



# Développement de techniques optiques pour la caractérisation de brouillards de gouttes dans les foyers aéronautiques

Jonathan Brettar

► **To cite this version:**

Jonathan Brettar. Développement de techniques optiques pour la caractérisation de brouillards de gouttes dans les foyers aéronautiques. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. ISAE - Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 2015. Français. <tel-01287153>

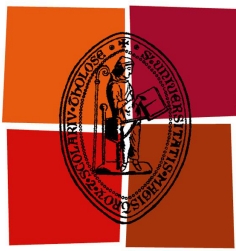
**HAL Id: tel-01287153**

**<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01287153>**

Submitted on 14 Mar 2016

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

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



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**

Délivré par : *l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

---

---

Présentée et soutenue le 17/12/2015 par :

**JONATHAN BRETTAR**

Développement de techniques optiques pour la caractérisation de  
brouillards de gouttes dans les foyers aéronautiques

---

---

LUIS LE MOYNE  
FRÉDÉRIC GRISCH  
VÉRONIQUE ROIG  
ALAIN CAYRE  
PIERRE GAJAN  
CHRISTINE LEMPEREUR

**JURY**  
ISAT  
CORIA  
IMFT  
SNECMA  
ONERA/DMAE  
ONERA/DMAE

Rapporteur  
Rapporteur  
Examinateur, Président du jury  
Examinateur  
Co-Directeur de thèse  
Co-Directeur de thèse

---

**École doctorale et spécialité :**

*MEGeP : Mécanique, Énergétique, Génie civil et Procédés*

**Unité de Recherche :**

*Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF*



# THÈSE



En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

---

---

Présentée et soutenue le 17/12/2015 par :

**JONATHAN BRETTAR**

Développement de techniques optiques pour la caractérisation de  
brouillards de gouttes dans les foyers aéronautiques

---

---

LUIS LE MOYNE  
FRÉDÉRIC GRISCH  
VÉRONIQUE ROIG  
ALAIN CAYRE  
PIERRE GAJAN  
CHRISTINE LEMPEREUR

**JURY**  
ISAT  
CORIA  
IMFT  
SNECMA  
ONERA/DMAE  
ONERA/DMAE

Rapporteur  
Rapporteur  
Examinateur, Président du jury  
Examinateur  
Co-Directeur de thèse  
Co-Directeur de thèse

---

**École doctorale et spécialité :**

*MEGeP : Mécanique, Énergétique, Génie civil et Procédés*

**Unité de Recherche :**

*Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF*



A Gabin,

*“ L’expérience et l’histoire nous enseignent que peuples et gouvernements n’ont jamais rien appris de l’histoire. ” G.W.-Hegel.*



# Remerciements

Au cours d'une thèse, la notion du temps est relative. Trois ans, c'est peu. Et pourtant, ce sont des heures interminables de travail, qui parfois sont difficiles. C'est dans ces moments que le soutien et la compagnie de son entourage est d'une grande importance. C'est pourquoi je tiens à remercier chaleureusement toutes les personnes de mon entourage aussi bien personnel que professionnel durant ces trois années passées à l'Onera Toulouse.

En premier lieu, je tiens à exprimer ma reconnaissance à Pierre Gajan et Christine Lempereur, mes directeurs de thèse, pour leur encadrement sans faille, leur expérience, leur confiance et pour m'avoir appris le métier que j'aime.

Mes remerciements vont également à Pierre Millan, directeur du Département Modèles pour l'Aérodynamique et l'Energétique de l'Onera Toulouse, pour m'avoir permis d'effectuer ces travaux de thèse dans les meilleures conditions, notamment quant à l'utilisation du banc d'essais et du matériel de mesure.

Sans financement, pas de thèse : je remercie la Région Midi-Pyrénées et l'Onera qui ont co-financé cette thèse.

Ce travail expérimental repose sur la qualité des mesures effectuées. Cette qualité n'aurait pu être atteinte sans l'aide précieuse de Virginel Bodoc, Christine Lempereur, Francis Bismes et Geoffroy Illac au cours des nombreuses campagnes d'essais.

Je remercie aussi l'ensemble des membres de mon jury de thèse pour s'être intéressé à ce travail et pour leurs remarques précieuses. Merci à Véronique Roig et Alain Cayre. Merci aussi à Luis Le Moyne et Frédéric Grisch pour avoir accepté le rôle de rapporteur et pour la pertinence de leurs commentaires.

Merci à Valérie Duplessis et Corinne Plantade pour leur aide aux nombreuses tâches administratives.

Merci à Grégoire Casalis pour son appui et son aide auprès de l'école doctorale, et un remerciement tout particulier pour nous avoir désigné Maxime et moi afin que l'on se porte « volontaire » pour organiser les JDD ! J'en garderai un très bon souvenir.

Un remerciement spécial va à l'équipe des « matinaux » : Nico, Pierrot, Berthou, Marie, Maxime (mon Dupont !) et Francis (le petit moustachu !). Merci à eux pour ces fous rires quotidiens autour d'un café qui faisaient commencer la journée avec le sourire.

Il me faut également remercier tous les doctorants du département, qui contribuent à la bonne ambiance qui caractérise le DMAE, et en particulier Maxime Itasse et Vincent Popie, mes compagnons de thèse. Nous l'aurons commencée et terminée ensemble.

Mes remerciements vont aussi à ceux qui m'ont donné l'envie d'effectuer une thèse durant mon stage de fin d'étude au Département Aérodynamique Energétique et Propulsion de l'ISAE : Valérie Ferrand qui m'a encadré avec Arthur Da Silva de l'ISAT, Raffaele Volpe avec qui j'ai eu grand plaisir à apprendre la PIV, Laurent Joly, Roger Barenès, Serge, Christiane Boyer, Philippe Mouligné, Philippe Barricau, Rémy Chanton, Marc Grellet et Patrick Morel.

Je remercie tout particulièrement mes parents, ma sœur, mon beau frère, mon pépé et ma mémé pour leur soutien moral et affectif indéfectible. C'est aussi grâce à eux et pour eux que j'ai fait cette thèse. Merci aussi à Christine et Jean-Paul.

Enfin, dans la vie aussi le temps est relatif. Trois ans c'est peu, et pourtant ce fût le début de la construction d'un foyer avec celle qui m'accompagne, désormais ma fiancée et future maman de notre premier enfant. Merci à toi ma Pauline de m'avoir supporté durant ces trois dernières années, mais pas seulement, durant les années précédentes et toutes celles à venir.

Jonathan



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Bibliographie</b>	<b>5</b>
1.1 L'atomisation . . . . .	6
1.1.1 Systèmes d'atomisation . . . . .	6
1.1.2 Définition des paramètres de l'atomisation . . . . .	10
1.2 Principes optiques . . . . .	13
1.2.1 Approche de la diffusion de la lumière par des particules sphériques . . . . .	14
1.2.2 Diffusion de la lumière selon la théorie de Lorenz-Mie . . . . .	16
1.2.3 Photoluminescence . . . . .	18
1.3 Techniques de mesures vélocimétriques . . . . .	20
1.3.1 Techniques interférométriques : Laser Doppler Anemometry . . . . .	20
1.3.2 Techniques d'imagerie . . . . .	21
1.3.3 PIV sur la phase gazeuse en présence des gouttes . . . . .	25
1.4 Techniques de mesures granulométriques . . . . .	26
1.4.1 Techniques interférométriques . . . . .	26
1.4.2 Imagerie directe . . . . .	33
1.4.3 Autres techniques . . . . .	36
1.5 Mesure de la concentration volumique et du flux volumique . . . . .	37
1.5.1 Par PDA . . . . .	38
1.5.2 Par DGV . . . . .	39
1.5.3 Par technique couplée PIV-PLIF . . . . .	39
1.5.4 Synthèse des techniques optiques . . . . .	41
1.6 Conclusion de l'étude bibliographique et objectifs de la thèse . . . . .	42
<b>2 Description des moyens d'essais</b>	<b>45</b>
2.1 Banc d'essais et contrôle des conditions opératoires . . . . .	45
2.1.1 Description du banc injecteur . . . . .	45
2.1.2 Traceurs fluorescents . . . . .	47
2.1.3 Contrôle de la concentration en fluorophore dans la phase liquide . . . . .	48
2.2 Moyens de mesure mis en œuvre . . . . .	49

2.2.1	Système PDA . . . . .	50
2.2.2	Méthodes basées sur de l'imagerie . . . . .	52
2.2.3	Montage sur le banc d'essais . . . . .	56
<b>3</b>	<b>Caractérisation vélocimétrique des deux phases par PIV</b>	<b>59</b>
3.1	Comparaison entre un algorithme basé sur la corrélation croisée et un algorithme basé sur le flot optique . . . . .	60
3.1.1	Paramétrage . . . . .	60
3.1.2	Présentation de la configuration expérimentale . . . . .	60
3.1.3	Analyse des résultats . . . . .	61
3.1.4	Étude de l'influence de la taille de la fenêtre d'analyse avec Folki . . . . .	63
3.1.5	Conclusion . . . . .	63
3.2	Mesure de vitesse de la phase liquide . . . . .	64
3.2.1	Comparaison directe PIV/PDA . . . . .	64
3.2.2	Analyse de l'origine des écarts observés . . . . .	64
3.2.3	Conclusion pour la mesure de vitesse de la phase liquide . . . . .	80
3.3	Mesure de vitesse de la phase gazeuse en présence de la phase liquide . . . . .	80
3.3.1	Principe de la mesure . . . . .	80
3.3.2	Mesures de la phase gazeuse seule . . . . .	81
3.3.3	Mesure de la phase gazeuse en présence des gouttes . . . . .	82
3.3.4	Validation de la mesure de la phase gazeuse en présence des gouttes . . . . .	83
3.3.5	Comportement de la technique pour des débits d'air supérieurs . . . . .	85
3.3.6	Conclusions et limitations . . . . .	86
<b>4</b>	<b>Caractérisation granulométrique de la phase liquide par PDS</b>	<b>87</b>
4.1	Rappel du principe de mesure . . . . .	88
4.2	Considérations opératoires et influence sur la mesure . . . . .	89
4.2.1	Influence de la concentration en fluorophore . . . . .	89
4.2.2	Dynamique pour l'acquisition d'images de fluorescence . . . . .	89
4.2.3	Influence du nombre d'images acquises . . . . .	90
4.2.4	Influence de la variation de l'angle de diffusion . . . . .	91
4.3	Diffusion de la lumière par des gouttelettes . . . . .	96
4.4	Algorithme de traitement des images . . . . .	98
4.5	Analyse qualitative . . . . .	99
4.6	Analyse quantitative . . . . .	100
<b>5</b>	<b>Caractérisation du flux volumique de la phase liquide par une technique PVF</b>	<b>107</b>
5.1	Principe de la mesure . . . . .	108
5.1.1	Obtention d'une cartographie proportionnelle à la fraction volumique à partir d'images de PLIF . . . . .	108
5.1.2	Méthode de calibration des cartographies de flux volumique . . . . .	111
5.2	Analyse des distributions de flux volumique et validation des mesures . . . . .	113

5.2.1	Allure de la cartographie spatiale . . . . .	113
5.2.2	Comparaisons détaillées entre mesures du flux volumique par PVF et par PDA . . . . .	115
5.2.3	Sources d'incertitude . . . . .	118
	<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>121</b>
	<b>Références</b>	<b>125</b>
	<b>A Phase Doppler Anemometry</b>	<b>133</b>
	<b>B Particle Image Velocimetry</b>	<b>137</b>



# Table des figures

1.1	Schématisation d'un turbomoteur : phases du cycle thermodynamique et éléments constitutifs (d'après <a href="http://www.turbomeca-support.com">www.turbomeca-support.com</a> ) . . . . .	7
1.2	Schématisation d'une chambre de combustion annulaire "classique" et d'une chambre de combustion annulaire coudée (d'après <a href="http://www.turbomeca-support.com">www.turbomeca-support.com</a> ) . . . . .	8
1.3	Schématisation des injecteurs aérodynamiques assistés par air <i>internal</i> et <i>external-mixing</i> , et des injecteurs <i>prefilming airblast</i> et <i>plain-jet airblast</i> (d'après [Lefebvre [1988]]) . . . . .	9
1.4	Différence entre flux volumique et concentration volumique. Les particules ayant traversé la surface $\Sigma$ pendant $\Delta t$ sont projetées en grisé, et contribuent donc au flux volumique (d'après [Tropea [2011.]]) . . . . .	11
1.5	Définition de l'angle de diffusion. . . . .	14
1.6	Réflexion et réfractions du premier, second et troisième ordre par une goutte sphérique. . . . .	15
1.7	Visualisation des points de gloire à la surface d'une goutte . . . . .	16
1.8	Évolution de l'intensité diffusée par une goutte d'eau dans l'air en fonction de son diamètre pour deux angles de diffusion $\theta_1 = 30^\circ$ et $\theta_2 = 90^\circ$ , et à une longueur d'onde d'éclairement de $\lambda = 532nm$ . Calcul effectué avec le logiciel MiePlot ( <a href="http://www.philiplaven.com">www.philiplaven.com</a> ) . . . . .	17
1.9	Intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion et du diamètre des gouttes en coordonnées polaires et échelle logarithmique. Gouttes : indice de réfraction réel de 1.36 et distribution monomodale dispersée centrée en $d$ , $\sigma = 10\%$ . Source lumineuse : onde plane monochromatique, non polarisée et de longueur d'onde $\lambda = 532 nm$ . (a) Diffusion de Rayleigh ( $\alpha < 1$ ) : $d = 0.1, 0.15$ et $0.2 \mu m$ . (b) Diffusion de Mie ( $\alpha > 1$ ) $d = 1, 20, 50, 100$ et $150 \mu m$ . Calcul effectué avec le logiciel MiePlot . . . . .	17
1.10	Fluorescence : (a) diagramme de Jablonski. (b) spectre d'absorption et d'émission de la rhodamine 6G. . . . .	18
1.11	Principe de la vélocimétrie laser Doppler : (a) volume de mesure et réseau de franges d'interférences, (b) bouffée Doppler . . . . .	20
1.12	Principe de la Doppler Global Velocimetry . . . . .	22

1.13	Comparaison de mesures PDA et DGV effectuées sur un spray d'injection [Lempereur and Barricau [2007]] : (a) Corrélacion diamètres/vitesses PDA à l'origine de l'écart entre les deux mesures. (b) Mise en évidence du phénomène par pondération par le carré du diamètre des gouttes. . . . .	23
1.14	Principe de la PIV tomographique par [Elsinga et al. [2006]] . . . . .	25
1.15	Distinction entre particules de zirconium et gouttelettes en provenance du brouillard par l'analyse des distributions taille/vitesse : distribution bimodale [Lecourt et al. [2014, July]] . . . . .	26
1.16	Principe de la Granulométrie Phase Doppler : (a) goutte assimilable à une micro lentille selon la théorie de l'optique géométrique. (b) Configuration géométrique. . . . .	27
1.17	Mesure du déphasage des bouffées Doppler. . . . .	28
1.18	Réponse à la non-sphéricité des gouttes [Bachalo [1980]] . . . . .	28
1.19	Origine de l'effet de trajectoire . . . . .	29
1.20	Impact de l'effet de trajectoire sur la mesure de diamètre : si la particule se présente en limite du volume de mesure ( $r > 60 \mu m$ ici), l'erreur sur le diamètre mesuré peut être importante (ici $170 \mu m$ au lieu de $130 \mu m$ ) [Bachalo [1980]] . . . . .	29
1.21	Schéma de principe de la version dual-mode PDA . . . . .	30
1.22	Configuration de la mesure IPI (exemple par [Damaschke et al. [2002]]). . . . .	31
1.23	Configuration de la mesure DIPH (exemple par [V. Palero [2007]]). . . . .	32
1.24	Arc-en-ciel du premier ordre pour une goutte de diamètre $100 \mu m$ , d'indice de réfraction 1.36, longueur d'onde du laser incident à $514.5 nm$ et polarisation à $90^\circ$ [Laurent [2008]] . . . . .	33
1.25	Exemple d'image de train de gouttes générées par un injecteur monodisperse acquises en ombroscopie. . . . .	34
1.26	Planar Droplet Sizing : principe . . . . .	35
1.27	Mise en œuvre de la technique de temps de vol avec analyse du rapport de polarisation [Schäfer and Tropea [2011]] . . . . .	37
1.28	Cartes de flux volumique par DGV : coupes transversales d'un <i>spray</i> à 6, 11 et 16 mm de l'injecteur . . . . .	39
2.1	(a) Schéma du dispositif d'injection, (b) Visualisation 3D . . . . .	46
2.2	(a) Schéma de l'alimentation en air et en liquide du dispositif d'injection, (b) Évolution de la concentration injectée en rhodamine en fonction des débits sur les voies principale et secondaire . . . . .	49
2.3	Localisation des traversées de mesure PDA . . . . .	51
2.4	Photographies du montage PDA : (a) Optique de génération, (b) Optique de collection . . . . .	51
2.5	Schéma de principe d'un tube intensificateur . . . . .	53
2.6	Efficacité quantique des intensificateurs Gen II (en rose) et Gen III (en vert) en fonction de la longueur d'onde . . . . .	53

2.7	Transmission du filtre passe-haut raie laser 532 nm . . . . .	54
2.8	Organisation de la chaîne de mesure et de traitement . . . . .	56
2.9	Photographie du montage réalisé : (a) en coupe transverse, (b) en coupe longitudinale . . . . .	57
3.1	Champ des vitesses suivant les 3 composantes de l'espace dans une coupe transversale du brouillard en $Z = 30\text{mm}$ . . . . .	61
3.2	Profils de vitesse suivant les composantes $U_z$ et $U_y$ calculés avec Davis (en bleu) et avec Folki (en vert) : (a) avec des petites ( $16^2$ et $23^2$ px <sup>2</sup> ) et (b) des grandes fenêtres d'analyse ( $64^2$ et $61^2$ px <sup>2</sup> ). Débit d'éthanol de 1.1 g/s et débit d'air de 25 g/s . . . . .	62
3.3	Profils de vitesse suivant les composantes $U_z$ et $U_y$ calculés avec Folki pour différentes tailles de fenêtres d'analyse. Débit d'éthanol de 1.1 g/s et débit d'air de 25 g/s . . . . .	63
3.4	Comparaison des profils de vitesse PDA (noir) et PIV (rouge) pour les composantes (a) $U_\theta$ et (b) $U_Z$ en coupe transverse à $Z = 20\text{ mm}$ . . . . .	64
3.5	Corrélation diamètre/vitesse pour la composante $U_\theta$ en (a) $r = -30\text{ mm}$ (pas de corrélation) et en (b) $r = -12\text{ mm}$ (corrélation négative); les lignes en pointillés représentent les vitesses moyennes arithmétique et pondérée en $d^M$ PDA, et la vitesse PIV . . . . .	66
3.6	Évolution de l'intensité en fonction du diamètre (longueur d'onde de 532 nm, indice de réfraction de 1.36, angle de diffusion de $90^\circ$ ) . . . . .	66
3.7	Comparaison entre la moyenne arithmétique et la moyenne pondérée en $d^M$ de la vitesse PDA; composante $U_\theta$ en $Z = 20\text{ mm}$ ; les lignes rouges montrent la position des diagrammes de corrélation diamètre/vitesse de la Fig. 3.5 . . . . .	67
3.8	Comparaison entre mesure PDA et PIV simulée sur des images de synthèse binarisées. Validation de la simulation (écart inférieur au pour cent) . . . . .	68
3.9	Comparaison entre moyenne PDA pondérée en $d^M$ et PIV simulée sur des images de synthèse . . . . .	68
3.10	Comparaison entre vitesse moyenne arithmétique PDA dont la contribution des petites gouttes a été enlevée ( $d_c = 10\mu\text{m}$ ) et vitesse PIV simulée . . . . .	69
3.11	Comparaison entre vitesse PIV mesurée, vitesse PIV simulée et vitesse moyenne arithmétique PDA . . . . .	70
3.12	Schéma de principe de la réponse en fréquence spatiale . . . . .	71
3.13	Réponse en fréquence spatiale obtenue avec l'algorithme FOLKI-SPIV : (a) dans EUROPIV [Champagnat et al. [2011]] et (b) avec nos images de synthèse . . . . .	72
3.14	Influence du temps intertrame sur la vitesse $U_Z$ dans le plan de mesure. Pleine résolution : $2048^2$ . Profils de vitesse PDA dans le plan et hors plan . . . . .	73
3.15	Influence de la résolution spatiale sur l'amplitude de vitesse restituée : <i>binning</i> 1x1 comparé au <i>binning</i> 2x2 . . . . .	74
3.16	(a) Vue 3D d'une PSF , (b) Zoom sur une grosse goutte dans une image . . . . .	75

3.17	Variation de l'intensité lumineuse reçue par les particules en fonction de leur déplacement hors plan . . . . .	76
3.18	Atténuation de l'amplitude de déplacement dans le plan en fonction du rapport du déplacement hors plan par l'épaisseur de la nappe laser . . . . .	77
3.19	Cartographie de l'intensité normalisée dans une coupe de la nappe laser . . . . .	77
3.20	Comparaison visuelle de la densité de particules entre une mesure en écoulement diphasique et un ensemencement aérodynamique classique . . . . .	78
3.21	Erreur RMS commise sur le déplacement en fonction de la taille de fenêtre $2\rho + 1$ . En couleurs, comparaison entre $Nd = 5.10^{-3}$ et $Nd = 20.10^{-3}$ part/px pour l'algorithme FOLKI. (Champagnat et al. [2011]) . . . . .	78
3.22	Profil de densité de particules (particules/px) calculé à partir de la concentration PDA (particules/cm <sup>3</sup> ). Comparaison spatiale avec le profil de vitesse longitudinale $U_z$ (m/s) mesuré par PDA. . . . .	79
3.23	Influence de la densité de particules sur la réponse en fréquence spatiale. Facteur d'atténuation tracé en fonction de la taille de fenêtre d'interrogation pour trois densités différentes . . . . .	80
3.24	Spectre d'absorption et d'émission fluorescente du pyrrométhène 597-8C9 . . . . .	81
3.25	Profils de vitesse $U_Z$ de la phase gazeuse seule, mesurée avec les différentes techniques énumérées ci-dessus ( $Z = 20$ mm, débit d'air de 20 g/s) . . . . .	82
3.26	Profils de vitesse $U_Z$ des deux phases en présence dans l'écoulement (débit d'air égal à 54 Nm <sup>3</sup> /h, soit 20 g/s) . . . . .	83
3.27	Vitesses PIV des deux phases comparées aux vitesses PDA calculées par classe de diamètre ( $Z = 20$ mm, débit d'air égal à 20 g/s) . . . . .	84
3.28	Profils de vitesse $U_Z$ des deux phases en présence dans l'écoulement (débit d'air égal à 35 g/s) . . . . .	85
4.1	Principe de la technique PDS . . . . .	88
4.2	Évolution de l'exposant $F$ en fonction de la concentration en rhodamine 6G . . . . .	90
4.3	Image moyenne de diffusion de Mie et profils verticaux suivant $y$ d'intensité sur les images de Mie et de LIF à $Z = 30$ mm de l'injecteur . . . . .	91
4.4	Profil vertical de transmission à la traversée du brouillard et de concentration en nombre de particules par cm <sup>3</sup> . . . . .	92
4.5	(a) Cartographie de l'angle de diffusion dans le champ de visualisation; (b) définition géométrique dans le plan $yOx$ . . . . .	93
4.6	Variation théorique de l'intensité diffusée dans la plage angulaire 80-90° (gauche) pour la distribution de taille de gouttes en $y = 25$ mm (droite) . . . . .	93
4.7	Variation de l'intensité diffusée sur la plage angulaire 80-120° . . . . .	94
4.8	Variation de l'intensité diffusée sur la plage angulaire 92-98° pour une distribution monodisperse de 20 $\mu m$ et polydisperse centrée en 20 $\mu m$ log-normale ( $\sigma = 5\%$ ) . . . . .	95
4.9	Évolution de la variation relative d'intensité par degré $v$ en fonction du diamètre des particules à un angle de diffusion de 95° . . . . .	95



4.10	Profils suivant $y$ d'intensité diffusée pour (a) le débit d'air minimal (20 g/s) et (b) le débit d'air maximal (35 g/s). Les traits fins représentent les profils d'intensité corrigés pour chaque distance $Z$ à l'injecteur . . . . .	96
4.11	Cartographie de l'exposant $M$ (ici $S$ ) dans le domaine $(n, \alpha)$ [Charalampous and Hardalupas [2011b]]. Nos conditions expérimentales sont représentées par le point rouge correspondant à $M = 1.87$ . . . . .	97
4.12	Évolution de l'intensité diffusée en fonction du diamètre pour (a) la gamme 1-1000 $\mu\text{m}$ et (b) la gamme 1-100 $\mu\text{m}$ (Angle de diffusion de 95° avec un angle d'ouverture de 2°) . . . . .	98
4.13	Image de fluorescence (gauche) et images de diffusion lorsque le débit d'air augmente (de gauche à droite : 20, 25 et 35 g/s) . . . . .	99
4.14	Cartographies du rapport LIF/MIE lorsque le débit d'air augmente (de gauche à droite : 20, 25 et 35 g/s) . . . . .	99
4.15	(a) Intensités moyennes de fluorescence et de diffusion en fonction du débit d'air avec un débit liquide constant, (b) Intensité diffusée est diamètre en fonction du nombre de gouttes à volume liquide constant . . . . .	100
4.16	Comparaison des profils $rPDA$ et $K.rPDS$ à $Z = 30$ mm pour le débit d'air le plus faible (20 g/s). L'élévation de $K.rPDS$ à la puissance $P = 1/1.27$ est en bon accord avec le profil de $d_{32}$ . . . . .	101
4.17	Table de correspondance mettant en relation le $d_{32}$ mesuré par PDA et le rapport $rPDS$ obtenu par PDS pour les trois débits d'air à $Z = 30$ mm . . . . .	102
4.18	Profils de $d_{32}$ obtenus pour les deux techniques (PDA et PDS) aux trois débits d'air à $Z = 30$ mm . . . . .	103
4.19	Profils de $d_{32}$ mesurés par PDA et PDS proche de l'injecteur ( $Z = 10$ mm) . . . . .	103
4.20	Histogrammes en deux points du brouillard, proche de l'injecteur ( $Z = 10$ mm) pour le débit d'air intermédiaire (25 g/s); $y = 0$ mm (à gauche) et $y = 30$ mm (à gauche) . . . . .	104
5.1	Schéma d'implantation de la mesure . . . . .	108
5.2	Moyenne classique de 3000 images instantanées de fluorescence à $Z = 20$ mm de l'injecteur. Un artéfact lié à l'éclairement du fond de chambre est visible dans la partie inférieure de l'écoulement . . . . .	109
5.3	Exemple d'amélioration apportée par le logiciel dans un cas critique de sur-brillance sur le fond de chambre, visible dans un plan proche de l'injecteur. Image brute (gauche) / valeur absolue de la différence (centre) / filtrage morphologique "top-hat" (droite) . . . . .	110
5.4	Image de fluorescence après traitement spécifique sur un lot de 3000 images . . . . .	111
5.5	Algorithme de la calibration du flux volumique à partir du débit liquide injecté . . . . .	112
5.6	Intégration spatiale du flux volumique pour les sections à $Z = 30, 40$ et $50$ mm . . . . .	112

5.7	Cartographies de flux volumique mesuré par PVF en (a) $Z = 30$ mm, (b) $Z = 40$ mm et (c) $Z = 50$ mm (débit d'air de 20 g/s) . . . . .	113
5.8	Cartographie de flux volumique obtenue en DGV à $Z = 26$ mm de l'injecteur dans des conditions proches des nôtres . . . . .	114
5.9	Cartographies de fraction volumique mesurée par (a) PVF et (b) PDA ; Cartographies de flux volumique mesuré par (c) PVF et (d) PDA ( $Z = 30$ mm, débit d'air de 20 g/s) . . . . .	115
5.10	Profils de fraction volumique, de vitesse $U_Z$ et de flux volumique en $Z = 30$ mm mis à la même échelle. Comparaison spatiale des pics d'amplitude . . .	116
5.11	Profils suivant $x$ et $y$ de flux volumique obtenus par PVF et par PDA en $Z = 30, 40$ et $50$ mm (débit d'air de 20 g/s) . . . . .	117
5.12	Profils de taux de validation de la mesure PDA en $Z = 30, 40$ et $50$ mm (débit d'air de 20 g/s) . . . . .	117
5.13	Profils de taux d'acquisition (en nombre de gouttes par seconde) de la mesure PDA en $Z = 30, 40$ et $50$ mm (débit d'air de 20 g/s) . . . . .	118
5.14	Histogrammes en (a) $x = 0$ mm (centre du brouillard) et (b) $x = 30$ mm (bord du brouillard) . . . . .	118
5.15	Image de fluorescence en $Z = 20$ mm : artéfact au centre de l'image . . . . .	119
A.1	Phase Doppler Anemometry : mise en œuvre. . . . .	133
A.2	Principe de la vélocimétrie laser Doppler : (a) volume de mesure et réseau de franges d'interférences, (b) bouffée Doppler . . . . .	134
A.3	Principe de la granulométrie phase Doppler : (a) goutte assimilable à une micro lentille selon la théorie de l'optique géométrique. (b) lien entre phase et diamètre des gouttelettes. . . . .	135
A.4	Mesure du déphasage des bouffées Doppler. . . . .	136
A.5	Relation phase/diamètre et sauts de phase. . . . .	136
B.1	Schéma de principe de la mesure . . . . .	137
B.2	Erreur de parallaxe si la composante de vitesse hors plan est importante avec un système PIV traditionnel. . . . .	138
B.3	Fonction de transfert de corrélation d'images . . . . .	138
B.4	Algorithme de Cross-corrélation . . . . .	140
B.5	Reconstitution de la composante stéréoscopique . . . . .	141
B.6	Principe de l'algorithme Folki et notations . . . . .	142

# Liste des tableaux

1.1	Classification des principaux systèmes d'injection . . . . .	9
1.2	Tableau récapitulatif des techniques optiques de granulométrie évoquées dans cette revue bibliographique : Avantages et limitations en vue de nos objectifs . . . . .	41
2.1	Caractéristiques des fluorophores rhodamine B et 6G et pyrrométhène . . . . .	48
3.1	Paramétrage des deux algorithmes de traitement . . . . .	61
3.2	Comparaison entre un ensemencement aérodynamique conventionnel et la phase liquide d'un écoulement diphasique . . . . .	78
4.1	Traitement d'image mis en œuvre pour la PDS . . . . .	98



# Nomenclature

## Symboles romains

$A$	absorbance
$d$	diamètre de la particule
$d_{32}$	Diamètre Moyen de Sauter
$F$	exposant de la relation entre $I_f$ et $d$
$I$	intensité transmise
$I_0$	intensité incidente
$I_f$	intensité de fluorescence
$I_s$	intensité diffusée
$L_0$	épaisseur optique du milieu
$M$	exposant de la relation entre $I_s$ et $d$
$N_d$	densité de particules
$Q_{ext}$	coefficient d'extinction
$Q_{inj}$	débit liquide injecté
$r$	axe radial perpendiculaire à $z$
$Re_d$	nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la goutte
$rPDS$	rapport des images LIF/MIE
$S_{ext}$	section efficace d'extinction
$St$	nombre de Stokes
$U_\theta$	composante suivant $\theta$ de la vitesse
$U_X$	composante suivant $x$ de la vitesse
$U_Y$	composante suivant $y$ de la vitesse
$U_Z$	composante suivant $z$ de la vitesse

## Symboles grecs

$\alpha$	angle de diffusion
$\epsilon$	coefficient d'absorption molaire
$\lambda$	longueur d'onde d'éclairement
$\mu$	viscosité dynamique
$\rho$	masse volumique
$\tau_p$	temps de réponse dynamique de la particule
$\tau_g$	échelle de temps caractéristique du gaz
$\Phi_f$	rendement quantique de fluorescence

## Acronymes

DGV	Doppler Global Velocimetry
DIPH	Digital In-Plane Holography
IPI	Interferometric Particle Imaging
LDV	Laser Doppler Velocimetry
LIF	Laser Induced Fluorescence
PDA	Phase Doppler Anemometry
PDS	Planar Droplet Sizing
PIV	Particle Image Velocimetry
PSV	Particle Tracking Velocimetry
PTV	Particle Streak Velocimetry
PVF	Planar Volume Flux

# Introduction

## CONTEXTE DE L'ÉTUDE

DANS le cadre de la conception des turbomachines aéronautiques, l'un des principaux enjeux des motoristes est de réduire la consommation de carburant et les émissions de gaz à effet de serre et de polluants, tout en améliorant le rendement propulsif des moteurs. Cet objectif a une portée aussi bien environnementale qu'économique. En effet, le cours du baril de pétrole est en constante augmentation depuis 1973 et des taxes mises en place par l'Union Européenne sont imposées aux constructeurs et compagnies aériennes sur la base de l'émission de CO<sub>2</sub> de leurs aéronefs. Concernant les nouvelles générations de chambres, l'ACARE (Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe) exige des réductions importantes de la consommation (50%) et des émissions des polluants (50% pour le CO<sub>2</sub> et 80% pour les NO<sub>x</sub>). Pour atteindre les objectifs fixés par l'ACARE, l'une des principales voies d'amélioration des turbomachines repose sur l'optimisation de la géométrie et du mode de fonctionnement des chambres de combustion. Le cas idéal pour une combustion efficace correspond à un mélange homogène du combustible et du comburant sous forme gazeuse dans les conditions stœchiométriques [LeMoyné \[a\]](#). Toutefois, afin de réduire les émissions polluantes tout en conservant un rendement de combustion élevé, il est nécessaire de réduire la température de flamme. Pour ce faire, la méthode utilisée consiste à fonctionner avec un mélange air/carburant pauvre, c'est-à-dire un mélange pour lequel la proportion de combustible est inférieure à celle correspondant à un mélange stœchiométrique. Dans nombre d'applications, comme par exemple pour les moteurs aéronautiques, le régime de combustion correspond à des flammes diphasiques turbulentes non pré-mélangées. Dans ces conditions, la distribution spatiale du mélange air/carburant gazeux est inhomogène et le bon déroulement de la combustion est particulièrement sensible à la qualité locale de ce mélange. La présence de zones trop riches peut favoriser la production de suies et engendrer la formation de NO<sub>x</sub> thermiques. En contrepartie, l'utilisation d'un régime pauvre rend difficile la phase d'allumage du moteur. Pour faciliter ce processus, il est nécessaire d'avoir un mélange hétérogène (stratifié) comprenant des zones riches en combustible à proximité de la (ou des) zone(s) de dépôt d'énergie. La combustion est amorcée dans ces régions et des mouvements fluides parti-

culiers sont créés pour transporter l'énergie de la combustion vers les zones pauvres. Les chambres de combustion aéronautiques utilisent un carburant liquide et fonctionnent dans des conditions de fortes pression et température. Le carburant est introduit à l'aide d'injecteurs permettant sa pulvérisation sous la forme d'un brouillard de gouttes. Cette phase d'atomisation est propice à l'évaporation du carburant en augmentant le rapport entre la surface de contact air/liquide et le volume liquide. Les caractéristiques du brouillard ainsi formé (taille des gouttes, vitesse des deux phases, distribution massique du carburant liquide et gazeux) ont un rôle prédominant sur les phases d'allumage et de propagation de la flamme lors du régime transitoire de mise en route du moteur et sur la qualité des processus de combustion lors des régimes de fonctionnement stationnaires. Ainsi une optimisation des injecteurs peut avoir une répercussion importante sur la performance de la chambre. L'optimisation des chambres de combustion passe généralement par l'utilisation d'outils de simulations numériques. La qualité des résultats obtenus à l'aide de ces outils dépend en partie de la précision et de la représentativité des conditions aux limites imposées. Dans le cas des chambres aéronautiques, cette condition comprend la distribution spatiale en taille, vitesse et débit de gouttes injectées à proximité des injecteurs. Dans la plupart des codes de simulation utilisés, la phase initiale d'atomisation n'est pas directement simulée et les conditions aux limites pour la phase liquide sont définies directement ou au travers de modèles, à partir de mesures réalisées sur un banc dédié à l'aval des injecteurs concernés.

## TECHNIQUES DE MESURE EN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE

Pour déterminer expérimentalement les distributions spatiales en taille, vitesse de gouttes et de gaz et débit liquide, différentes approches sont utilisées. Pour mesurer la taille des gouttes produites, ces tests utilisent, soit une méthode linéique basée sur la diffraction de la lumière par l'ensemble des particules supposées sphériques localisées le long d'un faisceau laser, soit une méthode utilisant la distribution spatiale d'un réseau d'interférences obtenu en superposant deux ondes monochromatiques issues de deux faisceaux laser cohérents incidents. La première méthode connue sous le nom de « Malvern » est rapide à mettre en œuvre et a une bonne réponse temporelle. Toutefois la distribution en taille obtenue est intégrée sur le passage du faisceau dans le brouillard, ce qui ne permet pas d'obtenir une distribution spatiale. La seconde méthode est utilisée par l'Anémogramme Phase Doppler (PDA). Elle présente l'avantage de mesurer ponctuellement la distribution en taille et en vitesse des particules traversant le volume de mesure formé par l'intersection des deux faisceaux laser incidents. Cependant, l'utilisation de cette technique ponctuelle est coûteuse en temps pour une caractérisation globale d'injecteur. La mesure de distribution de flux volumique des gouttes est plus délicate. Une technique basée sur un prélèvement des gouttes en diverses positions du brouillard à l'aide de pluviomètres est parfois utilisée. Outre l'aspect intrusif de cette technique rustique, un post-traitement manuel et délicat est nécessaire. Cette information peut être également déduite des mesures de vitesse et de taille réalisées avec un l'Anémogramme Phase Doppler. Enfin il est également difficile d'accéder à la vitesse de la phase gazeuse en présence des gouttes : la



vitesse de glissement entre phases est en général déduite de deux mesures disjointes, l'une sur l'écoulement d'air sans présence des gouttes et l'autre sur l'écoulement diphasique par PDA. Aussi l'interaction entre phases ne peut-elle être prise en compte. Pour faciliter ces mesures et améliorer la résolution spatiale, la qualité et la précision des résultats, la mise en œuvre de techniques de diagnostic optique spatialement résolues peut être judicieuse. Parmi les techniques existantes, chacune possède ses atouts et ses limitations intrinsèques. Bien que la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) soit une technique de mesure bien connue et très utilisée pour caractériser un champ de vitesse dans un écoulement monophasique, son application dans un environnement diphasique reste complexe et peu documentée. Des études, notamment celles publiées par [Zimmer et al. \[2003\]](#) et par [Husted et al. \[2009\]](#), ont mis en évidence des différences notables entre des mesures PIV et PDA obtenues dans les zones proches de l'injecteur, où la vitesse des gouttes est dépendante de leur taille. Toutefois, l'impact de ce phénomène sur la précision de la mesure reste non quantifié.

La détermination de la vitesse de glissement est primordiale pour évaluer les transferts thermiques entre le gaz et la goutte et le transfert de masse lié à l'évaporation. Cette différence de vitesse entre phases joue également un rôle prédominant dans le comportement dynamique des gouttes. Cette détermination nécessite une mesure simultanée de la vitesse des gouttes et du gaz environnant. Plusieurs approches ont été proposées dans la littérature. [Lecourt et al. \[2011, June\]](#) ont déterminé cette vitesse de glissement à partir d'une analyse des histogrammes diamètre/vitesse déduits de mesures PDA réalisées sur un brouillard de gouttes avec un ensemencement de la phase gazeuse à l'aide de particules microniques d'oxyde de zirconium. Cependant, cette approche est difficile à mettre en œuvre et nécessite un temps d'acquisition et de post traitement important. [Sepret et al. \[2010\]](#) ont utilisé une approche par PIV en ajoutant un ensemencement fluorescent à la phase gazeuse pour séparer par filtrage optique les deux phases. Cette méthode paraît judicieuse mais nécessite des études complémentaires pour une application sur un brouillard issu d'un injecteur aéronautique.

Concernant la caractérisation granulométrique de la phase liquide, [Kamimoto \[1994\]](#) a développé une méthode de mesure appelée PDS pour « Planar Droplet Sizing » consistant à calculer le rapport d'intensité entre des images de fluorescence et des images de diffusion de Mie pour obtenir des cartographies proportionnelles au Diamètre Moyen de Sauter (SMD). [Charalampous and Hardalupas \[2011a\]](#) ont montré que pour réduire les biais de mesure obtenus avec cette technique, il est nécessaire de respecter des restrictions optiques, géométriques, ainsi que sur la nature et la concentration du fluorophore utilisé. La mise en œuvre de cette méthode aux côtés de la PIV est naturelle.

Enfin, bien que l'acquisition d'images tomographiques soit couramment utilisée pour avoir une description qualitative de la distribution du liquide dans un brouillard, aucune méthode quantitative n'a été proposée jusqu'à présent.

Cette analyse rapide montre qu'il est possible de réaliser des mesures qualitatives spatialement résolues par des méthodes de diagnostic optique de champ afin d'obtenir une distribution spatiale globale de certains paramètres caractéristiques d'un brouillard de

gouttes. Toutefois, pour nombre d'entre elles, la précision de la mesure doit être démontrée. De plus, la faisabilité n'a encore jamais été abordée dans le cadre d'une mise en œuvre simultanée de ces techniques appliquée à un écoulement provenant d'une configuration réelle d'injecteur aérodynamique. Enfin, à notre connaissance, aucune méthode optique ne permet de déterminer la distribution spatiale de flux volumique de gouttes.

## OBJET DE CETTE ÉTUDE ET DÉMARCHE SUIVIE

La méconnaissance de la performance des techniques existantes et l'absence d'une méthode optique fiable pour la détermination des flux volumiques justifient ce travail de thèse qui s'inscrit dans le cadre d'un Projet de Recherche mené par l'Onera, le projet « Méthodes Optiques pour la CARactérisation des Sprays » (MOCAS). L'objectif de cette thèse est d'analyser le comportement de techniques existantes ou de développer des techniques optiques de champ permettant de caractériser de manière simultanée et quantitative la granulométrie, la vitesse et le flux volumique de la phase dispersée, ainsi que la vitesse de la phase continue dans des brouillards de gouttes obtenus à l'aval d'injecteurs aéronautiques *swirlés*. Pour chacune de ces techniques, une comparaison avec des mesures de référence et une modélisation des traitements réalisés a permis de déterminer la précision de la mesure et d'expliquer les biais de mesure observés. Après une analyse bibliographique des travaux existants, ce mémoire présente les moyens mis en œuvre avant d'exposer les travaux et les analyses réalisés. Cette partie comprend trois chapitres chacun décrivant une technique spécifique. Le premier chapitre est consacré à l'application de la PIV sur un écoulement diphasique. D'une part, l'accent est porté sur l'interprétation des écarts entre les vitesses mesurées par PIV et PDA sur la phase liquide. D'autre part, on s'intéresse à la mise en œuvre d'une mesure conjointe de la vitesse des deux phases par PIV. La validation de la mesure de vitesse de la phase gazeuse en présence des gouttes constitue le point fort de cette étude. Le second chapitre est dédié à l'optimisation de la technique de mesure granulométrique par *Planar Droplet Sizing* (PDS). Une optimisation des conditions de prise de vue est proposée ainsi qu'une méthode d'étalonnage pour remonter à des cartographies absolues de Diamètre Moyen de Sauter (SMD). Enfin, le dernier chapitre aborde le développement d'une méthodologie de mesure d'un champ de flux volumique de gouttes, combinant les mesures de vitesse de la phase liquide obtenues par PIV et les mesures de volume liquide obtenues par Fluorescence Induite par Laser (LIF). A la fin de ce mémoire, une analyse critique des résultats permet de conclure sur les travaux réalisés et de proposer des perspectives pour les futures activités métrologiques.

# Bibliographie

## Sommaire

---

<b>1.1 L'atomisation</b> . . . . .	<b>6</b>
1.1.1 Systèmes d'atomisation . . . . .	6
1.1.2 Définition des paramètres de l'atomisation . . . . .	10
<b>1.2 Principes optiques</b> . . . . .	<b>13</b>
1.2.1 Approche de la diffusion de la lumière par des particules sphériques . . . . .	14
1.2.2 Diffusion de la lumière selon la théorie de Lorenz-Mie . . . . .	16
1.2.3 Photoluminescence . . . . .	18
<b>1.3 Techniques de mesures vélocimétriques</b> . . . . .	<b>20</b>
1.3.1 Techniques interférométriques : Laser Doppler Anemometry . . . . .	20
1.3.2 Techniques d'imagerie . . . . .	21
1.3.3 PIV sur la phase gazeuse en présence des gouttes . . . . .	25
<b>1.4 Techniques de mesures granulométriques</b> . . . . .	<b>26</b>
1.4.1 Techniques interférométriques . . . . .	26
1.4.2 Imagerie directe . . . . .	33
1.4.3 Autres techniques . . . . .	36
<b>1.5 Mesure de la concentration volumique et du flux volumique</b> . . . . .	<b>37</b>
1.5.1 Par PDA . . . . .	38
1.5.2 Par DGV . . . . .	39
1.5.3 Par technique couplée PIV-PLIF . . . . .	39
1.5.4 Synthèse des techniques optiques . . . . .	41
<b>1.6 Conclusion de l'étude bibliographique et objectifs de la thèse</b> . . . . .	<b>42</b>

---

L'OBJECTIF de cette thèse étant de développer, de mettre en œuvre et de valider différentes techniques expérimentales permettant de caractériser un brouillard de gouttes à l'aval d'injecteurs aéronautiques, cette partie aura pour objet de rappeler les paramètres pertinents décrivant ces brouillards et de faire, à partir de résultats publiés dans la littérature, une analyse critique des méthodes pouvant être appliquées à notre configuration. Dans un premier temps seront donc rappelés le fonctionnement des systèmes d'injection assurant l'atomisation d'un carburant et les paramètres permettant de juger de la qua-

lité de l'atomisation. Ensuite, les principales techniques de mesure vélocimétriques seront étudiées en fonction de leurs avantages et limitations. Dans une troisième partie, les techniques de mesure granulométriques seront analysées en tenant compte notamment des possibilités de couplage avec les techniques vélocimétriques. Enfin, les possibilités de mesure de la fraction volumique et du flux volumique seront exposées en dernière partie de ce chapitre.

## 1.1 L'atomisation

### 1.1.1 Systèmes d'atomisation

#### 1.1.1.1 Turbomachines

Une turbomachine est une machine aérobie à flux continu, dont le but est de convertir une énergie chimique apportée par un mélange carburant/comburant en une énergie propulsive. Cette énergie est cinétique lorsque la turbomachine fournit une force de poussée dans le cas d'un propulseur à réaction directe (ex : turboréacteur). Elle est mécanique lorsque la turbomachine fournit un travail mécanique dans le cas d'une réaction indirecte (ex : turbopropulseur, turbomoteur). Quel que soit le type de propulsion, le cycle thermodynamique des turbomachines peut être décrit suivant trois étapes : compression des gaz frais, combustion du mélange après un apport d'énergie chimique, puis détente des gaz brûlés. Ce processus permet d'augmenter la quantité de mouvement des gaz pendant la traversée du moteur. Il est réalisé par les cinq éléments suivants :

- une entrée d'air, assurant l'admission des gaz frais au sein du moteur ;
- un compresseur, permettant l'augmentation en pression optimale pour la combustion ;
- une chambre de combustion, au sein de laquelle est réalisée le mélange carburant/comburant et où se produisent les réactions exothermiques de combustion ;
- une turbine, assurant une partie de la détente des gaz brûlés en convertissant l'énergie cinétique des gaz brûlés en énergie mécanique, permettant l'entraînement du compresseur et, dans le cas d'un turbomoteur, du récepteur ;
- un échappement, ou tuyère de sortie, achevant la détente des gaz.

La Fig.1.1 illustre ces étapes pour un exemple de turbomoteur.

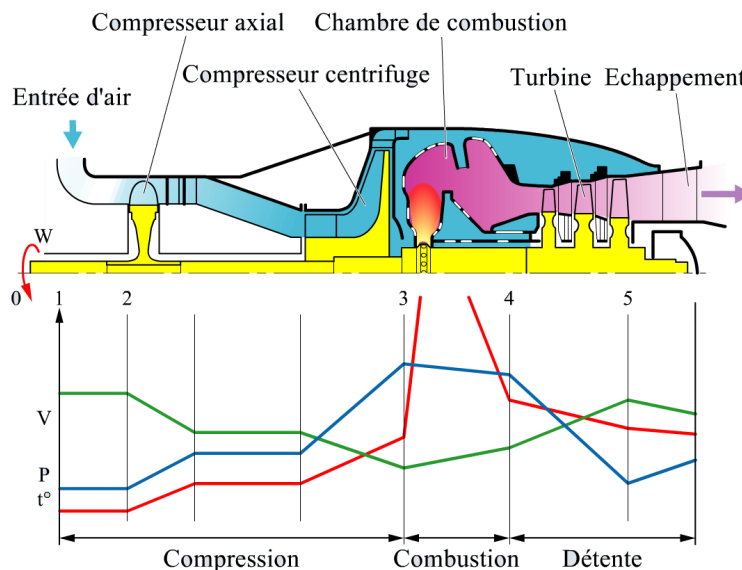


FIGURE 1.1 – Schématisation d'un turbomoteur : phases du cycle thermodynamique et éléments constitutifs (d'après [www.turbomeca-support.com](http://www.turbomeca-support.com))

### 1.1.1.2 Chambres de combustion

La chambre de combustion est à la fois le lieu de la préparation du mélange et de sa combustion continue. Elle doit assurer une bonne stabilité de la flamme, le fonctionnement dans une large plage de débits, la possibilité d'allumage et de ré-allumage et le fonctionnement en altitude tout en supportant de très fortes contraintes thermiques. De manière générale, on peut distinguer deux zones de fonctionnement dans une chambre de combustion :

- La zone primaire, dans laquelle l'air est admis de façon à obtenir un mélange permettant une bonne combustion. C'est dans cette partie que le carburant est injecté. Étant donné que la vitesse d'écoulement y est souvent supérieure à la vitesse de propagation du front de flamme, des zones riches et de re-circulation sont créées afin de maintenir la flamme (on dit alors que la flamme est accrochée) ;
- La zone secondaire, où les gaz issus de la zone primaire sont dilués afin de diminuer leur température avant d'être admis dans la turbine. Cette dilution s'opère par l'adjonction d'un débit d'air secondaire, qui permet d'obtenir une bonne répartition de température et un refroidissement des parois.

Il existe différents types de chambres de combustion, le plus souvent de forme annulaire dans le cas de turbomachines aéronautiques. Ces dernières peuvent être classées en deux familles principales en fonction de l'encombrement et de l'application :

- les chambres annulaires "classiques", où l'écoulement d'air est dit direct, avec une pulvérisation de carburant s'effectuant par des injecteurs répartis autour de la chambre et disposés axialement ;
- les chambres à écoulement inversé, qui sont coudées de façon à inverser l'écoulement d'air.

Les chambres annulaires "classiques" sont bien adaptées aux turboréacteurs, mais elles impliquent une assez grande longueur. Les chambres à écoulement inversé permettent de réduire l'encombrement et d'améliorer l'accès aux injecteurs pour la maintenance. Cependant l'injection peut être plus difficile avec des pressions élevées. Cette dernière configuration est toutefois largement utilisée dans les turbomoteurs car sa compacité est un paramètre clé pour les applications de type hélicoptère.

La qualité de la combustion dépend en partie de la géométrie de la chambre, mais principalement de la qualité de l'injection du carburant. La section suivante est donc consacrée aux différentes technologies permettant de générer un écoulement dispersé.

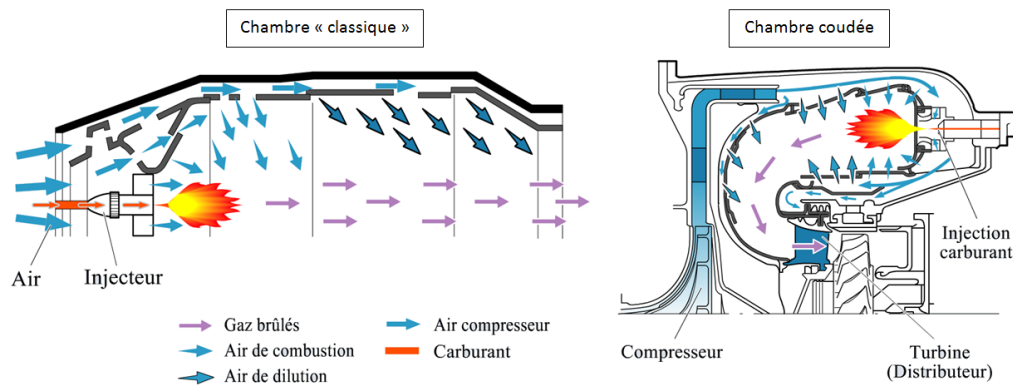


FIGURE 1.2 – Schématisation d'une chambre de combustion annulaire "classique" et d'une chambre de combustion annulaire coudée (d'après [www.turbomeca-support.com](http://www.turbomeca-support.com))

### 1.1.1.3 Systèmes d'injection

Le carburant doit être admis dans la chambre de combustion de façon à obtenir une homogénéisation rapide du mélange. L'injection de carburant conditionne donc le fonctionnement et la stabilité de la combustion.

La fonction primaire d'un injecteur est de transformer un volume liquide en un brouillard de gouttes dans une atmosphère gazeuse afin d'augmenter la surface d'échange entre le liquide injecté et le gaz. Dans le cadre d'une machine thermique, ce procédé permet d'accélérer l'évaporation du carburant pour la combustion. Dans la plupart des systèmes de combustion, moteurs aéronautiques compris, la réduction de la taille des gouttelettes de carburant mène à des taux de dégagement de chaleur plus importants, impliquant une diminution des émissions de polluants. Le processus de pulvérisation peut être décrit en deux phases :

- atomisation primaire : le système d'injection génère une nappe liquide ou un jet, qui va se déstabiliser pour former des ligaments et des gouttes de grande taille ;
- atomisation secondaire : les grosses structures formées sont pulvérisées en gouttelettes de petite dimension.

Une grande variété de moyens permettent de générer des brouillards d'injection, mais ils s'appuient tous sur le même principe : une grande vitesse relative est produite entre le

liquide à atomiser et le gaz environnant. Certains injecteurs le permettent en injectant le liquide avec une grande vitesse dans une enceinte au repos ou un écoulement à faible vitesse. C'est le cas des injecteurs à pression, notamment utilisés dans l'automobile, ou des injecteurs rotatifs, qui éjectent le liquide à la périphérie d'un disque tournant à haute vitesse, et qui sont généralement employés dans des turbomoteurs. Une seconde approche consiste à exposer le liquide relativement lent à un écoulement d'air à haute vitesse. Cette dernière méthode peut s'appliquer naturellement au cas des turbomachines car les injecteurs y disposent d'un apport d'air à haute vitesse en provenance du compresseur. Ils permettent une plus large plage de fonctionnement en assurant une atomisation de qualité, même à faible débit liquide.

TABLE 1.1 – Classification des principaux systèmes d'injection

Type d'injecteur	Vitesse liquide	Vitesse gaz	Application
Injecteurs à pression	↗	↘	Moteurs alternatifs
Injecteurs rotatifs	↗	↘	Turbomachines
Injecteurs assistés par air	↘	↗	Turbomachines
Injecteurs airblast	↘	↗	Turbomachines

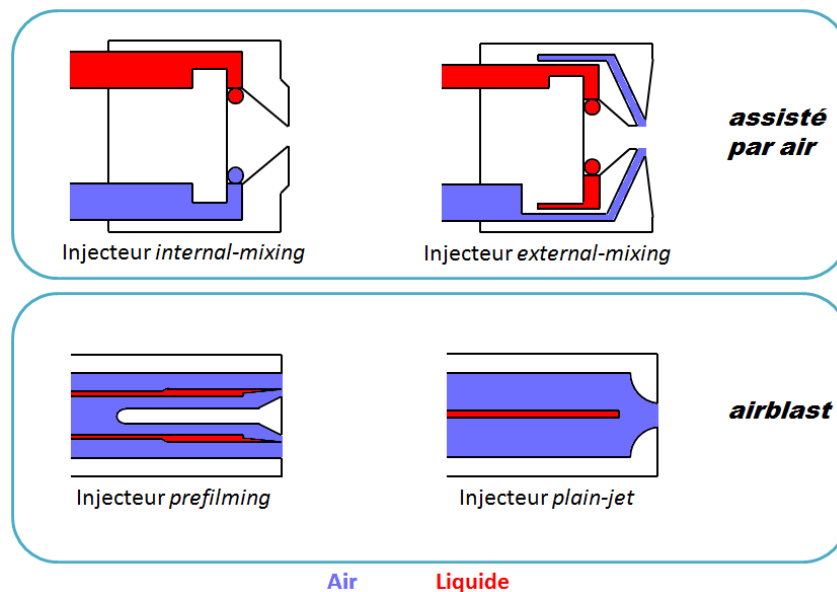


FIGURE 1.3 – Schématisation des injecteurs aérodynamiques assistés par air *internal* et *external-mixing*, et des injecteurs *prefilming* *airblast* et *plain-jet* *airblast* (d'après [Lefebvre [1988]])

Dans cette seconde famille d'injecteurs, on peut, sans en dresser une liste exhaustive, distinguer plusieurs catégories de systèmes d'injection. Les injecteurs assistés par air injectent une faible quantité d'air à très haute vitesse afin d'améliorer le cisaillement aérodynamique entre le liquide et l'air. Ils ont un fonctionnement différent selon que l'apport

en air se fait à l'intérieur (*internal-mixing*) ou à l'extérieur (*external-mixing*) de l'injecteur (Fig.1.3).

Une seconde catégorie est formée par les injecteurs de type *airblast*. En principe, le mode de fonctionnement est identique mais la quantité d'air employée est plus importante et sa vitesse limitée à une valeur maximale d'environ 120 m/s. Cet air n'est pas gaspillé puisqu'après l'atomisation, il rentre en jeu dans l'équation de combustion.

## 1.1.2 Définition des paramètres de l'atomisation

Nous définissons ici les paramètres que nous cherchons à mesurer et qui caractérisent un écoulement diphasique de type dispersé. Les principes physiques de ces écoulements sont aussi rappelés.

### Densité et fraction volumique :

La phase continue ou phase porteuse est la phase majoritaire d'un écoulement diphasique. Par opposition, la phase minoritaire est appelée phase dispersée ou phase portée. Dans le cas d'un brouillard de gouttes, la phase continue est donc le gaz et la phase dispersée le liquide.

La concentration volumique, ou fraction volumique, de la phase dispersée est le volume occupé par cette phase par unité de volume  $V$  à un instant  $t$  donné :

$$\alpha_d = \frac{\sum_i N_i V_{d,i}}{V} \quad (1.1)$$

La fraction volumique de la phase continue est :

$$\alpha_c = 1 - \alpha_d \quad (1.2)$$

Où  $V_{d,i} = \frac{\pi}{6} D_{d,i}^3$ ,  $N_i$  est le nombre de particules de la classe  $i$  ayant un volume  $V_{d,i}$  et  $D_{d,i}$  est le diamètre équivalent de la particule.

Il en découle les concentrations massiques de chaque phase. On utilise ici la notation  $\rho^b$  (de l'anglais *bulk density*) pour désigner la concentration massique, et  $\rho$  pour désigner la masse volumique de la phase considérée.

$$\rho_d^b = \alpha_d \times \rho_d \quad (1.3)$$

$$\rho_c^b = (1 - \alpha_d) \times \rho_c \quad (1.4)$$

La densité du mélange est alors  $\rho_m = \rho_c^b + \rho_d^b$

On définit le flux volumique  $\dot{Q}_d$  comme étant le volume de toutes les particules de la phase dispersée ayant traversé une unité de surface par unité de temps :



$$\dot{Q}_d = \int_{\Sigma} \vec{v}_{d,i} \cdot \vec{n} \cdot d\sigma \quad (1.5)$$

avec  $\Sigma$  l'unité de surface et  $\vec{n}$  le vecteur normal à cette surface. Le flux volumique n'est équivalent à la concentration volumique que si toutes les particules présentes dans le volume de mesure ont la même vitesse, ce qui n'est pas toujours le cas en pratique. En effet, si les particules les plus grosses sont aussi les plus rapides, celles-ci vont contribuer plus largement au flux volumique qu'à la concentration volumique. La différence entre flux volumique et concentration volumique est illustrée en Fig.1.4.

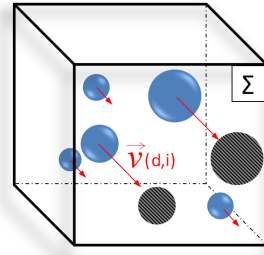


FIGURE 1.4 – Différence entre flux volumique et concentration volumique. Les particules ayant traversé la surface  $\Sigma$  pendant  $\Delta t$  sont projetées en grisé, et contribuent donc au flux volumique (d'après [Tropea [2011.]])

#### Vitesse de glissement :

Dans un écoulement diphasique, la phase dispersée n'a pas toujours la même vitesse que la phase continue. Cette différence de vitesse ( $u - v$ ) est appelée vitesse de glissement et conditionne les transferts de masse et de chaleur entre les deux phases. Il est donc nécessaire de pouvoir mesurer simultanément la vitesse de chacune des deux phases.

#### Temps de réponse :

Il est nécessaire ici de définir le temps de réponse dynamique d'une goutte par rapport à la phase gazeuse. En effet, les gouttes ne se déplacent pas toujours à la même vitesse que le gaz. Elles sont entraînées plus ou moins bien selon leur masse et selon la nature de l'écoulement d'air (qui peut être *swirlé* par exemple). On écrit alors l'équation de mouvement d'une goutte :

$$m \frac{dv}{dt} = \frac{1}{2} C_d \frac{\pi D^2}{4} \rho_c (u - v) |u - v| \quad (1.6)$$

où  $m$  est la masse de la goutte,  $C_d$  son coefficient de traînée aérodynamique,  $D$  son diamètre,  $v$  sa vitesse et  $\rho_c$  est la masse volumique de la phase continue,  $u$  sa vitesse.

Le nombre de Reynolds associé à la phase dispersée est  $Re_d = \frac{\rho_c D |u - v|}{\mu_c}$ .

Puis en divisant l'équation 1.6 par la masse de la goutte  $m = \frac{\pi}{6} D^3 \rho_d$ , on obtient :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{18 \mu_c C_d Re_d}{\rho_d D^2 24} (u - v) \quad (1.7)$$

Pour de faibles nombres de Reynolds (écoulements de Stokes), le terme  $\frac{C_d \cdot Re_d}{24}$  est proche de 1.

On définit aussi le temps de réponse dynamique de la particule  $\tau_p = \frac{\rho_d D^2}{18\mu_c}$ , d'où :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{\tau_p}(u - v) \quad (1.8)$$

Dans le cas d'une vitesse de gaz  $u$  constante et une vitesse initiale de la particule nulle, la solution de cette équation s'écrit :

$$v = u \left( 1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_p}\right) \right) \quad (1.9)$$

Le temps de réponse dynamique  $\tau_p$  correspond au temps requis pour que la goutte passe du repos à 63 % de la vitesse de la phase continue.

Il est alors possible de définir le nombre de Stokes, permettant d'estimer le comportement des gouttes vis-à-vis de la phase porteuse, c'est à dire leur capacité à suivre le mouvement de la phase porteuse. Ce nombre sans dimension compare le temps de réponse des particules  $\tau_p$  à une échelle de temps adéquate de l'écoulement  $\tau_g$  [Melling [1997]].

$$St_v = \frac{\tau_p}{\tau_g} \quad (1.10)$$

L'échelle de temps du gaz dépend de la dimension spatiale que l'on souhaite considérer. Elle peut être :

- soit représentative du transport de l'air entre deux points de l'écoulement,
- soit définie à partir de la principale instabilité observée de l'écoulement.

Un nombre de Stokes très petit devant 1 correspond à un temps de réponse des particules très faible, signifiant que les particules suivent parfaitement les variations temporelles de vitesse du fluide porteur et donc que la vitesse des particules est très voisine de celle de la phase continue. A l'inverse, un nombre de Stokes très grand devant 1 induit que les particules sont très peu influencées par la phase continue. Enfin, un nombre de Stokes proche de 1 signifie que les particules suivent les fluctuations de vitesse imposées par le gaz avec un temps de retard et une amplitude plus faible. L'inertie agit comme un filtre fréquentiel [Lavergne [2008]].

### **Diamètres moyens :**

Les brouillards créés par les injecteurs ont une distribution de diamètre de gouttes très large. Les statistiques des populations de gouttes permettent de caractériser ces sprays selon les paramètres utiles à la formation du mélange.

Selon les phénomènes physiques auxquels s'intéresse l'application on définit différents types de diamètres moyens ( $d_{mn}$ ), de formule générique :

$$(d_{mn})^{m-n} = \frac{\sum d^m}{\sum d^n} \quad (1.11)$$

où  $d$  est le diamètre d'une particule.

**1. Diamètre arithmétique :  $d_{10}$**

Il caractérise la moyenne arithmétique des diamètres des gouttes.

**2. Diamètre moyen de surface :  $d_{20}$**

Il caractérise les gouttes selon leur surface représentative, utile pour les phénomènes de transfert.

**3. Diamètre moyen de volume :  $d_{30}$**

Il caractérise les gouttes selon leur volume représentatif, utile pour quantifier l'inertie moyenne de la masse liquide.

Pour les mécanismes où interviennent des phénomènes de flux surfaciques et des phénomènes inertiels, on utilise le  $d_{32}$  aussi appelé Diamètre Moyen de Sauter (SMD) :

$$SMD = (d_{32}) = \frac{\sum d^3}{\sum d^2} \quad (1.12)$$

Pour un même volume liquide, une diminution du SMD va augmenter le taux d'évaporation et donc diminuer la durée de vie des gouttes, assurant un mélange efficace. A l'inverse, une augmentation du SMD est synonyme d'une durée de vie plus longue qui peut induire une combustion incomplète, voire des dépôts liquides sur les parois [LeMoyné [b]].

## 1.2 Principes optiques

Les techniques de mesure optique s'articulent toutes autour de trois éléments intrinsèques : éclairage, traceurs de l'écoulement (particules solides d'ensemencement ou gouttes constituant des traceurs naturels) et éléments de collection optiques. Afin de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu, il faut rappeler les deux principes majeurs de restitution de la lumière par les traceurs : la diffusion et la photoluminescence. Pour la diffusion, la théorie de Lorenz-Mie fournit une solution analytique rigoureuse de l'intensité diffusée par une particule sphérique homogène, de taille et d'indice de réfraction quelconque. Cette théorie est donc explicitée dans la suite. Dans un premier temps est présentée une description générale des mécanismes de la diffusion de la lumière par des particules sphériques.

### 1.2.1 Approche de la diffusion de la lumière par des particules sphériques

La majorité des rayons lumineux qui atteignent nos yeux ou les éléments de collection optique, le font indirectement du fait de l'interaction des photons incidents avec de la matière (atomes, molécules ou particules). Lorsque la lumière intercepte un *spray*, son intensité diminue : on parle alors d'extinction [van de Hulst [1957]]. Ce phénomène résulte de l'absorption et de la diffusion. L'absorption correspond à la transformation du rayonnement en d'autres formes d'énergie (chaleur, réactions chimiques,...). La diffusion résulte quant à elle d'un changement de direction de la lumière incidente. L'intensité diffusée varie en fonction de l'angle de diffusion, angle entre le vecteur de collection optique et le vecteur émission du faisceau laser (Fig.1.5).

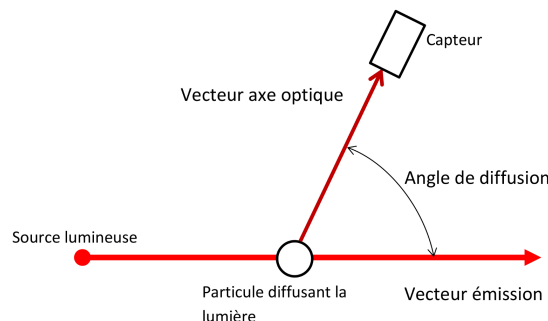


FIGURE 1.5 – Définition de l'angle de diffusion.

Pour des particules sphériques plus grandes que la longueur d'onde de la lumière incidente, il est possible d'approximer la diffusion de la lumière par l'interférence des rayons diffractés, réfractés et réfléchis. Les rayons quittant la particule sont nommés, suivant la classification de [van de Hulst [1957]] :

N (ordre)	Diffusion
0	Diffraction + Réflexion totale
1	Réfraction du premier ordre
2	Réfraction du second ordre      Arc-en-ciel du premier ordre
3	Réfraction du troisième ordre      Arc-en-ciel du second ordre

- La lumière diffractée ( $N=0$ ) comporte un pic intense en diffusion avant et décroît très rapidement avec l'angle de diffusion. Cependant, dans la plupart des techniques évoquées ici, l'angle de diffusion varie entre  $30^\circ$  et  $150^\circ$ . Dans cette plage, l'intensité de la lumière diffractée est négligeable par rapport à la réflexion et à la réfraction.

- La réflexion peut avoir lieu à tous les angles de diffusion.

- La réfraction du premier ordre ( $N=1$ ) correspond aux rayons qui ont traversé la goutte sans subir de réflexions internes. Elle domine généralement en diffusion avant entre  $10^\circ$  et  $90^\circ$ .

- La réfraction du second ordre ( $N=2$ ) correspond à une réflexion interne dans la goutte et

s'observe en rétrodiffusion. Il existe deux modes de diffusion pour cet ordre qui conduisent à des figures d'interférence analysées dans la technique arc-en-ciel (voir Fig. 1.6)(voir section 1.4.1).

- La réfraction du troisième ordre ( $N=3$ ) résulte d'une réflexion interne supplémentaire et donne lieu également à un arc-en-ciel, mais d'intensité moindre que le précédent. Entre ces deux arcs-en-ciel, la réflexion prédomine.
- Les réfractions d'ordre supérieur à trois ont une intensité généralement négligeable.

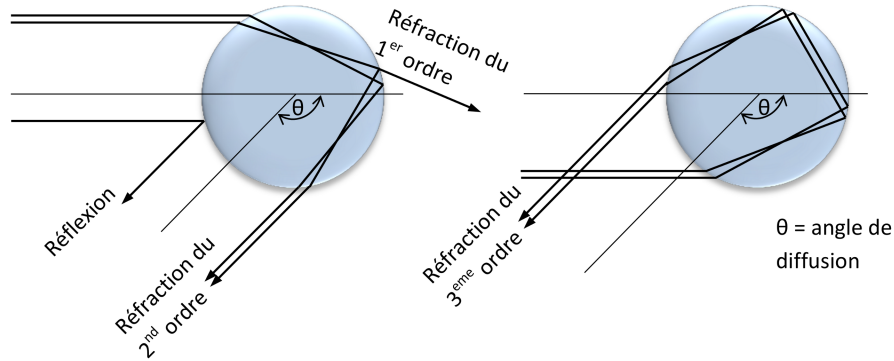


FIGURE 1.6 – Réflexion et réfractions du premier, second et troisième ordre par une goutte sphérique.

L'indice de réfraction complexe d'un milieu caractérise la manière dont la lumière s'y propage. La partie réelle, celle que l'on utilise généralement dans l'hypothèse de milieux parfaitement transparents, représente le rapport de la vitesse de la lumière dans le vide à la vitesse de la lumière dans ce milieu. Elle permet de calculer la trajectoire des rayons réfractés avec la loi de Snell-Descartes. La partie imaginaire représente l'absorption de la lumière dans le milieu. L'indice de réfraction d'un milieu dépend de la longueur d'onde incidente, de la composition et de la température.

Les points de gloire sont les points brillants que l'on peut voir à la surface d'une goutte éclairée par un faisceau suffisamment large. Ils correspondent aux points de sortie de tous les rayons réfléchis ou réfractés dans la direction de l'observateur. La détection de ces points lumineux peut permettre de déterminer le diamètre des particules [Damaschke et al. [2002]](Fig. 1.7).

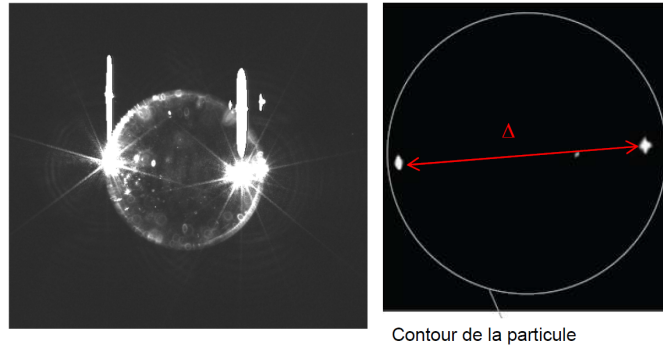


FIGURE 1.7 – Visualisation des points de gloire à la surface d'une goutte

### 1.2.2 Diffusion de la lumière selon la théorie de Lorenz-Mie

Gustav Mie publie dans les annales de physique en 1908 [Mie [1908]] une solution particulière des équations de Maxwell en coordonnées sphériques décrivant la diffusion de la lumière par des particules sphériques et homogènes. Cette solution, appelée théorie de Lorenz-Mie en référence à ses contributeurs, est valable pour une onde plane monochromatique. Elle a ensuite été reformulée par Debye en 1909 [Debye [1909]] afin de prendre en compte chaque mode de diffusion : diffraction, réflexion, réfraction et réflexions internes. L'équation d'onde est résolue en coordonnées sphériques avec une méthode de séparation des variables. Le champ électromagnétique est décrit par les équations de Maxwell avec les conditions aux limites suivantes : continuité des composantes tangentielles des champs à la surface des particules, existence d'un champ électromagnétique fini au centre de la sphère et nature sphérique de l'onde diffusée à l'infini avec une décroissance en  $1/r$ . La particule non magnétique est définie par son indice de réfraction complexe et son rayon, et l'onde plane incidente par sa longueur d'onde.

Plus récemment, cette théorie a été généralisée pour une onde incidente arbitraire, permettant de prendre en compte de forts gradients d'éclairage et la forme gaussienne des faisceaux laser. On parle alors de la théorie de Lorenz-Mie généralisée (TLMG) [Gouesbet et al. [1988]].

Le paramètre de Mie  $\alpha$  (voir équation 1.13) aide à définir trois plages. Pour  $\alpha < 1$ , l'approximation de l'intensité diffusée répond aux lois de la diffusion de Rayleigh. Pour  $\alpha > 90$ , cette intensité peut être approximée de façon classique par l'optique géométrique (Fig. 1.8).

$$\alpha = \frac{D\pi}{\lambda} \quad (1.13)$$

Dans les deux cas extrêmes, l'intensité diffusée est monotone en fonction du diamètre de la particule pour une longueur d'onde donnée. Dans la plage intermédiaire où les diamètres sont d'un ordre de grandeur comparable à la longueur d'onde d'excitation, l'évolution présente des modulations d'amplitude caractéristiques des contributions et des interférences des différents modes de diffusion. Pour une longueur d'onde de  $532 \text{ nm}$ , la plage de dia-

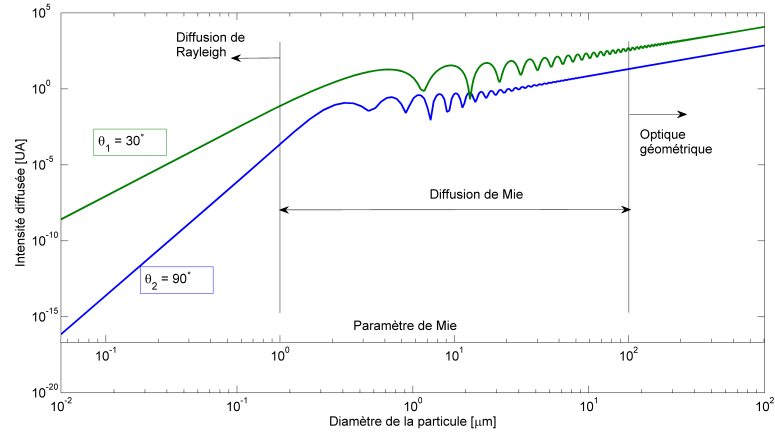


FIGURE 1.8 – Évolution de l'intensité diffusée par une goutte d'eau dans l'air en fonction de son diamètre pour deux angles de diffusion  $\theta_1 = 30^\circ$  et  $\theta_2 = 90^\circ$ , et à une longueur d'onde d'éclairage de  $\lambda = 532\text{nm}$ . Calcul effectué avec le logiciel MiePlot ([www.philiplaven.com](http://www.philiplaven.com))

mètres concernés s'étend de  $0.2 \mu\text{m}$  à  $15 \mu\text{m}$  environ.

En coordonnées polaires, on visualise mieux l'influence du diamètre des gouttes sur l'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion (Fig. 1.9).

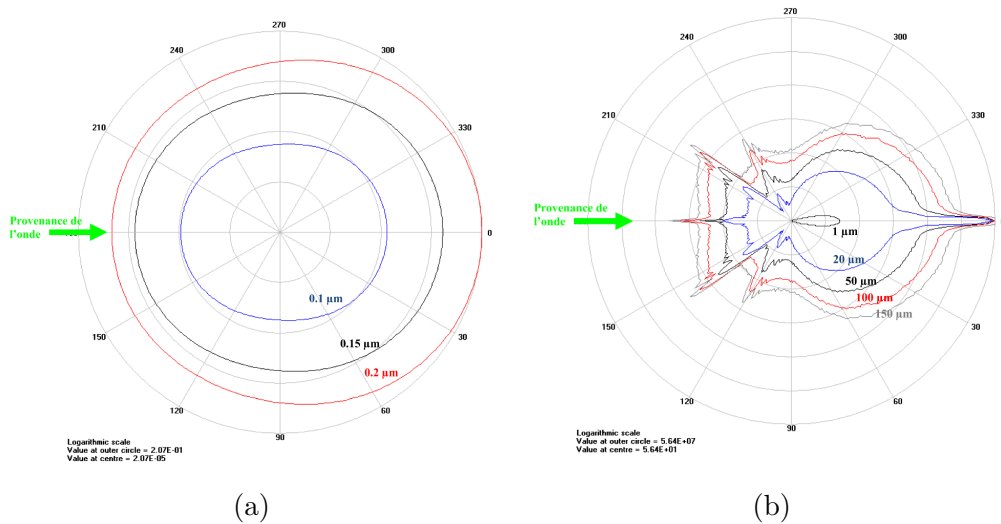


FIGURE 1.9 – Intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion et du diamètre des gouttes en coordonnées polaires et échelle logarithmique. Gouttes : indice de réfraction réel de 1.36 et distribution monomodale dispersée centrée en  $d$ ,  $\sigma = 10\%$ . Source lumineuse : onde plane monochromatique, non polarisée et de longueur d'onde  $\lambda = 532 \text{ nm}$ . (a) Diffusion de Rayleigh ( $\alpha < 1$ ) :  $d = 0.1, 0.15$  et  $0.2 \mu\text{m}$ . (b) Diffusion de Mie ( $\alpha > 1$ )  $d = 1, 20, 50, 100$  et  $150 \mu\text{m}$ . Calcul effectué avec le logiciel MiePlot

Avec une caméra, comme la collection des faisceaux lumineux s'étend généralement sur un angle solide de plusieurs degrés, l'intensité recueillie présentera une variation spatiale en

fonction de l'angle de diffusion.

### 1.2.3 Photoluminescence

La photoluminescence est l'émission d'une lumière "froide", c'est-à-dire d'un rayonnement électromagnétique visible, UV ou IR qui n'est pas d'origine purement thermique comme l'incandescence (lumière dite "chaude"). Une fois qu'une molécule est portée dans un état excité par absorption d'un photon, elle revient spontanément à l'état fondamental selon des voies diverses, dont la fluorescence [Valeur [2004]].

La grande sensibilité de la fluorescence d'une molécule à son environnement explique son utilisation en tant que "sonde" de température, de pression, ou même de pH, viscosité, etc... Dans ce contexte, le traceur fluorescent devra être choisi de façon à présenter un spectre d'émission fluorescente, un rendement quantique ou une durée de vie de fluorescence sensibles au paramètre d'intérêt.

L'acétone, le triptanone, le biacétyl et le toluène sont les principaux fluorophores utilisés comme traceur pour mesurer à la fois la concentration et la température dans les écoulements gazeux, comme dans les travaux de [Grisch and Orain [2009]] ou [Ledier et al. [2011]]. Dans les liquides, il est possible d'utiliser la fluorescéine, la rhodamine, les cétones, la coumarine pour ne citer que les plus employés dans les diagnostics optiques en écoulements [Maqua [2007]][Lavieille et al. [2001]].

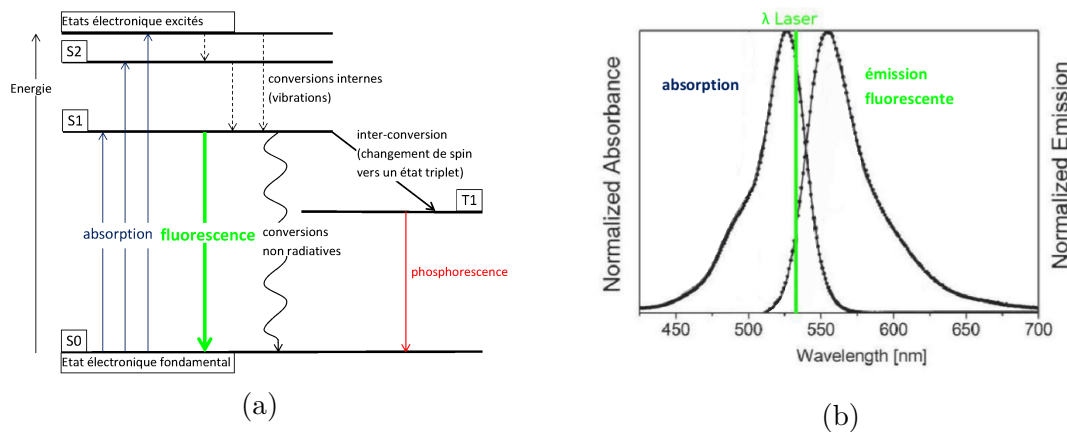


FIGURE 1.10 – Fluorescence : (a) diagramme de Jablonski. (b) spectre d'absorption et d'émission de la rhodamine 6G.

L'émission fluorescente est un phénomène inélastique qui s'effectue à une longueur d'onde supérieure à celle de la lumière incidente, ce qui permet généralement de distinguer le signal diffusé du signal fluorescent par un simple jeu de filtres (Fig.1.10). Cette propriété est importante pour la mesure même de fluorescence puisque l'excitation et l'émission sont quasiment simultanées et doivent être séparées. Dans le cas de nuages de particules, elle peut être mise à profit pour mesurer des paramètres relatifs à la phase gazeuse en ensemençant cette phase seule avec un traceur fluorescent [Sepret [2009]].



L'intensité de fluorescence est proportionnelle à la concentration en molécules fluorescentes. En effet, l'efficacité avec laquelle la lumière est absorbée à une longueur d'onde  $\lambda$  donnée est caractérisée par l'absorbance  $A(\lambda)$  qui suit la loi de Beer Lambert [Berberan-Santos [1990]] :

$$A(\lambda) = \log \frac{I_0(\lambda)}{I_t(\lambda)} = \epsilon(\lambda) \cdot x \cdot C \quad (1.14)$$

Où  $I_0$  est l'intensité incidente,  $I_t$  est l'intensité transmise après traversée du milieu absorbant,  $\epsilon(\lambda)$  est le coefficient d'absorption molaire [ $l \cdot mol^{-1} \cdot cm^{-1}$ ] relatif à la substance absorbante en concentration  $C$  [ $mol \cdot l^{-1}$ ] dans le milieu d'épaisseur  $x$  [ $cm$ ].

On définit le rendement quantique de fluorescence  $\Phi_f$  comme le rapport de l'intensité fluorescente  $I_f$  émise à la longueur  $\lambda_2$  par l'intensité absorbée  $I_a$  à la longueur  $\lambda_1$  :

$$\Phi_f = \frac{I_f(\lambda_2)}{I_a(\lambda_1)} \quad (1.15)$$

Avec :

$$I_a(\lambda_1) = I_0(\lambda_1) - I_t(\lambda_1) \quad (1.16)$$

Ainsi, on a :

$$\Phi_f = \frac{I_f(\lambda_2)}{I_0(\lambda_1) - I_t(\lambda_1)} = \frac{I_f(\lambda_2)}{I_0(\lambda_1) \cdot (1 - \frac{I_t(\lambda_1)}{I_0(\lambda_1)})} \quad (1.17)$$

D'où, d'après 1.14 :

$$\Phi_f = \frac{I_f(\lambda_2)}{I_0(\lambda_1) \cdot (1 - 10^{-A(\lambda_1)})} \quad (1.18)$$

En approximant au premier ordre,  $10^{-A(\lambda_1)} = 1 - 2.3A(\lambda_1)$ , et en insérant 1.14 :

$$I_f(\lambda_2) = 2.3\Phi_f \cdot \epsilon(\lambda_1) \cdot x \cdot C \cdot I_0(\lambda_1) \quad (1.19)$$

Ainsi, des gouttelettesensemencées de manière homogène avec un traceur fluorescent émettent un signal de fluorescence proportionnel (en première approximation) au cube de leur diamètre [Felton et al. [1993]].

$$I_f = I_0 \cdot e^{-kx} \cdot C_1 \cdot \int_0^\infty D^3 \cdot \frac{dn}{dD} \cdot dD \quad (1.20)$$

où  $k$  est le coefficient d'atténuation,  $D$  le diamètre des gouttes,  $n$  leur nombre et  $C_1$  une constante incluant le coefficient d'absorption, le rendement quantique et les caractéristiques du système de détection.

Enfin, l'émission de fluorescence est relativement isotrope, contrairement à la diffusion de Mie qui est très dépendante de l'angle entre "éclairage" et "observation".

Nous allons maintenant présenter les principales techniques de vélocimétrie en fonction du principe physique mis en jeu. Les techniques interférométriques sont déclinées dans une grande variété de mises en œuvre mais le champ de mesure est ponctuel ou de faible dimension (quelques mm<sup>2</sup>). Les méthodes intensimétriques ou basées sur l'imagerie directe permettent d'explorer de plus grandes zones de mesure.

### 1.3 Techniques de mesures vélocimétriques

#### 1.3.1 Techniques interférométriques : Laser Doppler Anemometry

Cette technique ponctuelle permet de déterminer la vitesse de traceurs traversant un volume de mesure formé par l'intersection de deux faisceaux laser issus de la même source cohérente. Selon le modèle heuristique des franges, qui consiste en l'addition de deux ondes dans l'espace, il en résulte un réseau de franges d'interférences supposées planes et parallèles à la bissectrice formée par les deux faisceaux. A la traversée de ce volume, une gouttelette diffuse la lumière avec une fréquence modulée par l'interfrange et sa vitesse. Le signal lumineux émis, appelé bouffée Doppler, est alors collecté par un photomultiplicateur puis traité à l'aide d'un dispositif suiveur de fréquence. La détermination de cette fréquence de scintillement  $f_D$  permet de déduire la composante  $V$  de la vitesse de la goutte perpendiculaire au réseau de franges :

$$V = f_D \times \Delta \Rightarrow V = \frac{f_D \cdot \lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (1.21)$$

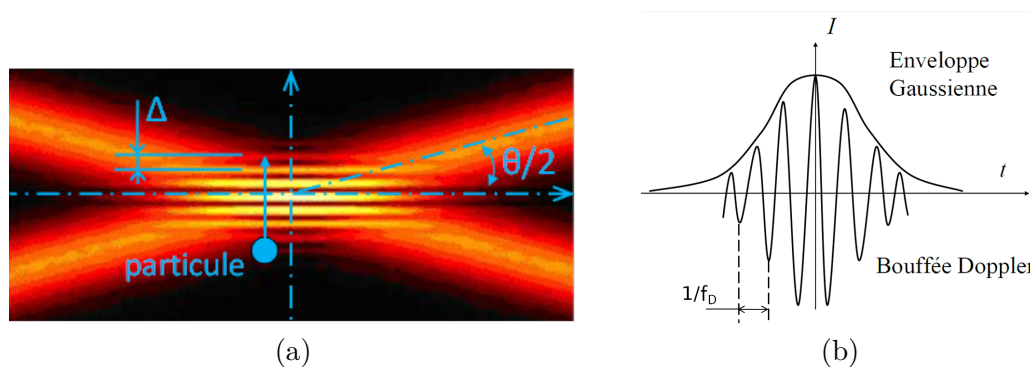


FIGURE 1.11 – Principe de la vélocimétrie laser Doppler : (a) volume de mesure et réseau de franges d'interférences, (b) bouffée Doppler

La mise en œuvre d'une cellule de Bragg permet de décaler en fréquence un des faisceaux pour faire défiler le réseau de franges à vitesse constante et lever ainsi l'ambiguïté sur le sens de la vitesse des particules et déterminer les vitesses voisines de zéro. Les fréquences d'acquisition élevées autorisent l'analyse de la turbulence. Cependant, la vitesse de chaque

particule est mesurée individuellement et trois systèmes de faisceaux de longueurs d'onde différentes associés à des optiques de réception équipées de filtres sont nécessaires pour mesurer les trois composantes de la vitesse.

---

Avec l'amélioration récente des lasers, des caméras et des outils informatiques, une caractérisation du brouillard par une technique de champ (en 2D), et non plus ponctuelle, est envisageable. En effet, les lasers offrent une meilleure maîtrise de la lumière émise. Leur fonctionnement impulsionnel à haute énergie et haute cadence donne accès à l'analyse de phénomènes instationnaires. Les capteurs de type CCD (Charge Coupled Device) ou CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) voient leur dynamique, leur cadence et leur résolution augmenter. Enfin, l'acquisition et le traitement informatique des données sont de plus en plus rapides, autorisant davantage de conditions expérimentales testées et d'informations traitées.

Nous allons donc maintenant évoquer des techniques de champ permettant de mesurer la vitesse.

### 1.3.2 Techniques d'imagerie

#### 1.3.2.1 Doppler Global Velocimetry

La Vélocimétrie Globale à effet Doppler (DGV) permet d'obtenir des cartographies de vitesse dans un plan de l'écoulement matérialisé par une nappe laser. La fréquence de la lumière diffusée par les particules qui traversent la nappe laser avec une vitesse  $V$  est décalée par rapport à la fréquence de la lumière incidente d'une quantité  $\Delta f$  selon l'effet Doppler telle que :

$$\Delta f = \frac{1}{\lambda_0} \cdot \vec{V} \cdot (\vec{R} - \vec{E}) \quad (1.22)$$

Où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde de la lumière incidente,  $\vec{R}$  est la direction de réception du signal lumineux et  $\vec{E}$  est la direction d'émission de la lumière incidente.

Cet écart de fréquence est très faible (quelques MHz à dizaines de MHz) en regard de la fréquence de la lumière ( $10^{14}$  Hz). Afin de pouvoir le mesurer, il est transformé en une variation d'intensité lumineuse en mettant en œuvre une cellule à iode, qui agit comme un discriminateur de fréquence [Lempereur et al. [2006]], [Willert et al. [2007]] (Fig. 1.12). On mesure alors les variations d'intensité lumineuse par des techniques d'imagerie classiques mettant en œuvre des caméras CCD matricielles.

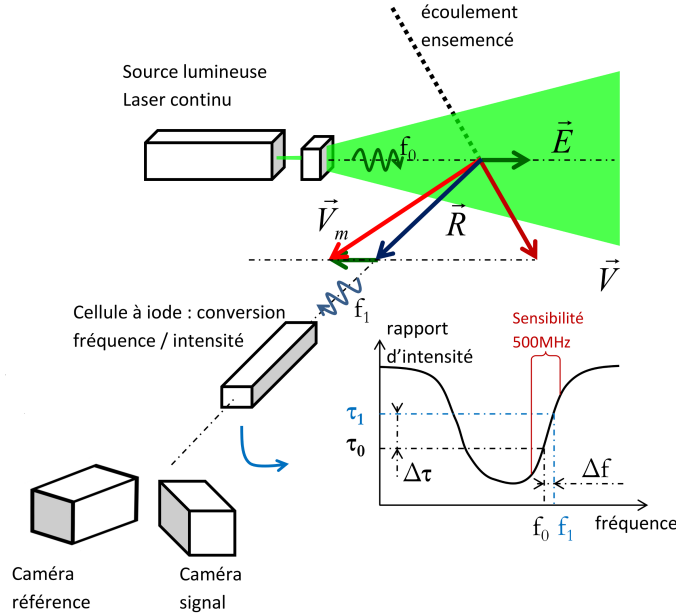


FIGURE 1.12 – Principe de la Doppler Global Velocimetry

Pour mesurer les trois composantes de la vitesse, l'expression mathématique du décalage en fréquence montre qu'il est nécessaire de disposer de trois vecteurs  $\vec{P} = \vec{R} - \vec{E}$ , ce qui peut être obtenu en mettant en œuvre soit :

- trois émetteurs et un récepteur optique : trois nappes laser coplanaires générées successivement issues de directions différentes observées depuis le même ensemble de réception.
- un émetteur et trois récepteurs optiques : une nappe laser observée simultanément par trois ensembles de réception.
- solution intermédiaire avec deux émetteurs et deux récepteurs optiques.

Une étude a été réalisée sur la mesure de vitesse en milieu diphasique. En particulier, un phénomène a été mis en évidence : la vitesse des gouttes obtenue par DGV diffère de la vitesse moyenne obtenue par PDA et se rapproche d'une vitesse pondérée par le carré du diamètre des gouttes (Fig.1.13) [Lempereur and Barricau [2007]].

La principale caractéristique de la DGV est d'accéder à de très hauts niveaux de vitesse, jusqu'en supersonique. La résolution du champ de vitesse est égale au pixel : il n'y a pas d'effet de fenêtre comme en PIV, donc pas de filtrage spatial des gradients de vitesse, ce qui la rend adaptée aux mesures en présence de chocs par exemple. Cependant, la DGV est délicate à mettre en œuvre. Elle nécessite un laser spécifique avec une émission monomode de faible largeur spectrale inférieure au MHz, stable et pilotable en fréquence. Seul un laser continu peut satisfaire à ces exigences, limitant la technique aux vitesses moyennes. Le recours à un laser pulsé induit une forte imprécision sur la mesure (largeur spectrale plus importante, instabilités en fréquence, *speckle*). La DGV est de plus très sensible aux lumières parasites puisque c'est une technique intensimétrique. C'est pourquoi, lorsque la PIV est adaptée, elle est préconisée par rapport à la DGV.

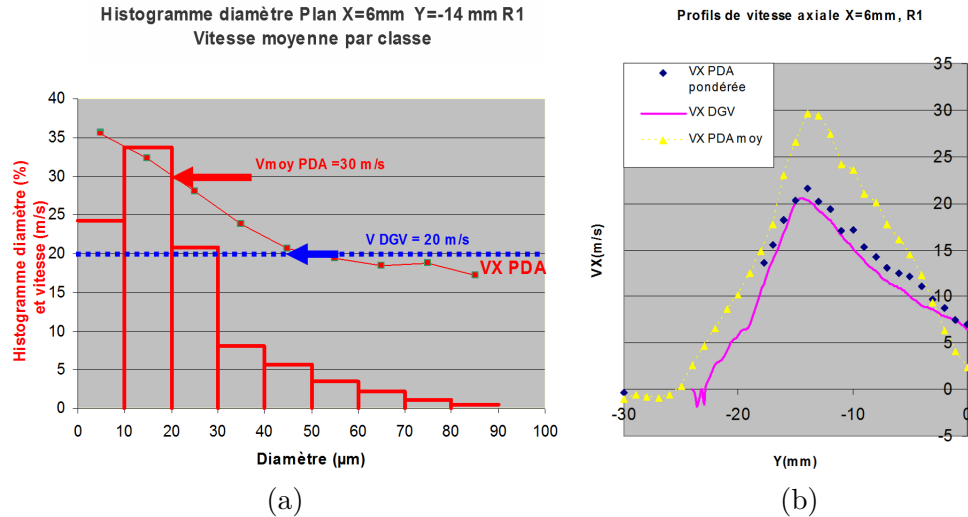


FIGURE 1.13 – Comparaison de mesures PDA et DGV effectuées sur un spray d’injection [Lempereur and Barricau [2007]] : (a) Corrélation diamètres/vitesses PDA à l’origine de l’écart entre les deux mesures. (b) Mise en évidence du phénomène par pondération par le carré du diamètre des gouttes.

### 1.3.2.2 Mesure de déplacements

#### 1.3.2.2.1 Particle Tracking Velocimetry

La Particle Tracking Velocimetry consiste en un suivi individuel des traceurs le long de leur trajectoire et réalise en cela une approche Lagrangienne de la vélocimétrie. La mesure du déplacement entre images consécutives permet de remonter à la vitesse et à l’accélération. L’application en 2D sur un fluide éclairé par une nappe de lumière nécessite un ensemencement peu dense et un écoulement parfaitement bidimensionnel ; elle se retrouve en complément de techniques granulométriques comme l’ombroscopie ou l’IPI, où un éclairage pulsé permet de figer les particules sur quelques images consécutives. Son intérêt est plus marqué en 3D (3D-PTV), avec un éclairage en volume du champ à étudier et un ensemble de caméras (au minimum 2) assurant la mesure des coordonnées 3D des traceurs par photogrammétrie. Les trajectoires doivent être initialisées pour étiqueter les traceurs ; le suivi par prédiction s’effectue préférentiellement en 3D pour faciliter l’identification. Il est possible de suivre plusieurs centaines de particules dans le volume de mesure mais l’utilisation en écoulement fortement turbulent est délicate. Compte tenu des cadences images accessibles, des compromis sur le champ à visualiser et la taille des traceurs, les applications sont généralement limitées à des vitesses inférieures au m/s et concernent l’hydrodynamique<sup>1</sup> [Lüthi et al. [2005]].

1. Les travaux de l’ETH Zürich montrent cependant une utilisation en soufflerie aérodynamique d’une technique combinant 3D-PTV et PSV (Particle Streak Velocimetry) qui permet de suivre des bulles d’hélium jusqu’à des vitesses de l’ordre de quelques dizaines de m/s sur des champs de l’ordre du m<sup>3</sup>. Matthias Machacek "A quantitative visualization tool for large wind tunnel experiments", Thèse ETH Zürich, 2003

### 1.3.2.2.2 Particle Image Velocimetry sur la phase dispersée

Le principe de cette technique de vélocimétrie apparaît dans la littérature à la fin des années 70, appliqué à la Laser Speckle Velocimetry (LSV) où l'ensemencement est extrêmement dense, avec les travaux d'un doctorant de l'institut Von Karman [Meynart [1979]]. La mesure par PIV démarre véritablement en 1984 avec [Adrian [1984]] et [Pickering and Halliwell [1984]] en collectant les images sur film argentique. Ce n'est ensuite qu'à partir de 1991 [Willert and Gharib [1991]], avec les progrès effectués sur les ordinateurs, que la technique prend son essor avec la possibilité de numériser les films argentiques (Digital PIV (DPIV)). Enfin, il a fallu attendre l'amélioration des capteurs CCD dans les années 90 pour voir la PIV telle qu'on la connaît aujourd'hui. Le premier système commercial fut introduit par TSI en 1988, ce qui indique un bon niveau actuel de maturité. Depuis, cette technique trouve de nombreuses applications en aérodynamique interne et externe, mais est aussi utilisée dans d'autres domaines, notamment en médecine avec la PIV échographique ou pour la mesure de vitesse des avalanches.

Le principe de la mesure par PIV consiste à faire l'acquisition de doublets d'images, espacées d'un temps très court. Le déplacement des particules entre ces images est ensuite analysé par corrélation sur de petites fenêtres appelées fenêtres d'interrogation. Le détail du fonctionnement de la technique PIV est donné en Annexe B.

Plus récemment, les dernières innovations concernant les lasers et les capteurs CMOS ont permis le développement de la PIV résolue en temps ou PIV rapide (TR-PIV), donnant la possibilité d'étudier des phénomènes instationnaires.

Les avancées en matière de transferts de données et de capacité de stockage autorisent le développement de la PIV tomographique [Elsinga et al. [2006]]. Le principe consiste à éclairer un volume et le visualiser avec quatre caméras. La distribution 3D des particules est ensuite reconstruite à partir de sa projection sur les caméras (Fig. 1.14).

Nous allons ici nous intéresser aux spécificités de la mesure PIV en écoulement diphasique. Cette mise en œuvre nécessite une attention particulière puisque la PIV est habituellement utilisée pour la mesure de vitesse dans des écoulements aérodynamiques ensemencés par des traceurs submicroniques de granulométrie assez homogène. Pour une application sur un brouillard, les gouttes constituent les traceurs. L'intensité qu'elles diffusent ou qu'elles émettent par fluorescence dépend de leur taille, ce qui impacte les techniques d'imagerie s'il existe une corrélation diamètre/vitesse, c'est-à-dire que les gouttes n'ont pas la même vitesse en fonction de leur taille.

Le même problème que celui décrit en DGV est susceptible d'affecter les mesures PIV, mais d'une manière différente puisque la vitesse est déduite de la corrélation entre deux zones de l'image. Ce phénomène est peu reporté dans la littérature. Les résultats obtenus sur un brouillard d'eau dans l'air par [Zimmer et al. [2003]] permettent de conclure qu'il existe une similarité entre mesure PIV sur les images de diffusion de Mie et moyenne PDA pondérée en  $d^2$  d'une part, et entre mesure PIV sur les images de fluorescence et moyenne PDA pondérée en  $d^3$  d'autre part. D'autres comparaisons entre mesures de vi-

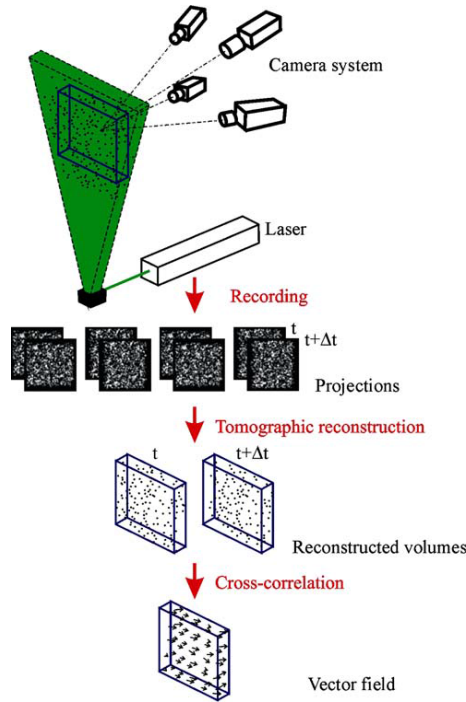


FIGURE 1.14 – Principe de la PIV tomographique par [Elsinga et al. [2006]]

tesse des gouttes par PIV et par PDA ont été conduites sur des brouillards d'injection d'eau à haute pression dans le cadre de systèmes d'extinction d'incendie [Husted et al. [2009]]. Ces auteurs ont mis en oeuvre la PIV 2C sur un écoulement diphasique et ont trouvé des différences de vitesse avec les mesures par PDA dans les zones où les gouttes sont les plus grosses.

### 1.3.3 PIV sur la phase gazeuse en présence des gouttes

Comme nous l'avons signalé précédemment, la vitesse relative des gouttes par rapport à la phase porteuse est un paramètre important qui conditionne les transferts de masse et de chaleur. Pour accéder à ce paramètre, la vitesse de la phase porteuse doit être mesurée en présence des gouttes dans l'écoulement, ce qui est particulièrement délicat. En effet, contrairement à la phase liquide qui contient des traceurs naturels formés par les gouttelettes, il est nécessaire d'ensemencer la phase gazeuse avec un traceur capable de suivre l'écoulement. Typiquement, la phase gazeuse estensemencée avec des particules microniques solides ou liquides ayant un nombre de Stokes faible afin de suivre les plus petites échelles de la turbulence. La difficulté est alors d'extraire le signal de diffusion issu de ce seul ensemencement. [Lecourt et al. [2014, July]] ont utilisé des particules de dioxyde de zirconium comme traceurs ; la mesure PDA permet ensuite de faire la distinction dans les distributions taille/vitesse entre les particules de zirconium et les gouttelettes en provenance du brouillard, et de ce fait obtenir les profils de vitesse des deux phases (Fig. 1.15).

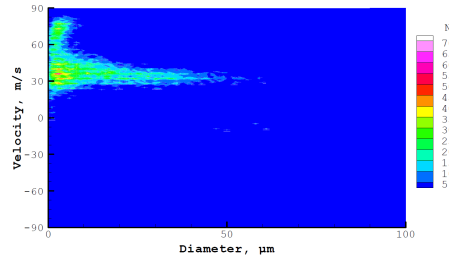


FIGURE 1.15 – Distinction entre particules de zirconium et gouttelettes en provenance du brouillard par l’analyse des distributions taille/vitesse : distribution bimodale [Lecourt et al. [2014, July]]

En ce qui concerne les techniques d’imagerie, la plupart des auteurs tirent avantage de la fluorescence pour séparer optiquement les deux phases, comme [Kosiwczuk et al. [2005]] qui ont utilisé un fluorophore différent pour chaque phase avec une unique longueur d’onde laser, [Toth et al. [2009]] qui ont mis en œuvre une méthode avec deux spectres d’excitation et deux spectres d’émission, ou [Sepret et al. [2010]] qui ont ajouté un fluorophore seulement à la phase gazeuse. L’utilisation de deux fluorophores différents avec une unique longueur d’onde d’excitation mène à des difficultés de séparation entre les deux phases. La méthode à deux excitations permet d’éviter ce problème, mais requiert deux longueurs d’onde laser, ce qui la rend moins pratique.

---

Les techniques vélocimétriques ont été rappelées en les classant suivant les principes physiques mis en jeu. La suite de cette revue bibliographique est consacrée aux méthodes granulométriques suivant le même classement. Leurs avantages et limitations par rapport aux applications envisagées sont explicités et regroupés dans un tableau récapitulatif en fin de ce chapitre 1.

## 1.4 Techniques de mesures granulométriques

Pour analyser les phénomènes de réponse inertielle et surfacique, de transfert, d’évaporation ou bien encore de concentration et de flux, il est nécessaire de pouvoir mesurer les répartitions granulométriques au sein des brouillards de gouttes.

### 1.4.1 Techniques interférométriques

#### 1.4.1.1 Anémogrammétrie Phase Doppler

##### Principe

L’Anémogrammétrie Phase Doppler (PDA) est l’outil de diagnostic optique actuellement



le plus courant qui fournit des distributions corrélées en diamètre et vitesse des particules. Les premières publications sur son principe apparaissent dès 1975 avec [Durst and Zaré [1975]] et [Bachalo [1980]] et le premier instrument est commercialisé en 1984. Le niveau de maturité de cette technique optique est donc élevé. Les applications sont nombreuses dans le domaine de la recherche aérodynamique et hydrodynamique (ensemencement par traceurs), en diphasique (gouttelettes ou bulles par cavitation par exemple), ou bien encore dans la recherche médicale en hémodynamique.

Il s'agit d'une extension de l'Anémométrie Doppler Laser (LDA). Cette technique interférométrique fournit une détermination locale simultanée du diamètre de particules individuelles, d'une à trois composantes de vitesse, et le comptage des particules avec une grande fréquence d'acquisition. Le principe de fonctionnement, développé en Annexe A, consiste à mesurer le déphasage des bouffées Doppler qui est lié au diamètre de la goutte [Hespele [2007]], [Onofri [1995]], [Naqwi and Durst [1991]] :

$$\phi = \frac{-2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \frac{n \cdot \sin \theta \sin \psi}{\sqrt{2(1 + \cos \theta \cos \psi \cos \phi)[1 + n^2 - n\sqrt{2(1 + \cos \theta \cos \psi \cos \phi)}}} \quad (1.23)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du laser,  $n$  est l'indice de réfraction,  $\theta$  est le demi angle formé par les deux faisceaux,  $\phi$  est l'angle hors-axe,  $\psi$  est l'angle d'élévation et  $d$  est le diamètre de la particule.

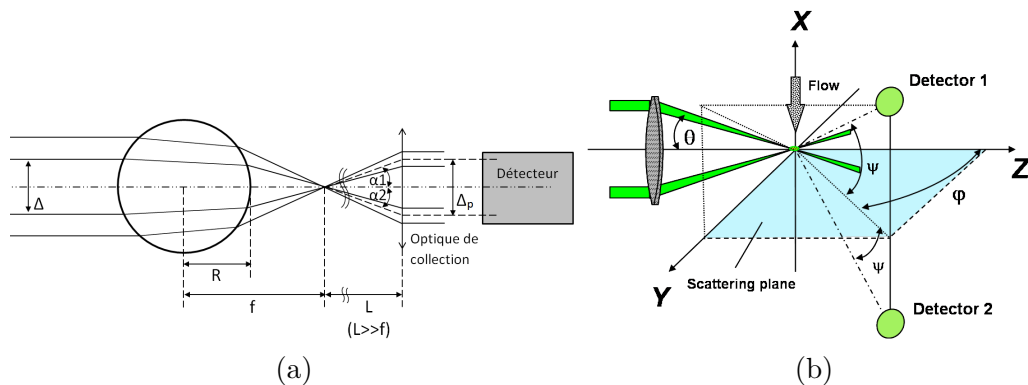


FIGURE 1.16 – Principe de la Granulométrie Phase Doppler : (a) goutte assimilable à une micro-lentille selon la théorie de l'optique géométrique. (b) Configuration géométrique.

La mise en œuvre d'une mesure PDA demande un réglage optique et géométrique rigoureux. La tête émettrice nécessite au moins un laser, un diviseur de faisceaux, une cellule de Bragg et une lentille focalisant le couple de faisceaux pour former le volume de mesure. Une seconde tête émettrice à une longueur d'onde différente permet de mesurer une seconde composante de la vitesse.

### Limitations du PDA

La mesure de diamètre est sensible à la non-sphéricité des gouttes [Bachalo [1980]]. En effet, nous avons vu qu'elle impose comme hypothèse d'avoir des gouttes assimilables à des micro-lentilles, avec une surface lisse et bien définie. Il est tout de même possible

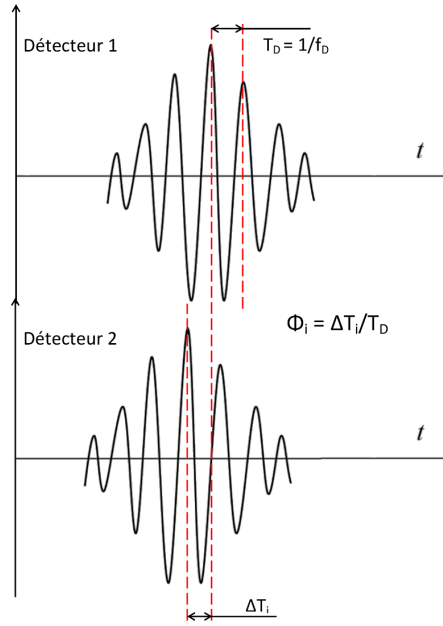


FIGURE 1.17 – Mesure du déphasage des bouffées Doppler.

d'imposer un critère de rejet des gouttes non sphériques en comparant le diamètre mesuré par deux détecteurs suivant des orientations différentes. Si les diamètres mesurés sont trop éloignés, la mesure est rejetée de l'analyse (Fig. 1.18).

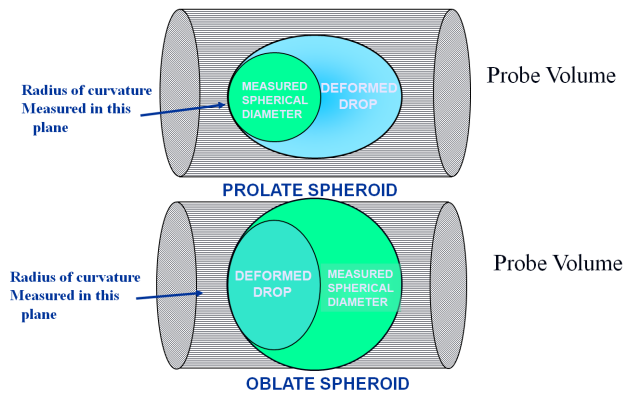


FIGURE 1.18 – Réponse à la non-sphéricité des gouttes [Bachalo [1980]]

Une autre limitation a été mise en évidence par [Durst et al. [1994]], [Naqwi and Durst [1992]], [Hardalupas and Liu [1997]], [Grehan et al. [1993]] et [Grehan et al. [1994]]. Le faisceau laser est de dimension finie, généralement avec un profil Gaussien d'intensité. Ainsi, l'intensité au bord du faisceau est beaucoup moins importante qu'en son centre. De ce fait, il est possible que l'intensité d'un rayon réfléchi provenant d'un rayon incident du centre du faisceau soit du même ordre de grandeur que l'intensité d'un rayon réfracté provenant d'un rayon incident du bord de ce faisceau (Fig. 1.19). Lorsque l'on se place en diffusion arrière, ce phénomène est encore plus marqué car il y a plus de modes de diffusion en compétition. Suivant la trajectoire de la particule par rapport au volume de

mesure, ce phénomène est plus ou moins accentué. C'est pourquoi il est appelé effet de trajectoire (*Gaussian beam effect*). Le même type d'erreur peut survenir à cause de l'effet de fente (*slit effect*) : le volume de mesure est tronqué par une "fente" placée en tête de l'optique de collection afin de définir convenablement la taille du volume de mesure, et lorsque des gouttes ont une vitesse importante suivant l'axe de la bissectrice issue du croisement des faisceaux, elle peut ne pas être éclairée uniformément et ainsi faire apparaître un rayon réfléchi du même ordre de grandeur que le rayon réfracté. [Bachalo [1980]] montre que ces effets de trajectoire et de fente peuvent mener à une mesure erronée du diamètre lorsque la particule n'est pas comprise dans une certaine plage du faisceau laser (Fig. 1.20).

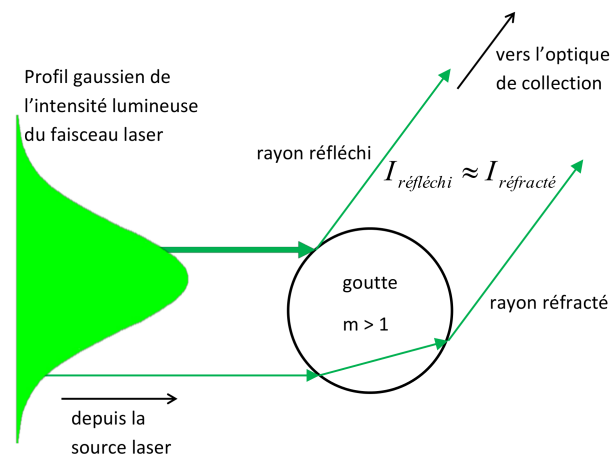


FIGURE 1.19 – Origine de l'effet de trajectoire

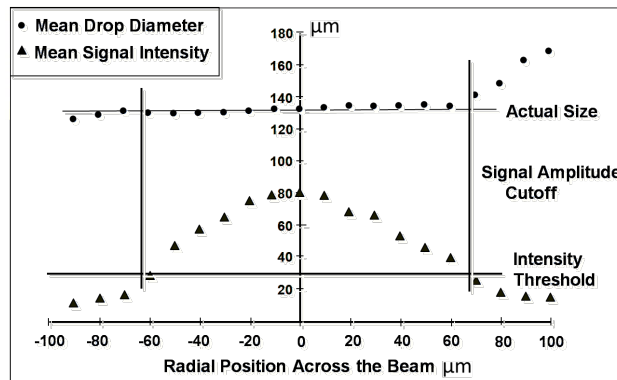


FIGURE 1.20 – Impact de l'effet de trajectoire sur la mesure de diamètre : si la particule se présente en limite du volume de mesure ( $r > 60 \mu m$  ici), l'erreur sur le diamètre mesuré peut être importante (ici  $170 \mu m$  au lieu de  $130 \mu m$ ) [Bachalo [1980]]

La version dual-mode (Fig.1.21) comprend un deuxième système de faisceaux agencés dans le plan perpendiculaire à celui des deux premiers faisceaux. Les deux détecteurs ont alors la même élévation et correspondent à des angles de diffusion différents. Cette configuration, bien que plus complexe à mettre en œuvre, apporte de nombreux avantages :

- Elle permet de vérifier la sphéricité des gouttes
- Elle est moins sensible aux effets de trajectoire et de fente
- Elle procure une deuxième composante de la vitesse.

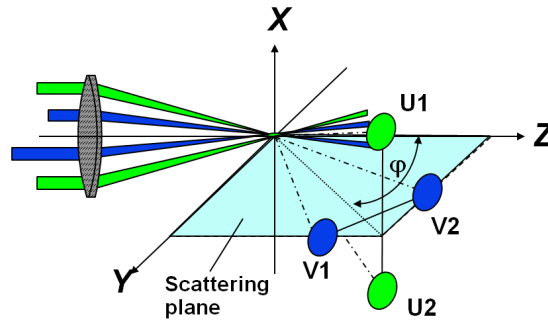


FIGURE 1.21 – Schéma de principe de la version dual-mode PDA

### Avantages

Cette technique, par sa nature ponctuelle, présente l'avantage d'une très importante cadence d'échantillonnage. Les informations de vitesse et de diamètre étant relatives à chaque particule ayant traversé le volume de mesure, elles autorisent une analyse détaillée des répartitions et des corrélations entre ces paramètres. Là réside le point fort de cette méthode.

Mais la nature ponctuelle de cette technique est aussi la limitation la plus contraignante en regard de nos objectifs de mesure sur un champ. Le volume de mesure étant très réduit, une cartographie du spray d'injection nécessite un maillage de points très fin qui rend les essais coûteux et limite donc le nombre de conditions expérimentales testées, se résumant souvent à des profils sous hypothèse de symétrie. Nous allons donc maintenant décrire les techniques de champ permettant d'étendre la mesure à des cartographies de granulométrie.

#### 1.4.1.2 Interferometric Particle Imaging

L'IPI est une technique basée sur l'interférence entre la réflexion et la réfraction du premier ordre à l'intérieur de la goutte. Deux observations sont possibles, une dans le plan de mise au point et une défocalisée (Fig.1.22). La première permet de visualiser les points de gloire dont l'espacement  $\Delta$  est fonction du diamètre  $d$  de la particule observée.

$$d = \frac{2\Delta}{\cos \theta/2 + \frac{n \sin \theta/2}{\sqrt{n^2+1-2n \cos \theta/2}}} \quad (1.24)$$

où  $n$  est l'indice de réfraction de la particule et  $\theta$  est l'angle d'observation.

La seconde affiche les franges d'interférence issues de ces deux points. L'espacement entre franges  $\Delta_i$  est inversement proportionnel au diamètre de la goutte.

$$d = \frac{2\lambda}{\Delta_i \left( \cos \theta/2 + \frac{n \sin \theta/2}{\sqrt{n^2 + 1 - 2n \cos \theta/2}} \right)} \quad (1.25)$$

Une très bonne résolution spatiale est nécessaire pour mesurer cet interfrange avec précision. En associant cette technique avec un laser pulsé [Madsen et al. [2003]], il est possible de connaître la vitesse des particules dans le plan de mesure par suivi individuel (PTV). La concentration admissible en particules est toutefois limitée. Pour l'accroître, on peut mettre en œuvre une lentille cylindrique qui transforme l'image de chaque particule en une ligne discontinue; on arrive ainsi à analyser des concentrations de l'ordre de quelques particules par  $\text{mm}^3$ . Enfin, la taille du champ observable est limitée par la résolution spatiale à la plus petite taille de particule mesurable.

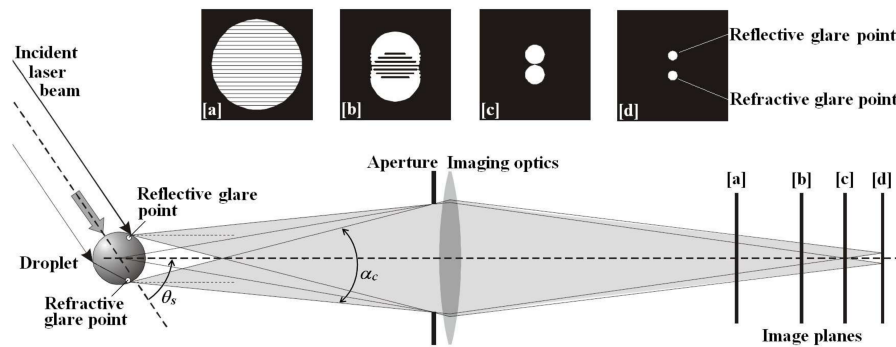


FIGURE 1.22 – Configuration de la mesure IPI (exemple par [Damaschke et al. [2002]]).

### 1.4.1.3 Digital In-Plane Holography

Cette technique (DIPH) permet d'analyser une zone plane de l'écoulement avec une caméra. Deux nappes laser sont nécessaires. La première, nappe référence, est directement issue du laser. La seconde illumine le plan de l'écoulement suivant deux directions différentes. L'image défocalisée des franges d'interférence issues des deux points de gloire produits par la réflexion des deux faisceaux incidents vient interférer avec la nappe de référence, formant un hologramme 2D sur le plan image de la caméra.

Cette technique apporte les trois avantages suivants :

- Concentration admissible jusqu'à 70 particules par  $\text{mm}^3$  d'après [V. Palero [2007]].
- Insensibilité à l'indice de réfraction puisque seuls les points de gloire issus de la réflexion des nappes sur les gouttes sont concernés. Les particules opaques sont donc potentiellement candidates.
- Possibilité de coupler avec la PIV en utilisant un laser pulsé puisque des images focalisées peuvent être reconstruites numériquement et servir de base au calcul d'intercorrélation.

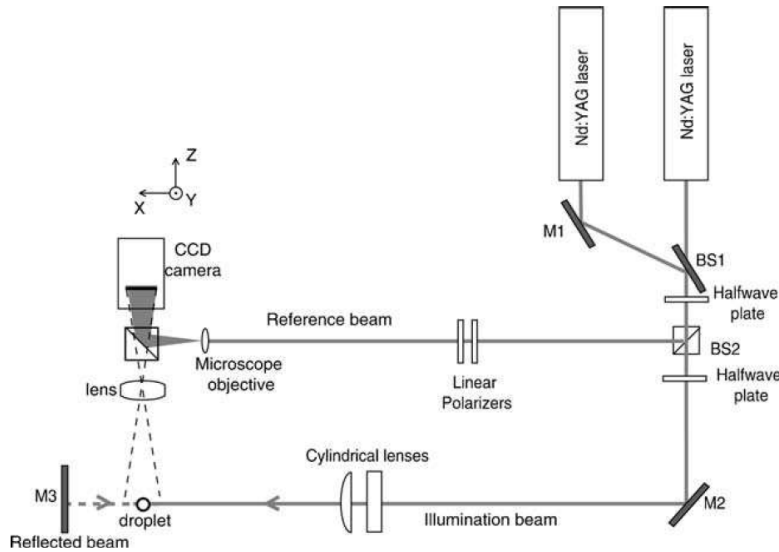


FIGURE 1.23 – Configuration de la mesure DIPH (exemple par [V. Palero [2007]]).

Cependant, le montage optique est exigeant en termes de matériel et de précision géométrique, les algorithmes de traitement sont complexes et le diamètre minimal mesurable est de l'ordre de  $20\mu m$ . Enfin, l'étendue de la zone de mesure est également faible, de l'ordre de quelques  $mm^2$ .

Pour ces raisons, la technique est au stade de la recherche en laboratoire.

#### 1.4.1.4 Arc-en-ciel

La technique Arc-en-ciel standard permet la mesure individuelle de la température et du diamètre de particules sphériques. Elle se base sur l'analyse du signal arc-en-ciel du premier ordre (issu du second ordre de réfraction de la lumière dans la goutte (Fig.1.24)), dont la position dépend de l'indice de réfraction. Pour en déduire la température de la goutte, il faut avoir étalonné préalablement l'évolution de l'indice de réfraction du liquide concerné en fonction de la température. La fréquence angulaire des franges principales, appelées franges d'Airy (Fig.1.24), permet de remonter au diamètre.

La principale limitation de cette méthode vient de son extrême sensibilité à la sphéricité des particules. C'est pourquoi elle est de plus en plus utilisée sous sa forme globale (AECG) où elle intègre les signaux arc-en-ciel de plusieurs gouttes [Saengkaew et al. [2007]], [Wilms et al. [2008]]. Ainsi, les gouttes non sphériques génèrent un signal de fond uniforme et les contributions des gouttes sphériques sont plus facilement identifiables. La température et le diamètre moyen sont alors estimés. Elle est également très sensible au gradient de température à l'intérieur des gouttes puisqu'elle traite des signaux ayant subi deux réfractions et une réflexion interne. Ainsi, pour des gouttes en combustion par exemple, la mesure n'est valable que lorsque l'équilibre thermique est atteint entre la goutte et le gaz.

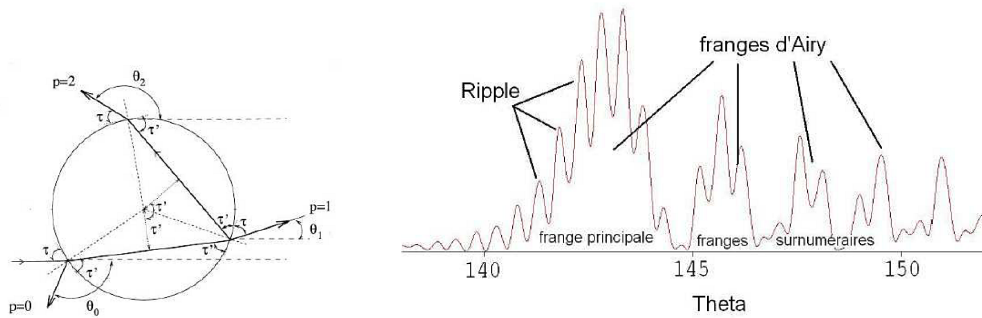


FIGURE 1.24 – Arc-en-ciel du premier ordre pour une goutte de diamètre  $100\mu\text{m}$ , d'indice de réfraction 1.36, longueur d'onde du laser incident à  $514.5\text{nm}$  et polarisation à  $90^\circ$  [Laurent [2008]]

#### 1.4.1.5 Diffractomètre laser (Malvern)

Une diode laser crée un faisceau constituant le volume de mesure. L'ensemble des particules présentes dans ce faisceau forment une figure de diffraction qui est acquise par un capteur spécifique. La théorie de Mie relie sous forme d'intégrale la dépendance angulaire de l'intensité lumineuse à la distribution des diamètres. La méthode consiste à faire l'hypothèse d'un type de distribution (généralement multimodale), à calculer l'intégrale correspondante puis à faire évoluer la distribution par itération jusqu'à minimiser le résidu entre l'intégrale théorique calculée et l'intégrale mesurée. Les avantages de cette technique sont sa facilité de mise en œuvre (système commercial), son insensibilité à la température des gouttes (mais sensible à celle du milieu), sa fréquence d'acquisition élevée (jusqu'à  $2.5\text{kHz}$ ) et la large plage de diamètres accessible. Pour ces raisons, la technique est utilisée au laboratoire par exemple pour comparer (en première intention) différentes versions d'injecteurs. Cependant, ses limitations (hypothèse sur la distribution, non unicité de la solution) et le type de mesure intégrale font qu'elle n'est pas adaptée à la description fine de la granulométrie du spray d'injection.

### 1.4.2 Imagerie directe

#### 1.4.2.1 Ombroscopie

Nous appellerons ici ombroscopie<sup>2</sup> la technique qui consiste à éclairer une zone de mesure de petite dimension avec une source pulsée et à l'observer avec un fort grossissement en diffusion avant. La forme et la dimension des particules sont accessibles directement par simple traitement d'image. La définition des caméras impose un champ relativement petit, de l'ordre de quelques  $\text{mm}$  de côté si l'on souhaite observer des particules dont la taille est de l'ordre du micron. L'utilisation d'une source pulsée à haute fréquence permet d'accéder à la vitesse de chaque particule qui peut être ainsi figée deux fois sur la même image (Fig. 1.25).

Les avantages de cette méthode sont :

- L'insensibilité à l'indice de réfraction, donc à la température.
- La possibilité de mesurer la forme réelle des particules, notamment en mettant en œuvre plusieurs caméras.
- L'adaptation à tout type de particule, solide ou liquide, homogène ou non homogène.
- Une procédure d'étalonnage très simple à l'aide d'une mire.
- La possibilité de couplage avec une mesure individuelle de la vitesse.

L'inconvénient majeur réside dans le fait que la concentration en particules doit être assez faible pour éviter des recouvrements trop importants sur l'image.

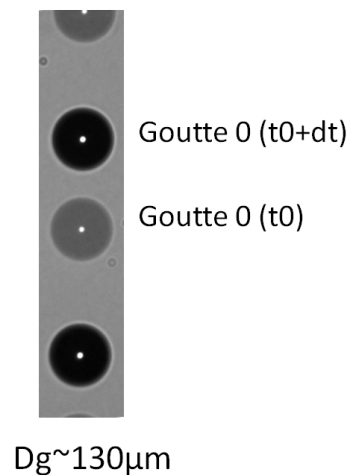


FIGURE 1.25 – Exemple d'image de train de gouttes générées par un injecteur monodisperse acquises en ombroscopie.

#### 1.4.2.2 Planar Droplet Sizing

Toutes les techniques granulométriques présentées jusqu'ici sont ponctuelles ou limitées à de petits champs de l'ordre du  $mm^2$ . La technique PDS est une technique de champ permettant d'accéder à des cartographies dont la taille est bien supérieure.

La phase liquide doit êtreensemencée avec un traceur fluorescent. L'hypothèse fondamentale de la PDS a été décrite par [Kamimoto [1994]] et [Yeh et al. [1993]] : le rapport de l'intensité de fluorescence  $I_f$ , supposée proportionnelle au volume de la particule, et de l'intensité de diffusion de Mie  $I_s$ , supposée proportionnelle au carré du diamètre, permet de remonter à une quantité proportionnelle au diamètre moyen de Sauter  $d_{32}$  (équation 1.29 et Fig.1.27).

$$I_s(d) = a_s d^2 \quad (1.26)$$

---

2. L'ombroscopie fait généralement référence à une technique de visualisation qui met en évidence la dérivée seconde de l'indice de réfraction, proportionnelle à la variation de masse volumique (donc de température ou de pression.)



$$I_f(d) = a_f d^3 \quad (1.27)$$

$$\begin{aligned} SMD &= \frac{\int_{d=0}^{\infty} d^3 \cdot dN(d)}{\int_{d=0}^{\infty} d^2 \cdot dN(d)} = \frac{\int_{d=0}^{\infty} \frac{1}{a_f} \cdot I_f(d) \cdot dN(d)}{\int_{d=0}^{\infty} \frac{1}{a_s} \cdot I_s(d) \cdot dN(d)} \\ \Leftrightarrow SMD &= \frac{1}{K} \frac{\int_{d=0}^{\infty} I_f(d) \cdot dN(d)}{\int_{d=0}^{\infty} I_s(d) \cdot dN(d)} \end{aligned} \quad (1.28)$$

Soit, en dimension finie :

$$SMD = \frac{1}{K} \frac{\sum_i n_i d_i^3}{\sum_i n_i d_i^2} \quad (1.29)$$

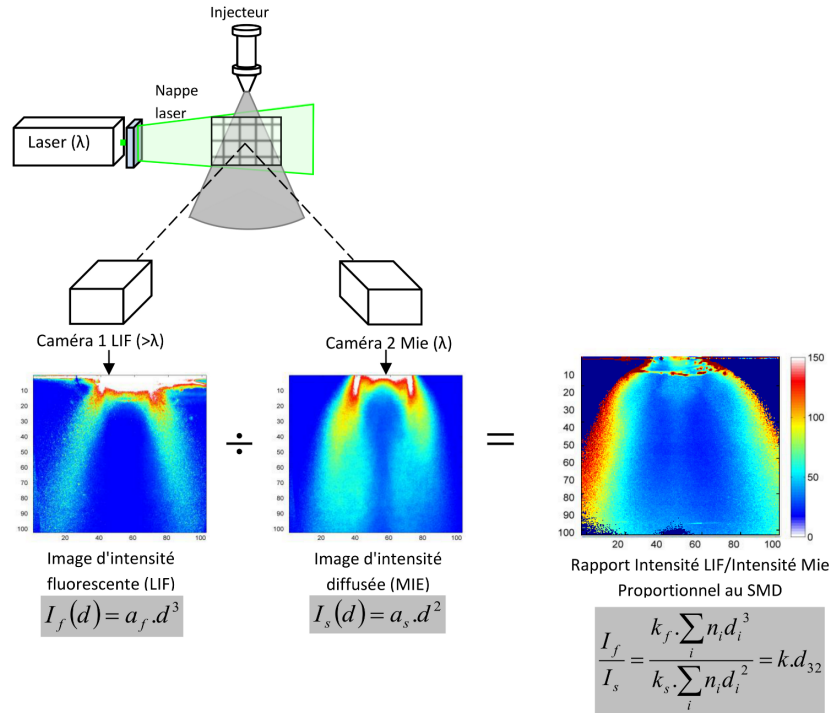


FIGURE 1.26 – Planar Droplet Sizing : principe

Il paraît judicieux de développer des techniques, comme la PDS, qui s'intéressent à des rapports d'intensité provenant d'une nappe unique. En effet, les mesures basées sur la seule intensité diffusée ou émise par fluorescence sont particulièrement délicates car elles dépendent très directement des conditions expérimentales. La répartition de la lumière incidente dans le champ (faisceau gaussien ouvert en nappe divergente ou à bords parallèles) nécessite un étalonnage rigoureux.

Cependant, les proportionnalités indiquées ici ne sont que des tendances comme l'ont montré [Charalampous and Hardalupas [2011b] et [2011b]].

L'absorption de la lumière le long de son trajet dans le milieu diffusant et la diffusion multiple peuvent être non négligeables si le brouillard est dense. Pour la fluorescence, l'absorption du traceur dans la goutte peut altérer la proportionnalité de l'intensité au volume si la concentration est trop importante. En revanche, si elle est trop faible, le rapport signal/bruit peut devenir insuffisant. Il y a là un premier compromis à régler, dans le choix du fluorophore et sa concentration.

Pour la diffusion de Mie, l'intensité diffusée n'est pas proportionnelle au carré du diamètre pour des particules de taille inférieure à  $100 \mu m$ .

Cette méthode semble toutefois très intéressante car elle permet l'observation d'un champ de plusieurs centimètres de côté, suffisant pour couvrir une coupe transversale ou longitudinale d'un brouillard issu d'un injecteur. C'est la seule parmi toutes les techniques existantes qui présente cet avantage [Lempereur [2011]]. De plus, la concentration admissible en particules est élevée.

[Charalampous and Hardalupas [2011b] et [2011b]] proposent une nouvelle méthode de calibration pour s'affranchir en partie des défauts de proportionnalité entre intensité diffusée et carré du diamètre d'une part, et entre intensité fluorescente et cube du diamètre d'autre part. Cependant, la difficulté de mise en œuvre de la PDS réside notamment dans la détermination du facteur d'étalonnage  $K$  (équation 1.29), qui n'est pas constant et qui est affecté par la taille des gouttes, induisant une erreur de dimensionnement. Comme toute méthode intensimétrique, la PDS est donc délicate à mettre en œuvre et requiert une compréhension fine des phénomènes optiques sous-jacents.

### 1.4.3 Autres techniques

#### 1.4.3.1 Temps de vol

Le principe de base de cette technique repose sur l'analyse temporelle des signaux réfléchi ou réfractés à différents ordres par la particule lors de sa traversée d'un même volume de mesure. Pour ce faire, il est indispensable que la particule soit éclairée de façon inhomogène par le laser : le faisceau doit être de diamètre inférieur à celui des particules à mesurer. Lors du passage de la particule dans le faisceau, trois ordres sont détectables en rétrodiffusion, correspondant successivement au mode 2 de la réfraction de second ordre  $p=2.2$  (mêlé avec l'onde de surface issue du même point), au mode 1 de la réfraction de second ordre  $p=2.1$  et au signal réfléchi  $p=0$ . Il n'y a pas d'interférences entre ces différents ordres car ils sont séparés temporellement et spatialement. Pour une configuration géométrique donnée, l'espacement temporel entre ces bouffées est directement relié au diamètre de la goutte. De plus, l'espacement entre les deux modes de réfraction donne une estimation de l'indice de réfraction. Le couplage avec un système LDA permet de mesurer la vitesse tout en conservant une configuration en rétrodiffusion qui assure un montage compact entre émetteurs et détecteurs [Schäfer and Tropea [2011]].

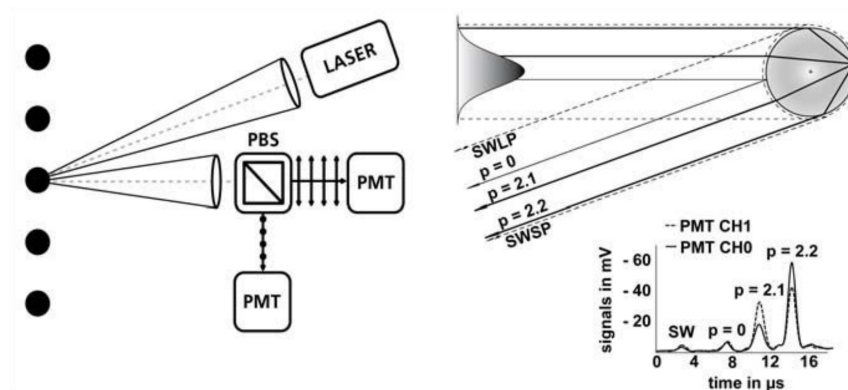


FIGURE 1.27 – Mise en œuvre de la technique de temps de vol avec analyse du rapport de polarisation [Schäfer and Tropea [2011]]

Les avantages de cette technique sont les suivants :

- Possibilité de couplage des trois mesures : diamètre, vitesse et indice de réfraction.
- Encombrement réduit.

Les inconvénients concernent les conditions de mise en œuvre :

- Limitation de la taille minimale des particules analysées par le diamètre du faisceau laser au point focal (*waist*).
- Les particules doivent passer au (*waist*) du faisceau gaussien sous peine de générer des signaux erronés et une seule particule doit être présente dans le volume de mesure à un instant donné. La concentration en particules doit donc être assez réduite.
- La sphéricité des particules est nécessaire.
- La mesure de température à partir de l'indice présente les mêmes restrictions d'application que pour la technique arc-en-ciel (voir ci-dessous), à savoir l'absence de gradients de température.

---

Les principales techniques de mesure anémométriques et granulométriques ont été rappelées. Les mesures de concentration volumique et de flux volumique sont maintenant abordées.

## 1.5 Mesure de la concentration volumique et du flux volumique

Dans un écoulement diphasique gaz-gouttes, la concentration volumique, ou fraction volumique, de la phase dispersée est le volume occupé par cette phase par unité de volume à un instant donné (§1.1.2). Le flux volumique, quant à lui, mesure le volume de toutes les particules ayant traversé une unité de surface par unité de temps. Ces deux paramètres

comptent parmi les plus importants pour caractériser les processus d'atomisation et de transport ou bien les interactions liquide/parois par exemple. Ils sont accessibles par la technique PDA et par des techniques d'imagerie.

### 1.5.1 Par PDA

L'expression du flux volumique pour les composantes  $x$  et  $y$  peut être écrite de la manière suivante :

$$\begin{aligned} F_{vx} &= \frac{\pi}{6} \frac{1}{T} \sum_{i=1}^N \frac{d_i^3 \cos \gamma_i}{A_x(d_i)} \\ F_{vy} &= \frac{\pi}{6} \frac{1}{T} \sum_{i=1}^N \frac{d_i^3 \sin \gamma_i}{A_y(d_i)} \end{aligned} \quad (1.30)$$

où  $T$  est le temps de mesure,  $N$  est le nombre de particules valides mesurées,  $d_i$  est le diamètre de la  $i$ -ème particule,  $\gamma_i$  est l'angle géométrique de la trajectoire de la particule et  $A_x(d_i)$  et  $A_y(d_i)$  sont les surfaces de référence du volume de mesure projetées sur  $x$  et  $y$  pour le diamètre  $d_i$ . Il est exprimé en  $cm^3.cm^{-2}.s^{-1}$

Une mesure de flux volumique est donc accessible par le PDA, mais comporte des sources d'incertitudes. Si plusieurs gouttes passent au même moment dans le volume de mesure, il y aura soit un rejet de la mesure, soit comptabilisation d'une goutte au lieu de deux, provoquant une erreur de comptage. Ces erreurs de comptage surviennent aussi lorsque la particule ne respecte pas les conditions de sphéricité. Dans ce cas, la mesure est rejetée. Pour des gouttes, les particules non sphériques sont généralement les gouttes de grande taille, autrement dit celles qui contribuent le plus au flux volumique. A cela peuvent s'ajouter des erreurs de mesure du diamètre à cause de l'effet de trajectoire, et il est difficile de déterminer précisément le volume de mesure. C'est pourquoi la mesure de flux volumique par PDA est souvent considérée comme peu précise.

D'autre part, la méthode de référence à laquelle sont comparées ces mesures reste un pluviomètre (*patternator*), c'est-à-dire un ensemble de tubes destinés à collecter le liquide issu de l'injecteur pendant un temps donné. La résolution spatiale est donc particulièrement faible et la mise en correspondance des zones d'intérêt entre ce dispositif et les points de mesure PDA est délicate.

La fraction volumique est un scalaire sans dimension qui peut être calculé de la manière suivante :

$$\alpha_d = \frac{\pi}{6} \frac{1}{T} \sum_{i=1}^N \frac{d_i^3}{A(d_i) \cdot u_i} = \frac{\pi}{6} \frac{1}{T} \sum_{i=1}^N \frac{d_i^3 \cdot \tau_i}{V(d_i)} \quad (1.31)$$

où  $V(d_i)$  est le volume de mesure et  $\tau_i$  est le temps de séjour de la  $i$ -ème particule. Le

PDA ne donne pas directement la fraction volumique, mais une concentration en nombre de particules par unité de volume en  $\#.cm^{-3}$  qui peut être traduite en fraction volumique en intégrant les histogrammes mesurés.

$$Concentration_d = \frac{1}{T} \sum_{i=1}^N \frac{1}{A(d_i).u_i} \quad (1.32)$$

### 1.5.2 Par DGV

Pour accéder à des cartographies 2D sur un brouillard de gouttes, [Lempereur and Barricau [2007]] a mis au point en 2007 une technique mixte basée sur l'utilisation d'images issues de DGV (diffusion de Mie et champ de vitesse) et de mesures locales de diamètre par PDA étendues à l'ensemble du plan de mesure sous hypothèse de symétrie axiale. Cette étude a montré l'intérêt d'obtenir des cartographies 2D de flux volumique -plutôt que des mesures ponctuelles par PDA-, cartographies qui mettent en évidence des zones de surconcentration qui tournent avec le swirl de l'écoulement d'air et ont tendance à s'homogénéiser avec la distance à l'injecteur (Fig. 1.28).

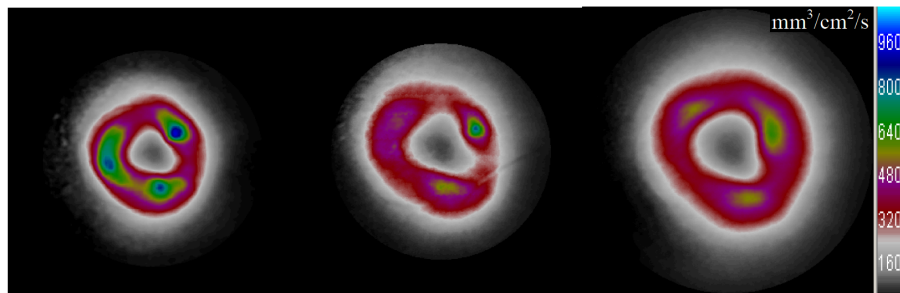


FIGURE 1.28 – Cartes de flux volumique par DGV : coupes transversales d'un *spray* à 6, 11 et 16 mm de l'injecteur

### 1.5.3 Par technique couplée PIV-PLIF

De par la propriété qui lie l'intensité de fluorescence au volume de liquide éclairé, les images de fluorescence induites par laser (LIF) peuvent permettre d'accéder à la fraction volumique. Certains carburants comme les bio-carburants ou le diesel ne fluorescent pas naturellement et nécessitent l'ajout de traceurs fluorescents [Ledier et al. [2011]]. Il en est de même pour mesurer des concentration de liquides utilisés pour simuler les carburants, comme l'éthanol. Les images de fluorescence fournissent une valeur proportionnelle au volume liquide. Pour les exploiter quantitativement, il est nécessaire de déterminer un coefficient de calibration.

Dans la littérature, [Prasad and Sreenivasan [1990]], [Catrakis and Dimotakis [1996]] ou [Sarathi et al. [2012]] tirent parti de la fluorescence pour analyser quantitativement les phénomènes de mélange turbulent entre un jet liquide fluorescent et un liquide au repos dans une cuve. Pour cela, plusieurs techniques de calibration des images de fluorescence

ont été utilisées. On peut citer par exemple la méthode qui consiste à remplir une cuve de taille supérieur ou égale au champ observé avec un liquide contenant une concentration uniforme et connue de fluorophore. Des images sont ensuite acquises à partir de différentes concentrations afin de construire une cartographie de calibration reliant l'intensité à la concentration en traceur fluorescent en chaque pixel. Cependant, utiliser une solution uniforme de fluorophore sur une section de test entière peut poser des problèmes d'absorption significatifs [Ferrier et al. [1993]]. La même technique peut être réalisée sur une cuve de plus petite taille, mais ne considère alors plus les variations spatiales de l'intensité de fluorescence émise.

Le couplage de la stéréo-PIV et de la PLIF peut permettre de caractériser le flux volumique de la phase liquide. Le principe consiste à calculer le produit entre les cartographies de concentration et de vitesse normale au plan de mesure [Sarathi et al. [2012]]. Dans la littérature, une méthode de calibration du flux volumique, permettant de pallier le problème de calibration des images de fluorescence, consiste à déterminer le facteur de calibration par l'intégration des intensités de fluorescence sur chaque section de mesure, connaissant le débit source de liquide injecté [Sarathi et al. [2012]][Lempereur and Barriau [2007]]. Toutefois, cette technique repose sur l'hypothèse de conservation du flux volumique entre chaque coupe transversale le long de la direction d'injection, en d'autres termes, une condition de non évaporation.

### 1.5.4 Synthèse des techniques optiques

TABLE 1.2 – Tableau récapitulatif des techniques optiques de granulométrie évoquées dans cette revue bibliographique : Avantages et limitations en vue de nos objectifs

Technique	Etendue de mesure	Concentration admissible	Possibilité de couplage	Plage de diamètres mesurables
<b>Diffractométrie</b>				
Malvern	intégrale	élevée	Concentration	0.1 à 900 $\mu m$
<b>Interférométrie</b>				
PDA	0D	10 à 100 part./mm <sup>3</sup>	Vitesse (jusqu'à 3C)	0.5 à 1000 $\mu m$
IPI	2D (mm <sup>2</sup> )	< 10 part./mm <sup>3</sup>	-	20 à 1000 $\mu m$
DIPH	2D (mm <sup>2</sup> )	quelques dizaines de part./mm <sup>3</sup>	Vitesse (PIV)	20 à 300 $\mu m$
Arc-en-ciel	0D	< 10 part./mm <sup>3</sup>	Indice de réfraction Température	10 à 1000 $\mu m$
<b>Imagerie directe</b>				
Ombroscopie	2D (mm <sup>2</sup> )	quelques dizaines de part./mm <sup>3</sup>	Vitesse (PTV)	5 à 1000 $\mu m$
<b>Temps de vol</b>				
Temps de vol	0D	< 10 part./mm <sup>3</sup>	Vitesse Indice de réfraction	> 50 $\mu m$
<b>Rapport d'intensités</b>				
PDS	2D	élevée (limitée par la diffusion multiple)	Vitesse (PIV)	1 à 1000 $\mu m$

## 1.6 Conclusion de l'étude bibliographique et objectifs de la thèse

A travers cette étude bibliographique, nous avons recensé les techniques optiques adaptées à la métrologie en écoulement diphasique, défini leurs avantages et leurs limitations. Compte tenu de notre objectif qui est de fournir des cartographies 2D des principaux paramètres physiques, nous avons présenté des techniques de champ pour la vélocimétrie par PIV, la granulométrie par PDS et la mesure de flux volumique par PIV-PLIF sur lesquelles nous allons concentrer nos travaux de recherche.

- La PIV est une technique de champ basée sur la corrélation spatiale entre deux images prises à intervalle de temps connu. Ce moyen de mesure de la vitesse, éprouvé dans le cas d'un ensemencement homogène, n'est que peu validé en milieu diphasique. Les travaux publiés montrent que l'intensité de la lumière diffusée dépendant de la taille des gouttes, la vitesse moyenne mesurée n'est pas égale à la moyenne arithmétique des vitesses de chaque goutte. Bien que certains auteurs relient cette vitesse mesurée à la distribution en taille et en vitesse des gouttes, cette dépendance n'est pas claire et nécessite d'être étudiée plus en détail. En effet, lorsque l'injection s'effectue en présence d'un écoulement d'air, la corrélation entre vitesse et diamètre des gouttes est souvent fortement marquée, notamment à la sortie de l'injecteur où les petites gouttes sont plus facilement emportées par la phase gazeuse. Nous étudierons donc l'influence de cette corrélation sur la mesure de vitesse de la phase liquide par PIV pour mieux interpréter les résultats. Les sprays comportent aussi des zones de recirculation, entraînant de forts gradients spatiaux qu'il est difficile de mesurer par PIV.

Compte tenu de l'importance de la vitesse de glissement entre les deux phases, une mesure de vitesse de la phase gazeuse en présence des gouttes sera également entreprise. Considérant l'analyse bibliographique réalisée, nous suivrons une approche consistant à ensemencer uniquement le gaz avec un traceur fluorescent.

- La PDS est une technique optique basée sur le rapport des intensités de fluorescence et de diffusion (LIF/Mie) qui donne accès au diamètre moyen de Sauter (SMD). Cependant, elle comporte des limitations : pour la fluorescence, l'absorption du traceur dans la goutte peut altérer la proportionnalité de l'intensité au volume si la concentration du traceur est trop importante. En revanche, si elle est trop faible, le rapport signal/bruit peut devenir insuffisant. En cas d'évaporation, la concentration de fluorophore dans la goutte peut varier et induire une modification de la proportionnalité recherchée. Pour la diffusion de Mie, l'intensité ne varie pas comme le carré du diamètre dans la plage étudiée et présente un caractère oscillatoire pour les plus petits diamètres. De plus, la variation de l'intensité diffusée avec l'angle de diffusion



rend la mesure particulièrement délicate. Enfin, les caractéristiques des caméras en termes de dynamique, de linéarité et de bruit de mesure doivent être étudiées pour assurer la qualité de la restitution de la cartographie de diamètres. C'est pourquoi, en nous appuyant sur des considérations théoriques et sur des comparaisons avec le PDA, nous analyserons les limitations physiques et technologiques de la technique, définirons les conditions optimales de mise en œuvre, développerons des algorithmes spécifiques de traitement et évaluerons les incertitudes de mesure.

- Pour accéder à la fraction et au flux volumique, seul le PDA fournit une estimation locale du flux volumique avec toutefois une précision limitée par les erreurs de comptage des gouttes et la difficulté de quantification du volume de mesure. Nous mettrons en œuvre une mesure de flux volumique en couplant une mesure de vitesse par PIV et une mesure de concentration par PLIF. Cette approche peut en effet permettre de mesurer une distribution spatiale de débit liquide. Nous en étudierons donc les potentialités et analyserons la précision des résultats obtenus.

Tous les développements effectués dans cette thèse ayant pour but de fournir une panoplie de techniques de mesure performantes et parfaitement maîtrisées, tant sur les conditions de mise en œuvre que sur l'analyse et la pertinence des résultats fournis, il est nécessaire de les valider en comparant les résultats obtenus avec des mesures de référence. Pour ce faire, l'Anémogrammétrie Phase Doppler sera mise en œuvre. Elle permettra d'interpréter les résultats obtenus en utilisant les distributions en taille et en vitesse.



# Description des moyens d'essais

## Sommaire

---

<b>2.1 Banc d'essais et contrôle des conditions opératoires . . . . .</b>	<b>45</b>
2.1.1 Description du banc injecteur . . . . .	45
2.1.2 Traceurs fluorescents . . . . .	47
2.1.3 Contrôle de la concentration en fluorophore dans la phase liquide . . . . .	48
<b>2.2 Moyens de mesure mis en œuvre . . . . .</b>	<b>49</b>
2.2.1 Système PDA . . . . .	50
2.2.2 Méthodes basées sur de l'imagerie . . . . .	52
2.2.3 Montage sur le banc d'essais . . . . .	56

---

LE chapitre précédent, principalement dédié à l'état de l'art des méthodes de diagnostic optique, nous a permis de déterminer les techniques qu'il était judicieux de mettre en œuvre. La première partie de ce chapitre traite du choix des installations, du matériel et des fluides utilisés pour mener à bien ces mesures : banc d'essais, traceurs fluorescents, et contrôle des débits y sont exposés. La deuxième partie décrit le système de mesure par PDA qui constitue la référence à laquelle seront comparées les données issues des techniques dont nous présenterons la mise en œuvre matérielle et logicielle.

## 2.1 Banc d'essais et contrôle des conditions opératoires

### 2.1.1 Description du banc injecteur

Les essais ont été menés sur le banc “injecteur de référence” du laboratoire, qui est un banc de caractérisation d'injecteurs aéronautiques. La veine de test a déjà été utilisée sur le banc MERCATO de l'ONERA [Lecourt et al. [2011, June]]. Celle-ci est composée d'un plénum, contenant le système d'injection et d'une chambre de confinement. Pour faciliter la mise au point des techniques de diagnostic optique, il est préférable dans un premier temps de travailler en milieu non confiné pour éviter les problèmes liés aux traversées de

hublots, à la limitation des accès optiques, aux réflexions parasites, etc... C'est cette option qui sera retenue durant la thèse.

Le système d'injection de type MAKILA comprend un injecteur mécanique (gicleur) fabriqué par Delavan. Le carburant liquide est injecté sous la forme d'une nappe liquide conique qui va se déstabiliser et créer des ligaments et des amas au cours de l'atomisation primaire. Douze entrées d'air tangentielles (vrille ou "swirler") placées en fond du système d'injection génèrent un écoulement d'air en rotation autour de l'axe d'injection (Fig.2.1). Cet écoulement tourbillonnaire à forte vitesse pulvérise la nappe, les ligaments et les amas issus de l'injecteur mécanique en gouttelettes de petite taille (atomisation secondaire). A l'aval du système d'injection est ainsi produit un brouillard de gouttes entraînées dans un écoulement d'air en rotation. En écoulement confiné en conduite et non réactif, le taux de rotation caractérisé par le nombre de *swirl* défini par :

$$S = \frac{G_{\Phi}}{RG_x} \quad (2.1)$$

où  $R$  est le rayon,  $G_{\Phi}$  le flux de quantité de mouvement tangentielle et  $G_x$  le flux de quantité de mouvement dans la direction de propagation, a été mesuré à 0.65 [Lecourt et al. [2011, June]]. Comme indiqué précédemment, cette valeur correspond à un mouvement giratoire intense entraînant la présence d'une recirculation centrale et la formation d'un mouvement de précession de type *precessing vortex core* (PVC)[Syred [2006]].

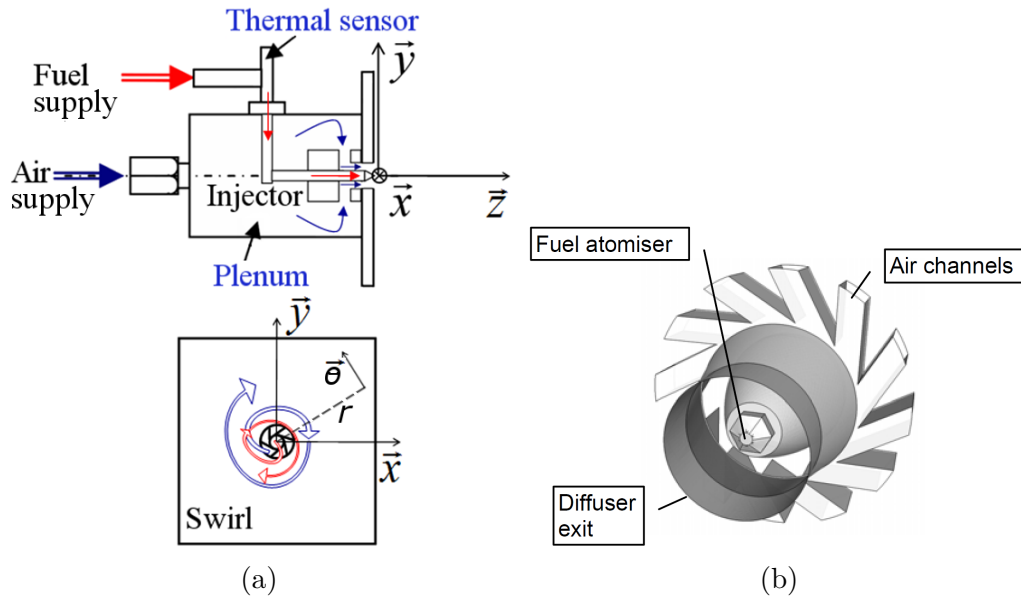


FIGURE 2.1 – (a) Schéma du dispositif d'injection, (b) Visualisation 3D

L'alimentation en air s'effectue grâce au réseau 80 bars du laboratoire, détendu à 10 bars. La régulation du débit passe par l'utilisation d'une électrovanne asservie par un débitmètre à turbine pour les faibles débits (3.5 à 70  $Nm^3/h$ , soit 1.3 à 25 g/s) et un débitmètre à vortex pour les débits supérieurs (70 à 700  $Nm^3/h$ , soit 25 à 250 g/s). Pour la mesure de vitesse de la phase gazeuse, l'écoulement d'air estensemencé par des goutte-

lettes d'huile générées à l'aide d'un système à effet Venturi : de l'air comprimé passe devant la sortie d'un tube plongeant dans un réservoir d'huile. Les gouttelettes générées sont ensuite introduites dans un second récipient afin de piéger les plus grosses. Ce brouillard est enfin injecté en amont du plénum.

Pour la phase liquide, l'utilisation d'un fluide de similitude est préférée au kérosène afin de limiter les risques sanitaires. Le choix s'est porté sur l'éthanol car il possède une tension superficielle, qui conditionne la taille des gouttes, proche de celle du kérosène ( $\tau_{\text{ethanol}} = 0.022 N/m$ ;  $\tau_{\text{kérosène}} = 0.026 N/m$ ). L'alimentation en liquide s'effectue à partir d'un réservoir de 200 litres pressurisé à 6 bars. Le débit de liquide est régulé par une électrovanne asservie par un débitmètre de 0 à 5 g/s.

### 2.1.2 Traceurs fluorescents

Comme indiqué dans le chapitre précédent, la caractérisation de la phase liquide par imagerie peut faire appel à l'utilisation de la fluorescence, aussi bien pour la technique PDS que pour la mesure du flux volumique. En particulier, il s'agit d'exploiter la relation entre intensité de fluorescence  $I_f$  et volume de liquide, qui découle de la formule générique reliant  $I_f$  aux paramètres optiques et physiques, comme vu au Chapitre 1 (Équation 1.19) :

$$I_f(\lambda_2) = 2.3\Phi_f \cdot \epsilon(\lambda_1) \cdot x \cdot C \cdot I_0(\lambda_1) \quad (2.2)$$

Cette relation dépend en grande partie des conditions expérimentales, et a fortiori de la nature du fluorophore dissous dans l'éthanol. Par conséquent, il convient d'optimiser la fluorescence en étudiant :

- la concentration  $C$
- la longueur d'onde d'excitation de la fluorescence  $\lambda_1$
- la plage de longueur d'onde d'émission  $\lambda_2$
- le rendement quantique de fluorescence  $\Phi_f$
- le coefficient d'absorption molaire  $\epsilon$
- la solubilité dans le liquide
- la sensibilité à la température ou au PH

Les mesures réalisées dans ce travail sont effectuées à l'aide d'un système commercial LaVision dédié à la PIV. La longueur d'onde du laser de ce système est de 532 nm. Il faut donc sélectionner un fluorophore répondant à cette longueur d'onde d'excitation.

Dans la famille des xanthènes, les rhodamines B et 6G sont bien adaptées avec un avantage pour la 6G qui a un meilleur rendement quantique de fluorescence et présente une longueur d'onde d'absorption maximale très proche de 532 nm. L'inconvénient de la rhodamine 6G peut venir de la corrosion induite sur les métaux non inoxydables. Les formes perchlorate et tétrafluoroborate permettent de pallier ce problème mais leur solubilité est moindre. Toutefois, les conduites aéronautiques utilisées sur le banc d'essais étant en acier inoxydable, cette contrainte ne constitue pas une limitation. De plus, la concentration en

rhodamine doit rester particulièrement faible pour limiter les phénomènes d'absorption dans les gouttes.

Le pyrrométhène constitue une alternative aux rhodamines. Ce fluorophore présente des caractéristiques moins intéressantes que la rhodamine 6G en termes de rendement de fluorescence, de section efficace d'absorption et d'étendue du spectre d'émission vers des longueurs d'onde correspondant à une moins bonne sensibilité de la caméra. Cependant, sa solubilité dans les huiles est avantageuse pour ensemercer la phase gazeuse afin d'effectuer des mesures de vitesse. Ses propriétés de fluorescence sont assez peu dépendantes du solvant utilisé ainsi que du pH mais elles varient fortement avec la température ce qui peut être mis à profit pour mesurer ce paramètre.

Le tableau 2.1 présente les caractéristiques de ces trois fluorophores excitables dans le vert, les rhodamines étant très couramment utilisées dans les expériences de LIF et le pyrrométhène étant plus "exotique".

A partir de cette analyse, la rhodamine 6G a été choisie pour ensemercer l'éthanol lors de la caractérisation de la phase liquide et le pyrrométhène pour ensemercer l'huile servant de traceur lors de la caractérisation de la phase gazeuse.

TABLE 2.1 – Caractéristiques des fluorophores rhodamine B et 6G et pyrrométhène

Fluorophore	Rhodamine B	Rhodamine 6G	Pyrrométhène 597-8C9
Longueur d'onde absorption max (nm)	543	529	525
Rendement quantique	$\phi = 0.7$	$\phi = 0.95$	$\phi = 0.3$
Coefficient d'absorption molaire à $\lambda_{max}$	$\epsilon = 106000$	$\epsilon = 116000$	$\epsilon = 52500$
Coefficient d'absorption molaire à $\lambda = 532 \text{ nm}$	$\epsilon = 82680$	$\epsilon = 113680$	$\epsilon = 31500$
Plage d'émission (nm)	540-620	530-630	510-700
Longueur d'onde émission max (nm)	560	550	588
Sensibilité température	oui	faible	forte
Sensibilité pH	oui	?	non
Solubilité	Eau, cétone, alcool		Alcane, huile d'olive, cétone, alcool

### 2.1.3 Contrôle de la concentration en fluorophore dans la phase liquide

La rhodamine 6G se présente sous la forme d'une poudre, qu'il convient de dissoudre dans l'éthanol. L'éthanol qui alimente le système d'injection étant stocké dans un réservoir de 200 L, il n'est pas possible de contrôler précisément la concentration en fluorophore. Pour maîtriser ce paramètre, une solution "mère" concentrée en fluorophore est diluée dans

un flux d'éthanol pur (Fig.2.2(a)). Cette solution initiale dont la concentration est définie en fonction du débit total d'éthanol injecté, est stockée dans un deuxième réservoir, de faible capacité (2 L). La concentration finale en fluophore est ainsi contrôlée à partir de la concentration de la solution initiale et des débits respectifs entre les deux flux liquides. Le calcul de la concentration finale de fluorophore dans le liquide atomisé  $C_1$  est le suivant :

$$C_1 = C_0 \cdot \frac{d_1}{d_0 + d_1} \quad (2.3)$$

où  $d_0$  est le débit principal (éthanol pur) et  $d_1$  le débit secondaire (éthanol/fluorophore). Les courbes présentées sur la Fig.2.2(b) permettent d'évaluer la concentration finale  $C_0$  obtenue pour différentes valeurs de débits sur les voies principale et secondaire.

Le contrôle du débit secondaire s'effectue via un débitmètre massique de précision à effet Coriolis (résolution de  $1 \text{ cm}^3/\text{h}$ ). Le débit maximal est de l'ordre de  $500 \text{ cm}^3/\text{h}$  soit  $0.1 \text{ g/s}$  pour de l'éthanol. Comme nous le verrons par la suite, pour limiter l'absorption tout en conservant un signal exploitable, une concentration optimale de la solution finale doit être utilisée. Pour obtenir cette concentration, la solution mère est préparée avec une concentration de  $C_0 = 20 \text{ mg/l}$ . Pour préparer ce mélange, une balance ayant une résolution de  $1 \text{ mg}$  est utilisée.

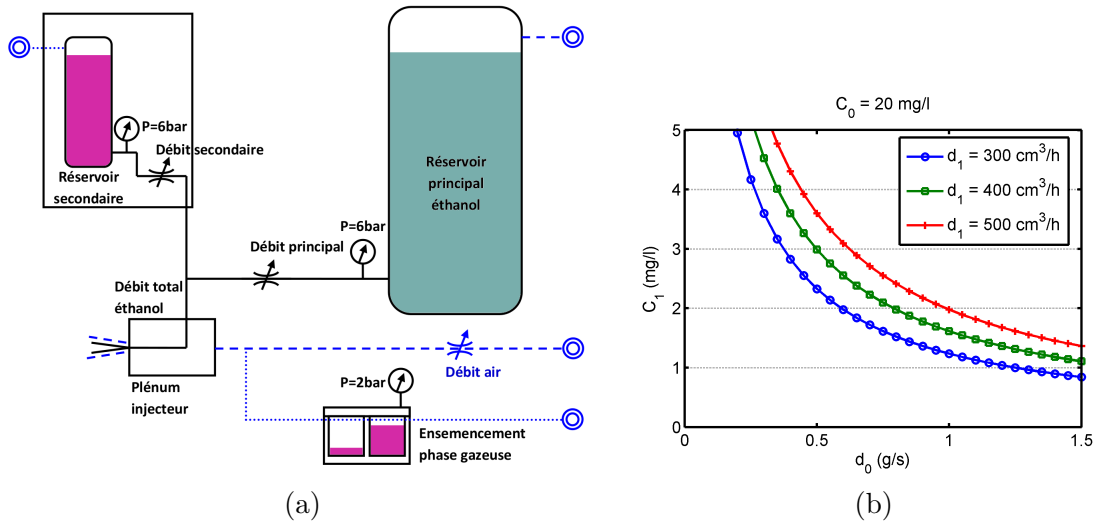


FIGURE 2.2 – (a) Schéma de l'alimentation en air et en liquide du dispositif d'injection, (b) Évolution de la concentration injectée en rhodamine en fonction des débits sur les voies principale et secondaire

## 2.2 Moyens de mesure mis en œuvre

Après avoir décrit le banc d'essais et le système d'ensemencement mis en œuvre pour cette étude, nous allons maintenant présenter les systèmes de mesure utilisés.

## 2.2.1 Système PDA

### 2.2.1.1 Matériel utilisé

Les mesures de vitesse et de diamètre de référence ont été obtenues par un système Phase Doppler Analyser de la société Dantec Dynamics. Il comporte un générateur de faisceaux FlowMaster à deux composantes qui produit un volume de mesure à 532 nm suivant une direction, et un volume de mesure à 671 nm suivant la direction perpendiculaire. L'optique de collection est une sonde optique à fibre de type FiberPDA proposant trois masques afin de sonder plusieurs gammes de diamètres allant de un micron à plusieurs centaines de microns.

### 2.2.1.2 Montage et mesures réalisées

Le brouillard a été sondé suivant des traversées horizontales et verticales dans les plans transverses à  $z = 12, 20, 30, 40,$  et  $50$  mm de l'injecteur (Fig.2.3).

Les mesures ont été réalisées le long de deux traversées perpendiculaires suivant les positions  $(x,0,z)$  et  $(0,y,z)$ . Le système PDA permettant d'accéder à deux composantes de la vitesse, les traversées suivant les positions  $(x,0,z)$  permettent de mesurer les composantes axiale et tangentielle de la vitesse alors que les traversées  $(0,y,z)$  fournissent les composantes axiale et radiale (Fig. 2.3). Après avoir vérifié la symétrie de l'écoulement et pour alléger la charge de travail, les points de mesure sur chaque traversée sont situés de  $-10$  à  $50$  mm, avec un pas de  $2$  mm.

En chaque point de mesure,  $20\ 000$  gouttes sont acquises, sauf en extrémité du spray où la concentration est moindre. Dans ce cas, l'acquisition est limitée  $20$  s au bout desquelles quelques milliers de gouttes ( $2000$  à  $3000$ ) sont passées dans le volume de mesure. Les taux de validation sont très élevés, supérieurs à  $95\%$  dans la partie centrale du spray, et restent très bons en périphérie, de  $80$  à  $90\%$ , là où l'acquisition s'arrête sur un temps limite. Les débits d'air et les débits liquides testés sont les mêmes qu'en PIV. Au total,  $1860$  points de mesure ont été réalisés, ce qui en fait un maillage très complet :

- 31 points par traversée
- 2 traversées par plan
- 5 plans
- 3 débits d'air
- 2 débits de liquide

Un essai a aussi été mené sur une matrice complète de points espacés de  $3$  mm dans le plan à  $30$  mm de l'injecteur sur un point de fonctionnement, représentant  $1325$  mesures. Une photographie du montage réalisé montre la disposition du système de mesure par rapport à l'injecteur (Fig.2.4).



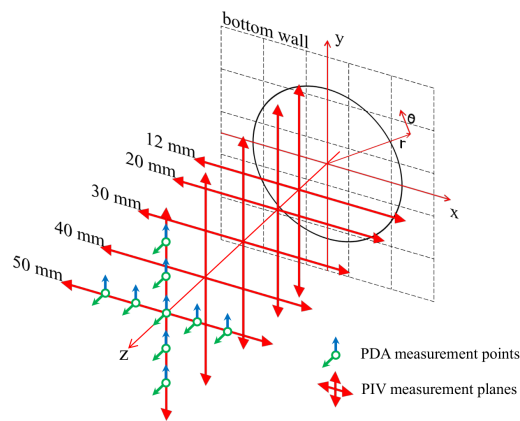


FIGURE 2.3 – Localisation des traversées de mesure PDA

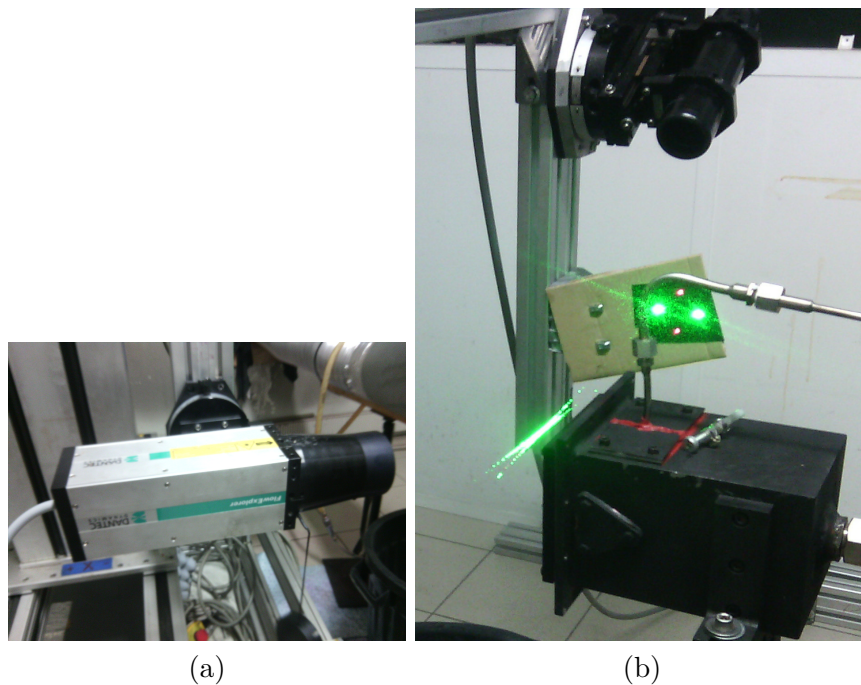


FIGURE 2.4 – Photographies du montage PDA : (a) Optique de génération, (b) Optique de collection

### 2.2.1.3 Traitement des résultats

Les résultats bruts sont composés d'un fichier texte recensant les paramètres mesurés pour chaque goutte pour chaque position de mesure. Il contient les informations suivantes :

- Localisation du point de mesure par les coordonnées X, Z, Y
- Pour chaque gouttelette, son temps d'arrivée  $AT(ms)$ , son temps de transit dans le volume de mesure  $TT(\mu s)$ , ses composantes de vitesse LDA1 selon Z et LDA4 selon X ou Y (m/s), les deux phases U12 et U13 ( $^\circ$ ) et son diamètre D ( $\mu m$ ).

Pour étendre les informations classiques fournies par le logiciel Dantec (vitesses, diamètres moyens, concentration, flux), un module de traitement spécifique a été réalisé afin de

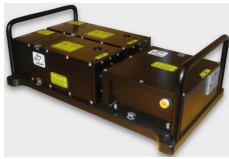
calculer les grandeurs statistiques (ex : corrélations diamètre/vitesse).

## 2.2.2 Méthodes basées sur de l'imagerie

### 2.2.2.1 Matériel utilisé

#### - Système d'éclairage

La chaîne de mesure comporte un système d'éclairage constitué par un laser Quantel multipulse Twins Big Sky Laser 200 Nd :Yag et d'une optique de transformation du faisceau en une nappe faiblement divergente.



Laser Quantel Twins Big Sky Laser 200 Nd :Yag	
Longueur d'onde	532 nm
Energie max par pulse	200 mJ
Cadence	10 Hz
Durée d'impulsion	8 ns
Diamètre du faisceau	6 mm
Polarisation	Horizontale

#### - Caméras PIV

Deux caméras PIV LaVision ProX4M équipées de filtres passe-bande à 532 nm sont utilisées pour ne visualiser que la diffusion à la longueur d'onde laser. Leur utilisation permet notamment d'effectuer des mesures PIV en trois composantes (2D3C).



Caméra LaVision Imager ProX4M	
Capteur	Kodak KAI – 4022
Définition	2048 x 2048
Dimension pixel	7.4 x 7.4 $\mu\text{m}$
Codage image	14 bits
Cadence trame max	14.7 fps
Temps d'intégration	500 ns à 1000 s
Binning horizontal	1, 2
Binning vertical	1, 2, 4, 8
Intertrame min	115 ns
Refroidissement	10°C par 1 étage Peltier

#### - Caméra intensifiée

Des essais préliminaires ont montré que les caméras ProX4M n'étaient pas suffisamment sensibles pour détecter le signal de fluorescence de la rhodamine ou du pyrrométhène dans nos configurations expérimentales. Le recours à une caméra intensifiée s'avère indispensable pour obtenir un rapport signal/bruit suffisant. Les caméras intensifiées permettent de mesurer la fluorescence émise dans une plage spectrale débutant dans l'UV, dès 200nm. Le principe d'un tube intensificateur est illustré sur la Fig. 2.5. Il consiste dans un premier temps à amplifier la lumière collectée sur la photocathode : les photons incidents passent à travers la lentille d'entrée de l'intensificateur et percutent la photocathode ce qui libère des électrons qui sont ensuite accélérés et multipliés dans des microtubes (MicroChannelPlate)

par l'application d'une forte différence de potentiel. Ils viennent alors percuter un écran revêtu de phosphore qui libère des photons de longueur d'onde correspondant au vert. Ces derniers sont enfin conduits vers le capteur CCD par l'intermédiaire de fibres optiques.

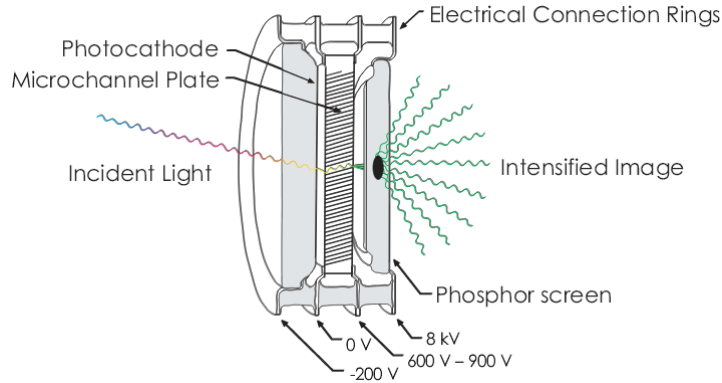


FIGURE 2.5 – Schéma de principe d'un tube intensificateur

Nous avons travaillé avec une caméra intensifiée Princeton PIMAX4. Grâce à la faible rémanence de son phosphore P46, elle est capable de faire l'acquisition de doublets d'images afin d'effectuer des mesures PIV. Comme indiqué précédemment, nous avons choisi de travailler avec de la rhodamine 6G pour l'application de la LIF sur la phase liquide (PDS et flux volumique), et avec du pyrrométhène 597-8C9 pour la mesure de vitesse de la phase gazeuse en présence des gouttes. Pour ces deux applications, la longueur d'onde d'excitation est située à 532 nm et les pics d'émission se situent respectivement à 550 nm et 588 nm. Un tube GenIII a donc été choisi pour équiper la caméra PIMAX4 car son rendement quantique est voisin de 50% dans les plages spectrales d'émission concernées (Fig.2.6).

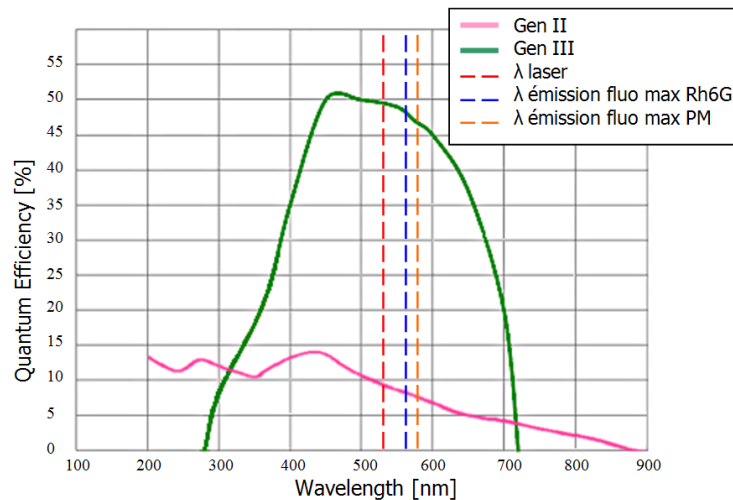


FIGURE 2.6 – Efficacité quantique des intensificateurs Gen II (en rose) et Gen III (en vert) en fonction de la longueur d'onde

Caméra Intensifiée Princeton Instruments	
	PIMAX4
Capteur	CCD Kodak KAI – 1003
Définition	1024 x 1024 à interlignage
Dimension pixel	12.8 x 12.8 $\mu\text{m}$
Dynamique	16 bits
Binning	1x1, 2x2, 4x4
Refroidissement	-25°C à air
Intensificateur	Gen III Hbf
Couplage au capteur	Par fibre optique
Phosphore	P46 (1 $\mu\text{s}$ de rémanence)



Pour isoler le signal fluorescent de la longueur d'onde d'excitation émise par le laser, la caméra intensifiée est équipée d'un filtre de type "passe-haut raie laser" qui coupe toute la transmission en deçà de la longueur d'onde du laser, celle-ci comprise. Dans le cas de la rhodamine 6G et du pyrrométhène, le spectre de fluorescence est bien adapté à la mise en œuvre d'un tel filtre. La transmission est égale à  $10^{-7}$  (OD7) jusqu'à 536 nm, ce qui masque totalement le signal de diffusion à 532 nm, et croît ensuite très rapidement pour atteindre plus de 97% à partir de 541 nm, avant la longueur d'onde maximale de l'émission fluorescente (Fig.2.7).

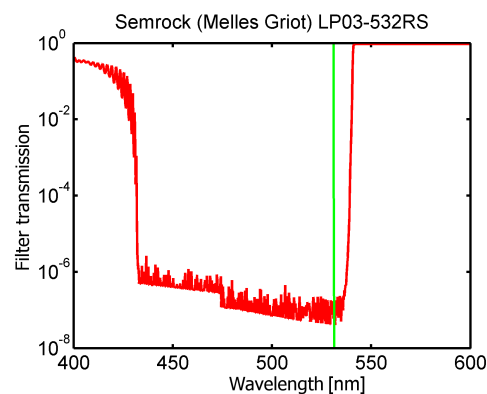


FIGURE 2.7 – Transmission du filtre passe-haut raie laser 532 nm

### 2.2.2.2 Système d'acquisition et de traitement

Une chaîne de mesure spécifique a été mise en place. Elle met en œuvre deux systèmes d'acquisition d'images implantés sur deux PC distincts. Le premier est le système PIV La-

Vision qui intègre la commande du laser et des 2 caméras ProX4M avec le logiciel DaVis. La caméra intensifiée Princeton n'a pu être intégrée dans ce système. Elle est pilotée par le logiciel LightField, le système LaVision fournissant un signal de synchronisation externe pour les acquisitions d'images.

Une passerelle logicielle a été développée pour convertir les images de la caméra intensifiée (.SPE) au format LaVision (.IM7) avant de les transférer par Ethernet afin de les visualiser et les prétraiter sur Davis. La calibration géométrique des prises de vue est réalisée sous DaVis qui offre une interface utilisateur conviviale et une modélisation complète des phénomènes optiques.

Pour le traitement PIV, il est possible d'utiliser soit le logiciel commercial Davis soit le logiciel FOLKI développé par l'Onera [Champagnat et al. [2011]]. La version de Davis disponible permet d'effectuer le traitement PIV par corrélation croisée classique sur CPU. Le logiciel Folki utilise un algorithme de traitement PIV basé sur le flot optique, explicité en Annexe B. Le principe de cet algorithme est de définir une mesure de corrélation croisée comme la somme des différences au carré (SSD) entre la fenêtre d'analyse entourant chaque pixel et la fenêtre déplacée dans l'image consécutive. Il fonctionne sur GPU, ce qui réduit considérablement le temps de calcul (d'un facteur 80 environ). Une autre version de Davis existe et calcule la corrélation croisée sur GPU, mais le gain de temps est moindre qu'avec Folki. C'est pourquoi Folki sera préféré pour le traitement PIV. Une seconde passerelle logicielle a été établie entre Davis et Folki pour adapter les fichiers de calibration géométrique.

Enfin, des modules spécifiques de traitement d'images et de post-traitement ont été développés en programmation Matlab, conduisant aux cartographies PDS et PVF. Ces traitements, décrits en détail dans les chapitres traitant de l'analyse de ces techniques, sont nécessaires dans le cadre de mesures intensimétriques. Ils permettent en particulier, dans le processus de calcul des grandeurs mesurées, la prise en compte des images de noir de la caméra, des images de nappe, de la calibration géométrique, de la gestion des saturations, de filtrages morphologiques ou encore de l'angle de diffusion afin d'analyser le contenu intensimétrique des images d'acquisition.

L'organisation générale est présentée sur la Fig.2.8.

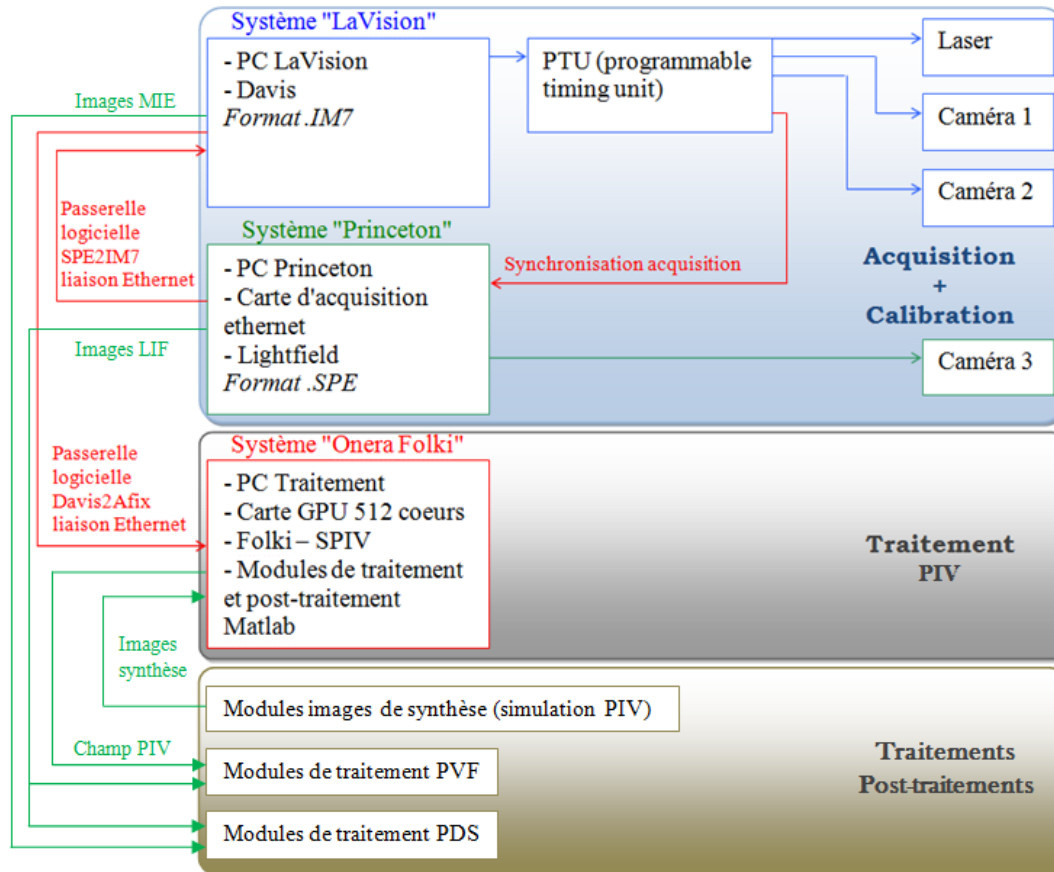


FIGURE 2.8 – Organisation de la chaîne de mesure et de traitement

### 2.2.3 Montage sur le banc d'essais

Le montage du matériel de mesure sur le banc d'essais est effectué sur un châssis dédié, permettant la translation suivant l'axe d'injection. Deux configurations géométriques ont été mises en œuvre (Fig. 2.9) :

- en coupe longitudinale : cette configuration est bien adaptée pour effectuer une visualisation globale de l'injecteur, du gicleur jusqu'à environ 100 mm suivant l'axe Z en fonction de la taille du champ, en une seule prise de vue. De plus, l'éclairage du fond de chambre ne perturbe pas les images. Cependant, si l'on ne dispose que de cette coupe, il faut faire une hypothèse d'axisymétrie.
- en coupe transverse : cette configuration permet de s'affranchir de l'hypothèse d'axisymétrie puisqu'on visualise tout le brouillard à une position Z donné. Elle est nécessaire à la mesure de flux volumique, puisque dans ce cas, on cherche à quantifier la quantité de liquide passant à travers une unité de surface par unité de temps. Mais il faut sonder plusieurs tranches en Z afin de caractériser le brouillard d'injection de manière globale en translatant l'ensemble laser et caméras, entraînant un temps d'essais plus conséquent. Le principal inconvénient est que le fond de chambre peut être éclairé par les gouttes et être visible sur les images, créant des artéfacts.

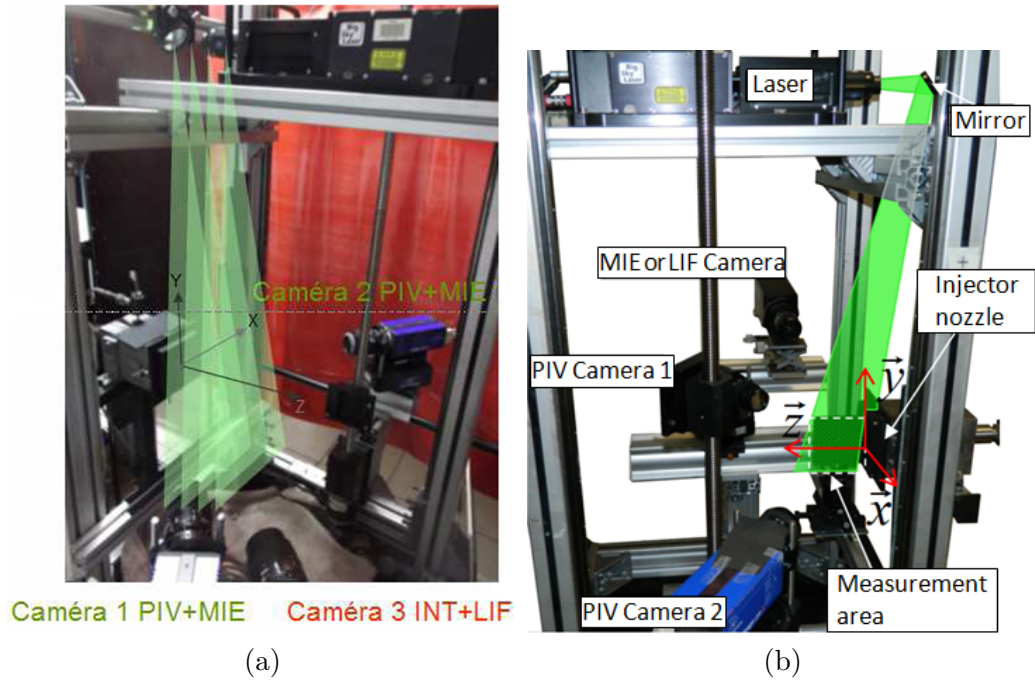


FIGURE 2.9 – Photographie du montage réalisé : (a) en coupe transverse, (b) en coupe longitudinale

LES moyens d'essais, de contrôle et de mesure utilisés lors de cette étude ont été présentés en préambule de la mise en œuvre des techniques PIV, PDS et PVF. Les analyses menées sur ces techniques font l'objet de la suite de ce travail.





# Caractérisation vélocimétrique des deux phases par PIV

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Comparaison entre un algorithme basé sur la corrélation croisée et un algorithme basé sur le flot optique</b>	<b>60</b>
3.1.1	Paramétrage	60
3.1.2	Présentation de la configuration expérimentale	60
3.1.3	Analyse des résultats	61
3.1.4	Étude de l'influence de la taille de la fenêtre d'analyse avec Folki	63
3.1.5	Conclusion	63
<b>3.2</b>	<b>Mesure de vitesse de la phase liquide</b>	<b>64</b>
3.2.1	Comparaison directe PIV/PDA	64
3.2.2	Analyse de l'origine des écarts observés	64
3.2.3	Conclusion pour la mesure de vitesse de la phase liquide	80
<b>3.3</b>	<b>Mesure de vitesse de la phase gazeuse en présence de la phase liquide</b>	<b>80</b>
3.3.1	Principe de la mesure	80
3.3.2	Mesures de la phase gazeuse seule	81
3.3.3	Mesure de la phase gazeuse en présence des gouttes	82
3.3.4	Validation de la mesure de la phase gazeuse en présence des gouttes	83
3.3.5	Comportement de la technique pour des débits d'air supérieurs	85
3.3.6	Conclusions et limitations	86

---

**B** IEN que la PIV soit une technique de mesure largement utilisée pour caractériser des écoulements monophasiques, son application dans un environnement multiphasique gaz-gouttes reste peu étudiée. L'objectif de cette partie consiste étudier l'influence de différentes spécificités des écoulements diphasiques à phase dispersée sur les mesure et à valider l'utilisation de techniques PIV pour la caractérisation des brouillards. Dans une première section, la précision et la signification des résultats obtenus à partir des traitements réalisés sur des images de gouttes sont étudiées. Pour ce faire, deux approches

complémentaires sont suivies en parallèle, d'une part en comparant les résultats obtenus par PIV avec une base de données très complète obtenue par l'application de la technique PDA et d'autre part en réalisant une analyse à partir d'images de synthèse. Dans une dernière section, une méthodologie permettant une caractérisation simultanée de la vitesse des gouttes et de la phase gazeuse à partir de mesures PIV réalisées simultanément sur des images de diffusion de Mie et de fluorescence est exposée et analysée.

### 3.1 Comparaison entre un algorithme basé sur la corrélation croisée et un algorithme basé sur le flot optique

Avec l'essor de la PIV pour les mesures aéro et hydrodynamiques, l'emploi de logiciels commerciaux s'est généralisé (Davis de LaVision et DynamicStudio de Dantec pour ne citer que les plus répandus) et ces derniers sont de plus en plus performants. Ces logiciels estiment les déplacements entre les deux images du doublet en détectant les pics de corrélation entre les fenêtres d'analyse. L'Onera dispose d'une alternative avec un logiciel utilisable uniquement en interne et basé sur une méthode de traitement par flot optique dont le principe de fonctionnement est rappelé en Annexe A.

Dans le cas d'un écoulement monophasique, des comparaisons ont été menées par [Champagnat et al. [2011]] et ont montré qu'à paramétrage analogue, les résultats obtenus sont identiques voire meilleurs que ceux obtenus par les algorithmes de corrélation croisée. Cependant, ce type de comparaisons n'a pas encore été mené dans le cas d'un écoulement diphasique de type brouillard d'injection. Il est donc nécessaire de tester Folki dans nos conditions expérimentales, sur un ensemencement constitué par des gouttes.

#### 3.1.1 Paramétrage

Dans le cadre de cette comparaison, le paramétrage des deux algorithmes est défini ci-dessous (Tableau 3.1). Ce tableau met en évidence la simplicité de paramétrage de Folki puisque seule la taille de la fenêtre d'analyse doit être indiquée (Tableau 3.1). Tous les autres paramètres sont optimisés automatiquement.

#### 3.1.2 Présentation de la configuration expérimentale

Pour mettre en place la comparaison, les champs de vitesse 2D 3C sont calculés suivant ces deux méthodes à partir des mêmes séquences d'images acquises par le logiciel DaVis. Les résultats présentés concernent un essai avec un débit liquide de 1.1 g/s et un débit d'air de 25 g/s où la configuration optique est celle de la Fig.2.7. Le champ présentant les trois composantes des vitesses, moyennées sur 1000 images, dans le plan, en  $z = 30$  mm, est donné en Fig. 3.1. Les profils ont ensuite été extraits suivant l'axe  $x$ , en  $y = 0$  mm.

TABLE 3.1 – Paramétrage des deux algorithmes de traitement

Type d'algorithme	Corrélation croisée	Flot optique
Tailles de fenêtres testées	16 px, 64 px	23 px, 31 px, 61 px, 91 px, 121 px
Type de corrélation	Adaptative : 64 px => 16 px et 128 px => 64 px	Automatique
Recouvrement	50% pour les fenêtres de taille 16 px 75% pour les fenêtres de taille 64 px	"inutile"
Nombre de passes	2	Nombre d'itérations = 5
Critère de validation du pic de corrélation	1.3	"inutile"
Composante stéréo	Reconstruction à partir des deux champs calculés en 2C	Calculée directement
Soustraction de l'image de minimum	Image de minimum unique calculée sur le lot d'images complet	Image de minimum évolutive à chaque doublet d'images

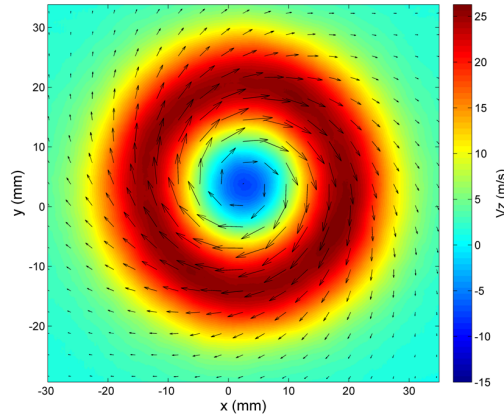


FIGURE 3.1 – Champ des vitesses suivant les 3 composantes de l'espace dans une coupe transversale du brouillard en  $Z = 30\text{mm}$

### 3.1.3 Analyse des résultats

En paramétrant DaVis de manière a priori optimale, le but est de comparer les résultats en fonction de la fenêtre d'analyse, qui est le seul paramètre vraiment ajustable dans Folki. En effet, on sait que la taille de la fenêtre d'analyse rapportée à l'échelle des gradients spatiaux de vitesse joue un rôle important dans la restitution des gradients de vitesse. Ce paramètre, appelé réponse en fréquence spatiale, est explicité dans la partie 3.2.2.2 de ce chapitre. Si la taille de ces fenêtres est agrandie par rapport à cette échelle, le gradient spatial de vitesse est atténué par un effet de moyenne glissante [Willert and Gharib [1991]]. Plusieurs tailles de fenêtres d'analyse sont testées pour les deux algorithmes, mais le calcul étant très long avec Davis, l'opération a été effectuée pour les deux cas extrêmes, avec un fenêtrage de 16 px et 64 px de côté. Pour des fenêtres d'interrogation comparables, de  $16^2$  pixels (DaVis) et  $23^2$  (Folki), on observe sur la Fig. 3.2 que les profils de vitesses calculés

par corrélation croisée et par flot optique sont similaires. Pour des fenêtres de  $64^2$  (Davis) et  $61^2$  (Folki), il y a une différence non négligeable, sur le profil  $U_z$  notamment. Folki donne donc des résultats identiques à Davis pour une petite taille de fenêtre d'analyse et se comporte mieux lorsque la fenêtre augmente.

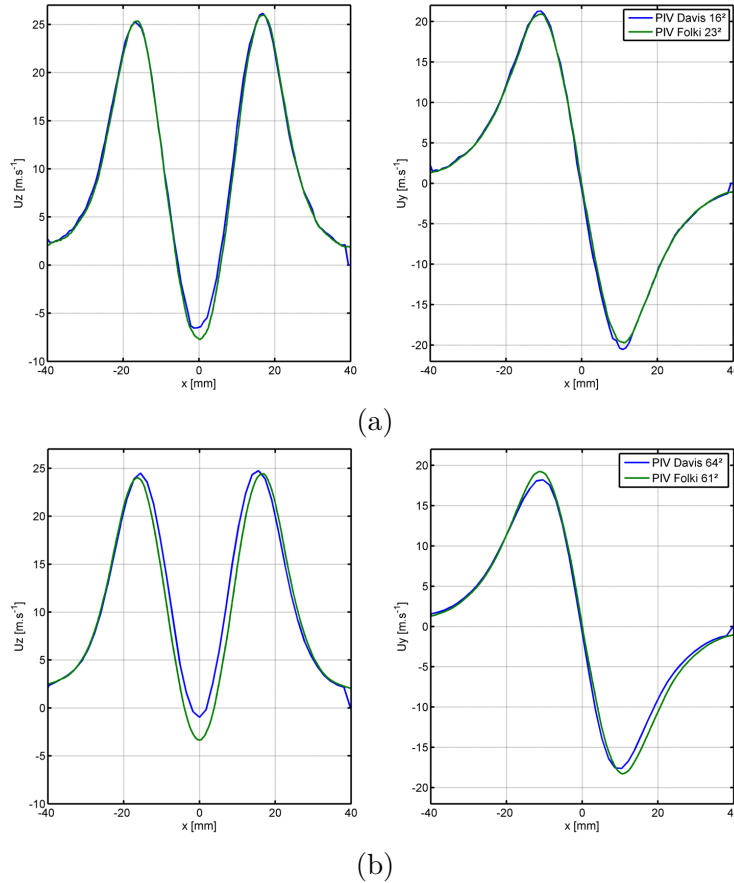


FIGURE 3.2 – Profils de vitesse suivant les composantes  $U_z$  et  $U_y$  calculés avec Davis (en bleu) et avec Folki (en vert) : (a) avec des petites ( $16^2$  et  $23^2$  px<sup>2</sup>) et (b) des grandes fenêtres d'analyse ( $64^2$  et  $61^2$  px<sup>2</sup>). Débit d'éthanol de 1.1 g/s et débit d'air de 25 g/s

Pour les deux algorithmes, lorsque l'on augmente la taille des fenêtres d'analyse, on observe une atténuation des pics de vitesse et un décalage de ceux-ci vers l'axe du spray. Toutefois, le paramètre principal du calcul sur les vitesses, la fenêtre d'analyse, a une incidence plus marquée dans le cas de Davis.

Cette comparaison Davis/Folki a été effectuée sur d'autres configurations de débits d'air et de distances à l'injecteur, menant toujours aux mêmes conclusions, à savoir que Folki est moins sensible à l'agrandissement de la fenêtre d'analyse et conserve une réponse en fréquence spatiale optimale.

### 3.1.4 Étude de l'influence de la taille de la fenêtre d'analyse avec Folki

Une quantification précise de la réduction d'amplitude liée à l'augmentation de la fenêtre d'analyse est entreprise dans le paragraphe 3.2.2.2. Cependant, pour justifier l'emploi d'une fenêtre de 31 px dans la plupart des résultats présentés dans ce chapitre, nous allons montrer ici l'influence directe de ce paramètre sur la restitution des profils de vitesse. La Fig. 3.3 affiche les mêmes profils que précédemment, calculés avec Folki, pour une taille de fenêtre variant de 23 à 121 pixels. L'augmentation de la taille de fenêtre au-delà de 31 pixels de côté fait chuter la vitesse calculée au niveau des pics. On remarque là aussi, qu'elle induit un décalage spatial de ces pics vers le centre du spray, notamment pour la composante  $U_z$ . Le fait de diminuer le fenêtrage sous cette valeur de 31 induit des oscillations de la vitesse calculée avec Folki. En effet, l'algorithme ne peut pas fonctionner en deçà d'une certaine taille de fenêtre. Lorsque celle-ci ne contient plus assez d'information (i.e. de gouttes), le rapport signal sur bruit est dégradé, ce qui altère le calcul effectué par l'algorithme. Nous garderons, a priori, une fenêtre de  $31^2$  pixels<sup>2</sup> qui conduit à une restitution optimale des profils de vitesse dans notre configuration expérimentale.

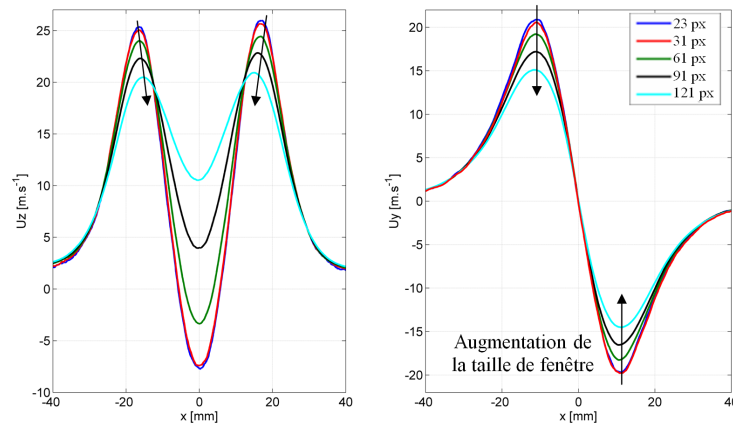


FIGURE 3.3 – Profils de vitesse suivant les composantes  $U_z$  et  $U_y$  calculés avec Folki pour différentes tailles de fenêtres d'analyse. Débit d'éthanol de 1.1 g/s et débit d'air de 25 g/s

### 3.1.5 Conclusion

L'emploi de Folki sera donc privilégié puisqu'il a l'avantage sur Davis d'être simple à paramétrer et bien plus rapide d'exécution tout en offrant des résultats comparables - voire meilleurs - sur les champs de vitesse 3C.

## 3.2 Mesure de vitesse de la phase liquide

### 3.2.1 Comparaison directe PIV/PDA

A partir des échantillons de taille et de vitesse des  $N$  gouttes passant dans le volume de mesure en chaque point du maillage (ici,  $N = 20000$ ), il est possible de réaliser des mesures statistiques, par exemple de déterminer une valeur locale de la vitesse moyenne arithmétique des gouttes présentes dans un échantillon :

$$V_{PDA} = \frac{\sum_{i=1}^N V_i}{N} \quad (3.1)$$

Une comparaison entre les profils ainsi calculés à partir des mesures PDA et ceux déterminés à partir du traitement des images PIV est donné sur la Fig.3.4. Les composantes représentées sont  $U_\theta$  et  $U_z$  et elles ont été déterminées à partir d'une configuration de mesure en coupe transversale, à  $Z = 20$  mm. On note que l'amplitude des mesures PIV, c'est-à-dire, la différence entre les vitesses maximales et minimales obtenues dans une section donnée, est toujours inférieure ou égale à celle de la mesure PDA. Une différence significative est observée, aussi bien sur  $U_\theta$  que sur  $U_z$ , atteignant 5 m/s, autrement dit 20% de la valeur PDA. Un décalage spatial entre les maxima des vitesses obtenues par les deux techniques est aussi visible. Le fait que cette tendance soit observée quel que soit le plan de mesure et la configuration de prise de vue, signifie que ces différences sont dues à des biais de mesure plutôt qu'à une combinaison d'erreurs aléatoires en provenance des deux techniques.

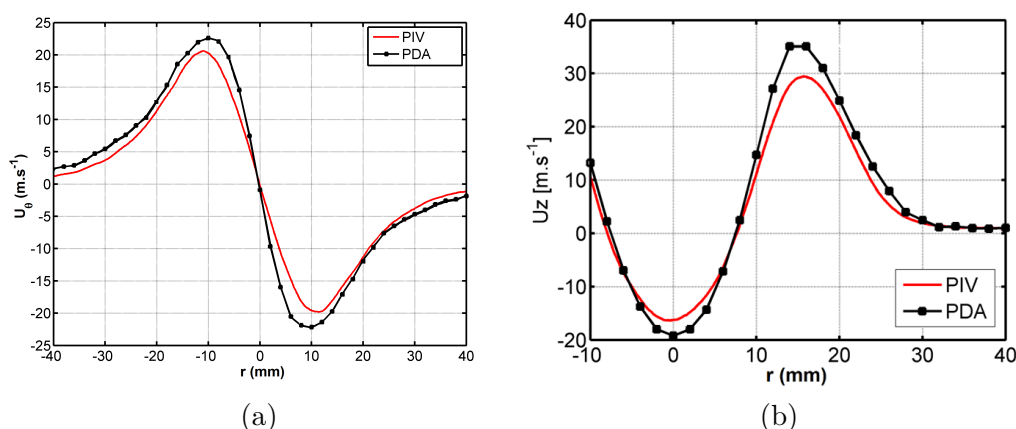


FIGURE 3.4 – Comparaison des profils de vitesse PDA (noir) et PIV (rouge) pour les composantes (a)  $U_\theta$  et (b)  $U_z$  en coupe transversale à  $Z = 20$  mm

### 3.2.2 Analyse de l'origine des écarts observés

Un certain nombre de phénomènes peuvent expliquer les écarts obtenus. Nous allons les analyser successivement afin de déterminer leurs influences respectives et dans certains cas

proposer des améliorations. Ces phénomènes peuvent être de deux ordres. Ils peuvent être dus aux paramètres d'acquisition ou de traitement choisis (taille des fenêtres d'analyse, temps intertrame, résolution et dynamique des caméras), ou à la nature de l'écoulement observé. Concernant ce dernier point, il est possible de discerner trois caractéristiques distinctes liées à l'écoulement étudié :

- Vitesse des particules dépendant de leur taille (corrélation diamètre/vitesse)
- Répartition inhomogène des particules
- Intensité des trois composantes de la vitesse du même ordre de grandeur.

Nous commencerons notre analyse en nous intéressant à l'influence de la corrélation taille/vitesse. Ce travail nous permettra d'interpréter les résultats obtenus et de définir le profil cible devant être comparé aux mesures PIV. Ensuite, pour figer les valeurs optimales, nous examinerons l'influence des paramètres de traitement et d'acquisition. Enfin nous détaillerons l'influence de deux autres phénomènes liés à la nature de l'écoulement étudié.

### 3.2.2.1 Influence de la corrélation diamètre/vitesse

A partir des histogrammes de vitesse et de taille de gouttes mesurées par PDA, des corrélations statistiquement représentatives de ces deux paramètres peuvent être obtenues en calculant la vitesse moyenne arithmétique pour chaque classe de diamètre. Deux cas se présentent :

- à une certaine distance de l'injecteur, ou plus près de celui-ci mais loin de l'axe, toutes les particules ont atteint la vitesse de l'écoulement porteur. La vitesse est la même, quel que soit le diamètre : ce cas est illustré par le diagramme diamètre/vitesse (Fig. 3.5).
- au contraire, plus proche de l'injecteur ou de son axe, les petites gouttes suivent mieux l'écoulement d'air que les grosses et il existe une forte corrélation diamètre/vitesse (Fig. 3.5).

Ce phénomène a un impact sur la mesure PIV à cause de la relation entre l'intensité diffusée  $I_s$  par les gouttes et leur diamètre  $d$  décrite par l'équation suivante :

$$I_s = k(d).d^{M(d)} \quad (3.2)$$

En première approximation de la théorie de Mie, l'intensité de la lumière diffusée est supposée proportionnelle à la surface des gouttes illuminées ( $M(d) = 2$ ). Cependant cette relation n'est valable que pour les particules de diamètre supérieur à quelques dizaines de microns. Une application de la théorie de Mie montre que dans la gamme de diamètre  $d = 1 - 1000\mu m$ , l'exposant est inférieur et varie entre 1,2 et 2 (Fig. 3.6). Un exposant égal à 1.7 constitue une bonne approximation dans la plage  $d = 1 - 100\mu m$ . Une vitesse

moyenne PDA pondérée en  $d^M$  peut ainsi être calculée :

$$V_{PDA d^M} = \frac{\sum_{i=1}^N V_i \cdot d_i^M}{\sum_{i=1}^N d_i^M} \quad (3.3)$$

où  $V_i$  et  $d_i$  sont respectivement la vitesse et le diamètre de chaque gouttelette.

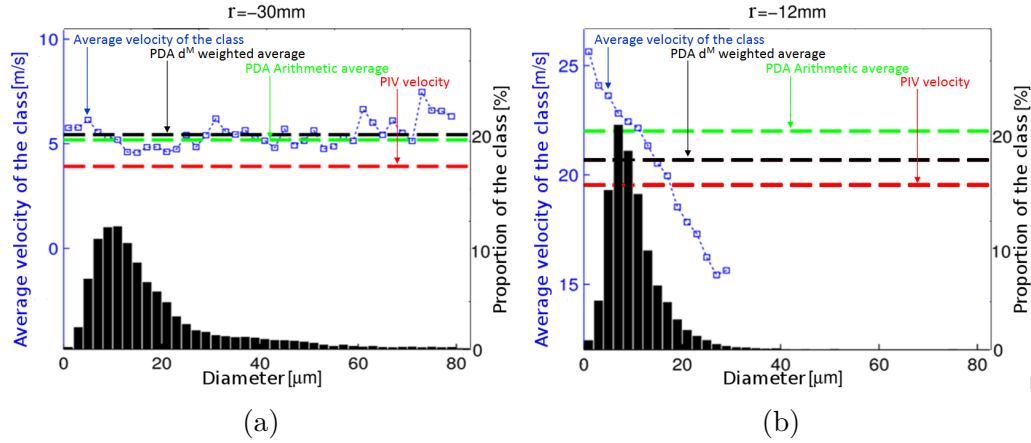


FIGURE 3.5 – Corrélation diamètre/vitesse pour la composante  $U_\theta$  en (a)  $r = -30 \text{ mm}$  (pas de corrélation) et en (b)  $r = -12 \text{ mm}$  (corrélation négative); les lignes en pointillés représentent les vitesses moyennes arithmétique et pondérée en  $d^M$  PDA, et la vitesse PIV

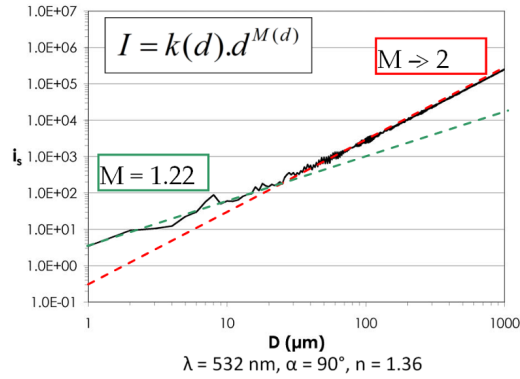


FIGURE 3.6 – Évolution de l'intensité en fonction du diamètre (longueur d'onde de 532 nm, indice de réfraction de 1.36, angle de diffusion de  $90^\circ$ )



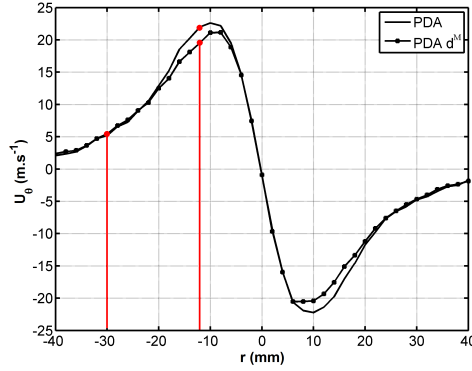


FIGURE 3.7 – Comparaison entre la moyenne arithmétique et la moyenne pondérée en  $d^M$  de la vitesse PDA ; composante  $U_\theta$  en  $Z = 20 \text{ mm}$  ; les lignes rouges montrent la position des diagrammes de corrélation diamètre/vitesse de la Fig. 3.5

Pour la composante  $U_\theta$  par exemple, les vitesses moyennes PDA arithmétique et pondérée en  $d^M$  diffèrent entre 6 et 18 mm (Fig. 3.7). L'exploitation des vitesses PDA par classe de diamètre (Fig. 3.5) montre effectivement une corrélation négative entre ces deux paramètres, c'est-à-dire que la vitesse décroît en valeur absolue quand le diamètre augmente, ce qui entraîne une différence de 1,5 m/s au bénéfice de la vitesse moyenne arithmétique. Dans le cas où il y a une corrélation diamètre/vitesse, la vitesse PDA pondérée se rapproche de la mesure PIV. Afin de déterminer si cette vitesse pondérée est le but à atteindre en termes de comparaison avec la mesure PIV, une simulation est entreprise pour appréhender le comportement des algorithmes PIV sur des images de diffusion où la contribution des grosses gouttes est prédominante. A cet effet, la simulation est menée sur les composantes dans le plan ; la reconstruction de la composante hors plan n'est pas abordée dans cette première analyse. La première étape consiste à créer des images de synthèse, de la taille d'une fenêtre d'interrogation, sur lesquelles les gouttes sont distribuées de manière aléatoire en respectant les distributions de taille mesurées par PDA (Fig. 3.8). Chaque gouttelette est représentée avec une intensité proportionnelle à la puissance  $M(d)$  de son diamètre. Les images de synthèse à  $t + \delta t$  sont calculées en tenant compte de la vitesse PDA.

Une fois que les deux images ont été générées, un filtre gaussien est appliqué afin d'étendre les gouttelettes initialement disposées sur 1 pixel à un carré de 3 pixels de côté. Cette approche permet de prévenir les effets de peak-locking [Angele and Muhammad-Klingmann [2005]][Willert and Gharib [1991]]. La gamme dynamique de ces images de synthèse est représentative de celle de nos caméras (12 bits). La corrélation croisée est finalement appliquée à chaque paire d'images.

Il est important de noter que dans cette simulation, il n'y a pas de limitation due à la taille des fenêtres d'interrogation ou au temps intertrame. Le but est de se focaliser sur le comportement de l'algorithme PIV sur de telles images.

Le principe de cette simulation est d'abord validé en imposant une intensité constante, quel que soit le diamètre des gouttes. Dans ce cas, le résultat de la corrélation doit suivre

la vitesse moyenne arithmétique PDA. On peut voir sur la Fig. 3.8 que c'est effectivement le cas.

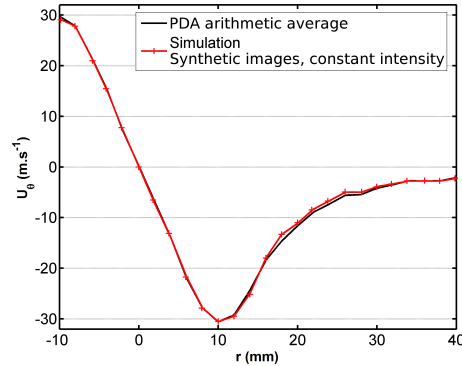


FIGURE 3.8 – Comparaison entre mesure PDA et PIV simulée sur des images de synthèse binarisées. Validation de la simulation (écart inférieur au pour cent)

Ensuite, l'algorithme PIV est appliqué aux images de synthèse en prenant en compte l'influence de la taille des gouttes sur l'intensité (ici appelé "simulation PIV"). Ce résultat est d'abord comparé avec la vitesse moyenne arithmétique PDA (Fig. 3.9) : les courbes ne correspondent pas dans la zone identifiée précédemment, où la corrélation diamètre/vitesse joue un rôle significatif. Ailleurs, là où il n'y a pas de corrélation, les profils coïncident.

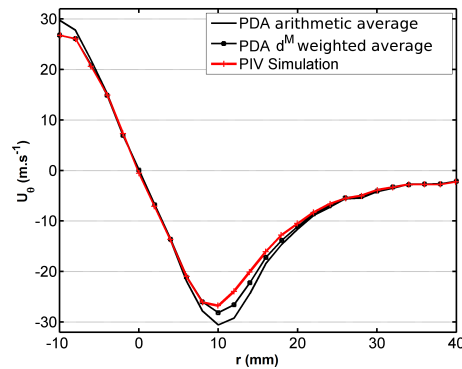


FIGURE 3.9 – Comparaison entre moyenne PDA pondérée en  $d^M$  et PIV simulée sur des images de synthèse

Si on compare maintenant ce résultat ("simulation PIV") à la vitesse PDA pondérée en  $d^M$  calculée à partir de l'équation, bien que réduit de 4 m/s à 2 m/s, l'écart subsiste entre les deux profils de vitesse. Il n'est pas évident d'écrire une formule générale représentant ce que mesure vraiment la PIV à cause des non-linéarités de l'opérateur de maximum qui intervient dans la dernière étape de l'algorithme PIV. Cependant, comme la PIV semble être plus largement influencée par la vitesse des grosses gouttes qu'une simple pondération en  $d^M$ , une série de tests a été effectuée en enlevant la contribution des plus petites gouttes,

en dessous d'un certain diamètre de coupure  $d_c$ , du calcul de la moyenne arithmétique de vitesse PDA. Cette vitesse arithmétique PDA modifiée, réduite aux grosses gouttes, coïncide avec les résultats de la simulation PIV lorsque le diamètre de coupure est égal à  $10 \mu m$ . La valeur de ce diamètre de coupure est a priori différente en chaque point de mesure et dépend de la distribution locale en diamètre et en vitesse. Ici, une valeur de  $10 \mu m$  semble fournir un bon compromis dans la plage de corrélation (Fig. 3.10).

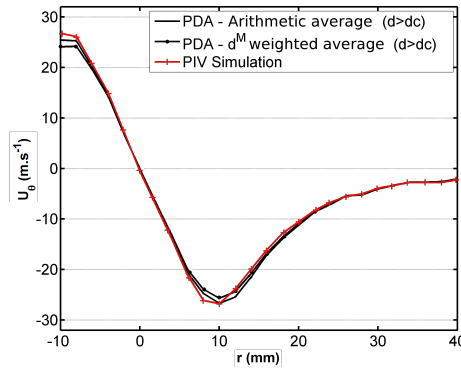


FIGURE 3.10 – Comparaison entre vitesse moyenne arithmétique PDA dont la contribution des petites gouttes a été enlevée ( $d_c = 10 \mu m$ ) et vitesse PIV simulée

Par conséquent, à cause de l'effet de la corrélation diamètre/vitesse sur le contenu intensimétrique des images générées, l'opérateur de corrélation de l'algorithme PIV ne fournit pas une vitesse moyenne arithmétique, ni même une vitesse moyenne pondérée en  $d^M$ , mais plutôt une vitesse moyenne des gouttes supérieures à un diamètre de coupure qui dépend des caractéristiques du spray. A cet égard, cette vitesse est représentative des gouttes les plus grosses, c'est-à-dire celles qui contribuent le plus au flux volumique. En effet, l'analyse de l'histogramme obtenu à  $r = 12 \text{ mm}$  (Fig. 3.5) montre que bien que 80% en nombre des gouttes aient un diamètre inférieur à  $10 \mu m$ , elles ne représentent que 20% en volume.

La simulation réalisée sur ces images de synthèse nous permet de considérer cette moyenne de vitesse PDA calculée sur un histogramme tronqué comme étant la vitesse cible à laquelle comparer la vitesse PIV. Cette vitesse sera maintenant appelée vitesse PDA de référence. Afin de voir si cette corrélation diamètre/vitesse explique complètement la différence obtenue entre la vitesse PDA et la mesure PIV (Figure), cette dernière est comparée aux profils de la simulation PIV et de la vitesse PDA de référence (Figure). Il peut être observé que tous les résultats coïncident aux bords du spray, à partir de  $r = \pm 12 \text{ mm}$ , mais diffèrent toujours dans la zone centrale ( $r < 12 \text{ mm}$ ) (Fig. 3.11), bien que l'amplitude des écarts soit sensiblement réduite par rapport à la comparaison initiale PIV/PDA moyenne. La mesure PIV est inférieure en valeur absolue à la vitesse de référence. De ce fait, cette différence est induite par d'autres phénomènes que la corrélation diamètre/vitesse. Pour les mettre en évidence, l'influence des paramètres de traitement et

des paramètres liés à la nature de l'écoulement vont être étudiés, toujours en se basant sur des images de synthèse. Les doublets d'images PIV vont être créés, en prenant en compte les déplacements hors plan, le profil d'intensité de la nappe laser et la densité de particules.

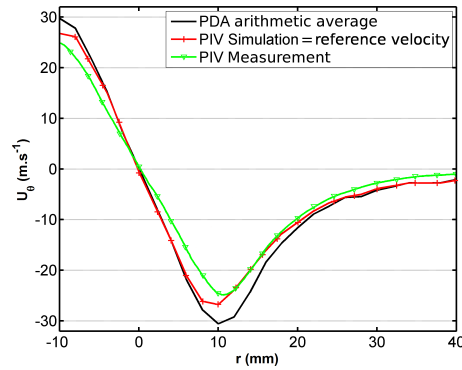


FIGURE 3.11 – Comparaison entre vitesse PIV mesurée, vitesse PIV simulée et vitesse moyenne arithmétique PDA

### 3.2.2.2 Influence du principal paramètre de traitement PIV : la taille de la fenêtre d'analyse

Le principal paramètre du traitement PIV est la taille des fenêtres d'interrogation rapportée à l'échelle des gradients spatiaux de vitesse. L'influence de la taille de la fenêtre d'analyse est basée sur une approche utilisée dans la littérature pour évaluer les algorithmes PIV, qui consiste à les appliquer à un test de déplacement de cisaillement sinusoïdal [Champagnat et al. [2011]][Scarano and Riethmuler [2000]](Fig. 3.12) :

$$(\Delta X, \Delta Y) = \left( A_i \cdot \sin \left( 2\pi \frac{Y}{\lambda} \right), 0 \right) \quad (3.4)$$

où  $A_i$  est l'amplitude de la sinusoïde, c'est-à-dire le déplacement maximal,  $\lambda$  est la période spatiale,  $X$  et  $Y$  sont les coordonnées horizontale et verticale et  $\Delta X$  et  $\Delta Y$  sont les composantes de déplacement associées. Tous ces paramètres sont exprimés en pixels. L'amplitude  $A_c$  déduite du calcul PIV est ensuite comparée à la valeur  $A_i$  imposée pour créer les deux images de synthèse initiales. L'influence de la taille  $2\rho$  de la fenêtre d'interrogation est analysée par le biais du rapport adimensionnel  $2\rho/\lambda$ . Le facteur d'atténuation  $F$ , dépendant de  $2\rho/\lambda$ , définit le rapport des amplitudes calculée et initiale.

$$F(2\rho/\lambda) = \frac{A_c(2\rho/\lambda)}{A_i} \quad (3.5)$$

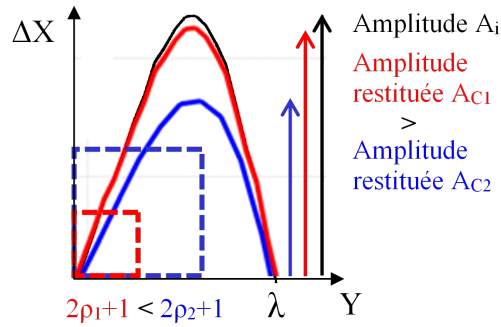


FIGURE 3.12 – Schéma de principe de la réponse en fréquence spatiale

Afin de caractériser nos expérimentations en termes de réponse en fréquence spatiale, il est nécessaire de déterminer les deux paramètres  $2\rho$  et  $\lambda$ .

- Dans le logiciel FOLKI, une fenêtre d’interrogation est définie par une région d’intérêt carrée entourant un pixel central, représentée par son rayon  $\rho$  et de taille  $2\rho + 1$  impaire. Comme nous l’avons vu dans la section 1.1.4, lorsque le rayon  $\rho$  varie de 60 à 5, l’amplitude de vitesse augmente et se stabilise pour une valeur de  $\rho$  comprise entre 15 et 11. En dessous de cette valeur, du bruit apparaît sur les profils de vitesse à cause du manque d’information dans les fenêtres d’interrogation. La valeur  $2\rho + 1 = 31$  est finalement choisie comme étant un bon compromis.
- la période spatiale  $\lambda$  est estimée en faisant correspondre localement les profils de vitesse  $U_Z$  mesurés avec une sinusoïde (Figure). La plus petite période spatiale rencontrée, correspondant au cas le plus critique en termes de réponse en fréquence spatiale, est proche de 365 pixels ce qui donne une valeur du paramètre  $2\rho/\lambda$  égale à 0.17. ( $2\rho/\lambda$  obtenu en faisant varier  $\rho$  pour  $\lambda$  donné)

La réponse en fréquence obtenue avec le logiciel FOLKI sur nos images de synthèse est tout d’abord validée par comparaison à celle calculée sur des images générées par EURO-PIV Synthetic Image Generator (SIG) avec des paramètres identiques [Champagnat et al. [2011]] (Fig. 3.13).

Dans les deux cas, les résultats FOLKI coïncident avec la moyenne glissante idéale.

Pour  $2\rho + 1 = 31px$  et  $\lambda = 365px$ , l’abscisse  $2\rho/\lambda$  est proche de 0,17 et le facteur d’atténuation  $F$  est contenu en dessous du pour cent. On peut conclure que cette taille de fenêtre d’interrogation est en théorie suffisamment petite pour ne pas générer d’atténuation significative sur la restitution des gradients de déplacement dans le plan (Fig. 3.13). Cependant, ce résultat tient uniquement compte des gradients de vitesse dans le plan de mesure. D’autres paramètres, liés à la phase d’acquisition, doivent être étudiés.

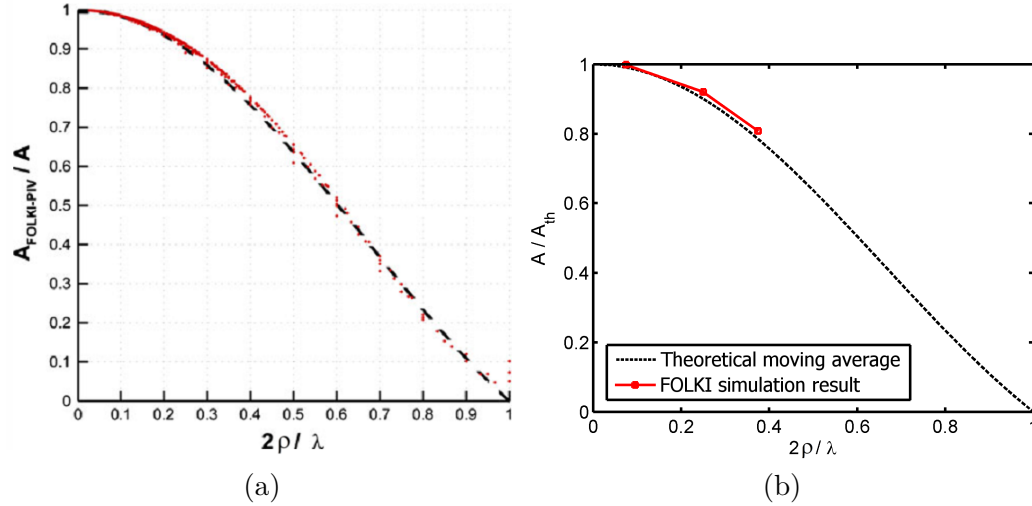


FIGURE 3.13 – Réponse en fréquence spatiale obtenue avec l’algorithme FOLKI-SPIV : (a) dans EUROPIV [Champagnat et al. [2011]] et (b) avec nos images de synthèse

### 3.2.2.3 Influence des paramètres d’acquisition PIV

Les trois principaux paramètres d’acquisition que nous avons retenus comme étant susceptibles d’influencer l’incertitude sur la mesure PIV sont :

- le temps intertrame entre les paires d’images,
- la résolution spatiale,
- la dynamique des caméras.

#### *Temps intertrame*

L’influence du temps intertrame est tout d’abord étudiée. Ce paramètre, essentiel dans le cas d’un écoulement fortement tridimensionnel, résulte toujours d’un compromis. D’un côté, il doit être le plus petit possible afin que les gouttelettes ne quittent pas la nappe laser entre deux images. De l’autre, il y a une limite basse à respecter afin que le déplacement des particules les plus lentes reste mesurable. La Fig. 3.14 montre l’influence du temps intertrame sur la restitution de la vitesse PIV dans le plan, en comparaison de la vitesse cible PDA. Dans cette section, la configuration du plan de mesure est différente de celle prise en compte dans les paragraphes précédents ; elle correspond à une section longitudinale  $y(0)z$  et  $U_Z$  devient ici une composante de vitesse dans le plan, alors que  $U_\theta$  est maintenant une composante hors plan. Cependant, la logique de raisonnement qui consiste à analyser les différences résiduelles entre les vitesses PDA et PIV est maintenue car les composantes  $U_Z$  et  $U_\theta$  sont du même ordre de grandeur. Trois valeurs de temps intertrame ont été testées :  $20 \mu s$ ,  $10 \mu s$  et  $3 \mu s$ , tous les autres paramètres restant constants. Le temps intertrame de  $3 \mu s$  correspond à un déplacement de l’ordre du pixel pour une vitesse d’environ  $30 \text{ m/s}$  ; celui-ci peut donc être considéré comme une limite basse. C’est cette valeur qui a été choisie et utilisée pour obtenir les résultats présentés dans les paragraphes précédents. La diminution du temps intertrame améliore significativement la mesure à

l'égard de trois principaux critères : 1) le bruit sur les profils de vitesse est réduit, 2) les pics de vitesse sont décalés vers les pics de la vitesse PDA et 3) leur amplitude est en meilleur accord avec la référence. On constate une différence en amplitude en  $r = 0 \text{ mm}$  et  $r = 15 \text{ mm}$  compatible avec les résultats obtenus en coupe transverse. Le fait que l'écart soit plus important en  $r = 15 \text{ mm}$  pourrait provenir de la composante de vitesse  $U_\theta$  hors plan qui est significative (pic positif de  $U_z$ ), alors qu'elle est égale à zéro au niveau du pic négatif de  $U_z$  ( $r = 0$ ). Une autre possibilité peut être évoquée : la densité de particules peut être différente entre ces deux zones de l'écoulement. Ces aspects seront analysés dans la suite.

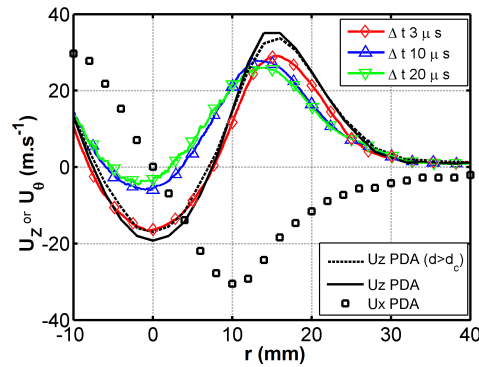


FIGURE 3.14 – Influence du temps intertrame sur la vitesse  $U_Z$  dans le plan de mesure. Pleine résolution :  $2048^2$ . Profils de vitesse PDA dans le plan et hors plan

### Résolution spatiale

L'influence de la résolution spatiale est maintenant analysée. Les deux résolutions spatiales  $1024^2$  et  $2048^2$  (notées *binning 2x2* et *binning 1x1* sur la Fig. 3.15), correspondant respectivement à 10 pixels/mm et 20 pixels/mm, sont testées avec le même temps intertrame de  $3 \mu\text{s}$ . Quelques autres paramètres expérimentaux doivent être ajustés entre les deux configurations, comme la puissance laser ou l'ouverture de l'objectif, afin de prendre en compte la différence de sensibilité due au *binning*. L'augmentation de la résolution spatiale en elle-même ne mène pas ici à une amélioration significative sur l'amplitude de vitesse (Fig. 3.15). Cependant, l'augmentation de la résolution spatiale peut être intéressante dans le cas de forts gradients de vitesse, car elle permet de maintenir le même déplacement en pixels tout en réduisant le temps intertrame.

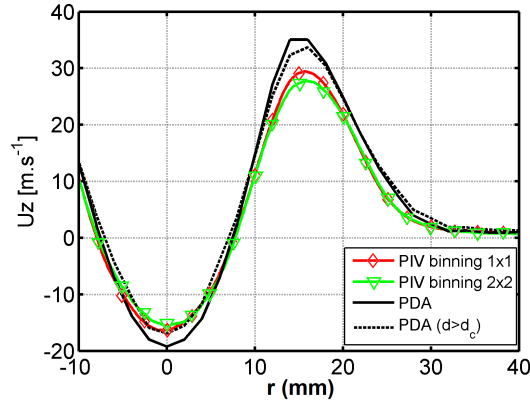


FIGURE 3.15 – Influence de la résolution spatiale sur l'amplitude de vitesse restituée : *binning* 1x1 comparé au *binning* 2x2

### *Dynamique de la mesure*

La plage de diamètre des gouttes pour ce type d'injecteur aéronautique est généralement restreinte à 1-100  $\mu m$ , ce qui correspond à 98% des gouttes. La dynamique du capteur nécessaire pour mesurer l'intensité de la lumière diffusée est approximativement égale à la puissance  $M = 1.7$  du diamètre, c'est-à-dire environ 2500. La dynamique effective des caméras PIV, calculée à partir de la capacité du puits d'électrons (40 000 e-) et du bruit de lecture (12 e- pour une conversion à 20MHz), est égale à 3300 dans les meilleures conditions d'utilisation. Elle semble donc compatible avec les intensités à mesurer. Toutefois, l'optimisation des réglages optiques pour obtenir la saturation à partir du diamètre maximal des gouttes est délicate. En effet, les mesures PDA montrent que certaines gouttes peuvent atteindre jusqu'à 250  $\mu m$ . Si l'on cherche à éviter la saturation, on risque donc de ne plus voir les plus petites gouttes. Une procédure de réglage serait donc souhaitable. Par exemple, en ajustant les paramètres expérimentaux (puissance laser, ouverture de l'objectif, etc...) sur un train de gouttes monodisperses de diamètre connu. Elle ne s'avère cependant pas indispensable pour les images de diffusion compte tenu de l'étalement des images des plus grosses particules sur plusieurs pixels. En effet, le diamètre d'une particule sur l'image doit être évalué à partir de la convolution de la fonction d'étalement du point (PSF : *point spread function*) avec l'image géométrique de cette particule. Bien que les gouttelettes microniques soient imagées sur un seul pixel, l'image des plus grosses gouttes est étalée sur les pixels voisins (Fig. 3.16) même si celles-ci sont toujours plus petites qu'un pixel dans le plan objet (la résolution spatiale est égale à 100  $\mu m/px$  ici). Dans nos conditions optiques, l'intensité diffusée est principalement distribuée sur un voisinage 3x3, comme confirmé numériquement et visuellement sur les images. Le maximum d'intensité obtenu sur le pixel central est approximativement égal au quart de l'intensité totale de la tache image. Nous verrons que le problème est plus critique pour les images de fluorescence, proportionnelles au volume des particules.



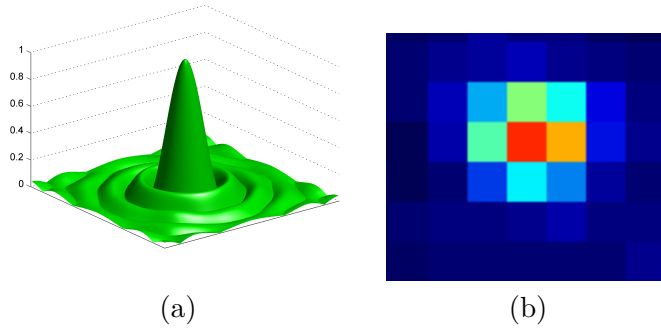


FIGURE 3.16 – (a) Vue 3D d'une PSF , (b) Zoom sur une grosse goutte dans une image

Cette distribution spatiale d'intensité réduit les contraintes sur la gestion de la dynamique et, dans ce cas, la dynamique du système d'imagerie s'avère suffisante. Il est possible de laisser quelques saturations survenir afin d'être capable de détecter les plus petites particules. Ces quelques saturations n'endommageront pas le capteur car elles apparaissent à des endroits différents sur chaque image.

### 3.2.2.4 Influence des paramètres liés à la nature de l'écoulement

D'autres paramètres, liés à la nature de l'écoulement comme la forte tridimensionnalité générée par le *swirl* aérodynamique et la faible densité de particules, doivent être étudiés.

#### *Tridimensionnalité de l'écoulement*

Dans ces essais, les composantes de vitesse hors plan et dans le plan sont du même ordre de grandeur, approximativement  $30 - 40 \text{ m/s}$ , traduisant une forte tridimensionnalité de l'écoulement. Afin d'analyser cet effet, la méthode par simulation précédemment décrite est à nouveau mise en œuvre. Comme pour l'étude de l'influence des paramètres d'acquisition, les profils réels de vitesse  $U_z$  et  $U_\theta$  sont modélisés par deux sinusoides (Fig. 3.17)(dans le plan :  $\lambda = 365 \text{ pixels}$ , hors plan :  $\lambda = 512 \text{ pixels}$ ), qui sont ensuite utilisées pour créer les deux images de synthèse requises pour l'application de l'algorithme PIV. Sur la première image, au temps  $t$ , les particules sont distribuées de manière aléatoire dans le volume éclairé par la nappe laser. Sur la seconde image, à  $t + \Delta t$ , celles-ci sont déplacées suivant le profil de déplacement hors plan. L'intensité assignée à ces particules correspond à leur position dans le profil Gaussien de la nappe laser. L'épaisseur  $2w$  de cette dernière est définie de manière conventionnelle par  $I(w) = I_{max}/e^2$  (figure).

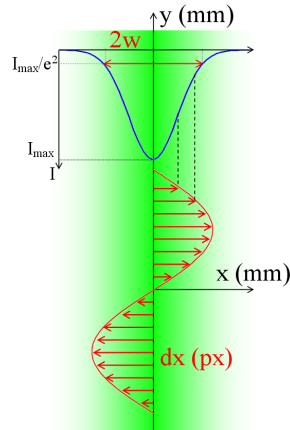


FIGURE 3.17 – Variation de l'intensité lumineuse reçue par les particules en fonction de leur déplacement hors plan

Pour découpler les paramètres et analyser uniquement les effets de la tridimensionnalité, une distribution monodisperse avec une densité similaire à celle de la littérature ( $20 \cdot 10^{-3}$  (voir la section *Influence de la densité de particules*)) est simulée.

Le facteur d'atténuation  $F$  est maintenant représenté en fonction du rapport adimensionnel entre le déplacement maximal hors plan et l'épaisseur de la nappe (Fig. 3.18) : le déplacement maximal hors plan doit être inférieur ou égal à la moitié de l'épaisseur de la nappe pour ne pas affecter l'amplitude de vitesse dans le plan. En pratique, il est conseillé de le fixer à un quart de l'épaisseur de la nappe laser [Keane and Adrian [1990]]. Dans nos expérimentations, le déplacement hors plan atteint 1,2 pixels. Une épaisseur préférablement supérieure à cinq pixels, c'est-à-dire 500 microns, est donc requise. La distribution réelle d'intensité dans la nappe laser a été mesurée avec un analyseur de faisceaux monté sur un système de déplacement afin de scanner entièrement la nappe le long de l'axe  $x$  : l'épaisseur est proche de 1,5 mm (Fig. 3.19).

Par conséquent, tenant compte de l'épaisseur de la nappe laser, le temps intertrame semble être compatible avec les déplacements 3D. Dans les conditions de cette simulation, à savoir que l'influence de la tridimensionnalité de l'écoulement est étudiée seule, aucune erreur significative ne devrait être causée.

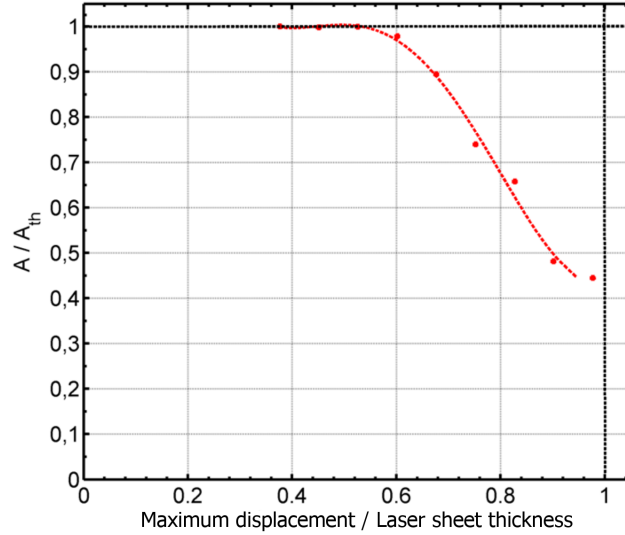


FIGURE 3.18 – Atténuation de l’amplitude de déplacement dans le plan en fonction du rapport du déplacement hors plan par l’épaisseur de la nappe laser

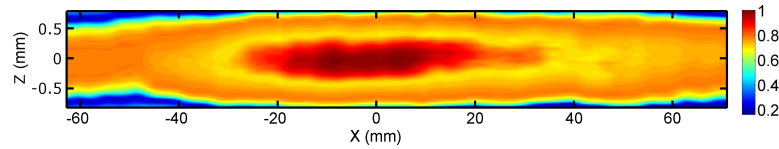


FIGURE 3.19 – Cartographie de l’intensité normalisée dans une coupe de la nappe laser

#### *Influence de la densité de particules*

L’influence de la nature des traceurs est finalement abordée. Les mesures PIV conventionnelles sur des écoulements gazeux requièrent un ensemencement avec une population dense de traceurs submicroniques [Keane and Adrian [1990]][Keane and Adrian [1992]]. La densité  $N_d$  est déterminée à partir du nombre de particules  $N_p$  contenues dans le volume  $V$  illuminé par la nappe laser d’épaisseur  $2w$  :

$$N_d = \frac{N_p \cdot 2w}{V} \quad (3.6)$$

Elle est exprimée en particules par pixel. La valeur par défaut de densité utilisée dans EuroPIV est égale à  $20 \cdot 10^{-3}$ , ce qui correspond approximativement à 20 particules dans une fenêtre d’interrogation de  $30 \times 30$  pixels [Lecordier and Westerweel [2004]]. Dans nos mesures en écoulement diphasique, les traceurs sont constitués par les gouttelettes atomisées (figure). Deux caractéristiques liées à cet ensemencement se distinguent : d’une part, la densité de particules est plus faible que dans une mesure en écoulement gazeux et non uniformément distribuée et, d’autre part, la taille des particules n’est pas monodisperse, avec des traceurs allant d’une taille inférieure au micron à des diamètres de plus d’une centaine de microns (Fig. 3.20)(Tableau 3.2.2.4).

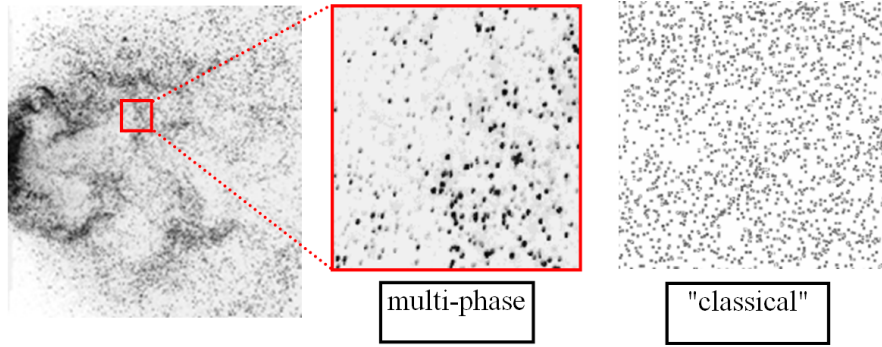


FIGURE 3.20 – Comparaison visuelle de la densité de particules entre une mesure en écoulement diphasique et un ensemencement aérodynamique classique

TABLE 3.2 – Comparaison entre un ensemencement aérodynamique conventionnel et la phase liquide d'un écoulement diphasique

Écoulement	diphasique (phase liquide)	aérodynamique
Ensemencement	gouttelettes atomisées	particules ajoutées au gaz
Densité	faible ( $< 10 \cdot 10^{-3}$ )	haute ( $\sim 20 \cdot 10^{-3}$ )
Homogénéité	non	oui
Granulométrie	1 – 100 $\mu m$ Polydisperse	submicronique quasi monodisperse

Dans la référence [Champagnat et al. \[2011\]](#), l'erreur RMS commise sur le déplacement est doublée lorsque l'on passe d'une densité de  $20 \cdot 10^{-3}$  à  $5 \cdot 10^{-3}$  particules/px (Fig. 3.21). La densité de l'ensemencement est donc un paramètre sensible dont il faut tenir compte dans l'écart entre les mesures PIV et moyenne PDA.

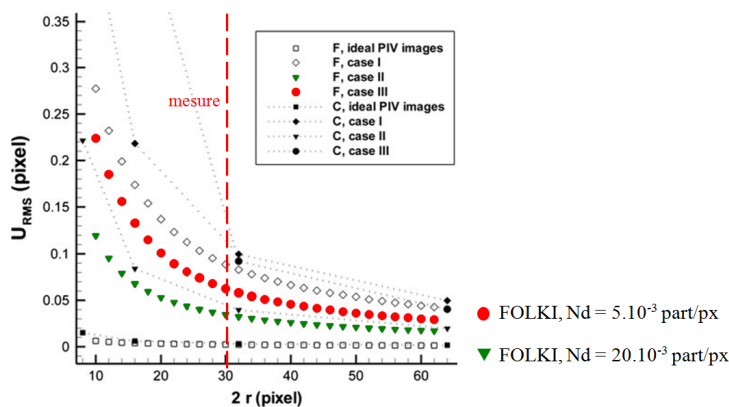


FIGURE 3.21 – Erreur RMS commise sur le déplacement en fonction de la taille de fenêtre  $2\rho + 1$ . En couleurs, comparaison entre  $Nd = 5 \cdot 10^{-3}$  et  $Nd = 20 \cdot 10^{-3}$  part/px pour l'algorithme FOLKI. ([Champagnat et al. \[2011\]](#))

Pour quantifier la densité de gouttes obtenue dans les essais, une bonne estimation peut être calculée à partir des données PDA. Elles fournissent la concentration en nombre de particules par  $\text{cm}^3$ . En considérant une épaisseur de nappe de 1 mm et en tenant compte de la résolution spatiale de 10 pixels/mm, il est possible de convertir la concentration en nombre de particules par pixels. Pour le débit d'air égal à 20 g/s, le profil de densité de particules suivant une traversée  $r$  en  $Z = 30 \text{ mm}$  est donné en Fig. 3.22, et mis en relation avec le profil de vitesse longitudinale  $U_z$ . La densité est importante en bords de *spray*, là où la vitesse est nulle, mais chute fortement en son centre. Au niveau du pic de vitesse à  $r = 15 \text{ mm}$ , elle est inférieure à  $10 \cdot 10^{-3} \text{ part/px}$ . Cette valeur a été comparée à un calcul de la densité moyenne de gouttes sur les 1000 images de la séquence qui aboutit également à  $10 \cdot 10^{-3} \text{ part/px}$ .

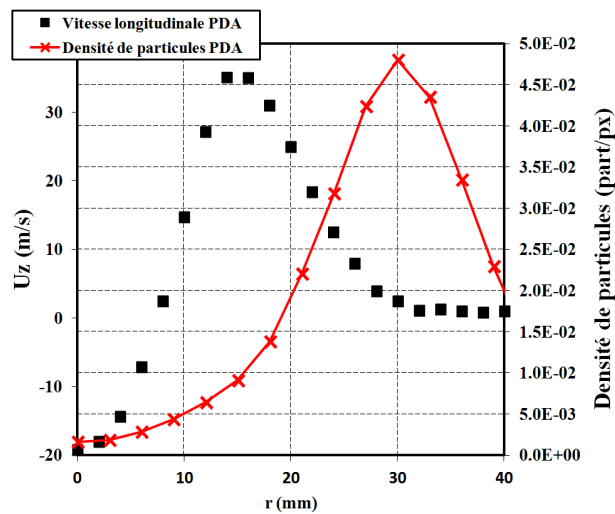


FIGURE 3.22 – Profil de densité de particules (particules/px) calculé à partir de la concentration PDA (particules/ $\text{cm}^3$ ). Comparaison spatiale avec le profil de vitesse longitudinale  $U_z$  (m/s) mesuré par PDA.

Ce paramètre est maintenant pris en compte dans la simulation : initialement égale à  $20 \cdot 10^{-3}$ , l'intensité est réduite à  $10 \cdot 10^{-3}$  puis à  $5 \cdot 10^{-3}$ . L'influence sur le facteur d'atténuation est tracé Fig. 3.23. Pour  $2\rho + 1 = 31$  et  $N_d = 5 \cdot 10^{-3}$ , l'atténuation atteint 8%, alors qu'elle est inférieure au pour cent pour un ensemencement quatre fois plus dense. Ce paramètre semble donc essentiel. Dans les zones du spray où les gouttelettes sont rares, une erreur significative dans l'amplitude de vitesse peut donc être localement induite, d'autant plus que dans notre cas, ces zones correspondent aux maximums de vitesse en valeur absolue.

Peu de méthodes permettent de réduire l'influence de ce paramètre. Le seul moyen d'augmenter la densité de particules, exprimée en nombre de gouttes par pixel, est de dégrader la résolution spatiale. En *binning* 4x4 par exemple, l'aire d'un pixel est quatre fois plus grande qu'en binning 2x2 et la densité est multipliée par le même facteur. Cependant, dégrader la résolution spatiale n'est pas toujours compatible avec les exigences de la mesure.

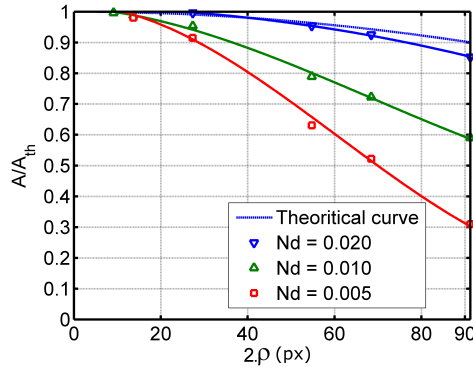


FIGURE 3.23 – Influence de la densité de particules sur la réponse en fréquence spatiale. Facteur d’atténuation tracé en fonction de la taille de fenêtre d’interrogation pour trois densités différentes

### 3.2.3 Conclusion pour la mesure de vitesse de la phase liquide

L’EXISTENCE d’une corrélation taille/vitesse qui touche les gouttes mises en mouvement par un *swirl* aérodynamique induit que la vitesse mesurée par PIV n’est pas représentative de la vitesse moyenne arithmétique des gouttes. La simulation basée sur des paires d’images fidèles aux données PDA montre que la PIV tient principalement compte des gouttes les plus grosses à cause de leur plus grande contribution à l’intensité lumineuse émise. La PIV semble être en bon accord avec la vitesse moyenne arithmétique PDA calculée à partir des gouttelettes supérieures à un certain diamètre de coupure et non pas avec la vitesse moyenne PDA pondérée en  $d^M$ . Ce phénomène est prédominant dans nos expérimentations puisqu’il est responsable de la moitié de la différence entre la vitesse moyenne arithmétique PDA et la vitesse PIV.

Après optimisation des paramètres d’acquisition et de traitement PIV, les écarts restants, mis en évidence par la simulation, sont majoritairement dûs à la faible densité de particules, constituant une limitation intrinsèque de la technique pour ce type d’écoulement.

## 3.3 Mesure de vitesse de la phase gazeuse en présence de la phase liquide

### 3.3.1 Principe de la mesure

La difficulté de cette mesure est liée à la séparation de la lumière diffusée en provenance de chacune des phases. Il n’est pas possible d’extraire la contribution des particules submicroniques d’ensemencement de l’ensemble de la lumière diffusée provenant majoritairement des gouttes. La distinction entre les phases repose sur une séparation en longueur d’onde obtenue par la fluorescence. À cet effet, seule la phase gazeuse estensemencée avec un mélange d’huile et de Pyrrométhène 597-8C9. La phase liquide, elle, n’est pas ensemencée

cée. L'intensité de fluorescence est collectée à l'aide de la caméra intensifiée PI-MAX4, sur laquelle est installé un filtre passe-haut excluant la lumière diffusée à la longueur d'onde du laser, afin de rendre invisible la phase liquide (Fig. 3.24). Les caractéristiques de ce filtre sont données dans la section 2.2.2.1. Les mesures PIV de la phase gazeuse sont effectuées en 2D à cause de l'unicité de la caméra intensifiée au laboratoire. Simultanément, l'acquisition PIV en trois composantes est réalisée sur les gouttes.

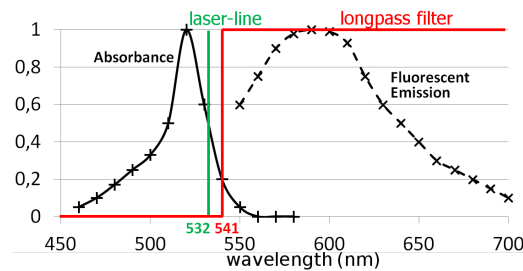


FIGURE 3.24 – Spectre d'absorption et d'émission fluorescente du pyrrométhène 597-8C9

### 3.3.2 Mesures de la phase gazeuse seule

Avant de mettre en œuvre la mesure en présence de la phase liquide, une validation comparative des techniques est entreprise sur la vitesse de la phase gazeuse seule, ensémençée avec des gouttelettes d'huile, sans injection de liquide. Quatre types de techniques sont mises en œuvre : LDA, PIV 3C sur les images de diffusion de Mie avec les caméras PIV, PIV 2C sur les images de diffusion de Mie et sur les images de fluorescence avec la caméra intensifiée. Trois conclusions principales peuvent être tirées (Fig. 3.25) :

- Étant donné que les profils issus des mesures PIV 3C et LDA sont en parfaite adéquation, la technique PIV fournit une bonne restitution de la vitesse moyenne arithmétique des gouttelettes d'huile dans cette configuration où il n'y a pas de corrélation taille/vitesse.
- La caméra intensifiée travaillant sur l'intensité diffusée semble fournir des résultats légèrement moins satisfaisants que les caméras PIV, en particulier dans la zone de recirculation au centre du *spray* où l'amplitude est quelque peu sous-estimée. Cependant, cette différence reste inférieure à 1 m/s. Celle-ci peut être attribuée aux effets de perspective induits par la configuration 2C plutôt qu'à la qualité de la prise de vue avec cette caméra.
- A cause d'un rapport signal sur bruit inférieur sur les images de fluorescence, le profil de vitesse donné par la caméra intensifiée travaillant sur l'intensité de fluorescence est globalement plus bruité et la mesure est d'autant plus sensible à la faible

densité d'ensemencement, comme illustré sur les bords du *spray* où de plus grandes différences apparaissent. Cependant, les amplitudes restituées sont les mêmes que dans le cas avec des images de diffusion.

Ces observations sont intéressantes car cette technique PIV 2C sur les images de fluorescence va maintenant être mise en œuvre pour mesurer la vitesse de la phase gazeuse en présence des gouttes.

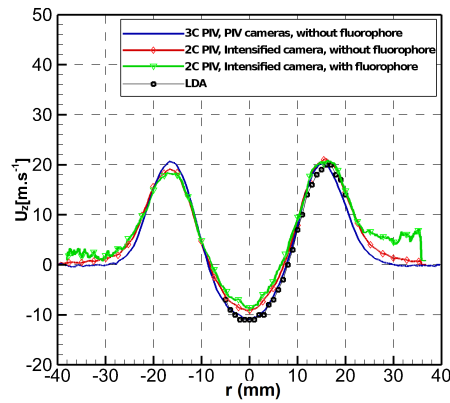


FIGURE 3.25 – Profils de vitesse  $U_Z$  de la phase gazeuse seule, mesurée avec les différentes techniques énumérées ci-dessus ( $Z = 20 \text{ mm}$ , débit d'air de  $20 \text{ g/s}$ )

### 3.3.3 Mesure de la phase gazeuse en présence des gouttes

Après cette validation comparative des techniques sur la phase gazeuse seule, la phase liquide est ajoutée à l'écoulement d'air. L'une des difficultés de cette mesure est d'obtenir un rapport signal sur bruit suffisant pour les images de fluorescence de la phase gazeuse. Dans le moins pénalisant des cas (ici avec un faible débit d'air), la qualité des images de fluorescence semble suffisante pour obtenir le champ de vitesse de la phase gazeuse et ainsi mettre en évidence la vitesse de glissement à proximité de l'injecteur. L'évolution relative des profils de vitesse des phases liquide et gazeuse est en accord avec la physique du phénomène. La vitesse de glissement entre les deux phases est mise en évidence dans les plans proches de l'injecteur puis tend à disparaître lorsque la distance à l'injecteur augmente. Les gouttes atteignent progressivement la vitesse de la phase porteuse et les deux vitesses coïncident à partir de  $z = 30 \text{ mm}$  (Fig. 3.26).



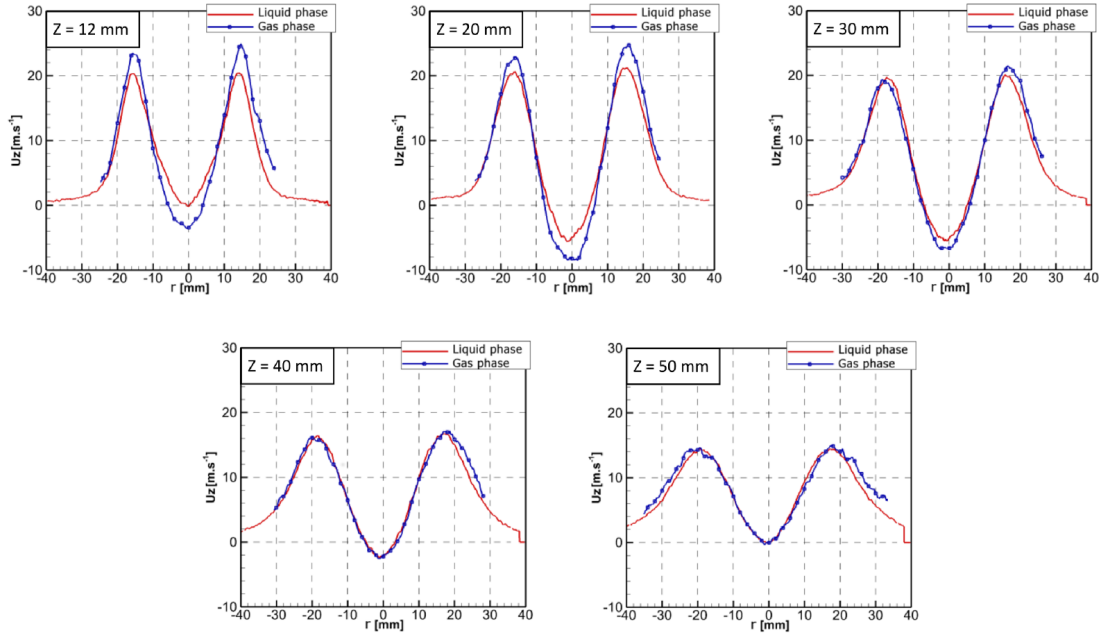


FIGURE 3.26 – Profils de vitesse  $U_Z$  des deux phases en présence dans l'écoulement (débit d'air égal à  $54 \text{ Nm}^3/\text{h}$ , soit  $20 \text{ g/s}$ )

### 3.3.4 Validation de la mesure de la phase gazeuse en présence des gouttes

Afin de valider cette mesure PIV, une bonne estimation de la vitesse de glissement peut être déterminée par des mesures PDA dans la phase liquide. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, la vitesse PIV de la phase liquide est représentative de la vitesse moyenne des plus grosses gouttes à cause de la corrélation taille/vitesse. De la même manière, la vitesse des gouttes les plus petites est censée être proche de la vitesse de la phase gazeuse. Lors de mesures LDA ou PIV, le comportement des traceurs par rapport à la phase gazeuse est caractérisé par le nombre de Stokes adimensionnel, qui compare le temps de réponse des particules  $\tau_p$  à une échelle de temps adéquate de l'écoulement  $\tau_g$  (Melling [1997]). Pour la PIV, un nombre de Stokes inférieur à 0.1 garantit une erreur relative sur les vitesses inférieure à 1% [Bonnefoy [2015]]. Pour une faible vitesse de glissement entre les particules et le gaz environnant, le temps de réponse des particules est égal à :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_g} \quad (3.7)$$

avec  $\rho_p = 789 \text{ kg/m}^3$  la masse volumique de l'éthanol et  $\mu_g = 1.85 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m/s}$  la viscosité dynamique de l'air.

Pour nos expérimentations, l'échelle de temps du gaz peut être représentative soit du transport de l'air entre l'injecteur et la section de mesure, soit de la principale instabilité

observée de l'écoulement. Pour le premier critère :

$$\tau_g = \frac{\Delta x}{U_{g,max}} \quad (3.8)$$

où  $\Delta x$  est la distance entre l'injecteur et la première section de mesures et  $U_{g,max}$  est la vitesse maximale dans ce plan. Pour les conditions d'écoulement utilisées durant les essais, cette échelle de temps est estimée à 0,5 ms. Pour le second critère, la principale instabilité observée correspond au *precessing vortex core* (PVC)[Syred [2006]]. Sa fréquence, mesurée pendant les essais, est égal à 720 Hz, ce qui correspond à une échelle de temps du gaz de 1,4 ms. Pour obtenir un nombre de Stokes inférieur à 0.1 avec  $\tau_{g,min} = 0.5 \text{ ms}$ , il faut un temps  $\tau_{p,max} = 0.05 \text{ ms}$ , soit :

$$d_{p,max} = \sqrt{\frac{18\mu_g \cdot \tau_{p,max}}{\rho_p}} = 4.6 \text{ } \mu\text{m} \quad (3.9)$$

La comparaison entre la vitesse PIV de la phase gazeuse en présence de la phase liquide et la vitesse moyenne PDA des petites gouttes ( $d < 5\mu\text{m}$ ) montre une bonne superposition des profils, excepté dans la zone de recirculation, où la vitesse mesurée avec la technique PIV est sous-estimée (Fig. 3.27). Cette différence peut résulter de la faible densité d'ensemencement au centre du spray. En fait, l'analyse de la mesure PDA montre que 650 gouttes par seconde sont acquises à  $Y = 0 \text{ mm}$ , alors que 6700 gouttes par seconde sont acquises à  $Y = 15 \text{ mm}$ . L'ensemencement est beaucoup moins dense au centre du spray, aussi bien pour les gouttes que pour les particules d'huile fluorescentes. Comme nous l'avons vu précédemment (Section 1.2.2.4), une faible densité d'ensemencement affecte la qualité de la corrélation PIV et dégrade l'amplitude restituée dans des proportions similaires à celles observées ici.

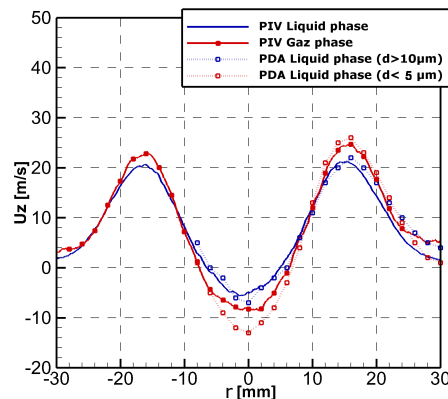


FIGURE 3.27 – Vitesses PIV des deux phases comparées aux vitesses PDA calculées par classe de diamètre ( $Z = 20 \text{ mm}$ , débit d'air égal à 20 g/s)

### 3.3.5 Comportement de la technique pour des débits d'air supérieurs

Pour le débit d'air le plus élevé (Fig. 3.28), la mesure sur la phase gazeuse est erronée, notamment à proximité de l'injecteur : la vitesse semble plafonnée à 30m/s. Pour expliquer ce dysfonctionnement, nous pouvons noter que la corrélation entre images PIV n'a pas fonctionné pour un temps intertrame inférieur à  $5 \mu s$ . Ce phénomène peut être expliqué par la rémanence du phosphore de la caméra intensifiée qui se traduit par la présence sur la deuxième image du doublet PIV d'une partie de la première image. En effet, bien que les données constructeur indiquent qu'il est possible de travailler à  $\Delta t = 1 \mu s$ , la rémanence est de 10% à  $0.2 \mu s$  et de 1% à  $20 \mu s$ . A  $5 \mu s$ , elle est de l'ordre de quelques %, ce qui n'est pas négligeable dans ce contexte. Deux phénomènes se conjuguent donc pour dégrader la restitution des gradients de vitesse : d'une part, le temps intertrame n'est pas suffisamment court (cf 2.2.2.3 figure 3.14) et d'autre part, la rémanence du phosphore dégrade le rapport signal/bruit qui est par ailleurs perturbé par la plus forte concentration en gouttelettes lorsque le débit d'air augmente. En effet, même si le volume de liquide injecté reste constant au fil des essais, le doublement du débit d'air accroît l'intensité diffusée dans un facteur 4. Les gouttelettes, bien qu'invisibles dans cette plage spectrale, n'en restent pas moins présentes et contribuent à dégrader le rapport signal/bruit émis par la phase gazeuse. Il faudrait également réaliser des mesures en 3C, donc disposer de deux caméras intensifiées, pour mettre en évidence l'influence éventuelle de cette configuration de mesure en 2C sur la restitution de la vitesse.

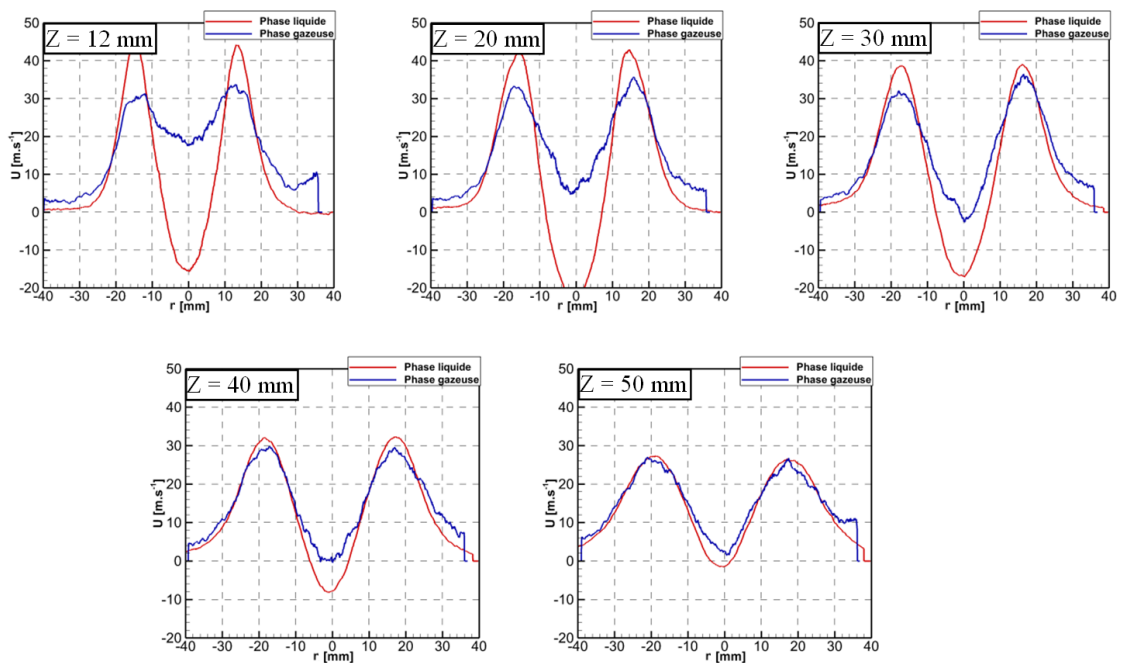


FIGURE 3.28 – Profils de vitesse  $U_Z$  des deux phases en présence dans l'écoulement (débit d'air égal à 35 g/s)

### 3.3.6 Conclusions et limitations

LA mesure PIV au sein de la phase gazeuse fluorescente en présence des gouttelettes d'éthanol a été validée dans cette configuration d'injecteur réel par une série de comparaisons avec des mesures LDA de la phase gazeuse seule et avec des mesures PDA analysées par classe de diamètre. Pour le débit d'air le plus faible, la vitesse de la phase gazeuse obtenue par PIV est proche de la vitesse des plus petites gouttes obtenue par PDA. L'écart constaté dans la zone de recirculation peut s'expliquer par le très faible ensemencement dans cette région du brouillard. Dans ces conditions, la précision attendue sur la vitesse de glissement peut atteindre le mètre par seconde. Pour des débits d'air plus élevés, l'obtention d'images de fluorescence présentant un rapport signal/bruit suffisant a été difficile. En effet, la rémanence du phosphore de la caméra intensifiée ne permet pas de descendre à des valeurs de temps intertrame suffisamment faibles pour mesurer ces vitesses plus élevées.

# Chapitre 4

## Caractérisation granulométrique de la phase liquide par PDS

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Rappel du principe de mesure</b>	<b>88</b>
<b>4.2</b>	<b>Considérations opératoires et influence sur la mesure</b>	<b>89</b>
4.2.1	Influence de la concentration en fluorophore	89
4.2.2	Dynamique pour l'acquisition d'images de fluorescence	89
4.2.3	Influence du nombre d'images acquises	90
4.2.4	Influence de la variation de l'angle de diffusion	91
<b>4.3</b>	<b>Diffusion de la lumière par des gouttelettes</b>	<b>96</b>
<b>4.4</b>	<b>Algorithme de traitement des images</b>	<b>98</b>
<b>4.5</b>	<b>Analyse qualitative</b>	<b>99</b>
<b>4.6</b>	<b>Analyse quantitative</b>	<b>100</b>

---

APRÈS avoir étudié la mesure simultanée des vitesses de chaque phase par PIV, ce chapitre est dédié à la mise en œuvre de la PDS afin d'accéder à des cartographies de granulométrie de la phase liquide. Comme vu dans le Chapitre 1, les travaux de [Charalampous and Hardalupas [2011b]] montrent que des précautions particulières doivent être prises sur la nature et la concentration en fluorophore, et sur la configuration géométrique de la prise de vue. L'étude de ces contraintes constitue la première partie de ce chapitre. Une analyse fine de la relation entre le diamètre des gouttes et l'intensité qu'elles diffusent est ensuite entreprise. Enfin, les mesures PDS sont confrontées aux mesures PDA afin de donner une interprétation de la grandeur fournie par le rapport des intensités de fluorescence et de diffusion.

## 4.1 Rappel du principe de mesure

La technique PDS est, en théorie, capable de produire des cartographies en deux dimensions du Diamètre Moyen de Sauter ( $d_{32}$ ) en combinant des images de diffusion de Mie et des images de fluorescence induite par laser (Fig.4.1). Pour cela, la phase liquide doit être ensemencée avec un traceur fluorescent. La théorie sous-jacente suppose que le rapport de l'intensité de fluorescence, proportionnelle au volume des particules, et de l'intensité de diffusion de Mie, proportionnelle au carré du diamètre des particules, constitue une quantité proportionnelle au diamètre  $d_{32}$ .

$$\frac{I_f}{I_s} = \frac{k_f \sum_i n_i d_i^3}{k_s \sum_i n_i d_i^2} \quad (4.1)$$

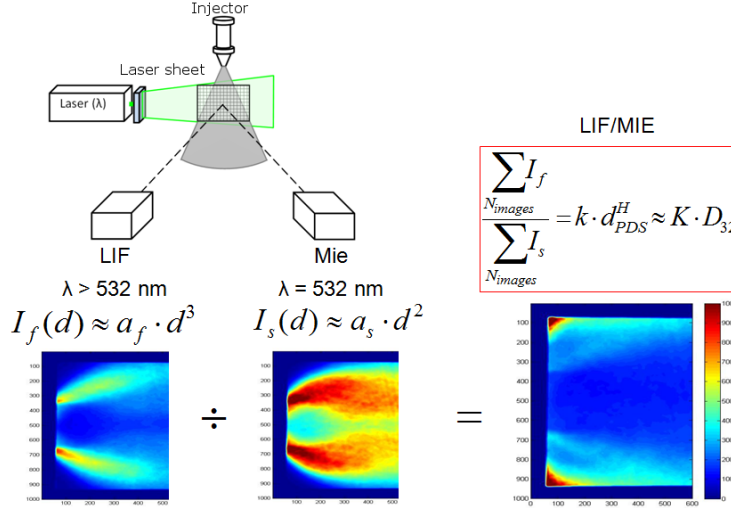


FIGURE 4.1 – Principe de la technique PDS

Cependant, comme vu dans le chapitre Bibliographie, selon [Charalampous and Hardalupas [2011b] et [2011b]], pour les images de fluorescence, l'absorption dans les gouttes peut affecter la proportionnalité entre l'intensité et le volume si la concentration en fluorophore est trop élevée. Pour la diffusion de Mie, la variation d'intensité n'est pas proportionnelle au carré du diamètre pour les particules dont le diamètre est inférieur à  $100 \mu\text{m}$ . Au final, le rapport LIF/Mie peut être écrit de la manière suivante :

$$\frac{I_f}{I_s} = \frac{k_f \sum_i n_i d_i^{F(c)}}{k_s \sum_i n_i d_i^{M(d_i)}} \quad (4.2)$$

Où  $F(c)$  est l'exposant de la relation entre l'intensité de fluorescence  $I_f$  et le diamètre de la particule  $d_i$ , et  $M(d_i)$  est l'exposant de la relation entre l'intensité diffusée  $I_s$  et le

diamètre de la particule  $d_i$ . Enfin, toujours concernant les images de diffusion, la sensibilité angulaire est importante à l'intérieur même du champ visualisé. Effectivement, l'intensité varie avec l'angle de diffusion et ce, avec une loi elle-même dépendante du diamètre. Ces considérations sont étudiées dans ce chapitre et font l'objet de simulations et de comparaisons avec l'expérience de façon à définir les conditions optimales de visualisation et à interpréter les écarts résiduels entre mesures PDA et PDS.

## 4.2 Considérations opératoires et influence sur la mesure

### 4.2.1 Influence de la concentration en fluorophore

La rhodamine 6G est ici utilisée dans de l'éthanol. L'émission de fluorescence est un phénomène isotrope : l'intensité émise ne dépend pas de l'angle de visualisation particulièrement quand la goutte est uniformément éclairée par le laser. Le principal paramètre censé affecter la relation entre intensité de fluorescence et volume de la particule est la concentration en fluorophore. D'une part, il pourrait être avantageux d'augmenter la concentration car l'intensité de fluorescence est généralement faible et nécessite une caméra intensifiée pour être collectée. D'autre part, si la concentration est trop élevée, l'absorption de la lumière augmente et peut affecter la relation de proportionnalité. Ce phénomène est d'autant plus impactant que le diamètre de la particule est élevé. Un compromis doit alors être trouvé : l'absorption doit être limitée tout en conservant un signal de fluorescence suffisant. Les résultats présentés dans la littérature [[Charalampous and Hardalupas \[2011a\]](#)] donnent une valeur de l'exposant  $F = 2.97$  pour une concentration de 1 mg/l et de  $F = 2.95$  pour une concentration de 10 mg/l. Dans notre cas, une concentration de 1 mg/l a été suffisante pour que la caméra intensifiée puisse fournir des images exploitables. L'intensité de fluorescence est donc proportionnelle à la somme des diamètres à la puissance 2.97 (Fig.4.2).

[[Charalampous and Hardalupas \[2011a\]](#)] ont aussi évalué que l'incertitude sur le paramètre de calibration  $K = k_f/k_s$  est de 5 % pour un exposant  $F(c) = 2.92$ . Dans notre cas, l'influence de la concentration en fluorophore sur l'erreur de la mesure peut être considérée comme négligeable.

### 4.2.2 Dynamique pour l'acquisition d'images de fluorescence

Comme nous l'avons vu pour la PIV en 3.2.2.3, la dynamique des capteurs doit être prise en considération, d'autant que ce facteur est encore plus contraignant pour la fluorescence. La plage de diamètre des gouttes pour ce type d'injecteur est restreinte à 1-100  $\mu m$ . Ainsi, la dynamique du capteur nécessaire pour mesurer l'intensité fluorescence est approximativement égale à la puissance  $F = 2.97$  de la dynamique des diamètres, c'est-à-dire environ 900 000. La dynamique effective de la caméra intensifiée, calculée à partir de la capacité du puits d'électrons et du bruit de lecture, est importante et égale à

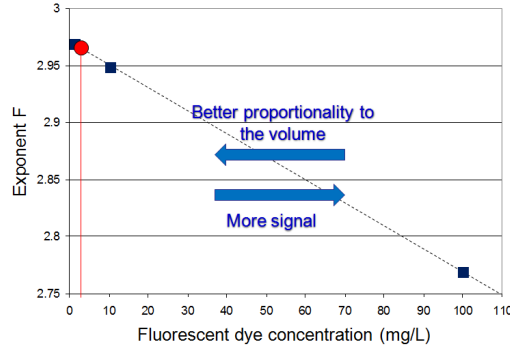


FIGURE 4.2 – Évolution de l'exposant  $F$  en fonction de la concentration en rhodamine 6G

10 000. Malgré l'étalement des plus grosses gouttes sur plusieurs pixels (Section 3.2.2.3) qui conduit à réduire les contraintes sur la dynamique dans un facteur 4 à 5, la dynamique nécessaire devrait être de l'ordre de 200 000, ce qui est toujours supérieur à ce que la meilleure des caméras peut offrir. Par conséquent, la plage de diamètres 1-100  $\mu m$  n'est pas accessible pour les mesures de fluorescence. Avec la procédure de calibration évoquée dans la Section 3.2.2.3 qui permet de régler la saturation pour des diamètres de l'ordre de 100  $\mu m$ , on peut évaluer le diamètre minimum détectable comme étant de l'ordre de 3-4  $\mu m$ . Le fait de ne pas visualiser les gouttes de taille inférieure à 4  $\mu m$  a peu d'effet sur le  $d_{32}$ . S'il est nécessaire de mesurer de plus petites gouttes, la solution consiste à réduire la taille du champ observé, ce qui a pour effet de répartir l'intensité des gouttes sur un plus grand nombre de pixels.

### 4.2.3 Influence du nombre d'images acquises

La densité de particules par pixel a été estimée dans le Chapitre 3.2.2.4 Fig. 3.22. Pour une valeur de  $10 \cdot 10^{-3}$ , 10 occurrences de gouttes en moyenne fournissent l'information en un pixel donné sur une séquence de 1000 images. Il est donc nécessaire d'effectuer des moyennes spatiales pour accroître le nombre d'échantillons participant à la mesure ; par exemple, une moyenne sur une fenêtre 5x5 (0.5x0.5 mm<sup>2</sup>) permet d'obtenir la contribution de 250 gouttes et une moyenne sur une fenêtre 10x10 (1x1 mm<sup>2</sup>) celle de 1000 gouttes. Ce filtrage spatial est aussi justifié par l'étalement des gouttes dans le plan image sur plusieurs pixels. Même si la valeur du  $d_{32}$  par la technique PDS est donnée pour chaque pixel, la résolution de la mesure est inférieure au pixel. Il faut noter également que le nombre d'échantillons sur lequel est faite la mesure PDS est inférieur à celui du PDA. Il reste possible d'augmenter le nombre d'images dans chaque séquence si la convergence de la mesure n'est pas atteinte.



#### 4.2.4 Influence de la variation de l'angle de diffusion

Une image moyenne de diffusion de Mie en coupe longitudinale à un angle de diffusion moyen de  $85^\circ$  est présentée en Fig. 4.3. Le profil d'intensité suivant  $y$  montre une variation d'amplitude de plus de 20 % entre les deux principaux pics, le pic inférieur étant significativement moins intense que le pic supérieur.

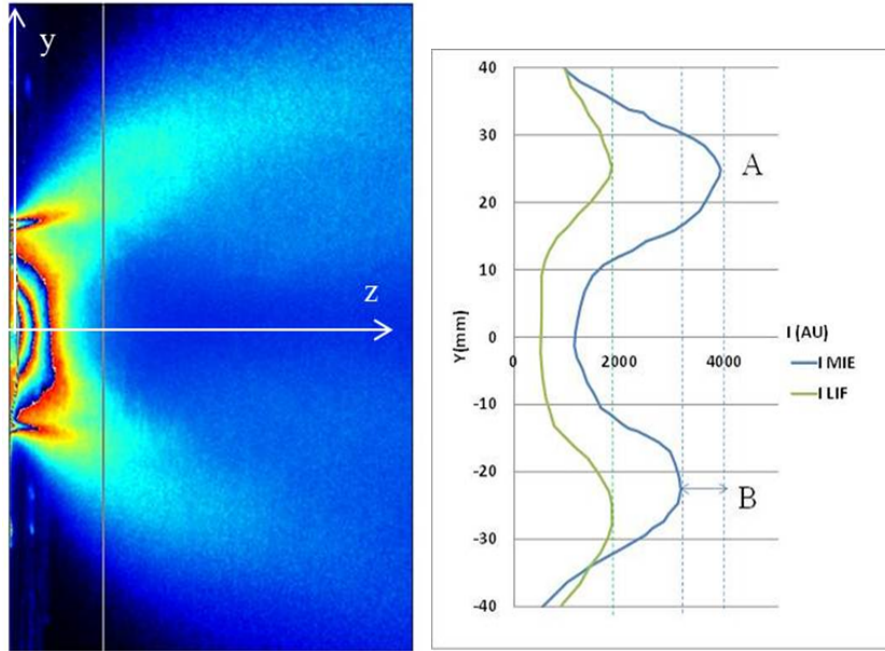


FIGURE 4.3 – Image moyenne de diffusion de Mie et profils verticaux suivant  $y$  d'intensité sur les images de Mie et de LIF à  $Z = 30$  mm de l'injecteur

Cette différence peut avoir trois causes. Elle peut être due à la variation de l'angle de diffusion, à une dissymétrie du brouillard ou bien à une atténuation de la lumière lors de sa traversée étant donné que la nappe laser provient du haut de l'image. Concernant ces deux derniers points, le même profil vertical sur l'image moyenne de fluorescence correspondante est symétrique ce qui nous amène à conclure que le brouillard d'injection est plutôt axisymétrique et que l'absorption à travers le milieu est faible. Pour vérifier cette hypothèse, il est nécessaire d'estimer l'épaisseur optique  $L_0$  de ce brouillard [Grosshans et al. [2015]] :

$$L_0 = N \cdot S_{ext} \cdot L < 1 \quad (4.3)$$

Elle s'exprime comme le produit de :

- la concentration en traceurs  $N$  (nombre de particules par unité de volume)
- la section efficace d'extinction  $S_{ext}$
- l'épaisseur géométrique  $L$  du milieu traversé par l'onde

Cette quantité doit être inférieure à 1 pour assurer que l'on reste dans un régime de dif-

fusion simple.

La section efficace d'extinction  $S_{ext}$ , homogène à une surface, représente la fraction géométrique de l'onde absorbée ou diffusée par la particule de rayon  $r$ . Elle peut être calculée par la théorie de Mie qui donne le coefficient d'extinction  $Q_{ext}$  :

$$S_{ext} = Q_{ext} \cdot \pi \cdot r \quad (4.4)$$

La valeur de  $Q_{ext}$ , obtenue à partir du logiciel MiePlot est voisine de 2, sur une large plage de diamètres allant de 10 à 100  $\mu m$ .

L'atténuation de l'intensité du faisceau à la traversée de ce brouillard est donnée par :

$$\frac{I}{I_0} = e^{-L_0} \quad (4.5)$$

Le calcul a été effectué à partir des mesures PDA selon un profil vertical correspondant à une traversée laser. En chaque point, les valeurs de concentration en nombre de particules par  $cm^3$  et de diamètre moyen arithmétique sont utilisées. Pour une traversée  $L$  de 60 mm, correspondant à la distance séparant les pics de l'intensité diffusée, le calcul de l'épaisseur optique conduit à un résultat de 0.057, c'est-à-dire une transmission d'environ 94 %. De plus, cette valeur a été confortée expérimentalement par des mesures d'absorption mises en place dans le cadre de la technique IRE (InfraRed Extinction) sur le faisceau visible de référence [Bodoc [2015]].

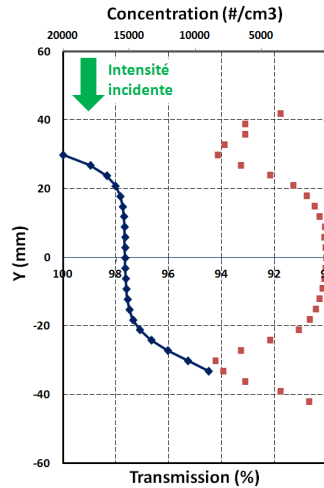


FIGURE 4.4 – Profil vertical de transmission à la traversée du brouillard et de concentration en nombre de particules par  $cm^3$

Comme l'atténuation s'avère faible à la traversée du brouillard, il s'agit maintenant d'interpréter la variation d'intensité sur le profil vertical de l'image de diffusion. Pour ce faire, nous allons quantifier la variation de l'intensité diffusée avec l'angle de diffusion dans le champ de mesure. Même si l'angle moyen de diffusion pour cette prise de vue est égal à  $85^\circ$ , il est possible de calculer précisément l'angle de diffusion en chaque point de l'image, à partir des résultats de la calibration géométrique. On rappelle que l'angle de

diffusion est l'angle entre le vecteur de collection optique et le vecteur émission de la lumière incidente. Il varie essentiellement selon Y avec un minimum de  $80^\circ$  en haut de l'image et un maximum de  $90^\circ$  en bas de l'image sur une hauteur Y de 100 mm Fig.Cartographie. Entre les deux pics étudiés (référence figure Fig.), l'angle de diffusion varie entre  $82.5$  et  $87.5^\circ$ . Une simulation sur MiePlot prenant en compte la distribution granulométrique en ces pics et les paramètres optiques de l'étude conduit à une diminution de l'ordre de 25 % de l'intensité diffusée (Fig. 4.6). C'est donc bien la variation de l'angle de diffusion dans le champ qui conduit à cette dissymétrie majeure.

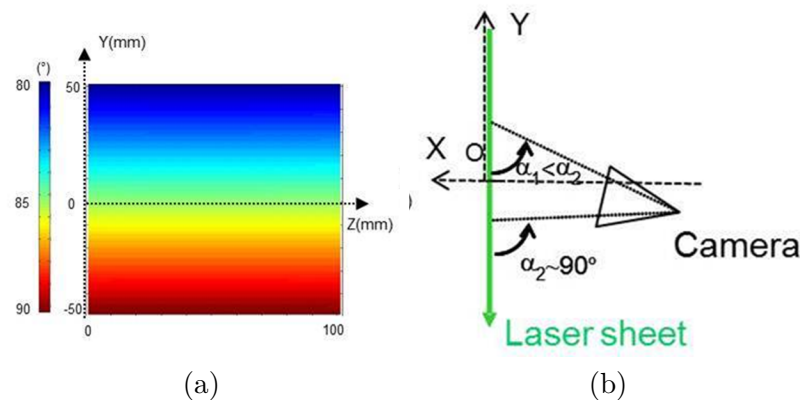


FIGURE 4.5 – (a) Cartographie de l'angle de diffusion dans le champ de visualisation ; (b) définition géométrique dans le plan  $yOx$

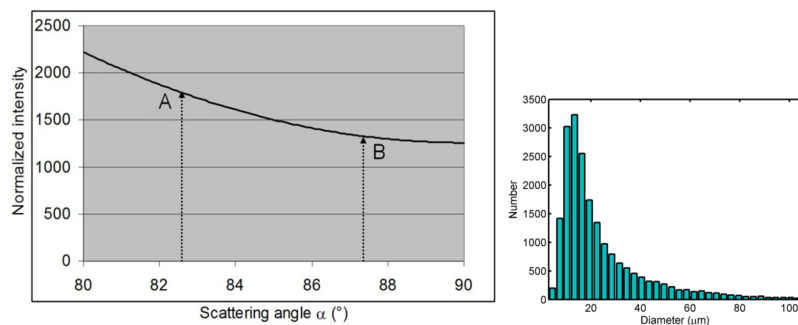


FIGURE 4.6 – Variation théorique de l'intensité diffusée dans la plage angulaire  $80-90^\circ$  (gauche) pour la distribution de taille de gouttes en  $y = 25$  mm (droite)

[Charalampous and Hardalupas [2011b]] préconise un angle de diffusion moyen de  $60^\circ$  afin de conserver une proportionnalité entre l'intensité diffusée et le diamètre des gouttes au carré sur une large gamme de diamètres (Section 4.3). Cependant, pour  $\alpha = 60^\circ$ , la diminution de l'intensité diffusée est d'environ 55 % sur la gamme  $57-63^\circ$  décrivant le champ visualisé.

Nous avons cherché à minimiser cet effet angulaire en adaptant la configuration optique. La Fig. présente la même évolution de l'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion sur une plus large plage angulaire. On peut voir qu'il existe un plateau entre  $90^\circ$  et  $100^\circ$ ,

où la pente de l'intensité diffusée est minimale.

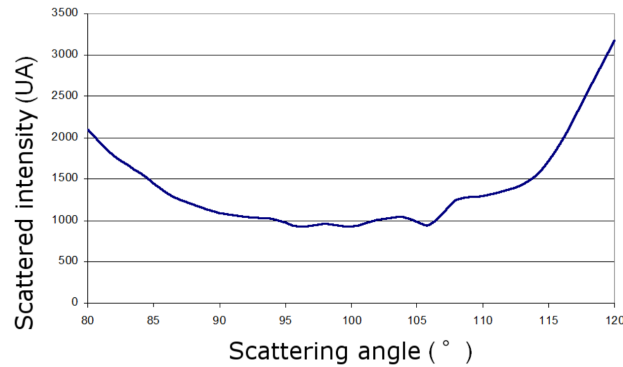


FIGURE 4.7 – Variation de l'intensité diffusée sur la plage angulaire 80-120°

Deux actions ont été entreprises :

- la caméra est positionnée de telle sorte que l'angle de diffusion au centre de l'image soit proche de 95°.
- l'angle de champ est réduit en augmentant la distance focale. Avec une focale de 110 mm et un capteur CCD de 13 mm de côté, un angle de champ de 7° est obtenu. En positionnant la caméra à une distance de 850 mm de la zone observée, un champ de 100 mm de côté peut-être conservé.

Sur toute la hauteur du champ efficace, l'angle de diffusion varie entre 92° et 98°. Bien que minimisée, la pente reste légèrement négative et il existe des oscillations suivant l'angle de diffusion en fonction du diamètre de la goutte (Fig. 4.10). Elles sont toutefois largement atténuées dès lors que le calcul est effectué sur une distribution polydisperse. Il est alors possible de calculer la variation d'intensité relative par degré  $v$  entre deux angles de diffusion  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  selon l'équation :

$$v = \frac{I_s(\alpha_1) - I_s(\alpha_2)}{(I_s(\alpha_1) + I_s(\alpha_2))/2} \times \frac{1}{\alpha_1 - \alpha_2} \quad (4.6)$$

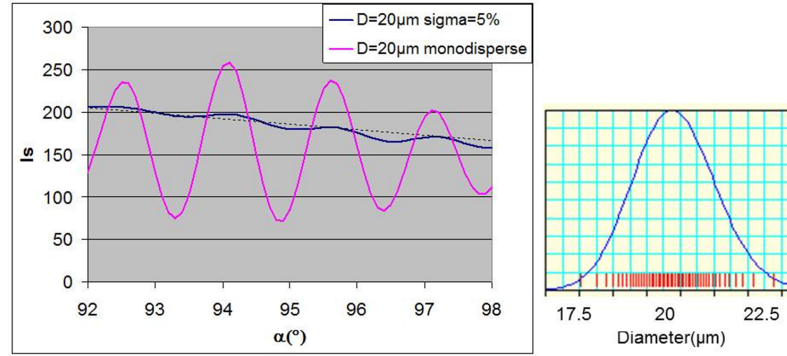


FIGURE 4.8 – Variation de l'intensité diffusée sur la plage angulaire 92-98° pour une distribution monodisperse de 20  $\mu m$  et polydisperse centrée en 20  $\mu m$  log-normale ( $\sigma = 5\%$ )

La Fig.4.9 montre l'évolution de la variation d'intensité relative par degré  $v$  pour chaque diamètre  $d$  variant de 10 à 100  $\mu m$  par pas de 10  $\mu m$ .

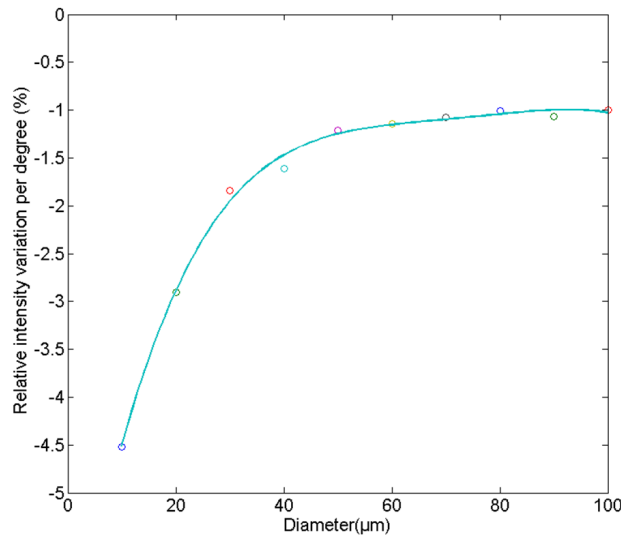


FIGURE 4.9 – Évolution de la variation relative d'intensité par degré  $v$  en fonction du diamètre des particules à un angle de diffusion de 95°

La variation d'intensité relative est quasiment constante pour les diamètres compris entre 50  $\mu m$  et 100  $\mu m$  et tend vers -1.2 % par degré, mais présente une évolution importante entre 10 et 50  $\mu m$ . Dans cette plage, il n'est donc pas possible de corriger la variation d'intensité sans connaître les diamètres. Cependant, une correction "a minima" correspondant à -1.2 %/° est appliquée sur toute l'image pour réduire l'effet angulaire tout en sachant qu'elle ne sera pas pleinement efficace là où les diamètres sont inférieurs à 50  $\mu m$ . Un coefficient correcteur, fonction de l'angle de diffusion, est appliqué pour chaque ligne de l'image de Mie : le résultat est illustré sur les profils verticaux de la Fig. 4.10. La symétrisation des profils est d'autant plus satisfaisante que le débit d'air est faible car à fort débit les diamètres sont plus faibles, donc la correction est moins pertinente. Les dissymétries résiduelles entre les deux pics restent contenues en deçà de 5 %.

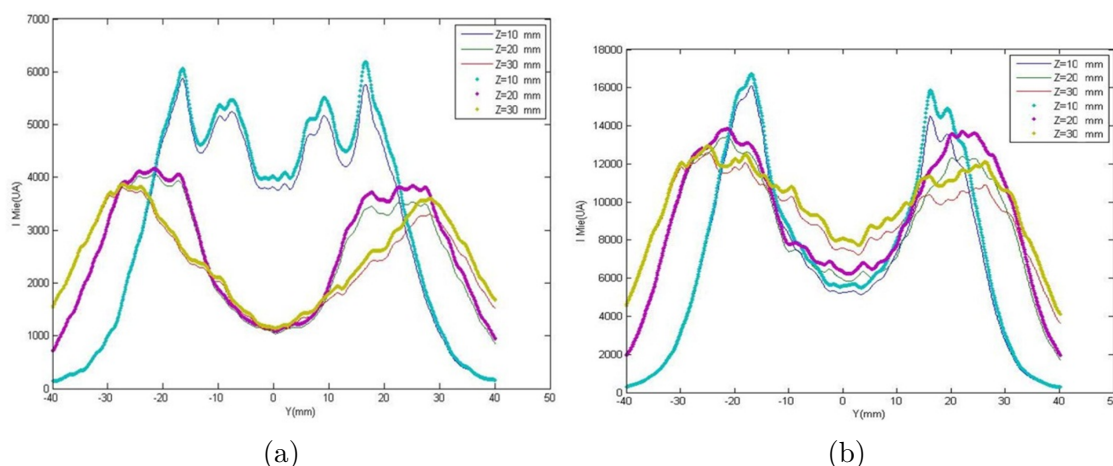


FIGURE 4.10 – Profils suivant  $y$  d'intensité diffusée pour (a) le débit d'air minimal (20 g/s) et (b) le débit d'air maximal (35 g/s). Les traits fins représentent les profils d'intensité corrigés pour chaque distance  $Z$  à l'injecteur

Nous venons de voir que la forte variation de l'intensité diffusée avec l'angle de diffusion peut constituer un obstacle à l'application de la technique PDS sur un champ 2D, même si celui-ci n'est que de quelques centimètres de côté. Nous avons proposé et mis en œuvre une configuration géométrique et optique ainsi qu'une correction logicielle pour minimiser cette influence. Cette influence angulaire ne concerne pas les images de fluorescence. La variation selon  $Y$  de l'intensité incidente due à l'absorption de la lumière à la traversée du brouillard reste minime et sera compensée par le rapport entre l'image de fluorescence et l'image de diffusion.

### 4.3 Diffusion de la lumière par des gouttelettes

La théorie sous-jacente de la technique PDS suppose que l'intensité provenant des images de diffusion de Mie est proportionnelle à la somme des carrés des diamètres de toutes les gouttelettes visualisées sur chaque pixel. Cette relation est ici étudiée précisément en fonction de nos conditions expérimentales. L'intensité diffusée à  $95^\circ$  est principalement due à la réflexion de la lumière incidente sur la surface des particules et, dans une moindre mesure, au second ordre de la réfraction. La contribution de tous ces ordres est tout de même prise en compte dans le calcul mené ici.

Les principaux paramètres de calculs sont les suivants :

- Diamètres de 1 à 1000  $\mu m$
- Angle de diffusion moyen  $\alpha = 95^\circ$ .
- Indice de réfraction de l'éthanol égal à 1.36

La Fig. 4.12 présente l'intensité diffusée en fonction du diamètre des particules en échelle log-log. On peut voir que la relation de proportionnalité entre  $I_s$  et le carré du diamètre

est uniquement vérifiée pour  $d > 100 \mu m$ . Dans la plage d'intérêt ( $d = 1 \sim 100 \mu m$ ), l'exposant  $M(d)$  est inférieur et varie progressivement de 1.2 à 2.

Cette courbe peut être reliée aux résultats présentés par [Charalampous and Hardalupas [2011b]], résultants de conditions optiques et géométriques proches des nôtres. Ces auteurs ont proposé une cartographie de l'exposant  $M$  en fonction de l'angle de diffusion et de l'indice de réfraction pour la gamme de diamètres  $1 \sim 100 \mu m$ . Pour notre configuration expérimentale, la lecture sur ce graphique donne un exposant  $M = 1.87$  Fig. 4.11.

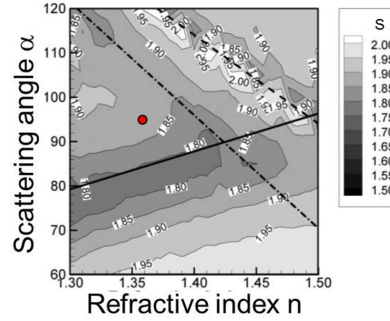


FIGURE 4.11 – Cartographie de l'exposant  $M$  (ici  $S$ ) dans le domaine  $(n, \alpha)$  [Charalampous and Hardalupas [2011b]]. Nos conditions expérimentales sont représentées par le point rouge correspondant à  $M = 1.87$

L'exposant qui approxime le mieux la relation  $I_s(d)$  sous la forme  $I_s = k_s \cdot d^M$  est approximativement égal à 1.7 dans la gamme de diamètres concernée ( $10 \sim 100 \mu m$ ) (Fig. 4.12). La quantité calculée à partir du rapport des intensités de fluorescence et de diffusion n'est en conséquence pas homogène à un diamètre car la différence des exposants du numérateur et du dénominateur n'est pas égale à 1. C'est plutôt un  $d_{FM}$  qui est mesuré :

$$(d_{FM})^{F-M} = \frac{\sum d^F}{\sum d^M} \quad (4.7)$$

Ici,  $F = 2.97$  et  $M = 1.7$ . La grandeur mesurée est donc homogène à un diamètre à la puissance 1.27.

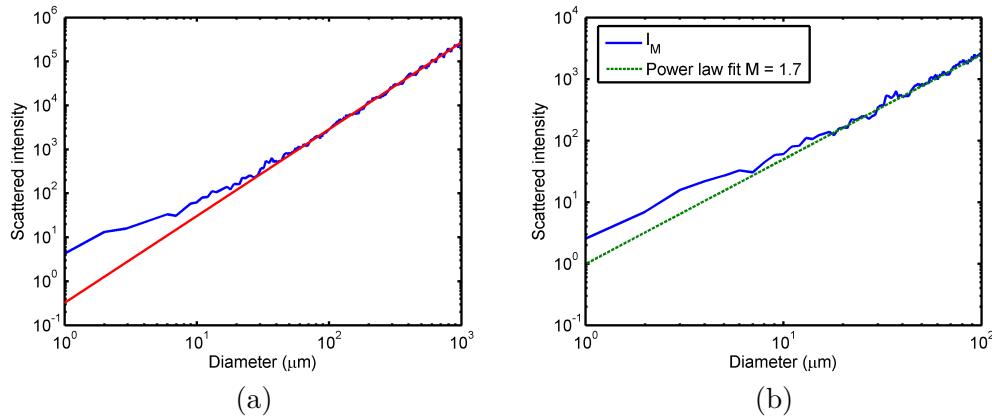


FIGURE 4.12 – Évolution de l’intensité diffusée en fonction du diamètre pour (a) la gamme 1-1000 $\mu\text{m}$  et (b) la gamme 1-100 $\mu\text{m}$  (Angle de diffusion de 95° avec un angle d’ouverture de 2°)

#### 4.4 Algorithme de traitement des images

Le tableau 4.1 résume les principales étapes de traitement d’image conduisant à la cartographie du rapport des images de fluorescence et de diffusion.

TABLE 4.1 – Traitement d’image mis en œuvre pour la PDS

Lecture et traitement des images de noir caméra	
Lecture du fichier de calibration géométrique des prises de vue	
Lecture de la séquence temporelle d’images	
Images de fluorescence	Images de diffusion
Calcul des images de...	
Minimum	Minimum
Maximum	Maximum
Moyenne	Moyenne
Ecart type	Ecart type
Occurrences des saturations (1)	Occurrences des saturations
Moyenne - Noir	Moyenne - Noir
Redressement de l’image	Correction angle de diffusion
	Redressement de l’image
Calcul du rapport LIF/MIE	
Filtrage spatial du rapport LIF/MIE	
Comparaison des profils sur l’image avec les mesures de granulométrie PDA	

- (1) Le passage de grosses gouttes ou amas se traduit par quelques occurrences de saturation sur les images. Une cartographie est construite pour localiser ces événements et rejeter le signal correspondant à la fois sur l’image de diffusion et sur l’image de fluorescence. La Fig. 4.10 montre un exemple de cartographie des intensités diffusées supérieures à 90 % de la dynamique de la caméra. Elles sont très peu nombreuses (inférieures ou égales à 2 sur 1000 en un pixel donné) et l’incidence sur la mesure PDS reste en général limitée. Elles peuvent toutefois avoir un impact non négligeable



lorsque la distribution est majoritairement répartie sur les très petits diamètres et que quelques grosses gouttes sont présentes. Elles se retrouvent naturellement sur les frontières du spray.

## 4.5 Analyse qualitative

La Fig. 4.13 montre une image de fluorescence et les images de diffusion moyennées sur une séquence de 1000 instantanés pour les trois débits d'air testés. L'intensité des images moyennes de fluorescence reste approximativement la même lorsque l'on fait varier le débit d'air, ce qui est normal puisque le volume de liquide injecté est constant (Fig. 4.14). Au contraire, l'intensité des images de diffusion augmente fortement avec le débit d'air.

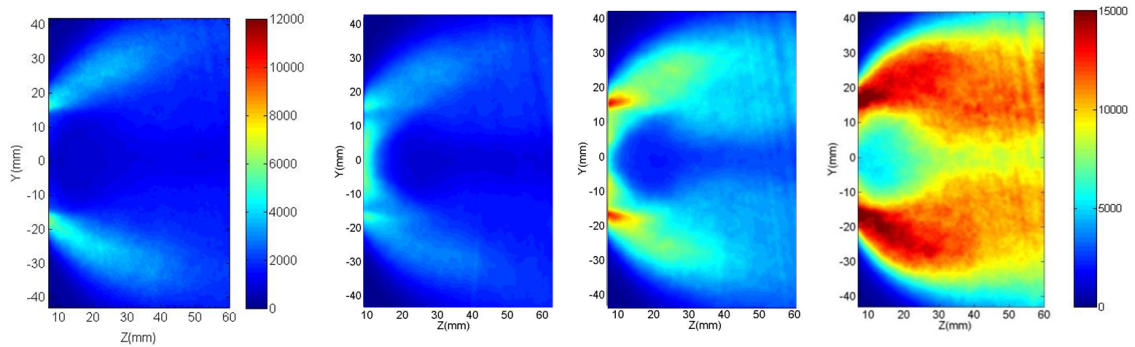


FIGURE 4.13 – Image de fluorescence (gauche) et images de diffusion lorsque le débit d'air augmente (de gauche à droite : 20, 25 et 35 g/s)

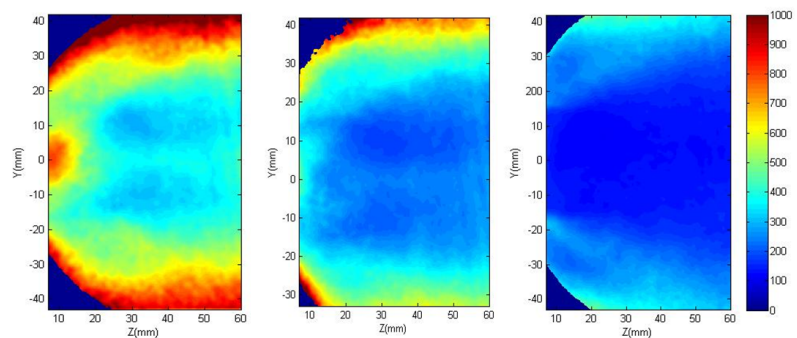


FIGURE 4.14 – Cartographies du rapport LIF/MIE lorsque le débit d'air augmente (de gauche à droite : 20, 25 et 35 g/s)

En effet, à volume injecté constant, une goutte de diamètre  $d_1$  diffuse un signal  $I_1$  proportionnel à  $d_1^2$  alors que si elle est divisée en  $n$  gouttes identiques, le diamètre  $d_n$  et le signal diffusé  $I_n$  seront tels que (Fig. 4.15(b)) :

$$\frac{d_n}{d_1} = \frac{1}{\sqrt[3]{n}} \quad (4.8a)$$

$$\frac{I_n}{I_1} = \sqrt[3]{n} \quad (4.8b)$$

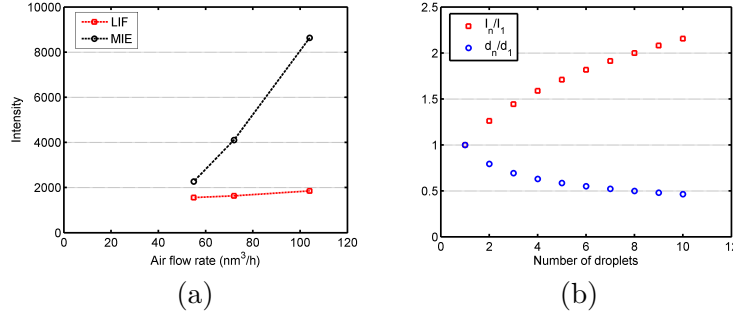


FIGURE 4.15 – (a) Intensités moyennes de fluorescence et de diffusion en fonction du débit d’air avec un débit liquide constant, (b) Intensité diffusée est diamètre en fonction du nombre de gouttes à volume liquide constant

Finalement, le rapport entre les images de fluorescence, quasiment constantes, et les images de diffusion de Mie, dont l’intensité augmente significativement avec le débit d’air, montre la diminution du diamètre PDS dans ces conditions (Fig. 4.15(a)). Cette évolution, vérifiée par les mesures PDA, est plausible au regard de la fonction attendue de ce type d’injecteur : augmenter le débit d’air améliore l’atomisation. Cependant, les images de rapport PDS sont exprimées dans une unité arbitraire. L’étape suivante consiste donc à convertir ces cartographies dans une unité physique.

## 4.6 Analyse quantitative

Deux approches différentes ont été testées pour transformer les images de rapport PDS en cartographies de  $d_{32}$ .

La première repose sur l’analyse présentée dans le paragraphe 3 de ce chapitre. La correction des puissances  $F$  et  $M$  est appliquée au cas correspondant au plus petit débit d’air, générant les gouttes les plus grosses (Fig. 4.16). On compare tout d’abord les profils  $rPDS$  de rapport entre image de fluorescence et image de diffusion et les profils  $rPDA$  de rapport  $I_F/I_M$  calculés à partir de distributions PDA :

$$rPDA = \frac{\sum_{i=1}^N d^{2.97}}{\sum_{i=1}^N d^{1.7}} \quad (4.9)$$

Pour faire correspondre les deux courbes, un coefficient global  $K$  doit être appliqué, ce qui

prouve la proportionnalité entre  $rPDS$  et  $rPDA$ , selon l'analyse théorique des exposants  $F$  et  $M$ . La comparaison entre  $K.rPDS$  et  $rPDA$  est satisfaisante. En particulier, la dynamique de  $K.rPDS$  entre le centre et le bord du spray est clairement plus importante que celle du profil de  $d_{32}$ . Dans ce cas où la plupart des gouttes ont un diamètre supérieur à  $20 \mu m$ , l'exposant  $M = 1.7$  donne une bonne adéquation. Finalement, l'élévation de  $K.rPDS$  à la puissance  $P = 1/(F - M) = 1/1.27$  selon l'équation 4.7 est représentative du  $d_{32}$ .

L'application de cette méthode aux débits d'air supérieurs, générant un  $d_{32}$  plus faible, mène à une surestimation de  $rPDA$  comparé à  $K.rPDS$ . En effet, la contribution des gouttes les plus petites ( $d < 10 \mu m$ ) est sous estimée dans l'approximation de  $I_M$ . La prise en compte d'une loi à puissances multiples pour correspondre au mieux à  $I_M$  sur toute la gamme de diamètres ( $1-100 \mu m$ ) a été testée. Cependant, l'application de plusieurs puissances ne permet pas de calculer réciproquement un exposant équivalent  $Peq$  pour le diamètre  $K.rPDS^{Peq}$ .

L'intérêt de cette approche est de montrer que les profils de  $rPDS$  ne sont pas proportionnels à ceux de  $d_{32}$ . Cependant, elle nécessite un calcul préliminaire de  $rPDA$  et deux étapes successives de calibration avant d'obtenir une estimation de  $d_{32}$ . De plus, si l'exposant  $P = 1/(F - M)$  est simple à déterminer pour les grands diamètres, son évaluation est plus délicate pour une distribution plus large puisque  $M$  varie avec le diamètre pour les plus petites gouttes.

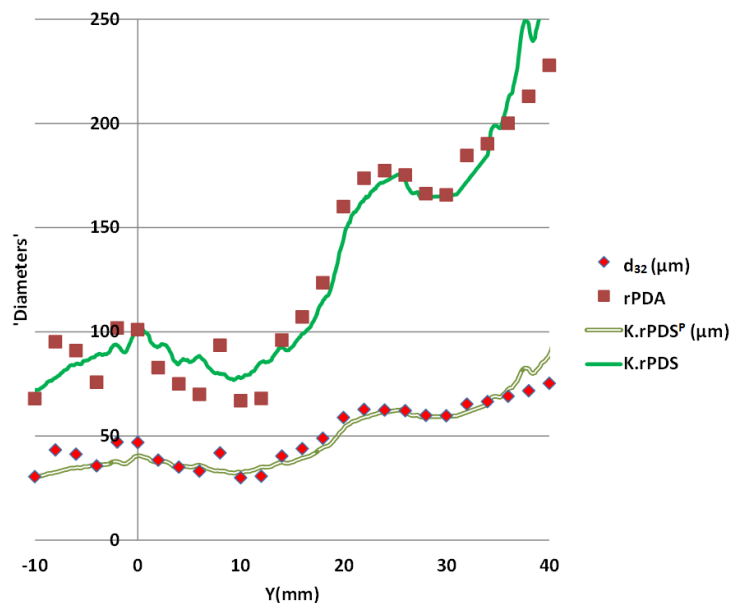


FIGURE 4.16 – Comparaison des profils  $rPDA$  et  $K.rPDS$  à  $Z = 30$  mm pour le débit d'air le plus faible ( $20 \text{ g/s}$ ). L'élévation de  $K.rPDS$  à la puissance  $P = 1/1.27$  est en bon accord avec le profil de  $d_{32}$

La seconde méthode d'étalonnage consiste à créer une table de correspondance (Look Up Table) mettant en relation le  $d_{32}$  mesuré par PDA et le rapport  $rPDS$  obtenu par PDS. Un nuage de points peut être tracé avec le rapport  $rPDS$  en abscisse et  $d_{32}$  en ordonnée (Fig.4.17). Ici, les données correspondent à la distance  $Z = 30$  mm de l'injecteur, pour les trois débits d'air. La gamme de  $d_{32}$  couverte va ainsi de 10 à 80  $\mu m$ . On remarque là encore clairement la non linéarité qui existe entre le  $d_{32}$  et le rapport d'intensités LIF/MIE. Pour  $d_{32} = 20 \mu m$  à 70  $\mu m$ , une loi de puissance de la forme  $rPDS = k.d_{32}^{1/1.27}$  s'adapte bien au nuage de points, mais pour faciliter la construction des cartographies, une unique loi logarithmique est finalement choisie sur toute la gamme de diamètres.

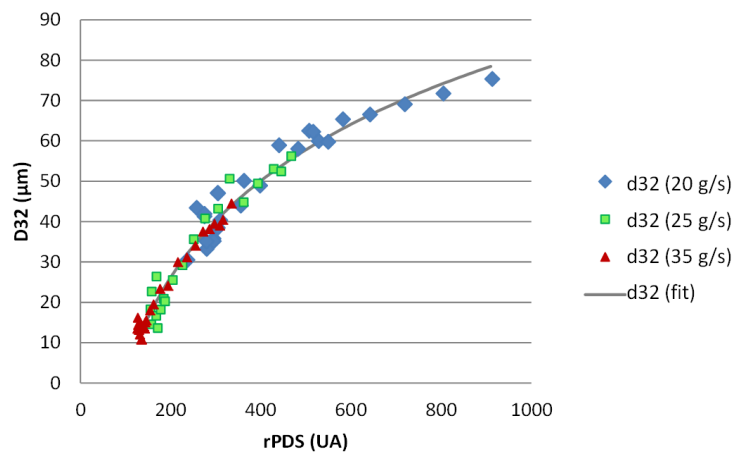


FIGURE 4.17 – Table de correspondance mettant en relation le  $d_{32}$  mesuré par PDA et le rapport  $rPDS$  obtenu par PDS pour les trois débits d'air à  $Z = 30$  mm

L'application de cette table de correspondance sur le rapport  $rPDS$  obtenu à partir des images PDS mène aux profils suivants de  $d_{32}(PDS)$  qui peuvent alors être comparés à ceux provenant des mesures PDA. Les courbes sont en bon accord, notamment pour les deux débits d'air extrêmes, 20 et 37 g/s. Pour le débit intermédiaire (25 g/s) les profils montrent des différences, en particulier dans la plage 40-50  $\mu m$ , ce qui pouvait être prédit au regard de la dispersion plus importante dans cette gamme sur la table de correspondance.

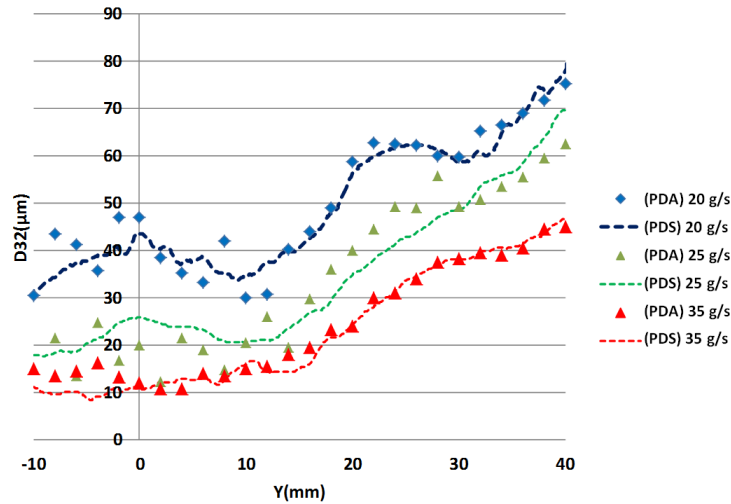


FIGURE 4.18 – Profils de  $d_{32}$  obtenus pour les deux techniques (PDA et PDS) aux trois débits d'air à  $Z = 30$  mm

Plus près de l'injecteur, à  $Z = 12$  mm, les profils présentent une différence notable au centre du spray, de  $y = 0$  à  $\pm 12$  mm, alors qu'ils sont en bon accord ailleurs.

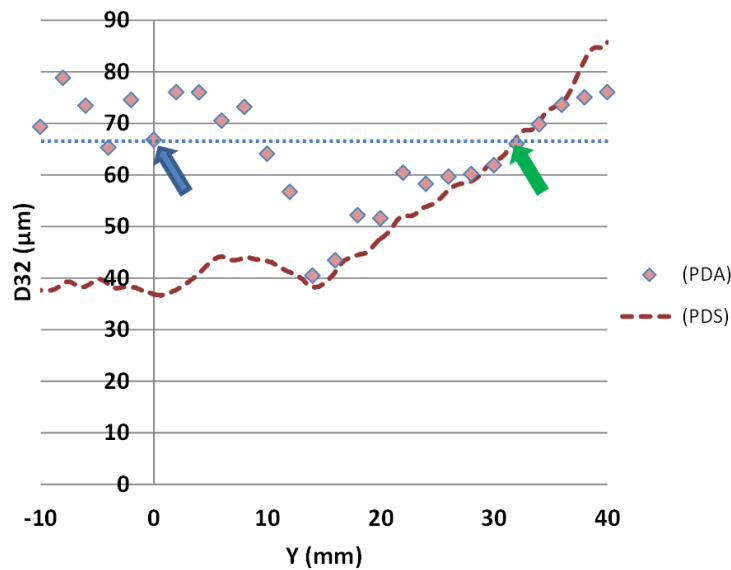


FIGURE 4.19 – Profils de  $d_{32}$  mesurés par PDA et PDS proche de l'injecteur ( $Z = 10$  mm)

Lorsqu'on observe la distribution de diamètres en  $y = 0$  mm et  $y = 32$  mm, là où les valeurs de  $d_{32}$  sont identiques et égales à  $66 \mu\text{m}$ , les histogrammes ont une allure très différente. Au centre du brouillard, le diamètre moyen est de  $10 \mu\text{m}$  : 77% des gouttes sont inférieures à  $10 \mu\text{m}$  et 95% inférieures à  $20 \mu\text{m}$  ; seulement 0.3% d'entre elles ont un diamètre supérieur à  $100 \mu\text{m}$  et influencent fortement la valeur de  $d_{32}$  qui, en ce point, n'est pas représentative de la finesse de l'atomisation. En revanche, en  $y = 32$  mm, le diamètre moyen est égal à  $27 \mu\text{m}$  et le  $d_{32}$  de  $66 \mu\text{m}$  illustre bien l'étalement de la distribution des

diamètres.

Toutefois, même si le  $d_{32}$  n'est pas représentatif de la distribution au centre du brouillard, celui-ci devrait en théorie être identique que ce soit avec la PDS ou avec le PDA. Plusieurs sources d'incertitudes peuvent être suggérées :

- Le taux de validation moyen de la mesure PDA est moins élevé que pour les mesures plus loin de l'injecteur et vaut environ 85%. Bien qu'il n'y ait pas de moyens d'estimer la taille des échantillons qui ont été exclus, on peut supposer la présence de grosses entités non sphériques comme des ligaments ou des amas de gouttes si le processus d'atomisation n'est pas complètement effectué dans cette zone proche de l'injecteur. Dans ce cas, ces techniques de mesure (PDA et PDS) basées sur l'hypothèse que les particules sont sphériques ne peuvent plus être considérées comme fiables.
- Les plus grosses gouttes, qui peuvent générer des occurrences de saturation, ont un impact important sur le  $d_{32}$  dans le cas de distributions telles que celle montrée au centre du brouillard.

En l'occurrence dans cet exemple, la valeur du  $d_{32}$  fournie par la technique PDS au centre du spray semble plus représentative que celle issue du PDA.

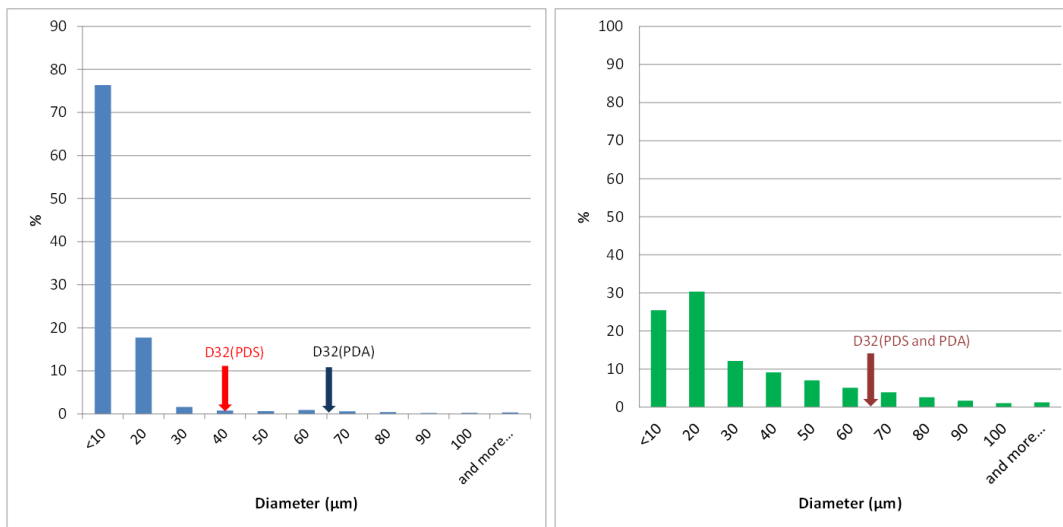


FIGURE 4.20 – Histogrammes en deux points du brouillard, proche de l'injecteur ( $Z = 10$  mm) pour le débit d'air intermédiaire (25 g/s);  $y = 0$  mm (à gauche) et  $y = 30$  mm (à gauche)

## Conclusions

LA configuration géométrique et optique pour l'acquisition des images a été analysée afin de minimiser la variation de l'angle de diffusion dans le champ visualisé. D'une part, l'influence de cette variation angulaire sur le signal diffusé ne peut être corrigée parfaitement sans connaître la répartition des diamètres et d'autre part, la dynamique de l'image doit être utilisée pour mesurer des plages de diamètres importantes et non pour tenir compte de la différence d'amplitude induite.

La nature et la concentration du fluorophore ont été étudiées pour optimiser le signal de fluorescence tout en limitant l'absorption dans les gouttes.

Le rapport des images de fluorescence et de diffusion ainsi obtenues n'est pas directement proportionnel au  $d_{32}$ . D'une part, l'absorption liée au fluorophore rend le signal de fluorescence proportionnel à une puissance  $F$  du diamètre légèrement inférieure à 3, estimée à 2.97. Mais surtout, l'exposant  $M$  de la relation de proportionnalité entre l'intensité diffusée et le diamètre varie de 1.2 à 2 pour des gouttes contenues dans la plage 1-1000  $\mu m$ . Finalement, la grandeur mesurée par la PDS est homogène à un diamètre à la puissance  $F - M$  où  $F$  est voisin de 3 mais  $M$  varie de 1.2 à 2.

En exploitant les données PDA, il a été possible de construire une table de correspondance (Look Up Table) afin d'étalonner le rapport LIF/MIE et remonter à un diamètre moyen de Sauter. Le passage à la grandeur physique ( $d_{32}$ ) doit donc être obtenu par une technique annexe, ici le PDA. Cependant, seuls deux ou trois profils sont nécessaires pour couvrir la gamme des diamètres étudiés. Le gain de temps pour cartographier le brouillard est donc effectif et la densité du maillage de points de mesures est très supérieure à celle obtenue avec le PDA. Enfin, il faut rappeler que la technique PDS ne s'applique pas en cas de forte évaporation car la concentration en fluorophore peut varier, entraînant alors une modification du coefficient de proportionnalité entre signal de fluorescence et volume des gouttes.

## Perspectives

Des images de fluorescence et de diffusion ont également été acquises en coupe transversale. Cependant, les images présentant un grand nombre d'artéfacts liés à la visualisation du fond de chambre, elles n'ont dans un premier temps pas été exploitées. Grâce aux améliorations apportées lors de la mesure de flux volumique (Chapitre 5) dans le même type de configuration (diminution des réflexions parasites, augmentation du nombre d'images acquises, développement d'un logiciel spécifique,...) il sera possible d'effectuer des mesures par PDS en coupe transversale et ainsi de les comparer avec les profils obtenus en coupe longitudinale.

Ce travail nous a conduits à déterminer la signification physique de la grandeur mesurée par PDS, mais un travail sur la précision reste à faire, notamment dans les zones où l'on constate des écarts importants, c'est-à-dire à proximité de l'injecteur, et où l'applicabilité

des deux techniques, PDA et PDS, peut être mise en cause.



# Caractérisation du flux volumique de la phase liquide par une technique PVF

## Sommaire

---

<b>5.1 Principe de la mesure</b> . . . . .	<b>108</b>
5.1.1 Obtention d'une cartographie proportionnelle à la fraction volumique à partir d'images de PLIF . . . . .	108
5.1.2 Méthode de calibration des cartographies de flux volumique . . . . .	111
<b>5.2 Analyse des distributions de flux volumique et validation des mesures</b> . . . . .	<b>113</b>
5.2.1 Allure de la cartographie spatiale . . . . .	113
5.2.2 Comparaisons détaillées entre mesures du flux volumique par PVF et par PDA . . . . .	115
5.2.3 Sources d'incertitude . . . . .	118

---

COMME nous l'avons vu dans la partie 1.1.2, la fraction volumique et le flux volumique sont des paramètres importants pour la caractérisation des injecteurs. La fraction volumique caractérise le volume de la phase liquide par unité de volume. Le flux volumique représente le volume de toutes les particules ayant traversé une unité de surface par unité de temps. L'Anémométrie Phase Doppler permet d'accéder ponctuellement à ces deux grandeurs avec des limitations qui ont été présentées dans la bibliographie (Section 1.5.1). Dans le cadre de cette étude, une technique de mesure 2D à partir d'images de fluorescence et de vitesse est proposée. Une méthode de calibration des cartographies de flux à partir du débit liquide injecté est définie. Contrairement à la PDS qui fait l'objet de nombreuses publications, l'application concrète d'une telle technique à un brouillard d'injection n'est à notre connaissance pas rapportée dans la littérature. Elle a donc été baptisée Planar Volume Flux (PVF). Une méthode de calibration similaire a été explicitée par [Sarathi et al. [2012]], mais pour une application à un écoulement monophasique en conduite. L'organisation de ce chapitre est la suivante : après avoir rappelé le principe d'obtention de cartographies proportionnelles à la fraction volumique, la méthode de calibration du flux

volumique est explicitée. Des cartographies sont ensuite analysées et des comparaisons détaillées avec des mesures PDA sont réalisées.

## 5.1 Principe de la mesure

La configuration la plus intéressante pour analyser ces deux paramètres consiste à étudier des coupes transversales du brouillard à différentes distances du point d'injection. La Fig. 5.1 illustre cette mise en œuvre où l'ensemble laser et caméras peut être translaté suivant l'axe d'injection.

La mesure du flux volumique utilise alors les champs de vitesse hors plan  $U_Z$  de la phase liquide obtenus par PIV 3C et les cartographies proportionnelles à la fraction volumique de cette même phase.

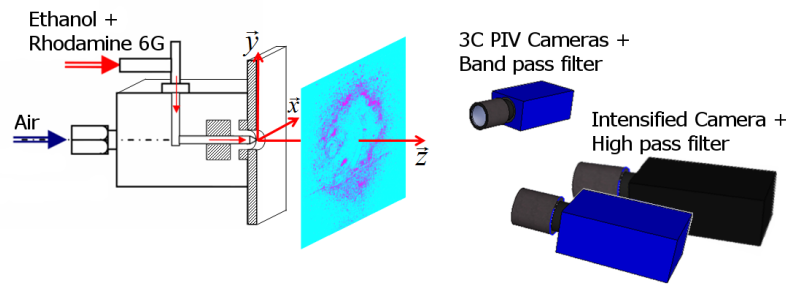


FIGURE 5.1 – Schéma d'implantation de la mesure

### 5.1.1 Obtention d'une cartographie proportionnelle à la fraction volumique à partir d'images de PLIF

Dans un premier temps, les principales étapes de mise en œuvre, d'acquisition et de traitement des images sont présentées.

- La phase liquide estensemencée comme précédemment avec de la rhodamine 6G, à faible concentration (2mg/l) de façon à conserver une proportionnalité de l'intensité de fluorescence à la puissance 2.97 du diamètre des gouttes.

$$I_f = \sum_{i=1}^N d^{2.97} \quad (5.1)$$

- En chaque pixel ou groupe de pixels de l'image couvrant la région d'intérêt (dx, dy), la caméra mesure à chaque flash la somme des intensités de fluorescence émises par les gouttes présentes dans le volume  $dx dy dz$  où  $dz$  est l'épaisseur de la nappe laser.
- On peut considérer que pendant la durée du pulse laser, de l'ordre de 8 ns, les gouttes sont figées puisque leur déplacement n'excède pas  $0.24 \mu m$  si leur vitesse égale 30 m/s par exemple.

- Ces images sont moyennées sur une séquence de quelques milliers de pulses laser et conduisent, après un traitement spécifique détaillé ci-dessous, à une image  $I_{fluor}$  du type de celle présentée sur la Fig. 5.4.
- L'intensité émise par fluorescence est proportionnelle à l'intensité laser incidente qui varie dans l'étendue de la nappe. C'est pourquoi il est nécessaire d'établir une cartographie d'intensité de cette nappe  $I_{laser}$  par laquelle diviser l'image de fluorescence  $I_{fluor}$ . Après avoir appliqué cette correction, l'image obtenue  $I_f$  est censée être proportionnelle à la fraction volumique de la phase liquide.

Nous allons maintenant détailler deux points-clés du traitement des images.

### 5.1.1.1 Traitement des images de fluorescence

L'utilisation de coupes transversales induit un éclairage parasite du fond de chambre et du gicleur du dispositif d'injection à partir de la lumière émise par les gouttelettes. Ces artefacts sont d'autant plus intenses que l'on se rapproche de l'injecteur. En coupe longitudinale, le problème ne se pose pas puisqu'il n'y a pas de parois réfléchissantes en arrière-plan ce qui facilite grandement le traitement des images.

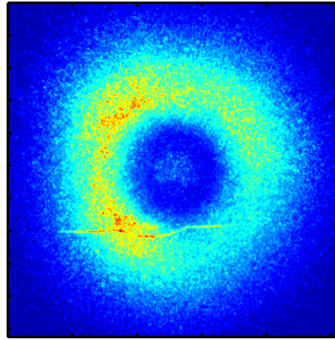


FIGURE 5.2 – Moyenne classique de 3000 images instantanées de fluorescence à  $Z = 20$  mm de l'injecteur. Un artefact lié à l'éclairage du fond de chambre est visible dans la partie inférieure de l'écoulement

La Fig. 5.2 montre une image simplement moyennée sur une séquence de 3000 acquisitions obtenue à une distance  $z = 20$  mm. Pour améliorer la qualité de l'image, plusieurs pistes, matérielles et logicielles, ont été envisagées.

- Une application de peinture noir mat sur le fond de chambre atténue les réflexions mais ne les supprime pas complètement.
- Lorsque l'on travaille sur des images de diffusion, certaines configurations géométriques peuvent faciliter l'atténuation des réflexions sur l'arrière-plan, en profitant du caractère directionnel de la diffusion. En effet, en observant en diffusion avant, l'intensité est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle diffusée à  $90^\circ$  ou en rétrodiffusion qui va alimenter les réflexions. Pour la fluorescence, l'émission est supposée isotrope ce qui ne permet pas de jouer sur la dépendance angulaire.

- La création d'une image de fond (*background*) à soustraire de la séquence d'images est une solution classique, mais qui s'est avérée inefficace :
  - l'image de la nappe laser en l'absence de gouttes est parfaitement noire puisqu'on observe la partie du spectre de longueur d'onde strictement supérieure à celle du laser, c'est-à-dire la lumière émise par fluorescence.
  - Une image de fond créée à partir de l'intensité minimale en chaque pixel sur la séquence ne convient pas ; elle atténue certaines réflexions mais s'avère insuffisante notamment pour tenir compte de l'évolution progressive de l'arrière-plan où des coulées de liquide fluorescent apparaissent sur le fond de chambre en cours d'acquisition.

Un traitement spécifique est donc nécessaire pour extraire la seule contribution des gouttes dans cette image de fluorescence.

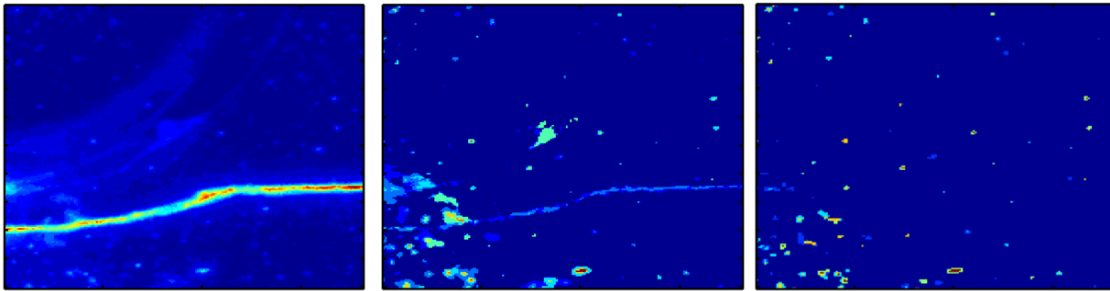


FIGURE 5.3 – Exemple d'amélioration apportée par le logiciel dans un cas critique de surbrillance sur le fond de chambre, visible dans un plan proche de l'injecteur. Image brute (gauche) / valeur absolue de la différence (centre) / filtrage morphologique "top-hat" (droite)

- La première étape consiste à effectuer une soustraction en valeur absolue entre deux images consécutives. La part due aux réflexions est ainsi majoritairement éliminée, du moins la contribution due au niveau moyen de l'image de fluorescence. Les gouttes sont les entités variables entre ces deux images ; elles sont ainsi conservées et se distinguent du fond. Compte tenu de la faible densité de gouttes, la probabilité d'éliminer certaines qui se trouveraient présentes au même pixel sur les deux images est quasiment nulle (Fig. 5.3 (milieu)).
- Il subsiste cependant des artefacts dus au fait que le fond dépend aussi des fluctuations de l'image de fluorescence entre ces deux instants. Pour isoler les gouttes, un filtre morphologique de type "chapeau haut-de-forme" (*top hat transform*) est appliqué à l'image. Comme son nom l'indique, il permet de ne conserver que les structures de l'image qui sortent d'un chapeau faisant office de gabarit, défini par son diamètre et sa hauteur. En fixant le diamètre à la plus grande taille de gouttes observable sur l'image et la hauteur à leur intensité minimale, on élimine les entités de forme différente de celle d'une goutte (Fig. 5.3 (gauche)).
- Les images ainsi élaborées à partir de paires d'images consécutives sont sommées

sur toute la séquence. Le nombre d'images acquises par séquence a été augmenté à 3000 de façon à avoir une image suffisamment homogène. Un filtrage gaussien est appliqué en finale pour réduire le bruit.

- L'ensemble des traitements effectués sur les images conserve leur contenu intensimétrique.

On obtient alors une image où l'anneau de gouttes se distingue nettement et qui se prête à des post traitements et analyses (Fig. 5.4).

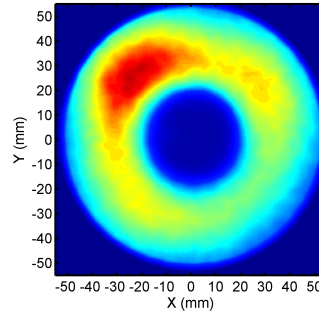


FIGURE 5.4 – Image de fluorescence après traitement spécifique sur un lot de 3000 images

### 5.1.1.2 Obtention d'une cartographie d'intensité de la nappe laser

Un analyseur de faisceau (WinCamD-UCD12, 355-1150 nm, 1.4 Mpx) a été mis en œuvre pour obtenir la carte de l'intensité laser incidente dans le plan  $xOz$  perpendiculaire à la nappe et passant par l'axe d'injection. La zone élémentaire scrutée est de l'ordre de 4 mm de côté; l'analyseur est translaté selon  $X$  pour mesurer la nappe dans toute son étendue. Des sondages selon  $Y$  ont montré que l'intensité incidente ne variait pas verticalement ce qui correspond au fait que l'optique de génération de nappe produit une nappe très faiblement divergente. On visualise l'évolution quasi-gaussienne de l'intensité dans la nappe selon  $Z$  et  $X$  (Fig. 3.19) qui justifie la nécessité de corriger les images de fluorescence. Pour chaque valeur de  $X$ , l'intensité est sommée selon  $Z$  et ce profil d'intensité en  $X$  est ensuite étendu selon  $Y$  pour créer la cartographie.

### 5.1.2 Méthode de calibration des cartographies de flux volumique

L'algorithme de construction des cartographies de flux volumique est décrit en Fig. 5.5. Le produit de la fraction volumique par le champ de vitesse  $U_Z$  est calculé pour obtenir des cartographies proportionnelles au flux volumique. Le facteur de proportionnalité  $K$  peut être déduit en comparant le flux volumique intégré sur une surface perpendiculaire à l'axe du brouillard et le débit liquide en supposant que tout le liquide injecté traverse la section de mesure  $S$  :

$$k \sum \frac{U_Z \cdot I_f}{e \cdot S} = \frac{Q_{inj}}{S} \quad (5.2)$$

Si l'épaisseur de la nappe est constante, l'équation se simplifie en (cf Équation sur la Fig. 5.5).

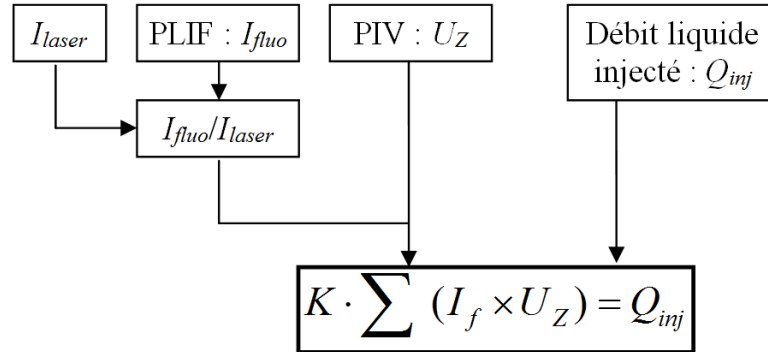


FIGURE 5.5 – Algorithme de la calibration du flux volumique à partir du débit liquide injecté

Une fois ce coefficient calculé sur une coupe donnée, il peut être conservé pour les autres coupes  $Z$  en l'absence d'évaporation. Cette hypothèse est vérifiée ici à partir d'un facteur  $K$  calculé à  $Z = 30$  mm ; le résultat de l'intégration spatiale du flux volumique pour les sections à  $Z = 40$  et  $50$  mm de l'injecteur montre une bonne conservation du débit liquide injecté (Fig. 5.6).

- Le prérequis consistant à dire que tout le débit liquide injecté est passé dans la section de mesure peut toutefois conduire à une légère surestimation du flux si une partie du liquide a emprunté d'autres trajectoires : impacts sur le fond de chambre, coulures, etc...

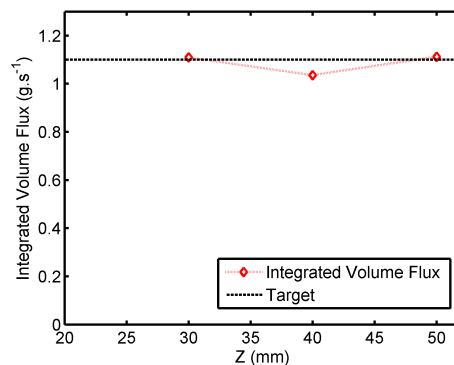


FIGURE 5.6 – Intégration spatiale du flux volumique pour les sections à  $Z = 30$ ,  $40$  et  $50$  mm

## 5.2 Analyse des distributions de flux volumique et validation des mesures

### 5.2.1 Allure de la cartographie spatiale

L'intégration du coefficient  $K$  dans les images permet de présenter des cartographies de flux volumique en unité physique par exemple en  $\text{cm}^3.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . La Fig. 5.7 montre de telles cartographies obtenues à  $Z = 30, 40$  et  $50$  mm de l'injecteur, pour le débit d'air testé le plus faible ( $54 \text{ Nm}^3/\text{h}$ , soit  $20 \text{ g/s}$ ).

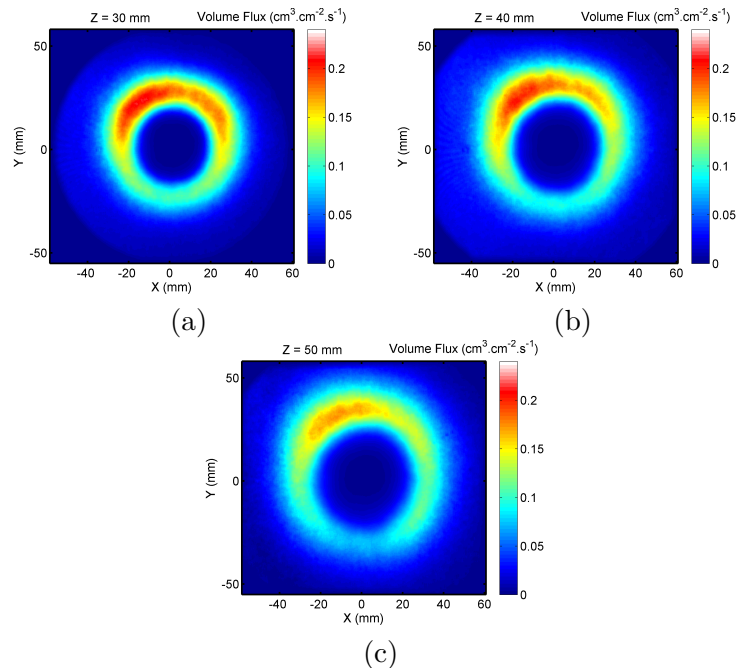


FIGURE 5.7 – Cartographies de flux volumique mesuré par PVF en (a)  $Z = 30$  mm, (b)  $Z = 40$  mm et (c)  $Z = 50$  mm (débit d'air de  $20 \text{ g/s}$ )

Ces cartographies mettent en évidence le caractère non axisymétrique de l'écoulement, notamment la distribution de flux en forme de fer à cheval qui avait été déjà révélée par les mesures DGV (Fig. 5.8). Nous pouvons noter que la dissymétrie visible dans ces coupes transversales ne l'était pas en coupe longitudinale lors des essais présentés au chapitre précédent. Entre ces deux périodes d'essais, le plénum et le gicleur du dispositif d'injection ont été changés. Bien qu'ils aient les mêmes caractéristiques techniques, de légères variations géométriques au niveau de l'orifice du gicleur ou de son positionnement dans le *swirler* peuvent être à l'origine de ces différences.

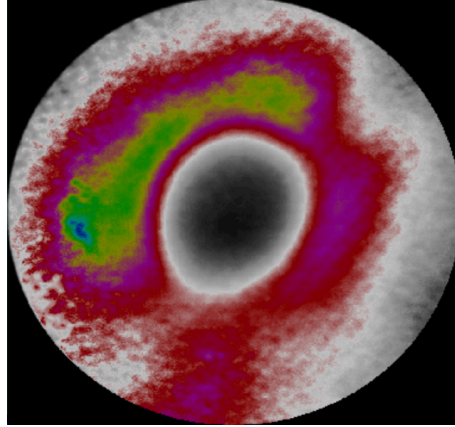


FIGURE 5.8 – Cartographie de flux volumique obtenue en DGV à  $Z = 26$  mm de l’injecteur dans des conditions proches des nôtres

Nous avons vu dans le Chapitre 1 qu’il était possible d’atteindre les valeurs de fraction et de flux volumique par la technique PDA. Il faut toutefois rappeler que pour ce champ d’application, le PDA ne fait pas figure de référence et possède quelques limitations. La comparaison ne permet donc pas de quantifier l’incertitude de la mesure PVF présentée mais elle reste intéressante sur un plan qualitatif et plus aisée qu’une comparaison avec une technique de type pluviomètre, qui comporte des difficultés de mise en œuvre et une faible résolution spatiale.

Pour valider la distribution spatiale obtenue, un maillage PDA a été réalisé dans la coupe à  $Z = 30$  mm à partir d’une matrice de 1325 points de mesure espacés de 3 mm afin de fournir les cartographies de concentration et de flux volumique de la Fig. 5.9.

- Pour les cartes de fraction volumique, la dissymétrie observée précédemment en PVF se retrouve sur la cartographie mesurée par PDA, même si la topologie n’est pas tout à fait identique. La répartition spatiale est respectée, avec dans les deux cas une "couronne" de liquide comprise entre  $r = 20$  et  $40$  mm.
- Pour les cartes de flux volumique, la comparaison est meilleure entre les deux techniques, avec toutefois un flux légèrement plus élevé pour la mesure PDA dans le quart inférieur gauche. La zone où le flux est supérieur à  $0.15 \text{ cm}^3.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  est, pour les deux techniques, comprise entre  $r = 18$  mm et  $r = 30$  mm.



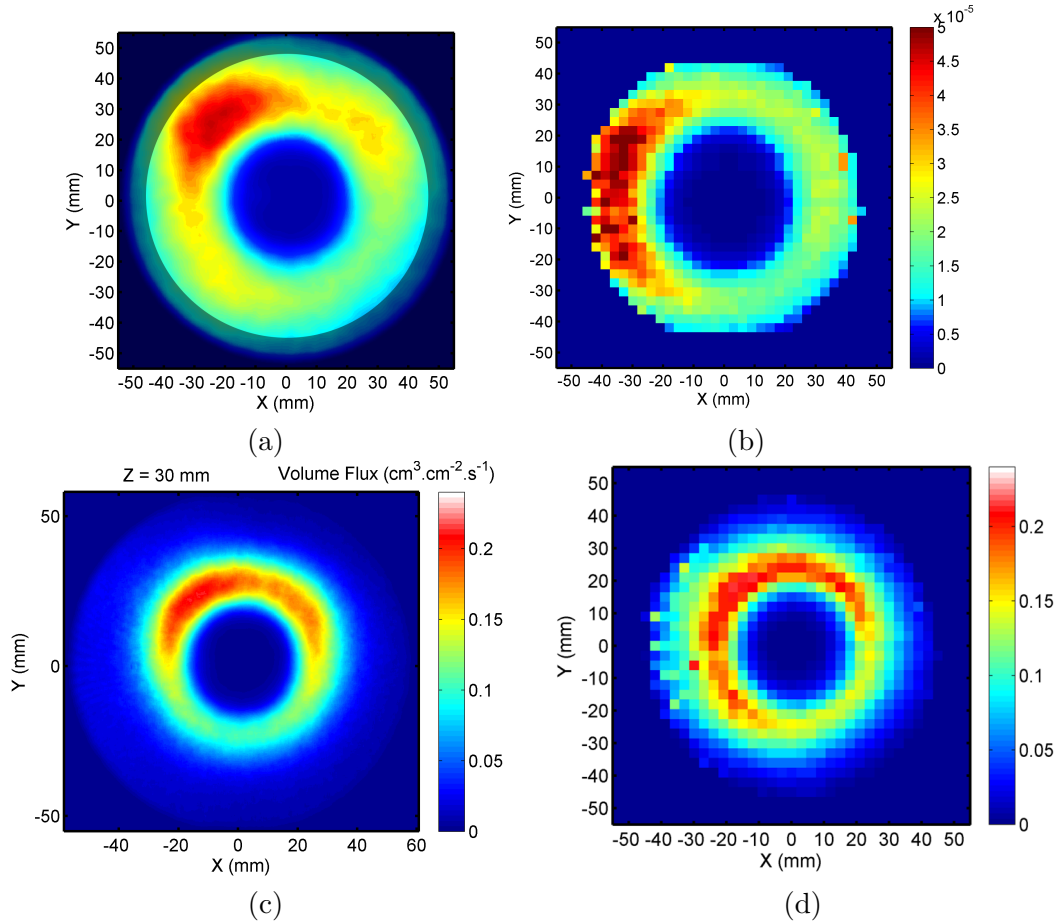


FIGURE 5.9 – Cartographies de fraction volumique mesurée par (a) PVF et (b) PDA ; Cartographies de flux volumique mesuré par (c) PVF et (d) PDA ( $Z = 30$  mm, débit d’air de 20 g/s)

Il est important de noter que la cartographie PDA a nécessité un temps de mesure de 10 heures pour un maillage de 1325 points, alors que les cartographies PVF réalisées sur des moyennes de 3000 images ne demandent que quelques minutes et offrent une résolution spatiale de  $1000^2$ .

### 5.2.2 Comparaisons détaillées entre mesures du flux volumique par PVF et par PDA

La Fig. 5.10 présente sur la même échelle les profils de fraction volumique et de vitesse  $U_Z$  suivant  $x$ . La fraction volumique reste nulle au centre du brouillard, jusqu’en  $x = \pm 10$  mm, puis augmente pour atteindre son maximum en  $x = \pm 35$  mm. La vitesse suivant l’axe d’injection  $U_Z$  contient une zone recirculée entre  $x = -5$  et 5 mm, et les pics de vitesse sont situés en  $x = \pm 15$  mm. En d’autres termes, la couronne de volume liquide est plus large que celle de vitesse. Le flux volumique étant le résultat d’un produit entre ces deux grandeurs, ses maximums sont localisés en  $x = \pm 25$  mm, entre ceux de vitesse  $U_Z$  et de fraction volumique.

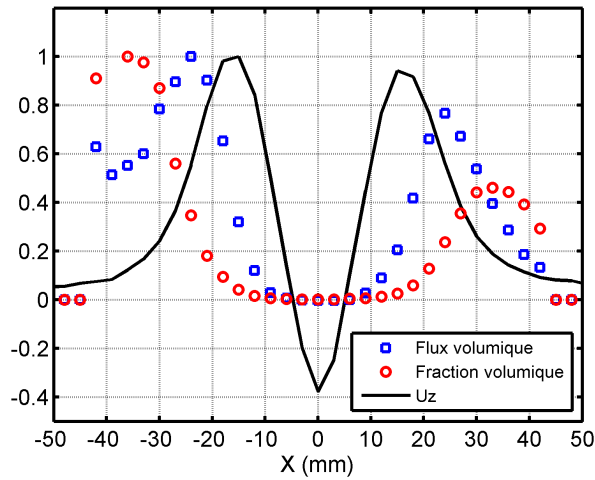


FIGURE 5.10 – Profils de fraction volumique, de vitesse  $U_Z$  et de flux volumique en  $Z = 30$  mm mis à la même échelle. Comparaison spatiale des pics d’amplitude

Les profils horizontaux ( $y=0$ ) et verticaux ( $x=0$ ) de flux volumique mesurés par PVF sont ensuite comparés à ceux obtenus à partir des mesures PDA disponibles, et dont les traversées ont été effectuées de -10 à 50 mm par rapport à l’axe du jet (Fig. 5.11). La comparaison avec la mesure PDA est satisfaisante aussi bien spatialement qu’en amplitude. Les niveaux mesurés par les deux méthodes sont en bonne adéquation sur toute la zone centrale du brouillard, jusqu’en  $x$  et  $y = 42$  mm. Dans la zone externe, entre 42 et 50 mm, la mesure PDA est surestimée par rapport à la mesure PVF. Si l’on observe les profils de concentration en nombre de gouttes par seconde (taux d’acquisition), on peut voir qu’ils sont maximaux en  $x = 30$  mm, mais presque nuls à partir de  $x = 42$  mm. Cela signifie qu’il n’y a plus assez de gouttes pour calculer correctement la fraction et le flux volumique (Fig. 5.13).

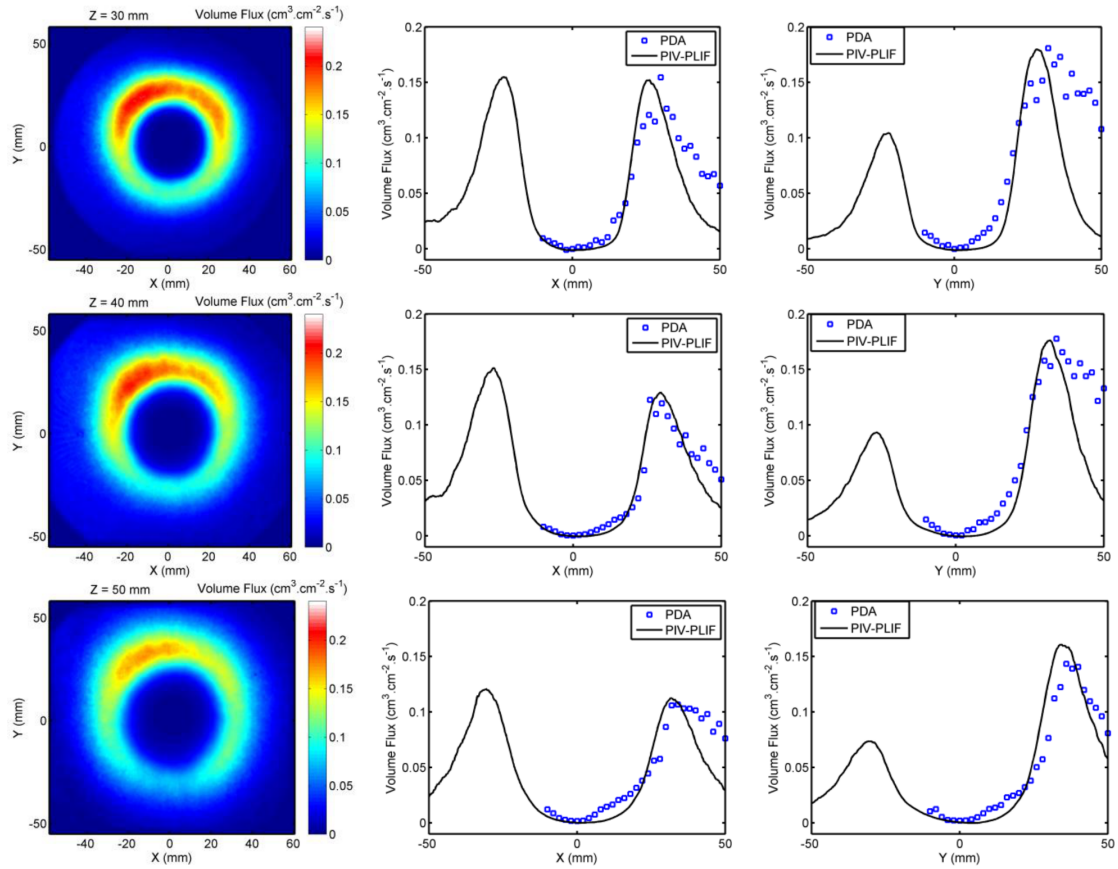


FIGURE 5.11 – Profils suivant  $x$  et  $y$  de flux volumique obtenus par PVF et par PDA en  $Z = 30, 40$  et  $50$  mm (débit d'air de  $20$  g/s)

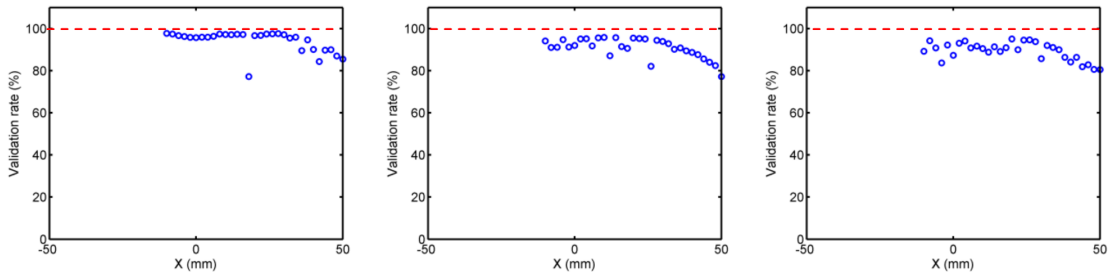


FIGURE 5.12 – Profils de taux de validation de la mesure PDA en  $Z = 30, 40$  et  $50$  mm (débit d'air de  $20$  g/s)

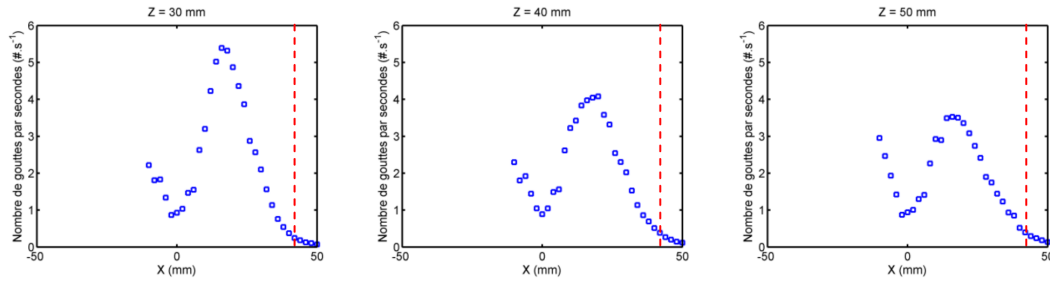


FIGURE 5.13 – Profils de taux d’acquisition (en nombre de gouttes par seconde) de la mesure PDA en  $Z = 30, 40$  et  $50$  mm (débit d’air de  $20$  g/s)

### 5.2.3 Sources d’incertitude

Plusieurs facteurs sont générateurs d’incertitudes sur la mesure du flux volumique par PVF :

- La principale source d’incertitude repose sur l’hypothèse de base de la technique PVF : la conservation du débit liquide entre chaque section de mesure. Si du liquide s’évapore, ou sort du champ de visualisation, la mesure sera erronée. Ne disposant pas de technique de référence à la quelle se comparer, il est difficile de quantifier cette erreur.
- Comme vu dans la Section 5.1.1, nous avons considéré que l’intensité de fluorescence était proportionnelle à la fraction volumique, donc à la somme du cube des diamètres  $\sum d^3$ . En toute rigueur,  $I_f$  n’est pas tout à fait proportionnelle au volume liquide, puisque l’intensité de fluorescence est proportionnelle à la puissance 2.97 du diamètre des gouttes  $\sum d^{2.97}$ . La différence entre ces deux grandeurs peut être estimée à partir des mesures PDA ; elle atteint  $10\%$  lorsque des grosses gouttes sont présentes, en bord de brouillard (Fig. 5.14 (a)), et environ  $8\%$  sur toute la partie centrale du brouillard, où les distributions sont limitées à de très petites gouttes (Fig. 5.14 (b)).

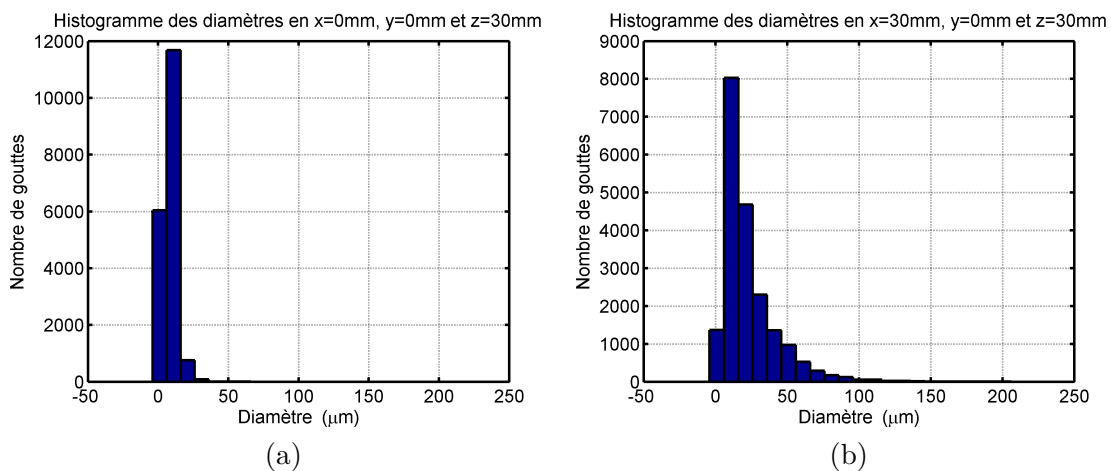


FIGURE 5.14 – Histogrammes en (a)  $x = 0$  mm (centre du brouillard) et (b)  $x = 30$  mm (bord du brouillard)

Si l'écart relatif entre  $I_f$  et le volume des gouttes dans le champ de mesure, bien qu'important, reste constant quelle que soit la position dans le brouillard, celui-ci sera compensé par le facteur de calibration  $K$ . Ici, la différence d'écart relatif est de l'ordre de 2 à 3 % entre le centre et le bord de l'écoulement. Cette approximation génère donc une erreur limitée sur la mesure de fraction et de flux volumique.

- La vitesse utilisée dans la technique PVF est celle mesurée par la PIV, soit la vitesse des plus grosses gouttes. Cette vitesse est inférieure en valeur absolue à celle fournie par le PDA dans les zones de pics de vitesse, en  $x = \pm 15$  mm.
- Plus près de l'injecteur, la cartographie de fraction volumique présente un artefact au centre de l'image résultant de la réflexion de la lumière sur le gicleur et qui n'a pas pu être éliminé par traitement (Fig. 5.15). Le flux volumique étant proche de zéro cette zone, on pourra tout de même exploiter l'image en corrigeant ce disque central et en conservant l'information correspondant à la couronne de liquide.

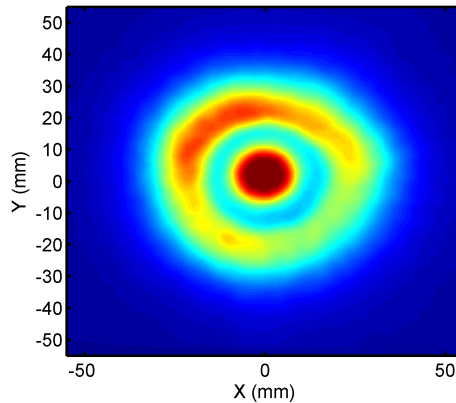


FIGURE 5.15 – Image de fluorescence en  $Z = 20$  mm : artefact au centre de l'image

## Conclusions

UNE nouvelle technique de champ pour la mesure de la fraction et du flux volumique d'un écoulement de phase dispersée a été développée. Elle offre l'avantage de fournir en un temps contraint, une distribution spatiale de flux dans un plan transversal à l'écoulement mettant ainsi en évidence d'éventuelles dissymétries. Des comparaisons ont été menées avec des mesures par PDA, qui est la seule technique optique fournissant une estimation locale du flux volumique, bien que des erreurs de comptage, de détermination du diamètre des gouttes et du volume de mesure puissent rendre la mesure peu précise. Les mesures PDA effectuées présentent toutefois un excellent taux de validation, très proche de 100 %, rendant la comparaison d'autant plus fiable. Cette confrontation a permis de valider le caractère quantitatif de la mesure par PVF. Toutefois, cette mesure reste limitée à des configurations où l'évaporation est négligeable. Il sera par exemple possible de l'appliquer

à des cas d'analyse des conditions de ré-allumage sur le banc Mercato, c'est-à-dire à faible pression et basse température. De plus, ce n'est pas une contrainte forte puisque de manière générale, dans le cadre de caractérisation systématique d'injecteurs, on se place dans des conditions de non évaporation.

# Conclusions et Perspectives

## Conclusions de l'étude

CES travaux de thèse ont été réalisés dans le cadre du projet mené à l'Onera/DMAE sur les « Méthodes Optiques pour la CARactérisation des Sprays » (MOCAS). Ils ont pour objectif de développer des techniques de diagnostic optique performantes, résolues spatialement afin de caractériser des écoulements diphasiques de type brouillard obtenus à l'aval d'injecteurs aéronautiques *swirlés* et fournir ainsi les bases de données nécessaires à la définition des conditions aux limites et la validation des simulations numériques. Pour cela, trois grandeurs sont étudiées, à savoir la vitesse des deux phases en présence, les distributions spatiales de flux liquide et de taille de goutte. Pour atteindre l'objectif fixé, une analyse du comportement de techniques existantes et le développement de nouvelles techniques ont été entrepris. La démarche adoptée a consisté à valider et interpréter les mesures issues de nos expérimentations en modélisant les phénomènes optiques liés à la diffusion, la fluorescence ou l'absorption en générant des images de synthèse afin de reproduire l'effet du comportement des gouttes sur le posttraitement des images et en comparant les résultats obtenus avec une mesure de référence.

Pour la mesure de vitesse de la phase dispersée, cette étude a mis en évidence que la corrélation entre le diamètre et la vitesse des gouttes entraînées par un écoulement tourbillonnaire, induit un biais sur la valeur obtenue à partir de la mesure PIV. Ainsi, l'intensité lumineuse diffusée par les gouttes augmentant avec leur taille, la vitesse mesurée par PIV tient principalement compte des gouttes les plus grosses. Néanmoins, contrairement à des hypothèses présentées dans la littérature assimilant la vitesse moyenne mesurée par PIV à la vitesse moyenne arithmétique des gouttes pondérée par le carré de leur diamètre, les simulations réalisées à l'aide de doublets d'images de synthèse montrèrent que cette vitesse moyenne mesurée par PIV est représentative de la vitesse moyenne arithmétique PDA calculée à partir des gouttelettes supérieures à un certain diamètre de coupure. Ces comparaisons ont établi que ce phénomène était prédominant dans le cadre de nos expérimentations, puisque responsable de la moitié des écarts constatés entre la vitesse moyenne arithmétique déduite des mesures PDA et calculée sur toutes les gouttes de l'histogramme

et la vitesse obtenue par PIV. L'analyse a ensuite permis d'attribuer les écarts résiduels à la faible densité de particules qui constitue une limitation intrinsèque de la technique pour ce type d'écoulement.

La caractérisation de la vitesse de la phase gazeuse en présence des gouttes dans l'écoulement représente un véritable défi sur le plan expérimental. Une approche proposée par différents auteurs et basée sur l'utilisation de la fluorescence pour distinguer les deux phases a été mise en œuvre. Elle a été validée dans notre configuration d'injecteur réel par une série de comparaisons avec des mesures LDA de la phase gazeuse seule et avec des mesures PDA analysées par classe de diamètre. Pour de faibles débits d'air, la vitesse de la phase gazeuse obtenue par PIV est représentative de la vitesse des plus petites gouttes obtenue par PDA. Dans la zone de recirculation, les écarts constatés peuvent être expliqués par la très faible quantité de particules d'ensemencement dans cette région du brouillard. Pour des débits d'air plus élevés, nous avons montré que l'obtention d'images de fluorescence présentant un rapport signal/bruit suffisant est difficile lorsque l'on diminue le temps intertrame pour s'adapter à l'augmentation de la vitesse, du fait de la rémanence induite sur la deuxième image du doublet. Il s'agit d'une caractéristique intrinsèque de la caméra intensifiée qui limite la plage de vitesse accessible par cette technique.

Pour déterminer la distribution spatiale des tailles de goutte à l'aval de l'injecteur, une approche de type PDS (Planar Droplet Sizing) proposée précédemment par d'autres équipes, a été suivie. Elle repose sur la mesure simultanée d'une image de fluorescence et de diffusion de Mie afin d'en déduire une cartographie de diamètre moyen de Sauter. Les analyses réalisées dans ce travail de thèse ont mis en évidence l'influence importante de la variation de l'angle de diffusion dans le champ de prise de vue sur l'image de diffusion. Cet effet est généralement négligé alors qu'il induit une évolution du signal qui ne peut être corrigée de manière logicielle et qui peut atteindre plusieurs dizaines de pourcents sur un champ de 100 mm de côté. Pour le minimiser, une configuration géométrique et optique pour l'acquisition des images a été étudiée et mise en œuvre. La dynamique du capteur est alors pleinement utilisée pour mesurer des plages de diamètres importantes et non pour la variation du signal avec l'angle de diffusion. Les contraintes sur la nature et la concentration en fluorophore ont ensuite été définies afin de limiter l'absorption du signal incident tout en assurant un niveau d'intensité de fluorescence détectable par le capteur pour les plus petites gouttes. La signification physique du rapport des images de fluorescence et de diffusion de Mie a ensuite été étudiée en détail. Il a été démontré que la technique ne fournit pas directement une grandeur proportionnelle au diamètre moyen de Sauter comme il est généralement admis. Deux phénomènes en sont la cause. D'une part, l'absorption liée à la présence du fluorophore rend le signal de fluorescence proportionnel à une quantité inférieure au volume de la goutte. D'autre part, l'exposant de la relation de proportionnalité entre l'intensité diffusée et le diamètre est variable et très inférieur à 2 pour les gouttes dont la taille est inférieure à 100  $\mu\text{m}$ , ce qui représente la quasi-totalité de la distribution. Ainsi, le rapport des deux images est homogène à un diamètre à une puis-



sance de l'ordre de 1.27. Pour valider ce résultat, les signaux de fluorescence et de diffusion ont été recalculés à partir des distributions en taille fournies par le granulomètre PDA et de ces exposants théoriques ; leur rapport est en bon accord avec les profils obtenus par PDS. Finalement, pour rendre la technique exploitable au sens où l'on souhaite disposer d'un Diamètre Moyen de Sauter, une courbe d'étalonnage est établie pour définir la relation – non linéaire - entre mesures PDA d'une part et mesures PDS d'autre part. Elle reste valable pour un paramétrage optique donné et peut s'appliquer en plusieurs sections du brouillard et pour différentes conditions d'injection. Même si le recours à une technique de référence est donc indispensable pour convertir la mesure PDS en unités physiques, le gain de temps pour cartographier l'écoulement est effectif et la résolution spatiale est beaucoup plus importante qu'avec le PDA. Enfin, il faut rappeler que la technique PDS ne peut être utilisée en présence de forte évaporation car la variation de la concentration en fluorophore entraînerait une modification du coefficient de proportionnalité entre signal de fluorescence et volume des gouttes.

Pour compléter cette offre métrologique, une technique de champ permettant de déterminer une cartographie de fraction et de flux volumique de liquide pour un écoulement de phase dispersée a été développée. Nous l'avons baptisée Planar Volume Flux (PVF). Elle fournit la distribution spatiale de débit liquide dans toute une tranche de l'écoulement, en une seule prise de vue. Pour ce faire, le produit de la cartographie de la composante de vitesse perpendiculaire au plan de mesure par l'image de fluorescence des gouttes est calculé et converti en unités physiques grâce à la connaissance du débit liquide total injecté. Le point délicat a consisté à obtenir des images de fluorescence exploitables en coupe transversale où l'arrière-plan est visible car éclairé par les gouttes. Un logiciel spécifique a été développé pour éliminer les artefacts de ces images. Des comparaisons quantitatives ont ensuite été effectuées avec des résultats obtenus à l'aide du PDA, seule technique optique permettant d'accéder à une estimation locale du flux volumique. Même si les hypothèses faites pour déterminer cette grandeur à partir des données brutes mesurées par le granulomètre peuvent parfois conduire à des erreurs importantes, nos mesures PDA présentent un excellent taux de validation et les profils de flux volumique s'avèrent comparables à ceux obtenus par PVF.

En conclusion générale, ces travaux de thèse ont permis, dans une configuration réaliste d'injecteur aéronautique générant un écoulement complexe, d'atteindre une meilleure compréhension physique des quantités mesurées par ces techniques de champ que sont la PIV appliquée aux deux phases en présence, la PDS et la PVF appliquées à la phase liquide. Des recommandations précises concernant les configurations géométriques et optiques ainsi que les paramètres d'acquisition et de traitement des images ont pu être établies. L'intérêt majeur est d'offrir un gain de temps important pour une caractérisation complète d'injecteurs, et ce avec une résolution spatiale plus élevée que celle offerte par les moyens habituellement utilisés qui sont, soit de nature ponctuelle avec le PDA, soit de nature intégrale avec l'emploi du diffractomètre Malvern . Toutefois, que ce soit pour les

mesures vélocimétriques ou granulométriques, nous avons montré que l'obtention de résultats quantitatifs reste soumise à la comparaison avec une mesure de référence, le PDA, mais seulement quelques profils sont nécessaires. Enfin, comme il a été noté à plusieurs reprises, l'application, en présence d'un phénomène d'évaporation, des techniques basées sur une mesure intensimétrique de la lumière émise par fluorescence, ne peut être envisagée, ce qui limite leur domaine d'utilisation.

## Perspectives

Pour faciliter les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes limités à des essais en jet libre à température ambiante. Néanmoins, les nouvelles génération de chambre de combustion devant fonctionner à plus haute pression afin d'améliorer leur rendement et diminuer leur pollution, il est nécessaire de pouvoir prendre en compte l'influence de ce paramètre sur les caractéristiques du brouillard et ainsi en tenir compte dans les simulation numériques. De même, l'influence de la température du carburant ou de la pression ambiante sur les caractéristiques du brouillard lors des phases d'allumage ou de ré-allumage de chambre en condition d'altitude, doit être considérée. En particulier, les modifications induites par la température sur les propriétés physiques du liquide sera du premier ordre et l'utilisation d'un fluide de similitude peut s'avérer inadaptée. Ainsi, des caractérisations en milieu confiné avec des carburants réels seront nécessaires. Une étude spécifique de leurs propriétés de fluorescence sera nécessaire, notamment dans des conditions de température pouvant atteindre 253 K pour le carburant et 233 K pour l'air ambiant. Comme pour les travaux réalisés lors de cette thèse, une comparaison des résultats obtenus avec des mesures de référence sera indispensable pour assurer la qualité des bases de données fournies et des modèles déduits. Concernant le confinement des essais, la mise en œuvre de techniques optiques présentera des difficultés supplémentaires liées aux accès optiques limités, à la traversée de hublots et aux réflexions parasites.

Il est donc important de poursuivre les efforts entrepris dans le projet MOCAS en continuant à analyser les différentes sources d'erreur et en étendant le champ d'application de ces techniques. Notamment, si le brouillard est plus dense, la diffusion multiple peut perturber ces méthodes de diagnostic optique. En milieu confiné, des réflexions parasites peuvent survenir dès lors que le fond de chambre ou une paroi est visible en arrière-plan. Des travaux récents consistant à générer une nappe de lumière structurée (Structured Laser Illumination Planar Imaging (SLIPI)) permettent de s'affranchir de ces contraintes [Berrocal et al. [2012]][Mishra et al. [2014]]. Une étude d'applicabilité de cette technique à notre cas a été menée en fin de cette thèse, et a montré que le brouillard n'est pas suffisamment dense pour créer des perturbations liées à la diffusion multiple. Il sera tout de même intéressant de l'utiliser pour caractériser l'écoulement dans la zone proche injecteur en coupe transverse ou dans une configuration confinée pour éliminer les réflexions parasites.

# Références

- Arthur Lefebvre. *Atomization and sprays*, volume 1040. CRC press, 1988.
- C. Tropea. Optical particle characterization in flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol.43 :399–426, 2011.
- C. Lempereur and P. Barricau. Mesure de vitesse de gouttes par vélocimétrie doppler globale (dgv) dans un spray : Comparaison dgv/pda. *Rapport d'étude DMAE/MH 11512*, 2007.
- Gerrit E Elsinga, Fulvio Scarano, Bernhard Wieneke, and Bas W van Oudheusden. Tomographic particle image velocimetry. *Experiments in fluids*, 41(6) :933–947, 2006.
- R Lecourt, L Rossoni, S Goyer, and G Linassier. Gas phase velocity measurements in a swirled air/kerosene burning spray downstream from an actual turbojet injection system. *In : Proceedings of AIAA conference*, 2014, July.
- William D Bachalo. Method for measuring the size and velocity of spheres by dual-beam light-scatter interferometry. *Applied Optics*, 19(3) :363–370, 1980.
- N Damaschke, H Nobach, and C Tropea. Optical limits of particle concentration for multi-dimensional particle sizing techniques in fluid mechanics. *Experiments in fluids*, 32(2) : 143–152, 2002.
- J. Soria V. Palero, M.P. Arroyo. Digital holography for micro-droplet diagnostics. *Exp.Fluid*, Vol.43 :185–195, 2007.
- C. Laurent. *Développement et validation de modèles d'évaporation multi-composant*. Thèse de l'Université de Toulouse, 2008.
- W. Schäfer and C. Tropea. The time-shift technique for measurement of size and velocity of particles. *ILLAS - Europe 2011, 24th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Estoril, Portugal*, 2011.
- F. Champagnat, A. Plyer, G. LeBesnerais, B. Leclaire, S. Davoust, and Y. LeSant. Fast and accurate piv computation using highly parallel iterative correlation maximisation. *Experiments in Fluids*, Vol.50 :1169–1182, 2011.

- L. LeMoyne. Formation du mélange dans les moteurs à combustion interne. *DEA Conversion de l'énergie*, a.
- L. Zimmer, R. Domann, Y. Hardalupas, and Y. Ikeda. Simultaneous laser-induced fluorescence and mie scattering for droplet cluster measurements. *AIAA Journal*, Vol.41, No.11 :2170–2178, 2003.
- B.P Husted, P Petersson, I Lund, and G Holmstedt. Comparison of piv and pda droplet velocity measurement techniques on two high-pressure water mist nozzles. *Fire Safety Journal*, 44 :1030–1045, 2009.
- R Lecourt, G Linassier, and G Lavergne. Detailed characterization of a swirled air/kerosene spray in reactive and non-reactive conditions downstream from an actual turbojet injection system. In : *Proceedings of ASME Turbo Expo*, 2011, June.
- V Sepret, R Bazile, M Marchal, and G Couteau. Effect of ambient density and orifice diameter on gas entrainment by a single-hole diesel spray. *Exp Fluids*, 49(6) :1293–1305, 2010.
- T. Kamimoto. Diagnostic of transient sprays by means of laser sheet techniques. in *COMODIA 1994, Yokohama, Japan*, pages 33–41, 1994.
- G. Charalampous and Y. Hardalupas. Numerical evaluation of droplet sizing based on the ratio of fluorescent and scattered light intensities (lif/mie technique). *Applied Optics*, Vol.50, No.9 :1197–1209, 2011a.
- A Melling. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Meas Sci Technol*, 8 :1406–1416, 1997.
- G. Lavergne. *Écoulements diphasiques et combustion*. Notes de cours, ISAE, 2008.
- L. LeMoyne. Injection d'essence dans les moteurs d'automobile. *Dossiers Techniques de l'Ingénieur*, Doc. BM 2550v2, b.
- H.C. van de Hulst. *Light scattering by small particles*. Dover Publications, Inc. New York, 1957.
- G. Mie. Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallosungen. *Ann. Phys.*, Vol.25 :377–452, 1908.
- P. Debye. Der lichtdruck auf kugeln von beliebigem material. *Ann. Phys.*, Vol.30 :57–136, 1909.
- G. Gouesbet, B. Maheu, and G. Gréhan. Light scattering from a sphere arbitrarily located in a gaussian beam, using a bromwich formulation. *J.O.S.A.A.*, Vol.9 :1427–1443, 1988.
- B Valeur. *Invitation à la fluorescence moléculaire*. Edition de Boek, ISBN 2-8041-4597-2, 2004.

- F. Grisch and M. Orain. Role of Planar Laser-Induced Fluorescence in Combustion Research. *AerospaceLab*, (1) :p. 1–14, December 2009. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01181174>.
- C Ledier, M Orain, F Grisch, J Kashdan, and G Bruneaux. Vapour concentration measurements in biofuel sprays using innovative planar laser-induced fluorescence strategies. In *Proceedings of ILASS Europe*, 2011.
- C. Maqua. *Contribution à la compréhension de l'évaporation de gouttes de combustible bi-composant à l'aide de méthodes optiques*. Thèse de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, 2007.
- P. Lavieille, F. Lemoine, M. Lebouché, and G. Lavergne. Mesure de la température de gouttelettes en combustion par fluorescence induite par laser à deux couleurs : résultats préliminaires et perspectives. *Comptes rendus de l'académie des sciences série IIB Mécanique*, Vol.329 :557–564, 2001.
- V. Sepret. *Application de la PIV sur traceurs fluorescents à l'étude de l'entraînement d'air par un spray Diesel*. Thèse de l'Université de Toulouse, 2009.
- M.N. Berberan-Santos. Beer's law revisited. *Journal of Chemical Education*, Vol.67 : 757–759, 1990.
- Philip G Felton, Frediano V Bracco, and Mark EA Bardsley. On the quantitative application of exciplex fluorescence to engine sprays. Technical report, SAE Technical Paper, 1993.
- Christine Lempereur, Philippe Barricau, Christian Gleyzes, Chris Willert, Guido Stockhausen, and Joachim Klinner. Doppler global velocimetry in wind tunnels : implementation issues and performance analysis. *Proc : Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon*, 2006.
- Christian Willert, Guido Stockhausen, Joachim Klinner, Christine Lempereur, Philippe Barricau, Philippe Loiret, and Jean Claude Raynal. Performance and accuracy investigations of two doppler global velocimetry systems applied in parallel. *Measurement Science and Technology*, 18(8) :2504, 2007.
- B Lüthi, A Tsinober, and Kinzelbach W. Lagrangian measurement of vorticity dynamics in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 528 :87–118, 2005.
- R. Meynard. Flow velocity measurement by a speckle method. In *Proceedings of the 2nd European Congress on Optics Applied to Metrology*, Vol.210 :25–28, 1979.
- R.J. Adrian. Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow : speckle velocimetry vs. particle image velocimetry. *Applied Optics*, Vol.23 :1690–1691, 1984.

- C.J.D. Pickering and N.A. Halliwell. Laser speckle photography and particle image velocimetry : photographic film noise. *Applied Optics*, Vol.23 :2961–2969, 1984.
- C.E. Willert and M. Gharib. Digital particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, Vol.10 :181–193, 1991.
- W Kosiwczuk, A Cessou, M Trinité, and B Lecordier. Simultaneous velocity field measurements in two-phase flows for turbulent mixing of sprays by means of two-phase piv. *Exp Fluids*, 39 :895–908, 2005.
- B Toth, J Antoine, and M.L Riethmuller. Two-phase piv method using two excitation and two emission spectra. *Exp. Fluids*, 47 :475–487, 2009.
- F. Durst and M. Zaré. Laser doppler measurements in two-phase flows. *Proc. LDA. Symp. (Copenhagen)*, 1975.
- C. Hespel. *Extension de l'anémométrie phase Doppler à la mesure d'indice de réfraction et développement de la vélocimétrie laser par corrélation*. Thèse de l'Université de Rouen, 2007.
- F. Onofri. *Prise en compte de la dimension finie des faisceaux d'écléragé en granulométrie optique : Anémométrie Phase Doppler - Diagnostics des milieux diphasiques*. Thèse, 1995.
- A.A. Naqwi and F. Durst. Light scattering applied to lda and pda measurements part 1 : Theory and numerical treatments. *Part. Part. Syst. Character*, Vol.8 :245–258, 1991.
- F. Durst, C. Tropea, and T.H. Hsu. The slit effect in phase doppler anemometry. *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International conference on fluid dynamic measurement and its applications*, pages 38–43, 1994.
- A.A. Naqwi and F. Durst. Light scattering applied to lda and pda measurements. part 2 : Computational results and their discussion. *Part. Part. Syst. Character*, Vol.9 :66–80, 1992.
- Y. Hardalupas and C. H. Liu. Implications of the gaussian intensity distribution of laser beams on the performance of the phase doppler technique. sizing uncertainties. *Prog Energy Combustion. Sci*, Vol.23 :41–63, 1997.
- G. Grehan, G. Gouesbet, A.A. Naqwi, and F. Durst. Particle trajectory effects in phase doppler systems : Computations and experiments. *Part. Part. Syst. Character.*, Vol.10 : 332–338, 1993.
- G. Grehan, G. Gouesbet, A.A. Naqwi, and F. Durst. Trajectory ambiguities in phase doppler systems : Study of a near-forward and near-backward geometry. *Part. Part. Syst. Character.*, Vol.11 :133–144, 1994.

- Jesper Madsen, Jette Harbo, Thomas I Nonn, Damien Blondel, Bjørn H Hjertager, and Tron Solberg. Measurement of droplet size and velocity distributions in sprays using interferometric particle imaging (ipi) and particle tracking velocimetry (ptv). In *Proc. ICLASS*, 2003.
- S Saengkaew, T Charinpanitkul, H Vanisri, W Tanthapanichakoon, Y Biscos, N Garcia-Rosa, G Lavergne, L Mees, G Gouesbet, and G Gréhan. Rainbow refractometry on particles with radial refractive index gradients. *Experiments in Fluids*, 43(4) :595–601, 2007.
- J Wilms, G Gréhan, and G Lavergne. Global rainbow refractometry with a selective imaging method. *Particle and Particle Systems Characterization*, 25 :39–48, 2008.
- C.N. Yeh, H. Kosaka, and T. Kamimoto. A fluorescence/scattering imaging technique for instantaneous 2-d measurement of particle size distribution in a transient spray. in *Proceedings of the 3rd Congress on Optical Particle Sizing*, pages 355–361, 1993.
- G. Charalampous and Y. Hardalupas. Method to reduce errors of droplet sizing based on the ratio of fluorescent and scattered light intensities (laser-induced fluorescence/mie technique). *Applied Optics*, Vol.50, No.20 :3622–3637, 2011b.
- C. Lempereur. Techniques de mesures optiques dans les brouillards. *Rapport d'étude DMAE/MH 18327*, 2011.
- RR Prasad and KR Sreenivasan. Quantitative 3-dimensional imaging and the structure of passive scalar fields in fully turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 216 :1–34, 1990.
- HJ Catrakis and PE Dimotakis. Mixing in turbulent jets : scalar measures and isosurface geometry. *Journal of Fluid Mechanics*, 317 :369–406, 1996.
- P Sarathi, R Gurka, G.A Kopp, and P.J Sullivan. A calibration scheme for quantitative concentration measurement using simultaneous piv and plif. *Exp Fluids*, 52 :247–259, 2012.
- AJ Ferrier, DR Funk, and PJW Roberts. Application of optical techniques to the study of plumes in stratified fluids. *Dyn Atmos Oceans*, 20 :155–183, 1993.
- N Syred. A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (pvc) in swirl combustion systems. *Prog in Energy and Comb Sciences*, 32(2) :93–161, 2006.
- K.P Angele and B Muhammad-Klingmann. A simple model for the effect of peak-locking on the accuracy of boundary layer turbulence statistics in digital piv. *Exp Fluids*, 38 : 341–347, 2005.
- F Scarano and M.L Riethmuler. Advances in iterative multigrid piv image processing. *Exp Fluids*, Suppl. :s51–s60, 2000.

- R.D Keane and R.J Adrian. Optimization of particle image velocimeters.part i : Double pulsed systems. *Meas Sci Technol*, 1 :1202–1215, 1990.
- R.D Keane and R.J Adrian. Theory of cross-correlation analysis of piv images. *Applied Scientific Research*, 49 :191–215, 1992.
- B Lecordier and J Westerweel. The europiv synthetic image generator (s.i.g.). *In : Particle image velocimetry : recent improvements, Proceedings of EUROPIV 2 Workshop, Springer Berlin Heidelberg*, pages 145–161, 2004.
- O Bonnefoy. *Approche microscopique des écoulements polyphasiques*. Notes de cours, Mines de Saint-Etienne, 2015.
- H Grosshans, E Kristensson, R-Z Szász, and E Berrocal. Prediction and measurement of the local extinction coefficient in sprays for 3d simulation/experiment data comparison. *International Journal of Multiphase Flow*, 72 :218–232, 2015.
- V Bodoc. Experimental characterization of the vapor phase by infrared absorption. application to a swirled air/ethanol spray in evaporation downstream from a turbojet injection system. *In Proceedings of 13th ICLASS*, 2015.
- E Berrocal, E Kristensson, P Hottenbach, M Aldén, and G Grünefeld. Quantitative imaging of a non-combusting diesel spray using structured laser illumination planar imaging. *Appl. Phys. B*, 109 :683–694, 2012.
- Y.N Mishra, E Kristensson, and E Berrocal. Reliable lif/mie droplet sizing in sprays using structured laser illumination planar imaging. *Optics Express*, 22(4) :4480–4492, 2014.
- Iliia V Roisman and Cameron Tropea. Flux measurements in sprays using phase doppler techniques. *Atomization and Sprays*, 11(6), 2001.
- J Brettar, C Lempereur, V Bodoc, and P Gajan. Comparaison de mesures piv et pda en écoulement diphasique. *In : 14ème Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL2014), Marseille, France, 15-19 Septembre 2014*.
- D.R Webster, P.J.W Roberts, and L Ra'ad. Simultaneous dptv/plif measurements of a turbulent jet. *Exp Fluids*, 30 :65–72, 2001.
- S Kaiser and C.M White. Piv and plif to evaluate mixture formation in a direct-injection hydrogen-fuelled engine. *SAE Int. J. Engines*, 1(1) :657–668, 2009.
- I.V Roisman and C Tropea. Drops distributions and flux measurements in sprays using the phase doppler technique. *10th Int. In : Symp. on Appl. of Laser Techn. to Fluid Mech., Lisbon, Portugal*, 2014.
- W.D Bachalo and M.J Houser. Phase/doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distributions. *Optical Eng*, 23(5) :583–590, 1984.



- V Deprédurand, P Miron, A Labergue, M Wolff, G Castanet, and F Lemoine. A temperature-sensitive tracer suitable for two-colour laser-induced fluorescence thermometry applied to evaporating fuel droplets. *Meas Sci Technol*, 19(10) :105403, 2008.
- F Durst and M Zaré. Laser doppler measurements in two phase flow. *In : Proceedings of the LDA Symposium*, pages 403–429, 1975, August.
- E Lazar, B DeBlauw, N Glumac, C Dutton, and G Elliott. A practical approach to piv uncertainty analysis. *In : Proceedings of AIAA conference*, 2010, July.
- M Saffman, P Buchhave, and H Tanger. Simultaneous measurements of size, concentration and velocity of spherical particles by a laser doppler method. *In : Proceedings of 2nd international symposium on applications of laser anemometry to fluid mechanics*, 1984, July.
- C Würth, M.G Gonzáles, R. Niessner, U Panne, C Haisch, and U.R Genger. Determination of the absolute fluorescence quantum yield of rhodamine 6g with optical and photoacoustic methods - providing the basis for fluorescence quantum yield standards. *Talanta*, 90 :30–37, 2012.
- P.J. Burt and E.H. Adelson. The laplacian pyramid as a compact image code. *IEEE Transactions on Communication*, Vol.31 :532–540, 1983.
- R. Domann and Y. Hardalupas. Quantatitative measurement of planar droplet sauter mean diameter in sprays using planar droplet sizing. *Part. Part. Syst. Charact*, Vol.20 : 209–218, 2003.
- B. Leclaire, Y. LeSant, S. Davoust, G. LeBesnerais, and F. Champagnat. Folki-spiv : a new, ultra-fast approach for stereo-piv. *Submitted to Experiments in Fluids*.
- A. Susset, J.M. Most, and D. Honoré. A novel architecture for a super-resolution piv algorithm developed for the improvement of the resolution of large velocity gradient measurements. *Experiments in Fluids*, Vol.40 :70–79, 2006.
- P. Le Gal, N. Farrugia, and D.A. Greenhalgh. Laser sheet dropletsizing of dense sprays. *Optics and Laser Technology*, Vol.31 :75–83, 1999.
- S.V. Sankar, K.E. Maher, and D.M. Robart. Rapid characterization of fuel atomizers using an optical patternator. *Journal of engineering for gas turbines and power*, Vol.121 :409–414, 1999.
- H.E. Albrecht, N. Damaschke, M. Borys, and C. Tropea. Laser doppler and phase doppler measurement techniques. *Springer, Berlin*, 2003.
- E. Berrocal, E. Kristensson, P. Hottenbach, G. Grünefeld, and M. Aldén. Quantitative laser imaging of a non-reacting diesel spray using slipi. *ILLASS Americas, 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Ventura, CA*, 2011.

V. Bodoc. *Modélisation de l'évaporation de gouttes multi-composants*. Thèse de l'Université de Toulouse, 2011.

C. Laurent, Y. Biscos, N. Doué, C. Maqua, F. Lemoine, G. Grehan, and G. Lavergne. Couplage des techniques fil en phase liquide et réfractométrie arc-en-ciel pour la mesure de gradients thermiques dans les gouttes en évaporation. *CFTL, Toulouse*, Septembre 2006.

## Phase Doppler Anemometry

L'anémogrammétrie phase Doppler (PDA) est une extension de l'anémométrie Doppler laser (LDA). Cette technique interférométrique fournit une détermination locale simultanée du diamètre de particules individuelles, d'une à trois composantes de vitesse (principe de la LDA), et le comptage des particules avec une grande fréquence d'acquisition. Cette mesure est ponctuelle et découle de la focalisation d'une forte intensité lumineuse dans un petit volume de l'espace. En effet, deux faisceaux laser de longueur d'onde  $\lambda$ , parallèles et issus de la même source cohérente sont focalisés au foyer d'une lentille convergente avec un angle d'intersection  $\theta$ , définissant le volume de mesure. Selon le modèle heuristique des franges, qui consiste en l'addition de deux ondes dans l'espace, il en résulte un réseau de franges d'interférences supposées planes et parallèles à la bissectrice formée par les deux faisceaux (Fig.A.1). La distance  $\Delta$  entre deux franges successives est connue par construction et vaut :

$$\Delta = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (\text{A.1})$$

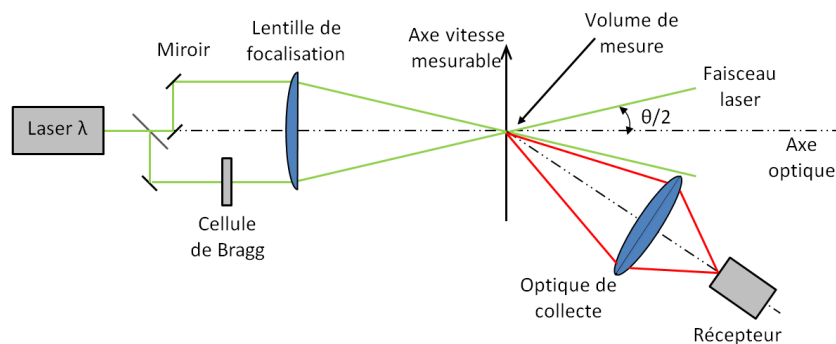


FIGURE A.1 – Phase Doppler Anemometry : mise en œuvre.

### Détermination de la vitesse

A la traversée du volume de mesure, une gouttelette diffuse la lumière selon la théorie de Mie et avec une fréquence modulée par l'interfrange et sa vitesse. Le signal lumineux émis,

appelé bouffée Doppler, est alors collecté par un photomultiplicateur afin de le convertir en signal électrique, puis est traité à l'aide d'un dispositif suiveur de fréquence. La détermination de cette fréquence de scintillement  $f_D$  permet alors d'en déduire la composante perpendiculaire au réseau de franges  $V$  de la vitesse de la goutte :

$$V = f_D \times \Delta \Rightarrow V = \frac{f_D \cdot \lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (\text{A.2})$$

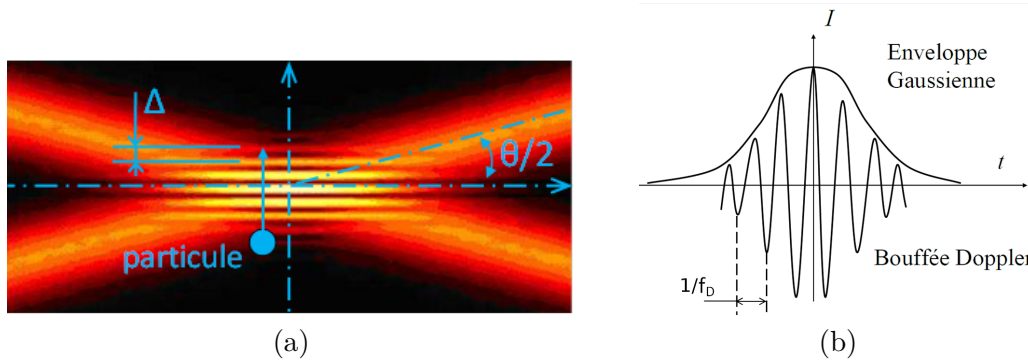


FIGURE A.2 – Principe de la vélocimétrie laser Doppler : (a) volume de mesure et réseau de franges d'interférences, (b) bouffée Doppler

La mise en œuvre d'une cellule de Bragg permet de décaler en fréquence un des faisceaux pour faire défiler le réseau de franges à vitesse constante et lever ainsi l'ambiguïté sur le sens de la vitesse des particules et déterminer les vitesses voisines de zéro. Les fréquences d'acquisition élevées permettent d'analyser la turbulence. Cependant, la vitesse de chaque particule est mesurée individuellement et trois systèmes de faisceaux de longueurs d'onde différentes associés à des optiques de réception équipées de filtres sont nécessaires pour mesurer les trois composantes de la vitesse.

### Détermination du diamètre

Une goutte supposée sphérique est assimilable à une micro-lentille de focale  $f \simeq \frac{m \cdot D}{4(m-1)}$  où  $m = \frac{n_1}{n_2}$  est l'indice de réfraction de la goutte ( $n_1$ ) relatif au milieu environnant ( $n_2$ ), et  $D$  son diamètre. Cette goutte projetée dans l'espace le réseau de franges du volume de mesure selon l'optique géométrique (approximation ne tenant pas compte de la théorie de Mie), induisant un lien entre la phase et le diamètre de la goutte [Hespel [2007], Onofri [1995], Naqwi and Durst [1991]]. Il est nécessaire de ne sélectionner qu'un seul mode de diffusion puisque la relation entre phase et diamètre n'est valable que dans le cadre des hypothèses de l'optique géométrique. En effet, les calculs issus de la théorie de Lorenz-Mie généralisée montrent que cette relation est proche de la linéarité à condition de se trouver dans le cas où un mode est prédominant. Pour de petits angles d'élévation, cette relation approximée est indiquée en équation A.3 et A.4. Une phase absolue étant très difficilement mesurable, on mesure généralement un déphasage entre deux signaux. C'est pourquoi on utilise deux détecteurs positionnés à deux angles de collection différents, repérés sur la figure A.3(b) par l'angle hors axe  $\Phi$  et l'angle d'élévation  $\Psi$ . La distance entre ces deux

détecteurs et le grandissement variable de l'image du réseau de franges par la goutte est à l'origine de ce déphasage temporel que l'on mesure.

Dans le cas où l'on choisit la réflexion comme mode dominant, selon Naqwi and Durst [1991] :

$$\phi^i = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot D \cdot \frac{m \cdot \sin \theta \sin \Psi^i}{\sqrt{2(1 + \cos \theta \cos \Psi^i \cos \Phi^i)[1 + m^2 - m\sqrt{2(1 + \cos \theta \cos \Psi^i \cos \Phi^i)}}} \quad (\text{A.3})$$

Dans le cas où l'on choisit la réflexion comme mode dominant, selon Naqwi and Durst [1991] :

$$\phi^i = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot D \cdot \frac{\sin \theta \sin \Psi^i}{\sqrt{2(1 - \cos \theta \cos \Psi^i \cos \Phi^i)}} \quad (\text{A.4})$$

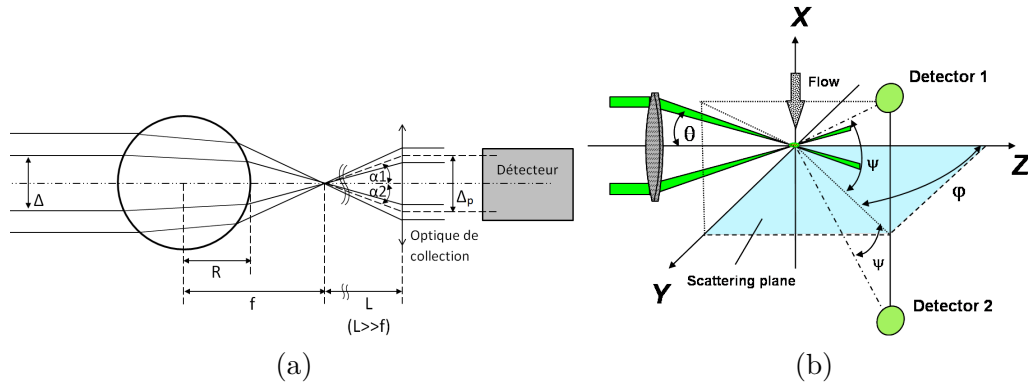


FIGURE A.3 – Principe de la granulométrie phase Doppler : (a) goutte assimilable à une micro-lentille selon la théorie de l'optique géométrique. (b) lien entre phase et diamètre des gouttelettes.

L'introduction d'un troisième détecteur permet d'obtenir une deuxième mesure du déphasage afin d'augmenter la dynamique du système tout en gardant la même sensibilité. En effet, pour obtenir une bonne sensibilité, il faut que la relation linéaire entre phase et diamètre ait une forte "pente" (Fig.A.5). Cependant, cela introduit une ambiguïté à  $2\pi$  près. L'ajout de ce troisième détecteur permet de lever cette ambiguïté comme on peut le voir sur la figure A.5. De cette manière, la gamme de diamètres mesurables est augmentée, allant d'environ  $0.5 \mu m$  à quelques millimètres.

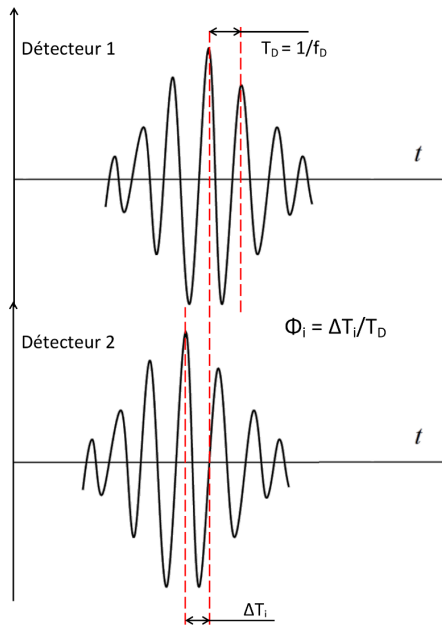


FIGURE A.4 – Mesure du déphasage des bouffées Doppler.

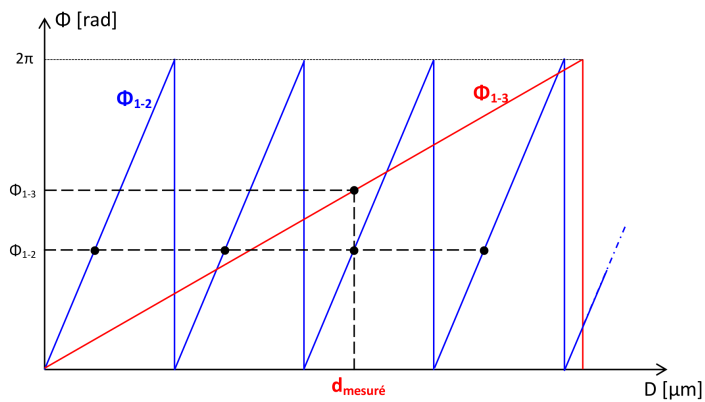


FIGURE A.5 – Relation phase/diamètre et sauts de phase.

## Particle Image Velocimetry

La PIV permet de mesurer, en un plan donné, le champ de vitesse de l'écoulement considéré suivant deux composantes. L'écoulement est éclairé par une nappe laser pulsée et deux images prises à un intervalle de temps très court figent les mêmes traceurs dans deux positions différentes (Voir Fig.B.1).

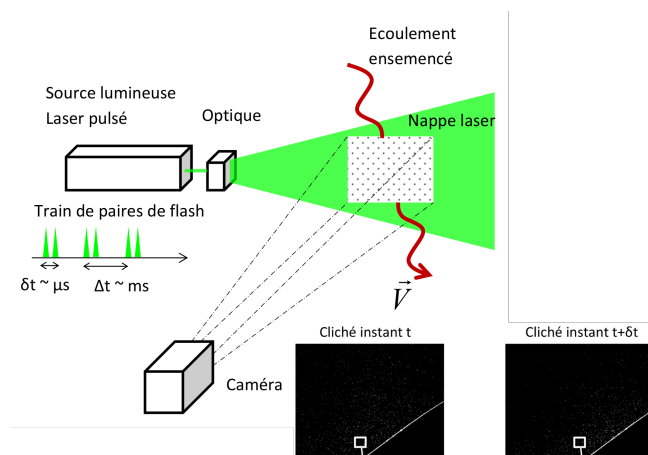


FIGURE B.1 – Schéma de principe de la mesure

L'équipement traditionnel de PIV est composé d'une caméra placée orthogonalement au plan de mesure, et permet de mesurer les deux composantes dans ce plan. Mais ces mesures peuvent être affectées par des erreurs si la composante de vitesse hors plan est importante, à cause des effets de perspective (Fig .B.2). Cet obstacle peut être dépassé si on passe à la PIV stéréoscopique.

Cette technique prévoit l'utilisation de deux caméras visualisant le plan de mesure sous deux angles différents (Voir Fig.B.1) : grâce à la combinaison entre les champs visualisés sur l'image de chaque caméra, il est possible de reconstruire le déplacement réel des particules et ainsi d'en déduire les trois composantes du champ de vitesse.

### Traitement des images par corrélation croisée

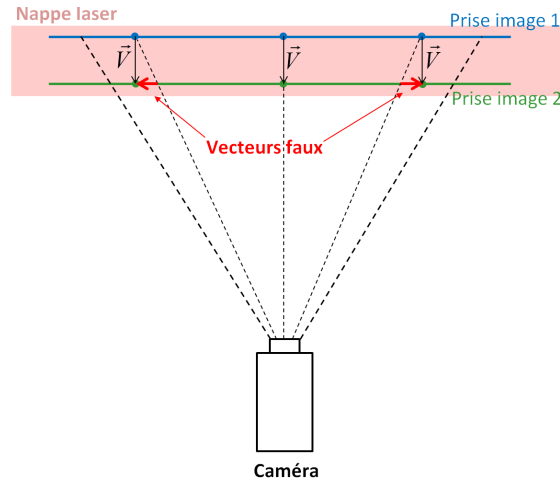


FIGURE B.2 – Erreur de parallaxe si la composante de vitesse hors plan est importante avec un système PIV traditionnel.

Le traitement des images est nécessaire pour calculer les champs de vecteurs vitesse des particules. Son déroulement est le suivant :

#### - Acquisition des images

Chaque caméra CCD à transfert interligne permet l'acquisition en *double trame*, c'est-à-dire l'acquisition de deux images séparées par un intervalle de temps  $\delta t$  très court. Ce temps étant connu et la PIV mesurant la distance  $d$ , déplacement moyen de chaque imagerie de définition réduite entre la première et la deuxième image, le calcul de la vitesse peut ensuite être effectué :

$$V = \frac{d}{\delta t} \quad (\text{B.1})$$

#### - Corrélation croisée

L'intercorrélation consiste à supposer l'image 2 de la double trame comme étant la transformée spatiale de l'image 1 [Willert and Gharib [1991]] (Fig.B.3).

Ainsi, l'intercorrélation peut s'écrire sous la forme d'une intégrale dans le plan du produit

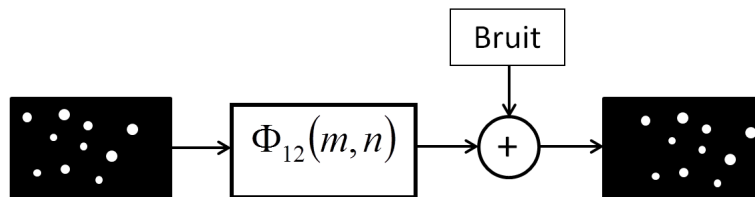


FIGURE B.3 – Fonction de transfert de corrélation d'images

de la luminosité de chaque pixel de l'image 1 par la luminosité des pixels correspondants



(décalés d'une distance  $(\Delta m, \Delta n)$ ) de l'image 2 :

$$\Phi_{12}(\Delta m, \Delta n) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L_1(m, n) \cdot L_2(m + \Delta m, n + \Delta n) dm dn \quad (\text{B.2})$$

Si on suppose que l'on mesure un écoulement spatialement uniforme, qu'il n'y a pas eu de bruit entre les deux images et que la distance  $(\Delta m_0; \Delta n_0)$  correspond au vrai déplacement des particules entre l'image 1 et l'image 2, alors on peut constater que  $\Phi_{12}(\Delta m_0, \Delta n_0)$  devient maximale. L'image n'est bien sûr pas infinie et est en réalité divisée en fenêtres d'interrogation, comme schématisé sur la Fig.B.4. Plus les fenêtres d'interrogation sont petites, meilleure est la résolution spatiale. Cependant, si ces fenêtres sont trop petites, le risque est que des particules apparaissant dans une fenêtre donnée de l'image 1 puissent en sortir pendant l'intervalle de temps  $\delta t$  avant la prise de l'image 2 : des vecteurs faux peuvent donc apparaître après calcul. Il est généralement conseillé de régler l'intervalle  $\delta t$  de sorte que le déplacement des particules estimé soit égal à 1/4 de la taille de la fenêtre d'interrogation. Il faut donc faire un compromis et dans la plupart des cas, les fenêtres d'interrogation sont de 32 ou 16 pixels<sup>2</sup>. L'équation précédente devient alors, pour une fenêtre d'interrogation  $\omega$  :

$$\Phi_{12}(\Delta m, \Delta n) = \sum_{(m,n) \in \omega} I_1(m, n) \cdot I_2(m + \Delta m, n + \Delta n) \quad (\text{B.3})$$

En procédant à une transformée de Fourier dans l'espace, cette relation est équivalente au produit des transformées de Fourier de  $I_1$  et  $I_2$  :

$$F[\Phi_{12}](f_m, f_n) = F[I_1](f_m, f_n) \cdot F[I_2](f_m, f_n) \quad (\text{B.4})$$

On peut démontrer que le passage au domaine fréquentiel et l'application de cette dernière équation sont moins onéreux que le calcul direct de l'équation B.3.

Le déplacement mesuré est alors le point où  $\Phi_{12}$  est maximum (Voir Fig.B.4).

### - Validation du pic d'intercorrélacion

Le bruit intervient dans la fonction de transfert comme vu Fig.B.3. Il a pour effet de réduire la valeur maximale de  $\Phi_{12}$  et de générer des pics parasites. Ainsi, pour valider chaque vecteur vitesse calculé précédemment, le logiciel compare la valeur de pic de la fonction d'intercorrélacion avec son deuxième pic. Si la condition suivante est vérifiée, le vecteur est validé (on prend généralement un facteur de 1.2 à 1.3) :

$$\frac{\text{Valeur pic 1}}{\text{Valeur pic 2}} \geq \text{facteur} \quad (\text{B.5})$$

En résumé, la figure B.4 présente l'algorithme utilisé pour effectuer la cross-corrélacion.

### - Reconstruction 3C

A cette étape, on utilise les champs de vecteurs calculés à partir de la caméra A et de la caméra B pour reconstituer le champ de vitesse stéréoscopique (voir Fig.B.5a). Pour ce

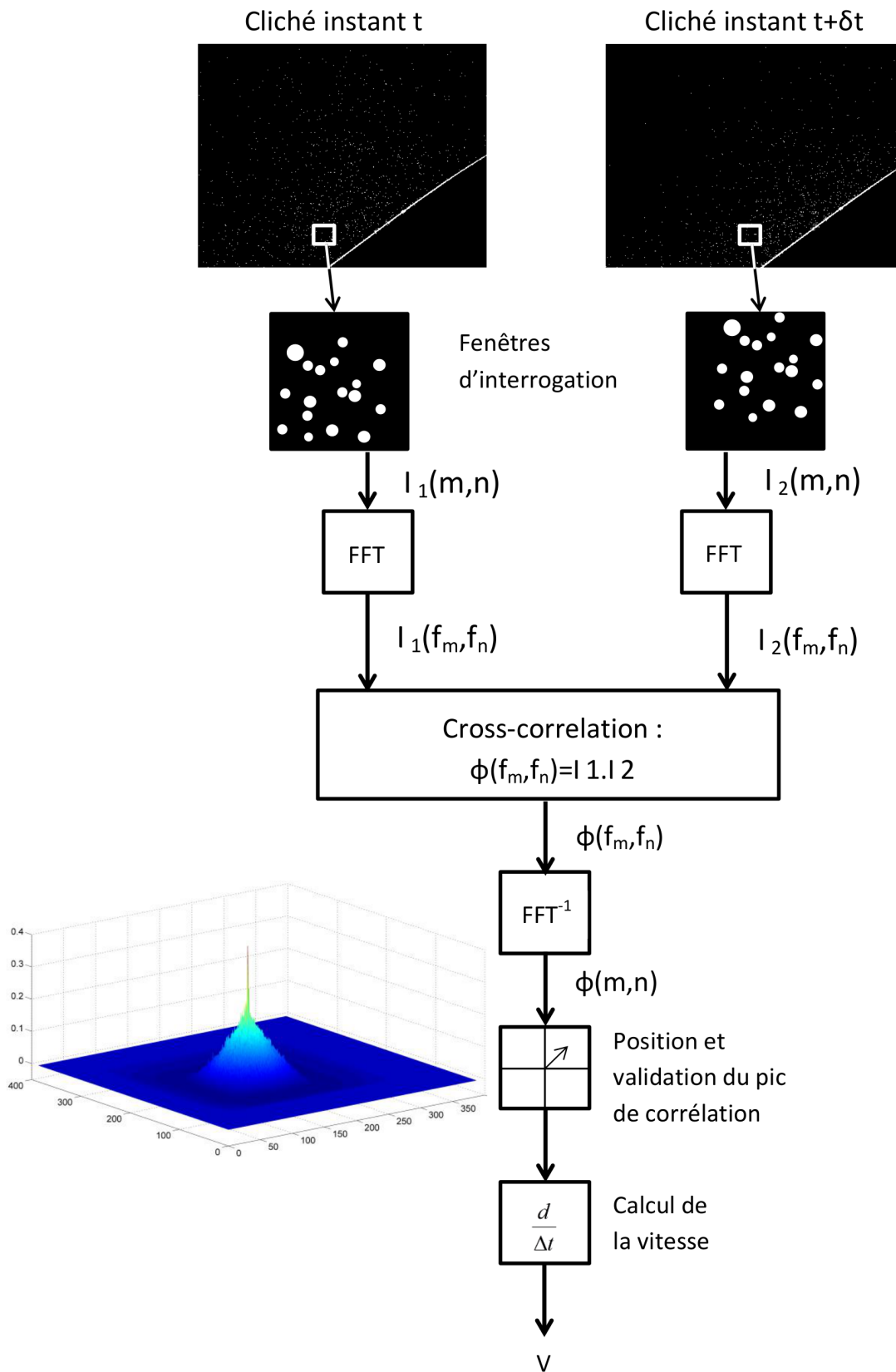


FIGURE B.4 – Algorithme de Cross-corrélation

faire, il est nécessaire d'effectuer un étalonnage du système, spécifique à la PIV stéréoscopique, permettant le calcul d'une matrice de passage entre coordonnées image (dans le plan des capteurs) et coordonnées objet (dans le plan de mesure) à l'aide, en pratique, d'une mire 3D ou bien d'une mire plane que l'on déplace le long de l'axe stéréoscopique. La matrice de passage calculée est représentée sur la Fig.B.5(b).

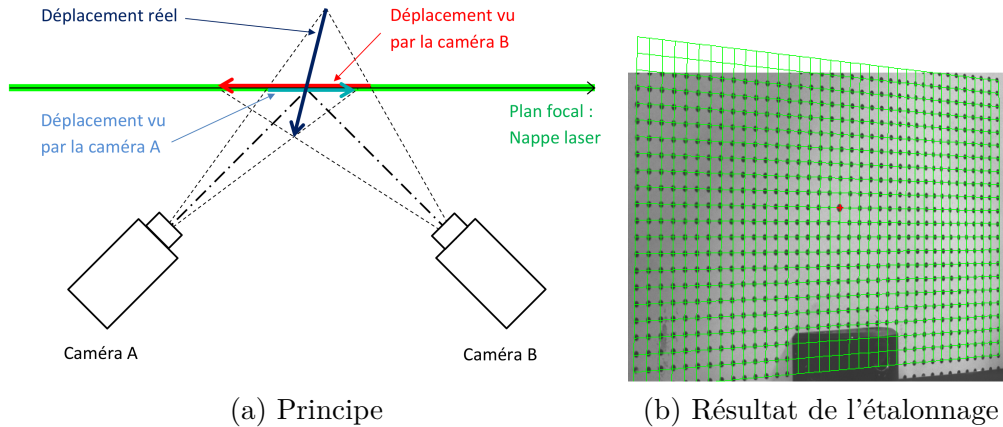


FIGURE B.5 – Reconstitution de la composante stéréoscopique

Les progrès récents dans le domaine des lasers et des caméras ont permis le développement de la PIV résolue en temps, aussi appelée PIV rapide. La fréquence d'acquisition des doublets d'images successifs peut aller jusqu'à plusieurs kHz en pleine résolution de la caméra. Le matériel utilisé est majoritairement constitué d'un laser de type Nd :YLF et de caméras rapides à capteurs CMOS. Ces capteurs ont une grande vitesse de lecture car ils sont composés de photodiodes où, contrairement aux capteurs CCD, chaque photosite possède son propre convertisseur analogique-numérique et amplificateur. La nouvelle génération de capteurs SCMOS à hautes résolutions et dynamique présente toutefois des limitations (non uniformité spatiale, intertrame et temps d'intégration limités). C'est pourquoi lorsque la fréquence d'acquisition n'a pas besoin d'être élevée, les capteurs CCD sont préférés.

### Traitement par flot optique

Plus récemment, une méthode basée sur un algorithme de flot optique a été développée à l'Onera et adaptée pour la PIV. Cet algorithme est nommé FOLKI-SPIV, pour Flot Optique Lucas-Kanade Iteratif [Champagnat et al. [2011]]. Il permet, tout en conservant la pleine résolution de l'image initiale, d'accroître la résolution du champ de vitesse. En effet, cette approche Lucas-Kanade itérative entraîne le calcul de champs denses, avec un vecteur déplacement pour chaque pixel de l'image. Cela rend l'algorithme très régulier et parallélisable sur GPU, lui conférant une excellente rapidité (avec notre matériel, au moins 80 fois plus rapide qu'un algorithme de cross-corrélation avec transformée de Fourier sur CPU). Cependant, il ne faut pas confondre le fait qu'un vecteur par pixel est obtenu avec la résolution spatiale de cette méthode, qui est, comme pour la PIV classique, liée à la

taille des fenêtres d'interrogation.

En effet, autour de chaque pixel, une fenêtre de calcul fixe est définie et une mesure de ressemblance est estimée par une somme des différences carrées (SSD) entre la fenêtre d'interrogation de l'image à l'instant  $t$  et la fenêtre déplacée de l'image à  $t + \delta t$  (équation B.6). Ensuite, à l'inverse de la cross-corrélation où l'on cherche le maximum de corrélation, cette SSD est minimisée en utilisant une décroissance itérative de Gauss-Newton.

$$\sum_{(m,n) \in \omega} (I_1(m, n) - I_2(m + \Delta m, n + \Delta n))^2 \quad (\text{B.6})$$

Où la notation utilisée est la même que pour la cross-corrélation dans la partie précédente.

Pour de petits déplacements, cette décroissance converge rapidement (typiquement moins de 5 itérations pour un déplacement de 3 pixels). Cependant, il est fréquent que les déplacements soient plus grands (de l'ordre de 10 pixels). Pour pallier cela, un schéma multirésolution est utilisé en construisant une pyramide laplacienne d'images [Burt and Adelson [1983]] grâce à une succession de filtrages passe-bas et de divisions (Voir Fig. B.6(a)). Cette pyramide consiste à réduire l'image par deux, donc le déplacement recherché, à chaque itération, en retenant un pixel pour chaque carré de 2x2 pixels.

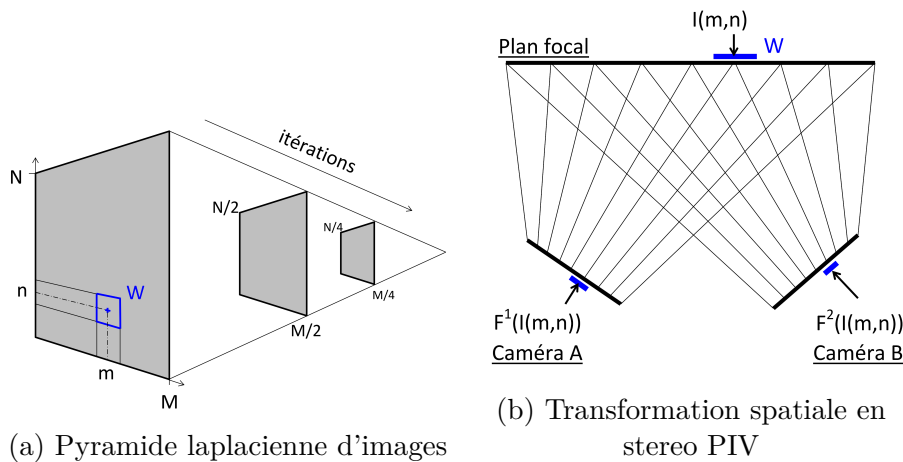


FIGURE B.6 – Principe de l'algorithme Folki et notations

Cette méthode de calcul du déplacement des particules présente un avantage supplémentaire lorsqu'on l'applique à la mesure stéréoscopique. L'algorithme n'effectue pas de reconstruction de la composante stéréoscopique comme en PIV-3C "classique". Les trois composantes sont calculées lors de la même opération sur les deux paires d'images des deux caméras. Tout comme en PIV stéréoscopique "classique", la calibration est nécessaire afin de définir la transformation spatiale qui a lieu entre le plan objet et chacune des deux caméras. L'opération effectuée suppose de définir la grille de fenêtres d'interrogation directement sur le plan focal (Voir Fig. B.6(b)). Dans ce cas, l'opération consiste à minimiser la fonction suivante, autrement dit le minimum de la somme des deux SSD [Leclaire et al.] :

$$\sum_{i=1}^2 \sum_{(m,n) \in \omega} \left( F^i(I_1^i(m,n)) - F^i(I_2^i(m + \Delta m, n + \Delta n)) \right)^2 \quad (\text{B.7})$$

Nous avons pu voir deux méthodes de calcul de la vitesse par PIV. Ces deux approches seront testées lors de notre étude et appliquées à notre cas de mesure en milieu diphasique.

## Incertitude de la mesure PIV

Étant donné que les mesures de vitesse d'un écoulement à partir d'un système PIV sont obtenues en calculant le déplacement de traceurs sur des images successives espacées d'un certain temps intertrame, des considérations sur les incertitudes introduites par le processus d'acquisition doivent être entreprises.

L'analyse d'incertitudes d'une mesure PIV est une combinaison de facteurs allant du processus d'acquisition des images à la méthode d'analyse de celles-ci. Ici, nous souhaitons seulement connaître la qualité de la mise en œuvre expérimentale, et a fortiori évaluer les incertitudes du matériel utilisé dans la chaîne de mesure PIV.

Mathématiquement, l'incertitude d'une mesure peut-être estimée sur la base des incertitudes des variables qui constituent cette mesure. Dans le cas de la PIV, ces variables sont les composantes utilisées pour construire et évaluer les images de particules. Selon une analyse d'incertitude typique, une mesure peut être exprimée comme une fonction de variables indépendantes.

$$V = V(y_1, y_2, \dots, y_n) \quad (\text{B.8})$$

Considérant que les incertitudes des variables indépendantes ont chacune la même probabilité, l'incertitude globale de la mesure peut être exprimée comme une équation liant les incertitudes générées par chacune des différentes sources :

$$w_V = \sqrt{\left( \frac{\partial V}{\partial y_1} w_1 \right)^2 + \left( \frac{\partial V}{\partial y_2} w_2 \right)^2 + \dots + \left( \frac{\partial V}{\partial y_n} w_n \right)^2} \quad (\text{B.9})$$

où  $W$  et l'incertitude de la mesure  $V$  et  $W_1$  sont les incertitudes des variables indépendantes  $y$ .

Bien qu'il y ait une multitude de sources possibles d'erreurs d'équipement, si les conditions expérimentales sont bien contrôlées, seulement quelques-unes nécessitent d'être considérées afin d'établir une estimation satisfaisante de l'incertitude. Ces sources d'erreurs sont principalement constituées par la calibration du facteur d'échelle  $\psi$  et par l'exactitude du cadencement  $\Delta t$ . Le facteur d'échelle relie l'unité de la longueur physique à l'unité du pixel, et la précision du cadencement fait référence à la mesure du temps qui sépare deux images successives d'un doublet PIV, i.e. le temps intertrame. L'incertitude de ces deux composantes se répercute directement sur la conversion en vitesse puisqu'un système PIV fait l'acquisition de doublets d'images de particules sur des trames de pixels séquencées en temps.

La vitesse dans une direction mesurée par un système PIV deux composantes peut être

exprimée par la fonction suivante :

$$U = \psi(l, L, \lambda) \tilde{U}(x, t) = \psi(l, L, \lambda) \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (\text{B.10})$$

Pour calculer le facteur d'échelle, une mire de calibration est placée en lieu et place de la nappe laser. Une image de cette mire est obtenue, et la conversion de pixels à longueur physique est calculée. On note ici  $l$  la dimension en unité physique de la mire de calibration et  $L$  sa dimension en pixels sur l'image. On note également  $\lambda$  la distance entre la mire et l'objectif et  $f$  la distance focale. Le facteur de calibration  $\psi$  peut alors être calculé de la manière suivante :

$$\psi = \frac{l}{L} = \frac{\lambda}{f} \quad (\text{B.11})$$

Pour déterminer l'incertitude associée à la calibration du facteur d'échelle, l'équation B.9 est utilisée en considérant plusieurs sources d'erreur. On suppose une précision de la distance sur la mire de  $w_l = \pm 0.02 \text{ mm}$ . Pour la taille de la mire sur l'image, deux sources sont à prendre en considération : une erreur de distance sur l'image de  $w_{L1} = 1 \text{ pixel}$  et une erreur due à la distorsion générée par l'optique de collection égale à  $w_{L2} = 0.5 \%$  de la taille de la mire en pixels. Enfin, une erreur de positionnement de la mire doit aussi être prise en compte : cette erreur est estimée à  $w_\lambda = 0.5 \text{ mm}$ .

La précision du cadencement du système PIV est contrôlée par un certain nombre de facteurs, mais seulement la durée séparant deux pulses laser est significative. Deux sources sont alors à évaluer : l'incertitude dans le cadencement des pulses (appelé *jitter*) et l'erreur possible dans le cadencement de contrôle du laser et des caméras par le *Programmable Timing Unit*, générateur de signaux de commande programmable. Les données constructeurs du matériel utilisé ici donnent un *jitter* de  $w_{t1} = \pm 2 \text{ ns}$  et une incertitude sur le signal de commande de  $w_{t2} = 1.5 \text{ ns}$ .

En combinant ces sources d'erreur, l'incertitude sur  $U$  s'écrit alors :

$$w_U = \sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial l} w_l\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial L} w_{L1}\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial L} w_{L2}\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial \lambda} w_\lambda\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial t} w_{t1}\right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial t} w_{t2}\right)^2} \quad (\text{B.12a})$$

$$= \sqrt{\tilde{U}^2 \left[ \left(\frac{1}{L} w_l\right)^2 + \left(\frac{-l}{L^2} w_{L1}\right)^2 + \left(\frac{-l}{L^2} w_{L2}\right)^2 + \left(\frac{l}{\lambda L} w_\lambda\right)^2 \right] + \left(\frac{-\tilde{U}}{\Delta t} \cdot \frac{l}{L}\right)^2 (w_{t1}^2 + w_{t2}^2)} \quad (\text{B.12b})$$

Si l'on applique cette méthode à nos expérimentations, considérant une longueur de mire  $l = 100 \text{ mm}$  et de  $L = 2200 \text{ pixels}$  sur l'image, une distance mire-objectif  $\lambda = 800 \text{ mm}$  et un temps intertrame  $t = 3\mu\text{s}$ , on obtient une incertitude  $w_U = 0.0102 \text{ m/s}$ . En d'autres termes, pour une vitesse mesurée de  $5 \text{ m/s}$ , qui est, en valeur absolue, l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne dans la zone de recirculation du *spray*, l'erreur commise est de  $w_U/U = 0.2\%$ .

---

## **Développement de techniques optiques pour la caractérisation de brouillards de gouttes dans les foyers aéronautiques**

L'optimisation des chambres de combustion est généralement réalisée à l'aide d'outils de simulation numérique. Lorsque le carburant est injecté sous forme liquide, la qualité des simulations dépend en partie de la définition des conditions aux limites imposées pour cette phase à proximité de l'injecteur (diamètre, vitesse et flux volumique des gouttes, vitesse de glissement entre phases). Ces conditions aux limites sont généralement définies à partir d'une analyse expérimentale dans des conditions réalistes d'injection, qui fait appel, dans le meilleur des cas, à l'utilisation de l'Anémogramme Phase Doppler (PDA). Cependant, cette technique ponctuelle est coûteuse en temps pour une caractérisation globale de l'injecteur et fournit une mesure des flux volumiques avec des limitations. Il est également difficile d'accéder à des grandeurs telles que la vitesse de la phase gazeuse en présence des gouttes. Pour répondre à cette problématique, il paraît judicieux de mettre en œuvre des techniques de diagnostic optique spatialement résolues.

Cette étude consiste à développer des techniques optiques de champ couplant des approches basées sur la diffusion de Mie, sur l'émission fluorescente des gouttes ou de traceurs et utilisant des algorithmes de type PIV, pour caractériser de manière simultanée et quantitative la granulométrie, la vitesse et le flux volumique de la phase dispersée, ainsi que la vitesse de la phase continue dans les brouillards de gouttes au sein d'une configuration réaliste de foyer aéronautique. Une attention particulière est portée à l'étude de la précision de la mesure. Ainsi, des comparaisons sont effectuées avec des bases de données complètes obtenues à l'aide du PDA. L'analyse de ces résultats est confrontée aux modèles de l'optique physique régissant les phénomènes de fluorescence et de diffusion de la lumière par des particules à l'aide de simulations. Cette démarche nous permet d'interpréter efficacement les résultats obtenus par imagerie directe et de définir les paramètres d'acquisition et de traitement assurant une précision optimale des mesures.

**Mots clés :** écoulement diphasique, injecteur aéronautique, Particle Image Velocimetry (PIV), Planar Droplet Sizing (PDS), Laser Induced Fluorescence (LIF), flux volumique.

---

## **Development of optical techniques to characterize droplet sprays in aeronautical combustion chambers**

The optimization of combustion chambers is generally carried out using numerical simulation tools. When fuel is injected in liquid form, the simulation quality depends on the boundary conditions imposed to this phase close to the injector (diameter, velocity and volume flux of the droplets, slip velocity between phases). These boundary conditions are usually set from an experimental analysis under realistic conditions of injection, which in the best case uses Phase Doppler Anemo-granulometry (PDA). However, this point measurement technique is time consuming for an overall injector characterization and provides a measurement of the volume flux with some limitations. It is also difficult to access variables such as the velocity of the gas phase in the presence of droplets. To address this problem, it seems appropriate to implement spatially resolved optical diagnostic techniques.

This study consists in the development of optical field techniques which combine approaches based on Mie scattering, fluorescent emission from droplets or tracers and use PIV algorithms to characterize simultaneously and quantitatively size, velocity and volume flux of the dispersed phase, and velocity of the continuous phase in droplet sprays in a realistic configuration of aeronautical injector. A particular attention is given to the study of the measurement accuracy. Thus, comparisons are carried out with complete databases obtained with the PDA. The analysis of these results is faced with physical optics models governing phenomena of fluorescence and light scattering by particles using simulations. This approach allows us to effectively interpret the results obtained by direct imaging and define acquisition and processing parameters ensuring optimum accuracy.

**Keywords:** two-phase flow, aeronautical injector, Particle Image Velocimetry (PIV), Planar Droplet Sizing (PDS), Laser Induced Fluorescence (LIF), volume flux.

---