



**HAL**  
open science

# Développement de méthodes instrumentales en vue de l'étude Lagrangienne de l'évaporation dans une turbulence homogène isotrope.

Delphine Chareyron

► **To cite this version:**

Delphine Chareyron. Développement de méthodes instrumentales en vue de l'étude Lagrangienne de l'évaporation dans une turbulence homogène isotrope.. Physique [physics]. Ecole Centrale de Lyon, 2009. Français. NNT: . tel-00511262

**HAL Id: tel-00511262**

**<https://theses.hal.science/tel-00511262>**

Submitted on 24 Aug 2010

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

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

# THÈSE

présentée devant

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

École doctorale MEGA

pour obtenir

le titre de DOCTEUR

Spécialité : Mécanique des fluides

par

**Delphine Chareyron**

---

## Développement de méthodes instrumentales en vue de l'étude Lagrangienne de l'évaporation dans une turbulence homogène isotrope.

---

Soutenue le 16 décembre 2009 devant la Commission d'Examen

Jury :	Mme. Corinne	Fournier	- <i>Examinatrice</i>
	MM. Michel	Lance	- <i>Directeur de Thèse</i>
	Jean-Louis	Marié	- <i>Co - Directeur de Thèse</i>
	Alain	Cartellier	- <i>Rapporteur</i>
	Gérard	Lavergne	- <i>Rapporteur</i>
	Jean-François	Pinton	- <i>Président du jury</i>
	Marc	Massot	- <i>Examineur</i>



# Remerciements

*Si je me retourne sur ces trois années passées au LMFA, je pense pouvoir dire que chacun des membres a joué un rôle dans la construction de ce travail. Ainsi, dans un premier temps, je tiens à remercier l'ensemble du personnel du laboratoire.*

*Je remercie Michel Lance de m'avoir accueillie au LMFA et proposé un sujet expérimental original.*

*Je remercie chaleureusement Jean-Louis Marié pour son encadrement et son soutien tout au long de ces trois années. Son expérience et son enthousiasme m'ont grandement permis de résister face à la complexité de cette expérimentation.*

*Merci, grand merci à Nathalie Grosjean, pour son accompagnement quotidien autant moral que technique. Ce travail doit beaucoup à son efficacité et son soutien.*

*Je remercie Corinne Fournier et Jérôme Gire, du laboratoire Hubert Curien à St-Etienne, qui ont permis de faire fructifier cette collaboration. La convivialité de nos échanges et leur savoir faire ont permis d'obtenir des résultats innovants et très enthousiasmants. Je les remercie aussi pour tous les déplacements St-Etienne - Lyon qu'ils ont assurés aux heures de pointe.*

*Je remercie Alain Cartellier et Gérard Lavergne d'avoir accepté de rapporter ce manuscrit, et de l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à ce travail. Mes remerciements vont aussi à Jean-François Pinton qui m'a fait l'honneur de présider ce jury.*

*Merci à Charles Goepfert, thésard précédent, de m'avoir aidé quand il le pouvait.*

*Je remercie toute l'équipe des techniciens : Bruno, Horatio, Alain, qui ont su faire preuve, avec toujours la même gentillesse, d'ingéniosité et d'une bonne dose d'abnégation à chaque fois qu'il a fallu tout démonter pour tout remonter...*

*Merci à Patrick Dutheil et Alexandre Azouzi du bureau d'étude, et Roger Michelet pour leurs idées et leurs réalisations.*

*Je remercie aussi Christian Nicot, Dominique Echampard, Emmanuel Jondeau, Faouzi Laadhari qui ont pu me donner les conseils qu'attend un apprenti expérimentateur.*

*Merci à l'équipe d'électronique Rémy Point et Michel Tessieux, pour leurs dépannages, toujours dans la bonne humeur.*

*Merci à Pascale Jeandel, Bernard Barbier, Fabien Godefert pour m'avoir facilité la prise en main des serveurs de calculs du LMFA, et pour tout les autres problèmes*

*informatiques.*

*Merci à l'ensemble des membres du club microfiche : Wouter Bos, Philippe Eyraud, Rémi Zamansky, Loïc Méès, Cyril Cassisa, Antoine Godard. Je tiens ici à saluer autant leurs compétences spécifiques qui ont permis des discussions fructueuses, que la convivialité des moments passés ensemble et leur intérêt pour la survie des microfiches.*

*Merci à Marc Michard et Mikhael Gorokhovski pour avoir pris le temps de répondre à mes questionnements.*

*Je voudrais aussi remercier les personnes extérieures au laboratoire que je suis allée tourmenter et qui ont su m'écouter et me conseiller, comme Jean-Pierre Cloarec (INL), Jocelyn Bonjour (CETHIL), Mickael Bourgoïn (LEGI), Romain Volk (ENS Lyon), Fabrice Onofri (IUSTI), et Loïc Méès qui nous a désormais rejoint.*

*Toujours dans les membres extérieurs, je tiens aussi à remercier Vincent Gibiat du laboratoire PHASE (Toulouse) avec qui j'ai réalisé mes travaux de DEA et qui m'a donné le goût de poursuivre un projet de thèse.*

*Merci aux doctorants et autres collègues : Elena, Juliane, Cécile, Aurélien, Marie Rastello, Claire Rambeau et beaucoup d'autres pour la qualité de leur accueil lors de mon arrivée au laboratoire et leur jovialité.*

*Je tiens aussi à saluer ma famille et mes amis Toulousains, Lozeriens, Montiliens, pour m'avoir soutenue dans ce projet.*

*Merci à Stéphane Arbon pour son infinie compréhension et dévouement à mon égard. Il est, je pense, assez rare qu'un contrebassiste de profession aille relever des cours de turbulence pour sa dulcinée.*



# Introduction

L'évaporation de gouttelettes dans un gaz est un phénomène extrêmement banal, qui est à la base d'un nombre considérable de systèmes industriels. Parmi ceux-ci, les systèmes de propulsion, aéronautique ou automobile, constituent un domaine d'étude particulièrement actuel. En effet, les contraintes énergétiques et environnementales imposent un contrôle de plus en plus précis des processus d'injection de carburant liquide, qui détermine très largement la qualité de la combustion, et la quantité de rejets polluants.

Cette étude s'inscrit dans cet esprit, avec pour objectif principal le développement d'outils expérimentaux permettant de mieux caractériser le comportement des gouttelettes de carburant dans un écoulement gazeux représentatif de celui rencontré dans une chambre de combustion de moteur. Il apparaît, en effet, que si les mécanismes d'évaporation sont bien compris et modélisés dans des situations simples, comme des gouttes au repos ou en translation uniforme, il n'en va pas de même dans un écoulement dominé par les mouvements turbulents. Nous avons concentré nos efforts sur une situation certes idéalisée, mais néanmoins proche d'une chambre de combustion, à savoir l'évolution d'un brouillard de gouttelettes dans un champ turbulent homogène et isotrope contrôlé. Ce cas fait l'objet de simulations numériques de plusieurs équipes dans le monde (CORIA à Rouen [1], Centrale Paris [2], Imperial College à Londres [3], Darmstadt [4], aux Etats-Unis [5]...) qui montrent, en particulier, l'importance de la polydispersion sur le taux d'évaporation global. D'un point de vue expérimental, la caractérisation de cette polydispersion en taille impose des contraintes sévères, puisqu'il faut connaître à la fois les vitesses et les diamètres des gouttelettes. De plus, l'évolution des diamètres des gouttes dans le champ turbulent est mieux appréhendée par une description Lagrangienne. En effet, on s'attend à ce que la turbulence affecte les mécanismes de polydispersion à travers 2 effets :

- la polydispersion du spray : les gouttes ne vont pas échantillonner les mêmes structures turbulentes le long de leur trajectoire, elles vont suivre différents chemins et leur diamètre évoluera différemment en fonction de ces chemins.
- l'évolution des trajectoires pour chacune des gouttes : les forces qui s'exercent sur les gouttes étant reliées à leur masse, lors du processus d'évaporation leur masse va diminuer et les forces évolueront aussi le long des trajectoires.

Dans ce programme, nous avons été confrontés à deux problèmes majeurs :

- la réalisation de la situation "idéalisée", à savoir l'injection d'un nuage de gouttelettes dans un champ turbulent contrôlé. Nous avons amélioré dans cette thèse le système original construit par Goepfert dans un précédent travail.
- la réalisation des mesures des tailles et vitesses des gouttes. Nous avons développé une méthode de PTV (Particle Tracking Velocimetry) holographique spécialement adaptée à cet effet.

L'objectif de ce travail était essentiellement consacré au développement métrologique. L'instrumentation mise en place et testée ici est maintenant opérationnelle et s'avère suffisamment prometteuse pour être utilisée intensivement pour les études d'évaporation en turbulence, pour des écoulements dilués et à vitesse moyenne nulle.

Ce travail a bénéficié du support de la Région Rhône-Alpes dans le cadre d'une allocation de recherche Cluster Transport Territoire et Société. Il s'est aussi inséré dans le cadre de l'ANR Blanche "Dynamique et Statistique de Particules dans un Ecoulement Turbulent (BLAN07-1\_192604) regroupant le Laboratoire de Physique de l'ENS Lyon, le LEGI à Grenoble, l'Institut Non Linéaire de Nice et le LMFA.

### **Etat de l'art sur les mesures d'évaporation des gouttes en milieu turbulent**

Nous allons nous intéresser ici à la littérature ciblant les effets de la turbulence sur l'évaporation de gouttelettes. Le taux d'évaporation des gouttelettes, facteur de contrôle de la combustion, dépend de :

- la pression, la température et des propriétés de transport du gaz autour des gouttes (écoulement au repos, laminaire ou turbulent).
- la température, l'indice de volatilité et la taille des gouttes.
- la vitesse relative entre les gouttes et l'écoulement gazeux, et les interactions entre les gouttes.

Devant la complexité du problème et le nombre important de paramètres en jeu, les études portant sur l'évaporation abordent le problème sous différents angles.

Des études basées sur la compréhension globale d'écoulements complexes cherchent à se placer dans des conditions expérimentales comparables aux installations industrielles : Klose et al. (2001) [6] se placent dans la turbine à gaz d'un moteur d'avion, Cochet et al. (2009) [7], se rapprochent des conditions règnant dans un moteur automobile, Freret et al. (2009) [2] s'intéressent à une atomisation ultrasonique. D'autres études abordent la thématique avec un autre point de vue, affirmant que d'un point de vue pratique, l'évaporation et la combustion d'une seule goutte est d'une grande importance pour la compréhension des sprays utilisés dans les systèmes industriels. Fondamentalement, même si l'étude de gouttes isolées est une simplification ou idéalisation du processus réel complexe, les processus mis en jeu sont riches en phénomènes physiques et chimiques compliqués. Il est alors intéressant d'exploiter la simplification du modèle pour mieux cerner les phénomènes et favoriser les comparaisons entre travaux expérimentaux, numériques ou analytiques.

---

L'article de revue de Birouk et al. (2006) [8] rappelle les différents travaux menés et les protocoles utilisés pour l'étude des effets de la turbulence sur l'évaporation de gouttes. Il s'avère que le nombre de publications en la matière est assez faible. Les protocoles expérimentaux prennent place dans deux types d'écoulement :

- des écoulements turbulents en convection forcée. Il s'agit principalement de tunnels où l'écoulement a une vitesse moyenne.
- des écoulements turbulents homogènes isotropes (sans vitesse moyenne).

Dans la première catégorie, les différents travaux donnent des résultats divergents sur l'effet de la turbulence sur le taux d'évaporation. Gökalp et al. (1992) [9] étudient le taux d'évaporation d'une goutte suspendue de différents hydrocarbures dans un écoulement convectif turbulent. Pour une même intensité turbulente, ils constatent que la répercussion de l'écoulement sur le taux d'évaporation est négligeable pour les produits les plus volatiles. Ils introduisent en conséquence un nombre de Damköhler représentatif de cet effet. Hiromitsu et Kawaguchi (1995) [10] étudient les effets de la turbulence sur l'évaporation d'une goutte (de diamètre millimétrique) suspendue dans un canal chauffé. Ils testent des gouttes de différentes natures (eau, éthanol, hydrocarbures) et trouvent cette fois des effets de la turbulence sur le taux d'évaporation pour tous les produits. Wu et al. (2001) [11], (2003) [12] poursuivent ces études en étudiant les effets de l'augmentation de l'intensité et des grandes échelles d'un écoulement turbulent convectif sur le taux d'évaporation d'une goutte suspendue pour différents hydrocarbures à température ambiante et pression atmosphérique. Ils confirment les résultats obtenus par Gökalp et al. (1992) [9]. Ces résultats peu nombreux et contradictoires incitent à approfondir ce sujet. En ce qui concerne les travaux numériques, Cho et al. (2009) [13] réalisent des simulations numériques 3D sur l'évaporation d'une goutte ou d'un groupe de gouttes dans un écoulement turbulent dans lequel ils font varier l'enrichissement en oxygène. Ils trouvent aussi que la turbulence a un effet modéré sur le taux d'évaporation, et avancent que la teneur en oxygène du mélange a un effet bien plus prononcé.

Les études dans les écoulements turbulents homogènes isotropes sans vitesse moyenne sont encore plus rares. La plupart des expériences sont réalisées avec la technique de la goutte suspendue. L'intérêt est, cette fois d'étudier les effets des fluctuations de la turbulence sur la goutte. Les expériences les plus représentatives sont celles de (Ohta et al., 1975) [14] (boite à turbulence créée par 4 ventilateurs se faisant face) et (Birouk et al. 1996) [15] (boite à turbulence créée par 8 ventilateurs). Les deux études ont montré que le taux d'évaporation de gouttes d'hydrocarbure augmentait avec l'intensité turbulente. Birouk et al. [15] proposent notamment une relation capable de prédire un taux d'évaporation normalisé en fonction du niveau de l'intensité turbulente pour un écoulement sans vitesse moyenne.

D'autres travaux s'intéressent aux effets de concentration préférentielle des gouttes (Mashayek (1999) [16], Varanasi et al. (2004) [17]). Réveillon et Demoulin (2007) [1] mènent une étude numérique DNS 3D sur la polydispersion de gouttelettes initialement monodisperses, l'évolution du mélange et la propagation de la flamme dans une turbulence homogène isotrope forcée. Leur travail met en avant les effets de

---

concentration des gouttes sous forme de clusters. Par suite, la saturation de concentration de vapeur est rapidement atteinte ce qui a pour conséquence de réduire le taux d'évaporation à l'intérieur du cluster.

## Techniques expérimentales

Au regard de cette littérature, on peut noter que les études expérimentales réalisées jusqu'ici ont adopté un point de vue Eulérien, c'est à dire que les grandeurs physiques ont été étudiées en un point fixe de l'espace. En effet, même si l'on élargit le champ d'étude de l'évaporation à d'autres études se plaçant dans des conditions d'air au repos, chauffé ou à l'intérieur d'une flamme, on retrouve encore une fois, à notre connaissance, l'utilisation de métrologies Euleriennes. L'instrumentation est principalement le PDA (Phase Doppler Anemometer) (Maqua et al., 2008) [18], (Keskinen et al., 2008) [19], ou la LIF (Laser-induced Fluorescence) (ONERA, LEMTA : Lavieille et al., 2001 [20], Castanet et al., 2005 [21], Frackowiak et al. (2009) [22], ou d'autres systèmes d'imagerie locale (Guella et al., 2007) [23].

Le point de vue Eulérien, plus facilement réalisable en laboratoire, ne permet pas d'avoir une vision complète des phénomènes mis en jeu, c'est pourquoi il nous a paru intéressant de mettre au point une méthode Lagrangienne, permettant de suivre au cours du temps et de l'espace l'évolution d'une goutte (taille et position) évaporante. Les métrologies Lagrangiennes se sont surtout développées ces 15 dernières années dans les études de dispersion de particules dans un environnement turbulent. Une approche plus naturelle des phénomènes est le point de vue Lagrangien, où l'on se place au niveau de la particule pour suivre son évolution au cours du temps [24]. D'une manière générale, en mécanique des fluides une bonne compréhension des phénomènes étudiés résulte de la connexion entre les points de vue Eulérien et Lagrangien [25]. L'article de revue de Toschi et Bodenschatz (2009) [26] rappelle les différentes techniques Lagrangiennes (listées ci-dessous) mises en oeuvre pour caractériser les écoulements turbulents et dresse le bilan des études effectuées. Snyder et Lumley (1971) [27] et Sato et Yamamoto (1987) [28] ont été les premiers à proposer un protocole de mesures optiques de PTV (Particle Tracking Velocimetry) dans des installations de turbulence de grille en tunnel pour des écoulements respectivement d'air et d'eau. En 1997, Virant et al. [29] présentent une technique de mesure PTV 3D à l'aide d'un système comprenant 4 caméras permettant de reconstruire un volume par stéréoscopie. Ils remontent aux trajectoires des particules fluides et accèdent aux statistiques Lagrangiennes de l'écoulement turbulent étudié (canal d'eau). Ils sont encore limités par les faibles cadences des caméras disponibles sur le marché (25-30 Hz). Plus tard, Lüthi et al. (2005) [30] développent ce protocole expérimental pour avoir accès aux gradients de vitesse le long des trajectoires des particules fluides. L'utilisation de 4 caméras apporte la contrainte non négligeable du coût de cette installation.

D'autres techniques d'imagerie optique permettent d'obtenir des fréquences d'acquisition bien plus élevées. Les travaux réalisés par Mordant et al. (2004a) [31], (2004b) [32], La Porta et al. (2001) [33], Voth et al. (2002) [34] utilisent des détecteurs pho-

---

tographiques en silicium (silicon strip detectors) d'une résolution fréquentielle de 70 000 images par seconde, ce qui permet de résoudre complètement les plus petites échelles de leur écoulement. En contrepartie, ces détecteurs ne permettent d'étudier qu'une seule particule à la fois. Plus récemment, la technologie CMOS rivalise avec les études précédentes en permettant le tracking de plusieurs particules simultanément à une fréquence d'échantillonnage équivalente aux détecteurs en silicium mais en n'utilisant qu'une partie du capteur (Bourgoin et al., 2006) [35].

Toujours dans les techniques optiques, Volk et al. (2008) [36] présentent une technique basée sur la technique LDA, appelée LDA étendue. Les faisceaux laser sont ici élargis de sorte à obtenir un volume de mesure permettant de suivre les particules pendant une fraction significative du temps intégral avec une grande résolution temporelle. La démodulation du signal obtenu permet d'accéder à la fréquence Doppler et par suite à la vitesse des particules. Ce système ne peut suivre qu'une particule à la fois dans un volume relativement petit.

Ayyalasomayajula et al. (2006) [37] puis Gerashchenko et al. (2008) [38] utilisent un dispositif constitué d'une caméra rapide couplée à un laser Yag haute fréquence (40 kHz) embarqués sur un chariot se déplaçant à la vitesse des particules inertielles étudiées. L'expérimentation se situe dans un canal et sur une distance de 50 cm. Les statistiques Lagrangiennes sont obtenues à partir des particules situées uniquement dans le plan focal de la caméra.

Les travaux de Mordant et al. (2001) [39], (2004c) [40] présentent une technique de suivi des particules basée sur l'effet acoustique Doppler. Lorsqu'une particule traverse le faisceau d'ultrasons, elle diffuse une onde avec un décalage fréquentiel Doppler enregistré par un transducteur qui donne accès à sa vitesse. Cette technique est appliquée en vue de l'analyse Lagrangienne d'un écoulement de type Von Kármán. Les mesures sont limitées à des particules au moins 5 fois plus grandes que l'échelle de Kolmogorov.

Finalement, on peut citer les études en nombre croissant utilisant les techniques d'holographie numérique. Gopalan et al. (2005) [41] étudient les statistiques de diffusion de gouttelettes de fuel dans un écoulement turbulent d'eau relativement isotrope à l'aide d'un système holographique à 2 bras (c'est à dire deux montages linéaires composés chacun d'une source d'illumination ainsi que d'une caméra). Très récemment Lu et al. (2008) [42] comparent les précisions sur les positions de gouttes d'eau obtenues à partir d'un montage d'holographie à un bras et d'un montage à deux bras dans un écoulement turbulent d'air homogène isotrope. Cette dernière étude très proche de nos conditions expérimentales va nous permettre de comparer nos protocoles et résultats.

C'est dans ce contexte que s'insère le cadre de notre étude, basée sur la problématique du couplage entre évaporation et turbulence, en cherchant à adopter un point de vue Lagrangien.

### Démarche adoptée

La démarche de l'étude se découpe en trois exigences relatives à l'écoulement gazeux turbulent, à la phase dispersée ou gouttelettes, et au choix de la métrologie

utilisée.

On désire travailler dans un écoulement turbulent à haut nombre de Reynolds, avec de fortes fluctuations, une géométrie simple pour avoir une meilleure compréhension physique des phénomènes mis en jeu. Cela rend aussi plus aisées les comparaisons avec les études issues de simulations numériques ou analytiques. On choisit de travailler avec **une turbulence homogène isotrope sans vitesse moyenne**.

Afin de mettre en évidence les phénomènes de polydispersion, on choisit de travailler avec des **gouttes initialement monodisperses**.

Puis la métrologie retenue pour observer l'évolution de la taille des gouttes doit offrir une vision Lagrangienne. A partir d'une collaboration mise en place par Goepfert et al. (2005) [43] avec l'équipe de Corinne Fournier du laboratoire Hubert Curien (St Etienne), nous avons poursuivi le **développement et la mise en oeuvre de l'holographie numérique pour le suivi des gouttelettes**. Cette technique bénéficie de sa mise en oeuvre plus simple que certains dispositifs utilisés dans les études Lagrangiennes et présentés précédemment. Son coût est aussi minimisé puisqu'une seule caméra et une seule source d'illumination sont nécessaires.

## Présentation du plan du mémoire

Ce mémoire se présente sous la forme de 2 parties découpées en 5 chapitres. Ces chapitres détaillent un à un les points cités plus haut. Leur ordre correspond aussi à l'avancement chronologique du travail réalisé pendant ces trois années.

*La première partie porte sur la caractérisation de l'écoulement diphasique.*

Le premier chapitre est axé sur la turbulence. Il présente le dispositif capable de générer expérimentalement une turbulence homogène isotrope, et sa caractérisation obtenue à partir de mesures LDV et PIV. Le deuxième chapitre porte sur les caractéristiques de l'injecteur de gouttes utilisé dans cette étude. Les deux points d'injection choisis sont présentés. Le troisième chapitre présente les résultats obtenus à l'aide d'une première métrologie Eulérienne : l'interférométrie par défaut de mise au point ou ILIDS. Les essais ont été réalisés sur un fluide non-évaporant. Les résultats ont notamment permis d'affiner le protocole d'injection.

*La deuxième partie présente la mise en place de l'holographie numérique et les résultats des mesures Lagrangiennes obtenus en non-évaporant puis en évaporant.*

Le quatrième chapitre porte sur la mise en place de l'holographie numérique en ligne dans la boîte de turbulence et la description des algorithmes de traitement des hologrammes. Les résultats sont obtenus à partir de gouttes d'eau. La possibilité de tester différents capteurs a permis de mettre en évidence les qualités ou caractéristiques requises pour l'obtention de résultats les plus précis. Le cinquième chapitre, le plus original, présente les premiers résultats obtenus avec des gouttes qui s'évaporent. Il s'articule autour du choix du fluide évaporant et du système de conditionnement en

température nécessaire. Puis la mise en évidence de sillages d'évaporation sur les hologrammes, ainsi que les premières reconstructions 3D avec l'évolution du diamètre des gouttes sont présentés.

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Qualification de l'écoulement diphasique</b>	<b>16</b>
<b>1</b>	<b>Description de la turbulence</b>	<b>17</b>
1.1	Turbulence homogène isotrope . . . . .	17
1.2	Dispositifs expérimentaux existants . . . . .	18
1.3	Présentation de la boîte à turbulence "ouverte" . . . . .	21
1.4	Qualification de la turbulence . . . . .	23
1.4.1	L'ensemencement . . . . .	23
1.4.2	Point de fonctionnement obtenu par Laser Doppler Vélocimétrie	24
1.4.3	Qualification de l'écoulement par la technique PIV . . . . .	28
1.4.4	Regard critique sur les mesures . . . . .	30
1.5	Résultats . . . . .	32
1.5.1	Champs de vitesses . . . . .	33
1.5.2	Fonctions de densité de probabilité des vitesses . . . . .	41
1.5.3	Corrélations de vitesses . . . . .	42
1.5.4	Spectres . . . . .	48
1.5.5	Grandeurs statistiques . . . . .	51
<b>2</b>	<b>L'injection des particules</b>	<b>55</b>
2.1	Propriétés de la phase dispersée : les gouttes . . . . .	55
2.1.1	Position du problème . . . . .	55
2.1.2	Faire des gouttes microscopiques... . . . .	59
2.1.3	L'injecteur piezoléctrique . . . . .	59
2.1.4	Environnement de l'injecteur . . . . .	61
2.1.5	Diagnostiques des pannes d'injection . . . . .	62
2.1.6	Fluides utilisés . . . . .	65
2.1.7	Caractérisation du jet en mode "à la demande" . . . . .	66
2.2	Caractérisation de l'écoulement diphasique . . . . .	68
2.2.1	Espace inter-particule . . . . .	68
2.2.2	Charge de l'écoulement en particules . . . . .	68
2.2.3	Couplage des phases . . . . .	69
2.3	Injection des gouttes dans le domaine turbulent . . . . .	70
2.3.1	Injection par le haut du domaine . . . . .	70
2.3.2	Injection à l'aide d'un jet synthétique . . . . .	71
2.4	Réflexion sur le choix des métrologies . . . . .	72

<b>3</b>	<b>Etude Eulerienne de la dispersion des gouttes par ILIDS</b>	<b>73</b>
3.1	Présentation de l'ILIDS . . . . .	73
3.2	Résultats obtenus par ILIDS . . . . .	84
3.2.1	Première campagne . . . . .	84
3.2.2	Optimisation de l'injection . . . . .	91
3.2.3	Deuxième campagne . . . . .	93
<b>II</b>	<b>Suivi Lagrangien des gouttelettes</b>	<b>103</b>
<b>4</b>	<b>Suivi Lagrangien de gouttelettes non évaporantes</b>	<b>104</b>
4.1	Présentation de l'holographie . . . . .	104
4.2	Principe . . . . .	106
4.3	Formation, interprétation et restitution d'un hologramme de micro-particule . . . . .	108
4.3.1	Formation d'un hologramme . . . . .	108
4.3.2	Enregistrement d'un hologramme de particule . . . . .	110
4.3.3	Interprétation physique . . . . .	111
4.3.4	Restitution . . . . .	112
4.4	Limitations des méthodes classiques de restitution . . . . .	113
4.5	Originalité de l'approche "problème inverse" . . . . .	114
4.6	Mise en oeuvre de l'holographie numérique en ligne . . . . .	117
4.6.1	Bruit de montage . . . . .	117
4.6.2	Caractéristiques techniques du montage . . . . .	119
4.7	Résultats de reconstruction d'hologrammes de gouttes non évaporantes	122
4.8	Réalisation du tracking . . . . .	123
4.9	Statistiques Lagrangiennes aux petites échelles de temps . . . . .	127
4.9.1	Déplacements . . . . .	127
4.9.2	Vitesses Lagrangiennes . . . . .	129
4.9.3	Accélérations Lagrangiennes . . . . .	142
4.9.4	Diagnostiques sur les diamètres . . . . .	145
4.10	Optimisation du montage et complications matérielles . . . . .	151
<b>5</b>	<b>Suivi Lagrangien de gouttelettes évaporantes</b>	<b>158</b>
5.1	Fluide évaporant . . . . .	158
5.1.1	Préliminaires . . . . .	158
5.1.2	Caractéristiques du fluide évaporant . . . . .	161
5.2	Conditionnement : réalisation pratique . . . . .	161
5.3	Réalisation pratique de l'injection . . . . .	164
5.4	Premiers résultats . . . . .	167
5.4.1	Sillages de gaz évaporant . . . . .	167
5.4.2	Reconstruction d'une trajectoire . . . . .	170
5.4.3	Suivi de l'évolution du diamètre . . . . .	172
5.5	Conclusion . . . . .	174

**TABLE DES MATIÈRES** **14**

---

**6 Conclusions et perspectives** **176**

**III Annexes** **180**

**A La technique LDV** **181**

**B La technique PIV** **185**

**C La technique PDA** **188**

**D Diagramme Pression-Enthalpie du fréon R114** **192**

## Notations

---

### Écoulement gazeux

$U, V$ et $W$	vitesse instantanée de l'écoulement gazeux selon les directions X, Y et Z
$U = \bar{U} + u$	décomposition de Reynolds
$\bar{U}$	vitesse moyenne
$u$	fluctuation instantanée
$\bar{a}$	moyenne temporelle de la variable $a$
$\langle a \rangle$	moyenne spatiale de la variable $a$
$\sigma_a^2$	variance de la variable $a$
$a_{RMS} = \sqrt{\sigma_a^2}$	écart type ou valeur RMS de la variable $a$
$S_a$	skewness de la variable $a$
$F_a$	flatness de la variable $a$
$\lambda$	échelle de longueur de Taylor
$Re_\lambda$	nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor
$L$	échelle intégrale
$\mu_f$	viscosité cinématique de l'air
$\epsilon$	taux de dissipation
$\tau_\eta$	échelle de temps de Kolmogorov
$\eta$	échelle de longueur de Kolmogorov
$t_E$	temps Eulérien ou temps de retournement des tourbillons
$T_L$	temps Lagrangien de la turbulence

### Phase dispersée

$\tau_p$	temps de réponse d'une goutte
$\tau_{evap}$	temps d'évaporation d'une goutte
$d$	diamètre d'une goutte
$\rho_p$	masse volumique d'une goutte
$V_g$	vitesse des gouttes

### Holographie

$\frac{a_z}{\vartheta}$	amplitude complexe d'un objet
$\vartheta$	ouverture réelle d'un objet
$x$ et $y$	coordonnées spatiales transversales (dans le plan du capteur)
$z$	coordonnée spatiale longitudinale (distance à l'hologramme)
$V_x, V_y, V_z$	composantes de vitesse des gouttes dans le repère (x,y,z)

Première partie

Qualification de l'écoulement  
diphase

# Chapitre 1

## Description de la turbulence

---

*Ce premier chapitre est consacré à la description de la "boite à turbulence" utilisée en vue de l'étude du couplage évaporation / turbulence. Dans un premier temps nous présentons le dispositif expérimental retenu et son mode de fonctionnement. Ensuite la qualification de la turbulence générée est réalisée à l'aide de l'utilisation de deux techniques de vélocimétrie optique. Enfin dans un dernier temps, nous présenterons les champs de vitesses, la taille et la forme du domaine turbulent homogène et isotrope, ainsi que les grandeurs statistiques de l'écoulement.*

---

*Les rappels théoriques sur la turbulence se basent principalement sur les ouvrages de Comte-Bellot et Bailly [44], Chassaing [45], et Pope [46]. La prise en main des techniques d'instrumentation optique a été facilitée par les formations dispensées par les membres de l'Association Française de Vélocimétrie Laser, et assurée sur le terrain par le concours permanent de Nathalie Grosjean. Les résultats concernant les caractéristiques de la turbulence générée à l'aide du dispositif choisi sont décrits dans Goepfert et al. (Exp. In Fluids accepté 2009) [47].*

### 1.1 Turbulence homogène isotrope

La plupart des écoulements turbulents sont par nature très complexes. La compréhension des nombreux mécanismes sous-jacents impliqués dans ces écoulements a conduit les chercheurs à étudier des situations plus simples. Parmi celles-ci, la turbulence homogène isotrope est le modèle conceptuel le plus utilisé.

Ce type de turbulence a été étudié depuis de nombreuses années et s'est montré particulièrement fructueux dans le développement des théories statistiques. Les premiers travaux de Taylor, en 1921 [24], sur le pouvoir de diffusion de la turbulence,

"mesuré" par les corrélations de vitesses Lagrangiennes et Eulériennes, sont basés sur une turbulence homogène.

La théorie de Kolmogorov [48], ou encore théorie des petites échelles de la turbulence, de 1941, est certainement la contribution majeure du siècle dernier pour l'étude de la turbulence.

Ou encore comme l'a écrit G.K. Batchelor (1961) [49] :

*"Research on homogeneous turbulence, and on the properties of the energy-containing eddies in particular, put random function theory on the turbulence map, and we may confidently expect that the same analytical concepts will become the accepted framework for work on non-homogeneous and shear-flow turbulence".*

Ainsi, le cadre plus simple qu'elle offre, c'est à dire le nombre minimum de grandeurs et de relations pour décrire sa structure et son comportement, permet d'aborder, par exemple, des écoulements en présence de plusieurs phases, comme des brouillards de gouttelettes dans l'atmosphère, la dispersion de polluants dans l'air, la sédimentation dans les rivières, ou encore le processus de combustion dans un moteur, et ceci autant expérimentalement que numériquement.

### Définition

Une turbulence statistiquement homogène est un écoulement turbulent dont toutes les propriétés statistiques sont invariantes par translation spatiale. Autrement dit, les propriétés de la turbulence ne dépendent pas du point d'observation. Une turbulence isotrope est une turbulence homogène dont les propriétés statistiques sont, de plus, invariantes par toute rotation par rapport à un axe de symétrie et par toute symétrie par rapport à un plan.

## 1.2 Dispositifs expérimentaux existants

Il y a principalement deux catégories de dispositifs connus permettant de générer des écoulements se rapprochant de la turbulence homogène et isotrope :

- ceux qui produisent une turbulence spatialement décroissante avec vitesse moyenne.
- ceux qui produisent une turbulence stationnaire dans une boîte sans vitesse moyenne.

La première catégorie regroupe les expériences de turbulence de grille dans une soufflerie ou un tunnel d'eau, comme celles de Comte-Bellot et Corrsin [50] Fig. 1.1, Uberoi et Wallis [51], ou encore Mydlarski et Warhaft [52] bénéficiant d'un plus grand nombre de Reynolds dans l'écoulement grâce à l'utilisation d'une grille active.



FIGURE 1.1 – Turbulence de grille  
*canal hydraulique, LMFA*



FIGURE 1.2 – Écoulement von Kármán  
*source : ENS Lyon*

Dans la seconde catégorie, plusieurs approches ont été abordées comme l'utilisation de grilles oscillantes par De Silva et Fernando [53]. Les écoulements de type von Kármán, obtenus à l'aide de disques contra-rotatifs, comme Douady et al. [54] Fig. 1.2, ou de cylindre contra-rotatifs dans un réservoir d'eau dans l'expérience de Friedman et Katz [55] ont l'avantage d'atteindre de plus grands nombres de Reynolds, mais restent limités du point de vue de l'homogénéité. D'autres méthodes alternatives utilisent des pales de ventilateurs dans diverses géométries de boîtes, cylindrique pour Andrews et al. [56], ou cubique dans le cas de Birouk et al. [15], voir Fig. 1.3.

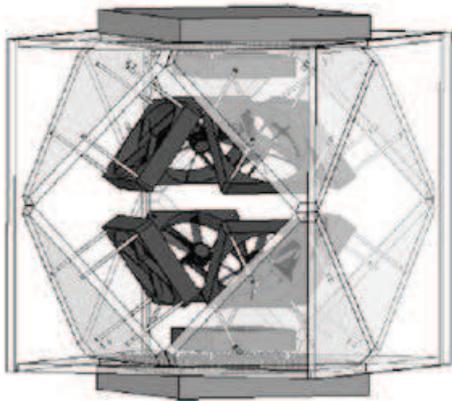


FIGURE 1.3 – Birouk et al. [15]



FIGURE 1.4 – Hwang et Eaton [57]

Plus récemment, Hwang et Eaton [57] ont conçu une méthode simple et élégante pour générer une turbulence avec de fortes fluctuations de vitesse, un nombre de Reynolds relativement élevé et assurant une bonne homogénéité. Le principe de ce dispositif repose sur l'idée de Birouk et al. [15], mais en substituant des haut-parleurs aux ventilateurs initialement présents à chaque coin de la boîte cubique, Fig. 1.4.

Les membranes des haut-parleurs agissent comme des pistons et poussent l'air contenu dans une cavité par un orifice. Les huit jets synthétiques ainsi produits se mélangent au centre du cube pour former à cet endroit une turbulence de forte intensité. Ce dispositif a pour avantage de générer une turbulence qui peut être maintenue stationnaire (haut-parleurs allumés) ou laissée en déclin (on arrête les haut-parleurs). Le domaine d'homogénéité obtenu est un cube de 40 mm de côté.

L'objectif de Hwang et Eaton [57] était l'étude de l'atténuation de la turbulence par des particules solides dans des conditions de gravité zéro. Cette application requiert ainsi l'utilisation d'une boîte avec des parois solides, qui introduisent des effets de confinement à l'extérieur du domaine homogène isotrope. En particulier, il a été noté l'existence de mouvements secondaires dans la boîte (recirculations à grande échelle), qui généralement restent faibles, mais peuvent devenir plus prononcés sous certaines conditions (Hwang et Eaton 2001) [58], Hwang et Eaton 2006) [59].

Ces mouvements sont responsables de petites vitesses moyennes verticales dans le domaine homogène, généralement de l'ordre de 10% des vitesses RMS et inférieures à 30% des vitesses RMS dans les cas les plus défavorables.

Dans le cadre de notre étude du couplage entre turbulence et évaporation, ces recirculations poseraient un véritable problème dans le sens où lorsqu'une goutte quitterait le domaine isotrope, elle serait ensuite transportée par ces grandes recirculations puis ré-injectée dans le domaine isotrope durant son processus d'évaporation. Un nouveau dispositif sans parois a alors été constitué dans le cadre du travail de thèse de Charles Goepfert [47]. Ainsi une fois que les particules quittent le domaine homogène isotrope, leur probabilité de pénétrer à nouveau dans le domaine d'intérêt est quasi nulle.

D'un point de vue pratique, l'absence de parois est aussi favorable pour les métrologies optiques utilisées par la suite, comme dans le cas de l'holographie.

### 1.3 Présentation de la boîte à turbulence "ouverte"

L'étude expérimentale présentée ici a été réalisée dans une chambre de turbulence homogène isotrope "ouverte" détaillée dans Goepfert et al. (2009) [47].

Le dispositif est constitué de 6 haut-parleurs, se faisant face deux-à-deux, séparés d'une distance de 68 cm, Fig. 1.5.

Les haut-parleurs sont des woofers initialement référencés CA21REX fabriqués par SEAS. Une plaque percée d'un réseau de 55 trous ronds et fixée sur chacun des haut-parleurs crée une cavité dont le volume varie avec le mouvement de la membrane. Les jets synthétiques issus de chacun des trous fusionnent rapidement et créent un jet turbulent large et puissant au centre de la structure.

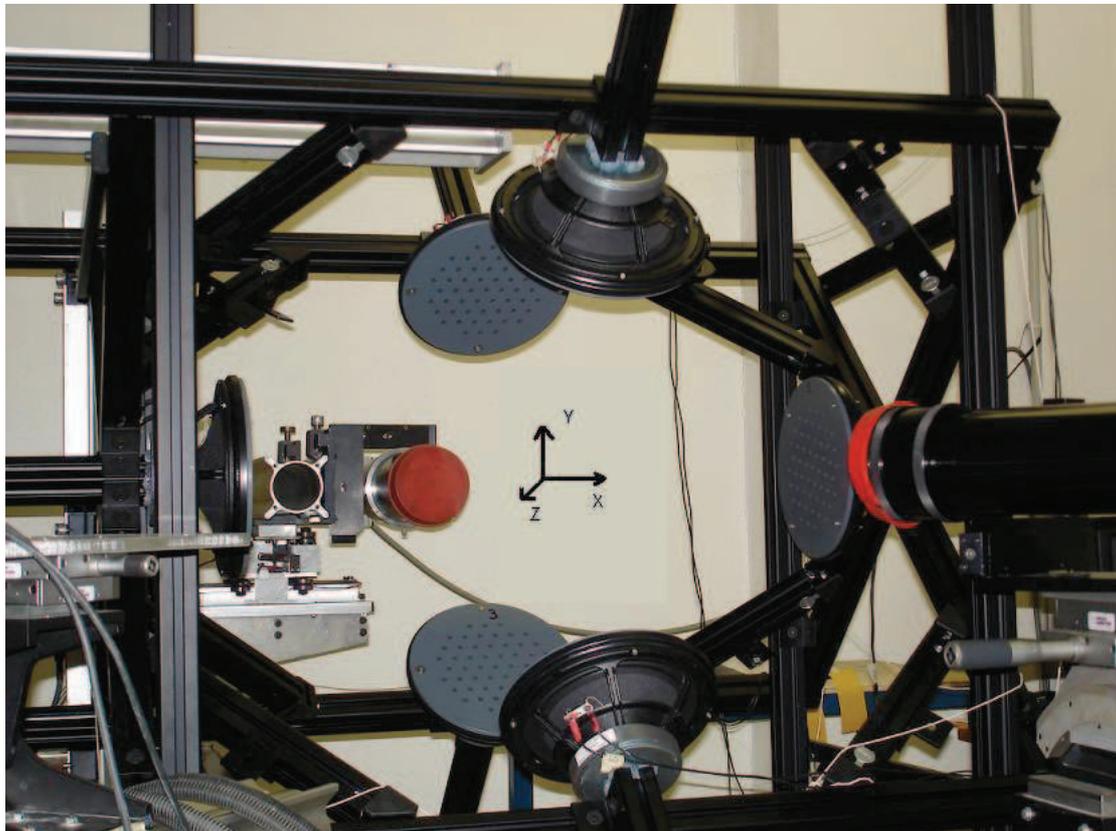


FIGURE 1.5 – Boîte de turbulence

Chaque haut-parleur est piloté via un programme Labview, par un signal sinusoïdal de fréquence égale à 42 Hz et de même phase. L'équilibre entre les haut-parleurs se fait ensuite, individuellement, par l'ajustement de l'amplitude de la tension appliquée sur chaque haut-parleur jusqu'à l'obtention d'une vitesse moyenne nulle et de fluctuations de vitesses égales selon les directions X et Y.

Les mesures de vitesse sont réalisées au centre de la structure à l'aide de la Vélocimétrie Laser Doppler.

Afin d'avoir un fonctionnement le plus stable possible des haut-parleurs, un temps de chauffe de quelques heures est nécessaire. Le temps d'équilibrage est en général et dans le meilleur des cas d'une vingtaine de minutes.

Le caractère homogène et isotrope de la turbulence dépend de cet équilibrage, et aussi de la stabilité thermique des haut-parleurs. Avec les premiers haut-parleurs utilisés un point de fonctionnement était considéré comme "correct" pour une durée d'1h30. Après quoi, un nouvel équilibrage s'imposait.

Suite à la détérioration des membranes des haut-parleurs dûe aux rudes conditions de fonctionnement ainsi qu'aux dépôts de graisse occasionnés par l'ensemencement, Fig. 1.6, nous avons, lors des dernières campagnes, substitué les membranes en cellulose trop poreuses et de fait moins durantes et résistantes dans le temps à des membranes en carbone (woofers référencés 20MC8A par Davis), Fig. 1.7.

La durée de stabilité des haut-parleurs s'en est trouvée accrue et nous a même permis, dans des conditions de faibles changements de température tout au long de la journée, de fonctionner pendant trois heures consécutives sans dégradation de la qualité de la turbulence ainsi créée.



FIGURE 1.6 – Haut-parleur CA21 REX, membrane en cellulose



FIGURE 1.7 – Haut-parleur 20MC8A, membrane en carbone

## 1.4 Qualification de la turbulence

La détermination de la vitesse en mécanique des fluides est fondamentale pour avoir une meilleure connaissance du comportement des écoulements. La constitution de cartographie de vitesse de l'écoulement aide à déterminer la structure de l'écoulement et ses propriétés turbulentes.

Dans le cadre de notre étude nécessitant une turbulence isotrope à vitesse moyenne nulle, l'anémométrie fil chaud est directement exclue car cette technique donne accès au module des fluctuations de la vitesse et non à sa direction. Qui plus est, l'introduction d'une sonde viendrait modifier, de par sa présence, la structure de l'écoulement.

Les différentes techniques optiques à notre disposition pour la qualification de la turbulence sont la Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) (voir Annexe A) et la Vélocimétrie par Image de Particule (PIV) (voir Annexe B).

Pour ces deux techniques optiques, la mesure repose sur la diffusion de la lumière par des particules supposées suivre exactement la vitesse du fluide.

La présentation des différentes techniques laser introduites par la suite telles que la LDV, la PIV et l'interférométrie par défaut de mise au point ou ILIDS (section 3), est largement issue des formations prodiguées par les membres renommés et très cordiaux de l'Association Française de Vélocimétrie Laser, et des responsables des plateformes métrologiques du LMFA : Nathalie Grosjean et Emmanuel Jondeau.

### 1.4.1 L'ensemencement

Les techniques de vélocimétrie laser reposent sur le fait que l'on va mesurer la vitesse de petites particules, par la suite appelées traceurs, supposées suivre exactement les mouvements de l'écoulement, comme pour le matérialiser parfaitement à chaque instant.

Un compromis est à réaliser entre le temps de réponse et la détectabilité optique des traceurs (Onofri, 2008) [60]. Il est ainsi opportun de choisir des particules de fort indice de réfraction par rapport au milieu ambiant et dont la masse volumique soit la plus proche de celle du fluide étudié.

Dans le cadre de notre application, il était aussi nécessaire de choisir un ensemencement le moins toxique possible, sachant que l'expérimentateur évolue dans la même atmosphère que la boîte à turbulence ouverte.

Nous avons utilisé un ensemencement correspondant à un brouillard de gouttelettes de glycol (fumée de spectacle).

Les gouttelettes ainsi créées ont un diamètre situé autour du micron, et leur pouvoir de réflexion s'est révélé satisfaisant, (Melling, 1997) [61].

### 1.4.2 Point de fonctionnement obtenu par Laser Doppler Vélométrie

#### Mise en place

La mesure LDV est effectuée au centre de la structure comme le présente la Fig. 1.8, dans le volume de mesure noté  $\mathcal{V}$ . Par la suite, on appellera HP1 et HP2 les deux haut-parleurs respectivement à gauche et à droite du centre de la structure placés le long de l'axe X.

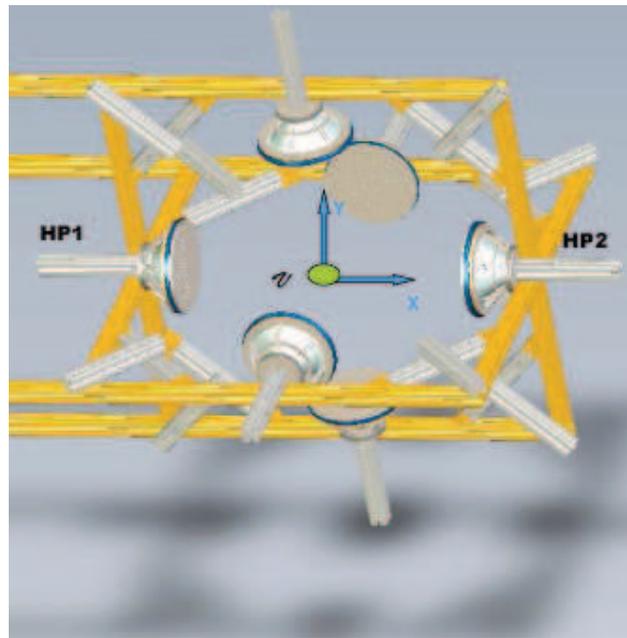


FIGURE 1.8 – Position du volume de mesure  $\mathcal{V}$  dans la boîte à turbulence

Pour cette étude nous avons utilisé un système LDV commercial (Dantec 57N20 et 57N35 BSA).

Ce système permet de mesurer 2 composantes de vitesse. En outre, il permet aussi de mesurer la taille des objets dans le volume de mesure (PDA).

La source d'illumination est un laser argon-ion (5W, Coherent Innova) émettant un faisceau d'un diamètre de 2.2 mm en mode multi raies. Un boîtier comprenant des diviseurs de faisceaux, des séparateurs de couleur et une cellule de Bragg (40MHz) crée 4 faisceaux de deux longueurs d'ondes 514,5 nm et 488,0 nm. A l'aide de fibres optiques, il est raccordé à un système d'émission placé sur une plateforme de déplacement 3D, comprenant un décaleur de faisceaux, un élargisseur de faisceaux (de facteur 1,94) et une lentille de focale 310 mm.

Le système de réception, composé de 4 photomultiplicateurs, est positionné à  $30^\circ$  par rapport à l'optique d'émission, Fig. 1.9, angle optimal pour les traceurs et les gouttes dans l'air (Onofri, 2004) [62].

Les bouffées Doppler, dues aux passages des particules dans le domaine de mesure,

sont ensuite analysées par le processeur Dantec. A cause des différentes sensibilités de chacun des récepteurs, il arrive que le passage d'une particule ne génère un signal que sur une seule voie de la réception, donnant ainsi accès à une seule composante de vitesse. La mesure de deux composantes de vitesse implique que les échantillons mesurés soient simultanés et correspondent à la même particule pour les deux composantes. Il existe une option, un mode "coïncidence" dans le système d'analyse qui permet de ne prendre en compte que les échantillons répondant à ce critère.

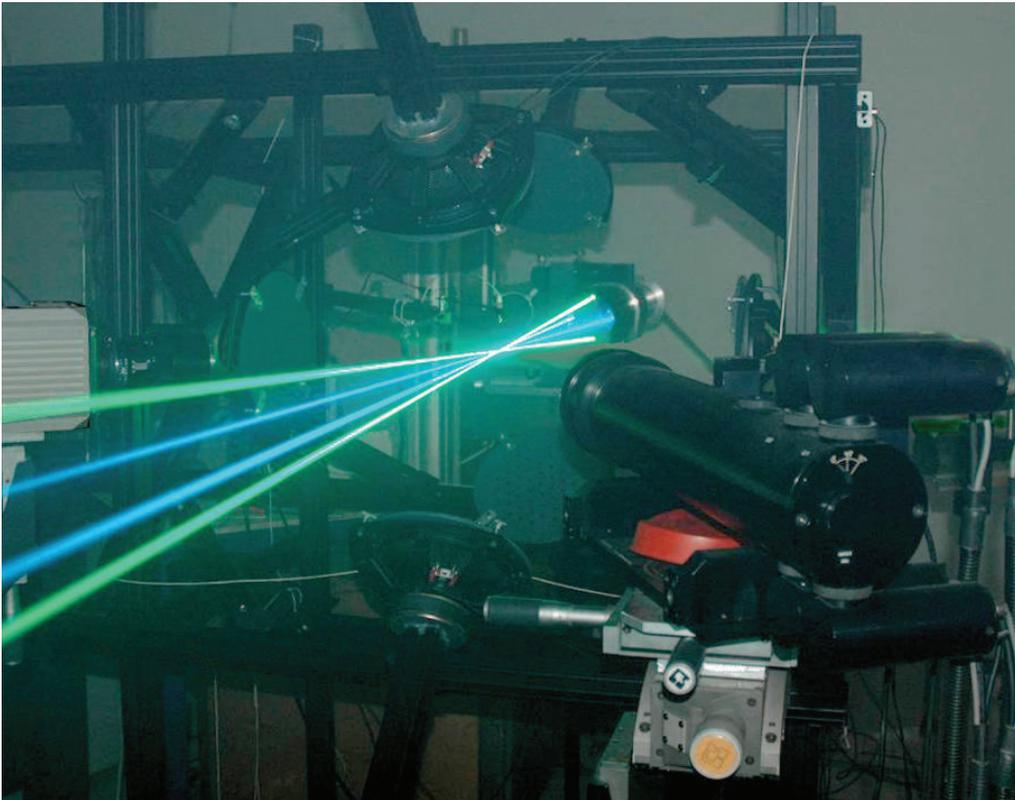


FIGURE 1.9 – Laser Doppler Velocimetry

Les différentes statistiques sur les vitesses ont été calculées sur un ensemble de 150 000 échantillons en utilisant le logiciel BSA Flow (Dantec). La polydispersion de l'ensemencement nous oblige à utiliser une correction par "temps de transit" pour le calcul des vitesses moyennes et des moments d'ordres supérieurs.

Ce biais, Eq. 1.1, permet de calculer les statistiques sur les vitesses avec plus de justesse sachant que les plus grosses particules vont rester plus longtemps dans le volume de mesure, alors que les plus petites n'y séjournent qu'un temps court.

$$\eta_i = \frac{t_i}{\sum_{j=0}^{N-1} t_j} \quad (1.1)$$

où  $N$  représente le nombre total d'échantillons et  $t_i$  le temps de transit dans le volume pour la  $i^{me}$  particule.

Les spécifications du volume de mesure sont présentées dans le tableau ci-dessous :

paramètres	LDA1 composante V	LDA2 composante U
Longueur d'onde (nm)	514.5	488
Longueur focale (mm)	600	600
Diamètre du faisceau (mm)	2.16	2.16
Elargisseur de faisceau	1.94	1.94
Ecartement des faisceaux (mm)	38.15	38.15
Décalage en fréquence (MHz)	40	40
Nombre de franges	22	22
Espace inter-franges ( $\mu m$ )	4.17	3.964
Demi angle entre faisceaux ou $\theta/2$ ( $^\circ$ )	3.529	3.529
Volume de mesure selon dX (mm)	0.0939	0.0891
Volume de mesure selon dY (mm)	0.0938	0.0889
Volume de mesure selon dZ (mm)	1.524	1.445

### Point de fonctionnement

Le point de fonctionnement a été défini d'après de précédents travaux [47]. La vitesse du fluide mesurée au centre du domaine est fixée à 3 m/s pour chacun des jets synthétiques. Ceci produit des fluctuations de vitesses autour de 0.85 m/s. Sur la figure 1.10 sont représentées les fonctions de densité de probabilité des 2 composantes de vitesses instantannées mesurées et normalisées, U selon l'axe X et V selon l'axe Y.

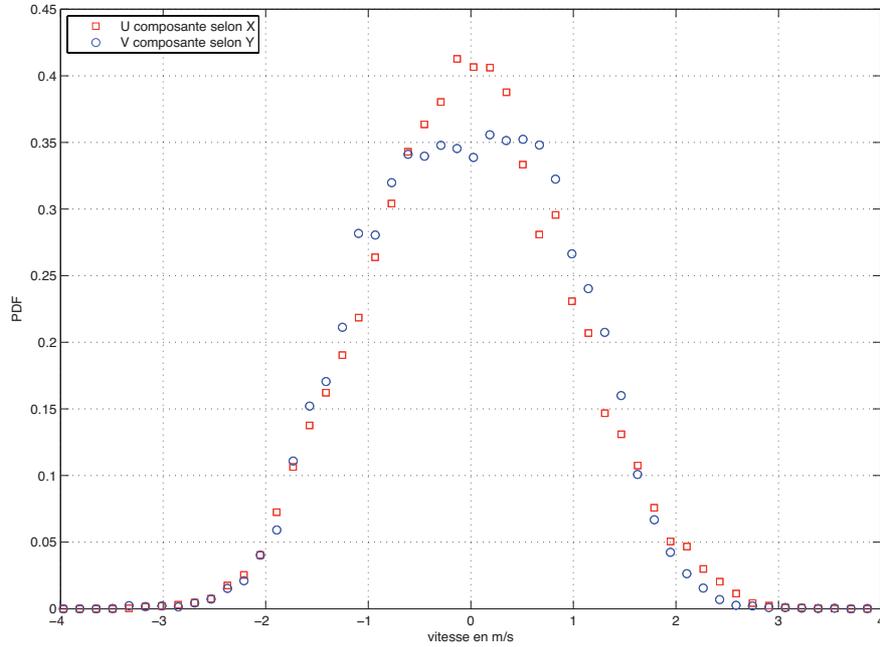


FIGURE 1.10 – PDF des vitesses obtenues par LDV au centre du domaine ( $X=Y=Z=0$ )

De telles mesures correspondent à un "bon" équilibre de la turbulence. On peut vérifier sur le tableau ci-dessous la quasi nullité des vitesses moyennes, ainsi que l'égalité des fluctuations de vitesse selon les deux directions.

On relève une légère différence sur la forme des 2 courbes. On reviendra sur ce fait pour l'étudier à l'aide des autres résultats apportés par la technique PIV.

Les moments correspondants à ces deux distributions sont calculés directement par le logiciel. Nous rappelons simplement ici les différentes définitions :

#### Vitesse moyenne

$$\bar{U} = \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i U_i \quad ; \quad \bar{V} = \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i V_i$$

#### Variance des fluctuations de vitesse

$$\sigma_u^2 = \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i (U_i - \bar{U})^2 \quad ; \quad \sigma_v^2 = \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i (V_i - \bar{V})^2$$

#### Ecart-type ou valeur RMS des fluctuations de vitesse

$$u_{RMS} = \sigma_u = \sqrt{\sigma_u^2} \quad ; \quad v_{RMS} = \sigma_v = \sqrt{\sigma_v^2}$$

**Skewness ou Dissymétrie**

$$S_u = \frac{1}{\sigma_u^3} \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i (U_i - \bar{U})^3 \quad ; \quad S_v = \frac{1}{\sigma_v^3} \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i (V_i - \bar{V})^3$$

**Flatness ou Aplatissement**

$$F_u = \frac{1}{\sigma_u^4} \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i (U_i - \bar{U})^4 \quad ; \quad F_v = \frac{1}{\sigma_v^4} \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i (V_i - \bar{V})^4$$

suivant les même notations que pour l'Eq. 1.1.

	moyenne (m/s)	$\sigma$ (m/s)	S	F
composante U	-0.009	0.850	0.057	3.14
composante V	-0.017	0.849	-0.002	2.828

On vérifie aussi que l'on retrouve un skewness proche de 0 ainsi qu'un flatness autour de 3, plus important selon la direction X.

Les grandeurs statistiques caractéristiques de l'écoulement sont par suite calculées à l'aide des mesures PIV.

**1.4.3 Qualification de l'écoulement par la technique PIV**

Alors que la LDA réalise une mesure locale et ponctuelle en concentrant la lumière dans un petit volume de mesure, la PIV éclaire une tranche de l'écoulement. Ainsi elle permet d'accéder à la répartition spatiale du vecteur vitesse dans un plan.

**Mise en place**

Deux plans P1 (218.7 x 162.1 mm) et P2 (62.3 x 46.2 mm) ont été explorés afin de permettre de déterminer d'abord les limites du domaine d'intérêt, puis de caractériser le champ turbulent créé, Fig. 1.11. L'origine du domaine est fixée au centre du domaine turbulent.

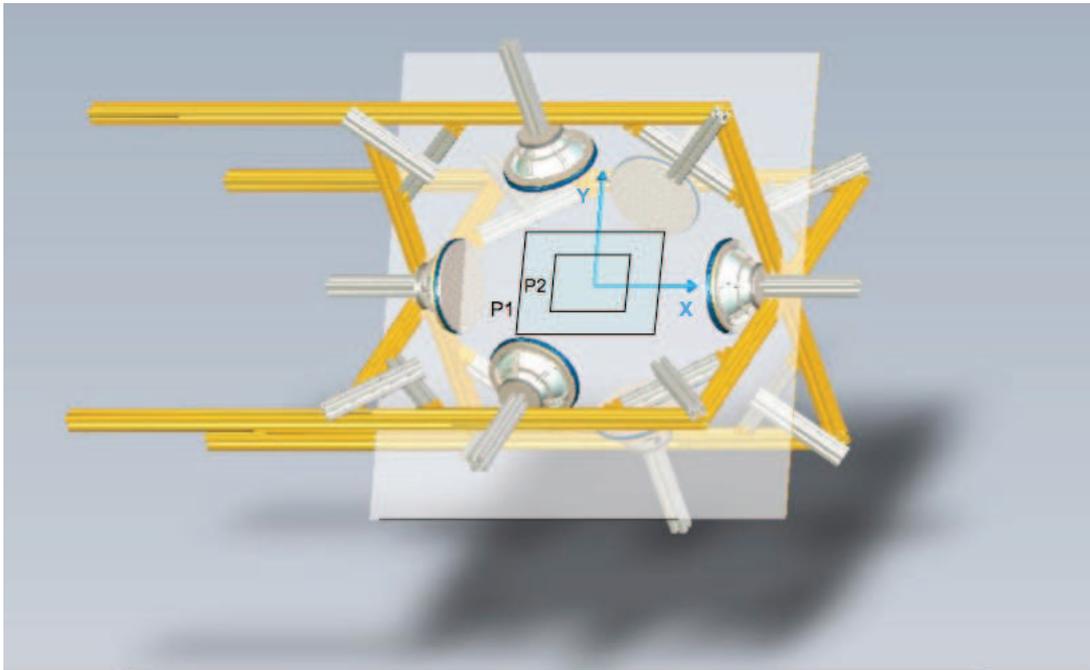


FIGURE 1.11 – Définition des plans P1 et P2

L'illumination a été réalisée à l'aide d'un Laser Nd YAG Brillant (Quantel) à double cavités couplées (2 x 120 mJ). L'épaisseur de tranche laser est d'environ 0.3 mm. La lumière diffusée par les traceurs est enregistrée par une caméra FlowSense (Dantec) (1600 x 1186 pixels, 10 bits). L'intervalle de temps  $\Delta t$  entre les deux trames de la caméra est fixé à 200  $\mu s$ . Il est choisi le plus grand possible afin d'avoir une erreur minimum sur le calcul de la vitesse. En même temps, il ne doit pas être trop grand pour s'assurer que la plupart des particules enregistrées sur la première trame de la caméra soit présentes sur la suivante. La fréquence de répétition des paires d'images est de 4 Hz.

Les mesures sont réalisées une fois que toute la pièce estensemencée de manière homogène.

Les paires d'images sont ensuite traitées par un algorithme de corrélation adaptative. La taille des fenêtre est de 16 x 16 pixels avec 50% de recouvrement. Ce qui donne une résolution spatiale de 2.18 mm pour le plan P1 et de 0.623 mm pour le plan P2. Les champs de vitesses instantanées comptent 200 x 148 vecteurs.

5000 champs instantanés ont été réalisés.

### 1.4.4 Regard critique sur les mesures

#### Vérification de la qualité des mesures PIV et estimation de la précision

Afin de s'assurer de la qualité des mesures, il est important de vérifier la précision de la mesure de vitesse effectuée par notamment l'absence de peak-locking, puis la bonne convergence des données.

#### Vérification de l'absence du peak locking

Les acquisitions ont été réalisées à l'aide d'un système Dantec. Les images ont ensuite été importées sur un logiciel Davis (Lavigation) plus performant. Lors de l'étape d'inter-corrélation assurée par le logiciel Flow Manager (Dantec) (extrapolation gaussienne), on s'est rendu compte que la précision du déplacement des particules descendait difficilement au-dessous du pixel. Ainsi, on a pu vérifier la présence de peak-locking, en traçant le déplacement des particules en fonction des valeurs entières de pixels.

Le tracé des déplacements est présenté sur la Fig. 1.12. Lorsqu'on regarde la figure de droite, on vérifie bien que les déplacements correspondant à un nombre de pixels entiers sont privilégiés.

On peut ensuite quantifier le peak-locking correspondant à cette distribution à partir du centre de masse de l'histogramme des déplacements en pixels, modulo 1 :

$$\text{PeakLock} = (0.25 - \text{Centre de masse}) * 4 \quad (1.2)$$

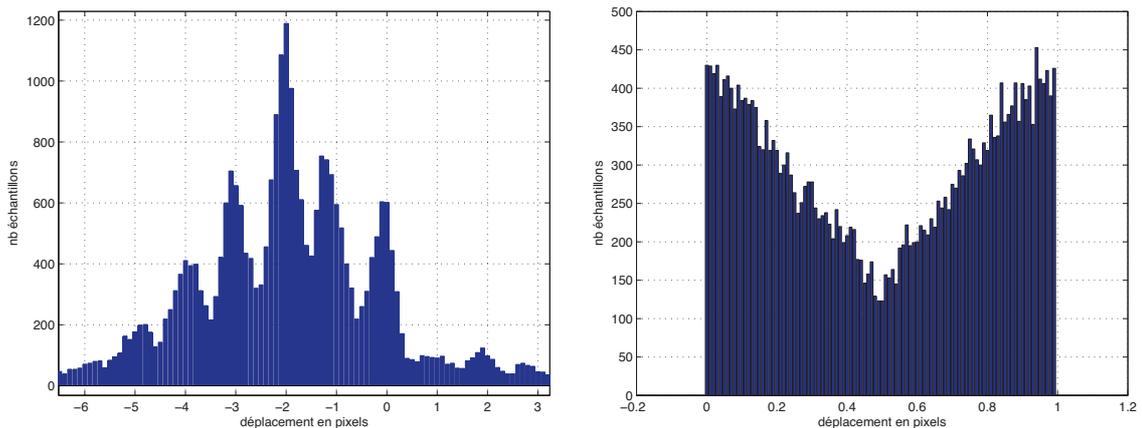


FIGURE 1.12 – à gauche : Déplacements en pixels correspondant à un champ de vitesse instantané (29 000 vecteurs), à droite : Histogramme des déplacements modulo 1 pixel.

Avec ce traitement la valeur du peak-locking était de l'ordre de 0.20, ce qui peut

être amélioré.

Nous avons adopté une méthode de résolution sub-pixel plus performante à l'aide du logiciel Davis (Lavigation), et avons obtenu les meilleurs résultats en utilisant la fonction de reconstruction de Whittaker.

A l'aide de cette reconstruction sub-pixel, nous obtenons un pas de déplacement beaucoup plus fin que précédemment, et de fait une meilleure précision sur le calcul des vitesses.

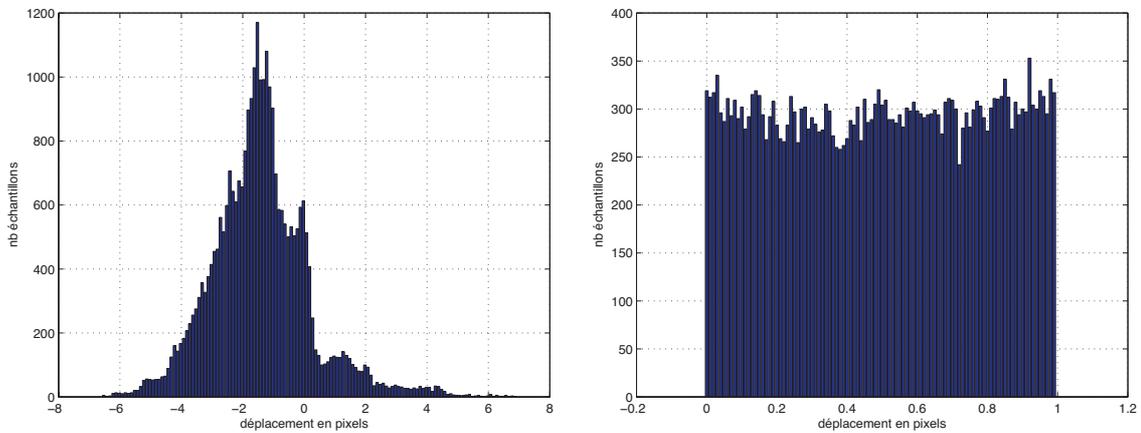


FIGURE 1.13 – à gauche : Déplacements en pixels correspondant au même champ de vitesse instantané après reconstruction Whittaker (29 000 vecteurs), à droite : Histogramme des déplacements modulo 1 pixel après reconstruction Whittaker.

Ce traitement nous a maintenant permis d'obtenir une valeur de peak-locking en dessous de 0.01, ce qui est tout à fait acceptable, et donne une précision du déplacement autour de 0.4 pixels, soit une précision sur la vitesse (pour le plan P2) de :

$$\frac{0.4 * \text{Factor scale}}{200\mu s} = 0.078 \text{ m/s} \quad (1.3)$$

### Vérification de la convergence

On vérifie maintenant la convergence des données quand aux statistiques réalisées. On montre à titre d'exemple les résultats pour la composante de vitesse U, Fig. 1.14 et Fig. 1.15.

On conclut de ces figures que des statistiques sur 5000 champs sont amplement suffisantes pour déterminer les caractéristiques qui nous intéressent.

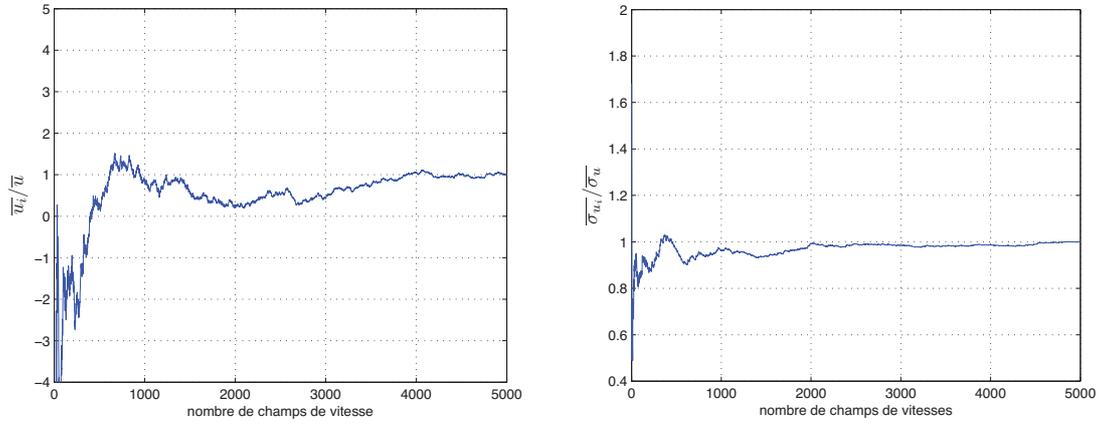


FIGURE 1.14 – Convergence de la moyenne (à gauche) et de la variance (à droite) de la composante de vitesse U

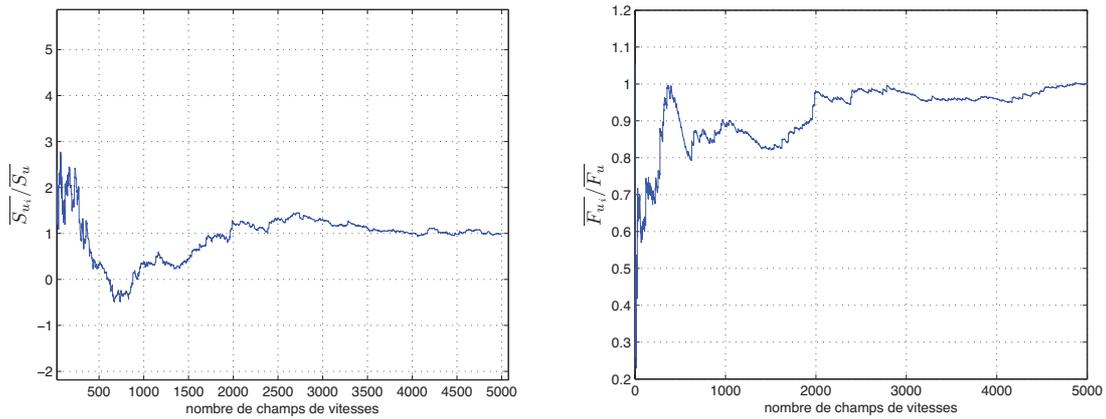


FIGURE 1.15 – Convergence du skewness (à gauche) et du flatness (à droite) de la composante de vitesse U

## 1.5 Résultats

### Géométrie du domaine turbulent généré

Dans un premier temps nous allons présenter les différentes cartographies des champs de vitesse que nous avons mesurés.

Nous mettrons en évidence, ensuite, l'effet de confinement créé par deux sources se faisant face.

### Grandeurs statistiques de la turbulence

Enfin nous procéderons à la qualification de la turbulence et de ses grandeurs caractéristiques.

### 1.5.1 Champs de vitesses

#### Présentation des champs

Les champs de vitesses correspondant au plan P1 sont présentés ci-dessous, Fig. 1.16 et Fig. 1.17.

On note U et V, comme pour la LDV, respectivement les composantes de vitesses selon les axes X et Y.

La présence du petit triangle visible en haut à gauche des champs résulte de la limite à cet endroit de la tranche laser. Nous avons dû faire un compromis entre la divergence du faisceau et l'intensité lumineuse nécessaire.

Sur la Fig 1.17 sont représentés les vitesses moyennes  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$ , les écart type des vitesses  $u_{RMS}$  et  $v_{RMS}$ , les fluctuations adimensionnées  $u_{RMS}/\langle u_{RMS} \rangle$  et  $v_{RMS}/\langle v_{RMS} \rangle$ , le taux d'isotropie  $u_{RMS}/v_{RMS}$ , et l'énergie cinétique adimensionnée  $q^2/\langle q^2 \rangle$ .

Un tableau spécifiant les notations utilisées est présenté en début de mémoire, on rappelle simplement ici que le symbole  $\bar{a}$  représente la moyenne temporelle et  $\langle a \rangle$  représente la moyenne spatiale de la variable a.

L'énergie cinétique, qui n'a pas encore été définie, a été estimée par :

$$q^2 \equiv 3 \frac{\sigma_u^2(x, y) + \sigma_v^2(x, y)}{2} \quad (1.4)$$

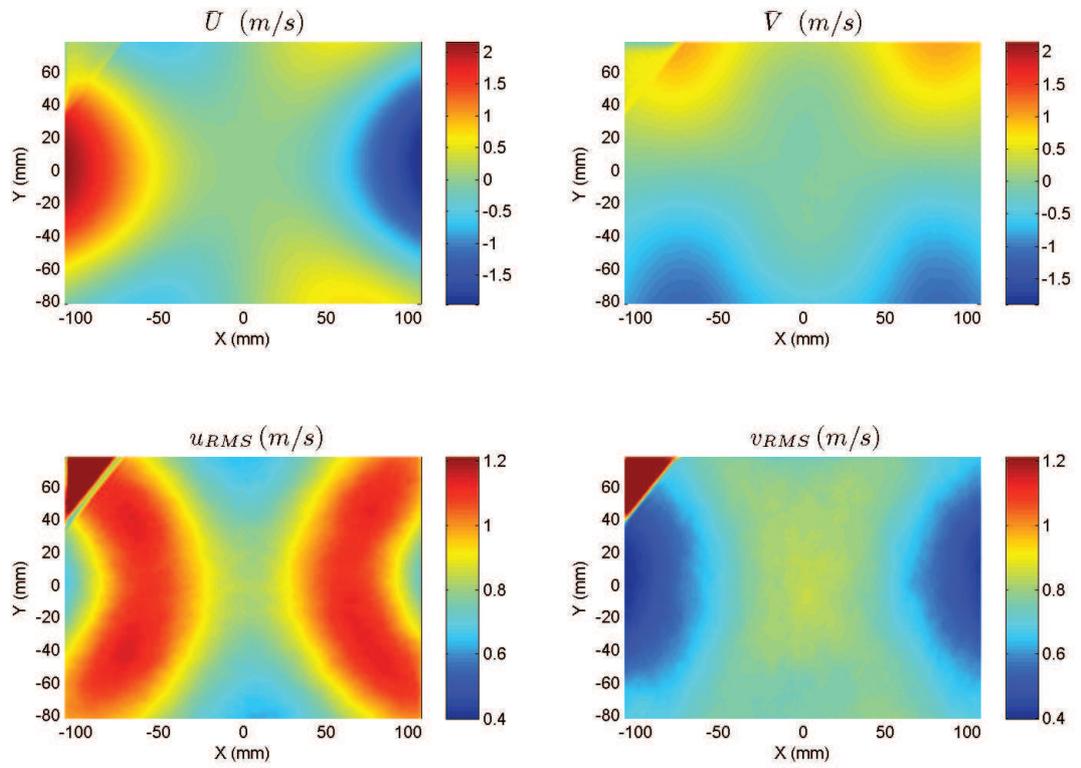


FIGURE 1.16 – Plan P1 : vitesses moyennes  $\bar{U}$  et  $\bar{V}$  et fluctuations de vitesses  $u_{RMS}$  et  $v_{RMS}$

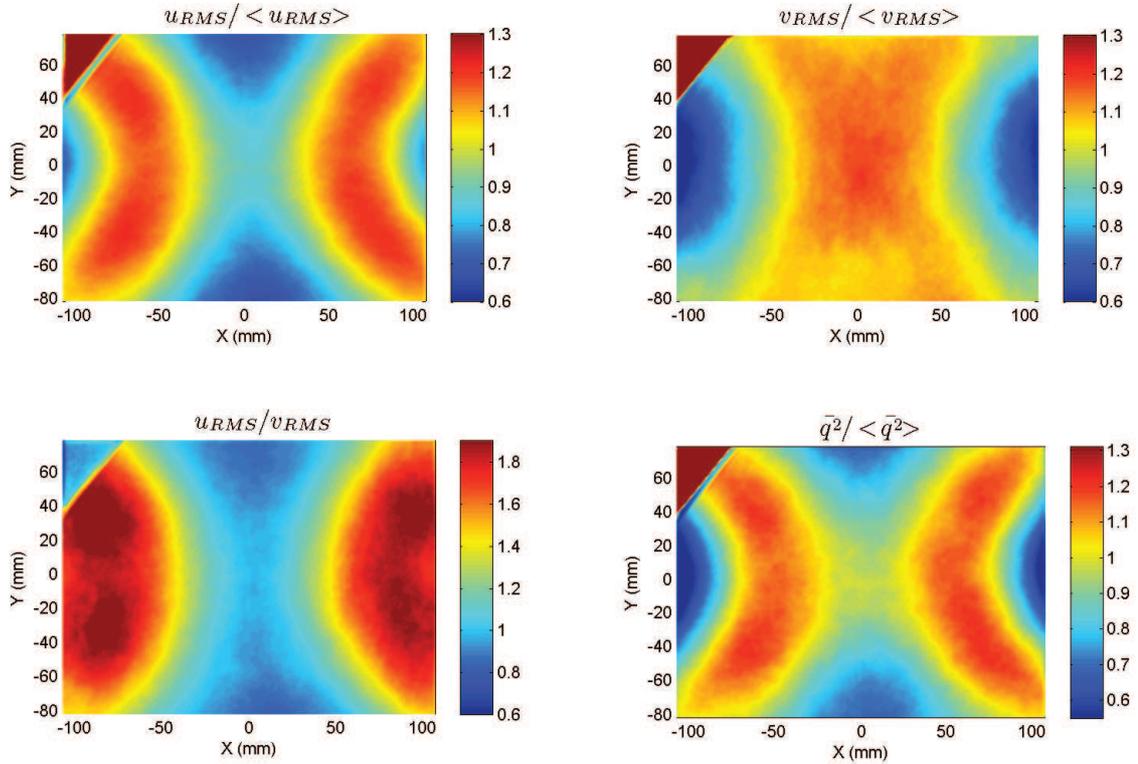


FIGURE 1.17 – Plan P1 : fluctuations adimensionnées  $u_{RMS}/\langle u_{RMS} \rangle$  et  $v_{RMS}/\langle v_{RMS} \rangle$ , taux d'isotropie  $u_{RMS}/v_{RMS}$ , et énergie cinétique adimensionnée  $\overline{q^2}/\langle \overline{q^2} \rangle$

Au regard de ces figures, on peut identifier une zone pour laquelle on est relativement proche d'une turbulence homogène isotrope. Il est tout d'abord difficile de décrire la géométrie de cette zone. On peut fixer des limites approximatives dans un rectangle de 50 x 80 mm, en se basant sur des vitesses moyennes proches de zéro dans un écart de  $[-0.5 \text{ à } 0.5]$  m/s.

On note en premier lieu une disymétrie du domaine due à la coupe réalisée. En effet, la manière dont le plan P1 intercepte le domaine turbulent témoigne de la géométrie de la turbulence créée dans cette boîte.

Selon la direction horizontale X, par la suite appelée direction confinée, on rencontre deux sources qui se font face. Le domaine homogène isotrope s'en trouve alors réduit, à cause de l'inter-pénétration des deux jets, Fig. 1.18.

A l'opposé, selon la direction Y, direction non-confinée, le plan n'intercepte aucune source et la zone d'homogénéité est plus longue. Le domaine d'intérêt aura donc une géométrie plus ou moins étirée selon les directions qui interceptent des sources ou non.

En effet, c'est l'épaisseur du domaine d'interpénétration et le mélange des deux jets se faisant face qui détermine la taille du domaine homogène où la vitesse est en moyenne nulle. La taille des haut-parleurs choisis et donc des jets créés n'a pas d'effet notable sur les dimensions du domaine.

Hwang et Eaton [57] n'avaient pas pu constater ce phénomène, car, pour qualifier leur turbulence, ils se sont placés dans des plans n'interceptant aucune source.

Ce phénomène marque aussi son empreinte sur les PDF des vitesses mesurées par LDV, Fig. 1.10 ou PIV, Fig. 1.22. La PDF de vitesse  $U$ , correspondant à la direction confinée, témoigne de ce résultat avec une forme plus étroite et un flatness plus élevé.

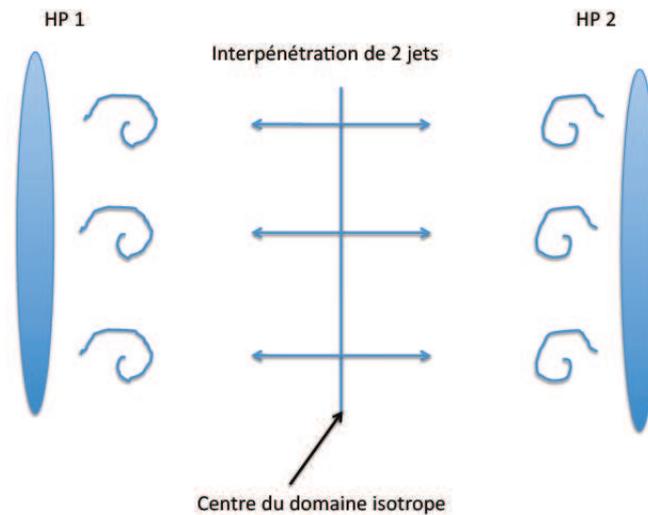


FIGURE 1.18 – Interpénétration de 2 jets se faisant face. Les flèches horizontales délimitent la zone où la vitesse moyenne est nulle.

Les champs de vitesses correspondant au plan P2 sont présentés dans les figures suivantes.

Sur la figure 1.19, un exemple de champ instantané est présenté, les flèches correspondant aux vecteurs vitesse calculés.

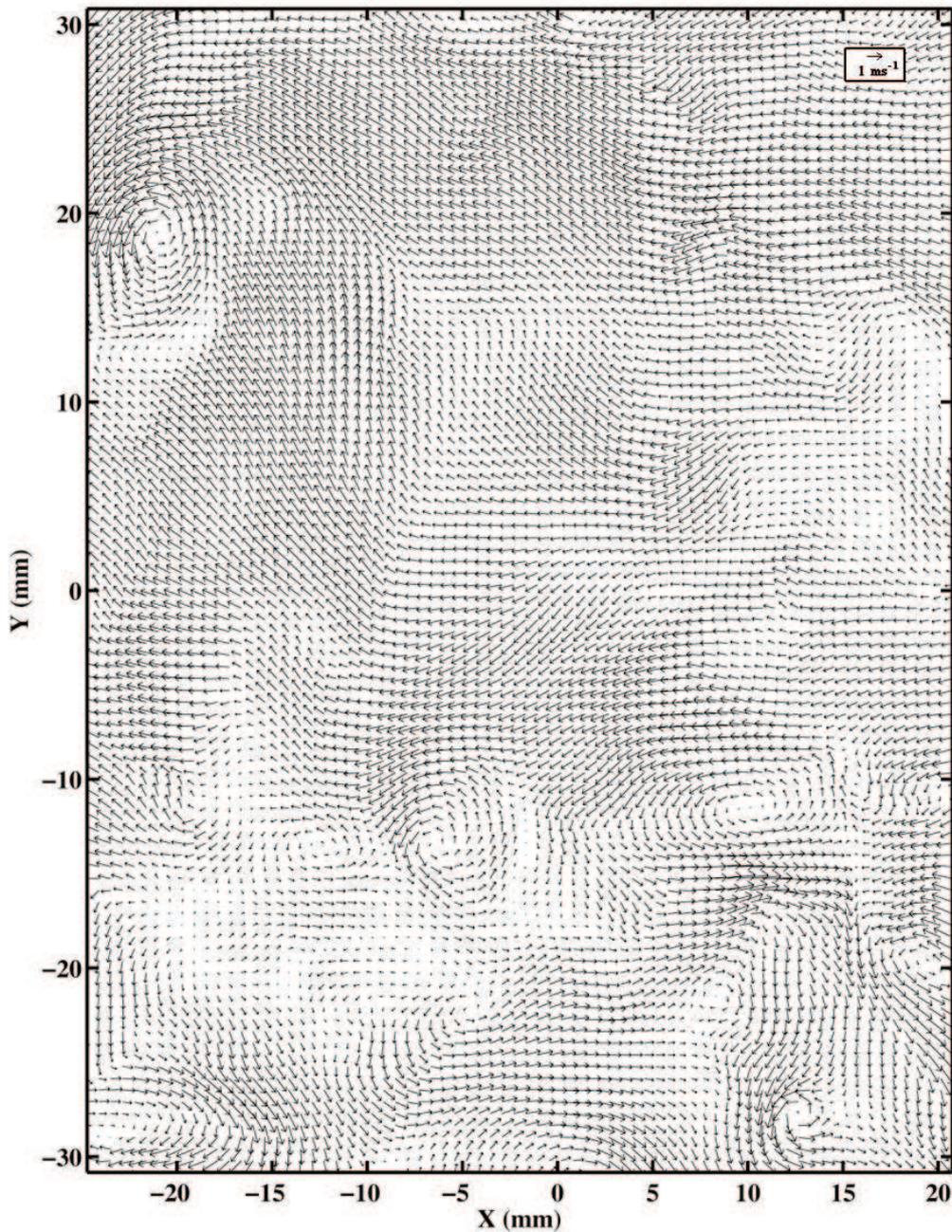


FIGURE 1.19 – Exemple de champ de vitesse instantané (plan P2)

La figure 1.20, donne, suivant la même échelle, le champ moyen obtenu à partir

des 5 000 champs instantanés enregistrés.

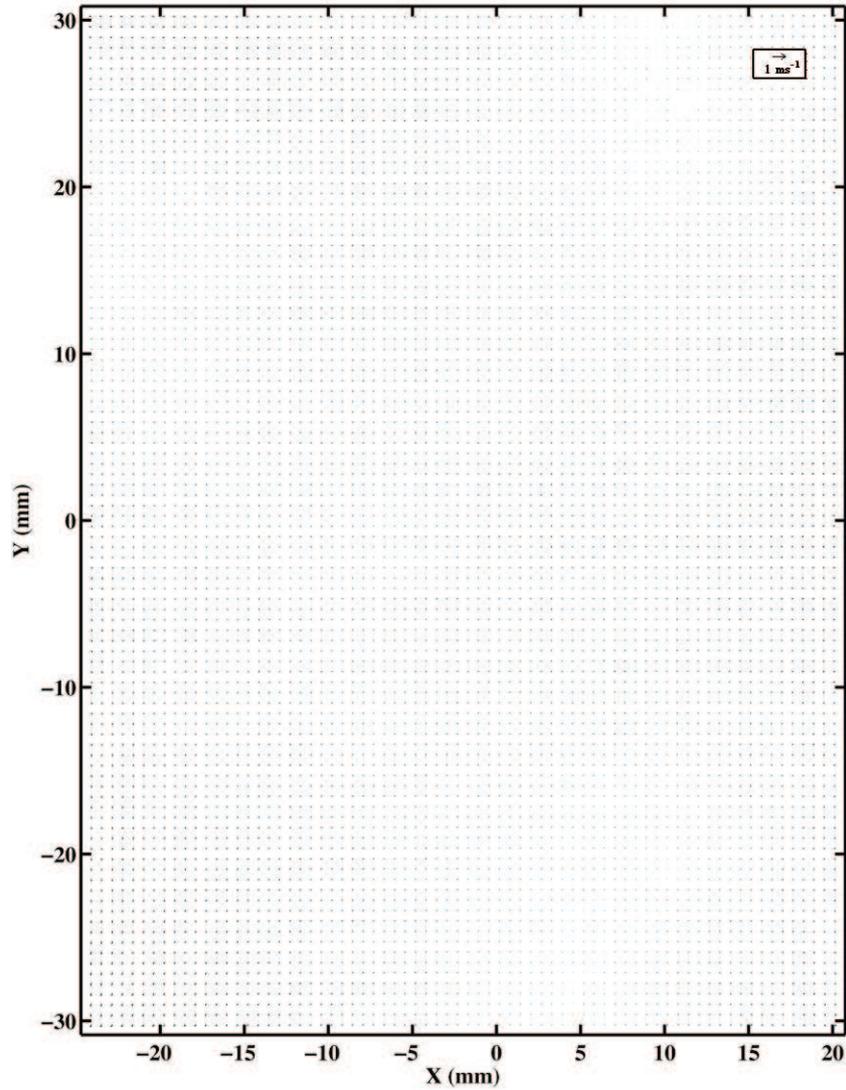
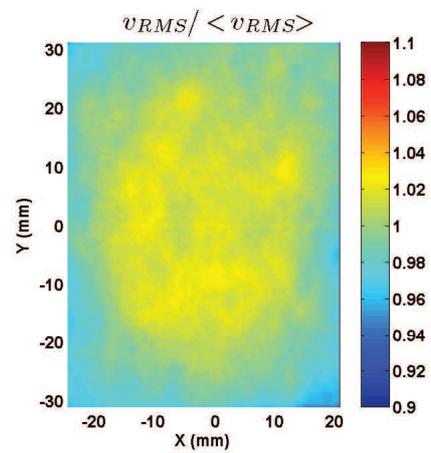
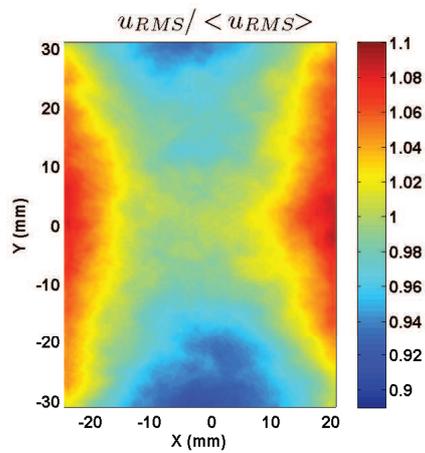
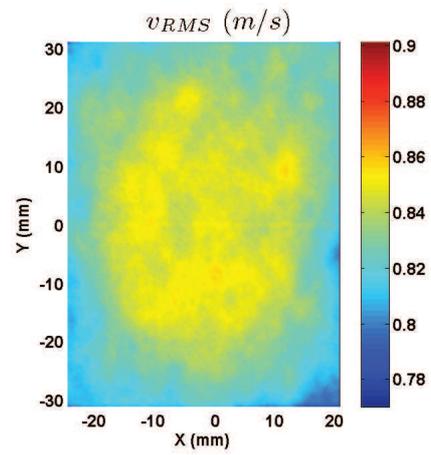
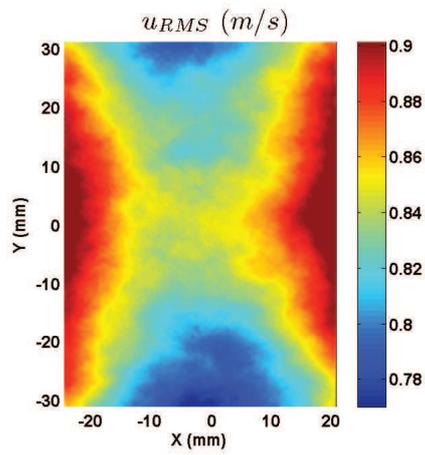
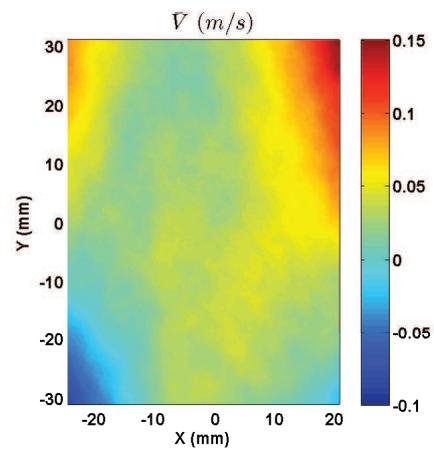
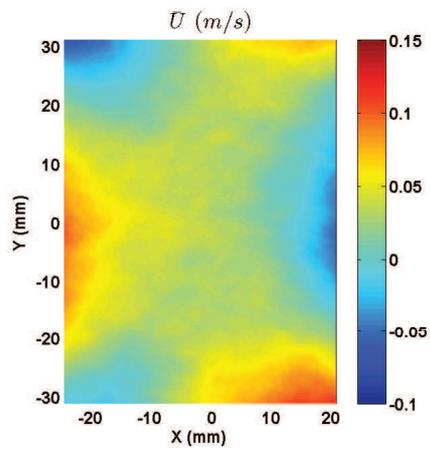


FIGURE 1.20 – Champ de vitesse moyen (plan P2)

Les champs de vitesses correspondant au plan P2 sont présentés sur la Fig. 1.21. Ce plan, plus resserré que la plan P1 nous permet de vérifier la très bonne symétrie des vitesses moyennes et des valeurs RMS des fluctuations de vitesses selon les directions X et Y.



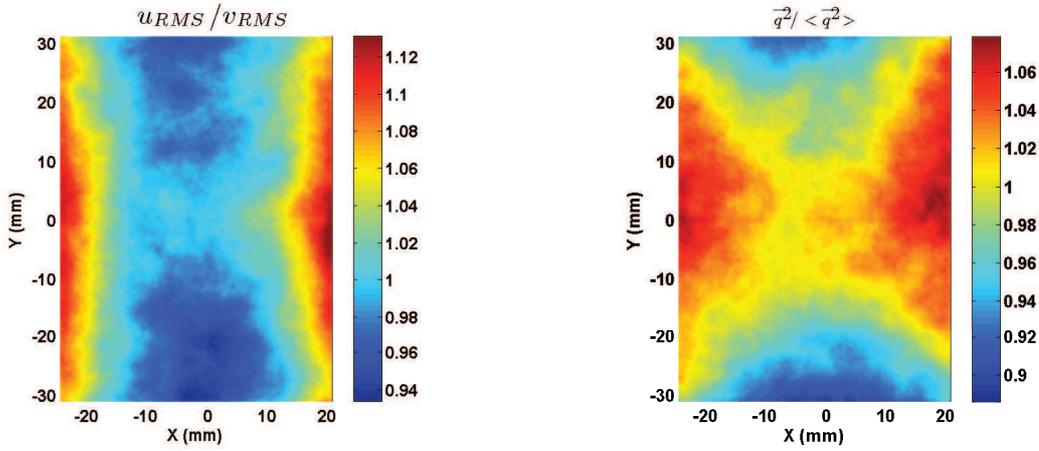


FIGURE 1.21 – Plan P2

De tels résultats sont le fruit de la finesse et de l'attention portée lors de l'étape d'équilibrage des haut-parleurs.

On peut ici parler d'une zone rectangulaire de 40 x 60 mm, dans laquelle l'homogénéité est réalisée pour la vitesse moyenne à plus ou moins 0.1 m/s, et pour des valeurs RMS de fluctuations de vitesses compris entre 0.78 - 0.9 m/s.

Les tableaux ci-dessous récapitulent les moyennes spatiales obtenues. Pour mémoire, nous rajoutons les valeurs locales trouvées par LDV au centre du domaine turbulent.

	$\langle \bar{U} \rangle$ (m/s)	$\langle \bar{V} \rangle$ (m/s)	$\langle u_{RMS} \rangle$ (m/s)	$\langle v_{RMS} \rangle$ (m/s)	$\langle \bar{S}u \rangle$	$\langle \bar{S}v \rangle$	$\langle \bar{F}u \rangle$	$\langle \bar{F}v \rangle$
PIV	0.032	-0.029	0.846	0.834	0.06	-0.024	3.00	2.66

	$u_{RMS} / \langle u_{RMS} \rangle$	$v_{RMS} / \langle v_{RMS} \rangle$	$u_{RMS} / v_{RMS}$	$\bar{q}^2$	$q^2 / \langle \bar{q}^2 \rangle$
PIV	0.90-1.10	0.96-1.05	0.94-1.14	2.12	1.89-1.08

	$\bar{U}$	$\bar{V}$	$u_{RMS}$	$v_{RMS}$	$\bar{S}u$	$\bar{S}v$	$\bar{F}u$	$\bar{F}v$
LDV	-0.009	-0.017	0.850	0.849	0.057	-0.002	3.14	2.828

### 1.5.2 Fonctions de densité de probabilité des vitesses

Les PDF des fluctuations de vitesses moyennées sur tout le domaine ont aussi été tracées grâce aux champs PIV réalisés. Dans ce cas, les valeurs sont moyennées spatialement sur tout le domaine homogène isotrope.

De nouveau, les deux distributions correspondant aux composantes de vitesse selon X et Y, s'approchent d'un profil gaussien montrant un flatness différent.

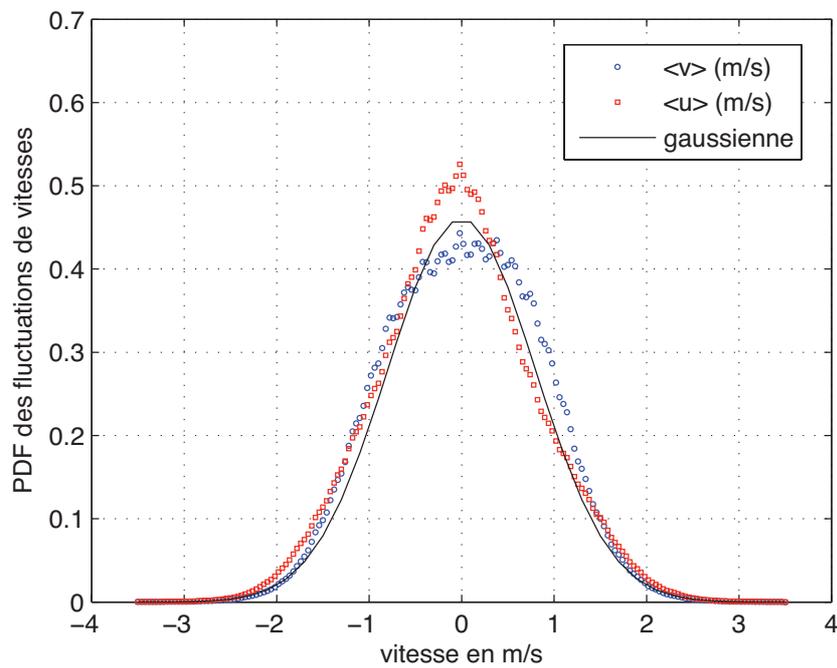


FIGURE 1.22 – Fonctions de densité de probabilité des 2 composantes de vitesse obtenues par PIV

### 1.5.3 Corrélations de vitesses

#### Rappels théoriques

On observe dans tout écoulement turbulent des paquets fluides dont le mouvement présente une certaine cohérence d'ensemble pendant un certain temps, que l'on appelle structure turbulente.

La fonction de corrélation en deux points du champ de vitesse permet de mettre en évidence ces structures.

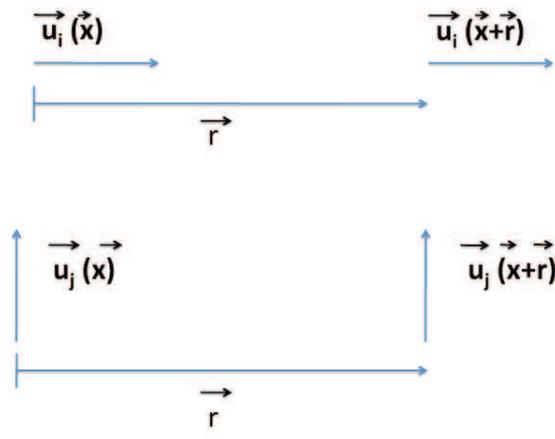
Le coefficient de corrélation s'écrit :

$$R_{ij}(x, \mathbf{r}, t) = \frac{\overline{u_i(\mathbf{x}, t)u_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t)}}{\sqrt{\overline{u_i^2(\mathbf{x}, t)}}\sqrt{\overline{u_j^2(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t)}}} \quad (1.5)$$

Ainsi, plus les grandeurs seront liées, plus le coefficient de corrélation sera proche de la valeur 1, et plus les grandeurs seront indépendantes, plus le coefficient tendra vers 0.

Dans le cas de la turbulence isotrope, les propriétés statistiques de l'écoulement sont invariantes par toute rotation par rapport à un axe et toute symétrie par rapport à un plan.

De fait, le coefficient de corrélation peut s'exprimer avec seulement deux fonctions scalaires : le coefficient de corrélation longitudinal et le coefficient de corrélation latéral, Fig. 1.23 :



$$f(r) = \frac{\overline{u_i(\mathbf{x})u_i(\mathbf{x} + \mathbf{r})}}{\overline{u_i^2}} \quad (1.6)$$

$$g(r) = \frac{\overline{u_j(\mathbf{x})u_j(\mathbf{x} + \mathbf{r})}}{\overline{u_j^2}} \quad (1.7)$$

FIGURE 1.23 – Coefficient de corrélation longitudinal et latéral. Les indices  $i$  et  $j$  correspondent aux composantes de vitesses selon  $X$  et  $Y$ .

Les coefficients de corrélation longitudinaux  $F$ , dans les directions  $X$  et  $Y$  sont définis comme suit :

$$F_{uu}(r) = \frac{\overline{\langle u(x, y)u(x + r, y) \rangle}}{\overline{u^2}} \quad (1.8)$$

$$F_{vv}(r) = \frac{\overline{\langle v(x, y)v(x, y + r) \rangle}}{\overline{v^2}} \quad (1.9)$$

Et les coefficients de corrélation latéraux G, dans les directions X et Y sont définis par :

$$G_{uu}(r) = \frac{\overline{\langle u(x, y)u(x, y + r) \rangle}}{\overline{u^2}} \quad (1.10)$$

$$G_{vv}(r) = \frac{\overline{\langle v(x, y)v(x + r, y) \rangle}}{\overline{v^2}} \quad (1.11)$$

Dans chacun des cas les coefficients de corrélation sont moyennés spatialement sur tout le domaine homogène isotrope.

La figure 1.24 présente les résultats obtenus. Les coefficients de corrélation été calculés dans le plan P2 correspondant à la taille du domaine isotrope. Afin de vérifier, là encore, la qualité de la turbulence obtenue, nous avons tracé les coefficients de corrélation de deux façon différentes. La première estimation est réalisée à l'aide des formules vraies pour une turbulence homogène isotrope (Eq. 1.8 à Eq. 1.11), basée sur le calcul d'une variance globale moyennée sur l'ensemble du domaine. Les courbes sont alors notées "THI" en légende. La deuxième estimation est calculée à partir de l'Eq. 1.5, basée cette fois sur le calcul d'une variance locale.

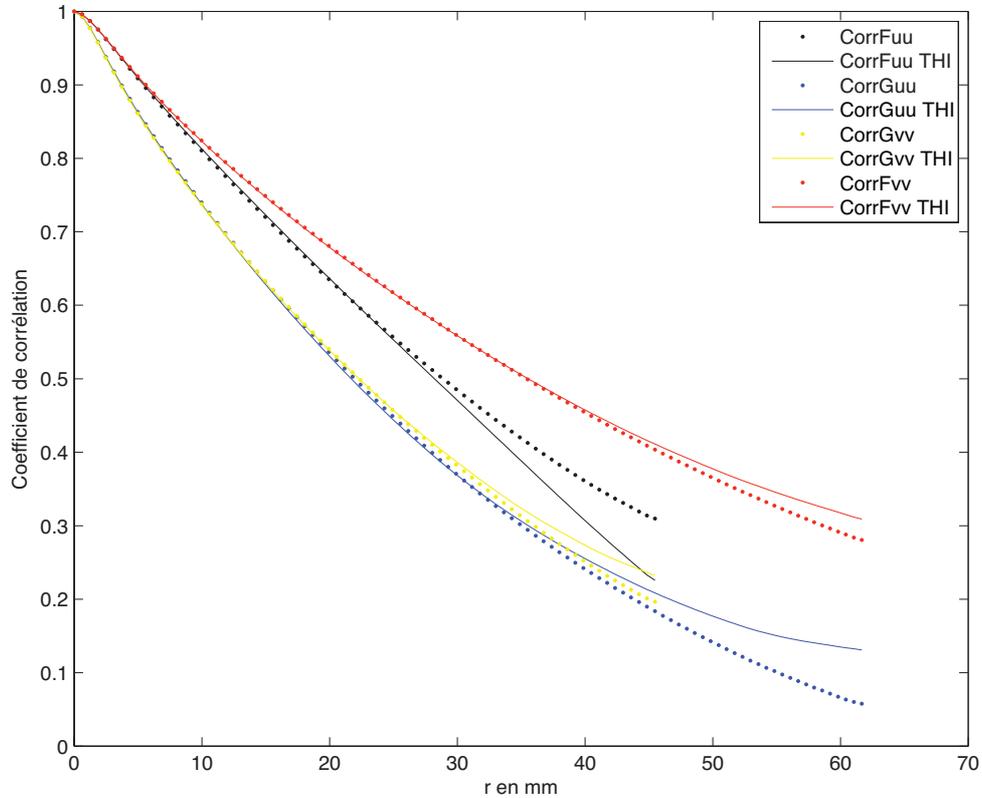


FIGURE 1.24 – Comparaison des coefficients de corrélations de vitesse

On peut remarquer plusieurs choses :

- En premier lieu, nous pouvons remarquer que la courbe correspondant à  $F_{uu}$  se situe au-dessous de  $F_{vv}$ . Une fois de plus, ce fait semble dû à l'asymétrie du domaine. En effet, il est plus probable que selon la direction confinée, le domaine étant plus étroit, les structures qui se développent soient plus "contraintes" que dans la direction non confinée. L'isotropie entre ces deux directions n'est pas parfaite.
- Ensuite, nous remarquons qu'aux grands  $r$  les courbes obtenues en calculant directement le coefficient de corrélation à partir de l'Eq. 1.5 se séparent de celles obtenues par les définitions correspondant à une turbulence idéalement homogène isotrope. Le cas de la composante U semble le plus marquant. L'homogénéité spatiale de cette composante, semble être mise en cause pour  $r > 30$  mm. En effet, pour une turbulence homogène isotrope la variance de la vitesse en  $x$  est, par définition, la même qu'au point  $x+r$ . Ceci s'explique, Fig. 1.21, par le fait que les valeurs RMS de la fluctuation  $u$  va-

rient de façon plus importante selon la direction confinée que dans la direction non confinée. Le choix du plan d'observation P2 montre par conséquent clairement les difficultés rencontrées dans la génération d'une turbulence homogène isotrope avec des jets synthétiques. Cette question n'avait pas été soulevée dans le travail de Hwang et Eaton [57].

Les corrélations ont aussi été calculées à l'aide des fonctions de structures d'ordre 2 :

$$D_2 = \overline{(u_i(\mathbf{x}, t) - u_i(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t))^2} \quad (1.12)$$

La figure 1.25 montre que l'on retrouve bien les mêmes résultats, en prenant les mêmes hypothèses de départ, c'est-à-dire en prenant en compte le fait que la variance n'est pas la même spatialement.

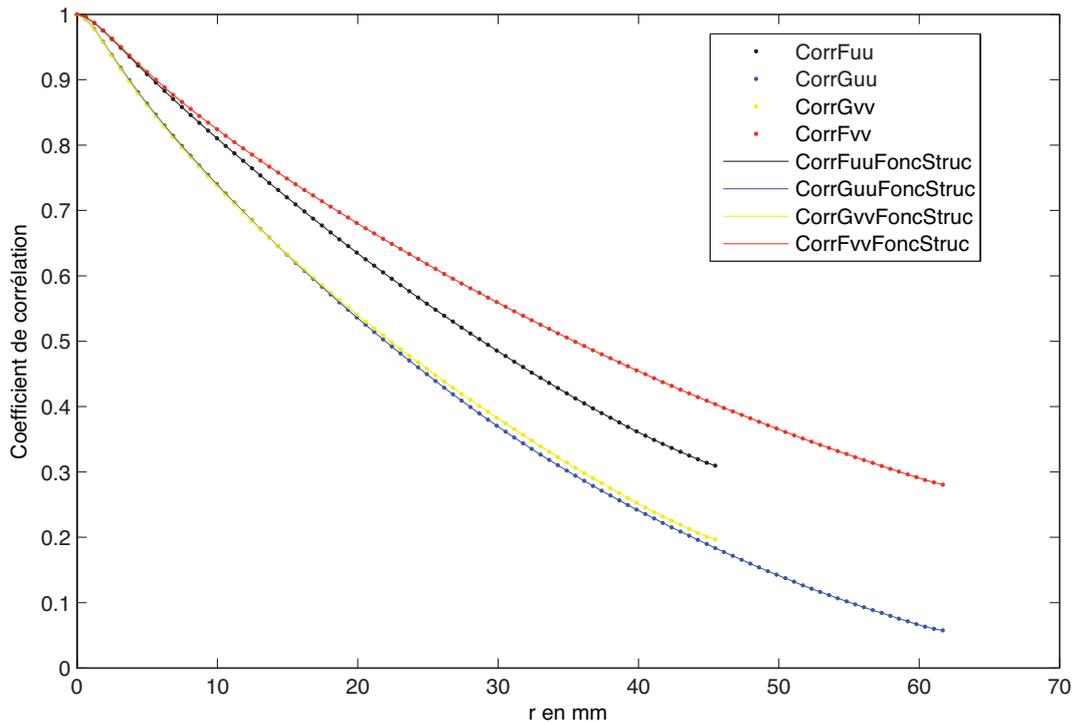


FIGURE 1.25 – Coefficients de corrélation de vitesse obtenus à l'aide des fonctions de structures d'ordre 2

### Echelle intégrale

Pour déterminer l'ordre de grandeur de la taille moyenne des plus grosses structures turbulentes, responsables du transport de l'énergie cinétique dans une direction donnée, on calcule l'échelle intégrale caractéristique de la distance pour laquelle les

coefficients de corrélation sont non nuls.

Dans le cas de la turbulence isotrope, on a :

$$Lf_{uu} = \int_0^{\infty} F_{uu}(r, 0, 0) dr = Lf_{vv} = Lf \quad (1.13)$$

et :

$$Lg_{uu} = \int_0^{\infty} G_{uu}(0, r, 0) dr = Lg_{vv} = Lg \quad (1.14)$$

On sait aussi que dans une turbulence isotrope, suivant l'hypothèse d'incompressibilité du fluide, f et g sont liées selon :

$$g(r, t) = f(r, t) + \frac{r}{2} \frac{\partial f}{\partial r}(r, t) \quad (1.15)$$

Avec pour conséquence :

$$Lf = 2Lg \quad (1.16)$$

Le domaine d'homogénéité étant limité, les séparations en r mesurées ne sont pas suffisantes pour que les coefficients de corrélation atteignent une valeur nulle. Pour calculer les échelles intégrales on est donc contraint à avoir recours à un fit. Différentes fonctions ont été utilisées pour estimer les échelles intégrales : exponentielle (en noir) et somme de deux gaussiennes (en bleu), Fig. 1.26.

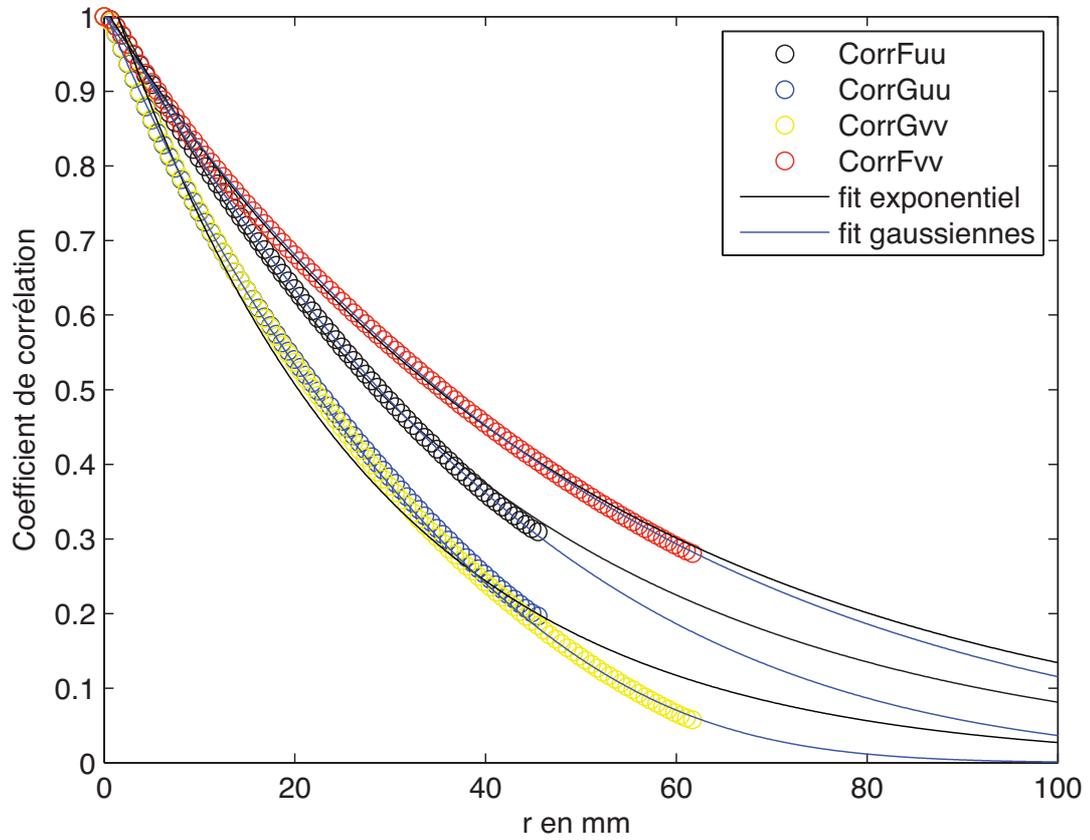


FIGURE 1.26 – Estimation des échelles intégrales longitudinales et latérales

Le fit correspondant à la somme de deux gaussiennes a finalement été retenu pour le calcul des échelles car il surestime beaucoup moins les coefficients de corrélation pour les grandes valeurs de  $r$ .

On trouve :

$Lf_{uu} = 35.9$  mm, dans la direction confinée.

$Lf_{vv} = 47.1$  mm, dans la direction non confinée.

$Lg_{uu} = Lg_{vv} = 26.2$  mm.

### 1.5.4 Spectres

Pour caractériser la turbulence, on calcule généralement les densités spectrales d'énergie. Celles-ci nous renseignent sur la façon dont l'énergie est distribuée entre les différentes échelles constituant la turbulence. Ces spectres obtenus par transformée de Fourier peuvent être temporels et fournir une représentation fréquentielle de la distribution d'énergie, ou spatiaux et fournir une représentation en nombre d'onde.

#### Spectre temporel

A partir des mesures LDV, nous pouvons présenter un spectre temporel 1D au centre du domaine turbulent.

Ce spectre est directement tracé par le logiciel BSA Flow (Dantec) qui estime la densité spectrale de puissance correspondant aux échantillons enregistrés pendant un temps donné.

La définition de la densité spectrale liée au coefficient de corrélation est rappelée ci-dessous :

$$S_{UV} = \int_{-\infty}^{\infty} R_{UV}(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad (1.17)$$

Afin de réduire le temps de calcul, le spectre peut aussi être calculé directement à partir des transformées de Fourier des fonctions  $U(t)$  et  $V(t)$  :

$$S_{UV} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E[TF[U](-f, t) TF[V](f, t)] \quad (1.18)$$

où  $E[...]$  représente l'opérateur moment d'ordre 2, et  $TF[U]$  et  $TF[V]$  les transformées de Fourier finies des signaux  $u(t)$  et  $v(t)$ .

Les définitions du spectre sont basées sur une connaissance continue, c'est-à-dire une répartition uniforme des échantillons dans le temps des signaux  $u(t)$  et  $v(t)$ . Mais dans un système LDV la connaissance de ces signaux ne peut être continue. En effet, on enregistre un nouvel échantillon à chaque fois qu'une particule d'ensemencement traverse le volume de mesure. Et cela intervient de manière aléatoire, à intervalles irréguliers. Pour pallier ce problème, le logiciel propose un ré-échantillonnage des données, respectant le critère de Shannon, avant l'analyse de Fourier.

Cette technique est appelée "sample-and-hold". Cela consiste à ré-échantillonner à intervalle régulier le signal enregistré en gardant entre chaque échantillon la dernière valeur rencontrée, comme le ferait un échantillonneur bloqueur.

On comprend que cette technique combinée à l'arrivée aléatoire des particules d'ensemencement dans le volume de mesure va venir affecter la forme du spectre obtenu dans les hautes fréquences. En effet, la perte des informations à hautes fréquences est due à la période où le signal est "bloqué" entre deux échantillons.

Cette technique agit plus précisément comme un filtre passe-bas du premier ordre (Adrian, 1987) [63]. On peut calculer la fréquence de coupure de ce filtre. Elle correspond au rapport  $d_{rm}/2\pi$ , où  $d_{rm}$  représente le "data rate" moyen, ou taux moyen

d'arrivée des particules dans le volume de mesure lors de l'acquisition.

En prenant en compte le ré-échantillonnage des données à la fréquence  $f_k$ , le spectre est estimé à l'aide des transformées de Fourier  $U_{f_k}$  et  $V_{f_k}$  :

$$U_{f_k} = \frac{T}{N} \sum_{n=0}^{N-1} (U_n - \bar{U}) \exp(-i2\pi \frac{f_k n}{N}) \quad (1.19)$$

$$V_{f_k} = \frac{T}{N} \sum_{n=0}^{N-1} (V_n - \bar{V}) \exp(-i2\pi \frac{f_k n}{N}) \quad (1.20)$$

où  $T/N$  correspond à la période de ré-échantillonnage des données. Le spectre est alors estimé par le logiciel :

$$S_{uv_{f_k}} = \frac{1}{T} U_{f_k}^* V_{f_k} \quad (1.21)$$

Dans notre cas, la fréquence de coupure  $f_c$  se situe autour de 200 Hz, et on retrouve au-delà de cette fréquence une atténuation du spectre de pente -2 (filtre passe-bas du premier ordre). Le spectre Eulerien temporel de la composante V est donné sur la figure 1.27

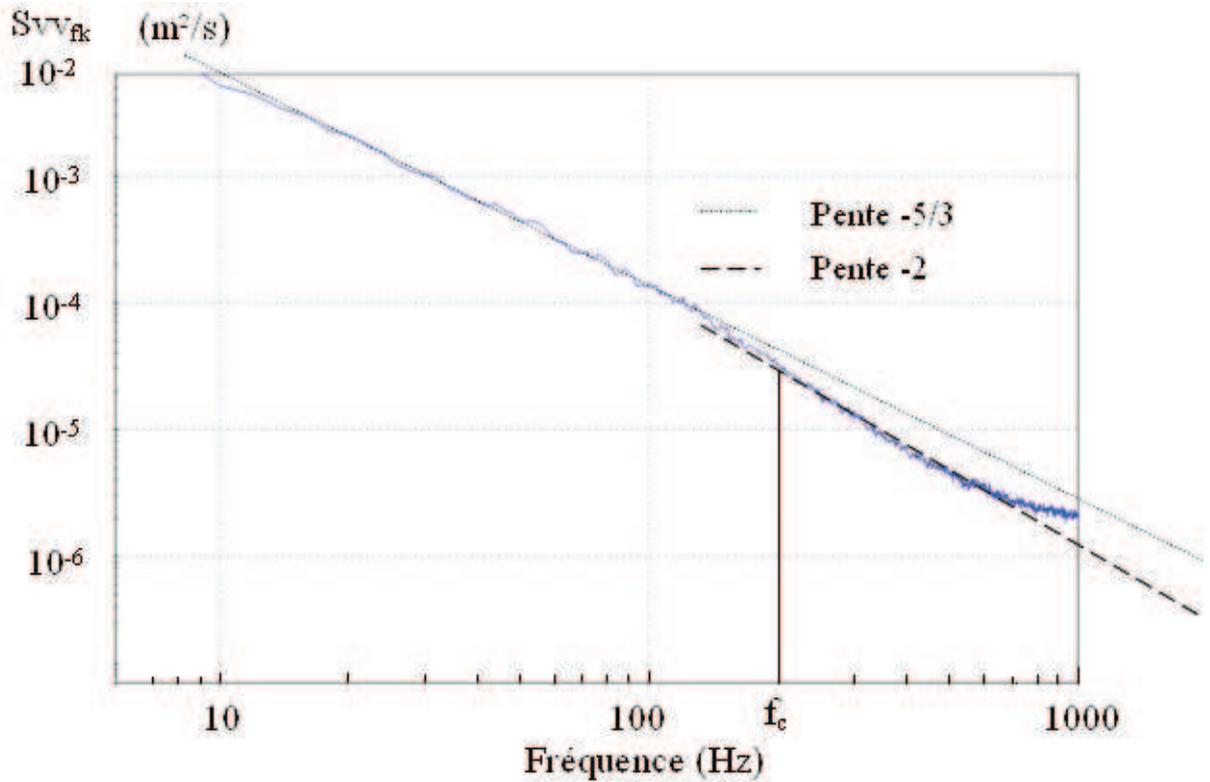


FIGURE 1.27 – Spectre temporel Eulerien  $S_{vv_{f_k}}$  obtenu par LDV au centre du domaine ( $X = Y = Z = 0$ )

En ce qui concerne la forme de ce spectre, les travaux théoriques de Tennekes (1975) [64] et Tennekes et Lumley (1974) [65] indiquent que, pour une turbulence homogène isotrope sans vitesse moyenne, on peut s'attendre, comme pour le spectre spatial, à l'existence d'une zone en décroissance en  $k^{-5/3}$ .

Bien qu'en théorie, il ne soit possible d'observer cette zone inertielle que pour de hauts nombres de Reynolds, son existence a été confirmée dans de nombreux travaux, notamment par DNS par Yeung et Sawford (2002) [66] pour  $Re_\lambda=140$ , et expérimentalement par Variano et Cowen (2008) [67] pour  $Re_\lambda \approx 314$ .

Nous pouvons l'observer, Fig. 1.27, sur un peu plus d'une décade.

En dernier lieu, il est aussi à noter qu'aucun pic de fréquence à 42 Hz n'est observé, ce qui prouve que la structure périodique initiale des jets synthétiques (excités à cette fréquence) a complètement disparue.

Dans le cas de notre écoulement sans vitesse moyenne, nous ne pouvons pas utiliser l'hypothèse classique de Taylor, qui nous permettrait de relier directement les résultats obtenus dans le domaine fréquentiel au domaine en nombre d'onde  $k$ .

Il nous incombe ainsi de calculer le spectre spatial à partir des champ PIV réalisés.

### Spectre spatial

Les spectres spatiaux 1D longitudinaux  $E_{uu}(k_x)$  et  $E_{vv}(k_y)$ , et transversaux  $E_{uu}(k_y)$  et  $E_{vv}(k_x)$  ont été obtenus à partir des données PIV, en calculant la transformée de Fourier spatiale de chaque champ, moyennée sur les 5 000 champs enregistrés (Liu et al., 1999 [68], Hwang et Eaton, 2004 [57], De Jong et al., 2009 [69]).

Dans la zone inertielle, en accord avec la théorie de Kolmogorov (1941) :

- le spectre 1D longitudinal peut s'écrire :

$$E_{\alpha\alpha} = \frac{18}{55} C(\epsilon)^{2/3} (k_\alpha)^{-5/3} \quad (1.22)$$

avec  $C \approx 1.5$  (Pope 2000) [46].

- la relation entre le spectre longitudinal et transverse est donné par :

$$E_{\alpha\alpha} = \frac{3}{4} E_{\beta\beta}(k_\alpha) \quad (1.23)$$

La figure 1.28 présente les spectres 1D.

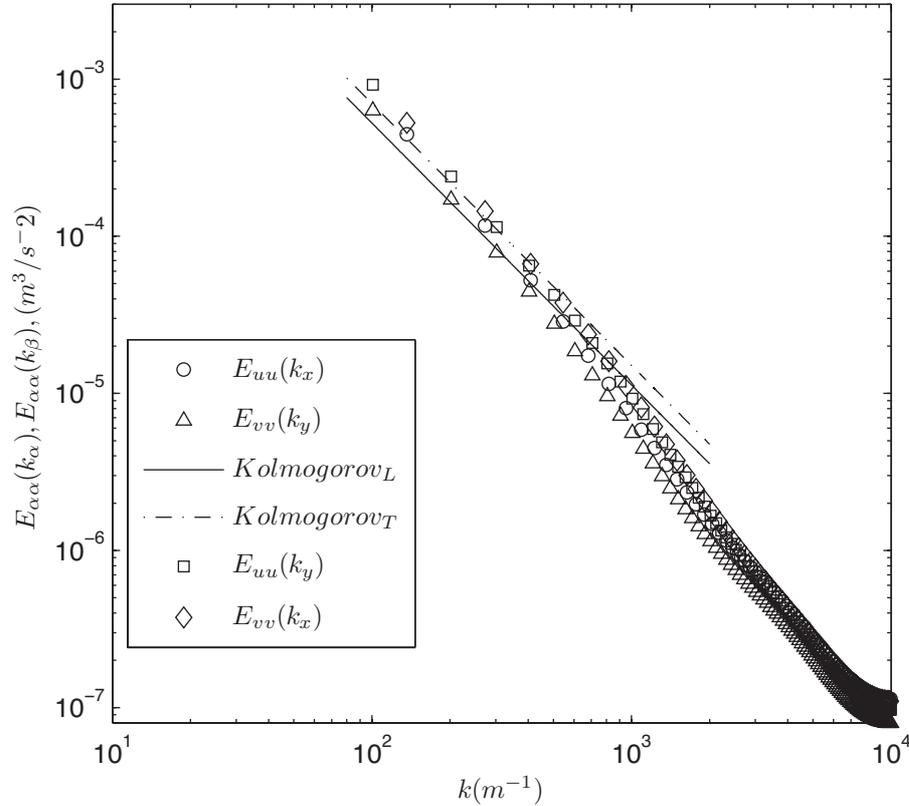


FIGURE 1.28 – Spectres spatiaux moyennés sur l’ensemble du domaine obtenus par PIV

Du fait de la résolution limitée des données PIV (le pas d’une maille est plus grand que les plus petites échelles de la turbulence), les grands nombres d’ondes ne sont pas bien résolus. De plus, la taille du champ enregistré (domaine où la turbulence est considérée comme homogène isotrope) correspond à une échelle intégrale, ce qui limite aussi la précision aux plus petits nombres d’ondes.

Malgré ce biais, le spectre est proportionnel à  $k^{-5/3}$  aux petits nombres d’ondes, suggérant ainsi qu’une partie de zone inertielle est observée.

La valeur moyenne de la dissipation pour laquelle le fit entre les données PIV et les Eq. 1.22 et Eq. 1.23 est optimal est de  $\epsilon \approx 3.5\text{-}4 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$ .

### 1.5.5 Grandeurs statistiques

Toutes les grandeurs statistiques de la turbulence ont par suite été estimées à l’aide de l’énergie cinétique  $q^2$ , et du taux de dissipation  $\epsilon$ .

### Taux de dissipation

Le transfert d'énergie interne à la turbulence entre les différentes échelles de la turbulence est un mécanisme essentiel.

L'idée d'une cascade d'énergie, introduite par Richardson en 1922, consiste à dire que l'énergie cinétique turbulente est injectée aux grandes échelles de l'écoulement, puis transférée à des échelles de plus en plus petites jusqu'aux plus petites échelles (échelle de Kolmogorov) de l'écoulement, où elle est dissipée par viscosité.

Avec poésie, Richardson a décrit le processus en ces termes :

*Big whorls have little whorls,  
Which feed on their velocity;  
And little whorls have lesser whorls,  
And so on to viscosity  
(in the molecular sense)*

D'une manière générale, le calcul du taux de dissipation par la méthode directe, c'est à dire celle de la mesure des gradients locaux de vitesses reste très délicate. Ainsi pour notre étude, le taux de dissipation a été estimé de plusieurs façons suivant l'article de Variano de 2008, [67]. Les trois méthodes utilisées sont :

- la loi d'échelle
- la fonction de structure d'ordre 2
- le spectre spatial

### Loi d'échelle

Le taux de dissipation a été estimé à l'aide de :

$$\varepsilon \equiv A \left(\frac{q^2}{3}\right)^{3/2} \frac{1}{Lf} \quad (1.24)$$

Le choix de la valeur de la constante A, ou taux de dissipation normalisé, à été réalisé au regard des travaux de Pearson et al. de 2002 [70] et Bos et al. de 2007 [71], sachant que nous nous trouvons dans la condition d'une turbulence forcée.

Ainsi, on choisira  $A \approx 0.5$ , sachant que la valeur de cette constante varie suivant les études entre 0.41 et 0.69 [71].

### Fonction de structure longitudinale d'ordre 2

Pour avoir une deuxième estimation, nous avons fait appel à la fonction de structure longitudinale d'ordre 2 .

Celle-ci est définie par l'Eq.1.12 :

La théorie de Kolmogorov de 1941 prédit que pour des hauts nombres de Reynolds, dans le régime inertiel :

$$D_2 = C_2(\varepsilon r)^{\frac{2}{3}} \quad (1.25)$$

Avec  $C_2 = 2$ , [46].

On cherche alors le plateau de la fonction, Fig 1.29 :

$$\langle \bar{\varepsilon} \rangle = \left( \frac{\langle \bar{D}_2 \rangle}{C_2 r^{2/3}} \right)^{3/2} \quad (1.26)$$

où  $\langle \bar{D}_2 \rangle$  est la fonction de structure calculée sur l'ensemble des images et moyennée sur le domaine.

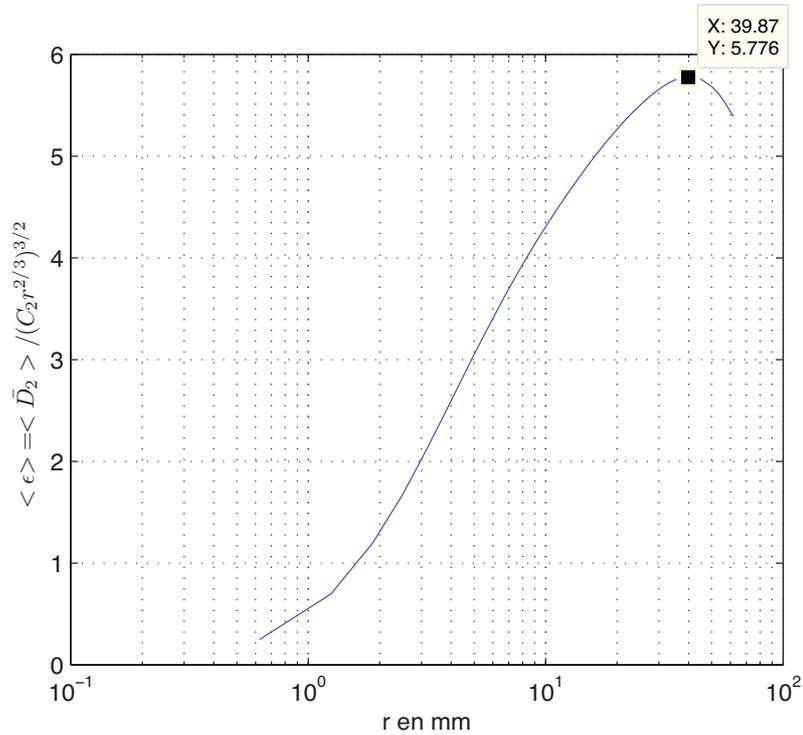


FIGURE 1.29 – Taux de dissipation moyen estimé à partir de la fonction de structure longitudinale d'ordre 2 moyennée sur l'ensemble du domaine

### Estimations du taux de dissipation

Le tableau ci-dessous donne les valeurs du taux de dissipation suivant la méthode utilisée :

méthode	$\langle \bar{\epsilon} \rangle$ ( $m^2 s^{-3}$ )
loi d'échelle	6.30
fonction de structure	5.78
spectre spatial	3.50 - 4.0

Ces valeurs se rejoignent autour du même ordre de grandeur. Pour la suite des calculs nous prendrons la valeur obtenue par la fonction de structure. Car cette méthode est sans doute la plus robuste. En effet, d'après De Jong (2009) [69] et Variano (2008) [67] la détermination de la fonction de structure d'ordre 2 à partir des données PIV n'est pas aussi sujette au filtrage spatial comme sur le spectre spatial. Et la première estimation à l'aide de la loi de scaling présente une incertitude sur la valeur de la constante A.

### Calcul des caractéristiques de la turbulence

Le temps de retournement des tourbillons :

$$t_E = \frac{\langle \overline{q^2/2} \rangle}{\langle \bar{\epsilon} \rangle} \quad (1.27)$$

L'échelle de longueur de Taylor

$$\lambda = \sqrt{\frac{5\mu \langle \overline{q^2} \rangle}{\langle \bar{\epsilon} \rangle}} \quad (1.28)$$

Le nombre de Reynolds correspondant à l'échelle de Taylor :

$$Re_\lambda = \frac{\lambda \sqrt{\langle \overline{q^2} \rangle / 3}}{\mu} \quad (1.29)$$

L'échelle temporelle de Kolmogorov :

$$\tau_\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\langle \bar{\epsilon} \rangle}} \quad (1.30)$$

Les résultats sont synthétisés dans le tableau ci dessous :

$\langle \overline{q^2} \rangle$ ( $m^2/s^2$ )	$\langle \bar{\epsilon} \rangle$ ( $m^2/s^3$ )	L (direction non confinée) (mm)	$t_E$ (ms)	$Re_\lambda$	$\lambda$ (mm)	$\tau_\eta$ (ms)	$\eta$ (mm)
2.12	5.78	47.1	183	293	5.20	1.60	0.155

Maintenant que l'écoulement turbulent est bien défini, l'étape suivante consiste à introduire la phase dispersée : les gouttelettes. C'est ce qui va être présenté dans le chapitre 2, consacré à la qualification de l'écoulement diphasique.

# Chapitre 2

## L'injection des particules

---

*Nous venons de donner les caractéristiques de la turbulence utilisée. Il reste maintenant à introduire les gouttes.*

*Nous ouvrons le chapitre par une discussion concernant les temps caractéristiques intervenant dans le cadre de notre étude. Celle-ci permet ensuite d'introduire le dispositif d'injection et le choix des fluides. Puis, à l'aide de rappels théoriques, nous caractériserons l'écoulement diphasique obtenu. Dans un dernier temps, nous présentons les points d'injection qui seront testés et les métrologies utilisées.*

---

*Les rappels sur la dynamique des gouttes proviennent principalement de l'ouvrage de Crowe, Sommerfeld et Tsuji [72], et des travaux de Stock [73].*

*La partie concernant l'injection de gouttes microscopiques se base sur l'ouvrage de Lee [74], et les notes techniques de Microfab Tech.*

### 2.1 Propriétés de la phase dispersée : les gouttes

#### 2.1.1 Position du problème

Trois temps caractéristiques pertinents interviennent dans le cadre de notre étude :

- le temps Lagrangien de la turbulence  $T_L$
- le temps de réponse des gouttelettes  $\tau_p$
- le temps d'évaporation des gouttelettes  $\tau_{evap}$

Il s'agit alors dans un premier temps d'accéder au temps Lagrangien correspondant à notre écoulement puis de le comparer au temps de réponse  $\tau_p$  des gouttes. Le temps d'évaporation sera présenté plus loin (section 2.5).

Dans le premier chapitre, la turbulence a pu être décrite de manière Eulerienne, à l'aide des champs de vecteurs obtenus par PIV. Le temps Lagrangien  $T_L$  n'est pas

directement mesuré, toutefois il est possible de le calculer à partir des grandeurs Eulériennes mesurées pour notre point de fonctionnement.

Pour estimer  $T_L$  nous nous sommes basés sur deux références : Sawford (1991) [75], et Yeung (2001) [76].

Notre étude s'intéresse au cas où les deux premiers temps sont du même ordre de grandeur,  $\tau_p = T_L$ . Dans cette situation, peu renseignée par les théories et modèles de dispersion, les gouttelettes ne se trouvent ni dans le régime balistique, ni dans le domaine de scalaire passif. On va donc chercher à produire des gouttelettes dont la taille et les propriétés physiques du fluide vont permettre d'approcher cette condition. Pour cela dans un premier temps on cherche à évaluer  $T_L$  puis on le compare à  $\tau_p$ .

### Estimation suivant Sawford (1991)

Les modèles utilisés par Sawford sont basés sur l'hypothèse qu'aux grands nombres de Reynolds, la vitesse Lagrangienne du fluide peut être approchée par un processus continu de Markov. En partant de l'équation de Langevin, il montre que l'on peut écrire :

$$T_L^\infty = \frac{2}{C_0} t_E \quad (2.1)$$

où  $T_L^\infty$  représente le temps Lagrangien lorsque l'équation de Langevin est appliquée avec la limite  $Re \rightarrow \infty$ ,  $t_E$  est le temps Eulérien, ou temps de retournement des tourbillons, représentant les échelles porteuses d'énergie, et  $C_0$  est la constante universelle de Kolmogorov. On prendra  $C_0 = 7$  [75].

Il définit aussi un nombre de Reynolds  $Re^*$  relatif à l'échelle de temps Lagrangienne, à l'aide du nombre de Reynolds  $Re_\lambda$  :

$$Re^* = 7.510^{-6} Re_\lambda^{3.28} \quad (2.2)$$

Le temps intégral de l'écoulement s'écrit alors :

$$T_L = T_L^\infty (1 + Re^{*-1/2}) \quad (2.3)$$

Dans notre application  $Re_\lambda = 293$ , et le temps Lagrangien correspondant est environ :

$$T_L = 51 \text{ ms}$$

**Estimation suivant Yeung (2001)**

Cette fois-ci les travaux sont basés sur des simulations numériques directes dans une boîte de turbulence sans vitesse moyenne. La méthode numérique choisie consiste en une méthode pseudo-spectrale pour l'espace et un second ordre de Runge-Kutta pour le temps. Les simulations numériques ont été réalisées pour différentes tailles de grilles de  $64^3$  à  $512^3$ .

Yeung donne les rapports du temps Lagrangien  $T_L$  sur différents temps caractéristiques de l'écoulement, obtenus pour différents nombres de Reynolds  $Re_\lambda$ . Pour la valeur se rapprochant le plus de notre situation :  $Re_\lambda = 234$ , il donne les rapports suivants :

- en prenant le temps de retournement des tourbillons  $t_E$  pour référence :

$$\frac{T_L}{t_E} = 0.763 \quad (2.4)$$

ce qui donne un temps Lagrangien  $T_L = 134$  ms pour notre écoulement.

- en prenant le temps de Kolmogorov  $\tau_\eta$  pour référence :

$$\frac{T_L}{\tau_\eta} = 19.8 \quad (2.5)$$

on a cette fois  $T_L = 31.6$  ms

**Estimation du temps de réponse des gouttes**

Le temps de réponse décrit la capacité de la particule à répondre aux sollicitations extérieures.

Il découle de l'équation qui gouverne le mouvement d'une particule isolée dans un fluide. Sa forme la plus récente est donnée par Maxey (1993) [77].

Les forces agissant sur la particules sont :

- la force de traînée
- la force de gravité / flottabilité
- la force de masse ajoutée
- la force due au gradient de pression
- la force de Basset

Dans le cas des écoulements diphasiques dont le rapport des densités des 2 phases est de l'ordre de :

$$\frac{\rho_f}{\rho_g} \approx 0.001 \quad (2.6)$$

Les forces de Basset, de masse ajoutée, et de gradient de pression peuvent être négligées.

Lorsque l'on prend seulement en compte la force de traînée de Stokes, l'équation

de mouvement de la particule soumise à un champ de gravité  $g$  (négatif dans la direction  $i3$ ) peut être simplifiée par, [73] :

$$\frac{dV_i}{dt} = \frac{[U_i(x(t), t) - V_i]}{\tau_p} - g\delta_{i3} \quad (2.7)$$

$$\frac{dx_i(t)}{dt} = V_i \quad (2.8)$$

avec  $\tau_p$ , le temps de réponse de la particule défini par :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d^2}{18\mu_f} \quad (2.9)$$

et  $d$  le diamètre de la particule,  $\rho_g$  sa densité, et  $\mu_f$  la viscosité du fluide,  $V_i$  une composante de la vitesse de la particule,  $x$  sa position,  $U_i$  une composante de la vitesse d'une particule de fluide et  $\delta$  la fonction de Dirac.

Le tableau ci-dessous permet de récapituler les résultats et d'ouvrir la discussion :

$\tau_\eta$ ms	$t_E$ ms	$Re_\lambda$	$T_L$ Yeung avec $t_E$ ms	$T_L$ Yeung avec $\tau_\eta$ ms	$T_L$ Sawford ms
1.60	176	290	134	31.6	52

Les deux méthodes d'estimation de temps Lagrangien donnent des valeurs de  $T_L$  assez distinctes. Tout d'abord on peut évoquer la manière de calculer ce temps dans ces deux cas. L'une se base sur des modèles alors que l'autre est le résultat de DNS. Dans notre cas, l'approche serait peut-être encore différente car nous sommes dans une situation expérimentale. Il faudrait alors mesurer  $T_L$  à partir de traceurs. On note tout de même que deux estimations semblent se rejoindre. Ceci nous a conduit à choisir un diamètre de goutte dont le temps de réponse se situe dans cette gamme de temps. Nous avons choisi des diamètres de gouttes proches de  $60 \mu\text{m}$ , ce qui donne un temps de réponse entre 10 et 20 ms pour les fluides utilisés (section 1.2.6). Il est important de remarquer que si nous sommes capable d'injecter des gouttes de ce diamètre, la faisabilité de l'étude pour gouttes de diamètre supérieur est assurée. On note aussi que le temps de réponse des gouttes se situe entre les temps correspondant aux limites des échelles de l'écoulement, c'est-à-dire :

$$\tau_\eta < \tau_p < t_E$$

On peut alors imaginer assez sereinement que les gouttes injectées dans la turbulence connaîtront un comportement intermédiaire entre celui des traceurs et un comportement balistique.

### 2.1.2 Faire des gouttes microscopiques...

Un jet de liquide émanant d'un orifice dans un gaz ambiant est naturellement instable, ce que l'on constate en ouvrant simplement un robinet.

Le jet d'eau se fragmente en gouttelettes pour abaisser son énergie de surface.



FIGURE 2.1 – Déstabilisation d'un jet sortant d'un orifice  
*source : vidéo de "Gouttes, bulles, perles et ondes" [78]*

La taille des gouttes formées naturellement, sans contrôle extérieur, n'est en général pas uniforme, Fig. 2.1. Différents régimes de fragmentation du jet ont été mis en évidence et sont rappelés dans Lin (1998) [79].

Par la suite, on peut, à l'aide d'un système électromécanique extérieur, amplifier les ondes de capillarité induites dans le jet afin d'obtenir des gouttes calibrées de diamètre uniforme. C'est le cas de l'injecteur utilisé que nous allons présenter maintenant.

### 2.1.3 L'injecteur piezolélectrique

Pour étudier l'évaporation de gouttelettes, nous avons choisi de travailler avec des gouttes possédant initialement toutes le même diamètre. Pour des métrologies ne permettant qu'une vision Eulérienne des choses, ce choix permet complètement l'observation locale de la polydispersion des gouttes, c'est-à-dire l'évolution de la PDF des tailles, lors du processus d'évaporation.

Notre choix s'est porté sur des injecteurs piezoelectriques dits "drop-on-demand", ou "mode à la demande", en français.

Ce type d'injecteur, tout comme son homologue à bulle d'encre préalablement chauffée est typiquement utilisé dans des technologies d'impression jet d'encre.

Ici, c'est l'élément piezoelectrique qui est utilisé pour modifier le volume du réservoir, c'est-à-dire pour créer une impulsion de pression qui va assurer l'éjection ou

l'appel du fluide dans le réservoir.

Ce type d'injecteur peut être utilisé soit en "mode continu", soit en "mode à la demande".

- Le "**mode continu**" correspond à une excitation électrique sinusoïdale de l'élément piezoélectrique. Dans cette situation, le diamètre des gouttes créées est environ 1.8 fois plus grand que le diamètre de l'orifice d'éjection.
- Le "**mode à la demande**" correspond à une excitation électrique sous la forme d'une impulsion brève. Ici, les gouttes générées auront sensiblement le même diamètre que celui de l'orifice d'éjection.

Pour des gouttes d'une soixantaine de microns, il est préférable d'utiliser le mode "à la demande". En effet, le mode continu nous imposerait des têtes d'éjection d'environ une trentaine de microns dont l'utilisation dans nos conditions de fonctionnement seraient bien trop compliquées au regard des difficultés métrologiques (section 2.1.5).

Les injecteurs utilisés ici sont fabriqués par l'entreprise Microfab Technologies (Texas, USA). Le modèle choisi est le MJ-AT correspondant à une tête d'injection qui vient se visser sur le tube d'alimentation en fluide. Le capillaire, long de 22 mm, est en verre et est enveloppé dans un tube piezocéramique lui-même protégé par une enveloppe métallique, voir Fig. 2.2 .

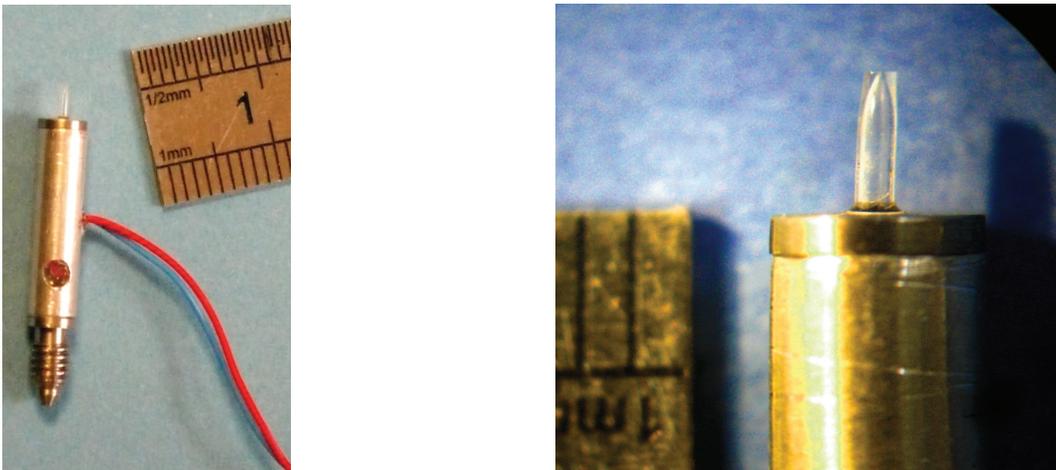


FIGURE 2.2 – Injecteur Microfab MJ-AT

Ce type d'injecteur a aussi l'avantage d'avoir un encombrement très faible et, par la suite, on imagine qu'il n'aura pas d'effet trop intrusif sur l'écoulement.

### 2.1.4 Environnement de l'injecteur

L'environnement de l'injecteur est composé de son alimentation électrique ainsi que de son alimentation en fluide.

#### Alimentation électrique

La génération des gouttelettes est commandée par un générateur d'impulsion interfacé et piloté par un PC via une carte d'interface National Instrument (*PCI6711*). Le générateur d'impulsion ainsi que l'exécutable sous Labview (PC-based Piezoelectric Droplet Generator) proviennent de l'université de Brême (Allemagne). Le programme de pilotage ne comprend qu'une seule forme d'onde, dont on peut régler : l'amplitude, la fréquence et la durée de l'impulsion, Fig 2.3.

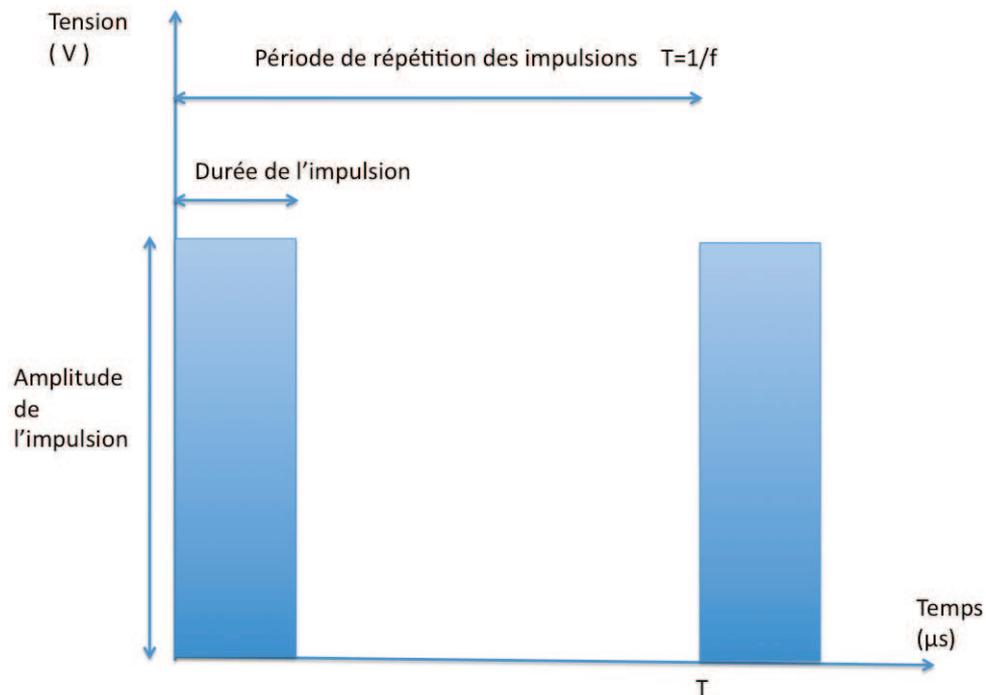


FIGURE 2.3 – Forme d'onde de la commande de l'injecteur

#### Alimentation en fluide

L'injecteur est relié au réservoir de fluide via un tube en téflon d'une vingtaine de centimètres de longueur. Les connections aux deux extrémités de ce tube sont assurées par des éléments de couplage MINSTAC qui se vissent. Le réservoir est constitué d'une petite bouteille en verre d'une capacité de 5 mL située dans le plan de l'injecteur. Un système de mise en pression du fluide dans la bouteille permet d'opérer des purges.

Cette configuration correspond aux essais qui ont été réalisés à l'aide d'eau bidistillée et d'acétone (sections 3 et 4). Pour l'éjection du fréon, le montage est évidemment bien plus compliqué (section 5).

### 2.1.5 Diagnostiques des pannes d'injection

L'injection de gouttelettes calibrées stable et répétitive dans le temps est pour le moins délicate. Particulièrement lorsque les gouttelettes sont de très petite taille et obtenues en mode "à la demande", comme c'est le cas ici.

Les points suivants présentent les difficultés rencontrées, et donc les aspects sur lesquels il faut être attentif afin de réaliser une "bonne" injection.

#### Obstruction de l'orifice

Le phénomène d'obstruction de l'orifice est, par expérience, le plus récurrent des problèmes rencontrés. Le capillaire étant de petite taille, il arrive fréquemment que des impuretés de cette ordre de grandeur viennent perturber l'injection.

Une utilisation plus sereine de ce type d'injecteur s'imagine très bien en salle blanche, dans une atmosphère contrôlée. Malheureusement, cela ne correspond pas du tout à notre dispositif expérimental qui consiste à placer l'injecteur "au centre" de la turbulence dans une salle d'expériences "conventionnelle".

L'utilisation d'eau bidistillée a permis dans un premier temps de limiter les impuretés venant de l'intérieur même du circuit. Et une procédure de nettoyage-débouchage bien réglée permet, au moins, de retrouver rapidement un bon fonctionnement de l'injecteur.

#### Bulles de gaz

Les bulles d'air dans le fluide et proches de la tête d'injection peuvent aussi nuire au bon déroulement des choses en déstabilisant le processus d'injection. Un avantage des capillaires en verre est que l'on peut aisément détecter ce problème.

Les bulles d'air peuvent être déjà présentes dans le fluide, être générées par cavitation lorsqu'on applique une tension très importante sur le capillaire, ou même être ingérées lors du cycle d'injection du fluide.

#### Problèmes de ménisque

Pour un bon fonctionnement, le ménisque de l'orifice doit être rentrant et bien symétrique. Si le ménisque est sortant, même s'il est symétrique, l'injection de goutte est impossible. Un ménisque rentrant et asymétrique provoquera un jet penché.

#### Jet penché et jets satellites

Il arrive aussi fréquemment que le jet ne soit pas perpendiculaire à l'orifice d'injection mais présente un certain angle. Cela peut poser problème sachant que cet angle varie avec la vitesse des gouttes injectées.

Les jets satellites correspondent à des jets secondaires, penchés, et formés de gouttelettes d'un diamètre nettement inférieur à la taille de l'orifice. Les causes liées à ces phénomènes sont citées ci-dessous :

- l'orifice est partiellement obstrué que ce soit de l'intérieur ou de l'extérieur,
- le mouillage de l'orifice n'est pas symétrique,
- la commande de pilotage de l'injecteur n'est pas optimale.

En général, lorsque l'on peut s'en rendre compte, un bon nettoyage permet de retrouver un fonctionnement correct de l'injecteur.

### Pression interne

Ce type d'injecteur fonctionne à pression statique ou en légère dépression. C'est à dire que la tête d'éjection doit être sensiblement à la même hauteur que le niveau du fluide dans le réservoir. Lorsque ces niveaux sont différents, le processus d'injection ne peut pas fonctionner. Une fois que le processus est amorcé, une légère différence de pression n'aura plus autant de répercussion.

La distance entre réservoir et injecteur ne doit pas être trop longue non plus.

### Commande

C'est peut être le point qu'il aurait fallu citer en premier car primordial pour l'injection. Pour chacun des fluides, un point de fonctionnement est à trouver. Ce dernier dépend principalement de la viscosité et de la tension de surface spécifique au fluide choisi (Lee, 2003) [74]. Il s'agit de trouver l'amplitude, la durée et la fréquence de répétition du pulse qui réalise l'injection la plus "stable" et reproductible dans le temps, sans générer aucun jet satellite.

C'est une étape qui demande du temps et de la patience, car pendant la période de recherche, une autre des pannes citées plus haut peut venir masquer le point de fonctionnement.

### Vibrations

Il est aussi important que l'injecteur soit désolidarisé de la structure portant les haut-parleurs. En effet, les vibrations viendraient rapidement déstabiliser l'injection.

En conclusion, la réalisation d'une bonne injection monodisperse suit le diagramme suivant, Fig. 2.4 :

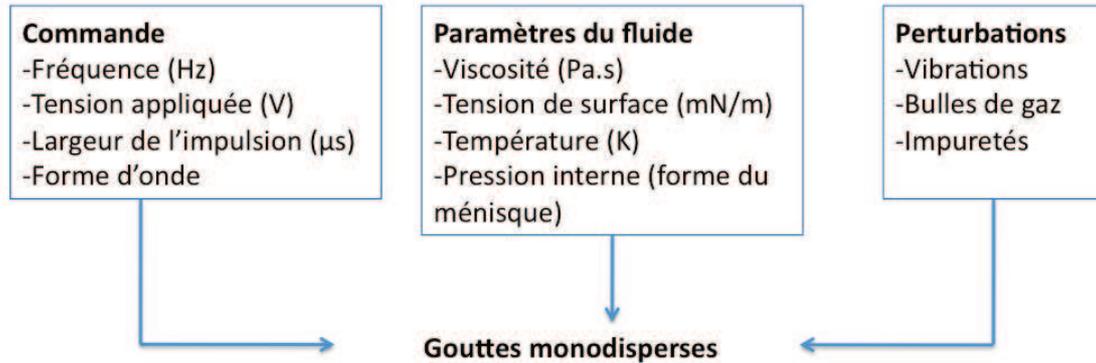


FIGURE 2.4 – Processus de création de gouttes monodisperses

Afin de contrôler au mieux ce qu'il se passe sur le ménisque et au sortir de l'injecteur, nous nous sommes équipé d'un système de visualisation, Fig 2.5, composé :

- d'un zoom Optem 125C.
- d'un jeu de 2 lentilles (0.25x et 0.75x) offrant une taille de champs de [57.6 x 67] mm jusqu'à [1.3 x 1.8] mm.
- d'une caméra Sentech STC-400 HOL (768 x 494 pixels) raccordée au PC via une carte d'acquisition et pilotée par le logiciel Pinnacle.
- d'une illumination réalisée par une diode commandée par un boîtier à retard (fabriqué par l'équipe d'électronique du laboratoire) réglé sur la fréquence de génération des gouttes. Ceci nous permet d'obtenir par stroboscopie une image figée des gouttes, le retard permettant de contrôler avec précision l'étape de décrochage des gouttes.

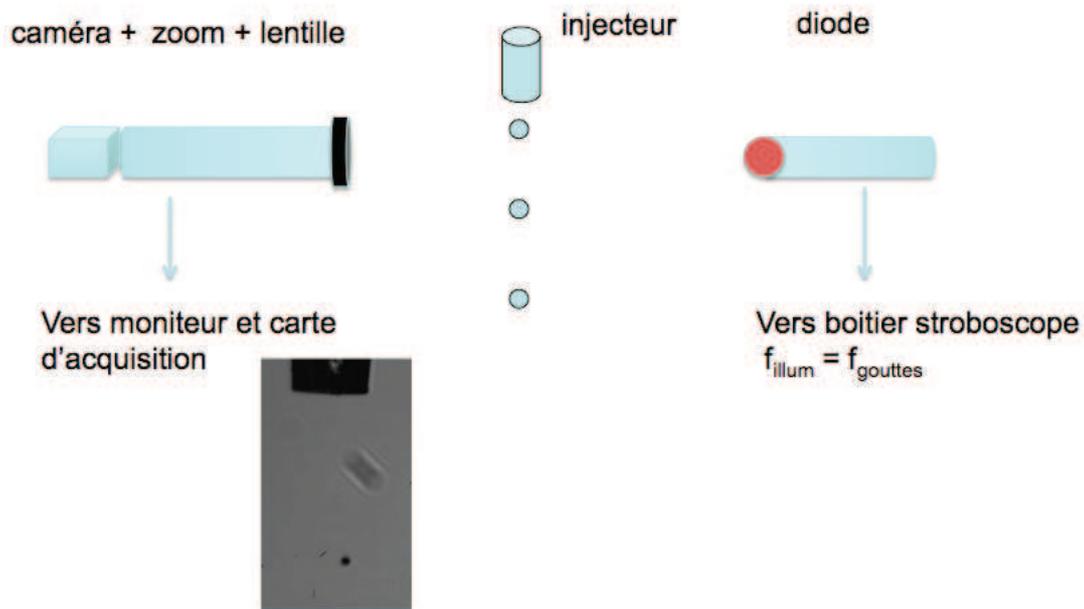


FIGURE 2.5 – Montage optique pour le contrôle de l'injection

### 2.1.6 Fluides utilisés

Pour notre application 3 fluides ont été utilisés :

- de l'eau bidistillée
- de l'acétone
- du dichloro-tétrafluoro-éthane (ou R114)

**L'eau bidistillée** a été utilisée pour appréhender toutes les phases de test et étapes préliminaires nécessaires, comme témoin de la faisabilité de l'étude. La motivation de ce choix repose sur sa non-toxicité et la facilité à s'en procurer.

**L'acétone** a été choisi pour deux raisons. Les caractéristiques physiques de ce fluide étant relativement proches de celles du fréon, ce fluide test a permis de trouver les conditions de pilotage piezoélectrique d'éjection du R114. Ensuite, son pouvoir de volatilité nous a attiré avec l'espoir de commencer à observer de l'évaporation.

**Le R114** a un point d'ébullition bas ce qui est, de fait, propice à l'évaporation en condition atmosphérique. Selon sa fiche MSDS il est relativement peu toxique. Il n'est pas encore interdit à l'usage même si son utilisation est réglementée par la Communauté Européenne.

Le tableau ci-dessous présente les caractéristiques physiques de ces fluides ( $P = 1,013$  bar), en phase liquide :

fluide	densité $kg/m^3$	T° d'ébullition $^{\circ}C$	viscosité $Pa.s$	tension de surface $mN/m$
eau (20°C)	1 000	100	$1.00210^{-3}$	72.7
acétone (20°C)	790	56.1	$0.326.10^{-3}$	25.2
R114 (0°C)	1528	3.58	$0.366.10^{-3}$	13.7

*source : NIST (National Institute of Standards and Technology) et CSTL (Chemical Science and Technology Laboratory)*

### 2.1.7 Caractérisation du jet en mode "à la demande"

Les paramètres de fonctionnement optimaux trouvés sont présentés dans le tableau ci-dessous :

fluide	tension (V)	durée ( $\mu s$ )	fréquence (Hz)
eau	35	120	500
acétone et R114	50	220	500

A l'aide du PDA (présenté en Annexe C) nous avons pu nous assurer de la bonne distribution monodisperse des gouttelettes obtenues lorsque le point de fonctionnement optimal a été trouvé. L'injecteur est alors situé juste au dessus du croisement des faisceaux laser, on regarde les gouttes directement ou à quelques millimètres de l'orifice. La qualification a été réalisée sur des gouttelettes d'eau, et d'acétone, ce dernier étant représentatif du comportement du R114. La Fig. 2.6 présente la PDF des diamètres de gouttelettes d'eau bidistillée. (La forme est la même pour des gouttelettes d'acétone). La distribution est très piquée, ce qui nous assure une phase dispersée relativement bien monodisperse.

La figure Fig 2.7 présente la distribution des vitesses des gouttelettes en sortie d'injecteur.

Le tableau ci-dessous récapitule les caractéristiques statistiques pour les gouttelettes d'eau bidistillée.

Echantillons	$\bar{d}$ $\mu m$	$d_{RMS}$ $\mu m$	$V_{injection}$ m/s
50 000	61.7	0.5	1.13

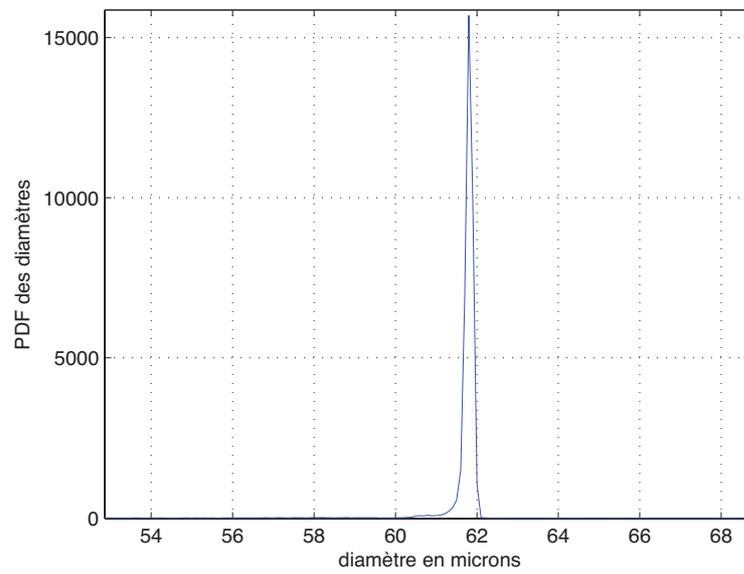


FIGURE 2.6 – PDF du diamètre des gouttelettes d'eau bidistillée

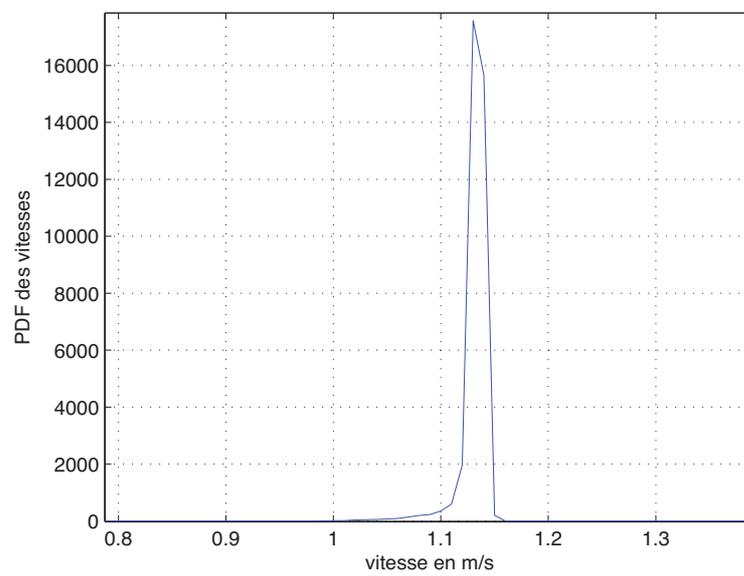


FIGURE 2.7 – PDF des vitesses des gouttelettes d'eau bidistillée

## 2.2 Caractérisation de l'écoulement diphasique

Maintenant que l'injecteur utilisé a été qualifié, nous pouvons reprendre quelques éléments théoriques afin de caractériser l'écoulement diphasique obtenu.

Par la suite on emploiera le terme de phase porteuse pour évoquer l'air ambiant, et le terme de phase dispersée, pour parler des gouttelettes d'eau, d'acétone ou de fréon qui ensemencent l'air.

### 2.2.1 Espace inter-particule

Les mécanismes liés à la phase dispersée d'un écoulement dépendent significativement de la distance moyenne entre les éléments la constituant. Cette information renseigne sur le fait que l'on peut traiter ou non chaque particule comme un élément isolé.

Pour une fréquence d'excitation de 500 Hz, la distance  $L$  séparant le centre de deux gouttes consécutives est à peu près  $L = 8.5$  mm, Fig. 2.8. On a alors :

$$\frac{L}{d} \approx 140 \gg 10$$

Dans ce cas (Crowe, 1998) [72], les gouttelettes peuvent être traitées comme des gouttes isolées, avec peu d'influence sur la traînée ou sur le taux de transfert de chaleur de ses voisins.

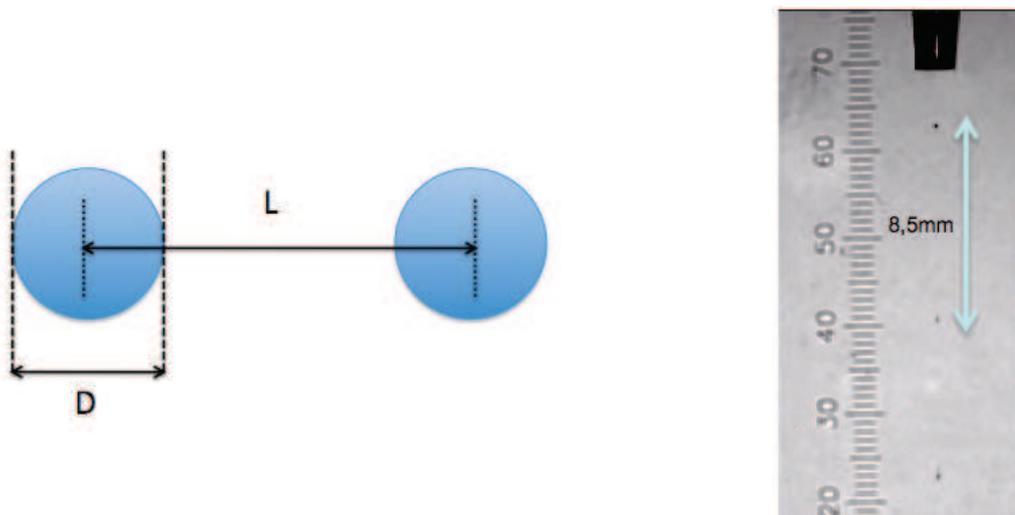


FIGURE 2.8 – Espacement inter-particule

### 2.2.2 Charge de l'écoulement en particules

Un écoulement est considéré comme dilué lorsque sa charge en particules (phase dispersée) est faible. A contrario, on parlera d'écoulement dense lorsqu'il sera forte-

ment chargé en particules.

Une estimation de la nature diluée ou dense de l'écoulement diphasique peut être obtenue en comparant le temps de réponse des particules  $\tau_g$  au temps moyen entre la collision de deux particules  $\tau_C$ .

Lorsque  $\frac{\tau_g}{\tau_C} < 1$ , l'écoulement est considéré comme dilué, et le mouvement des particules est contrôlé par les forces fluide (traînée). A l'opposé, dans un écoulement très chargé en particules, le mouvement des particules sera contrôlé par les collisions.

Ici, le risque de collisions des particules issues de la même source ponctuelle étant extrêmement faible, on peut aisément parler d'un écoulement très dilué. Les effets d'encombrement volumique de la phase dispersée sur la phase porteuse sont négligeable.

### 2.2.3 Couplage des phases

La notion de couplage des phases reflète l'interaction entre la phase porteuse et les particules qui ensemencent l'écoulement. Si une phase affecte le comportement de l'autre phase, sans effet de retour, on qualifie l'écoulement de "one-way coupling", ou couplage direct. Par contre, s'il y a un effet mutuel entre les deux phases de l'écoulement diphasique, on parlera de "two-way coupling", ou couplage réciproque. Ces couplages peuvent être bien résumés dans ce diagramme, tiré de l'ouvrage de Crowe (1998) [72].

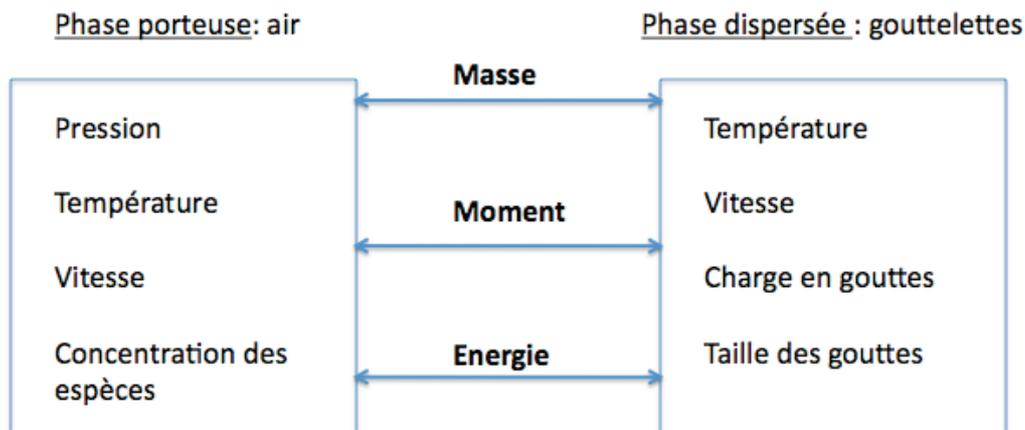


FIGURE 2.9 – Transfert entre les 2 phases d'après Crowe (1998) [72]

Les interactions entre les deux phases s'installent à travers un transfert de masse, de moment et d'énergie.

Lorsque l'écoulement est faiblement chargé ( $< 10\%$ ), le couplage est essentiellement direct : la turbulence contribue à la dispersion du jet mais ne subit pas l'action des gouttes en retour.

Ce qui est le cas ici, la phase dispersée est en effet très diluée et l'écoulement peut

être plus simplement assimilé à un couplage "one-way".

Dans un dernier temps, il ne nous reste maintenant plus qu'à donner les deux positions d'injection testées.

## 2.3 Injection des gouttes dans le domaine turbulent

### 2.3.1 Injection par le haut du domaine

Dans un premier temps, dans un souci de symétrie par rapport à la structure, mais aussi de perturbation minimale de l'écoulement, nous avons choisi de placer l'injecteur au dessus (40 mm) du centre du domaine homogène isotrope. Le montage réalisé est ainsi décrit sur la figure 2.10.

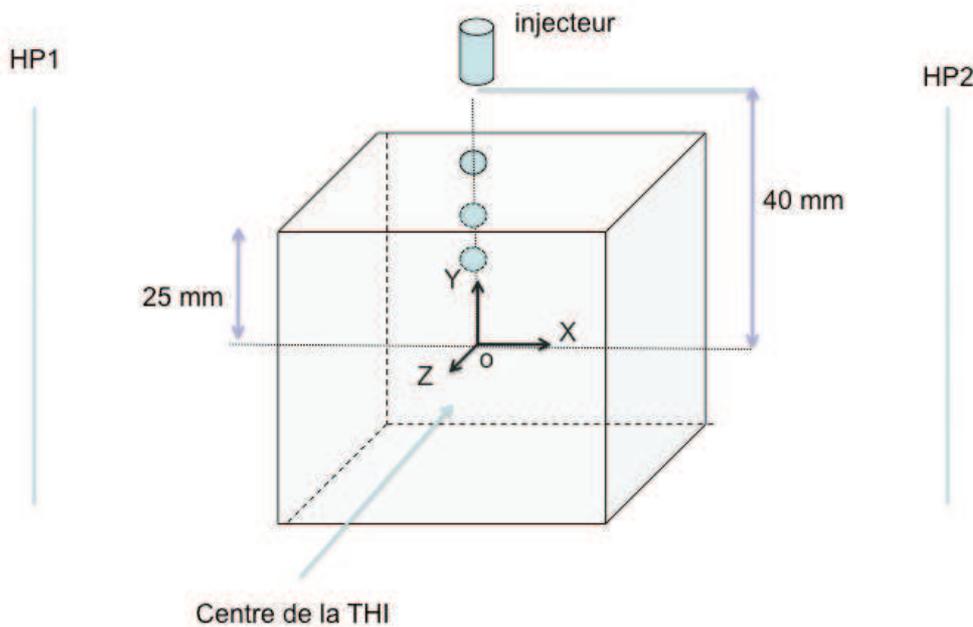


FIGURE 2.10 – Position d'injection n°1

Le choix de la hauteur de l'injecteur par rapport au domaine turbulent résulte d'un compromis. D'une part, il faut tenir compte de la vitesse initiale des gouttes, afin de ne pas retrouver un comportement balistique dans la turbulence homogène isotrope. A cette hauteur, les gouttes ont atteint une vitesse de chute de l'ordre des fluctuations de vitesses de la turbulence. D'un autre côté, plus on place l'injecteur au dessus du domaine turbulent, plus les gouttes ont du mal à pénétrer, et moins on a d'échantillons pour travailler en un temps donné.

Globalement, le jet est très malmené par la turbulence et ne pénètre que par intermittence dans le domaine homogène isotrope. Des visualisations des trajectoires des gouttes (section 3.2.2) nous ont permis de se rendre compte du temps de résidence réel du jet dans le domaine d'intérêt. C'est ce qui nous a poussé dans un second temps à chercher un nouveau point d'injection plus optimal.

On a pu aussi vérifier, à l'aide d'une campagne PIV, que le plan P2 correspondant à la taille du domaine turbulent n'était que faiblement affecté par la présence relativement discrète de l'injecteur.

### 2.3.2 Injection à l'aide d'un jet synthétique

L'idée pour ce point d'injection repose sur l'utilisation d'un jet synthétique afin d'aider les gouttes à pénétrer dans le domaine homogène isotrope. Cette fois, l'injecteur est placé devant une source (à 25 cm), les gouttes étant ainsi guidées jusque dans le domaine, Fig. 2.11.

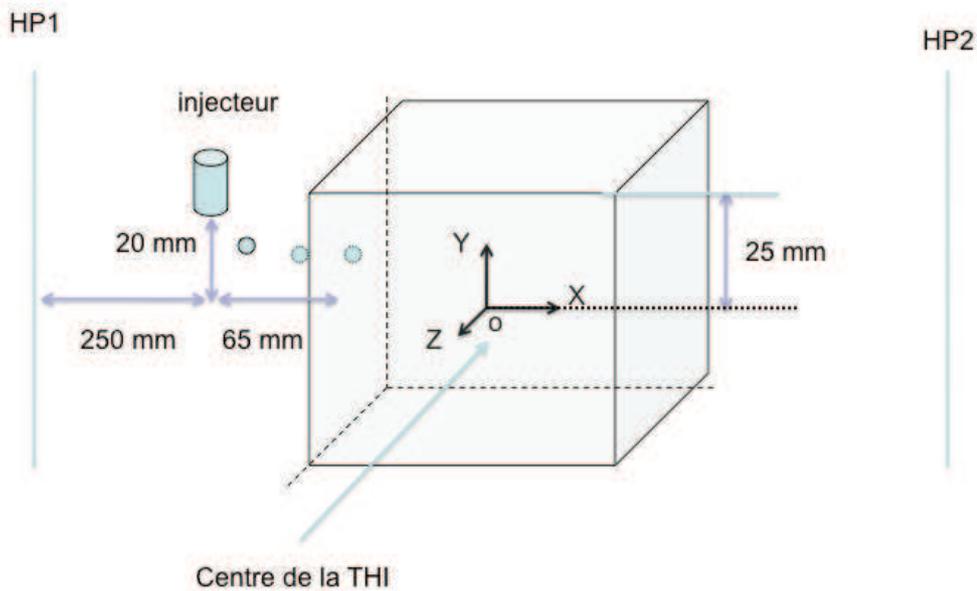


FIGURE 2.11 – Position d'injection n°2

Les campagnes d'ILIDS réalisées pour ces deux points d'injection (section 3) ont montrées que l'on multipliait par 3 le nombre d'échantillons dans le domaine turbulent pour le même nombre de champs enregistrés.

## 2.4 Réflexion sur le choix des métrologies

### Mesure locale Eulérienne

Une première idée a consisté à utiliser un système déjà en place sur l'expérience. En effet, l'appareillage LDV est aussi équipé d'un système de granulométrie (PDA pour Phase Doppler Anemometer). Ainsi son utilisation nous donnerait accès, localement, aux vitesses et diamètres moyens des gouttes pendant un temps donné. Mais l'écoulement extrêmement dilué des gouttelettes ne nous a pas laissé ce choix. En effet, il aurait fallu attendre un temps terriblement long pour qu'un nombre représentatif de gouttes traverse le centre du domaine de mesure.

### Mesure planaire Eulérienne

Afin de pallier ce problème nous nous sommes tournés vers une métrologie offrant un domaine de mesure plus large : un plan. L'imagerie interférométrique par défaut de mise au point couplée à un système de PTV renseigne sur les positions (2D), les vitesses (2D) et les tailles des particules contenues dans ce plan. On note toutefois que l'interprétation des résultats reste limitée à la très bonne connaissance des conditions initiales d'injection (cette contrainte ne sera pas précisément respectée lors de l'éjection du fréon). Les atouts et résultats de cette technique seront présentés dans le chapitre suivant.

### Mesure volumique Lagrangienne

La dernière métrologie retenue, la plus riche en informations et la plus ambitieuse, est l'holographie numérique rapide. Cette fois nous regardons les particules dans un volume et nous avons accès à leurs positions (3D), leurs vitesses (3D) et leurs tailles. L'utilisation d'une caméra rapide nous a permis d'enregistrer la position et la taille des gouttes à chaque pas de temps. Puis à l'aide d'un algorithme de tracking nous avons pu remonter aux trajectoires, aux statistiques Lagrangienne ainsi qu'à l'évolution des diamètres de gouttelettes évaporantes au cours de leur passage dans le domaine homogène isotrope. L'originalité de l'algorithme de restitution des hologrammes vient de plus accroître la précision des mesures, et augmenter la taille de champ enregistrée.

On note ici que l'on a évincé les techniques reposant sur la fluorescence et luminescence à cause de la toxicité des produits utilisés, sachant que l'expérimentateur évolue dans la pièce et que les conditions de fonctionnement (turbulence homogène isotrope) empêchent de travailler sous hotte. Les essais utilisant l'acétone auraient pu présenter l'avantage de se prêter à la méthode LIF avec une illumination dans l'ultra violet.

# Chapitre 3

## Etude Eulerienne de la dispersion des gouttes par ILIDS

---

*Dans ce chapitre nous décrivons les statistiques Euleriennes obtenues à l'aide de l'imagerie interférométrique par défaut de mise au point ou ILIDS. Les résultats présentés ne concernent que des gouttelettes non évaporantes.*

---

*La présentation de la technique ILIDS est basée principalement sur les échanges et notes de cours de Fabrice Onofri (IUTSI, Polytech Marseille) [60], les travaux de l'équipe de Tropea [80] [81], la thèse de Pu [82] et l'aide précieuse de Loïc Mèès.*

### 3.1 Présentation de l'ILIDS

#### Bibliographie

Konig et al. ont proposé en 1986 [83] une méthode interférométrique pour mesurer la taille de gouttelettes. Ils ont enregistré les franges d'interférence formées par une gouttelette en champ lointain, sur un capteur linéaire. A l'aide des lois de l'optique géométrique, ils établissent une relation entre le diamètre des gouttes et l'espace inter-frange. Notons qu'ils avaient déjà eu l'idée d'utiliser cette technique sur des gouttes en évaporation grâce à la grande sensibilité de la méthode. Vers le début des années 1990, cette technique est reprise par Ragucci et al. (1990) [84], en se basant cette fois sur la théorie de Lorenz-Mie (on expliquera plus loin les raisons de l'utilisation de cet outil). Leur protocole consistait en l'enregistrement d'images de gouttes en défaut de mise au point sur un capteur 2D. Ces images, Fig. 3.1 font apparaître des franges dont le nombre est déterminé par une simple détection de pics d'intensité et donne directement accès à la taille de la goutte. A une goutte correspond une image en défaut de mise au point. La technique permet ainsi potentiellement de mesurer la taille de plusieurs objets simultanément. Cependant dans cette dernière démonstration les mesures étaient limitées à une seule goutte à

la fois en raison du fort défaut de mise au point et de la taille réduite du capteur. Quand les images et donc les franges de plusieurs gouttes se superposaient dans l'image, la mesure était rejetée.

En 1995, grâce à l'essor des techniques de numérisation et la naissance de la PIV, Glover et al. [85] proposent d'étendre cette technique d'interférométrie à l'étude des sprays, en réalisant des images contenant de nombreuses gouttes. Cette fois les images de gouttes sont clairement différenciées, et le travail de Glover et al. montre le potentiel de l'imagerie interférométrique pour l'étude des sprays. De plus, ils proposent d'étendre la technique à la mesure de vitesse (2D) selon le principe de la PIV. Depuis la technique a profité de quelques améliorations, notamment pour des sprays plus denses (Maeda et al., 2000) [86].

La technique a également été appliquée à la mesure de taille de bulles (Niwa et al., 2000)[87].

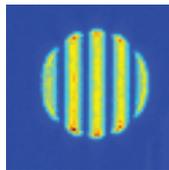


FIGURE 3.1 – Goutte d'eau ( $60 \mu\text{m}$ ), image obtenue par ILIDS

### Principe

Le diamètre d'une particule sphérique transparente peut être calculé avec précision, à partir d'une figure d'interférence enregistrée en champ lointain. Lorsque l'on considère le cas de plusieurs particules, les figures d'interférences viennent se superposer les unes sur les autres et il n'est alors plus possible de remonter aux diamètres de chacune des gouttes. En revanche, lorsque les particules sont observées dans le plan focal image, elles sont bien distinctes les unes des autres. Mais la précision de la mesure de la taille est alors limitée par le nombre de pixels et le grandissement de l'image.

Dans la configuration de l'ILIDS, on vient se positionner entre ces deux plans (le plan de la lentille étant considéré à l'infini). On augmente la précision de la mesure du diamètre par rapport à l'imagerie classique (pour un même champ de mesure), tout en gardant un pouvoir de séparation suffisant entre les gouttes. Le degré de défaut de mise au point permet d'optimiser les mesures pour des milieux plus concentrés (faible défaut de mise au point), ou pour plus de précision sur la mesure de la taille (fort défaut de mise au point).

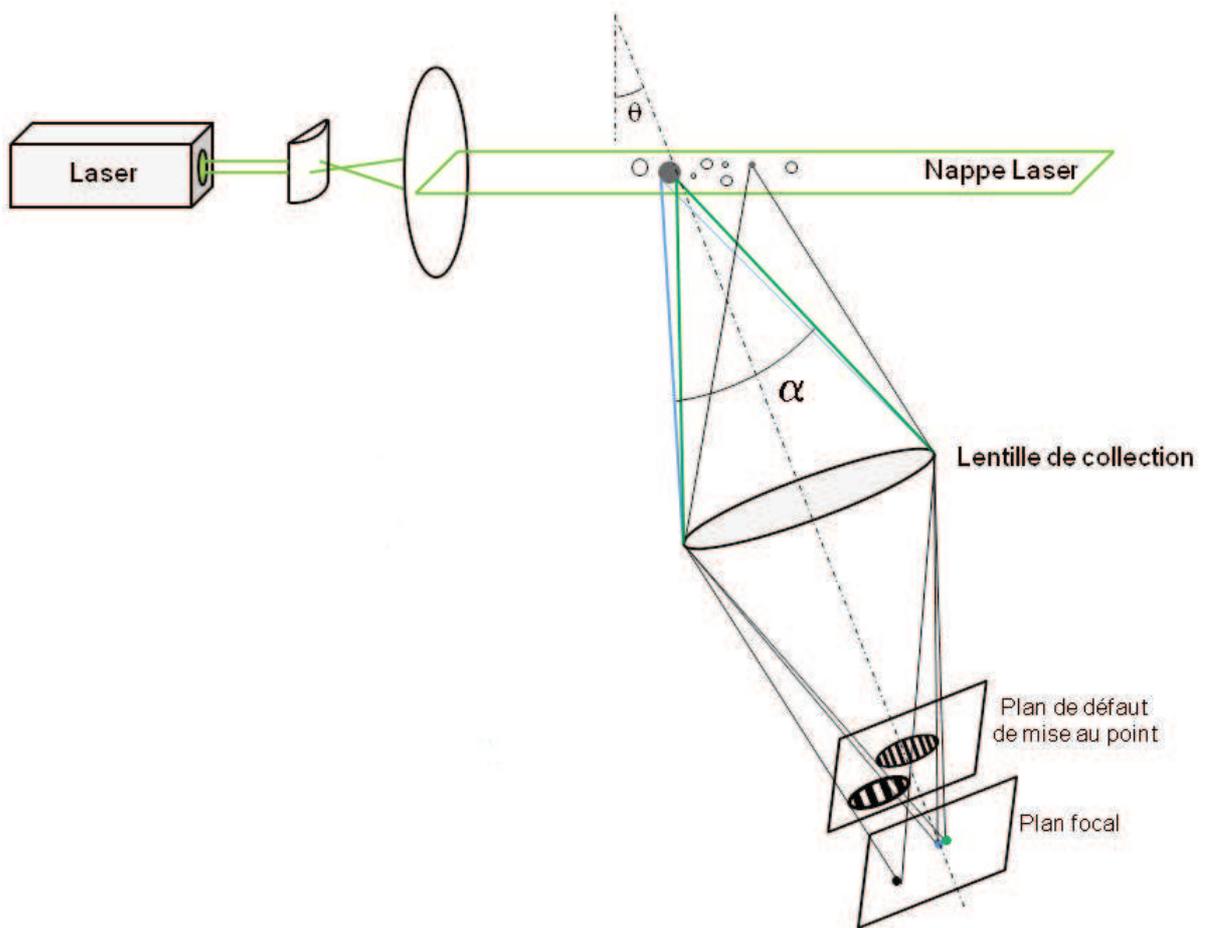


FIGURE 3.2 – Schéma de la technique ILIDS

Sur la figure 3.2, un nuage de particules est éclairé par une nappe laser. La lumière diffusée est collectée et enregistrée par un ensemble optique lentille-capteur CCD, selon un angle d'observation donné  $\theta$ .

Si la mise au point de la caméra est parfaite, on peut observer deux points brillants, appelés points de gloire. Ils correspondent aux points d'impact de rayons diffusés par la particule dans la direction de la caméra.

Si la mise au point est défocalisée, les franges d'interférences apparaissent. La taille des franges va dépendre du degré de défocalisation, leur nombre ne dépendant que de la taille des particules ainsi que de l'angle de collection  $\alpha$ .

Un des résultats les plus importants de la théorie de Lorenz-Mie montre que la lumière diffusée par une particule sphérique et transparente est distribuée de manière inhomogène dans l'espace, en fonction de la taille de la goutte, de l'indice de réfraction et des caractéristiques de la lumière incidente.

L'intensité lumineuse diffusée est une fonction oscillante de l'angle dans l'intervalle  $[0; \pi]$ . En illustration, Fig. 3.3 les diagrammes de diffusion pour différentes tailles de gouttes ( $D= 0.005 ; 0.05 ; 0.5$  et  $50 \mu\text{m}$ ),  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ , et une polarisation du laser perpendiculaire au plan de diffusion. L'ILIDS repose sur l'enregistrement d'une partie du diagramme de diffusion. En effet, autour d'un angle donné, la fréquence des franges d'interférences dépend de la taille de la particule.

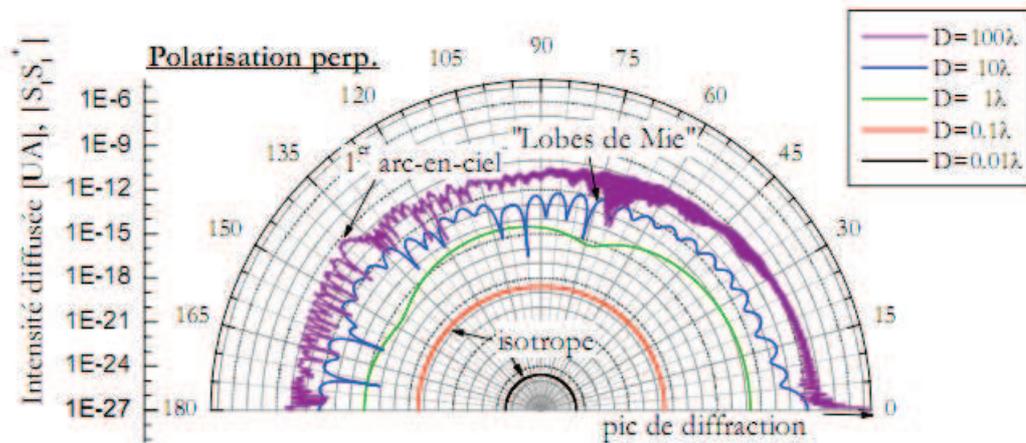


FIGURE 3.3 – Diagramme de diffusion pour différentes tailles de gouttes  
source : cours "Diffusion de la lumière" de Fabrice Onofri (IUTSI, Polytech Marseille) [88]

Le diagramme de diffusion de Mie pour une gouttelette d'eau correspondant à notre situation est présenté figure 3.4. Les paramètres sont :

- gouttes d'indice  $m = 1.33$
- diamètre de la goutte  $d = 60 \mu\text{m}$
- longueur d'onde du laser  $\lambda = 532 \text{ nm}$

La courbe bleue correspond à une polarisation parallèle, la courbe rouge à une polarisation perpendiculaire de la source lumineuse.

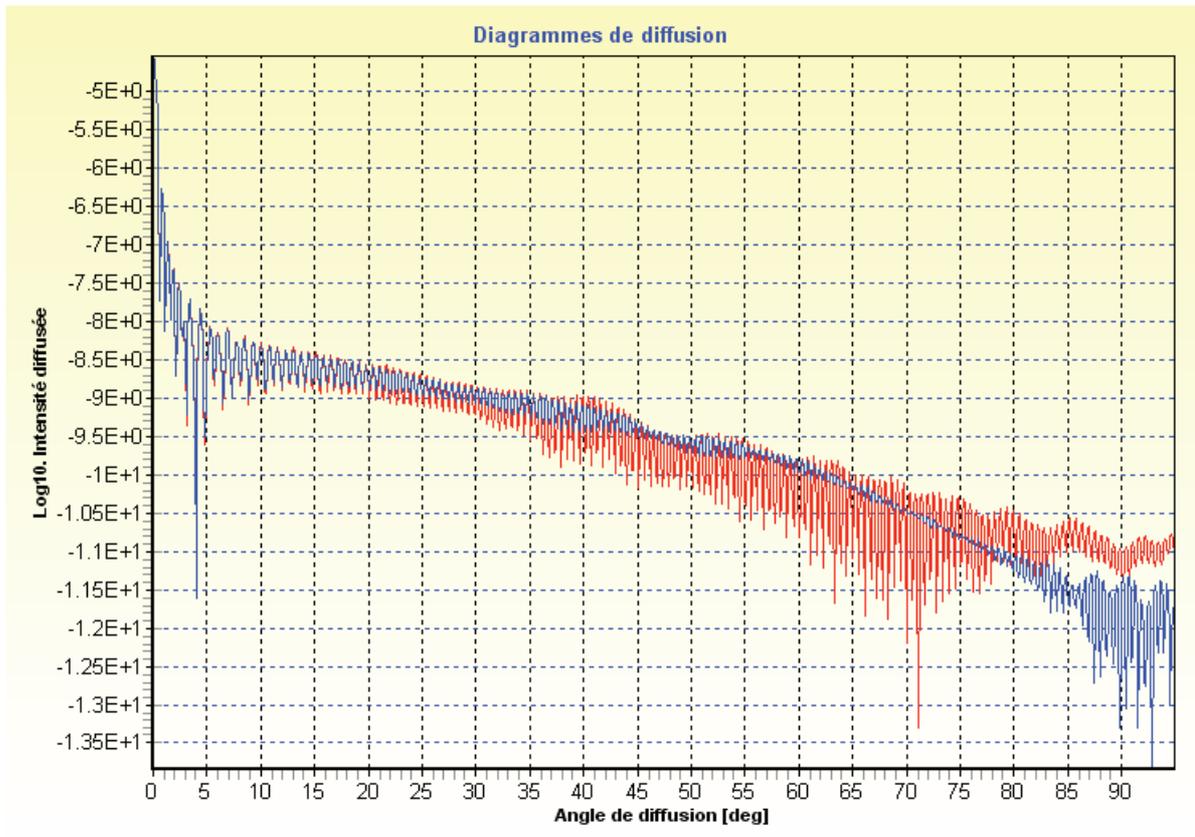


FIGURE 3.4 – Diagramme de diffusion pour des gouttes d'eau et pour une longueur d'onde  $\lambda = 532$  nm

source : logiciel DELPI développé par Fabrice Onofri

Différentes parties du diagramme de diffusion peuvent être exploitées, Fig 3.4. L'aspect le plus important, impliquant le choix de l'angle, repose sur le meilleur rapport signal sur bruit.

De plus, l'angle d'observation choisi va aussi dépendre du modèle (plus ou moins robuste) utilisé pour déterminer la taille des particules.

Enfin, il est essentiel que le contraste des franges mesurées soit important.

Dans la littérature lorsque les particules étudiées sont des gouttes, on trouve souvent deux cas de figure :

- l'angle d'observation est compris entre  $20^\circ$  et  $80^\circ$ , (comme Konig et al. [83], Glover et al. [85], pour ne citer que les premiers).
- l'angle d'observation est de  $90^\circ$  (Comme Ragucci [84] et al., Mounaim-Rousselle et Pajot [89]).

Afin de mieux saisir la différence de procédure en fonction du choix de l'angle d'observation, il est utile de faire quelques rappels.

Debye a reformulé en 1908 le problème de la diffusion de Lorenz-Mie. Il découle de ses travaux que l'on peut ré-écrire, de manière rigoureuse, les expressions de la théo-

rie de Mie sous la forme de contributions liées à l'existence d'ondes partiellement réfléchies et partiellement transmises par la particule, permettant une interprétation proche de celle de l'optique géométrique. Ainsi les oscillations de l'intensité lumineuse diffusée correspondent à la somme des contributions des réfractions successives ( $p=1,2,3\dots$ ), de la réflexion et de la diffraction ( $p=0$ ).

La figure 3.5 présente les diagrammes de diffusion pour les différents ordres de diffusion selon : l'optique géométrique (en pontillés) et la décomposition de Debye (en traits pleins).

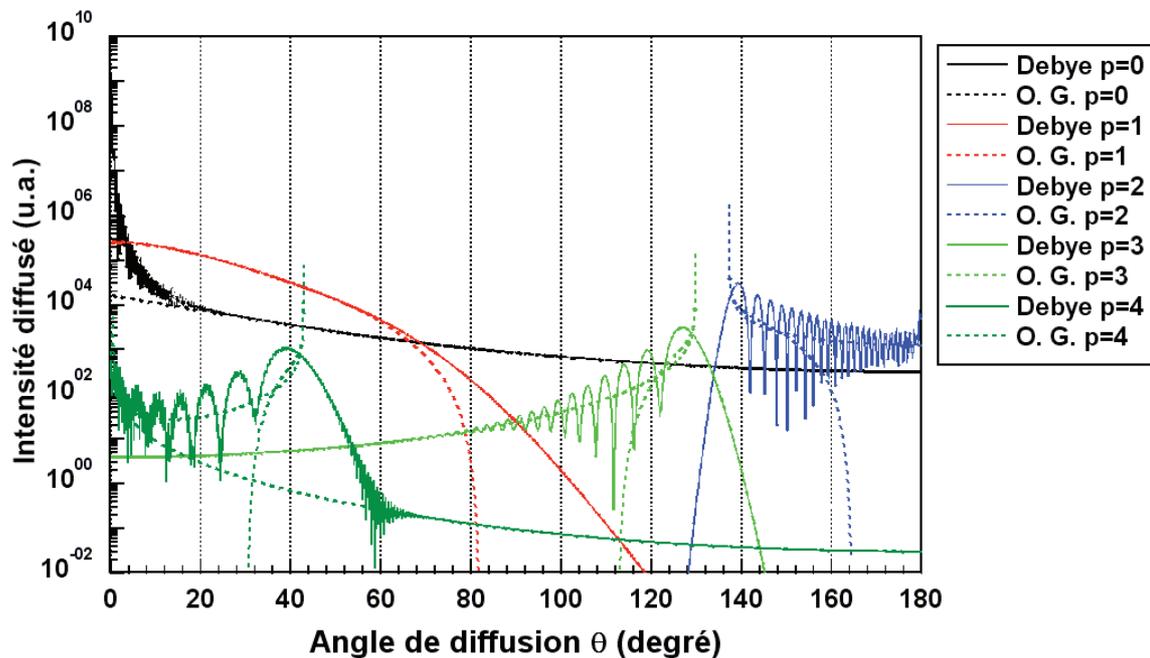


FIGURE 3.5 – Décomposition de Debye

source : Codes *DifDebye* et *PDAGEOM* développés respectivement par Loïc Mées et Kuan Fang Ren (Coria).

La théorie de Lorenz-Mie peut être utilisée pour établir de manière rigoureuse une relation entre les franges d'interférence et le diamètre des particules observées. Au regard de la décomposition de Debye, Fig 3.5, lorsque l'éclairage est parfaitement homogène, et dans la région d'observation comprise entre  $0^\circ$  et  $80^\circ$ , ce sont les contributions de la réflexion ( $p=0$ ) et de la première réfraction ( $p=1$ ) qui dominent. L'origine de franges régulières dans cette région peut être interprétée comme les interférences entre ces deux mode d'interaction avec la goutte.

Ainsi, entre  $0^\circ$  et  $80^\circ$ , la relation liant interfrange et diamètre de la particule, peut être plus simplement écrite en se servant des lois de l'optique géométrique.

### Angle d'observation dans l'intervalle $[0^\circ ; 80^\circ]$ : description par l'optique géométrique

C'est la différence de marche entre ces deux rayons qui est responsable de la formation du réseau de franges sombres et lumineuses, fonction de la taille de la goutte.

Les chemins optiques sont représentés sur la figure 3.6, où  $\tau_1$  et  $\tau_0$  représentent les angles d'incidence des rayons réfractés et réfléchis, et  $\tau'_1$  l'angle de réfraction. Les lois de Snell-Descartes permettent d'écrire :

$$\cos \tau'_1 = \frac{1}{m} \cos \tau_1 \quad (3.1)$$

Avec  $m$  le rapport entre  $n_i$  l'indice de réfraction de la particule (1.33 pour de l'eau) et  $n_e$  l'indice de réfraction du milieu (1 pour l'air),  $d$  le diamètre de la particule et  $\lambda$  la longueur d'onde de l'onde incidente.

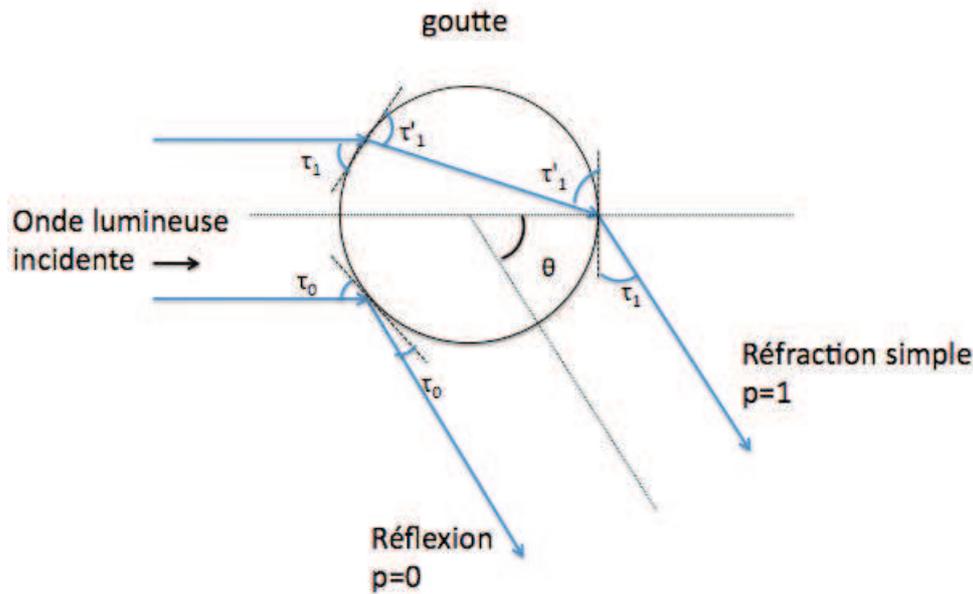


FIGURE 3.6 – Approximation géométrique des chemins optiques pour une goutte sphérique et transparente

La différence de marche entre ces deux rayons peut s'écrire :

$$\delta_0 - \delta_1 = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \tau_0 - \frac{2\pi d}{\lambda} (\sin \tau_1 - m \sin \tau'_1) \quad (3.2)$$

La relation liant les angles s'écrit comme :

$$\theta = 2\tau'_1 - 2\tau_1 = 2\tau_0 \quad (3.3)$$

Ce qui amène à :

$$\delta_0 - \delta_1 = \frac{2\pi d}{\lambda} \left( \sin \frac{\theta}{2} - \sqrt{m^2 + 1 - 2m \cos \frac{\theta}{2}} \right) \quad (3.4)$$

Une petite variation de l'angle de diffusion provoque une variation de l'intensité lumineuse passant d'un maximum à un minimum. La variation d'intensité entre deux franges correspond à une variation de différence de phase de  $2\pi$ .

On peut alors écrire à l'aide de l'équation précédente que :

$$\Delta(\delta_0 - \delta_1) = \frac{\pi d}{\lambda} \left( \cos \frac{\theta}{2} + \frac{m \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{m^2 + 1 - 2m \cos \frac{\theta}{2}}} \right) \Delta\theta = 2\pi \quad (3.5)$$

où  $\Delta\theta$  représente la période angulaire des franges.

On a alors :

$$\Delta\theta = \frac{2\lambda}{d} \frac{1}{\cos \frac{\theta}{2} + \frac{m \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{m^2 + 1 - 2m \cos \frac{\theta}{2}}}} \quad (3.6)$$

Pour un angle de collection  $\alpha$  le nombre  $N$  de franges visibles est :

$$N = \frac{\alpha}{\Delta\theta} \quad (3.7)$$

Le nombre  $N$  de franges d'interférence pour une goutte donnée permet ainsi de déduire son diamètre  $d$  :

$$d = \frac{2\lambda N}{\alpha} \frac{1}{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + \frac{m \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\sqrt{m^2 + 1 - 2m \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)}}} \quad (3.8)$$

Plutôt que de compter le nombre de franges il est préférable, pour plus de précision, de mesurer la fréquence à l'aide d'un calcul FFT (Fast Fourier Transform), ce qui revient à considérer un nombre décimal de franges.

Tout ce que nous venons de développer concernait des angles d'observation compris entre  $0^\circ$  et  $80^\circ$ , où l'utilisation de l'optique géométrique pour représenter les interférences entre la réflexion ( $p=0$ ) et la première réfraction ( $p=1$ ) est justifiée.

Maintenant, il est remarquable de noter que pour des angles d'observation proches de  $90^\circ$ , le phénomène d'interférence est encore observable.

De manière générale, la technique ILIDS peut être appliquée pour toute région du diagramme de diffusion, tant que le diamètre des particules peut être relié à une oscillation de l'intensité diffusée. Il suffit d'établir la relation entre la période de ces oscillations et le diamètre des particules étudiées.

### Angle d'observation proche de $90^\circ$

Lorqu'on se réfère à la figure 3.5, on constate que :

- dans l'approximation de l'optique géométrique, la première réfraction n'existe plus ;

- dans la décomposition de Debye, on observe autour de cet angle un mélange de réflexion ( $p=0$ ), de première réfraction ( $p=1$ ) et de troisième réfraction ( $p=3$ ).

La différence entre ces deux constatations repose sur l'existence d'ondes de surface qui prolongent la contribution de la première réfraction ( $p=1$ ) mais qui ne sont pas prises en compte par l'optique géométrique. Il n'est alors plus correct d'utiliser la relation précédemment établie entre la période des franges d'interférence et la taille des gouttes. Notons que sur le diagramme de diffusion de Mie, l'intensité lumineuse dans cette région est beaucoup plus faible. Le rapport signal sur bruit sera aussi plus faible.

A  $90^\circ$ , la relation entre l'espace inter-frange et le diamètre des gouttes doit être établie à l'aide de la théorie de Lorenz-Mie, comme l'ont fait par exemple Ragucci et al.[84], Pu [90]...

Nous n'en dirons pas plus sur le sujet, ayant choisi une configuration d'observation optimale, en terme de rapport signal sur bruit et de contraste des franges, autour de  $70^\circ$ .

### Réalisation technique

Le montage optique de l'ILIDS est très proche de celui d'un montage PIV. Il se compose d'un laser pulsé Nd-YAG double cavité (120 mJ, 532 nm) qui génère deux nappes laser qui se superposent spatialement et d'une caméra double trame, PCO SensiCam (12 bits, 1280 x 1024 pixels, taille pixel  $6.7 \mu\text{m}$ ). On utilise un objectif Makro-planar Zeiss de 97 mm de focale et d'ouverture 2.0.

Dans notre application nous nous intéressons à des gouttes d'eau dans l'air, avec une polarisation du laser verticale. Le diagramme de Mie nous incite à travailler autour de  $70^\circ$ .

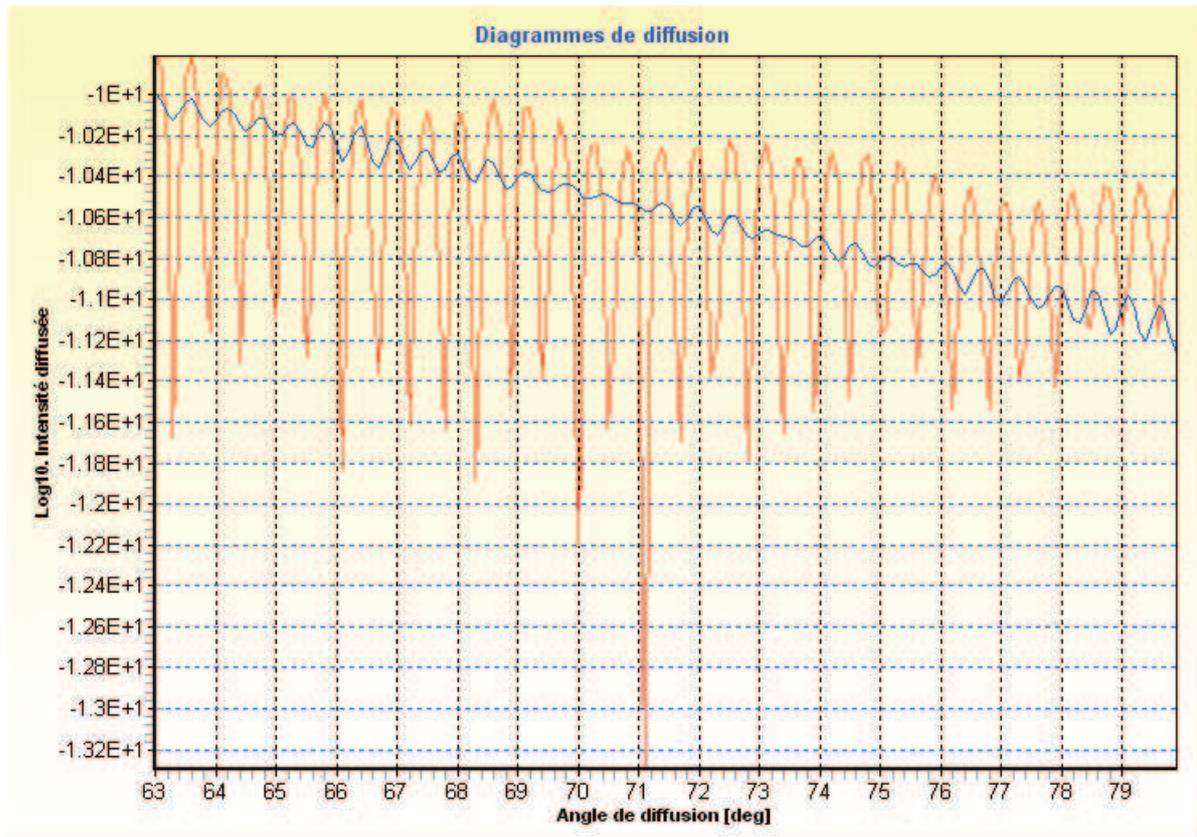


FIGURE 3.7 – Diagramme de diffusion pour des gouttes d'eau et pour une longueur d'onde  $\lambda = 532$  nm

source : logiciel DELPI développé par Fabrice Onofri

La sortie du laser est équipée d'une lame à retard ( $\lambda/2$ ) permettant de régler la direction de la polarisation.

On utilise un système commercial Lavisson (module IMI) pour traiter les images obtenues. Pour la calibration une ouverture circulaire de diamètre connu est rajoutée sur l'objectif de la caméra. A partir de ce diamètre d'ouverture et de la distance de travail (nappe laser-objectif), on détermine l'angle de collection  $\alpha$ .

Les figures 3.8 et 3.9 illustrent la détection et les résultats de l'analyse réalisée par le module IMI.

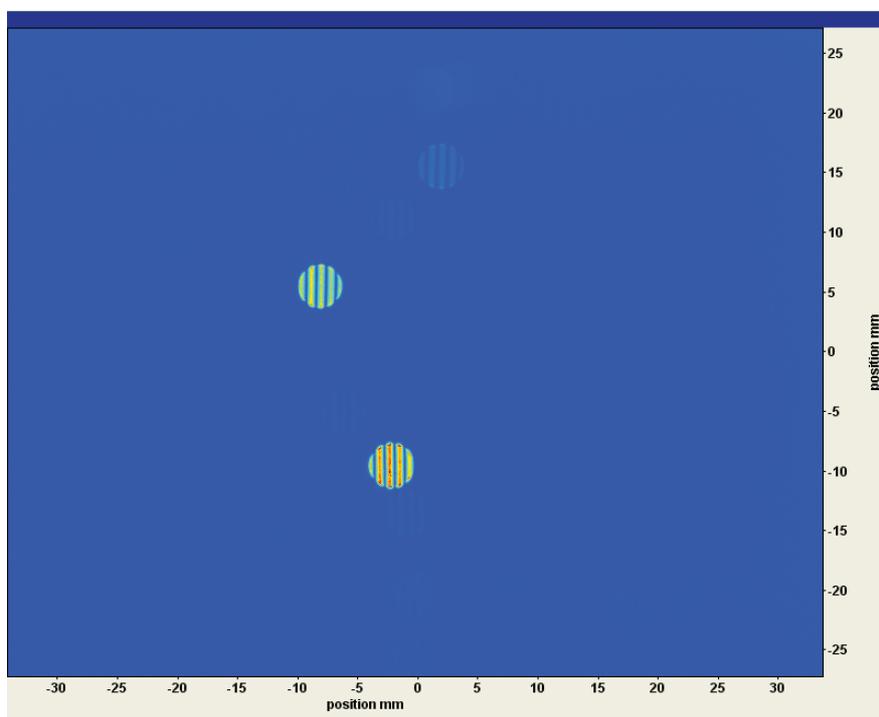


FIGURE 3.8 – Exemple d'images enregistrées

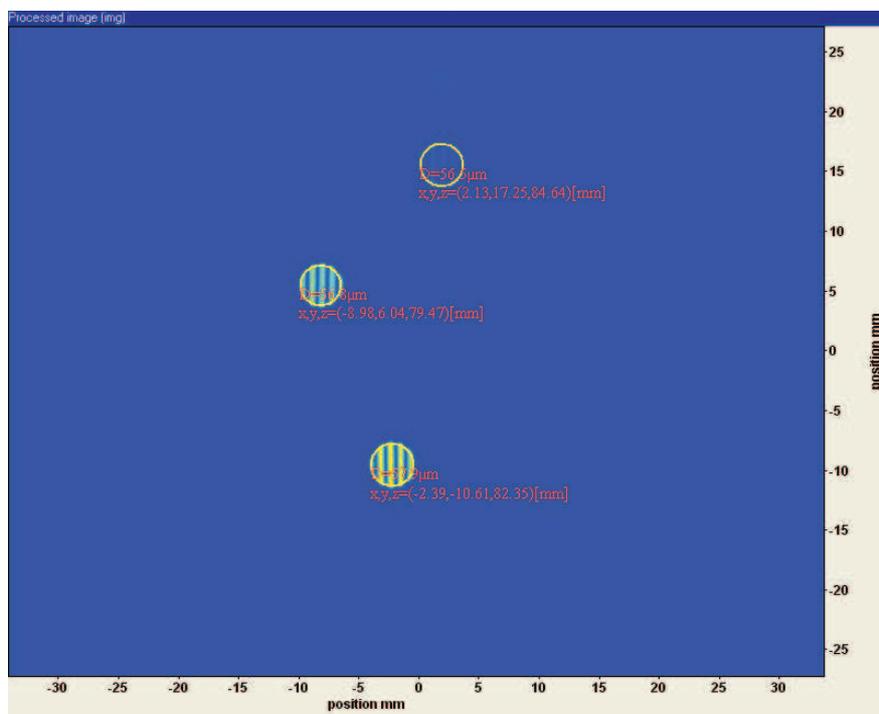


FIGURE 3.9 – Analyse des données par le module IMI

## 3.2 Résultats obtenus par ILIDS

### 3.2.1 Première campagne

La première campagne d'ILIDS correspond au premier point d'injection présenté dans le chapitre précédent. Les paramètres d'injection correspondent aux valeurs données précédemment : diamètre de  $60 \mu\text{m}$ , fréquence 500 Hz, vitesse initiale proche de 1 m/s.

Le plan étudié est le plan horizontal (XoZ), voir Fig. 3.10.

50 000 paires d'images ont été enregistrées avec un  $\Delta t = 200 \mu\text{s}$ .

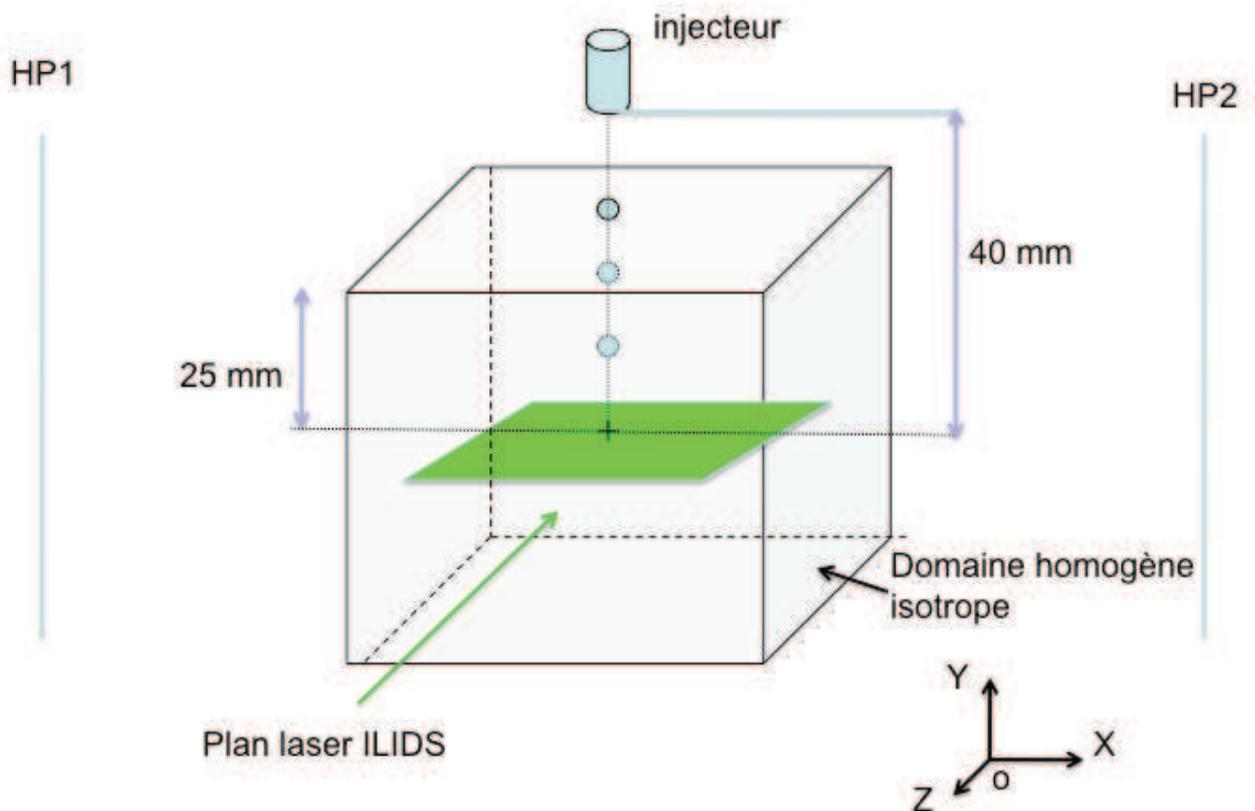


FIGURE 3.10 – Plan étudié - première position d'injection

Pour ce point d'injection, nous avons récolté un nombre assez pauvre d'échantillons. En moyenne nous avons pu compter 2 gouttes pour 25 images enregistrées. La figure 3.11 présente la tache de dispersion des 2 000 gouttes détectées en découpant le plan en petites cases de  $5 \times 5 \text{ mm}$ . L'option "shading interpolation" lisse

l'affichage pour offrir une meilleure lisibilité.

La barre de couleur indique la densité de gouttes. La gamme de couleurs n'est pas optimisée sur cette figure. Elle a été choisie identique à celle correspondant aux résultats obtenus pour le deuxième point d'injection (Fig. 3.24) afin d'offrir une meilleure comparaison.

On constate que la tache de dispersion est approximativement circulaire ainsi qu'on pouvait s'y attendre dans cette situation.

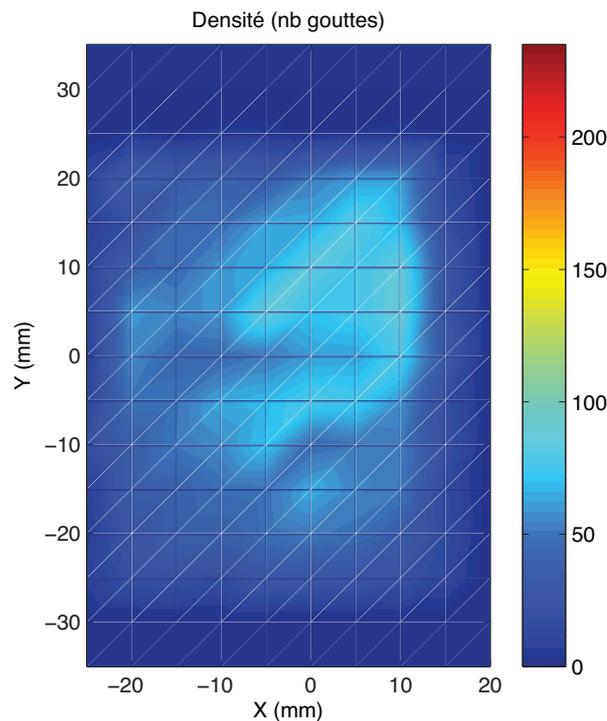


FIGURE 3.11 – Répartition des gouttes dans des boîtes de 5x5 mm avec une injection centrale (l'affichage est lissé)

La densité locale des gouttes reste trop faible pour permettre une analyse statistique des données et tirer des conclusions fiables sur la dispersion des gouttes. La deuxième campagne visera à y parvenir. Toutefois ce montage a apporté un certain nombre d'informations utiles pour la suite des mesures. En effet, les résultats de cette campagne, nous ont permis de mettre au clair deux points essentiels :

- l'un concernant la dispersion des diamètres des gouttes injectées en présence de turbulence ;
- l'autre sur la difficulté des gouttes à pénétrer dans le domaine homogène isotrope à partir de ce point d'injection.

La figure 3.12 présente la PDF des diamètres obtenue.

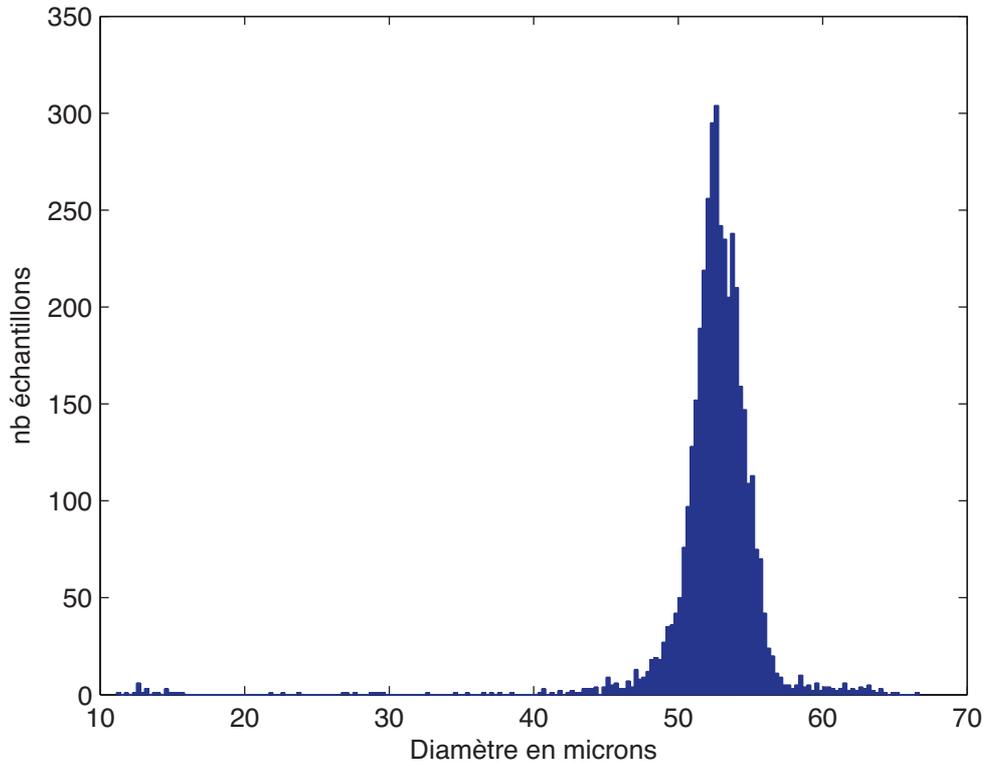


FIGURE 3.12 – PDF du diamètre des gouttes analysées par le module IMI

Nombre de gouttes	Diamètre moyen ( $\mu\text{m}$ )	Ecart type du diamètre ( $\mu\text{m}$ )
2 000	52.80	2.33

La population de gouttes semble plus polydisperse que ce que nous avons observé au PDA dans l'air au repos, Fig. 2.6. Il nous a donc semblé intéressant, de vérifier au PDA si ce résultat était dû à l'imprécision des mesures réalisées par l'ILIDS ou à l'effet de la turbulence sur la qualité de la monodispersion de l'injecteur. Les trois pages suivantes comparent les résultats obtenus au PDA (PDF des vitesses, PDF des diamètres et diagramme de phase), pour les mêmes paramètres d'injection, en fonction de l'environnement de l'injecteur. L'injecteur est situé à quelques millimètres au-dessus du volume de mesure.

Dans l'air au repos

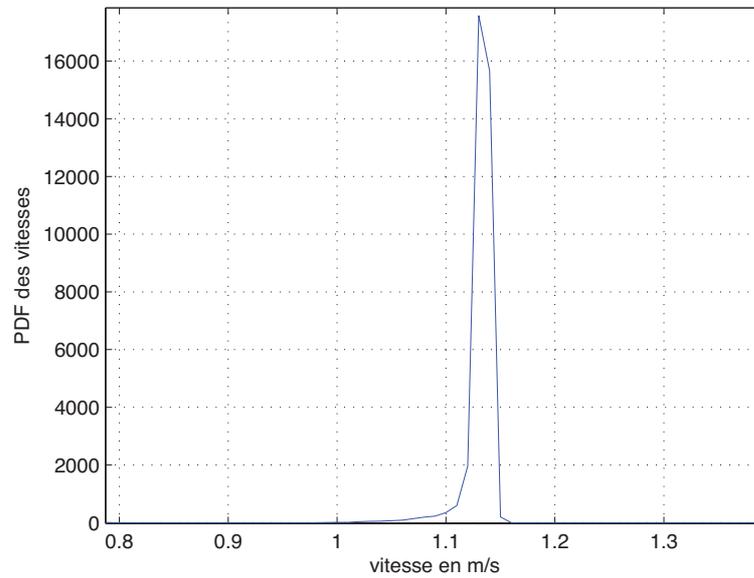


FIGURE 3.13 – PDF de la composante de vitesses  $V$  (selon  $Y$ ) dans l'air au repos mesurée par PDA

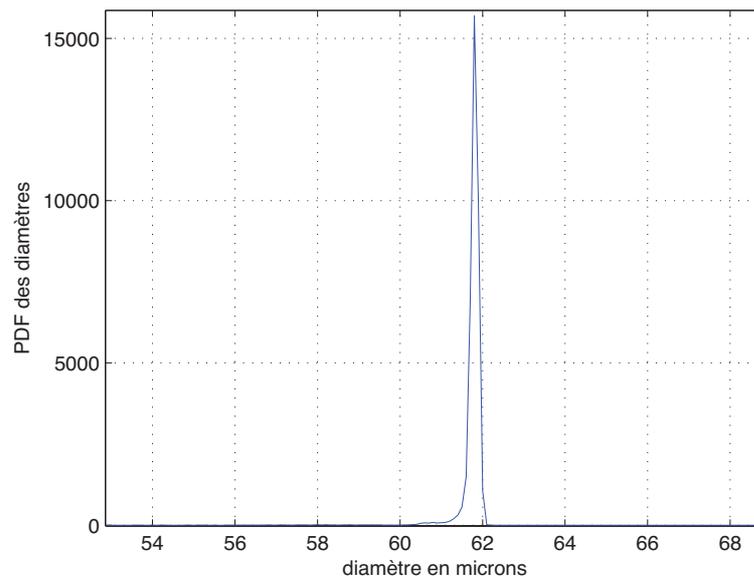


FIGURE 3.14 – PDF des diamètres dans l'air au repos mesurée par PDA

## En présence de turbulence

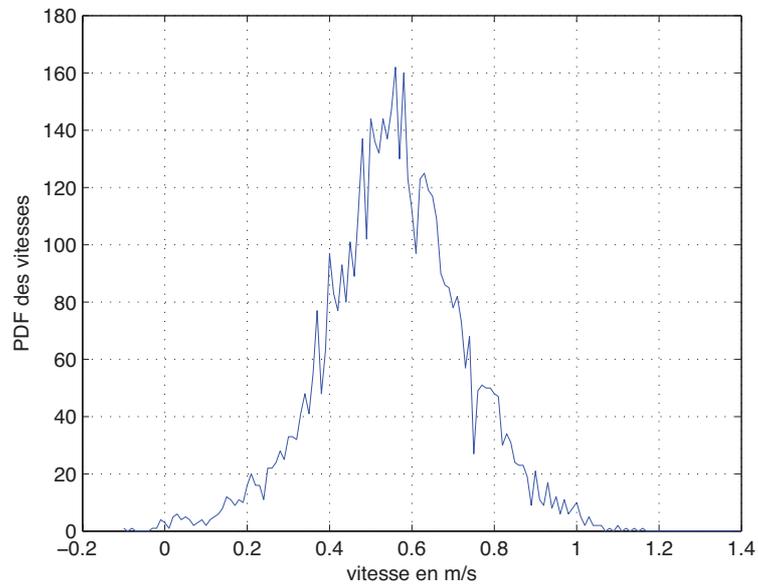
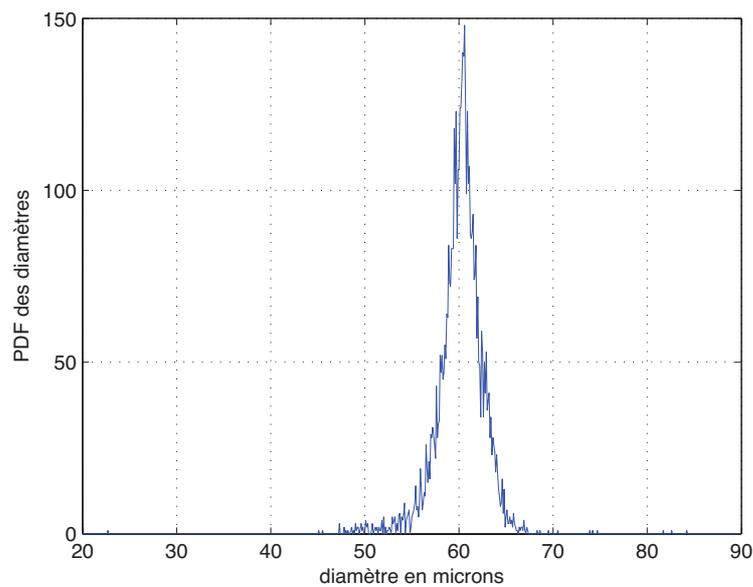
FIGURE 3.15 – PDF de la composante de vitesses  $V$  (selon  $Y$ ) en présence de turbulence mesurée par PDA

FIGURE 3.16 – PDF des diamètres en présence de turbulence mesurée par PDA

Puis les figures 3.17 et 3.18 comparent les diagrammes de phase :

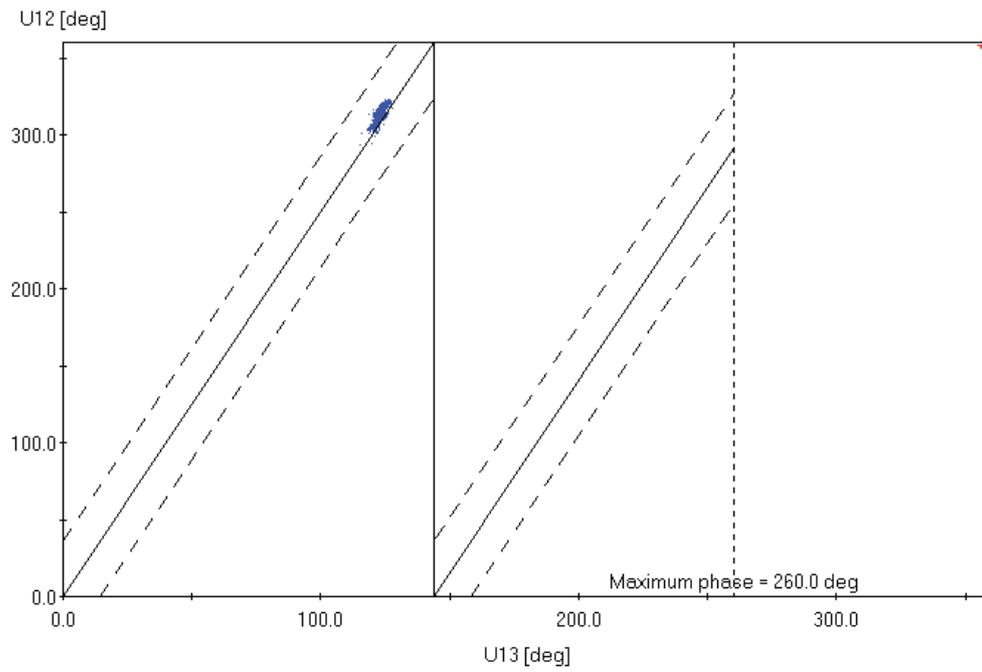


FIGURE 3.17 – Diagramme de phase dans l'air au repos

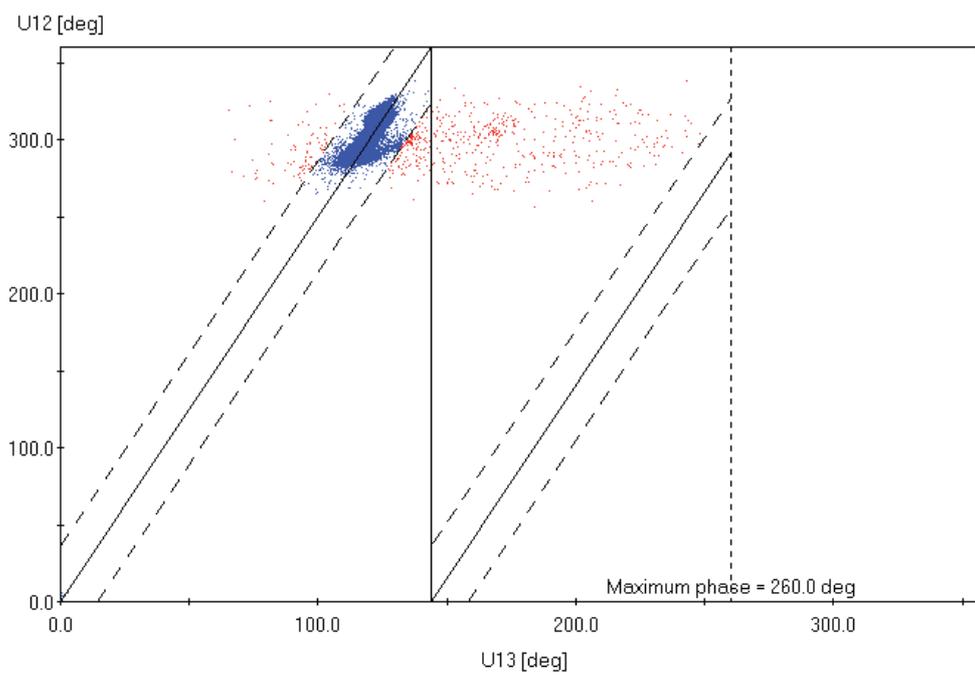


FIGURE 3.18 – Diagramme de phase en présence de turbulence

Le tableau ci-dessous résume les statistiques obtenues : vitesse moyenne selon  $\bar{V}_g$ , écart type des vitesses  $v_{gRMS}$ , diamètre moyen  $\bar{d}$ , et écart type des diamètres  $d_{RMS}$ .

	$\bar{V}_g$ (m/s)	$v_{gRMS}$ (m/s)	$\bar{d}$ ( $\mu\text{m}$ )	$d_{RMS}$ ( $\mu\text{m}$ )
Dans l'air au repos	1.136	0.014	61.7	0.5
En présence de turbulence	0.560	0.173	60.1	2.6

Les mesures réalisées à l'aide du PDA, pour les mêmes paramètres d'injection, ont permis de mettre en évidence que l'injection est affectée par la présence de la turbulence. En effet les gouttes injectées sont dispersées par la turbulence en sortie d'injecteur et l'écart type de leur distribution en taille est dans ce cas plus important de quelques microns.

On peut évoquer plusieurs facteurs responsables de ce phénomène. D'un point de vue physique, la formation des gouttes en sortie d'injecteur serait directement affectée par la présence de l'écoulement turbulent. Ensuite, d'autres cause liées directement à la mesure méritent d'être citées, comme l'effet de trajectoire et la validation de sphéricité.

L'effet de trajectoire introduit un biais sur la mesure du diamètre en fonction de la position de la goutte dans le volume de mesure. Le calcul du diamètre des gouttes est basé sur la lumière diffusée par le premier ordre de réfraction. Mais, pour certaines positions des gouttes dans le volume de mesure, l'optique de réception collecte, en plus de la réfraction, une contribution de réflexion indésirable, menant à un calcul incorrect de la taille.

Dans l'air au repos, l'injecteur positionné méticuleusement au dessus du volume de mesure délivre un train de gouttes passant par le centre du volume sans dérive. Lorsque les jets synthétiques fonctionnent, le train de gouttes est perturbé et les gouttes se dispersent dans le volume de mesure. On note aussi que ce biais agit plus particulièrement sur les particules dont la taille est proche du volume de mesure. Ce qui est confirmé dans notre cas où les particules mesurent autour de 60  $\mu\text{m}$  pour un volume de mesure de 92 x 92 x 188  $\mu\text{m}$ .

La validation de la sphéricité correspond à la comparaison des rayons de courbures des gouttes, mesurés par les couples de photodétecteurs P1-P2 et P1-P3. Sur le diagramme de phase Fig. 3.18, les mesures rejetées sont affichées en rouge. Ces valeurs ne seront pas prises en compte dans la mesure. Les traits en pointillés correspondent à la marge d'erreur, c'est à dire la déviation maximale que l'on autorise sur la sphéricité (5 % ici), sachant que les photodétecteurs ont aussi leur propre tolérance et précision.

Cette campagne a ensuite apporté la preuve quantitative que les gouttes avaient

des difficultés à pénétrer dans le domaine turbulent homogène isotrope à partir de ce point d'injection. L'ILIDS nous a permis d'établir ce résultat rapidement car le temps de dépouillement des données est relativement faible (quelques jours pour la totalité des images enregistrées). Ceci nous a amené à effectuer des visualisations plus globales du comportement du jet dans le domaine. Ces visualisations nous ont servies à optimiser l'injection des gouttes en trouvant notamment un endroit plus approprié. Des montages de type "qualitatifs" nous ont permis de visualiser le comportement du jet dans le domaine. L'ILIDS nous a amené des confirmations quantitatives avec un bon temps de réponse.

### 3.2.2 Optimisation de l'injection

Des visualisations de l'injection du train de gouttelettes dans le domaine turbulent, éclairé en volume Fig. 3.19, nous ont permis, pour le premier point d'injection choisi, de mieux appréhender le comportement du jet. Le phénomène d'interpénétration de deux sources (jets synthétiques) se faisant face, étudié au premier chapitre, vient continuellement déstabiliser et repousser le train de gouttelettes au gré du déplacement du point d'impact des sources. C'est la raison pour laquelle il est si difficile d'avoir un nombre conséquent de gouttes qui parviennent à pénétrer dans le domaine homogène isotrope.

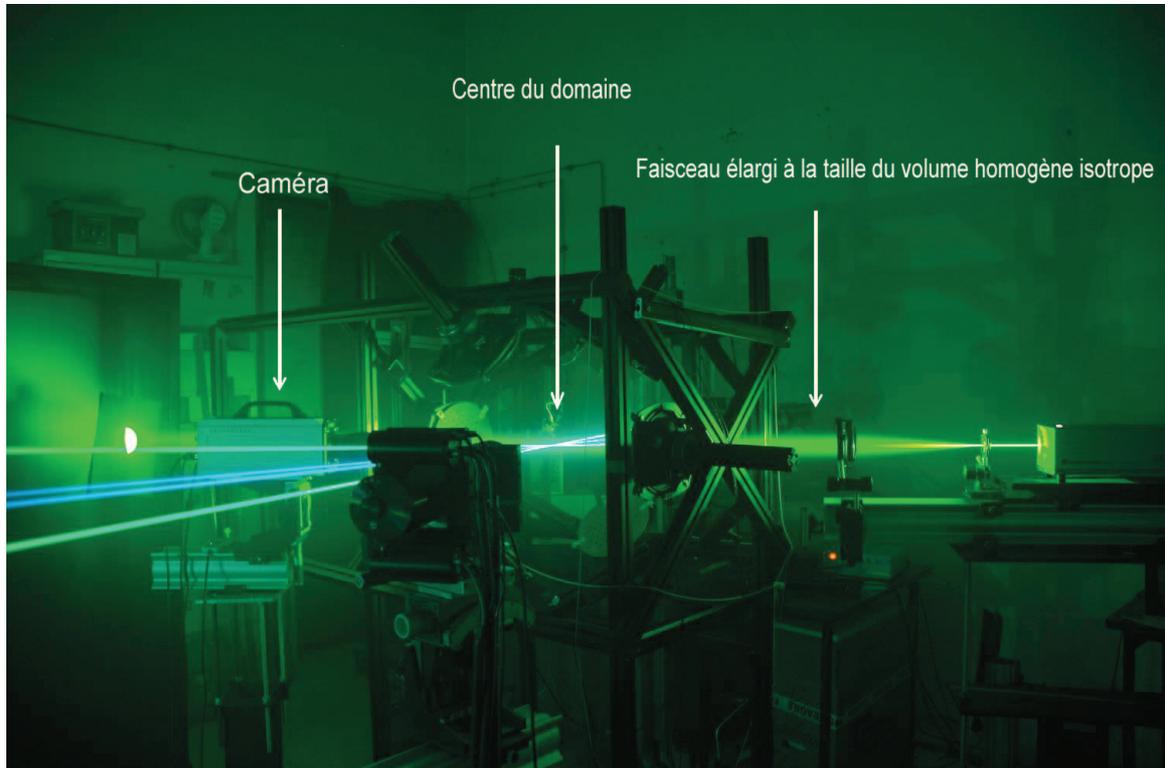


FIGURE 3.19 – Mise en place de l'installation pour étudier qualitativement le comportement du jet pour le point d'injection 1

Le montage, Fig. 3.19, consiste en une source laser continue Millennia IIs, dont on élargit le diamètre du faisceau par un jeu de deux lentilles (de focale 14 mm et 310 mm), afin d'obtenir un diamètre final de même taille que le domaine turbulent d'intérêt. Puis on enregistre sur un capteur CCD le comportement du jet à basse fréquence (30 images/seconde) afin de figer les trajectoires des gouttelettes. L'angle d'observation est choisi proche de  $30^\circ$ , pour une meilleure visualisation des gouttes. Le comportement du jet correspondant au point d'injection 1 est typiquement représenté dans la figure 3.20. Le cercle vert délimite le domaine turbulent homogène isotrope.

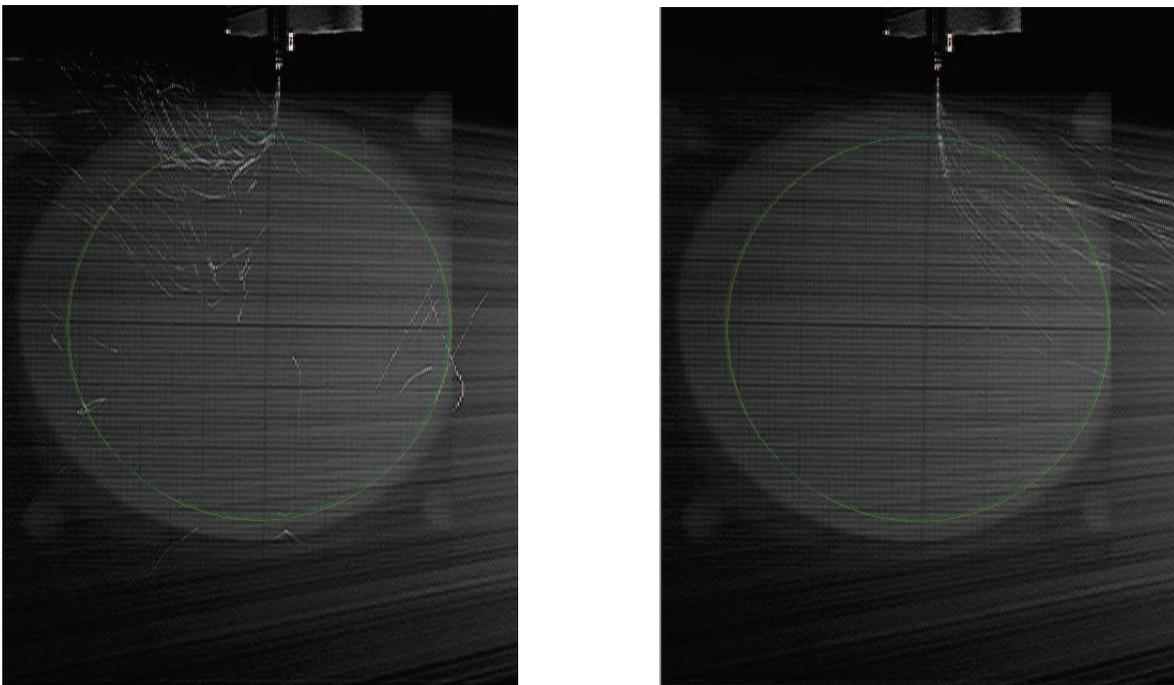


FIGURE 3.20 – Comportement du train de gouttelette pour le premier point d'injection.

Le train de gouttelette est constamment repoussé d'un côté et de l'autre du domaine d'intérêt. Le choix du positionnement de l'injecteur à 4 cm au-dessus du centre du domaine homogène isotrope est le meilleur compromis obtenu par rapport à des points d'injection plus hauts (les gouttes pénétrant de moins en moins dans le domaine d'intérêt) ou plus bas (trajectoires balistiques des gouttes et intrusion de l'injecteur dans le domaine).

Le même montage est réalisé pour étudier le comportement du jet pour le deuxième point d'injection, la position de la caméra étant différente. Celle-ci est cette fois placée face au capteur (montage d'holographie) afin de visualiser les gouttes avec plus de contraste. En effet, pour ce deuxième point d'injection, l'injecteur est placé devant une source (HP1) relativement loin du domaine d'intérêt. De fait, il est bien plus difficile d'observer (qualitativement) les tendances trajectoires de gouttelettes, bien plus dispersées que pour le premier point d'injection simplement par diffusion de la lumière.

La figure 3.21 présente la dispersion des gouttelettes dans le volume homogène isotrope pour le deuxième point d'injection. Cette fois la délimitation du volume selon  $x$  et  $y$  correspond à la taille du capteur. Pour valider qualitativement les mesures, quelques restitutions nous permettent d'estimer un ordre de grandeur des images des gouttes se trouvant dans la plage en  $z$  correspondant au volume homogène isotrope.

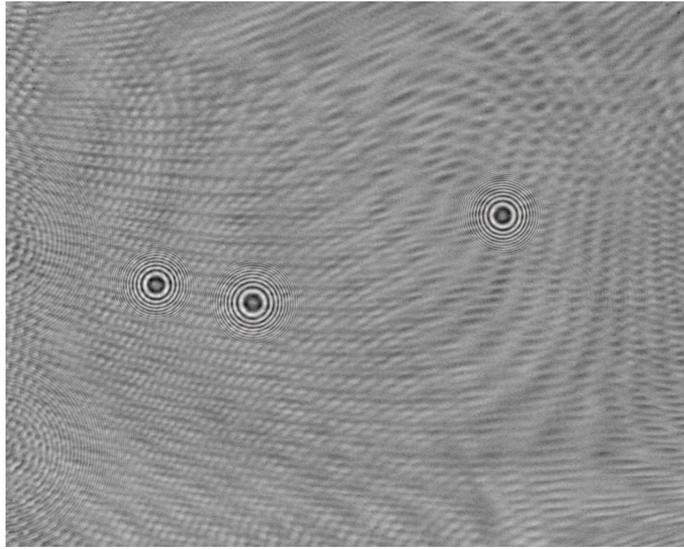


FIGURE 3.21 – Dispersion des gouttes pour le deuxième point d'injection

En faisant varier la distance de l'injecteur par rapport à la source HP1 (déplacement horizontal), et par rapport au centre du domaine d'intérêt (déplacement vertical), on observe un accroissement ou une diminution de gouttes sur les enregistrements. La position la plus efficace en terme de nombres d'échantillons récoltés dans le domaine est ensuite validée qualitativement par ILIDS.

### 3.2.3 Deuxième campagne

La deuxième campagne d'ILIDS correspond au deuxième point d'injection apparaissant comme le plus judicieux au vues des visualisation précédentes, Fig. 3.22. Le plan d'étude est le plan vertical ( $XoY$ ) qui intercepte le centre du domaine turbulent homogène isotrope.

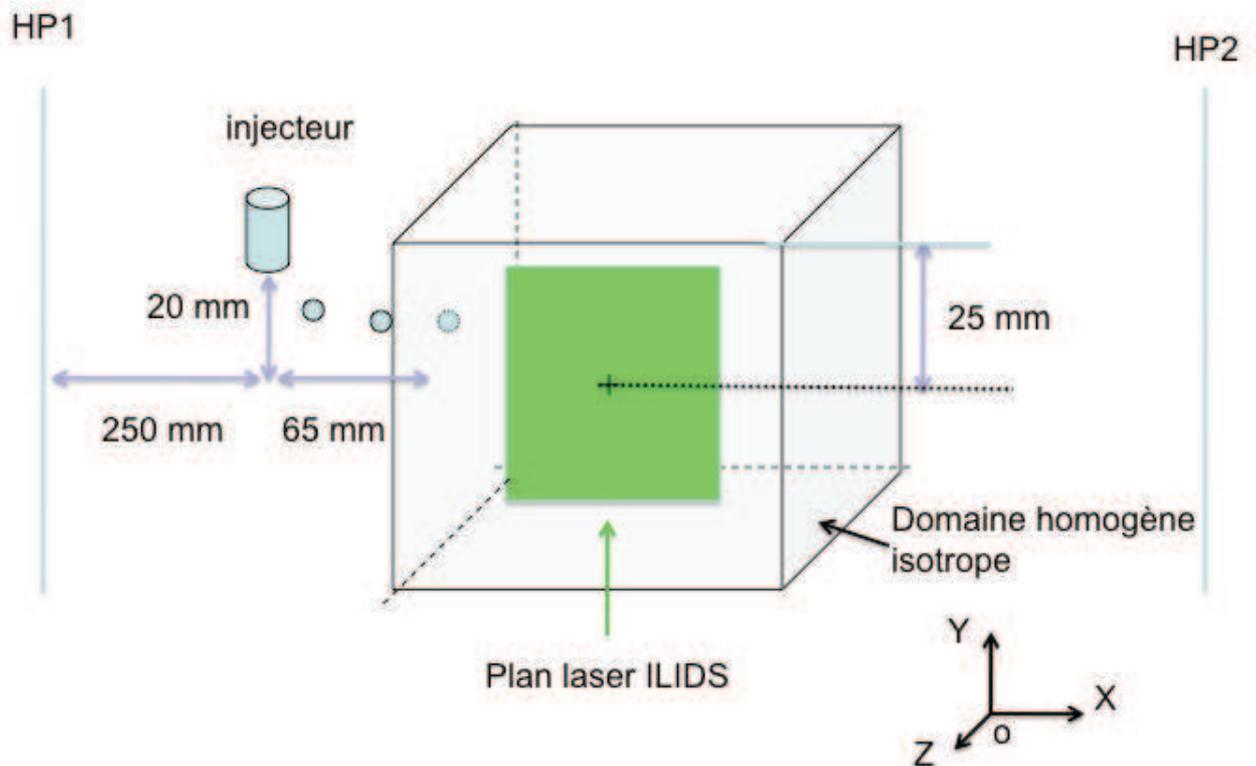


FIGURE 3.22 – Plan étudié - Seconde position d'injection

### Temps d'acquisition des données et fonctionnement de l'injecteur

Pour cette deuxième campagne, nous souhaitons enregistrer un nombre d'échantillons de gouttes beaucoup plus important afin de réaliser des statistiques qui soient représentatives des phénomènes en jeu. Nous avons alors cumulé les données issues de 105 000 paires d'images. Pratiquement, les mesures ont été étalées sur plus d'une semaine, avec chaque jour plusieurs ré-équilibrages des haut-parleurs afin de garder une configuration de turbulence bien homogène isotrope.

Lors du dépouillement des résultats, nous nous sommes aperçu qu'en fonction des jours (variation de température, pression, hydrométrie,...), l'injecteur, pour les mêmes paramètres de commande, connaissait de légères variations dans la population de gouttes injectées.

La Fig. 3.23 présente les PDF des diamètres des gouttes injectées pour différentes réalisations. On compte 14 486 gouttes enregistrées au total.

On note par ailleurs que ce nouveau point d'injection a permis d'augmenter à 13% le

taux de pénétration dans le domaine turbulent homogène isotrope, contre 4% avec le premier point d'injection.

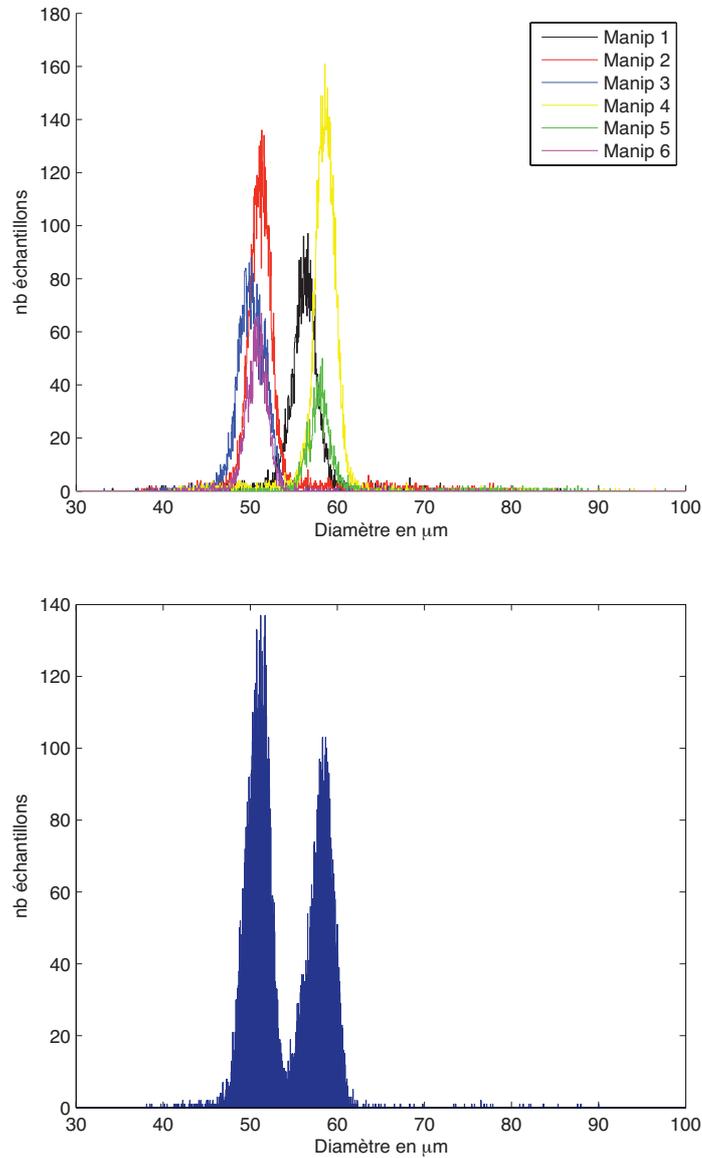


FIGURE 3.23 – en haut : PDF des diamètres pour chaque réalisation. En bas : PDF cumulée des diamètres pour l'ensemble des réalisations

Par la suite nous nous intéressons aux différences de comportement entre les populations de gouttes de diamètre compris entre 47 et 54  $\mu\text{m}$ , notées "gouttes  $< 54 \mu\text{m}$ ", et les gouttes dont le diamètre est compris entre 54 et 61  $\mu\text{m}$ , notées "gouttes  $> 54 \mu\text{m}$ ".

Les statistiques sur les diamètres sont présentées dans le tableau ci-dessous :

	Nombre de gouttes	Diamètre moyen ( $\mu\text{m}$ )	Ecart type du diamètre ( $\mu\text{m}$ )
Gouttes $< 54 \mu\text{m}$	7 952	50.88	1.62
Gouttes $> 54 \mu\text{m}$	6 534	58.05	2.22
Manip 2	3 448	51.32	1.63
Manip 4	3 669	58.80	1.52

On constate que le nombre de gouttes mesurées est un peu plus important pour les Gouttes  $< 54 \mu\text{m}$  que pour les Gouttes  $> 54 \mu\text{m}$ . L'écart type de cette deuxième distribution est plus large vraisemblablement à cause de la contribution de la "manip 1", Fig. 3.23. Il nous a semblé aussi intéressant de quantifier l'écart type des expériences "manip 2" et "manip 4", correspondant à un point de fonctionnement stable de l'injecteur pendant toute la durée d'une acquisition. La précision obtenue à l'aide de cette technique ( $\approx 1.6 \mu\text{m}$ ) est prometteuse.

### Répartition des gouttes dans le domaine turbulent

Dans un premier temps, on regarde la dispersion des gouttes correspondant à toutes les réalisations dans le plan découpé en cases élémentaires de  $5 \times 5 \text{ mm}$ , Fig. 3.24, avec l'option "shading interpolation". La barre de couleur indique la densité des gouttes.

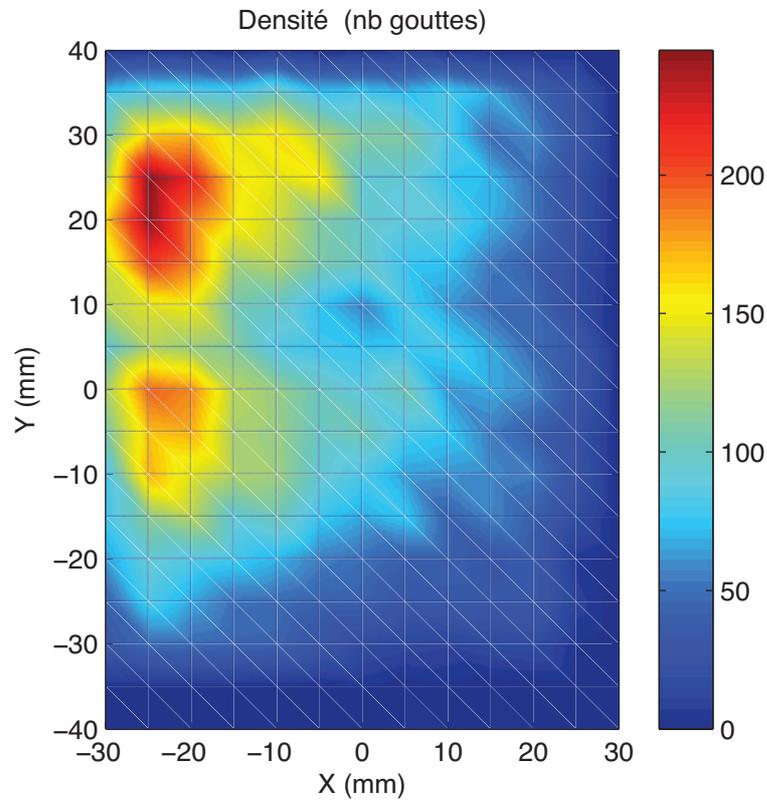
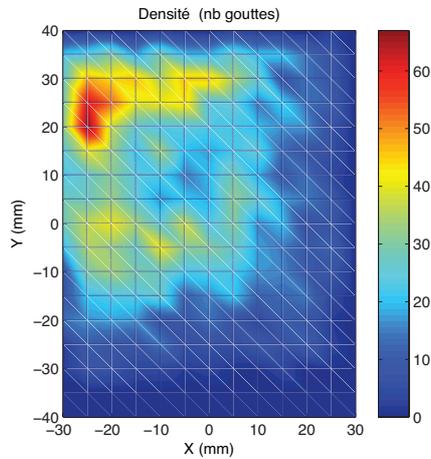
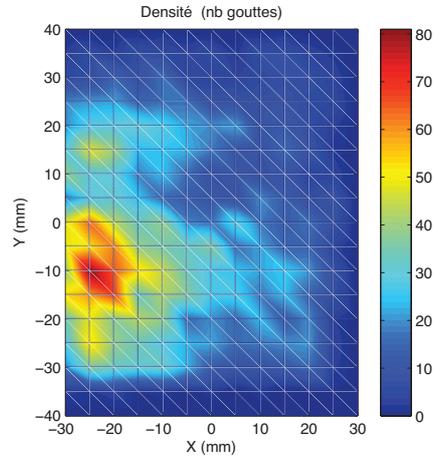


FIGURE 3.24 – Répartition des gouttes dans des boites de 5 x 5 mm pour l'ensemble des réalisations (affichage lissé)

On peut, en effet, retrouver sur la gauche une population massive, correspondant à un front d'injection de gouttes portées par le haut-parleur 1, Fig. 3.22

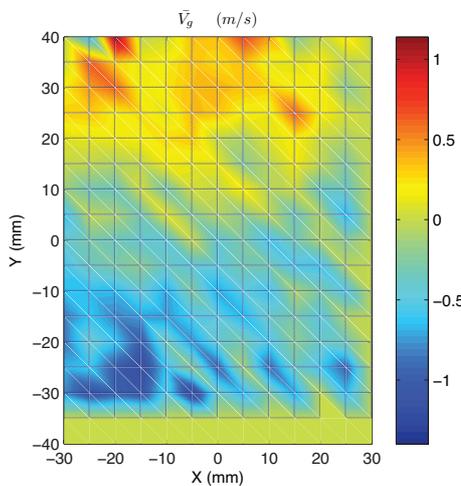
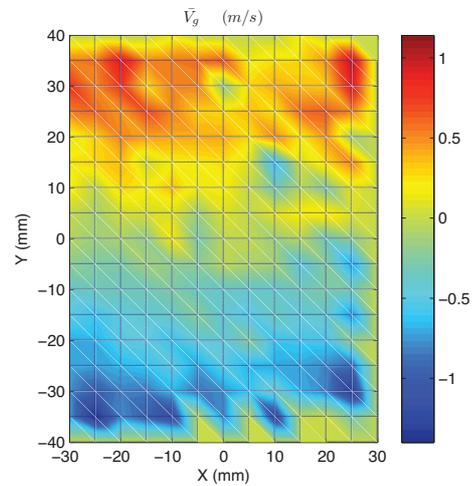
Ensuite, nous comparons la répartition des "petites" (diamètre  $< 54 \mu\text{m}$ , Fig. 3.25) et "grosses" (diamètre  $> 54 \mu\text{m}$ ) gouttes, Fig. 3.26 :

FIGURE 3.25 – Gouttes  $< 54 \mu\text{m}$ FIGURE 3.26 – Gouttes  $> 54 \mu\text{m}$ 

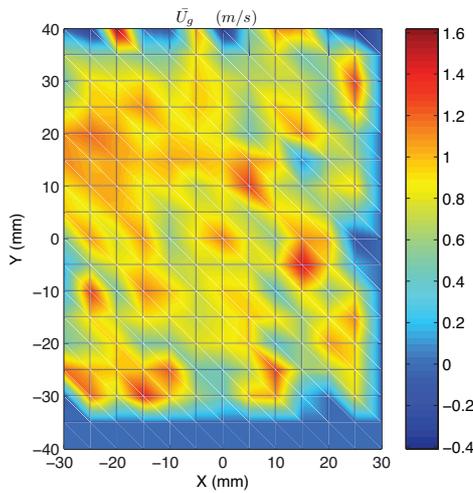
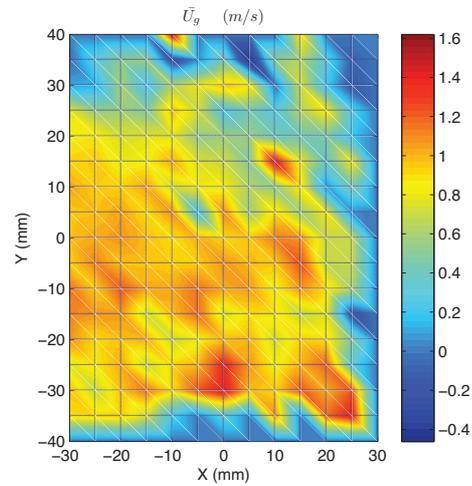
On constate que les gouttes les moins énergétiques, c'est-à-dire celles qui ont le plus faible diamètre, pénètrent dans la partie haute du front d'injection. L'inertie des gouttes les plus grosses les entraîne en bas du front.

### Statistiques sur les vitesses

Nous nous intéressons maintenant aux statistiques sur les vitesses des gouttes à l'intérieur du domaine turbulent homogène isotrope. Les statistiques montrent que l'on parvient à contourner le problème de pénétration des gouttes dans le domaine d'intérêt par rapport au premier point d'injection. Cela dit, on retrouve l'empreinte de l'intermittence des jets synthétiques lorsque l'on trace la carte des vitesses dans le domaine d'intérêt. Les figures 3.27 et 3.28 considèrent la composante des vitesses  $V_g$  (selon Y) des gouttes.

FIGURE 3.27 – Gouttes  $< 54 \mu\text{m}$ FIGURE 3.28 – Gouttes  $> 54 \mu\text{m}$

Les figures 3.27 et 3.28 montrent que les gouttes en haut du domaine homogène isotrope sont poussées vers le haut (vitesses positives), alors que les gouttes se trouvant sur la partie basse du domaine sont poussées vers le bas (vitesses négatives). Comme si, dans ce cas, la source dénommée HP2, couplée aussi aux actions identiques des autres sources, venait repousser la pénétration des gouttes portées par HP1. Au centre du domaine, les gouttes ont une vitesse verticale quasi nulle. Pour les deux tailles de gouttes, les comportements sont similaires.

FIGURE 3.29 – Gouttes  $< 54 \mu\text{m}$ FIGURE 3.30 – Gouttes  $> 54 \mu\text{m}$ 

Lorsque l'on regarde maintenant la composante des vitesses  $U_g$  (selon X), Fig. 3.29 et Fig. 3.30, on constate que les gouttes gardent une vitesse positive, donc dans le sens HP1 vers HP2. La valeur de la composante U est uniformément répartie dans le domaine et avoisine l'intensité des fluctuations de vitesses de l'écoulement porteur.

### PDF des vitesses

Les PDF des composantes de vitesses  $U_g$  et  $V_g$  sont représentées sur la figure 3.31. Les PDF des composantes de vitesse  $U_g$ , viennent témoigner du rôle de HP1. Les différentes réalisations montrent la même forme de répartition. Les PDF des composantes de vitesse  $V_g$ , montrent une vitesse moyenne verticale faible.

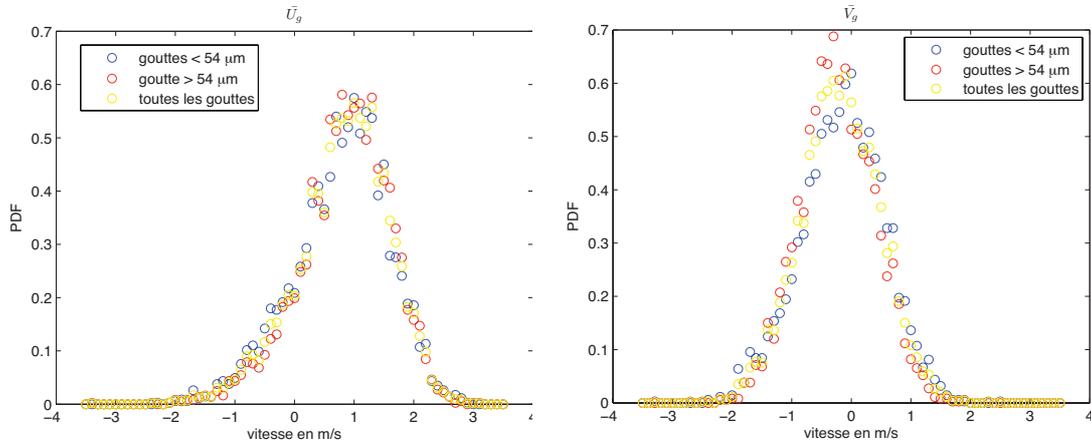


FIGURE 3.31 – PDF des composantes de vitesses des gouttes dans le plan XoY

Il est intéressant de comparer les champs de vitesses précédents avec les mêmes échelles pour les composantes  $U_g$  et  $V_g$ , Fig. 3.32 .

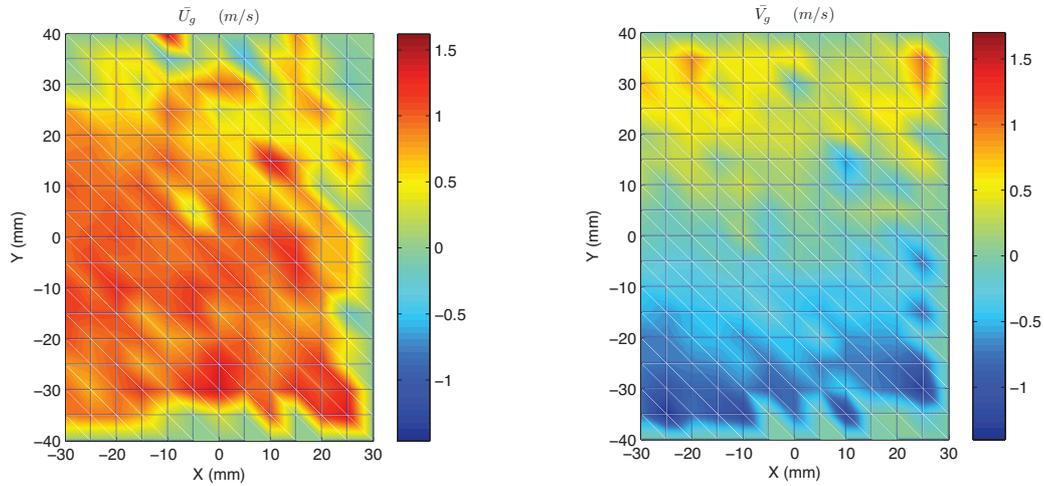


FIGURE 3.32 – Cartes des composantes de vitesses des gouttes dans le plan XoY

Les PDF des fluctuations de vitesse sont présentées sur la figure 3.33 :

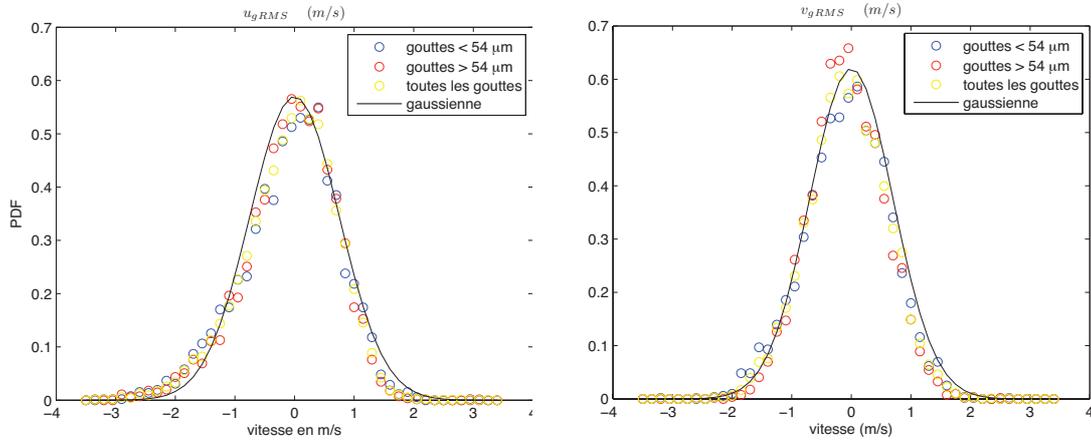


FIGURE 3.33 – PDF des fluctuations de vitesses des gouttes dans le plan XoY

La figure 3.34 compare les fluctuations de vitesses selon les deux directions X et Y. Les composantes  $u_{gRMS}$  et  $v_{gRMS}$  ont été assimilées aux fits gaussiens de la figure 3.33. Les courbes se superposent relativement bien. L'écart sur les distributions observé sur les traceurs est ici très atténué.

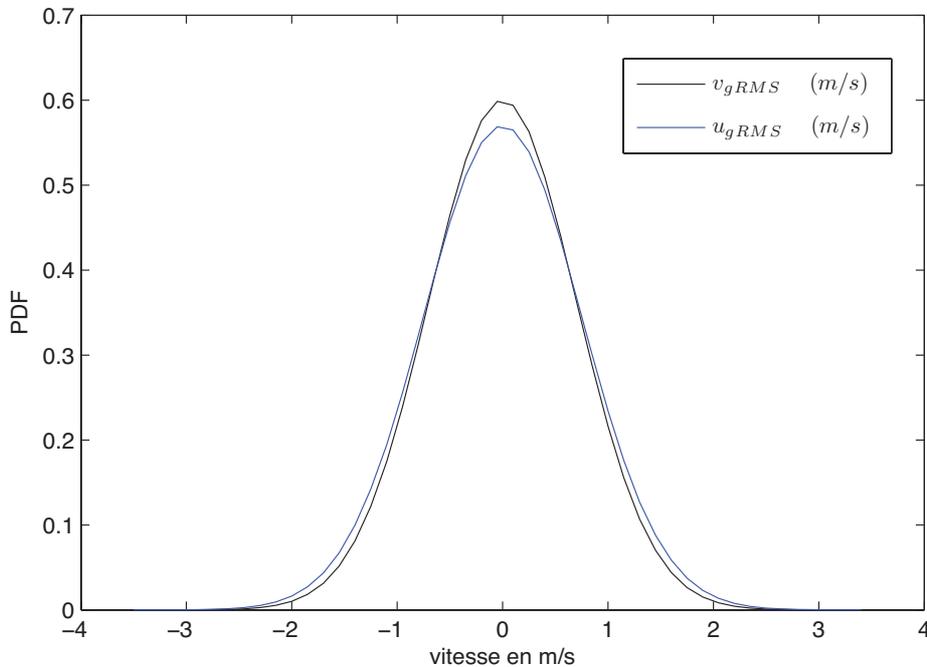


FIGURE 3.34 – PDF des fluctuations de vitesse

Le tableau ci-dessous récapitule les grandeurs calculées :

	$\langle \overline{U}_g \rangle$ (m/s)	$\langle \overline{V}_g \rangle$ (m/s)	$\langle u_{gRMS} \rangle$ (m/s)	$\langle v_{gRMS} \rangle$ (m/s)
Gouttes $< 54 \mu m$	0.830	0.106	0.830	0.718
Gouttes $> 54 \mu m$	0.892	0.194	0.761	0.665

Sans contraintes extérieures, les vitesses moyennes vericales  $\overline{V}_g$  sont assez proches des vitesses de chute  $U_{chute}$ , pour ces deux populations de gouttes.

	$U_{chute}$
Gouttes de $50 \mu m$	0.092 m/s
Gouttes de $61 \mu m$	0.13 m/s

Cette technique nous a guidé dans notre réflexion sur la position du point d'éjection, et a permis une meilleure compréhension du comportement du jet dans la boîte à turbulence. Le temps de traitement des données, très inférieur à celui de l'holographie numérique, nous a aussi permis d'avoir des retours rapides sur les expériences réalisées.

## Deuxième partie

### Suivi Lagrangien des gouttelettes

# Chapitre 4

## Suivi Lagrangien de gouttelettes non évaporantes

---

*L'utilisation de la technique d'holographie numérique a été rendue possible grâce à notre collaboration avec Corinne Fournier et Jérôme Gire du laboratoire Hubert Curien de l'Université Jean Monet à St-Etienne. Chaque campagne de mesures a permis de construire et affiner un protocole propice pour remonter aux statistiques Lagrangiennes dans notre dispositif expérimental. Ce travail a donné lieu à deux actes de congrès (Chareyron et al. (2009a et 2009b)) [91] [92].*

---

*La présentation de la technique repose principalement sur les thèses de Corinne Fournier [93], Loïc Denis [94], Ferréol Soulez [95] et "Handbook of holographic interferometry" de Kreis [96].*

### 4.1 Présentation de l'holographie

On doit à Dennis Gabor la découverte du principe de l'holographie en 1948 [97]. Mais son utilisation n'a été possible qu'avec l'apparition des premiers lasers dans les années 60. Thompson (1965) [98] a remarqué très tôt le potentiel de cette technique pour la mécanique des fluides. En effet, l'holographie donne accès aux informations 3D d'un volumeensemencé par des particules. Les premiers hologrammes étaient enregistrés sur des plaques photographiques, ce qui rendait l'utilisation de cette technique contraignante de par l'étape de développement chimique des hologrammes. Le passage de l'holographie optique vers le numérique s'est effectué dès les années 70. Le principe d'une restitution numérique a été proposé dans les travaux de Kronrod et al. (1972) [99] et Onural et Scott (1987) [100], avant même le premier enregistrement sur caméra numérique réalisé par Schnars et Jüptner (1994) [101]. Depuis les années 2000, l'holographie numérique n'a cessé de se développer, Fig.

4.1, bénéficiant des progrès technologiques notamment en matière de capteurs de caméra, de stockage de données, et de temps de traitement des hologrammes.

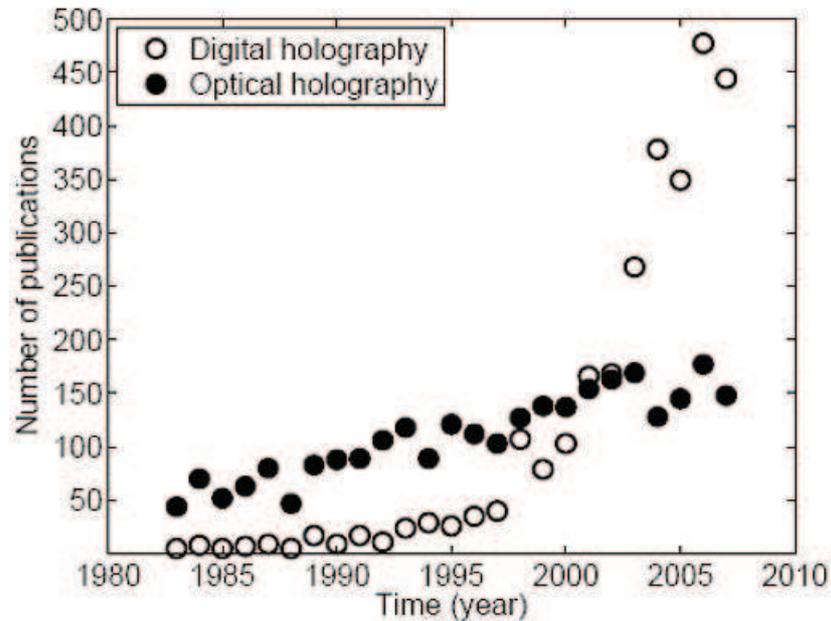


FIGURE 4.1 – Evolution du nombre de publications  
*Source : T. Ooms PhD thesis [102]*

Les études récentes en mécanique des fluides utilisent principalement l'holographie numérique comme technique de vélocimétrie (Coupland 2004) [103], (Meng et al. 2004) [104], ou de diagnostics sur les particules (Müller et al. 2004) [105], (Pu et al. 2005) [90], (Palero et al. 2007) [106].

Dans la littérature, on trouve deux types d'approche en vélocimétrie :

- La technique DHPIV ou Digital Holographic Particle Image Velocimetry.
- La technique DHPTV ou Digital Holographic Particle Tracking Velocimetry.

La technique DHPIV consiste en une **analyse statistique** des déplacements des particules. Elle est directement issue de la PIV et, de fait, mise en oeuvre lorsque le nombre de particules est grand. L'article de revue de Arroyo et Hinsch (2008) [107] détaille précisément les différents aspects de cette technique. Le principe repose sur l'utilisation d'une source laser pulsée couplée à une caméra double trame. Une tranche, ou la totalité du volume est illuminée et permet de remonter aux vitesses 3C et aux tailles des particules, pour chaque paire d'image. On peut citer les travaux de Palero et al. (2005) [108] qui couplent cette technique à l'ILIDS, ou plus récemment les travaux de Pu et al (2005) [90] et la thèse de Ooms (2008) [102].

Dans le cas d'un **suivi de chacune des particules**, l'holographie peut être utilisée comme technique de Particle Tracking Velocimetry. Dans cette configuration, on peut retrouver les trajectoires et suivre l'évolution des tailles des particules au cours du temps. Cette technique plus récente et plus prometteuse que la première émerge notamment grâce aux progrès réalisés en matière de fréquences d'acquisition sur les capteurs numériques. On peut citer les travaux de Gopalan et al. (2008)[109] sur les statistiques de diffusion de gouttelettes de fuel dans un écoulement turbulent d'eau relativement isotrope. Leur système d'acquisition en ligne comporte 2 bras (donc 2 lasers et 2 caméras) placés à  $90^\circ$  pour lever l'imprécision sur la position des gouttes selon la direction  $z$ . Sheng et al. (2006) [110] accèdent aux informations de vitesse et de taille de microparticules de  $3 \mu\text{m}$ ,  $0.75 \mu\text{m}$  et d'un micro organisme (Copépode dont la morphologie est nettement résolue au micron) dans un réservoir d'eau à l'aide d'une lentille de microscope placée devant la caméra. Ils montrent aussi quelques courtes trajectoires. Plus récemment les travaux de Lu et al. (2008) [42] comparent la précision de mesure obtenue sur la reconstruction des trajectoires entre un montage en ligne à un seul bras et un montage à deux bras. Ils étudient les trajectoires, les vitesses et les accélérations de gouttes d'eau polydisperses (de  $60 \mu\text{m}$  à  $120 \mu\text{m}$ ) dans un écoulement d'air en utilisant la boîte à turbulence de Hwang et Eaton [57]. Cette étude se rapprochant de près de nos conditions expérimentales, il sera intéressant de confronter nos résultats aux leurs, pour des gouttes non évaporantes.

## 4.2 Principe

L'holographie numérique est une technique optique qui offre l'énorme avantage d'enregistrer une information tridimensionnelle d'un objet sur un support bidimensionnel. Elle permet d'accéder à la taille, la forme, la position dans l'espace ou encore les 3 composantes de vitesse des particules présentes dans l'écoulement. Les informations 3D des particules illuminées sont enregistrées sur un capteur 2D et sont ensuite retrouvées grâce aux propriétés de cohérence de la source de lumière utilisée. Pour une bonne cohérence spatiale, la source doit être ponctuelle. La cohérence temporelle est liée à la monochromaticité de la source. Les sources laser classiquement utilisées en PIV vérifient ces propriétés de cohérence.

### Enregistrement

L'enregistrement d'un hologramme consiste à éclairer un objet par une source de lumière cohérente. Les interférences entre l'onde de référence et l'onde diffusée par l'objet sont alors enregistrées sur le capteur de la caméra, Fig. 4.2.

C'est la phase de l'onde diffusée par l'objet qui contient l'information 3D de l'objet. La configuration choisie est celle d'un montage en ligne. Ce montage présente l'avantage d'être peu sensible aux vibrations et simple à mettre en oeuvre. L'illumination du capteur par la source laser est directe, ce qui nécessite peu de puissance. Notons

également que les hologrammes acquis en ligne sont partiellement interprétables à l'oeil nu, ce qui n'est pas le cas des hologrammes acquis avec un montage à référence inclinée.

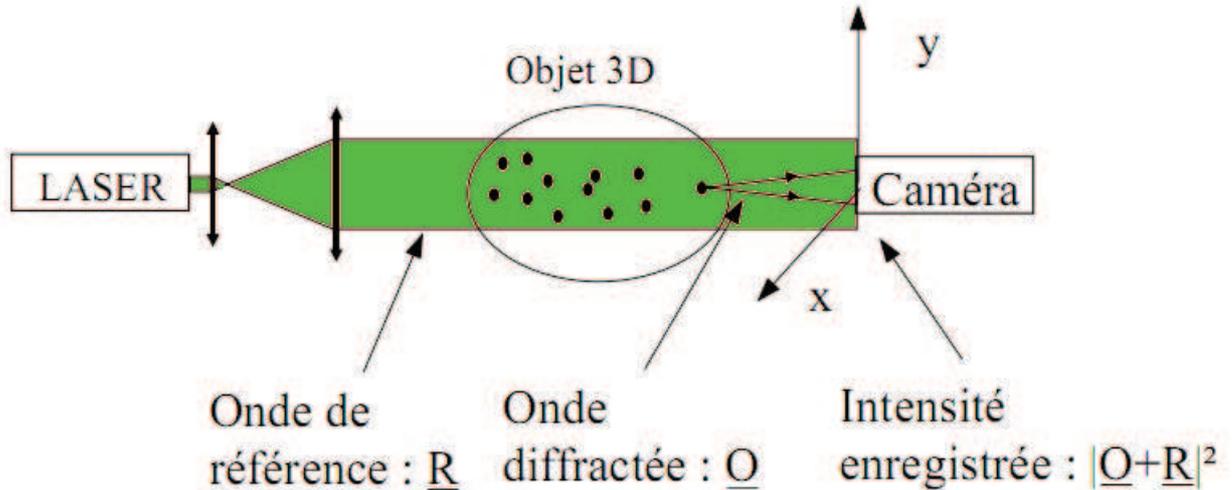


FIGURE 4.2 – Schéma de principe d'enregistrement d'un hologramme

On note  $\underline{R}$ , l'onde de référence et  $\underline{O}$ , l'onde diffractée.

$$\underline{R} = A_R e^{j\phi_R} \quad \underline{O} = A e^{j\phi} \quad (4.1)$$

avec  $\phi_R$  la phase de l'onde de référence et  $\phi$  la phase de l'onde émise par l'objet. L'amplitude totale résultant de l'interférence de ces deux ondes est :

$$\underline{a} = \underline{O} + \underline{R} = A e^{j\phi} + A_R e^{j\phi_R} \quad (4.2)$$

Le capteur photosensible enregistre l'intensité de l'onde résultante :

$$I = \underline{a} \underline{a}^* = A^2 + A_R^2 + 2AA_R \cos(\phi - \phi_R) \quad (4.3)$$

Ainsi, l'information 3D est contenue dans la phase de ce signal, sous la forme de franges d'amplitude modulée, associées au terme  $\cos(\phi - \phi_R)$ .

## Restitution

Avant l'avènement des caméras numériques, il s'agissait dans un premier temps de développer les plaques sur lesquelles l'hologramme était enregistré. La restitution, c'est à dire le procédé permettant de remonter aux informations initiales sur l'objet, était ensuite réalisée par ré-éclairage de celui-ci par la même onde de référence  $\underline{R}$  que celle utilisée lors de l'enregistrement. Aujourd'hui, dans le cadre de l'holographie numérique, la restitution de l'hologramme est fondée sur la simulation numérique de la diffraction.

**Reconstruction**

L'étape de reconstruction consiste à analyser les plans restitués pour en déduire la position et la taille des objets restitués.

Nous allons maintenant étudier plus en détail le principe de formation d'un hologramme ainsi que sa restitution. Ceci nous permettra d'introduire les atouts de l'algorithme de restitution des hologrammes utilisé ici.

### 4.3 Formation, interprétation et restitution d'un hologramme de microparticule

#### 4.3.1 Formation d'un hologramme

D'après le principe d'Huygens-Fresnel, un plan éclairé par une onde lumineuse se comporte comme une infinité de sources secondaires émettant des ondes sphériques dont les amplitudes et les phases sont pondérées par la transmittance de ce plan, Fig. 4.3. L'amplitude complexe des vibrations en un point de l'espace est la somme des amplitudes complexes des vibrations produites par toutes ces sources secondaires.

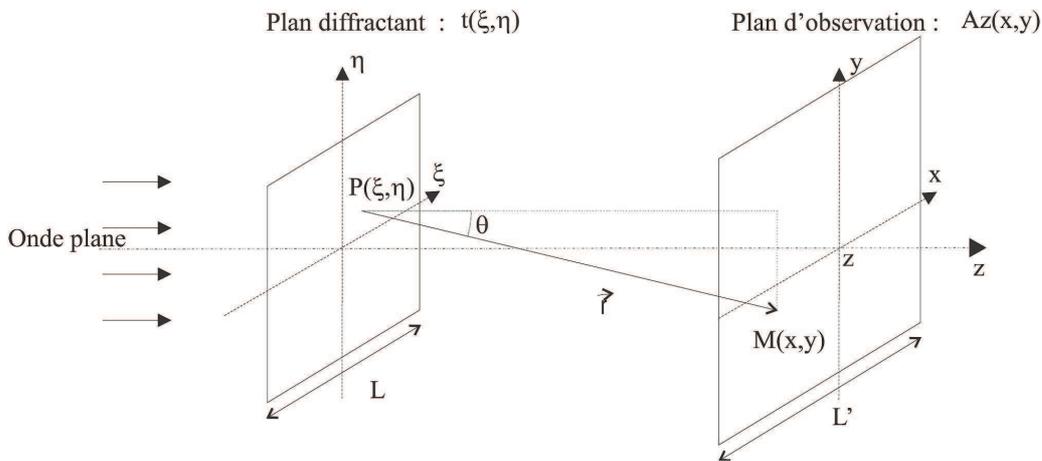


FIGURE 4.3 – Diffraction par un plan de transmittance  $t(\xi, \eta)$

En un point  $M(x,y)$  du plan d'observation, distant de  $z$  du plan diffractant, l'amplitude complexe  $\underline{A}_z(x, y)$  peut être modélisée par l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld (Goodman, 1996) [111] :

$$\underline{A}_z(x, y) = \underline{A}_0 \int \int t(\xi, \eta) \frac{e^{jkr}}{j\lambda r} \cos \theta d\xi d\eta \tag{4.4}$$

avec

$$r = \sqrt{z^2 + (\xi - x)^2 + (\eta - y)^2} \quad r \gg \lambda \quad (4.5)$$

où  $\underline{A}_0$  est l'amplitude complexe et  $\lambda$  la longueur d'onde de l'onde incidente,  $\underline{t}$  la transmittance du plan diffractant  $P(\xi, \eta)$ , et  $k$  le module du vecteur d'onde  $k = 2\pi/\lambda$ . L'amplitude des fronts d'ondes sphériques est représentée par le terme  $\frac{e^{jk r}}{r}$ .

A ce niveau un certain nombre d'approximations peuvent simplifier l'équation 4.4 :

- On pose  $\cos \theta \approx 1$ , car les angles entre la normale à l'hologramme et les rayons entre l'hologramme et les points d'observation sont faibles. (Erreur  $< 5\%$  si  $\theta < 18^\circ$ )
- Au dénominateur,  $r \approx z$  tant que  $z^2 \gg (\xi - x)^2 + (\eta - y)^2$ . Cela revient à négliger les variations d'amplitude des sources secondaires liées à la variation de leur position latérale  $(\xi, \eta)$  vis à vis du point d'observation  $(x, y)$ .
- Au numérateur,  $r$  intervient dans la phase. Ainsi, une variation de  $r$  de l'ordre de la longueur d'onde provoquerait un changement de phase de  $2\pi$ . Il est cependant possible d'approcher  $r$  par son développement limité au premier ordre :  

$$r \simeq z + \frac{(\xi-x)^2}{2z} + \frac{(\eta-y)^2}{2z}$$
 Cette approximation, appelée approximation de Fresnel, est valable dans le cas où la distance  $z$  est très supérieure à la taille des objets (Fournier, 2003) [93].

L'équation 4.4 peut alors s'écrire :

$$\underline{A}_z(x, y) = \underline{A}_0 e^{jkz} \iint t(\xi, \eta) \frac{e^{jk[\frac{(\xi-x)^2}{2z} + \frac{(\eta-y)^2}{2z}]}}{j\lambda z} d\xi d\eta \quad (4.6)$$

Cette dernière équation représente un produit de convolution en deux dimensions :

$$\underline{A}_z(x, y) = \underline{A}_0 e^{jkz} t(x, y) * \underline{h}_z(x, y) \quad (4.7)$$

avec

$$\underline{h}_z(x, y) = \frac{1}{j\lambda z} e^{j\frac{\pi(x^2+y^2)}{\lambda z}} \quad (4.8)$$

$\underline{h}_z$  est appelée **fonction de Fresnel**. Le produit de convolution par le noyau  $\underline{h}_z$  est appelé **transformée de Fresnel de paramètres  $\lambda$  et  $\mathbf{z}$** .

Ainsi, la mise au point sur un plan quelconque situé à une distance  $z_r$  est obtenue en adaptant la fonction de Fresnel au plan  $z_r$ .

On devine par là que le procédé de restitution de l'hologramme sera basé sur cette même équation.

### 4.3.2 Enregistrement d'un hologramme de particule

Dans notre application, les objets sont des gouttelettes sphériques microscopiques. Les conditions de l'approximation de Fresnel sont vérifiées, on a bien :

- taille gouttelette ( $60\mu m$ )  $\gg$  longueur d'onde (532 nm)
- taille gouttelette  $\ll$  distance  $z$  (particule-capteur) (30 cm)

Les gouttelettes sont considérées comme opaques. La transmittance de ces objets, de rayon  $d/2$  et de coordonnées  $(x_i, y_i, z_i)$ , est donnée par la fonction d'ouverture binaire (section apparente), centrée en  $(x_i, y_i)$ .

La transmittance s'écrit alors  $t(x, y) = (1 - \vartheta_i)(x, y)$ .

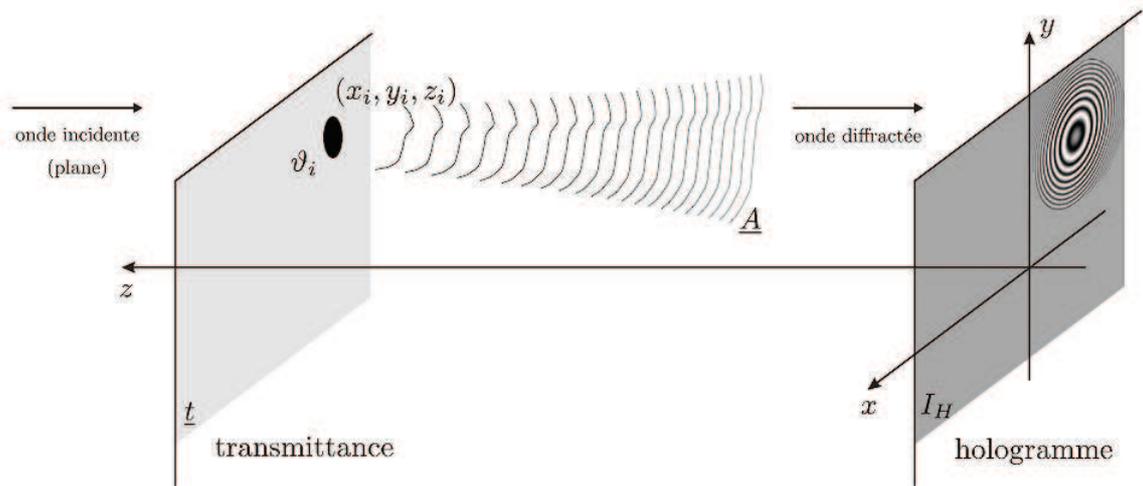


FIGURE 4.4 – Diffraction d'une onde plane par une particule sphérique

L'amplitude de l'onde diffractée sur le capteur peut être calculée par le produit de convolution de la transmittance  $t(x, y)$  par la fonction de Fresnel dans le plan de l'hologramme :

$$\underline{A}_H(x, y) = \underline{A}_0 - \underline{A}_0 \left[ (\vartheta_i * \delta_{x_i, y_i}) * \underline{h}_{z_i} \right] (x, y) \quad (4.9)$$

où  $\delta_{x_i, y_i}$  représente la distribution de Dirac en  $(x_i, y_i)$ .

L'intensité  $I_H(x, y)$  enregistrée à un instant donné par le capteur est proportionnelle à  $|\underline{A}_H(x, y)|^2$  :

$$I_H(x, y) = \mu A_0^2 \left[ 1 - 2\vartheta_i * \delta_{x_i, y_i} * \Re(\underline{h}_{z_i}) + \left| \vartheta_i * \delta_{x_i, y_i} * \underline{h}_{z_i} \right|^2 \right] (\xi, \eta) \quad (4.10)$$

où  $\mu$  est le gain du capteur numérique et  $\Re(\underline{h_{z_i}})$  la partie réelle de la fonction de Fresnel.

Dans l'hypothèse d'objets de petite taille,  $|\vartheta_i * \delta_{x_i, y_i} * \underline{h_{z_i}}| \ll 1$ , le terme quadratique peut être négligé. L'équation 4.10 devient :

$$I_H(x, y) = \alpha[1 - 2\vartheta_i * \delta_{x_i, y_i} * \Re(\underline{h_{z_i}})](x, y) \quad (4.11)$$

où  $\alpha$  est un coefficient de proportionnalité qui prend en compte l'intensité de l'onde plane  $A_0^2$  et le gain du capteur numérique  $\mu$ .

### 4.3.3 Interprétation physique

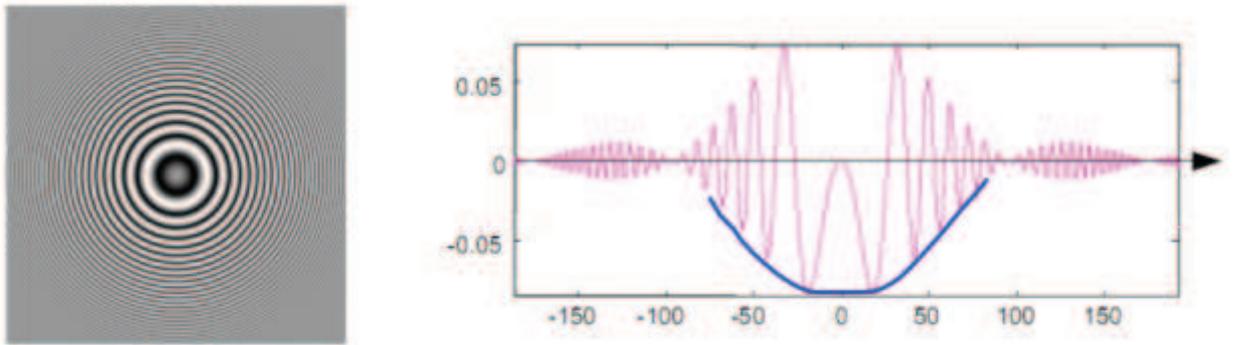


FIGURE 4.5 – Gauche : figure de diffraction d'une particule sphérique. Droite : coupe transversale

D'un point de vue visuel, la figure de diffraction d'une particule sphérique donne sur le capteur un système d'anneaux concentriques, Fig. 4.5, à gauche.

Le centre de ces anneaux donne la position transversale  $(x, y)$  de la particule.

On constate que ces anneaux ne sont pas régulièrement espacés autour de leur centre. Dans le profil en ligne de la figure de diffraction de la particule, on observe 2 modulations (la figure 4.5 à droite illustre ces phénomènes) :

- une **modulation d'amplitude**, codant la forme de l'ouverture de l'objet. Cette modulation d'amplitude est directement liée au rayon  $d/2$  de la particule. Ainsi son estimation sera d'autant plus précise qu'un nombre important de ces zéros seront précisément localisés.
- une **modulation linéaire de fréquence**, ou chirp linéaire, codant la distance longitudinale entre la particule et l'hologramme  $z_i$ , contrôlée par  $\Re(\underline{h_{z_i}}(x, y))$ . Cette modulation linéaire de fréquence donne alors directement accès à la position longitudinale de la particule.

### 4.3.4 Restitution

Nous développons ci-dessous, en guise d'exemple, la restitution par transformée de Fresnel d'un hologramme de microparticule. Restituer l'objet consiste à retrouver son ouverture  $\vartheta_i$ , en appliquant le filtre inverse au système. Cela résulte en une mise au point numérique sur un plan quelconque situé à une distance  $z_R$  en adaptant la fonction de Fresnel au plan désiré  $h_{z_R}$ . La Fig. 4.6 illustre ce phénomène de mise au point numérique pour différents  $z$ .

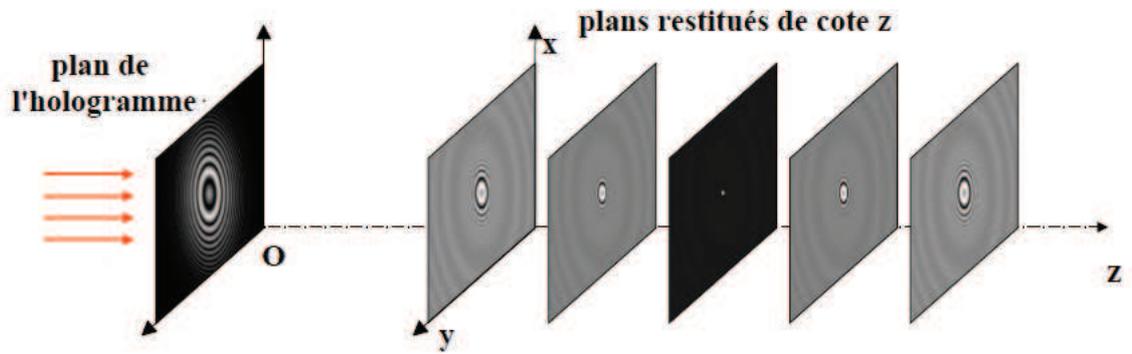


FIGURE 4.6 – Mise au point numérique ou restitution

Dans un plan  $z_R$ , pour une seule particule, l'amplitude complexe de l'onde diffractée s'écrit :

$$\underline{A}_{z_R}(x, y) = \left( I_N * \underline{h}_{z_R} \right) (x, y)$$

$$\begin{aligned} \underline{A}_{z_R}(x, y) &= \alpha \left( 2\vartheta_i * \delta_{x_i, y_i} * \Re e(\underline{h}_{z_i}) \right) * \underline{h}_{z_R}(x, y) \\ &= \alpha \left( \vartheta_i * \delta_{x_i, y_i} * \left( \underline{h}_{z_i} + \underline{h}_{z_i}^* \right) * \underline{h}_{z_R} \right) (x, y) \end{aligned}$$

Et grâce aux propriétés de la fonction de Fresnel rappelées ci-dessous[111] :

$$\begin{aligned} \underline{h}_{z_1} * \underline{h}_{z_2} &= \underline{h}_{z_1+z_2} \\ \underline{h}_z * \underline{h}_z^* &= \underline{h}_z * \underline{h}_{-z} = \delta \end{aligned}$$

On a alors :

$$\underline{A}_{z_R}(x, y) = \alpha \left[ \vartheta_i * \delta_{x_i, y_i} * \left( \underline{h}_{z_R+z_i} + \underline{h}_{z_R-z_i} \right) \right] (x, y) \quad (4.12)$$

Cette expression fait apparaître une image réelle et une image virtuelle (ou image jumelle) de la particule, Fig. 4.7.

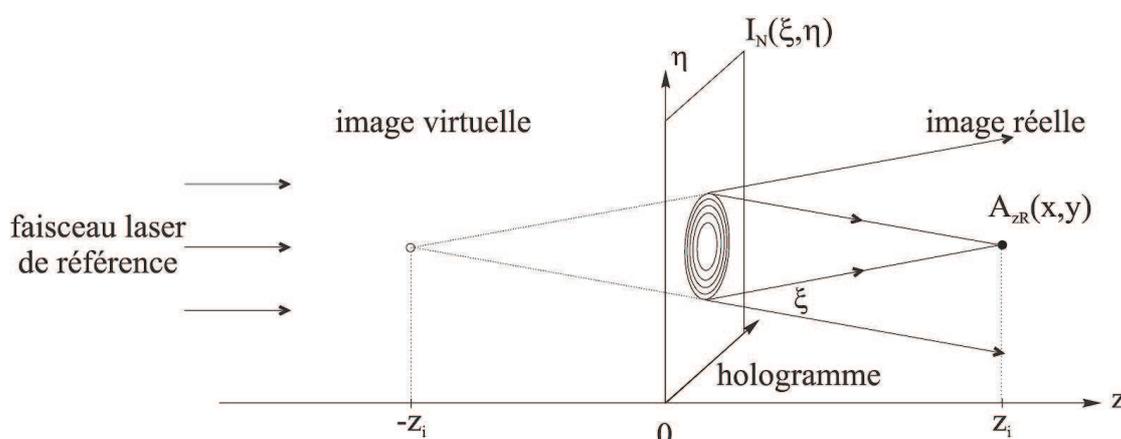


FIGURE 4.7 – Restitution d’un hologramme de particule sphérique

L’image jumelle se comporte comme une source de bruit qui se superpose au signal correspondant à l’image réelle de l’objet, et vient affecter l’étape de restitution. La mise en évidence de cette source de bruit nous permet d’introduire les autres défauts générés par les méthodes de restitution basées sur la simulation de la diffraction.

## 4.4 Limitations des méthodes classiques de restitution

Les techniques classiques de reconstruction des hologrammes se déroulent en deux étapes. La première est basée sur la simulation numérique de la diffraction de la lumière par les particules sous l’approximation de Fresnel. Le phénomène physique de diffraction peut être modélisé par différentes transformations telles que la transformée de Fresnel (comme dans notre exemple du paragraphe précédent), la transformée de Fourier fractionnaire ou la transformée en ondelettes. Les propriétés de ces transformations ont été étudiées en détail dans la thèse de Loïc Denis [94]. La deuxième étape (étape de reconstruction) procède à la détermination de la position et de la taille des particules détectées. L’article de revue de Gire et al. (2008) [112] rappelle les différentes méthodes utilisées comme l’analyse des niveaux de gris sur l’image reconstruite (Murata et Yasuda, 2000) [113], (Malek et al., 2004) [114], ou encore une méthode d’extraction des particules à l’aide de l’amplitude complexe (Pan et Meng, 2003) [115]. Quelles que soient les méthodes de détermination des paramètres position et taille des particules, la première étape de restitution basée sur la simulation numérique du phénomène de diffraction introduit du bruit dans le modèle, ce qui va limiter la précision estimée par la suite. Ces limitations sont détaillées dans Gire et al. (2008) [112], et listées ci-dessous :

- une faible précision sur la position selon la direction  $z$  ;

- la limitation de la taille du champ d'enregistrement, réduite en pratique au centre de l'image pour limiter les effets de bord ;
- la présence d'images virtuelles ou jumelles venant bruyter la détection des images réelles ;
- le fenêtrage de la fonction de Fresnel qui vient introduire plusieurs points de focalisation autour de la position en  $z$  réelle des particules.
- la résolution trop faible des caméras qui peut conduire à un sous-échantillonnage du signal (critère de Nyquist non respecté) introduisant des particules fantômes dans l'image ;
- les calculs sont lourds et longs (2D-FFT réalisée sur chaque pas de segmentation du volume) ;
- l'analyse des hologrammes n'est possible que dans le cas des écoulements dilués.

Pour notre application nous allons utiliser un algorithme développé par le laboratoire Hubert Curien en collaboration étroite avec le Centre de Recherche Astronomique de Lyon (Soulez et al., 2007a, 2007b) [116] [117]. Il s'agit d'une approche "problème inverse" destinée à lever ces limitations et à améliorer grandement la précision sur la position dans le volume et la taille des particules. De plus, le gommage itératif des particules permet de détecter un signal sur une taille de champ jusqu'à 4 fois plus grande que la taille du capteur. Cet algorithme est présenté plus en détails dans le paragraphe suivant.

## 4.5 Originalité de l'approche "problème inverse"

La modélisation du problème sous la forme d'un "problème inverse" vise à dépasser les limitations de l'approche classique lors de l'étape de détection. Dans le cas d'un problème direct, on calcule l'intensité d'un hologramme enregistré à une distance  $z$  pour un ensemble de particules dont les paramètres (position, taille, forme) sont donnés en entrée. Le problème inverse consiste, à partir d'un hologramme donné, à retrouver l'ensemble des paramètres des particules à partir duquel il a été formé. Une solution à ce problème peut être approchée par une technique d'optimisation locale. C'est à dire que l'on va chercher le jeu de paramètres  $P = (p_1, p_2, \dots, p_N)$  avec  $p_i = \{x_i, y_i, z_i, d_i/2\}$  des  $N$  particules permettant de générer un modèle  $I_s$  le plus proche possible de l'hologramme. Pour cela on minimise la fonction de coût  $C(P)$  entre l'hologramme donné  $I_H$  et l'hologramme simulé  $I_s$  :

$$C(P) = \sum_{x=1}^N \sum_{y=1}^N W(x, y) \cdot [I_H(x, y) - \alpha I_s(x, y)]^2 \quad (4.13)$$

où  $W$  est une fonction de pondération prenant en compte l'effet de troncature du signal des particules (particules dont le centre est en dehors du support de l'hologramme  $I_H$ ) et les possibles pixels morts du capteur. Ainsi,  $W=1$  si on a une valeur sur le pixel,  $W=0$  sinon.

### Pré-traitement

Une première étape, précédent cet algorithme de détection, a été mise en oeuvre afin de répondre aux conditions spécifiques de nos expérimentations. Nous avons vu dans le chapitre précédant (ILIDS) que le comportement du train de gouttes dans le domaine homogène isotrope est très intermittent. Ainsi pendant la mesure, de longues séquences d'images sans aucune particule peuvent être enregistrées. Il n'est alors pas nécessaire d'appliquer un lourd et long traitement sur ces images sans intérêt. C'est pourquoi un pré-traitement des images a été mis en place. Cela consiste à trier les images intéressantes par le biais d'une détection des niveaux d'intensités de chaque hologramme en se fixant un seuil de tolérance. Le pré-traitement s'effectue en deux temps :

- Une première opération consiste à soustraire une image de fond à chaque hologramme. Ceci permet de supprimer les franges d'interférences intrinsèques au montage pouvant provenir des interférences du faisceau laser avec des réflexions parasites sur la lame de verre protégeant le capteur, ou de la diffraction de particules statiques de poussière se trouvant dans le système optique (poussière sur la vitre du laser ou de la caméra). Ce point sera de nouveau évoqué lorsque nous listerons les bruits de montage.
- Ensuite les images sans particules, c'est à dire dont les niveaux d'intensité sont au-dessous du seuil donné, sont rejetées. Par contre, une première détection classique est réalisée sur les images contenant des particules. Ainsi, les paramètres  $\{x_i, y_i, z_i\}$  de chaque particule sont déjà estimés grossièrement.

Les images contenant des particules sont par la suite analysées plus finement par l'algorithme spécifique de reconstruction explicité ci-dessous.

### Algorithme de reconstruction "problème inverse"

3 étapes de traitement interviennent successivement :

1. **Localisation grossière** : La particule la plus facile à détecter est repérée à l'aide de l'estimation des ses paramètres issus du pré-traitement. Lors de cette étape, son rayon est calculé de manière approximative. La localisation grossière donne alors accès au jeu total des paramètres  $\{x_i, y_i, z_i, d_i/2\}$ .
2. **Optimisation locale** : Ensuite la position de cette particule est affinée à l'aide de la méthode d'optimisation locale. Un processus itératif va permettre à chaque pas d'augmenter la précision sur le jeu de paramètre de la particule. La minimisation de la fonction coût  $C(P)$ , Eq. 4.13, est réalisée par une méthode de Newton avec région de confiance, détaillée dans l'annexe de l'article de Soulez et al. (2007a) [116].

3. **Gommage** : Finalement, la contribution de la particule est soustraite à l'hologramme : la figure de diffraction associée à la particule est retranchée de l'image. Ce qui permet d'améliorer le rapport signal sur bruit à chaque gommage de particule.

La procédure recommence pour détecter une nouvelle particule, Fig. 4.8. Et ces étapes sont ainsi répétées jusqu'à ce qu'il ne reste plus de signal significatif pour détecter aucune particule dans l'hologramme résiduel.

On note que cette démarche est inspirée d'algorithmes utilisés dans le domaine de l'astronomie pour la détection de sources ponctuelles lorsque les contributions de plusieurs sources se superposent.

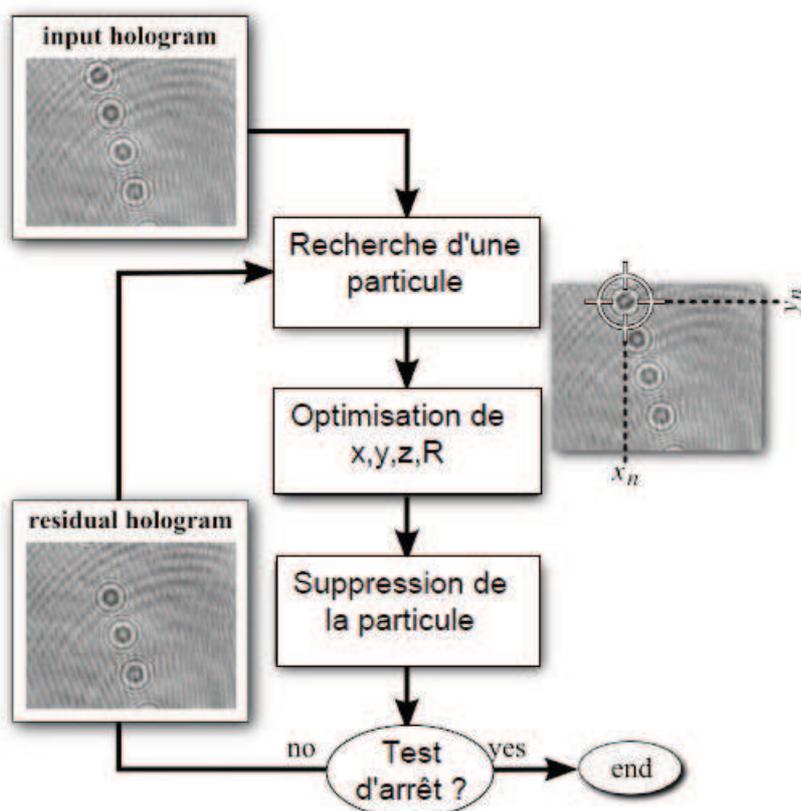


FIGURE 4.8 – Algorithme de traitement des hologrammes

Le temps de traitement suivant cet algorithme (sans l'étape de pré-traitement) est de 7 min par goutte. Les travaux présentés dans la thèse de Gire [118] montrent que l'on peut diminuer ce temps à 3 min. On note, en guise de comparaison, que pour un algorithme de restitution classique cette durée est de l'ordre de la minute.

## 4.6 Mise en oeuvre de l'holographie numérique en ligne

Avant de présenter l'intégration de l'holographie dans le dispositif expérimental, il est important de rappeler les sources de bruit qui vont venir perturber la détection puis la reconstruction des objets enregistrés. Dans la section précédente, nous avons évoqué les bruits liés au modèle. Maintenant, nous abordons les bruits de montage.

### 4.6.1 Bruit de montage

#### Source laser

La source laser délivre un faisceau d'intensité gaussienne. Cette inhomogénéité spatiale implique que les particules situées dans les zones de plus forte intensité auront un signal plus contrasté que celles situées en bord de faisceau. Dans le montage que l'on adoptera, une lentille divergente est utilisée pour élargir le faisceau de sorte que les objets éclairés se trouvent dans la zone centrale d'amplitude quasi uniforme. Dans cette configuration, on règle la puissance du laser de telle sorte que la limite de saturation de la caméra est approchée lorsque la source laser affiche une puissance (encore faible) de 40% en mode courant.

#### Objets parasites

Par ce terme, on entend tout objet se trouvant sur le chemin optique : poussières, lame de verre, polariseur... Les contributions de ces objets sont quasiment supprimées des images enregistrées par soustraction d'une image de fond (première étape du pré-traitement).

#### Caméra

Les bruits liés à la caméra sont ceux qui nous ont posé le plus de problèmes (voir la dernière section de ce chapitre). Ils sont listés ci-dessous :

- Positionnement par rapport au faisceau laser : si le plan de la caméra n'est pas parfaitement perpendiculaire à l'axe optique, les figures de diffraction des objets seront déformées. Cela posera un véritable problème lors de la détection car les modèles utilisés ne correspondront plus aux figures d'interférences enregistrées.
- Homogénéité de l'éclairement du capteur : c'est le point le plus sensible de notre étude. Selon l'ordre de grandeur des fréquences des inhomogénéités, les hologrammes des particules peuvent être complètement déformés et impossibles à extraire correctement. Les capteurs des caméras utilisées ici présentent tous des particularités qu'il est facile à révéler en lumière cohérente. Nous aborde-

rons ce point là avec plus de précision à la fin de ce chapitre.

- Echantillonnage et intégration sur le pixel : ces paramètres correspondent à la résolution des caméras. L'article de Gire et al. [112] détaille notamment ce point. La fréquence d'échantillonnage des images enregistrées sur le capteur est limitée par la taille physique des pixels, et ne respecte pas forcément le critère de Shannon. Un sous échantillonnage donne naissance à des phénomènes d'aliasing. De plus, un pixel est constitué par deux zones : une zone sensible et une zone de déplacement des charges. Il est alors important de prendre en compte la taille de la zone sensible sur le pixel. Ce phénomène d'intégration sur le pixel dépend du rapport entre la surface photosensible et la surface totale du pixel, cette quantité est nommée fill-factor en anglais. Ce paramètre varie en fonction de la technologie utilisée (CCD ou CMOS avec ou sans micro-lentilles). Chaque pixel agit comme un filtre passe-bas, dont la fréquence de coupure dépend de la taille du pixel ainsi que du fill-factor. On retiendra que si la taille de la particule est proche de la taille de la zone sensible du pixel, l'effet d'intégration sur le pixel est faible. En revanche, cet effet n'est plus négligeable lorsque le diamètre de la particule est grand devant la taille de la zone sensible du pixel. Dans ce cas la modulation d'amplitude est affectée par le filtre passe-bas, ce qui introduit un biais dans la mesure du diamètre des particules.
- Quantification : L'étape de quantification du signal vient limiter les valeurs prises par le signal à  $2^{N_{bits}}$  niveaux. Une grande dynamique permet un bruit de quantification plus faible et donc une meilleure précision de positionnement des objets et de mesure de taille.

### 4.6.2 Caractéristiques techniques du montage

L'écoulement ensemençé est éclairé à l'aide d'un laser solide Millennia IIs émettant à la longueur d'onde de 532 nm. Le faisceau laser est ensuite élargi à l'aide d'une lentille divergente de 12 mm de focale. La qualité de l'illumination obtenue ne nécessite pas ici d'utilisation d'un filtre spatial. On place ensuite le capteur numérique face au faisceau sur lequel on enregistre les interférences entre la lumière diffractée par les particules et le faisceau de référence, Fig. 4.9. La caméra se trouve à une distance de 58 mm de la tête d'injection.

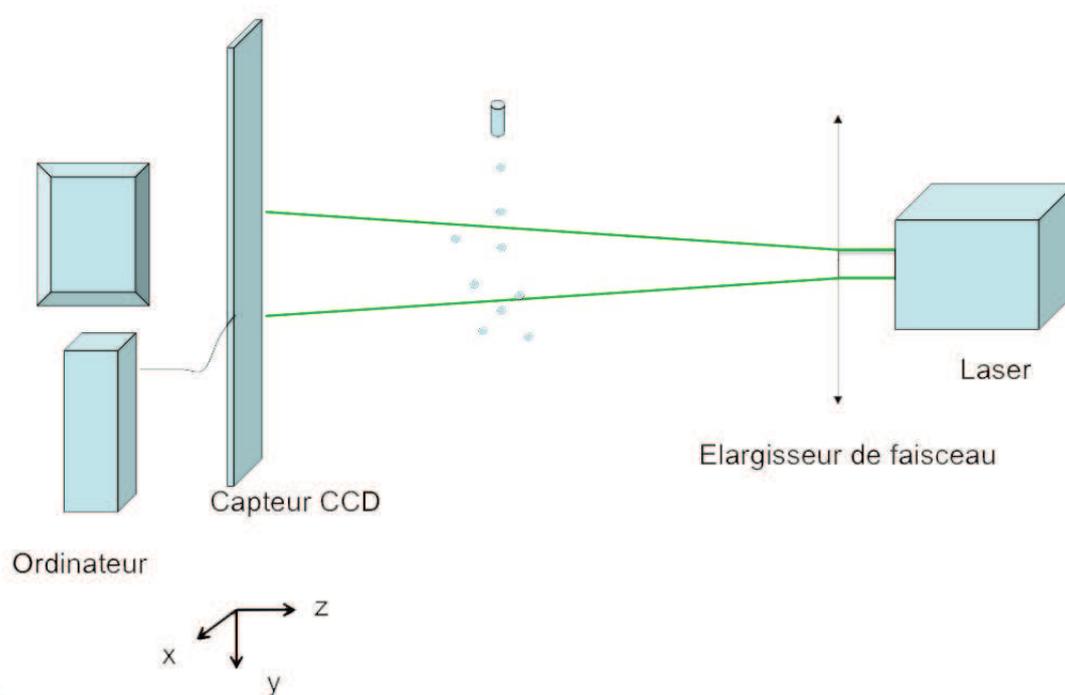


FIGURE 4.9 – Montage d'holographie en ligne

Pour une meilleure qualité des images aucune lentille convergente n'est ajoutée sur le banc optique, ce qui implique une légère divergence du faisceau. Cette divergence introduit un grossissement qui est ici de 1.42, ce qui réduit sur x et y la taille effective du champ observé. Cette réduction est compensée par la possibilité d'avoir une détection hors champ plus large, grâce à la meilleure qualité des images.

Pour la première étude concernant les gouttelettes d'eau, les images ont été enregistrées à l'aide d'une caméra NAC :

- taille du capteur 1280 x 1024 pixels
- taille du pixel : 21.7  $\mu\text{m}$
- fill factor : 70 %
- quantification : 10 bits

La taille du capteur est donc de 27.77 mm x 22.2 mm. A cause de la divergence du faisceau, la taille de champ observé se réduit à 19.5 mm x 15.6 mm. Après traitement

des images par l'algorithme de reconstruction, la taille de champ de détection des particules s'étend finalement à 42 mm x 40 mm. Une image de projection dans le plan  $(x,y)$  des positions des gouttelettes détectées vient illustrer la taille de champ de détection des particules, Fig. 4.10.

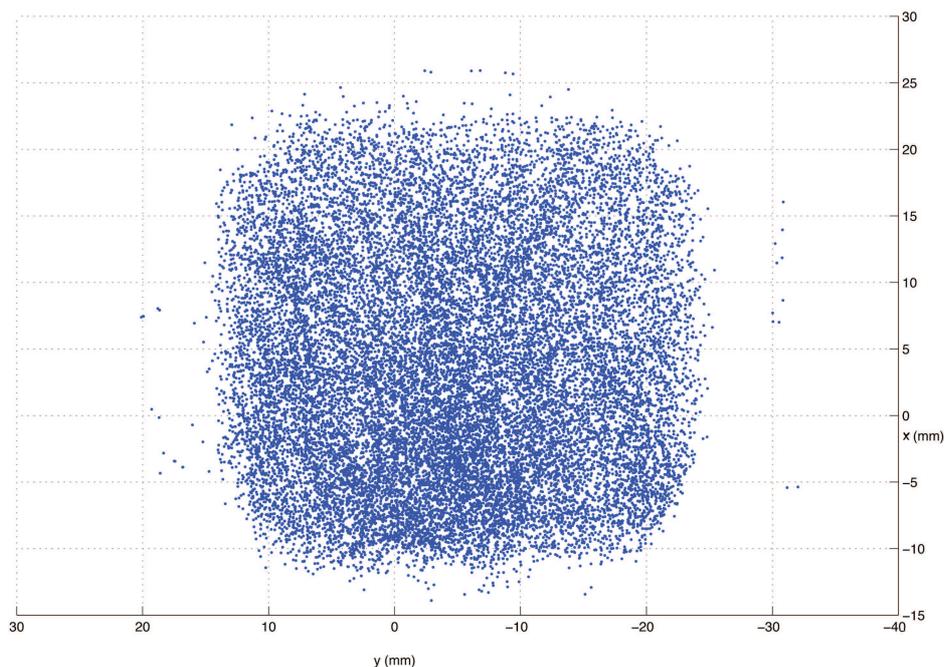


FIGURE 4.10 – Projection dans le plan  $(x,y)$  des positions des gouttelettes détectées par une approche problème inverse

Nous réalisons des prises d'une seconde, à la fréquence maximale de 1 KHz permise par la caméra pour un enregistrement sur la totalité du capteur. Les séquences comportent ainsi 1000 images chacune. Pour cette première campagne nous effectuons 25 prises.

L'intégration du montage d'holographie dans la boîte à turbulence est présentée dans la figure 4.11.

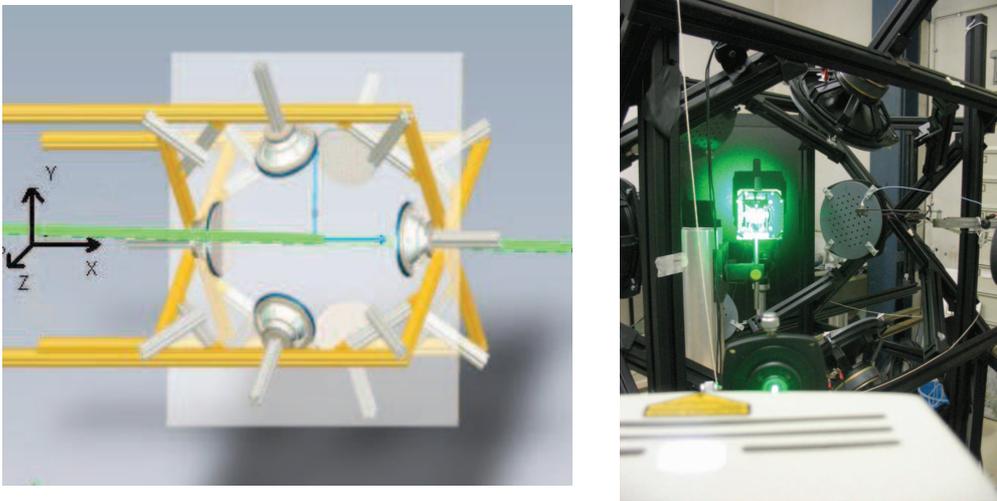


FIGURE 4.11 – Mise en place de l'holographie numérique

L'axe de d'observation de l'holographie est situé à  $40^\circ$  par rapport au repère orthogonal  $(X,Y,Z)$  défini pour l'étude de la turbulence, pour des raisons d'accès optique. Dans cette situation, le domaine turbulent homogène isotrope où évoluent les gouttes est étudié uniquement selon des directions "non confinées". Afin d'éviter toute ambiguïté, on notera  $(x,y,z)$  le repère orthogonal correspondant à l'holographie, Fig. 4.12.

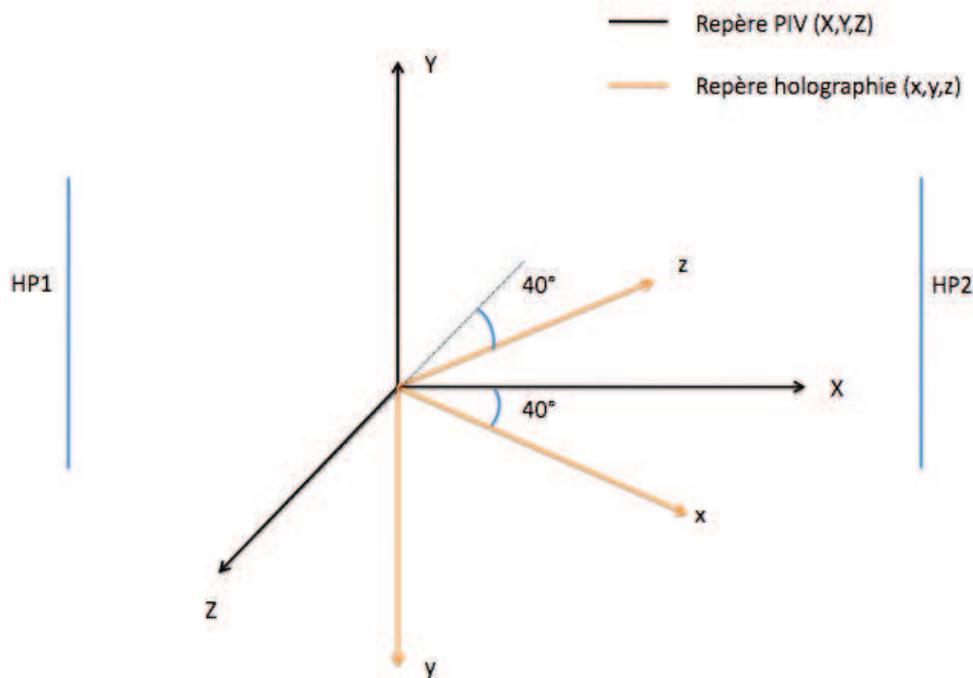


FIGURE 4.12 – Repères orthonormés utilisés

Il est important de rappeler que l'utilisation de la PIV telle qu'elle a été faite dans la boîte à turbulence a permis de mettre en exergue l'effet de confinement des sources sur la géométrie de la zone homogène isotrope. Il n'en reste pas moins que les grandeurs statistiques obtenues montrent une bonne homogénéité et un taux d'isotropie très proche de 1 dans le domaine d'intérêt. Ainsi, par définition, une rotation de l'axe d'observation conserve les propriétés de l'écoulement et les valeurs obtenues dans le repère  $(x,y,z)$  sont tout à fait comparables à celles obtenues dans le repère  $(X,Y,Z)$ .

## 4.7 Résultats de reconstruction d'hologrammes de gouttes non évaporantes

La figure 4.13 présente un hologramme type obtenu lors de cette campagne de mesure.

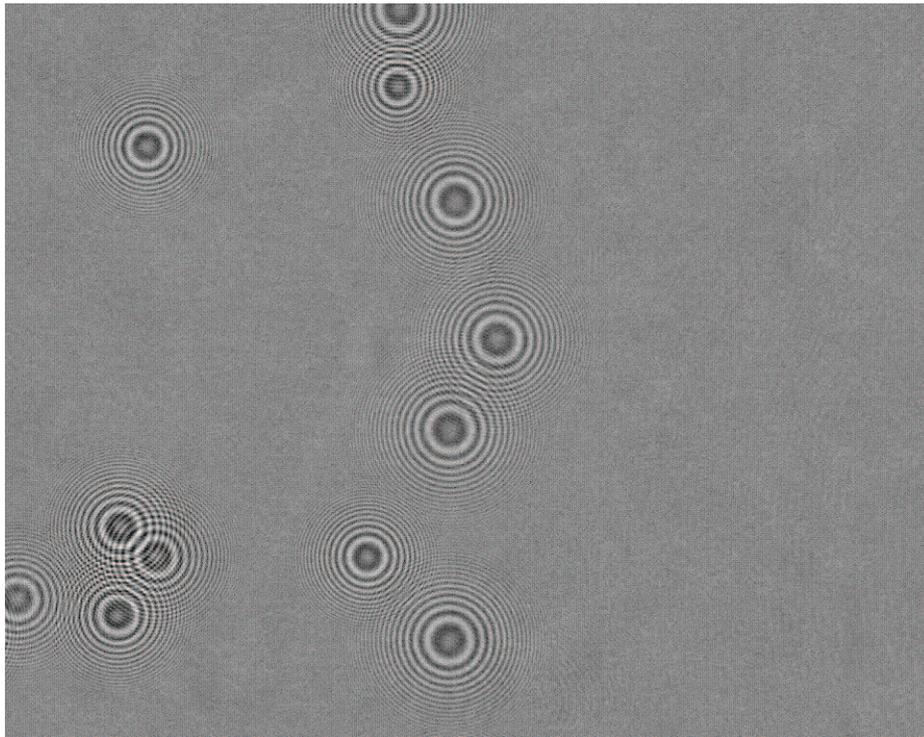


FIGURE 4.13 – Hologramme expérimental de gouttelettes d'eau ( $60 \mu\text{m}$ )

La reconstruction des hologrammes a été effectuée au laboratoire Hubert Curien avec l'algorithme décrit section 4.5. Elle fournit les positions et les diamètres des particules pour chaque image contenant des particules.

La précision affichée pour les conditions expérimentales que nous avons décrites est :

- pour le diamètre des particules,  $d_{RMS} = 1 \mu\text{m}$
- pour la position longitudinale,  $z_{RMS} = 60 \mu\text{m}$
- pour les positions dans le plan du capteur,  $x_{RMS} = y_{RMS} = 3 \mu\text{m}$

Elle est calculée à partir :

- du nombre de pixels sur le capteur,
- de la taille des pixels et de la valeur du fill-factor,
- de la dynamique de la caméra,
- de la distance en z objet-capteur,
- de la taille des objets.

La reconstitution des trajectoires des gouttelettes à partir de ces données a ensuite été réalisée au LMFA au moyen d'un algorithme de tracking.

## 4.8 Réalisation du tracking

Les algorithmes de tracking utilisés pour déterminer les trajectoires Lagrangiennes de particules sont nombreux et reposent sur des critères plus ou moins complexes selon l'écoulement étudié (Ouellette et al., 2006a) [119] (Cheung et al., 2005) [120], (Satake et al., 2006) [121]. Le tracking des gouttelettes a été réalisé ici à l'aide d'un simple calcul de distance minimum entre les particules présentes sur deux trames consécutives, Eq. 4.14. Cet algorithme est très simple à mettre en oeuvre et fonctionne très bien pour l'écoulement très dilué que nous étudions. Un seuil sur la distance est introduit afin de prendre en compte l'apparition ou la disparition d'une goutte dans le volume de mesure.

$$D = \sqrt{(x_{t+1} - x_t)^2 + (y_{t+1} - y_t)^2 + (z_{t+1} - z_t)^2} \quad (4.14)$$

où  $t$  et  $t+1$  correspondent à deux trames consécutives.

La recherche du minimum de la fonction  $D$  permet d'appareiller les particules d'une trame à une autre afin de reconstruire leurs trajectoires au cours du temps. Un test sur la position en  $z$  des gouttes dans le volume est aussi implémenté dans l'algorithme de tracking. En effet, l'holographie restitue les informations de toutes les particules se trouvant dans le volume éclairé (40 x 40 x 140 mm), Fig. 4.11. Or le domaine homogène isotrope a une taille en  $z$  beaucoup plus restreinte. Pour le calcul des grandeurs Lagrangiennes, on sera amené à restreindre la plage acceptable en  $z$  pour travailler dans un volume correspondant à une zone où la turbulence est considérée comme homogène isotrope 40 x 40 x 60 mm.

Quelques trajectoires obtenues dans le volume éclairé sont présentées sur la Fig.4.14.

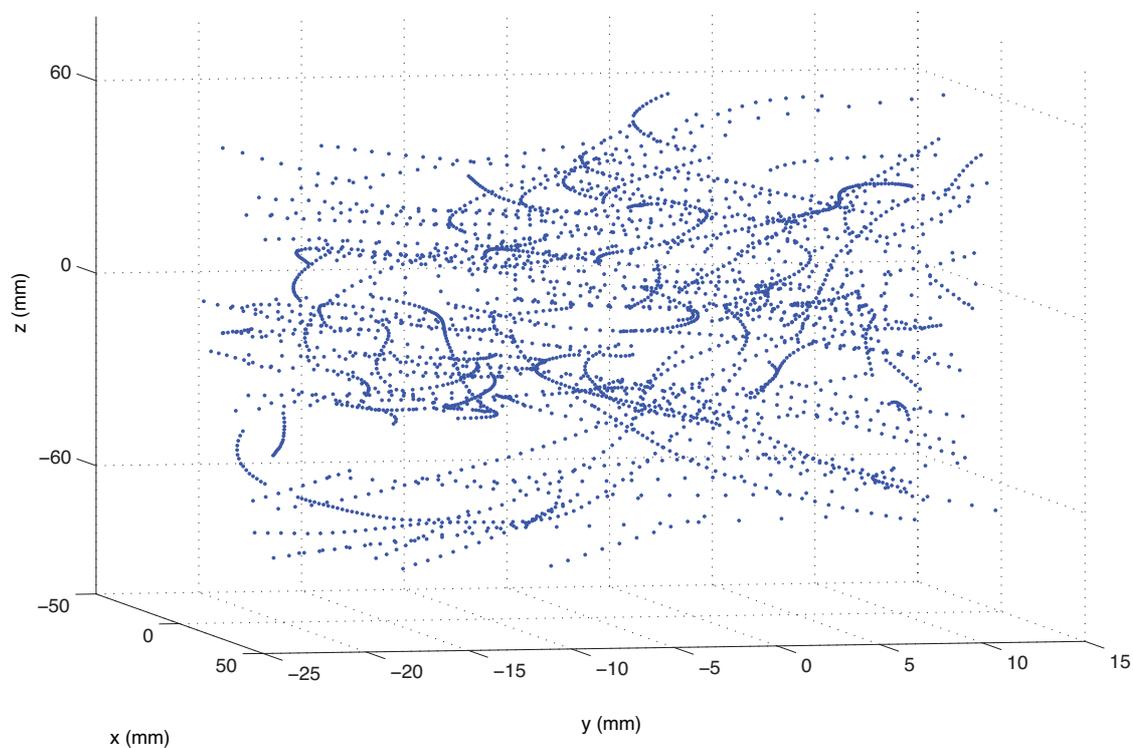


FIGURE 4.14 – Echantillon de quelques trajectoires

Le nombre total de trajectoires reconstruites est de 2 090. Ceci représente 20 000 hologrammes traités. Sur la Fig. 4.15, 300 trajectoires sont représentées (pour plus de lisibilité).

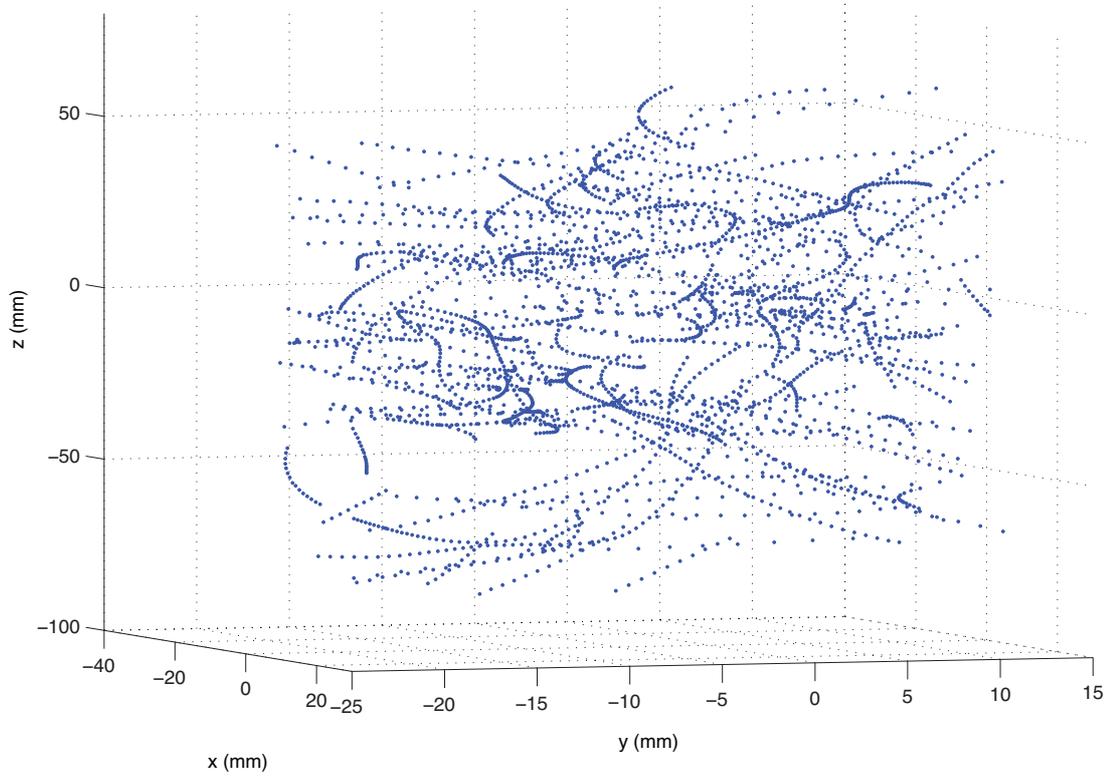


FIGURE 4.15 – 300 trajectoires

La figure 4.16 présente la distribution de la durée des trajectoires enregistrées.

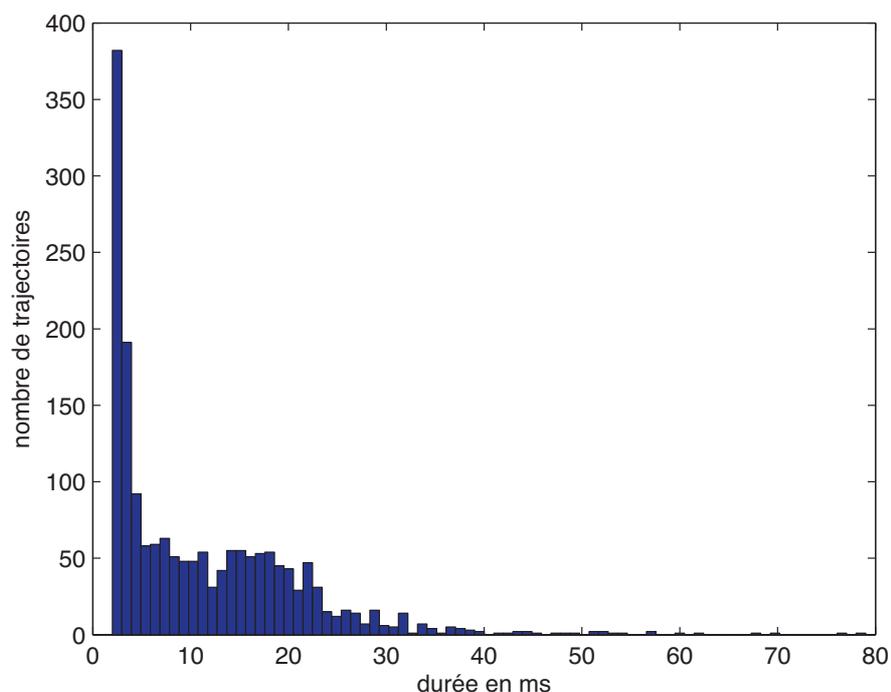


FIGURE 4.16 – Distribution de la durée des trajectoires dans tout le volume illuminé (sans restriction en  $z$ )  $\approx 2\,090$  trajectoires

On compte un nombre important de très courtes trajectoires (2 à 3 pas de temps). Cet effet est probablement accentué par le caractère très intermittent du jet dans le domaine d'intérêt (section 3.2.2). En ce qui concerne les trajectoires de durée supérieure à quelques pas de temps, un autre facteur pourrait être évoqué. On verra par la suite (section 3.9.1) que la qualité de l'écoulement a été affectée par la dérive d'un des haut-parleurs. Ce déséquilibre a eu pour conséquence de se répercuter sur les gouttes en leur imposant une vitesse moyenne non nulle selon une direction privilégiée. On peut alors aussi penser que le temps de résidence des gouttes dans le domaine turbulent n'en serait que plus grand dans une situation isotrope. Lorsque l'on se focalise sur le domaine homogène isotrope de 40 x 40 x 60 mm le nombre de trajectoires se rapproche de 1 000, et la distribution de la durée des trajectoires garde la même allure, Fig. 4.17.

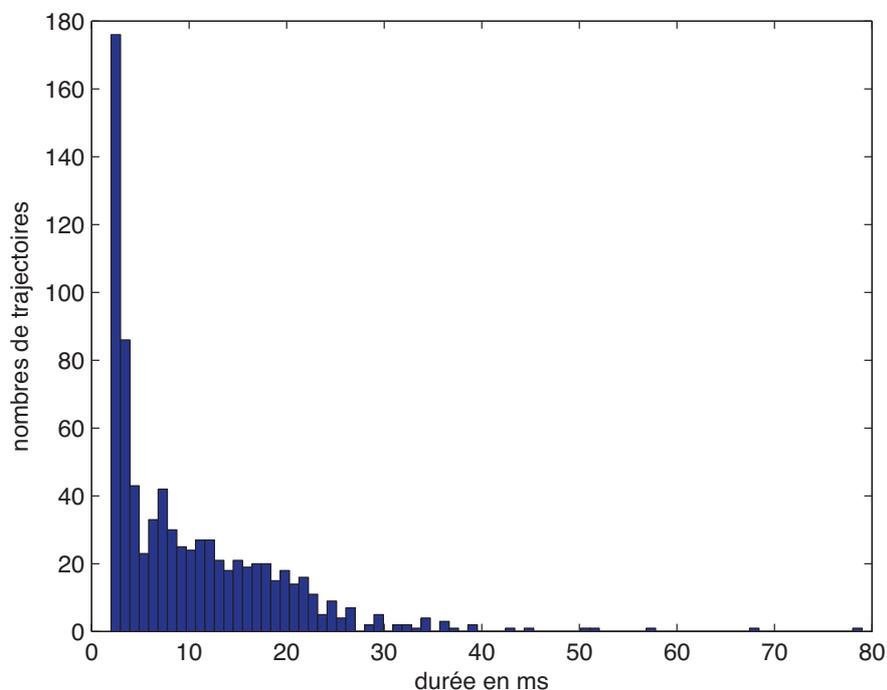


FIGURE 4.17 – Distribution de la durée des trajectoires dans le domaine d'intérêt de 40 x 40 x 60 mm.  $\approx 1\ 000$  trajectoires

La durée moyenne d'une trajectoire est de 13.3 ms dans le domaine d'intérêt. Ce qui implique que les statistiques Lagrangiennes seront limitées aux petites échelles de temps.

## 4.9 Statistiques Lagrangiennes aux petites échelles de temps

Les statistiques Lagrangiennes présentées sont calculées pour des gouttes se trouvant dans le domaine d'intérêt de 40 x 40 x 60 mm.

### 4.9.1 Déplacements

La figure 4.18 représente les déplacements moyens des gouttes selon les axes (x,y,z). Le déplacement moyen est calculé sur chacune des composantes du repère orthonormal, puis il est moyenné sur l'ensemble des trajectoires. Dans le cas du déplacement suivant x, on a :

$$\text{deplacement}_x(i) = \frac{1}{N_i} \sum_{j=1 / L_j > i}^N [x_j(i+1) - x_j(i)] \quad \text{pour } i = [1, \dots, L-1] \quad (4.15)$$

avec  $N$  le nombre total de trajectoires,  $N_i$  le nombre d'échantillons  $[x_j(i+1) - x_j(i)]$  impliqués dans le calcul pour chaque valeur de  $i$ ,  $L_j$  la durée de la trajectoire  $j$  et  $i$  le pas de temps.

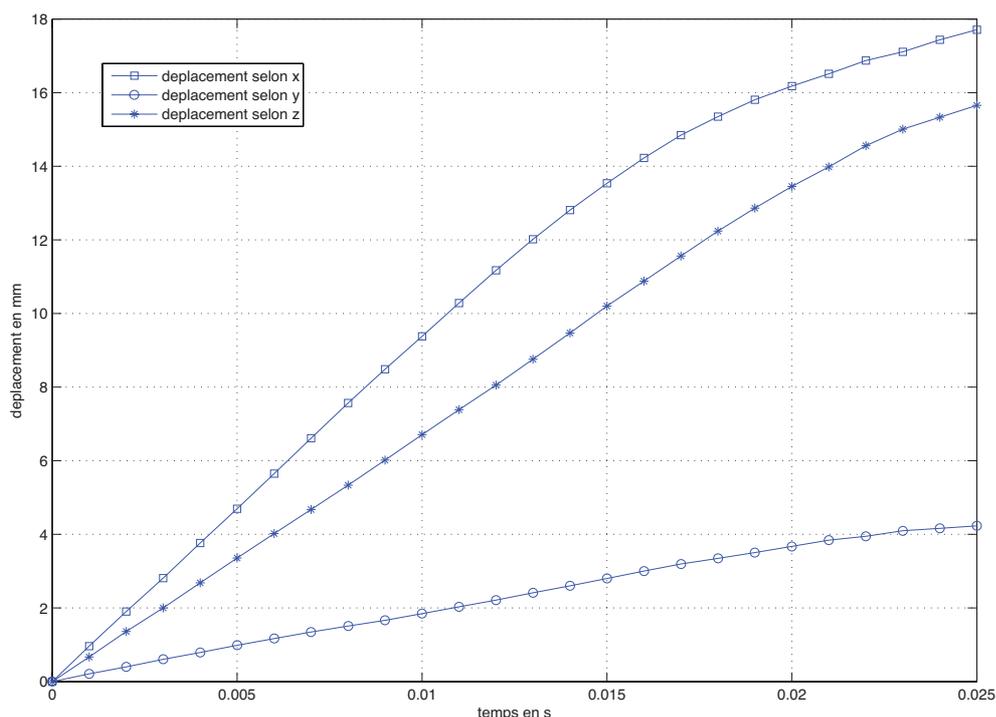


FIGURE 4.18 – Déplacement moyen des gouttes au cours du temps

On constate un fort déplacement selon les axes  $x$  et  $z$ , qui signifie que les gouttes ont tendance à se diriger dans une direction privilégiée ( $x$  et  $z$  positifs). Cette campagne de mesure a été réalisée suite à une longue période de fonctionnement des haut-parleurs, dont les membranes en cellulose se trouvaient fortement imprégnées de graisse (dû à l'ensemencement). L'équilibrage des haut-parleurs se trouvait être de plus en plus difficile à obtenir, la stabilité de certains haut-parleurs devenant douteuse. L'enregistrement des 25 séries a été réalisé en moins d'1h30, ce qui correspond à la durée moyenne de stabilité pour les haut-parleurs à membrane en cellulose. Malgré cela, la dérive notamment de HP1, Fig. 4.12, montre ici que la condition d'isotropie n'est malheureusement pas respectée. Par la suite, nous avons choisi d'utiliser des membranes plus résistantes à l'ensemencement, c'est à dire en carbone plutôt qu'en cellulose. De plus, un nettoyage soigneux des amplificateurs a permis de retrouver des conditions de fonctionnement sereines. Le déplacement selon l'axe des  $y$  positif est normal. Il correspond à la force de gravité. La valeur de la pente ( $\approx 0.17$  m/s) avoisine la vitesse de sédimentation des gouttes de  $60 \mu\text{m}$  ( $\approx 0.13$  m/s).

### 4.9.2 Vitesses Lagrangiennes

A partir des informations sur les positions des gouttes dans le volume et de la fréquence d'échantillonnage de la caméra, les statistiques sur les vitesses ont été calculées par la méthode des différences finies pour les 3 composantes. Pour la composante  $V_x$  selon l'axe x, on a :

$$V_x(i) = \frac{x_j(i+1) - x_j(i)}{\Delta T} \quad \text{pour } i = [1, \dots, L-1] \quad (4.16)$$

avec  $\Delta T$  la période d'échantillonnage des images (1 ms). Les statistiques sont obtenues à partir de toutes les trajectoires se situant dans le domaine d'intérêt, ce qui représente 7 000 échantillons. Un lissage des trajectoires par fenêtre gaussienne n'a pas apporté plus de précision sur le calcul des composantes de vitesses x et y (Mordant, 2004a) [31]. En effet la fréquence d'échantillonnage de la caméra relativement faible (1 kHz) opère déjà comme un filtre sur les données. Par contre, cette technique a permis de considérablement améliorer la précision selon la composante z (profondeur). Le tableau ci-dessous présente les moments pour chacune des composantes :

composante	moyenne m/s	valeur RMS m/s	S	F
x	0.843	0.904	-0.576	2.846
y	0.137	0.799	-0.090	3.320
z	0.381	0.782	-0.262	3.124

FIGURE 4.19 – Vitesses Lagrangiennes des gouttes

Les vitesses moyennes des composantes x et y sont bien plus élevées que ce que l'on attendait. Pour un écoulement où l'isotropie serait bien contrôlée, ces vitesses devraient être proche de 0 m/s. Les valeurs moyennes sont positives ce qui implique un sens privilégié de l'écoulement porteur. Pratiquement, lors de l'équilibrage des sources, un doute était porté sur le couple de haut-parleurs HP1 et HP2, Fig. 4.12. Maintenant, il est facile de constater que la dérive de ces deux sources est à l'origine d'une vitesse moyenne de l'écoulement dans le sens HP1 vers HP2. L'holographie étant implanté dans la structure selon un axe à 40° par rapport au repère (X,Y,Z) de la structure, il est facile de vérifier que la projection des composantes de vitesses selon les axes x et y, notées respectivement  $V_x$  et  $V_y$  reflète ce phénomène. Dans la Fig. 4.20 nous représentons une vue de dessus du montage.

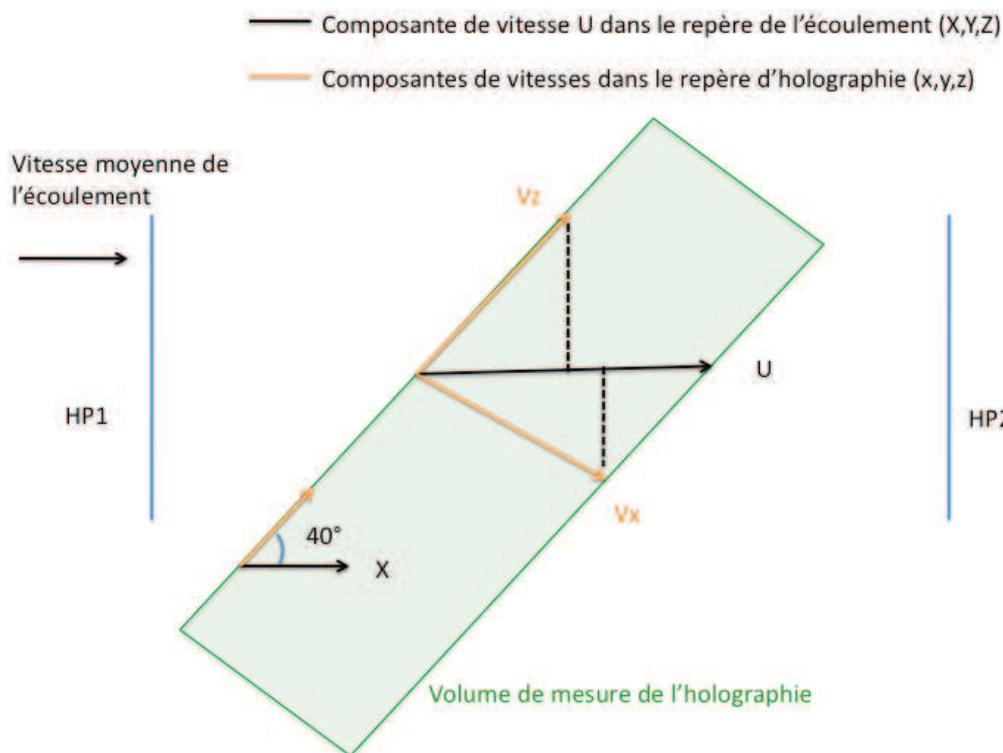


FIGURE 4.20 – Vue de dessus du phénomène de dérive de HP1 sur les composantes de vitesses mesurées par holographie

Pour un angle de  $40^\circ$ , le rapport théorique entre les deux projections de vitesses  $\frac{V_z}{V_y}$  doit être de 1.2, on trouve, par la mesure, un rapport de 1.28, ce qui est cohérent. La vitesse moyenne suivant la composante y est légèrement supérieure à la vitesse de sédimentation attendue pour des gouttes d'eau de  $60\mu\text{m}$  (théoriquement 0.13 m/s). Les fluctuations de vitesses sont aussi supérieures dans les directions selon x et z. Selon la composante y, les fluctuations sont plus proches de celles du fluide (typiquement 0.8 m/s). Les moments d'ordres supérieurs viennent renseigner sur la forme des distributions de vitesses. Les PDF des fluctuations de vitesses ( $V_x - \overline{V}_x$ ,  $V_y - \overline{V}_y$ ,  $V_z - \overline{V}_z$ ) sont présentées sur les Fig. 4.21, et Fig. 4.22. L'utilisation d'un repère linéaire-logarithmique permet d'avoir une meilleure visualisation des événements les plus rares, le repère linéaire-linéaire mettant en évidence les tendances des événements les plus fréquents.

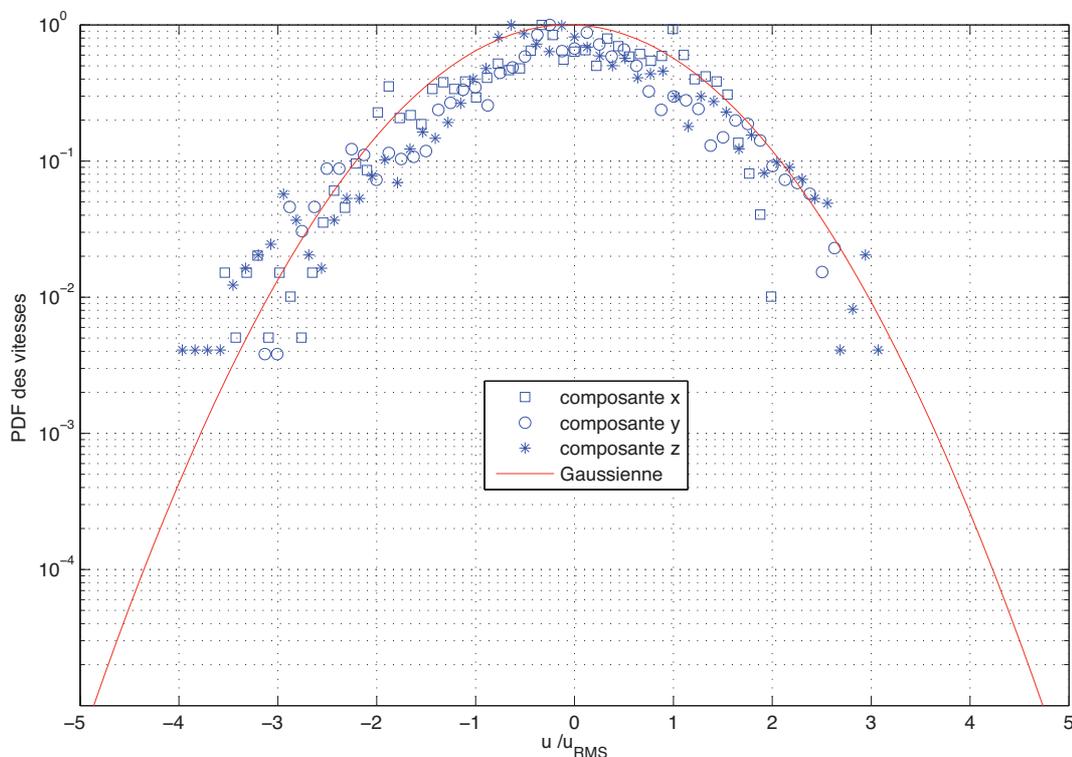


FIGURE 4.21 – PDF des fluctuations de vitesses

La dissymétrie des courbes pour les grandes valeurs de vitesses négatives des composantes x et z se traduit par des valeurs de skewness élevées et négatives (plus particulièrement sur la représentation en lin-log).

Cette dissymétrie est difficile à interpréter sachant que le nombre d'échantillons à notre disposition reste assez faible. Il est néanmoins comparable avec les 8 800 échantillons utilisés pour tracer les PDF de vitesses dans les travaux de Lu et al. (2008) [42]. La forme de leurs distributions, données uniquement en échelle lin-lin est semblable à nos résultats.

Les PDF en échelles linéaires sont présentées dans la figure 4.22.

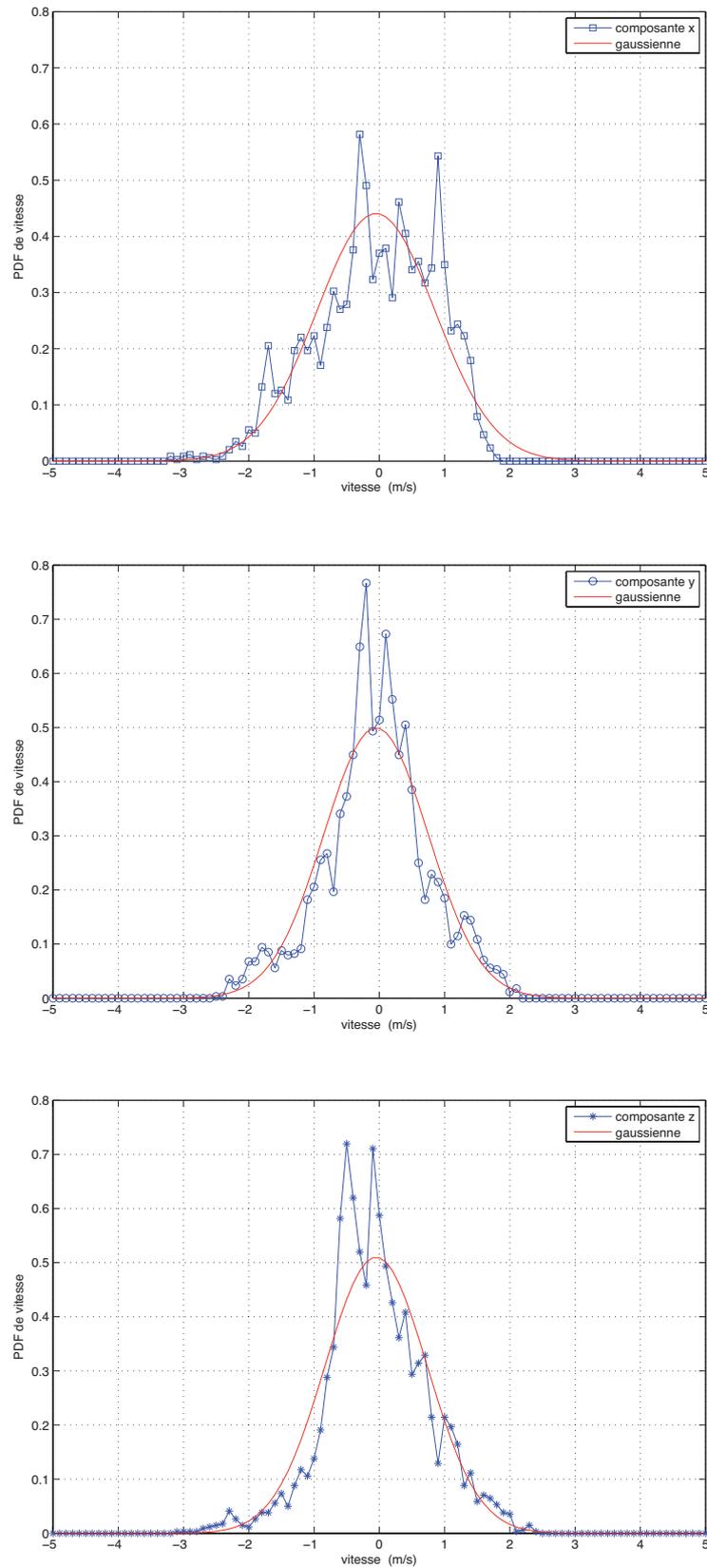


FIGURE 4.22 – PDF des fluctuations de vitesses

Les écarts à la gaussienne semblent dus au nombre encore limité d'échantillons enregistrés. Les PDF de vitesses obtenues par Lu et al. (2008) [42] pour des gouttelettes d'eau dans une turbulence homogène isotrope créée par jets synthétiques sont aussi encore loin de converger vers une gaussienne. Ce résultat est attendu pour des particules fluides en turbulence homogène isotrope, que ce soit d'un point de vue Eulerien ou Lagrangien. Snyder et Lumley (1971) [27] confirment aussi une allure gaussienne pour des particules de plus grande inertie (billes de verre et de cuivre) dans une turbulence de grille d'air. Nous avons d'ailleurs observé cette allure gaussienne dans le cas de la mesure Eulerienne réalisée par ILIDS (section 3). Gopalan et al. (2008) [109] trouvent aussi ce résultat (en Lagrangien) pour des gouttes de diesel (moins dense que l'eau) dans un écoulement d'eau homogène isotrope.

### Autocorrélations des vitesses Lagrangiennes

Les coefficients d'autocorrélation ont été calculés en prenant en compte les notions de biais introduites par Mordant [39]. Dans le cas d'un seul signal, par exemple une trajectoire, échantillonnée, de longueur  $L$ , les moments sont calculés sur la longueur totale du signal  $L$ . La vitesse moyenne  $\overline{V_x}$  (par exemple selon  $x$ ) s'écrit :

$$\overline{V_x} = \frac{1}{N_i} \sum_{k=1}^L V_x(k) \quad (4.17)$$

avec  $N_i$  le nombre d'échantillons de vitesses.

De même la variance de la vitesse s'écrit :

$$\sigma_{V_x}^2 = \frac{1}{N_i} \sum_{k=1}^L [V_x(k) - \overline{V_x}]^2 \quad (4.18)$$

Le coefficient d'autocorrélation, dit biaisé (Kunt, 1998) [122], est basé sur le calcul global de ces moments d'ordre 1 et 2 (Eq. 4.17, Eq. 4.18) et sur l'ensemble du signal de longueur  $L$ , (Mordant, 2001) [39] :

$$R_{xx}(i) = \frac{1}{\sigma_{V_x}^2 L} \sum_{k=1}^{L-i} [(V_x(k) - \overline{V_x})(V_x(k+i) - \overline{V_x})] \quad \text{pour } i = [0, \dots, L-1] \quad (4.19)$$

On voit ici qu'à  $i$  fixé cet estimateur est pondéré par la longueur du signal et par les moments "globaux" calculés sur tout le signal. Pour notre application on va chercher à utiliser un estimateur non-biaisé qui prenne en compte :

- toutes les trajectoires enregistrées dans le domaine d'intérêt  $N$ ,
- la longueur de chaque trajectoire  $L_j$ ,
- les moments  $\overline{V_{xi}}$  et  $\sigma_{V_{xi}}^2$  estimés en fonctions des  $N_i$  échantillons impliqués dans le calcul.

Il peut s'écrire (pour la direction x) :

$$R_{xx}(i) = \frac{1}{N_i \sigma_{V_{xi}}^2} \sum_{j=1 / L_j > i}^N \sum_{k=1}^{L_j - i} [(V_{xj}(k) - \overline{V_{xi}}) (V_{xj}(k+i) - \overline{V_{xi}})] \quad \text{pour } i = [1, \dots, L-1] \quad (4.20)$$

L'évolution des moments d'ordre 1 et d'ordre 2 est présentée Fig. 4.23. Les grandeurs qualifiées de "globale" sur la figure correspondent aux valeurs des vitesses moyennes, ou variances calculées sur tous les échantillons enregistrés selon l'Eq. 4.17 et Eq. 4.18. Les grandeurs notées "sans biais" sont cette fois calculées en ne prenant seulement en compte les échantillons appartenant à des trajectoires dont la durée est supérieure à l'incrément  $i$  (Eq. 4.21, Eq. 4.22).

$$\overline{Vx}(i) = \frac{1}{N_i} \sum_{j=1 / L_j > i}^N \sum_{k=1}^L V_{xj}(k) \quad (4.21)$$

De même la variance de la vitesse s'écrit :

$$\sigma_{Vx}^2 = \frac{1}{N_i} \sum_{k=1}^L [V_{xj}(k) - \overline{V_{xi}}]^2 \quad (4.22)$$

On remarque que, pour les moments d'ordre 1, on commence à voir un écart important à partir du temps de résidence moyen des gouttes ( $\approx 13$  ms). Les écarts sur la variance apparaissent plus tôt.

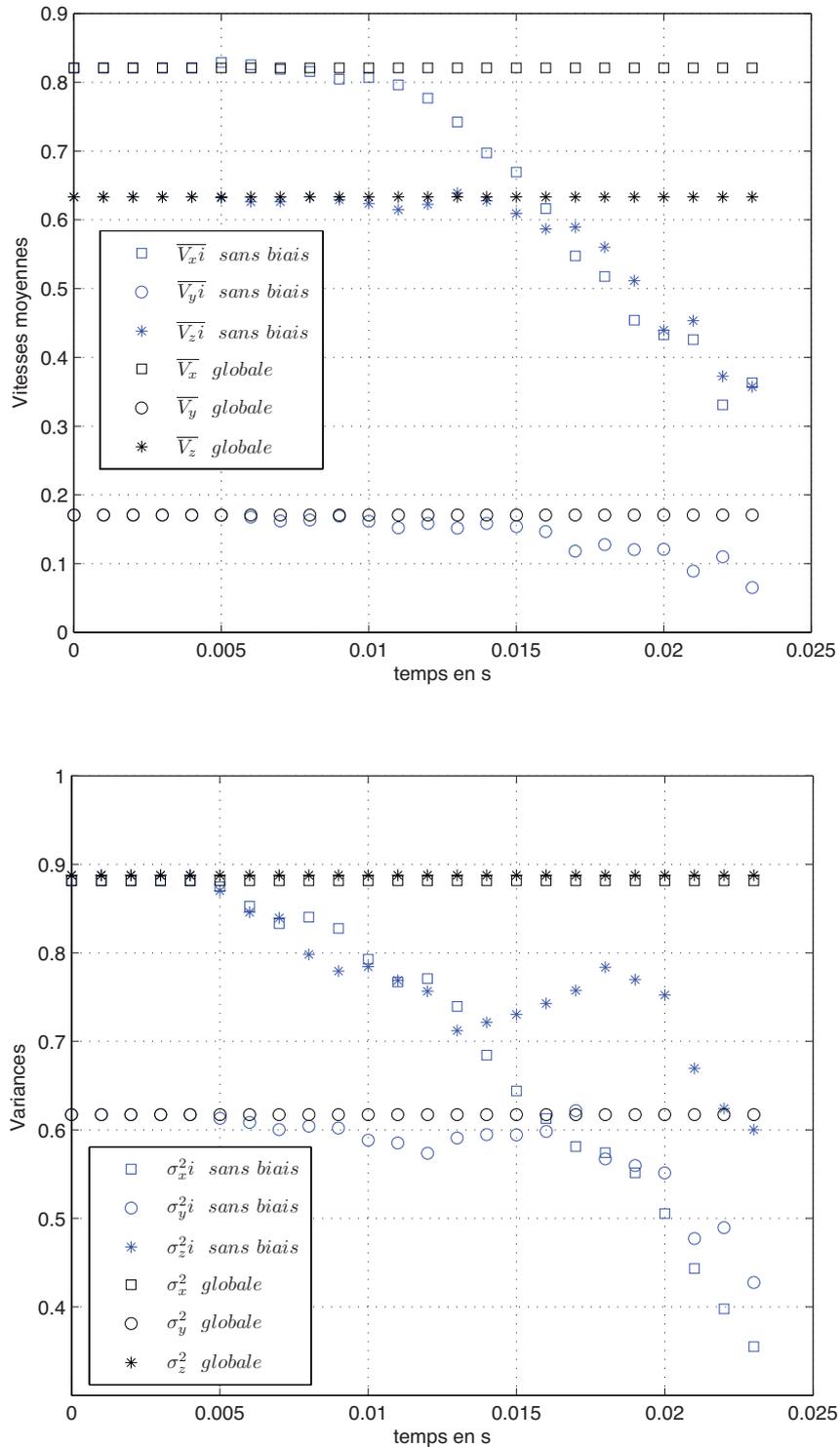


FIGURE 4.23 – Haut : Evolution des vitesses moyennes en fonction des échantillons impliqués dans le calcul. Bas : Evolution des variances en fonction des échantillons impliqués dans le calcul

Les coefficients d'autocorrélation des vitesses sont présentés Fig. 4.24 et Fig. 4.25. L'histogramme en jaune renseigne sur le nombre d'échantillons utilisés dans le calcul. Au-delà de 20 ms, la forme de la courbe ne devient plus significative. Comme le nombre de trajectoires utilisées pour le calcul décroît, l'estimation est donc de moins en moins bonne.

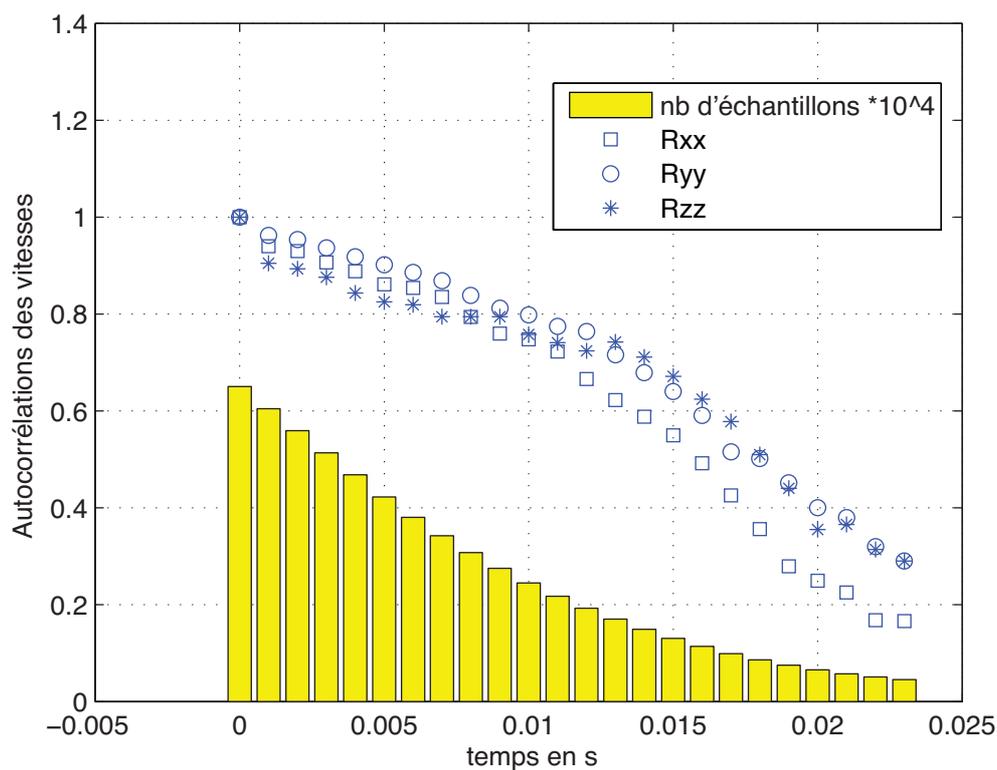


FIGURE 4.24 – Coefficients d'autocorrélation des vitesses Lagrangiennes et nombre d'échantillons utiles au calcul

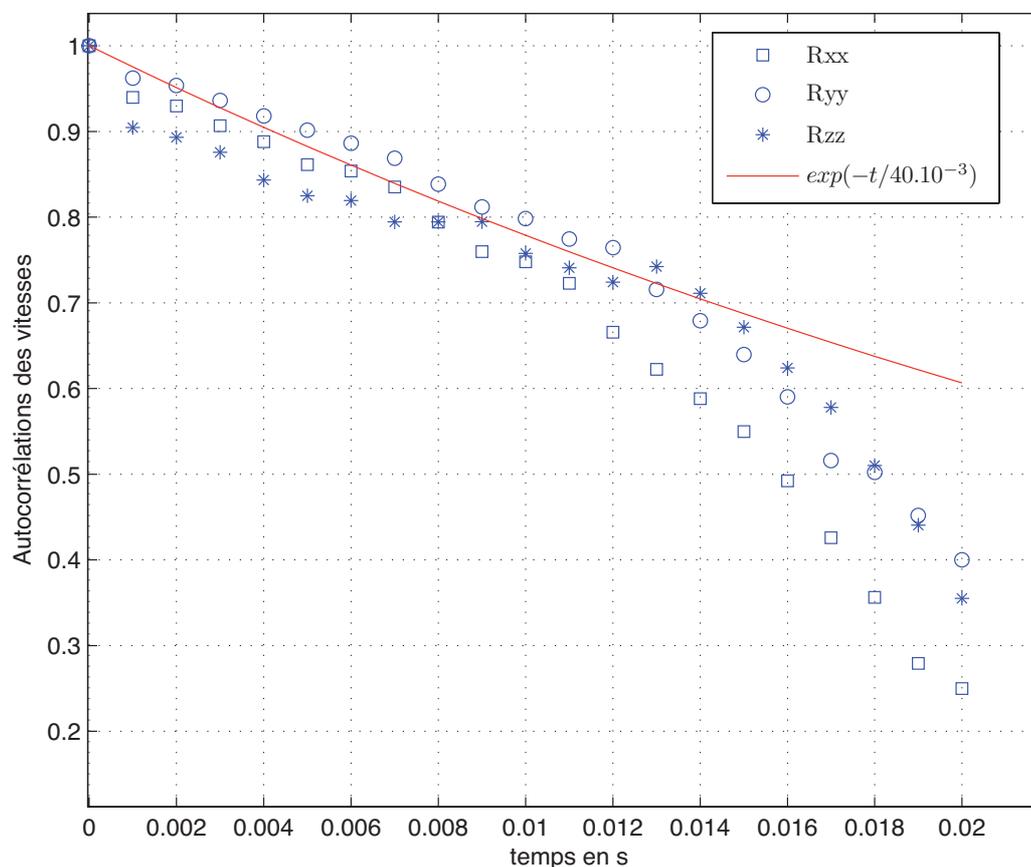


FIGURE 4.25 – Fit des coefficients d'autocorrélation des vitesses Lagrangiennes

Sur la figure 4.25, les autocorrélations semblent suivre deux temps caractéristiques. La première partie de la décroissance peut être approchée par une exponentielle de pente  $(\frac{-t}{40.10^{-3}})$ . Ce qui donne un temps caractéristique de 40 ms. Au-delà de  $t \approx 13$  ms, une seconde rupture de pente s'établit. On constate que la rupture de pente s'effectue pour un temps correspondant au temps moyen de résidence des gouttes dans le domaine turbulent.

Pour les temps supérieurs, un deuxième temps caractéristique, plus faible semble intervenir. On remarque aussi que les vitesses selon x semblent se décorréler plus vite.

Ces deux temps caractéristiques apparaissent malgré la précaution d'un estimateur non biaisé. Le fait que la rupture de pente semble s'opérer autour de la durée moyenne des trajectoires représente, probablement, un biais statistique. On peut tout de même remarquer dans la littérature que des décroissances en deux temps caractéristiques ont déjà été observées (Sawford, 1991) [75], (Mareuge, 1998) [123] (Mordant, 2001) [39]. Il est encore difficile et prématuré de proposer un temps La-

grangien à partir de ces résultats.

Afin de mieux saisir les origines de la rupture de pente autour de 13 ms, il nous a semblé intéressant de tracer l'évolution des coefficients de corrélations des vitesses à l'aide de tous les échantillons enregistrés (donc sans restriction en  $z$ , domaine de 40 x 40 x 140 mm), Fig. 4.26 et Fig. 4.27.

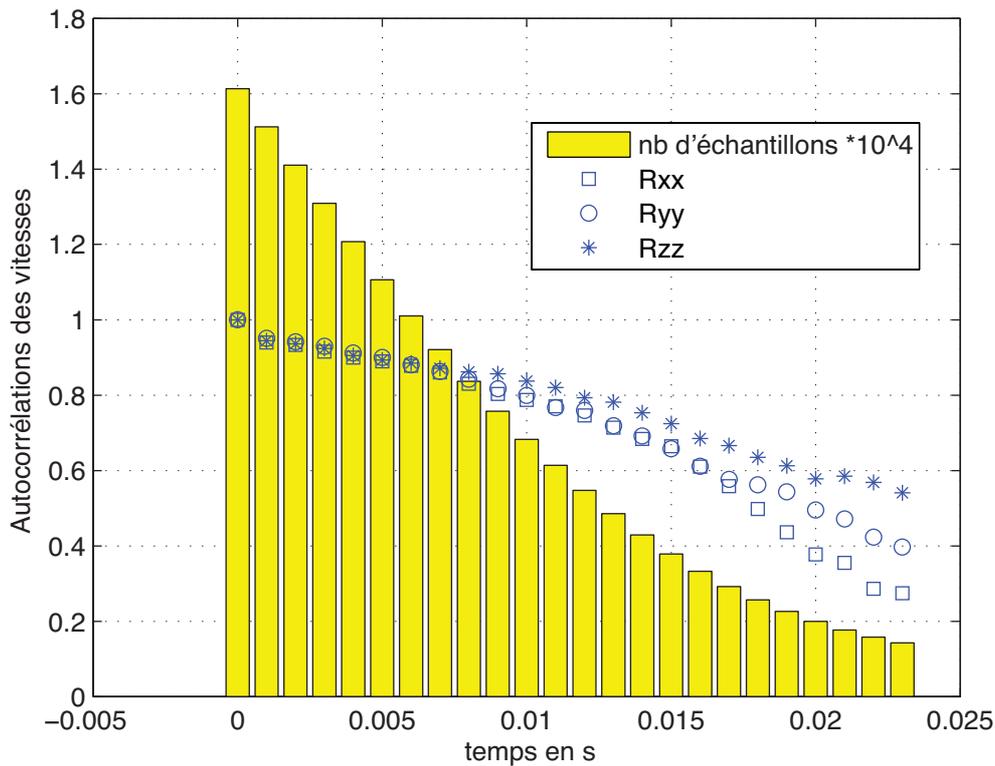


FIGURE 4.26 – Coefficients d'autocorrélation des vitesses Lagrangiennes pour toutes les trajectoires (sans restriction en  $z$ )

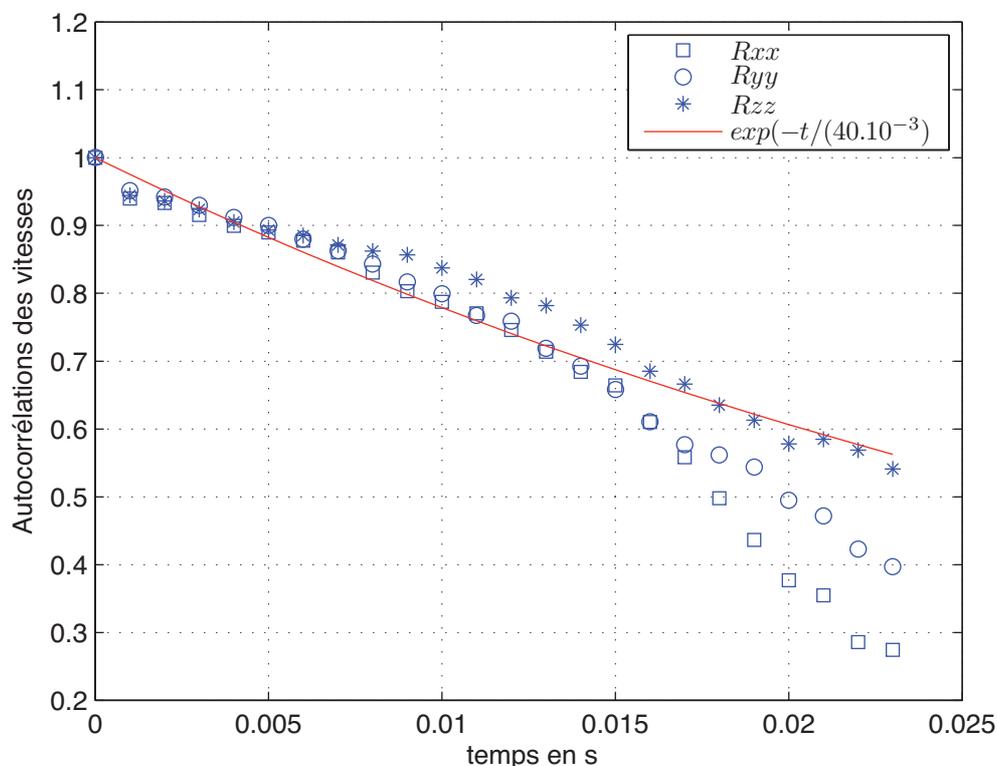


FIGURE 4.27 – Fit des coefficients d'autocorrélation des vitesses Lagrangiennes pour toutes les trajectoires (sans restriction en  $z$ )

Les courbes paraissent suivre plus longtemps le fit exponentiel. On peut alors penser qu'il est nécessaire d'enregistrer plus d'échantillons pour mieux interpréter la physique mise en jeu. En effet, dans le domaine plus restreint de  $40 \times 40 \times 60$  mm, le calcul des coefficients d'autocorrélations sur les temps les plus grands s'effectue à l'aide d'un nombre de trajectoires très restreint. Alors que pour les petites valeurs de temps, le calcul est moyenné à la fois par le nombre de trajectoires ainsi que le long des trajectoires. On peut donc penser que la tendance de cette courbe n'est pas biaisée sur les temps courts, mais le devient sur les temps longs (à cause du faible nombre de longues trajectoires). Le temps caractéristique correspondant à la décroissance des petits temps (40 ms) recouperait l'ordre de grandeur du temps Lagrangien de la turbulence estimé section 2.1.1.

On retrouve la tendance de décroissance plus rapide de  $R_{xx}$ . L'évolution de la composante  $z$  est à observer avec plus de recul, à cause de sa moins bonne précision (conséquence de la métrologie utilisée : holographie avec un seul bras).

### Coefficient de dispersion

Les coefficients de diffusion ont été calculés selon Batchelor, (1949) [124]. Pour la composante selon x, on a :

$$D_{xx}(t) = \sigma_{V_{xk}}^2 \int_{k=0}^t R_{xx}(k) dk \quad (4.23)$$

Les figures 4.28 et 4.29 présentent l'évolution des coefficients de dispersion en fonction du temps pour les trois composantes de vitesse. L'histogramme en jaune indique le nombre d'échantillons sur lesquels sont calculés les coefficients.

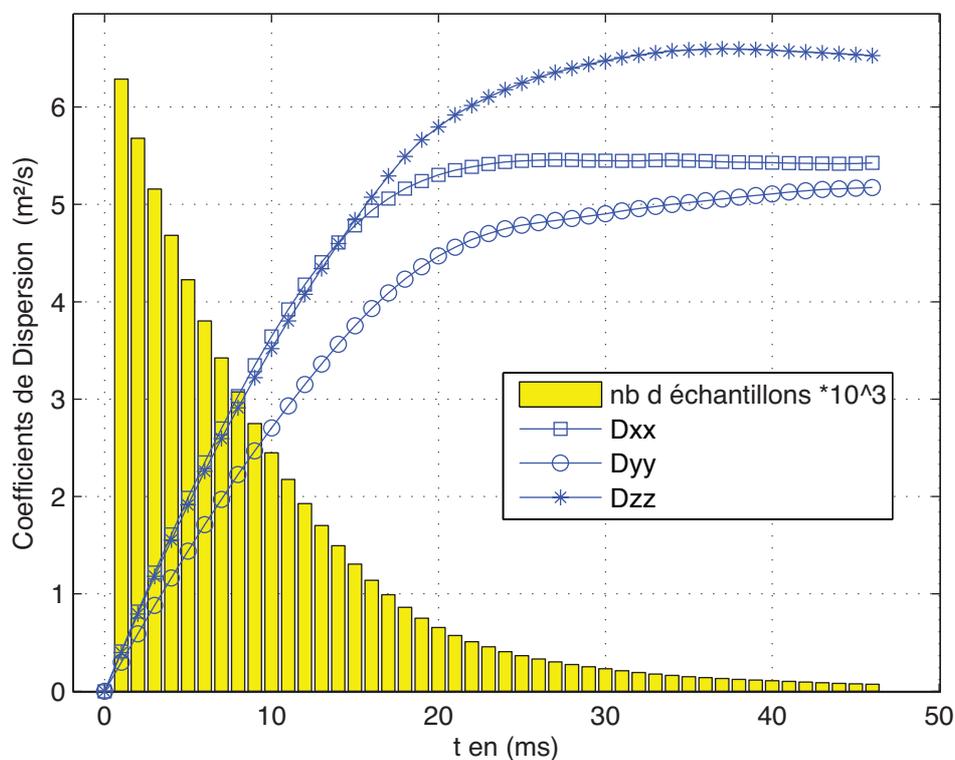


FIGURE 4.28 – Coefficients de dispersion et nombres d'échantillons pris en compte dans le calcul en échelle lin-lin

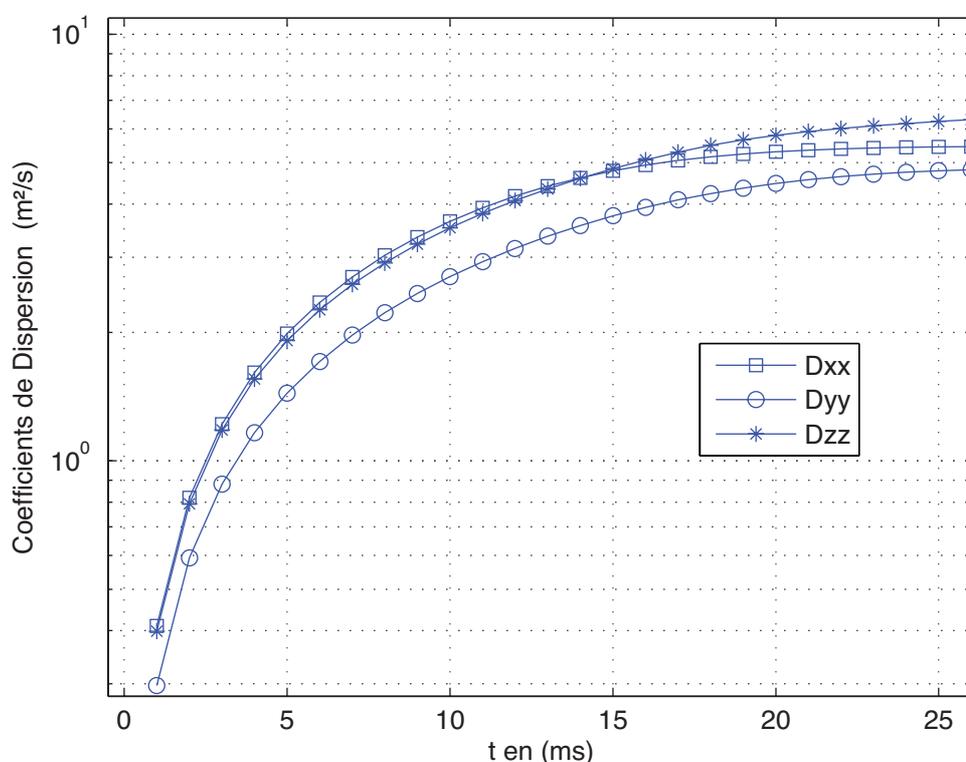


FIGURE 4.29 – Coefficients de dispersion en échelle lin-log.

On constate que le nombre d'échantillons utilisés pour le calcul passe au-dessous de 1000 au-delà d'une vingtaine de millisecondes. Les résultats obtenus pour des temps plus longs ne semblent plus significatifs et ne seront pas pris en compte dans la discussion. En particulier on ne sait pas s'il faut attribuer une signification physique à l'apparition du plateau, qui traduit un comportement diffusif type loi de Fick. Le coefficient de dispersion  $D_{yy}$  correspondant à la composante verticale est plus faible que les coefficients  $D_{xx}$  et  $D_{zz}$ . La dérive de la vitesse horizontale qui se répercute selon  $x$  et  $z$  pourrait être à l'origine de cette différence. En effet, les vitesses moyennes horizontales des gouttes sont plus grandes que la vitesse moyenne verticale. La conséquence de cet effet semble être responsable du caractère moins dispersif des gouttes selon l'axe  $y$ .

On note que les coefficients de dispersion selon les axes  $x$  et  $z$  sont sensiblement les mêmes jusqu'à 15 ms. Cette constatation semble confirmer le rôle de l'écoulement porteur dans la dispersion des particules. Gopalan et al. (2005) [41] invoquent l'effet de croisements de trajectoires ou "crossing effect trajectory" (introduit par Yudine, en 1959 [125]) pour expliquer un coefficient de dispersion plus élevé selon une composante donnée. Dans leur expérience l'écoulement est homogène isotrope et la composante selon laquelle la dispersion est la plus élevée est la composante verticale selon laquelle la force de flottaison intervient (gouttes de fuel dans un écoulement

d'eau). Pour un écoulement isotrope, on se serait attendu à observer un coefficient de dispersion plus grand selon la direction verticale  $y$  (Reeks, 1977) [126], (Squires et Eaton, 1991) [127].

### 4.9.3 Accélérations Lagrangiennes

Les statistiques sur les accélérations ont été calculées par la méthode des différences finies à partir des vitesses pour les 3 composantes. De nouveau l'opération de lissage gaussien sur les vitesses a permis d'apporter plus de précision sur le calcul des accélérations et plus particulièrement sur la composante  $z$ . Pour la composante  $A_x$  selon l'axe  $x$ , on a :

$$A_x(i) = \frac{V_{xj}(i+1) - V_{xj}(i)}{\Delta T} \quad \text{pour } i = [1, \dots, L-1] \quad (4.24)$$

avec  $\Delta T$  la période d'échantillonnage des images (1 ms). Le tableau ci-dessous récapitule les statistiques obtenues pour chacune des composantes :

composante	moyenne m/s <sup>2</sup>	valeur RMS m/s <sup>2</sup>
x	-15.19	43.40
y	0.047	44.15
z	-3.04	56.69

FIGURE 4.30 – Accélérations des gouttes

### Fonction de densité de probabilité des accélérations Lagrangiennes

Les PDF des fluctuations des accélérations sont présentées sur les Fig. 4.31 (échelle lin-log) , et Fig. 4.32 (échelle lin-lin). Les PDF des accélérations normalisées par leur valeur RMS sont présentées Fig. 4.32.

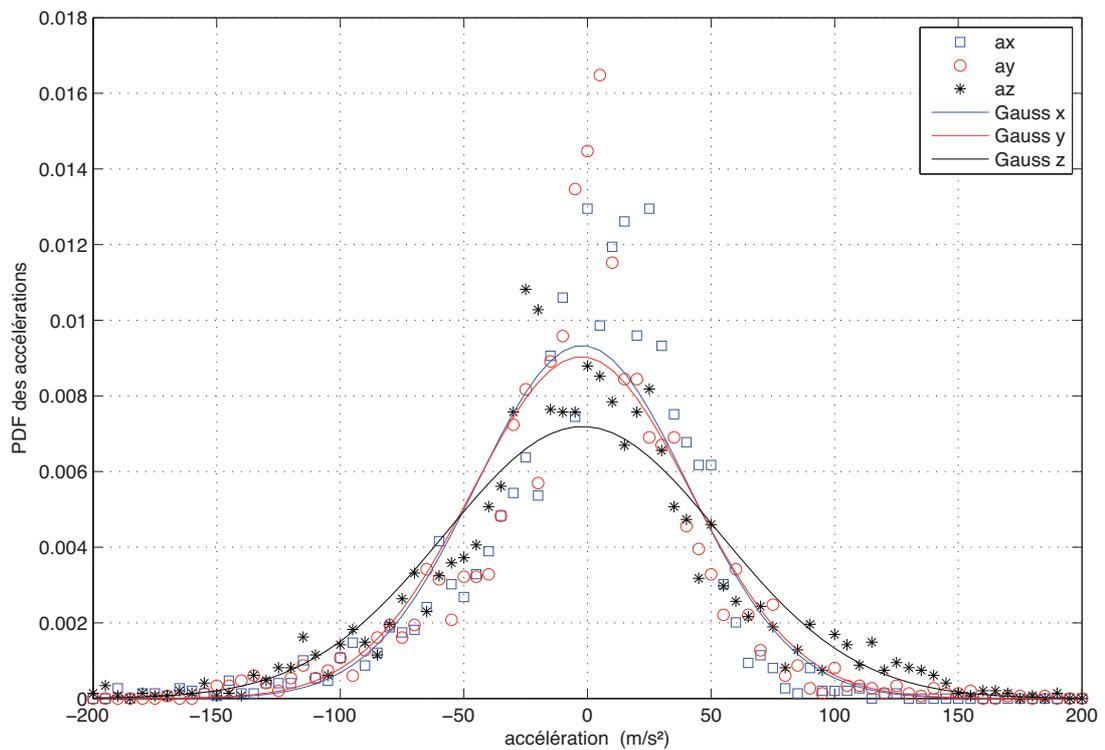
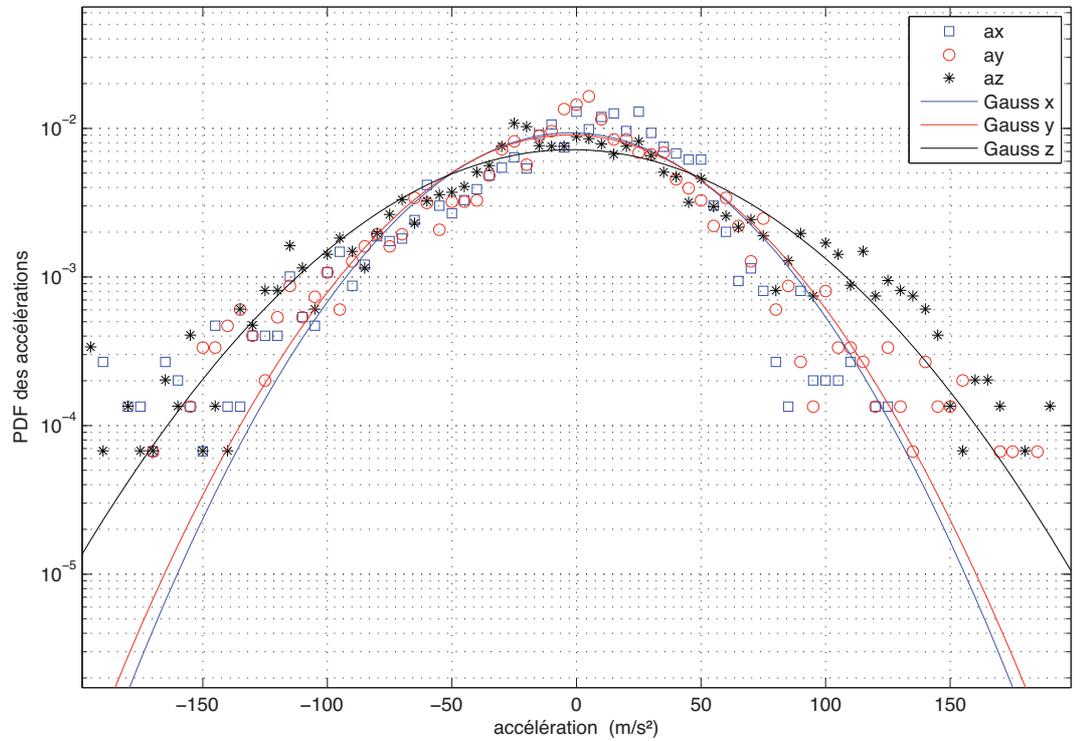
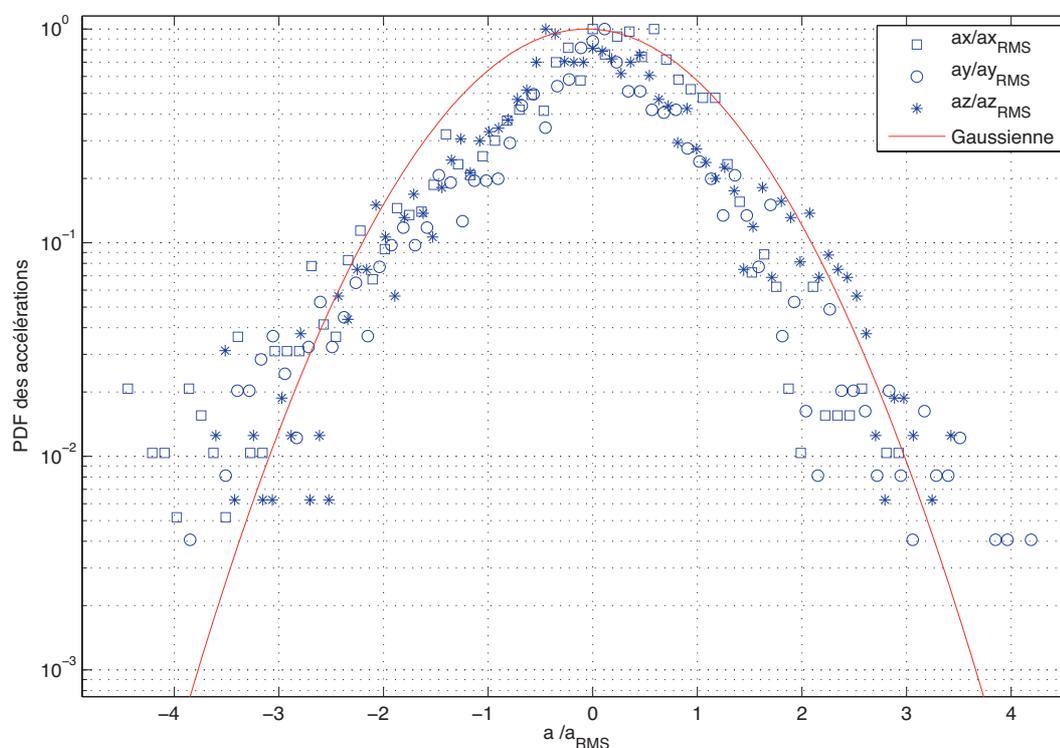


FIGURE 4.31 – PDF des accélérations Lagrangiennes échelles lin-log et échelles lin-lin

FIGURE 4.32 – PDF des accélérations normalisées  $a_i/a_{iRMS}$ 

Les PDF des accélérations montrent, malgré le lissage, une précision plus faible sur l'axe z par rapport à celle obtenue selon les axes x et y. Les ailes de cette PDF sont plus larges, reflétant une plus forte valeur de la variance, conséquence directe de la métrologie utilisée. Le même phénomène est observé par Lu et al. (2008) [42] pour le montage d'holographie à un seul bras.

La représentation en échelle lin-log présente pour toutes les composantes des ailes relativement larges qui s'éloignent de la gaussienne. Cette constatation témoigne du caractère intermittent de la turbulence.

Les accélérations selon la composante y (verticale) sont plus importantes dans les valeurs positives, témoin de l'effet de la gravité sur les gouttes. Il est tout de même important de rappeler que la période d'échantillonnage de la caméra est de 1 ms alors que le temps de Kolmogorov de l'écoulement est de 1.6 ms. On filtre alors complètement les effets des plus petites structures turbulentes. La fréquence d'échantillonnage pour l'étude de Lu et al. est environ 10 fois plus grande (2.6 kHz ou une période de 38 ms) que le temps de Kolmogorov de leur écoulement (3.3 ms).

#### 4.9.4 Diagnostiques sur les diamètres

Ces diagnostics sont essentiels pour l'étude. En effet la validation de l'utilisation de l'holographie numérique rapide pour suivre l'évaporation des gouttes repose sur une mesure précise du diamètre à chaque instant, le long de la trajectoire. Les diamètres des gouttes calculés sur les 2 090 trajectoires sont présentés sur la Fig 4.33.

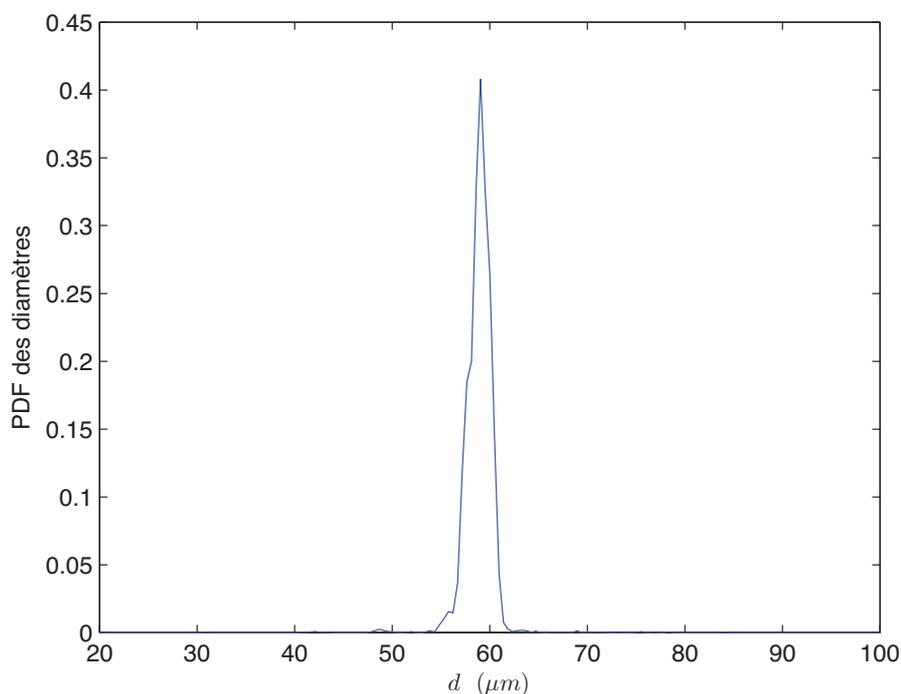


FIGURE 4.33 – Distribution des diamètres calculée à partir de 2 090 trajectoires

Les statistiques sur les diamètres sont présentées dans le tableau ci-dessous :

nombre total de diamètres mesurés	$\bar{d}$	$d_{RMS}$
7 857	58,9 $\mu\text{m}$	1,63 $\mu\text{m}$

En guise de comparaison, la figure 4.34 présente les PDF des diamètres des gouttes (centrées sur la moyenne obtenue lors des deux expériences) obtenues à partir de la technique d'holographie et de la technique ILIDS.

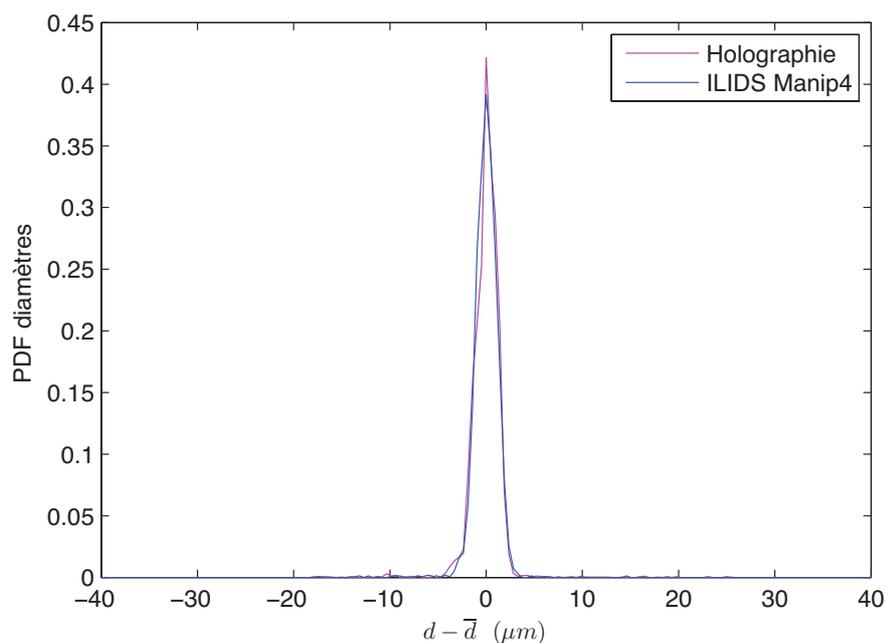


FIGURE 4.34 – PDF des diamètres obtenus par holographie ( $\bar{d}=58.9 \mu\text{m}$ ) et ILIDS ( $\bar{d}=58.8 \mu\text{m}$ )

Les précisions obtenues par ces deux techniques semblent comparables. On avait relevé  $d_{RMS}$  entre  $1.52$  et  $1.63 \mu\text{m}$  (suivant les réalisations) pour l'ILIDS et on trouve  $d_{RMS} = 1.63 \mu\text{m}$  par l'holographie en utilisant l'approche problème inverse.

Pour l'étude de gouttelettes évaporantes il est aussi nécessaire de valider la constance du diamètre le long des trajectoires en non-évaporant et la précision atteinte ici. Les figures suivantes Fig. 4.35 et Fig. 4.36 présentent dans chaque cas :

- une trajectoire dont la chronologie est représentée par l'évolution de couleur du bleu au rouge;
- la mesure du diamètre suivant cette chronologie.

Les images ont été enregistrées à la fréquence de  $1 \text{ KHz}$ , un pas de temps correspond donc à  $1 \text{ ms}$ .

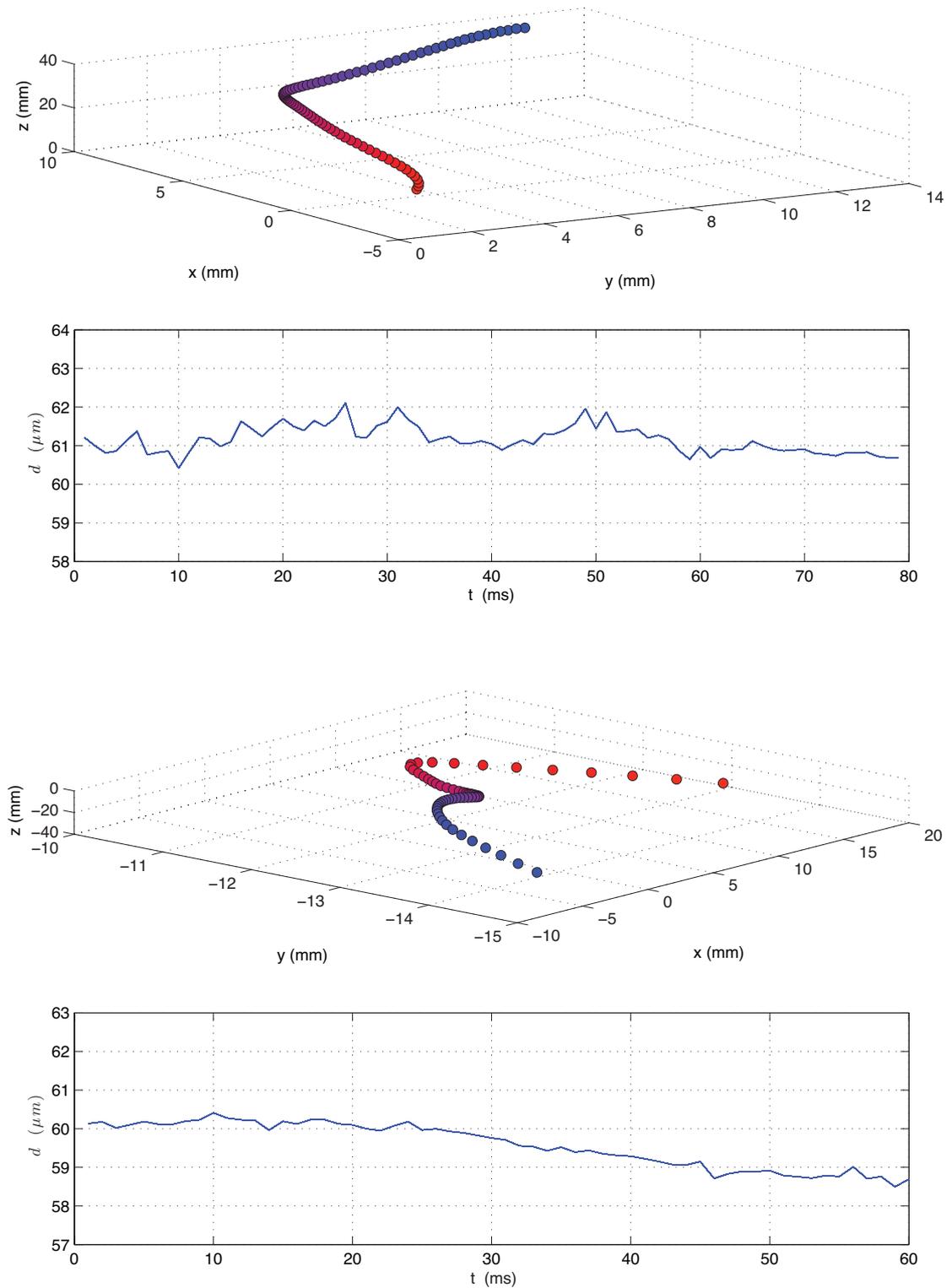


FIGURE 4.35 – Exemples de trajectoires avec mesure du diamètre au cours du temps (du bleu au rouge)

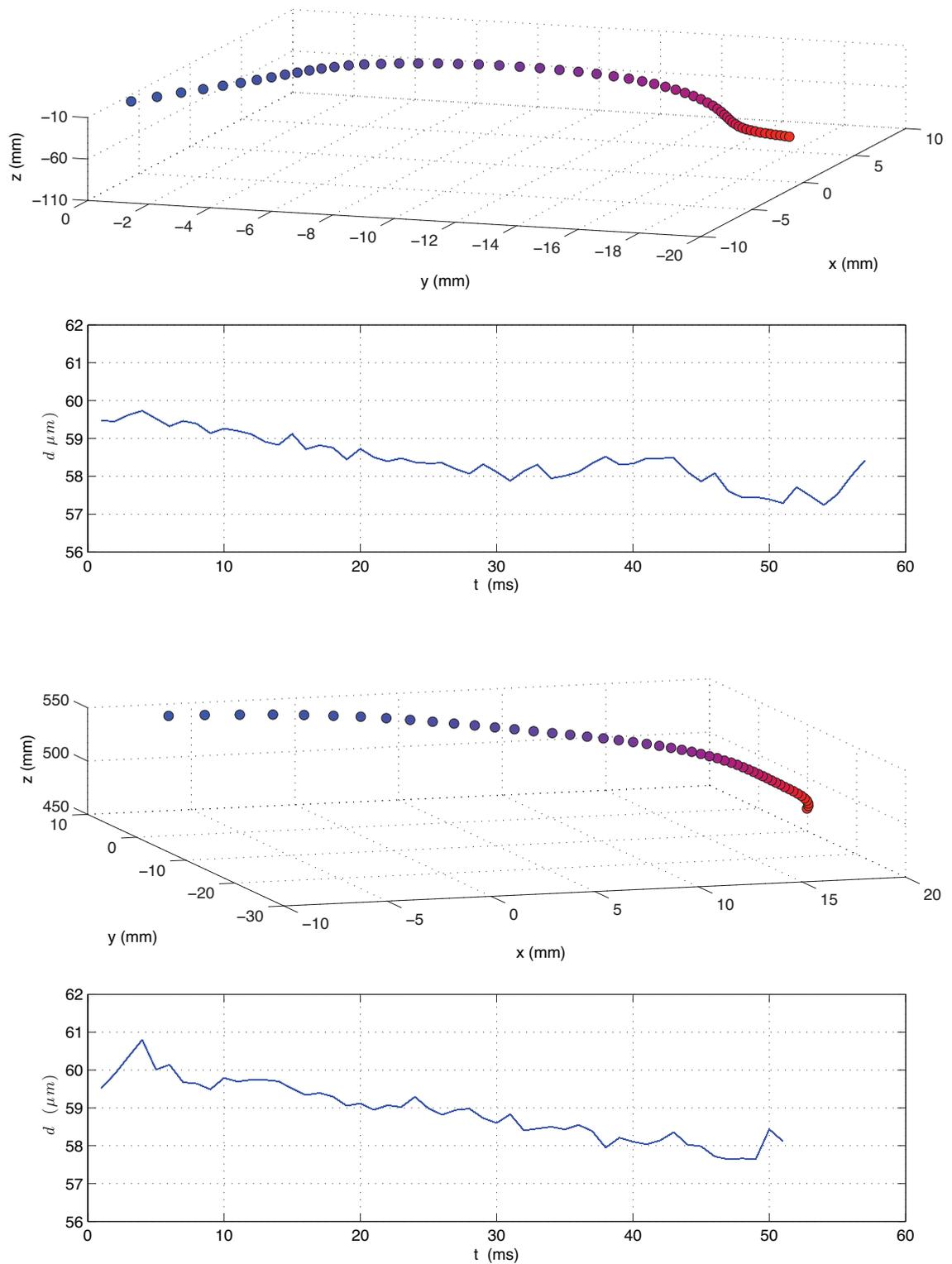


FIGURE 4.36 – exemples de trajectoires avec mesure du diamètre au cours du temps (du bleu au rouge)

On remarque que la mesure du diamètre n'évolue que très peu le long des trajectoires. Dans ces exemples, nous étudions des gouttelettes d'eau à température ambiante, et dans un écoulement très dilué. On ne s'attend pas à voir de l'évaporation ou de la coalescence. Les petits écarts sur le diamètre correspondent aux bruits de mesures (qualité de l'image de la particule, position en hors champ, ...).

Afin d'évaluer la précision estimée sur les mesures, la figure 4.37 représente l'évolution en pourcentage de l'évolution du diamètre des goutte le long de chacune des trajectoires. C'est à dire :

$$(d - \bar{d})/\bar{d} \quad (4.25)$$

où  $d$  représente le diamètre détecté le long de chaque trajectoire et  $\bar{d}$  le diamètre moyen sur la trajectoire donnée.

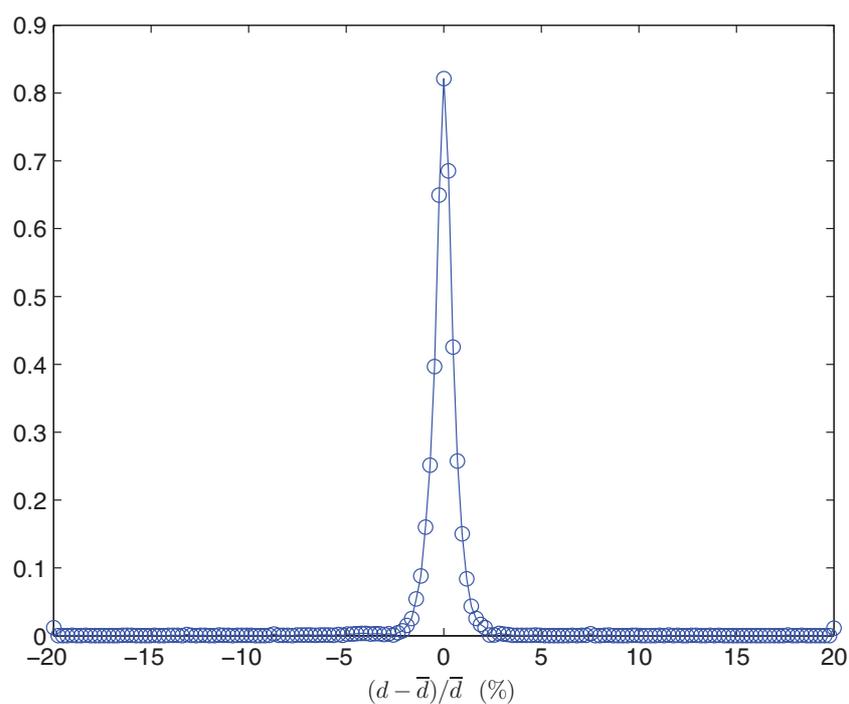


FIGURE 4.37 –  $(d - \bar{d})/\bar{d}$  obtenu sur les trajectoires dans le domaine de 40 x 40 x 60 mm

Sur l'ensemble des trajectoires reconstruites (1 000 dans le domaine de 40 x 40 x 60 mm), la variation de diamètre mesuré au cours du temps est extrêmement faible (de l'ordre de 2%), ce qui nous assure que l'holographie va être une technique très précieuse et parfaitement adaptée dans le cas de l'étude de gouttelettes évaporantes. Les travaux de Lu et al. [42] affichent un écart sur les diamètres mesurés le long des trajectoires de l'ordre de 20 %. Leur étude est, par contre, basée sur une injection polydisperse de gouttes.

La figure 4.38 présente les résultats obtenus pour :

- les trajectoires reconstruites dans le domaine de 40 x 40 x 60 mm,
- les trajectoires dont le nombre de pas est supérieur à 4 et sans restriction en  $z$ ,
- toutes les trajectoires (2 090) sans restriction en  $z$ .

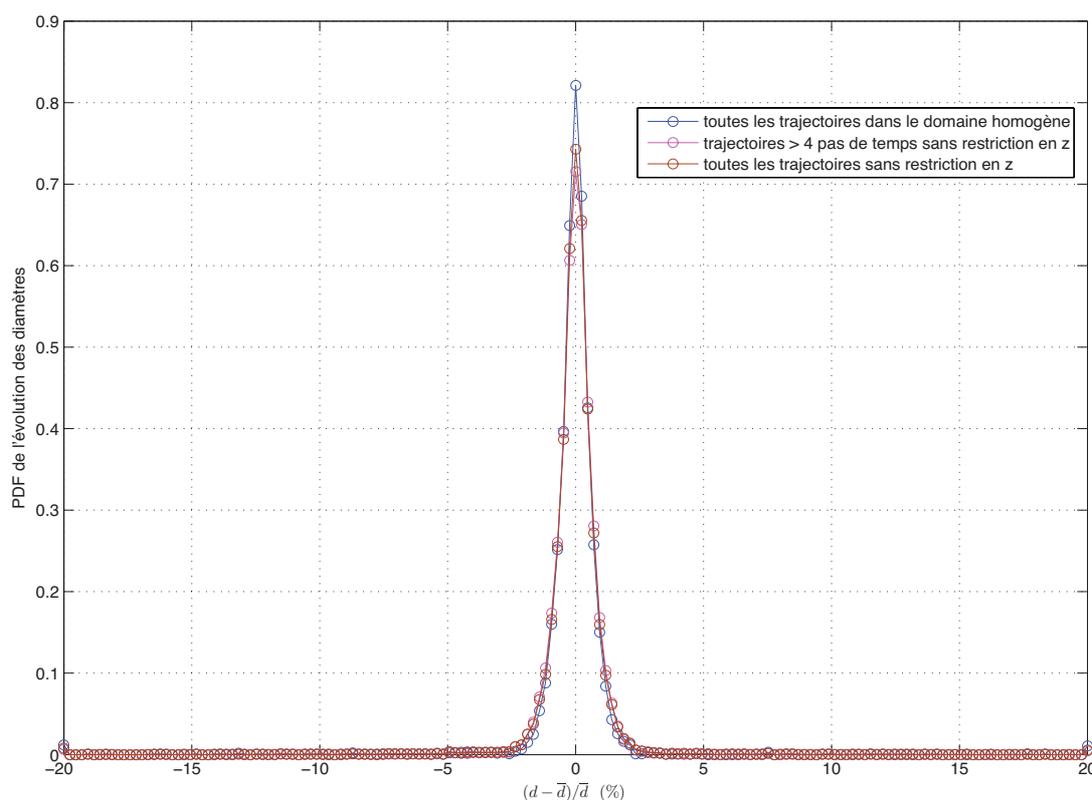


FIGURE 4.38 –  $(d - \bar{d})/\bar{d}$ . Comparaison de l'évolution de l'écart de mesure sur le diamètre le long des trajectoires

Cette figure fait apparaître une très bonne précision sur le diamètre pour chacun des cas testés. La courbe rose correspondant aux trajectoires dont le nombre de pas de temps est au moins supérieur à 4 affiche une précision semblable aux deux autres cas où toutes les trajectoires sont prises en compte. Dans ce cas, la précision sur l'évolution du diamètre n'est pas biaisé par le nombre très important de très courtes trajectoires (2 à 4 pas de temps). L'holographie numérique telle qu'elle est appliquée ici est alors complètement validée pour l'étude de l'évaporation des gouttelettes évaporantes.

## 4.10 Optimisation du montage et complications matérielles

Suite à cette campagne pour laquelle la condition d'isotropie n'était pas bien respectée et dans l'objectif d'acquérir plus d'échantillons afin de développer les statistiques Lagrangiennes, nous avons modifié quelque peu le montage. En plus du choix du nouveau point d'injection, nous avons été tentés par l'utilisation d'une caméra Phantom V12, acquise dans le cadre de l'ANR Blanche "Dynamique et Statistique de Particules dans un Ecoulement Turbulent", semblant apporter plusieurs avantages :

- la dynamique du capteur (12 bits) est plus importante que celle de la NAC (10 bits). Ce paramètre est particulièrement important pour la précision obtenue sur la composante  $z$  de la position de chaque goutte ainsi que sur la mesure de son diamètre (une quantification sur plus de niveaux permet de visualiser plus de zéros sur la modulation d'amplitude). Une plus grande quantification permet aussi d'élargir la zone de détection des particules hors-champ (la taille des pixels et la valeur du fill-factor sont sensiblement les mêmes que pour la caméra NAC).
- la fréquence d'acquisition en pleine trame (6 KHz) est plus élevée que celle de la NAC (1 KHz). Ainsi, il nous serait possible d'échantillonner en dessous du temps de Kolmogorov propre à notre écoulement (1.6 ms).

Cela-dit, malgré tous ces avantages potentiels, il s'est avéré que les résultats obtenus dans cette configuration ont été quelques peu décevants, et la campagne s'est conclue sur un échec (du point de vue du traitement des hologrammes). Le capteur de la caméra est principalement responsable de dégradation de la précision.

Des distributeurs de caméras Photron nous ont proposé de tester leur caméra SA5 sur le montage d'holographie en ligne. Il nous a alors été possible de réaliser, sur un même montage, des essais comparatifs des trois caméras : NAC, Phantom V12 et Photron SA5. Les résultats obtenus permettent déterminer quelles sont les images les plus précises pour la reconstruction des hologrammes et quels sont les défauts du capteur les plus nuisibles.

Pour chacune des caméras, on va observer :

- un fond, Fig. 4.39
- un hologramme de gouttelettes, Fig. 4.40
- un hologramme de gouttelettes avec soustraction du fond, Fig. 4.41.

Les essais de ces caméras ont été réalisés sur des gouttes de fréon (notre emploi du temps et la complexité du montage ne nous ont pas permis de faire aussi des essais avec de l'eau). On ne prêtera alors pas attention au sillage d'évaporation visible derrière chaque goutte, ce point sera abordé dans le chapitre suivant.

La figure 4.39 présente les différents motifs de fond des 3 caméras. La barre de couleur indique la plage dynamique de l'image (maximum et minimum de niveaux de gris).

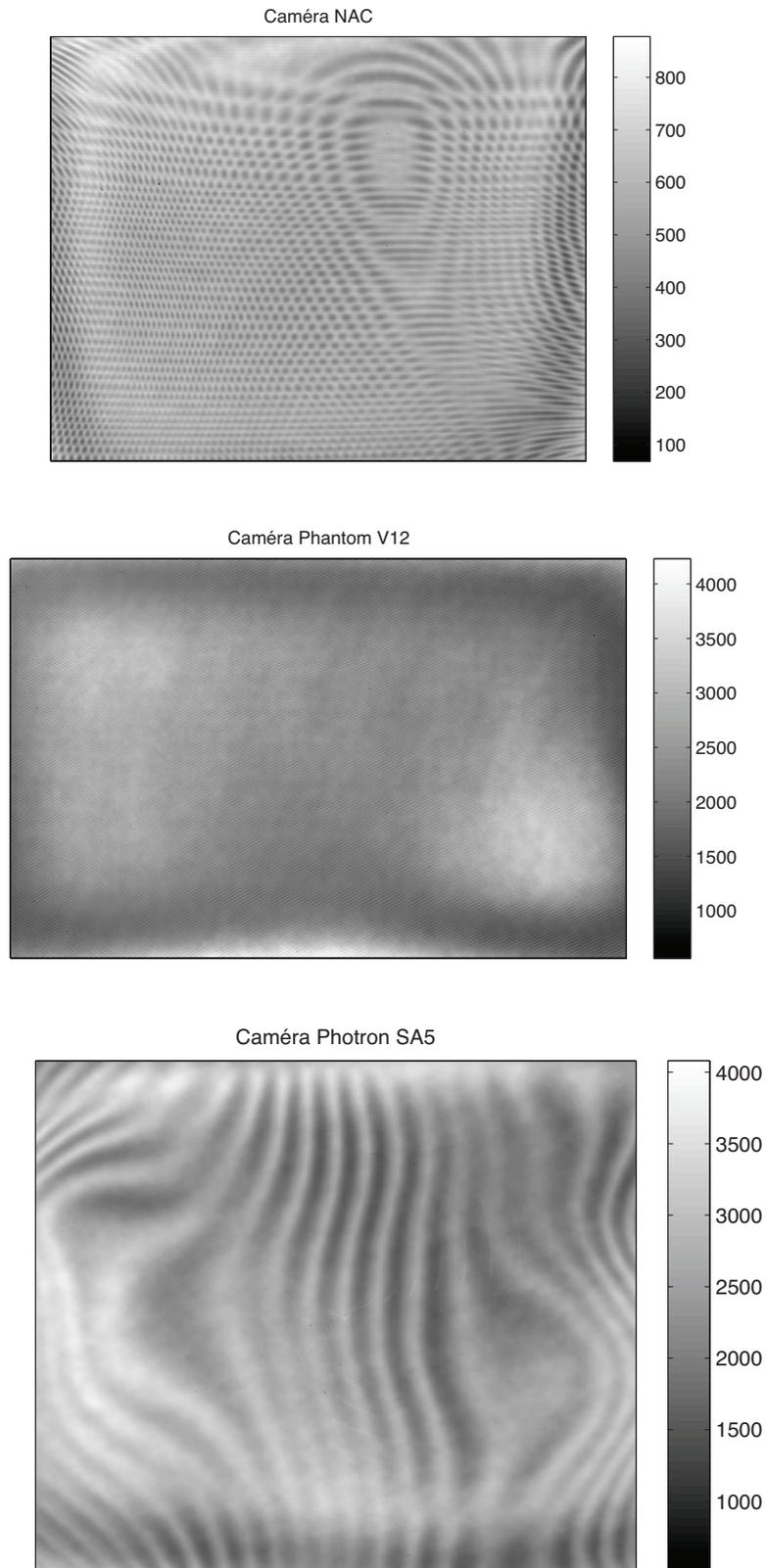


FIGURE 4.39 – Bruit de fond

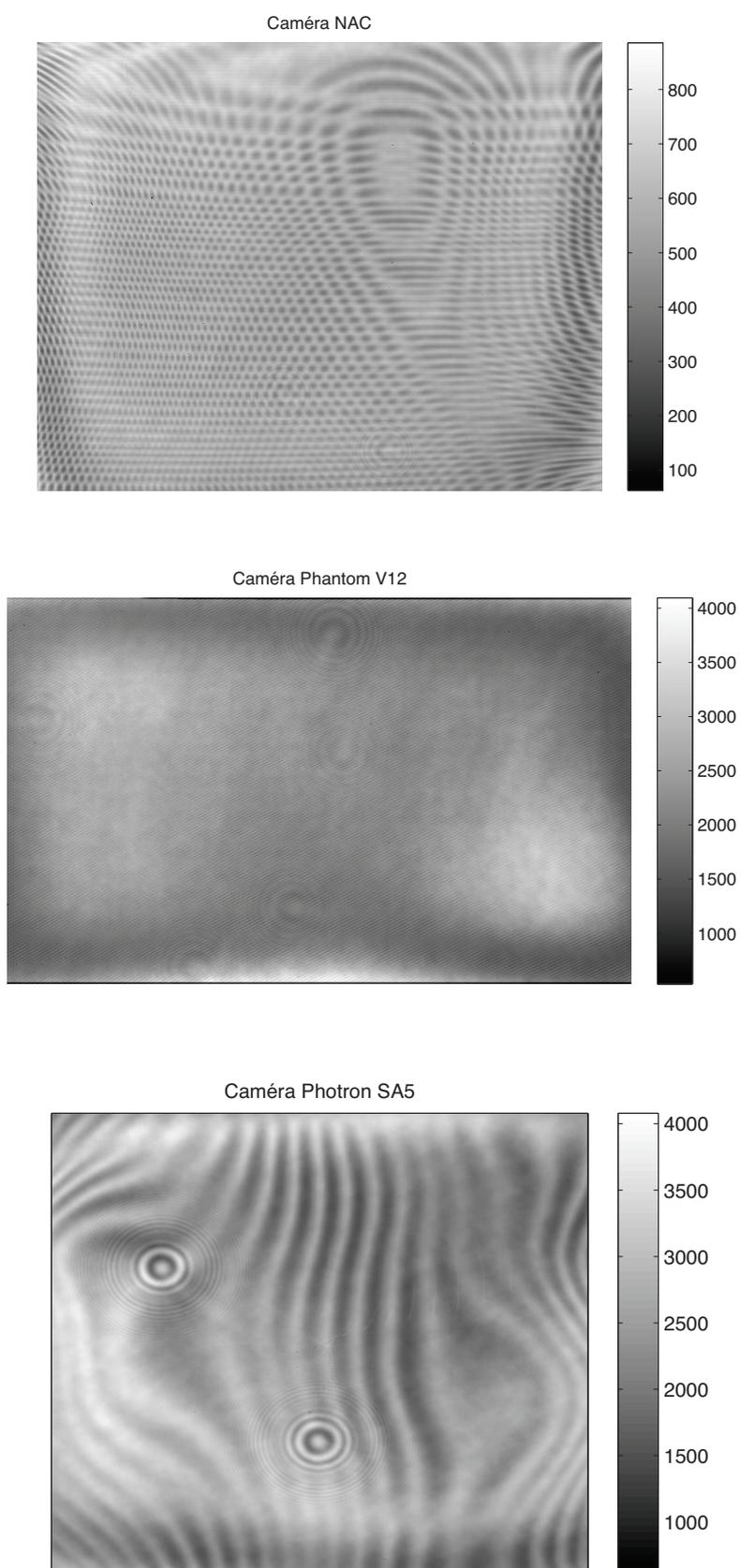


FIGURE 4.40 – Hologrammes de gouttes avec bruit de fond non soustrait

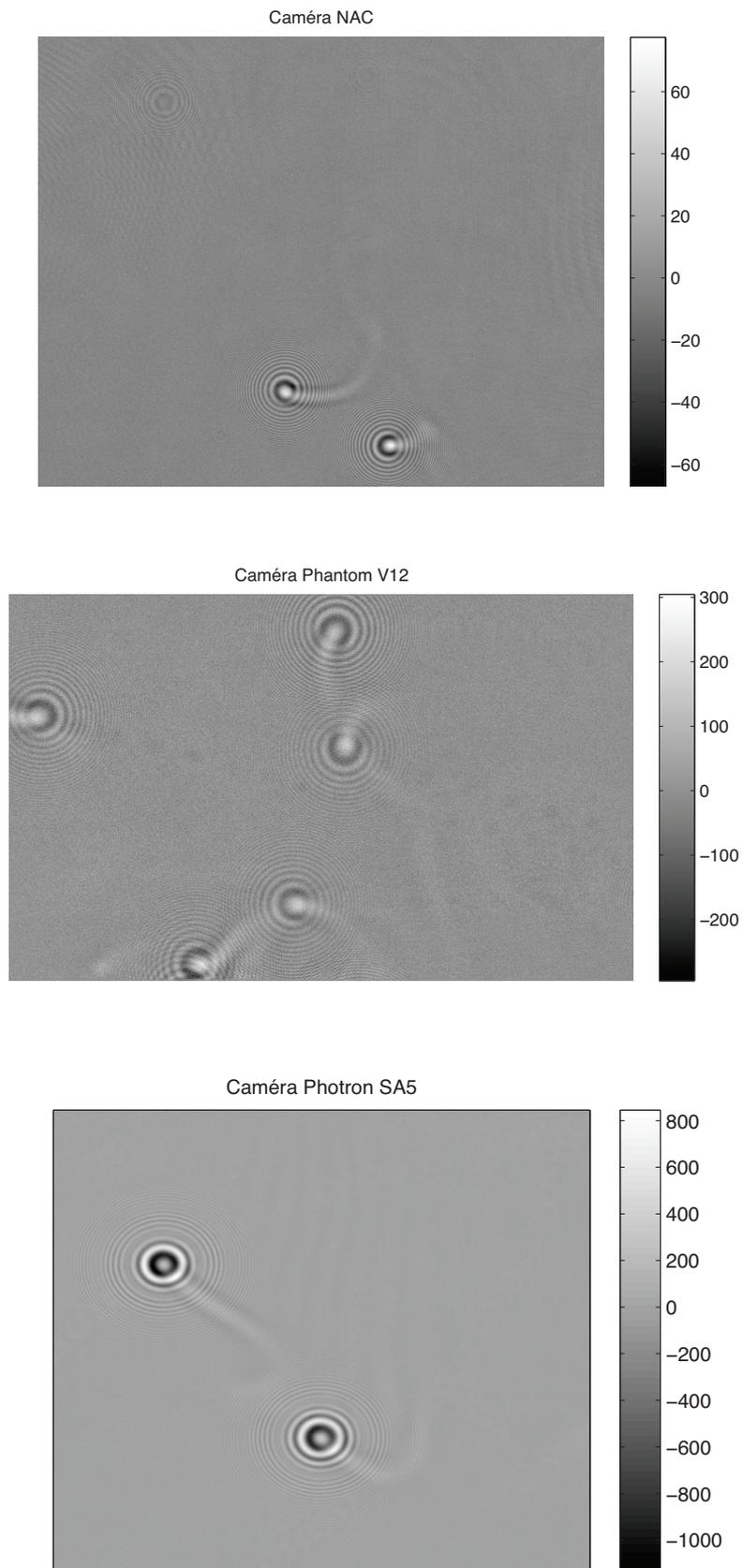


FIGURE 4.41 – Hologrammes de gouttes après soustraction du fond

Les caractéristiques des caméras sont rappelées dans le tableau suivant :

	NAC	Phantom V12	Photron SA5
taille du capteur	1280 x 1024	1280 x 800	1024 x 1024
dynamique	10 bits	12 bits	12 bits
taille du pixel	21.7 $\mu\text{m}$	20 $\mu\text{m}$	20 $\mu\text{m}$
fill factor	70 %	58 %	65 %

Il semblerait que le motif haute fréquence de la caméra Phantom V12, Fig. 4.42 soit responsable des problèmes de détection des particules. Les hautes fréquences des systèmes d'anneaux des hologrammes de particules seraient modulées et noyées dans ce motif.

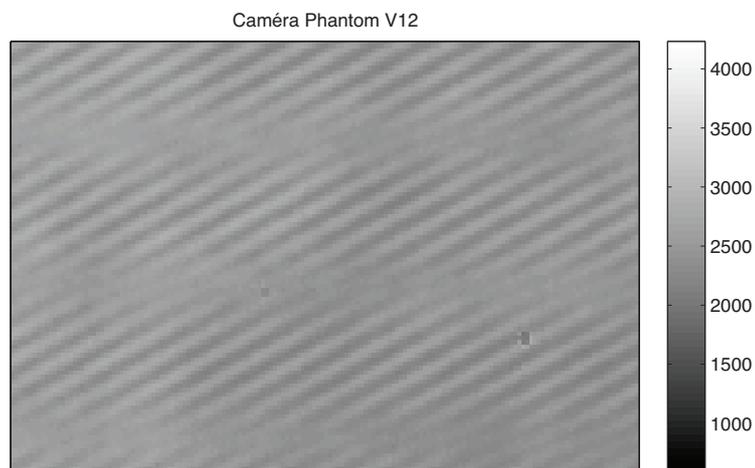


FIGURE 4.42 – Zoom sur le bruit de fond de la caméra Phantom V12

L'observation à l'oeil nu des trois dernières images, Fig. 4.41, après soustraction du fond permet déjà de renseigner sur la qualité des hologrammes à traiter. L'image obtenue à l'aide de la Photron SA5 semble être de très bonne qualité et montre un nombre de niveaux de codage important ce qui va avantager par la suite la précision de la détection.

Il est aussi intéressant de réaliser une coupe selon y des images afin d'observer plus précisément le signal codant les particules. Nous réalisons une coupe en y sur le profil des hologrammes issus des trois caméras après soustraction du fond, Fig. 4.43. L'axe des ordonnées indique le nombre de niveaux utilisés pour coder le signal. L'axe des abscisses renseigne sur la position en x (en pixel) de la particule.

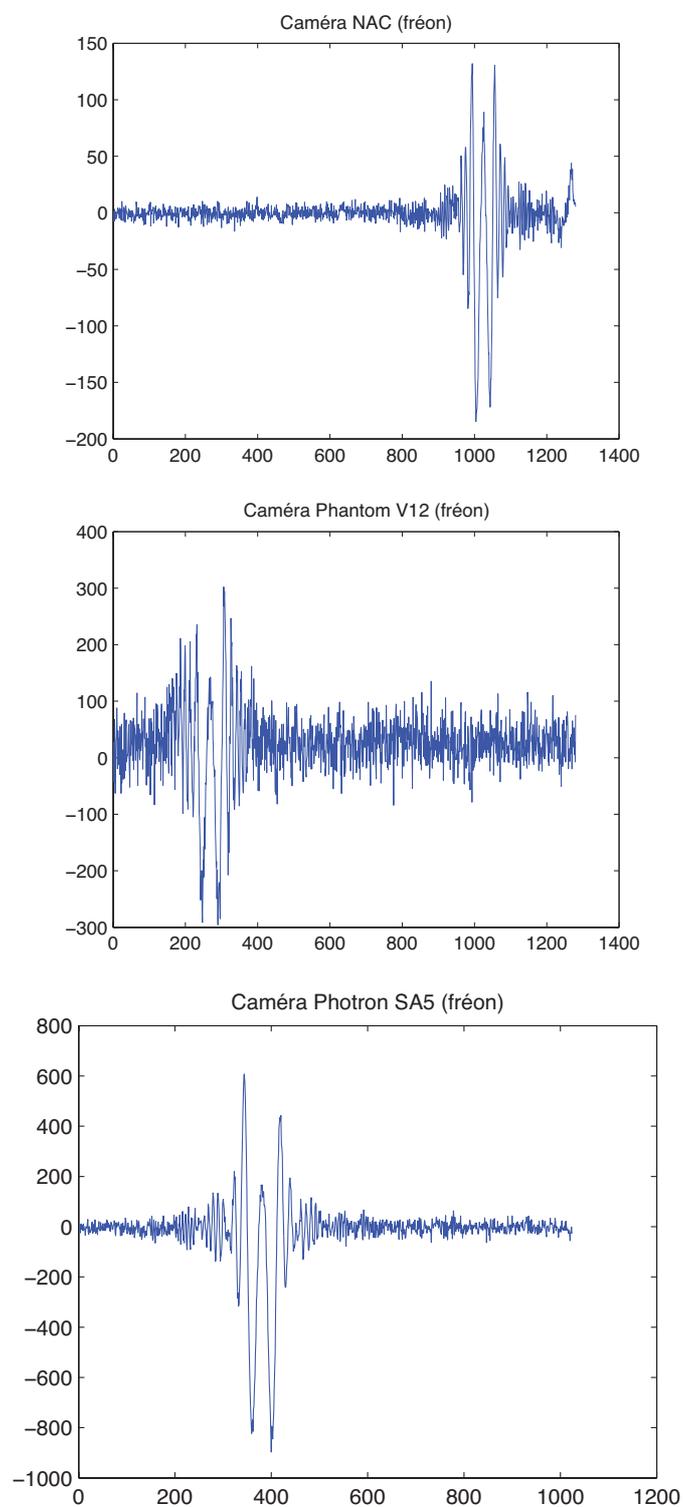


FIGURE 4.43 – Coupe selon y d'un hologramme de goutte de fréon après soustraction du bruit de fond

Pour un même diamètre de goutte et les mêmes conditions d'enregistrement :

- Sur la caméra NAC, le signal semble bien sorti du bruit. L'amplitude du signal correspondant à la particule est codé sur près de 150 niveaux, avec un bruit de fond codé sur une vingtaine de niveaux.
- Le signal issu de la caméra Phantom V12 montre un rapport signal sur bruit assez faible en comparaison. Le rapport est de l'ordre de 600 niveaux pour le signal sur 200 niveaux pour le bruit.
- La Photron SA5 montre une dynamique disponible pour le signal de 1 400 niveaux sur un bruit de fond de l'ordre de 100 niveaux. C'est de loin le meilleur rapport signal sur bruit.

C'est à l'aide des images enregistrées par cette caméra que le dépouillement des hologrammes de fréon a été réalisé. Les tout premiers résultats obtenus sont présentés dans le chapitre suivant.

# Chapitre 5

## Suivi Lagrangien de gouttelettes évaporantes

---

*Nous présentons ici les premiers résultats obtenus pour des gouttes évaporantes. Après avoir rappelé les caractéristiques du fluide évaporant, nous présentons le dispositif mis en place pour son conditionnement en température. Les images enregistrées par holographie font apparaître des sillages de gaz évaporant. Enfin, une première trajectoire de goutte évaporante est présentée avec l'évolution de son diamètre le long de son parcours dans le domaine homogène isotrope.*

---

*Les rappels sur l'évaporation des gouttes proviennent principalement des ouvrages de Borghi et Champion [128], de Lefebvre [129] et de Van P. Carey [130]. La réalisation technique a bénéficié de l'expérience de Patrick Dutheil, au bureau d'étude, de toute l'équipe des techniciens du LMFA, et de Jocelyn Bonjour pour ses conseils sur l'utilisation des fluides réfrigérants et les changements de phases (CETHIL). Les compétences expérimentales de Nathalie Grosjean, Jean-Louis Marié et Loïc Mées ont grandement favorisé l'aboutissement de cette expérimentation.*

### 5.1 Fluide évaporant

#### 5.1.1 Préliminaires

Dans un premier temps, nous avons cherché à injecter de l'acétone. Les paramètres physiques de ce fluide étant proches de ceux du fréon, l'acétone nous a servi de fluide modèle pour trouver les paramètres de commande électrique optimaux de l'injecteur piezoélectrique. On espérait aussi pouvoir observer un début d'évaporation. Les campagnes de mesures ont été réalisées lorsque nous venions de recevoir la caméra Phantom V12. Le dépouillement nous a causé beaucoup de difficultés, comme on a pu le constater dans la section 4.10. Finalement, les erreurs de détection sur le diamètre des gouttes (de l'ordre de 10 microns) ont eu pour conséquence

de rendre la base de données accumulées complètement inutilisable.

Deux exemples, Fig. 5.1, illustrent les trajectoires et diamètres mesurés au cours du temps. Les résultats sont obtenus avec de l'acétone, pour une fréquence d'échantillonnage de 3 kHz.

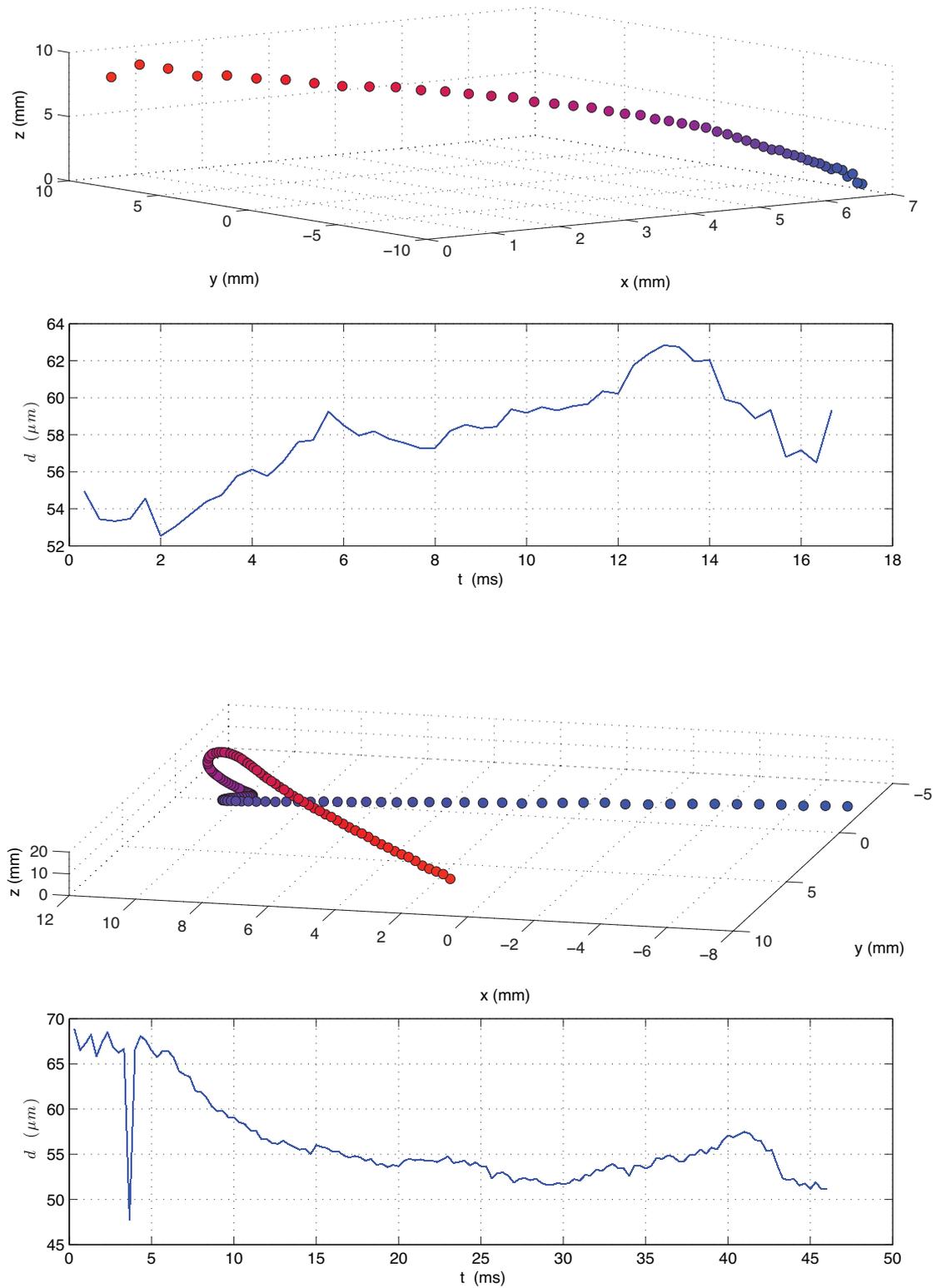


FIGURE 5.1 – Exemples de trajectoires avec mesure du diamètre au cours du temps (du bleu au rouge). Résultats obtenus avec la caméra Phantom V12 pour de l'acétone (fréquence d'échantillonnage de 3 kHz).

On voit clairement sur ces figures que les diamètres mesurés le long des trajectoires n'évoluent pas de façon physique. Les augmentations ou les brusques variations sont liées, dans ce cas, à des erreurs dans la détermination des diamètres. Nous avons poursuivi en parallèle la mise en oeuvre de l'injection de gouttelettes de fréon, sachant que les mesures pourraient être enregistrées par la caméra NAC, même si ses caractéristiques (résolution spatiale, fréquence d'échantillonnage) semblaient plus restrictives que celles de la Phantom V12.

### 5.1.2 Caractéristiques du fluide évaporant

Pour accéder à l'évaporation de gouttelettes dans la boîte de turbulence ouverte, donc située à température ambiante et pression atmosphérique, nous avons choisi un fluide dont le point d'ébullition puisse répondre à ces critères. Il devait aussi être le moins toxique possible, car l'expérimentateur se trouve dans cette même pièce. Le fluide retenu est un fréon R114, ou encore dichloro-tetrafluoro-ethane. Sa fiche MSDS invite tout de même à être prudent et recommande l'utilisation d'un masque à gaz.

Le R114 a été commandé chez Aldrich, une autorisation renseignant son utilisation est systématiquement demandée par la Communauté Européenne en raison de son "pouvoir" à appauvrir la couche d'ozone. Le produit est conditionné sous la forme d'une petite bouteille, type "butagaz" où phase liquide et phase gazeuse coexistent, sous une pression de 2 bar. Les caractéristiques physiques et chimiques du fluide sont récapitulées dans le tableau ci-dessous :

apparence	incolore liquide et gazeux
masse molaire	170.9 g/mol
formule chimique	$C_2Cl_2F_4$
point d'ébullition	3.7 °C
point de fusion	-181.3 °C
densité (à 0°C et 1.013 bar)	1 600 kg/m <sup>3</sup>

## 5.2 Conditionnement : réalisation pratique

Le conditionnement du fréon s'est révélé être une opération extrêmement délicate dans sa conception ainsi que dans sa réalisation. Il doit assurer deux fonctions principales :

- dans un premier temps, il faut abaisser considérablement la température du fréon afin de le faire passer de la phase gazeuse à la phase liquide, à pression atmosphérique.
- dans un deuxième temps, il s'agit de le conserver sous sa phase liquide jusqu'à la tête de l'injecteur.

Le schéma du montage de conditionnement est présenté sur la figure 5.2.

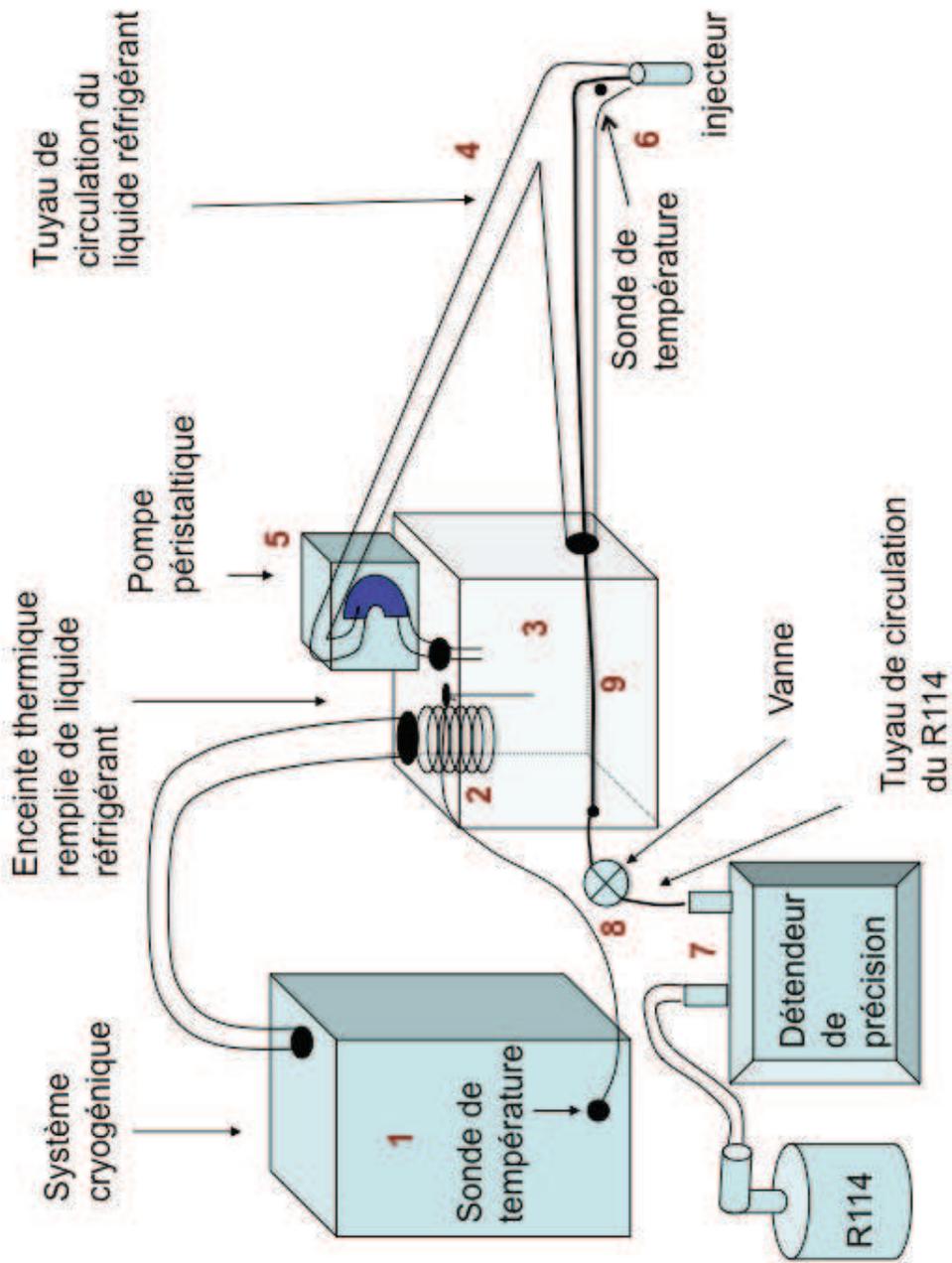


FIGURE 5.2 – Schéma du conditionnement en température du R114

Pour réaliser ces opérations deux circuits sont mis en place. Le premier circuit correspond à la partie réfrigération, le second circuit sert à l'acheminement du R114 de sa bouteille de conditionnement jusqu'à la tête d'injection.

La partie réfrigération comprend :

- Un cryoplongeur Hubert TC50E **(1)** fonctionnant avec un réfrigérant R290 dans la gamme  $-50^{\circ}\text{C}$  ;  $+ 50^{\circ}\text{C}$ . Il est équipé d'un serpentin **(2)** qui vient plonger dans le bain à refroidir. Une sonde de température placée dans ce bain assure une contre réaction entre le bain et le cryoplongeur afin de stabiliser la température du bain à la valeur de consigne.
- Un bain à refroidir **(3)** se trouvant à l'intérieur d'une enceinte isotherme ThermoSafe de  $30 \times 36 \times 36 \text{ cm}^3$ . Le fluide utilisé pour ce bain doit posséder un point de fusion (à pression atmosphérique) en dessous de la température de consigne que l'on va appliquer. Nous avons choisi un liquide de refroidissement autorisant à descendre jusqu'à  $-35^{\circ}\text{C}$ .
- Un circuit de refroidissement à double circulation **(4)** reliant le bain à refroidir et la tête d'injection. Ce circuit permet de conserver le fréon sous forme liquide jusqu'à son point d'injection. Il est composé d'un tube en silicone, de diamètre intérieur 8 mm, dans lequel le liquide de refroidissement circule en continu de l'enceinte isotherme vers la tête de l'injecteur puis revient vers l'enceinte. La circulation du liquide réfrigérant est assurée par une pompe péristaltique MasterFlex **(5)**, autorisant jusqu'à 200 tr/min. Un thermocouple **(6)** placé en bout de circuit, proche de la tête d'injection, permet de connaître la température du liquide de refroidissement et ainsi de corriger la température de consigne du cryoplongeur si nécessaire.

La deuxième partie du montage représente le circuit d'acheminement du fréon. Il comprend :

- Un détendeur de précision **(7)** pour fluides frigorigènes DL-BP1. Il affiche une précision de 5 mbar. Le réglage de ce détendeur est un élément clé pour réaliser correctement le changement de phase du R114. En effet, une pression trop élevée conduit à une forte vitesse d'éjection du R114 sans lui laisser le temps de se refroidir et de passer sous phase liquide. Le réglage de la pression joue aussi un rôle au niveau l'injecteur piézoélectrique. Pour un fonctionnement stable et optimal de l'injecteur, il est nécessaire que le fréon liquide arrive de manière continue. La surpression autorisée sert à vaincre les pertes de charges dans le circuit ( $\approx 1 \text{ m}$  entre la sortie de la bouteille et la tête d'injection).
- Un second détendeur **(8)** pour fluides frigorigènes MasterCool (précision de 0.1 bar) assurant principalement la fonction de vanne.

- Un tube de teflon (9) de 1.6 mm de diamètre extérieur et de longueur 1 m, qui relie le second détendeur à la tête d'injection. Ce tube traverse le circuit de refroidissement à double circulation (4) où son extrémité est connectée à l'injecteur (6). La liquéfaction du fréon à pression atmosphérique s'effectue dans la portion de tube située à l'intérieur de l'enceinte thermostatée, soit sur une longueur d'une trentaine de centimètres. Après quoi, le fréon liquide est acheminé jusqu'à la tête de l'injecteur.

Afin de s'assurer que le fréon est bien injecté sous phase liquide, en plus du thermocouple placé en fin de circuit, un système de contrôle par ombroscopie et stroboscopie (présenté section 2.2.5) permet de vérifier visuellement si on injecte du gaz ou des gouttes.

Les expériences ont été réalisées au mois de mai ce qui nous a conduit à connaître des températures ambiantes assez variables. Pour découpler le point de fonctionnement du système de conditionnement des écarts de température ambiante, le système de tuyaux reliant l'enceinte réfrigérée à la tête de l'injecteur a été recouverte d'une mousse d'isolation. Sans cette isolation, les pertes de "chaleur" devenaient relativement importantes. Un écart de plus de 10 °C sur la température de consigne a été observé pour obtenir une même température en tête d'injecteur selon la température ambiante relevée. L'ordre de grandeur des températures mesurées le long du montage est de :

- 24 °C pour la température de la pièce,
- -10 °C pour la température de consigne dans l'enceinte thermostatée,
- -5 °C pour la température mesurée par le thermocouple situé à la tête de l'injecteur.

Il faut compter quelques heures (en fonction de la température initiale du bain dans l'enceinte isotherme) pour amener tout le circuit de conditionnement à son point de fonctionnement. Ce temps correspond aussi au temps de chauffe des haut-parleurs.

### 5.3 Réalisation pratique de l'injection

L'injection des gouttelettes de fréon est une opération très délicate. Elle repose principalement sur le réglage fin de la pression amont au niveau du détendeur de précision. Elle est ensuite perturbée par :

- tous les problèmes rencontrés lors de l'éjection de l'eau (obstruction de l'orifice due aux impuretés,...(section 2.3.4))
- auxquels s'ajoutent des difficultés spécifiques aux basses températures, telles que le givrage du capillaire.

Le givrage du capillaire intervient plus fréquemment lorsque la température en tête d'injection devient "trop" basse (typiquement en-dessous de -5°C). Il intervient aussi lorsque la pression dans le circuit d'acheminement du R114 est plus faible

que la pression atmosphérique. Dans ce cas, de l'air chargé en humidité est ingéré dans le circuit, et inévitablement l'eau qui condense gèle en obstruant le capillaire. Pour dégivrer le capillaire, il n'est plus possible ici d'injecter un fluide préalablement chauffé comme on le faisait, lors de l'injection d'eau bidistillée, pour dissoudre et évacuer plus facilement les impuretés. La solution que nous avons trouvée repose sur deux points d'intervention.

Le premier point d'intervention (a), Fig. 5.3, permet de dégivrer et nettoyer le capillaire sans avoir à démonter et purger tout le circuit. Pour ce faire, le circuit de refroidissement a été arrêté juste au dessus de la visserie de la tête de l'injecteur, Fig. 5.4. On peut de cette façon désolidariser l'injecteur du circuit de refroidissement. Le nettoyage est ensuite effectué par purge à l'aide d'acétone (température de fusion de  $-94^{\circ}\text{C}$ ). Avant cette optimisation du montage, l'injecteur était totalement immergé dans le circuit de refroidissement. Il fallait alors arrêter le système de refroidissement et attendre que tout le circuit revienne à température ambiante pour le purger sans risquer d'endommager les différents points de raccordement du montage (en appliquant des pressions en amont trop importantes).

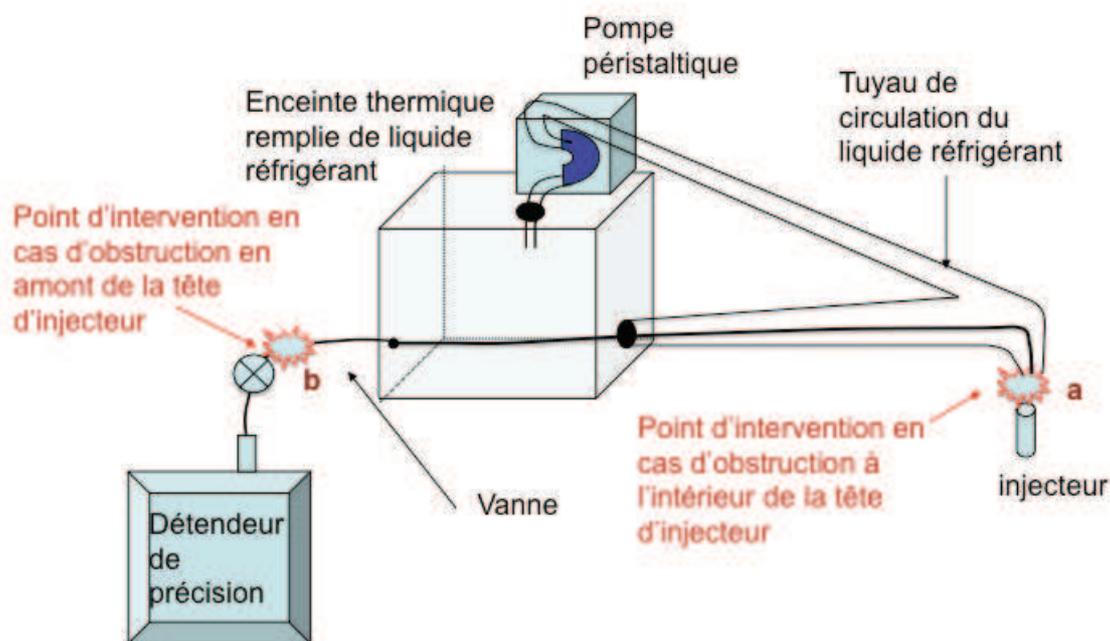


FIGURE 5.3 – Points d'interventions en cas de présence d'impuretés dans le circuit

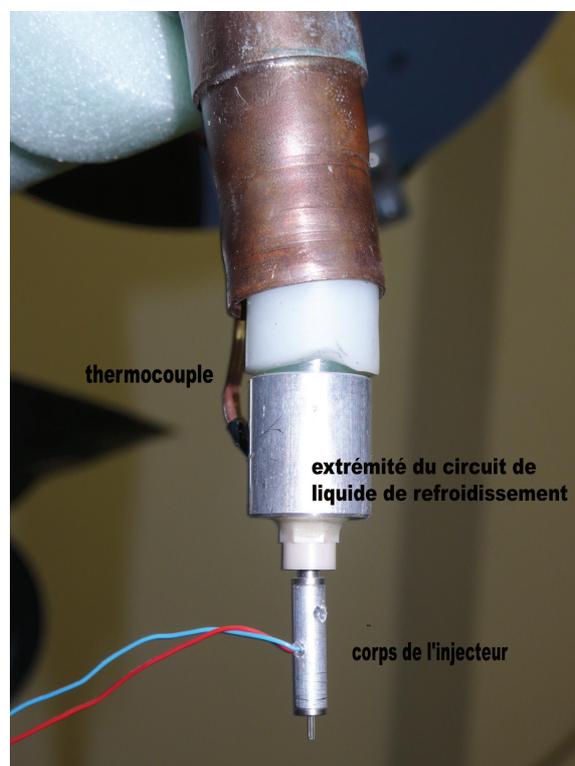


FIGURE 5.4 – Détail de la tête d'injection

Lorsque ce nettoyage est fait mais n'est cependant pas suffisant pour permettre l'éjection de gouttelettes, il s'agit alors d'une impureté située plus en amont. Dans ce cas, on est obligé d'ouvrir le circuit au niveau de la liaison **(b)** entre la sortie du détendeur de précision et l'entrée de l'enceinte isotherme afin d'effectuer une purge de tout le circuit avec de l'acétone, Fig. 5.3. Cette méthode est plus intrusive que la première car elle vient modifier la nature des gouttes. Après un certain temps de fonctionnement, on peut penser que l'acétone a été complètement évacué du circuit et que la composition des gouttes correspond de nouveau à du R114.

Il s'avère que l'injection s'est révélée assez instable. Les gouttes semblent visuellement être plus grosses que la taille du capillaire. De même leur vitesse d'éjection paraît plus importante que les vitesses remarquées pour les gouttes d'eau ou les gouttes d'acétone. Cette description reste qualitative car nous n'avons pas, actuellement, effectué de mesures de taille et de vitesses pour des gouttes de fréon en sortie d'injecteur. Ces difficultés étaient cela dit attendues si l'on se réfère aux travaux de Gouge et Fisher (1997) [131]. Ces auteurs ont pu en effet générer un train de gouttes monodisperses de xenon à l'aide d'un injecteur piézoélectrique commandé à la demande pendant au moins 42 minutes. Mais cette performance a été réalisée au prix de moyens considérables. Dans leur étude, un injecteur spécifique a été notamment conçu en partenariat avec Piezo Systems à Cambridge. Dans notre application, les gouttes sont injectées à fréquence régulière mais pas

vraiment contrôlée par la commande électrique de l'injecteur.

## 5.4 Premiers résultats

Les hologrammes de gouttes de fréon dans la turbulence homogène isotrope ont été réalisés à l'aide de 3 caméras différentes dont les propriétés ont été présentées dans le chapitre précédent. Le dépouillement de ces hologrammes est en cours et n'a pu être achevé dans le cadre de cette thèse. Pour l'instant, les dépouillements concernent les images acquises à l'aide de la caméra NAC et de la caméra Photron SA5 qui présente les meilleures performances. Une photographie du montage est présentée sur la figure 5.5.

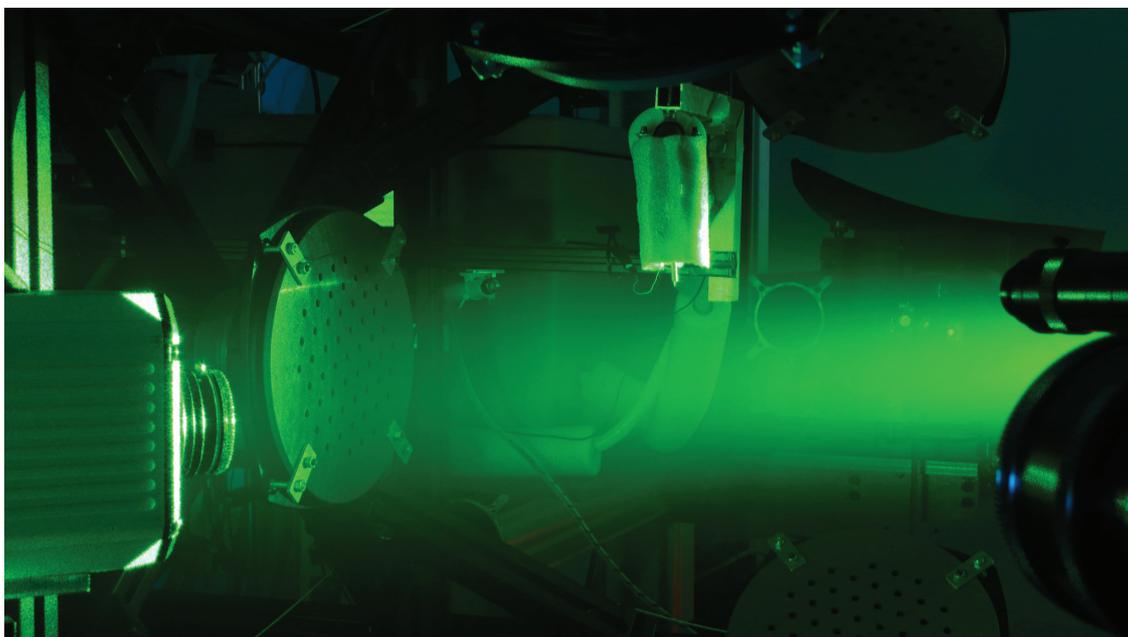


FIGURE 5.5 – Montage holographique pour les campagnes de fréon.

Ce montage correspond au deuxième point d'injection (voir section 2.3.2).

### 5.4.1 Sillages de gaz évaporant

Les hologrammes enregistrés montrent un sillage derrière chaque goutte visible à l'oeil. Ce sillage matérialise l'évaporation du gaz derrière les gouttes, son orientation vient renseigner sur la vitesse relative de l'écoulement par rapport à la vitesse de la goutte. Grâce à lui, on accède localement à des informations sur la phase porteuse, mais qui malheureusement restent 2D. En effet, une mise au point numérique dans le plan de la goutte n'apporte aucune information supplémentaire car l'image de ce sillage ne correspond pas à une figure d'interférence créée par un objet, mais à un gradient d'indice autour de la goutte. Il faudrait rajouter un deuxième bras

(deuxième axe de visualisation par holographie) pour le visualiser en 3D, et ainsi connaître localement la direction de la vitesses relative 3D de la phase porteuse par rapport à la goutte.

La figure 5.6 présente une séquence (on ne montre qu'une image sur deux) enregistrée à l'aide de la caméra NAC pour une fréquence d'échantillonnage de 1 kHz. Les flèches violettes permettent de suivre le déplacement d'une goutte de fréon de la droite vers la gauche du capteur. Il est particulièrement intéressant d'observer la modification de la forme de son sillage d'évaporation représentatif des mouvements de l'écoulement porteur vus par la goutte.

On voit aussi sur les images, en particulier sur 9,11,13,14, la persistance des sillages loin derrière les gouttes (certaines ont même quitté le domaine), ce qui peut donner des informations sur l'évolution de la topologie du champ de concentration de fréon gazeux dans le domaine turbulent.

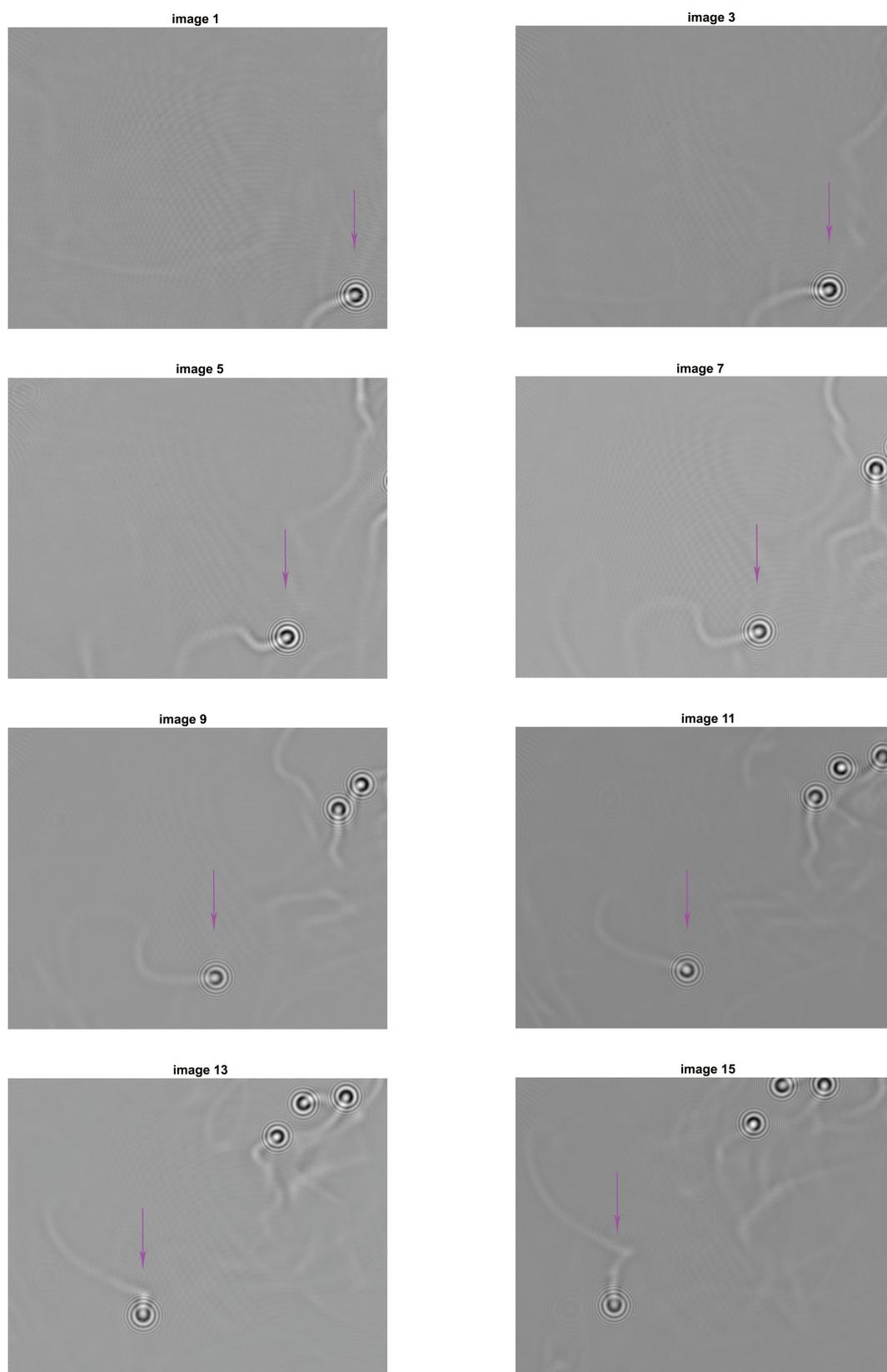


FIGURE 5.6 – Hologrammes de gouttelettes de R114 enregistrés avec la caméra NAC (1 kHz)

Un autre exemple est présenté Fig. 5.7. Cette fois, il est obtenu à l'aide de la caméra Photron SA5 (à la fréquence d'échantillonnage de 3 kHz). On remarque que la qualité de l'image est bien meilleure. Les vibrations de la vitre protégeant le capteur CMOS de la caméra NAC sont à l'origine de la moins bonne performance de la soustraction de fond.

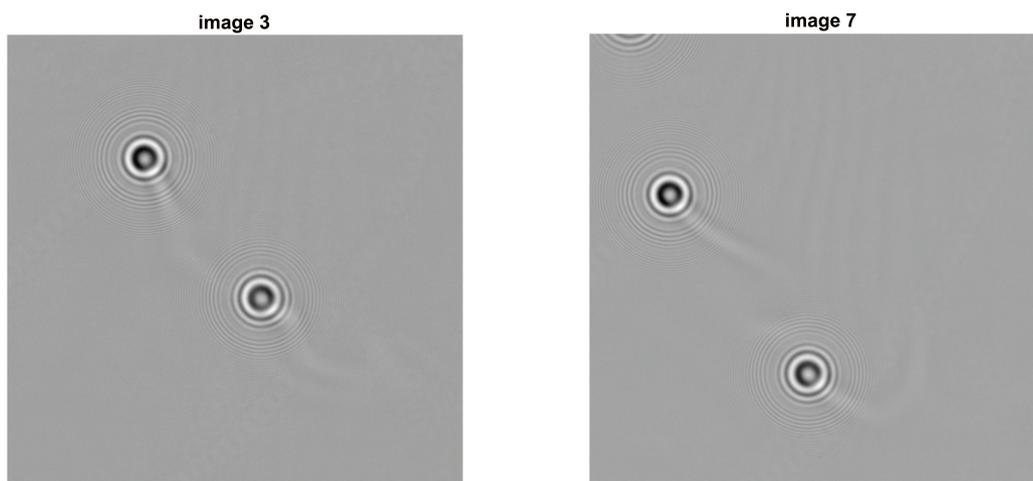


FIGURE 5.7 – Hologrammes de gouttelettes de R114 enregistrés avec la caméra Photron SA5 (3 kHz)

#### 5.4.2 Reconstruction d'une trajectoire

Actuellement une seule trajectoire a été reconstruite, Fig. 5.8. Elle est obtenue à partir de 111 images enregistrées par la caméra Photron SA5 à la fréquence d'échantillonnage de 3 kHz.

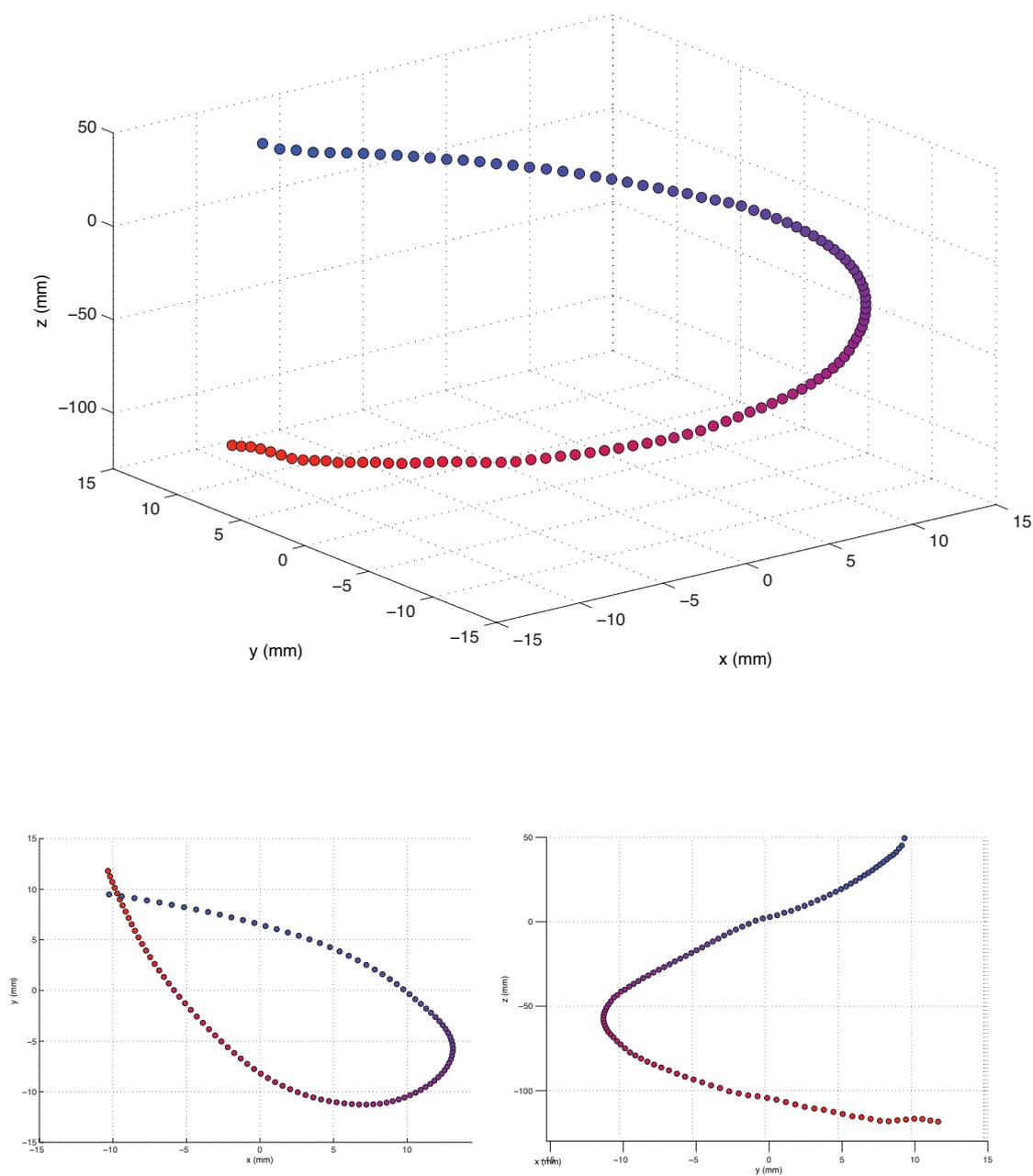


FIGURE 5.8 – Haut : Trajectoire de goutte de R114 enregistrée avec la caméra Photron SA5 (3 kHz) (du bleu au rouge). Bas : Projections dans les plans  $xy$  et  $yz$ .

### 5.4.3 Suivi de l'évolution du diamètre

L'évolution du diamètre de la goutte a été mesurée au cours du temps. Il est présenté dans la figure 5.9.

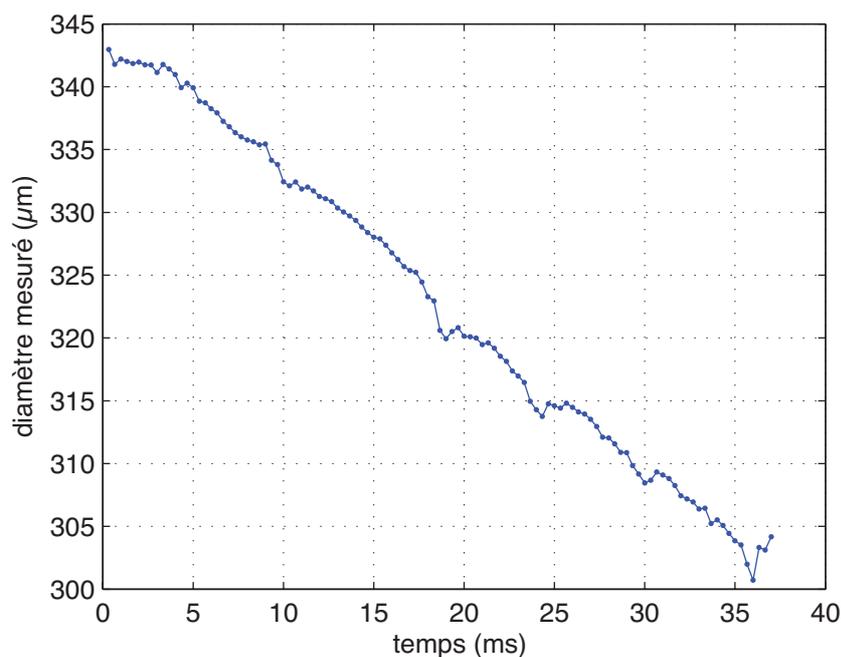


FIGURE 5.9 – Evolution du diamètre de la goutte le long de sa trajectoire.

La courbe montre un premier plateau, vraisemblablement représentatif de la mise en température de la goutte. Durant cette phase d'échauffement, précédant la phase d'évaporation, la température de la goutte est loin d'être uniforme et une quantité non négligeable de chaleur est utilisée pour l'échauffer. Puis le diamètre de la goutte décroît de  $344 \mu\text{m}$  jusqu'à  $305 \mu\text{m}$ . L'injection du R114, moins bien contrôlée ici, conduit à des gouttes dont le diamètre est supérieur à la taille de l'orifice de l'injecteur ( $60 \mu\text{m}$ ). On constate que le diamètre évolue par paliers, qui pourraient correspondre à différents éléments turbulents rencontrés par la goutte le long de sa trajectoire dans le domaine turbulent homogène isotrope.

L'évolution du diamètre au cours du temps semble ici suivre une loi d'évaporation quasi-stationnaire développée par Godsave [132] et Spalding [133], Fig. 5.10.

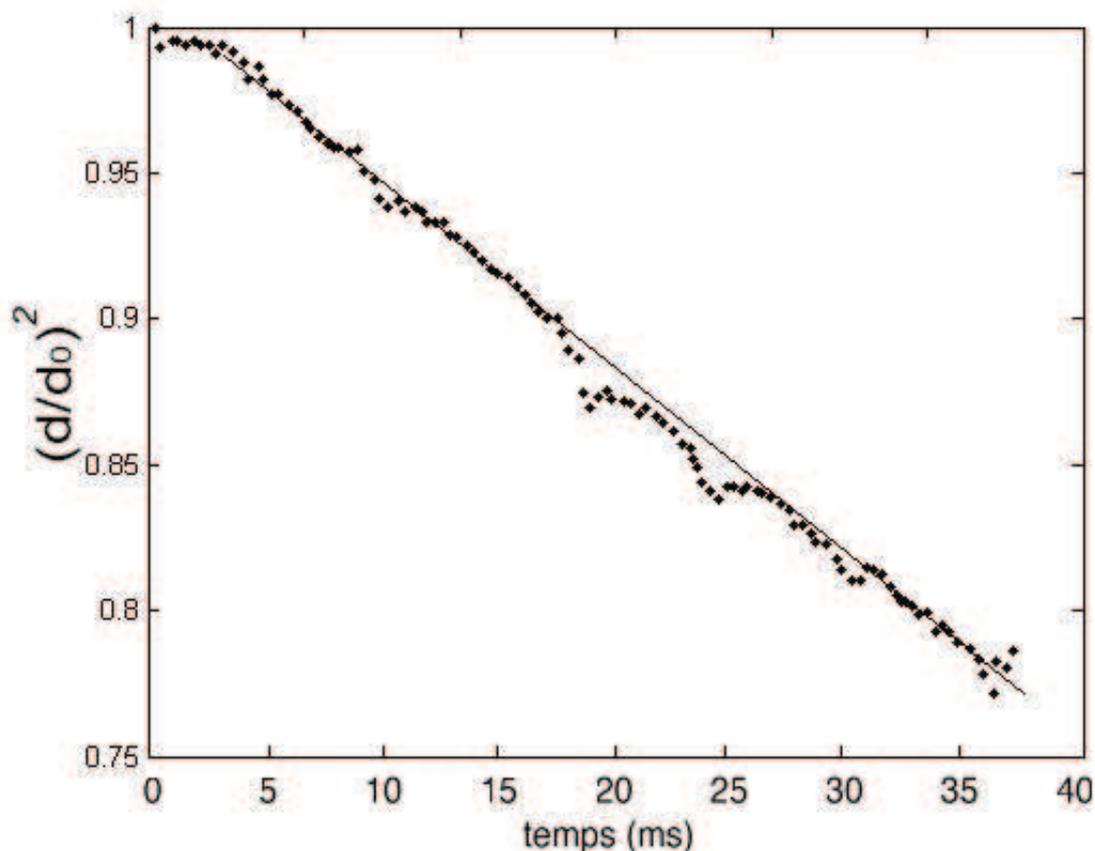


FIGURE 5.10 – Evolution du diamètre de la goutte le long de sa trajectoire en fonction du temps

Dans un premier temps, nous comparons le taux d'évaporation déterminé expérimentalement avec la valeur théorique obtenue pour une goutte au repos. Dès que nous aurons accès à la vitesse de la goutte le long de sa trajectoire, il sera plus pertinent de calculer le taux d'évaporation théorique à partir de la corrélation de Frössling, en prenant en compte le nombre de Reynolds particulière. Les hypothèses posées par la loi de Spalding sont [128], [129] :

- la goutte est isolée. Elle s'évapore dans une atmosphère infinie,
- l'atmosphère est au repos, les conditions de pression et température sont connues à l'infini,
- la température de surface de la goutte est constante au cours du temps,
- l'évaporation est quasi-statique : la densité du liquide, supposée uniforme et constante est très supérieure à celle du gaz, de sorte que les transports en phase gazeuse se font comme si la goutte avait un rayon constant. Il y a deux échelles de temps, la plus grande pour la goutte et la plus courte pour le gaz.

Dans ce cas, l'équation qui régit la diminution du diamètre au cours du temps s'écrit :

$$d^2(t) = d_0^2 - kt \quad (5.1)$$

où  $d_0$  est le diamètre initial de la goutte et  $k$  est appelée constante d'évaporation :

$$k = 8\kappa \ln(1 + B) \quad (5.2)$$

avec  $\kappa$  la diffusivité thermique de la vapeur :

$$\kappa = \frac{\rho_{air} D_{air}}{\rho_f} \quad (5.3)$$

avec  $\rho_{air}$  la masse volumique de l'air,  $\rho_f$  la masse volumique du fréon,  $D_{air}$  le coefficient de diffusion l'air.

Et  $B$  le paramètre de Spalding :

$$B = \frac{Y_f^* - Y_f}{1 - Y_f^*} \quad (5.4)$$

où  $Y_f^*$  représente la fraction massique de fréon à la surface de la goutte et  $Y_f$  la fraction massique de fréon à l'infini (considérée comme nulle). Avec :

$$Y_f^*(T_d) = \frac{M_f}{M_f + M_{air} \left( \frac{P}{P_v(T_d)} - 1 \right)} \quad (5.5)$$

où  $M_f$  représente la masse molaire du fréon,  $M_{air}$  la masse molaire de l'air,  $P$  la pression ambiante à l'infini (égale à la pression atmosphérique),  $P_v(T_d)$  la pression de vapeur saturante pour la température à la surface de la goutte ( $T_d$ ) : on considère ici que la température à la surface de la goutte est proche de la température régnant dans la tête d'injection, d'où  $T_d = 0^\circ C$ .

On a alors,  $P_v(T_d) = 8.881$  bar. On peut retrouver la courbe de saturation du fréon R114 sur le diagramme Pression-Enthalpie en Annexe D.

Ces calculs nous permettent de trouver une valeur théorique de la constante d'évaporation  $k = 6.93 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/s$ .

Expérimentalement, on trouve une valeur de  $k = 7.49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/s$ .

Cette valeur est légèrement supérieure à la valeur théorique trouvée pour le modèle d'une goutte immobile. L'ordre de grandeur est le même. Dès que nous aurons calculé la vitesse de la goutte le long de sa trajectoire, il sera plus pertinent de comparer les valeurs de constante d'évaporation à l'aide d'un modèle théorique prenant en compte le mouvement de la goutte.

## 5.5 Conclusion

Les études portant sur les effets de la turbulence sur le taux d'évaporation montrent jusqu'ici des résultats contradictoires [9] [10] [11] [12] (voir introduction). Ces situations expérimentales correspondent à chaque fois à l'étude de gouttes suspendues (donc fixes) dans un écoulement convectif forcé. On peut imaginer que les phénomènes mis en jeu n'ont pas la même répercussion dans ces expérimentations que dans la configuration étudiée ici où la goutte évolue dans l'espace au gré des

---

forces qui lui sont appliquées. Dans notre cas, il faut prendre en compte les transferts de chaleur mis en jeu, ainsi que la dispersion des gouttes dans le domaine turbulent. Les travaux portant sur l'étude Lagrangienne de l'évaporation sont encore très rares. Quelques travaux Lagrangiens basés sur des simulations numériques évoquent le manque de données expérimentales pour bâtir et tester leurs modèles. Ils utilisent en général des bases de données relativement anciennes et obtenue par une technique Eulerienne (Kolaitis et Founti., 2006) [134] (Groll et al., 2009) [4]. Dans cette perspective, il sera intéressant de constituer une base de données conséquente sur le taux d'évaporation de gouttelettes dans un écoulement turbulent homogène.

# Chapitre 6

## Conclusions et perspectives

---

Nous avons montré dans ce mémoire qu'il est possible d'étudier l'évaporation de gouttelettes dans un écoulement turbulent d'un point de vue Lagrangien en utilisant une méthode de tracking par holographie numérique.

Dans le premier chapitre, nous avons décrit les caractéristiques du dispositif capable de générer un domaine turbulent homogène isotrope sans vitesse moyenne d'environ  $50 \text{ mm}^3$ . Ce dispositif, inspiré des travaux de Hwang et Eaton [57], est constitué de 6 jets synthétiques se faisant face deux à deux. Nous avons mis en exergue l'effet de confinement existant dans le plan interceptant 2 sources, ainsi que les difficultés relatives à l'utilisation de jets synthétiques (stabilité limitée dans le temps des haut-parleurs, importance de la nature des membranes pour résister aux conditions d'ensemencement). Il serait envisageable d'améliorer le dispositif générant la turbulence en augmentant le nombre de jets synthétiques de 6 à 8. Cela permettrait d'améliorer l'isotropie à l'intérieur du domaine homogène isotrope. Ensuite cela conduirait à un positionnement des haut-parleurs sur la structure qui faciliterait l'accès optique pour les techniques de mesure et l'injection des gouttes. Un asservissement des haut-parleurs est aussi à envisager pour un contrôle en temps réel de la turbulence et, si nécessaire, une modification de l'amplitude de la tension appliquée sur chacun des haut-parleurs sans venir perturber les mesures en cours. La contrainte posée par le temps d'acquisition des données deviendrait indépendante du temps pendant lequel les sources restent équilibrées.

Nous avons ensuite présenté l'injection de gouttelettes monodisperses dans le domaine turbulent à l'aide d'un injecteur piézoélectrique utilisé en mode "à la demande". La maîtrise et les performances de cet injecteur ont été de plus en plus difficiles à garder en fonction du degré de complexité croissant de l'expérimentation. En effet, ce type d'injecteur montre un fonctionnement stable et reproductible dans

---

le temps dans une atmosphère au repos et un environnement relativement propre. Dans ces conditions la distribution des diamètres des gouttes injectées est très piquée. Nous avons montré qu'en présence de l'écoulement turbulent la PDF des diamètres des gouttelettes injectées s'élargit. Pour l'injection du fréon, il semble que l'on perde, pour l'instant, le caractère monodisperse du jet de gouttelettes. Les problèmes récurrents de givrage déstabilisent l'injection et obligent à intervenir régulièrement sur le circuit d'acheminement du fréon au cours des mesures.

Nous avons présenté dans le chapitre 3 l'utilisation d'une métrologie Eulerienne 2D : l'ILIDS, permettant d'obtenir des diagnostics sur les positions, vitesses et tailles de gouttes. Le temps de dépouillement des mesures obtenues par cette technique est bien plus court que pour des mesures d'holographie. Une étude quantitative des deux points d'injection a alors pu être facilement réalisée, faisant ressortir les difficultés des gouttelettes à pénétrer dans le domaine turbulent. L'utilisation de l'ILIDS a été validée pour des gouttes non évaporantes. En effet, cette technique est simple à mettre en oeuvre et apporte une précision sur la mesure du diamètre des gouttes comparable à celle obtenue par l'algorithme "problème inverse" utilisé pour le traitement des hologrammes. L'utilisation de l'ILIDS pour l'étude de l'évaporation de gouttelettes de fréon serait, par la suite, tout à fait envisageable. Toutefois, la perte du caractère initial monodisperse des gouttes (dû au mauvais contrôle actuel de l'injection du fréon) vient limiter son utilité pour l'étude de la polydispersion des gouttes dans l'écoulement turbulent. En effet, tout l'attrait réside dans la connaissance précise du diamètre initial (idéalement identique) des gouttes afin d'observer l'évolution de la distribution de leurs diamètres mesurés, engendré par les événements turbulents rencontrés pour chacune des gouttes.

Nous avons montré la faisabilité de l'injection du fréon, fluide évaporant à température ambiante et pression atmosphérique, sous phase liquide dans le domaine turbulent homogène isotrope. Son conditionnement en température, relativement lourd, et les difficultés rencontrées au niveau de l'injection, n'ont pour l'instant pas permis de réaliser un train de gouttes stable et monodisperse. Les diamètres des gouttes injectées sont sensiblement plus grands que la taille de l'orifice. Il serait envisageable, en privilégiant le caractère monodisperse plutôt que la petite la taille des gouttes, de réaliser une injection basée sur la déstabilisation du jet sur un mode de Rayleigh. Ceci consisterait à stocker dans un récipient le fréon sous phase liquide, dans un premier temps, puis appliquer une surpression à l'entrée du circuit de fréon, et modifier la commande électrique de l'injecteur (signal sinusoïdal). Le caractère monodisperse des gouttes serait, semble-t-il, plus facile à obtenir de cette façon, au détriment de la quantité (bien plus importante) de fréon injectée. Ce qui pose, toutefois, problème car les commandes de R114 sont systématiquement visées par la Communauté Européenne et la quantité disponible est limitée. De plus, le changement de phase puis le stockage du fréon liquide à l'intérieur d'un récipient nécessite un système de conditionnement bien plus complexe à réaliser, dont le fonctionnement doit être assuré en continu.

Finalement, nous avons présenté le développement d'une technique de suivi Lagrangien de gouttelettes. L'instrumentation est basée sur un montage d'holographie numérique en ligne, le traitement des hologrammes étant réalisé par un algorithme original de type "problème inverse", développé au laboratoire Hubert Curien à St-Etienne. Les caractéristiques de cet algorithme dépassent les performances des approches "classiques". Le dépouillement des hologrammes donne accès, à chaque pas de temps, aux positions 3D et tailles des objets enregistrés. A l'aide d'un algorithme de tracking, mis en place au LMFA, il est alors possible de reconstruire les trajectoires des gouttelettes et d'accéder aux statistiques sur les vitesses et les accélérations. Les résultats obtenus jusqu'ici sont encore limités par la quantité d'échantillons enregistrés. Cela étant, ils viennent largement valider la faisabilité de l'étude Lagrangienne de la dispersion et de l'évaporation dans des écoulements dilués et à vitesse moyenne faible (ou nulle) à l'aide de l'instrumentation présentée. Les perspectives de ce travail sont larges. Il reste encore à dépouiller tous les hologrammes de gouttelettes de fréon enregistrés. A l'aide de ces données, il sera possible d'évaluer un taux d'évaporation moyen le long d'une trajectoire typique dans un écoulement turbulent homogène isotrope sans vitesse moyenne. Les études expérimentales réalisées jusqu'ici sont assez rares, il est alors important de proposer une base de données afin de comparer nos résultats avec d'autres études expérimentales Lagrangiennes mais aussi pour permettre la validation de modèles numériques Lagrangien.

L'holographie à un bras appliquée ici montre encore une précision longitudinale (selon  $z$ ) limitée devant les précisions sur les deux autres composantes dans le plan du capteur ( $x$  et  $y$ ), malgré l'apport de l'algorithme de traitement. Afin d'améliorer ce point, un montage à deux bras serait envisageable, comme l'ont montré Lu et al. [42]. La précision dépendant du matériel utilisé, une caméra rapide avec des pixels de plus petite taille et une grande dynamique permettrait déjà, pour un montage comportant un seul bras, d'obtenir une meilleure précision sur les résultats.

Cette étude a aussi permis de mettre en évidence les limitations du matériel utilisé pour l'holographie. La comparaison d'une situation test réalisée avec trois caméras différentes révèle clairement les qualités attendues pour un capteur, permettant d'obtenir les images d'objets les moins altérées et ainsi une plus grande précision dans leur détection. En ce qui concerne le temps de traitement des hologrammes, l'optimisation des algorithmes a déjà permis de diminuer le temps de calcul nécessaire à la reconstruction des hologrammes. Les dépouillements des mesures réalisées sur des gouttes d'acétone et de fréon ont pu être menés conjointement au LMFA et au laboratoire Hubert Curien grâce à l'installation et la prise en main des algorithmes de pré-traitement et "problème-inverse", sur les serveurs de calculs du LMFA. Une parallélisation des calculs semble maintenant être une solution pertinente pour diminuer encore le temps de traitement.

Bénéficiant d'un temps de traitement des hologrammes minimisé, il serait intéressant d'accéder à des statistiques Lagrangiennes convergées en non évaporant. En effet, les résultats présentés dans ce mémoire (section 4.9) sont obtenus à l'aide d'un nombre d'échantillons insuffisant pour véritablement dégager des tendances typiques du comportement des gouttelettes d'eau dans l'écoulement turbulent. De plus, la qualité de la turbulence, supposée initialement homogène isotrope, a été affectée, lors de cette campagne, par la dérive d'un jet synthétique. L'optimisation de l'installation à l'aide de haut-parleurs dont les membranes sont plus résistantes, et le bénéfice d'une plus grande expérience sur le comportement de ce dispositif viennent favoriser le contrôle de l'écoulement généré. Une campagne de mesure visant à enregistrer un nombre conséquent d'hologrammes, à une fréquence d'échantillonnage suffisante pour ne pas filtrer les plus petites échelles de l'écoulement pourra permettre de dégager le comportement des particules. Il sera particulièrement intéressant de le comparer à d'autres études expérimentales dont les conditions de génération de l'écoulement sont différentes (turbulence de grille, écoulement Von Kármán) [135] [136] [36].

# Troisième partie

## Annexes

# Annexe A

## La technique LDV

---

La Vélocimétrie Laser Doppler est une technique optique qui mesure localement les vitesses instantanées des écoulements fluides.

Deux expressions sont couramment utilisées en mécanique des fluides pour la mesure de vitesse : vélocimétrie laser et anémométrie laser. La première a pour origine le latin "velox" qui signifie vitesse et la seconde est issue du grec "anemos" qui signifie vent. Comme la mécanique des fluides inclut l'aérodynamique et l'hydrodynamique, l'expression vélocimétrie laser est plus générale, nous emploierons ainsi par la suite l'acronyme LDV.

Le premier papier publié sur la LDV remonte en 1964 par Yeh et Cummins [137]. Elle a pu être développée grâce aux propriétés de cohérence spatiale et temporelle des lasers.

La vélocimétrie laser est une technique non-intrusive, car c'est une technique optique dont le volume de mesure est formé par des faisceaux laser. La mesure est basée sur la stabilité et la linéarité des ondes électromagnétiques que l'on considère non affectées par la pression et la température.

La LDV doit son nom à l'effet Doppler qui est utilisé ici.

### Principe

Le volume de mesure correspond à l'intersection de deux faisceaux laser focalisés, Fig. A.1.

Une particule en mouvement qui traverse ce volume modifie la fréquence de la lumière qui l'éclaire en raison de l'effet Doppler. La vitesse de la particule peut être, ensuite, déduite de ce décalage Doppler.

Il existe plusieurs façons de décrire le principe de fonctionnement de la vélocimétrie laser. Nous allons adopter la théorie basée sur l'interférométrie qui seule décrit entièrement le système depuis la source jusqu'au détecteur.

La particule diffusante est éclairée par deux faisceaux laser dont le champ électrique est donné par :

$$E(\mathbf{r}) = E_1(\mathbf{r}) + E_2(\mathbf{r}) = A_1 e^{a_1(\mathbf{r})} e^{j(\omega_0 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})} + A_2 e^{a_2(\mathbf{r})} e^{j(\omega_0 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r})} \quad (\text{A.1})$$

où  $A$  est l'amplitude maximale du champ électrique au centre de la section de chaque faisceau laser,  $e^{a(\mathbf{r})}$  décrit la distribution gaussienne d'amplitude dans la section du faisceau,  $\mathbf{k}$  est le vecteur d'onde, avec  $\mathbf{k} = \frac{2\pi n \mathbf{r}}{\lambda_0}$ ,  $n$  l'indice de réfraction du milieu,  $\lambda_0$  la longueur d'onde du faisceau dans le vide et  $\mathbf{r}$  le vecteur unitaire le long de chaque faisceau incident.

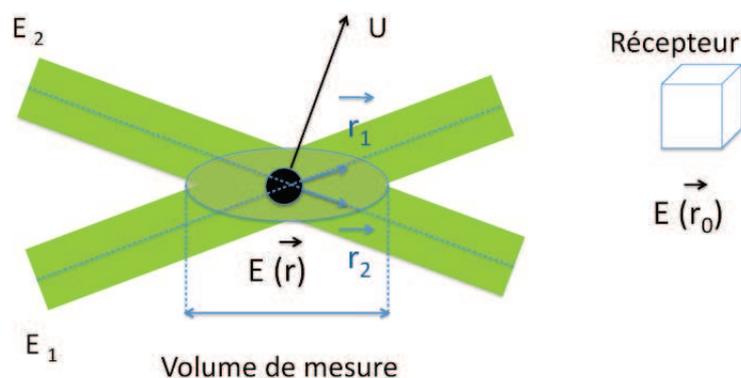


FIGURE A.1 – Vélocimètre laser à faisceaux croisés

le détecteur situé en  $\mathbf{r}_0$  reçoit :

$$E(\mathbf{r}_0) = [c_{d1} E_1(\mathbf{r}) + c_{d2} E_2(\mathbf{r})] e^{j(\omega_0 t - \mathbf{k}_d \mathbf{r}_0 - \mathbf{r})} \quad (\text{A.2})$$

où  $\mathbf{k}_d$  est le vecteur d'onde de l'onde diffusée par la particule selon la direction d'observation de vecteur unitaire  $\mathbf{r}_d$  ;  $c_{d1}$  et  $c_{d2}$  caractérisent l'efficacité de diffusion de la particule et dépendent donc de  $\mathbf{r}_d$ .

Le flux lumineux arrive sur le récepteur (photomultiplicateur ou PM), le signal  $S$  délivré est alors proportionnel à l'intensité du champ électrique.

$$S = R\Omega E(\mathbf{r}_0)E^*(\mathbf{r}_0) \quad (\text{A.3})$$

Avec  $\Omega$  l'angle solide de l'optique de collection du flux diffusé et  $R$  la réponse du photomultiplicateur.

En remplaçant  $E(r_0)$  et  $E^*(r_0)$  dans A.3, on a alors :

$$S = R\Omega[c_{d1}^2 A_1^2 e^{2a_1(\mathbf{r})} + c_{d2}^2 A_2^2 e^{2a_2(\mathbf{r})} + 2c_{d1}c_{d2}A_1A_2 e^{a_1(\mathbf{r})+a_2(\mathbf{r})}] \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{r}] \quad (\text{A.4})$$

L'information vitesse est obtenue en calculant la fréquence du terme oscillant dont la phase s'écrit :

$$\phi = (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{r} = \frac{2\pi n}{\lambda_0}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\mathbf{r} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{2\pi n}{\lambda_0}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\frac{d\mathbf{r}}{dt} \quad (\text{A.6})$$

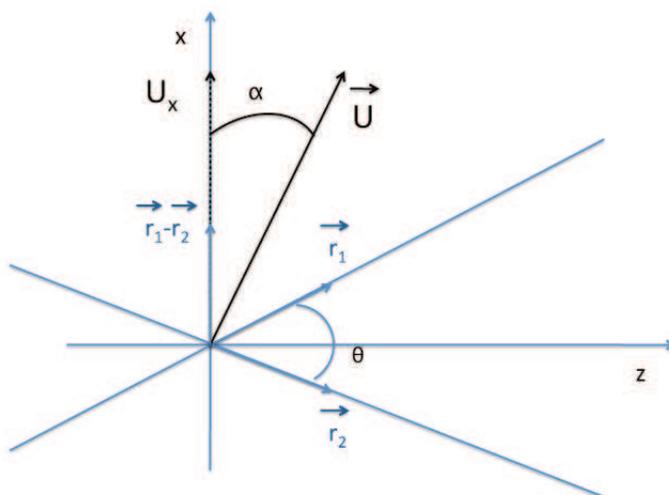


FIGURE A.2 – Composante de vitesse mesurée  $U_x$  par un vélocimètre laser Doppler à faisceaux croisés.

Pour faciliter le développement du calcul, la Fig. A.2 aide à se repérer.

Avec  $\mathbf{U}$  la vitesse de la particule dans le volume de mesure  $\mathbf{U} = \frac{d\mathbf{r}}{dt}$ ,  $\theta$  l'angle entre les deux faisceaux laser, et  $\alpha$  l'angle entre le vecteur  $\mathbf{U}$  et la composante mesurée, il

vient :

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| |\mathbf{U}| \cos(\alpha) \quad (\text{A.7})$$

d'où :

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{2\pi n}{\lambda_0} 2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) U_x \quad (\text{A.8})$$

Avec :

$$\frac{d\phi}{dt} = 2\pi f \quad (\text{A.9})$$

On obtient :

$$f = \frac{2n}{\lambda_0} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) U_x \quad (\text{A.10})$$

Ainsi, connaissant la longueur d'onde  $\lambda_0$ , l'angle  $\theta$  entre les deux faisceaux, et  $n$  l'indice du milieu, la fréquence des bouffées Doppler donne directement accès à la composante de vitesse  $U_x$ .

On remarque que l'Eq. A.10 ne donne pas accès au signe de la vitesse, élément indispensable dans le cadre de notre étude. C'est pourquoi nous utilisons un module acousto-optique appelé cellule de Bragg qui, à partir d'un faisceau incident de fréquence  $f_0$  fournit deux faisceaux de fréquence  $f_0$  et  $f_0 + f_B$ , avec  $f_B$  la fréquence de Bragg (40 MHz ici).

Le photomultiplicateur reçoit alors un signal de fréquence  $f_B + f$ . Et les variations de fréquence autour de la fréquence centrale  $f_B$  permettent de distinguer les particules allant en sens opposé.

# Annexe B

## La technique PIV

---

La technique nommée actuellement PIV, Particle Image Velocimetry, est née sous le nom de Laser Speckle Velocimetry, dans la deuxième moitié des années 70. A l'origine de cette technique on peut citer les travaux de Dudderar et Simpkins en 1977 [138], en parallèle à différents groupes précurseurs.

Les progrès enregistrés dans le domaine des lasers pulsés ainsi que dans l'imagerie numérique ont ensuite permis une évolution rapide, et ainsi une augmentation de son nombre d'applications.

Depuis 1990, la technique utilisant des caméras video s'est réellement généralisée et a donné à la PIV un élan encore accru. De nombreux développements concernent des algorithmes de traitement d'image offrant plus de précision. Puis, avec l'émergence des caméras haute vitesse, naît vers 2003 la PIV résolue en temps (PIV rapide).

### **Principe**

Le principe de la PIV repose sur l'enregistrement de deux images successives de l'écoulement ensemençé. Connaissant l'intervalle de temps  $\Delta t$  entre les deux images, il est facile d'accéder à la vitesse.

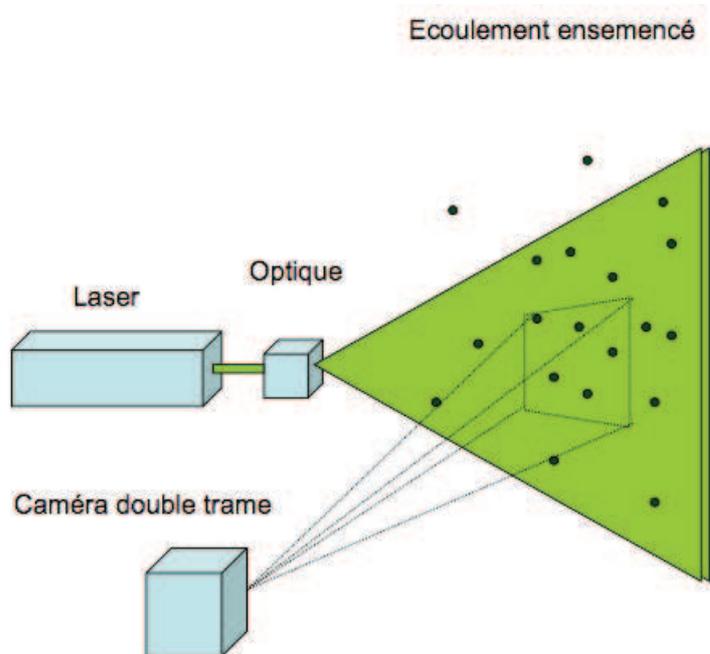


FIGURE B.1 – Schéma du montage

Cette illumination est produite à l'aide d'un feuillet lumineux très mince. Les traceurs sont ainsi rendus visibles et l'on va enregistrer des images de ces particules à des instants successifs, Fig. B.1.

La vitesse instantanée du fluide est alors calculée par la détermination des déplacements des traceurs illuminés sur deux images consécutives, selon l'analyse numérique présentée ci dessous, Fig. B.2.

L'image numérique est divisée en un grand nombre de fenêtres d'interrogations de petite dimension.

On analyse ensuite par inter-corrélation le déplacement d'ensemble des images des traceurs contenus dans chacune des fenêtres.

$$\mathbf{U}(\mathbf{x}, t) = \frac{\Delta \mathbf{x}(\mathbf{x}, t)}{\Delta t} \quad (\text{B.1})$$

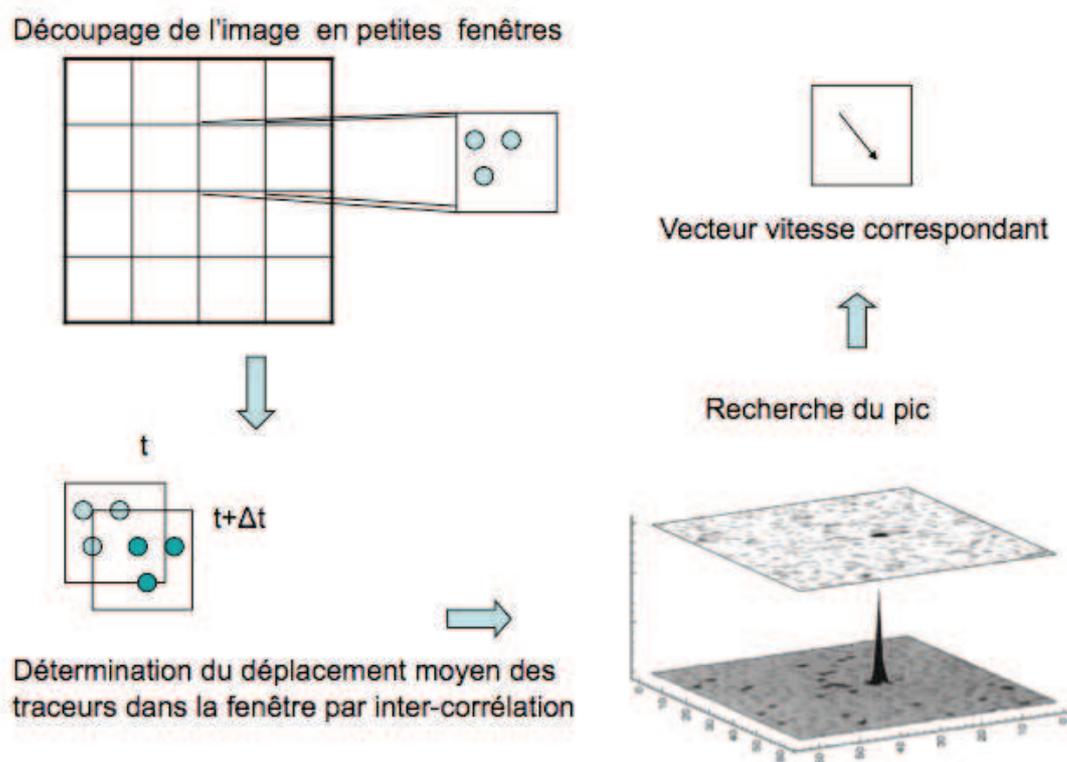


FIGURE B.2 – Analyse numérique

Une fois la fonction d'inter-corrélation calculée, il est nécessaire de déterminer la position de son maximum. Comme cette fonction est représentée numériquement, le déplacement est obtenu au départ comme un nombre entier de pixels. Si l'on s'en tenait là, la précision serait très limitée.

En général, la méthode la plus utilisée et sans doute la plus fiable suppose que le pic de corrélation peut être décrit par une fonction de Gauss. Cette hypothèse est bien justifiée. D'une part, la corrélation est relative à un ensemble d'images de traceurs (qui n'ont pas exactement la même vitesse). De plus, les taches produites par la diffraction et correspondant aux images des particules ont elles-même une distribution d'intensité Gaussienne.

Une autre technique proposée par Lourenco, consiste à utiliser une reconstruction de Whittaker. Cette technique est supposée être une des plus puissantes. Dans notre cas, elle s'est en effet révélée la meilleure.

# Annexe C

## La technique PDA

---

L'Anémométrie Phase Doppler est une extension de la Vélocimétrie Laser Doppler, permettant de mesurer simultanément la taille et la vitesse des particules traversant le volume de mesure. Le principe de cette technique a été introduit par Durst et Zaré en 1975 [139]. La mesure de taille se limite à des particules sphériques dont le diamètre est supérieur à la longueur d'onde utilisée jusqu'à quelques millimètres.

### Principe

L'Anémométrie Phase Doppler utilise généralement trois photomultiplicateurs pour effectuer la mesure de taille. Lorsqu'une particule traverse le volume de mesure, chacun des photomultiplicateurs reçoit une bouffée Doppler de même fréquence (proportionnelle à la vitesse de la particule) et dont la phase dépend de la position spatiale des détecteurs. La figure Fig. C.1 présente la configuration Phase Doppler utilisée ici. L'angle  $\phi_{diff}$  entre (OC) et (OZ) est appelé angle hors axe, c'est l'angle d'observation choisi. L'angle  $\psi$  correspond à l'angle d'élévation ou écart angulaire des photomultiplicateurs par rapport à (OC). L'angle  $\alpha$  correspond au demi-angle entre les faisceaux laser.

La position angulaire des détecteurs ( $\phi_{diff} = 30^\circ$ ) est choisie afin d'obtenir un bon rapport signal sur bruit, et de s'assurer qu'un seul mode de diffusion domine (le premier ordre de réfraction). Le choix de cette position dépend de la polarisation des faisceaux Laser, de l'indice relatif entre la particule et le milieu extérieur, de la longueur d'onde du laser et de la taille des particules.

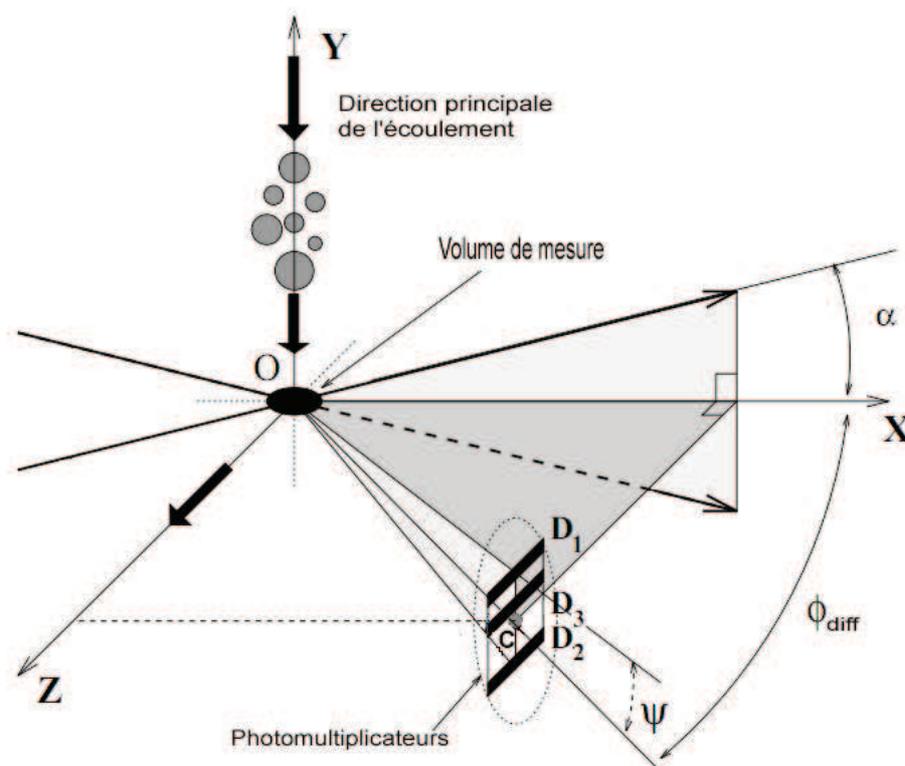


FIGURE C.1 – Configuration Phase Doppler utilisée ici : mesure d'une composante de vitesse et de deux différences de phase (mesure de taille).

*Source : Thèse F. Onofri [140]*

Le diamètre des particules est calculé à partir de la mesure des différences de phases entre les détecteurs D1 et D2 d'une part, et les détecteurs D1 et D3 d'autre part. Les relations liant ces différences de phase en fonction du diamètre sont linéaires. La mesure effectuée par le premier couple de détecteur, D1 et D2, donne une première relation entre  $d$  et  $\phi_{12}$ , de pente (facteur de conversion)  $C_{12}$ . Il reste cependant une indétermination liée à la périodicité sur  $2\pi$  de la phase, Fig. C.2. Pour lever cette ambiguïté, un troisième photomultiplicateur est utilisé plus proche du premier détecteur. Le coefficient de proportionnalité entre la différence de phase et le diamètre étant beaucoup plus faible ( $C_{13}$ ), la mesure du diamètre est moins précise. Mais l'ambiguïté de la première mesure peut être levée : un seul diamètre correspond à la fois aux deux déphasages. Si toutefois les mesures du diamètre, réalisées par ces deux couples de détecteurs présentent un écart trop important, la mesure est rejetée (on parle alors de déviation de la sphéricité). Notons que la relation entre le diamètre et  $\phi_{13}$  est également périodique, ce qui impose de définir un diamètre maximum des particules.

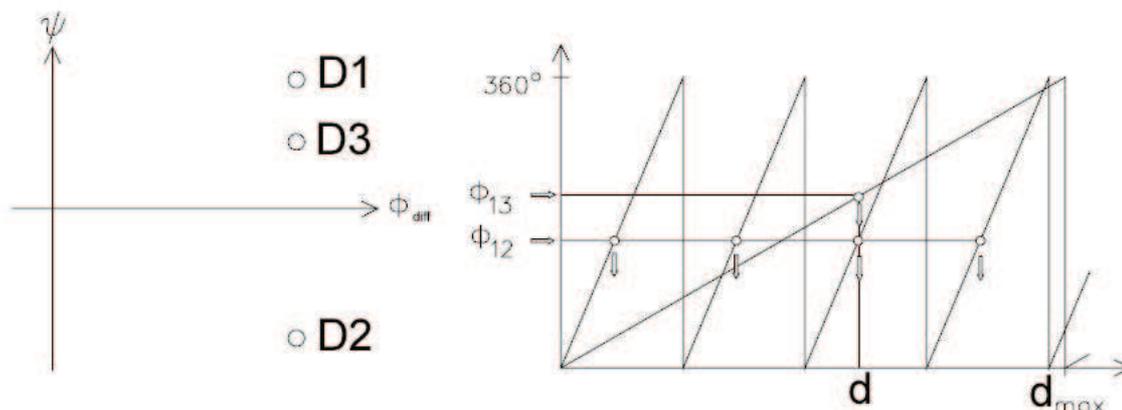


FIGURE C.2 – Schéma des relations phase-diamètre du PDA utilisé ici.

Source : BSA FlowSoftware, User Guide (PDA Dantec)

Pour une particule sphérique, la relation liant le diamètre et la phase s'écrit :

$$d = (\phi_{12} + 2\pi n)/C_{12}$$

$$d = \phi_{13}/C_{13}$$

en considérant la réfraction du premier ordre (noté en exposant de C), on a, par exemple pour  $C_{13}^1$  :

$$C_{13}^1 = C_1^1 - C_3^1$$

avec

$$C_i^1 = \frac{2\pi m}{\lambda} \left( \sqrt{1 + m^2 - m\sqrt{2}\sqrt{1 + \sin \psi_i \cdot \sin \alpha + \cos \psi_i \cos \phi_{diff} \cdot \cos \alpha}} \right. \\ \left. - \sqrt{1 + m^2 - m\sqrt{2}\sqrt{1 - \sin \psi_i \cdot \sin \alpha + \cos \psi_i \cos \phi_{diff} \cdot \cos \alpha}} \right)$$

avec  $i = \{1,2,3\}$  correspondant au détecteur étudié,  $\lambda$  la longueur d'onde du laser,  $m$  l'indice relatif entre l'indice optique de la particule et l'indice optique du milieu extérieur,  $\phi_{diff}$  l'angle de diffusion,  $\psi_i$  l'angle entre chaque photomultiplicateur par rapport à (OC).

Les paramètres adoptés pour nos mesures et les spécifications du volume de mesure sont présentées dans le tableau ci-dessous :

paramètres	PDA
Longueur d'onde (nm)	514.5
Diamètre du faisceau (mm)	2.16
Demi angle entre faisceaux ou $\alpha$ ( $^{\circ}$ )	2.807
Volume de mesure selon dX (mm)	0.0922
Volume de mesure selon dY (mm)	0.0921
Volume de mesure selon dZ (mm)	1.88
Mode de diffusion	réfraction
Angle de diffusion	$30^{\circ}$
Tolérance de validation de la sphéricité	5%
Index de réfraction de la particule (eau)	1.33
Densité (eau)	1000
Diamètre maximum des particules	$111 \mu\text{m}$
Densité (air)	1
Facteur de conversion de phase $C_{12}^1$ ( $^{\circ}/\mu\text{m}$ )	4.23
Facteur de conversion de phase $C_{13}^1$ ( $^{\circ}/\mu\text{m}$ )	2.11

## Annexe D

# Diagramme Pression-Enthalpie du fréon R114

---

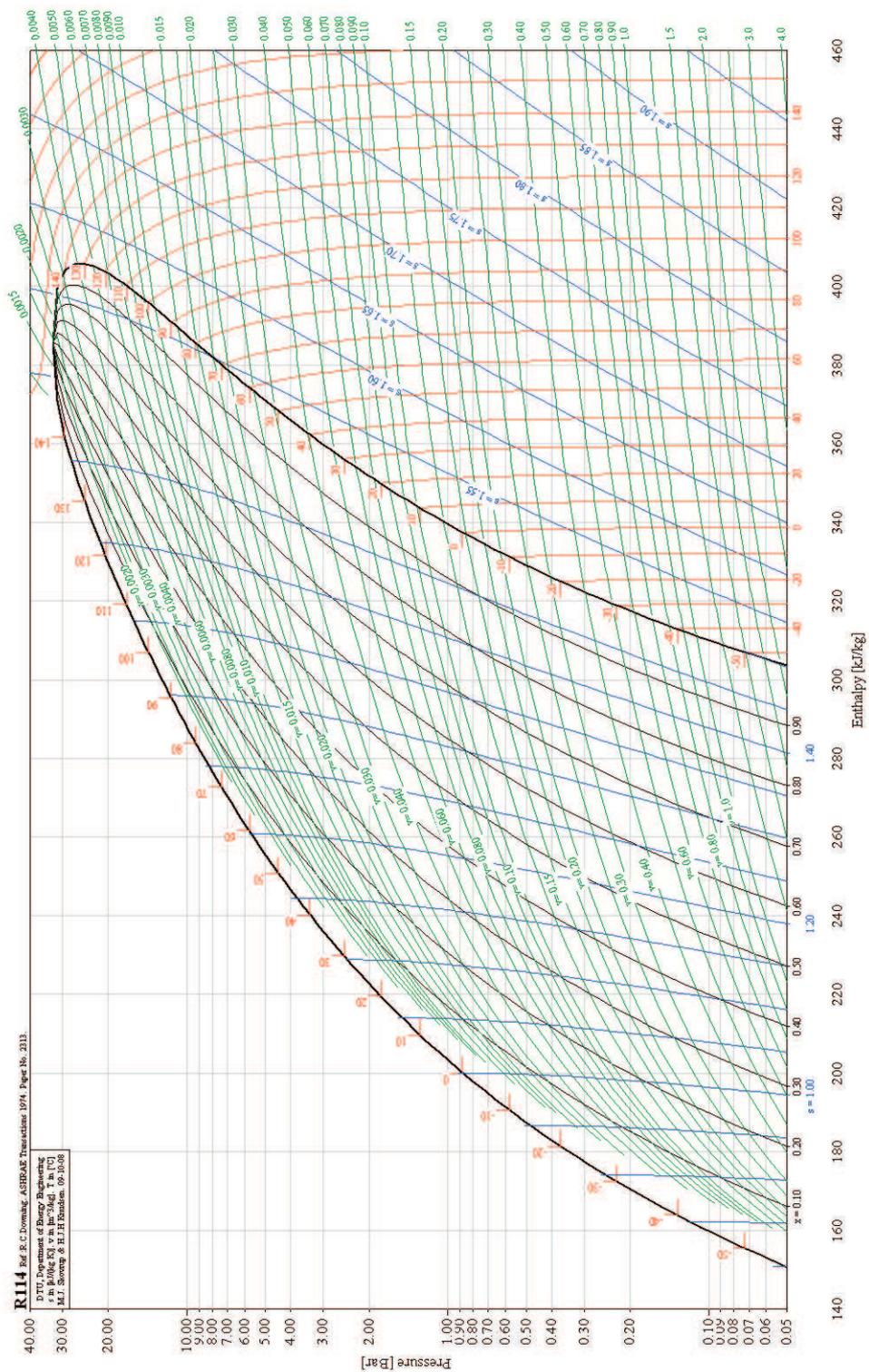


FIGURE D.1 – Diagramme Pression-Enthalpie du R114  
 source : *Logiciel CoolPack. Technical University of Denmark*

# Bibliographie

- [1] J. Réveillon and F. X. Demoulin. Evaporating droplets in turbulent reacting flows. *Proc. Combust. Inst.*, 31 :2319–2326, 2007.
- [2] L. Freret, C. Lacour, S. de Chaisemartin, S. Ducruix, D. Durox, F. Laurent, and M. Massot. Pulsated free jets with polydisperse spray injection : Experiments and numerical simulations. *Proc. Combust. Inst.*, 32 :2215–2222, 2009.
- [3] M. Bini and W. P. Jones. Large Eddy Simulation of an evaporating acetone sprays. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 30 :471–480, 2009.
- [4] R. Groll, S. Jakirlić, and C. Tropea. Comparative study of Euler/Euler and Euler/Lagrange approaches simulating evaporation in a turbulent gas-liquid flows. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 59 :873–906, 2009.
- [5] Hongtao Zhang. Numerical research on a vaporizing fuel droplet in a forced convective environment. *Int. J. Multiphase Flow*, 30 :181–198, 2004.
- [6] G. Klose, B. Rembold, R. Kock, and S. Wittig. Comparison of state-of-art droplet turbulence interaction models for jet engine combustor conditions. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 22 :343–349, 2001.
- [7] M. Cochet, R. Bazile, B. Ferret, and S. Cazin. Evaporation of polydispersed droplets in a highly turbulent channel flow. *Exp. Fluids*, 47 :379–394, 2009.
- [8] M. Birouk and I. Gökalp. Current status of droplet evaporation in turbulent flows. *Progr. Energy Comb. Sci.*, 32 :408–423, 2006.
- [9] I. Gökalp, C. Chauveau, O. Simon, and X. Chesneau. Mass transfer from liquid fuel droplets in turbulent flow. *Combust. Flame*, 89 :286–298, 1992.
- [10] N. Hiromitsu and O. Kawaguchi. Influence of flow turbulence on the evaporation rate of a suspended droplet in a hot air flow. *Heat Transfer - Japan Res*, 24 (8) :689 :700, 1995.
- [11] J.-S. Wu, Y.-J. Liu, and H.-J. Sheen. Effects of ambient turbulence and fuel properties on the evaporation rate of single droplet. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 44 :4593–4603, 2001.
- [12] J-S Wu, K-H. Hsu, P-M Kuo, and H-J Sheen. Evaporation model of a single hydrocarbon fuel droplet due to ambient turbulence at intermediate Reynolds number. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 46 :4741–4745, 2003.

- [13] C. P. Cho, H. Y. Kim, and S. S. Yoon. Interaction of the burning spherical droplets in oxygen-enriched turbulent environment. *Combust. Flame*, 156 :14–24, 2009.
- [14] Y. Ohta, K. Shimoyama, and S. Ohigashi. Vaporization and combustion of single liquid fuel droplets in turbulent environment. *Bull. JSME*, 18 :47–56, 1975.
- [15] M. Birouk, C. Chauveau, B. Sahr, A. Quilgras, and I. Gokalp. Turbulence effects on the vaporization of monocomponent single droplets. *Combust. Sci. Technol.*, 113-114 :413–428, 1996.
- [16] F. Mashayek. Simulations of reacting droplets dispersed in isotropic turbulence. *AIAA Journal*, 37 :1420–1425, 1999.
- [17] K. K. Varanasi, H. L. Clack, and R. S. Miller. On preferential diffusion of binary component liquid droplets evaporating in a two-phase mixing layer. *Int. J. Multiphase Flow*, 30 :1235–1257, 2004.
- [18] C. Maqua, G. Castanet, F. Grisch, F. Lemoine, T. Kristyadi, and S.S. Sazhin. Monodisperse droplet heating and evaporation : Experimental study and modelling. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 51 :3932–3945, 2008.
- [19] H. Keskinen, M. Aromaa, M. C. Heine, and J. M. Makela. Size and velocity measurements in sprays and particle-producing flame sprays. *Atomization and sprays*, 18 :619–644, 2008.
- [20] P. Lavieille, F. Lemoine, G. Lavergne, and M. Lebouché. Evaporation and combusting droplet temperature measurements using two-color Laser-Induced Fluorescence. *Exp. Fluids*, 31 :45–55, 2001.
- [21] G. Castanet, A. Delconte, F. Lemoine, L. Méès, and G. Grehan. Evaluation of temperature gradients within combusting droplets in linear stream using two colors laser-induced fluorescence. *Exp. Fluids*, 39 :431–440, 2005.
- [22] B. Frackowiak, A. Strzelecki, and G. Lavergne. A liquid-vapor interface positioning method applied to PLIF measurements around evaporating monodisperse droplet streams. *Exp. Fluids*, 46 :671–682, 2009.
- [23] S. Guella, S. Alexandrova, and A. Saboni. Evaporation d’une gouttelette en chute libre dans l’air. *Int. J. Thermal Sciences*, 2007.
- [24] G. I. Taylor. Diffusion by continuous movements. *Proc. Lond. Math. Soc.*, 20 :196–211, 1921.
- [25] N. T. Ouellette. *Probing the statistical structure of turbulence with measurements of tracer particle tracks*. PhD thesis, Cornell University, 2006.
- [26] F. Toschi and E. Bodenschatz. Lagrangian properties of particles in turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 41 :375–404, 2009.
- [27] W. H. Snyder and J. L. Lumley. Some measurements of particle velocity autocorrelation functions in a turbulent flow. *J. Fluid Mech.*, 48 :41–71, 1971.
- [28] Y. Sato and K. Yamamoto. Lagrangian measurement of fluid-particle motion in an isotropic turbulent field. *J. Fluid Mech.*, 175 :183–199, 1987.

- [29] M. Virant and T. Dracos. 3d ptv and its application on Lagrangian motions. *Meas. Sci. Technol.*, 8 :1539–1552, 1997.
- [30] B. Lüthi, A. Tsinober, and W. Kinzelbach. Lagrangian measurement of vorticity dynamics in turbulent flow. *J. Fluid Mech.*, 528 :87–118, 2005.
- [31] N. Mordant, A. M. Crawford, and E. Bodenschatz. Experimental Lagrangian acceleration probability density function measurements. *Phys. D*, 193 :245–251, 2004.
- [32] N. Mordant, A. M. Crawford, and E. Bodenschatz. Three-dimensional structure of the Lagrangian acceleration in turbulent flows. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :214501, 2004.
- [33] A. La Porta, G. A. Voth, A. M. Crawford, J. Alexander, and E. Bodenschatz. Fluid particle accelerations in fully developed turbulence. *Nature*, 409 :1017–1019, 2001.
- [34] G. A. Voth, A. Laporta, A. M. Crawford, J. Alexander, and E. Bodenschatz. Measurement of particle accelerations in fully developed turbulence. *J. Fluid Mech.*, 469 :121–160, 2002.
- [35] M. Bourgoïn, N. T. Ouellette, H. Xu, J. Berg, and E. Bodenschatz. The role of pair dispersion in turbulent flow. *Science*, 311 :835–838, 2006.
- [36] R. Volk, N. Mordant, G. Verhille, and J.-F. Pinton. Laser Doppler measurement of inertial particle and bubble accelerations in turbulences. *EPL*, 81 :34002, 2008.
- [37] S. Ayyalasomayajula, A. Gylfason, L. R. Collins, E. Bodenschatz, and Z. Warhaft. Lagrangian measurements of inertial particle accelerations in grid generated wind tunnel turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :144507, 2006.
- [38] S. Gerashchenko, N. S. Sharp, S. Neuscamman, and Z. Warhaft. Lagrangian measurements of inertial particle accelerations in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 617 :2255–281, 2008.
- [39] N. Mordant. *Mesure Lagrangienne en turbulence : mise en oeuvre et analyse*. PhD thesis, Ecole Normale Supérieure de Lyon, 2001.
- [40] N. Mordant, E. Lévêque, and J.-F. Pinton. Experimental and numerical study of the Lagrangian dynamics of high Reynolds turbulences. *New J. Phys.*, 6 :116, 2004.
- [41] B. Gopalan, E. Malkiel, J. Sheng, and J. Katz. Diesel droplet diffusion in isotropic turbulence with digital holographic cinematography. In *Proceedings of ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting and Exhibition*, 2005.
- [42] J. Lu, J. P. Fugal, H. Nordsiek, E. W. Saw, R. A. Shaw, and W. Yang. Lagrangian particle tracking in three dimensions via single-camera in-line digital holography. *New Journal of Physics*, 10 :125013, 2008.
- [43] C. Goepfert, C. Fournier, J.-L. Marié, M. Lance, and J.-P. Schon. Utilisation de l’holographie numérique et de l’imagerie interférométrique de particules pour caractériser le comportement de gouttelettes dans une turbulence isotrope. In *Actes du colloque FLUVISU11*, 2005.

- [44] C. Bailly and G. Comte-Bellot. *Turbulence*. CNRS ed., Paris, 2003.
- [45] P. Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides*. Toulouse, 2000.
- [46] S. B. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [47] C. Goepfert, J.-L. Marié, D. Chareyron, and M. Lance. Characterization of a system generating a homogeneous isotropic turbulence field by free synthetic jets. *Exp. Fluids*, 48, 2009.
- [48] A. N. Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds number. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 30 :301–305, 1941.
- [49] G. K. Batchelor. *Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge Press University, 1961.
- [50] G. Comte-Bellot and S. Corrsin. The use of a contraction to improve the isotropy of a grid-generated turbulence. *J. Fluid. Mech.*, 25 :657–682, 1966.
- [51] M.S. Uberoi and S. Wallis. Effects of grid geometry on turbulence decay. *Phys. Fluids*, 10 :1216–1223, 1967.
- [52] L. Mydlarski and Z. Warhaft. On the onset of high-Reynolds-number grid-generated wind tunnel turbulences. *J. Fluid. Mech.*, 320 :331–368, 1996.
- [53] I.P.D. De Silva and H.J.S Fernando. Oscillating grids as a source of nearly isotropic turbulence. *Phys. Fluids*, 6 :2455–2464, 1994.
- [54] S. Douady, Y. Couder, and M.E. Brachet. Direct observation of the intermittency of intense vorticity filaments in turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :983–986, 1991.
- [55] P.D. Friedman and J. Katz. Mean rise rate of droplets in homogeneous turbulence. *Phys. Fluids*, 14 :3059–3073, 2002.
- [56] G.E. Andrews, D. Bradley, and S.B. Lwakabamba. Measurement of turbulent burning velocity for large turbulent Reynolds number. *Proc. Combust. Inst.*, 15 :655–664, 1975.
- [57] W. Hwang and J.K. Eaton. Creating homogeneous and isotropic turbulence without a mean flow. *Exp. Fluids*, 36 :444–454, 2004.
- [58] W. Hwang and J. K. Eaton. A new facility for study of attenuation of homogeneous isotropic gas turbulence by solid particles. In *4th IDMF, New Orleans*, 2001.
- [59] W. Hwang and J.K. Eaton. Homogeneous and isotropic turbulence modulation by small heavy (st = 50) particles. *J. Fluid. Mech.*, 564 :361–393, 2006.
- [60] F. Onofri. Rappels sur la diffusion de la lumière. Différences liées aux propriétés des particules, du fluide et de l'éclairage. In *23ième journée thématique de l'AFVL*, 2008.
- [61] A. Melling. Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 8 :1406–1416, 1997.

- [62] F. Onofri. Etat de l'art de la Granulométrie Laser en Mécanique des Fluides. In *9ième Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser. Bruxelles*, 2004.
- [63] R. J. Adrian and C. S. Yao. Power spectra of fluid velocities measured by Laser Doppler Velocimetry. *Exp. Fluids*, 5 :17–28, 1987.
- [64] H. Tennekes. Eulerian and Lagrangian time microscales in isotropic turbulences. *J. Fluid Mech.*, 67 :561–567, 1975.
- [65] H. Tennekes and J. L. Lumley. *A first course in turbulence*. MIT Press, third printing, Cambridge, 1974.
- [66] P. K. Yeung and B. L. Sawford. Random-sweeping hypothesis for passive scalars in isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.*, 459 :129–138, 2002.
- [67] E. A. Variano and E. A. Cowen. A random-jet-stirred turbulence tank. *J. Fluid Mech.*, 604 :1–32, 2008.
- [68] S. Liu, J. Katz, and C. Meneveau. Evolution and modelling of subgrid scales during rapid straining of turbulence. *J. Fluid Mech.*, 387 :281–320, 1999.
- [69] J. De Jong, L. Cao, S.H. Woodward, J.P.L.C. Salazar, L.R. Collins, and H. Meng. Dissipation rate estimation from PIV in zero-mean isotropic turbulences. *Exp. Fluids*, 46 :499–515, 2009.
- [70] B. R. Pearson, P. A. Krogstad, and W. Van De Water. Measurement of the turbulent energy dissipation rate. *Phys. Fluids*, 14 :1288–1290, 2002.
- [71] W. J. T. Bos, L. Shao, and J.-P. Bertoglio. Spectral imbalance and the normalized dissipation rate of turbulence. *Phys. Fluids*, 19, 2007.
- [72] C. Crowe, M. Sommerfeld, and Y. Tsuji. *Multiphase flows with droplets and particles*. CRC Press, 1998.
- [73] David E. Stock. Particle dispersion in flowing gases. *J. Fluids Eng.*, 118, 1996.
- [74] Eric R. Lee. *Microdrop generation*. CRC Press, 2003.
- [75] B. L. Sawford. Reynolds number effects in Lagrangian stochastic models of turbulent dispersion. *Phys. Fluids*, 3 :1577–1586, 1991.
- [76] P. K. Yeung. Lagrangian characteristics of turbulence and scalar transport in direct numerical simulation. *J. Fluid Mech.*, 427 :241–274, 2001.
- [77] M. R. Maxey. The equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform or unsteady flow. *ASME/FED, Gas-Solid Flows*, 166 :57–62, 1993.
- [78] P.-G. de Gennes, F. Brochard-Wyart, and D. Quéré. *Gouttes, bulles, perles et ondes*. Belin, 2005.
- [79] S. P. Lin and R. D. Reitz. Drop and spray formation from a liquid jet. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 30 :85–105, 1998.
- [80] N. Semidetnov and C. Tropea. Conversion relationships for multidimensional particle sizing techniques. *Meas. Sci. Technol.*, 15 :112–118, 2004.
- [81] N. Damaschke, H. Nobach, T. I. Nonn, N. Semidetnov, and C. Tropea. Multi-dimensional particle sizing techniques. *Exp. Fluids*, 39 :336–350, 2005.

- [82] Shiliang Pu. *Développement de méthodes interférométriques pour la caractérisation de champs de particules*. PhD thesis, Université de Rouen, 2005.
- [83] G. König, K. Anders, and A. Frohn. A new light-scattering technique to measure the diameter of periodically generated moving droplets. *J. Aerosol Sci.*, 17 :157–167, 1986.
- [84] R. Ragucci, A. Cavaliere, and P. Massoli. Drop sizing by laser light scattering exploiting intensity angular oscillation in the Mie regime. *Part. Part. Syst. Charact.*, 7 :221–225, 1990.
- [85] A. R. Glover, S. M. Skippon, and R. D. Boyle. Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing : a method for droplet-size measurement in sparse spray systems. *Appl. Opt.*, 34 :8409–8421, 1995.
- [86] M. Maeda, T. Kawaguchi, and K. Hishida. Novel interferometric measurement of size velocity distributions of spherical particles in fluid flows. *Meas. Sci. Technol.*, 11 :L13–L18, 2000.
- [87] Y. Niwa, Y. Kamiya, T. Kawaguchi, and M. Maeda. Bubble sizing by interferometric laser imaging. In *10th international symposium on Applications of Laser technique to Fluid Mechanics, Lisbon*, 2000.
- [88] F. Onofri. Diffusion de la lumière. In *Notes de cours de la 6ième école d'automne de l'AFVL*, 2007.
- [89] C. Mounaim-Rousselle and O. Pajot. Droplet sizing by Mie scattering interferometry in a spark ignition engine. *Part. Part. Charact.*, 16 :160–168, 1999.
- [90] S. L. Pu, D. Allano, B. Patte-Rouland, M. Malek, D. Lebrun, and K. F. Cen. Particle field characterization by digital in-line holography : 3D location and sizing. *Exp. Fluids*, 39 :1–9, 2005.
- [91] D. Chareyron, J.-L. Marié, M. Lance, J. Gire, C. Fournier, and L. Denis. Utilisation de l'holographie numérique pour des mesures lagrangiennes de gouttelettes dans une turbulence homogène isotrope. In *19ième congrès Français de Mécanique*, 2009.
- [92] D. Chareyron, J.-L. Marié, M. Lance, J. Gire, C. Fournier, and L. Denis. Digital holography measurements of Lagrangian trajectories and diameters of droplets in an isotropic turbulences. In *6th International Symposium on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy Conversion*, 2009.
- [93] C. Fournier. *Holographie Numérique pour la Vélométrie par Images de Particules : extraction des 3 composantes du champ de vitesse dans un volume*. PhD thesis, Université Jean Monnet, St Etienne, 2003.
- [94] L. Denis. *Traitement et analyse quantitative d'hologrammes numériques*. PhD thesis, Université Jean Monnet, Saint Etienne, 2006.
- [95] F. Soulez. *Une approche "problèmes inverses" pour la reconstruction de données multi-dimensionnelles par méthodes d'optimisation*. PhD thesis, Université Jean Monnet, Saint Etienne, 2008.

- [96] T. Kreis. *Handbook of holographic interferometry : optical and digital methods*. WILEY-VCH, 2005.
- [97] D. Gabor. A new microscope principle. *Nature*, 161 :777, 1948.
- [98] B. J. Thompson. A new method of measuring particle size by diffraction techniques. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 4 :302–307, 1965.
- [99] M. A. Kronrod, N. S. Merzlyakov, and L. Yaroslavskii. Reconstruction of a hologram with a computer. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 17 :333–334, 1972.
- [100] L. Onural and P. D. Scott. Digital decoding of in-line holograms. *Opt. Eng.*, 26 :1124 :1132, 1987.
- [101] U. Schnars and W. Jüptner. Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction. *Appl. Opt.*, 33 :179–181, 1994.
- [102] T. A. Ooms. *Digital Holographic Particle Image Velocimetry*. PhD thesis, Technische Universiteit Delft, 2008.
- [103] J. M. Coupland. Holographic particle image velocimetry : signal recovery from under-sampled CCD data. *Meas. Sci. Technol.*, 15 :711–717, 2004.
- [104] H. Meng, G. Pan, Y. Pu, and S. H. Woodward. Holographic particle image velocimetry : from film to digital recording. *Meas. Sci. Technol.*, 15 :673–685, 2004.
- [105] J. Müller, V. Kebbel, and W. Jüptner. Characterization of spatial particle distributions in a spray-forming process using digital holography. *Meas. Sci. Technol.*, 15 :706–710, 2004.
- [106] V. Palero, M. P. Arroyo, and J. Soria. Digital holography for micro-droplet diagnostics. *Exp. Fluids*, 43 :185–195, 2007.
- [107] M. P. Arroyo and K. D. Hinsch. Recent developments of PIV towards 3D measurements. *Appl. Opt.*, 112 :127–154, 2008.
- [108] V. Palero, J. Lobera, and M. P. Arroyo. Digital image plane holography (DIPH) for two-phase flow diagnostics in multiple planes. *Exp. Fluids*, 39 :397–406, 2005.
- [109] B. Gopalan, E. Malkiel, and J. Katz. Experimental investigation of turbulent diffusion of slightly buoyant droplets in locally isotropic turbulence. *Phys. Fluids*, 20 :095102, 2008.
- [110] J. Sheng, E. Malkiel, and J. Katz. Digital holographic microscope for measuring three-dimensional particle distributions and motions. *Appl. Opt.*, 45 :3893–3901, 2006.
- [111] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier optics*. McGraw-Hill, New York, 1996.
- [112] J. Gire, L. Denis, C. Fournier, E. Thiébaud, F. Soulez, and C. Ducottet. Digital holography of particles : benefits of the 'inverse problem' approach. *Meas. Sci. Technol.*, 19 :074005, 2008.
- [113] S. Murata and N. Yasuda. Potential of digital holography in particle measurement. *Optics and Laser Technology*, 32 :567–574, 2000.

- [114] M. Malek, D. Allano, S. Coetmellec, C. Ozkul, and D. Lebrun. Digital in-line holography for three-dimensional-two-components particle tracking velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 15 :699–705, 2004.
- [115] G. Pan and H. Meng. Digital holography of particle fields : reconstruction by use of complex amplitude. *Appl. Opt.*, 42 :827–833, 2003.
- [116] F. Soulez, L. Denis, C. Fournier, E. Thiébaud, and C. Goepfert. Inverse-problem approach for particle digital holography : accurate location based on local optimization. *J. Opt. Soc. Am.*, 24 :1164–1171, 2007.
- [117] F. Soulez, L. Denis, E. Thiébaud, C. Fournier, and C. Goepfert. Inverse problem approach in particle digital holography : out-of-field particle detection made possible. *J. Opt. Soc. Am.*, 24 :3708–3716, 2007.
- [118] Jérôme Gire. *Holographie numérique de micro-particules : apports de l'approche problème inverse et optimisation de l'algorithme de traitement*. PhD thesis, Université Jean Monet, St Etienne, 2009.
- [119] N. T. Ouellette, H. Xu, and E. Bodenschatz. A quantitative study of three-dimensional Lagrangian particle tracking algorithms. *Exp. Fluids*, 40 :301–313, 2006.
- [120] K. Cheung, W. B. Ng, and Y. Zhang. Three dimensional tracking of particles and their local orientations. *Flow Meas. Instr.*, 16, 2005.
- [121] S. Satake, T. Kunugi, K. Sato, H. Kanamori, and J. Taniguchi. Measurement of 3D flow in a micro-pipe via micro digital holographic particle tracking velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 17 :1647–1651, 2006.
- [122] Kunt. *Traitement numérique des signaux*. Dunod, 1998.
- [123] I. Mareuge. *Dispersion d'un scalaire passif dans un écoulement à bulles*. PhD thesis, Université Claude Bernard - Lyon I, 1998.
- [124] G. K. Batchelor. Diffusion in a field of homogeneous turbulence, Eulerian analysis. *Austr. J. Sci. Res.*, 2 :437–450, 1949.
- [125] M. I. Yudine. Physical considerations on heavy-particle diffusion. *Atmospheric diffusion and air pollution, Advances in geophysics*, 6 :185–191, 1959.
- [126] M. W. Reeks. On the dispersion of small particles suspended in an isotropic turbulent fluid. *J. Fluid Mech.*, 83 :529–546, 1977.
- [127] K. D. Squires and J. K. Eaton. Measurements of particle dispersion obtained from direct numerical simulations of isotropic turbulence. *J. Fluid Mech.*, 226 :1–35, 1991.
- [128] R. Borghi and M. Champion. *Modélisation et théorie des flammes*. Editions Technip, 2000.
- [129] A. H. Lefebvre. *Atomization and sprays*. Taylor and Francis publishers, 1989.
- [130] Van P. Carey. *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena : an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfert equipment*. Taylor and Francis group, 1992.

- 
- [131] M. J. Gouge and P. W. Fisher. A cryogenic xenon droplet generator for use in a compact laser plasma x-ray source. *Rev. Sci. Instrum.*, 68 :2158–2162, 1997.
- [132] G. A. E. Godsave. Studies of the combustion of drops in a fuel spray : the burning of single drops of fuels. In *4th Symposium on Combustion*, 1953.
- [133] D. B. Spalding. The combustion of liquid fuels. In *4th Symposium on Combustion*, 1953.
- [134] D. I. Kolaitis and M. A. Founti. A comparative study of numerical models for Eulerian-Lagrangian simulations of turbulent evaporating sprays. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 27 :424–435, 2006.
- [135] N. Mordant, E. Lévêque, and J.-F. Pinton. Experimental and numerical study of the Lagrangian dynamics of high Reynolds turbulences. *New J. Phys.*, 6 :116, 2004.
- [136] N. M. Qureshi, M. Bourgoïn, C. Baudet, A. Cartellier, and Y. Gagne. Turbulent transport of material particles : an experimental study of finite size effects. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :184502, 2007.
- [137] Y. Yeh and H. Z. Cummins. Localized fluid flow measurements with an He-Ne Laser spectrometer. *Appl. Phys. Lett.*, 4 :176–178, 1964.
- [138] T. D. Dudderar and P. G. Simpkins. Laser Speckle photography in a fluid medium. *Nature*, 270 :45–47, 1977.
- [139] F. Durst and M. Zaré. Laser Doppler measurements in two Phase flows. In *Proceedings of LDA-Symposium, Copenhagen*, 1975.
- [140] F. Onofri. *Prise en compte de la dimension finie des faisceaux d'éclairage en granulométrie optique : Anémométrie Phase Doppler - Diagnostiques des milieux diphasiques*. PhD thesis, Université de Rouen, 1995.

## AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur M. LANCE

et les rapports de

Monsieur A. CARTELLIER  
Directeur de Recherche CNRS - LEGI Domaine Universitaire - BP 53 - 38041 GRENOBLE cedex

et de

Monsieur G. LAVERGNE  
Professeur - SupAéro - Chef de l'Unité Multiphasique Hétérogène de l'ONERA - ONERA/DMAE  
2, avenue Edouard Belin - 31055 TOULOUSE cedex 4

**Mademoiselle CHAREYRON Delphine**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

**Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE (MEGA)**

Fait à Ecully, le 15 décembre 2009

P/Le Directeur de l'E.C.L.  
La Directrice des Etudes



M-A. GALLAND



---

**Résumé :** Cette thèse est centrée sur le développement d'outils expérimentaux permettant de mieux caractériser l'étude du couplage entre l'évaporation de gouttelettes et un écoulement turbulent gazeux environnant. Dans notre étude on cherche à se placer dans un régime de couplage fort entre les gouttelettes évaporantes et la turbulence. Dans ce régime peu renseigné dans la littérature, les gouttelettes se trouvent dans un régime intermédiaire entre le régime de traceur et le régime inertiel. Dans un premier temps nous présentons un dispositif expérimental capable de générer une turbulence homogène isotrope avec de fortes fluctuations de vitesse, ainsi que la réalisation de l'injection de gouttelettes initialement monodisperses. Puis, l'instrumentation Lagrangienne développée (en collaboration avec le laboratoire Hubert Curien de St Etienne) : l'holographie numérique en ligne, est ensuite testée et validée pour un fluide non évaporant. Une méthode de tracking des gouttelettes a été mise au point afin de reconstruire les trajectoires des gouttelettes dans le volume turbulent homogène isotrope. La précision obtenue sur les diamètres (2% pour des gouttes de 60  $\mu\text{m}$ ) vient complètement valider cette métrologie pour l'étude de l'évaporation. Les premiers résultats obtenus avec des gouttelettes évaporantes de fréon R114 font apparaître la visualisation, à notre connaissance inédite, des sillages évaporants. Une première reconstruction de trajectoire avec l'évolution du diamètre de la goutte au cours du temps est enfin présentée.

**Mots-clés :** Métrologie, Holographie numérique, ILIDS, Turbulence, Evaporation, Lagrangien, Diphasique

---

**Digital Holography measurements of Lagrangian trajectories and diameters of evaporating droplets in homogeneous and isotropic turbulence**

**Abstract :** This experimental thesis is based on the development of experimental tools in order to better understand the coupling between evaporation process and turbulent flow. Our studies focus on evaporating droplets with strong interaction with turbulent flow, i.e. droplets between fluid particles behaviour and inertial behaviour. This peculiar situation is hardly studied regarding to scientific literature. We first present experimental set up generating homogeneous isotropic turbulence with high Reynolds number and strong fluctuations. Then we present injection process of initially monodisperse droplets in the turbulent flow. Lagrangian instrumentation consists of the use of digital in-line holography (in collaboration with Laboratoire Hubert Curien à St Etienne). This metrology is definitely validated regarding to the accuracy on the droplet diameter measurements. Tracking algorithm is then proposed in order to reconstruct Lagrangian droplet trajectories. First results obtained with evaporating droplets are finally presented like evaporating trails, and time evolution of the diameter of a freon droplet.

**Key words :** Metrology, Digital holography, ILIDS, Turbulence, Evaporation, Lagrangian, Multiphase flow

---

Laboratoire de Mécanique des Fluides et Acoustique - UMR 5509  
Ecole Centrale de Lyon, 36 av Guy de Collongue, 69134 Ecully cedex