (voir paragraphe 3.1.3) afin de servir de base à une procédure itérative qui déforme progressivement les mailles de calcul. Pour chaque maille, le champ de déplacement de l'itération précédente est interpolé aux quatre coins de la maille. Puis, les mailles carrées sont déformées. Sur la première image, chaque coin de la maille est déplacé de l'inverse de la moitié du vecteur vitesse interpolé en ce point. Sur la seconde image, chaque coin est déplacé de la moitié du même vecteur vitesse comme illustré sur la figure 3.6. Enfin, les images correspondantes sont interpolées linéairement de façon à remplir deux nouvelles matrices, et une nouvelle intercorrélacion est calculée entre ces matrices. Le résultat est ajouté au déplacement global des mailles de calcul, et celles-ci sont à nouveau décalées et déformées itérativement jusqu'à centrage du pic de corrélation, selon un principe similaire à celui du décalage de mailles simple. Une fois le calcul convergé, le résultat pour une maille est la somme de la moyenne des vecteurs vitesses aux quatre coins et du décalage itératif final.

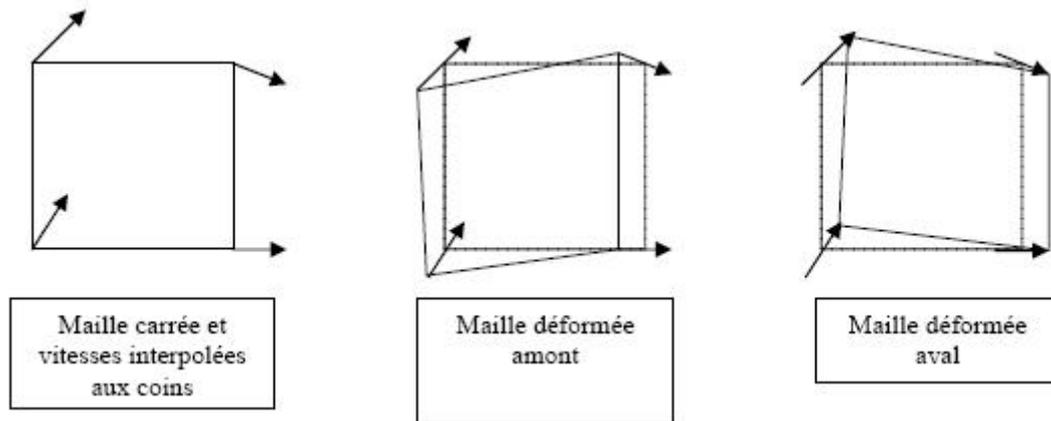


FIG. 3.6 – Principe de la déformation itérative de mailles

Cette procédure permet une réduction importante du phénomène de *peak locking* et des précisions de l'ordre de $0,01 \text{ pixels}$, d'après des tests effectués dans la thèse de Maurel [2001]. En contre-partie, elle augmente considérablement les temps de calcul.

3.1.2.4 Caractéristiques du logiciel utilisé

Le logiciel PIVIS utilisé dans cette étude fonctionne en deux temps : une première passe réalise un calcul d'intercorrélacion simple avec interpolation par pic gaussien sur des mailles de $32 \times 32 \text{ pixels}$. Le champ de vecteurs vitesse résultant est filtré par un filtre aux résidus normalisés (voir paragraphe 3.1.3.1) et utilisé pour la deuxième passe où est appliquée la procédure de déformation itérative de mailles décrite précédemment. Pour la deuxième passe, la taille des mailles est de $16 \times 16 \text{ pixels}$ avec un recouvrement de 50 %. Le recouvrement est une astuce

de calcul qui consiste à faire se chevaucher les cellules, ce qui permet d'obtenir un maximum d'informations sans dépenser inutilement du temps de calcul PIV en sur-échantillonnage. En considérant la résolution spatiale de notre configuration ($100 \mu m/pixel$), chaque cellule de calcul a une dimension de $1600 \times 1600 \mu m$. Avec un recouvrement de 50 %, la résolution spatiale des champs de vitesse est de $800 \times 800 \mu m$. Cependant, la plus petite échelle résolue est contrôlée par la taille de mailles, donc vaut $1600 \mu m$. L'épaisseur de la nappe laser étant de l'ordre de $500 \mu m$, les plus petites échelles de la turbulence, estimées à $\eta = 200 \mu m$, seront filtrées de toute façon. Il est par ailleurs important de noter qu'au niveau de la résolution du spectre de puissance de l'énergie turbulente, la configuration de calcul en $8 \times 8 pixels$ filtre moins l'énergie des petites échelles que celle en $16 \times 16 pixels$ avec 50 % de recouvrement. Cependant, si l'on utilise la procédure de déformation de mailles, les résultats sont très proches, comme l'a montré Vignal [2006], en comparant les spectres d'énergie turbulente obtenus dans les deux cas. Pour des raisons de temps de calcul et de mémoire disponible, on a conservé la résolution $16 \times 16 pixels$ avec 50 % de recouvrement.

3.1.2.5 Erreur due à la perte de particules

Une des conditions pour la réussite des calculs de PIV est qu'environ 75 % des traceurs visibles dans une cellule de calcul soient communs aux deux images pour un appariement optimal des particules. Cette condition va entraîner des contraintes sur la taille des cellules de calcul et le temps entre les tirs Δt . En faisant l'hypothèse que le déplacement des particules se fait uniquement dans le plan des nappes laser, la condition de conservation des particules peut être exprimée en fonction de la taille des cellules utilisées (de côté ΔL) et du déplacement maximum des particules ($max(\Delta x, \Delta y)$). Ainsi, une particule animée d'une vitesse \vec{V} (V_x, V_y) parcourt entre deux tirs laser espacés de Δt une distance $\overline{\Delta X}(\Delta x, \Delta y) = \vec{V}(V_x, V_y) \cdot \Delta t$ qui doit vérifier $max(\Delta x, \Delta y) < \frac{\Delta L}{4}$. En parallèle, on doit vérifier que le déplacement reste bien dans le plan des nappes laser, i.e. que les particules ne peuvent parcourir plus du quart de l'épaisseur de la nappe laser, ce que l'on traduit par : $\Delta z = V_z \cdot \Delta t < \frac{500 \mu m}{4}$. On en déduit que le délai entre tirs doit vérifier la relation :

$$\Delta t \leq \min \left(\frac{\Delta L}{4 \cdot \vec{V}(V_x, V_y)}, \frac{500 \mu m}{4 \cdot V_z} \right)$$

Remarques :

- Pour notre écoulement, étant donné que V_z est très rapidement inférieur à V_x , le facteur limitant est le terme de gauche dans la parenthèse.
- Il est recommandé d'utiliser un délai le plus proche possible de sa valeur maximale autorisée afin de disposer d'une meilleur dynamique de mesure des vitesses et surtout de diminuer l'importance relative des erreurs constantes de l'algorithme de résolution (de l'ordre de 0,01 *pixels*, d'après Maurel [2001]).
- Le critère de déplacement maximum est imposé sur la première passe, car c'est elle qui

conditionne le résultat final. Dans notre configuration de calcul, le déplacement maximal vaut donc : $32 \times \frac{1}{4} = 8 \text{ pixels}$, pour toutes les composantes du vecteur $\overrightarrow{\Delta X}$ (Δx , Δy). Le délai entre tirs correspondant varie entre $80 \mu s$ pour les zones où les vitesses et les gradients de vitesse sont les plus importants, i.e près de la sortie du convergent et $250 \mu s$, pour les zones de calcul plus éloignées.

3.1.2.6 Erreur de *peak locking*

Comme nous l'avons dit précédemment (voir paragraphe 3.1.2.1), l'erreur de *peak locking* est une erreur de biais typique de la PIV, liée à la difficulté de déterminer la position des particules dans la maille de calcul avec une précision subpixel. Cette erreur a été largement discutée dans la littérature et plusieurs solutions ont été proposées. Tout d'abord, comme nous l'avons signalé au paragraphe 3.1.1.3, des analyses menées par Prasad et al. [1992] ou Westerweel [1993] montrent que cette erreur est nettement diminuée pour des particules dont le diamètre sur l'image est supérieur à 2Δ , Δ étant la taille d'un pixel. Vignal et al. trouvent eux une valeur limite de $1,5 \text{ pixel}$. Une première étape indispensable consiste donc à s'assurer lors de la prise d'images que les particules s'étalent sur plus de 4 pixels .

Les études de Scarano and Riethmuller [1999], Scarano and Riethmuller [2000] et de Gouriet et al. [2001] montrent que l'utilisation d'algorithmes de décalage subpixel réduit nettement l'effet du *peak locking*, et ce quel que soit le schéma d'interpolation retenu. La figure 3.7 montre la diminution du phénomène de *peak-locking* suite à l'utilisation de la procédure de décalage de mailles subpixel.

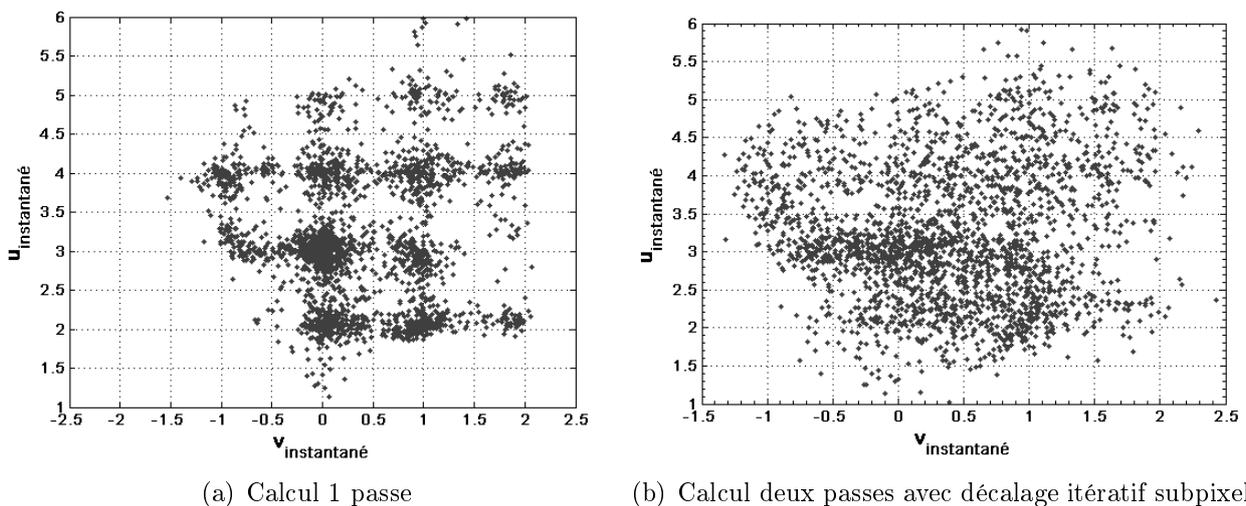


FIG. 3.7 – Phénomène de *peak-locking* : différence de résultats entre les calculs à une passe et à deux passes avec décalage de mailles subpixel

3.1.3 Post traitement

3.1.3.1 Filtrage des vecteurs faux

Même avec des images parfaites, la présence de vecteurs faux est inévitable dans l'analyse PIV. En effet, il y a une probabilité finie non nulle d'avoir une quantité trop faible ou trop grande de traceurs dans une maille de calcul. Plusieurs filtres sont utilisés pour éliminer ces vecteurs.

Filtrage par le rapport signal sur bruit (RSB) : Par définition, les vecteurs vitesses sont calculés à partir du maximum du champ de corrélation de deux cellules de calcul. Le rapport signal sur bruit est défini comme le rapport entre les valeurs du premier et du second pic auxquels on a retranché le niveau moyen du champ de corrélation. Les vecteurs dont le rapport signal sur bruit est inférieur à 1,3 sont considérés comme faux.

Filtrage par la norme : Un seuil est placé sur la norme des vecteurs vitesses pour éliminer ceux dont la norme est trop importante par rapport à la taille de la maille de calcul. Conformément au paragraphe précédent, et pour respecter la règle du déplacement maximal limité au quart de la maille de la première passe, une valeur seuil de 8 pixels a été utilisée comme filtre.

Filtrage médian : Le filtrage médian consiste à comparer chaque vecteur vitesse à ses voisins. Pour un filtre médian 3×3 , on considère, pour chaque vecteur vitesse, l'ensemble constitué par ses 8 voisins et lui-même. Cet ensemble de 9 vecteurs est alors classé dans l'ordre croissant et deux valeurs seuils sont déterminées : le seuil inférieur est le troisième plus petit vecteur V_3 , le seuil supérieur le troisième plus grand vecteur V_7 . Si le vecteur vitesse initial a une valeur supérieure strictement à V_7 ou inférieure strictement à V_3 , il est considéré comme faux. Autrement, il est validé. Ce filtrage permet d'éliminer les valeurs extrêmes pour de fortes fluctuations de vitesse.

Filtrage médian relaxé : Variante du filtrage précédent, le filtrage médian relaxé a été conçu par Vignal [2006] pour éviter l'élimination de vecteurs dont la valeur serait extrême tout en restant très proche des limites fixées. Il consiste à retirer les vecteurs dont les deux composantes sont, soit supérieures à $1,2 \times V_7$, soit inférieures à $V_3/1,2$. Vignal [2006] montre que le spectre de turbulence d'images de synthèse réalisées à partir d'un calcul DNS est mieux résolu avec ce type de filtrage qu'avec le filtre médian simple.

Filtrage aux résidus normalisés : Autre version du filtrage médian, le filtrage aux résidus normalisés utilise les résidus, c'est-à-dire qu'il calcule pour chaque vecteur la différence entre la norme du vecteur en question et celle du vecteur médian. Cette différence, appelée résidu, est ensuite normalisée par la médiane des résidus. Westerweel and Scarano [2005] montrent que la

valeur 2 constitue un seuil quasi universel pour de nombreux types d'écoulement. Un vecteur pour lequel le résidu normalisé est supérieur à 2 est donc considéré comme faux, quelque soit le type d'écoulement considéré.

Solution retenue Ces différents filtres peuvent être utilisés en combinaison les uns avec les autres. Le logiciel PIVIS utilise pour la déformation de mailles le filtrage aux résidus normalisés à l'issue de la première passe. Pour les calculs des grandeurs statistiques, on se contentera donc des filtrages sur la norme et le RSB, et du filtrage médian relaxé. Pour les grandeurs statistiques, les vecteurs faux sont tout simplement supprimés du calcul des moyennes. Un champ de vecteurs dont plus de 15 % des vecteurs se révèlent faux est également rejeté. Pour les calculs plus fins comme les corrélations doubles en deux points (voir chapitre 4), les vecteurs faux ne sont pas supprimés mais remplacés par la valeur médiane des vitesses voisines.

3.1.3.2 Convergence de l'évolution des grandeurs statistiques

Afin de déterminer le nombre d'images nécessaire au calcul des grandeurs statistiques, une première estimation a été faite à l'aide du théorème de la limite centrale. Celui-ci énonce que pour une population globale de moyenne m et d'écart type s , la distribution d'échantillonnage de la moyenne, réalisée à partir d'échantillons de taille $N_{\text{echantillons}}$, a comme valeur moyenne la moyenne des moyennes, et comme écart-type, baptisé erreur standard de la moyenne et noté e_{standard} :

$$e_{\text{standard}} = \frac{s}{\sqrt{N_{\text{echantillons}}}}$$

Partant de là, et en suivant la littérature, on fait l'hypothèse d'une distribution de vitesse d'écart-type 40% par rapport à la moyenne. Pour une erreur standard de la moyenne inférieure à 2 % , le nombre d'images nécessaire est de 400.

On trace l'évolution des différents moments statistiques en fonction du nombre d'échantillons en figure 3.8. Pour plus de détails, le lecteur est invité à se reporter en annexe B, où sont tracées les courbes d'évolution des moments d'ordre un à quatre en fonction du nombre d'images.

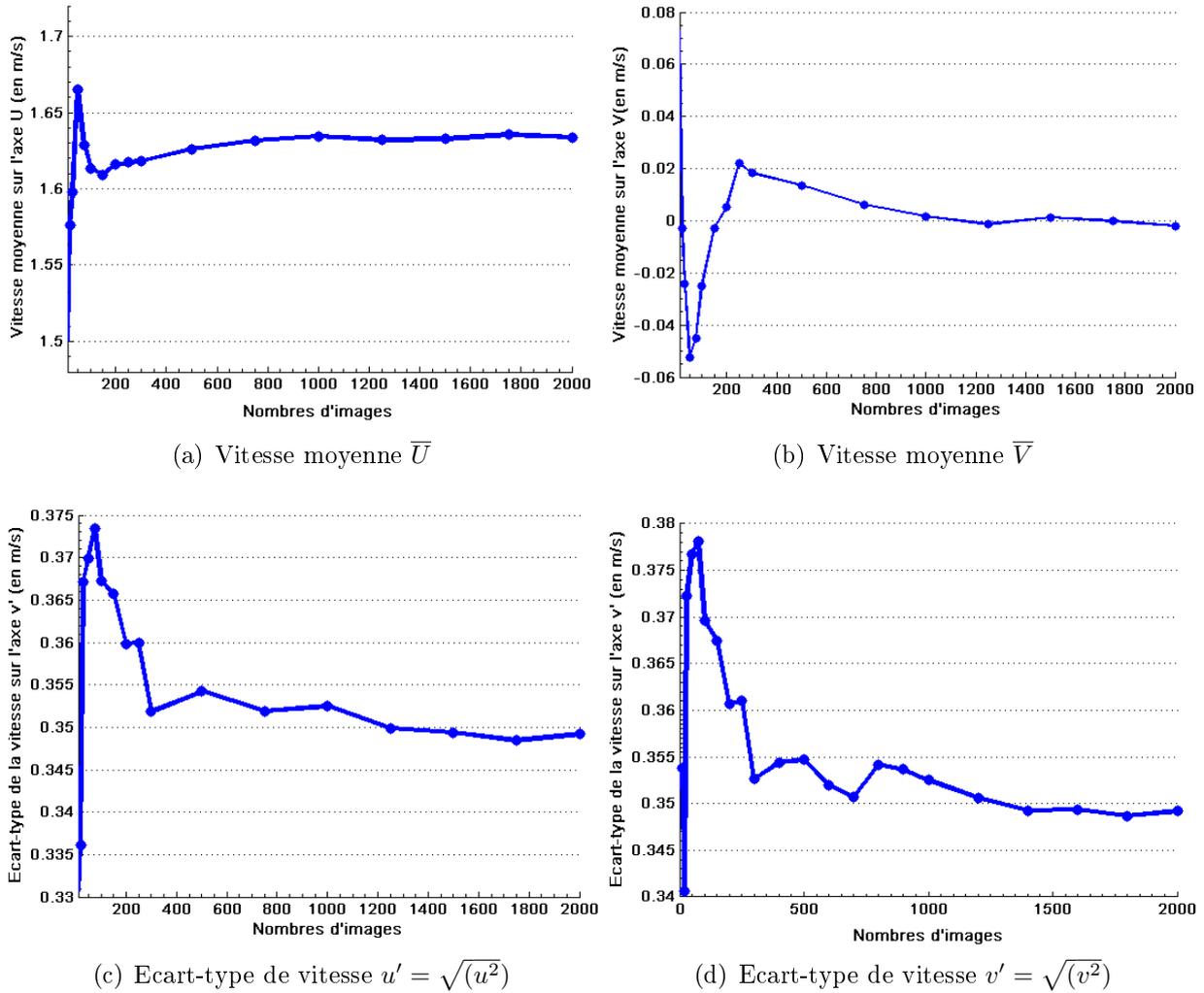


FIG. 3.8 – Convergence des calculs de grandeurs statistiques en fonction du nombre d'images

Les différentes grandeurs présentées ici et dans l'annexe B sont toutes convergées à 2 % près pour le nombre de champs de vecteurs vitesse maximal, à savoir 2000. Malheureusement, dans certains cas, pour des raisons pratiques indépendantes de notre volonté (mémoire insuffisante), certains champs sont calculés sur moins de 2000 images. Afin de s'assurer de la convergence des moments d'ordre un à trois dans tous les cas, la valeur minimale de 1200 images a été retenue. Pour cette valeur, seuls les moments d'ordre quatre peuvent ne pas être convergés à 2 %.

3.1.3.3 Recadrage des niveaux de l'image de gris

Très souvent en PIV, la répartition des niveaux de gris des particules ne couvre pas la dynamique complète du capteur. En effet, afin d'éviter la saturation des pixels de la caméra CCD par des réflexions parasites sur les parois ou des gouttelettes trop grosses, on est obligé de limiter l'éclairement global, ce qui se traduit par un histogramme des niveaux de gris étroit

et décalé vers les faibles niveaux. Les images sont donc faiblement contrastées. Pour palier à ce problème et augmenter le contraste des images, on utilise une procédure d'ajustement des niveaux de gris décrit par Kim [2005]. Le principe consiste à placer deux seuils, l'un pour les valeurs minimales et l'autre pour les valeurs maximales de la distribution initiale des niveaux de gris. Toute valeur inférieure au seuil minimal est forcée à la valeur nulle, tandis que les valeurs supérieures au seuil maximal sont forcées au niveau de saturation (4096 niveaux de gris pour 12 bits). Les niveaux intermédiaires sont extrapolés linéairement entre ces deux valeurs. Le résultat est une augmentation visible des contrastes, une diminution du poids relatif des particules les plus éclairées et un seuillage du bruit de fond de la caméra (Kim [2005]). La figure 3.9 illustre cette procédure en montrant une image et l'histogramme des niveaux de gris associé avant et après ajustement.

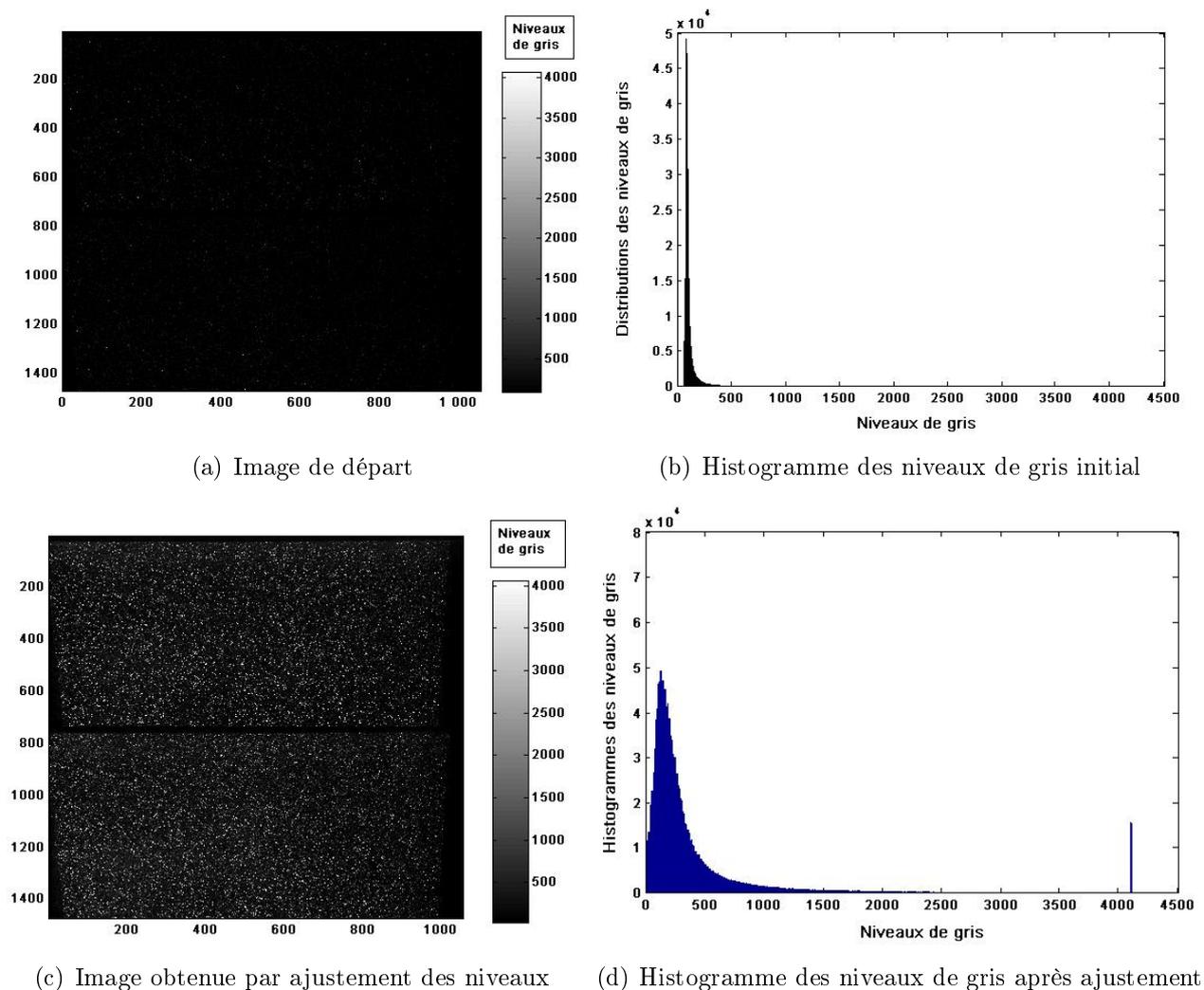


FIG. 3.9 – Comparaison d'une image avant et après ajustement

La comparaison des champs de vecteurs vitesse avec et sans ajustement des niveaux de gris montre une diminution notable des vecteurs faux grâce à cette procédure, et une augmentation

du rapport signal sur bruit moyen. Ces deux éléments étant davantage des indicateurs de la robustesse du calcul PIV que de sa précision, Kim [2005] a également comparé les résultats avec des mesures au fil chaud. Les résultats indiquent une nette amélioration de la précision du calcul réalisé après ajustement des niveaux de gris.

La transformation est effectuée suivant la même procédure soit avec Adobe Photoshop, soit avec Matlab (fonction *imadjust*), et les résultats sont similaires dans les deux cas.

Remarque : après l'ajustement des niveaux de gris, les images peuvent être réencodées en format 16 bits et non 12 bits, ce qui d'après Raffel et al. [1998] a très peu d'influence sur l'incertitude de mesure et l'erreur du biais de déplacement.

3.2 Fluorescence Induite par Plan Laser

La fluorescence induite par laser (*Planar Laser Induced Fluorescence* ou PLIF en anglais) est une méthode de diagnostic optique non-intrusive permettant d'obtenir une cartographie instantanée de la concentration d'une espèce moléculaire. La fluorescence est couramment utilisée dans diverses applications comme la mesure d'espèces dans les flammes, la dispersion ou l'étude des phénomènes de mélange.

3.2.1 Principe de la fluorescence

Le principe de la fluorescence repose sur l'émission spontanée de lumière par des molécules excitées par une source lumineuse. La fluorescence peut être illustrée par le diagramme de Jablonski classique représenté sur la figure 3.10, et proposé pour la première fois par Jablonski [1935] pour décrire l'absorption et l'émission de lumière.

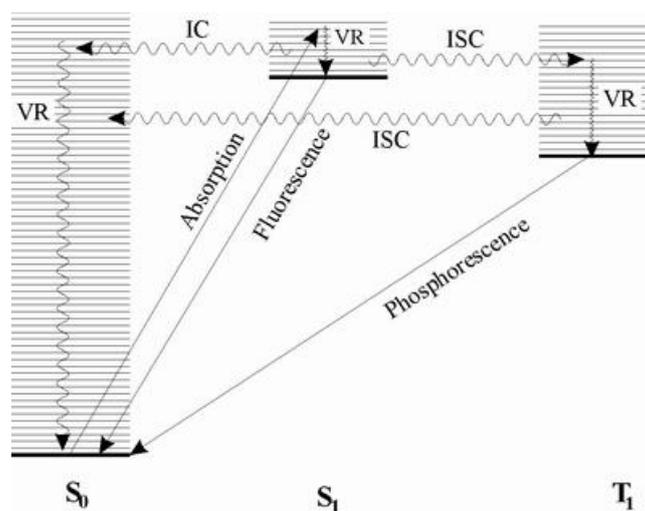


FIG. 3.10 – Diagramme de Jablonski

Avant excitation, la configuration électronique de la molécule est appelée état fondamental, noté S_0 . Si une onde incidente possède une énergie qui correspond à une fréquence propre d'excitation de la molécule, il y a absorption, et la molécule passe alors à un état excité singulet, noté S_1 . Il existe plusieurs modes de désexcitation pour la molécule. Ces différents modes sont :

- Relaxation vibrationnelle (notée VR sur le diagramme) : le système perd de l'énergie par vibration sans changer d'état. Ce mode de désexcitation ne rayonne pas.
- Conversion interne (*internal conversion* noté IC sur le diagramme) : ce mode de désexcitation non rayonnant a lieu quand un niveau vibrationnel d'un état excité est couplé à un niveau vibrationnel de l'état fondamental.
- Émission spontanée ou fluorescence : lorsque le système a atteint le niveau de vibration le plus bas de l'état excité, il peut alors revenir à l'état fondamental en cédant un photon. Comme de l'énergie a été perdue précédemment par vibration, le photon émis a une énergie moindre que le photon qui avait été absorbé. Cette différence correspond au déplacement de Stokes. Sachant que l'énergie d'un photon est inversement proportionnelle à sa longueur d'onde, la lumière émise est décalée spectralement vers les hautes longueurs d'onde.
- *Quenching* ou désexcitation collisionnelle : ce phénomène correspond à un retour à l'état fondamental par collision avec d'autres molécules d'espèces différentes. Le *quenching* n'est pas une caractéristique intrinsèque de la molécule fluorescente, mais est lié à la nature et à la concentration des espèces environnantes.
- Phosphorescence : ce phénomène est dû au passage des électrons présents dans l'état excité singulet à un état triplet intermédiaire noté T_1 . Ce passage d'état excité singulet à état excité triplet est appelé transition intersystème (*intersystem crossing* noté ISC sur le diagramme). La phosphorescence correspond au retour de l'état triplet à l'état fondamental. Ce passage, considéré comme quantiquement interdit, se produit à des échelles de temps beaucoup plus longues que la fluorescence, de l'ordre de quelques millisecondes contre quelques nanosecondes pour la fluorescence.

Comme nous l'avons dit précédemment, l'émission de fluorescence se fait à un niveau énergétique moindre que l'absorption, et donc à une longueur d'onde plus élevée. On peut donc distinguer la lumière émise par les molécules de la lumière d'excitation grâce à leur différence de longueur d'onde.

3.2.2 Principe de la fluorescence induite par laser (ou LIF)

La particularité de la fluorescence induite par laser, comme son nom l'indique, est qu'elle utilise comme excitation un laser, source cohérente dont le spectre de rayonnement est centré sur une longueur d'onde. Les mesures peuvent être réalisées avec un faisceau laser focalisé en un point, on parle alors de LIF, ou bien en étirant le faisceau en nappe, on parle alors de PLIF (*Planar Laser Induced Fluorescence*).

Considérons le cas d'une nappe laser de faible énergie et de longueur d'onde λ se propageant

dans la direction x à travers une seule espèce absorbante et émettrice. On suppose que l'on est en régime linéaire en énergie et stationnaire en temps. Le signal émis par une molécule fluorescente S_f peut s'écrire :

$$S_f = I_0 \cdot e^{-\sigma_{abs}(\lambda) \cdot \int N_{vap}(x) \cdot dx} \cdot \phi_{\lambda}^f(\lambda, T, P, C) \cdot N_{vap}(x) \cdot \sigma_{abs}(\lambda, T)$$

où $\sigma_{abs}(\lambda, T)$ est la section efficace d'absorption moléculaire (en cm^2);

ϕ_{λ}^f est le rendement quantique de fluorescence;

I_0 est l'énergie incidente du laser;

λ la longueur d'onde du laser (en nm);

N_{vap} la concentration moléculaire de l'espèce fluorescente ($molecule \cdot m^{-3}$).

Le terme exponentiel est lié à l'absorption de l'énergie incidente par l'espèce fluorescente. Le phénomène d'absorption de l'énergie incidente par le dopant est un phénomène naturel décrit par la loi de Beer-Lambert. L'énergie lumineuse I_1 d'un faisceau traversant un milieu absorbant (qu'il soit gazeux ou liquide) diminue exponentiellement avec la distance parcourue dans le milieu ainsi qu'avec la concentration du milieu selon la relation suivante :

$$I_1(X) = I_0 \cdot exp\left(-\sigma_{abs} \cdot \int_0^X N_{vap}(x) \cdot dx\right)$$

En PLIF, ce phénomène entraîne la diminution du signal de fluorescence le long du chemin parcouru. Une correction de cette absorption est nécessaire pour l'obtention de mesures quantitatives, comme on le montrera plus tard.

Une autre caractéristique très intéressante de la fluorescence est qu'elle a lieu à des échelles de temps très courtes par opposition par exemple à la phosphorescence. Ces échelles de temps sont de l'ordre de quelques nanosecondes, voire quelques dizaines de nanosecondes, ce qui permet d'avoir des images figées par rapport aux échelles de temps caractéristiques de l'écoulement.

3.2.3 Choix de l'espèce fluorescente

3.2.3.1 Critères de sélection

Le produit utilisé pour cette étude doit présenter les caractéristiques de fluorescence suivantes :

- Il doit être possible de réaliser des mesures de fluorescence en présence des deux phases, liquide et vapeur. Ce critère peut se comprendre de la façon suivante : alors que le rapport des concentrations entre liquide et vapeur est de l'ordre de 10^3 , le rapport des signaux de fluorescence doit être nettement plus bas. En effet, dans le cas contraire, la dynamique de la caméra ne permettrait pas d'obtenir des images exploitables, puisque l'on aurait soit un signal de vapeur aussi faible que le bruit de la caméra, soit des images saturées au niveau des gouttes et un risque d'endommagement de la caméra. Comme le rendement quantique de fluorescence dépend peu de la phase considérée, il faut un produit qui soit

fin optiquement sous forme vapeur, permettant ainsi des mesures quantitatives, mais pas sous forme liquide, diminuant ainsi nettement le signal émis par les gouttes. Le critère prépondérant sera donc la section efficace d'absorption du produit.

- Le rendement quantique de fluorescence ϕ_{λ}^f doit être le plus élevé possible.
- La séparation entre les longueurs d'onde d'excitation et d'émission doit être la plus nette possible.
- L'influence de la température et de la composition des gaz sur la fluorescence doit être connue et minimisée. On fera particulièrement attention au phénomène de quenching.

De plus, le dopant doit répondre à certaines conditions physiques :

- Sa toxicité doit être la plus faible possible
- Il est préférable d'utiliser un produit de forte volatilité
- Si possible, son coût doit être peu élevé

3.2.3.2 Caractéristiques de l'acétone

Nous nous sommes donc tournés vers l'acétone ($CH_3 - CO - CH_3$). En effet, ce produit, très utilisé dans les études de LIF, est très bien documenté dans la littérature (Thurber [1999], Lozano [1992]) et correspond aux critères mentionnés ci-dessus.

Caractéristiques physiques de l'acétone L'acétone, appelée également propanone, est une cétone de masse molaire $M_{acetone} = 58,08 \text{ g.mol}^{-1}$. Sous les conditions standards de température et de pression, c'est un liquide transparent de masse volumique $\rho_{acetone} = 790 \text{ kg.m}^{-3}$.

Sa température d'ébullition basse ($T_{eb} = 329 \text{ K}$ à $P = 1 \text{ bar}$), et sa pression de vapeur saturante élevée ($P_{vap \text{ sat}} = 240 \text{ mbar}$ à $T = 293 \text{ K}$) en font un produit très volatile. C'est une des raisons pour lesquelles l'acétone est souvent utilisée comme enseigneur gazeux pour les études en écoulement monophasique.

Pour davantage de données sur l'acétone, le lecteur est invité à se reporter à l'annexe F.

Propriétés de fluorescence de l'acétone La bande d'absorption de l'acétone se situe entre 225 et 320 nm. On pourra donc utiliser un laser Nd :YAG muni d'un cristal quadrupleur émettant dans l'ultraviolet (266 nm). Pour cette longueur d'onde d'excitation, la bande d'émission de l'acétone est située entre 350 nm et 550 nm, avec un pic aux alentours de 400 nm, comme le montre la figure 3.11. Il y a donc une bonne séparation entre les longueurs d'onde d'absorption et d'émission, séparation qui peut être accentuée par l'usage d'un filtre sur l'objectif de la caméra. Par ailleurs, ces longueurs d'onde n'étant filtrées ni par les hublots en pyrex, ni par le filtre, nous pourrions en faire une bonne observation.

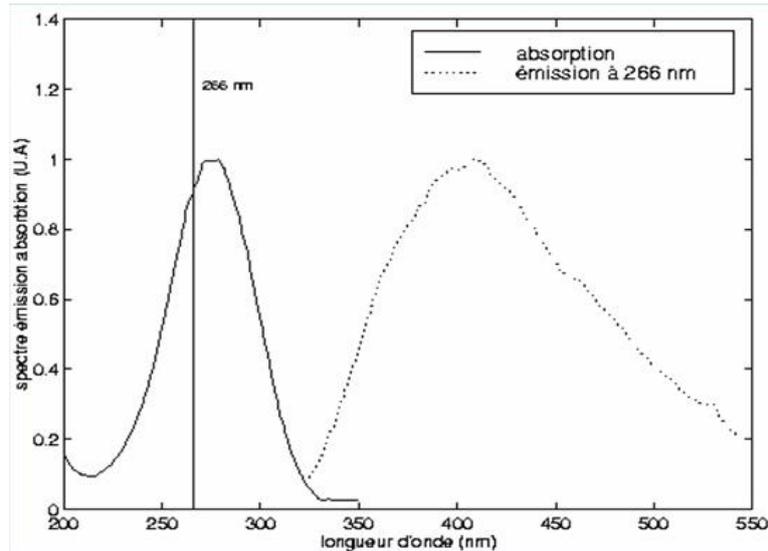


FIG. 3.11 – Spectre d'absorption et spectre d'émission de l'acétone à 266 nm

Afin d'être sûr d'être dans la gamme de linéarité de la fluorescence, on détermine l'énergie maximale du laser à partir de la durée de vie de la fluorescence (de l'ordre de 20 ns). Pour une nappe d'épaisseur 400 μm et de hauteur 13 cm, l'énergie des pulses doit rester inférieure à 8,5 J. Or à 266 nm, le laser Nd :Yag utilisé délivre une énergie d'environ 40 mJ/pulsation. Nous sommes donc très nettement dans le domaine de linéarité en énergie de la fluorescence.

D'après Lozano [1992], la fluorescence de l'acétone est dominée par le passage de l'état excité simple à l'état non rayonnant triple par *intersystem crossing* avec près de 100 % d'efficacité. Pratiquement toutes les molécules restant dans l'état singulet vont fluorescer. Or la durée de vie de la fluorescence (quelques nanosecondes) est beaucoup plus courte que celle du *quenching* par les molécules avoisinantes (en particulier l'oxygène). En revanche, la phosphorescence, phénomène lent car difficile, sera fortement quenchée par des traces d'oxygène. Comme la fluorescence de l'acétone est davantage limitée par les croisements intersystèmes que par le *quenching*, l'influence de la pression, de la température et de la composition du milieu environnant sur le rendement de fluorescence est très diminuée. Cependant, divers auteurs montrent qu'elle n'est pas nulle pour autant.

Influence de la pression sur l'émission des molécules d'acétone Thurber [1999] expliquent l'influence de la pression sur le signal de fluorescence par le fait qu'une augmentation de pression augmente les collisions inter-espèce et facilite les transitions par vibration vers le niveau le plus bas de l'état excité. Par conséquent la proportion de molécules effectuant un retour à l'état fondamental par fluorescence augmente avec la pression. Les figures 3.12 illustrent ce phénomène pour plusieurs longueurs d'onde différentes et plusieurs espèces environnantes.

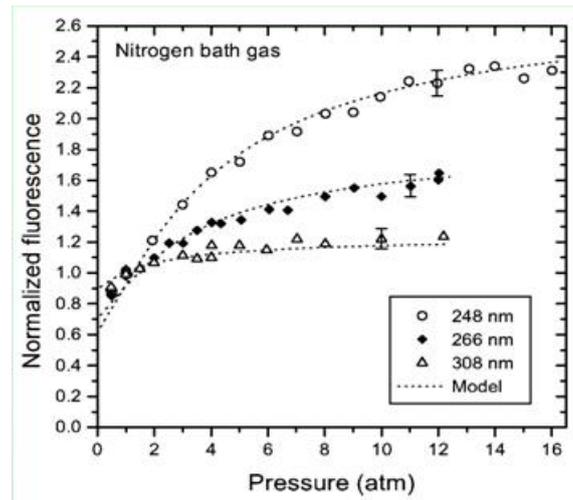


FIG. 3.12 – Influence de la pression sur le signal de fluorescence de l'acétone pour différentes longueurs d'onde

Il apparaît cependant que cette influence est surtout marquée pour les hautes pressions. Or la pression dans notre veine d'essai est très proche de la pression atmosphérique, et les fluctuations y sont très faibles. L'hypothèse d'écoulement isobare apparaît comme très réaliste, on peut donc négliger l'influence de la pression sur le signal de fluorescence.

Influence de la température L'influence de la température sur le signal de fluorescence de l'acétone a aussi été beaucoup étudiée. En utilisant un simple modèle conceptuel, Thurber [1999] montrent que si la température augmente, les molécules ont, en moyenne, une énergie de vibration plus élevée à l'état fondamental, et, par transitivité, à l'état excité. Or la probabilité d'avoir un croisement intersystème augmente avec le niveau de vibration, ce qui diminue la proportion de molécules susceptibles de fluorescer. La figure 3.13 illustre bien la diminution du rendement quantique de fluorescence avec la température.

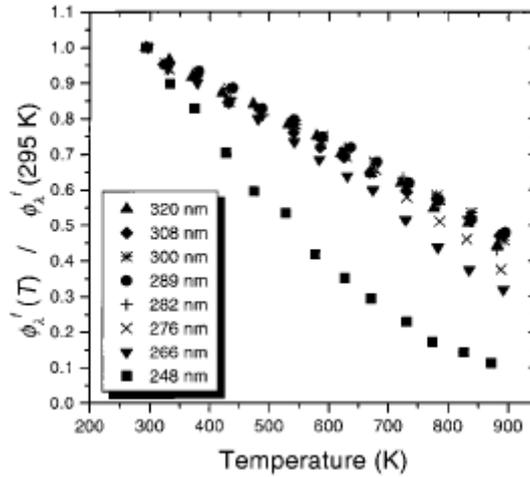


FIG. 3.13 – Évolution du rendement quantique ϕ_λ^f avec la température

L'influence de la température sur la section efficace d'absorption σ_{abs} est démontrée également, mais dépend fortement de la longueur d'onde utilisée. Pour la longueur d'onde d'excitation du laser de la chaîne de mesure ($\lambda = 266 nm$), elle est très limitée, comme le montre la figure 3.14 :

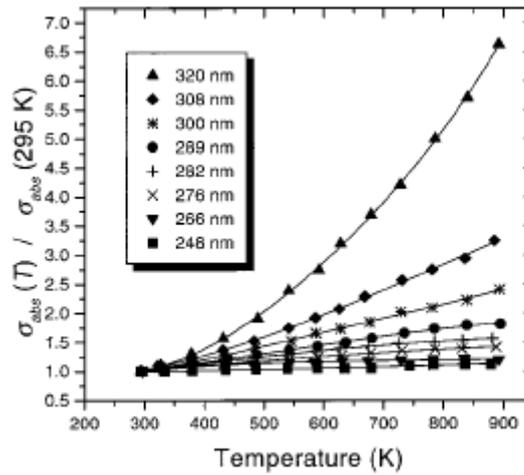


FIG. 3.14 – Évolution de la section efficace d'absorption avec la température

En ce qui concerne l'influence globale de la température sur le produit $S_f(T) = \sigma_{abs}(T) \cdot \phi_\lambda^f(T)$, les variations sont suffisamment faibles pour pouvoir être négligées pour les températures utilisées, à savoir 293 K et 350 K, comme le montre la figure 3.15.

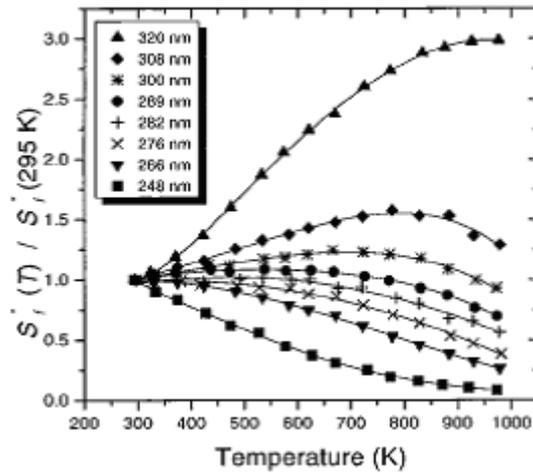


FIG. 3.15 – Évolution du produit $S_f(T)$ normalisé avec la température pour différentes longueurs d'onde

Absorption et mesures en écoulement diphasique Compte tenu des caractéristiques du banc expérimental, la molécule fluorescente utilisée sera présente sous forme vapeur et liquide quel que soit le point de mesure considéré. La présence simultanée de vapeurs et de gouttelettes dont la taille peut varier de quelques dizaines à plusieurs centaines de microns rend les mesures par caméra intensifiée particulièrement difficiles. Avec un signal de fluorescence parfaitement proportionnel à la concentration d'acétone quelle que soit la phase considérée, les caméras actuelles ne permettent pas de visualiser vapeur et gouttelettes simultanément. En effet, le rapport des concentrations entre liquide et vapeur est de l'ordre de 10^3 , alors que la dynamique de notre caméra intensifiée 16 bits est limitée à 180. Par conséquent, un réglage des optiques en vue de l'acquisition du signal des gouttelettes rendrait la contribution de la vapeur inférieure au niveau du bruit de la caméra. A l'inverse, en cherchant à visualiser la vapeur de manière quantitative, on risquerait de saturer le capteur au niveau des gouttelettes.

Pour contourner cette difficulté, nous nous sommes tournés vers l'acétone en partie parce que sa section efficace d'absorption est élevée. De fait, la valeur de $\sigma_{abs} = 4,36 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ est suffisamment basse pour que la vapeur soit optiquement fine, et suffisamment élevée pour que l'épaisseur optique de l'acétone liquide soit de l'ordre de grandeur des petites gouttes présentes dans l'écoulement. Ainsi, la fluorescence d'une gouttelette d'acétone de diamètre supérieur à $27 \mu\text{m}$ sera limitée à une contribution de surface, alors que la vapeur émet un signal proportionnel à sa masse. Le rapport des signaux de fluorescence est donc pratiquement diminué d'un facteur 10. Le lecteur trouvera en chapitre 5 plus de précisions sur ce point.

Sécurité des manipulations en acétone Afin d'éviter les risques d'incendie et d'inhalation liés à la forte inflammabilité et à la relative toxicité de l'acétone, les mesures ont lieu en milieu confiné.

3.2.4 La chaîne PLIF

3.2.4.1 Le Laser

Nous avons utilisé dans cette étude un laser Nd :YAG pulsé de marque Quantel dont la cavité émet dans l'infrarouge ($\lambda = 1064 \text{ nm}$). Ce laser est muni d'un cristal doubleur de fréquence KDP et d'un cristal quadrupleur à régulation thermique. A la sortie de ces deux cristaux nous avons deux faisceaux lasers : l'un, vert, correspond à la sortie du cristal doubleur ($\lambda = 532 \text{ nm}$), et l'autre, issu du quadrupleur, rayonne dans l'ultraviolet ($\lambda = 266 \text{ nm}$). C'est cette deuxième longueur d'onde qui nous intéresse pour le dopant choisi, l'acétone. L'énergie pour ce faisceau est de 40 mJ/pulse à 266 nm pour une fréquence de tir de 10 Hz . La durée du pulse est de 5 ns et le diamètre du faisceau de $5,5 \text{ mm}$. A la sortie du cristal quadrupleur, nous avons utilisé un miroir dichroïque afin de bien séparer les faisceaux à 266 nm et à 532 nm .

La nappe est créée grâce à une lentille convergente sphérique (de focale $f = 1000 \text{ mm}$) et une lentille divergente cylindrique (de focale $f = -12,7 \text{ mm}$), toutes deux en silice synthétique. L'épaisseur de la nappe est d'environ $400 \mu\text{m}$ au point de focalisation.

3.2.4.2 La caméra

Afin d'avoir des mesures quantitatives en fluorescence en phase gazeuse, une caméra classique ne suffit pas. En effet, les intensités lumineuses émises sont très faibles et dans des gammes spectrales qui ne sont pas nécessairement accessibles à une caméra classique. Pour réaliser nos mesures, nous utilisons un système de caméra munie d'un intensificateur de lumière. Ce dernier est un dispositif permettant l'intensification de lumière reçue en faible quantité dans un domaine spectral plus large que le domaine visible. Il s'agit d'un tube sous vide (de 18 à 25 mm de diamètre) composé successivement :

- d'un hublot d'entrée en silice optique
- d'une photocathode d'entrée (un dépôt multi-couche semi-conducteur ou multi-alkali), qui, une fois frappée par les photons incidents, expulsera des électrons par effet photo-électrique
- un champ électrique à haute tension (de 600 à 900 V) capable de projeter les électrons de la photocathode vers une galette de micro-canaux, ou *Micro Channel Plate* (MCP), où chaque électron, en impactant les parois, pourra en arracher de nouveaux, engendrant ainsi une véritable cascade d'électrons
- d'un revêtement phosphorique fluorescent, plus communément appelé phosphore, sur la fenêtre de sortie du tube, sur lequel les électrons créés et accélérés précédemment viennent impacter, provoquant alors la génération de photons, qui pourront être focalisés sur un capteur CCD.

Il faut enfin réaliser un couplage entre l'intensificateur de lumière et le capteur CCD afin de récupérer les photons en sortie du phosphore. Ce dernier peut s'effectuer soit par lentille, soit par fibres optiques. Pour davantage de précisions, le lecteur pourra consulter le lien suivant

Legros [2005].

La figure suivante 3.16 présente un schéma constitutif d'un intensificateur de lumière.

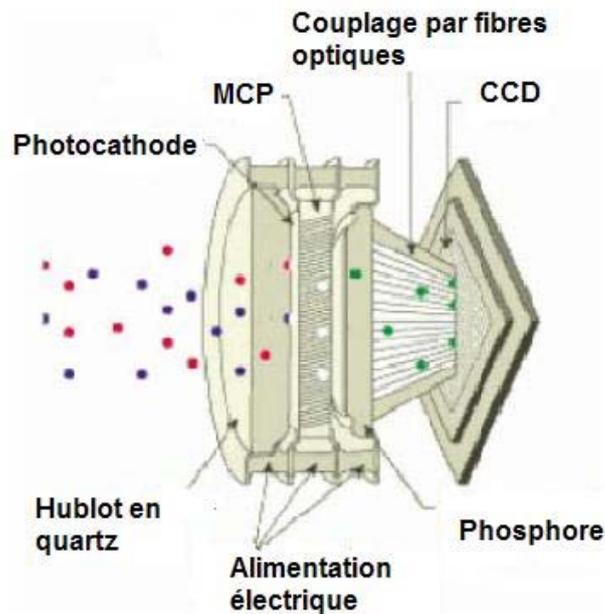


FIG. 3.16 – Schéma de principe d'un intensificateur de lumière tiré de Legros [2005]

La caméra utilisée est une Princeton Pi-Max2-1003-GEN2 de la marque Roper Scientific. Il s'agit d'un système de caméra avec intensificateur de lumière intégré. Cet intensificateur de lumière est de type GEN2, RB, à obturation rapide (*fast gate*). La photocathode est de type S20, la galette de micro-canaux (MCP) a un diamètre de 18 mm. La gamme spectrale est comprise entre 270 et 920 nm, avec un rendement quantique compris entre 10 et 15 % pour la gamme qui nous intéresse, à savoir [350 - 450 nm]. Le phosphore d'émission, de type P43, permet d'être compatible avec le spectre de réception du capteur de la caméra.

Cette caméra dispose par ailleurs d'un capteur CCD refroidi par effet Peltier jusqu'à -20°C , d'une dynamique réelle de 16 bits (65536 niveaux de gris), de taille 1024×1024 pixels, pour une taille réelle de pixels de $12,8 \mu\text{m} \times 12,8 \mu\text{m}$. La fréquence d'acquisition est de l'ordre de 4 images par seconde.

Le noir du capteur est de 350 niveaux de gris pour une valeur maximale de 65535 niveaux de gris, ce qui nous donne une dynamique réelle d'environ 190.

L'objectif est un Nikon de focale 58 mm, et d'ouverture $f/D = 1,2$ NIKON, à lentilles asphériques en verre. Il est monté avec un filtre BG 25, qui transmet 90 % du rayonnement collecté entre 300 et 500 nm. Dans notre cas, il faut réduire deux types de réflexions, de longueurs d'onde respectives 266 nm et 532 nm provenant du faisceau laser.

Un schéma de synchronisation de la caméra peut être vu en annexe B.

La figure 3.17 nous montre la chaîne PLIF dans son ensemble.

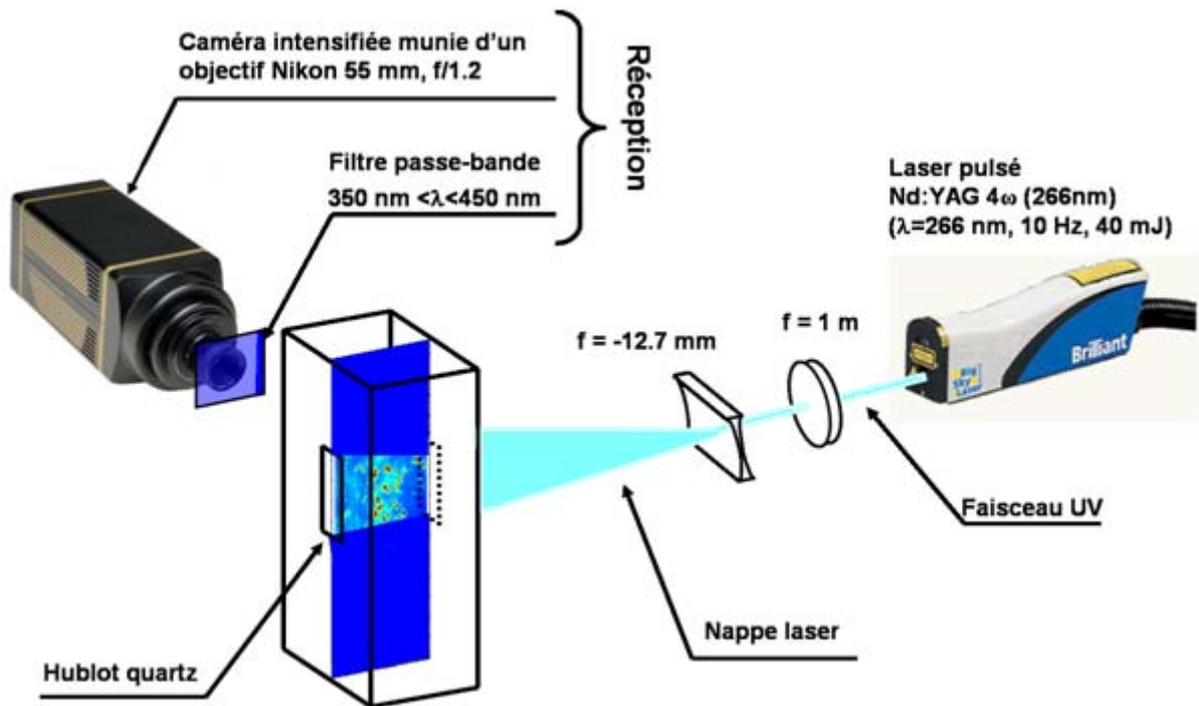


FIG. 3.17 – Schéma de la chaîne PLIF

3.2.5 Corrections du signal de fluorescence

3.2.5.1 Les différentes sources de bruit et de biais dans les mesures

Plusieurs phénomènes sont sources de bruit et de biais dans les mesures :

- Bruit intrinsèque de la caméra. La valeur obtenue sur les pixels non exposés à une source de lumière n'est pas nulle à cause de l'échauffement de la caméra. On peut isoler ce bruit en enregistrant des images de noir, c'est-à-dire en allumant l'intensificateur et en maintenant le cache sur l'objectif. La valeur moyenne de bruit pour notre caméra est de 350 niveaux de gris.
- Bruit de fluorescence des parois sans acétone. Les parois du segment optique produisent un très léger signal de fluorescence en l'absence d'acétone sur le trajet de la nappe laser. Ce signal risquant d'introduire un bruit devra lui aussi être soustrait aux images de fluorescence.
- Fluctuations tir-à-tir de l'énergie du laser. Les systèmes de laser Nd:YAG ont des fluctuations tir-à-tir d'énergie à cause de l'intensité fluctuante des lampes flash. Ces fluctuations affectent directement la valeur de l'énergie incidente I_o , et par conséquent les signaux

de fluorescence. Pour des mesures absolues de concentrations, la meilleure solution serait un système de contrôle d'énergie parallèle, dont nous ne disposons malheureusement pas. Des mesures réalisées sur des images de la veine remplie d'une concentration homogène de vapeur saturée en acétone montrent que les fluctuations tir-à-tir maximales du laser sont de 10 % de l'intensité moyenne, et que le nombre d'images nécessaires pour avoir une convergence de la moyenne est de 80. Un nombre de 80 images réalisées dans ces conditions est donc nécessaire pour lisser les fluctuations tir-à-tir. L'écart-type par rapport à la moyenne est inférieure à 5 %, et l'écart maximal sur une image instantanée due aux fluctuations est de 10 %.

3.2.5.2 Sources d'erreur possibles

Plusieurs erreurs inhérentes à la PLIF peuvent polluer les mesures. Afin d'obtenir des mesures quantitatives, il est impératif d'apporter un certain nombre de corrections.

- Prise en compte des effets thermodynamiques sur l'émission des molécules d'acétone, à savoir la pression et la température : on se reportera au paragraphe précédent.
- Prise en compte de l'absorption de l'énergie incidente du laser par les molécules d'acétone.
- Prise en compte du profil de nappe : lors de l'étirement du faisceau laser en nappe, la répartition énergétique ne se fait pas équitablement, et ce d'autant plus que le faisceau n'est pas lui-même parfaitement homogène. Par conséquent, il y a un risque d'erreur sur l'évaluation des concentrations locales.

3.2.5.3 Procédure de calibration et de mesure

Correction du bruit de fond et du bruit de la caméra On considère généralement que le signal enregistré sur les images instantanées est la somme du signal de fluorescence, du bruit de fond (dû à la fluorescence des parois sans acétone), et du bruit thermique de la caméra :

$$S_{\text{instantane}} = S_{\text{fluorescence}} + S_{\text{bruit de fond}} + S_{\text{bruit intrinseque de camera}}$$

Pour corriger les images instantanées, on procède donc de la manière suivante : On fait la moyenne de 50 images de la veine illuminée par le laser, mais en l'absence d'acétone. Le résultat représente la somme du bruit de fond et du bruit thermique de la caméra. Cette image moyenne appelée « image de bruit » S_{bruit} sera soustraite à toute image instantanée de fluorescence.

Correction des inhomogénéités de l'intensificateur L'image d'une source parfaitement homogène obtenue par la caméra n'est pas parfaitement homogène. Elle présente des inhomogénéités spatiales intrinsèques à l'intensificateur. Par ailleurs, on y voit la marque du « nid d'abeille », c'est-à-dire le couplage de fibres optiques. Cette réponse étant caractéristique de la caméra, elle se retrouve sur toutes les images. Une source de lumière parfaitement stable et homogène peut être obtenue à l'aide d'un panneau de diodes dont dispose le service Signaux

et Images de l'IMFT. Des images de cette source ont été réalisées pour différents gains de l'intensificateur et différentes ouvertures de l'objectif NIKON. La moyenne de ces images donne ce que l'on a baptisé « image de capteur » S_{capteur} . Toutes les images réalisées en condition réelle sont par la suite normalisées par S_{capteur} , ce qui permet de corriger les inhomogénéités de l'intensificateur.

Image de référence Afin d'avoir des mesures quantitatives de la concentration en acétone du mélange air-vapeur d'acétone, un point de référence est nécessaire, et donc une image du signal de fluorescence obtenue pour une concentration connue. Pour cela, nous utilisons des ensementeurs pour phase vapeur, c'est-à-dire des réservoirs d'acétone liquide au fond desquels sont placés des milieux poreux. De l'air à température et pression ambiante est injecté dans le réservoir à travers le milieu poreux, traversant ainsi l'acétone liquide sous forme de minuscules bulles qui se chargent rapidement en acétone jusqu'à atteindre le régime de saturation. L'air en sortie de ces ensementeurs est donc saturé en acétone vapeur, à température et pression ambiante. La veine de mesure est remplie de ce mélange d'air et d'acétone vapeur, et éclairée par la nappe laser. On obtient alors une image de fluorescence de la veine remplie de façon homogène par de l'air saturé en acétone, montrée en figure 3.18, à laquelle on retire l'image de bruit S_{bruit} .

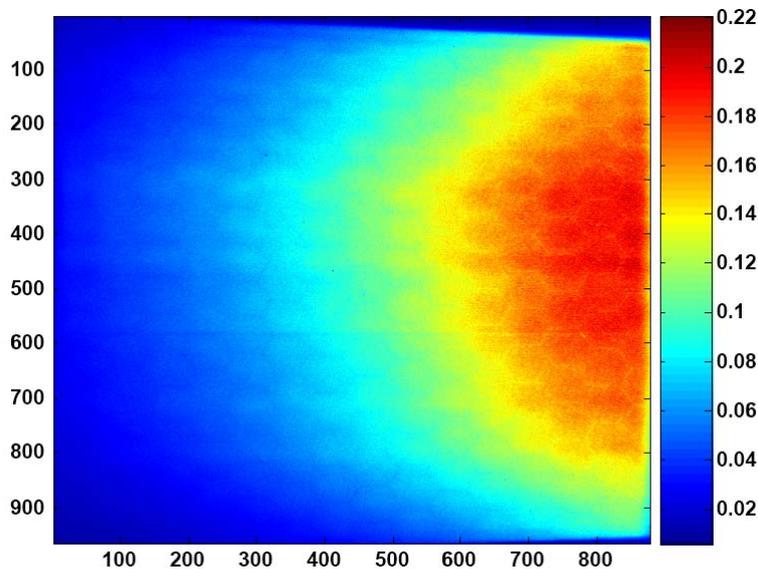


FIG. 3.18 – Image de fluorescence de la veine remplie de façon homogène par de l'air saturé en acétone

On remarque sur ces images très nettement la marque du « nid d'abeille ». Ce biais est corrigé en divisant toutes les images acquises par l'image de capteur S_{capteur} . On a alors l'image de référence non corrigée pour l'absorption :

$$S_{f \text{ ref non corr}} = \frac{(S_{f \text{ instantane}} - S_{\text{bruit}})}{S_{\text{capteur}}}$$

Il reste alors à corriger l'image de référence pour le phénomène d'absorption, ce qui fait l'objet du paragraphe suivant.

Correction de l'absorption pour l'image de référence Le phénomène d'absorption est modélisé classiquement par la loi de Beer-Lambert. Pour un signal de fluorescence initial S_i , le signal de fluorescence à une distance x de l'entrée du laser dans le milieu $S_f(x)$ s'exprime comme :

$$S_f(x) = S_i \cdot \exp\left(-\sigma_{abs} \cdot \int_0^x N_{vap}(y) \cdot dy\right)$$

où

- N_{vap} est la concentration moléculaire en acétone vapeur (en $molecules.m^{-3}$)
- σ_{abs} est la section efficace d'absorption de l'acétone : $\sigma_{abs} = 4,36 \times 10^{-24} m^2$

Cette relation nous offre une méthode simple pour corriger l'absorption dans le volume de mesure.

Pour les images de référence, on utilise une concentration constante et homogène $N_{vap \text{ ref}}$ dans toute la section de la veine, ce qui donne, au point de coordonnées x , la relation :

$$S_f(x) = S_i \cdot \exp(-\sigma_{abs} \cdot N_{vap \text{ ref}} \cdot x)$$

La valeur du coefficient d'absorption K_{abs} peut donc être déterminée par la relation :

$$K_{abs} = \sigma_{abs} \cdot N_{vap \text{ ref}} = \frac{\ln(S_f(x + \Delta x)) - \ln(S_f(x))}{\Delta x}$$

Afin de déterminer la valeur de K_{abs} , on intègre les profils de fluorescence sur toute la hauteur de la nappe laser. La figure 3.19 montre le profil intégré en fonction de la distance Δx à l'entrée du laser. La décroissance exponentielle du profil de fluorescence se voit bien sur le profil. En interpolant cette courbe en projection logarithmique avec une méthode des moindres carrés, on détermine la valeur du coefficient d'absorption. Une fois, la valeur de K_{abs} établie, on corrige l'image de référence en multipliant chaque point de coordonnées Δx par $e^{+K_{abs} \cdot \Delta x}$. L'image corrigée est à son tour intégrée et présentée sur la figure 3.19.

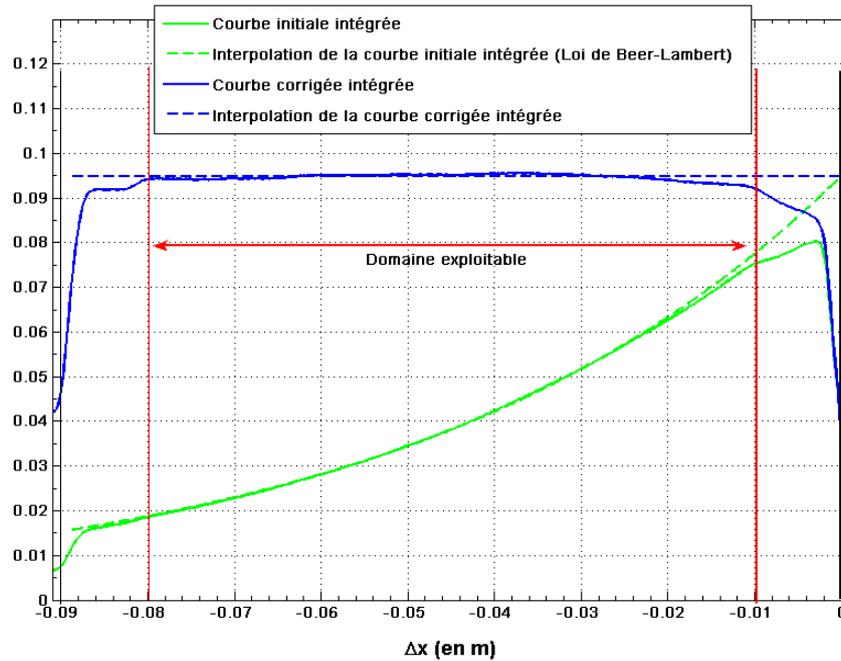


FIG. 3.19 – Décroissance exponentielle de l'intensité de fluorescence en fonction de la distance Δx parcouru par le laser dans la veine. Les profils de fluorescence initiaux et corrigés sont intégrés sur toute la hauteur de la nappe

L'observation des images montre un tassement du signal pour Δx compris entre -90 mm et -80 mm d'une part, et -10 mm et 0 mm d'autre part. En fait, ces ordonnées correspondent aux parois du segment optique : les caractéristiques du système optique sont telles que les parois du segment optique projettent une ombre sur les bords du domaine de mesure. Ce phénomène a été vérifié en plaçant le panneau de diode derrière la façade avant du segment optique. L'ombre créée par les bords de la façade atténue nettement le signal. Ce phénomène étant assez difficile à corriger, il a été décidé de limiter la zone d'intérêt à la zone centrale de la veine, à savoir : $[-35 \text{ mm} : +35 \text{ mm}]$. Les bords ne seront pas pris en compte pour l'analyse des résultats finaux.

Remarque : ce tassement au niveau des parois est également nettement plus marqué du côté de l'entrée de la nappe laser dans la veine que de la sortie, où il s'écarte de plus de 10 % de la valeur extrapolée centrale, contre seulement 2 % de l'autre côté. Cette asymétrie se retrouve dans toutes les configurations, mais aucune explication n'a été trouvée quant à son origine.

Une fois l'absorption corrigée, on obtient une image qui servira de référence pour les calculs sur les images instantanées, que l'on appelle par la suite $S_{f \text{ ref}}$, et qui correspond à la concentration de référence $N_{\text{vap ref}} = \frac{K_{\text{abs}}}{\sigma_{\text{abs}}}$. Cette procédure présente également l'avantage de corriger directement les inhomogénéités du profil de nappe laser.

Correction des images instantanées La fluorescence étant proportionnelle à la concentration en acétone vapeur, on peut donc connaître cette dernière en réalisant l'opération suivante

sur les images instantanées :

$$N_{vap\ instantane} = \frac{(S_{f\ instantane} - S_{bruit})/S_{capteur}}{S_{f\ ref}} \cdot N_{vap\ ref}$$

Une fois la concentration en acétone vapeur connue, il reste à corriger l'absorption sur les images instantanées. La correction se fait itérativement, colonne par colonne, en tenant compte, pour chaque colonne i , de tout ce qui s'est passé depuis l'entrée du laser. La première colonne, i.e. celle pour laquelle $\Delta x = 0$, est gardée égale à elle-même. Elle constitue le point de départ de l'algorithme de correction. Pour chaque colonne i , la concentration instantanée est donc corrigée en appliquant l'algorithme suivant :

$$\begin{cases} N_{vap\ corrige} (1) = N_{vap\ instantane} (1) \\ N_{vap\ corrige} (i + 1) = N_{vap\ instantane} (i + 1) \cdot \exp \left(\sum_i \sigma_{abs} \cdot N_{vap\ corrige}(i) \cdot \Delta x(i) \right) \end{cases}$$

Une fois ces différentes corrections appliquées, les concentrations moléculaires instantanées sont obtenues et permettent de calculer les concentrations massiques instantanées, ainsi que les fractions massiques d'acétone vapeur.

3.3 Synthèse du chapitre

Ce chapitre avait pour but de présenter la mise en place des deux techniques de mesure utilisées dans cette étude. La première de ces techniques, la PIV, permet la caractérisation de champs de vecteurs vitesse, et nécessite une mise en place précise pour une résolution la plus fine possible des spectres d'énergie cinétique turbulente. Les caractéristiques du matériel utilisé et des différents paramètres de traitement, comme le délai entre tirs, la résolution spatiale, les caractéristiques du logiciel de post-traitement (taille de mailles, type de calcul, etc.) ont été passées en revue.

La PLIF, présentée en deuxième partie de chapitre, a été utilisée pour établir des cartographies instantanées de la concentration en acétone vapeur lors de l'évaporation du brouillard de gouttelettes injectées. Le matériel et les corrections d'usage pour la LIF en environnement gazeux ont été présentés dans ce chapitre. Les traitements liés à la présence de gouttelettes d'acétone font l'objet du chapitre 5.

Les chapitres suivants vont maintenant décrire plus en détail les résultats obtenus grâce à ces deux techniques.

Chapitre 4

L'écoulement porteur

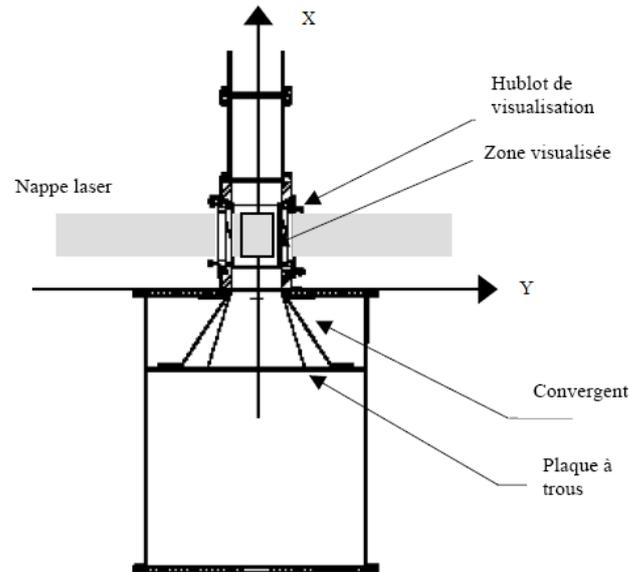
4.1 Introduction

La première partie de cette étude a consisté à trouver les moyens de générer un écoulement turbulent dont les caractéristiques se rapprochent de la THI.

Comme on l'a dit précédemment (chapitres 1 et 2), le concept de turbulence homogène isotrope se définit par un domaine spatial illimité, l'invariance par translation de toute grandeur statistique prise en un point, l'invariance par translation, rotation et symétrie plane de toute propriété statistique prise en au moins deux points. Enfin, le champ de vitesse moyenne peut être soit constant, selon la définition de Taylor, soit à gradient constant selon la définition de Craya. Ces conditions font que la THI n'est pas strictement possible à obtenir expérimentalement, mais des modèles expérimentaux comme la turbulence de grille, ou le dispositif de générateur de turbulence de Videto and Santavicca [1991] permettent de s'en approcher.

L'objectif de ce chapitre est de décrire l'écoulement porteur monophasique obtenu avec le banc expérimental muni du générateur de turbulence et de voir si l'on se rapproche des caractéristiques de la turbulence homogène isotrope, et quelles sont les différences et les similitudes par rapport à un modèle de type turbulence de grille.

On rappelle que l'écoulement porteur se développe dans un canal de section carrée de côté 92 mm . On nomme l'axe longitudinal X , l'axe radial Y et l'axe transversal Z . L'origine de l'axe X est prise à la sortie du convergent (ou à l'entrée de la veine). Les axes perpendiculaires Y et Z ont comme origine le centre géométrique de la veine (figure 4.1).

FIG. 4.1 – Schéma de la veine et repère XY pour les mesures

Les mesures PIV décrites dans le chapitre 3 sont réalisées dans un plan XY passant par l'axe de la veine, de sorte que les champs de vecteurs vitesse obtenus sont des coupes bi-dimensionnelles d'un écoulement tridimensionnel. La symétrie de l'écoulement ainsi que les caractéristiques de la nappe laser et des mesures PIV confirment l'hypothèse d'absence d'effets tri-dimensionnels. Compte-tenu de problèmes de réflexion de la nappe laser sur les parois lors des mesures PIV, il n'est pas possible de mesurer les vitesses aux bords de la veine. Les zones de mesures correspondent à des rectangles de 70 mm de large et de hauteur 90 mm centrés en milieu de canal. De plus, les zones mesurées sont espacées de 70 mm suivant l'axe principal.

La composante longitudinale de la vitesse est notée U , la composante radiale V et la composante transversale W . Afin de réaliser les statistiques nécessaires à l'analyse de l'écoulement, les composantes de la vitesse sont considérées comme des fonctions aléatoires de l'espace et du temps dont les valeurs instantanées peuvent être décomposées en valeurs moyennes et fluctuantes :

$$U(X, Y, Z, t) = \overline{U}(X, Y, Z, t) + u(X, Y, Z, t)$$

et

$$V(X, Y, Z, t) = \overline{V}(X, Y, Z, t) + v(X, Y, Z, t)$$

Le symbole $\overline{(\)}$ correspond à l'opérateur de moyenne arithmétique, et les lettres minuscules représentent les fluctuations par rapport à la moyenne. Le dispositif expérimental permet de faire l'hypothèse d'un écoulement permanent.

La caractérisation de l'écoulement porteur a été réalisée pour plusieurs valeurs de la vitesse débitante : 1 m.s^{-1} , $1,2 \text{ m.s}^{-1}$, $1,5 \text{ m.s}^{-1}$, et 2 m.s^{-1} . Tous les résultats obtenus ne seront pas présentés mais nous nous pencherons en particulier sur la vitesse débitante de 2 m.s^{-1} avant de regarder plus loin dans le chapitre l'influence de la vitesse sur les caractéristiques de l'écoulement. Chronologiquement parlant, nous nous sommes d'abord intéressés à l'écoulement produit par le générateur de turbulence seul, similaire aux études trouvées dans la littérature, c'est-à-dire sans dispositif d'injection, avant de nous intéresser à l'écoulement produit en présence du porte-injecteur. Par conséquent, les résultats seront d'abord présentés pour l'écoulement seul sans dispositif d'injection, avant l'analyse des modifications provoquées par la présence de ce dispositif. Enfin, on s'intéressera à l'influence de la température, puisque des mesures PIV ont pu être réalisées pour différentes valeurs de la température.

La première partie de ce chapitre (section 4.2) est consacrée à l'évolution des grandeurs statistiques en un point le long de l'axe de la veine, pour la configuration sans injecteur, une température ambiante et une vitesse débitante de 2 m.s^{-1} . Une description rapide des principales phases de l'écoulement est réalisée dans la section 4.3, avant de s'intéresser en particulier à la zone établie (section 4.4). L'évolution des propriétés énergétiques est discutée en section 4.5, et l'influence de la vitesse débitante en section 4.6. On finit avec l'influence du porte-injecteur, présentée en section 4.7.

4.2 Évolution des principales grandeurs sur l'axe

Nous nous intéresserons dans cette partie à l'évolution des différents moments statistiques sur l'axe de la veine. Les résultats présentés dans cette partie sont ceux obtenus pour la vitesse débitante de 2 m.s^{-1} . On montrera plus tard que la valeur de la vitesse débitante ne change pas fondamentalement les résultats.

4.2.1 Moment d'ordre 1 et 2

4.2.1.1 Vitesses moyennes \bar{U} et \bar{V}

Les moments d'ordre un sont les vitesses moyennes \bar{U} et \bar{V} . Ces valeurs sont normalisées par la valeur de la vitesse débitante $U_0 = 2 \text{ m.s}^{-1}$. Pour de simples raisons de symétrie, il est évident que la vitesse radiale est nulle sur l'axe. En revanche, la composante longitudinale de la vitesse moyenne \bar{U} présente, en entrée de veine, un comportement très différent d'une turbulence de grille, comme l'illustre la figure 4.2.

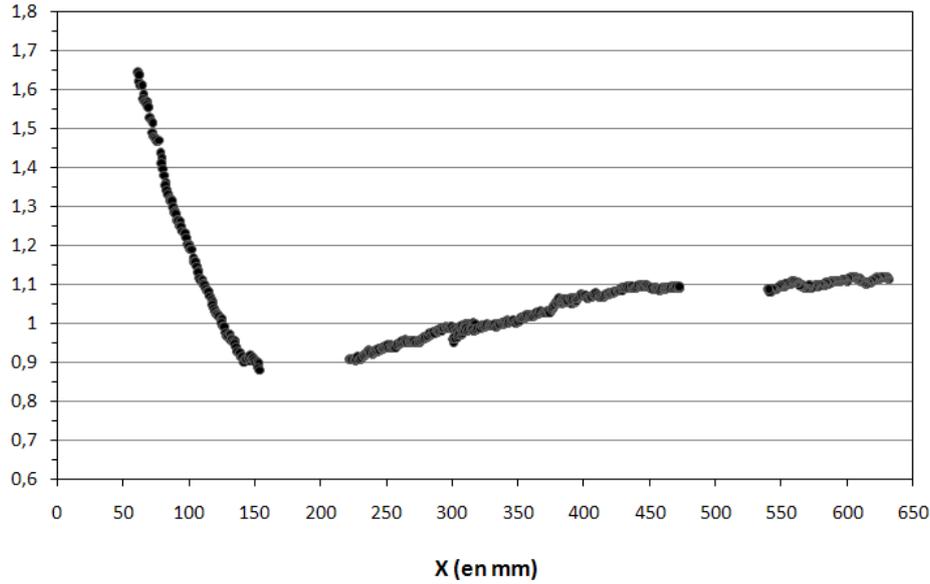


FIG. 4.2 – Évolution axiale de la vitesse moyenne longitudinale \bar{U}/U_0 pour $U_0 = 2 \text{ m.s}^{-1}$

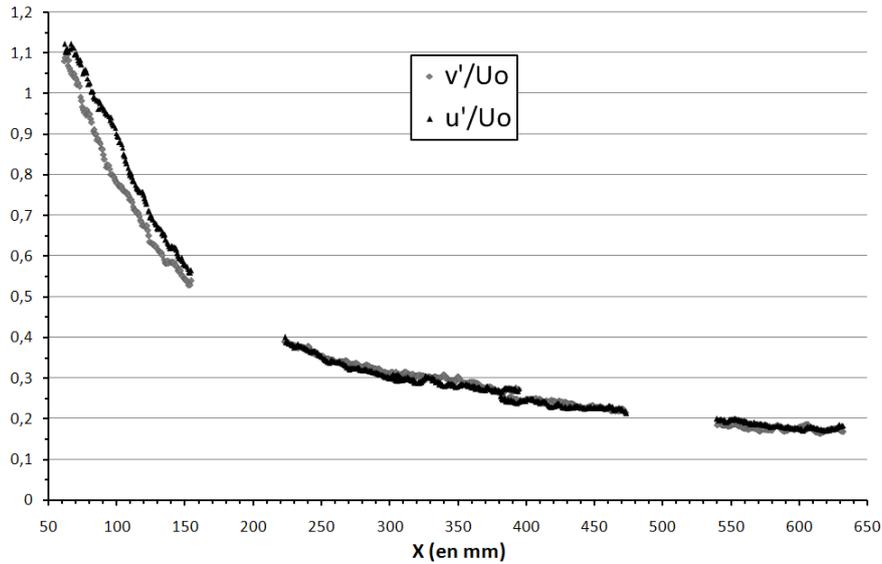
On distingue plusieurs phases à partir de l'évolution axiale de \bar{U}/U_0 . Tout d'abord une phase d'entrée dans la veine, de $X = 60 \text{ mm}$ à $X = 150 \text{ mm}$, caractérisée par un fort gradient négatif de vitesse moyenne, suivie d'une annulation et augmentation de ce gradient entre 150 mm et 220 mm : l'écoulement passe alors dans une phase de transition où la vitesse moyenne longitudinale \bar{U} voit sa valeur axiale augmenter doucement pour se stabiliser vers $X = 375 \text{ mm}$. A partir de cette valeur, on peut considérer que l'écoulement moyen s'établit, avec une valeur axiale moyenne \bar{U} qui évolue très peu. On appellera cette phase zone établie : c'est la zone qui nous intéresse le plus.

4.2.1.2 Moments d'ordre deux

Fluctuations turbulentes Les fluctuations turbulentes u' et v' sont calculées comme l'écart-type des vitesses instantanées par rapport aux vitesses moyennes \bar{U} et \bar{V} :

$$u' = \sqrt{u'^2} = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot \sum (U - \bar{U})^2} \text{ et } v' = \sqrt{v'^2} = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot \sum (V - \bar{V})^2}$$

Comme précédemment, ces grandeurs sont normalisées par U_0 , et leurs évolutions sont présentées sur la courbe 4.3.

FIG. 4.3 – Évolution axiale de u'/U_0 et v'/U_0

Le comportement de ces grandeurs présente quelques caractéristiques intéressantes. Tout d'abord, contrairement à la vitesse moyenne, il n'y a pas de croissance dans la deuxième partie de l'écoulement. Les vitesses fluctuantes ne font que décroître sur l'axe. De plus, la courbe 4.2 montre que si, dans la première partie de l'écoulement jusqu'à $X = 160 \text{ mm}$, les écarts-types présentent des différences quantifiables (qui restent cependant inférieures à 10 %), il n'en est pas de même au-delà. La bonne superposition des courbes u'/U_0 et v'/U_0 semble indiquer que l'écoulement devient isotrope à partir de cette valeur.

Une conséquence négative des hauts niveaux de turbulence (supérieurs à 30 %), et du fait que la vitesse moyenne n'est pas établie immédiatement, est que l'on ne peut pas faire l'hypothèse de Taylor avant la zone dite établie (pour $X > 370$).

Coefficient d'anisotropie Pour confirmer ce résultat, on s'intéresse de la même manière à l'évolution du rapport d'anisotropie, défini comme le rapport de l'écart-type axial sur l'écart-type radial $\frac{u'}{v'}$. La figure 4.4 présente l'évolution axiale de ce rapport.

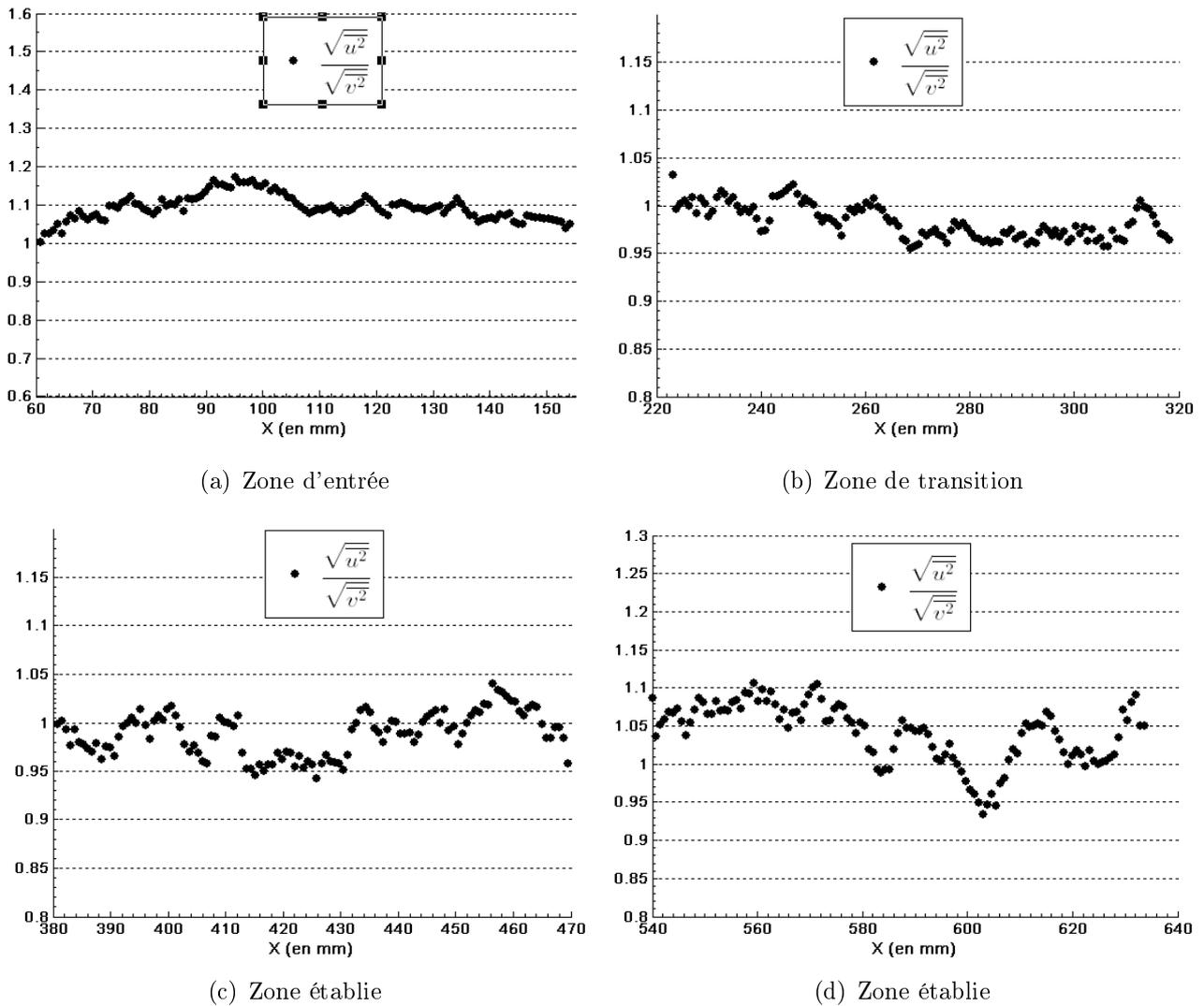


FIG. 4.4 – Évolution axiale du rapport d'isotropie

On remarque que l'écoulement en entrée de veine n'est pas isotrope : le rapport d'isotropie varie entre 1 et 1,2 pour X compris entre 0 et 160 mm . En revanche, dès $X = 220 mm$, ce rapport fluctue autour de 1 et reste compris entre 1,1 et 0,9, voire entre 1,05 et 0,95.

Intensité de turbulence En suivant ?, on définit l'intensité relative d'énergie turbulente comme la racine carrée du rapport de l'énergie cinétique turbulente moyenne et de l'énergie cinétique moyenne :

$$I_e = \frac{\sqrt{\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}}}{\sqrt{\overline{U}^2 + \overline{V}^2 + \overline{W}^2}}$$

Les hypothèses d'écoulement homogène et isotrope dans la veine d'expérimentation nous permettent de simplifier l'expression en :

$$I_e = \frac{\sqrt{u^2 + 2.v^2}}{\bar{U}}$$

L'évolution sur l'axe de cette grandeur est présentée en figure 4.5.

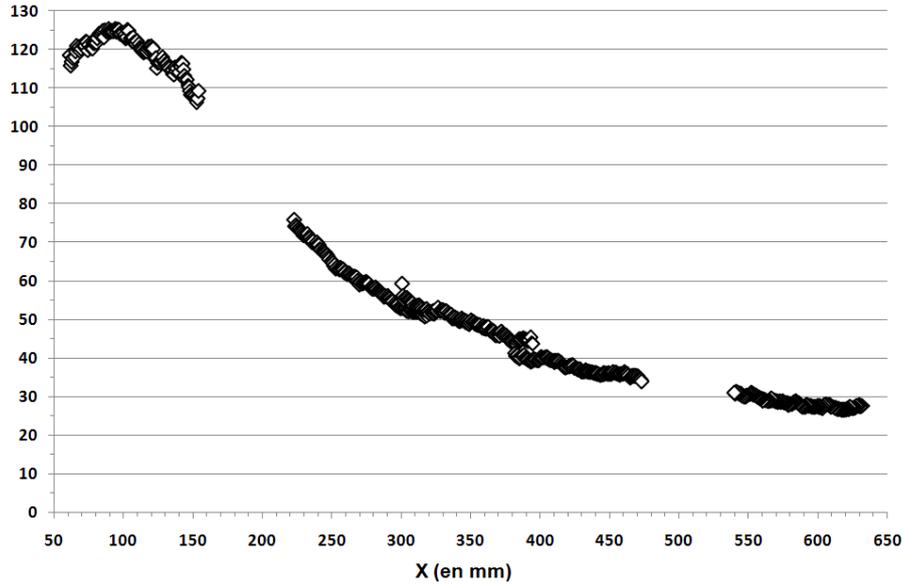


FIG. 4.5 – Évolution axiale de l'intensité en énergie turbulente I_e (en %)

On remarque en zone d'entrée de veine une croissance de l'intensité en énergie turbulente, due au fait que la vitesse moyenne longitudinale décroît plus vite que les fluctuations de turbulence. En revanche, à partir de $X = 160 \text{ mm}$, la croissance de la composante longitudinale de la vitesse moyenne \bar{U} entraîne une chute de I_e plus rapide que celle des écart-types. Enfin, on soulignera que les niveaux atteints sont très importants puisque l'intensité minimum obtenue en fin de veine est de 30 %.

Tensions de Reynolds normalisées Les contraintes de turbulence, ou tensions de Reynolds, sont définies par le moment croisé d'ordre deux $\overline{u.v}$, et normées par le produit des écarts-types $u'.v'$. Dans un écoulement de canal turbulent homogène et isotrope, la symétrie statistique impose que les fluctuations de vitesses sur l'axe soient décorréliées, et donc que le long de l'axe de la veine $\overline{u.v} = 0$.

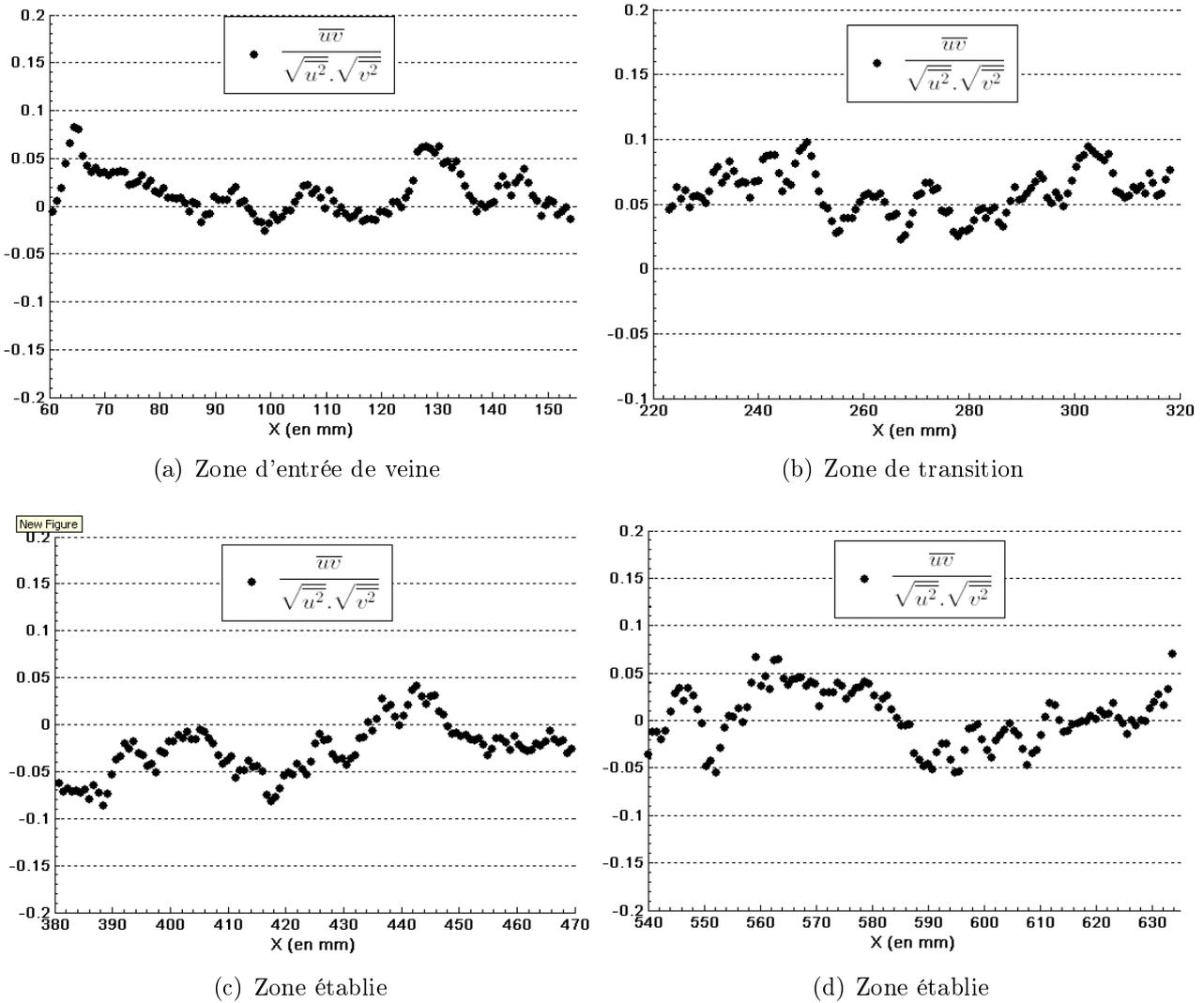


FIG. 4.6 – Évolution axiale des tensions de Reynolds normalisées $\frac{\overline{u.v}}{\sqrt{\overline{u^2}} \cdot \sqrt{\overline{v^2}}}$

Les tensions de Reynolds normalisées (figure 4.6) évoluent le long de l'axe autour de la valeur nulle tout en restant comprises entre $-0,1$ et $+0,1$ pour les zones de transition, et entre $-0,05$ et $+0,05$ pour les zones plus éloignées. On a donc confirmation que les fluctuations de vitesse longitudinales et radiales sont bien décorréliées le long de l'axe.

4.2.2 Moment d'ordre trois et quatre

On s'est intéressé également à l'évolution axiale des moments d'ordre trois et quatre. Grâce à ces moments, on peut entre autre calculer les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement des fluctuations de vitesse, dont les valeurs permettent de déterminer à quel point les distributions de ces fluctuations sont proches d'une distribution gaussienne. Ces moments sont tracés à partir des résultats expérimentaux bruts sans aucun lissage. Le nombre de points de mesure, bien que

déjà important, donne des résultats qui ne sont pas nécessairement entièrement convergés pour les moments d'ordre 4, comme on l'a expliqué au paragraphe 3.1.3.2 (voir courbe en annexe B); cependant on peut déjà analyser les tendances d'évolution.

Le moment d'ordre trois $\overline{u^3}$ représente la diffusion longitudinale de la composante axiale de la fluctuation de vitesse. En le normant par u'^3 , on obtient le coefficient de dissymétrie S_u . De la même façon, on définit S_v le coefficient de dissymétrie pour la composante radiale de la fluctuation de vitesse. Pour une répartition gaussienne des fluctuations de vitesse, ces rapports, comme tout moment d'ordre impair, sont nuls. Les résultats, présentés sur la figure 4.7 indiquent que, sur l'axe, le coefficient de dissymétrie pour la composante radiale des fluctuations de vitesse S_v reste toujours proche de la valeur nulle. En revanche, pour S_u , on remarque que ce coefficient prend une valeur nettement positive dans la zone d'entrée comprise entre $X = 0 \text{ mm}$ et $X = 160 \text{ mm}$, alors que, à partir de $X = 220 \text{ mm}$, les deux coefficients de dissymétrie restent compris entre $-0,2$ et $+0,2$. On peut en déduire que S_u diminue et tend vers la valeur nulle entre $X = 160 \text{ mm}$ et $X = 220 \text{ mm}$. On a donc une zone pour laquelle la diffusion turbulente n'est pas nulle.

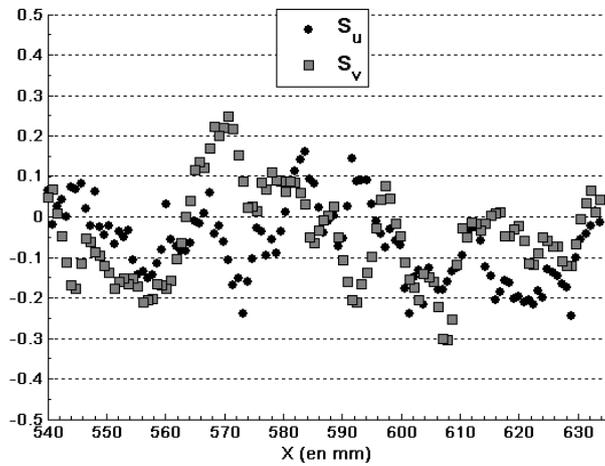
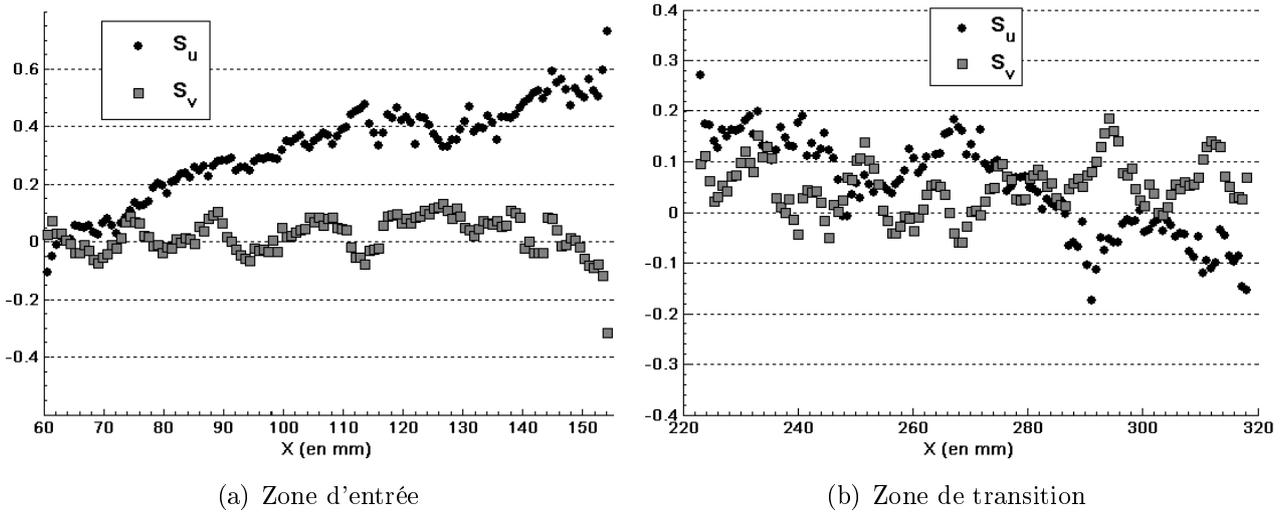
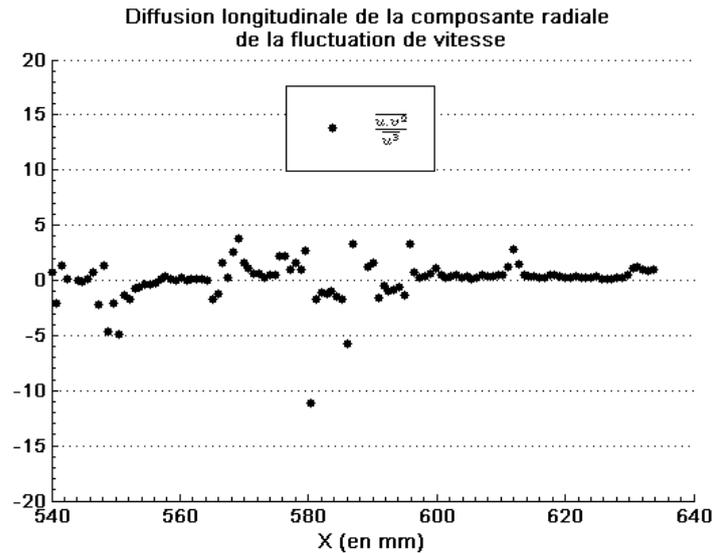


FIG. 4.7 – Évolution longitudinale des coefficients de dissymétrie S_u et S_v

Un autre moment d'ordre 3 qui peut être intéressant à considérer est le moment $\overline{u.v^2}$ que l'on norme par $\overline{u^3}$. Ce moment représente la diffusion longitudinale de la composante radiale de la fluctuation de vitesses. La figure 4.8 présente son évolution axiale.



(a) Zone établie

FIG. 4.8 – Évolution longitudinale de $\frac{\overline{u.v^2}}{\overline{u^3}}$

Comme pour les coefficients de dissymétrie, on observe une certaine dispersion des résultats. On remarque cependant que les valeurs restent centrées autour de la valeur nulle. Comme par ailleurs, on a divisé par un moment qui est lui-même très proche de la valeur nulle, on peut en déduire que la diffusion longitudinale de la composante radiale de la fluctuation de vitesse conserve des valeurs très faibles, voire négligeables.

On s'intéresse enfin au coefficient d'aplatissement qui est défini comme le rapport du moment d'ordre quatre, $\overline{u^4}$, et de l'écart-type au carré. Pour les composantes longitudinales et radiales de la fluctuation de vitesses, on a :

$$F_u = \frac{\overline{u^4}}{\overline{u^2}^2} \text{ et } F_v = \frac{\overline{v^4}}{\overline{v^2}^2}$$

La figure 4.9 montre les évolutions axiales pour ces coefficients multipliés par un facteur 1/3.

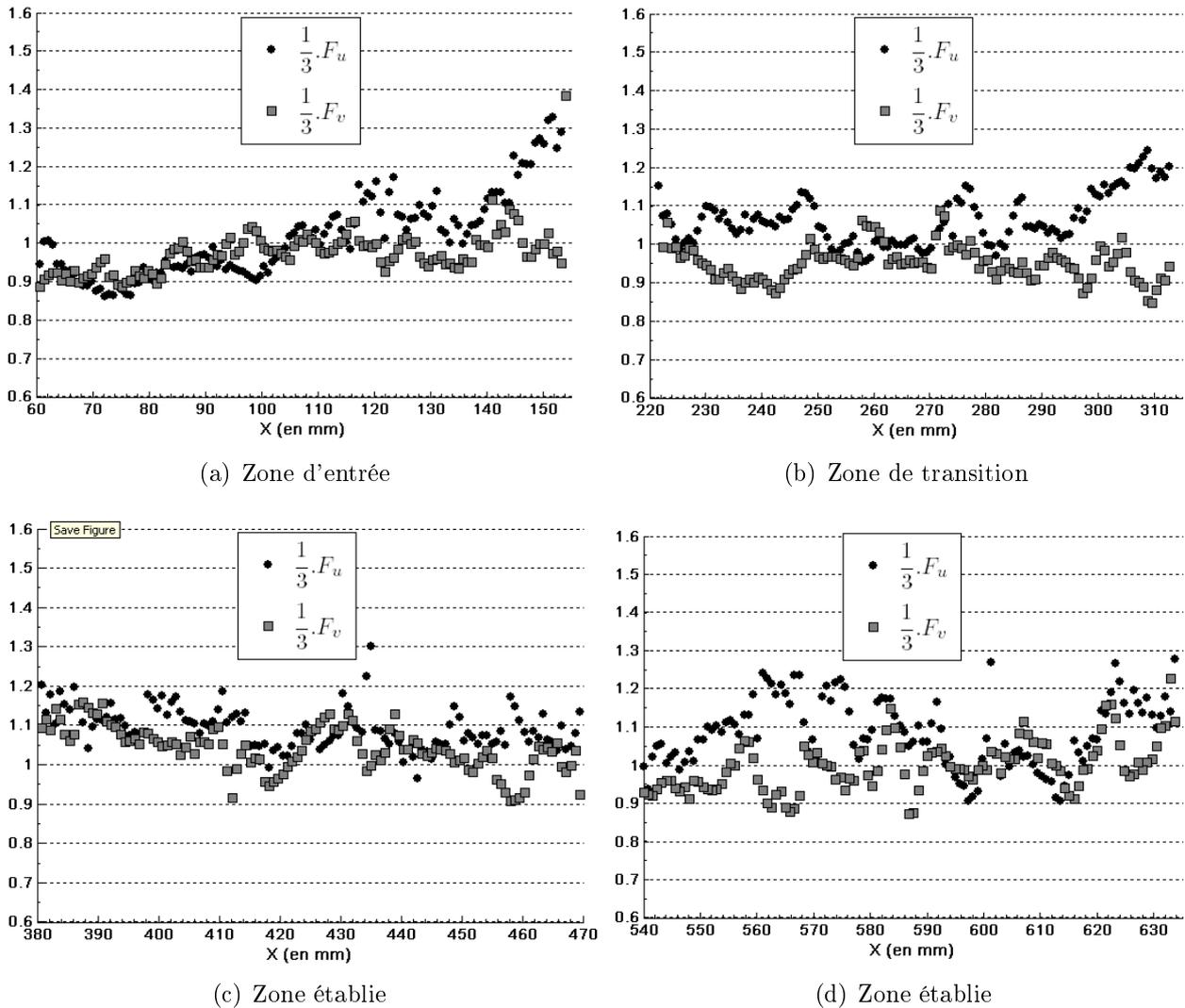


FIG. 4.9 – Évolution longitudinale des coefficients d'aplatissement

Le long de l'axe, les facteurs d'aplatissement restent proches de 3, avec des valeurs comprises entre 2,7 et 3,6. Comme cela a été précisé précédemment, les facteurs d'aplatissement, comme ceux de dissymétrie, permettent de déterminer des écarts par rapport à une distribution gaussienne des vitesses fluctuantes. En effet, pour une variable aléatoire suivant une loi de probabilité gaussienne, le facteur de dissymétrie vaut 0 et le facteur d'aplatissement 3. Dans la littérature, les différentes turbulences de grille étudiées expérimentalement ont des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement pour les fluctuations de vitesse très proches de leurs valeurs théoriques. A partir des courbes obtenues sur l'axe de la veine, nous pouvons déduire que les fluctuations de vitesses présentent un caractère très proche du comportement gaussien dès lors que l'on a quitté la zone d'entrée de veine, c'est-à-dire au-delà de $X = 160 \text{ mm}$.

4.3 Les différentes phases de l'écoulement

4.3.1 Première phase : entrée dans la veine, $60 \text{ mm} < X < 155 \text{ mm}$

La première zone visualisée correspond à X compris entre 60 mm et 150 mm , et Y compris entre -35 et $+35 \text{ mm}$. Cette zone se situe directement à la sortie du convergent. Une première remarque qui peut être faite en observant les champs instantanés est que de grosses structures tourbillonnaires sont clairement visibles dans cette zone, comme on peut le voir sur les champs instantanés et les lignes de courant associées présentés en figure 4.10. Cette zone est donc très fortement turbulente.

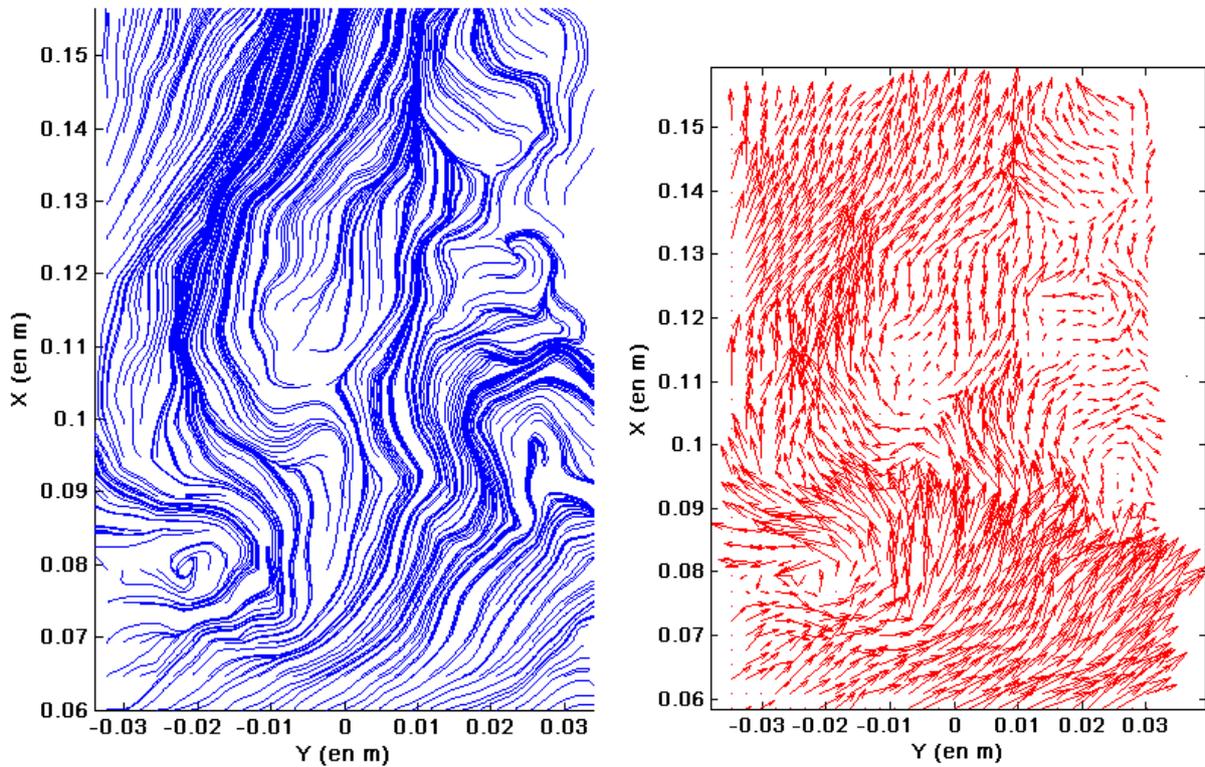


FIG. 4.10 – Lignes de courant et champ instantané de vecteurs vitesses en entrée de veine

La figure 4.11 représente le champ de vitesse moyenne longitudinale normalisée $\frac{\bar{U}}{U_0}$ pour cette zone d'entrée de veine et pour la vitesse débitante de $U_0 = 2 \text{ m.s}^{-1}$.

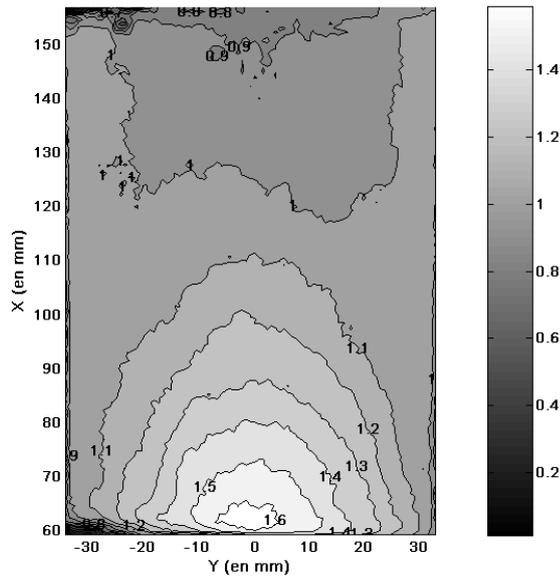


FIG. 4.11 – Vitesse moyenne longitudinale normalisée \bar{U}/U_0 pour la zone d'entrée

On observe une diminution rapide de la vitesse moyenne longitudinale \bar{U} pour $Y = 0 \text{ mm}$ et un retournement des profils à partir de $X = 110 \text{ mm}$. Les profils radiaux de vitesses moyennes de la figure 4.12 confirment cette observation.

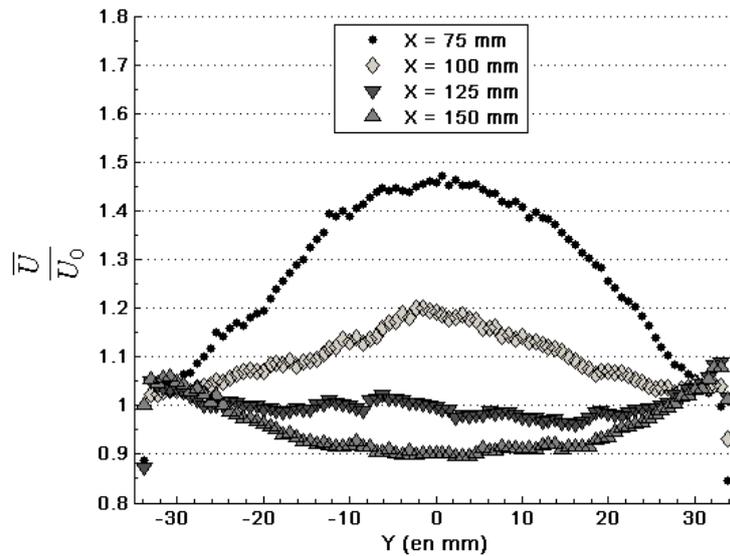


FIG. 4.12 – Profils radiaux de vitesse moyenne longitudinale normalisée \bar{U}/U_0

Cette évolution est intéressante : on passe en effet d'un écoulement ayant un comportement proche d'un jet à un écoulement dont le comportement s'assimile plus à un sillage.

Parallèlement, si on s'intéresse aux profils de vitesse moyenne radiale normalisée $\frac{\bar{V}}{U_0}$ (voir figure 4.13), on remarque que ceux-ci ne sont pas plats, comme on pourrait s'y attendre dans un écoulement de canal turbulent de type turbulence de grille. Au contraire, en début de veine, ils vont présenter une asymétrie marquée par rapport au centre de la veine, asymétrie qui va s'estomper avec les X croissants, c'est-à-dire parallèlement à l'augmentation de vitesse sur les bords. Plus on se rapproche de la zone de transition, et plus les profils de vitesse moyenne radiale \bar{V} s'homogénéisent et tendent vers la valeur nulle.

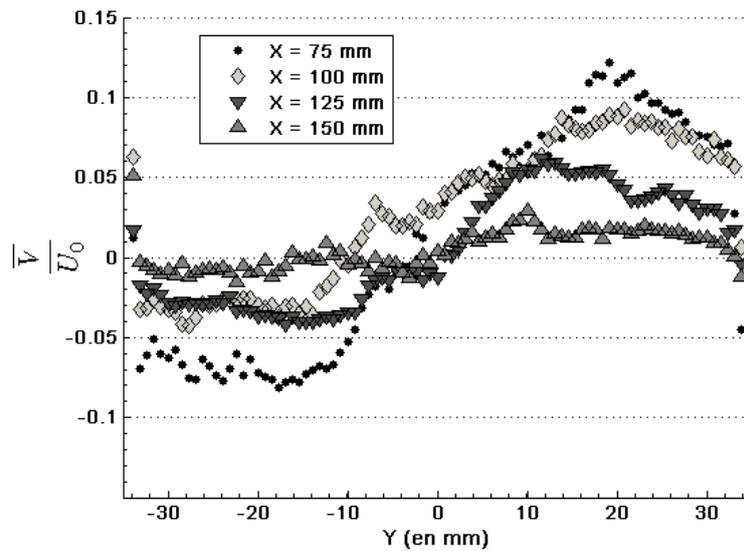


FIG. 4.13 – Profils de vitesse moyenne radiale normalisée $\frac{\bar{V}}{U_0}$

4.3.2 La zone de transition : de $X = 155 \text{ mm}$ à $X = 375 \text{ mm}$

Dans la zone de transition, la vitesse moyenne longitudinale présente des profils creux avec des valeurs loin de l'axe supérieures à celles sur l'axe. Parallèlement à la croissance de \bar{U} sur l'axe, on assiste à une homogénéisation des profils, qui deviennent plats à 10 % près pour $X = 375 \text{ mm}$, ce qui correspond au début de la zone où l'écoulement peut être considéré comme établi. Les profils de vitesse moyenne radiale \bar{V} , que l'on peut voir sur les figures 4.14, sont dans cette zone déjà très plats.

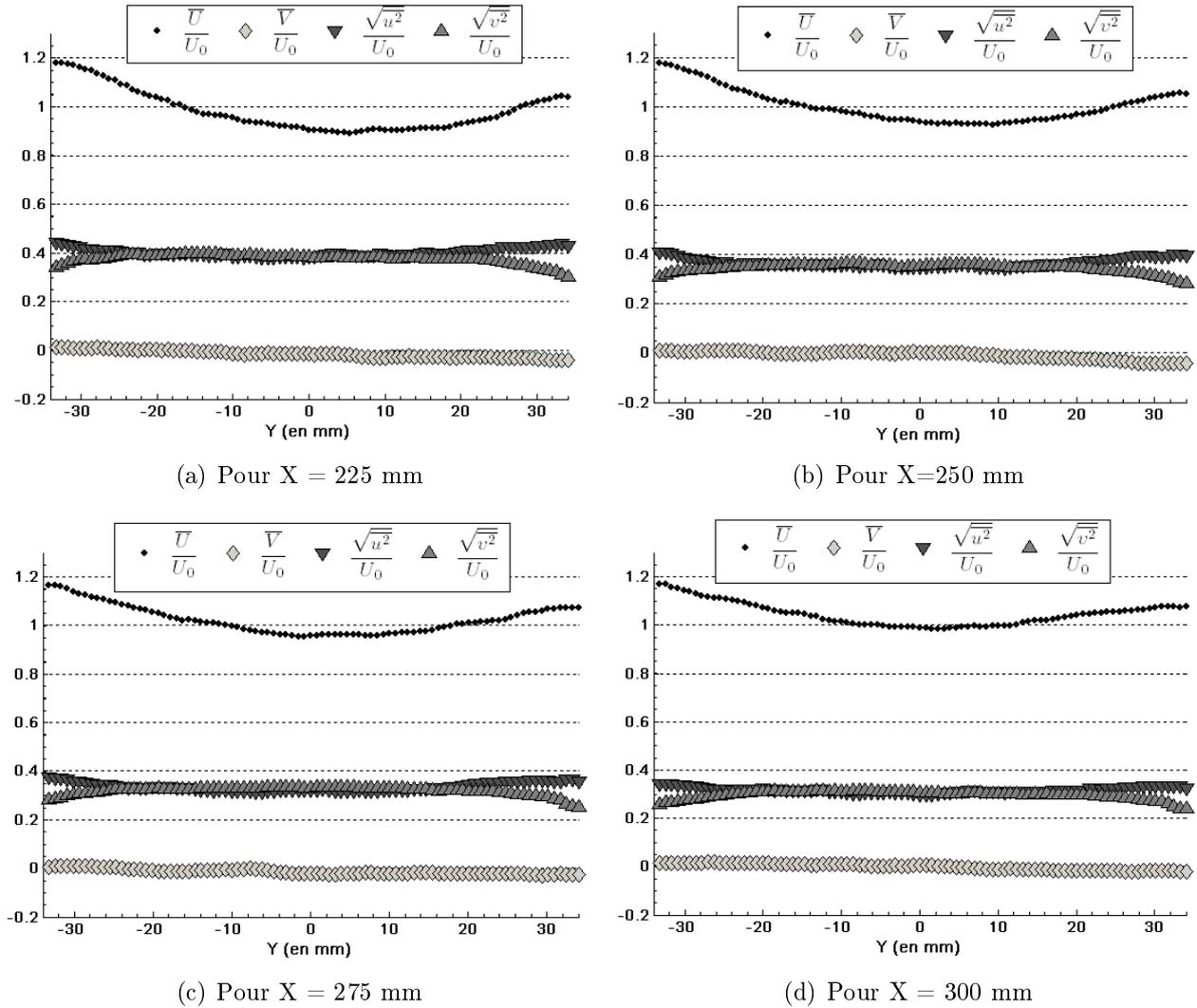


FIG. 4.14 – Profils de vitesses moyennes et fluctuantes normalisées pour quelques valeurs de X dans la zone de transition

Sur les mêmes figures ont été tracés les profils des écart-types de vitesse u' et v' . On peut faire plusieurs remarques : tout d'abord le fait que quelque soit la composante de vitesse considérée, les profils sont nettement plus plats que ceux de vitesse moyenne longitudinale \bar{U} , ce qui indique que l'homogénéisation des fluctuations a lieu en amont de l'homogénéisation de la vitesse moyenne. Cette caractéristique se retrouve également pour un écoulement de canal turbulent de type turbulence de grille, d'après ?. On peut remarquer ensuite l'excellente superposition des deux écarts-type u' et v' , ce qui indique une très bonne isotropie de l'écoulement sur une bonne part de la section de la veine.

4.3.3 La zone établie : à partir de $X = 375 \text{ mm}$

La zone établie se caractérise par plusieurs éléments : tout d'abord des profils de vitesse moyenne très plats sur la section comprise entre $Y = -35 \text{ mm}$ et $+35 \text{ mm}$, que ce soit pour la

composante longitudinale ou radiale, ce qui indique une très bonne homogénéité. De la même façon, comme dans la zone de transition, les profils de fluctuations turbulentes présentent une grande homogénéité et se superposent bien. La figure 4.15 nous montre les profils radiaux de quelques grandeurs normalisées dans la zone d'intérêt.

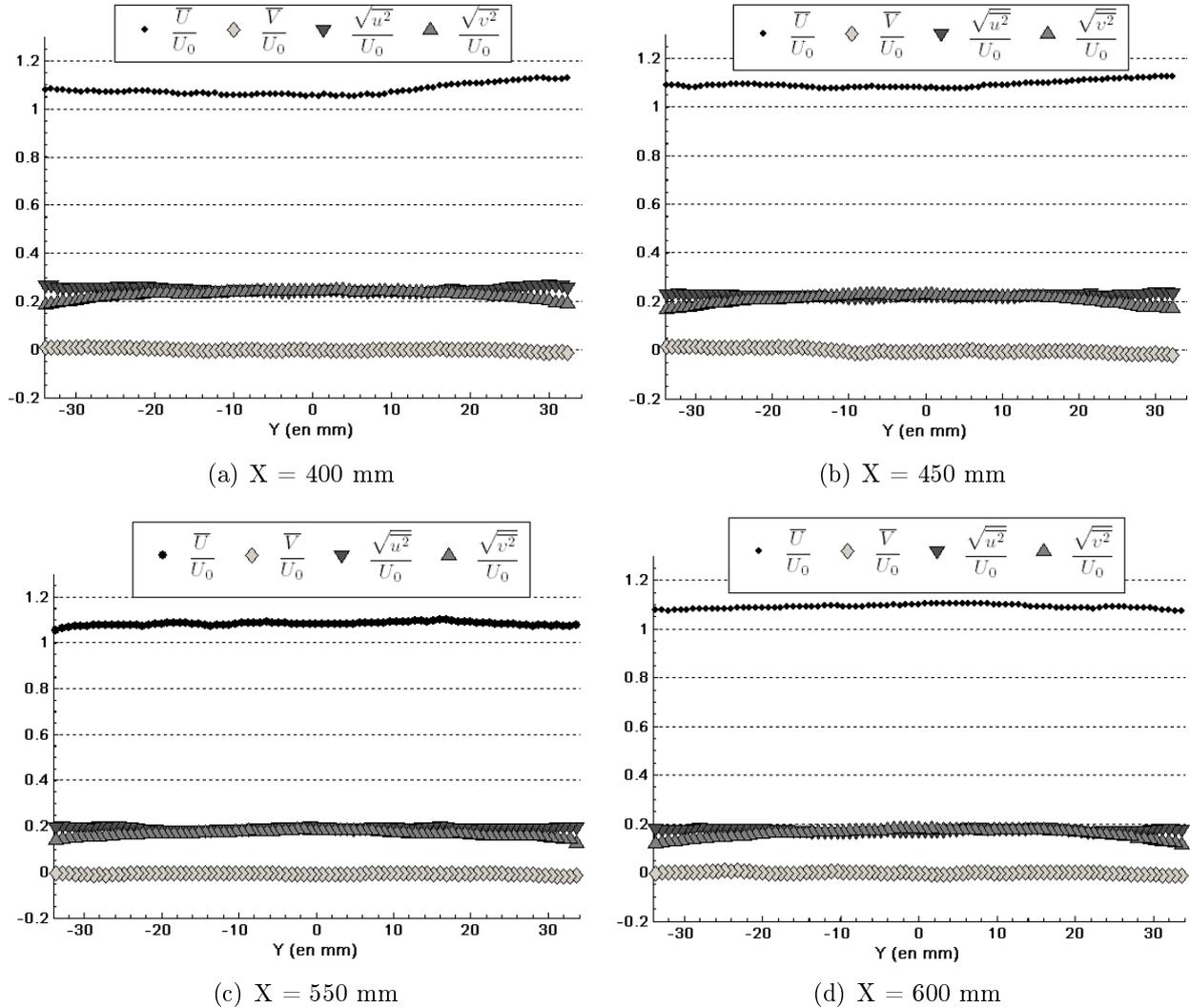


FIG. 4.15 – Profils radiaux des vitesses moyennes et fluctuantes normalisées

Les niveaux de turbulence atteints dans cette partie du canal restent élevés, puisque l'intensité relative de turbulence en début de zone d'intérêt à $x = 365 \text{ mm}$ est supérieure à 25%. Par ailleurs, la superposition des courbes u'/U_0 et v'/U_0 indique une très bonne isotropie sur une grande partie de l'écoulement.

De la même manière, les profils de tensions de Reynolds normalisées sont particulièrement homogènes et proches de la valeur nulle, comme le montre la figure 4.16, où le rapport $\frac{\overline{u \cdot v}}{u' \cdot v'}$ reste compris entre $\pm 5 \%$ sur une large portion de la section de la veine.

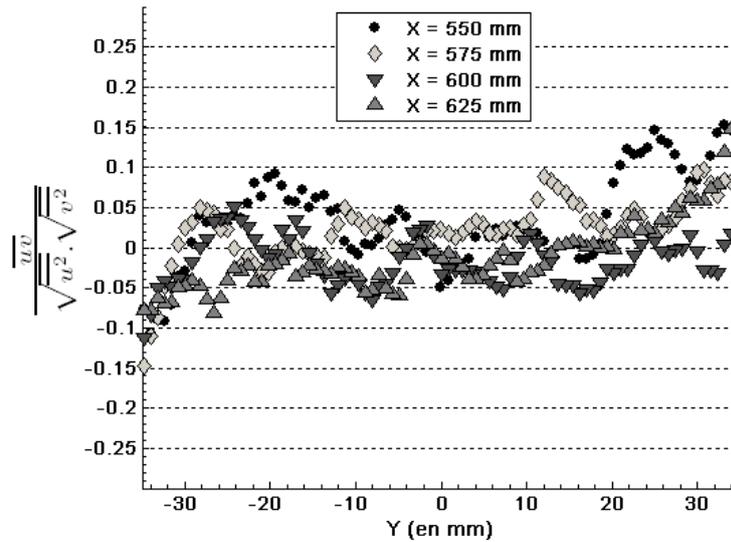


FIG. 4.16 – Profils radiaux de tensions de Reynolds normalisées dans la zone établie

Ce résultats est une simple expression du fait que l'on est dans une zone où les gradients de vitesse moyenne sont nuls et confirme que l'on peut considérer cette zone comme étant proche de la turbulence homogène isotrope.

De la même manière que précédemment, les profils radiaux des moments d'ordre trois et quatre nous renseignent sur les répartitions de vitesses fluctuantes. La figure 4.17 présente les profils des coefficients de dissymétrie, et la figure 4.18 les coefficients d'aplatissement multipliés par un facteur $1/3$.

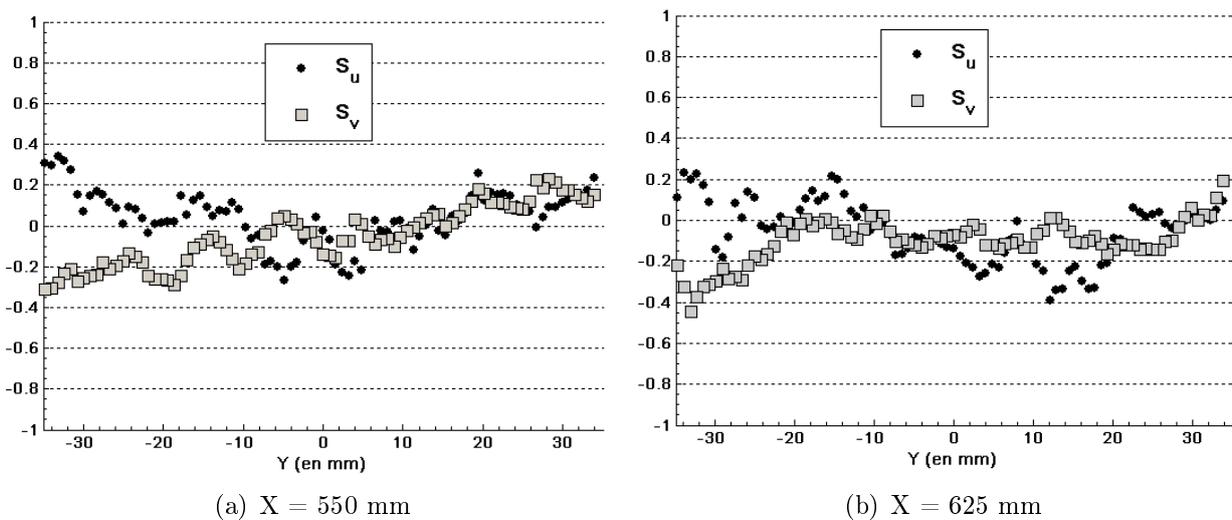


FIG. 4.17 – Profils radiaux des coefficients de dissymétrie

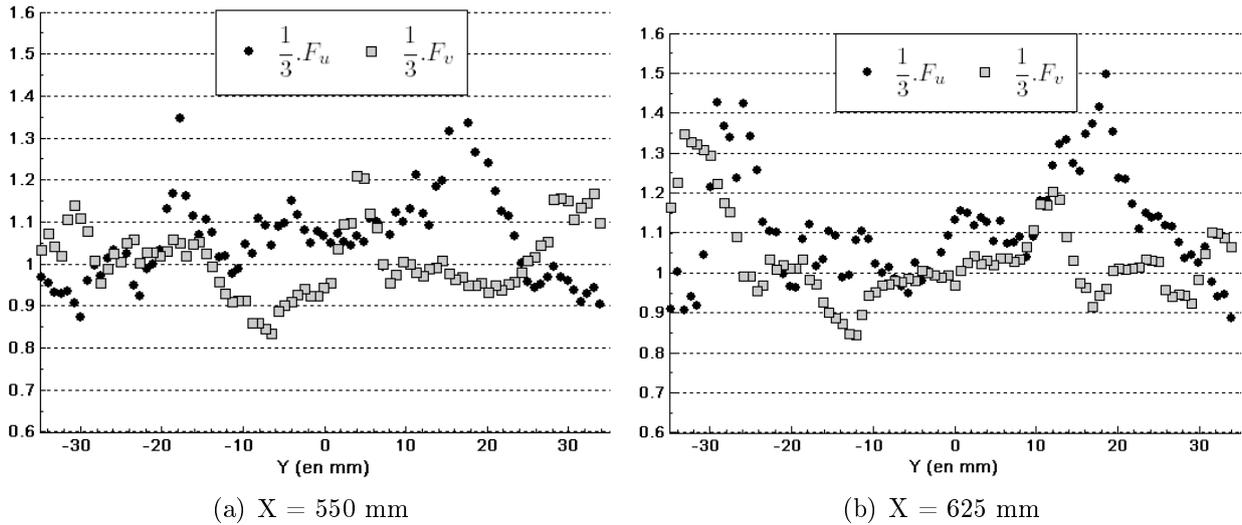


FIG. 4.18 – Profils radiaux des coefficients d’aplatissement multipliés par le facteur 1/3

Les valeurs de ces différents moments semblent encore une fois centrées sur leurs valeurs théoriques de 0 pour le facteur de dissymétrie et de 3 pour le facteur d’aplatissement. On peut donc s’attendre à un comportement gaussien des répartitions de fluctuations de vitesses. Les histogrammes de répartition de vitesses fluctuantes représentés sur la figure 4.19 confirment cette conclusion.

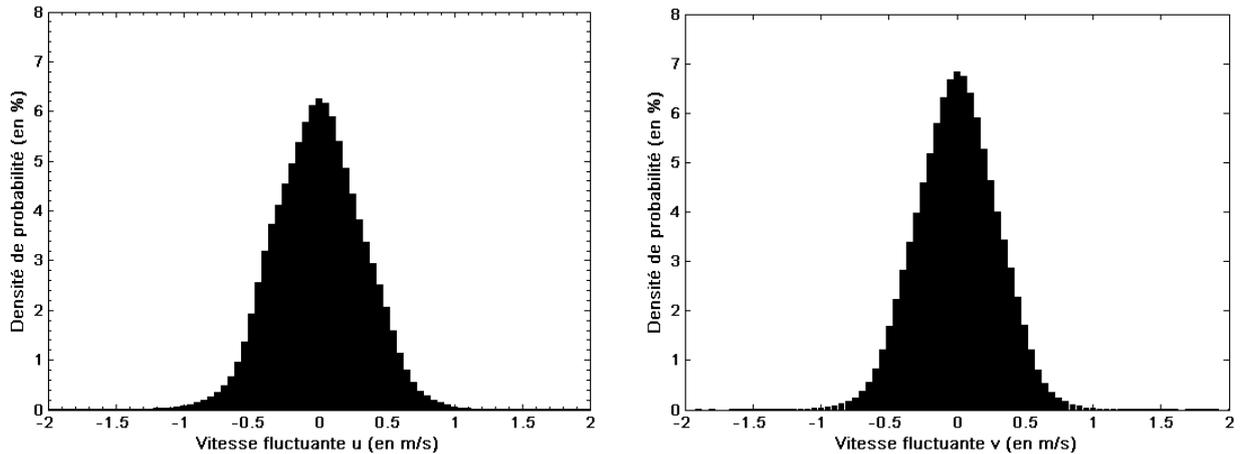


FIG. 4.19 – Histogrammes de répartition de fluctuations de vitesses

4.4 Corrélations doubles en deux points et échelles de l'écoulement

Afin de déterminer les échelles intégrales de la turbulence, on calcule les corrélations doubles en deux points $f(r, t)$ et $g(r, t)$, définies par :

$$f(r, t) = \frac{\overline{(u(P_1, t) \cdot u(P_2, t))}}{\overline{(u(P_1, t))^2}}$$

et

$$g(r, t) = \frac{\overline{(v(P_1, t) \cdot v(P_2, t))}}{\overline{(v(P_1, t))^2}}$$

La turbulence homogène isotrope imposant que toute grandeur statistique est invariante par translation, il vient en particulier que les corrélations doubles en deux points définies précédemment seront indépendantes des points considérés et ne dépendront que de la distance entre deux points $\Delta r = |P_2 - P_1|$, ce qui nous permet d'écrire :

$$f(X, \Delta r) = \frac{\overline{(u(X, r + \Delta r) \cdot u(X, r))}}{\overline{u(X, r)^2}}$$

et

$$g(\Delta r) = \frac{\overline{(v(X, r + \Delta r) \cdot v(X, r))}}{\overline{v(X, r)^2}}$$

Une condition nécessaire du caractère homogène et isotrope de l'écoulement est obtenue si les fonctions f et g suivent la relation de Karman-Howarth, c'est-à-dire si :

$$g(X, \Delta r) = f(X, \Delta r) + \frac{\Delta r}{2} \cdot \frac{\partial f(X, \Delta r)}{\partial (\Delta r)}$$

La figure 6.23 montre une représentation des corrélations en deux points $f(X, \Delta r)$ et $g(X, \Delta r)$ calculé sur un profil pour $X = 400 \text{ mm}$, calculées d'après les mesures, ainsi qu'une représentation de $g(X, \Delta r)$ calculée d'après la relation de Karman-Howarth. On a un assez bon accord entre les deux valeurs de g , et ce, même dans la zone d'entrée de veine.

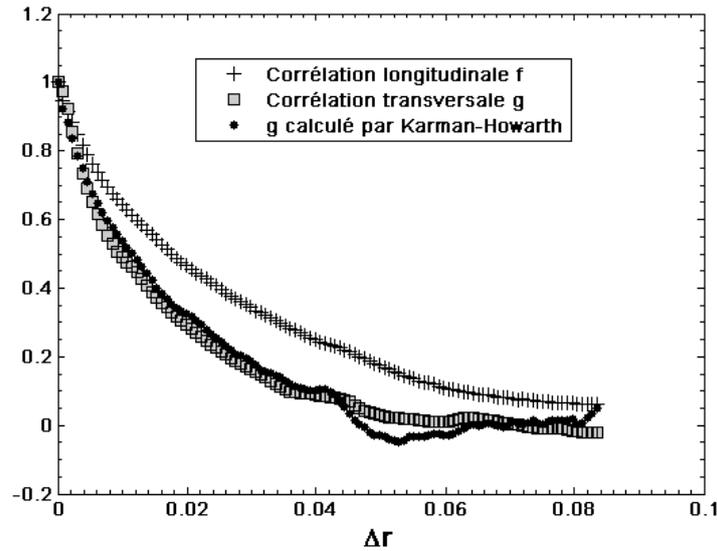


Figure 4.20: Corrélacions doubles en deux points et relations de Karman-Howarth pour $X = 400 \text{ mm}$

On s'intéresse par ailleurs à l'évolution de la corrélation double longitudinale en fonction de X . Sur la figure 4.21 sont présentées les corréacions doubles longitudinales $f(\Delta r)$ calculées en différentes abscisses le long de l'axe de la veine. Les courbes obtenues ont des comportements proches de courbes exponentielles.

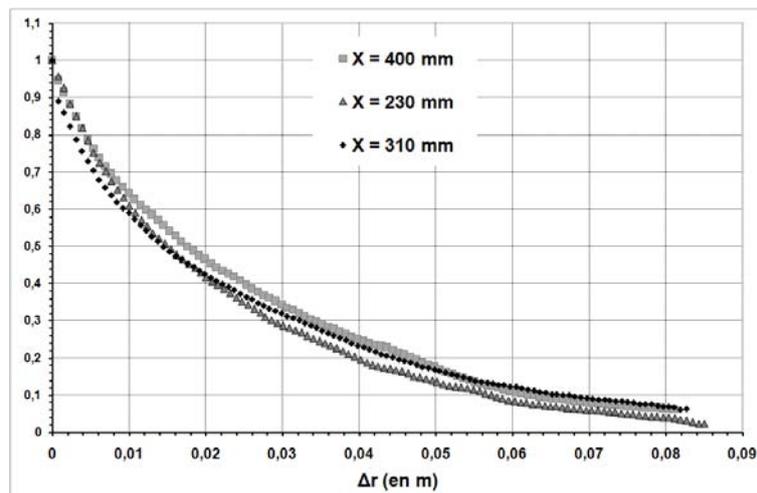


Figure 4.21: Corrélacions doubles longitudinales $f(\Delta r)$ pour différentes valeurs de X

Les échelles intégrales sont calculées à partir des corréacions doubles en deux points suivant les relations :

$$L_f(X) = \int f(X, \Delta r).d(\Delta r)$$

et

$$L_g(X) = \int g(X, \Delta r).d(\Delta r)$$

On assiste à une augmentation de l'échelle intégrale longitudinale avec X , comme le montre le tableau 4.1 :

X (en mm)	L_f (en mm)
60	21,5
230	22,9
310	24
400	25,5

TAB. 4.1 – Valeurs de L_f et de L_g pour différentes abscisses

4.5 Propriétés énergétiques

En turbulence de grille, la décroissance du montant d'énergie cinétique du mouvement d'agitation, déterminée par l'évolution axiale du carré de l'intensité de turbulence u'/U_o , est caractérisée par la présence de deux phases (voire trois) de dégénérescence :

- La première phase, appelée phase initiale, se caractérise par une loi de dégénérescence du type :

$$\frac{\overline{u^2}}{U_{adv}^2} = A \left(\frac{X}{M} - \frac{X_0}{M} \right)^{-n}$$

où A est une constante pure, M est la taille de maille de la grille, U_{adv} la vitesse moyenne d'advection de l'écoulement, et n est un exposant.

Physiquement, cette phase est remarquable par le fait que le processus de transfert tourbillonnaire est relativement plus importante que la dissipation visqueuse. Ce processus étant lié au terme non linéaire d'inertie, l'exposant est relativement proche de l'unité. Corrsin and Comte-Bellot [1966] ont trouvé des exposants compris entre 1,28 et 1,35, et une valeur de la constante A de l'ordre de $4,4 \times 10^{-2}$.

- La deuxième phase, ou phase finale, se caractérise par le fait que la dissipation visqueuse est bien moins importante que le transfert inertiel, ce qui implique que la dégénérescence est pilotée en premier par le terme quadratique lié à la viscosité, et que la loi de dégénérescence, suivant Ling and Huang [1970], est de la forme :

$$u'^2 = A(X - X_0)^{-2}$$

La figure 4.22 présente l'évolution longitudinale du carré de l'écart-type de vitesse normalisé par la vitesse débitante $(u'/U_0)^2$. On ne considère cette évolution qu'à partir de $X = 220 \text{ mm}$. La zone d'entrée de veine n'est pas prise en compte, car les gradients de vitesse moyenne y sont trop importants pour que l'on puisse négliger les termes de production.

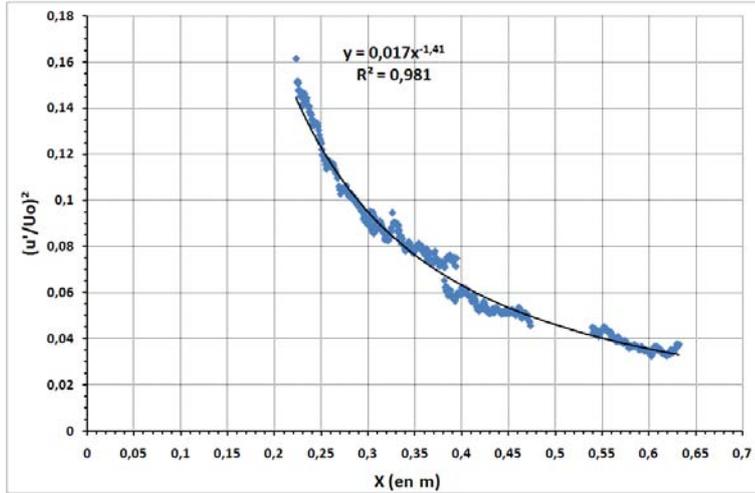


FIG. 4.22 – Décroissance énergétique de la turbulence le long de l'axe de la veine

Il est difficile de déterminer une courbe exacte de dégénérescence de la turbulence, cependant, on obtient une équation pour la courbe de tendance qui s'écrit :

$$\frac{\overline{u^2}}{U_0^2} = 0,017.X^{-1,41}$$

La décroissance en $X^{-1,41}$ semble indiquer clairement une décroissance de type phase initiale de dégénérescence pour une turbulence de grille. Ce résultat diffère de celui trouvé par Videto and Santavicca [1991]. En effet, ces auteurs trouvaient une décroissance de l'intensité turbulente en X^{-2} , ce qui ressemble à une dégénérescence de phase finale pour une turbulence de grille, et donc à un processus majoritairement dissipatif. Dans notre cas, la valeur de l'exposant permet de penser que les transferts inertiels sont importants.

La valeur de l'exposant est assez proche de la valeur maximale trouvée par Corrsin and Comte-Bellot [1966], à savoir 1,35. Si les valeurs de l'exposant sont faciles à comparer, il n'en est pas de même pour la valeur de la constante A . En effet, l'expression établie par Corrsin and Comte-Bellot [1966] fait intervenir la taille de maille M . Or nous n'utilisons pas cette notion, puisque nous n'utilisons pas de grille. Pour faire une analogie avec le modèle de turbulence de grille, on fait intervenir le diamètre des trous percés sur la plaque de turbulence (voir chapitre 2). Ce diamètre vaut $D_{orifice} = 3.10^{-3} \text{ m}$, et en l'utilisant en lieu et place de M dans l'expression de Corrsin and Comte-Bellot [1966], on trouve :

$$\frac{\overline{u^2}}{U_0^2} = A' \left(\frac{X}{D_{orifice}} \right)^{-1,41}$$

avec $A' = 0,08$. L'ordre de grandeur est comparable à celui trouvé par Corrsin and Comte-Bellot [1966], à savoir $A = 4,4 \cdot 10^{-2}$.

Pour les différents auteurs ayant travaillé sur le modèle de turbulence de grille, la décroissance initiale s'accompagne d'une augmentation de la taille de l'échelle intégrale suivant une relation du type :

$$L_f = C' \left(\frac{X}{M} - \frac{X_0}{M} \right)^{0,375}$$

avec C' une constante.

Le manque de points de mesure pour L_f rend la comparaison difficile, mais une tentative a été faite pour fitter les données disponibles au paragraphe précédent à une relation de la même forme que celle de Corrsin and Comte-Bellot [1966]. On trouve un exposant de l'ordre de 0,2 et une constante $C' \approx 3$. Les valeurs obtenues ne sont donc guère comparables. Le manque de points cependant rend les comparaisons difficiles.

On déduit de la relation concernant l'évolution axiale de $\left(\frac{u'}{U_o}\right)^2$ l'expression du taux de dissipation $\bar{\epsilon}$ en utilisant l'équation :

$$\bar{\epsilon} = -\frac{3}{2} \cdot \frac{du'^2}{dt}$$

ce qui nous donne :

$$\bar{\epsilon} = 2,12 \cdot \frac{U_o^3}{D_{orifice}} \cdot A' \cdot \left(\frac{X}{D_{orifice}} \right)^{-2,41}$$

Cette expression peut être comparée à celle déterminée par Corrsin and Comte-Bellot [1966] :

$$\bar{\epsilon} = \frac{15}{8} \cdot \frac{U_o^3}{M} \cdot A \cdot \left(\frac{U_o t}{M} - \frac{U_o t_0}{M} \right)^{-9/4}$$

L'expression trouvée pour le taux de dissipation est donc très proche de celle trouvée par Corrsin and Comte-Bellot [1966] dans le cas d'une turbulence de grille. En revanche, les relations de THI entre le taux de dissipation et les échelles intégrales n'ont pu être vérifiées. Par conséquent par la suite, on continuera à faire l'hypothèse que les relations de THI s'appliquent.

4.6 Influence de la vitesse débitante

Compte-tenu des différentes vitesses débitantes qui ont été utilisées dans la suite de cette étude, il est important de vérifier que les résultats, en terme de caractéristiques de la turbulence et de l'écoulement, ne dépendent pas des conditions d'essai. Cela revient à vérifier que, d'une

expérience à l'autre, on peut retrouver les mêmes valeurs des grandeurs statistiques grâce à une normalisation judicieuse.

Comme précédemment, on adimensionnalise les différents moments statistiques par la valeur de la vitesse débitante U_0 . Les calculs réalisés sont les mêmes que précédemment. On a réalisé des mesures pour quatre vitesses débitantes différentes dans la zone établie (de $X = 380 \text{ mm}$ à $X = 470 \text{ mm}$) : 1 m.s^{-1} , $1,2 \text{ m.s}^{-1}$, $1,5 \text{ m.s}^{-1}$ et 2 m.s^{-1} . Par ailleurs, comme on l'a dit précédemment, la caractérisation de l'écoulement dans l'ensemble de la veine a été réalisée pour les deux valeurs extrêmes de la vitesse débitante, à savoir $U_0 = 1 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_0 = 2 \text{ m.s}^{-1}$. On présente tout d'abord sur les figures 4.23 et 4.24 les évolutions axiales des vitesses moyennes \bar{U}/U_0 et des écart-types normalisés u'/U_0 et v'/U_0 pour ces deux vitesses débitantes.

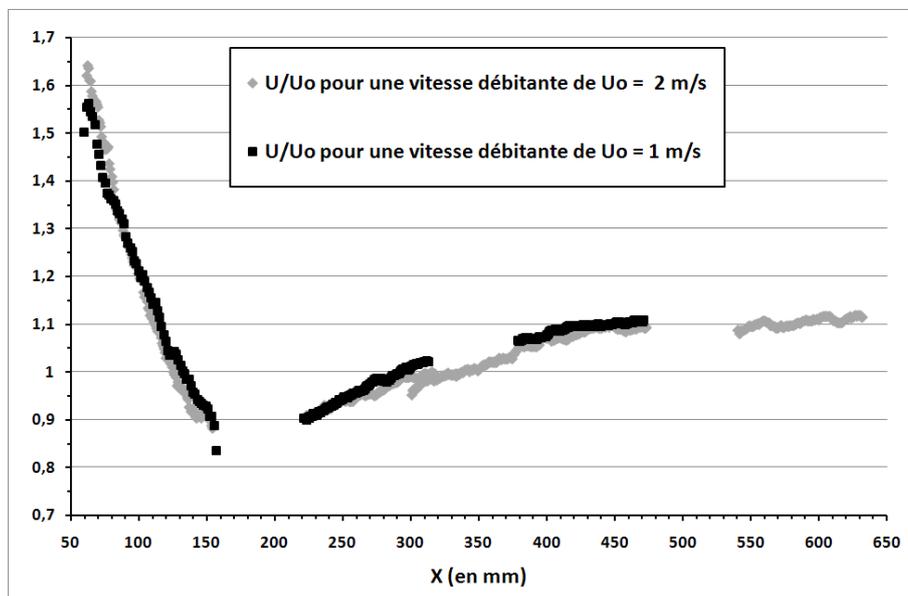


FIG. 4.23 – Évolution axiale des vitesses moyennes \bar{U}/U_0 pour deux valeurs de la vitesse débitante U_0

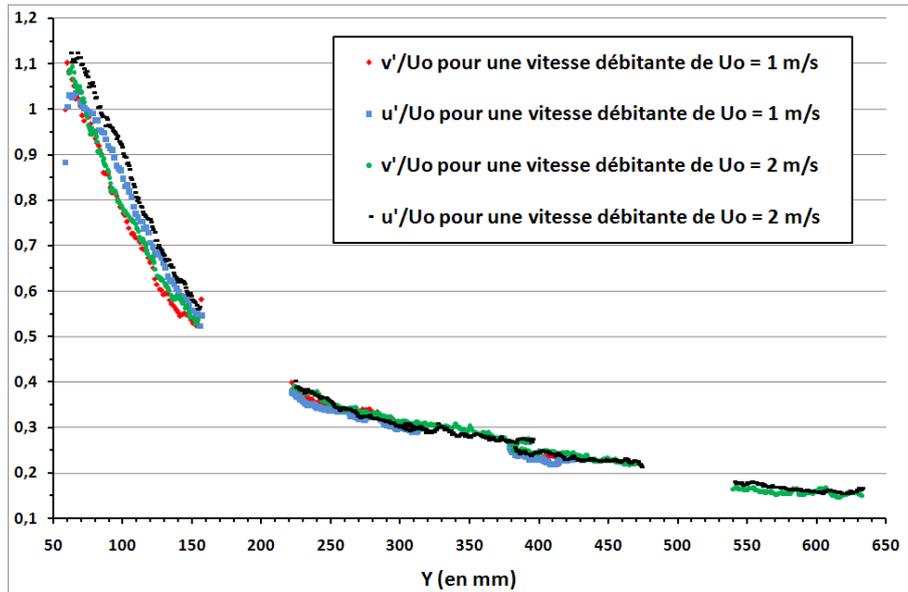


FIG. 4.24 – Évolution axiale des écart-types de vitesse normalisés u'/U_0 et v'/U_0 pour deux valeurs de la vitesse débitante U_0

Il apparaît rapidement que les différences entre les deux situations sont faibles, de l'ordre de quelques pour cents, et ce tout le long de l'axe. On va donc regarder maintenant plus en détail des profils radiaux de différents moments statistiques pour $X = 400 \text{ mm}$.

Les profils radiaux de vitesse moyenne longitudinale normalisée \bar{U}/U_0 (figure 4.25) se superposent bien pour les différentes vitesses débitantes, les différences visibles étant de l'ordre de deux à trois pour cents. On remarque par ailleurs une légère asymétrie des profils radiaux pour trois des quatre vitesses débitantes. Cette asymétrie qui ne dépasse pas cinq pour cents dans le cas le plus défavorable, et que l'on ne retrouve pas forcément d'une série de mesures à l'autre, a été attribuée à une mauvaise position de la caméra.

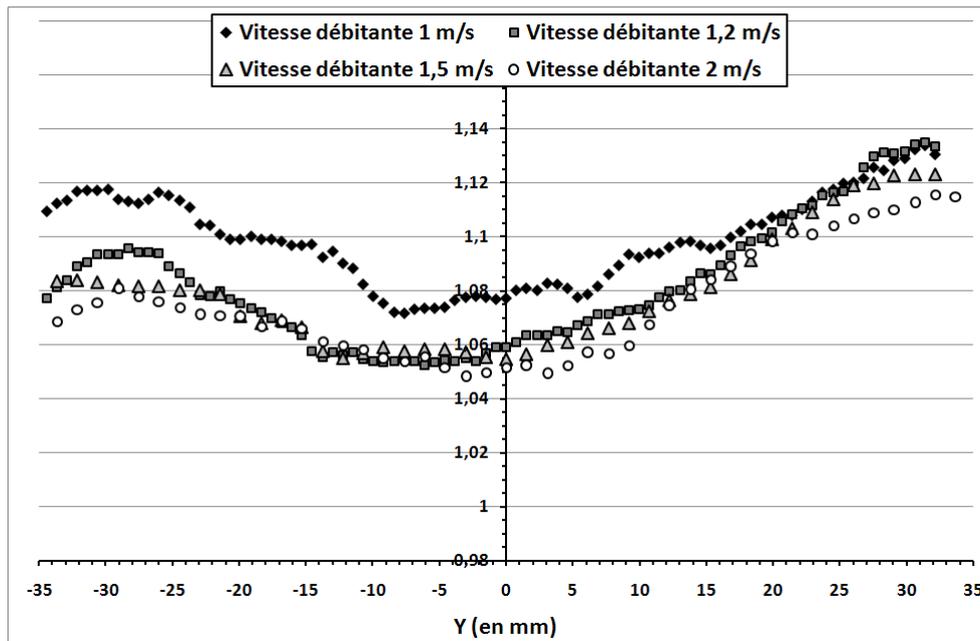


FIG. 4.25 – Profils radiaux de vitesse moyenne longitudinale normalisée \bar{U}/U_0 pour différentes valeurs de la vitesse débitante

Les profils radiaux des écart-types de vitesse normalisés présentés en figure 4.26 et 4.27 présentent encore moins de différences entre vitesses débitantes. Avec des écarts de l'ordre de deux à trois pour cents, on peut considérer que les profils de moments d'ordre deux sont bien similaires.

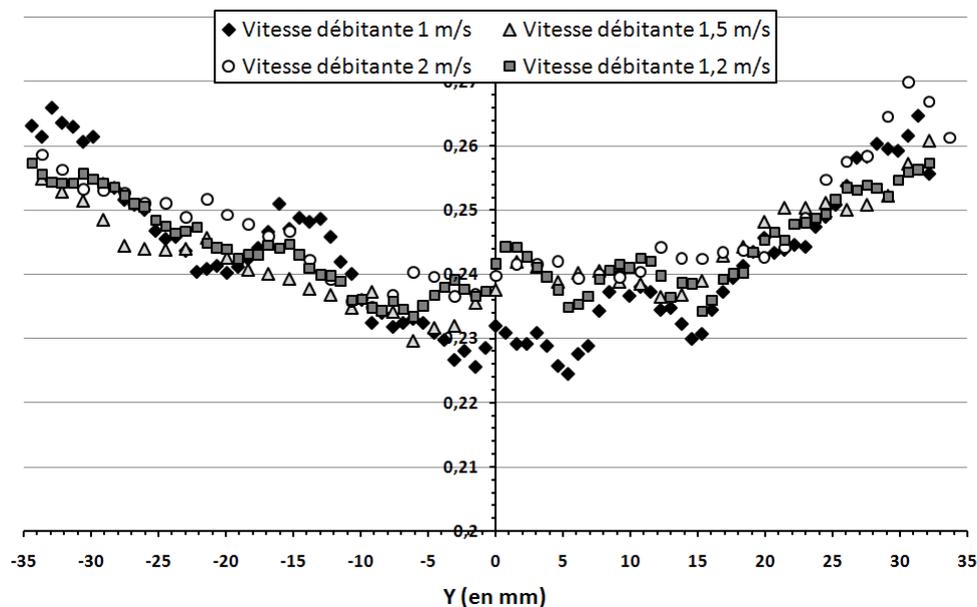


FIG. 4.26 – Profils radiaux des écart-types de vitesse normalisés u'/U_0 pour différentes valeurs de la vitesse débitante

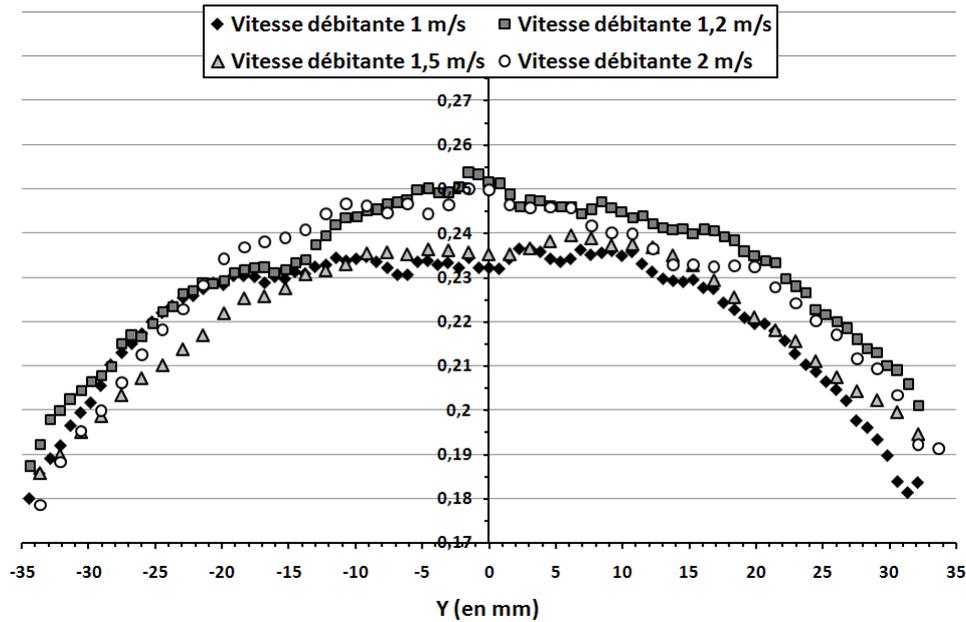


FIG. 4.27 – Profils radiaux des écart-types de vitesse normalisés v'/U_0 pour différentes valeurs de la vitesse débitante

Enfin, on a également vérifié que les fonctions d'auto-corrélations n'étaient pas modifiées avec la vitesse débitante. Ce point était important, car il était nécessaire de vérifier que les échelles de la turbulence n'étaient pas dépendantes de la vitesse débitante. La figure 4.32 montre plusieurs fonctions d'auto-corrélation de la vitesse $f(\Delta r)$ calculées sur un profil radial à $X = 400 \text{ mm}$ pour trois valeurs de la vitesse débitante. L'excellente superposition de ces trois courbes permet de justifier que les fonctions d'auto-corrélation et les échelles intégrales de la turbulence sont bien indépendantes de la vitesse débitante de l'écoulement porteur.

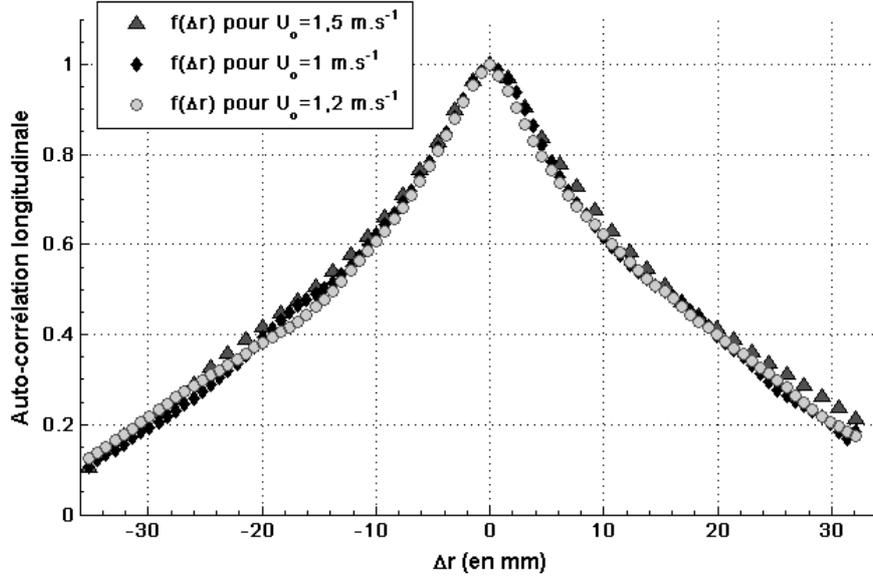


FIG. 4.28 – Fonctions d’auto-corrélation longitudinale $f(\Delta r)$ pour différentes valeurs de la vitesse débitante à $X = 400 \text{ mm}$

4.7 Influence du dispositif d’injection

Si la vitesse débitante ne change pas les conditions d’écoulement, il n’en va pas de même pour le dispositif d’injection. Placé au centre du banc d’essai au niveau de la plaque percée de façon à ce que son extrémité supérieure puisse tangenter l’entrée de la veine, ce dispositif est très volumineux et représente un obstacle important à l’intérieur du convergent. On peut donc s’attendre à des différences importantes au niveau de l’écoulement dans la veine.

De la même façon que précédemment, on va d’abord s’intéresser à l’évolution axiale de la vitesse moyenne longitudinale normalisée \bar{U}/U_0 , représentée en figure 4.29.

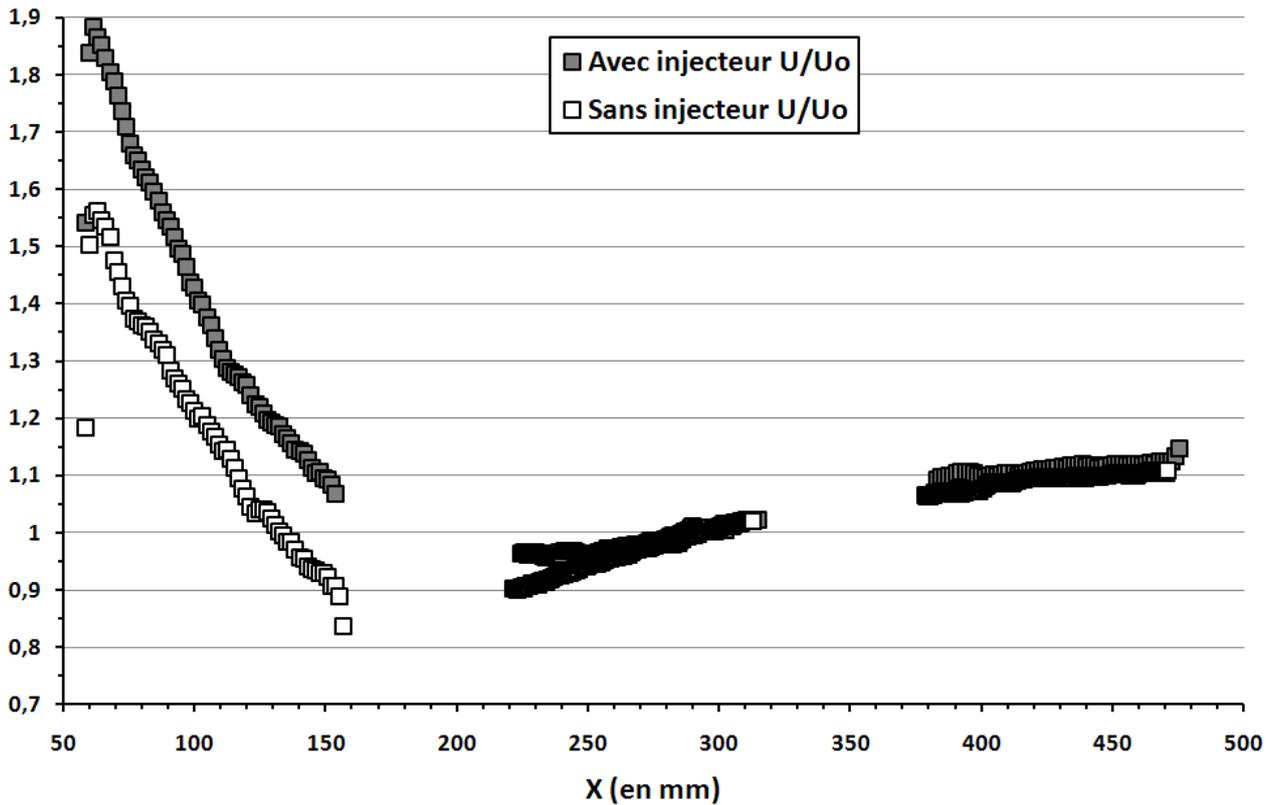


FIG. 4.29 – Comparaison des vitesses moyennes longitudinales normalisées \bar{U}/U_0 avec et sans dispositif d'injection

On remarque que la vitesse moyenne longitudinale sur l'axe \bar{U}/U_0 est beaucoup plus importante dans le cas avec injecteur que sans injecteur dans la phase d'entrée de veine : par conséquent la zone d'inversion des profils se situe bien plus en aval. En extrapolant la courbe, on peut supposer qu'elle se situe vers $X = 160 \text{ mm}$. Toujours en extrapolant, on peut remarquer que le minimum de \bar{U}/U_0 est plus élevé que dans le cas sans injecteur. Par conséquent, on peut prévoir que les profils de vitesse seront bien moins creux, ce qui implique des gradients de vitesse moyenne moins importants dans la zone de transition, et donc probablement une production plus faible. De façon plus prosaïque, on peut s'attendre à des niveaux de turbulence moins élevés mais à des profils de vitesse moyenne plus plats, ce qui peut être intéressant pour la suite de l'étude.

On compare ensuite les évolutions axiales des écart-types normalisés (voir figure 4.30).

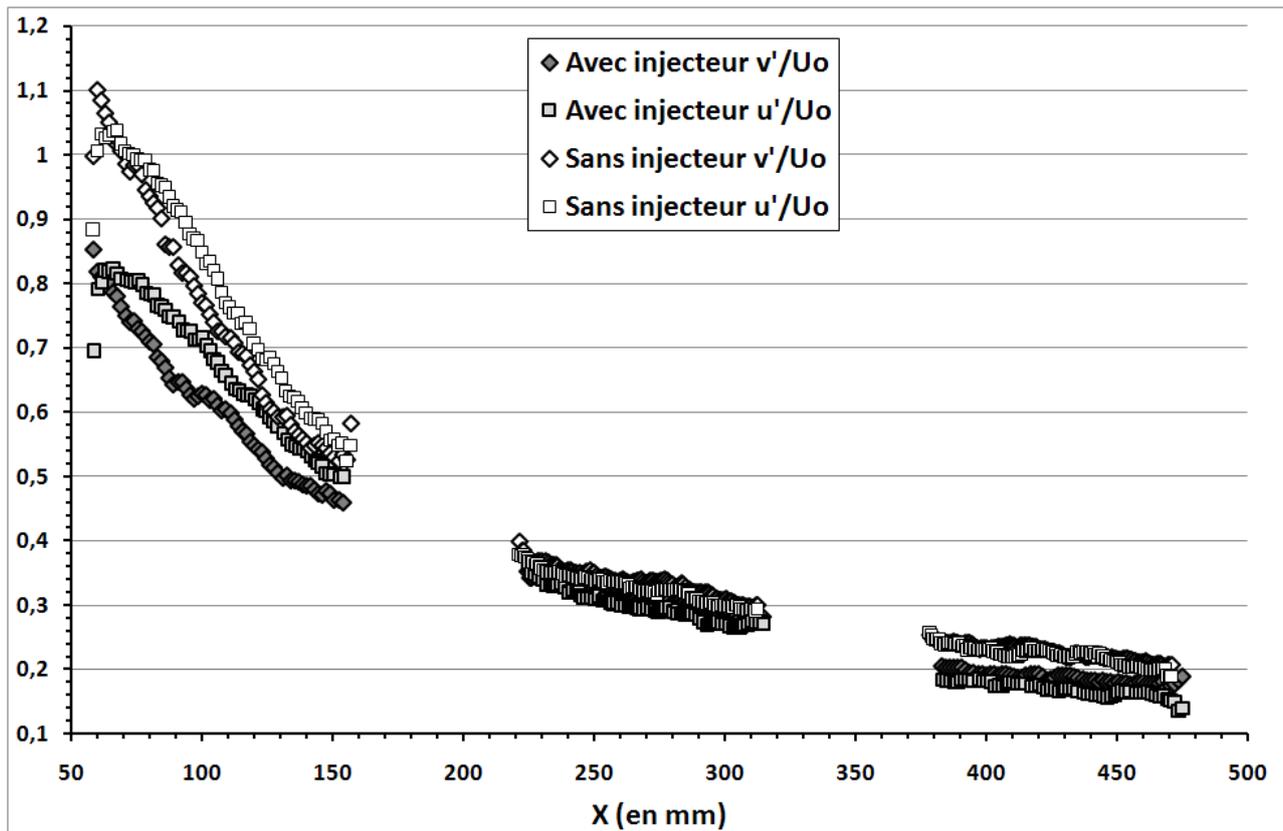


FIG. 4.30 – Comparaison des évolutions axiales des écart-types de vitesse normalisés u'/U_0 et v'/U_0 avec et sans injecteur

Dans la zone d'entrée, les niveaux sont d'abord très inférieurs dans le cas avec injecteur, puis les différences s'amenuisent et restent faibles dans la zone de transition. Dans la zone établie, il semble en revanche que l'écart se creuse, avec des niveaux de turbulence significativement plus bas dans le cas avec injecteur. S'il n'est pas évident de comprendre à quoi sont dus les relativement faibles niveaux de turbulence en tout début de veine, l'évolution axiale de vitesse moyenne permet en revanche d'expliquer pourquoi l'écart diminue dans la zone d'entrée. En effet, le gradient de vitesse moyenne semble plus important dans le cas avec injecteur, ce qui implique probablement une production plus importante et par conséquent une diminution des niveaux de turbulence moins rapide. De la même manière, dans les zones de transition et établie, les gradients de vitesse moyenne relativement plus faibles peuvent expliquer la décroissance légèrement plus rapide de la turbulence.

L'étude de quelques profils radiaux de vitesses moyennes (voir figure 4.31) confirme les observations faites précédemment. A l'exception de la zone d'entrée ($X = 100\text{mm}$ et $X = 150\text{mm}$), les profils obtenus sont en général aussi plats (voire même plus) pour la situation avec porte-injecteur que sans porte-injecteur.

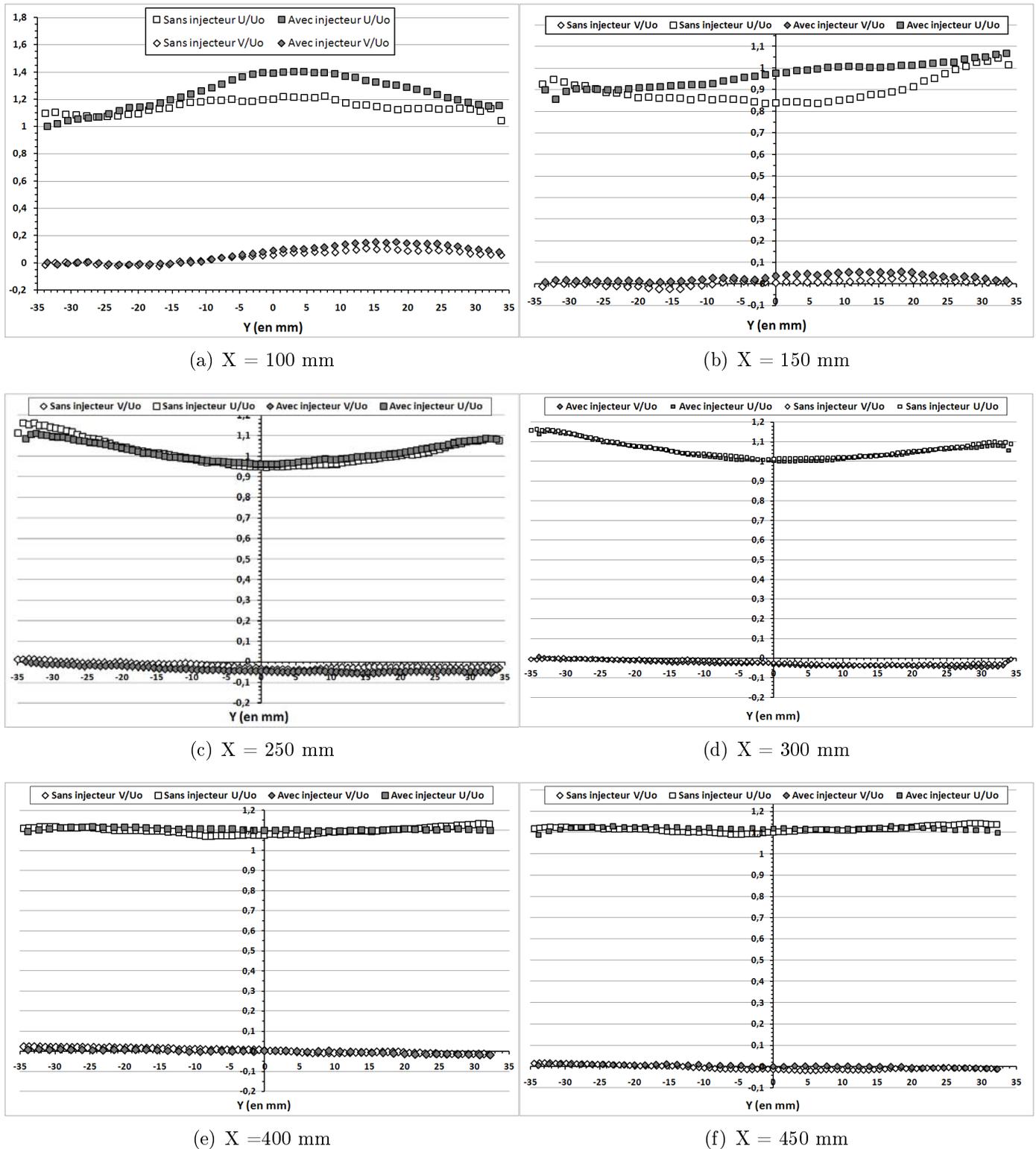


FIG. 4.31 – Profils radiaux de vitesse moyenne longitudinale normalisée pour les cas avec et sans injecteur

De la même manière, les profils de niveaux de turbulence présentés figure permettent également de confirmer que la présence du dispositif d'injection diminue les niveaux de turbulence

et augmente légèrement le coefficient d'anisotropie. En revanche, l'allure globale de ces profils reste inchangée.

Enfin, comme pour la vitesse débitante, on a également vérifié que les fonctions d'auto-corrélations n'étaient pas modifiées significativement avec l'emploi du porte-injecteur. La figure 4.32 montre plusieurs fonctions d'auto-corrélation de la vitesse $f(\Delta r)$ calculées sur deux profils radiaux à $X = 400 \text{ mm}$ et à $X = 250 \text{ mm}$ pour les cas avec et sans porte-injecteur. La bonne superposition des deux courbes permet de justifier que les fonctions d'auto-corrélation et les échelles intégrales de la turbulence ne sont pas significativement modifiées par le dispositif d'injection, au moins à partir de $X = 250 \text{ mm}$.

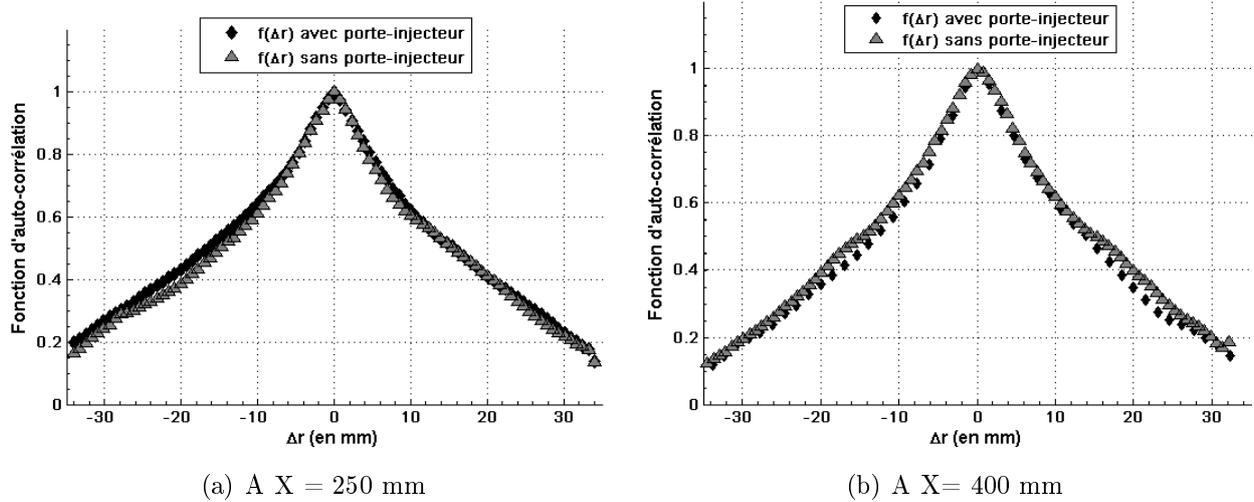


FIG. 4.32 – Fonctions d'auto-corrélation longitudinale $f(\Delta r)$ avec et sans dispositif d'injection pour deux valeurs de X

4.8 Nouvelle évaluation des échelles et nombres caractéristiques de la turbulence

Maintenant que les caractéristiques de la turbulence ont été déterminées, on ré-évalue les différentes échelles inaccessibles à la mesure. On se placera essentiellement dans la zone établie, à partir de $X = 375 \text{ mm}$.

On rappelle que l'écoulement est utilisé pour plusieurs valeurs de la vitesse débitante comprises entre 1 m.s^{-1} et 2 m.s^{-1} , ce qui correspond à des nombres de Reynolds globaux compris entre 6000 et 12000.

Comme on l'a vu précédemment, les échelles intégrales sont comprises entre 20 mm et 26 mm . En début de zone établie, pour $X = 400 \text{ mm}$, l'échelle intégrale vaut $L_f = 25,5 \text{ mm}$

et les niveaux de turbulence sont de l'ordre de 25 %, quelque soit la configuration retenue et la valeur de la vitesse débitante.

Partant de là, on en déduit que les nombres de Reynolds de turbulence basés sur l'échelle intégrale seront compris entre $Re_L = 425$ et $Re_L = 850$, ce qui est plus élevé que ce que nous attendions.

Les relations de la THI (voir chapitre 2) nous permettent de déterminer l'ordre de grandeur de la micro-échelle de Taylor attendue :

$$\lambda_f/L_f = 30^{1/2} \cdot Re_L^{-1/2}$$

On aura donc une micro-échelle de Taylor λ_f comprise entre 4,8 mm et 6,8 mm. Ces échelles sont difficiles à obtenir à partir des fonctions d'auto-corrélations, c'est pourquoi elles sont déterminées à partir des corrélations de THI à la place.

Pour ces nouvelles valeurs de la micro-échelle, les nombres de Reynolds de turbulence basés sur λ_f seront compris entre $Re_\lambda = 113$ et $Re_\lambda = 160$, ce qui est encore une fois légèrement supérieur à ce qui était attendu.

La dernière échelle importante, l'échelle de Kolmogorov peut être estimée grâce aux relations de THI par :

$$\eta = \lambda \times 30^{-1/2} \times Re_L^{-1/4} = L \times Re_L^{-3/4}$$

On obtient donc une échelle de Kolmogorov comprise entre 160 μm et 275 μm pour les vitesses débitantes respectives de 2 $m.s^{-1}$ et de 1 $m.s^{-1}$.

Pour une vitesse débitante de 2 $m.s^{-1}$ les temps caractéristiques de la turbulence calculés à partir de l'échelle intégrale et à partir de l'échelle de Kolmogorov valent finalement :

$$Te = \frac{L_f}{u'} \simeq 51 \text{ ms}$$

et :

$$\tau_k = Te \times Re_L^{-1/2} \simeq 1,75 \text{ ms}$$

4.9 Conclusion

En adaptant le système de générateur de turbulence développé par Videtto et Santavicca, on a créé un écoulement de canal, qui après une zone de transition, présente de nombreuses caractéristiques de turbulence homogène et isotrope tout en étant beaucoup plus intense qu'une turbulence de grille. La zone de transition, de longueur $L = 375 \text{ mm}$, ce qui correspond à 4 fois le diamètre de la conduite, est une zone où l'on trouve de forts gradients de vitesse moyenne qui vont en diminuant, ainsi que des très hauts niveaux de turbulence. Ces niveaux restent élevés

(de l'ordre de 25 %) quand on entre dans la zone établie, où les profils de vitesses moyennes sont particulièrement plats.

Dans la zone établie, la turbulence présente de nombreuses caractéristiques de la turbulence homogène isotrope : les profils radiaux des différents moments statistiques sont plats, le coefficient d'isotropie fluctue entre 0,95 et 1,05, et les tensions de Reynolds normalisées restent comprises entre $-0,05$ et $+0,05$. Les moments d'ordre supérieurs nous renseignent également sur les coefficients d'asymétrie et d'aplatissement des distributions de vitesse. Malgré la dispersion des points de mesures, ces coefficients sont respectivement centrés autour de 0 pour le coefficient de dissymétrie et de 3 pour le coefficient d'aplatissement, ce qui nous permet de considérer que les distributions de vitesse sont proches de distributions gaussiennes. Ceci est confirmé par des distributions de vitesses fluctuantes tracées pour $X = 550 \text{ mm}$. Par ailleurs, les moments d'ordre 3 étant liés à la diffusion turbulente, on peut déduire que celle-ci est négligeable, ce qui permet de simplifier le schéma énergétique de l'écoulement. Dans la zone établie, en l'absence de toute production et diffusion turbulente, seuls les phénomènes de dissipation visqueuse et d'interaction entre tourbillons interviendront. De plus, la diminution de l'énergie turbulente nous permet d'avoir accès au taux de dissipation $\bar{\epsilon}$.

Les corrélations doubles en deux points longitudinales et transversales ont également pu être tracées. La relation de Karman-Howarth a été vérifiée, et les échelles intégrales ont pu être calculées. Elles évoluent entre 20 et 26 mm le long de l'axe.

Les niveaux de fluctuations de vitesse sont de l'ordre de 25 % en début de zone établie et diminuent ensuite suivant une relation en $X^{-1,41}$. Des comparaisons sont faites par rapport au modèle de Corrsin and Comte-Bellot [1966], et on trouve un comportement pour l'énergie turbulente assez proche des mesures de ces auteurs. En revanche, l'évolution axiale des échelles intégrales ne correspond pas du tout à ce qui peut être trouvé dans la littérature. Le taux de dissipation $\bar{\epsilon}$ est déterminé également, et est assez similaire à ce qui avait été trouvé par Corrsin and Comte-Bellot [1966]. Du fait d'une mauvaise détermination de l'évolution axiale des échelles intégrales, les relations de THI entre ces dernières et le taux de dissipation n'ont pu être vérifiées exactement. On continuera néanmoins à faire l'hypothèse de THI et à déterminer les échelles de temps et de longueurs caractéristiques de la turbulence à partir des relations explicitées dans le chapitre 2.

Une analyse des résultats obtenus pour différentes valeurs de la vitesse débitante montre que celle-ci n'a aucun effet sur les caractéristiques de l'écoulement porteur. De la même manière, il apparaît rapidement que le porte-injecteur, même s'il modifie très significativement l'écoulement dans la zone d'entrée de veine, n'a qu'un effet limité sur la zone de transition, et aucun effet notable dans la zone établie. La comparaison des corrélations doubles pour les cas avec et sans porte-injecteur montre qu'à partir de $X = 250 \text{ mm}$, celui-ci n'influence plus l'écoulement porteur, et les échelles intégrales sont conservées.

Chapitre 5

Traitement des images de fluorescence

Si la fluorescence induite par laser (PLIF) a été abondamment utilisée pour des écoulements monophasiques, il n'en est pas de même pour les écoulements diphasiques. Pour de nombreux traceurs fluorescents, la différence de masse volumique entre états gazeux et liquide empêche purement et simplement la visualisation simultanée des deux phases (voir chapitre 3). Comme cela a été expliqué précédemment, la solution retenue ici consiste à utiliser un produit dont la forte absorption permet de diminuer d'un ordre de grandeur la fluorescence à l'état liquide. Le rapport des signaux des deux phases est alors suffisamment bas pour permettre l'observation. Reste alors une difficulté : pour réaliser des mesures quantitatives, il est nécessaire de différencier automatiquement les gouttelettes de la vapeur sur les images obtenues. Dans le cadre de cette thèse plusieurs techniques ont été testées, parmi lesquelles des méthodes de seuillage, de détection de contours et de filtrage. Après une courte partie bibliographique, on présente ici les différentes méthodes essayées, et en particulier la solution retenue.

5.1 Utilisation de la PLIF dans des écoulements diphasiques : bibliographie

Plusieurs auteurs ont cherché à visualiser voire à quantifier simultanément des phases liquides et gazeuses par fluorescence induite par laser. On ne s'intéresse ici qu'à ceux qui ont appliqué ces techniques à des mesures sur des sprays ou des brouillards de gouttelettes.

5.1.1 La fluorescence Exciplex

La fluorescence Exciplex développée par Melton (Melton and Verdick [1985], Rotunno et al. [1990]) consiste à utiliser deux dopants ayant la propriété, à forte concentration, de s'associer pour former ce que l'on appelle un état excité complexe (exciplex), capable de fluorescer dans une autre longueur d'onde que les deux produits séparément. Ainsi, les phases gazeuses et liquides sont distinguables par leur longueur d'onde, et peuvent être quantifiées simultanément.

Cette technique, bien que très intéressante, présente plusieurs inconvénients. En effet, les couples de dopants ayant la capacité de former un exciplex sont relativement rares et doivent de plus être associés à un produit présentant des propriétés d'évaporation similaires, ce qui restreint encore le nombre de combinaisons possibles. Par ailleurs, de nombreux triplets sont toxiques, ce qui rend leur manipulation extrêmement délicate. Un exemple de triplet exciplex fréquemment utilisé est l'ensemble dodécane pour le carburant dont on veut étudier l'évaporation, naphthalène et tetraméthyl-phénylène-diamine (TMPD) pour les dopants. Malheureusement, les hautes températures d'ébullition (plus de 472 K) de ces produits rendent l'ensemble peu adapté au banc expérimental, et leur investigation n'a pas été poussée plus loin.

5.1.2 Utilisation d'un produit à forte absorption

Comme nous l'avons expliqué au chapitre 3, Bazile and Stepowski [1995] montrent que des mesures quantitatives de vapeur peuvent être réalisées dans un spray diphasique sans destruction de la caméra, à condition d'utiliser un produit dont la section efficace d'absorption σ_{abs} soit importante, comme par exemple l'acétone. L'analyse de ces auteurs se base sur la modélisation du signal de fluorescence d'un volume élémentaire de liquide dv sur le volume global d'une goutte par :

$$dS_f \propto I_0 \cdot \exp(-K_{abs} \cdot l) \cdot K_{abs} \cdot dv$$

- où $K_{abs} = N_{liquide} \cdot \sigma_{abs} = 560 \pm 20 \text{ cm}^{-1}$ est le coefficient d'absorption pour l'acétone liquide
- et l est le chemin optique parcouru par la nappe laser dans la goutte jusqu'au volume élémentaire dv

Pour cette modélisation, les éventuels effets de réflexion et réfraction sur la goutte sont supposés négligeables en première approche.

Après intégration de dS_f sur une goutte de diamètre D_p , les auteurs montrent que, pour un profil de laser en créneau, et une goutte entièrement comprise dans la nappe, le signal total de fluorescence peut être exprimée par :

$$S_d \propto I_o \pi \frac{D_p^2}{2} (1 - e^{-K_{abs} \cdot D_p / 3})$$

Par conséquent, pour une gouttelette de petit diamètre tel que $K_{abs} D_p / 3 \ll 1$ ce qui correspond à $D_p \ll 50 \mu m$, le signal de fluorescence serait proportionnel au volume de la goutte, tandis que pour des gouttes plus grosses, il serait proportionnel à D_p^2 , et donc limité à une contribution surfacique. Une étude expérimentale conduite par ces auteurs sur des gouttelettes calibrées de diamètre compris entre $D_p = 120 \mu m$ et $D_p = 450 \mu m$ montra cependant une déviation notable par rapport à la relation précédente, amenant les auteurs à prendre en compte les phénomènes de réfraction et de réflexion de l'acétone liquide par l'introduction de l'indice

de réfraction $n = 1,36$. La fluorescence d'une goutte s'écrit alors :

$$S_d \propto I_o \pi \frac{D_p^{3-n}}{2} (1 - e^{-K_{abs} D_p^n / 3})$$

La fluorescence pour les gros diamètres est donc en fin de compte proportionnelle à $D_p^{1,57}$, et non à D_p^2 , ce qui se révèle davantage propice aux visualisations. En revanche, le diamètre pour lequel on a changement de pente est décalé vers les hautes valeurs.

L'étape suivante consiste alors à déterminer la dynamique de caméra nécessaire pour la visualisation des gouttelettes. L'énergie par pixel p est approchée par :

$$p = S_d [1 + (\pi D_p^2 G^2 / (4s))]]$$

avec G le grandissement optique (dans leur configuration $G = 0,3$) et s l'aire d'un pixel.

Par conséquent, pour de petites gouttes ($D_p < 10 \mu m$), p est proportionnelle à $K_{abs} \cdot D_p^3$ et donc à la masse de liquide absorbant, tandis que pour les grosses gouttes un plateau est atteint où la valeur de p ne dépend plus de K_{abs} , et, par suite, n'est plus liée directement à la masse de liquide. Si les auteurs ne peuvent déterminer la valeur du diamètre D_{abs} pour lequel a lieu cette transition, ils trouvent en revanche qu'une goutte de diamètre seulement $8 \mu m$ émet un signal de fluorescence équivalent à un pixel rempli de vapeur d'acétone saturé, ce qui permet d'être sûr de pouvoir différencier vapeur et liquide pour toutes les gouttes supérieures à cette taille. Grâce à cette compression de la dynamique de caméra nécessaire, les visualisations simultanées et différenciées des deux phases sont donc rendues possibles. Enfin, pour les plus petites gouttes, les auteurs montrent par de simples considérations géométriques que le fond homogène peut être confondu avec le signal de 10 gouttelettes de diamètre inférieur à $1,5 \mu m$. Partant de la conclusion que les gouttes non différenciées sur les images ont une participation négligeable à la masse totale du spray et que toutes les autres ont une intensité lumineuse supérieure à la concentration d'acétone de référence, les auteurs utilisent un simple seuil automatique pour différencier liquide et vapeur et annulent simplement les gouttes. Ne pouvant traiter l'importante extinction de l'énergie laser due au liquide, ils annulent également la contribution de toute la vapeur située derrière chaque pixel identifié comme faisant partie d'une goutte

Ritchie and Seitzman [2001] se sont basés sur le modèle développé par Bazile and Stepowski [1995] pour développer un modèle à deux équations et deux inconnues décrivant le signal de fluorescence normalisé et le coefficient d'extinction pour une goutte de diamètre D_p inconnu et pour un pixel rempli de vapeur à une concentration moléculaire N_{vap} inconnue. Ce modèle aide à déterminer la résolution minimale d'une expérience de PLIF diphasique nécessaire à la discrimination des plus petites gouttes présentant un intérêt pour l'étude du spray (dans leur condition d'expérience, ceci correspond aux gouttes ayant une participation importante à la masse du spray). Ces auteurs espéraient trouver les tailles des gouttes présentes sur une image et en déduire la correction d'absorption. Malheureusement, ils n'ont pas montré de résultats quantitatifs en situation réelle.

D'autres auteurs, Kurosawa et al. [2002], Chen et al. [2005] par exemple, utilisèrent également ce type de raisonnement pour visualiser vapeur et liquide simultanément mais ne cherchèrent pas non plus à déterminer la taille des gouttes.

5.1.3 Application à notre cas

La résolution spatiale des images est de $\Delta x = 200 \mu m / pixel$ après binning 2×2 , ce qui signifie que toute goutte de diamètre supérieur à $200 \mu m$ sera de toute façon visible sur plus d'un pixel. On s'intéresse à la taille de goutte qui émettrait le même signal de fluorescence qu'un pixel rempli de vapeur d'acétone dans les conditions de saturation. En supposant que la goutte est dans la gamme de taille où le signal émis est directement proportionnel au volume de la goutte, on trouve alors la valeur du diamètre limite en égalant les signaux de fluorescence :

$$\sigma \cdot N_{liquide} \cdot \pi \cdot \frac{D_p^3 \text{ limite}}{6} = \sigma \cdot N_{vap} \cdot \Delta x^2 \cdot Ep_{nappe}$$

où $N_{liquide}$ et N_{vap} sont les concentrations moléculaires respectivement d'acétone liquide et d'acétone vapeur saturé, et $Ep_{nappe} = 400 \mu m$ est l'épaisseur de la nappe laser.

On obtient alors la valeur de $D_p \text{ limite}$:

$$D_p \text{ limite} = \left[\left(\frac{N_{vap}}{N_{liquide}} \right) \cdot \left(\frac{6 \cdot \Delta x^2 \cdot Ep_{nappe}}{\pi} \right) \right]^{(1/3)} = 27 \mu m$$

Cette valeur correspond bien au domaine pour lequel le signal de fluorescence est proportionnel au volume de la goutte.

On peut donc supposer que les gouttes dont le niveau est supérieur à celui de la valeur de référence sont des gouttes de diamètre supérieur à $27 \mu m$. La granulométrie du spray est telle que les gouttes en-dessous de ce diamètre ont relativement peu de poids, que ce soit en terme de nombre ou de masse. Une solution simple serait donc de placer un simple seuil sur les images. L'analyse des images montre rapidement que cette solution ne permet pas de différencier toutes les gouttes distinguables à l'oeil nu, comme on le montre dans le paragraphe suivant.

5.2 Repérage des gouttes : les différentes méthodes

De nombreux traitements existent pour détecter des particules dans un écoulement. Compte tenu de la taille et du nombre d'images nécessaires aux calculs statistiques réalisés sur la vapeur, les algorithmes retenus doivent être simples à mettre en place et efficaces en terme de temps de calcul. Deux types de méthodes en particulier reviennent régulièrement : les méthodes de binarisation par seuillage, et les méthodes de détection de contours par gradients ou annulation des laplaciens. Ces deux types de méthode ont été étudiées, mais n'ont pu être appliquées avec grand succès aux images de fluorescence obtenues dans notre étude, comme on le montre dans les deux paragraphes suivants. C'est une troisième méthode basée sur le lissage des images qui

a finalement été retenue. Cette technique et ses performances sont analysées dans le paragraphe 5.2.3.

5.2.1 Méthode de seuillage

La méthode de seuillage, utilisée par Bazile and Stepowski [1995] ainsi que Kurosawa et al. [2002], nécessite de déterminer de manière automatique un seuil au-delà duquel la source du signal peut être identifiée comme étant du liquide. Dans ces deux études, les histogrammes de niveaux de fluorescence obtenus sont très clairement bi-modaux et un seuil automatique peut être appliqué pour la discrimination des gouttes. Pour Kurosawa et al. [2002], ce seuil correspond d'ailleurs à la concentration en air saturé d'acétone de $C_{ref} = 10,1 \text{ mol}/m^3$ pour 293 K . Cette technique ne semble cependant pas du tout fonctionner avec les images de notre étude. La figure suivante (figure 5.1) montre un zoom sur une zone contenant de nombreuses hautes fréquences spatiales que l'on peut identifier comme étant des gouttes. Cependant si l'on applique le seuil correspondant à la concentration d'acétone en saturation, c'est-à-dire $C_{ref} = 0,5 \text{ kg}/m^3$, on se rend compte que beaucoup de gouttes pourtant bien visibles ne sont absolument pas prises en compte. L'analyse rapide des images brutes montre que les niveaux de gris de nombreuses gouttelettes sont inférieurs au niveau de gris de l'image de référence, qui correspond à la concentration de référence. Partant de là, les gouttes ne peuvent être identifiées par cette méthode.

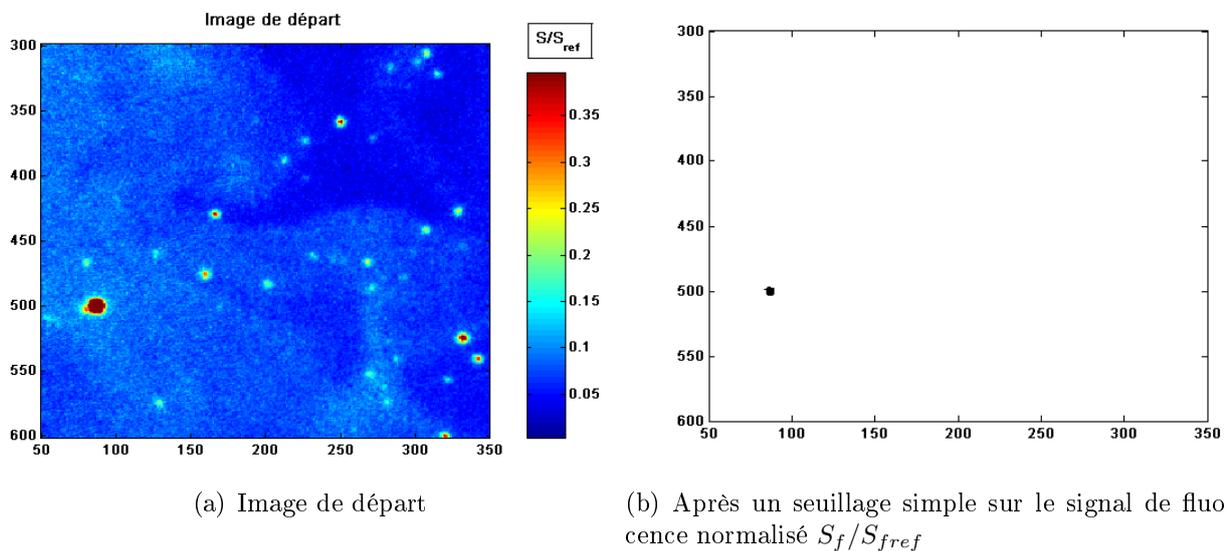


FIG. 5.1 – Exemple d'image où des gouttes sont visibles et résultat de la détection des gouttes en utilisant un seuil correspondant à la concentration d'acétone vapeur saturé

Une autre solution, très souvent utilisée dans les études de détection de contours (Seneschal [2005], Lahbabi [1992], Risser [2007]), consiste à rechercher de façon automatique un seuil à

l'aide de l'histogramme des niveaux de gris d'une image. Si l'histogramme est clairement bimodal, comme c'est le cas pour l'étude de Bazile and Stepowski [1995], plusieurs techniques permettent de détecter automatiquement un seuil qui peut être alors appliqué à l'image pour la binariser. On citera entre autres les techniques de maximisation de la variance inter-classe (Seneschal [2005]), les méthodes basées sur l'entropie de la distribution (Lahbabi [1992], Seneschal [2005]), ou des méthodes itératives (Lahbabi [1992], Risser [2007]). Malheureusement, en ce qui nous concerne, les histogrammes de niveaux de gris (figure 5.2) semblent tout-à-fait mono-modaux, quand bien même les gouttes sont nombreuses et bien définies sur les images.

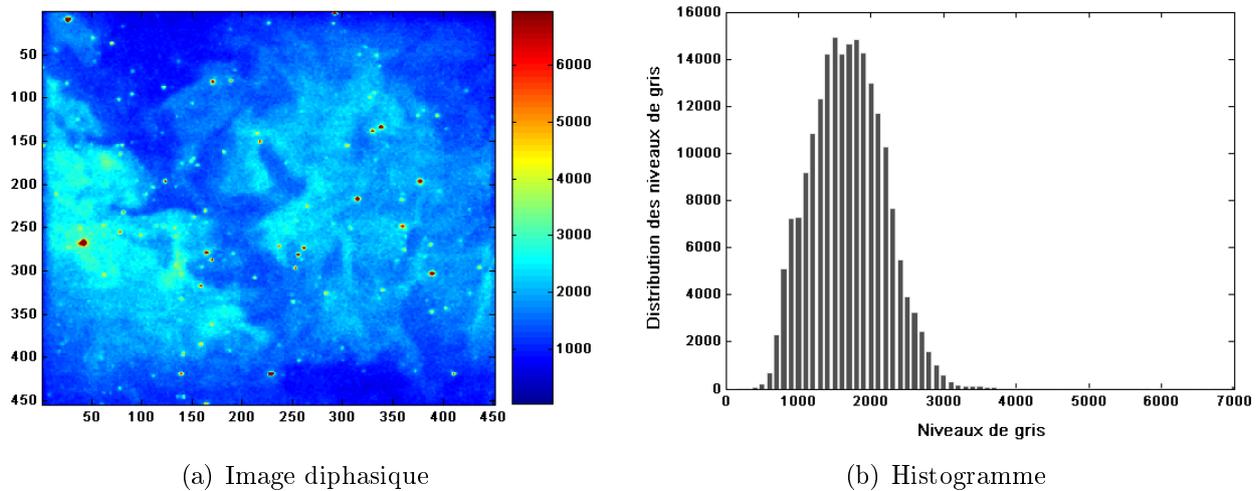


FIG. 5.2 – Image de fluorescence diphasique et histogramme associé

On est donc dans une situation où les gouttes, quoique bien distinguables sur les images, ne peuvent être différenciées par leur niveaux de gris. Le fait que le nombre de pixels correspondant à des gouttes est très faible par rapport au nombre total de pixels entraîne que la participation des gouttes dans l'histogramme est peu notable. En conclusion, une autre méthode doit être trouvée pour séparer automatiquement les gouttes de la vapeur.

5.2.2 Méthode de détection de contours

Une autre technique pour repérer les gouttes consiste à repérer les forts gradients de niveaux de gris, comme l'ont fait Chen et al. [2005]. En effet, une goutte, correspondant à une haute fréquence spatiale, sera forcément entourée de gradients importants. Des méthodes telles que la méthode de Canny qui détecte les contours en cherchant les maximums des gradients peuvent donc être utilisées. Malheureusement, on retrouve une situation analogue au cas précédent, à savoir que pour les gouttes les moins lumineuses, les gradients peuvent être du même ordre de grandeur que ceux trouvés dans la vapeur. La figure 5.3 montre le résultat d'une détection de

contour par la méthode de Canny : des contours correspondants à des gradients de la phase vapeur sont détectés en même temps que ceux dûs aux gouttes. Des traitements supplémentaires seraient nécessaires pour trier les différents types de gradients. Certes, ce type de traitement est parfaitement possible et faisable, cependant pour des raisons de simplicité, nous nous sommes tournés vers une dernière méthode, que nous détaillons dans les paragraphes suivants.

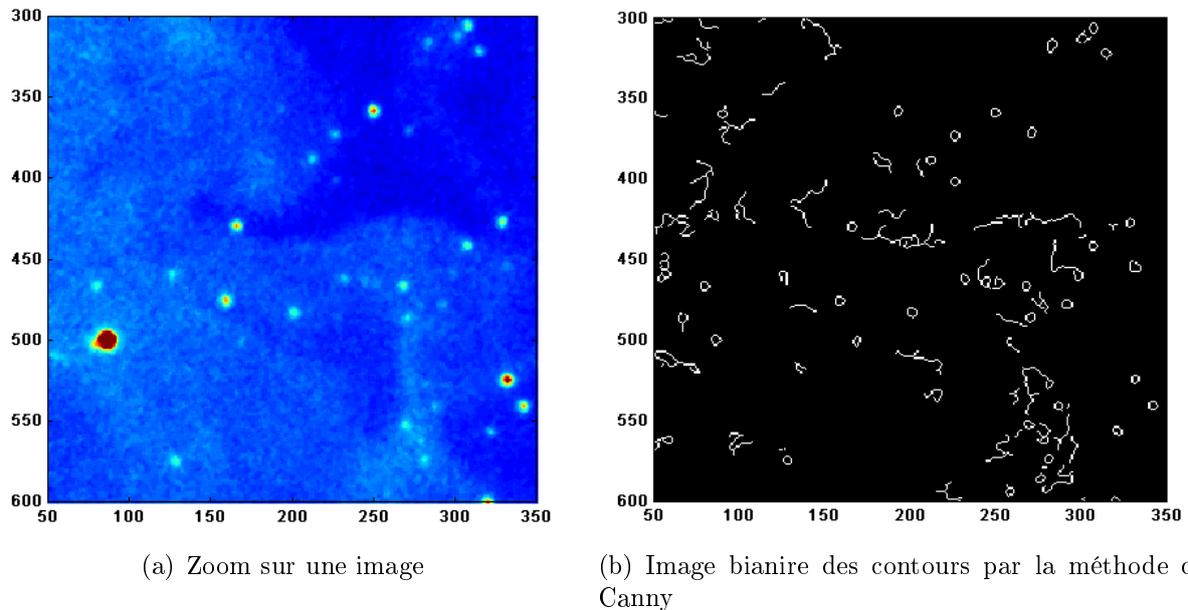


FIG. 5.3 – Exemple de détection de contours par la méthode de Canny

5.2.3 Méthode retenue

5.2.3.1 Détection des hautes fréquences spatiales par filtrage

La méthode retenue s'appuie comme la précédente sur le repérage des hautes fréquences spatiales. Cependant, elle a l'avantage de ne détecter que les objets qui correspondent à des hautes fréquences dans toutes les directions et pas seulement dans une direction. Autrement dit, un objet est détecté comme étant une haute fréquence spatiale quand il est associé à au moins quatre gradients élevés dans les quatre directions principales. Les gouttes que nous avons à détecter, de par leur symétrie sphérique, correspondent bien à ce critère.

La figure 5.4 illustre les deux premières étapes de l'algorithme de détection des gouttes. On utilise tout d'abord un filtre médian 9 par 9 sur l'image de fluorescence instantanée, que l'on peut voir en figure 5.4 a). Un filtre médian est un filtre spatial qui remplace chaque pixel par la valeur médiane de l'ensemble de ses voisins, ceux-ci étant définis par la taille et la forme de l'élément structurant du filtre. Dans notre cas, nous avons utilisé un élément structurant carré de 9 par 9 pixels de côté. Ce filtrage va éliminer les hautes fréquences spatiales et créer un

masque sur lequel ne figureront que les basses fréquences. Ce masque est représenté en figure 5.4b).

Le masque peut alors être soustrait à l'image de départ : ne restent alors que les hautes fréquences. L'image des hautes fréquences est une image en niveaux de gris, qui contient à la fois le bruit et les gouttes de l'image de départ, comme on peut le voir sur la figure 5.4 c). Afin de séparer les gouttes du bruit, on applique un seuil dont la valeur est choisie manuellement égale à 0,012. Tout pixel de l'image c) dont la valeur est supérieure ou égale à ce seuil est alors mis égal à 1 et tout pixel inférieur au seuil est mis égal à 0. L'image binaire obtenue est visible en figure 5.4 d).

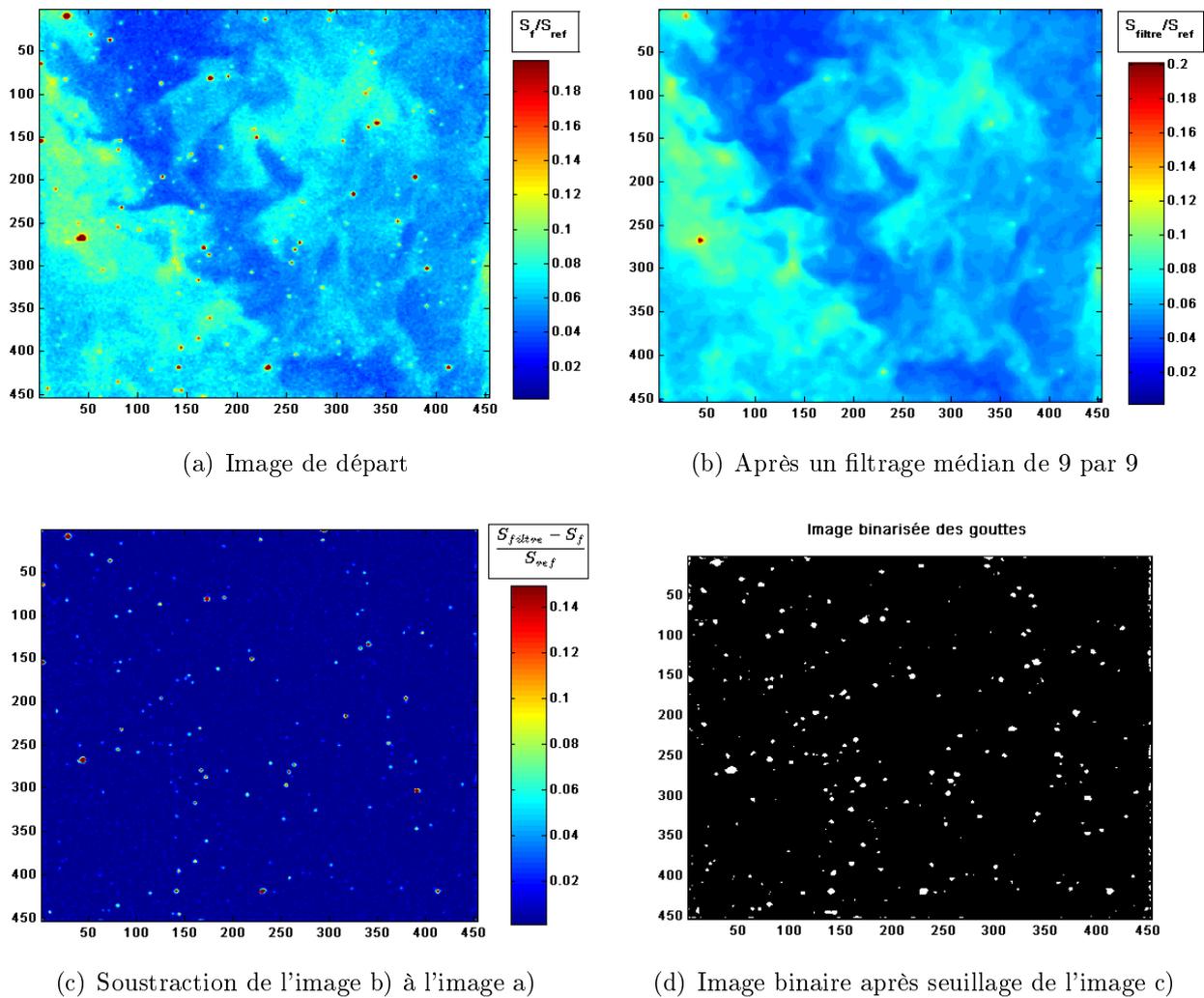


FIG. 5.4 – Premières étapes du repérage des gouttes

L'image binaire finale étant encore fortement bruitée, on utilise alors des érosions et des dilations, qui sont des opérations de morphologie mathématique.

5.2.3.2 Opérateurs de morphologie mathématique

La morphologie mathématique est un ensemble de techniques non linéaires de traitement du signal en général et d'image en particulier reposant sur les opérations sup et inf. Elle a été développée au cours des années soixante à l'École des Mines de Paris par G. Matheron et J. Serra. Adaptée aussi bien aux images binaires qu'aux images en niveaux de gris, elle offre de nombreux outils à la fois simples à programmer, facilement adaptables à un problème particulier, et de grande efficacité algorithmique. Nous nous limiterons ici aux deux opérateurs de base de la morphologie mathématique que sont l'érosion et la dilatation. Pour davantage de renseignements sur la morphologie, le lecteur pourra se reporter par exemple à Cocquerez and Philipp [1995].

Soit A , l'ensemble des points non nuls d'une image binaire I et B l'élément structurant qui s'applique à cette image. Celui-ci correspond aussi à un ensemble de pixels dont la forme (carrée, diamant, cercle, etc.), la taille et l'origine varient selon l'utilisation et doivent être définies par l'utilisateur.

Dilatation La dilatation est basée sur l'addition de Minkowski :

$$D(A, B) = A \oplus B = \{a + b, a \in A \text{ et } b \in B\} = \cup_{a \in A, b \in B} a + b$$

En pratique, la dilatation connecte les formes rapprochées, comble les trous, bouche les concavités et élargit les formes. La dilatation est illustrée figure 5.5.

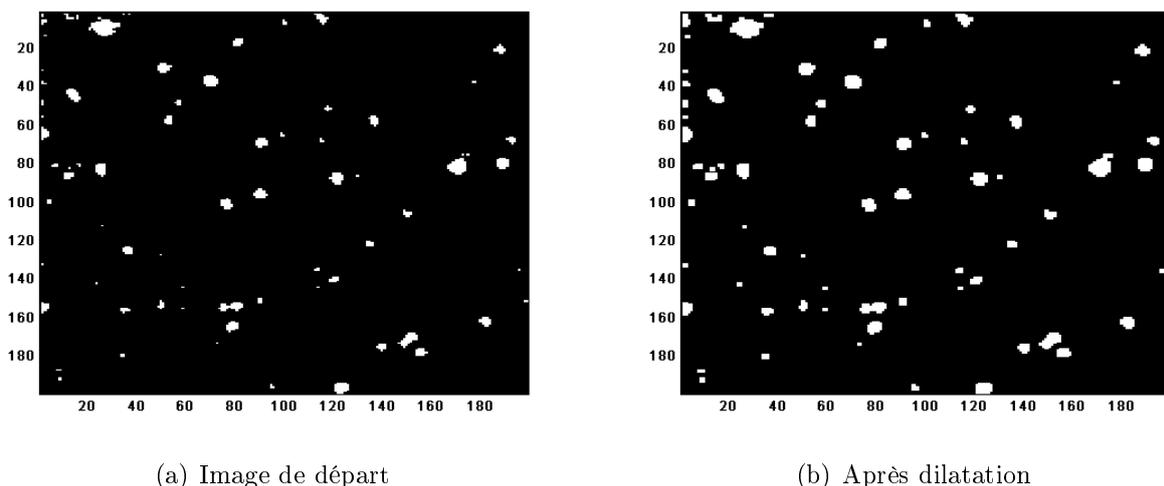


FIG. 5.5 – Dilatation d'une image binaire par un élément structurant carré de 2x2

Érosion L'érosion est basée sur la soustraction de Minkowski. Il s'agit de l'opération duale de la dilatation (et non l'inverse) :

$$E(A, B) = A \ominus B = \{u \in E / \forall b \in B, b + u \in A\}$$

avec $E = \mathbb{R}^n$, n étant la dimension de l'ensemble étudié.

L'érosion peut aussi se voir comme le complémentaire de la dilatation de A^c , complémentaire de l'ensemble A :

$$E(A, B) = (D(A^c, B))^c$$

En pratique, l'érosion sépare les formes au niveau des étranglements, élargit les trous, élimine les petites formes, élimine les aspérités et rétrécit les formes, comme le montre la figure 5.6 :

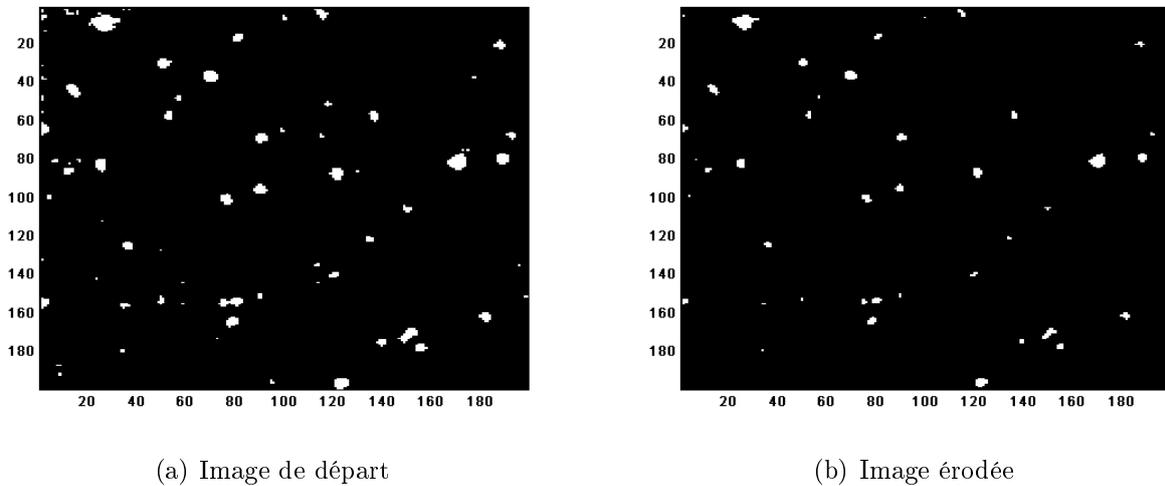


FIG. 5.6 – Érosion d'une image binaire par un élément structurant carré de 2x2

Ouverture L'ouverture de A est une érosion par B suivie d'une dilatation par B^- , où B^- est le transposé de B défini par $B^- = \{-b, b \in B\}$. On peut donc définir l'ouverture par :

$$O(A, B) = D(E(A, B), B^-)$$

L'ouverture permet de supprimer tous les pixels isolés puisque les structures dont la taille est inférieure à celle de l'élément structurant B disparaissent suite à l'érosion, et d'éviter les jonctions entre deux gouttes trop proches, comme on peut le voir sur la figure 5.7 :

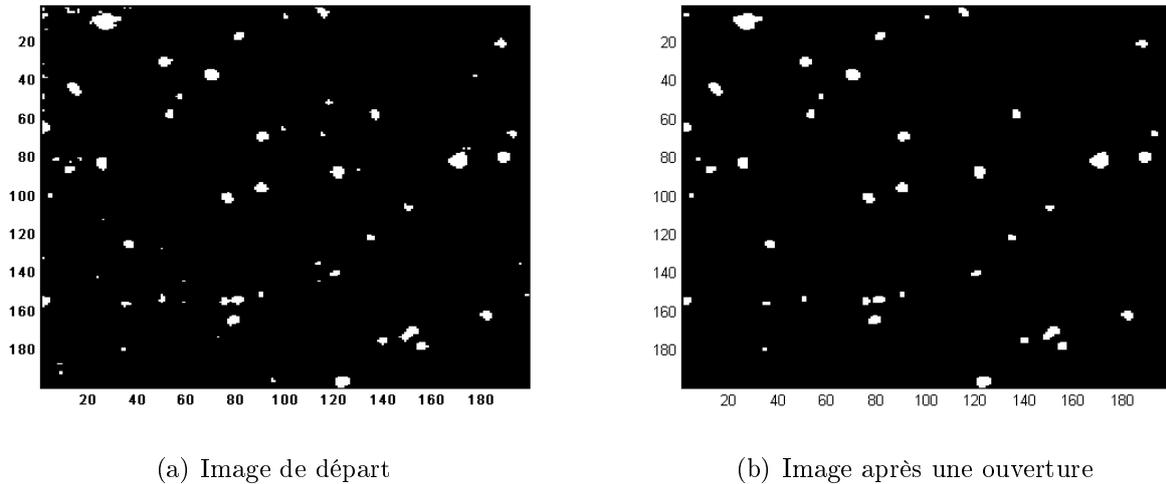


FIG. 5.7 – Ouverture d’une image binaire par un élément structurant carré de 2x2

Fermeture La fermeture de A est une dilatation par B suivie d’une érosion par B^- :

$$F(A, B) = E(D(A, B), B^-)$$

La fermeture bouche les petits trous, rajoute des connexions et comble partiellement les concavités, comme le montre la figure 5.8 :

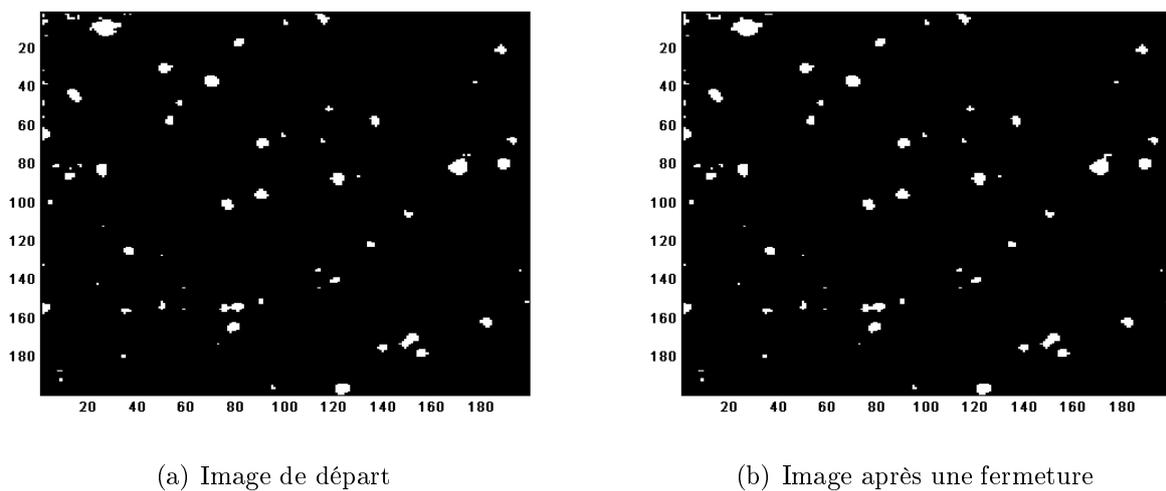


FIG. 5.8 – Fermeture d’une image binaire par un élément structurant carré 2x2

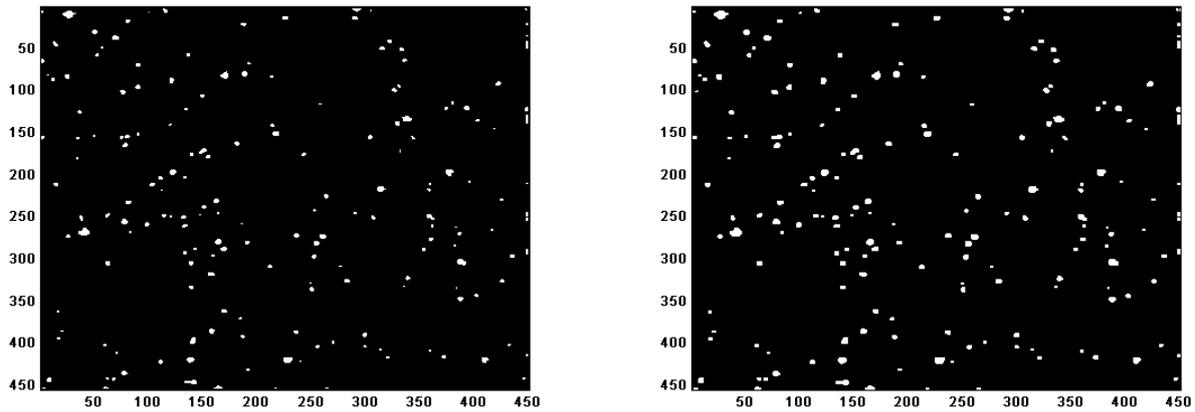
On voit bien qu’une ouverture est plus utile qu’une fermeture dans notre cas car nous avons des objets aux contours fermés dès le départ, et de nombreux pixels isolés, ou groupes de pixels

dont la taille est inférieure à l'élément structurant qui correspondent au bruit et peuvent être éliminés par ouverture.

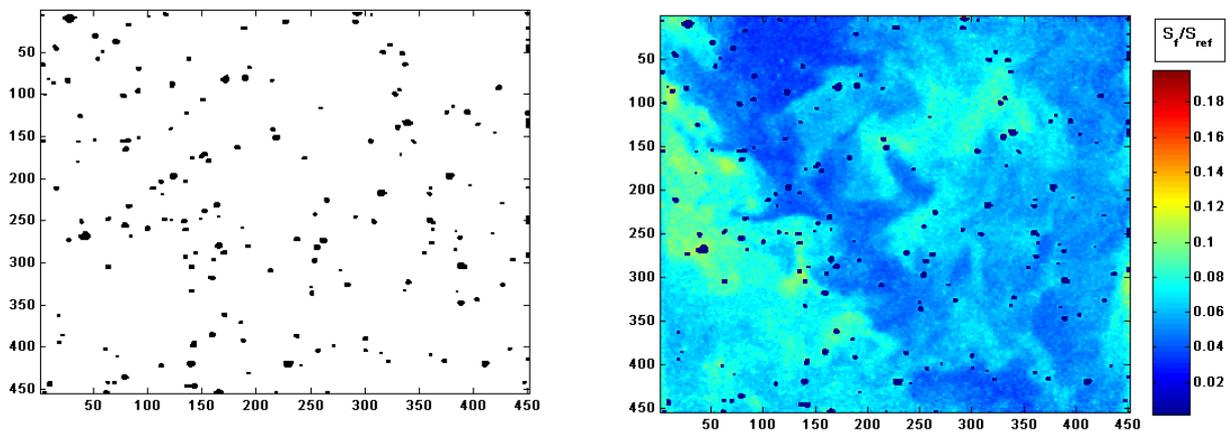
5.2.3.3 Étapes finales de l'algorithme de détection des gouttes

Les dernières étapes de l'algorithme sont les suivantes, comme illustrées sur la figure 5.9 :

- On part de l'image binaire obtenue à la suite du filtrage et du seuillage des images, visible en figure 5.9 a)
- On applique à cette image une ouverture pour débruiter l'image et séparer les groupes trop serrés. Par ailleurs, suivant les calculs que l'on compte effectuer, on peut souhaiter empêcher les halos entourant les gouttes de polluer l'image : c'est pourquoi on dilate encore une fois l'image binaire afin d'être sûr de « couvrir » ces halos. On obtient alors l'image 5.9 b).
- On inverse l'image binaire obtenue, de façon à ce que les points correspondants aux gouttes valent 0 et que le reste soit pris égal à 1, ce qui donne l'image c).
- La matrice obtenue précédemment permet d'annuler tous les pixels correspondants aux gouttes sur l'image de départ, comme on peut le voir sur l'image d), et de ne pas les prendre en compte lors des calculs statistiques sur la vapeur.



(a) Image binarisée des gouttes après une ouverture par un élément structurant 2x2 (b) Après une dilatation pour couvrir les halos autour des gouttes



(c) Inversion de l'image des gouttes

(d) Image après élimination des gouttes

FIG. 5.9 – Fin de l'algorithme de détection des gouttes

5.2.4 Distinction des gouttes

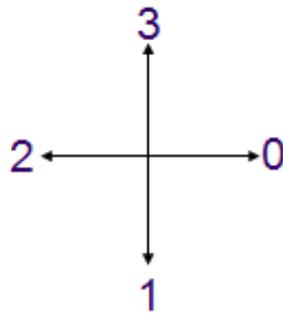
L'image des gouttes obtenue à la fin de l'algorithme décrit précédemment est une image binaire où les gouttes ne peuvent pas être distinguées automatiquement les unes des autres puisque leur valeur est toujours la même, à savoir 0. Or, la réalisation de statistiques sur les gouttes impose d'identifier les gouttes séparément, et d'attribuer à chacune un certain nombre de propriétés comme les coordonnées de leur centre de gravité, ou de leur maximum de niveaux de gris, ou encore leur taille.

Pour réaliser la segmentation des images binaires, nous avons utilisé la technique de marquage de composantes connexes. Une composante connexe en traitement d'image représente une agrégation de pixels connectés sur une image. L'algorithme fonctionne de la façon suivante : partant du point origine d'une image binaire, une cellule d'interrogation se déplace le long des

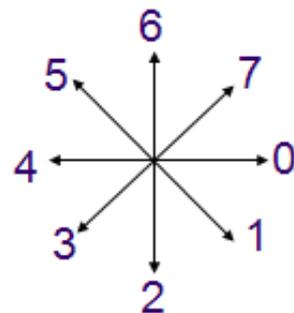
lignes puis des colonnes. Chaque pixel rencontré dont la valeur est non nulle est tout d'abord labellisé, c'est-à-dire affecté d'une valeur qui augmente d'un incrément de valeur 1 à chaque nouvelle rencontre. Puis, on considère les voisins du pixel fraîchement labellisé. Si le pixel est connexe à un ou plusieurs pixels de valeur non nulle et déjà labellisés, alors le label du pixel interrogé est ramené à la valeur du label de ses voisins. Sinon, le label initial est maintenu et l'algorithme passe au pixel suivant. A la fin de l'algorithme, tout groupement de pixels connexes identifiable a été numéroté dans le sens de progression de la cellule d'interrogation. Ce calcul est réalisé grâce à la fonction *bwlabel* de Matlab. Le nombre de figures différentes identifiées dépendra donc fortement du type de connexité retenu (4 ou 8 connexité). L'exemple ci-dessous (figure 5.10) montre les résultats obtenus avec des marquage de composantes en 4-connexité et en 8-connexité.

0	0	0	0	0	0	0	0
0	1	1	0	0	1	1	1
0	1	1	0	0	0	1	1
0	1	1	0	0	0	0	0
0	0	0	1	1	0	0	0
0	0	0	1	1	0	0	0
0	0	0	1	1	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0

(a) Image binaire de départ



(b) 4 connexité



(c) 8 connexité

0	0	0	0	0	0	0	0
0	1	1	0	0	3	3	3
0	1	1	0	0	0	3	3
0	1	1	0	0	0	0	0
0	0	0	2	2	0	0	0
0	0	0	2	2	0	0	0
0	0	0	2	2	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0

(d) Marquage des composantes en 4-connexité

0	0	0	0	0	0	0	0
0	1	1	0	0	2	2	2
0	1	1	0	0	0	2	2
0	1	1	0	0	0	0	0
0	0	0	1	1	0	0	0
0	0	0	1	1	0	0	0
0	0	0	1	1	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0

(e) Marquage des composantes en 8-connexité

FIG. 5.10 – Exemples de marquage de composantes suivant la connexité

Étant donné que les formes que nous devons identifier sont convexes et fermées, on devine bien qu'il est préférable d'utiliser la 4-connexité dans notre cas. En effet, la 8-connexité aurait tendance à identifier deux gouttes trop proches comme une seule .

Une fois les gouttes identifiées et labellisées, de nombreux paramètres des gouttes peuvent être déterminés. Pour chaque goutte, on détermine les coordonnées du centre de gravité :

$$x_g = \frac{1}{N} \cdot \sum_N x_i$$

et

$$y_g = \frac{1}{N} \cdot \sum_N y_i$$

avec N le nombre de pixels composant la goutte.

De même, on détermine les coordonnées du pixel correspondant au pic de la goutte, à savoir celui dont la valeur en niveaux de gris est maximale. L'aire d'une goutte est prise égale au nombre de pixels la composant, et le diamètre D est calculé à partir de la racine carrée de l'aire. Rappelons toutefois que l'aire et le diamètre ainsi déterminés ne sont ni l'aire, ni le diamètre véritable de la goutte. Des phénomènes de halos autour des gouttes, la fonction de transfert de la caméra et la vapeur fortement concentrée autour des gouttes font que celles-ci apparaissent nettement plus grosses qu'elles ne le sont en réalité. L'aire et le diamètre ainsi calculés ne sont là que pour permettre de mieux étudier les images obtenues.

5.2.5 Performances de l'algorithme

Déterminer les performances d'un algorithme de traitement de l'image n'est pas chose aisée car les meilleurs juges en la matière restent les yeux et le cerveau humain, et comparer les images une à une n'est guère envisageable ! Cependant, on peut déjà faire plusieurs remarques sur les résultats obtenus. Tout d'abord, et de manière très générale, on remarquera que l'algorithme développé présente trois principaux avantages :

- il est simple à mettre en place,
- il est global, c'est-à-dire qu'il ne nécessite pas de traiter chaque goutte séparément, ce qui le rend assez rapide
- il ne nécessite pas de réaliser de tests supplémentaires sur les gouttes

En revanche, il présente l'inconvénient de dépendre de trois paramètres qui doivent être choisis par l'utilisateur :

- le choix de la taille du filtre spatial
- la valeur du seuil appliqué aux images des hautes fréquences
- l'élément structurant pour les opérations de morphologie mathématique.

Chacun de ses éléments a fait l'objet d'une étude pour déterminer la meilleure configuration.

5.2.5.1 Taille du filtre spatial

Le filtre spatial intervient dès le début de l'algorithme : l'image filtrée est retirée de l'image de départ afin d'isoler les hautes fréquences. Le type de filtre utilisé est un filtre médian, généralement très apprécié pour le débruitage d'images : il remplace chaque pixel par la valeur médiane de ses voisins. Si le type de filtre ne change pas, la taille du filtre, en revanche, doit être déterminée en fonction des images. Pour des gouttelettes dont l'image peut atteindre jusqu'à dix pixels de diamètre, on comprend bien qu'un filtre spatial de taille 3×3 n'est pas suffisant. Cependant, on ne peut pas non plus trop augmenter la taille du filtre, car cela ferait augmenter

le temps de calcul et lisserait trop le fond. Un compromis doit donc être trouvé entre taille de filtre et rapidité de l'algorithme : la taille retenue est 9×9 . Le lecteur trouvera en annexe C quelques images illustrant les performances de l'algorithme obtenus avec différentes tailles du filtre médian.

5.2.5.2 Valeur du seuil appliqué aux images des hautes fréquences

Le seuil appliqué sur les hautes fréquences permet de déterminer l'image binarisée des gouttes. La valeur de ce seuil doit être fixée de telle sorte que les gouttes soient retenues, mais pas le bruit inhérent aux images. Afin de déterminer la valeur de ce seuil, on a utilisé des images pour lesquelles les gouttes sont déjà pratiquement toutes évaporées. Par conséquent, les images des hautes fréquences associées ne contiendront que du bruit. Afin de bien séparer les gouttes du bruit ambiant, le seuil est pris égal à 3 fois le niveau moyen de gris de ces images, ce qui nous donne un seuil de 0,012 pour des images en binning 2×2 .

On remarquera qu'en pratique l'algorithme n'est pas excessivement sensible à cette valeur. En effet, le seuil est fixé de sorte à capter les plus petites gouttelettes. Or, comme cela a été expliqué précédemment, ces dernières ont des niveaux de gris très proches de la vapeur, ce qui indique que leur diamètre est forcément très faible, bien en-deçà de la valeur limite de $27 \mu m$ trouvée précédemment. Compte tenu de leur fréquence dans les images (moins de 1% du nombre total de pixels), les gouttelettes non captées par ce seuillage auront un poids négligeable dans les valeurs moyennes.

5.2.5.3 Taille de l'élément structurant

L'élément structurant permet d'éliminer le bruit restant sur les images binaires grâce aux opérations d'ouverture. Par définition même de l'ouverture, la « taille » de la goutte la plus petite sera celle de l'élément structurant. En utilisant un élément structurant carré de taille 2×2 , on élimine d'office toutes les gouttes de taille inférieure. Ceci semble en contradiction avec l'étude de départ. En effet, peu de gouttelettes ont un diamètre réel supérieur à $400 \mu m$, la plupart étant inférieure à $200 \mu m$. Comme cela a été expliqué précédemment, les gouttelettes apparaissent bien plus grandes qu'elles ne le sont en réalité, et l'observation des images ne permet pas de détecter de pixel isolé présentant un niveau de gris suffisamment élevé pour suggérer la présence d'une goutte. Par diffraction, toute goutte détectable « s'étale » sur plusieurs pixels.

La symétrie sphérique des gouttes impose un élément structurant carré, tandis que le bruit pixel-à-pixel relativement important nécessite d'utiliser une taille de 2×2 .

Il est à noter que la taille de l'élément structurant limite l'impact du seuillage. En effet, même si un seuillage trop bas entraînerait une prise en compte du bruit dans les gouttes, l'ouverture éliminerait celle-ci après coup.

5.2.5.4 Comparaison avec des images de diffusion de Mie

Pour tester les performances de la méthode, une comparaison a été faite entre la détection des gouttes par l'algorithme sur des images de fluorescence et sur des images en diffusion de Mie. Pour cela, la composante verte du laser (de longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$) a été utilisée à la place de la nappe ultraviolette, et le filtre bleu a été retiré. Le faisceau vert ayant une intensité deux fois plus grande que le faisceau ultraviolet, les réglages du système optique ont également été changés pour éviter la saturation de la caméra : l'ouverture de l'objectif utilisée était $f/D = 2,8$, et le gain de l'intensificateur a été diminué. Les images obtenues ainsi ont été traitées à l'aide du même algorithme de détection des gouttes que les images de fluorescence, et ce pour les mêmes conditions d'écoulement : la taille du filtre médian et la valeur du seuil n'ont pas été changées. Pour chaque image, les gouttelettes ont été détectées, connectées par 4-connexité, et localisées grâce à la position de leur centre de gravité. Les distributions spatiales des gouttes ont été calculées en faisant varier la taille des zones élémentaires de comptage et en moyennant sur plus de 400 images. On a ensuite comparé les résultats pour les deux types d'images, par diffusion de Mie et par fluorescence.

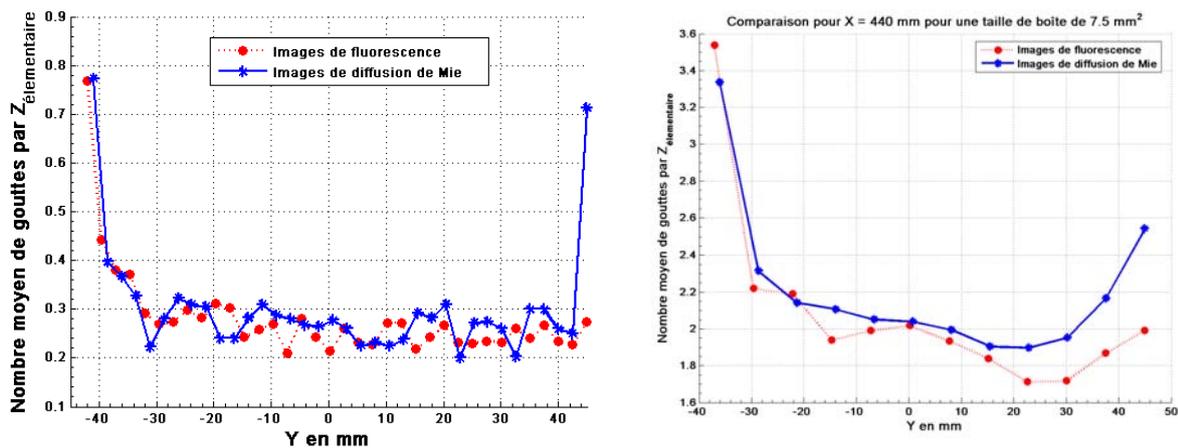


FIG. 5.11 – Comparaison de la distribution spatiale des gouttelettes

La figure précédente montre quelques profils du nombre moyen de gouttes par zone de comptage élémentaire pour différentes tailles de boîte. Les résultats obtenus pour les images de fluorescence et celles de diffusion de Mie sont très similaires : l'écart moyen est de 10%, et surtout il n'y a pas de tendance marquée entre les deux types d'image. Ceci est vrai excepté au niveau du bord du hublot correspondant à la sortie de la nappe laser (pour $X = 45 \text{ mm}$). Une explication possible est l'absorption de l'énergie du laser due à l'acétone pour les images de fluorescence.

Cette expérience permet de tirer comme conclusion que la robustesse de l'algorithme semble confirmée, puisque pour des intensités lumineuses différentes, les gouttes sont aussi bien détec-

tées dans un cas que dans l'autre. Les gradients de niveaux de gris étant du même ordre de grandeur, les gouttes sont, de manière générale, détectées de la même façon.

5.2.6 Retour sur les hypothèses de départ

Comme cela a été remarqué précédemment, la taille des images des gouttes est bien supérieure à ce qui est attendu, puisque pour les plus petites, la taille minimale est de 2 *pixels*, ce qui, avec une résolution de 200 $\mu\text{m}/\text{pixel}$, correspond à 400 μm . Or, seule une minorité des gouttes atteignent ce diamètre. Parallèlement, la luminosité des gouttelettes est très faible par rapport à ce qui est attendu. Seule une faible proportion des gouttes présente des pics dont le signal correspond au signal de référence. D'après la relation établie au paragraphe 5.1.3, cela signifierait que la grande majorité des gouttes devraient avoir un diamètre inférieur à la limite de 27 μm , qui correspond pourtant à un diamètre relativement faible par rapport à la granulométrie initiale du spray. Ceci nous oblige à revenir sur les hypothèses de départ et à remarquer que des phénomènes autres que la fluorescence doivent entrer en compte.

La perte de luminosité peut en partie être expliquée par le sous-échantillonnage spatial, tandis que l'étalement des gouttes peut être dû au phénomène de « blooming » mis en évidence dans des études sur des trains de gouttes monodisperses d'acétone (Orain et al. [2006], Frackowiak). Une caméra intensifiée n'a pas une réponse linéaire aux très forts gradients de signal, comme ceux associés à une interface liquide-vapeur. Le résultat est une surestimation du signal des pixels voisins, et les gouttes paraissent davantage étalées.

Ces différents phénomènes expliquent pourquoi les gouttes apparaissent très visiblement malgré la résolution spatiale, et entraînent comme conséquence que des études comme celle de Ritchie and Seitzman [2001] ne peuvent aboutir à la détermination de la taille des gouttes à partir de leur seul niveau de signal de fluorescence.

5.3 Traitement de l'absorption par le liquide

Une difficulté pour les traitements de fluorescence provient du fait qu'il n'y a pas de correction simple pour l'extinction de l'énergie du laser derrière les gouttes. Bazile et Stepowski observaient de grosses ombres derrière les gouttes et, n'ayant pas de corrélation pour l'absorption derrière le liquide, annulaient purement et simplement les pixels derrière la goutte. Cette méthode présentait cependant l'inconvénient de donner des grandeurs statistiques conditionnées à la distance par rapport au laser. En effet, plus l'on s'éloignait du laser, plus la probabilité de trouver une goutte était importante, et plus le nombre d'échantillons pour réaliser les moyennes diminuait. Ritchie and Seitzman [2001] proposent deux corrélations, une pour l'extinction derrière une goutte, et l'autre pour l'extinction derrière un pixel rempli de vapeur saturée en acétone. La comparaison simultanée des valeurs de fluorescence et des coefficients d'extinction leur permet de déterminer s'ils ont affaire à une goutte ou à de la vapeur, d'estimer le diamètre

de la goutte s'il s'agit de liquide, et de corriger les pixels suivants en fonction du résultat. Il faut noter qu'aucun résultat quantitatif en situation réelle n'était présenté par ces auteurs. Cependant aucune ombre n'était détectée derrière les gouttes sur leurs images. Pour plusieurs autres auteurs, Kurosawa et al. ou Chen et al. [2005], l'observation montre qu'il n'y a pas de phénomène d'ombre derrière les gouttes et aucun traitement particulier n'est mis en place pour corriger l'absorption.

Comme Kurosawa et al. [2002] ou Chen et al. [2005], la simple observation des images ne permet pas de discerner de phénomènes d'ombres derrière les gouttes à quelques rares exceptions près. Il nous a semblé cependant nécessaire de vérifier que le passage d'une goutte ne se traduisait pas par une extinction du signal de fluorescence de la vapeur à proximité de la goutte. La solution retenue a consisté à tracer des profils derrière ou devant les gouttes et à les comparer. On repère les gouttes suffisamment isolées de façon à ce que l'on puisse tracer des profils de leur voisinage sans que ceux-ci ne soient pollués par la présence d'autres gouttes. On extrait ensuite les profils de signal de fluorescence au centre de la goutte, à un rayon et un diamètre de distance, avant et après la goutte dans le sens de progression du laser comme le montre la figure 5.12. Ces profils sont ensuite normalisés par la valeur maximale de la goutte $S_{f \max}$, et tracés en fonction de $\frac{x-x_o}{D}$ pour les profils verticaux et $\frac{y-y_o}{D}$ pour les profils horizontaux, D étant le diamètre de la goutte, (x_o, y_o) étant les coordonnées du pixel pour lequel la valeur est maximale. Enfin, on interpole les profils grâce à une interpolation par spline cubique afin d'avoir le même nombre de points quelle que soit la taille de la goutte, et on moyenne sur un grand nombre de gouttes.

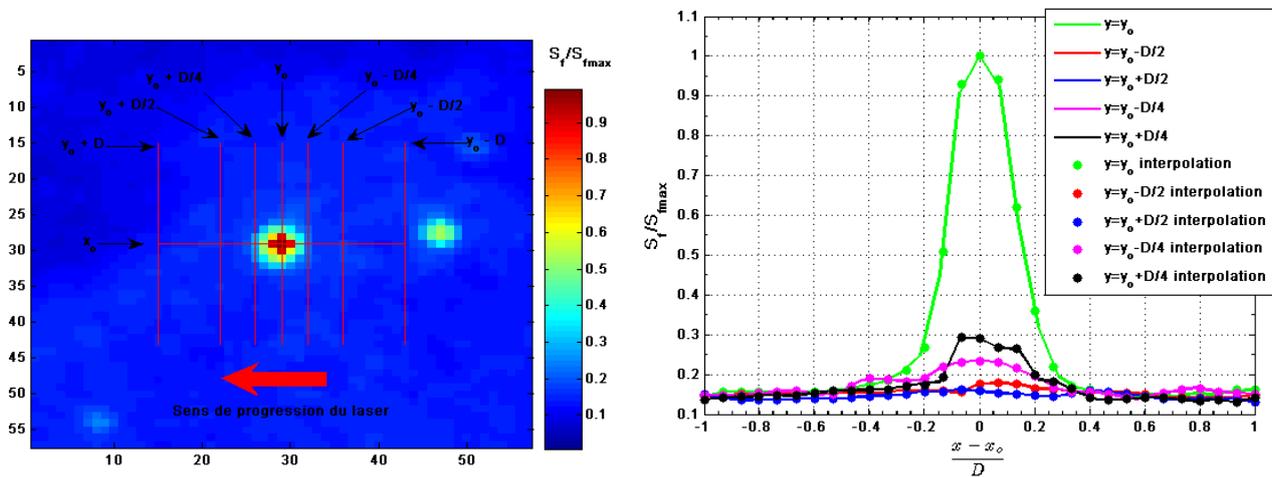
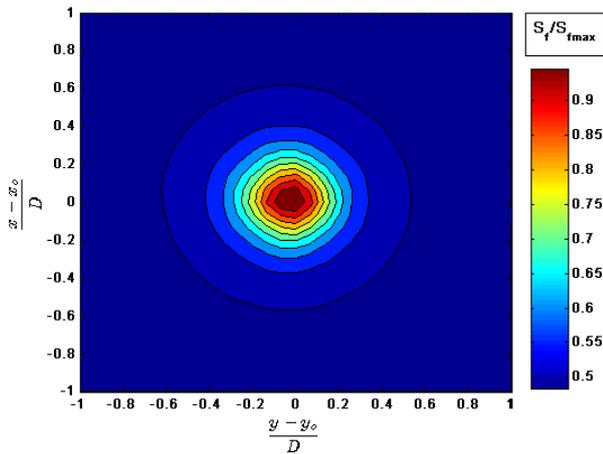
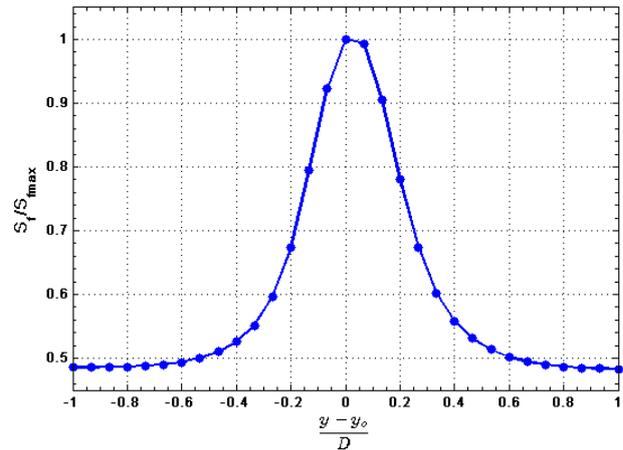


FIG. 5.12 – Extraction de profils pour une goutte

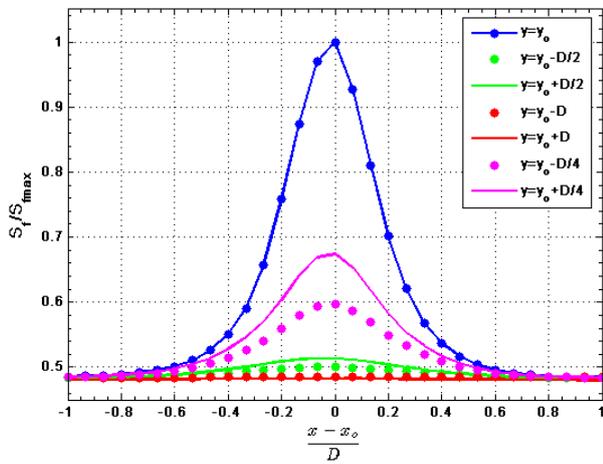
L'interpolation par spline cubique peut également se faire sur toute la matrice du voisinage de la goutte et l'on peut extraire les profils de la moyenne ainsi obtenue. Les figures 5.13 montrent le voisinage moyen des gouttes ainsi que les profils interpolés et moyennés.



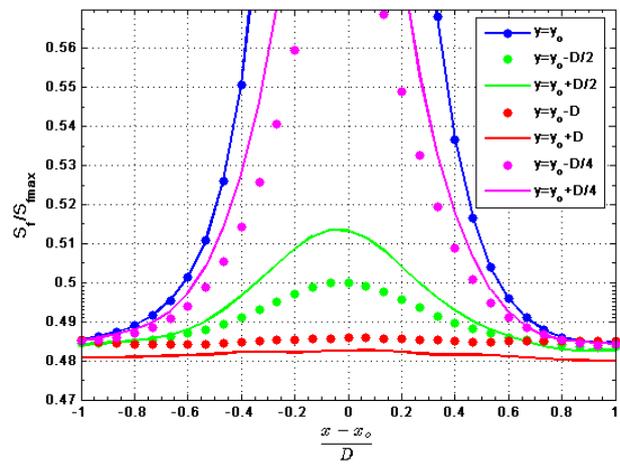
(a) contours du voisinage d'une goutte interpolé et moyenné



(b) Profil horizontal interpolé et moyenné



(c) Profils verticaux interpolés et moyennés



(d) Zoom sur les profils verticaux interpolés moyens

FIG. 5.13 – Voisinage et profils interpolés et moyennés des gouttes

Grâce à l'image interpolée moyenne des gouttes on se rend bien compte que les contours de signaux de fluorescence sont bien symétriques par rotation autour du centre de la goutte. On ne voit pas apparaître d'ombre derrière les gouttes même à une distance de un diamètre. Les profils confirment cette observation : si l'on voit bien une différence entre les profils $y = y_0 - D/4$ et $y = y_0 + D/4$, celle-ci n'est certainement pas due à une extinction quelconque du laser car le profil pris avant la goutte se révèle inférieur à celui pris après la goutte dans le sens de progression du laser. Ceci vient probablement de la façon dont l'interpolation est faite, et de l'impossibilité de prendre les profils autrement qu'à des valeurs entières de pixel. Par ailleurs, la figure 5.13 d) nous montrent que les différences s'estompent au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la goutte, puisque si les différences sont de l'ordre de 10% entre les profils $y = y_0 - D/4$ et $y = y_0 + D/4$, elles ne sont plus que de 3% entre $y = y_0 - D/2$ et $y = y_0 + D/2$, et de 1% entre $y = y_0 - D$ et $y = y_0 + D$.

En conclusion, on peut donc en déduire que les gouttes ne créent pas en moyenne d'ombre détectable derrière leur passage, et n'entraînent pas d'extinction particulière. Les retirer des images de fluorescence sera donc suffisant pour obtenir des mesures quantitatives sur la vapeur. Ceci s'explique par la faible taille des gouttes par rapport à l'épaisseur de la nappe laser, et par la dilution du mélange diphasique.

5.4 Élimination des traces dues à l'impact des gouttelettes sur les hublots

La turbulence entraîne l'impact de gouttelettes sur les parois de la veine d'essai, et parfois sur les hublots d'entrée du laser, entraînant une forte extinction de la nappe juste derrière elles. Ceci se traduit par de longues traînées, qui biaisent les mesures de concentration. Il est donc nécessaire de les détecter automatiquement pour les supprimer des calculs statistiques. Plusieurs méthodes ont été testées, et celle retenue est basée sur le même principe que la méthode d'élimination des gouttes.

Les traînées d'ombre traversent les images de part en part horizontalement, mais sont très fines verticalement, puisqu'elles sont liées à la taille des gouttelettes impactant le hublot. Elles correspondent donc à des fréquences spatiales élevées dans la direction verticale, mais à des basses fréquences dans la direction horizontale. Il faut donc cette fois-ci isoler uniquement les hautes fréquences spatiales verticales. Un filtre médian colonne de taille 12×1 *pixels* est appliqué sur l'image de départ permettant la création d'un masque où ont été filtrées toutes les hautes fréquences verticales, comme le montre la figure 5.14.

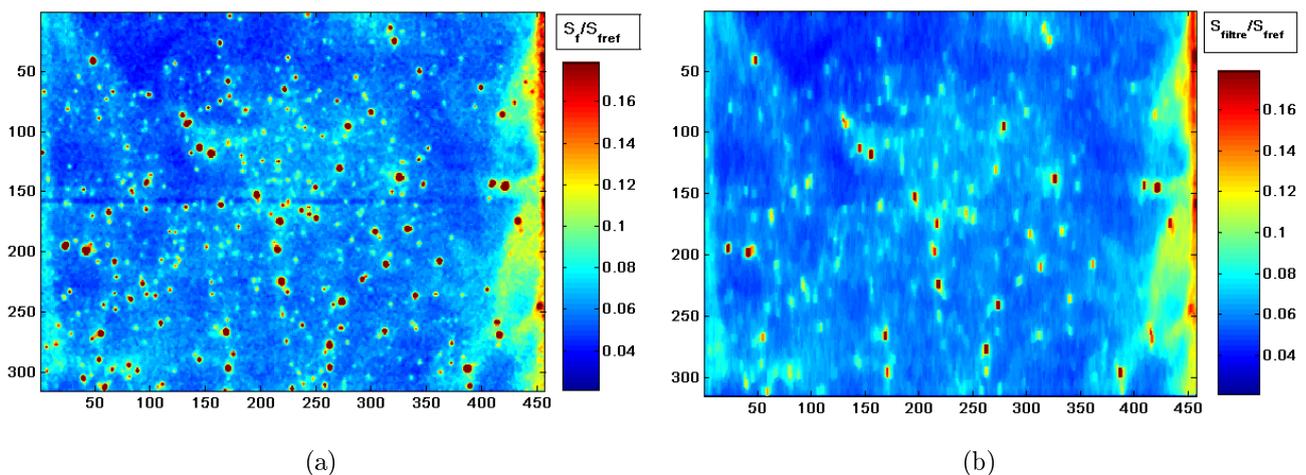


FIG. 5.14 – Première étape de l'algorithme : l'image de départ (a) est filtrée à l'aide d'un filtre médian vertical 12×1 *pixels*, ce qui donne l'image (b)

Le masque est ensuite soustrait à l'image de départ et l'image résultat est une image où l'on trouve les hautes fréquences spatiales verticales, qu'il s'agisse du bruit, des gradients dûs à la présence de gouttes, ou des traînées. Comme les traînées correspondent à des zones d'ombre, elles seront isolées en appliquant sur cette image un seuil négatif, dont la valeur est déterminée à partir de l'histogramme des niveaux de gris, comme on peut le voir sur les figures 5.15 et 5.16.

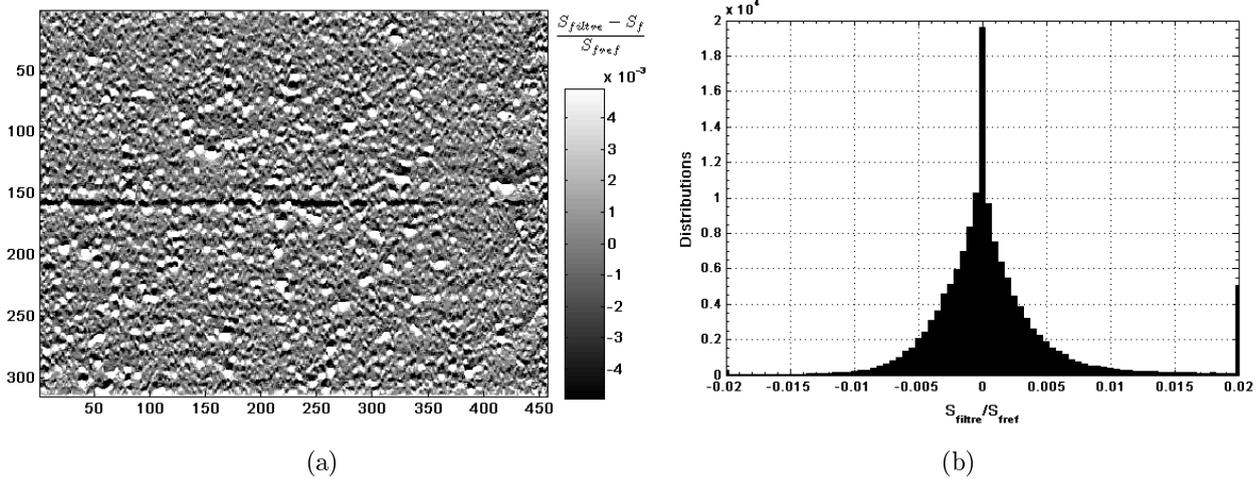


FIG. 5.15 – Deuxième étape : la soustraction du masque à l'image de départ donne l'image de bruit (a), où les ombres, entre autres, apparaissent en noir. L'histogramme visible en (b) permet de déterminer un seuil permettant de binariser l'image (a)

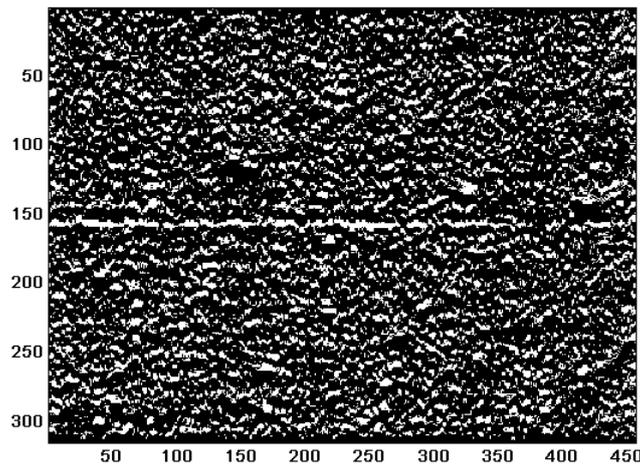


FIG. 5.16 – Image de bruit binarisée : l'image de l'ombre est visible, mais doit être séparée du bruit

L'image binaire obtenue contient les traînées et du bruit, donc un filtrage est nécessaire pour isoler les premières du reste. Une série d'ouverture et de fermeture sont alors pratiquées avec des éléments structurants carrés de taille croissante. On commence par appliquer une ouverture puis une fermeture avec un carré de $2 \times 2 \text{ pixels}$ pour éliminer le bruit de petite taille, puis de $3 \times 3 \text{ pixels}$ pour le bruit de taille plus importante. La figure 5.17 illustre ces opérations :

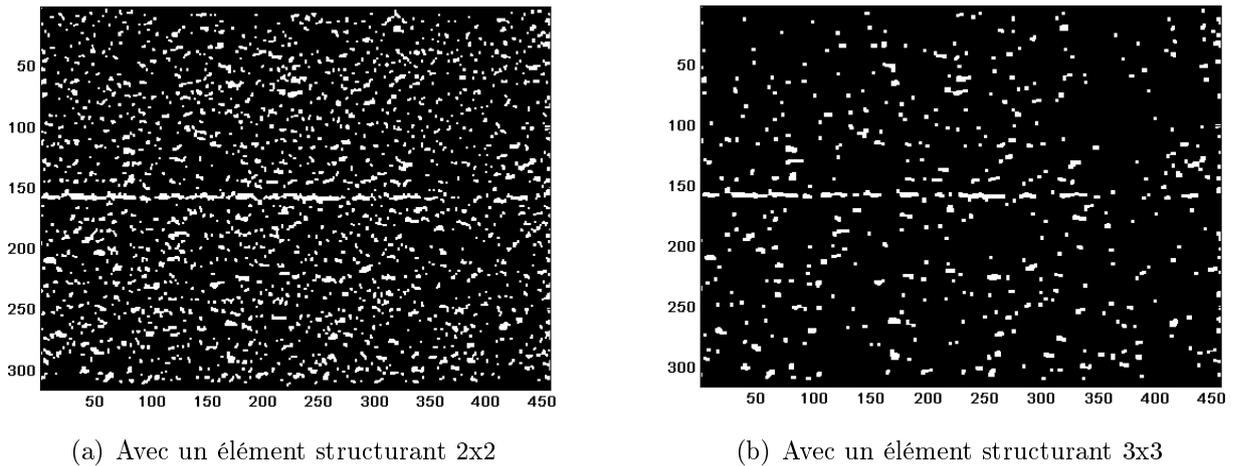


FIG. 5.17 – Troisième étape de l'algorithme : séquence d'ouverture et de fermeture pour débriiter les images binaires avec des tailles d'élément structurant croissant

Bien sûr, ce filtrage a comme effet de diminuer la taille de l'image binarisée de la traînée, mais celle-ci ayant une longueur bien plus importante va conserver une certaine taille qui peut permettre de la différencier des autres tâches dues au bruit. On isole donc les formes par connexité 4×4 afin de déterminer pour chacune la longueur et la largeur. Toutes celles dont la longueur est supérieure à 30 pixels ou dont la largeur est inférieure à 15 pixels sont éliminées. Les formes restantes correspondent aux ombres portées par les gouttes ayant impacté le hublot. Les lignes entourant ces traces sont alors tout simplement éliminées des calculs statistiques, comme on peut le voir sur la figure 5.18.

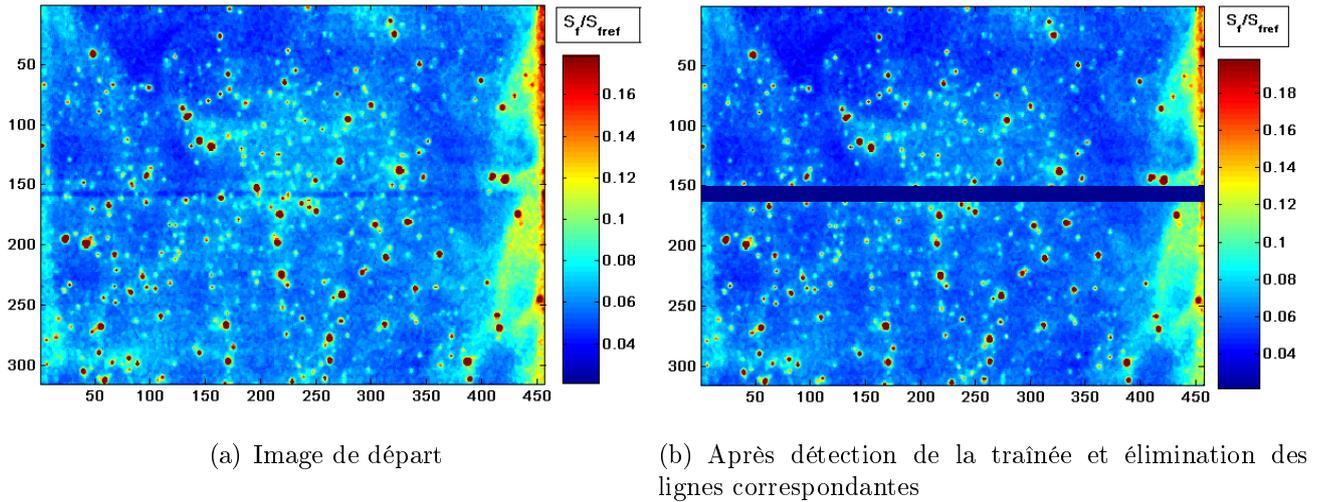


FIG. 5.18 – Résultat de l'algorithme de détection des ombres :

Sur les figures précédentes étaient présentées les différentes étapes de cet algorithme. L'image qui a été prise en exemple est une image particulièrement bruitée du fait de la présence de très nombreuses gouttes. Cependant une traînée d'impact y est visible. On a choisi cet exemple pour illustrer la robustesse de l'algorithme capable de repérer une trace dans une image très bruitée.

5.5 Conclusions du chapitre

Partant de l'hypothèse que les gouttes d'acétone liquide injectées sont de taille telle que leur absorption limite leur contribution au signal de fluorescence, nous sommes arrivés à la conclusion que des visualisations simultanées de gouttelettes et de vapeur d'acétone étaient possibles.

Cependant la mesure quantitative de concentrations d'acétone n'est possible que pour la vapeur : il faut donc reconnaître les gouttes automatiquement sur les images et les retirer des calculs statistiques. Un algorithme basé sur le filtrage des images pour détecter les hautes fréquences spatiales a été mis en place, et ses performances ont été évaluées. La comparaison des résultats obtenus en terme de distribution spatiale des gouttes avec des images de fluorescence et des images de la diffusion de Mie des particules nous permet de vérifier une certaine robustesse des gouttes.

Par ailleurs, la taille et l'intensité des gouttes repérées indiquent que les images de particules sont davantage dues à la diffraction de Fraunhofer qu'à la fluorescence. Ceci mène à la conclusion que, pour des diamètres de gouttes inférieures à la résolution spatiale des images, la détermination du diamètre des gouttes à partir du seul signal de fluorescence n'est pas possible.

Une étude a été menée pour vérifier que la présence de gouttes n'entraînait pas la création d'une ombre derrière celles-ci, ombre qui aurait faussé les résultats. La comparaison des profils

moyens de fluorescence devant et derrière les gouttes ne permet pas de distinguer d'extinction notable du signal. Ceci a été attribué aux faibles diamètres des gouttes par rapport à l'épaisseur de la nappe laser.

Une étape suivante a consisté à détecter et supprimer les traînées dues aux gouttes ayant impacté sur les hublots. Un nouvel algorithme de détection des hautes fréquences verticales utilisant des outils de morphologie mathématique a été mis en place.

Ces différents outils permettent de réaliser des mesures de concentrations d'acétone vapeur quantitatives.

Chapitre 6

Analyse de l'évaporation et du mélange diphasique

Les informations sur l'évaporation des gouttelettes viennent exclusivement des images de fluorescence. Comme nous l'avons montré précédemment, celles-ci nous renseignent sur plusieurs éléments : les concentrations instantanées de vapeur d'acétone, et les images de gouttelettes, dont on peut tirer les distributions spatiales. A partir de ces mesures, on s'intéresse à l'évaporation globale du brouillard de gouttelettes et aux caractéristiques du mélange diphasique.

6.1 Distribution spatiale des gouttes

La première partie de l'analyse des images de fluorescence s'est focalisée sur la répartition spatiale des gouttelettes. La caractérisation de celle-ci est nécessaire car elle a un impact sur la vaporisation : en effet, la présence d'amas de gouttes peut bloquer l'évaporation en créant des zones où la concentration en acétone est trop élevée. On veut donc déterminer si les gouttes sont réparties dans l'espace de manière homogène, et dans le cas contraire, si elles forment des amas, quelle est la taille caractéristique de ceux-ci.

Afin de décrire la répartition spatiale des particules, il est nécessaire de compter celles-ci par zone d'observation élémentaire $Z_{\text{élémentaire}}$. Or la concentration spatiale en particules dépend directement de la taille de ces zones d'observation, qui ne peut pas être fixée arbitrairement. Il faut donc déterminer une taille de zone élémentaire représentative pour les différentes zones de l'écoulement.

6.1.1 Description statistique : loi de Poisson

La description statistique de la distribution spatiale des particules utilisée ici est issue des études de concentration préférentielle, comme Vignal [2006], Aliseda et al. [2002] ou Février [2000]. Ces études ont pour but de détecter la formation d'amas de particules liée à l'interaction entre la turbulence et les particules. Pour ce faire, ils définissent une mesure de l'écart entre

la distribution spatiale réelle et une loi décrivant une répartition homogène des particules. L'évolution de cet écart avec la taille de zone élémentaire permet d'obtenir des informations sur l'inhomogénéité de la répartition en particules, et sur la taille d'éventuels amas.

Pour la caractérisation d'une répartition homogène des gouttelettes, on utilise une loi de Poisson, appelée également « loi des événements rares ». L'image est divisée en zone de comptage élémentaire $Z_{\text{élémentaire}}$, à savoir des carrés de taille L_{zone} variable entre 10 et 150 *pixels*. On note $P(N)$ la probabilité d'avoir N particules dans la zone $Z_{\text{élémentaire}}$, N_{total} le nombre total de particules dans l'image et N_{zone} le nombre de zones dans l'image globale. Pour une répartition homogène des particules, $P(N)$ suit une loi de Poisson qui s'écrit :

$$P(N) = \frac{e^{-m} \cdot m^N}{N!}$$

avec m le nombre moyen de particules par zone, que l'on peut définir par :

$$m = \frac{N_{\text{total}}}{N_{\text{zone}}} = \sum_N P(N) \cdot N$$

Lorsque la distribution expérimentale se rapproche de la loi de Poisson calculée pour le même nombre moyen de gouttelettes par zone, on peut considérer que l'on a une répartition homogène de celles-ci dans l'écoulement. En revanche, des écarts significatifs par rapport à cette loi peuvent signifier la présence d'amas, ou une distribution non aléatoire des particules.

Cette description dépend cependant fortement de la taille de zone de comptage L_{zone} . Une petite taille de zone élémentaire, par exemple 10 *pixels*, pour un diamètre des images de gouttes minimal de 3 *pixels*, va limiter le nombre possible de gouttes par zone aux petites valeurs, de 0 à 5. Compte tenu de la forte dilution des gouttes dans l'écoulement, de très nombreuses zones n'auront aucune goutte, et l'histogramme présentera un pic pour $N = 0$, et diminuera fortement après. En revanche, pour une taille de zone élémentaire importante, par exemple 100 *pixels*, la probabilité de n'avoir aucune goutte est beaucoup plus basse, et l'histogramme sera bien plus étalé en atteignant des valeurs de N plus élevées, jusqu'à plus de 20 gouttes par zone élémentaire. Afin de déterminer la taille la plus pertinente pour la description d'un écoulement, on a besoin de quantifier pour chaque L_{zone} l'écart entre la distribution réelle et une loi de Poisson présentant la même valeur moyenne λ .

Dans les différentes études citées précédemment (Vignal [2006], Aliseda et al. [2002] et Février [2000]), les écarts à la loi de Poisson sont calculés grâce à un paramètre défini comme :

$$\Sigma = \frac{1}{m} \cdot (\sigma_{\text{exp}} - \sigma_{\text{Poisson}})$$

avec σ_{exp} l'écart-type de la distribution spatiale expérimentale, défini par :

$$\sigma_{\text{exp}} = \sqrt{\sum_N ((N - m)^2 P(N))}$$

et $\sigma_{Poisson}$ l'écart-type de la distribution de Poisson qui vaut :

$$\sigma_{Poisson} = \sqrt{m}$$

Des valeurs importantes du paramètre Σ correspondent à des accumulations marquées de particules, alors que des valeurs négatives nettes indiquent une répartition uniforme mais non aléatoire des particules. Enfin, un écart Σ proche de la valeur nulle indique une distribution homogène des particules. Les différents auteurs cités précédemment étudient l'évolution de la valeur de Σ en fonction de la taille L_{zone} , et considèrent que la taille L_{zone} pour laquelle l'écart maximum Σ_{max} est obtenu correspond à la taille caractéristique des amas de particules dus aux phénomènes de concentration préférentielle. En ce qui concerne cette étude, compte tenu de la très forte turbulence et des conditions particulières au niveau de la zone d'injection, on s'attend à observer des amas dans cette zone sans que ceux-ci soient liés nécessairement au phénomène de concentration préférentielle. Cependant, il est important de déterminer la taille de zone élémentaire pertinente pour la caractérisation de la répartition des gouttes. Des mesures ont été réalisées sur les différentes zones de l'écoulement en suivant la même notation que celle utilisée pour l'étude de l'écoulement monophasique (chapitre 4).

6.1.2 Conditions de mesures

Les mesures ont été réalisées pour les paramètres suivants :

- Vitesse débitante : $U_o = 1 \text{ m.s}^{-1}$, $1,5 \text{ m.s}^{-1}$, 2 m.s^{-1} , ou $2,5 \text{ m.s}^{-1}$
- Chargement massique : $\phi_p = 2 \%$ et 4%
- Température de l'écoulement porteur : $T = 323 \text{ K}$ ou $T = 293 \text{ K}$

On remarquera que faire varier le chargement massique en liquide entraîne nécessairement un changement au niveau du débit massique de liquide à injecter. Les mesures de granulométrie du spray de gouttelettes (voir chapitre 2) nous assurent que les diamètres moyens et les vitesses moyennes en sortie d'injecteur sont conservées quel que soit le débit massique utilisé.

Un cas de référence en particulier sera étudié, pour les conditions suivantes :

- La vitesse débitante de référence est de : $U_0 = 2 \text{ m.s}^{-1}$
- Le chargement massique vaut : $\phi_p = 2 \%$ et 4%
- la température du cas de référence vaut : $T = 323 \text{ K}$

On notera également que la température initiale des gouttes est de 293 K . Pour des raisons pratiques, on n'a pas cherché à chauffer l'acétone en dehors de la veine d'essai. Cet élément est important car il implique qu'une partie de la chaleur fournie aux gouttelettes par l'écoulement chauffé servira au chauffage des gouttes et non à l'évaporation, laquelle sera ralentie.

6.1.3 Première phase : entrée dans la veine, $60 \text{ mm} < X < 155 \text{ mm}$

Cette phase correspond à la phase la plus proche de l'injection : elle commence environ à 60 mm du nez de l'injecteur. Dans cette zone, les régions les plus proches de l'injecteur seront plus riches en gouttelettes que les régions plus éloignées. Par ailleurs, les grosses structures tourbillonnaires présentes dans cette zone vont détruire le brouillard et disperser les gouttes, initialement sous forme d'amas. On ne s'attend donc pas dans cette zone à une distribution homogène des particules. La figure 6.1 présente un exemple d'images instantanées pour $X = 70 \text{ mm}$. On remarque des grosses différences de densité de gouttes entre les zones de comptage, certaines étant pratiquement vides alors que dans d'autres les gouttes semblent regroupées en paquets. On peut donc s'attendre à des valeurs de Σ élevées pour cette zone.

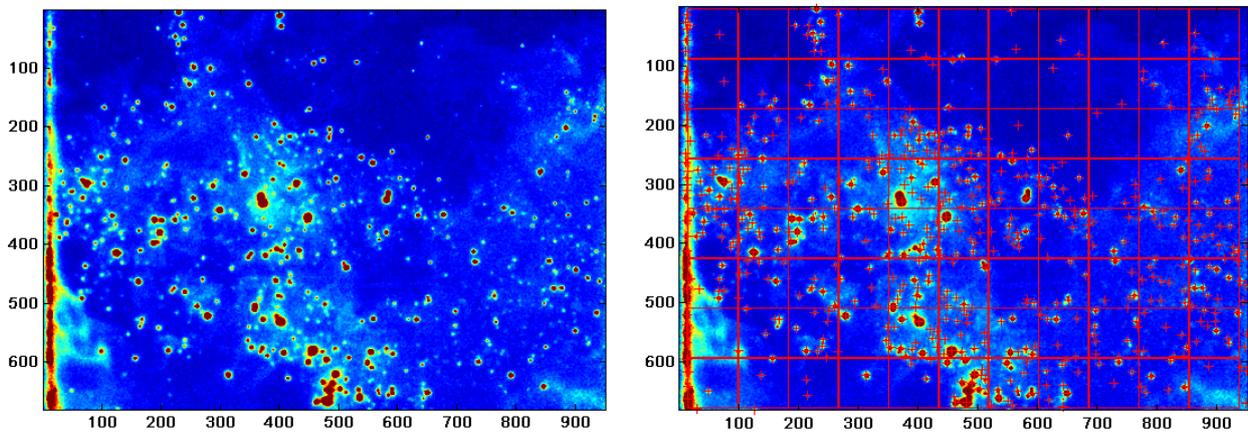
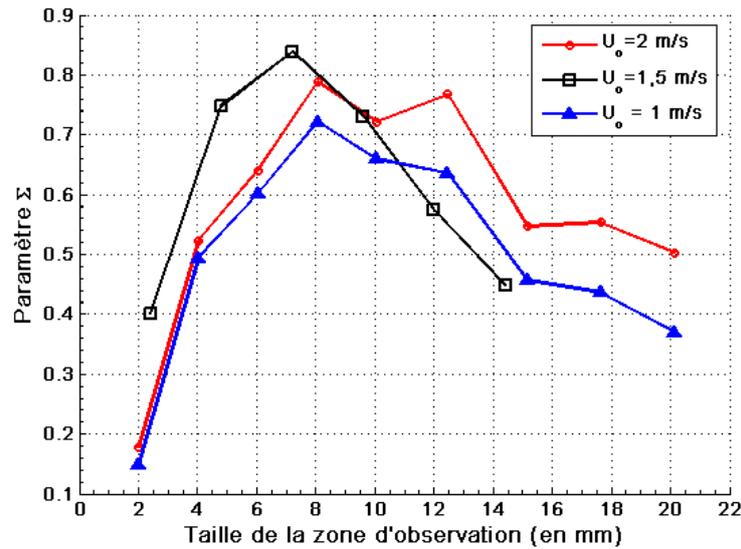


FIG. 6.1 – Exemples d'images instantanées en sortie d'injecteur

Les mesures ont été réalisées pour les chargements massiques faibles : $\phi_p = 2 \%$ en masse. Les chargements massiques plus importants ($\phi_p = 4 \%$) n'ont pas été possibles d'une part à cause d'un risque de saturation du capteur, et d'autre part à cause des impacts de gouttes sur les lamelles en quartz qui absorbaient l'énergie laser.

Les mesures ont d'abord été réalisées à température ambiante ($T = 293 \text{ K}$) pour un chargement massique de $\phi_p = 2 \%$ et trois valeurs de la vitesse débitante : $U_0 = 1 \text{ m.s}^{-1}$, $1,5 \text{ m.s}^{-1}$ et 2 m.s^{-1} . La figure 6.7 montre l'évolution du paramètre Σ en fonction de la taille de zone de comptage pour ces trois valeurs de U_0 .

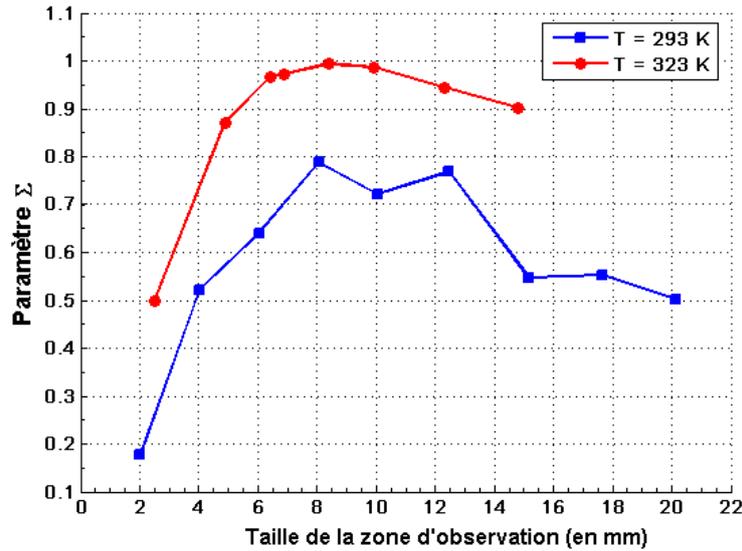

 FIG. 6.2 – Évolution du paramètre Σ en fonction de la taille de zone de comptage

Quelque soit la taille de $Z_{\text{elementaire}}$, les valeurs du paramètre Σ sont très élevées. Σ est généralement supérieur à 0,4 et atteint la valeur maximale de $\Sigma_{\text{max}} \approx 0,8$ dans les trois cas de figure, ce qui confirme bien de fortes inhomogénéités dans la répartition spatiale des gouttes quelque soit la vitesse débitante. Les évolutions de Σ avec la taille de la zone de comptage sont très proches pour les deux vitesses débitantes extrêmes, à savoir $U_o = 2 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_o = 1 \text{ m.s}^{-1}$, mais différent fortement pour la vitesse débitante de $1,5 \text{ m.s}^{-1}$. Jusqu'à une taille de zone de comptage de l'ordre de 10 mm , les valeurs obtenues pour Σ sont inférieures pour les deux vitesses débitantes extrêmes. En revanche, à partir de 10 mm , Σ est moins élevée pour le cas d'une vitesse débitante de $1,5 \text{ m.s}^{-1}$. Par ailleurs, la valeur de la taille L_{zone} pour laquelle Σ_{max} est atteinte vaut nettement 7 mm pour le cas $U_o = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$; alors qu'elle est globalement supérieure à 8 mm pour les autres valeurs de la vitesse débitante. Le tableau 6.1 récapitule ces valeurs de L_{zone} .

$U_o = 1 \text{ m.s}^{-1}$	$U_o = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$	$U_o = 2 \text{ m.s}^{-1}$
$> 8 \text{ mm}$	7 mm	$> 8 \text{ mm}$

 TAB. 6.1 – Valeur de L_{zone} pour laquelle Σ_{max} varie

Enfin, on compare les valeurs du paramètre Σ obtenues pour une vitesse débitante de 2 m.s^{-1} , un chargement massique de $\phi_p = 2 \%$, et deux températures différentes, à savoir $T = 293 \text{ K}$ et $T = 323 \text{ K}$. La figure 6.3 présente les évolutions de Σ en fonction de la taille de la zone d'observation pour ces deux valeurs de la température, les autres paramètres étant égaux par ailleurs.

FIG. 6.3 – Comparaison de Σ pour deux valeurs de la température

Encore une fois, la taille pour laquelle la valeur de Σ_{max} est atteinte est de l'ordre de 8 mm, indépendamment de la température. Par contre, on peut remarquer que la valeur de Σ_{max} est plus élevée pour le cas à $T = 323\text{ K}$ que pour le cas à température ambiante. Une augmentation de la température semble donc augmenter les inhomogénéités spatiales, sans pour autant changer la taille caractéristique des amas de goutte. Ceci peut être attribué à l'évaporation. En effet, celle-ci étant plus rapide dans le cas à $T = 323\text{ K}$, les plus petites gouttes disparaîtront plus rapidement que les autres. Or les plus petites gouttes ayant les nombres de Stokes les plus bas, elles sont moins concernées par les phénomènes de concentration préférentielles, et plus homogènement dispersées dans l'ensemble de la veine. Par conséquent, dans le cas à $T = 293\text{ K}$, la rapide évaporation des plus petites gouttelettes fera disparaître les particules susceptibles de faire diminuer les inhomogénéités spatiales. Cette hypothèse ne peut être facilement vérifiée compte-tenu du fait que l'algorithme de détection des gouttes ne permet pas de faire la distinction entre les différentes tailles de gouttes.

La figure 6.9 montre une cartographie 2D de la concentration moyenne de gouttelettes par zone de comptage pour la taille de zone correspondant à la valeur de Σ_{max} . Le cas présenté correspond à une vitesse débitante de 2 m.s^{-1} , une température de 323 K , et un chargement massique de 2 %.

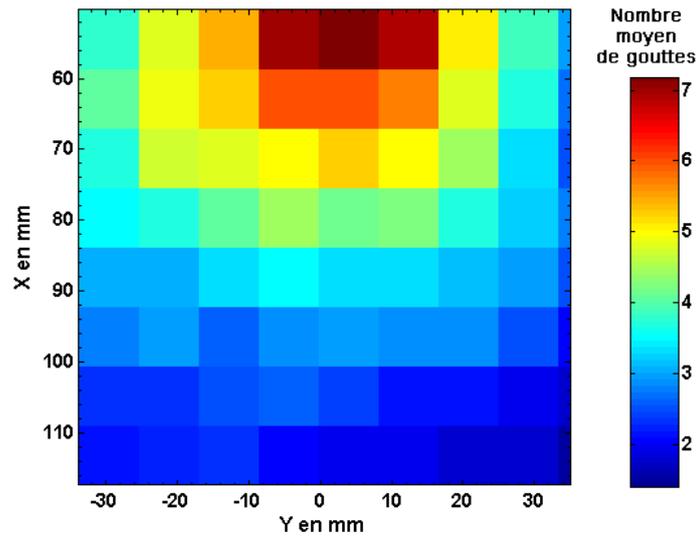


FIG. 6.4 – Cartographie 2D de la concentration en gouttelettes par zone de comptage avec $L_{zone} = 8,4 \text{ mm}$

On distingue très nettement sur cette image la zone de spray initial, comprise entre $50 \text{ mm} < X < 80 \text{ mm}$, où les gouttes sont plus fortement concentrées, et les zones où elles sont davantage dispersées, à partir de $X > 80 \text{ mm}$. La figure 6.5 présente les évolutions axiales et radiales des nombres moyens de gouttes par zone de comptage.

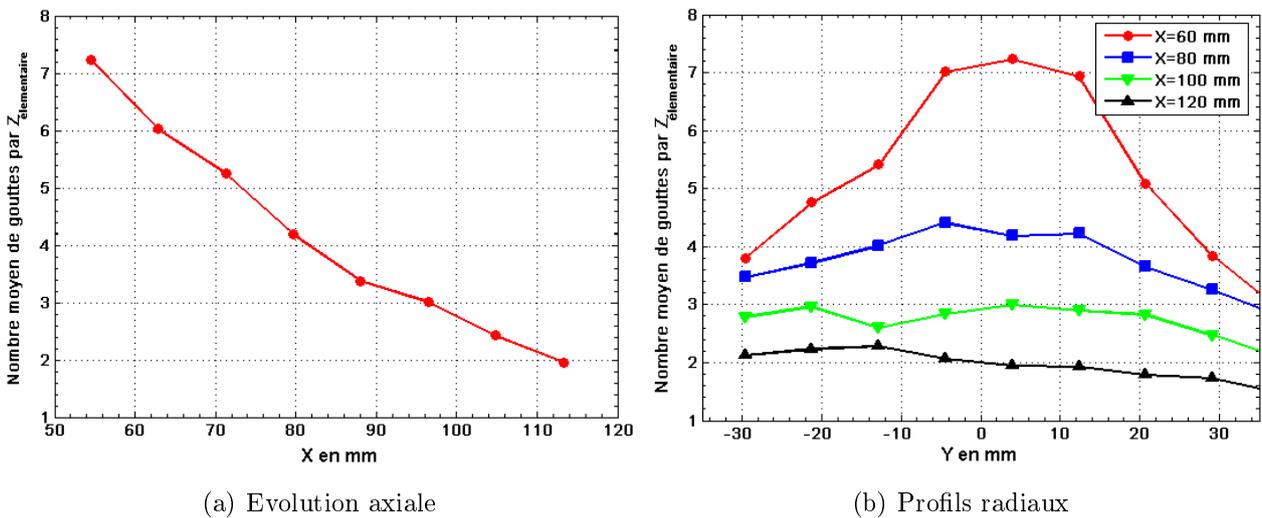


FIG. 6.5 – Évolution axiale et profils radiaux du nombre moyen de gouttes par $Z_{\text{élémentaire}}$ pour $L_{zone} = 8,4 \text{ mm}$

Comme on peut le voir sur ces figures, les gouttelettes sont rapidement dispersées dans la veine d'essai, et les inhomogénéités le long des profils radiaux diminuent rapidement.

On remarquera également que les fortes différences spatiales entre les zones les plus proches et les zones les plus éloignées de l'injection peuvent contribuer également aux fortes valeurs du paramètre Σ mesurées précédemment, qui ne peuvent être imputées uniquement à la présence d'amas.

6.1.4 Zone d'intérêt $X > 310 \text{ mm}$

On se place ensuite dans la zone d'intérêt de l'écoulement porteur définie au chapitre 4, à partir de la fin de la zone de transition.

6.1.4.1 Zone de fin de transition : $310 \text{ mm} < X < 370 \text{ mm}$

Dans cette zone comme dans les zones plus aval, l'évaporation du brouillard est déjà relativement avancée, et les tailles de gouttes ont déjà diminué, certaines ayant même déjà disparu. Par conséquent, le brouillard est plus dilué que dans la zone présentée précédemment. L'observation qualitative des images confirme ce point, et montre également que les gouttes semblent mieux réparties.

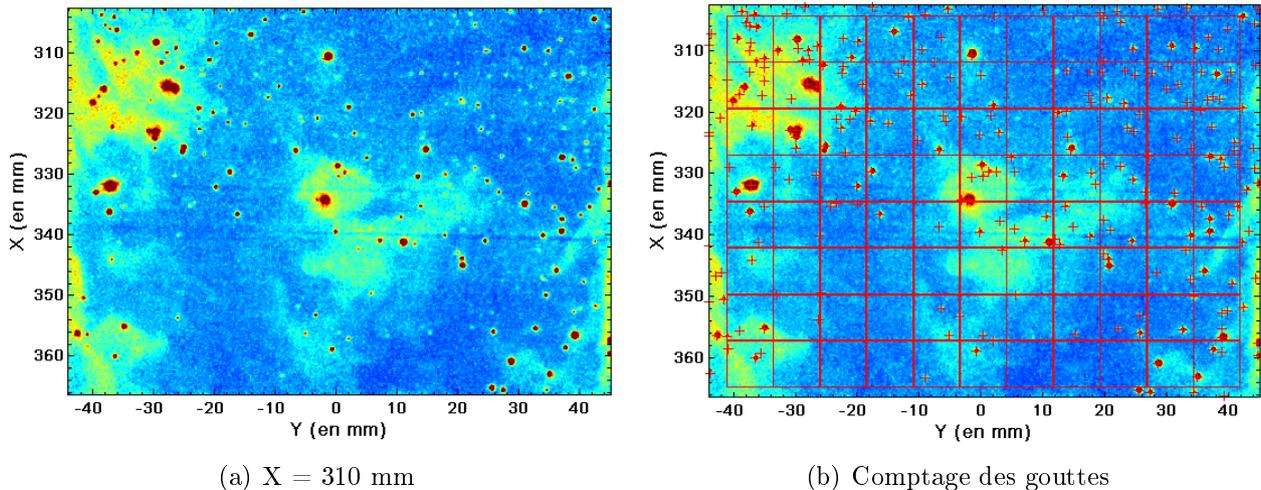
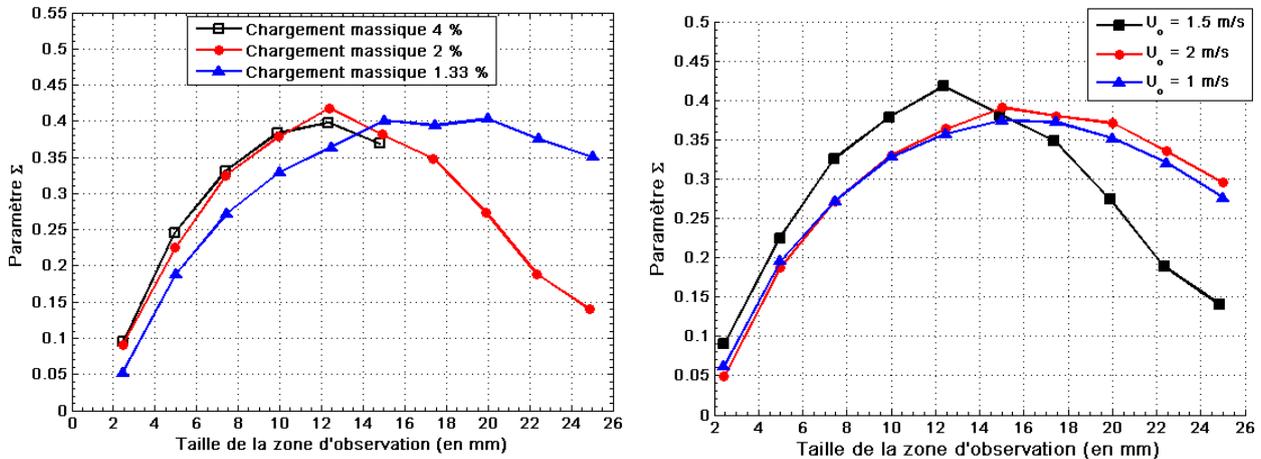


FIG. 6.6 – Exemples d'images instantannées en sortie d'injecteur

Ces observations purement qualitatives ont été confirmées par l'étude de l'évolution du paramètre Σ . On s'est d'abord intéressé à son évolution pour une vitesse débitante de $U_o = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour différents chargements massiques : $\phi_p = 1,33 \%$, 2% et 4% présentée en figure 6.7 a). Pour les trois cas, la valeur de Σ a nettement diminué, puisque la valeur maximale Σ_{max} atteinte est de $0,4$ contre plus de $0,8$ pour la zone d'entrée de veine. Quel que soit le chargement massique, la répartition spatiale des gouttes est plus homogène. En ce qui concerne la taille L_{zone} correspondant à Σ_{max} , elle semble dépendre du chargement. Pour les deux valeurs

les plus élevées du chargement, elle vaut nettement 12 mm , alors que pour la situation la plus diluée, L_{zone} est comprise entre 15 mm et 20 mm . Une situation plus diluée entraînerait donc des tailles caractéristiques plus grandes.

Les évolutions de Σ en fonction de L_{zone} pour différentes valeurs de la vitesse débitante sont présentées en figure 6.7 b). On retrouve les tendances observées dans la zone d'entrée de veine. Dans les trois cas, la valeur du paramètre maximal est à peu près la même $\Sigma_{max} \approx 0,4$. En revanche, les valeurs de L_{zone} pour lesquelles Σ_{max} est atteint varient avec la vitesse débitante. Pour la vitesse débitante de $1,5 \text{ m.s}^{-1}$, on a $L_{zone} \approx 12 \text{ mm}$; pour les deux autres vitesses débitantes, $L_{zone} \approx 15 \text{ mm}$. Enfin, l'allure générale des courbes est assez proche de celle observée en figure 6.7. On a donc ici une tendance qui semble se confirmer, à savoir que le cas à $1,5 \text{ m.s}^{-1}$ est probablement plus inhomogène avec des amas plus marqués que les deux autres cas.



(a) Evolution de Σ pour différentes valeurs du chargement massique (b) Evolution de Σ pour différentes valeurs de la vitesse débitante

FIG. 6.7 – Évolution du paramètre Σ en fonction de la taille de zone de comptage

De manière générale, les valeurs de Σ_{max} sont en nette diminution, et celles de L_{zone} en augmentation par rapport à la zone d'entrée de veine, et ce pour tous les chargements massiques et toutes les vitesses débitantes. On s'intéresse ensuite à l'influence de la température, visible en figure 6.10 :

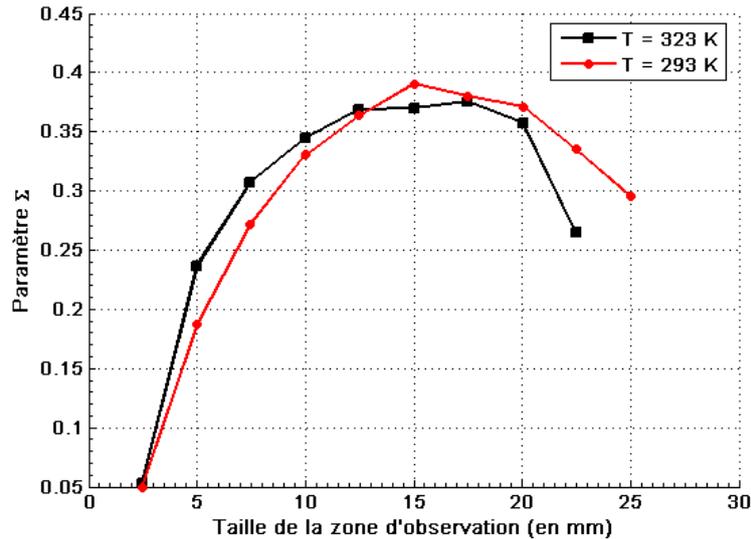
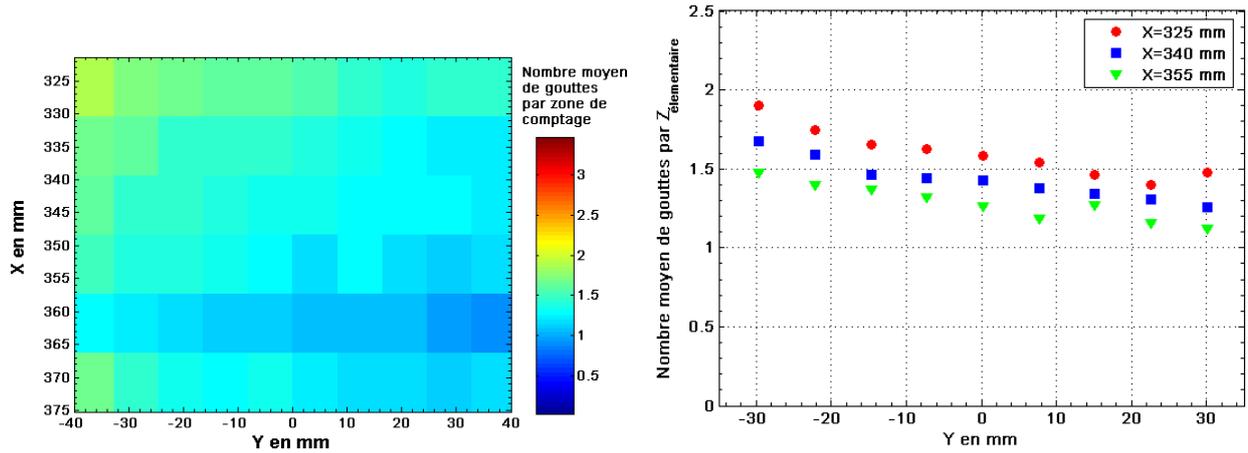


FIG. 6.8 – Évolution du paramètre Σ en fonction de la taille de zone de comptage pour deux températures différentes

Contrairement à la zone d'entrée de veine, la température ne semble pas avoir d'effet notable sur les répartitions de Σ .

Les figures 6.9 a) et b) montrent respectivement la cartographie 2D et les profils radiaux du nombre moyen de gouttes par zone de comptage. L'ensemble est globalement homogène avec une diminution notable du nombre moyen de gouttelettes, due à l'évaporation. On remarque également une asymétrie de l'ordre de 25 % entre le bord de la veine correspondant à l'entrée de la nappe laser et l'autre extrémité. Cette asymétrie est à comparer à la perte de signal due à l'absorption de l'énergie laser dans cette zone, puisque l'algorithme de comptage des gouttes ne la corrige pas. Compte-tenu des concentrations moyennes de vapeur d'acétone mesurées dans cette zone, on estime l'absorption de l'énergie du laser à environ 20 %. L'asymétrie observée est donc probablement majoritairement due à ce phénomène.



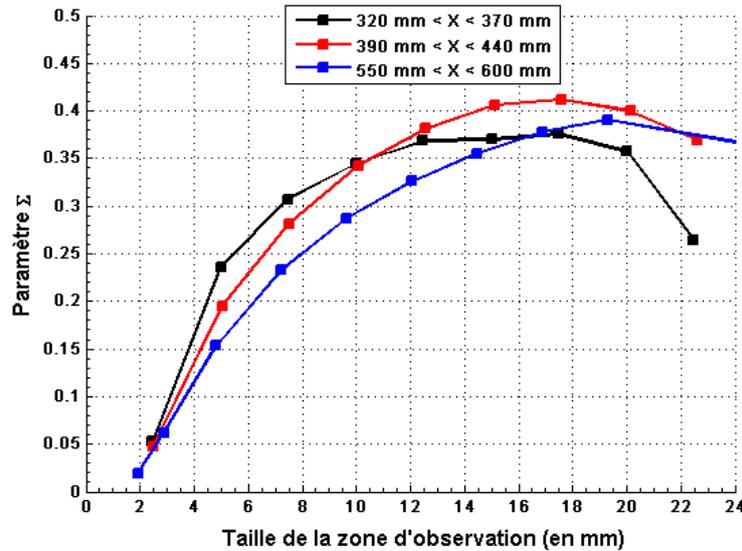
(a) Cartographie 2D du nombre moyen de gouttes par zone de comptage (b) Profils radiaux du nombre moyen de gouttelettes par zone de comptage

FIG. 6.9 – Cartographie 2D et profils radiaux du nombre moyen de gouttelettes par zone de comptage avec $L_{zone} = 7,5 \text{ mm}$

Les courbes présentées dans ce paragraphe montrent que la concentration spatiale moyenne des gouttelettes est assez homogène, et relativement faible. Par ailleurs, la diminution le long de l'axe est cohérente avec la disparition des gouttes liée à l'évaporation. Enfin, les valeurs élevées de Σ pour les différents cas de figure indiquent la présence d'amas dont la taille est nettement plus grande que celle mesurée dans la zone d'entrée du laser. En revanche, ces taille caractéristiques sont encore beaucoup plus faibles que les longueurs intégrales mesurées dans la même zone ($L_f = 22 \text{ mm}$) et présentées au chapitre 4.

6.1.4.2 Zone établie de THI : $320 \text{ mm} < X < 380 \text{ mm}$

On présente ici les valeurs obtenus pour le cas de référence uniquement, à savoir avec une vitesse débitante de $U_o = 2 \text{ m.s}^{-1}$, une température de $T = 323 \text{ K}$, et un chargement massique de $\phi_p = 4 \%$. On s'intéresse à l'évolution du paramètre Σ en fonction des différentes valeurs de X (figure 6.10). Les différences ne sont pas nettes entre les différentes zones de mesure. La valeur de Σ_{max} reste comprise entre 0,35 et 0,4 : les inhomogénéités spatiales restent donc importantes. En revanche, la taille L_{zone} pour laquelle Σ_{max} est atteint augmente avec X . On passe d'une valeur de L_{zone} comprise entre 15 et 17 cm pour $X < 370 \text{ mm}$, à une valeur de 19 mm pour la zone la plus aval. La taille caractéristique des groupes de gouttes se rapproche donc de la taille de l'échelle intégrale L_f .

FIG. 6.10 – Évolution du paramètre Σ pour le cas de référence

6.1.5 Conclusions partielles

L'analyse des images de fluorescence permet de tirer quelques conclusions sur la dispersion des gouttes. Tout d'abord, les gouttes, une fois injectées sont rapidement dispersées dans la veine. La concentration moyenne en gouttelettes devient homogène spatialement, indiquant une bonne dispersion des gouttelettes dans la veine. On observe ensuite une diminution progressive de la concentration moyenne en gouttelettes qui correspond à l'évaporation progressive de celles-ci.

Parallèlement, la comparaison des distributions spatiales par rapport à une distribution purement aléatoire permet de détecter les inhomogénéités spatiales, et de trouver une taille caractéristique d'amas de gouttes. Le paramètre Σ_{max} , qui constitue en quelque sorte une mesure du degré d'inhomogénéité des distributions spatiales, est initialement très élevée, et diminue rapidement. A partir de $X = 320 \text{ mm}$, ce paramètre reste compris entre 0,35 et 0,4, ce qui reste élevé. La taille de zone élémentaire pour laquelle ces valeurs sont atteintes est comprise entre 7 mm et 8 mm dans la zone d'entrée de veine, et augmente ensuite pour tendre vers 20 mm dans la zone de THI. Cette valeur se rapproche de l'échelle intégrale de turbulence L_f .

6.2 Analyse des champs de concentrations pour le cas de référence

On se place ici dans les conditions de référence définies au paragraphe 6.1.2.

Contrairement à l'analyse des images de gouttes, l'étude des champs de concentrations d'acétone vaporisée dans la zone d'entrée de veine n'a pas été possible. Les très nombreux impacts de gouttes sur les hublots de visualisation rendaient les mesures beaucoup trop bruitées. Par conséquent l'analyse s'est limitée à la zone de fin de transition et à la zone de THI, c'est-à-dire à partir de $X = 320 \text{ mm}$. La figure 6.11 présente quelques champs instantanés de concentration massique d'acétone vaporisée.

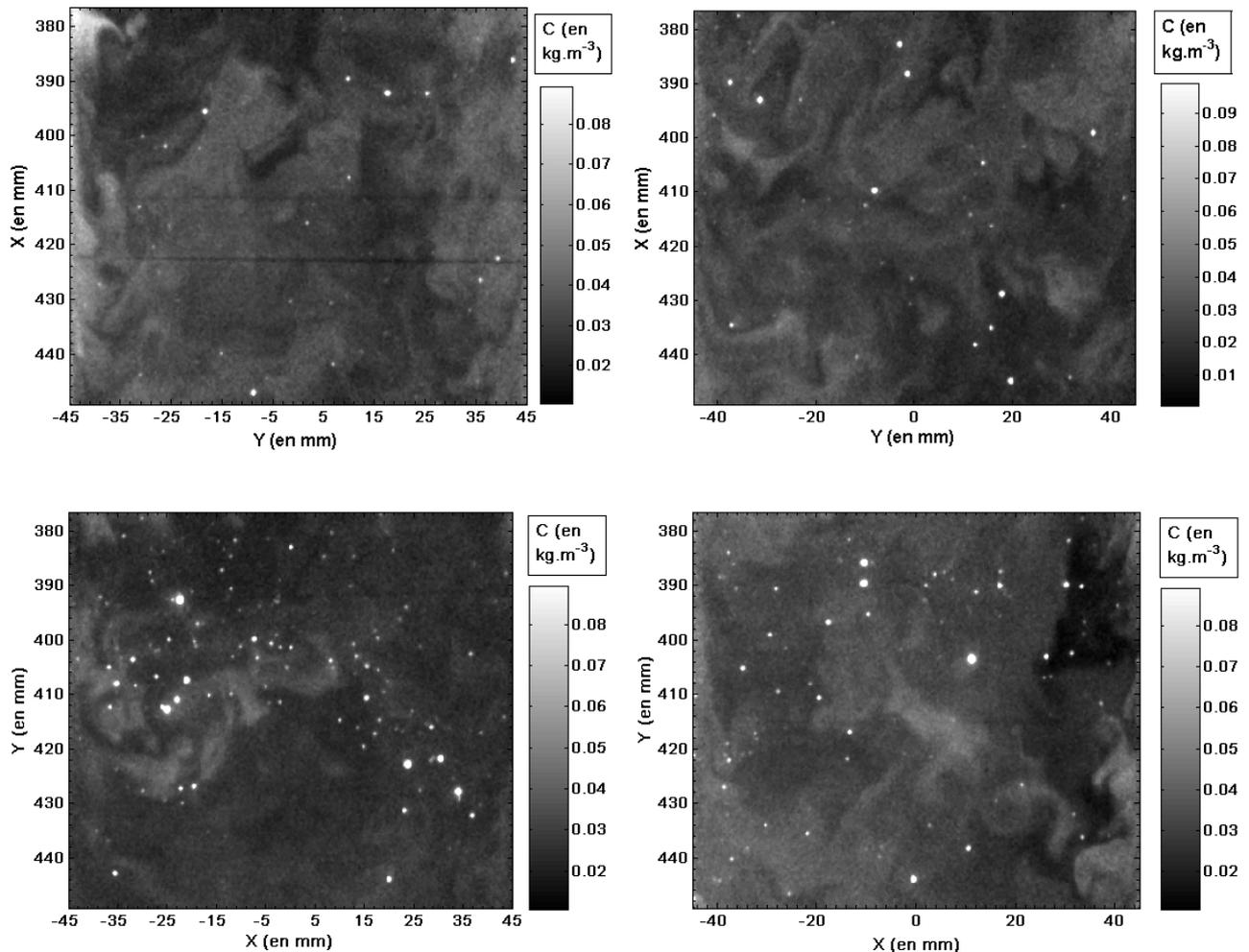


FIG. 6.11 – Exemples de champs instantanés de concentrations massiques d'acétone vaporisée

On retrouve sur ces quelques champs une caractéristique observée lors de l'analyse de la dispersion des gouttes, à savoir la forte inhomogénéité spatiale des concentrations instantanées. On remarque également la présence de paquets de vapeur fortement déformés par la turbulence. Enfin, la concentration en gouttelettes semble avoir nettement diminué.

6.2.1 Définitions et notations

6.2.1.1 Concentration

On note $C_{vap\ i}(X, Y)$ la concentration massique d'acétone vapeur instantanée exprimée en $kg.m^{-3}$ en un point de la veine de coordonnées (X, Y) . La valeur moyenne est calculée sur l'ensemble des réalisations :

$$\overline{C_{vap}}(X, Y) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N C_{vap\ i}(X, Y)$$

La variance v_c est définie comme l'écart-type de la concentration par rapport à la moyenne c'_{vap} normalisé par $\overline{C_{vap}}$:

$$v_c = \frac{c'_{vap}}{\overline{C_{vap}}}$$

avec :

$$c' = \sqrt{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (C_{vap}(X, Y) - \overline{C_{vap}}(X, Y))^2 \right)}$$

6.2.1.2 Fractions massiques et molaires

On définit la fraction molaire X_{vap} de la vapeur d'acétone présente dans l'écoulement comme :

$$X_{vap} = \frac{n_{vap}}{n_{total}} = \frac{P_{vap}}{P_{total}}$$

avec P_{vap} la pression partielle de l'acétone vapeur et P_{total} la pression totale dans la veine, que l'on considère comme constante et égale à 1 bar.

La fraction massique Y_{vap} d'acétone vapeur se calcule à partir de la fraction molaire X_{vap} et de la masse molaire $M_{acetone}$ de cette espèce :

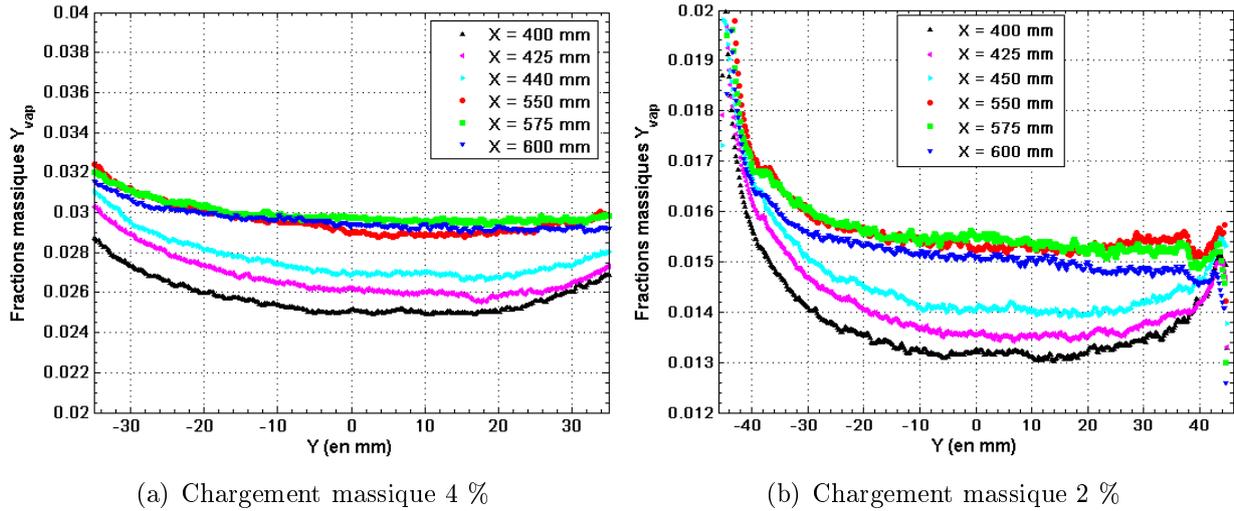
$$Y_{vap} = \frac{X_{vap} \cdot M_{acetone}}{X_{vap} \cdot M_{acetone} + (1 - X_{vap}) \cdot M_{air}}$$

où M_{air} est la masse molaire (en $kg.m^{-3}$) de l'air.

6.2.2 Les valeurs moyennes

6.2.2.1 Profils radiaux de fractions massiques moyennes

Nous nous sommes d'abord intéressés aux profils radiaux des différentes grandeurs mesurées. Les profils radiaux de fraction massique moyenne $\overline{Y_{vap}}$ pour deux valeurs du chargement massique ($\phi_p = 2\%$ et 4%) sont présentés en figure 6.12 :


 FIG. 6.12 – Profils radiaux de fraction massique moyenne $\overline{Y_{vap}}$

On remarque tout d'abord une asymétrie des profils du côté du hublot par lequel la nappe laser entre dans la veine d'essai. Cette asymétrie est plus ou moins marquée suivant les cas, mais elle est toujours présente. Afin de vérifier que ceci n'était pas dû à une asymétrie dans l'écoulement, on a fait pivoter l'ensemble du banc d'essai de 180 degrés, et on a réalisé les mêmes mesures. L'accord trouvé entre les profils obtenus avec les deux positions de la veine d'essai permet de conclure que cette asymétrie est liée au problème relevé au chapitre 3, lors de la présentation de la technique de calcul de l'image de référence, où l'on voit clairement une asymétrie entre les deux bords de l'image. Par conséquent, pour des mesures quantitatives, on se contentera d'étudier les profils sur l'intervalle : $-35 \text{ mm} < Y < 35 \text{ mm}$.

Dans les deux cas, les profils radiaux de fraction massique moyenne ne sont pas plats mais s'homogénéisent lorsque l'on se déplace dans la veine. Indépendamment du problème d'asymétrie, les profils de fraction massique moyenne normalisée par la valeur sur l'axe $\overline{Y_{vap0}}$ permettent de vérifier la tendance à l'homogénéisation des profils (figure 6.13).

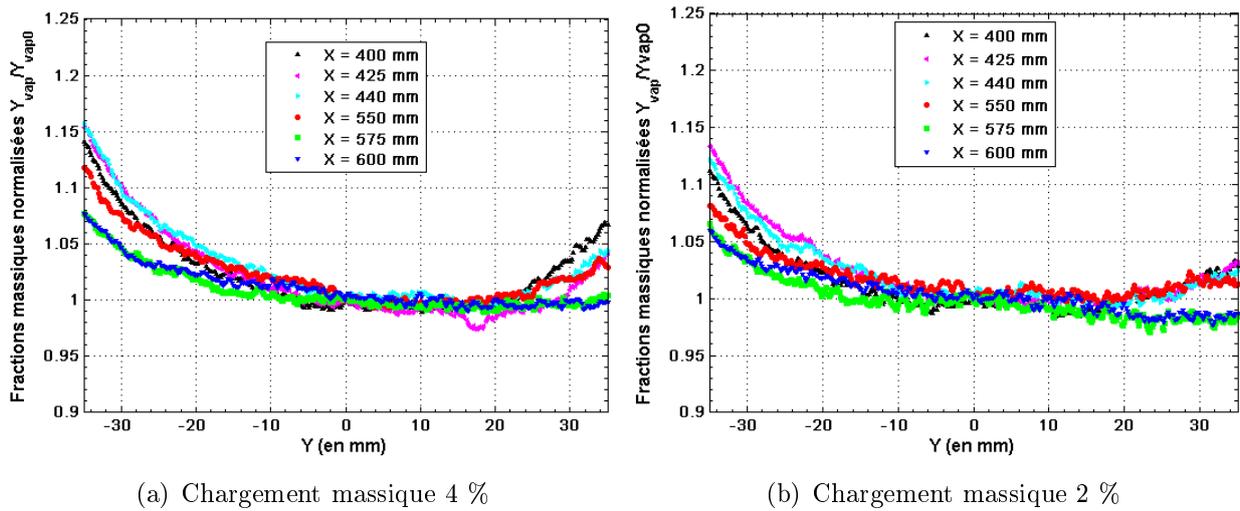


FIG. 6.13 – Profils radiaux de fraction massique moyenne \overline{Y}_{vap} normalisée par la fraction massique de vapeur sur l'axe \overline{Y}_{vap0}

Pour les profils les plus amonts (de $X = 400 \text{ mm}$ à $X = 450 \text{ mm}$), on remarque des écarts importants entre les parois et l'axe de la veine. Pour le chargement à 4 % (figure 6.13 a), l'écart entre $Y = 0 \text{ mm}$ et $Y = +35 \text{ mm}$ est d'environ 5 %, et il atteint pratiquement 15 % entre -35 mm et 0 mm . En revanche, pour les valeurs de X les plus élevées (de $X = 575 \text{ mm}$ à $X = 600 \text{ mm}$), les profils présentent des écarts plus restreints entre les bords et le centre de la veine. Ainsi, entre -35 mm et 0 mm , l'écart maximal est de 14 % ; entre $+35 \text{ mm}$ et 0 mm , il est inférieur à 8 %. Pour le cas d'un chargement massique de $\phi_p = 2 \%$ (figure 6.13 b), la tendance observée est la même, cependant les écarts sont plus faibles, puisqu'ils ne dépassent pas 10 %. La répartition spatiale de fraction massique semble donc plus homogène pour un chargement massique plus faible.

Ces valeurs doivent être mises en relation avec les profils de vitesse moyenne normalisée présentés au chapitre 4 : les écarts y sont bien plus limités et n'excèdent pas 5 % entre les extrémités et le centre des profils, dans tous les cas de figure. Les inhomogénéités des profils de concentration moyenne ne peuvent donc pas être attribuées à l'écoulement porteur. En revanche, elles peuvent être en partie dues aux impacts de gouttelettes sur les parois. En effet, quand une goutte impacte une paroi, elle peut créer un film liquide, qui, en s'évaporant, génère ainsi des « paquets » de vapeur plus concentrée sur les bords de la veine. Les faibles vitesses à proximité des parois peuvent également favoriser les fortes concentrations puisque la vapeur ainsi créée n'est pas advectée à la même vitesse que le reste de la vapeur dans la partie centrale de l'écoulement. Cette hypothèse semble confirmée par l'observation qualitative des images, sur lesquelles on décèle très clairement des zones où de la vapeur semble éjectée depuis la paroi.

6.2.2.2 Détermination du débit massique d'acétone

On cherche à déterminer l'évolution axiale du débit massique d'acétone vapeur. En effet, en faisant l'hypothèse de Taylor, l'évolution du débit massique d'acétone vapeur nous renseignera directement sur le taux d'évaporation du brouillard. Bien sûr, cela implique que l'on puisse faire l'hypothèse de Taylor, ce qui n'est pas le cas avant la zone de THI (pour $X > 370 \text{ mm}$). Nous nous contenterons donc d'analyser les résultats dans cette région.

Une conséquence des importantes variations radiales des fractions massiques moyennes est de rendre la détermination du débit massique d'acétone vapeur plus difficile. En effet, afin de déterminer les flux de masse dans la veine, il est nécessaire d'intégrer les concentrations d'acétone vapeur sur les profils. Hors, ceux-ci étant inhomogènes, et une partie de l'inhomogénéité étant liée à un problème optique, l'intégration des profils ne peut se faire sans une certaine erreur.

Pour déterminer le débit massique d'acétone vaporisée sur chaque profil, on applique la relation suivante :

$$\frac{dm_{vap}}{dt}(X) = \int \int_{-45 \text{ mm}}^{45 \text{ mm}} (\overline{C_{vap}}(X, Y) \times \overline{U}(X, Y)) dY.dZ$$

Or les profils de vitesse n'ont été obtenus que sur l'intervalle $-35 \text{ mm} < Y < +35 \text{ mm}$. Pour les intégrer, une approximation a été faite. Compte tenu de la grande homogénéité des profils de vitesse moyenne sur les intervalles de mesures, on a modélisé ceux-ci par de simples profils en trapèze. Avec ce type de profil simpliste, la conservation du débit impose des couches limites d'épaisseur 4 mm , pour une vitesse maximale égale à 1,1 fois la vitesse débitante comme cela a pu être constaté au chapitre 4. Les profils de concentrations massiques sont multipliés par le profil de vitesse ainsi déterminé et le résultat est intégré sur toute la section de la veine en suivant la relation précédente.

Afin de vérifier la validité de cette méthode, on s'intéresse à l'impact des zones proches des parois sur le calcul final des débits massiques. Comme cela a été expliqué précédemment, les concentrations mesurées en proche paroi sont probablement fortement biaisées par les profils initiaux de niveaux de gris de l'image de référence (voir chapitre 3). Ce biais est estimé entre 10 et 20 % entre la valeur en paroi ($Y = -45 \text{ mm}$) et la valeur à $Y = -35 \text{ mm}$. En revanche, le biais qu'elles entraînent dans le débit massique calculé sur un profil comme indiqué ci-dessus peut ne pas être aussi important. Chaque profil de masse volumique est multiplié par une fonction valant 1 sur la zone centrale (intervalle $-35 \text{ mm} < Y < +35 \text{ mm}$) et 1,2 ou 0,8 pour les valeurs correspondant aux parois ($X = \pm 45 \text{ mm}$).

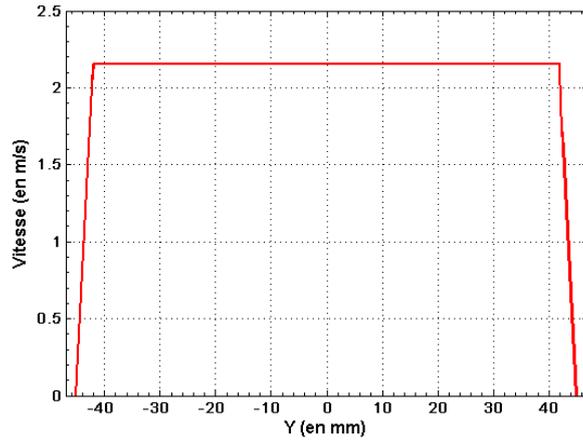


FIG. 6.14 – Profil de vitesse schématique utilisé pour le calcul des intégrales

La figure 6.15 présente l'évolution axiale du débit massique obtenu par les différentes méthodes d'intégration. On compare l'intégration décrite précédemment avec ou sans ajout de bruit sur les parois ($\pm 20\%$). On compare également au débit massique normalisé obtenu en faisant une simple moyenne des profils de concentration massique et en les multipliant par la valeur de la vitesse débitante. Les valeurs obtenues sont normalisées par le débit liquide total.

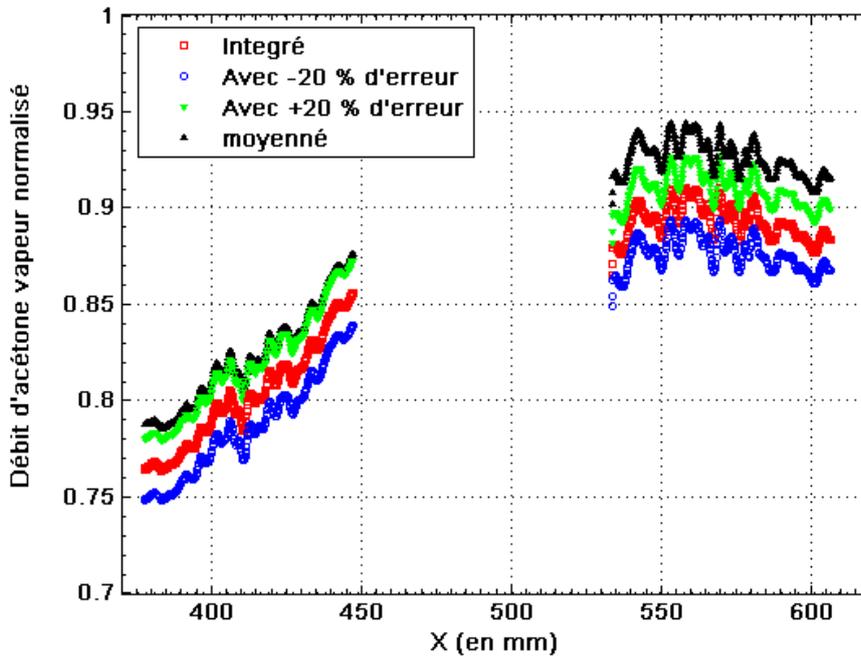


FIG. 6.15 – Évolution axiale du débit massique de vapeur normalisé

Les résultats obtenus présentent des différences relativement faibles. Le fait de sous-estimer ou sur-estimer les valeurs aux parois de 20 % n'a que très peu d'impact sur le résultat de l'intégration puisque les écarts finaux obtenus sont de l'ordre de ± 2 %. La méthode d'intégration est donc assez peu sensible à un biais important. En revanche, les résultats obtenus par simple moyenne présentent des écarts plus importants, de l'ordre de 3 à 4 %. Par conséquent, on utilisera par la suite la méthode d'intégration décrite précédemment.

6.2.2.3 Évolution axiale du débit massique d'acétone vapeur

L'évolution axiale du débit massique d'acétone vapeur, calculé à l'aide de la méthode d'intégration présentée précédemment, est visible sur la figure 6.15 a), où l'on peut voir également les valeurs asymptotiques qui correspondent aux débits massiques de liquide injectés dans chacun des cas. La figure 6.15 b) présente ces mêmes débits massiques normalisés par les débits massiques d'acétone liquide injectés dans la veine.

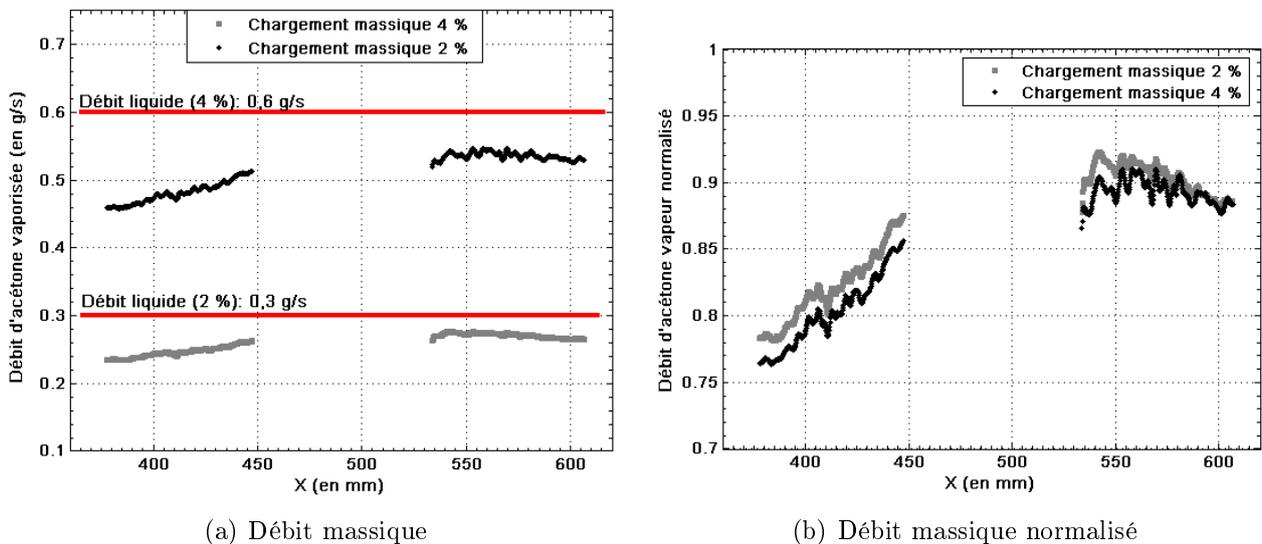


FIG. 6.16 – Évolution axiale du débit massique normalisé d'acétone vapeur

L'évolution observée indique que l'évaporation atteint un plateau, les flux de masses sur l'intervalle $540 \text{ mm} < X < 600 \text{ mm}$ étant égaux à 92 % du débit massique liquide injecté, pour des incertitudes de mesure de l'ordre de 5 % pour cette gamme de mesures. On peut donc en déduire que tout le spray n'est pas entièrement évaporé, ce qui est confirmé par l'observation des images, qui montre clairement que des gouttes sont encore présentes. Ces gouttes sont nécessairement les plus grosses et les plus inertielles du spray, et leur participation à la masse totale injectée est importante, même si leur nombre est limité. Ceci peut expliquer l'écart observé.

L'évolution des débits massiques normalisés montrent que ceux-ci ne changent pas, ou très peu ($\approx 3\%$) avec le chargement massique. On en déduit que pour les deux cas présentés, il n'y a vraisemblablement pas de blocage de l'évaporation notable.

6.2.2.4 Comparaisons avec des calculs simples d'évaporation

Des calculs mono dimensionnels simples d'évaporation ont été effectués. Le principe en est simple : un seul diamètre de gouttes est considéré (pris égal au diamètre de Sauter de la distribution de gouttes initiales, à savoir environ $D_{32\ initial} = 110\ \mu m$, et les modèles utilisés sont ceux présentés au chapitre 1 : loi du D_p^2 avec les différentes améliorations pour la prise en compte du chauffage, des propriétés physiques variables, du paramètre de distance et de la turbulence. C'est un calcul itératif qui, au lieu de considérer des pas de temps Δt , considère des pas d'espace ΔX à l'aide de la relation $\Delta X = U_o \cdot \Delta t$ avec $U_o = 2\ m.s^{-1}$ pour faire une comparaison avec ce qui se passe dans la veine. Bien sur, ce découpage simpliste oblige de supposer que l'écoulement moyen se déplace à vitesse constante, ce que nous savons être faux dans la zone d'entrée de veine, mais dans un premier temps c'est une approximation raisonnable sachant que les comparaisons portent uniquement sur la zone établie. On ne considère pas une mais plusieurs gouttelettes. Le nombre est choisi pour correspondre au débit massique de liquide injecté dans l'expérience. On suppose que les gouttelettes sont réparties de façon parfaitement homogène dans le volume élémentaire défini comme la section de la veine multiplié par le pas d'espace. On suppose également que les gouttes ont la même vitesse moyenne que l'écoulement avec $U_p = 2\ m.s^{-1}$.

Plusieurs modèles sont testés :

1. le modèle du D_p^2 . On considère au départ que la fraction massique d'acétone vapeur à l'infini est nulle. A chaque pas de temps on calcule la fraction massique à la surface de la goutte, le nombre de Spalding massique et le taux d'évaporation. Grâce à celui-ci, on détermine la diminution de diamètre de la goutte et l'augmentation de la masse de la vapeur d'acétone. En supposant que la vapeur se mélange instantanément à l'air environnant, on calcule la nouvelle fraction massique à l'infini, qui influera à l'itération suivante sur le nombre de Spalding et donc sur le taux d'évaporation. La température de la goutte est prise égale à $T_p = 323\ K$.
2. Modèle du film en prenant en compte les propriétés physiques variables avec la règle du 1/3 proposée par Hubbard et al. [1975]. Toutes les grandeurs physiques et les nombres adimensionnelles (Spalding, Sherwood, Lewis, etc.) doivent être calculées dans ces conditions de référence. En revanche, le principe du calcul reste le même que pour le modèle précédent.
3. Prise en compte du chauffage. Le modèle est celui proposé par Sirignano [1999], en faisant une hypothèse de conduction infinie pour le chauffage de la goutte. On applique également le modèle du film pour calculer la température de référence. La température de la

gouttelette initiale est de 293 K.

4. Prise en compte du chauffage, de la turbulence et des interactions entre gouttes. On se base sur le modèle précédent, avec une température de gouttelette initiale de 293 K.

Les conditions géométriques nous permettent de déterminer le paramètre de distance moyen entre les gouttes, et d'utiliser les corrélations établies par Atthasit [2003]. Cependant, les chargements massiques sont tellement faibles que les paramètres de distance valent respectivement 30 et 60 pour les chargements massiques de 4 % et 2 %. Or pour un paramètre de distance de 30, on trouve $\eta_{corr} = 0,96$, et pour $C_{distance} = 60$, η_{corr} vaut 0,999. L'influence du paramètre $C_{distance}$ est initialement déjà très limitée, et ne fait que chuter avec la diminution des diamètres.

De la même façon, on considère que les gouttes étant à la même vitesse que l'écoulement moyen, elles peuvent être soumises aux fluctuations turbulentes. On suit alors les corrélations de Birouk and Gökalp [2006] pour l'influence de la turbulence sans vitesse moyenne, avec une vitesse fluctuante de $u' = 0,25 \times U_o$ (en $m.s^{-1}$), une échelle intégrale de $L_f = 25 mm$ et une échelle de Kolmogorov de l'ordre de $200 \mu m$ en suivant les résultats du chapitre 4. Le nombre de Damköhler pour une goutte de diamètre de $110 \mu m$ vaudra donc $Da_{vap turb} = 0,08$. Cette valeur étant inférieure à 1, on peut s'attendre à une influence de la turbulence.

Pour chacun des modèles, on calcule le débit massique en considérant la masse évaporée à chaque pas de temps et en la multipliant simplement par le produit de la vitesse débitante et de la section de la veine. On normalise enfin par le débit massique correspondant à la masse initiale des gouttelettes contenues dans le volume élémentaire.

La figure 6.18 montre l'évolution axiale du débit massique normalisé obtenu avec les quatre modèles présentés ci-dessus et les données expérimentales.

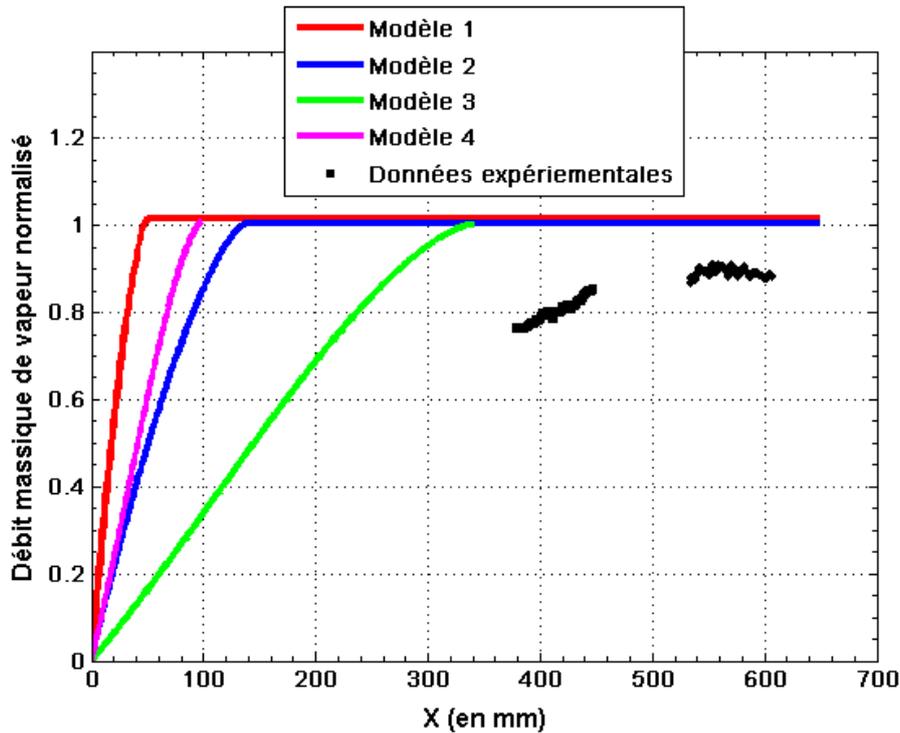


FIG. 6.17 – Évolution axiale du débit massique normalisé pour les différents modèles testés et les mesures expérimentales

Plusieurs remarques peuvent être faites sur cette figure. D'abord, concernant les modèles 1 à 4, on remarque les différences très nettes obtenues avec les différentes hypothèses. Comme on pouvait s'y attendre, le modèle du D_p^2 est de loin le plus rapide. La prise en compte des propriétés physiques variables (modèle 2) entraîne un premier ralentissement de l'évaporation, ce qui est normal puisque la fraction massique à la surface de la goutte est diminuée par la règle de Hubbard et al. [1975] (règle du 1/3). De la même façon, la prise en compte du chauffage de la goutte augmente considérablement le temps d'évaporation. En effet, la fraction massique à la surface de la goutte est inférieure puisque la température de celle-ci est inférieure aux cas précédents. Enfin, la vraie surprise provient du modèle 4 qui prend en compte l'effet de la turbulence. Étant donné que les gouttes ont un nombre de Damköhler de vaporisation très faible devant 1, l'influence de la turbulence sur le taux d'évaporation est très importante. On a une accélération très rapide de l'évaporation par rapport au modèle 3.

La comparaison des données expérimentales avec ces différents modèles doit être réalisée avec beaucoup de précautions. En effet, les hypothèses qui ont été faites pour ce calcul sont particulièrement restrictives. Un seul diamètre est considéré, ce qui n'est bien entendu pas le cas de notre brouillard de gouttes polydisperses. Ensuite, comme on l'a fait remarquer précédemment, la vitesse moyenne de l'écoulement n'est pas constante sur l'axe et varie même fortement en entrée de veine. Cependant, on peut au moins comparer les tendances.

Il apparaît rapidement que l'évaporation des gouttelettes dans les conditions de l'expérience est beaucoup plus lente que pour tous les modèles testés. Cependant, l'allure de la courbe expérimentale est assez similaire, quoique décalée, à celle des autres courbes. On pourra bien entendu remarquer que le taux d'évaporation d'une goutte est liée à son diamètre, et que le spray réel comporte beaucoup de gouttes dont le diamètre est supérieur au diamètre de Sauter. Par conséquent, on cherche à comparer les débits massiques normalisés en considérant cette fois-ci le diamètre en-dessous duquel on a 90 % de la masse de liquide injecté. Ce diamètre, noté D_{90} a été calculé à partir des distributions de taille de gouttes présentées en chapitre 2. Il vaut $180 \mu m$ quelque soit le débit massique de liquide injecté. La figure 6.18 présente les résultats obtenus pour ce diamètre initial.

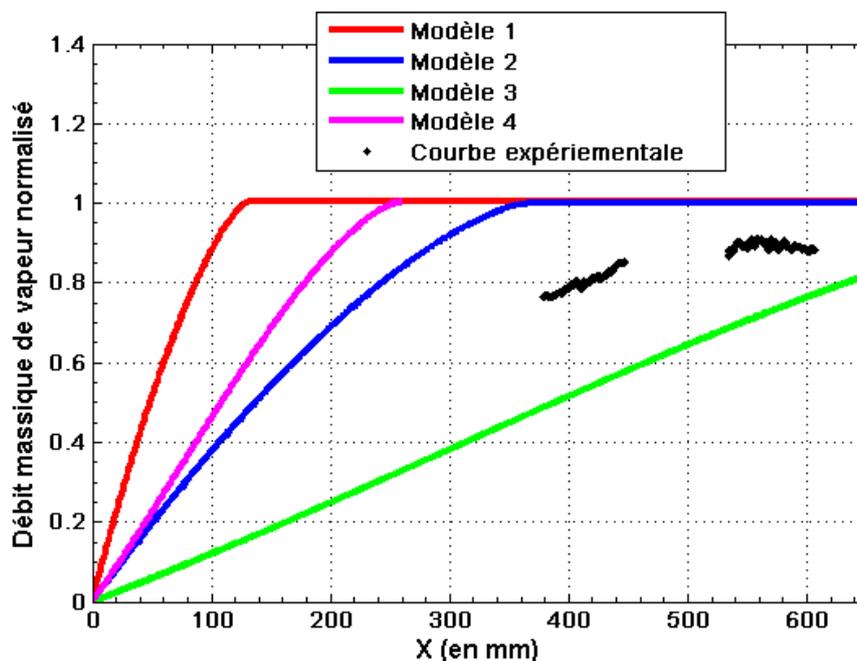


FIG. 6.18 – Évolution axiale du débit massique normalisé pour les différents modèles testés et les mesures expérimentales. Diamètre initial $D_{90} = 180 \mu m$

Cette fois-ci le modèle 3 est plus lent que le cas expérimental, ce qui peut s'expliquer entre autres par le fait que le brouillard réel est extrêmement polydispersé. En revanche tous les autres modèles prévoient des évaporations bien plus rapides.

Cette comparaison souligne le fait qu'une prise en compte de la distribution des diamètres serait nécessaire pour avoir des résultats plus facilement comparables avec le cas expérimental.

Ces calculs n'ont pas la prétention de réellement modéliser l'évaporation du brouillard de gouttelettes dans la veine, à cause des hypothèses faites qui ne correspondent pas aux conditions réelles. En réalité, elles sont plus là pour illustrer la nécessité de prendre en compte le maximum d'éléments. On remarque aussi que, si l'on suit les conclusions de Birouk and Gökalp [2006] sur

l'influence de la turbulence et sur le rôle du nombre de Damköhler de vaporisation, alors on est dans une situation où l'évaporation des gouttelettes peut être grandement accélérée par les fluctuations de turbulence. Par conséquent, il est vraiment nécessaire de considérer les effets possible de compétition entre les regroupements de gouttelettes en amas, et l'accélération de l'évaporation par la turbulence.

On peut remarquer que les hautes inhomogénéités spatiales mesurées dans cette zone (voir section 6.1) suggèrent que les gouttes peuvent former des amas où l'évaporation pourrait être bloquée. Les mesures réalisées en début de zone établie ont permis de se rendre compte que les caractéristiques des distributions de gouttes étaient similaires pour les deux chargements massiques : même valeur du paramètre Σ_{max} et même taille de zone caractéristique. Or les courbes des débits massiques normalisés obtenues sont très similaires, présentant les mêmes pentes et les mêmes valeurs à 3 % près. Ceci ne va pas dans le sens d'un blocage possible de l'évaporation par des amas.

6.2.3 Valeurs fluctuantes

On s'intéresse ensuite aux fluctuations de concentration définies comme l'écart-type des concentrations, qui renseigne sur l'état du mélange : des niveaux de fluctuations élevés indique une variance élevée et donc une mauvaise homogénéité du mélange.

6.2.3.1 Profils radiaux

Les profils de fluctuations sont représentés en figure 6.19 :

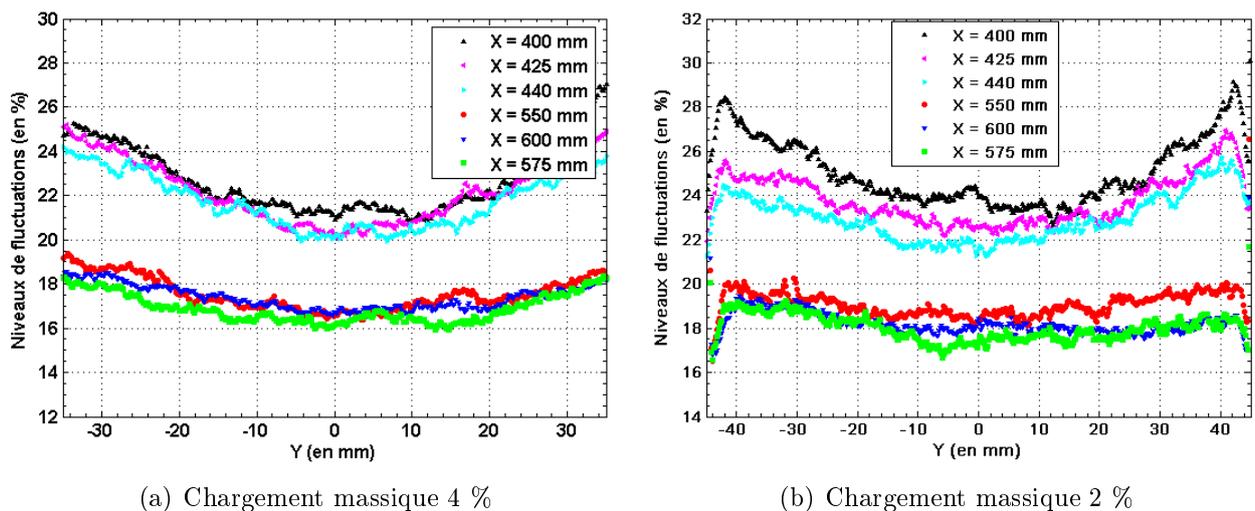


FIG. 6.19 – Profils radiaux de niveaux de fluctuations $\frac{c'_{vap}}{C_{vap}} \times 100$

De manière générale, les profils montrent une forte hétérogénéité radiale, que l'on peut relier à l'hétérogénéité des profils de concentration moyenne. Pour vérifier cette hétérogénéité, on normalise les niveaux de fluctuations par la valeur sur l'axe 6.20 :

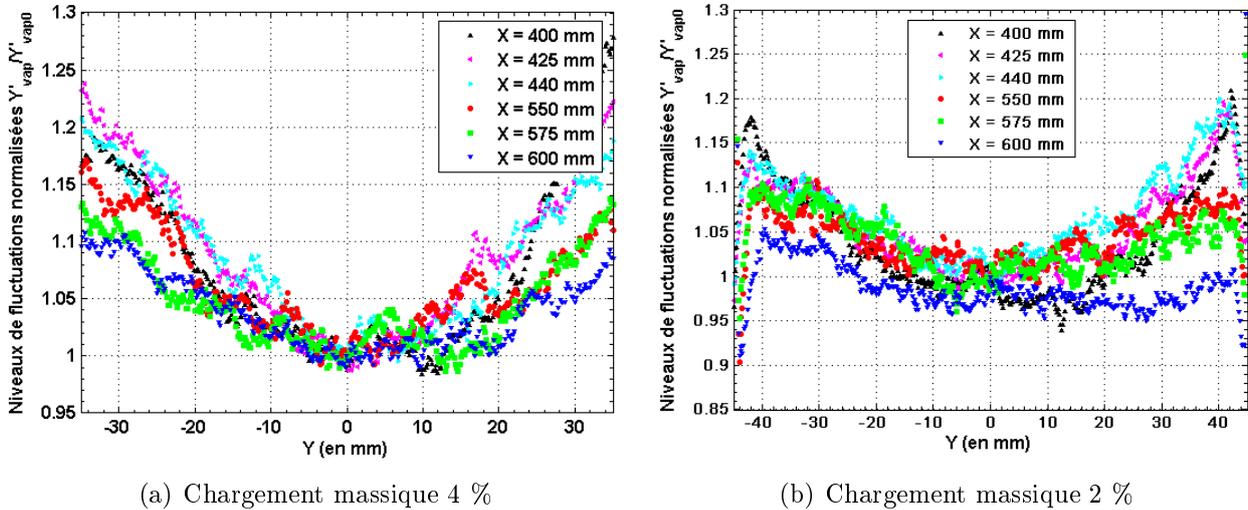


FIG. 6.20 – Profils radiaux de niveaux de fluctuations normalisés par leur valeur sur l'axe $\frac{c'_{vap}}{c'_{vap0}}$

Comme pour les profils de concentration moyenne, on observe d'importants écarts entre l'axe de la veine et les zones périphériques, ainsi qu'une tendance à l'homogénéisation lorsque l'on se déplace vers l'aval de la veine. De la même façon, le cas à 2 % présente des inhomogénéités moins marquées que le cas à 4 %. Par conséquent, on conclut comme précédemment que ces inhomogénéités peuvent être en grande partie imputées aux impacts en parois.

Enfin, on moyenne ces profils de fluctuations sur l'intervalle $-40 \text{ mm} < X < +40 \text{ mm}$ pour en étudier l'évolution axiale, présentée dans le paragraphe suivant.

6.2.3.2 Évolution axiale

L'évolution axiale des niveaux de fluctuations d'acétone vapeur est visible sur la figure 6.21 :

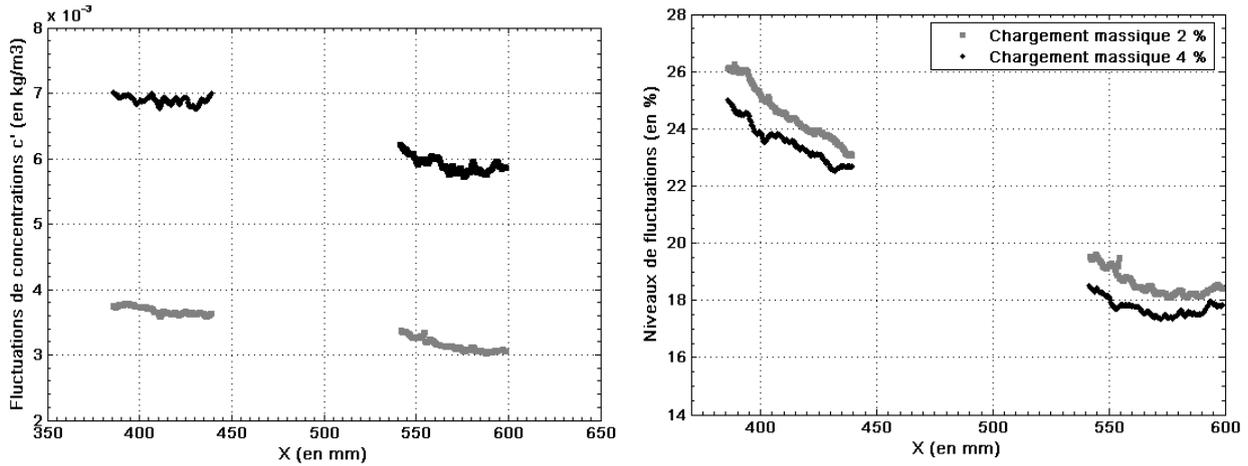

 (a) Fluctuations de concentration c'

FIG. 6.21 – Évolution axiale des fluctuations et des niveaux de fluctuations de concentration d'acétone vapeur

Les niveaux de fluctuations sont élevés pour les deux valeurs du chargement massique, puisqu'en début de zone de THI (i.e. $X = 380$ mm), on trouve des valeurs comprises entre 24 et 27 %. On remarque que ces valeurs semblent assez proches des niveaux de fluctuations de vitesse trouvées lors de la caractérisation de l'écoulement porteur. Les niveaux de fluctuation sont légèrement plus élevés dans le cas à 2 % que dans le cas à 4 %, mais les différences ne sont pas nettes et peuvent être attribuées au bruit relativement plus important dans le cas à 2 %. Ce résultat n'est pas intuitif. En effet, en supposant que les gouttes sont homogènement réparties, les distances entre gouttes augmentent nécessairement avec un chargement massique plus petit. Par conséquent, pour une même production de vapeur au niveau de chaque gouttes, les fluctuations relatives induites devraient être plus importantes dans le cas à 2 %. Or ce n'est pas le cas. Dans l'étude de Reveillon and Demoulin [2007], les fluctuations produites sont imputées essentiellement à la présence d'amas de gouttes. Comme on l'a montré au paragraphe 6.1.4.1, les inhomogénéités des distributions spatiales semblent inchangées entre les deux valeurs du chargement massique, et il en va de même pour la taille caractéristique des amas. Par conséquent, la seule différence entre les deux cas de figure serait la concentration des gouttes dans les amas.

Pour les deux valeurs du chargement massique, on observe une décroissance nette des niveaux de fluctuations sur l'intervalle $380 \text{ mm} < X < 440 \text{ mm}$, alors que sur l'intervalle $540 \text{ mm} < X < 600 \text{ mm}$, les niveaux de fluctuations semblent atteindre un plateau. Ce résultat doit être comparé aux évolutions axiales de débits massiques moyens et de fluctuations de vitesse. Sur le premier intervalle, l'évaporation se poursuit et le débit massique augmente. Ceci se traduit par le fait que de la vapeur est produite au niveau des gouttelettes et est ensuite mélangée. Par conséquent, on a encore au niveau des gouttelettes des termes sources de

concentration de vapeur et de fluctuations de concentration. Pourtant, sur cet intervalle, les fluctuations diminuent. On a donc homogénéisation de la vapeur dans la veine en parallèle de l'évaporation, et les deux phénomènes peuvent être considérés comme étant en compétition, puisque l'un tend à augmenter les fluctuations de concentration et l'autre à les diminuer. Le fait que les fluctuations diminuent globalement permet de conclure que le mélange est plus rapide que l'évaporation.

Sur l'intervalle $540 \text{ mm} < X < 600 \text{ mm}$, les fluctuations ne diminuent que très légèrement. Par ailleurs, l'évolution axiale des débits massiques permet de considérer que sur cet intervalle, l'évaporation est pratiquement terminée. Par conséquent, les évolutions de fluctuations de concentration ne peuvent être attribuées qu'au mélange turbulent de la vapeur d'acétone. Il est étonnant alors de constater que non seulement les fluctuations sont encore très élevées (environ 20 %), mais en plus elles semblent stagner, ce qui va à l'encontre du résultat intuitif. En effet, en l'absence du terme source de variance qu'est l'évaporation des gouttelettes, on voit mal ce qui peut empêcher la diminution des fluctuations. On retrouve en fait peut-être ici un résultat de l'étude de Sornek et al. [2000], à savoir que le mélange est beaucoup plus rapide lorsqu'il est piloté par le mélange turbulent des gouttelettes, que quand il s'agit du mélange par diffusion de la vapeur.

6.2.3.3 Histogramme de fluctuations de concentrations

La figure 6.22 présente les histogrammes de fluctuations de concentrations. Ces histogrammes ont été tracés sur plusieurs profils (intervalle $-35 \text{ mm} < Y < +35 \text{ mm}$), pour différentes valeurs de X (à savoir $X = 410 \text{ mm}$, $X = 425 \text{ mm}$, $X = 560 \text{ mm}$ et $X = 590 \text{ mm}$).

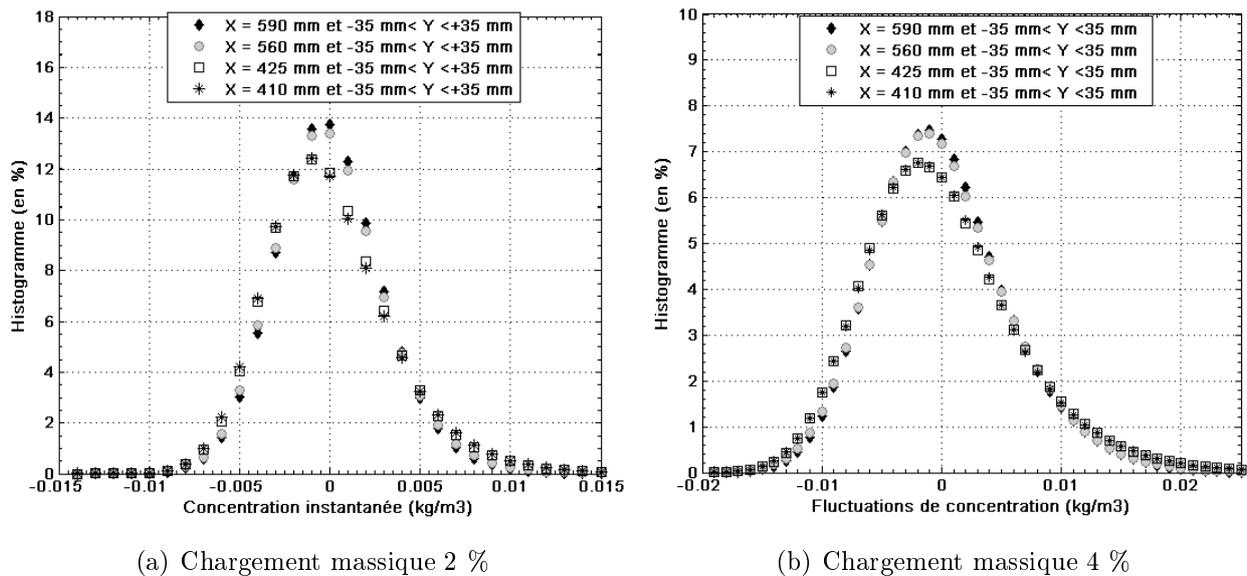


FIG. 6.22 – Histogramme de fluctuations de concentrations

Les courbes correspondant aux positions amonts ($X = 410 \text{ mm}$ et $X = 425 \text{ mm}$) présentent une asymétrie marquée par rapport au cas gaussien, avec un décalage vers les valeurs négatives, c'est-à-dire pour les valeurs de concentrations inférieures aux concentrations moyennes. Cette asymétrie diminue nettement lorsque X augmente, et les distributions tendent vers une distribution gaussienne. De manière générale, on peut noter que les probabilités d'avoir des zones où la vapeur est nettement plus fortement ou plus faiblement concentrée que la moyenne diminuent lorsque l'on se déplace vers l'aval de la veine. Autrement dit, il y a moins de zones où la vapeur est présente par paquets, et moins de zones où elle n'est pas présente du tout. Ceci va dans le sens d'une homogénéisation spatiale des profils.

6.2.3.4 Fonction d'auto-corrélation

On définit une fonction d'auto-corrélation de façon analogue à ce qui avait été fait pour les vitesses :

$$f = \frac{\overline{c'_{vap}(X, Y) c'_{vap}(X, Y + \Delta Y)}}{\overline{c'_{vap}(X, Y)^2}}$$

Cette fonction d'auto-corrélation est calculée sur la zone où la concentration moyenne ne varie plus, à savoir pour $X > 540 \text{ mm}$. En figure 6.23 a) est représentée la corrélation double en 2D pour l'ensemble de la zone $540 \text{ mm} < X < 610 \text{ mm}$. La forme bien circulaire de la fonction d'auto-corrélation en 2D indique une bonne isotropie pour cette zone, ce qui est au moins en bon accord avec les résultats sur l'écoulement porteur.

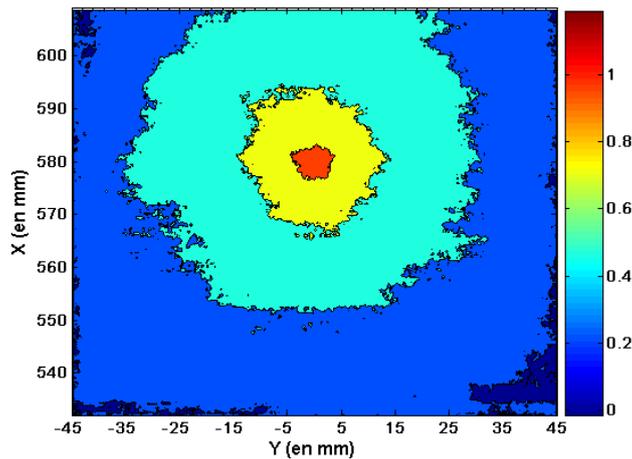


FIG. 6.23 – Corrélations doubles en 2D pour u'

La figure 6.24 présente les fonctions d'auto-corrélations de u' pour deux valeurs de X . Comme les mesures de concentrations de vapeur ne sont considérées quantitatives que sur l'intervalle

$-35 \text{ mm} < X < 35 \text{ mm}$, on n'a calculé la fonction d'auto-corrélation que sur cet intervalle. Or, on remarque que les valeurs obtenues ne tendent pas vers 0, mais vers la valeur de 0,3. Les fluctuations de concentration ne sont donc pas complètement décorréliées entre $Y = 0 \text{ mm}$ et $Y = -35 \text{ mm}$. On remarque par ailleurs que l'aire sous la courbe croît quand X augmente, ce qui semble aller dans le sens d'une homogénéisation du mélange air-vapeur d'acétone.

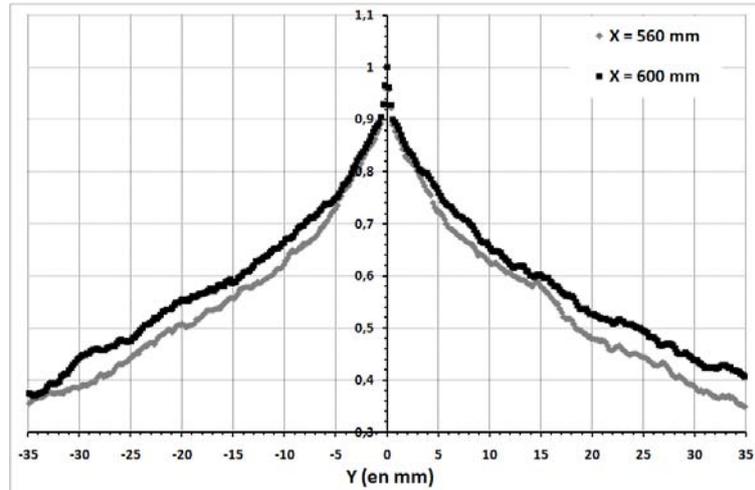


FIG. 6.24 – Fonctions d'auto-corrélation de u' dans pour différentes valeurs de X

L'intégration des fonctions d'auto-corrélation en deux points f_c permet de déterminer une échelle caractéristique du mélange, que l'on note L_{fc} . On trouve pour $X = 600 \text{ mm}$ une longueur caractéristique égale à $L_{fc} = 20,5 \text{ mm}$. On est relativement proche de la valeur trouvée pour la taille d'amas dans cette zone (voir section 6.1), ainsi que de l'échelle intégrale de turbulence supérieure à $L_f = 25 \text{ mm}$ pour cette ordonnée.

6.3 Synthèse du chapitre

Les images de fluorescence ont été examinées sous deux aspects. D'abord, le comptage des gouttes a permis de s'intéresser à la distribution spatiale des gouttes dans la veine. Il a d'abord permis de vérifier que les gouttes, une fois injectées, sont rapidement dispersées dans la veine. A partir de $X > 80 \text{ mm}$, les profils radiaux de concentrations moyennes deviennent plats, ce qui semblent indiquer que les gouttelettes occupent tout l'espace de la veine. On observe ensuite une diminution progressive de la concentration moyenne en gouttelettes qui correspond à l'évaporation progressive de celles-ci.

Parallèlement, la comparaison des distributions spatiales par rapport à une distribution purement aléatoire permet de détecter les inhomogénéités spatiales, et de trouver une taille caractéristique d'amas de gouttes. Le paramètre Σ_{max} , qui constitue en quelque sorte une mesure

du degré d'inhomogénéité des distributions spatiales, est initialement très élevée, et diminue rapidement. A partir de $X = 320 \text{ mm}$, ce paramètre reste compris entre 0,35 et 0,4, ce qui reste élevé si l'on compare à d'autres études portant sur le phénomène de concentration préférentielle pour des gouttes polydispersées (Aliseda et al. [2002] par exemple trouvait une valeur Σ_{max} de 0,2). La taille de zone élémentaire pour laquelle ces valeurs sont atteintes est comprise entre 7 mm et 8 mm dans la zone d'entrée de veine, et augmente ensuite pour tendre vers 20 mm dans la zone de THI. Cette valeur se rapproche de l'échelle intégrale de turbulence L_f . En faisant jouer les différents paramètres de l'étude (chargement massique, vitesse débitante et température), on remarque que la valeur de Σ_{max} varie très peu. Les inhomogénéités spatiales sont donc tout le temps élevées. En revanche, les tailles pour lesquelles Σ_{max} est atteint peuvent varier avec ces différents paramètres. On note peu de différences entre les chargements massiques de 2 % et 4 %, par contre un chargement massique plus faible présentera des tailles d'amas plus grandes. La température a un effet en début de veine, où elle augmente clairement les inhomogénéités spatiales, mais pas plus en aval. En revanche, la vitesse débitante a un effet qui semble se perpétuer dans la veine. En effet, le paramètre Σ présente des évolutions très proches pour les vitesses débitantes de 2 et 1 m.s^{-1} , et un comportement très différent pour $U_o = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$.

L'évaporation a été étudiée pour un cas en particulier, défini par les conditions suivantes : une vitesse débitante de 2 m.s^{-1} , une température de l'écoulement porteur de $T = 323 \text{ K}$, et enfin deux valeurs du chargement massique, 2 % et 4 %. Les champs de concentrations ne sont analysés que dans la zone établie de THI, et présentent de fortes inhomogénéités spatiales sur les images instantanées. On y voit en effet des paquets de vapeur bien plus concentrés et des zones dépourvues de vapeur.

Une méthode d'intégration sur les profils de la concentration massique moyenne permet de remonter à l'évolution axiale du débit massique de vapeur. Celle-ci nous montre une évolution en deux parties. La première consiste en une augmentation du débit massique quasi-monotone, tandis que la seconde est davantage une zone de saturation, où le débit massique reste constant et environ égal à 92 % du débit massique de liquide injecté. Le fait que l'on ne soit pas à 100 % du débit massique total est attribué au fait que des gouttes ne sont pas complètement évaporées, comme on peut le constater sur les images instantanées. Des calculs mono dimensionnels simples ont été réalisés pour deux diamètres de gouttes pour comparer différents modèles comme le modèle du D_p^2 simple avec des modèles prenant en compte le chauffage, les propriétés physiques variables des gouttes et la turbulence de l'écoulement porteur. Cette comparaison ne peut aller bien loin du fait des hypothèses faites sur l'écoulement et le diamètre des gouttes. En revanche, il permet de se rendre compte des importantes modifications apportées à l'évaporation par la prise en compte du chauffage des gouttes d'une part, et par l'action de la turbulence d'autre part. Une remarque que l'on peut donc faire est que les caractéristiques des gouttes et de la turbulence sont telles que, si l'on suit les modèles de Birouk and Gökalp [2006], la turbulence peut considérablement accélérer l'évaporation. Or les inhomogénéités spatiales mesurées dans cette zone suggèrent que les gouttes peuvent former des amas où l'évaporation pourrait être

bloquée, et l'on pourrait avoir compétition des deux effets. Le fait que les courbes expérimentales du débit massique normalisé soient identiques pour les deux valeurs du chargement massique semble suggérer qu'il n'y a probablement pas de blocage de l'évaporation par effet de sur-concentration des gouttes.

On s'est enfin intéressé aux fluctuations de concentrations. Les profils radiaux de ces fluctuations montrent de fortes inhomogénéités spatiales, lesquelles sont attribuées à des impacts de gouttes en paroi générant de la vapeur fortement concentrée dans ces zones. Les niveaux observés sont très élevés, et du même ordre de grandeur que les niveaux de turbulence. L'étude de l'évolution axiale de ces profils montrent une forte décroissance des niveaux tant que l'évaporation a lieu, puis un tassement dans la zone où l'évaporation semble stoppée. Ce résultat est a priori contre-intuitif puisque la production de vapeur devrait produire des fluctuations de vapeur et non les détruire. On explique ce résultat par le fait que le mélange est plus efficace s'il est assuré par le mélange turbulent des gouttelettes que par la diffusion de deux phases gazeuses l'un dans l'autre. Par conséquent, c'est probablement la disparition des gouttelettes qui freine le mélange. On remarquera que ce résultat va dans le sens de Sornek et al. [2000]. L'observation des distributions de fluctuations de concentrations et de concentrations instantanées confirment cependant une tendance à l'homogénéisation puisque l'on tend vers des distributions gaussiennes. Enfin, une fonction d'auto-corrélation f_c permet de calculer une longueur caractéristique pour la concentration fluctuante. Celle-ci a une valeur de 20 mm, ce qui se rapproche de l'échelle intégrale de turbulence dans cette zone.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Ce travail expérimental s'inscrit dans le cadre des études de la préparation à la combustion diphasique. Plus précisément, on s'intéresse à la préparation d'un mélange diphasique pendant l'évaporation d'un brouillard de gouttes polydisperses dans un écoulement turbulent. Ce phénomène, qui intervient dans de nombreuses applications, en particulier avant ou pendant la combustion dans les moteurs à combustion interne, est extrêmement complexe, et est souvent mêlé à d'autres phénomènes comme les problèmes d'atomisation, de combustion, etc.

Notre étude se situe dans la lignée des études portant sur l'effet de la turbulence sur l'évaporation de brouillard de gouttes. Le but est de créer une expérimentation modèle permettant d'étudier l'évaporation et le mélange d'un brouillard de gouttelettes en situation fortement turbulente tout en s'affranchissant d'autres problèmes liés à l'injection et à la combustion. Nous nous plaçons dans le cas d'un écoulement de canal avec écoulement moyen où les gouttelettes ont des vitesses proches de la vitesse moyenne afin d'être majoritairement sensibles aux fluctuations de vitesse.

Nous présenterons d'abord les conclusions de cette étude avant de nous intéresser aux perspectives de travail imaginables

7.1 Conclusions

Le premier objectif de cette étude était de trouver les moyens de générer un écoulement de canal turbulent dont les caractéristiques se rapprochent de la turbulence homogène isotrope, avec des niveaux de turbulence les plus élevés possibles. Un autre objectif, aussi important, était de générer et d'injecter dans l'écoulement porteur un brouillard de gouttelettes, dont on puisse au mieux contrôler les caractéristiques initiales. Après une étude bibliographique sur diverses configurations expérimentales potentiellement intéressantes, une solution a été retenue : il s'agit d'une adaptation d'un système de générateur de turbulence développé notamment par Videto and Santavicca [1991] et Bédard and Cheng [1995]. Par rapport aux configurations de ces auteurs, le banc a notamment été conçu de telle sorte à pouvoir comporter un système d'injection et à permettre des mesures par métrologie laser. Afin d'éviter toute influence de l'injecteur sur

l'écoulement porteur, on s'est tourné vers un système d'atomiseur passif par ultrasons pour la génération d'un brouillard de gouttelettes. Un dispositif a été conçu pour implanter cet atomiseur dans le banc d'essai.

Des mesures réalisées par PDPA ont permis de déterminer les caractéristiques du brouillard à la sortie directe de l'injecteur. Quelque soit le débit massique d'acétone liquide injectée, les diamètres moyens sont d'environ $70 \mu m$ pour le diamètre arithmétique et de $100 \mu m$ pour le diamètre de Sauter, et la vitesse moyenne des gouttes est de $0,7 m.s^{-1}$. Par ailleurs, la vitesse moyenne est relativement proches pour toutes les classes de taille.

A partir de ces résultats, une première estimation des nombres de Stokes a été réalisée, basée sur les caractéristiques de la turbulence attendue d'après la littérature. Les plus petites gouttelettes, de diamètre $20 \mu m$, ont des nombres de Stokes basés sur l'échelle de Kolmogorov très inférieurs à 1, ce qui suggère qu'elles suivront bien les différentes structures de l'écoulement. En revanche, très rapidement, les gouttes deviennent trop inertielles pour suivre les plus petites structures de l'écoulement, et leur nombre de Stokes indiquent qu'elles ne suivront que les grosses échelles. Cependant, toutes les gammes de taille rencontrées sont sensibles aux plus grosses structures. La forte polydispersion du brouillard de gouttelettes initial fait que pratiquement tous les comportements dynamiques des gouttes sont possibles par rapport à la turbulence. En particulier, les gouttes ayant un diamètre de l'ordre de $50 - 60 \mu m$ ont un nombre de Stokes basé sur l'échelle intégrale St_L de l'ordre de 0,15 ce qui correspond à la valeur pour laquelle apparaissent des phénomènes de concentration préférentielle, d'après Février [2000]. Cette gamme de taille étant importante en terme de nombres de gouttes, on peut donc s'attendre à des phénomènes de ce type.

Deux techniques de métrologies lasers ont été utilisées lors de cette étude. Ces deux techniques sont la PIV (Vélocimétrie par Images de Particules) pour la caractérisation de l'écoulement porteur, et la PLIF (*Planar Laser Induced Fluorescence*) pour l'étude de l'évaporation. Dans les deux cas, les principes de base ont été décrits, ainsi que les erreurs typiques et les solutions retenues pour y remédier.

La caractérisation de l'écoulement porteur a été réalisée à l'aide de la PIV. Les évolutions axiales et radiales des différents moments statistiques ont été étudiées, ainsi que les grandeurs les plus représentatives de la turbulence. L'écoulement créé est un écoulement de canal, qui après une zone de transition, présente de nombreuses caractéristiques de turbulence homogène et isotrope tout en étant beaucoup plus intense qu'une turbulence de grille. La zone de transition, de longueur $L = 375 mm$, ce qui correspond à 4 fois le diamètre de la conduite, est une zone où l'on trouve de forts gradients de vitesse moyenne qui vont en diminuant, ainsi que des très hauts niveaux de turbulence. Ces niveaux restent élevés (de l'ordre de 25 %) quand on entre dans la zone établie, où les profils de vitesses moyennes sont particulièrement plats.

Dans la zone établie, la turbulence présente de nombreuses caractéristiques de la turbu-

lence homogène isotrope : les profils radiaux des différents moments statistiques sont plats, le coefficient d'isotropie fluctue entre 0,95 et 1,05, et les tensions de Reynolds normalisées restent comprises entre $-0,05$ et $+0,05$. Les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement des distributions de vitesse sont respectivement centrés autour de 0 et de 3, ce qui nous permet de considérer que les distributions de vitesse sont proches de distributions gaussiennes. Ceci est confirmé par des distributions de vitesses fluctuantes tracées pour $X = 550 \text{ mm}$. Par ailleurs, les moments d'ordre 3 étant liés à la diffusion turbulente, on peut déduire que celle-ci est négligeable, ce qui permet de simplifier le schéma énergétique de l'écoulement. Dans la zone établie, en l'absence de toute production et diffusion turbulente, seuls les phénomènes de dissipation visqueuse et d'interaction entre tourbillons interviennent. De plus, la diminution de l'énergie turbulente nous permet d'avoir accès au taux de dissipation $\bar{\epsilon}$.

Les corrélations doubles en deux points longitudinales et transversales ont également pu être tracées. La relation de Karman-Howarth a été vérifiée, et les échelles intégrales ont été calculées. Elles évoluent entre 20 et 26 mm le long de l'axe.

Les niveaux de fluctuations de vitesse sont de l'ordre de 25 % en début de zone établie, ce qui est très supérieur à ce qui peut être obtenu avec une turbulence de grille. La décroissance des niveaux de turbulence suit une loi en $X^{-1,41}$. Le comportement de l'énergie turbulente et le taux de dissipation $\bar{\epsilon}$ sont finalement assez proches de ce qui avait été trouvé avec une turbulence de grille par Corrsin and Comte-Bellot [1966]. En revanche, l'évolution axiale des échelles intégrales ne correspond pas du tout à ce qui peut être trouvé dans la littérature. Par conséquent, les relations de THI entre celles-ci et le taux de dissipation n'ont pu être vérifiées exactement. On continue néanmoins à faire l'hypothèse de THI et à déterminer les échelles de temps et de longueurs caractéristiques de la turbulence à partir des relations explicitées dans le chapitre 2.

Une analyse des résultats obtenus pour différentes valeurs de la vitesse débitante montre que celle-ci n'a aucun effet sur les caractéristiques de l'écoulement porteur. De la même manière, il apparaît rapidement que le porte-injecteur, même s'il modifie très significativement l'écoulement dans la zone d'entrée de veine, n'a qu'un effet limité sur la zone de transition, et aucun effet notable dans la zone établie. La comparaison des corrélations doubles pour les cas avec et sans porte-injecteur montre qu'à partir de $X = 250 \text{ mm}$, celui-ci n'influence plus l'écoulement porteur, et les échelles intégrales sont conservées.

Pour l'étude des champs de concentrations d'acétone vaporisé en situation d'écoulement diphasique, tout un ensemble de traitements des images a dû être mis au point. L'idée était de séparer de façon automatique les gouttelettes de la vapeur sur les images obtenues par PLIF, afin de réaliser des mesures quantitatives sur la phase vaporisée. Un algorithme basé sur le filtrage des images pour détecter les hautes fréquences spatiales a été mis en place, et ses performances ont été évaluées. La comparaison des résultats obtenus en terme de distribution spatiale des gouttes avec des images de fluorescence et des images de la diffusion de Mie des

particules nous permet de vérifier une certaine robustesse de cette méthode pour la détection des gouttes.

Une étude a également été menée pour vérifier que la présence de gouttes n'entraînait pas la création d'une ombre derrière celles-ci, ombre qui aurait faussé les résultats. La comparaison des profils moyens de fluorescence devant et derrière les gouttes ne permet pas de distinguer d'extinction notable du signal. Ceci a été attribué aux faibles diamètres des gouttes par rapport à l'épaisseur de la nappe laser. Enfin, un autre algorithme capable de détecter et de supprimer les traînées dues aux gouttes ayant impacté sur les hublots a été mis au point.

Ces différents outils permettent de réaliser des mesures de concentrations d'acétone vapeur quantitatives.

Les images de fluorescence ont été examinées sous deux aspects. En effet, plusieurs phénomènes ont lieu simultanément et les départager n'est pas évident. Tout d'abord, il y a dispersion des gouttelettes dans la veine suivant les caractéristiques de la turbulence et des gouttes. Étant donné que les gouttes présentent des nombres de Stokes St_L globalement assez bas, elles sont sensibles aux grosses structures énergétiques de l'écoulement, voire même à des structures plus petites. Certaines sont mêmes susceptibles d'être soumises au phénomène de concentration préférentielle ; où les gouttes sont expulsées du centre des structures tourbillonnaires et regroupées en périphérie de ces structures.

Une étude sur les distributions spatiales des gouttes a montré que si les gouttes sont initialement très concentrées au niveau de la sortie de l'injecteur, elles sont rapidement dispersées dans la veine, et les concentrations en nombre de gouttes sont assez homogènes sur des profils radiaux. On remarque également une diminution des concentrations le long de l'axe liée bien entendu à la progressive disparition des gouttelettes par évaporation. En revanche, si la répartition spatiale des nombres moyens de gouttes est relativement homogène, les distributions instantanées des gouttes sont loin de ressembler à une distribution aléatoire. En comparant à une distribution de Poisson, on peut déterminer que les distributions présentent en réalité de fortes inhomogénéités spatiales, avec des paquets de gouttes et des zones vides observés simultanément. On remarque par ailleurs que le paramètre Σ_{max} , qui constitue une mesure de l'inhomogénéité spatiale, est pratiquement constant et élevé ($\Sigma_{max} \approx 0,4$) à partir de la fin de zone de transition quelque soit les conditions de mesure (vitesse débitante, chargement massique et température).

La taille de zone élémentaire pour laquelle ces valeurs sont atteintes est considérée comme caractéristique de la taille d'éventuels amas de gouttes. Elle est comprise entre 7 mm et 8 mm dans la zone d'entrée de veine, et augmente ensuite pour tendre vers 20 mm dans la zone de THI, se rapprochant ainsi de l'échelle intégrale de turbulence L_f . Les tailles d'amas varient avec les différents paramètres de l'étude. On note peu de différences entre les chargements massiques de 2 % et 4 %, par contre un chargement massique plus faible présentera des taille d'amas plus grandes. La température n'a pas d'effet net dans la zone établie. En revanche, la vitesse

débitante a un effet qui semble se perpétuer dans la veine. En effet, le paramètre Σ présente des évolutions très proches pour les vitesses débitantes de 2 et 1 $m.s^{-1}$, et un comportement très différent pour $U_o = 1,5 m.s^{-1}$.

Le mécanisme responsable de la formation de ces amas n'a pas été formellement identifié. Il ne s'agit donc pas nécessairement du phénomène de concentration préférentielle mentionné précédemment. Cependant, il est important de vérifier l'existence de ces amas, car un regroupement de gouttes peut entraîner une chute de l'évaporation en augmentant de manière notable la fraction massique de vapeur autour d'une goutte.

L'évaporation a ensuite été étudiée pour un cas en particulier, défini par les conditions suivantes : une vitesse débitante de 2 $m.s^{-1}$, une température de l'écoulement porteur de $T = 323 K$, et enfin deux valeurs du chargement massique, 2 % et 4 %. Les champs de concentrations issus des images de fluorescence ne sont analysés que dans la zone établie de THI.

Une méthode d'intégration sur les profils de la concentration massique moyenne permet de remonter à l'évolution axiale du débit massique de vapeur. Pour le cas de référence, on trouve une augmentation du débit massique d'abord quasi-monotone pour les deux valeurs du chargement massique, puis une zone où le débit massique reste constant et environ égal à 92 % du débit massique de liquide injecté, probablement lié au fait que les gouttes les plus grosses ne sont pas encore complètement évaporées, ce qui semble confirmé par les images instantanées.

Des calculs mono dimensionnels simples ont été réalisés pour comparer différents modèles comme le modèle du D_p^2 simple avec des modèles prenant en compte le chauffage, les propriétés physiques variables des gouttes et la turbulence de l'écoulement porteur. Cette comparaison ne peut aller bien loin du fait des hypothèses faites sur l'écoulement et le diamètre des gouttes. En revanche, il permet de se rendre compte des importantes modifications apportées à l'évaporation par la prise en compte du chauffage des gouttes d'une part, et par l'action de la turbulence d'autre part. On remarque en particulier que les caractéristiques des gouttes et de la turbulence sont telles que, si l'on suit les modèles de Birouk and Gökalp [2006], la turbulence peut considérablement accélérer l'évaporation. Par contre, les inhomogénéités spatiales mesurées dans cette zone suggèrent que les gouttes peuvent former des amas où l'évaporation pourrait être bloquée, et l'on pourrait avoir compétition des deux effets. Or, les courbes expérimentales du débit massique normalisé sont identiques pour les deux valeurs du chargement massique. Ceci semble suggérer qu'il n'y a probablement pas de blocage de l'évaporation par effet de sur-concentration des gouttes.

Les profils radiaux des fluctuations de concentration montrent de fortes inhomogénéités spatiales, lesquelles sont attribuées à des impacts de gouttes en paroi générant de la vapeur fortement concentrée dans ces zones. Les niveaux de fluctuations observés sont généralement très élevés, et du même ordre de grandeur que les niveaux de turbulence. L'étude de l'évolution axiale de ces niveaux montrent une forte décroissance tant que l'évaporation a lieu, puis un

tassement dans la zone où l'évaporation semble stoppée. Ce résultat est a priori contre-intuitif puisque la production de vapeur devrait produire des fluctuations de vapeur et non les détruire. On explique ce résultat par le fait que le mélange est plus efficace s'il est assuré par le mélange turbulent des gouttelettes que par la diffusion de l'acétone vapeur dans l'air. Par conséquent, c'est probablement la disparition des gouttelettes qui freine le mélange, comme l'avait remarqué Sornek et al. [2000].

7.2 Perspectives

Les perspectives de ces travaux peuvent être classées en deux catégories : celles portant sur la phase vapeur et celles portant sur la phase liquide.

Concernant les travaux pouvant être réalisés sur la phase vapeur, on peut poursuivre l'étude des images instantanées et s'intéresser à la façon dont s'expriment les hauts niveaux de fluctuations de concentrations. Y-a-t'il présence de « paquets » de vapeurs séparés par des zones vides ? Ou les fluctuations sont-elles plus uniformes ? Si les fluctuations de vapeur sont liées à la présence de paquets de vapeur, ceux-ci peuvent-ils être corrélés à des amas de gouttes ?

Toujours sur la phase vapeur, on peut s'intéresser à la dissipation scalaire de la concentration d'acétone, dans des zones plus aval où les gouttelettes sont plus rares, et où les réglages de la caméra peuvent être poussés au maximum de façon à mieux percevoir les gradients.

En ce qui concerne les travaux portant sur la phase liquide, on peut s'intéresser à la dispersion des gouttelettes, caractériser les tailles, et enfin s'intéresser à l'évaporation des gouttes en bi-composant, travail actuellement en cours avec la thèse BDI de Florian Moreau.

Bibliographie

- B. Abramzon and W.A. Sirignano. Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 32 :1605–1618, 1989.
- A. Aliseda, A. Cartellier, F. Hainaux, and J.C. Lasheras. Effect of preferential concentration on the settling velocity of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.*, 468 :77–105, 2002.
- A. Atthasit. Etude expérimentale des phénomènes d’interaction dans les jets diphasiques denses au moyen de jets rectilignes monodisperses. *Thèse de Doctorat de l’ENSAE*, 2003.
- R. Bazile and D. Stepowski. Measurements of vaporized and liquid fuel concentration fields in a burning spray jet of acetone using planar laser induced fluorescence. *Exp. fluids*, 20 :1–9, 1995.
- B. Bédard and R.K. Cheng. Experimental study of premixed flames in intense isotropic turbulence. *Combustion and Flame*, 100 :485–494, 1995.
- M. Birouk and I. Gökalp. A new correlation for turbulent mass transfer from liquid droplets. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 45 :37–45, 2002.
- M. Birouk and I. Gökalp. Current status of droplet evaporation in turbulent flows. *Progress in Energy and Combustion Sciences*, 32 :408–423, 2006.
- M. Birouk, C. Chauveau, B. Sarh, A. Quilgars, and I. Gökalp. Turbulence effects on the vaporization of monocomponent single droplets. *Combust. Science and Technology*, 1996.
- Y-C Chen, S.H. Starner, and A.R. Masri. A detailed experimental investigation of well-defined, turbulent evaporating spray jets of acetone. *International Journal of Multiphase Flow*, 32 : 389–412, 2005.
- C.H. Chiang and W.A. Sirignano. Axisymmetric calculation of three droplets interactions. *Atomization and sprays*, 3 :91–107, 1993.
- R. Clift, J.R. Grace, , and M.E. Weber. Bubbles, drops and particles. *Academic Press, New York*, 1978.

- J.P. Cocquerez and S. Philipp. Analyse d'images. filtrage et segmentation. *Ed. Masson*, 1995.
- K. Collet. Etude thermique d'une veine d'essai. *Rapport de stage IUT*, 2007.
- S. Corrsin and G. Comte-Bellot. The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence. *J. Fluid Mech.*, 25(4) :657–682, 1966.
- A. Craya. Contribution à l'analyse de la turbulence associée à des vitesses moyennes. *Pub. scien. Tech. Ministère de l'air*, 345, 1958.
- D. Durox, S. Ducruix, and F. Lacas. Ensemencement d'un écoulement réactif ou non-réactif par un atomiseur de parfum. *6ème congrès francophone de vélocimétrie laser*, (3), 1995.
- J.K. Eaton and J.R. Fessler. Preferential concentration of particles by turbulence. *Int. J. Multiphase Flow*, 20 :169–209, 1994.
- B. Frackowiak. Approche expérimentale et simulation numérique des effets d'interaction entre gouttes en évaporation. *Thèse de Doctorat de l'ENSAE*, 2007.
- P. Février. Etude numérique des effets de concentration préférentielle et de corrélation spatiale entre vitesses de particules solides en turbulence homogène isotrope stationnaire. *Thèse de Doctorat INPT*, 2000.
- I. Gökalp, C. Chauveau, O. Simon, and X. Chesneau. Mass transfer from liquid fuel droplets in turbulent flow. *Combust. Flame*, 89 :286–298, 1992.
- J.B. Gouriet, A. Stitou, and M.L. Riethmuller. Practical implications of camera resolution and peak locking in actual measurements. *4th International Symposium on Particle Image Velocimetry Göttingen, Germany*, page 1012, 2001.
- Y. Hardalupas. Velocity and particle-flux characteristics of turbulent particle-laden jets. *Proc. R. Soc. Lond.*, 1989.
- G.L. Hubbard, V.E. Denny, and A.F. Mills. Droplet evaporation : effects of transient and variable properties. *International Journal of Heat and Mass Transfert*, 18 :1003–1008, 1975.
- A. Jablonski. Über den mechanismus der photolumineszenz von farbstoffphosphoren. *Zeitschrift für Physik*, 94 :38–46, 1935.
- A.N. Karpetis and A. Gomez. An experimental study of well-defined turbulent nonpremixed spray flames. *Combustion and Flame*, 121 :1–23, 2000.
- I. Kim, S. Elgobashi, and W.A. Sirignano. Three-dimensional flow over two spheres placed side by side. *J. Fluid Mech.*, 246 :465–488, 1993.

- N.S. Kim. Analyse expérimentale d'un jet turbulent impactant sur une plaque plane et sur un obstacle de section carrée. *Thèse de Doctorat INPT*, 2005.
- R. Kurosawa, K. Hishida, and W. Maeda. Combined measurement of lif and ilids for vapor concentration and droplet size and velocity in a spray. *Proc. of Thermal Engineering Conference*, 177 :249–278, 2002.
- F.Z. Lahbabi. Frontières d'écoulements turbulents et traitement numérique d'images. *Thèse de doctorat INPT*, 1992.
- B. Lecordier. Etude de l'interaction de la propagation d'une flemme prémélangée avec le champ aérodynamique par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par imagerie de particules. *Thèse de doctorat Faculté des Sciences de l'Université de Rouen*, 1997.
- P. Legros. Les détecteurs en imagerie. *Cours de l'Université de Bordeaux*, 2005.
- S.C. Ling and T.T. Huang. Decay of weak turbulence. *Phys. Fluids*, 13 :2912–2924, 1970.
- E.K. Longmire and J.K. Eaton. Structure of a particle-laden round jet. *J. Fluid Mech.*, 236 : 217–257, 1992.
- A. Lozano. Laser excited luminescent tracers for planar concentration measurements in gaseous jets. *4th International Symposium on Particle Image Velocimetry Göttingen, Germany*, 1992.
- S. Maurel. Etude par imagerie laser de la génération et de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire compressé. *Thèse de Doctorat INPT*, 2001.
- L. Melton and J.F. Verdieck. Vapor/liquid visualization for fuel sprays. *Comb. Sci. and Tech.*, 42 :217, 1985.
- R.R. Mills, A.L. Kistler, V. O'Brien, and S. Corrsin. Turbulence and temperature fluctuations behind a heated grid. *N.A.C.A - Tech. Note*, page 4288, 1958.
- M. Orain, X. Mercier, and F. Grisch. Plif imaging of fuel-vapor spatial distribution around a monodisperse stream of acetone droplets : comparison with modeling. *Comb. Sci. and Tech.*, 177 :249–278, 2006.
- A.K. Prasad, R.J. Adrian, C.C. Landreth, and P.W. Offutt. Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Exp. Fluids*, 13 :105–116, 1992.
- J. Pretot. Caractérisation d'un injecteur ultrasonique. *Mémoire pour le diplôme d'ingénieur du CNAM*, 2005.
- M. Raffel, C. Willert, and J. Komperhans. Particle image velocimetry. *Ed. Springer*, 1998.

- R. Rajaram and T. Lieuwen. Effect of approach flow turbulence characteristics on sound generation from premixed flames. *AIAA Paper*, 2004-0461, 2004.
- R. Rajaram and T. Lieuwen. Frequency scaling of turbulent premixed flame noise. *AIAA Paper*, 2005-2828, 2005.
- M.S. Raju and W.A. Sirignano. Interaction between two vaporizing droplets in an intermediate reynolds number flow. *Phys. Fluids A* 2, 10 :1780–1795, 1990.
- J. Reveillon and F.X. Demoulin. Evaporating droplets in trubulent reacting flows. *Proc. of the Combustion Institute*, 31 :2319–2326, 2007.
- L. Risser. Analyse quantitative de réseaux micro-vasculaires intra-corticaux. *Thèse de Doctorat INPT*, 2007.
- F. Risso and J. Fabre. Diffusive turbulence in a confined jet experiments. *J. Fluid Mech.*, 337 : 233–261, 1997.
- B.D. Ritchie and J.M. Seitzman. Quantitative acetone plif in two-phase flows. *AIAA Paper*, 2001-0414, 2001.
- A.A. Rotunno, M. Winter, G.M. Dobbs, and L.A. Melton. Direct calibration procedures for exciplex-base vapor/liquid visualization of fuel sprays. *Combustion Science and Tech.*, 71 : 247–261, 1990.
- C. Saulnier. Modélisation umérique tridimensionnelle de l'écoulement réactif triphasique gaz-goutte-particule au sein d'un réacteur à lit fluidisé fcc. *Thèse de doctorat INPT*, 2006.
- S. Sazhin. Advanced models od fuel droplet heating and evaporation. *Progress in Energy and Combustion Science*, 32 :162–214, 2006.
- F. Scarano and M.L. Riethmuller. Iterative multigrid approach in piv image processing. *Exp. Fluids*, 26 :513–523, 1999.
- F. Scarano and M.L. Riethmuller. Advances in iterative multigrid piv image processing. *Exp. Fluids*, suppl :s51–s60, 2000.
- J. Seneschal. Etude et réalisation d'un système automatique de caractérisation de jets diesel en champ proche et lointain. *Thèse de Doctorat Université Jean Monnet Saint-Etienne*, 2005.
- W.A. Sirignano. *Fluid Dynamics and transport of droplets and sprays*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 1999. ISBN 0-521-63036-3.
- R.J Sornek, R. Dobashi, and T. Hirano. Effect of turbulence on vaporization, mixing, and combustion of liquid fuel sprays. *Combustion and Flame*, 2000.

- B. Soulie. Conception d'un banc d'expérimentation destiné à l'étude d'écoulement diphasique turbulent en évaporation. *Rapport de stage IUT GMP*, 2004.
- D.B. Spalding. Combustion of fuel particles. *Fuel*, 30, 1951.
- K.D. Squires and J.K. Eaton. Particle response and turbulence modification in isotropic turbulence. *Phys. Fluids*, A2 (7) :1191–1203, 1990.
- E. Stock. Particle dispersion in flowing gases. *J. of Fluids Engineering*, 118, 1996.
- G.I. Taylor. Statistical theory of turbulence. *Proc. Roy. Soc., A. (London)*, 151, 1935.
- M.C. Thurber. Acetone laser induced fluorescence for temperature and multiparameter imaging in gaseous flows. *Stanford University, Stanford*, 1999.
- B.D. Videto and D.A. Santavicca. A turbulent flow system for studying turbulent combustion processes. *Combust. Science and Technology*, 76 :159–164, 1991.
- L. Vignal. Chute d'un nuage de particules dans une turbulence diffusive. étude des couplages entre phases par diagnostics optiques. *Thèse de Doctorat INPT*, 2006.
- J. Westerweel. Digital particle image velocimetry - theory and application. *Ph.D. Thesis - Delft University Press*, 1993.
- J. Westerweel. Effect of sensor geometry on the performance of piv interrogation. *8th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon Portugal*, 1998.
- J. Westerweel and F. Scarano. Universal outlier detection for piv data. *Exp. fluids*, 39 :1096–1100, 2005.
- J. Westerweel, D. Dabiri, and M. Gharib. The effects of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital piv recordings. *Exp. Fluids*, 23 :20–28, 1997.
- J.S. Wu, Y.J. Liu, and H.J. Sheen. Effect of ambient turbulence and fuel properties on the evaporation rate of single droplets. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 44 :4593–4603, 2001.

Annexe A

Évaporation d'une goutte isolée au repos

On considère une goutte isolée au repos (figure A.1).

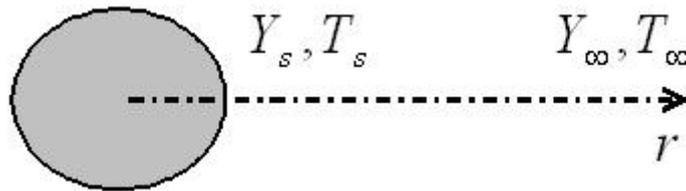


FIG. A.1 – Schéma d'une goutte isolée

Les hypothèses faites sont les suivantes :

- goutte sphérique : problème à symétrie sphérique, une seule dimension r est nécessaire
- goutte d'un liquide mono-composant,
- phénomène quasi-stationnaire,
- le changement de phase est plus rapide que le transport de vapeur dans l'air ambiant,
- le flux de chaleur par rayonnement est négligeable,
- il n'y a pas d'interactions entre les gouttes (goutte isolée)
- pas de dilution gazeuse dans la phase liquide,
- la température de la goutte est homogène et constante.

Initialement, la goutte n'est entourée que d'air. La chaleur apportée à la goutte sert d'une part à la chauffer, d'autre part à la vaporiser. On considère habituellement que l'évaporation proprement dite a lieu instantanément à la surface de la goutte. Il y a alors formation d'un mélange air-vapeur à la surface de la goutte qui va soit diffuser, soit être éjecté dans un mouvement de convection appelé écoulement de Stefan.

En considérant Y_{vap} la fraction massique de vapeur pour un rayon r par rapport à la goutte, la conservation des espèces impose :

$$\begin{cases} \frac{\dot{m}_{air}}{4 \cdot \pi \cdot r^2} = \rho \cdot Y_{air} \cdot U_r - \rho \cdot D \cdot \frac{dY_{air}}{dr} = \frac{\dot{m}_{air-surface}}{4 \cdot \pi \cdot r_{surface}^2} \\ \frac{\dot{m}_{vap}}{4 \cdot \pi \cdot r^2} = \rho \cdot Y_{vap} \cdot U_r - \rho \cdot D \cdot \frac{dY_{vap}}{dr} = \frac{\dot{m}_{vap-surface}}{4 \cdot \pi \cdot r_{surface}^2} \end{cases}$$

avec :

$$\dot{m}_{air} + \dot{m}_{vap} = 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \rho \cdot U_r = \dot{m}$$

Comme le flux d'air entrant est égal au flux d'air sortant, il vient :

$$\begin{cases} \rho \cdot Y \cdot U_r - \rho \cdot D \cdot \frac{dY_{air}}{dr} = 0 \\ \frac{\dot{m}}{4 \cdot \pi \cdot r^2} = \rho \cdot Y_{vap} \cdot U_r - \rho \cdot D \cdot \frac{dY_{vap}}{dr} \end{cases}$$

Ce système se réduit alors à l'équation différentielle :

$$\dot{m} = \rho \cdot U_r \cdot \frac{4 \cdot \pi \cdot r^2}{Y_{vap} - 1} \cdot \frac{dY_{vap}}{dr}$$

En intégrant entre $r_{surface}$ et r d'une part, et entre r_∞ et r d'autre part, on trouve :

$$\begin{cases} \dot{m} = \frac{4 \cdot \pi \cdot \rho \cdot D}{\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r}} \cdot \ln \left(\frac{Y_{vap} - 1}{Y_{vap-surface} - 1} \right) \\ \dot{m} = \frac{4 \cdot \pi \cdot \rho \cdot D}{\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_\infty}} \cdot \ln \left(\frac{Y_{vap} - 1}{Y_{vap-surface} - 1} \right) \end{cases}$$

Cette double intégration permet de fermer le système en utilisant le nombre de transfert de masse de Spalding défini par :

$$B_M = \frac{Y_{vap-surface} - Y_{vap-\infty}}{1 - Y_{vap-surface}}$$

On trouve alors :

$$\begin{cases} \dot{m} = \frac{4 \cdot \pi \cdot \rho \cdot D}{\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_\infty}} \cdot \ln(1 + B_M) \\ Y_{vap} = 1 + (Y_{vap-surface} - 1) \cdot \exp \left(\left(\frac{\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r}}{\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_\infty}} \right) \cdot \ln(1 + B_M) \right) \end{cases}$$

Dans le cas où r_∞ tend vers l'infini, on peut simplifier les expressions précédentes :

$$\begin{cases} \dot{m} = 4 \cdot \pi \cdot \rho \cdot D \cdot r_s \cdot \ln(1 + B_M) \\ Y_{vap} = 1 + (Y_{vap-surface} - 1) \cdot \exp \left(\left(1 - \frac{r_s}{r} \right) \cdot \ln(1 + B_M) \right) \end{cases}$$

Annexe B

Caractérisation de l'injecteur seul avec de l'eau

Dans le cadre du projet Astra, une première campagne de mesures réalisées au PDA (Phase Doppler Anemometry) à l'ONERA Palaiseau a permis de caractériser l'injecteur seul avec de l'eau. On a utilisé de l'eau pour comparer les résultats obtenus avec les données du constructeur d'une part et avec un autre type d'injecteur ultrasonique d'autre part. Cette campagne a permis de mettre en évidence quelques caractéristiques du comportement de l'injecteur seul.

La figure B.1 présente les granulométries mesurées sur l'axe du spray en proche sortie d'injecteur et plus loin sur l'axe pour différentes valeurs du débit massique. En sortie d'injecteur, pour $x = 6 \text{ mm}$ (c'est-à-dire $x/D_0 = 3$), le spray a une granulométrie qui dépend du débit massique. Pour un faible débit ($0,14 \text{ g/s}$), les diamètres des gouttelettes sont compris entre 20 et $100 \mu\text{m}$, avec un diamètre arithmétique moyen de $D_{10} = 46 \mu\text{m}$ et un diamètre de Sauter de $D_{32} = 58 \mu\text{m}$. En revanche, pour un débit important, la distribution de tailles est beaucoup plus étalée, avec des gouttelettes dont le diamètre peut aller jusqu'à $140 \mu\text{m}$, un diamètre arithmétique moyen de $D_{10} = 65 \mu\text{m}$ et un diamètre de Sauter $D_{20} = 80 \mu\text{m}$. Ce type de distribution, quoiqu'un peu étendu, correspond bien aux données du constructeur.

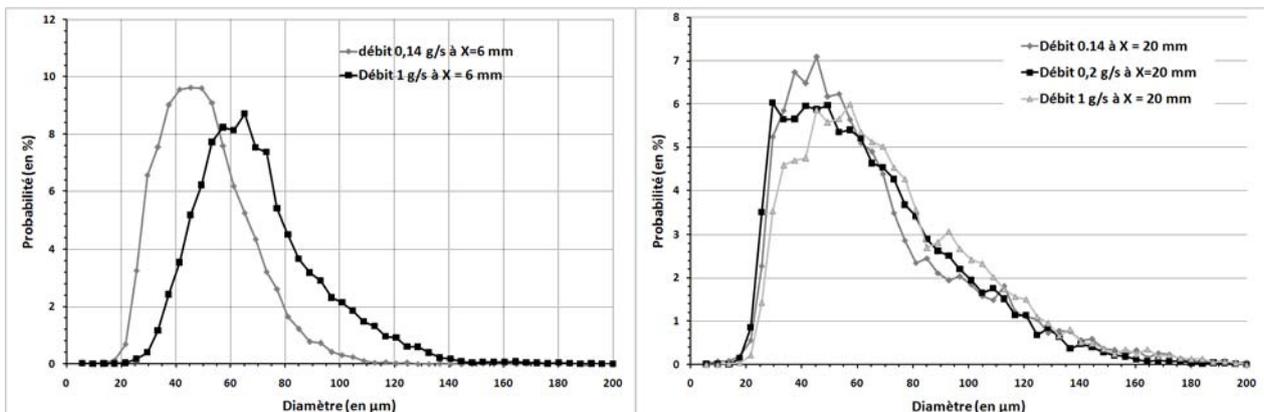


FIG. B.1 – Distribution de diamètres pour $x = 6 \text{ mm}$ et $x = 20 \text{ mm}$ et un débit massique allant de $0,14 \text{ g/s}$ à 1 g/s

La figure B.1 b) présente les granulométries mesurées pour $x/D_0 = 10$. On remarque que les distributions de taille se sont rapprochées, les différences entre débits massiques semblent en partie gommées. En revanche, les distributions obtenues sont bien plus étalées qu'en proche sortie d'injecteur, avec des diamètres de gouttes pouvant atteindre $160 \mu m$. Les diamètres moyens obtenus sont de l'ordre de $55 \mu m$ pour le diamètre arithmétique moyen et de $90 \mu m$ pour le diamètre de Sauter.

La vitesse moyenne des gouttes en sortie d'injecteur dépend du débit. Elle vaut environ $0,5 m/s$ pour les débits massiques de liquide de $0,14 g/s$ et $0,2 g/s$, ce qui est assez proche des données du constructeur. En revanche, elle vaut environ $1,5 m/s$ pour un débit liquide de $1 g/s$, ce qui est beaucoup plus rapide que ce qui était attendu. Une autre caractéristique de l'injecteur seul est que les vitesses moyennes pour un même X donné varient très peu en fonction de la taille des gouttes. En revanche, elles varient fortement en fonction de la position sur l'axe ou sur un profil radial. Par conséquent, suivant leurs positions sur l'axe, certaines gouttelettes peuvent être amenées à rattraper celles les précédant, ce qui entraîne de la coalescence. Ce phénomène peut donc expliquer les fortes déformations des distributions observées, où de grosses gouttes apparaissent en plus forte proportion.

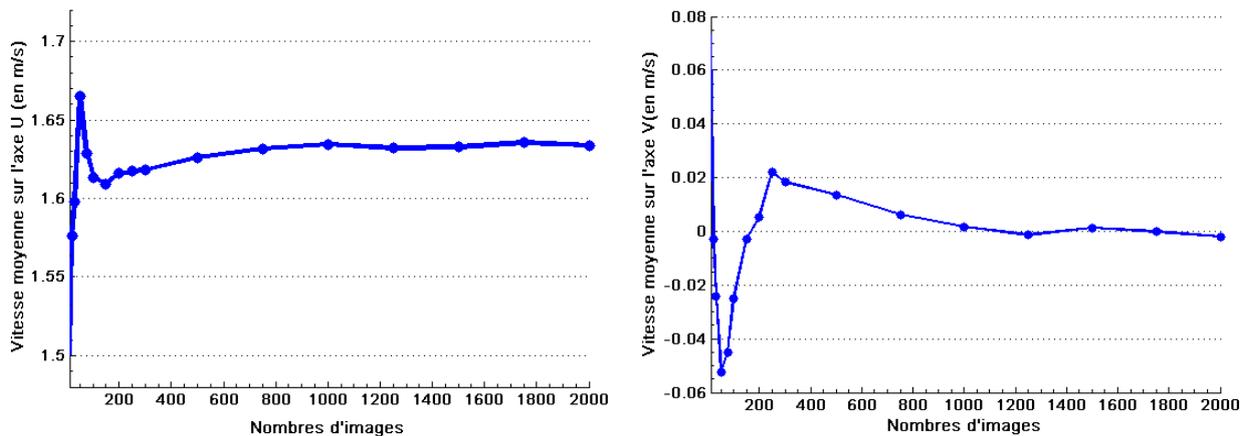
Ce comportement est en partie dû au fait que le spray, extrêmement directif (l'angle au sommet est de 20° comme on l'a indiqué précédemment), est également extrêmement concentré. Par conséquent, on peut s'attendre à un comportement différent une fois l'injecteur implanté dans la veine d'essai, entouré de l'écoulement turbulent. De plus, l'acétone, le liquide utilisé pour réaliser les mesures de PLIF en évaporation (voir chapitre 3), n'ayant pas la même tension superficielle que l'eau, il est nécessaire de caractériser le brouillard de gouttelettes avec de l'acétone.

Annexe C

Convergence des calculs PIV

Afin de déterminer le nombre d'images nécessaires au calcul des grandeurs statistiques, on trace l'évolution des différents moments en fonction du nombre d'échantillons en figure 3.8. Les figures suivantes montrent la convergence des moyennes pour les moments d'ordre un à quatre.

La figure C.1 montre l'évolution des vitesses moyennes axiale \bar{U} et radiale \bar{V} .



(a) Vitesse moyenne \bar{U} avec un filtre médian relaxé (b) Vitesse moyenne \bar{V} avec utilisation d'un filtre médian relaxé

FIG. C.1 – Convergence des moments d'ordre un

La figure C.2 montre l'évolution des moments d'ordre deux, à savoir les écarts-types de vitesse axiale $u' = \sqrt{u'^2}$ et radiale $v' = \sqrt{v'^2}$, le moment croisé d'ordre deux normalisé $\frac{\overline{u \cdot v}}{u' \cdot v'}$ et le rapport d'anisotropie $\frac{u'}{v'}$.

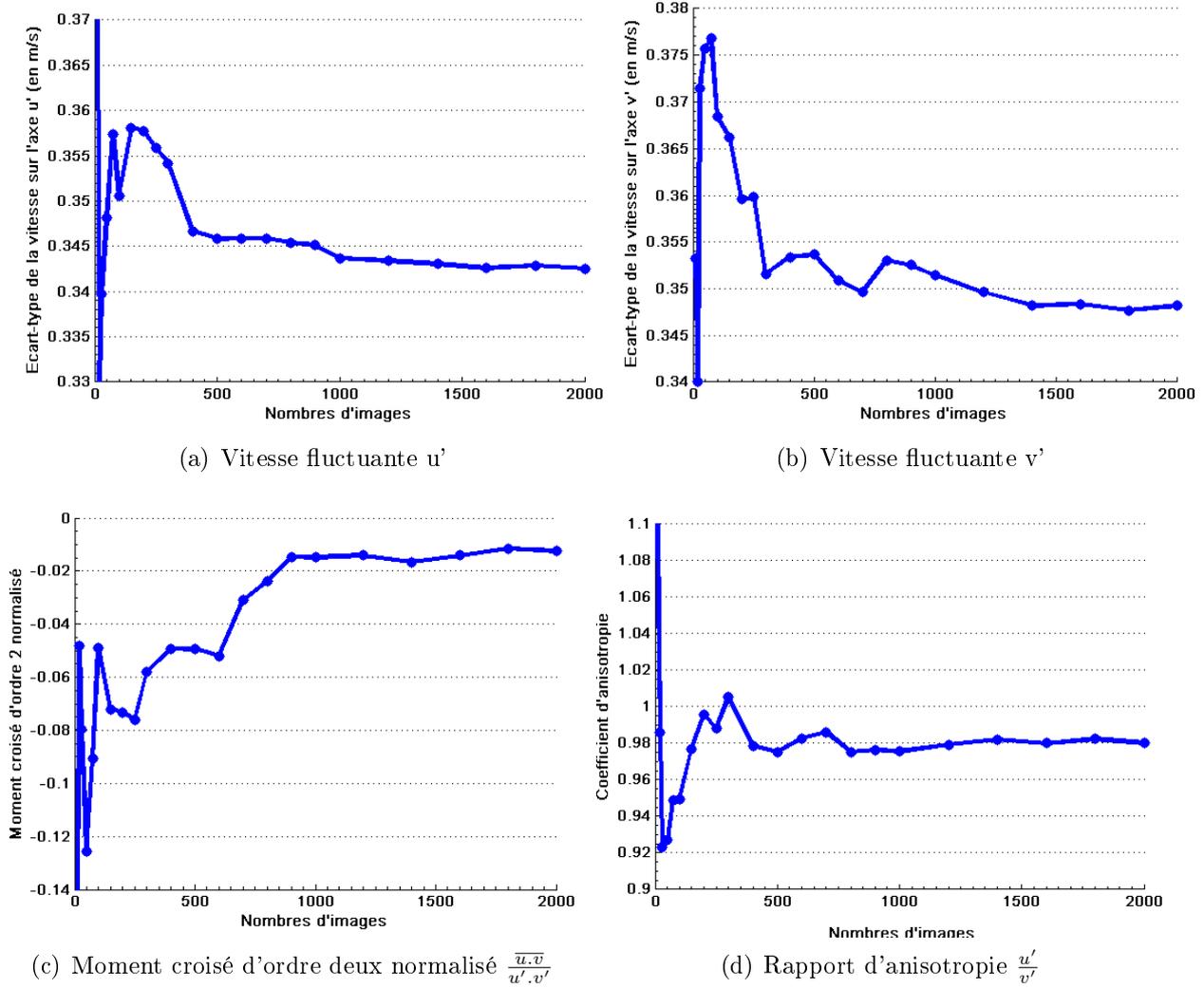


FIG. C.2 – Convergence des moments d'ordre deux

La figure C.3 montre l'évolution des moments d'ordre trois normalisés, c'est-à-dire les coefficients de dissymétrie définis par : $S_u = \frac{\overline{u^3}}{(u^2)^{3/2}}$ et $S_v = \frac{\overline{v^3}}{(v^2)^{3/2}}$

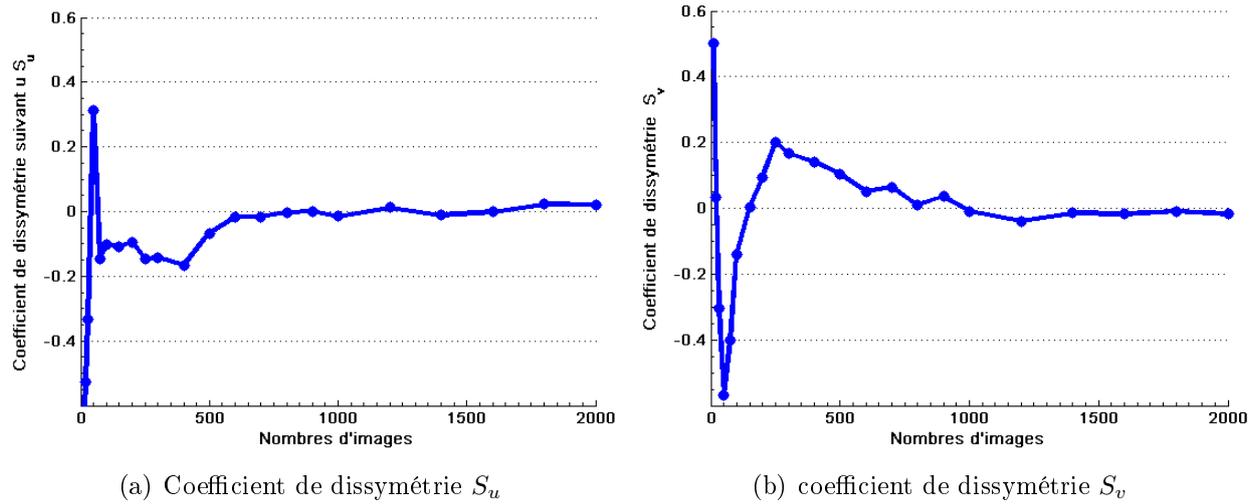


FIG. C.3 – Convergence des moments d'ordre trois normalisés

La figure C.4 montre l'évolution des moments d'ordre quatre normalisés, c'est-à-dire les coefficients d'aplatissement, définis par : $F_u = \frac{\overline{u^4}}{(\overline{u^2})^2}$ et $F_v = \frac{\overline{v^4}}{(\overline{v^2})^2}$

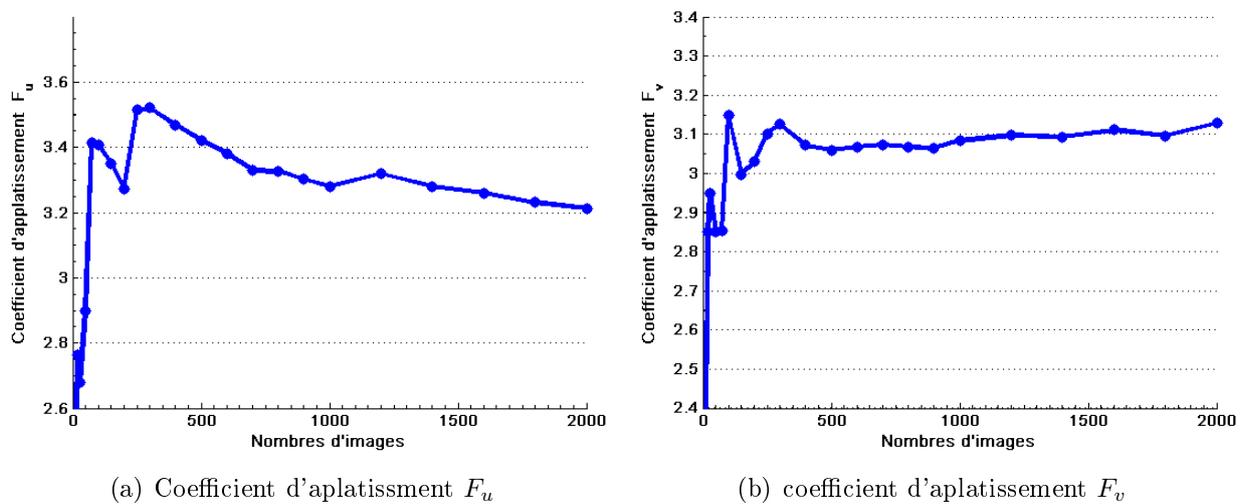


FIG. C.4 – Convergence des moments d'ordre trois normalisés

Annexe D

Schéma de synchronisation de la caméra

La figure D.1 présente le schéma de synchronisation entre le laser et les différents éléments de la caméra.

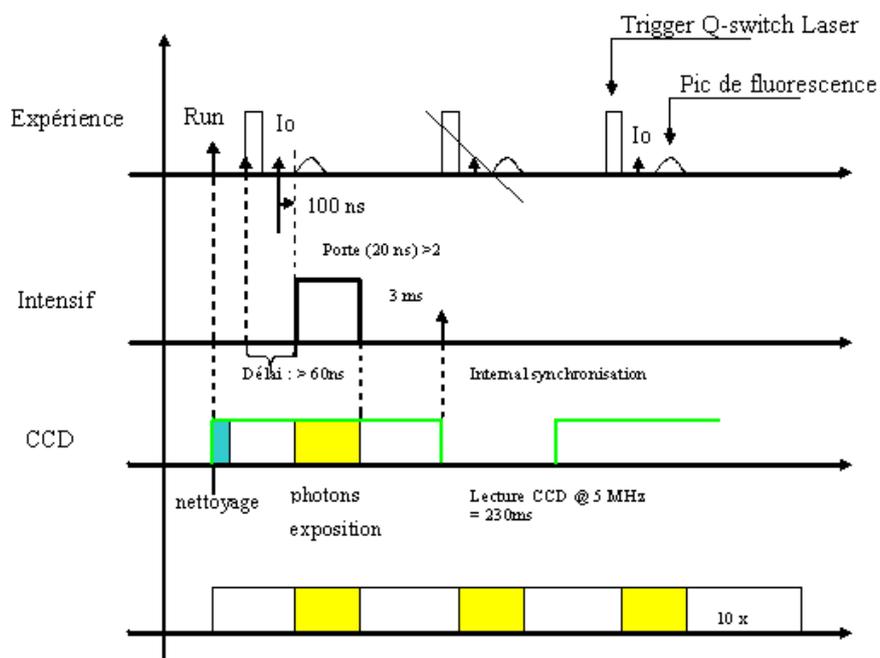


FIG. D.1 – Schéma de la synchronisation de la chaîne

Annexe E

Rôle de la taille du filtre médian sur la détection de gouttes

Comme cela a été expliqué précédemment, les yeux et le cerveau humains restent les meilleurs juges de la qualité d'un algorithme de détection de formes. C'est pour cela que l'on montre quelques images agrandies de gouttes et la détection de celles-ci à l'aide de l'algorithme développé au cours de cette thèse. Un seul paramètre varie : la taille du filtre médian appliqué sur l'image.

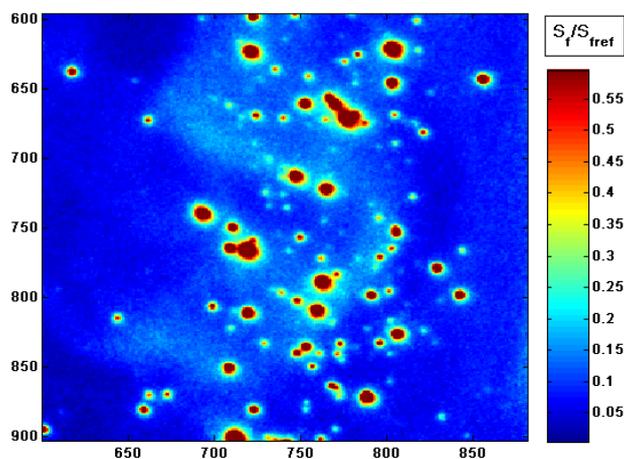


FIG. E.1 – Image de départ

L'image de départ (visible en figure E.1) est un zoom d'une image de fluorescence normalisée, choisie pour le fait que de nombreuses gouttes y sont visibles, assez proches les unes des autres. Certaines particules semblent très nettes, de part leur luminosité et leur taille, d'autres au contraire sont très proches de la vapeur.

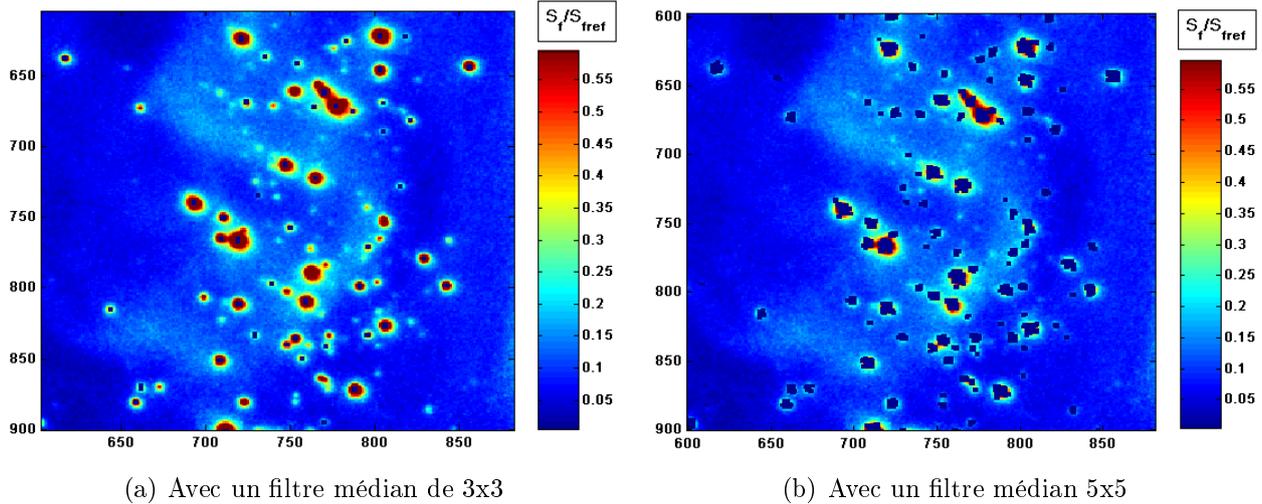


FIG. E.2 – Images des gouttes obtenues avec différents filtres : Les pixels noirs indiquent les pixels reconnus comme étant des gouttes par l’algorithme

Les deux images présentées en figure E.2 montrent les résultats obtenus avec des filtres médians de taille 3×3 et 5×5 . Ces filtres spatiaux ne coupant que les très hautes fréquences, on se rend bien compte que toutes les gouttes ne sont pas détectées par l’algorithme.

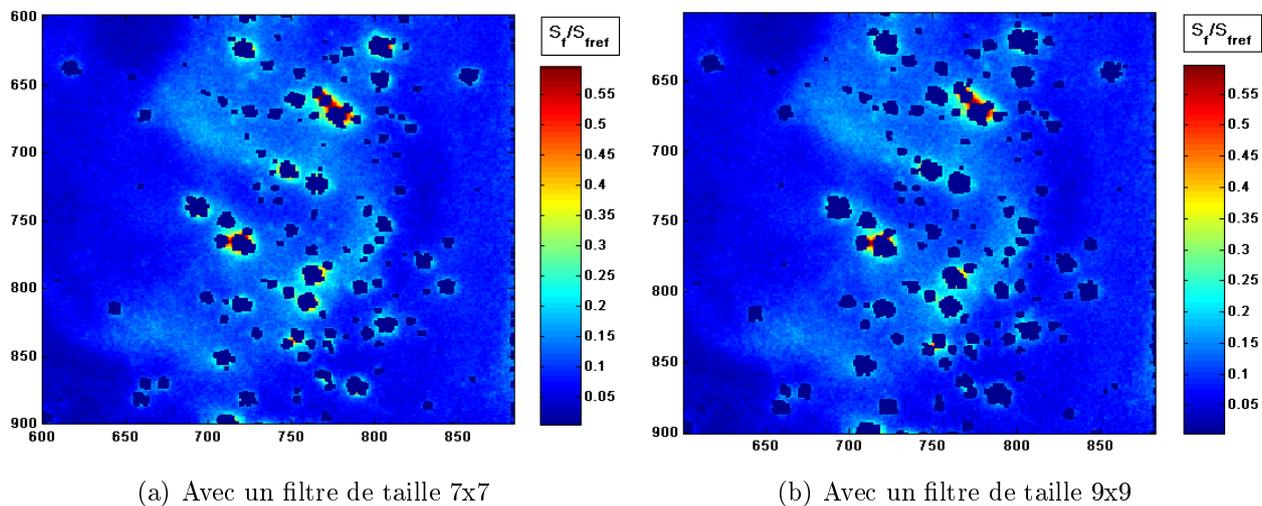


FIG. E.3 – Images des gouttes obtenues avec des filtres de taille 7×7 et 9×9 : Les pixels noirs indiquent les pixels reconnus comme étant des gouttes par l’algorithme

Les deux images présentées en figure E.2 montrent les résultats obtenus avec des filtres médians de taille 7×7 et 9×9 . Ces filtres spatiaux sont moins sélectifs, ce qui se traduit par une bien meilleure détection des gouttes et un assez bon recouvrement des halos les entourant.

En particulier avec le filtre 9×9 , toutes les gouttes repérables à l'oeil nu sont détectées. En revanche, le recouvrement des halos entourant les paquets de gouttes très lumineuses ne sont pas complètement recouverts, ce qui peut être corrigé a posteriori en utilisant une simple dilatation.

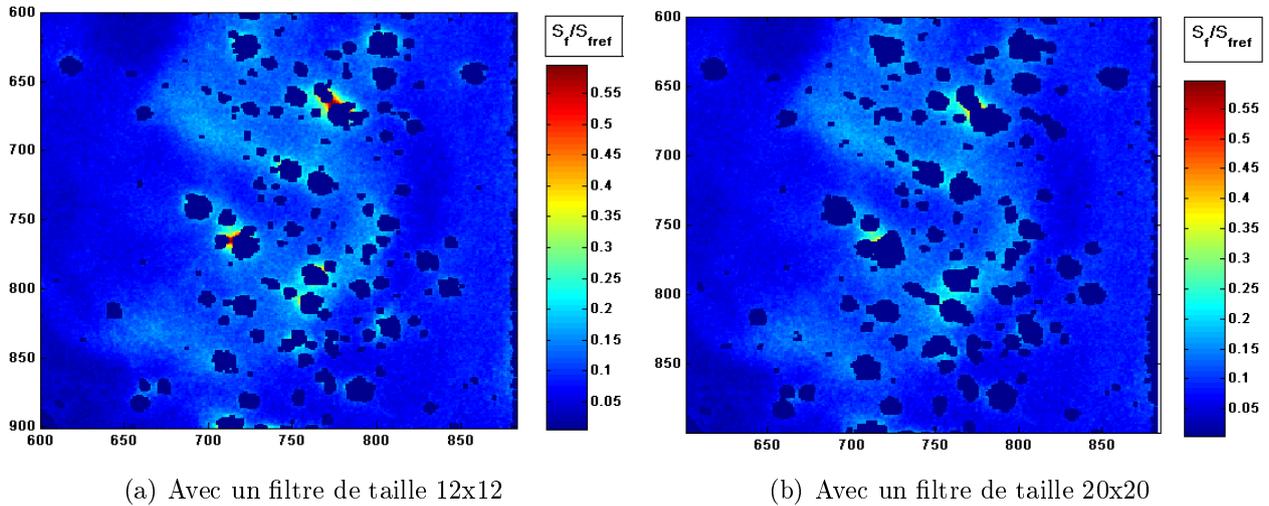


FIG. E.4 – Images des gouttes obtenues avec des filtres de taille 12×12 et 20×20 : Les pixels noirs indiquent les pixels reconnus comme étant des gouttes par l'algorithme

Les deux images présentées en figure E.2 montrent les résultats obtenus avec des filtres médians de taille 12×12 et 20×20 . On remarque que l'usage de ces filtres rend l'algorithme beaucoup plus sensible au bruit. Beaucoup de gouttes détectées semblent en effet être du bruit de par leur très faible luminosité. En revanche, les halos lumineux autour des amas de gouttes sont très bien recouverts. On notera également que l'usage de ces filtres rend le calcul beaucoup plus lent.

Les quelques images présentées précédemment permettent d'illustrer les raisons du choix d'un filtre médian de taille 9×9 pour l'algorithme de détection de gouttes.

Annexe F

Calibration des thermocouples

Les thermocouples sont les instruments de mesures de températures les plus couramment utilisés. Le principe du thermocouple repose sur l'effet Seebeck, découvert par Thomas Johann Seebeck en 1821, qui consiste en l'apparition d'une force électromotrice (f.e.m) dans un circuit ouvert, composé de deux conducteurs différents dont les jonctions sont à des températures différentes. Cette f.e.m peut-être mesurée en introduisant un voltmètre sur une des branches du circuit. A partir de la mesure de la tension du circuit et de la température d'une des bornes (appelée soudure froide) on obtient la température à l'autre borne (dite soudure chaude).

Problèmes liés à la jonction de référence Pour des mesures quantitatives, il est absolument nécessaire de connaître la température de la soudure froide. Différents cas de figure se présentent :

- Jonction de référence à $0C$: la borne de soudure froide est placée dans un milieu réfrigéré dont la température est maintenue à une valeur fixe, typiquement un mélange d'eau glacée ($T = 273 K$).
- Jonction de référence thermostatée. Il faut établir une correction ("compensation") dépendant de la température "fixe" de cette soudure froide.
- Jonction de référence à température variable. Même problème que ci-dessus mais il faut impérativement tenir compte de la variation possible de la température de la soudure froide avec le temps.
- Jonction de référence à température variable avec compensation électrique. Les variations éventuelles de la température T_{ref} de la jonction de référence sont corrigées en ajoutant (ou en retranchant) à la f.e.m. du couple la tension de sortie d'un pont de WHEATSTONE dont l'une des résistances est une résistance thermométrique.
- Décalage du zéro des appareils à lecture directe. On ajoute directement la valeur de la compensation en décalant d'autant l'échelle de mesure

Les thermocouples utilisés sont du type « avec compensation électrique ». Le thermocouple utilisé est un type K PROSENSOR, de sensibilité moyenne de $41mV/C$. Le conducteur positif est en nickel-chrome (chromel) et le conducteur négatif est en nickel-aluminium (alumel). Le

domaine d'utilisation s'étend de $-270C$ à $1270C$, pour un domaine de mesure compris entre $10C$ et $180C$. Le diamètre du thermocouple est de 1.5 mm et sa longueur de 200 mm . Un câble en PVC relie la jonction à la tête de raccordement d'une longueur de 3 m . Le temps de réponse de ce type de thermocouple est de l'ordre de 5 s et l'incertitude constructeur sur la mesure est de $2C$. Une vérification expérimentale de la précision du thermocouple a été effectuée à l'aide d'une sonde platine pour trois valeurs de température différentes à $0C$, $20C$ et $37C$. La précision du thermocouple mesurée était de $\pm 0,3C$.

Annexe G

Propriétés physiques de l'acétone

On récapitule ici quelques propriétés physiques de l'acétone sous forme gazeuse et liquide. Les données sont issues de Frackowiak [2007] :

1. Masse molaire de l'acétone : $M_{acetone} = 58,08 \text{ g/mol}$
2. Masse volumique de l'acétone liquide à température ambiante ($T = 293 \text{ K}$) : $\rho_{liquide} = 790 \text{ kg/m}^3$
3. Masse volumique de l'acétone vapeur est déterminée grâce à la loi des gaz parfaits :

$$\rho_{vapeur} = \frac{M_{acetone} \times P}{8,314 \times T}$$

avec P la pression en *Pascal*, et T la température en *Kelvin*

4. Température d'ébullition : $T_{eb} = 329,4 \text{ K}$
5. Chaleur latente de vaporisation : $L_v = 31,3 \text{ kJ/mol}$
6. Viscosité dynamique de l'acétone vapeur (en $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) :

$$\mu_{acetone} = 7,71153 \times 10^{-6} \times \frac{1 + \frac{370}{273,15}}{1 + \frac{370}{T}} \times \sqrt{\frac{T}{300}}$$

7. Viscosité dynamique de l'acétone liquide (en $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$) :

$$\mu_{liquide} = 10^{367,25 \times \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{209,68}\right)^{-3}}$$

8. Pression de vapeur saturante à $T = 293 \text{ K}$ calculée d'après la formule de Clausius-Clapeyron :

$$P_{vap \text{ sat}}(T) = P_{ref} \times \left(\frac{L_v \cdot M_{acetone}}{R} \cdot \left(\frac{1}{T_{ref}} - \frac{1}{T} \right) \right)$$

avec $P_{ref} = P_{atmosphérique} = 1 \text{ bar}$ et $T_{ref} = T_{ebullition} = 329,4 \text{ K}$

9. Chaleur spécifique molaire à pression constante de l'acétone liquide :

$$C_p \text{ liquide} = 125.5 \text{ J/(molK)}$$

pour $T = 293 \text{ K}$.

10. Chaleur spécifique molaire à pression constante de l'acétone vapeur :

$$C_p \text{ vapeur} = 75 \text{ J/(molK)}$$

11. Conductivité thermique de l'acétone liquide (en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) :

$$\lambda_{\text{acetone liquide}} = 0,2821 - 4 \times 10^{-4} \times T$$

d'après les corrélations de Frakowiak et al., en bon accord avec les données de « Techniques de l'ingénieur »

12. Conductivité thermique de l'acétone vapeur (en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) :

$$\lambda_{\text{acetone vapeur}} = 1,27 \times 10^{-2} + 6.02 \times 10^{-5} \times T - 4,34 \times 10^{-9} \times T^2$$