

DÉVELOPPEMENT D'UN SYSTÈME D'ANÉMOMÉTRIE
PHASE DOPPLER POUR LA CARACTÉRISATION DE
SPRAYS

par

Pierre-Alexis SUEL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
COMME EXIGENCE PARTIELLE À L'OBTENTION DE LA MAÎTRISE
AVEC MÉMOIRE EN GÉNIE MÉCANIQUE
M. Sc. A.

MONTREAL, LE 27 NOVEMBRE 2019

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC



Pierre-Alexis Suel, 2019



Cette licence [Creative Commons](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/) signifie qu'il est permis de diffuser, d'imprimer ou de sauvegarder sur un autre support une partie ou la totalité de cette œuvre à condition de mentionner l'auteur, que ces utilisations soient faites à des fins non commerciales et que le contenu de l'œuvre n'ait pas été modifié.

PRÉSENTATION DU JURY

CE MÉMOIRE A ÉTÉ ÉVALUÉ

PAR UN JURY COMPOSÉ DE :

M. Patrice Seers, directeur de mémoire
Département de Génie Mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Romain Lemaire, codirecteur de mémoire
Département de Génie Mécanique à l'École de technologie supérieure

M. Christian Belleau, codirecteur de mémoire
Département de Génie Mécanique à l'École de technologie supérieure

Éric David, président du jury
Département de Génie Électrique à l'École de technologie supérieure

Stéphane Halle, membre du jury
Département de Génie Mécanique à l'École de technologie supérieure

IL A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY

LE 5 NOVEMBRE 2019

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

REMERCIEMENTS

J'aimerais en premier lieu remercier les codirecteurs de mémoire, Patrice Seers, Romain Lemaire et Christian Belleau pour l'aide qu'ils m'ont apportée ainsi que pour leur écoute et leurs conseils tout au long de mon travail.

Dans un deuxième temps, j'aimerais remercier tous mes collègues de laboratoire. Merci pour tous ce que vous m'avez apporté dans les bons moments et les moins bons.

Je voudrais terminer en remerciant ma famille pour leur soutien et la confiance qu'ils m'ont donnée tout au long de mon cursus. Ils m'ont donné le courage de mener ce projet au bout et de ne pas baisser les bras.

Développement d'un système d'anémométrie phase doppler pour la caractérisation de sprays

Pierre-Alexis SUEL

RÉSUMÉ

Le but de cette recherche est de développer un système de mesure permettant de déterminer le diamètre ainsi que la vitesse de gouttelettes de carburants dans des sprays par anémométrie laser. La connaissance de ces deux paramètres est en effet essentielle afin de caractériser les propriétés des sprays générés au sein des systèmes de combustion, et ce en vue d'améliorer l'efficacité des processus de mélange et d'oxydation des hydrocarbures, mais également afin de pouvoir observer et étudier les différences induites par l'utilisation d'un biocarburant en lieu et place d'un carburant pétrolier standard. Pour ce faire, l'anémométrie laser a été utilisée pour effectuer des mesures locales dans des sprays. Cette technique consiste à illuminer la zone d'étude à l'aide de deux faisceaux laser convergents, à collecter la lumière diffusée via l'emploi de photodiodes reliées à une carte d'acquisition pour finalement traiter le signal obtenu via un programme développé sous Matlab[®]. Une revue de littérature effectuée dans le cadre de ce travail a dans un premier temps permis de résumer les éléments théoriques gouvernant l'anémométrie laser. Cette étude bibliographique a en outre permis d'identifier et de comparer les différents systèmes d'anémométrie existants afin d'avoir une vision étendue des possibilités apportées par cette technique. Sur la base de cette analyse, une configuration standard phase Doppler à 3 détecteurs (PDA) a été retenue du fait de la préexistence d'un vélocimètre laser Doppler (LDV) au sein du laboratoire de Thermo-Fluide pour le Transport (TFT) de l'École de Technologie Supérieure (ÉTS) bien que ce dernier ne permettait pas de mesurer la taille des gouttes. Un code Matlab[®] a ensuite été développé pour extraire les informations pertinentes (vitesse et diamètre des gouttelettes) des signaux détectés par les photodiodes. Le principe de fonctionnement du système développé a été validé grâce à des mesures effectuées dans un spray généré à l'aide d'un nébuliseur servant à injecter de l'eau distillée. Les résultats obtenus ont en outre été comparés avec ceux issus de l'emploi d'une méthode d'ombroscopie. Des difficultés ont toutefois été mises en évidence notamment par rapport à la fréquence d'échantillonnage limitée de la carte d'acquisition utilisée ce qui ouvre ainsi la voie à des travaux complémentaires d'amélioration du dispositif mis au point dans le cadre de cette recherche.

Mots-clés : Anémomètre Phase Doppler (APD), vélocimétrie, sprays, traitement de signal

Development of a phase doppler anemometry system for the characterization of sprays

Pierre-Alexis SUEL

ABSTRACT

The purpose of this research is to develop a measurement system allowing the characterization of the diameter and the velocity of fuel droplets in sprays by laser anemometry. Knowing both these two parameters is indeed essential so as to characterize the properties of sprays generated in combustion systems with the view to improve the efficiency of air-fuel mixing and oxidation processes, but also to observe and study the differences induced by the use of a biofuel instead of a standard fossil fuel. To do so, laser anemometry has been used in order to perform local measurements in sprays. This technique consists in illuminating a specific region of the studied spray by means of two converging laser beams while collecting the scattered light using photodiodes connected to an acquisition card, the obtained signals being finally processed via a program developed with the Matlab[®] software. A literature review conducted as part of this work first summarized the theoretical elements governing the laser anemometry approach. This theoretical analysis also allowed identifying and comparing the different existing anemometry systems in order to have a broad vision of the possibilities provided by this technique. On the basis of this study, a standard Phase Doppler Anemometry (PDA) configuration with 3-detectors has been chosen due to the presence of a laser Doppler velocimeter (LDV) that, however, does not allow droplet size to be measured at the Thermo-Fluid for Transport (TFT) laboratory of École de Technologie Supérieure (ÉTS). A Matlab[®] code has then been developed to extract the relevant information (velocity and droplet diameter) from the signals detected by the photodiodes. The operating principle of the system developed has been validated through measurements made in a spray generated using a nebulizer used to inject distilled water. The results obtained have also been compared with those issued from the use of an ombroscopy technique. Difficulties have still been highlighted during this work (particularly regarding the limited sampling frequency of the acquisition card used) thus opening avenues for further works aiming at improving the system developed during this research.

Key-words: Phase Doppler Anemometry (PDA), velocimetry, sprays, signal processing

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	3
1.1 Principe d'interférométrie	3
1.2 L'effet Doppler	6
1.2.1 Premier cas de figure : émetteur immobile/récepteur mobile	7
1.2.2 Second cas de figure : émetteur mobile/récepteur immobile	8
1.3 Relation entre la vitesse de la particule et l'effet Doppler	8
1.4 Théorie de l'optique utilisée dans le cadre de l'interférométrie laser	11
1.5 Présentation des différentes configurations possibles pour l'interférométrie phase Doppler	13
1.5.1 Choix de la configuration optique	15
1.5.2 Système phase Doppler standard à 3 détecteurs	17
1.5.3 La technique « <i>dual-burst</i> »	24
1.5.4 Mesure de l'indice de réfraction	26
1.5.5 Mesure du coefficient d'absorption : $Im(m)$	27
1.6 Technique phase Doppler de référence	28
1.7 Considérations à prendre en compte pour les systèmes phase Doppler	29
1.7.1 Effet gaussien ou ambiguïté de trajectoire	29
1.8 Considérations à prendre en compte pour la conception d'un système phase Doppler	31
1.8.1 Alignement et ajustement du système	32
1.9 Conclusion	33
CHAPITRE 2 MONTAGES EXPÉRIMENTAUX	35
2.1 Environnement de travail	35
2.2 Montage expérimental préliminaire	36
2.3 Montage expérimental avec dispositif de génération de sprays	38
2.4 Montage expérimental avec dispositif d'ombroscopie	39
CHAPITRE 3 MISE AU POINT DE LA CHAÎNE DE MESURE	43
3.1 Modification du système LDV en dispositif PDA	43
3.1.1 Système LDV initial	43
3.1.2 Système modifié	45
3.1.3 Erreurs commises	49
3.2 Circuit électrique	51
3.2.1 Photodiode SM05PD2B	52
3.2.2 Circuit initial	53
3.2.3 Conception du circuit de transimpédance	54
3.2.4 Prototype	56
3.2.5 Circuit final	57

3.3	Conclusion	59
CHAPITRE 4 TRAITEMENT DU SIGNAL		61
4.1	Objectif	61
4.2	Filtrage	61
4.3	Détection des <i>bursts</i>	65
4.3.1	Détection par seuil	65
4.3.2	Détection par SNR	67
4.3.3	Détection par amplitude du signal filtré.....	70
4.4	Extraction des informations contenues dans les <i>bursts</i> sélectionnés	71
4.4.1	Extraction de la fréquence Doppler	71
4.4.2	Extraction du déphasage entre les signaux	71
4.4.2.1	Densité spectrale croisée.....	72
4.4.2.2	Corrélation croisée.....	72
4.4.3	Procédures de validation des données extraites	73
4.5	Résultats des simulations afin de valider le programme codé	73
4.5.1	Simulation sans bruit.....	75
4.5.2	Simulation avec bruit	76
4.6	Conclusion	78
CHAPITRE 5 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX		79
5.1	Positionnement de la zone de mesure	79
5.2	Diamètre de Sauter.....	79
5.3	Résultats obtenus avec le montage expérimental équipé d'un dispositif de génération de sprays et une acquisition par ordinateur	80
5.4	Résultats obtenus avec le montage expérimental équipé d'un dispositif d'ombroscopie.....	82
5.5	Résultats obtenus avec le montage expérimental équipé d'un dispositif de génération de sprays et une acquisition par oscilloscope.....	84
5.6	Discussion sur les résultats	85
5.7	Conclusion	87
CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS.....		89
ANNEXE I ORDRE DE DIFFUSION EN FONCTION DE L'ANGLE DE DIFFUSION ET DE L'INDICE DE RÉFRACTION.....		91
ANNEXE II FICHE TECHNIQUE DU LASER.....		93
ANNEXE III SHÉMA DU CIRCUIT IMPRIMÉ		95
ANNEXE IV IMAGES ILLUSTRANT DES PERTURBATIONS AU NIVEAU DE L'ÉCOULEMENT (À LIRE DE GAUCHE À DROITE ET DE BAS EN HAUT).....		97
BIBLIOGRAPHIE.....		99

LISTE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 1.1	Récapitulatif des positions possibles pour les détecteurs dans les systèmes d'interférométrie phase Doppler Adaptée de Albrecht et al. (2003, p. 416).....16
Tableau 1.2	Choix de l'instrumentation Tiré de Albrecht et al. (2003, p. 639).....32
Tableau 3.1	Récapitulatif des caractéristiques du dispositif de transmission.....44
Tableau 3.2	Erreurs relatives commises sur l'interfrange et les coefficients de conversion phase/diamètre.....51
Tableau 3.3	Caractéristiques utiles de l'amplificateur opérationnel OPA35658
Tableau 3.4	Composants et caractéristiques du circuit imprimé58
Tableau 4.1	Exemple de paramètres de signal simulé à l'aide de Matlab®74
Tableau 4.2	Différences entre les deux méthodes de calcul du déphasage76
Tableau 4.3	Valeurs moyennes et écart-types des variables calculées76
Tableau 4.4	Valeurs moyennes et écart-types77
Tableau 5.1	Diamètres de Sauter et vitesses moyennes mesurés en fonction de la pression d'injection.....81
Tableau 5.2	Réglages de la caméra.....82
Tableau 5.3	Diamètres de Sauter obtenus par ombroscopie en fonction de la pression d'injection.....82
Tableau 5.4	Diamètres de Sauter et vitesses moyennes mesurés en fonction de la pression d'injection lors de l'emploi d'un oscilloscope.....84

LISTE DES FIGURES

		Page
Figure 1.1	Schéma de principe de l'interférométrie laser Doppler.....	3
Figure 1.2	Schéma d'un réseau de frange (à gauche), et de l'amplitude gaussienne associée (à droite) - Tirée de Pfister, Andreas & Czarske (2011, p. 2).....	4
Figure 1.3	Schéma du volume de mesure d'un anémomètre laser Doppler - Tirée de Jensen (2004, p.9).....	5
Figure 1.4	À gauche, le signal reçu par la photodiode, à droite la partie exploitable appelée « <i>burst</i> »	6
Figure 1.5	Géométrie propre à l'effet Doppler appliqué à l'interférométrie laser Adaptée de Albrecht, Borys, Damaschke & Tropea (2003, p. 13).....	9
Figure 1.6	Schéma d'une particule traversant le volume de mesure à une vitesse v_p Tirée de Albrecht et al. (2003, p. 15)	10
Figure 1.7	Diagramme des trajets d'un rayon lumineux dans une particule sphérique Tirée de Black, McQuay, Bonin (1996, p. 283).....	12
Figure 1.8	Arrangement optique d'un système phase Doppler standard Tirée de Albrecht, Borys, Damaschke, Tropea (2003, p. 418)	13
Figure 1.9	Arrangement optique d'un système phase Doppler standard à 3 détecteurs Tirée de Albrecht (2003, p. 418)	17
Figure 1.10	Position des 3 détecteurs (à gauche), et différences de phase 1-2 et 1-3 en fonction du diamètre des particules Tirée de Albrecht et al. (2003, p. 419).....	19
Figure 1.11	Tolérancement d'un système phase Doppler standard à 3 détecteurs Tirée de Albrecht (2003, p. 420).....	20
Figure 1.12	Paramètres d'ouverture pour la détermination des tailles maximales liés aux données optiques Tirée de Albrecht (2003, p. 421).....	22
Figure 1.13	Influence de l'indice de réfraction relatif sur le facteur de conversion Tirée de Albrecht (2003, p. 422).....	23
Figure 1.14	Influence de l'angle hors-axe sur le facteur de conversion Tirée de Albrecht (2003, p.422).....	23

Figure 1.15	Distribution de l'intensité du signal de la réfraction de 1 ^{er} ordre (ordre dominant) et de la réflexion (ordre le moins dominant) a. Angle hors-axe égal à 30° et b. Angle hors-axe égal à 90° Tirée de Albrecht (2003, p. 437).....	25
Figure 1.16	Illustration de l'effet gaussien Tirée de Albrecht et al. (2003, p. 454).....	29
Figure 1.17	Technique pour détecter l'effet gaussien a. Le rapport des coefficients de conversion est de 3 et b. Le rapport des coefficients de conversion est de 2.5 Adaptée de Albrecht et al. (2003, p. 456).....	30
Figure 2.1	Barrière de protection contre les rayonnements laser <i>source</i> : https://www.kenteklaserstore.com/free-standing-laser-barriers.aspx	35
Figure 2.2	Table optique RS 2000 de chez Newport <i>source</i> : www.newport.com	35
Figure 2.3	Photographie du montage expérimental préliminaire utilisé	36
Figure 2.4	Représentation schématique du processus de détermination de la vitesse de l'écoulement ensemencé	36
Figure 2.5	Disposition du capteur	37
Figure 2.6	Nébuliseur PerkinElmer <i>source</i> : http://www.perkinelmer.com/fr/product/stainless-steel-nebulizer-03030352	38
Figure 2.7	Représentation schématique du montage expérimental avec dispositif de génération de sprays.....	39
Figure 2.8	Caméra Nikon avec son objectif de 50 mm (à gauche) et microscope Navitar Zoom 6000 (à droite)	40
Figure 2.9	Schéma du montage avec dispositif d'ombroscopie.....	40
Figure 3.1	Configuration du système diviseur de faisceaux	44
Figure 3.2	Schéma de la première version du système PDA	46
Figure 3.3	Photographie du système de transmission modifié.....	47
Figure 3.4	Système de capteur définitif.....	47
Figure 3.5	Diagramme déphasage/diamètre du système PDA pour un angle hors-axe de 30°	48

Figure 3.6	Représentation schématique de la photodiode Thorlabs SM05PD2B <i>Source : Thorlabs</i>	52
Figure 3.7	Responsivité de la photodiode en fonction de la longueur d'onde incidente.....	53
Figure 3.8	Circuit électrique conseillé par Thorlabs <i>Source : Thorlabs</i>	53
Figure 3.9	Amplificateur transimpédance avec une photodiode <i>Image source : https://www.digikey.com</i>	55
Figure 3.10	Exemple de signal amplifié et illustration des problèmes pouvant apparaître lors de l'utilisation du prototype de circuit avec transimpédance	56
Figure 3.11	Photographie du circuit imprimé	57
Figure 4.1	a Signal Doppler b Représentation fréquentielle du signal Doppler c <i>Burst</i> Tirée de Eder, Durst, Jordan (2001, p. 122)	62
Figure 4.2	Filtre bande-passante	63
Figure 4.3	Problème d'ordre trop grand dans le filtrage.....	63
Figure 4.4	Représentation de différents ordres de filtrage pour une même bande-passante	64
Figure 4.5	Détection par seuil	66
Figure 4.6	Détection par bascule de Schmitt.....	67
Figure 4.7	Différences entre un SNR à périodogramme et SNR à 2 portions	69
Figure 4.8	Différences entre les SNR à 2 portions pour différentes quantités de points.....	69
Figure 4.9	<i>Burst</i> et son enveloppe calculée par sa transformée d'Hilbert.....	70
Figure 4.10	Résultats vitesse/diamètre de la simulation sans bruit.....	75
Figure 4.11	Résultats vitesse/diamètre de la simulation effectuée avec un SNR de -4 dB.....	77
Figure 4.12	Portion du signal simulé à -4dB.....	78
Figure 5.1	Signal acquis à 20 psi.....	80

Figure 5.2	Profil vitesse/diamètre à 20 psi par PDA avec une acquisition par ordinateur	81
Figure 5.3	Image post-traitée par le code Matlab® d'un spray généré avec une pression de 50 psi et présentant des gouttelettes mal interprétées	83
Figure 5.4	Répartition des diamètres mesurés par ombroscopie pour des pressions de 20 et 50 psi	83
Figure 5.5	Calibre et seuil de détection de l'oscilloscope	84
Figure 5.6	Profil vitesse/diamètre à 20 psi par PDA avec acquisition par oscilloscope.....	85
Figure 5.7	Présence d'harmoniques dans la FFT d'un <i>burst</i> avec une fréquence d'acquisition de 5MHz	87

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

ÉTS	École de technologie supérieure
FFT	Transformée de Fourier rapide
GBP	Gain Bandwidth Product
LDV	Vélocimètre laser Doppler
LSR	Séparateur de faisceaux
PDA	Anémomètre phase Doppler
RSB	Rapport signal sur bruit
TFT	Thermo-Fluide pour le Transport

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

Unités de mesure

dB	décibel
Hz	hertz
m	mètre
mm	millimètre
MPa	mégapascal
m/s	mètre par seconde
nm	nanomètre
psi	livre-force par pouce carré
s	seconde
V	volt
W	watt
Ω	ohm
μm	micromètre
$^{\circ}$	degré

Symboles

$A_{12}(\tau)$	Corrélation croisée de l'amplitude des signaux
A_r	Amplitude du signal (V)
$A_r(t)$	La fonction d'amplitude gaussienne du signal
c	Célérité de la lumière (m/s)
C_{AO}	Capacité de l'amplificateur opérationnel (pF)
C_f	Capacité du circuit de transimpédance (pF)
C_{FAI}	Capacité du circuit imprimé (pF)
C_{FiltreA}	Capacité du filtre passe-bas (pF)
C_{I12}	Coefficient imaginaire de la corrélation croisée
C_j	Capacité de jonction de la photodiode (pF)
C_{R12}	Coefficient réel de la corrélation croisée
d_e	Longueur de déplacement de l'émetteur pendant une période $1/f_e$ (m)
dist	Distance entre la photodiode et l'axe de la lentille commune (m)
d_{laser}	Diamètre du laser (m)
d_{lum}	Distance parcourue par l'onde pendant une période $1/f_e$ (m)
d_p	Diamètre de la gouttelette (m)
$d_{p,\text{max}}^{(N)}$	Diamètre maximal mesurable pour le mode de diffusion N (m)
D_r	Distance du centre de l'ouverture du masque pour un récepteur (m)
d_r	Distance à laquelle l'émetteur reçoit l'onde (m)
d_{w0}	Diamètre du laser en sortie de boîtier (mm)
d_{w1}	Diamètre du laser aux croisement des faisceaux (mm)
D_{32}	Diamètre de Sauter (μm)
\vec{e}_1	Vecteur de direction du faisceaux 1

\vec{e}_2	Vecteur de direction du faisceaux 2
\vec{e}_b	Vecteur de direction de l'onde émise par la particule
\vec{e}_{pr}	Vecteur de direction de l'onde émise par le laser
\vec{e}_x	Vecteur de direction du repère géométrique
env	Enveloppe du burst
f_1	Fréquence de l'onde reçue par le récepteur venant du faisceaux 1 (s^{-1})
f_2	Fréquence de l'onde reçue par le récepteur venant du faisceaux 2 (s^{-1})
f_{bw}	Bande-passante de la photodiode (MHz)
f_D	Fréquence Doppler (s^{-1})
f_e	Fréquence émis par l'émetteur (s^{-1})
f_l	Fréquence de l'onde émise par le laser (s^{-1})
f_p	Fréquence de l'onde émise par la gouttelette (s^{-1})
f_r	Fréquence perçue par le récepteur (s^{-1})
$f_{récep}$	Distance focale de la lentille de réception (m)
f_{trans}	Distance focale de la lentille de transmission (mm)
$f()$	Fonction de distribution normalisée
GBP	Bande-passante de l'amplificateur opérationnel (MHz)
\underline{G}_{12}	Valeur absolue de la densité spectrale croisée des signaux 1 et 2
\underline{G}_{XY}	Densité spectrale croisée
i	L'interfrange du volume de mesure (mm)
l_{aimant}	Distance entre l'aimant et le volume de mesure (m)
m	Indice de réfraction
$n(t)$	Bruit (V)
$n_{2\pi}$	Nombre de sauts de 2π
N_{aimant}	Vitesse de rotation de l'aimant (tours/s)
N_{fr}	Nombre de frange
R_A	Résistance permettant de régler l'offset (Ω)
R_f	Résistance du circuit de transimpédance (Ω)
R_{FA}	Résistance du circuit imprimé (Ω)
$R_{FilterA}$	Résistance du filtre passe-bas (Ω)
R_{IN}	Résistance du circuit imprimé (Ω)
R_{LOAD}	Résistance de charge (Ω)
R_λ	Responsivité de la photodiode (A/W)
$sf_r(t)$	Signal filtré (V)
SNR_{dB}	Calcul du rapport signal sur bruit en décibel
$s_r(t)$	Expression mathématique du signal reçue par une photodiode et diffusé par une goutte
s_{th}	Forme du signal théorique
t	Temps (s)
t_b	Épaisseur du burst (s)
$t_{m,r}$	Instant du maximum du signal (s)
v_p	Vitesse de déplacement de la gouttelette (m/s)
v_{pa}	Vitesse de la particule selon l'axe x (m/s)
\underline{X}_k	Transformée de Fourier
\underline{Y}_k	Transformée de Fourier

$\beta_{\Phi}^{(N)}$	Facteur de conversion phase/diamètre du mode de diffusion N (°/m)
γ	Piédestal du signal
γ_D	Facteur de dilatation temporel
$\Delta t_{12}^{(N)}$	Décalage temporel entre les signaux 1 et 2 du mode de diffusion N (s)
$\Delta \Phi_{12}^{(N)}$	Déphasage entre les signaux 1 et 2 du mode de diffusion N (°)
$\Delta \Phi_{13}^{(N)}$	Déphasage entre les signaux 1 et 3 du mode de diffusion N (°)
Δb	Écart faisceaux (mm)
δ_x	Diamètre selon l'axe x du volume de mesure (mm)
δ_y	Diamètre selon l'axe y du volume de mesure (mm)
δ_z	Diamètre selon l'axe z du volume de mesure (mm)
$\Delta e \Phi_{12}^{(N)}$	Erreur relative absolue sur le déphasage entre les signaux 1 et 2 pour le mode de diffusion N
$\Delta e \Phi_{13}^{(N)}$	Erreur relative absolue sur le déphasage entre les signaux 1 et 3 pour le mode de diffusion N
$\Delta e i$	Erreur absolue relative de l'interfrange
θ	Angle des faisceaux (°)
ϑ_{1r}	Angle de collecte du récepteur 1 (°)
ϑ_{2r}	Angle de collecte du récepteur 21 (°)
ϑ_{\max}	Angle de diffusion maximal (°)
ϑ_{\min}	Angle de diffusion minimal (°)
ϑ_s	Angle de diffusion (°)
λ	Longueur d'onde du laser (nm)
ξ_{12}	Phase de la densité spectrale croisée des signaux 1 et 2
σ_n	Variance du bruit.
σ_s	Variance du signal
ϕ_r	Angle hors-axe du récepteur (°)
Φ_r	Phase du signal (°)
ψ_r	Angle d'élévation

INTRODUCTION

De nos jours, la maîtrise des émissions de polluants et de gaz à effet de serre à l'échappement des moteurs est devenue un enjeu essentiel tant d'un point de vue environnemental que sanitaire. Afin de pouvoir contrôler de tels rejets, il importe de connaître les propriétés physico-chimiques des carburants influençant les processus de génération des polluants. Dans ce contexte, les recherches menées au sein du laboratoire de Thermo-Fluide pour le Transport (TFT) qui m'a accueilli dans le cadre de ce travail portent, entre autres, sur l'étude de la combustion des carburants pétroliers et des carburants alternatifs dérivés de la biomasse. Il est notamment question de mieux appréhender les mécanismes physico-chimiques impliqués dans les processus d'atomisation, de mélange et d'oxydation des combustibles avec pour objet d'identifier l'impact de l'adjonction des biocarburants sur de tels processus. Il est donc important de disposer d'outils de mesure permettant de caractériser les propriétés des sprays de carburants (incluant la vitesse et la taille des gouttes) pour ainsi analyser l'influence des caractéristiques physico-chimiques des hydrocarbures sur leur aptitude à se disperser et à se mélanger efficacement avec le comburant pour limiter la production de polluants.

L'objectif global de cette maîtrise est donc de concevoir un outil de mesure permettant d'estimer la vitesse et la taille des gouttes dans des sprays de carburant en se basant sur la méthode d'interférométrie phase Doppler qui se trouve être une méthode analytique non-intrusive et locale. Cette approche repose d'un point de vue pratique sur l'illumination de la zone du spray à caractériser via une source laser. La lumière diffusée par les gouttelettes est ensuite captée à l'aide de photodiodes dont les signaux peuvent ensuite être traités pour remonter aux informations d'intérêt.

Le premier chapitre de ce mémoire aura ainsi pour objet de présenter la théorie sur laquelle se base l'interférométrie phase Doppler. Des notions de granulométrie essentielles dans le cadre cette étude seront de plus également abordées.

Le deuxième chapitre sera consacré pour sa part à la présentation du montage expérimental mis au point ainsi qu'à la description des modifications opérées vis-à-vis de ce montage de base afin de l'adapter au dimensionnement des gouttes.

Le troisième chapitre se concentrera sur le conditionnement du signal électrique issu des capteurs. L'amplification du signal via un circuit électrique particulier est en effet nécessaire pour garantir une bonne qualité de ce dernier en vue de son traitement informatique. C'est pourquoi une section de ce mémoire sera consacrée à cette problématique.

Le quatrième chapitre détaillera, quant à lui, l'algorithme de traitement de signal programmé. Seront notamment abordées dans cette partie les étapes de filtrage, de détection et d'extraction de l'information. L'algorithme sera ensuite validé à l'aide de simulations.

Le cinquième chapitre portera sur la présentation des résultats obtenus lors des expériences menées en ayant recours à un nébuliseur alimenté par de l'eau distillée. Une confrontation de ces résultats avec ceux issus d'une autre méthode de mesure, l'ombroscopie, sera enfin proposée.

Finalement, une conclusion synthétisera les travaux réalisés dans le cadre de ce travail de recherche et permettra de formuler des suggestions d'amélioration du système développé pour étendre son domaine de validité.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

Ce chapitre consiste en une revue de la littérature. Il développe dans un premier temps la théorie sur laquelle se base l'interférométrie phase Doppler. Il présente ensuite les configurations analytiques possibles dépendamment de ce que l'utilisateur souhaite. Les deux grands principes qui sous-tendent l'interférométrie laser Doppler à savoir l'effet Doppler et l'interférométrie seront toutefois abordés de manière détaillée préalablement.

1.1 Principe d'interférométrie

L'interférométrie va être utilisée pour matérialiser l'effet Doppler lié à une goutte en la faisant passer dans un réseau de frange sombre et clair qui créera un signal lumineux pseudo-périodique permettant d'exploiter le décalage fréquentiel lié à l'effet Doppler. L'interférométrie fait appel à une source laser qui est scindée en deux faisceaux cohérents via un séparateur de faisceaux (LSR) et un jeu de miroirs (*cf.* Figure 1.1).

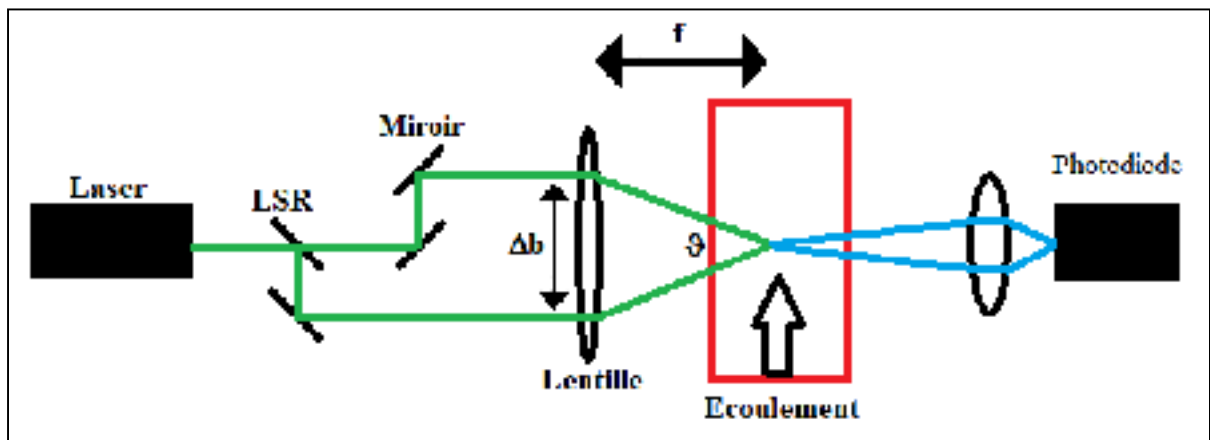


Figure 1.1 Schéma de principe de l'interférométrie laser Doppler

Ces deux faisceaux convergent ensuite en un point de l'espace grâce à l'emploi d'une lentille convergente. En ce point que l'on appelle volume de mesure, on observe un phénomène d'interférence associé au fait que les deux faisceaux qui se croisent proviennent de la même

source lumineuse (le laser). Ce réseau d'interférences a une intensité maximale au centre de cette zone du fait de la distribution spatiale d'irradiance de type gaussienne du laser (cf. Figure 1.2).

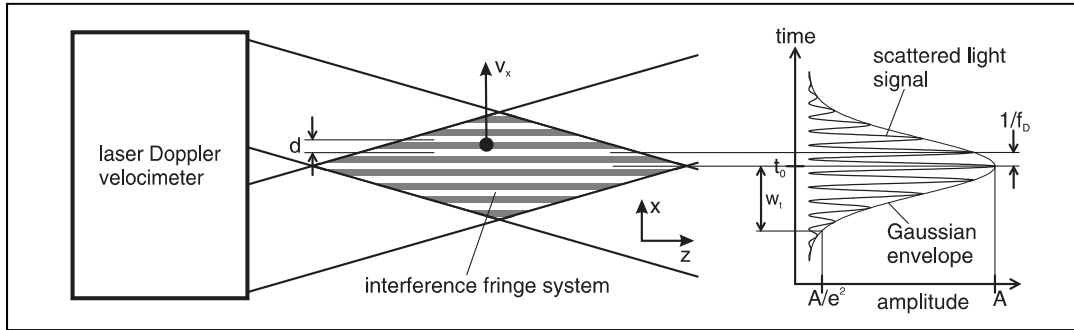


Figure 1.2 Schéma d'un réseau de frange (à gauche), et de l'amplitude gaussienne associée (à droite) - Tirée de Pfister, Andreas & Czarske (2011, p. 2)

La taille du volume de mesure est caractérisée par l'écartement des faisceaux Δb avant la lentille convergente, la distance focale f_{trans} de la lentille déterminant l'angle θ des deux faisceaux laser, la longueur d'onde du laser λ ainsi que le diamètre du faisceau en sortie de boîtier d_{w0} . Au plan focal, le laser a un diamètre de :

$$d_{w1} = \frac{4 \cdot f_{trans} \cdot \lambda}{\pi \cdot d_{w0}} \quad (1.1)$$

Dont les dimensions du volume de mesure (illustrées sur la Figure 1.3 suivante) sont telles que

:

$$\delta_x = \frac{d_{w1}}{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (1.2)$$

$$\delta_y = d_{w1} \quad (1.3)$$

$$\delta_z = \frac{d_{w1}}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (1.4)$$

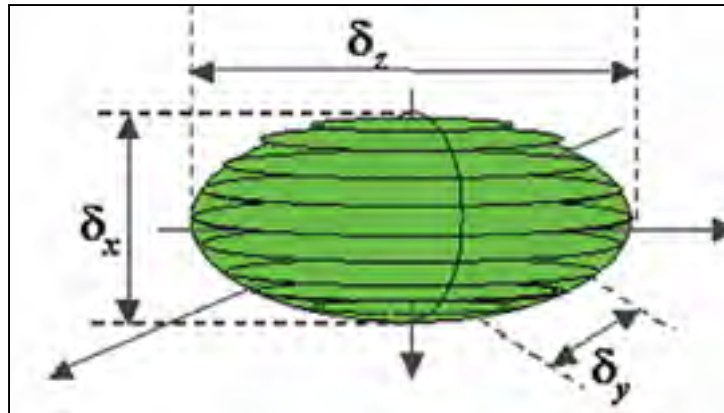


Figure 1.3 Schéma du volume de mesure d'un anémomètre laser Doppler - Tirée de Jensen (2004, p.9)

Les franges d'interférences sont espacées d'une distance i :

$$i = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (1.5)$$

Elles sont au nombre de :

$$N_{fr} = \frac{\delta_x}{i} \quad (1.6)$$

Un écoulement fluide ensemençé de particules (ou gouttelettes dans le cas particulier qui nous intéresse) est ensuite envoyé dans ce volume de mesure. Ces particules diffusent alors la lumière qu'elles reçoivent. C'est ce phénomène de diffusion qui est capté par le photodétecteur. Typiquement, le photodétecteur est pointé sur la zone de mesure (généralement à l'aide d'une lentille convergente ou d'une fibre optique). Il fournit une tension, ou un courant que l'on convertit en tension, que l'on peut observer sur un oscilloscope ou acquérir sur un ordinateur. Le signal est obtenu quand une particule passe dans le volume de mesure. En effet, quand une particule traverse une frange brillante, elle renvoie plus de lumière que quand elle traverse une frange sombre, d'où l'importance d'avoir des franges bien contrastées. Ce scintillement provoque l'apparition d'un pic de tension. Ce pic de tension est d'autant plus élevé que

l'intensité de la lumière est grande. Il en résulte donc que les pics les plus intenses sont concentrés au centre de ce que l'on appelle un « *burst* » du fait de la distribution d'irradiance gaussienne du laser. Le signal ainsi obtenu, représenté mathématiquement par l'équation (1.7) où $A_r(t)$ est la fonction d'amplitude gaussienne du signal, est filtré par un filtre passe-haut ce qui permet d'obtenir le « *burst* » illustré sur la Figure 1.4.

$$s_{th}(t) = A_r(t) \cdot (1 + \gamma \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot f_D \cdot t + \Phi_r)) \quad (1.7)$$

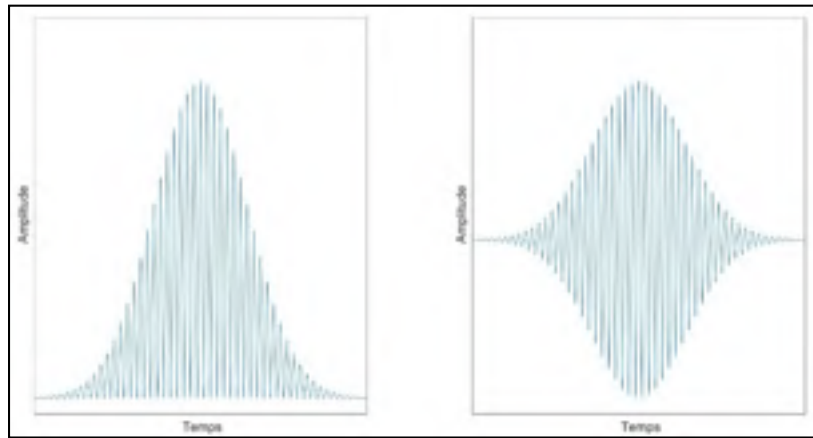


Figure 1.4 À gauche, le signal reçu par la photodiode, à droite la partie exploitable appelée « *burst* »

Afin de pouvoir comprendre le principe de l'interférométrie phase Doppler, la suite de ce chapitre va désormais se consacrer à la description de l'effet Doppler.

1.2 L'effet Doppler

L'effet Doppler correspond au décalage fréquentiel d'une onde entre son émission et sa réception lorsque l'un des deux éléments (émetteur ou récepteur) est en mouvement. Ce phénomène peut être abordé de deux manières distinctes : soit l'émetteur est immobile et le récepteur est mobile, soit à l'inverse, l'émetteur est mobile et le récepteur est immobile. L'interférométrie laser Doppler repose pour sa part sur la prise en compte des deux cas de figure de l'effet Doppler, c'est-à-dire émetteur immobile/récepteur mobile puis émetteur mobile/récepteur immobile ce qui correspond, respectivement, à la lumière émise par un laser

immobile et reçue par une goutte mobile puis à la lumière diffusée par la goutte mobile et reçue par un capteur immobile. On supposera dans les deux cas que l'émetteur se déplace à une vitesse v_p et que l'émetteur émet une onde de fréquence f_e à la vitesse de la lumière c . De plus, comme l'onde considérée est une onde électromagnétique, nous sommes donc dans le cadre de la relativité restreinte.

1.2.1 Premier cas de figure : émetteur immobile/récepteur mobile

Dans le cas où l'émetteur, qui correspond à une source laser, s'approche du récepteur, ce dernier va émettre un train d'onde à la fréquence f_l et à la vitesse c pendant une période $\frac{1}{f_l}$ parcourant ainsi une distance d_{lum} définie par :

$$d_{lum} = \frac{c}{f_l} \quad (1.8)$$

Pendant ce temps $\frac{1}{f_l}$, l'émetteur se sera en outre déplacé d'une longueur d_e :

$$d_e = \frac{v_p}{f_l} \quad (1.9)$$

Comme l'émetteur se rapproche du récepteur, les fronts d'onde mettront moins de temps à atteindre ce dernier. Le récepteur recevra donc l'onde à une distance :

$$d_r = d_{lum} - d_e = \frac{c - v_p}{f_l} \quad (1.10)$$

À cela il faut rajouter dans le cadre de la relativité restreinte, le facteur de dilatation du temps γ_D :

$$\gamma_D = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v_p}{c}\right)^2}} \quad (1.11)$$

La fréquence perçue par le récepteur est alors :

$$f_r = \frac{c}{d_r} \cdot \frac{1}{\gamma_D} = \frac{f_l}{1 - \frac{v_p}{c}} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{v_p}{c}\right)^2} = f_l \cdot \sqrt{\frac{1 - \frac{v_p}{c}}{1 + \frac{v_p}{c}}} \quad (1.12)$$

La fréquence ainsi obtenue est dans ce cas différente de celle de départ.

1.2.2 Second cas de figure : émetteur mobile/récepteur immobile

Dans ce cas, l'émetteur se déplace à une vitesse de v_p et émet une onde de fréquence f_e à la vitesse c . Si le récepteur est immobile et que l'émetteur se rapproche du récepteur, la fréquence perçue par le récepteur sera alors :

$$f_r = f_e \cdot \sqrt{\frac{1 - \frac{v_p}{c}}{1 + \frac{v_p}{c}}} \quad (1.13)$$

Cette fréquence étant une fois encore différente de celle de départ, mais identique à l'équation précédente, en relativité restreinte il n'y a pas de différence.

1.3 Relation entre la vitesse de la particule et l'effet Doppler

Les systèmes d'interférométrie laser Doppler utilisent l'effet Doppler dans les deux cas évoqués ci-avant. Dans un premier temps le laser est l'émetteur fixe. Il émet une onde lumineuse à une fréquence f_l . La particule correspond quant à elle au récepteur mobile. Elle se déplace à une vitesse v_p (cf. Figure 1.5) bien que sa vitesse change selon qu'elle soit vue par le

laser ou le récepteur ($\vec{v}_p \cdot \vec{e}_b$ ou $\vec{v}_p \cdot \vec{e}_{pr}$). Dans un deuxième temps, la particule devient l'émetteur mobile. Elle émet une onde lumineuse de fréquence f_p tandis que le photodétecteur, qui constitue le récepteur immobile, recevra pour sa part une onde lumineuse de fréquence f_r .

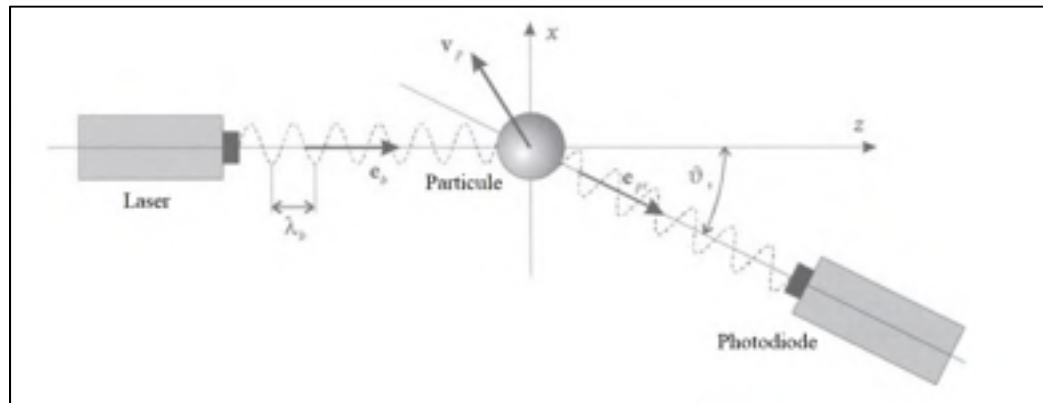


Figure 1.5 Géométrie propre à l'effet Doppler appliqué à l'interférométrie laser, Adaptée de Albrecht, Borys, Damaschke & Tropea (2003, p. 13)

D'après (1.12) et (1.13) et compte tenu des nouvelles notations introduites ci-dessus, il est possible de réexprimer f_p et f_r de la manière suivante :

$$f_p = f_l \cdot \frac{1 - \frac{\vec{v}_p \cdot \vec{e}_b}{c}}{1 + \frac{\vec{v}_p \cdot \vec{e}_b}{c}} \quad (1.14)$$

$$f_r = f_p \cdot \frac{1 - \frac{\vec{v}_p \cdot \vec{e}_{pr}}{c}}{1 + \frac{\vec{v}_p \cdot \vec{e}_{pr}}{c}} \quad (1.15)$$

D'où, en faisant un développement à l'ordre 1 des équations 1.14 et 1.15 et en supposant que $|\vec{v}_p| \ll c$:

$$f_r \cong \left(1 - \frac{\vec{v}_p \cdot \vec{e}_{pr}}{c}\right) \cdot \left(1 - \frac{\vec{v}_p \cdot \vec{e}_b}{c}\right) \cdot f_l \quad (1.16)$$

D'après (Albrecht et al. (2003) (cf. Figure 1.6)), on peut réécrire l'équation (1.16) comme suit :

$$f_r \approx \left(1 - \frac{\vec{v}_p \cdot (\vec{e}_{pr} + \vec{e}_b)}{c} \right) \cdot f_l \quad (1.17)$$

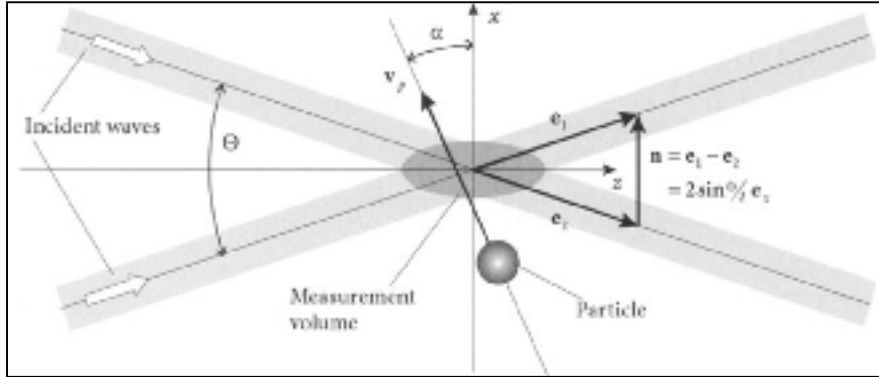


Figure 1.6 Schéma d'une particule traversant le volume de mesure à une vitesse v_p
Tirée de Albrecht et al. (2003, p. 15)

Sachant enfin que :

$$c = \lambda \cdot f_l \quad (1.18)$$

La fréquence de l'onde reçue par le récepteur devient alors :

$$f_r \cong \left(f_l - \frac{\vec{v}_p \cdot (\vec{e}_{pr} + \vec{e}_b)}{\lambda} \right) \quad (1.19)$$

Comme deux faisceaux laser sont mis en jeu, on obtient de fait :

$$f_1 \cong \left(f_l - \frac{\vec{v}_p \cdot (\vec{e}_{pr} + \vec{e}_1)}{\lambda} \right) \quad (1.20)$$

$$f_2 \cong \left(f_l - \frac{\vec{v}_p \cdot (\vec{e}_{pr} + \vec{e}_2)}{\lambda} \right) \quad (1.21)$$

On définit ainsi la fréquence Doppler f_D , comme étant la différence entre les fréquences f_1 et f_2 :

$$f_D = |f_1 - f_2| \cong \left| \frac{\vec{v}_p \cdot (\vec{e}_2 - \vec{e}_1)}{\lambda} \right| \quad (1.22)$$

D'après la figure 1.5, la différence $\vec{e}_2 - \vec{e}_1$ peut-être exprimée par :

$$\vec{e}_2 - \vec{e}_1 = 2 \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot \vec{e}_x \quad (1.23)$$

Ainsi, d'après ce qui a été calculé précédemment, la fréquence Doppler f_D est égale à :

$$f_D \cong \frac{2 \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\lambda} \cdot \vec{e}_x \cdot \vec{v}_p \cong \frac{v_{p\alpha}}{i} \quad (1.24)$$

On en déduit donc que la fréquence Doppler reçue par le photodétecteur est proportionnelle à la vitesse de la particule traversant le volume de mesure perpendiculairement aux franges $v_{p\alpha}$, sachant que le facteur de proportionnalité n'est autre que l'inverse de l'interfrange i .

1.4 Théorie de l'optique utilisée dans le cadre de l'interférométrie laser

Il est possible de faire appel à plusieurs principes théoriques dans le cadre de l'analyse granulométrique par interférométrie phase Doppler. Ceux-ci reposent notamment sur la théorie de Lorenz-Mie, celle de Lorenz-Mie généralisée, le principe de diffraction de Fraunhofer et l'optique géométrique. Ces théories caractérisent l'interaction de la lumière avec les particules et fournissent une base physique ainsi qu'une explication du fonctionnement des différentes méthodes d'analyse granulométrique. Seule l'optique géométrique sera toutefois abordée ici. Bien que relativement simple, elle demeure en effet communément utilisée de par les bons résultats auxquels elle conduit.

L'optique géométrique est la plus ancienne théorie portant sur la diffusion de la lumière. Elle est utilisée pour caractériser l'interaction de la lumière avec une sphère ou toute autre particule dont la forme peut être spécifiée. Elle constitue une approximation de la théorie de Lorenz-Mie (Black et al., 1996) et correspond en quelque sorte à une technique de traçage des rayons lumineux. Les ondes lumineuses sont considérées comme étant des rayons de lumière simples et les lois de réflexion et de réfraction sont appliquées pour déterminer le comportement des rayons lumineux quand ils interagissent avec une particule sphérique. La lumière diffusée est divisée en plusieurs composantes réfléchi, réfractée de 1^{er} ordre et réfractées de 2^{ème} et 3^{ème} ordre, appelées mode de diffusion, les ordres supérieurs étant négligeables. Comme on peut le voir sur la Figure 1.7, des modes de diffusion différents seront mis en jeu en fonction de la position du détecteur par rapport à la particule. Il en résulte que la position du capteur constitue donc un élément primordial à prendre en compte comme cela sera illustré dans la suite de ce document.

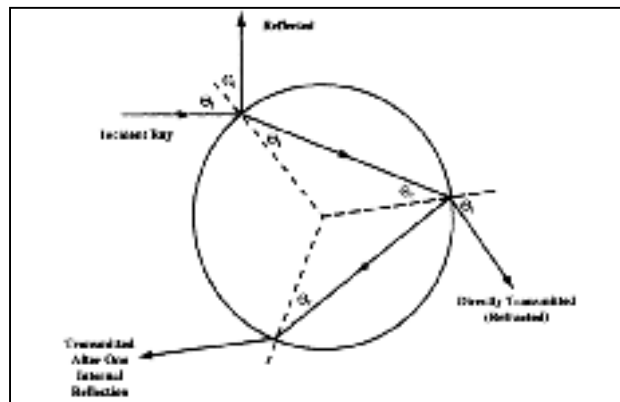


Figure 1.7 Diagramme des trajets d'un rayon lumineux dans une particule sphérique
Tirée de Black, McQuay, Bonin (1996, p. 283)

En comparant les résultats issus de calculs opérés en utilisant la théorie classique de Lorenz-Mie et la théorie de l'optique géométrique, il s'avère que les données résultant de cette seconde approche simplifiée peuvent être considérées comme tout à fait convenables dès lors que les particules ont une taille supérieure à $10 \mu\text{m}$ et présentent moins de 5% de déviation au niveau de leur sphéricité. Dans ces conditions, la différence entre la théorie de Lorenz-Mie et celle de l'optique géométrique demeure inférieure à 10% (Black et al., 1996). La simplicité d'utilisation

de l'optique géométrique permet toutefois de compléter plus facilement le développement et l'analyse de l'instrumentation tout en simplifiant les calculs nécessaires pour déterminer la taille des particules à partir de l'information de diffusion de la lumière. On peut même l'utiliser conjointement à la diffraction de Fraunhofer pour fournir une représentation complète de la lumière réfléchie, réfractée et diffractée par les particules.

Ceci étant, la suite de ce chapitre va désormais se concentrer sur les différentes configurations de mesure possibles permettant de mesurer la vitesse et la taille des particules passant dans un volume de mesure donné.

1.5 Présentation des différentes configurations possibles pour l'interférométrie phase Doppler

Les différentes configurations possibles pour l'interférométrie phase Doppler se caractérisent par des positionnements différents des détecteurs dans l'espace par rapport au volume de mesure. Ces configurations permettent de mesurer la vitesse d'après l'équation (1.24) et la taille des particules via le déphasage entre des *bursts* captés par deux photodiodes. En effet, les rayons diffusés par une particule étant dépendants de la courbure de surface de cette dernière (*cf.* Figure 1.8), il est donc possible d'en estimer le diamètre moyennant une hypothèse de sphéricité des particules.

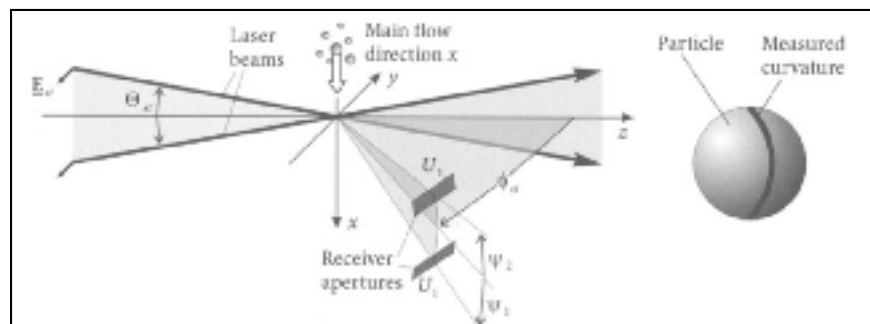


Figure 1.8 Arrangement optique d'un système phase Doppler standard
Tirée de Albrecht, Borys, Damaschke, Tropea (2003, p, 418)

La position de collecte des signaux de diffusion est ainsi choisie de telle manière qu'un seul ordre de diffusion domine. Ne seront de fait présentées ici que les équations correspondant à

une position de collecte pour laquelle seules la réflexion ou la réfraction sont présentes (cf. ANNEXE I). La position de collecte est définie à l'aide de deux angles (l'angle hors-axe ϕ_r et l'angle d'élévation ψ_r comme schématisé sur la Figure 1.8) ainsi que par l'ouverture des photodétecteurs modifiables grâce à un masque. L'équation reliant la phase du signal avec le diamètre de la goutte étudiée s'exprime selon (Albrecht et al., 2003) de la manière suivante :

- Pour la réflexion :

$$\begin{aligned} \Phi_r^{(1)} &= \frac{\pi \cdot \sqrt{2} \cdot d_p}{\lambda} \\ &\cdot \left(\sqrt{1 - v + \sin(\psi_r) \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{1 - v - \sin(\psi_r) \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right) \end{aligned} \quad (1.25)$$

- Pour la réfraction :

$$\begin{aligned} \Phi_r^{(2)} &= \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot d_p \\ &\cdot \left(\sqrt{1 + m^2 - m \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{1 - v + \sin(\psi_r) \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}} \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{1 + m^2 - m \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{1 - v - \sin(\psi_r) \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}} \right) \end{aligned} \quad (1.26)$$

avec m l'indice de réfraction et :

$$v = \cos(\psi_r) \cdot \cos(\phi_r) \cdot \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.27)$$

Le déphasage dans le cas d'une configuration à deux détecteurs est quant à lui donné par la relation :

$$\Delta\Phi_{12}^{(N)} = \beta_{\Phi}^{(N)} \cdot d_p = (\Phi_1^{(N)}(\psi_1, \phi_1, \theta) - \Phi_2^{(N)}(\psi_2, \phi_2, \theta)) \quad (1.28)$$

1.5.1 Choix de la configuration optique

Nous venons de voir que pour calculer la vitesse ainsi que la taille des particules, il est nécessaire de collecter la lumière diffusée par ces dernières dans le volume de mesure à certaines positions spécifiques caractérisées par l'angle hors-axe ϕ_r et l'angle d'élévation ψ_r comme illustré sur la Figure 1.8. Il s'agit donc de collecter la lumière d'un ordre de diffusion en particulier. L'ANNEXE I illustre par ailleurs que la réfraction domine la lumière collectée lorsque $30^\circ < \vartheta_s < 80^\circ$ pour une goutte d'eau dans l'air (avec ϑ_s l'angle de diffusion de la lumière par la particule). De la même manière, on peut définir que $\vartheta_{min} < \vartheta_s < \vartheta_{max}$, tel que :

$$\cos(\vartheta_{1r}) = \cos(\phi_r) \cdot \cos\left(\psi_r - \frac{\theta}{2}\right) \quad (1.29)$$

$$\cos(\vartheta_{2r}) = \cos(\phi_r) \cdot \cos\left(\psi_r + \frac{\theta}{2}\right) \quad (1.30)$$

avec θ l'angle des faisceaux.

D'après les équations (1.29) et (1.30), il y a une infinité de positions remplissant ces conditions. Les positions des détecteurs sont toutefois rarement indépendantes, car il faut qu'ils soient concentrés sur un même volume de mesure. C'est la raison pour laquelle, il est généralement choisi de mettre en œuvre un seul bloc composé de deux, trois ou quatre détecteurs avec une lentille commune de distance focale $f_{récep}$.

Cela donne alors deux configurations possibles :

- Le système Phase Doppler standard pour lequel les conditions suivantes sont sélectionnées : $\phi_1 = \phi_2 = \phi_r$ et $\psi_1 = -\psi_2 = \psi_r$, avec ψ_r faible, d'où :

$$\vartheta_{min} < \phi_r < \vartheta_{max} \quad (1.31)$$

- Le système Phase Doppler plan pour lequel les conditions suivantes s'appliquent : $\phi_1 = \phi_2 = 0$, d'où :

$$\vartheta_{min} + \frac{\theta}{2} < \psi_r < \vartheta_{max} - \frac{\theta}{2} \quad (1.32)$$

Les relations permettant d'estimer les phases en fonction de la configuration optique et du diamètre des gouttes dans le cadre de la théorie de l'optique géométrique ne sont plus linéaires en raison des modes de diffusion devenant plus importants pour de petits diamètres. En effet pour des gouttes de petites tailles, les ondes de surface et l'étalement des ordres de diffusion ne sont plus négligeables. On pourra alors se référer au Tableau 1.1 pour connaître les positionnements possibles des détecteurs dans l'espace.

Tableau 1.1 Récapitulatif des positions possibles pour les détecteurs dans les systèmes d'interférométrie phase Doppler
Adaptée de Albrecht et al. (2003, p. 416)

<i>Indice de réfraction</i>	<i>Ordre de diffusion</i>	<i>Polarisation du laser</i>	<i>Angle de diffusion</i>
1.04 < m	réfraction	//	$22.4^\circ \cdot \sqrt{m-1} < \vartheta_s$ $< 90^\circ \cdot \sqrt{1 - (m-2)^2}$ et $\vartheta_s > 8^\circ$
1.38 < m < 1.92	réflexion	\perp	régions séparées : $105^\circ < \vartheta_s < 144^\circ$

Le choix d'angles de collecte pour lesquels $\vartheta_s > 150^\circ$ est peu pratique, car aucun ordre de diffusion ne domine pour une large gamme de tailles, même lorsque l'indice de réfraction est

modifié (Albrecht et al., 2003). Ceci est de fait dommageable puisqu'une telle configuration permettrait en l'occurrence de disposer de systèmes compacts.

Le positionnement des détecteurs ayant désormais été discuté, la prochaine section va s'intéresser aux différentes configurations de systèmes d'interférométrie Phase Doppler.

1.5.2 Système phase Doppler standard à 3 détecteurs

Avec ce type d'arrangement optique (*cf.* Figure 1.9), l'écoulement à caractériser est placé verticalement, tout comme le plan formé par les faisceaux laser, de sorte que les particules traversent le réseau de franges perpendiculairement à celles-ci. Les trois photodétecteurs sont quant à eux placés dans un même plan vertical s'intersectant avec celui des faisceaux au niveau du centre du volume de mesure. L'angle entre les deux plans correspond alors à l'angle hors-axe, ϕ_r , sachant que les photodétecteurs sont ensuite décalés les uns des autres pour former un angle d'élévation, ψ_r .

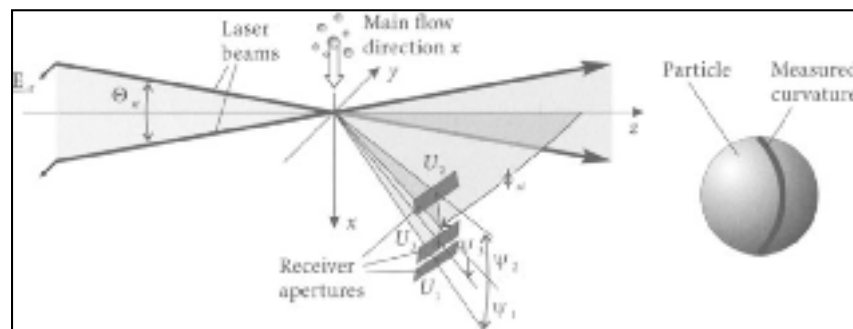


Figure 1.9 Arrangement optique d'un système phase Doppler standard à 3 détecteurs

Tirée de Albrecht (2003, p. 418)

Pour bien comprendre l'utilité d'avoir recours à trois détecteurs plutôt que deux, il est nécessaire de bien appréhender le problème inhérent à tout système équipé de deux détecteurs seulement. En fait et dans ce cas de figure, le déphasage (angulaire) des deux détecteurs est donné par les

équations suivantes qui découlent des relations (1.25) à (1.27) appliquées au cas d'un système standard :

- Pour la réflexion :

$$\Delta\Phi_{12}^{(1)} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{2}}{\lambda} \cdot d_p \cdot \left(\sqrt{1 - v + \sin(\psi_r) \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} - \sqrt{1 - v - \sin(\psi_r) \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right) \quad (1.33)$$

- Pour la réfraction :

$$\Delta\Phi_{12}^{(2)} = 2 \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot d_p \cdot \left(\sqrt{1 + m^2 - m \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{1 - v + \sin(\psi_r) \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}} - \sqrt{1 + m^2 - m \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{1 - v - \sin(\psi_r) \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}} \right) \quad (1.34)$$

À partir d'une certaine valeur de diamètre, il y a une ambiguïté à 2π près au niveau du déphasage qui survient, les valeurs des phases des signaux étant « stockées » dans le cosinus d'un *burst* (équation (1.7)). Pour une configuration optique donnée et dans le cas d'angles d'intersection des rayons et d'élévation faibles, il est possible d'estimer les diamètres limites mesurables en fixant un déphasage de 2π . On obtient alors respectivement :

- Dans le cas de la réflexion :

$$d_{p,\max}^{(1)} = \frac{2 \cdot \pi}{\beta_{\Phi_{12}}^{(1)}} \approx \lambda \cdot \frac{\sin\left(\frac{\Phi_r}{2}\right)}{\psi_r \cdot \frac{\theta}{2}} \quad (1.35)$$

- Dans le cas de la réfraction :

$$d_{p,\max}^{(2)} = \frac{2 \cdot \pi}{\beta_{\Phi_{12}}^{(2)}} \approx \frac{\lambda}{m} \cdot \frac{|\cos\left(\frac{\Phi_r}{2}\right)| \cdot \sqrt{1 + m^2 - 2 \cdot m \cdot |\cos\left(\frac{\Phi_r}{2}\right)|}}{\psi_r \cdot \frac{\theta}{2}} \quad (1.36)$$

Une solution pour surmonter une telle difficulté consiste donc à ajouter un troisième détecteur, placé entre les deux autres, mais plus proche du détecteur 1 afin d'avoir deux déphasages de valeurs différentes. Cela permet ainsi d'acquérir deux mesures indépendantes du déphasage comme illustré sur la Figure 1.10. Dans ce cas-ci, $\Delta\Phi_{12}$ permet de définir la sensibilité du capteur tandis que $\Delta\Phi_{13}$ permet de définir la gamme de tailles mesurables (*cf.* Figure 1.10).

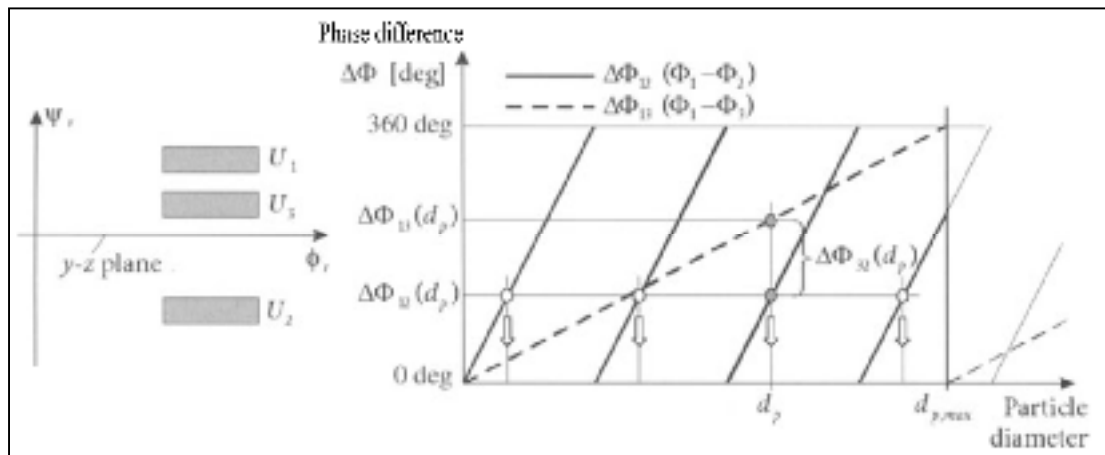


Figure 1.10 Position des 3 détecteurs (à gauche), et différences de phase 1-2 et 1-3 en fonction du diamètre des particules
Tirée de Albrecht et al. (2003, p. 419)

En effet, pour des valeurs données de $\Delta\Phi_{12}$ et de $\Delta\Phi_{13}$, un seul diamètre estimé par calcul à partir $\Delta\Phi_{12}$ peut être en accord avec celui déterminé à partir de $\Delta\Phi_{13}$ dans la mesure où $\Delta\Phi_{12} = \Delta\Phi_{13} - \Delta\Phi_{23}$. Ainsi, l'ambiguïté à 2π près de $\Delta\Phi_{12}$ évoqué précédemment est levée par $\Delta\Phi_{13}$ bien que ce sera la valeur de $\Delta\Phi_{12}$ qui déterminera le diamètre d_p . Par exemple, pour la réfraction $N = 1$:

$$\Delta\Phi_{12}^{(1)} = \beta_{12}^{(1)} \cdot d_p - 2 \cdot \pi \cdot n_{2\pi} \quad (1.37)$$

avec $n_{2\pi}$, le nombre de sauts de 2π qui permet de corriger l'ambiguïté :

$$n_{2\pi} = \text{int} \left[\frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \left(\frac{\beta_{12}^{(1)}}{\beta_{13}^{(1)}} \cdot \Delta\Phi_{13}^{(1)} - \Delta\Phi_{12}^{(1)} \right) + 0.5 \right] \quad (1.38)$$

Cependant toutes les mesures ne répondent pas exactement à ces équations et il faut donc choisir un pourcentage de tolérance comme illustré sur la Figure 1.11. On peut ainsi, par exemple, fixer une valeur de 10 % pour la zone de tolérance.

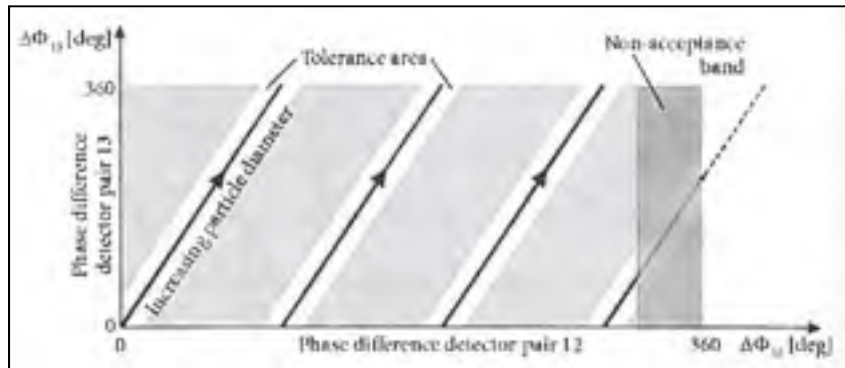


Figure 1.11 Tolérancement d'un système phase Doppler standard à 3 détecteurs
Tirée de Albrecht (2003, p. 420)

Bien que l'ambiguïté à 2π près soit levée, une limitation demeure dans la réalité du fait du plus grand facteur de conversion de phase $\beta_{\Phi_{13}}^{(N)}$, d'où :

- Dans le cas de la réflexion :

$$d_{p,\max}^{(1)} \approx 2 \cdot \lambda \cdot \frac{\sin\left(\frac{\Phi_r}{2}\right)}{(\psi_1 - \psi_3) \cdot \frac{\theta}{2}} \quad (1.39)$$

- Dans le cas de la réfraction :

$$d_{p,\max}^{(2)} \approx \frac{2 \cdot \lambda}{m} \cdot \frac{\left| \cos\left(\frac{\Phi_r}{2}\right) \right| \cdot \sqrt{1 + m^2 - 2 \cdot m \cdot \left| \cos\left(\frac{\Phi_r}{2}\right) \right|}}{(\psi_1 - \psi_3) \cdot \frac{\theta}{2}} \quad (1.40)$$

Pour augmenter la gamme de tailles mesurables, il faut donc rapprocher les détecteurs 1 et 3 en diminuant leur angle d'élévation ou en diminuant l'angle d'intersection des faisceaux laser. Cependant, comme les petites particules tendent à fortement diffuser la lumière, elles peuvent être interprétées par le système comme étant de grosses particules. Une limite de non-acceptation des mesures réalisées pour un déphasage proche de 360° est de fait ajoutée comme on peut le constater sur la Figure 1.11.

Dans l'optique d'étendre la gamme de tailles mesurables, une alternative peut consister en la modification de la distance focale ou de la surface lumineuse reçue par les photodétecteurs comme illustré sur la Figure 1.12 et représenté par les équations (1.41) et (1.42).

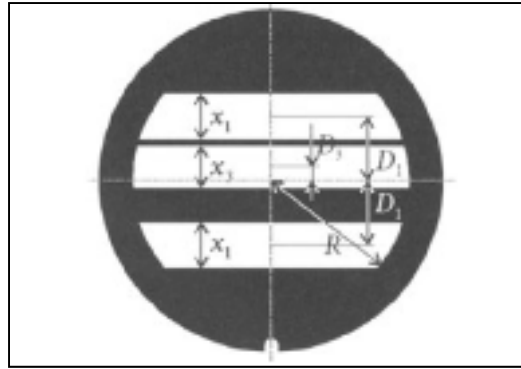


Figure 1.12 Paramètres d'ouverture
pour la détermination des tailles maximales
liés aux données optiques
Tirée de Albrecht (2003, p. 421)

- Dans le cas de la réflexion :

$$d_{p,\max}^{(1)} \approx 4 \cdot \lambda \cdot \frac{\sin\left(\frac{\phi_r}{2}\right) \cdot f_{récep} \cdot f_{trans}}{(D_1 - D_3) \cdot \Delta b} \quad (1.41)$$

- Dans le cas de la réfraction :

$$d_{p,\max}^{(2)} \approx 2 \cdot \frac{\lambda}{m} \cdot \frac{|\cos\left(\frac{\phi_r}{2}\right)| \cdot \sqrt{1 + m^2 - 2 \cdot m \cdot |\cos\left(\frac{\phi_r}{2}\right)|} \cdot f_{récep} \cdot f_{trans}}{(D_1 - D_3) \cdot \Delta b} \quad (1.42)$$

Comme vu précédemment, pour un indice de réfraction $N \geq 2$, le calcul du diamètre dépend de l'indice de réfraction m sachant que la sensibilité est, elle aussi, influencée par ce paramètre (cf. Figure 1.13). Toutefois, lorsque $\phi_r > 60^\circ$, $\beta_{12}^{(2)}$ devient de plus en plus indépendant de m .

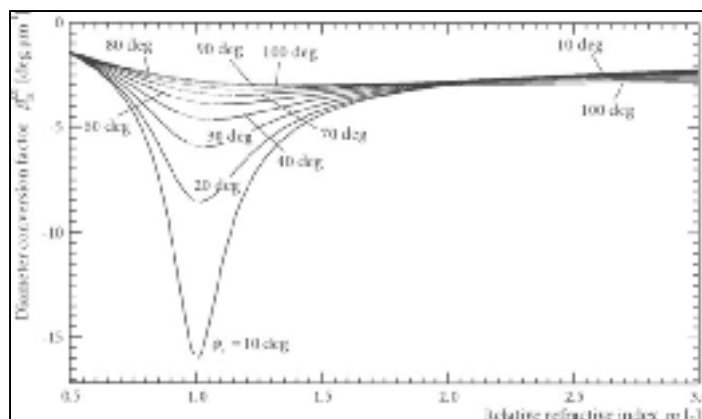


Figure 1.13 Influence de l'indice de réfraction relatif sur le facteur de conversion
Tirée de Albrecht (2003, p. 422)

Lorsque ϕ_r est grand alors il y a une bonne indépendance vis-à-vis de m (cf. figure 1.14). Toutefois la relation $\Delta\Phi/d_p$ devient moins linéaire à cause de l'influence des autres modes de diffusions (cf. ANNEXE I). C'est pour cette raison que la réflexion est préférentiellement utilisée dans la mesure où elle est indépendante de m .

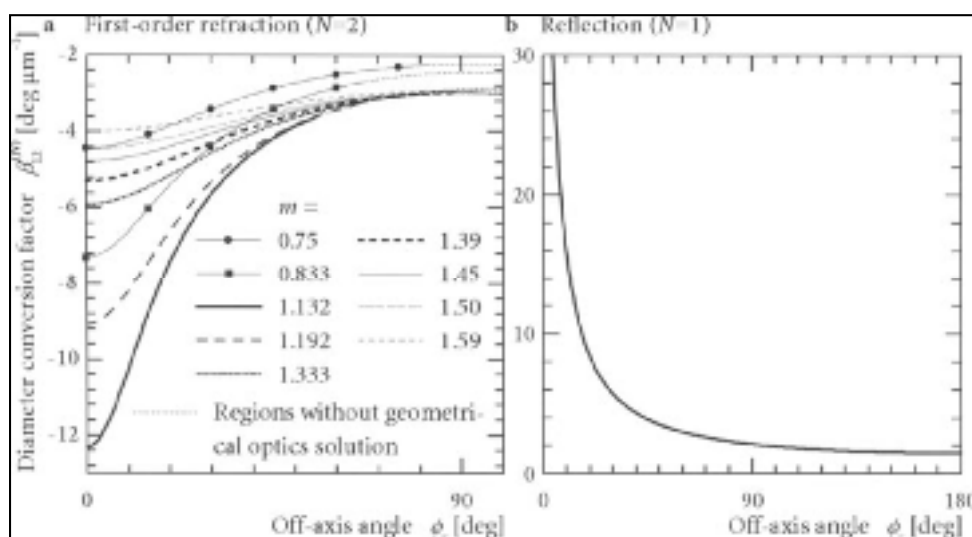


Figure 1.14 Influence de l'angle hors-axe sur le facteur de conversion
Tirée de Albrecht (2003, p.422)

En synthèse, pour modifier la gamme de mesure et la sensibilité, il est possible de jouer sur :

- L'angle d'intersection des lasers, Θ .
- La distance focale des lentilles, $f_{récep}$ et f_{trans} .
- L'angle hors-axe ϕ_r , en choisissant un mode de diffusion dominant.
- L'angle d'élévation, ψ_r .
- L'indice de réfraction relatif, m .
- L'ouverture optique des récepteurs.

Il faut enfin aussi prendre en compte la sphéricité des particules. Les grosses particules sont en effet davantage soumises à des forces aérodynamiques que les petites et se déforment de fait plus facilement.

Ainsi, si le système à 3 détecteurs permet de mesurer une valeur de la courbure des gouttes, il n'en demeure pas moins que si ces dernières sont non-sphériques, alors $\Delta\Phi_{12}$ et $\Delta\Phi_{13}$ ne seront pas en accord à $2\pi k$, avec k un entier naturel. La mesure sera dans ce cas en dehors de la ligne de tolérance.

Pour conclure, il reste à noter qu'un système à 3 détecteurs peut être moins sensible aux effets gaussiens ou de fente si un masque approprié est utilisé comme discuté à la suite de la présentation des différents types de système d'interférométrie phase Doppler.

1.5.3 La technique « *dual-burst* »

Contrairement à la configuration présentée précédemment, la technique dite « *dual-burst* » place l'écoulement selon l'axe y plutôt que x tel que défini sur la Figure 1.9. L'avantage d'une telle approche est de permettre la mesure de l'indice de réfraction et du coefficient d'absorption des particules en plus de leur taille et de leur vitesse.

D'un point de vue théorique, il est important de noter que chaque ordre de diffusion a un volume de mesure qui dépend de la position du centre de la particule pour laquelle l'amplitude du signal est inférieure de 13.5 % (e^{-2}) à l'intensité maximale mesurée. Ce volume est de même

taille et de même forme que le volume de base (celui créé par l'intersection des faisceaux laser), bien que son intensité maximale ne soit pas la même. De même, sa position (dépendant de la position et de la taille de la particule) diffère. Le volume de détection est quant à lui défini à l'aide d'un seuil de détection (défini en termes d'amplitude ou de rapport signal sur bruit (ou SNR)) fixé pour tous les signaux ce qui conduit donc à un volume de taille différente du volume de base. La séparation des volumes est en outre fonction de la position des récepteurs (ϕ_r, ψ_r). Ainsi en positionnant correctement les détecteurs et en s'assurant de l'alignement de l'écoulement avec les volumes de mesure, deux *bursts* seront obtenus. Pour avoir deux *bursts* nets, il faudra toutefois que le rapport d_p/d_{laser} soit grand en plus de respecter les conditions citées auparavant. Ces deux *bursts* permettront alors de mesurer dp, v_n et $\text{Im}(m)$.

Si les deux *bursts* sont superposés, la différence de phase n'est toutefois plus distincte pour chaque *burst* et la détermination de la taille n'est plus unique (cf. Figure 1.15). La technique « *dual-burst* » permet donc, grâce à l'obtention de deux *bursts*, d'avoir une redondance des mesures avec la différence de phase venant de l'ordre de diffusion dominant, la différence de phase venant de l'ordre de diffusion moins dominant et le décalage temporel des signaux de chaque ordre de diffusion venant de chaque détecteur.

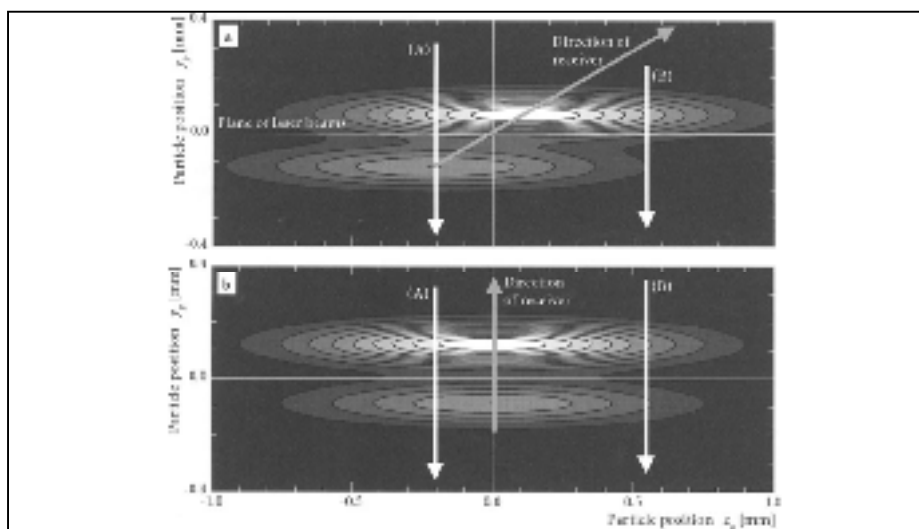


Figure 1.15 Distribution de l'intensité du signal de la réfraction de 1^{er} ordre (ordre dominant) et de la réflexion (ordre le moins dominant)
 a. Angle hors-axe égal à 30° et b. Angle hors-axe égal à 90°
 Tirée de Albrecht (2003, p. 437)

1.5.4 Mesure de l'indice de réfraction

Grâce aux trois détecteurs U1, U2 et U3, il est possible d'obtenir $\Delta\Phi_{12}^{(1)}$, $\Delta\Phi_{12}^{(2)}$, $\Delta\Phi_{13}^{(1)}$, $\Delta\Phi_{13}^{(2)}$. De ces mesures, il est ensuite possible d'extraire d_p , puis de calculer m à partir des relations suivantes tirées de Albrecht et al., 2003 :

$$m = \frac{\sqrt{v+1} + \sqrt{2 \cdot w + v - 1}}{\sqrt{2} \cdot (1 - w)} \quad (1.43)$$

$$w = 2 \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_b} \cdot d_p \right)^2 \cdot \frac{\sin^2(\psi_r) \cdot \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\left(\Delta\Phi_{12}^{(2)} - 2 \cdot \pi \cdot n_{2\pi}\right)^2 \cdot (v + 1)} \quad (1.44)$$

Les conditions à remplir pour une bonne mesure sont les suivantes :

- $\frac{I_{max,réfraction}}{I_{max,réflexion}} \rightarrow 1$, pour un bon traitement du signal.
- Alignement entre les 2 volumes dans le sens de l'écoulement.
- Maximisation de la sensibilité de la différence de phase à l'indice de réfraction calculée de la manière suivante :

$$\frac{d\Delta\Phi_{12}^{(2)}}{dm} = \frac{4 \cdot \pi \cdot d_p \cdot \sin(\psi_r) \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot (2 - m \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{v+1})}{\sqrt{2} \cdot \lambda_b \cdot \sqrt{v+1} \cdot (1 + m^2 - m \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{v+1})^{\frac{3}{2}}} \quad (1.45)$$

On peut aussi utiliser Δt , qui est la différence entre le moment où les deux *bursts* atteignent leur maximum, au lieu de $\Delta\Phi$ ce qui permet d'aboutir aux équations suivantes (Albrecht et al., 2003) :

$$m = \sqrt{2} \cdot \frac{\sqrt{v+1} + \sqrt{w + v - 1}}{2 - w} \quad (1.46)$$

$$w = 2 \cdot (d_p)^2 \cdot \frac{\sin^2(\psi_r)}{(\Delta t_{12}^{(2)} \cdot v_x)^2 \cdot (v + 1)} \quad (1.47)$$

Tandis que la sensibilité de Δt par rapport à l'indice de réfraction s'exprime pour sa part :

$$\frac{d\Delta t_{12}^{(2)}}{dm} = -\frac{1}{2} \cdot d_p \cdot \frac{\sin(\psi_r) \cdot (2 - m \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{v + 1})}{\sqrt{2} \cdot \sqrt{v + 1} \cdot (1 + m^2 - m \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{v + 1})^{\frac{3}{2}}} \quad (1.48)$$

1.5.5 Mesure du coefficient d'absorption : $\text{Im}(\underline{m})$

Le coefficient d'absorption est donné par :

$$\text{Im}\{\underline{m}\} = \frac{\beta_p \cdot \lambda_b}{4 \cdot \pi} \quad (1.49)$$

D'après la loi de Beer-Lambert, il est possible d'écrire que :

$$I_{max}^{(2)} = I_{0,max}^{(2)} \cdot \exp(-\beta_p \cdot l) \quad (1.50)$$

avec l le chemin optique du rayon réfracté.

Il est alors possible de tirer l'expression de β_p de l'équation précédente telle que :

$$\beta_p = \frac{-1}{l} \cdot \left(\ln \left(\frac{I_{max}^{(2)}}{I_{max}^{(1)}} \right) - \ln \left(\frac{I_{0,max}^{(2)}}{I_{max}^{(1)}} \right) \right) \quad (1.51)$$

Le signal de la lumière réfléchi est lui aussi influencé par $\text{Im}(m)$, ce qui cause des incertitudes de mesure. Il est par ailleurs à noter que là encore, on suppose un alignement entre la trajectoire des particules et les volumes des différents ordres de diffusion. Ce système convient bien avec l'utilisation de grosses particules. Une concentration trop élevée en particules tout comme les

phénomènes de résonance optique constituent toutefois des facteurs limitant l'utilisation de ce type de système.

1.6 Technique phase Doppler de référence

Toutes les méthodes présentées auparavant sont basées sur la collecte de la lumière diffusée venant de deux faisceaux laser interférant entre eux. La technique phase Doppler de référence observe pour sa part directement les faisceaux lasers. Le signal mesuré provient de l'interférence entre une onde diffusée et un des deux faisceaux laser servant de « source de référence ». Chaque récepteur voit donc un champ d'interférence « virtuel » dont la longueur dépend de l'ouverture des récepteurs optiques. Le déphasage devient dans ces conditions :

- Pour la réflexion :

$$\Delta\Phi_{12}^{(1)} = \frac{4 \cdot \pi}{\lambda_b} \cdot d_p \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) - \pi \quad (1.52)$$

- Pour la réfraction :

$$\Delta\Phi_{12}^{(2)} \approx \frac{-4 \cdot \pi}{\lambda_b} \cdot d_p \cdot \sqrt{1 + m^2 - 2 \cdot m \cdot \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} - \pi \quad (1.53)$$

Dans le cas d'un système standard à 3 détecteurs avec les mêmes conditions que le système phase Doppler de référence (c'est-à-dire $\psi_r = \theta/2$ et $\phi_r = 0^\circ$), le déphasage s'exprime :

$$\Delta\Phi_{st12}^{(2)} = \frac{4 \cdot \pi}{\lambda_b} \cdot d_p \cdot \left((m - 1) - \sqrt{1 + m^2 - 2 \cdot m \cdot \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right) \quad (1.54)$$

Les équations (1.53) et (1.54) mettent en évidence le fait que ce système permet d'avoir une meilleure résolution qu'avec un système standard (Strunck, Grosche & Dopheide, 1994). Plus

sensible que le système plan, il introduit toutefois une ambiguïté à 2π près qui peut être résolue par l'ajout de détecteurs.

1.7 Considérations à prendre en compte pour les systèmes phase Doppler

1.7.1 Effet gaussien ou ambiguïté de trajectoire

Lorsque la taille des particules est supérieure à la taille du faisceau laser incident, la relation phase/taille dépend de la position de la particule dans le volume de mesure. Il est alors recommandé de sélectionner des angles de diffusion permettant de faire en sorte que seul un ordre de diffusion soit dominant (i.e. que l'intensité du signal relatif à cet ordre est 10 fois supérieure à l'intensité des signaux des ordres non voulus (*cf.* ANNEXE I)). Il en résulte que seul un volume de mesure est alors considéré sauf bien évidemment dans le cas d'un système *dual-burst*, où il y en a deux. Comme la position des différents volumes de mesure est fonction de la taille des particules et de l'ordre de diffusion, on peut avoir des systèmes utilisant la réflexion recevant finalement un signal de réflexion lorsque la taille des gouttes devient trop importante comme c'est le cas de la particule B au sein de la Figure 1.16. Cet effet est appelé effet gaussien ou ambiguïté de trajectoire et crée des erreurs de mesure.

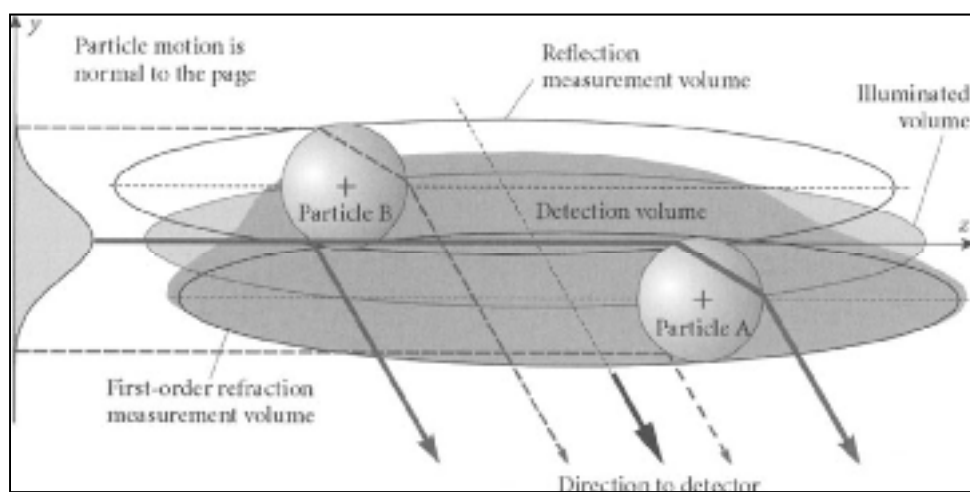
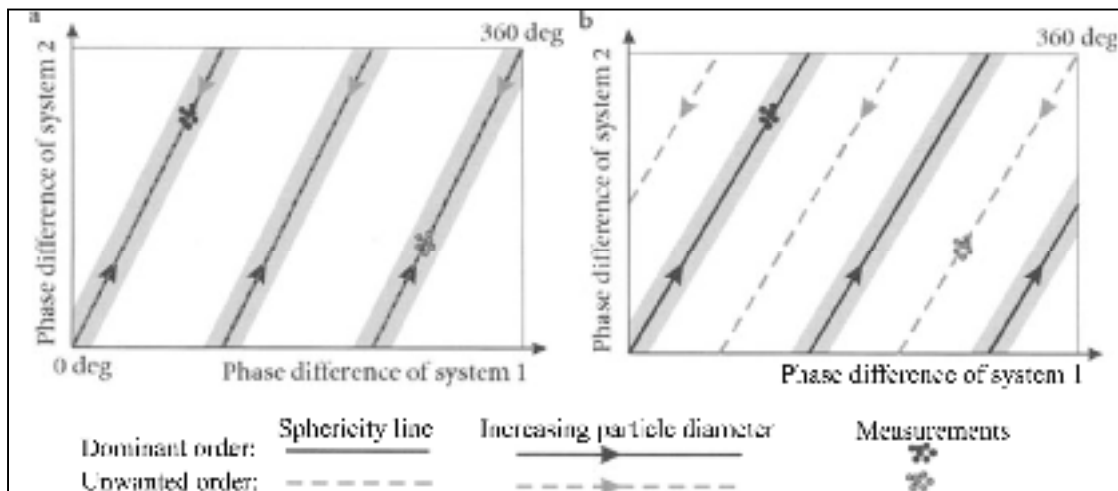


Figure 1.16 Illustration de l'effet gaussien
Tirée de Albrecht et al. (2003, p. 454)

Pour éviter ou réduire cet effet, plusieurs solutions peuvent être considérées (Albrecht et al., 2003) :

- Surveiller l'amplitude du signal : les grosses particules avec un ordre de diffusion non voulu donneront un signal dont l'amplitude est plus faible. On peut donc mettre en place un seuil d'amplitude dépendant de la taille.
- Utiliser un système Phase Doppler plan avec un écoulement suivant l'axe y. Dans ce cas, le signal reçu sera composé de *deux bursts* décalés dans le temps : l'un venant de l'ordre de diffusion voulu et le deuxième de l'ordre non voulu. De plus l'ordre de diffusion voulu donnera une amplitude plus grande. Le traitement du signal se fera alors autour du maximum de ce signal. Ce procédé peut être utilisé avec un système standard à deux composantes de vitesse (deux faisceaux laser différents) comme dans le cas d'un système *dual-mode*.
- On peut changer de masque (ou alors modifier les angles d'élévation) comme représenté sur la Figure 1.17.



- En effet, le déphasage dominant commence à l'origine du plan et augmente lorsque d_p augmente. Le déphasage non voulu a un signe opposé sur la courbe. Il démarre à l'origine ou à $[360^\circ, 360^\circ]$ et décroît quand d_p augmente. Si l'on modifie les angles

d'élévation de telle sorte qu'il n'y ait pas de symétrie, alors $\frac{\Delta\Phi_{12}}{\Delta\Phi_{13}}$ n'est pas un entier, ce qui permet d'identifier un effet gaussien, car il sera en dehors de la bande de tolérance.

- En rajoutant une paire de détecteurs à certaines positions, le rapport des déphasages permet d'éliminer les erreurs. Le rapport d'amplitude des deux ordres de diffusion est le principal paramètre qui influence la mesure lorsque l'effet gaussien intervient. Avec une mesure de $\Delta\phi$ en plus, ce ratio d'amplitude peut être estimé et le calcul de d_p corrigé.
- Il faut aussi dimensionner le volume de mesure de sorte que $d_p < d_{laser}$ sachant qu'un rapport $\frac{d_{laser}}{d_p} = 5$ est généralement retenu.

1.8 Considérations à prendre en compte pour la conception d'un système phase Doppler

Les paramètres suivants doivent être considérés lors de la conception géométrique d'un système phase Doppler :

- Distances : Elles dépendent des dimensions de l'écoulement à caractériser et de la distance entre l'accès optique et la position des points de mesure.
- Angle hors-axe ϕ_r : Il doit être choisi en fonction de m pour avoir l'ordre de diffusion dominant souhaité. Pour les applications communes, se référer à l'Annexe I (pour $m > 1$ et $20^\circ < \phi_r < 80^\circ$: réfraction dominante (polarisation perpendiculaire) / pour $m < 1$ et $70^\circ < \phi_r < 110^\circ$: réflexion (polarisation parallèle)).
- Angle d'élévation ψ_r : Il détermine la gamme de tailles mesurables avec la distance focale, ϕ_r et Θ .
- Angle d'intersection Θ : Il influence la réponse $\frac{\Delta\Phi}{d_p}$ et permet d'ajuster la gamme de tailles mesurables ou la fréquence Doppler f_D .
- Taille du volume de mesure : Le diamètre maximal détectable d_{pmax} est contraint par la taille du volume de mesure. À cause de l'effet gaussien, le diamètre du volume illuminé doit être 2 fois supérieur à d_{pmax} .

Ainsi et en synthèse, on peut retenir que pour $d_p < 20\mu m$, il faudra privilégier un système standard 3 détecteurs, pour $d_p < 2\mu m$, il faudra privilégier un système Phase Doppler de

référence et pour un d_p grand par rapport au volume de mesure, un système *dual-mode* sera intéressant, car il permettra de détecter l'effet gaussien ainsi que les particules non sphériques ou oscillantes. Le tableau 1.2 permet de récapituler les propriétés des différentes configurations analytiques évoquées précédemment en fonction du nombre de faisceaux laser et du nombre de détecteurs implémentés.

Tableau 1.2 Choix de l'instrumentation
Tiré de Albrecht et al. (2003, p. 639)

Une composante	Installation simple requiert une seule longueur d'onde et un processeur ; alignement facile.
Une composante et deux détecteurs	Le deuxième détecteur permet de faire une validation de la vitesse sur le même volume de détection; Le deuxième détecteur mis sur un volume de détection différent permet de faire une corrélation spatiale.
Deux composantes (0° et 90°)	Alignement plus difficile ; nécessaire lorsque la seconde composante de vitesse est importante.
Deux composantes (45°,45°)	Peut être utilisé si la bande passante de l'instrument n'est pas suffisante pour mesurer toutes les vitesses et quand une composante est plus grande que l'autre.
Deux détecteurs (standard)	Installation simple ; une seule composante de vitesse nécessaire ; gamme de taille limitée ; ne reconnaît pas l'effet gaussien, l'effet de fente ou la non-sphéricité ; utilisable pour les très petites particules.
Trois détecteurs (standard)	Une seule composante de vitesse nécessaire ; ne reconnaît pas la non-sphéricité ; utilisable pour les très petites particules ; ne peut pas reconnaître l'effet gaussien ou l'effet de fente.
Quatre détecteurs (dual-mode)	Nécessité de recourir à différentes sources laser ; reconnaît l'effet gaussien ainsi que l'effet de fente ou la non-sphéricité de manière fiable.

1.8.1 Alignement et ajustement du système

L'alignement des différents composants d'un système de mesure optique doit être suffisamment précis pour pouvoir effectuer des mesures correctes. C'est pourquoi des ajustements peuvent être nécessaires. Il est de surcroît vivement conseillé de faire des vérifications d'alignement

avant chaque mesure ou de manière périodique s'il le système est utilisé régulièrement et n'est pas déplacé. Les étapes à suivre sont les suivantes :

- Laser : Contrôler la puissance du laser, nettoyer régulièrement les miroirs, prismes et lentilles afin de s'assurer que le rapport d'intensité des rayons incidents soit le plus proche de 1 (sans quoi la partie continue du signal augmentera de même que le bruit). De plus la polarisation du laser doit être connue afin de choisir correctement Θ , ϕ_r et ψ_r .
- Les optiques de transmission : Pour vérifier l'intersection des faisceaux, il est possible de faire appel à une micro-lentille à focale courte placée proche du volume de mesure dont l'image est réceptionnée sur un écran loin du volume.
- Les optiques de réception : En observant le signal non filtré à l'aide d'un oscilloscope, un réalignement des optiques est opéré jusqu'à ce qu'un maximum dans l'amplitude du signal soit obtenu.

1.9 Conclusion

L'objet du présent travail de recherche porte sur le développement d'un système d'anémométrie phase Doppler (PDA) peu coûteux en vue de l'utiliser dans le cadre de la caractérisation de sprays de carburants. Pour cela, il va être tout particulièrement nécessaire de convertir un système de vélocimétrie laser Doppler (LDV) actuellement présent au laboratoire TFT en système PDA afin de pouvoir mesurer à la fois la taille des gouttes au sein d'un spray mais également leur vitesse. Il sera par ailleurs indispensable de concevoir et de valider une approche de traitement automatisé des signaux acquis par le système PDA dans le but de pouvoir analyser un grand nombre de mesures, et ce avant de tester le dispositif mis au point via des mesures réalisées dans des sprays. Dans ce contexte, le premier chapitre que nous venons de présenter a permis d'explicitier le fonctionnement des systèmes phase Doppler et de lister les paramètres à gérer pour obtenir des mesures exploitables. C'est donc sur la base des données colligées au sein de ce chapitre que le cahier des charges relatif à la conception du dispositif qui sera présenté au sein du chapitre 3 a pu être établi.

CHAPITRE 2

MONTAGES EXPÉRIMENTAUX

2.1 Environnement de travail

Le laboratoire combustion du TFT comprend plusieurs dispositifs expérimentaux faisant appel aux diagnostics laser. Pour des raisons de sécurité liées à l'utilisation de tout laser de classe 3 et plus, il a été nécessaire de porter des lunettes de protection spécifiques (LG3 de Thorlabs) ainsi que de placer une barrière de protection (cf. Figure 2.1) tout autour du dispositif expérimental qui a été utilisé dans le cadre de ce travail.



Figure 2.1 Barrière de protection contre les rayonnements laser
source : <https://www.kenteklaserstore.com>

Les divers montages employés ont en outre été placés sur une **table optique** de marque Newport (cf. Figure 2.2) dont le maillage est de 2.54 cm (1 po).



Figure 2.2 **Table optique** RS 2000 de chez Newport *source : www.newport.com*

2.2 Montage expérimental préliminaire

Le premier montage utilisé consistait en une cuve remplie d'eau au sein de laquelle de la poudre de nylon du fournisseur Dantec (de diamètre moyen $10\ \mu\text{m}$ ou $20\ \mu\text{m}$) étaitensemencée et agitée via un barreau aimanté afin de générer un écoulement de particules (cf. Figure 2.3).



Figure 2.3 Photographie du montage expérimental préliminaire utilisé

L'utilisation d'un agitateur magnétique dont la vitesse de rotation peut être contrôlée en fonction des besoins de l'expérimentateur permet d'obtenir des écoulements relativement stables et de caractéristiques ajustables. Un tel dispositif présente en outre l'avantage d'être facile d'utilisation. Pour terminer, il est important de noter que l'aimant utilisé en tant qu'agitateur peut être éloigné du volume de mesure afin d'éviter toute perturbation comme illustré au sein de la Figure 2.4.

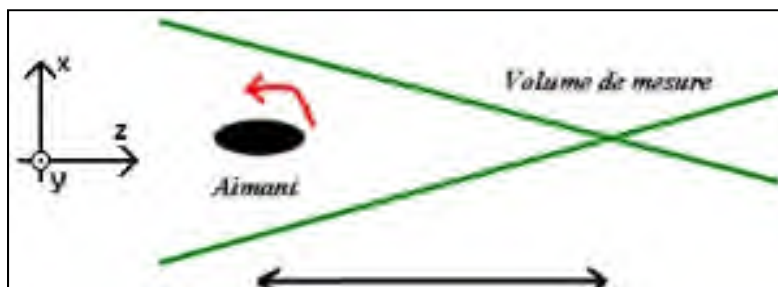


Figure 2.4 Représentation schématique du processus de détermination de la vitesse de l'écoulement ensemencé

La vitesse $|\vec{v}_p|$ pouvant être estimée via l'équation (2.1), on peut de fait avoir une bonne estimation de la fréquence Doppler ce qui permet de vérifier la cohérence des résultats issus du traitement du signal.

$$|\vec{v}_p| = \frac{\pi \cdot l_{aimant} \cdot N_{aimant}}{30} \quad (2.1)$$

Avec l_{aimant} la distance entre l'aimant et le volume de mesure et N_{aimant} la vitesse de rotation de l'aimant en tr/min.

Il faut toutefois faire attention à ne pas mettre une vitesse de rotation de l'aimant trop élevée, car un tourbillon peut alors se former ce qui rend les mesures difficilement exploitables. Enfin, la position du ou des capteurs peut être ajustée en fonction de la position du volume de mesure considérée sachant que l'angle hors axe est nul dans le cas illustré en Figure 2.5 du fait que le système se trouve en configuration laser Doppler et qu'il n'y a alors pas de nécessité de disposer d'un mode de diffusion particulier.

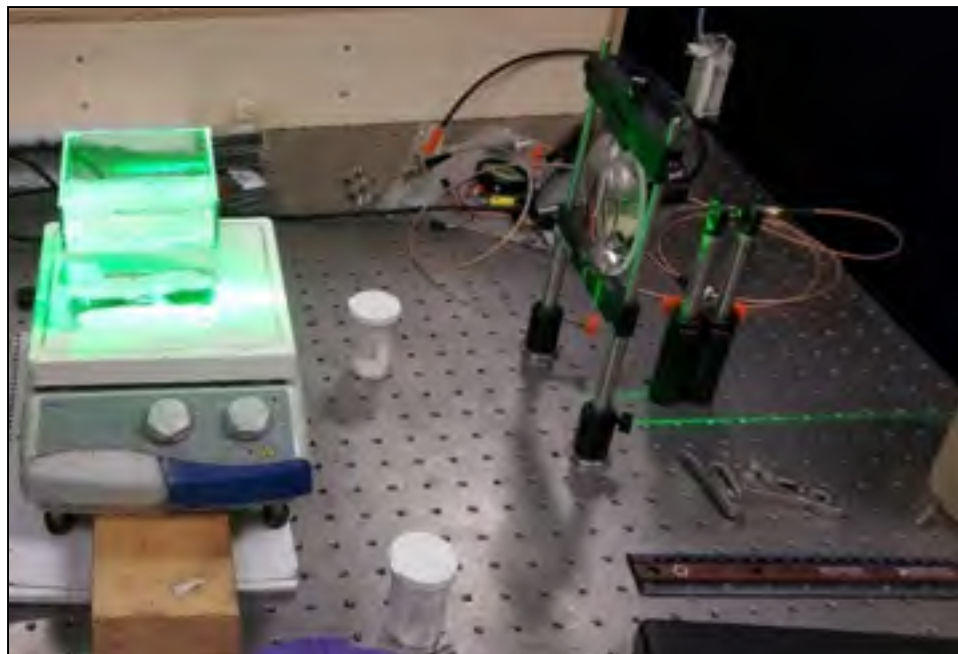


Figure 2.5 Disposition du capteur

2.3 Montage expérimental avec dispositif de génération de sprays

L'utilisation du montage expérimental préliminaire s'est révélée délicate lors de la modification du système laser Doppler en système phase Doppler. En effet, le plan formé par les deux faisceaux laser se trouvant non plus dans le plan (x,z) mais dans le plan (y,z) du schéma de la Figure 2.4, l'écoulement s'est de fait développé parallèlement aux franges, et non plus perpendiculairement à ces dernières, empêchant de la sorte la formation de *burst* exploitables. Modifier ce montage préliminaire de sorte à générer un écoulement circulant dans le sens désiré en utilisant les parois du récipient s'avérant trop compliqué et difficilement contrôlable, il a donc été décidé de changer de dispositif et d'utiliser un nébuliseur (cf. Figure 2.6) permettant de former des sprays d'eau distillée.



Figure 2.6 Nébuliseur PerkinElmer
source : <http://www.perkinelmer.com>

Le nébuliseur de marque PerkinElmer employé est de type DIHEN (i.e. Direct Injection High Efficiency Nebulizer). Il utilise l'effet venturi pour aspirer puis atomiser un liquide circulant à faible vitesse dans un tube central grâce à un écoulement de gaz sous pression circulant dans un espace co-annulaire. L'air comprimé du réseau (dont la pression peut atteindre 110 psi soit 0,76 MPa) a été utilisé en tant que gaz de nébulisation lors de cette étude. Malheureusement, cet air étant vicié (notamment par de l'huile de lubrification), il n'a pas été possible d'avoir recours à un régulateur de débit afin de contrôler et connaître précisément la quantité d'air injecté. Seule la pression du gaz a pu être déterminée sachant qu'il a été supposé, à juste titre, que les pertes de charge au sein des faibles longueurs de tuyauteries mises en œuvre pouvaient être négligées. Reste à noter que le diamètre interne du tube capillaire servant à faire circuler le liquide est de 0,4057 mm tandis que celui du tube servant à faire circuler le gaz est de 0,7271

mm. Concernant la section d'entrée du gaz de nébulisation, celle-ci est caractérisée par un diamètre interne de 1,196 mm.

Le schéma de la Figure 2.7 représente l'organisation des différents éléments du dispositif expérimental.

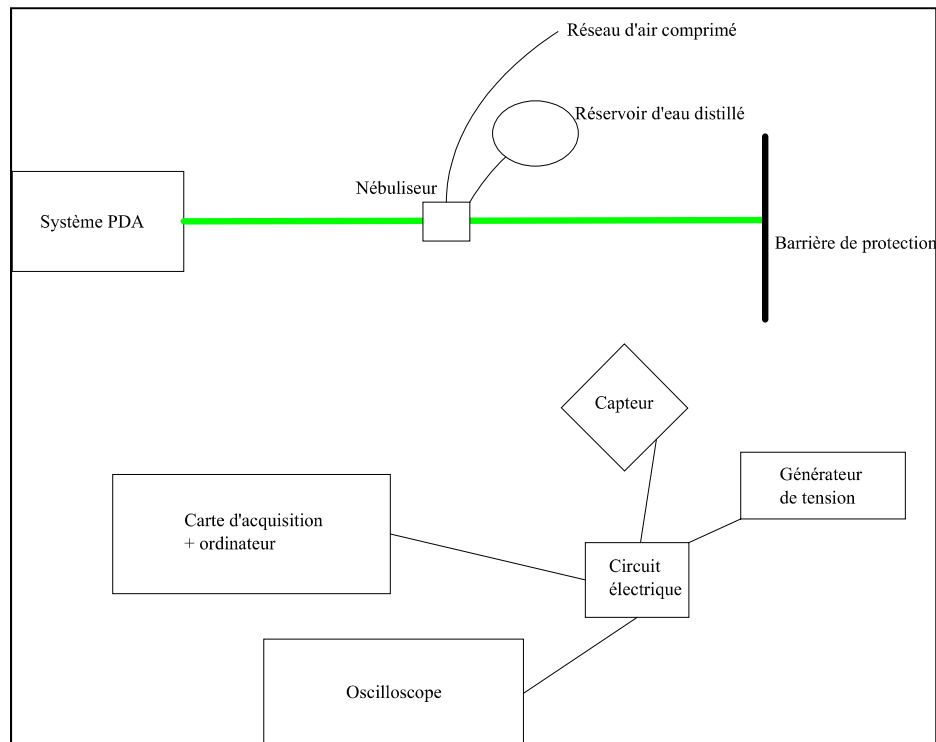


Figure 2.7 Représentation schématique du montage expérimental avec dispositif de génération de sprays

2.4 Montage expérimental avec dispositif d'ombroscopie

Le troisième et dernier montage expérimental utilisé lors de ce travail est différent de ceux présentés précédemment dans la mesure où il ne fait pas intervenir de système PDA. Il a en effet été mis en œuvre justement pour confirmer les résultats obtenus avec le système PDA. Il repose sur l'emploi de la technique d'ombroscopie et est composé d'une caméra haute vitesse Phantom V9.1 équipée d'un objectif Nikon Nikkor de 50 mm et d'un microscope Navitar Zoom 6000 (*cf.* Figure 2.8).



Figure 2.8 Caméra Nikon avec son objectif de 50 mm (à gauche) et microscope Navitar Zoom 6000 (à droite)

La technique d'ombroscopie consiste à acquérir des images de sprays puis à les traiter numériquement en vue de déterminer la taille des gouttes. Cette technique nécessite donc de disposer d'une fréquence d'acquisition suffisante pour collecter les images à analyser et de recourir à une source de lumière de forte intensité dans le but d'éclairer efficacement le spray. C'est pourquoi une lampe halogène a été utilisée de même qu'une lampe à LED de 100 W équipée d'une lentille convergente afin d'obtenir une meilleure luminosité (plus importante et plus homogène) comme illustré sur la Figure 2.9.

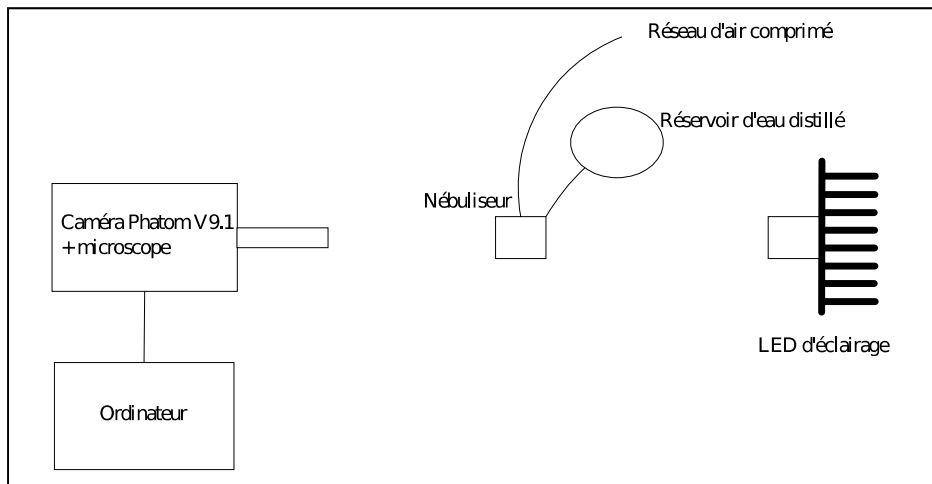


Figure 2.9 Schéma du montage avec dispositif d'ombroscopie

La présentation des différents montages expérimentaux utilisés ayant été réalisée, le prochain chapitre de ce mémoire va pouvoir se concentrer sur la description de la chaîne de mesure développée et notamment sur la description des bases optique et électrique constitutives de ce système.

CHAPITRE 3

MISE AU POINT DE LA CHAÎNE DE MESURE

Le travail de conception et de développement de la chaîne de mesure peut se décomposer en deux volets. Le premier consiste en la modification du dispositif de LDV en vue de le transformer en banc de mesure PDA, ce qui inclut la modification des systèmes optiques de transmission et de réception. Le second volet concerne quant à lui la conception du circuit permettant de conditionner le signal électrique en vue de son acquisition.

3.1 Modification du système LDV en dispositif PDA

3.1.1 Système LDV initial

Le système de base est un vélocimètre à laser Doppler. Il se compose de 2 blocs :

- La source de rayonnement et la chaîne de transmission associée : ce premier bloc est composé d'un laser couplé à une lame semi-réfléchissante, trois miroirs dont la configuration est schématisée au sein de la Figure 3.1 et une lentille. Le laser Ultralaser de classe 3 dispose d'une puissance de 300 mW et opère à une longueur d'onde λ de 532nm (*cf.* ANNEXE II). La lame semi-réfléchissante ainsi que les trois miroirs ont été fournis par Edmund Optics tandis que les quatre montures proviennent de chez Newport.
- Le système optique de réception : celui-ci se compose d'une lentille convergente concentrant la lumière diffusée par les gouttes dans le volume de mesure vers une photodiode (*cf.* Figure 2.5). Un circuit de conversion courant-tension (s'inspirant de celui conseillé par Thorlabs et présenté dans la section suivante (*cf.* Figure 3.7)) transforme ensuite la lumière diffusée en un signal (une tension). Ce circuit est branché à une carte d'acquisition permettant la collecte des signaux via le logiciel Labview tandis que l'extraction de la fréquence des *bursts* et le traitement des signaux en vue de remonter à la vitesse des particules s'effectue via le logiciel Matlab[®].

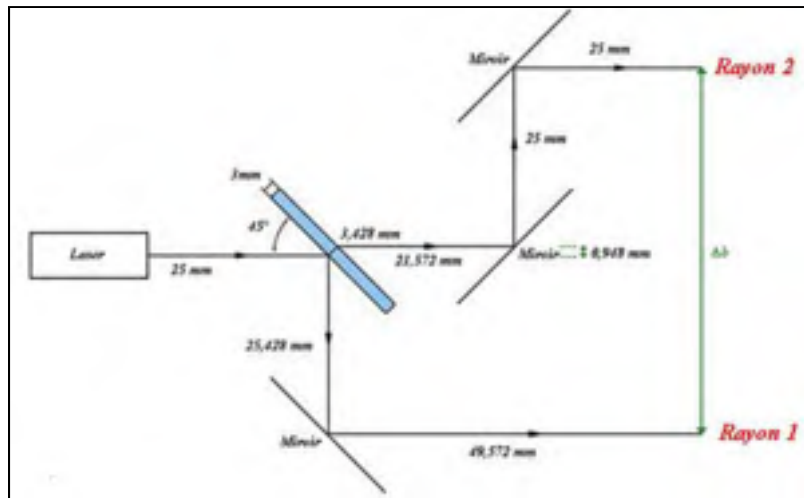


Figure 3.1 Configuration du système diviseur de faisceaux

Le Tableau 3.1 récapitule les principales caractéristiques de la chaîne de transmission. Le diamètre des faisceaux correspond en fait à celui déterminé à la sortie du laser sachant que les valeurs répertoriées dans le Tableau 3.1 (différentes de celles fournies par le constructeur) proviennent de mesures effectuées par la personne ayant initialement conçu le système LDV.

Tableau 3.1 Récapitulatif des caractéristiques du dispositif de transmission

Longueur d'onde λ (nm)	532
Séparation des faisceaux Δb (mm)	51.4
Distance focale de transmission f_{trans} (mm)	600
Angle de croisement des faisceaux θ ($^{\circ}$)	4.8672
Diamètre des faisceaux d_{w0} (mm)	1
Interfrange i (μm)	6.26
Diamètre du volume de mesure δ_y (mm)	0.406
Nombre de franges N_{fr}	65
Longueur du volume de mesure δ_z (mm)	9.5714

Maintenant que les caractéristiques du système LDV d'origine ont été présentées, la section suivante va lister les modifications opérées afin de pouvoir estimer la taille des gouttes présentes au sein d'un spray.

3.1.2 Système modifié

Tel qu'illustré au sein du chapitre I, le système phase-Doppler à trois détecteurs semble constituée une option de choix car ne nécessitant que des changements limités au niveau des optiques de réception et de transmission du dispositif original. De plus, ce type de système permet de caractériser des gouttes présentant une large gamme de tailles (bien qu'essentiellement inférieures à 20 μm) car il garde une bonne linéarité en termes de réponse différence de phase/diamètre.

En première approche, il a été choisi de ne pas modifier la partie transmission du système LDV d'origine et de construire une nouvelle ligne de réception conçue en un seul bloc. Bien que les capteurs des systèmes laser Doppler soient en général inclus dans un bâti cylindrique, il a toutefois été décidé de conserver la logique de conception mise en œuvre pour la construction de l'optique de transmission. Ainsi une lentille convergente a été installée via un support adapté sur une plaque en aluminium afin de collecter la lumière diffusée par les gouttelettes traversant le volume de mesure. De petites lentilles ont de plus été ajoutées afin de concentrer la lumière dans les photodiodes qui sont fixées à la plaque. Grâce à un nombre de trous prédéfinis dans le support en aluminium, il a été possible de faire varier la position des capteurs en vue de définir les angles d'élévation ψ_r . Pour gérer l'angle hors-axe ϕ_r , il a enfin été envisagé d'utiliser une vis sans fin permettant de jouer sur l'inclinaison de la plaque comme illustré Figure 3.2. Cette solution s'est toutefois avérée compliquée à mettre en œuvre notamment du fait des angles hors-axe et de la distance focale de la lentille nécessitant d'élever la plaque à des angles entre 30° et 60° pour un indice de réfraction relatif de 1.33 tout en conservant l'éloignement requis.

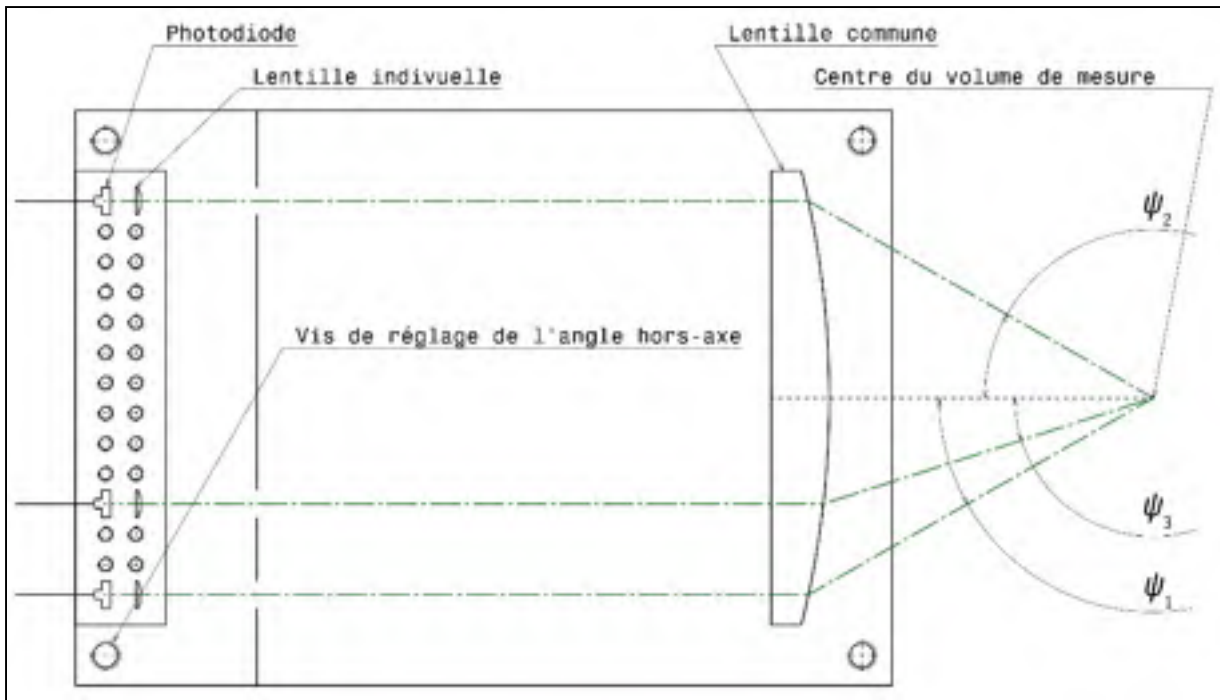


Figure 3.2 Schéma de la première version du système PDA

En conséquence, il a été décidé de modifier également la partie transmission du système de mesure (*cf.* Figure 3.3) en la faisant pivoter d'un angle de 90° de sorte que l'angle hors-axe du capteur soit dans un plan parallèle à celui du support. Pour cela, deux équerres ont été ajoutées de part et d'autre de la plaque en aluminium afin de créer un plan stable. Une des équerres a en outre été équipée d'un emplacement supplémentaire pour accueillir le porte-lentille. Ce dernier ne pouvait en effet être laissé sur la plaque initiale sans quoi la lentille de collection n'aurait pas été fixée de manière stable et les points de mise en place auraient de surcroît suivi une droite horizontale. C'est pourquoi il a été décidé de la fixer sur l'équerre avant (*cf.* Figure 3.3).

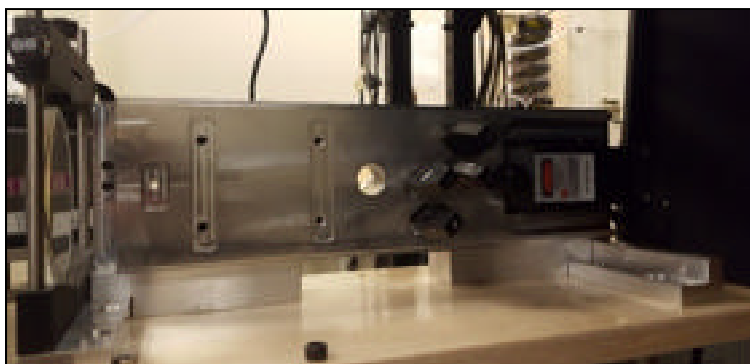


Figure 3.3 Photographie du système de transmission modifié

Grâce aux modifications opérées, il n'est de fait plus nécessaire d'élever la plaque pour aligner les capteurs avec le volume de mesure, car le plan formé par les capteurs est vertical. La ligne optique de réception obtenue est en forme de T inversé afin d'en assurer la stabilité. La position des fixations a par ailleurs également été modifiée en faveur d'un trou oblong en lieu et place d'un nombre fini de trous, ceci permettant de choisir, au besoin, un angle d'élévation précis. Pour terminer, un emplacement a été prévu entre la lentille commune et les lentilles individuelles pour y placer au besoin un masque comme cela se retrouve parfois dans certains systèmes de mesure commerciaux.

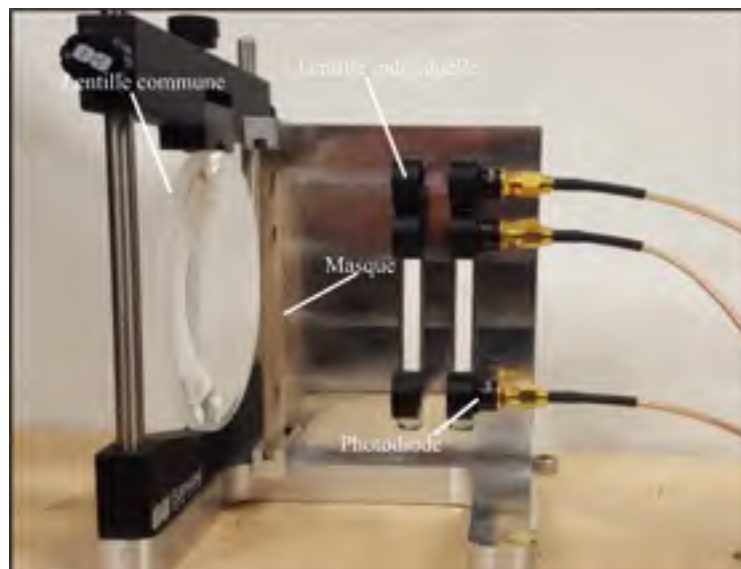


Figure 3.4 Système de capteur définitif

La principale difficulté associée à cette ligne de détection alternative réside toutefois dans le réglage fin de son positionnement par rapport au volume de mesure afin de garantir une bonne connaissance de l'angle hors-axe pour l'utilisation des formules de conversion déphasage/diamètre. Pour résoudre ce problème, le maillage d'une **table optique** a été utilisé pour aider à positionner la ligne de réception à des angles connus. Concernant les angles d'élévation, le zéro a été effectué par rapport au centre de la lentille commune. Les photodiodes ont été placées à 3.8 mm, 2 mm et -3.8 mm du zéro afin de maximiser la sensibilité et la gamme de tailles. Enfin, la mesure de la distance séparant la photodiode de l'axe de la lentille commune permet de définir l'angle d'élévation d'après la relation :

$$\psi_r = \text{Arctan} (dist/f_{récep}) \quad (3.1)$$

La figure 3.5 présente la relation déphasage/diamètre du système PDA dans le cas d'un angle hors-axe de 30°. On peut noter que le système donnera au maximum deux sauts de 2π (cf. équation (1.38)). Les diamètres maximaux sont 108.2 μm pour la réflexion et 135.6 μm pour la réfraction.

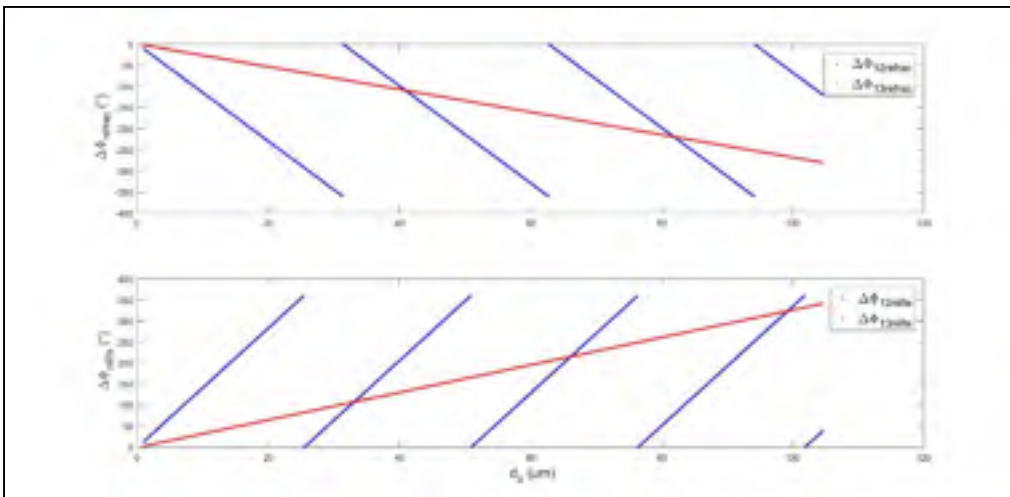


Figure 3.5 Diagramme déphasage/diamètre du système PDA pour un angle hors-axe de 30°

3.1.3 Erreurs commises

Cette section a pour objet d'évaluer les **incertitudes** entachant potentiellement les mesures réalisées avec le système de mesure mis au point notamment par rapport au placement du capteur et à la définition du volume de mesure. Certaines **incertitudes** sont toutefois **négligeables et de fait négligées**, car difficilement évaluables à l'instar de celles liées à l'usinage de la plaque supportant la ligne de transmission et fixant l'écartement des faisceaux. Ceci étant dit, le calcul des différentes erreurs estimables s'opère pour sa part via les relations suivantes :

$$\Delta e_i = \sqrt{\sum \left(\frac{\partial i(\lambda, \Delta b, f_{trans})}{\partial x} \cdot \Delta x \right)^2} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} & \Delta e_{\Phi_{12}^{(1)}}(\lambda, \Delta b, f_{trans}, f_{récep}, dist_{\psi_1}, dist_{\psi_2}, \phi) \\ = & \sqrt{\sum \left(\frac{\partial(\Delta\Phi_{12}^{(1)})(\lambda, \Delta b, f_{trans}, f_{récep}, dist_{\psi_1}, dist_{\psi_2}, \phi)}{\partial x} \cdot \Delta x \right)^2} \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} & \Delta e_{\Phi_{13}^{(1)}}(\lambda, \Delta b, f_{trans}, f_{récep}, dist_{\psi_1}, dist_{\psi_2}, \phi) \\ = & \sqrt{\sum \left(\frac{\partial(\Delta\Phi_{13}^{(1)})(\lambda, \Delta b, f_{trans}, f_{récep}, dist_{\psi_1}, dist_{\psi_3}, \phi)}{\partial x} \cdot \Delta x \right)^2} \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} & \Delta e_{\Phi_{12}^{(2)}}(\lambda, \Delta b, f_{trans}, m, f_{récep}, dist_{\psi_1}, dist_{\psi_2}, \phi) \\ = & \sqrt{\sum \left(\frac{\partial(\Delta\Phi_{12}^{(2)})(\lambda, \Delta b, f_{trans}, m, f_{récep}, dist_{\psi_1}, dist_{\psi_2}, \phi)}{\partial x} \cdot \Delta x \right)^2} \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\Delta e\Phi_{13}^{(2)}(\lambda, \Delta b, f_{trans}, m, f_{récep}, dist_{\psi_1}, dist_{\psi_3}, \phi)$$

$$= \sqrt{\sum \left(\frac{\partial(\Delta\Phi_{13}^{(2)})}{\partial x}(\lambda, \Delta b, f_{trans}, m, f_{récep}, dist_{\psi_1}, dist_{\psi_3}, \phi) \cdot \Delta x \right)^2} \quad (3.6)$$

D'après les données fournies par les constructeurs concernant le laser et les lentilles de transmission et de réception, l'erreur relative associée aux valeurs de longueur d'onde et de distances focales sont de 1%.

Comme évoqué ci-dessus, l'erreur commise sur l'écartement des faisceaux est difficilement estimable, car directement liée à la précision de l'usinage du support ainsi qu'à l'erreur associée à la lame semi-réfléchissante. Toutefois, une erreur de 1 mm (soit à peu près le diamètre du laser) a pu être estimée lors du réglage du volume de mesure en utilisant une feuille quadrillée pour placer les deux faisceaux laser.

L'erreur absolue commise sur l'angle hors-axe a été quant à elle déterminée via la précision du placement du capteur par rapport au quadrillage de la table optique. Il a été évalué à 5° au maximum.

En ce qui concerne l'erreur absolue commise sur les angles d'élévation, celle-ci se détermine sur la base de la distance focale de la lentille de réception ainsi qu'en tenant compte de l'erreur de placement des photodiodes avec les rainures estimées à 1 mm.

En guise de synthèse, le tableau 3.2 récapitule les valeurs d'erreur obtenues à partir des équations (3.2) à (3.6) et calculées avec le logiciel Mathematica.

Tableau 3.2 Erreurs relatives commises sur l'interfrange et les coefficients de conversion phase/diamètre

$\frac{\Delta e i}{i}$	0.20%
$\frac{\Delta e \Phi_{12}^{(1)}}{\Delta \Phi_{12}^{(1)}}$	6.57%
$\frac{\Delta e \Phi_{13}^{(1)}}{\Delta \Phi_{13}^{(2)}}$	8.41%
$\frac{\Delta e \Phi_{12}^{(2)}}{\Delta \Phi_{12}^{(1)}}$	2.69%
$\frac{\Delta e \Phi_{13}^{(2)}}{\Delta \Phi_{13}^{(1)}}$	10.22%

Comme on peut le voir, l'erreur sur le déphasage de la réfraction est faible quand on utilise le déphasage 1-2 (influençant la sensibilité) tandis que l'erreur sur le déphasage 1-3 est plus élevée bien que ce dernier ne serve qu'à déterminer la gamme de tailles. Le fait de fixer une tolérance adéquate pour la validation des mesures s'imposera cependant au regard de ces résultats.

3.2 Circuit électrique

Une fois la conception des lignes optiques de transmission et de réception établie, il reste à conditionner le signal lumineux reçu par les photodiodes. Un tel dispositif sert en fait à convertir un signal lumineux en courant électrique. De ce fait, il est nécessaire de convertir ce courant en tension pour qu'une carte d'acquisition puisse acquérir le signal ainsi capté via un logiciel d'acquisition tel que LabView. Cette conversion permet en outre d'amplifier le signal pour en augmenter la qualité par rapport au bruit inhérent à tout circuit électrique. Cette étape de conversion permet aussi d'optimiser le processus d'acquisition du signal grâce au choix de bornes d'acquisition donnant la meilleure résolution que la carte d'acquisition puisse fournir.

3.2.1 Photodiode SM05PD2B

Les trois photodiodes utilisées dans le cadre de ce travail sont des Thorlabs SM05PD2B (cf. Figure 3.5).



Figure 3.6 Représentation schématique de la photodiode Thorlabs SM05PD2B
Source : Thorlabs

Une photodiode a deux modes de fonctionnement :

- Le mode photoconducteur, où l'on applique une tension de polarisation inverse sur la cathode du détecteur. Cette tension permet de mesurer un courant de sortie linéaire par rapport à la lumière incidente reçue par la photodiode. L'application de cette tension va diminuer la capacité de jonction de la photodiode ce qui augmente la responsivité et produit un courant d'obscurité source de bruit (le modèle Thorlabs SM05PD2B étant caractérisé par un courant d'obscurité de 0.3 nA pour une tension de polarisation inverse de 5V).
- Le mode photovoltaïque où aucune tension de polarisation inverse n'est utilisée. Le courant de sortie de la photodiode est dans ce cas limité. Ce mode présente un courant d'obscurité minimum contrairement au mode photoconducteur mais une capacité de jonction maximale et donc une responsivité minimale.

Il semble donc plus intéressant d'utiliser le mode photoconducteur afin d'avoir une meilleure responsivité, le courant d'obscurité restant de surcroît très faible. La responsivité (R_λ) dépend

en outre de la longueur d'onde reçue par la photodiode (cf. Figure 3.6), celle-ci étant de 0.25 A/W à 532 nm.

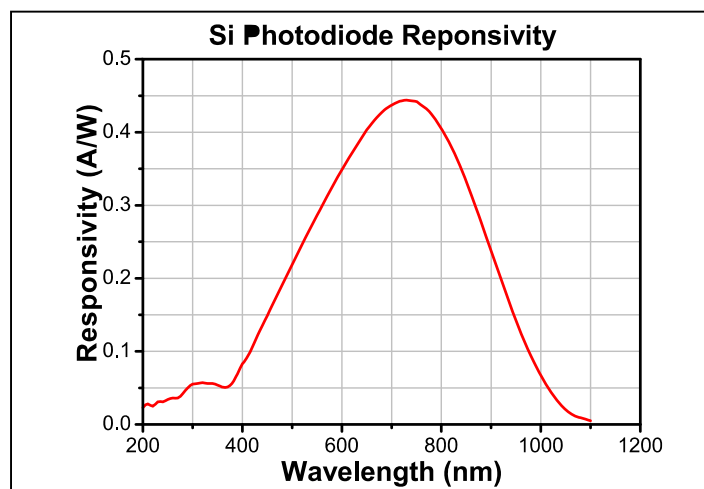


Figure 3.7 Responsivité de la photodiode en fonction de la longueur d'onde incidente

3.2.2 Circuit initial

Le circuit électrique de base considéré correspondait à celui recommandé par Thorlabs (cf. Figure 3.8). Celui-ci était consisté d'un *breadboard*, d'une capacité de 0.1 μF , d'une résistance de 1 $\text{k}\Omega$ et d'une résistance de charge de 1 $\text{k}\Omega$ permettant de transformer le courant électrique produit par la photodiode.

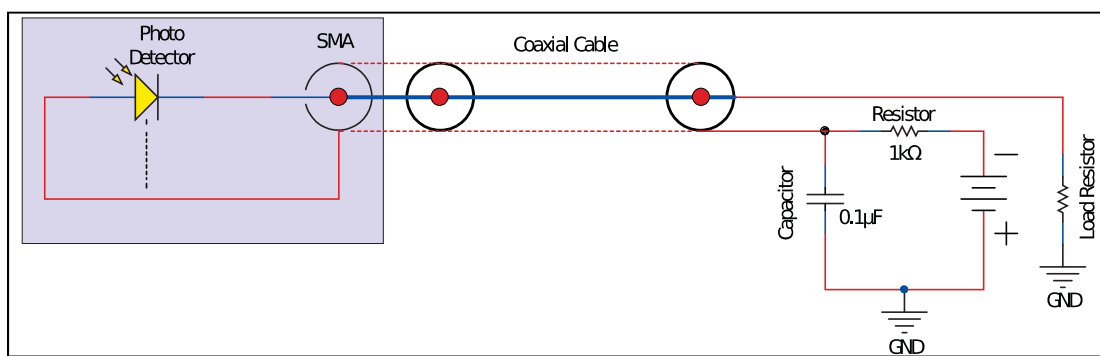


Figure 3.8 Circuit électrique conseillé par Thorlabs
Source : Thorlabs

La fréquence de coupure de la photodiode dans ce circuit est donnée par la relation :

$$f_{bw} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R_{LOAD} \cdot C_j} \quad (3.7)$$

Pour une résistance de charge de 1 k Ω et une capacité de jonction de 7 pF lorsque l'on applique une tension de polarisation inverse de 5V, la bande-passante f_{bw} est 22.7MHz. La vitesse maximale ainsi mesurable par ce circuit électrique (sans prendre en compte le système d'acquisition) est de 140 m/s. En revanche, l'amplification du signal peut ne pas être suffisante avec 1 k Ω or si l'on souhaite amplifier le circuit de manière significative (10 k Ω ou 100 k Ω par exemple), la vitesse maximale chute alors de manière conséquente (14m/s ou 1.4m/s, respectivement). On voit donc bien que l'amplification devient vite un problème pour la bande-passante. De plus utiliser un *breadboard* n'est pas forcément la meilleure solution puisqu'il peut y avoir des courants parasites circulant au sein de celui-ci.

3.2.3 Conception du circuit de transimpédance

Le circuit de base limitant la bande-passante, il est donc apparu nécessaire d'en modifier la conception en ayant recours à des amplificateurs opérationnels. En effet, pour obtenir une bonne amplification des signaux ainsi qu'une bande-passante suffisamment importante pour mesurer des sprays de vitesses importantes (des mesures de vitesse allant jusqu'à 1000 m/s, soit une fréquence Doppler de 161 MHz pour une interfrange de 6.21 μ m, étant rendues possible en ayant recours à des systèmes commerciaux tels que ceux proposés par Dantec ou TSI à titre d'exemples), le circuit présenté dans la section précédente s'est de fait révélé inadapté. C'est pourquoi, un amplificateur de transimpédance (*cf.* Figure 3.8) couplé à des étages d'amplification utilisant un montage non-inverseur a été mis en oeuvre.

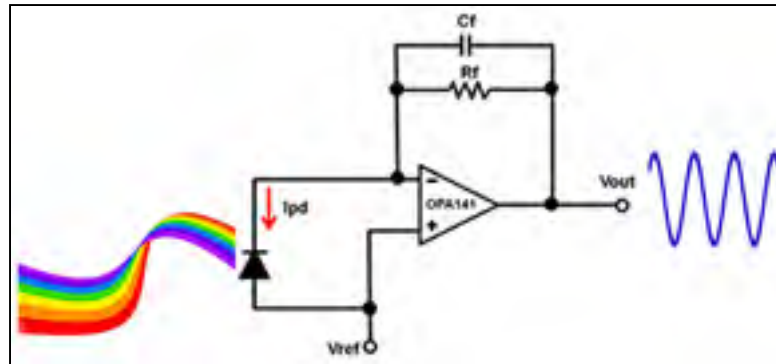


Figure 3.9 Amplificateur transimpédance avec une photodiode

source: <https://www.digikey.com>

Le circuit de transimpédance permet d'effectuer la conversion courant/tension d'une photodiode utilisée en mode photoconducteur, de déterminer la bande-passante du circuit et de faire une pré-amplification de signal. Les étages d'amplification suivants ont quant à eux pour but d'amplifier encore davantage le signal jusqu'au niveau souhaité. La fréquence de coupure d'un tel circuit peut se calculer via la relation (OSI Optoelectronics, 2006) :

$$f_{bw} = \sqrt{\frac{GBP}{2 \cdot \pi \cdot R_f \cdot (C_j + C_f + C_{AO})}} \quad (3.8)$$

Pour garantir la stabilité du circuit, une capacité C_f a été rajoutée, celle-ci devant respecter l'inégalité suivante (OSI Optoelectronics, 2006) :

$$\sqrt{\frac{GBP}{2 \cdot \pi \cdot R_f \cdot (C_j + C_f + C_{AO})}} > \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R_f \cdot C_f} \quad (3.9)$$

En considérant C_f comme étant la variable, la résolution de cette inégalité donne une valeur de C_f telle que :

$$C_f > \frac{1 + \sqrt{8 \cdot \pi \cdot GBP \cdot R_f \cdot (C_j + C_{AO})}}{4 \cdot \pi \cdot R_f \cdot GBP} \quad (3.10)$$

L'utilité des étages d'amplification apparaît alors de manière évidente. En effet sans étage, R_f devrait être très important pour avoir un signal exploitable ce qui diminuerait la bande-passante et la valeur de C_f . Toutefois comme l'on ajoute des étages d'amplification, R_f n'a pas besoin d'être très élevé. On peut donc maximiser la bande-passante du circuit tout en réglant l'amplification à un niveau souhaité.

3.2.4 Prototype

Le circuit de principe a tout d'abord été testé sur une plaque d'essai soudé en ayant recours à un amplificateur de transimpédance puis à un amplificateur non-inverseur avant d'en faire une version finale sur circuit imprimé (*cf.* section 3.2.5).

Le circuit est apparu assez pratique à modifier au niveau des gains. Des problèmes déjà présents avec le circuit initial ont toutefois persisté comme l'illustre la Figure 3.10.

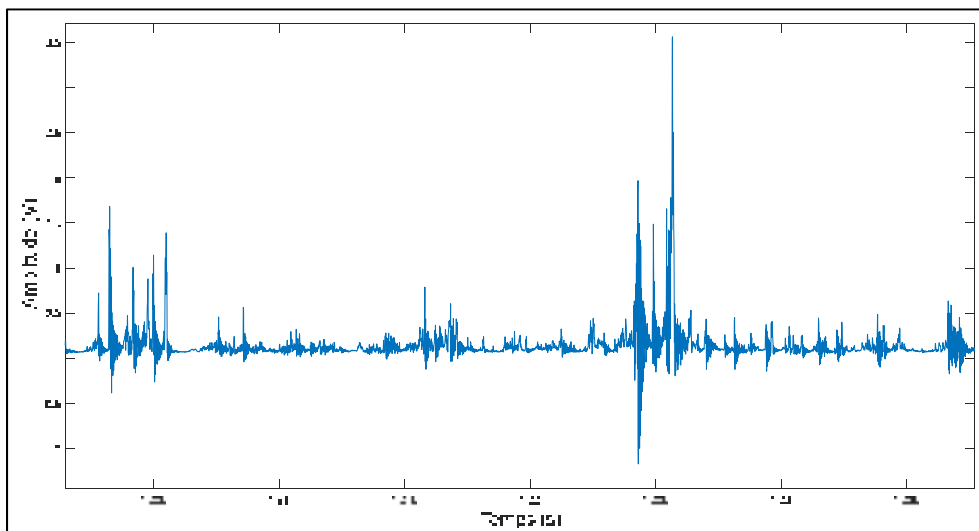


Figure 3.10 Exemple de signal amplifié et illustration des problèmes pouvant apparaître lors de l'utilisation du prototype de circuit avec transimpédance

3.2.5 Circuit final

Un circuit imprimé (représenté en Figure 3.11) a finalement été réalisé. Celui-ci comprend un amplificateur transimpédance, deux étages d'amplification non-inverseur, un filtre passe-bas placé entre ces deux étages (afin de filtrer si nécessaire les bruits parasites) et un troisième étage d'amplification facultatif utilisable dans le cas où le capteur est utilisé en position arrière ou lorsque la lumière diffusée est beaucoup moins intense. La fiche technique de ce circuit imprimé est fournie en ANNEXE III.



Figure 3.11 Photographie du circuit imprimé

L'équation (3.11) suivante permet d'estimer le gain entre la puissance reçue par la photodiode et la tension de sortie du circuit de la piste A dans le cas où le troisième étage d'amplification n'est pas utilisé :

$$Gain\left(\frac{V}{W}\right) = R_{\lambda} \cdot R_{FA1} \cdot \left(1 + \frac{R_{FA2}}{R_{INA2}}\right) \cdot \left(1 + \frac{R_{FA3}}{R_{INA3}}\right) \quad (3.11)$$

Les amplificateurs opérationnels choisis pour construire ce circuit final sont des OPA356 de chez Texas Instruments dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau 3.3.

Tableau 3.3 Caractéristiques utiles de l'amplificateur opérationnel OPA356

Source :

<http://www.ti.com/product/OPA356/description>

Gain Bandwidth Product (GBP)	200MHz
Tension d'alimentation (V_+ à V_-)	7.5V
Courant minimum de sortie	60mA
Capacité d'entrée de l'amplificateur	1.5pF

Au niveau du circuit de transimpédance, une tension de polarisation inverse correspondant à la tension ($-V_{cc}$) servant à l'alimentation V_- des amplificateurs est appliquée à la photodiode. Un diviseur de tension composé d'un potentiomètre de 10 k Ω relié de part et d'autre aux résistances branchées sur ($-V_{cc}$) et ($+V_{cc}$) a été placé sur la tension V_+ (cf. ANNEXE III) de sorte à pouvoir modifier la tension de décalage du signal afin de s'adapter au niveau d'amplification choisi ainsi qu'aux limites de tension de la carte d'acquisition (de -100 mV à 100 mV). Les composants choisis ainsi que les caractéristiques du circuit imprimé sont résumés au sein du Tableau 3.4 :

Tableau 3.4 Composants et caractéristiques du circuit imprimé

Composants							
R_{FA1}	C_{FA1}	R_{FA2} et R_{FA3}	R_{INA2} et R_{INA3}	R_{A3}	R_{A1} et R_{A2}	$R_{FiltreA}$	$C_{FiltreA}$
18k Ω	33pF	100k Ω	75k Ω	18k Ω	430k Ω	0 Ω	0F
Caractéristiques							
Bande-passante				Gain			
6.4MHz				2450V/W			

Pour terminer, une carte d'acquisition NI 6259 ayant une fréquence d'acquisition de 1.25 MHz a été sélectionnée. Étant donné que 3 signaux doivent être acquis avec le système de mesure mis au point, la fréquence d'acquisition est de fait réduite à 300 kHz (LabView ne permettant pas d'aller au-dessus de cette valeur). Par conséquent, en prenant en compte la fréquence de Nyquist avec une marge de 95% en vue de s'assurer de ne pas avoir de recoupement de spectre, la vitesse maximale mesurable avec notre dispositif est de fait de 0.88 ± 0.00176 m/s.

3.3 Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter les principales composantes du système développé. L'attention portée sur le circuit d'amplification a contribué à mettre en évidence un bruit de fond. Ainsi, une seconde approche d'amplification étagée a été proposée. Le travail détaillé au sein de ce chapitre a donc permis d'atteindre le 1^{ère} sous-objectif visant à modifier le système LDV du laboratoire en un système PDA.

La mise au point de la chaîne de mesure ayant été réalisée (celle-ci permettant de mesurer la vitesse et la taille de gouttes traversant le volume de mesure), le chapitre suivant va aborder le processus de traitement des signaux qui a été réalisé sous Matlab[®]. Seront alors abordés le principe de fonctionnement de la procédure de traitement de signal et la validation de cette dernière via la réalisation de deux simulations.

CHAPITRE 4

TRAITEMENT DU SIGNAL

4.1 Objectif

Le traitement du signal doit permettre d'extraire d'un signal acquis les données mesurées à savoir la vitesse et le diamètre des gouttelettes. Pour ce faire, il est tout d'abord nécessaire de filtrer le signal pour retirer la partie basse fréquence ainsi que les hautes fréquences. Il faut ensuite détecter chaque *burst* et les analyser pour en extraire la fréquence Doppler ainsi que le déphasage.

Afin de mettre au point la procédure de traitement des données acquises grâce au dispositif de mesure développé (ceci impliquant l'écriture et la validation d'un code de calcul), des signaux ont tout d'abord été simulés en ayant recours à l'expression mathématique suivante :

$$s_r(t) = A_r \cdot \exp\left(-\frac{(t - t_{m,r})^2}{t_b^2}\right) \cdot (1 + \gamma \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot f_D \cdot t + \Phi_r)) + n(t) \quad (4.1)$$

A_r étant l'amplitude, t_m l'instant où la goutte se trouve au centre du *burst*, t_b l'épaisseur du *burst*, γ le piédestal du signal dépendant de la taille de la goutte par rapport à l'interfrange i , f_D la fréquence Doppler et Φ_r la phase du signal.

4.2 Filtrage

Le filtrage du signal est une étape importante, car il permet d'enlever l'enveloppe porteuse du signal correspondant à l'intensité lumineuse d'un faisceau laser et d'avoir une bonne détectabilité des *bursts* lors de l'étape suivante (*cf.* Figure 4.1). Un filtre de type Butterworth permettant d'avoir un gain le plus constant possible sur la bande passante sélectionnée a été utilisé. En effet, si de grandes disparités apparaissent dans la vitesse des gouttes et donc dans

la fréquence des différents *bursts*, le fait d'avoir un gain le plus constant possible est alors nécessaire pour ne pas fausser le processus de détection de ces *bursts*.

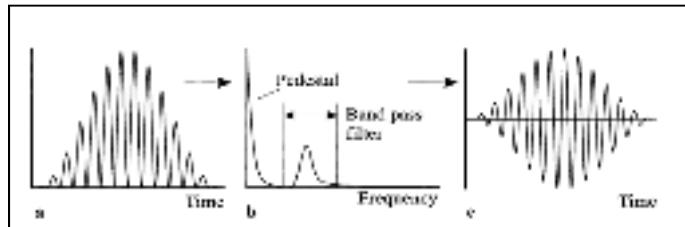


Figure 4.1 a Signal Doppler
 b Représentation fréquentielle du signal Doppler
 c *Burst*

Tirée de Eder, Durst, Jordan (2001, p. 122)

La première étape du traitement du signal consiste à effectuer un filtrage passe-haut à une fréquence pas trop élevée afin d'enlever l'enveloppe du signal sans supprimer certains *bursts*. Un filtrage à 5000 Hz (correspondant à une vitesse de 31 mm/s avec la configuration actuelle) est alors opéré bien que cette fréquence puisse être diminuée si les vitesses mesurées deviennent très faibles.

Dans un second temps, l'enveloppe de la valeur absolue de la Transformée de Fourier rapide (ou FFT) du premier signal filtré est calculée. On applique alors un seuil à cette enveloppe pour sélectionner la bande passante du filtre comme illustré sur la Figure 4.2.

Ainsi, si la fréquence basse (haute) de la bande passante est comprise entre 5000 et 10 000 Hz, alors la fréquence de la fenêtre sera initiée à 5000 Hz (10 000 Hz) sinon elle sera initiée à 75 % (125 %) de la fréquence basse (haute). Après un premier calcul, la démarche sera réitérée en utilisant la plage de fréquence extraite des *bursts* sélectionnés en rajoutant une bande de tolérance de 10 % afin d'affiner les calculs.

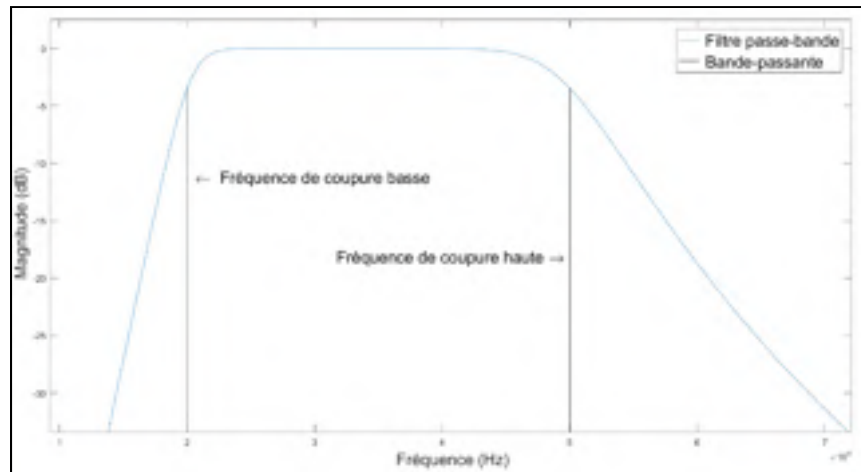


Figure 4.2 Filtre bande-passante

Concernant le choix de l'ordre du filtre, il n'est pas possible de sélectionner un ordre trop important sans tenir compte de la bande passante. En effet, pour une fréquence d'échantillonnage donnée, le gain peut être supérieur à 1 de manière inégale sur la bande passante, une déformation du signal peut se produire et un gain trop important peut-être appliqué ce qui tend à amplifier le signal et à le rendre inutilisable comme illustré sur la Figure 4.3 où le filtre choisi donne lieu à un signal filtré de 10^{303} .

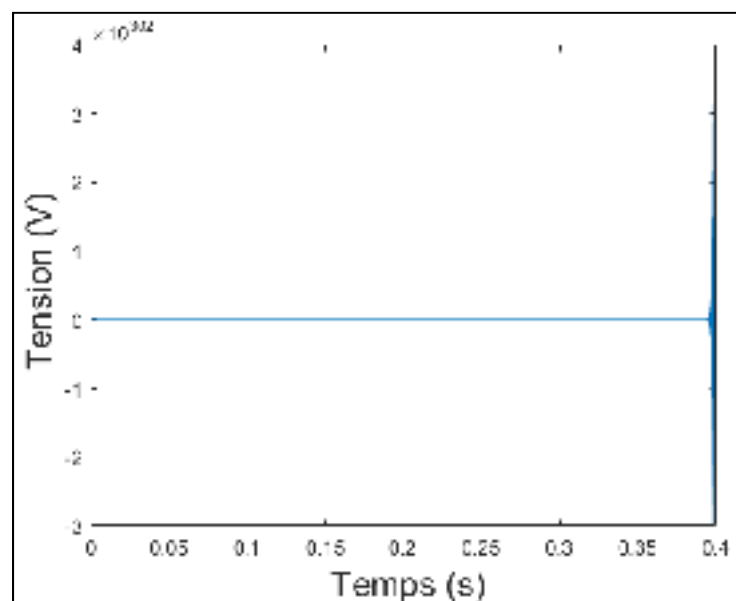


Figure 4.3 Problème d'ordre trop grand dans le filtrage

L'alimentation des amplificateurs opérationnels ayant été fixée à 3 V, le signal ne peut donc être supérieur à 3 V. Ceci étant, si les bornes de tension de la carte d'acquisition sont réglées à une valeur inférieure (100 mV par exemple) et hormis dans le cas de figure où le filtre amplifie le signal, on peut soit fixer un seuil à 3 (ou 0.1) pour savoir si l'ordre du filtre n'est pas trop élevé, soit contrôler le gain du filtre et mettre un seuil de magnitude de 1dB. Une boucle « *si* » est alors mise en place en initialisant l'ordre du filtre à 20. Il est ensuite vérifié que le signal n'est pas supérieur au seuil fixé. Dans le cas contraire, l'ordre du filtre est baissé jusqu'à ce que le seuil soit respecté. La Figure 4.4 montre la différence entre un ordre de filtrage adapté et deux ordres inadéquats (l'un est trop grand ce qui fait que le gain est bien trop élevé et n'est plus linéaire sur la bande-passante, l'autre est trop petit et le gain ne diminue pas assez par rapport à l'ordre 10).

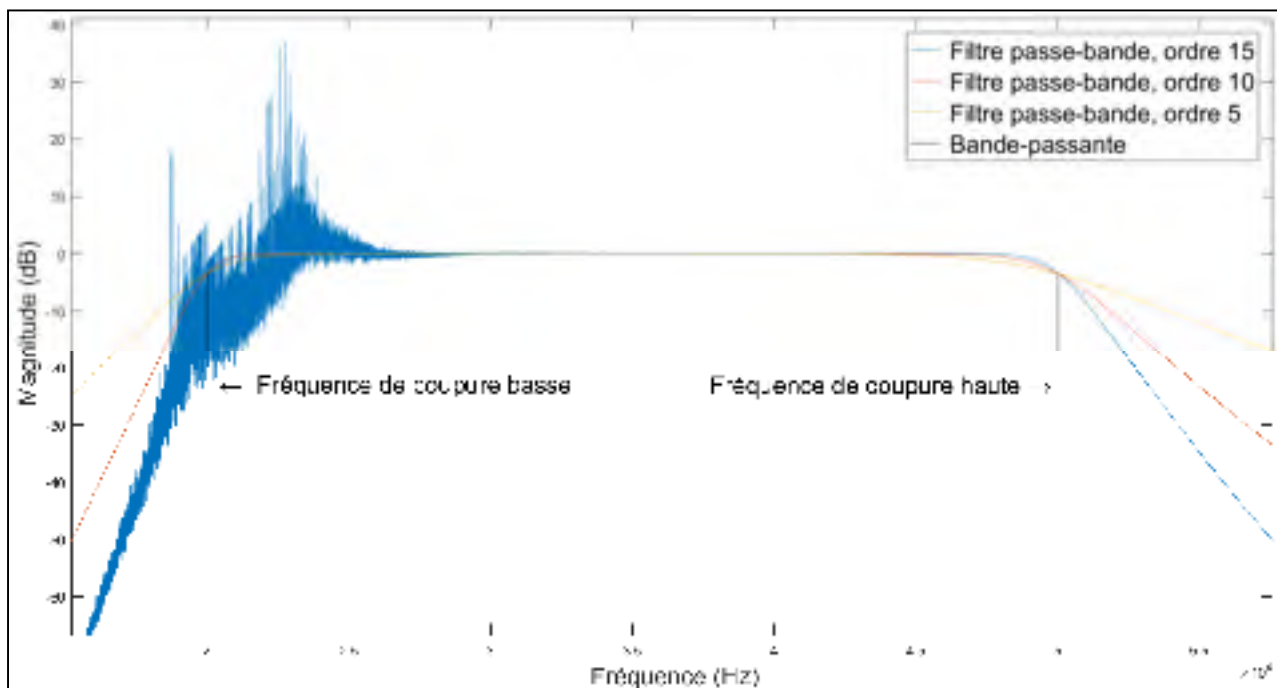


Figure 4.4 Représentation de différents ordres de filtrage pour une même bande-passante

4.3 Détection des *bursts*

La détection des *bursts* est naturellement l'étape la plus importante puisqu'elle consiste à différencier les *bursts* du bruit du signal notamment pour les *bursts* des faibles intensités provenant soit des petites particules ou des particules passant trop près des extrémités du volume de mesure. Cette détection peut être faite manuellement ou automatiquement (le code développé laissant à l'utilisateur le choix de la méthode bien que le recours à une approche automatique devienne vite nécessaire lorsque la quantité de *bursts* à analyser est grande).

En ce qui concerne le mode manuel, la méthode employée est assez simple. Le signal est affiché via une fonction *ginput* qui permet à l'utilisateur de sélectionner deux abscisses du signal (qui doivent être d'ordre croissant). L'utilisateur sélectionne ensuite la portion de signal souhaité via un processus en deux étapes. Une première sélection grossière est en effet effectuée autour du *burst* à analyser tandis qu'une seconde sélection plus précise est réalisée afin de prendre la bonne portion du *burst* en évitant notamment les portions trop faibles.

Sélectionner manuellement les *bursts* peut toutefois s'avérer excessivement long. De plus, l'utilisateur peut ne pas analyser les *bursts* de faible intensité qui ne sont pas forcément détectables par simple observation du signal. C'est pour cela que l'automatisation du traitement du signal est particulièrement utile. Plusieurs techniques de principes relativement similaires sont utilisables dans ce cadre. Une détection par seuil peut ainsi être effectuée (en utilisant un seuil fixé ou en sélectionnant une bascule de Schmitt (détection à hystérésis)). La détection peut se faire via l'amplitude du signal acquis, l'amplitude du signal filtré, le signal-to-noise ratio (SNR) du signal acquis et le SNR du signal filtré. Dans le cas où le signal filtré est utilisé, une partie du bruit est alors supprimé et c'est pourquoi une détection avec signaux filtrés a été sélectionnée au cours de ce travail.

4.3.1 Détection par seuil

Utiliser un seul seuil est une manière assez classique d'exécuter une détection par seuil. Il s'agit tout simplement de fixer une valeur de référence souhaitée et tout ce qui est supérieur ou

inférieur est alors retenu par le programme. Il faut ensuite établir le seuil au-dessus duquel le programme sélectionne les portions du signal à analyser. Pour cela, le programme calcule le maximum de l'enveloppe qui sera considéré comme le maximum du volume de mesure et établit le seuil à 20% de ce maximum. Toutefois comme illustré sur la Figure 4.5 de faibles fluctuations du signal ou du bruit peuvent faire apparaître une portion de signal non adaptée à l'analyse.

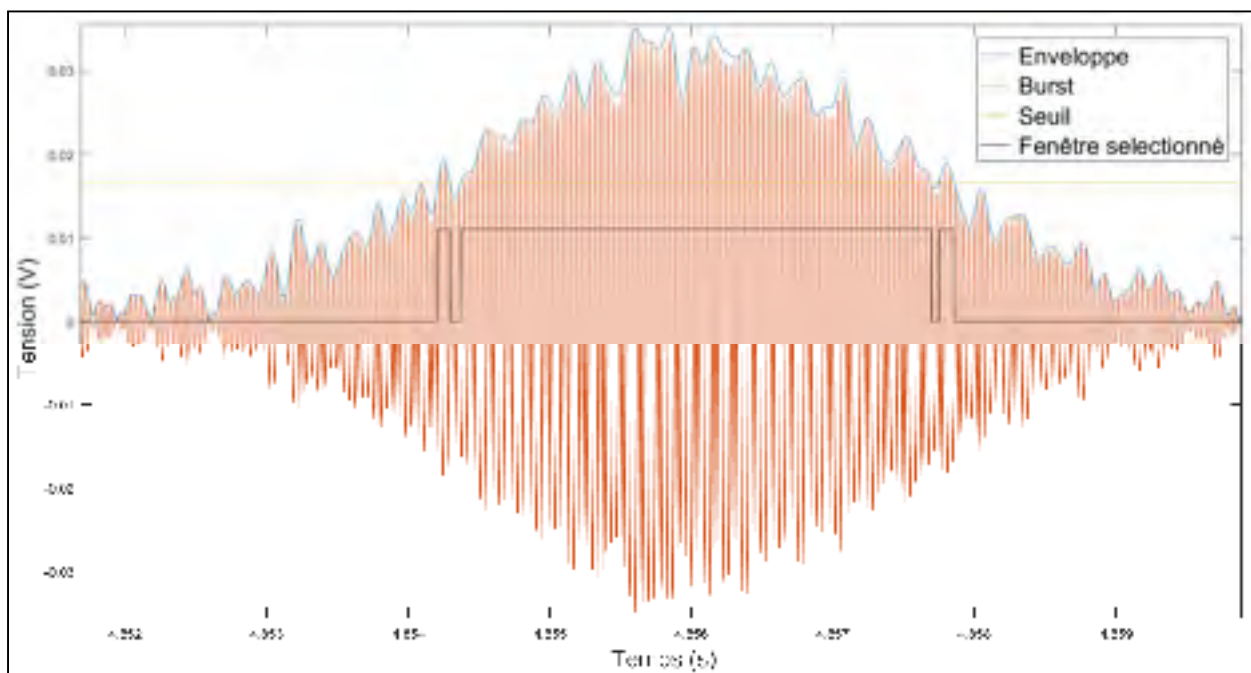


Figure 4.5 Détection par seuil

Pour solutionner ce problème, il est possible d'avoir recours à une détection par hystérésis appelée bascule de Schmitt. Le principe de cette méthode consiste à fixer deux seuils de basculement de valeurs différentes (s_b et s_h), l'un sur le front montant et l'autre sur le front descendant du signal à traiter. Lorsque ce dernier atteint le seuil de basculement s_h , alors la détection du *burst* commence. Tant que le signal reste au-dessus de s_b , la fenêtre continuera d'être sélectionnée. Puis, lors du front descendant, la détection du *burst* sera considérée comme terminée dès lors que le signal franchira le seuil de basculement s_b . Comme on peut le remarquer sur la Figure 4.6, cette approche permet de sélectionner correctement le *burst*

contrairement au cas présenté au sein de la figure précédente où des portions d'une ou deux franges peuvent aussi être sélectionnés.

Une boucle « **si** » a de plus été ajoutée dans le code afin de prévenir l'apparition d'éventuels portions non désirées sur le signal que la bascule de Schmitt ne pourrait pas éviter (l'utilisateur fixe une durée minimale que devra rejeter le programme en fonction de la taille des gouttes à mesurer ou de la fréquence d'échantillonnage).

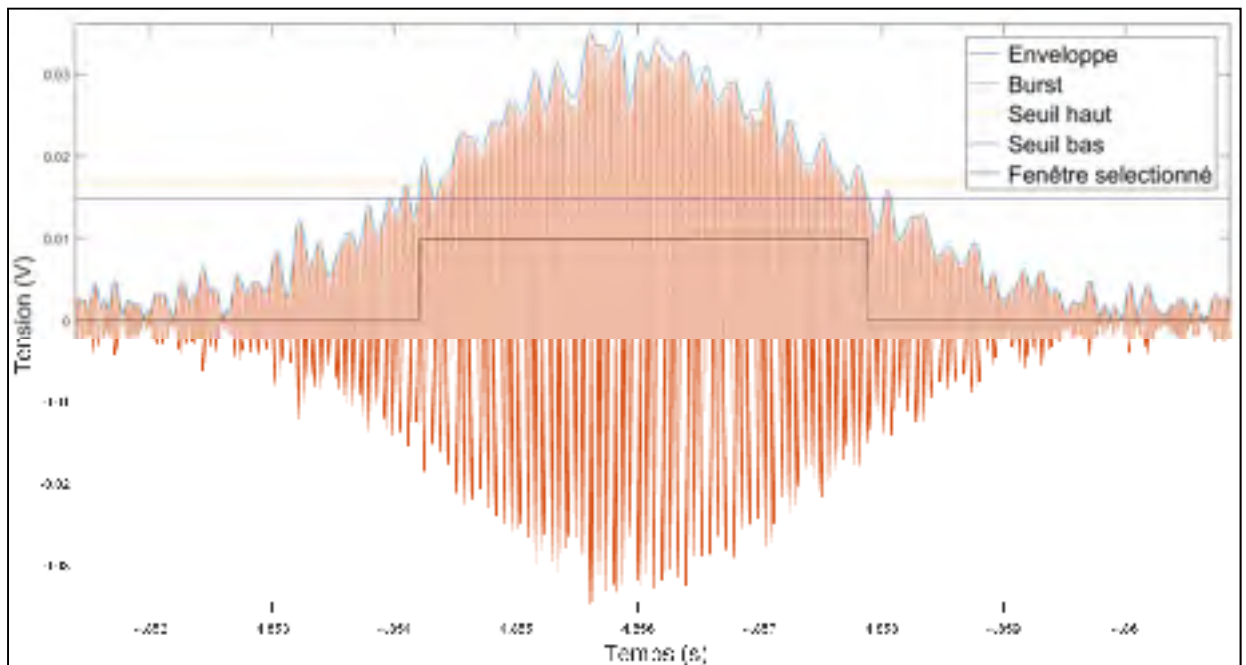


Figure 4.6 Détection par bascule de Schmitt

Maintenant que le type de détection par seuil utilisé par le programme a été présenté, la section suivante va s'intéresser à la manière d'effectuer une détection avec le SNR puis avec l'amplitude du signal filtré.

4.3.2 Détection par SNR

Le rapport signal sur bruit (ou SNR pour *signal-to-noise ratio*) est un indicateur qui permet de rendre compte de la qualité du signal mesuré. Il permet en effet d'estimer si les divers bruits,

tels que le bruit thermique ou le bruit électromagnétique, ont une amplitude importante vis-à-vis du reste du signal (les *bursts*). Plus le SNR est grand, plus le bruit est faible. Ce type de détection s'effectue en caractérisant des portions du signal à l'aide d'une boucle « *pour* », le SNR étant calculé via la relation :

$$SNR_{dB} = +10 \log \left(\frac{\sigma_s^2}{\sigma_n^2} \right) \quad (4.2)$$

Où σ_s est la variance du signal tandis que σ_n représente la variance du bruit. Matlab[®] propose une fonction « *snr* » calculant soit le SNR de la portion de signal via un périodogramme soit en indiquant à la fonction une deuxième portion de signal considérée comme correspondant à du bruit avant de faire le ratio des deux portions de signal.

La Figure 4.7 permet de visualiser la différence de résultat obtenu lors de l'utilisation de ces deux méthodes de calcul pour des portions de signal de 1024 points. On peut ainsi constater que la méthode à deux portions de signal permet d'obtenir une courbe lisse facilitant la détection par seuil bien que cette courbe semble trop élargie et ne permettra pas de sélectionner uniquement le *burst* mais intégrera également une partie du bruit. En outre et dans une situation où deux *bursts* venaient à être proches, un risque de détection d'un seul *burst* au lieu de deux apparaîtrait. En faisant varier le nombre de points pour le calcul du SNR, il est possible de modifier l'étendue de la courbe à analyser sachant que plus le nombre de points est faible, plus la portion de signal à traiter sera faible. Cependant si ce nombre devient trop faible, le calcul sera alors délicat surtout via la méthode à périodogramme qui requière un certain nombre de points afin de pouvoir opérer une bonne estimation spectrale.

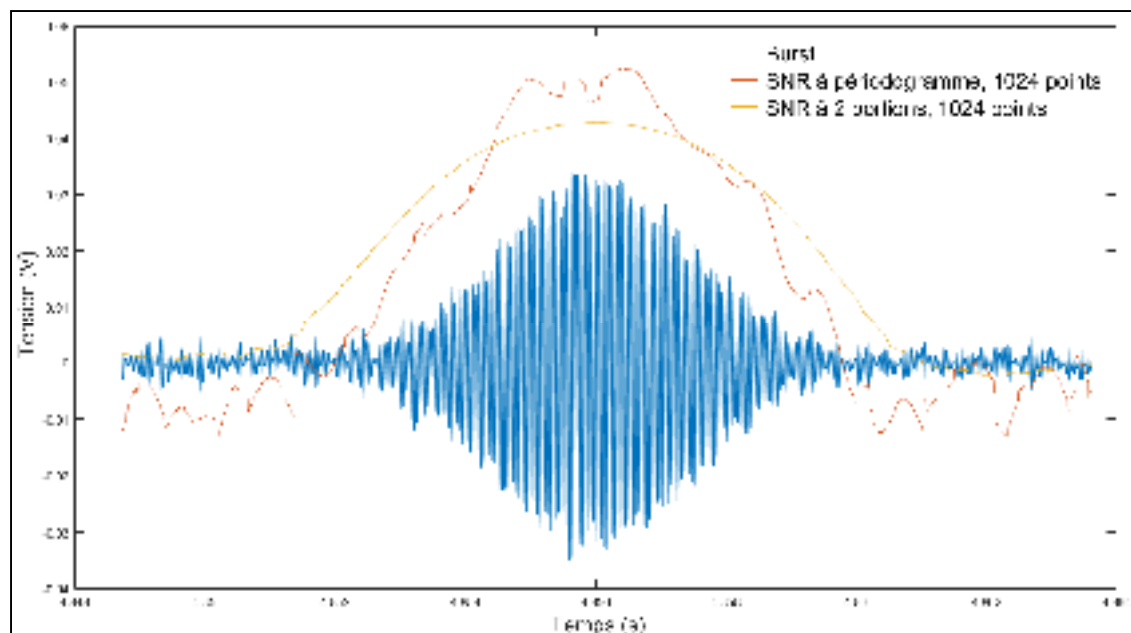


Figure 4.7 Différences entre un SNR à périodogramme et SNR à 2 portions

Sur la Figure 4.8, plusieurs calculs de SNR à 2 portions ont été effectués en utilisant différentes quantités de points (1024, 512, 256, 128 et 64).

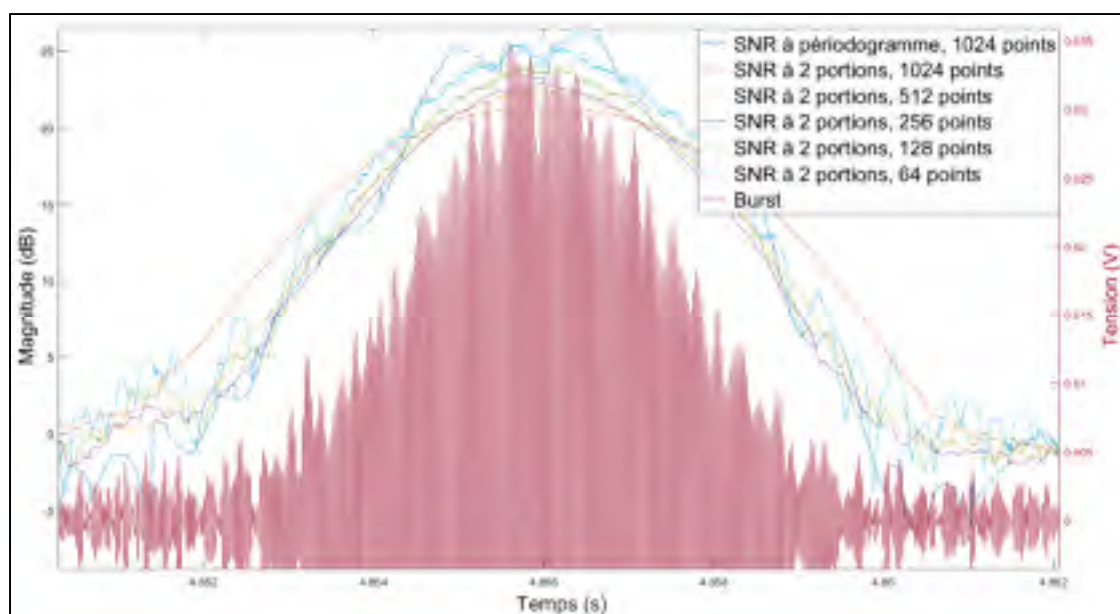


Figure 4.8 Différences entre les SNR à 2 portions pour différentes quantités de points

On constate ainsi que plus le nombre de points est faible, moins la courbe est large, mais plus elle suit les faibles fluctuations de signal. Un nombre de points de 256 semble au final constituer un bon compromis entre obtention d'une courbe proche des limites d'un *burst* et limitation des fluctuations pour une fréquence d'acquisition de 300 000 Hz.

4.3.3 Détection par amplitude du signal filtré

Dans un tel cas de figure, la détection va se baser sur l'enveloppe de l'amplitude du signal filtré. Pour l'obtenir, on se sert de la transformée de Hilbert (\mathcal{H}) (Lehmann & Hanno Schombacher, 1997) du signal filtré comme le montre l'équation suivante :

$$env = |sf_r(t) + j \cdot \mathcal{H}\{sf_r(t)\}| \quad (4.3)$$

En comparant les résultats présentés au sein de la Figure 4.9 avec ceux de la Figure 4.7, on constate néanmoins que la détection par amplitude donnera une sélection *de* burst plus petite que par la méthode SNR. Cela peut devenir gênant si les *bursts* sont de faibles amplitudes, voire noyés dans le bruit.

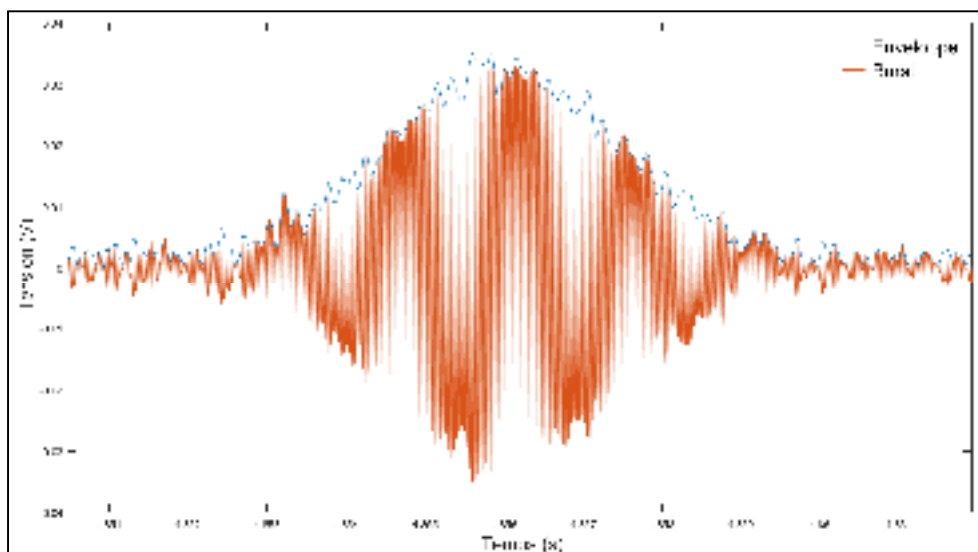


Figure 4.9 *Burst* et son enveloppe calculée par sa transformée d'Hilbert

4.4 Extraction des informations contenues dans les *bursts* sélectionnés

Une fois les *bursts* détectés, l'étape suivante consiste à en extraire les informations utiles. Pour cela, une boucle « *pour* » va être implémentée de sorte à exécuter les calculs burst par burst. Les différentes approches permettant d'extraire la fréquence Doppler et le déphasage entre les signaux vont ainsi être présentées dans ce qui suit.

4.4.1 Extraction de la fréquence Doppler

Afin d'extraire la fréquence Doppler, il paraît logique de passer dans le domaine fréquentiel pour faciliter le traitement des *bursts*. Pour ce faire, il est nécessaire de passer par la FFT (*Fast Fourier Transform*) du signal suivi du calcul de sa densité spectrale de puissance ou de la densité spectrale croisée qui comme nous le verrons plus tard permet aussi d'avoir le déphasage entre deux signaux. Le calcul de la densité spectrale croisée se fait par l'équation suivante :

$$\underline{G}_{XY}(f_k) = \frac{2 \cdot \Delta t_s}{N} \cdot \underline{X}_k^* \cdot \underline{Y}_k, k = 0, \dots, \frac{N}{2} \quad (4.4)$$

Si l'on souhaite calculer la densité spectrale d'un signal, on pose $\underline{X} = \underline{Y}$. En calculant la densité spectrale d'après la FFT de l'équation (4.1) et en prenant la valeur absolue, on obtient :

$$G_{12}(f_k) = \frac{A_1 \cdot A_2 \cdot \pi \cdot f_s \cdot t_b^2}{2 \cdot N} \cdot \exp(-(t_b^2 \cdot \pi \cdot (f_k - f_D))^2) \quad (4.5)$$

Ainsi la valeur de la fréquence f_k lorsque G_{12} est maximum correspond à f_D .

4.4.2 Extraction du déphasage entre les signaux

Pour le déphasage, plusieurs techniques d'extraction existent et sont listées ci-après.

4.4.2.1 Densité spectrale croisée

La première technique d'extraction du déphasage repose sur l'utilisation de la phase de la densité spectrale croisée (Albrecht et al. 2003, p. 319) :

$$\xi_{12}(f_k) = 2 \cdot \pi \cdot (f_k - f_D) \cdot \Delta t_{12} - \Delta\Phi_{12} \quad (4.6)$$

Après avoir trouvé la fréquence Doppler, il est alors possible d'évaluer la phase en f_D pour calculer le déphasage entre les deux signaux :

$$\Delta\Phi_{12} = -\xi_{12}(f_D) \quad (4.7)$$

4.4.2.2 Corrélation croisée

Une deuxième approche consiste à calculer la corrélation croisée entre deux *bursts*. Le calcul de la corrélation croisée donne une partie réel et une partie imaginaire :

$$C_{R12}(\tau) = A_{12}(\tau) \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot f_D \cdot \tau + \Delta\Phi_{12}) \quad (4.8)$$

$$C_{I12}(\tau) = A_{12}(\tau) \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_D \cdot \tau + \Delta\Phi_{12}) \quad (4.9)$$

avec $A_{12}(\tau)$ la corrélation croisée de l'amplitude des signaux.

En évaluant les deux équations (4.8) et (4.9) lorsque $\tau = 0$, on trouve alors le déphasage :

$$\Delta\Phi_{12} = \tan^{-1} \left(\frac{C_{I12}(0)}{C_{R12}(0)} \right) \quad (4.10)$$

4.4.3 Procédures de validation des données extraites

Après avoir obtenu les données recherchées, il faut s'assurer de leur cohérence. Une vérification est de fait opérée en amont des calculs précédents afin de ne pas réaliser de traitement inutile. Le programme mis au point analyse en outre si la longueur du *burst* n'est ni trop grande ni trop faible. Dans le cas où celle-ci est grande, il est alors question du passage de deux particules dans le volume de mesure de manière trop rapprochée (les deux *bursts* étant « collés »). Dans le deuxième cas de figure, le nombre de franges minimum fixé à 10 n'est pas admis. Une boucle « **si** » est ajoutée pour terminer à la fin de la procédure pour vérifier les données et décider si celles-ci seront stockées ou non. Le programme vérifie ainsi que :

- La fréquence obtenue est bien dans la fenêtre de bande-passante.
- Les résultats respectent bien la condition suivante :

$$\frac{\Delta\Phi_{12}}{\Delta\Phi_{13} - \Delta\Phi_{23}} - 1 < 20\% \quad (4.11)$$

- Les données respectent bien l'inégalité :

$$\frac{\Delta\Phi_{12}}{\beta_{12}^{(2)}} \cdot \frac{\beta_{13}^{(2)}}{\Delta\Phi_{13}} - 1 < 20\% \quad (4.12)$$

- Les déphasages 1-2 et 1-3 sont bien de même signe ainsi que les déphasages avec leurs coefficients de conversion respectifs.

4.5 Résultats des simulations afin de valider le programme codé

Les diverses méthodes ont été testées afin de connaître lesquelles donnaient de bons résultats avant de confronter le code aux conditions expérimentales. Un exemple des paramètres de signal simulé est résumé au sein du Tableau 4.1 :

Tableau 4.1 Exemple de paramètres de signal simulé à l'aide de Matlab®

Définition du système optique		Paramètre de simulation	
db	0.051 (m)	fe	3e5 (Hz)
ftrans	0.6 (m)	dt	1/fe (s)
theta	$2 \cdot \tan^{-1}(Db/(2 \cdot ftrans))$ (radians)	T	10 (s)
lambda	532e-3 (μm)	N	T·fe
I	$\lambda/(2 \cdot \sin(\theta/2))e-6$ (m)	t	0:dt:fe (s)
dw0	1 (mm)	f	0:1/T:fe (Hz)
dw1	$4 \cdot ftrans \cdot \lambda / (\pi \cdot dw0)$ (mm)	A	0.1
Nfr	$\text{round}(2 \cdot dw1 \cdot \tan(\theta/2) / \lambda)$	tm	0.05 (s)
phi	$30 \cdot (\pi/180)$ (radians)	fd	3e4 (Hz)
frecep	30 (cm)	nu	Fd/Nfr
psy1	$\tan^{-1}(3.8/frecep)$ (radians)	dephasage	$-30 \cdot (\pi/180)$ (radians)
psy2	$\tan^{-1}(2/frecep)$ (radians)	snrdb	4
psy3	$\tan^{-1}(-3.8/frecep)$ (radians)	snrls	db2pow(snrdb)
m	1.33	spower	1e-3
		npower	spower/snrls
		namp	$\sqrt{\text{npower}/2}$
		fac	0

Le signal simulé est obtenu à l'aide d'une boucle « **pour** », où à chaque itération, un *burst* est créé (300 *bursts* étant ainsi créés sur une durée de 3 secondes). Dans un premier temps, le signal a été simulé sans bruit afin de connaître la capacité du code à sélectionner les *bursts* et quelles méthodes d'extraction des informations recherchées étaient les plus efficaces. Dans un second temps, le signal a été simulé avec du bruit afin de voir la capacité du code a travaillé dans un environnement bruité plus proche de la réalité.

4.5.1 Simulation sans bruit

La Figure 4.10 montre un signal simulé sans bruit composé de 500 *bursts*. Une fréquence Doppler unique de 30 000 Hz a alors été sélectionnée (représentant une vitesse d'environ 0.186 m/s) pour un déphasage de -25.9° entre les signaux 1 et 3 (correspondant à un déphasage venant de la réfraction d'une goutte de $10\ \mu\text{m}$). Le but d'une telle simulation est de déterminer si pour une fréquence et un déphasage fixés, le code sera en mesure de calculer une fréquence et un déphasage proches de ceux prédéfinis lors du traitement de 500 *bursts*.

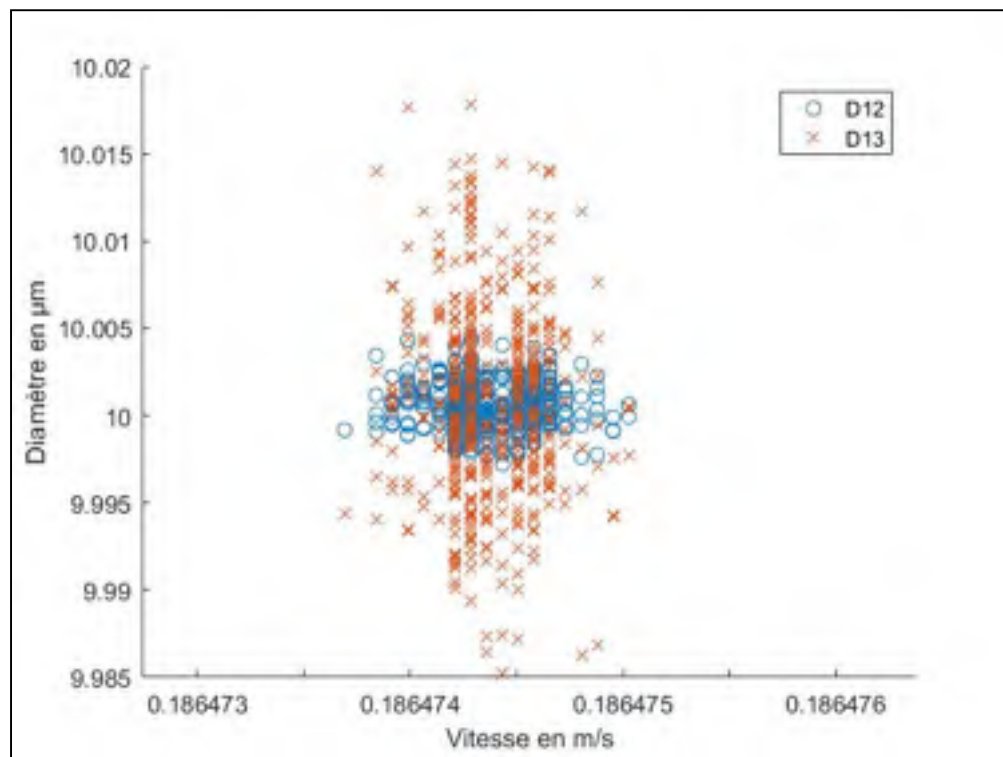


Figure 4.10 Résultats vitesse/diamètre de la simulation sans bruit

Sur la base des résultats présentés dans la Figure 4.10, on constate bien une différence entre le calcul de taille lié aux signaux 1-2 et 1-3 ce qui illustre la sensibilité du système. En ce qui concerne la vitesse, on remarque une très faible disparité des résultats.

Dans le Tableau 4.2 sont résumés les résultats obtenus avec les deux méthodes de calcul du déphasage afin de les comparer. On constate que dans une simulation sans bruit, la corrélation croisée se démarque légèrement.

Tableau 4.2 Différences entre les deux méthodes de calcul du déphasage

Densité spectrale croisée				Corrélation croisée			
d_{p12} (μm)		d_{p13} (μm)		d_{p12} (μm)		d_{p13} (μm)	
\bar{x}	σ_x	\bar{x}	σ_x	\bar{x}	σ_x	\bar{x}	σ_x
10.0006	0.0017	10.0005	0.0074	10.0007	0.0014	10.0008	0.0055

Dans le Tableau 4.3 sont résumés les valeurs moyennes et l'écart-type de la vitesse et des diamètres calculés. On remarque ainsi que l'écart-type des variables calculées est très faible, ce qui permet de dire que la sélection puis le calcul qu'exécute le code permettent bien d'extraire les valeurs du signal. On peut aussi noter que le code a sélectionné l'intégralité des 500 *bursts*.

Tableau 4.3 Valeurs moyennes et écart-types des variables calculées

V_p (m/s)		d_{p12} (μm)		d_{p13} (μm)	
\bar{x}	σ_x	\bar{x}	σ_x	\bar{x}	σ_x
0.18647	2.3646e-7	10.0007	0.0013	10.0008	0.0056

Pour terminer, la réaction du code à un signal bruité va être analysée dans la section suivante.

4.5.2 Simulation avec bruit

Maintenant qu'il a été observé que la corrélation croisée permettait d'avoir un écart-type plus faible, la réaction du code au traitement d'un signal bruité ayant un SNR de -4 dB avec les mêmes valeurs à extraire que précédemment va être étudiée. On remarque tout de suite sur la base des résultats résumés au sein du Tableau 4.4 que par rapport à la simulation précédente l'écart-type est beaucoup plus grand bien que la valeur moyenne demeure tout de même très proche de la valeur théorique.

Tableau 4.4 Valeurs moyennes et écart-types

Corrélation croisée				V_p (m/s)	
d_{p12} (μm)		d_{p13} (μm)		\bar{x}	σ_x
\bar{x}	σ_x	\bar{x}	σ_x		
10.0016	0.0831	10.013	0.3554	0.18647	8.3426e-06

Le constat précédent peut également être mise en évidence à partir de la Figure 4.11 où le calcul lié au déphasage 1-2 donne comme prévu un écart-type très faible contrairement au déphasage 1-3. Cette fois-ci le code a sélectionné 498 *bursts* sur 500.

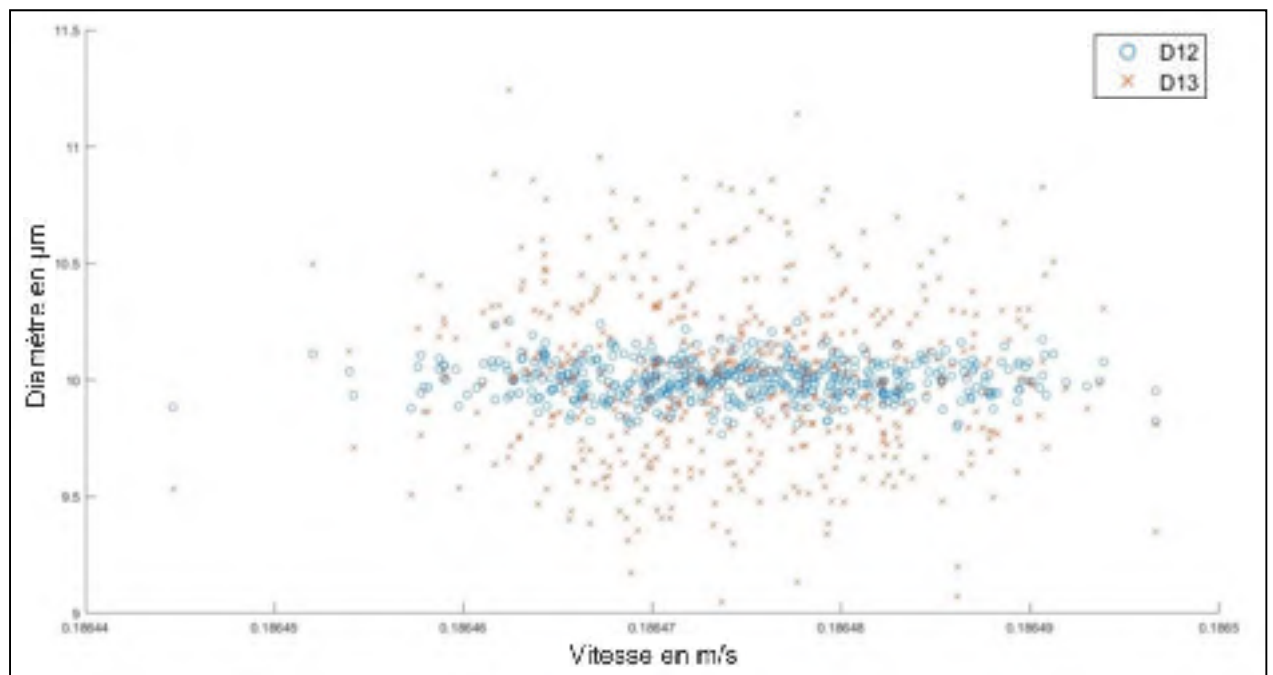


Figure 4.11 Résultats vitesse/diamètre de la simulation effectuée avec un SNR de -4 dB

La Figure 4.12 illustre pour terminer la ‘quantité de bruit’ contenu dans le signal. L’expérimentation ayant donnée des signaux moins bruités que ceux considérés dans le cadre cette étude théorique, il s’est donc avéré inutile de procéder à davantage de simulations.

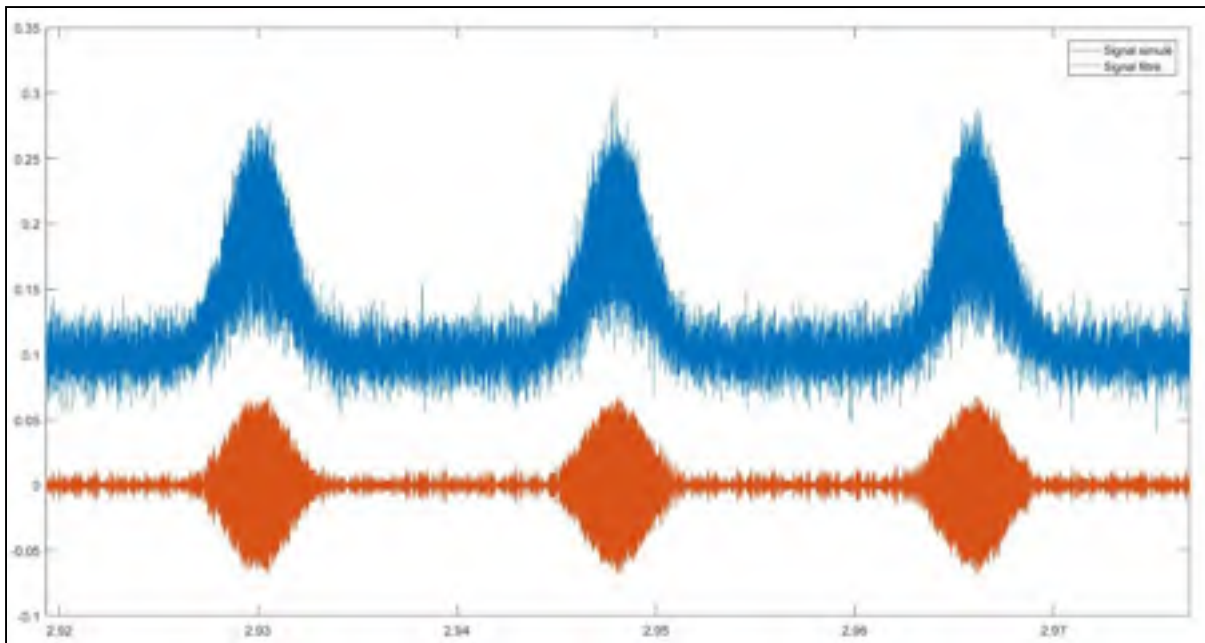


Figure 4.12 Portion du signal simulé à -4dB

4.6 Conclusion

Le second sous-objectif de cette maîtrise a désormais été atteint. En effet, il a été démontré que le code Matlab[®] mis au point permet de connaître la vitesse et la taille de gouttes fictives. Le chapitre suivant va par conséquent s'intéresser au volet expérimental de ce travail de recherche. Seront notamment abordés au sein de cette section du mémoire les difficultés rencontrées et les éventuels besoins de correction au niveau du code développé.

CHAPITRE 5

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Le but de ce chapitre est de valider la méthodologie expérimentale mise en œuvre ainsi que le programme de post-traitement développé. Dans ce travail, sont considérés trois scénarios expérimentaux faisant appel aux deux derniers montages présentés au sein du chapitre 2. En effet, bien que le montage expérimental préliminaire se soit révélé utile pour prendre en main le système d'anémométrie laser Doppler, les modifications opérées en vue d'implémenter le système PDA ont rendu ce premier montage inutilisable du fait que l'écoulement se fait alors selon l'axe y (*cf.* Figure 2.4) et non plus selon l'axe x. C'est pourquoi un autre écoulement a été considéré en ayant recours au montage équipé d'un dispositif de génération de sprays. Pour terminer, il reste à noter que l'interprétation des résultats présentés au sein de ce chapitre sera notamment basée sur la comparaison des mesures effectuées par PDA avec celles issues de l'emploi d'une technique d'ombroscopie.

5.1 Positionnement de la zone de mesure

Le volume de mesure du système PDA ainsi que le centre de l'objectif de la caméra ont été placés à $x = 150\text{mm}$ et $y = 30\text{mm}$ avec comme origine du repère le point d'injection du nébuliseur. Deux pressions d'atomisation ont été utilisées et réglées avec le manomètre du laboratoire à 20 psi et 50 psi.

5.2 Diamètre de Sauter

Le diamètre de Sauter est un diamètre très utilisé lorsqu'il est question de caractériser la taille des gouttelettes d'un spray. Il se calcule comme suit (Black, McQuay & Bonin, 1996) :

$$D_{32} = \frac{\sum_i d_i^3 \cdot f(d_i)}{\sum_i d_i^2 \cdot f(d_i)} \quad (5.1)$$

5.3 Résultats obtenus avec le montage expérimental équipé d'un dispositif de génération de sprays et une acquisition par ordinateur

L'acquisition des données a été effectuée à l'aide du logiciel LabView puis les signaux collectés ont été analysés via le code programmé sous Matlab[®] comme vu au chapitre 3. La principale difficulté a reposé sur la stabilisation du circuit imprimé afin d'éviter tout courant parasite gênant l'acquisition et le positionnement du volume de mesure par rapport au spray. En effet, bien que la concentration diminue à partir de $x = 150\text{mm}$, l'étendue du spray augmente et des gouttelettes passent à travers les faisceaux laser autour du volume de mesure créant d'importants pics de tension comme représenté au sein de la Figure 5.1. Il est alors possible d'observer un *burst* d'une taille de $46.30\ \mu\text{m}$ et d'une vitesse $0.30\ \text{m/s}$ entre $0.672\ \text{s}$ et $0.674\ \text{s}$. Ces pics peuvent par ailleurs aussi être liés à une fréquence d'acquisition insuffisamment élevée (i.e. que le passage dans le volume de mesure est bien acquis mais qu'il n'y a pas assez de points pour visualiser le *burst*). Cette difficulté a conduit à revenir à une sélection manuelle *burst* par *burst*.

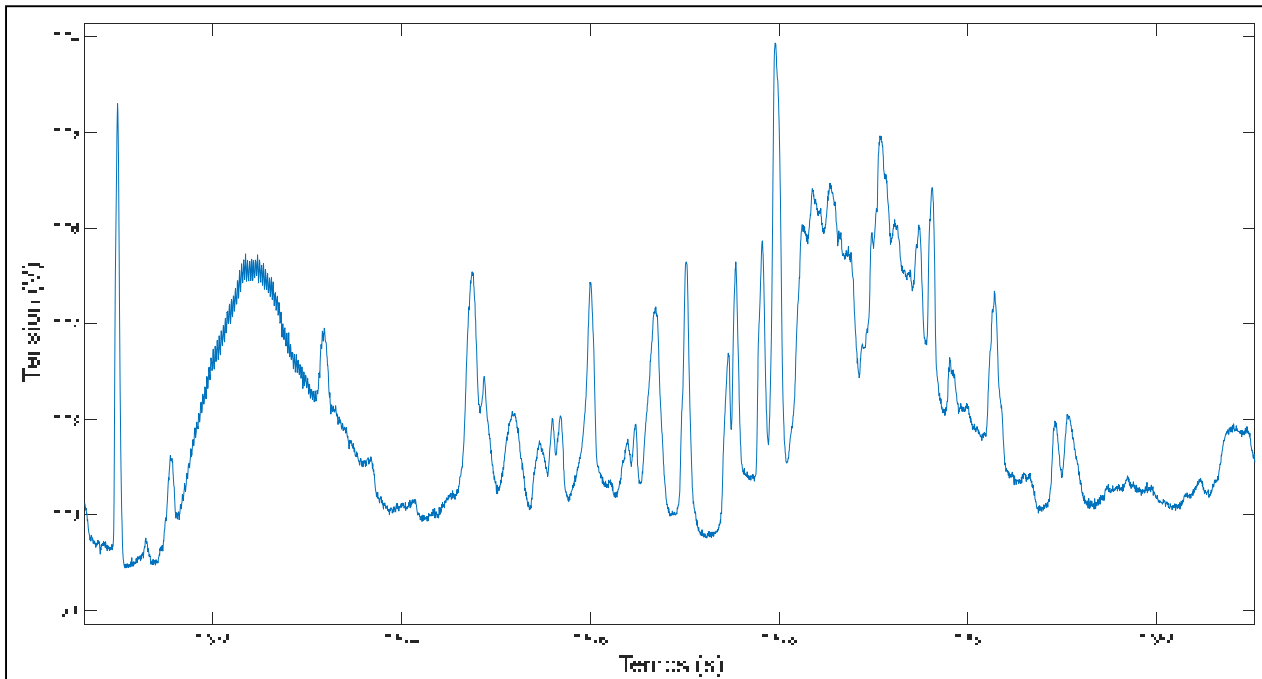


Figure 5.1 Signal acquis à 20 psi

Après plusieurs acquisitions, et une fois les données extraites des signaux, les résultats obtenus sont les suivant :

Tableau 5.1 Diamètres de Sauter et vitesses moyennes mesurés en fonction de la pression d'injection

Pression du réseau d'air (psi)	Nombre d'échantillons	Diamètre de Sauter (μm)	Vitesse moyenne (m/s)
20	34	47.05	0.247
50	37	47.32	0.220

On constate ainsi que les diamètres de Sauter sont identiques, ce qui tend à confirmer l'hypothèse d'une fréquence d'acquisition trop faible. Toutefois, la vitesse moyenne est elle aussi relativement identique bien qu'elle n'atteigne pas les limites d'acquisition de l'ordinateur qui sont de 0.88 m/s comme vu au chapitre 3. Nous allons donc tenter de mieux appréhender un tel résultat à l'aide des deux autres scénarios expérimentaux considérés.

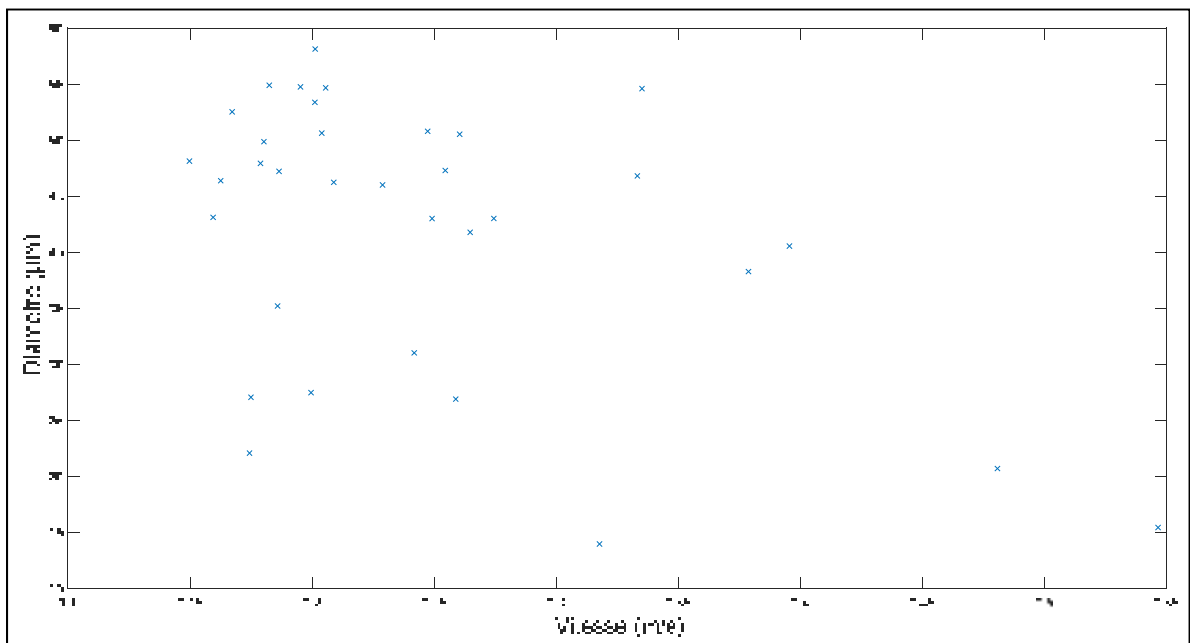


Figure 5.2 Profil vitesse/diamètre à 20 psi par PDA avec une acquisition par ordinateur

5.4 Résultats obtenus avec le montage expérimental équipé d'un dispositif d'ombroscopie

Le dispositif d'ombroscopie va servir d'élément de comparaison dans le cadre de cette étude. Les résultats obtenus avec ce dernier seront de surcroît considérés comme des données de référence pour la mesure de la taille des gouttelettes mais non pour la détermination de la vitesse qui n'est pas calculée par le code Matlab[®] développé par Jourdain, 2017 pour le post-traitement des images acquises. Ce dispositif permet par ailleurs d'observer au ralenti le comportement du spray à l'endroit mesuré. Les réglages de la caméra haute-vitesse mis en œuvre sont les suivants :

Tableau 5.2 Réglages de la caméra

Résolution	480x480 pixels
Fréquence d'acquisition	6420 Hz
Résolution d'un pixel	3.175 μ m

Les résultats apportés par le dispositif d'ombroscopie sont post-traités puis vérifiés en comparant l'analyse des images avec les données extraites par le code Matlab[®] afin de contrôler le bon traitement de l'image. En effet, comme on peut l'observer sur la Figure 5.3, des « gouttelettes » mal post-traitées (entourées en rouge) doivent parfois être retirées des données afin de ne pas altérer les résultats.

Une fois cette étape réalisée, les données résumées dans le Tableau 5.3 ainsi que sur la Figure 5.4 ont été obtenues :

Tableau 5.3 Diamètres de Sauter obtenus par ombroscopie en fonction de la pression d'injection

Pression du réseau d'air (psi)	Nombre d'échantillons	Diamètre de Sauter (μ m)
20	77	31.64
50	241	24.71

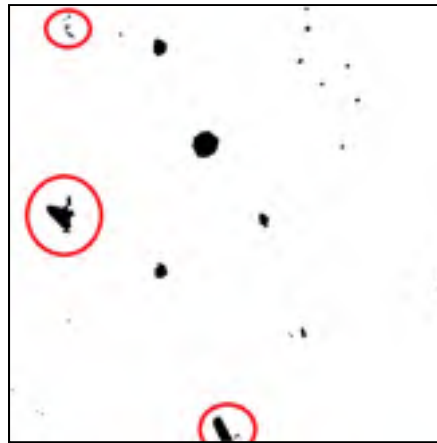


Figure 5.3 Image post-traitée par le code Matlab[®] d'un spray généré avec une pression de 50 psi et présentant des gouttelettes mal interprétées

On constate que lorsque la pression augmente, le diamètre de Sauter diminue. En effet une augmentation de pression atomise de manière plus importante l'eau et réduit de fait le diamètre moyen des gouttelettes au sein du spray.

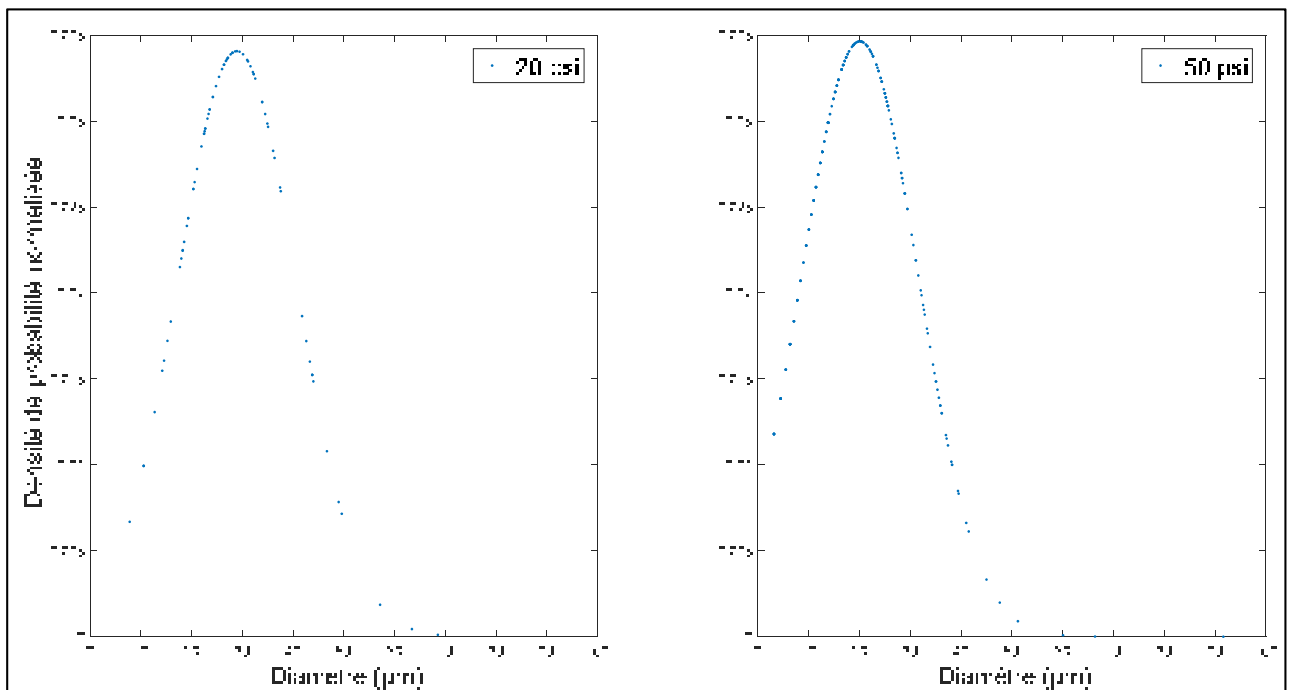


Figure 5.4 Répartition des diamètres mesurés par ombroscopie pour des pressions de 20 et 50 psi

Au regard des résultats obtenus ci-avant, il apparaît que l'acquisition par ordinateur n'est pas suffisante en termes de fréquence d'acquisition. C'est pourquoi, un oscilloscope à 4 pistes ayant une fréquence d'acquisition maximale de 5 GHz a été sélectionné afin d'opérer les mesures correspondant au troisième scénario d'acquisition.

5.5 Résultats obtenus avec le montage expérimental équipé d'un dispositif de génération de sprays et une acquisition par oscilloscope

Dans ce cas de figure, les trois voies de détection sont branchées sur un oscilloscope. Cette fois-ci, il n'est toutefois plus possible d'acquérir un grand nombre de points comme lors des deux précédents scénarios car cela aurait pour effet de réduire la fréquence d'acquisition de l'oscilloscope. Il a donc été nécessaire de définir un bon compromis de calibrage entre **durée** d'un *burst* (liée à la configuration optique et à la fréquence Doppler) et fréquence d'acquisition. Pour ce scénario, les conditions sont indiquées à gauche sur la Figure 5.5.

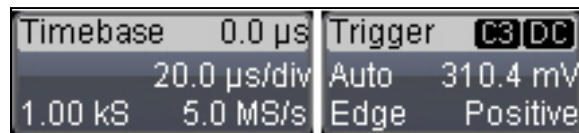


Figure 5.5 Calibre et seuil de détection de l'oscilloscope

Ensuite, il a été nécessaire de fixer un seuil d'amplitude en front montant (ici fixé à 310.4mV (cf. Figure 5.5)), en utilisant la fonction *trigger* de l'oscilloscope. Il a par ailleurs fallu contrôler la présence effective d'un *burst* à chaque détection puis enregistrer la mesure afin d'extraire la taille et la vitesse mesurées à l'aide du code Matlab[®]. Les données extraites des signaux sont les suivantes :

Tableau 5.4 Diamètres de Sauter et vitesses moyennes mesurés en fonction de la pression d'injection lors de l'emploi d'un oscilloscope

Pression du réseau d'air (psi)	Nombre d'échantillons	Diamètre de Sauter (μm)	Vitesse moyenne (m/s)
20	63	45.93	0.77

Pression du réseau d'air (psi)	Nombre d'échantillons	Diamètre de Sauter (μm)	Vitesse moyenne (m/s)
50	58	35.48	0.56

On peut ainsi remarquer deux choses différentes. Tout d'abord, le diamètre de Sauter diminue effectivement avec l'augmentation de la pression comme constaté par ombroscopie. Toutefois, la vitesse moyenne n'augmente pas avec l'augmentation de la pression d'injection ce qui est contradictoire puisqu'une augmentation de pression devrait amener à une augmentation de vitesse. Ce point sera donc discuté dans la prochaine section.

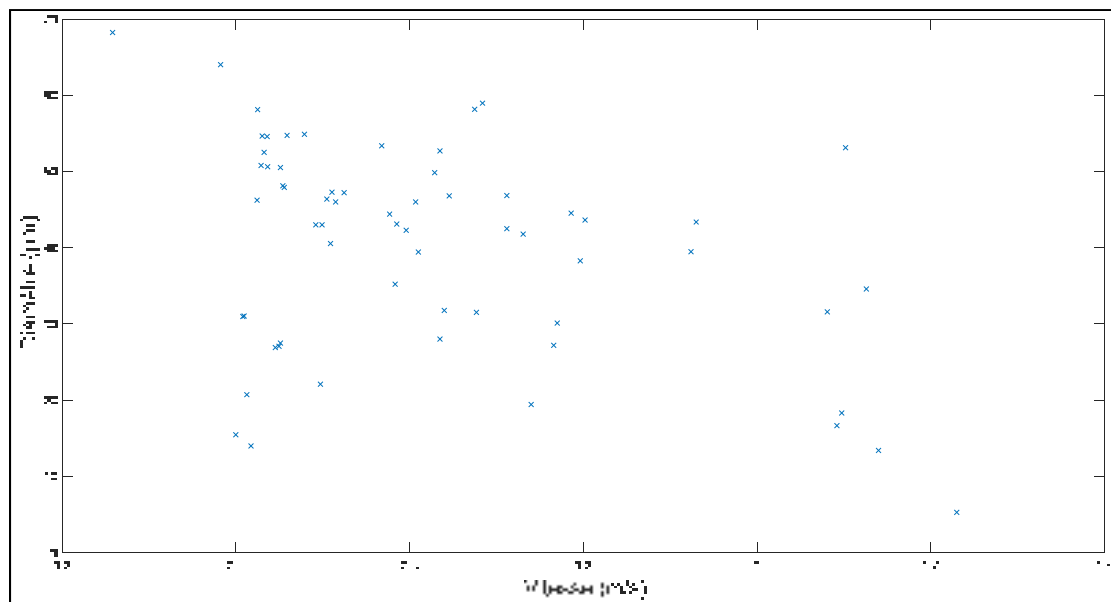


Figure 5.6 Profil vitesse/diamètre à 20 psi par PDA avec acquisition par oscilloscope

5.6 Discussion sur les résultats

Il faut tout d'abord noter que nous nous trouvons en périphérie du spray afin de ne pas avoir une densité de gouttes trop importante (i.e. là où les vitesses de gouttes ne correspondent pas totalement à la vitesse du fluide). Ainsi, la vitesse des gouttelettes est alors plus faible qu'au centre du spray tandis que leurs diamètres sont plus importants. À cela, il faut ajouter qu'à la

position considérée (i.e. $x = 150$ mm et $y = 30$ mm) la vitesse des gouttes possède deux composantes, axiale et radiale, tandis que le PDA ne mesure qu'une seule composante qui est dans le cas présent la composante axiale. Une raison pouvant expliquer la faiblesse des vitesses déterminées précédemment pourrait donc être la non prise en compte de la composante radiale. Pour un spray ayant un angle de 30° , une erreur maximale de 15.5% pour une vitesse axiale de 0.77 m/s serait ainsi obtenue. La vitesse ne dépasserait alors pas 1 m/s comme cela peut être le cas normalement (Wigley, Hargrave & Heath, 1999).

La camera haute-vitesse a par ailleurs permis d'identifier des phénomènes de perturbation de l'écoulement comme le montre la suite des neuf images présentées en ANNEXE IV, ainsi que la présence de particules plus fines que celles mises en évidence par le code de post-traitement des images. Ces perturbations peuvent être l'explication des vitesses faibles estimées puisque dans ce cas il y a la possibilité que les gouttes traversent le volume de mesure non pas perpendiculairement mais avec des angles spécifiques. Il faudrait pour s'en assurer rajouter au système PDA une cellule de Bragg permettant de faire défiler le réseau de frange dans un sens et ainsi pouvoir déterminer le sens de traverser du volume de mesure par une gouttelette donnée.

Nous pouvons aussi remarquer au sein de l'ANNEXE IV ainsi que sur la Figure 5.3 la non-sphéricité d'une partie des gouttes. Cette caractéristique pose problème puisque l'une des hypothèses sur laquelle repose la théorie phase Doppler est justement la sphéricité des particules à mesurer (*cf.* Figure 1.8). Cette donnée peut permettre d'expliquer des diamètres élevés dans le cas des mesures PDA contrairement à ceux issus de l'emploi de l'ombroscopie pour laquelle nous pouvons vérifier les mesures données par le code avec les images filtrées et ainsi éliminer les gouttes ayant une forme allongée. En effet, dans le cas d'une goutte allongée cylindrique de $50 \mu\text{m}$ de longueur et de $5 \mu\text{m}$ de diamètre, le passage de cette dernière dans le volume de mesure perpendiculairement au réseau de franges induirait un rayon de courbure mesuré dans le sens de la longueur de $50 \mu\text{m}$ ce qui surévaluerait alors la distribution de taille de l'échantillon.

Enfin, une partie du code est susceptible de poser problème. En effet, la partie filtrage automatique ne fonctionne pas correctement. Après analyse, on remarque lors de la FFT d'un

burst acquis par oscilloscope, la présence d'harmoniques comme présentée sur la Figure 5.7. Cela pousse donc à utiliser un filtrage manuel car dans le cas de la Figure 5.7 l'amplitude de l'harmonique est plus importante que l'amplitude de la fréquence Doppler. La fenêtre de filtrage sélectionnée sera donc autour de l'harmonique et non autour de la fréquence Doppler.

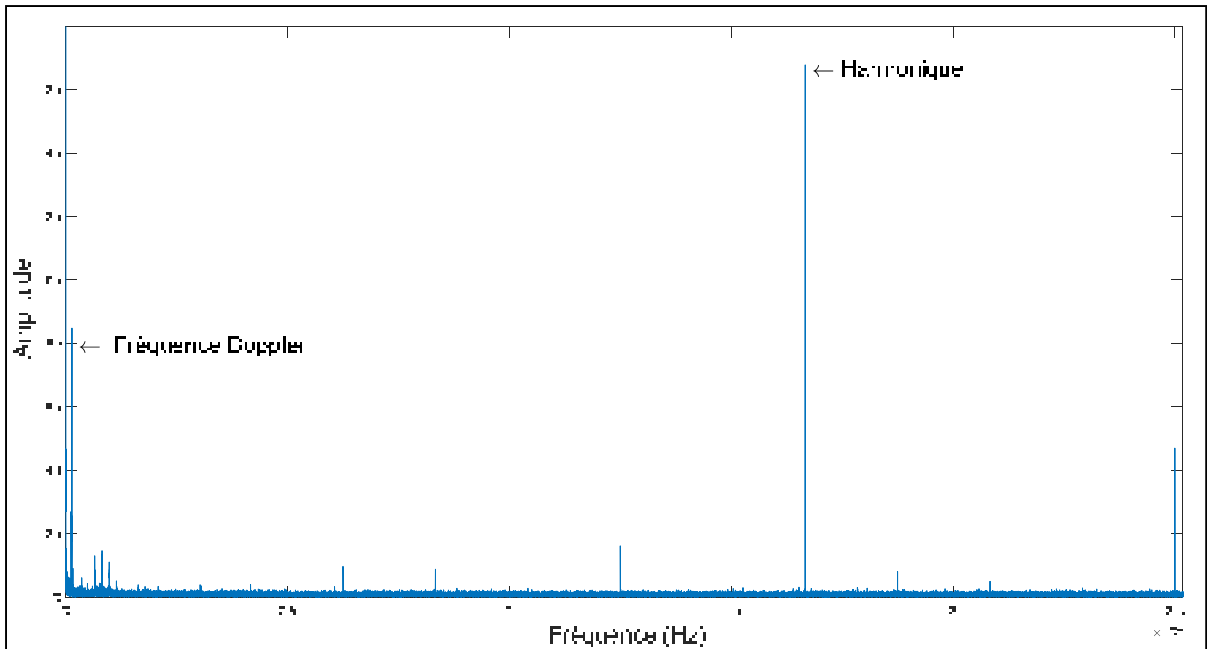


Figure 5.7 Présence d'harmoniques dans la FFT d'un *burst* avec une fréquence d'acquisition de 5MHz

5.7 Conclusion

Le troisième sous-objectif de ce travail est maintenant validé. Des gouttes ont bien été mesurées dans un spray généré à l'aide d'un nébuliseur bien que des problèmes aient été soulevés notamment dans le cadre des mesures réalisées avec le dispositif d'ombroscopie. Finalement, l'objectif principal de cette maîtrise (i.e. le développement d'un système PDA peu coûteux), a été empli. Il a en effet été possible de proposer un système PDA avec un traitement de signal sous Matlab[®] pour la caractérisation des gouttes dans les sprays.

CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Ce travail a eu pour objectif de concevoir un système PDA ainsi qu'un code de traitement des signaux acquis afin de mesurer la taille et la vitesse de gouttes constitutives d'un spray. Pour y parvenir, il a été nécessaire d'utiliser un système de mesure annexe ayant fait ses preuves, l'ombroscopie, et ce afin de s'assurer de la pertinence des résultats obtenus.

Au terme de ce travail, il est à noter que les résultats obtenus, limités par la quantité d'échantillons, restent encourageants. Bien qu'il y ait la présence de perturbations au niveau de l'écoulement, l'ajout d'une cellule de Bragg comme mis en évidence dans ce mémoire permettrait de réaliser une quantification de ce phénomène en déterminant le sens de traverser du volume de mesure (vers le haut ou vers le bas). De plus, comme nous l'avons vu, l'obtention de résultats concluants a été rendue complexe de par le système d'acquisition qui a dû être modifié ainsi qu'en raison des propriétés des sprays pouvant remettre en cause la validité d'une hypothèse primordiale à savoir la sphéricité des gouttes mesurées.

Afin de rendre le système plus opérant, il est nécessaire de pouvoir améliorer certains composants.

Tout d'abord et afin d'avoir une plus grande gamme de tailles mesurables, il pourrait être pertinent rajouter des lentilles pour la formation du volume de mesure ou au niveau de la lentille commune du capteur :

- Passer d'une lentille de transmission de focale 0.6 m à 0.8 m permettrait dans les conditions actuelles de mesurer une vitesse maximale non plus de 0.83 m/s mais de 1.11 m/s pour un diamètre maximal de 180 μm au lieu de 135 μm .
- Passer d'une lentille commune de focale 0.3 m à 0.5 m permettrait de mesurer un diamètre maximal de 224 μm .

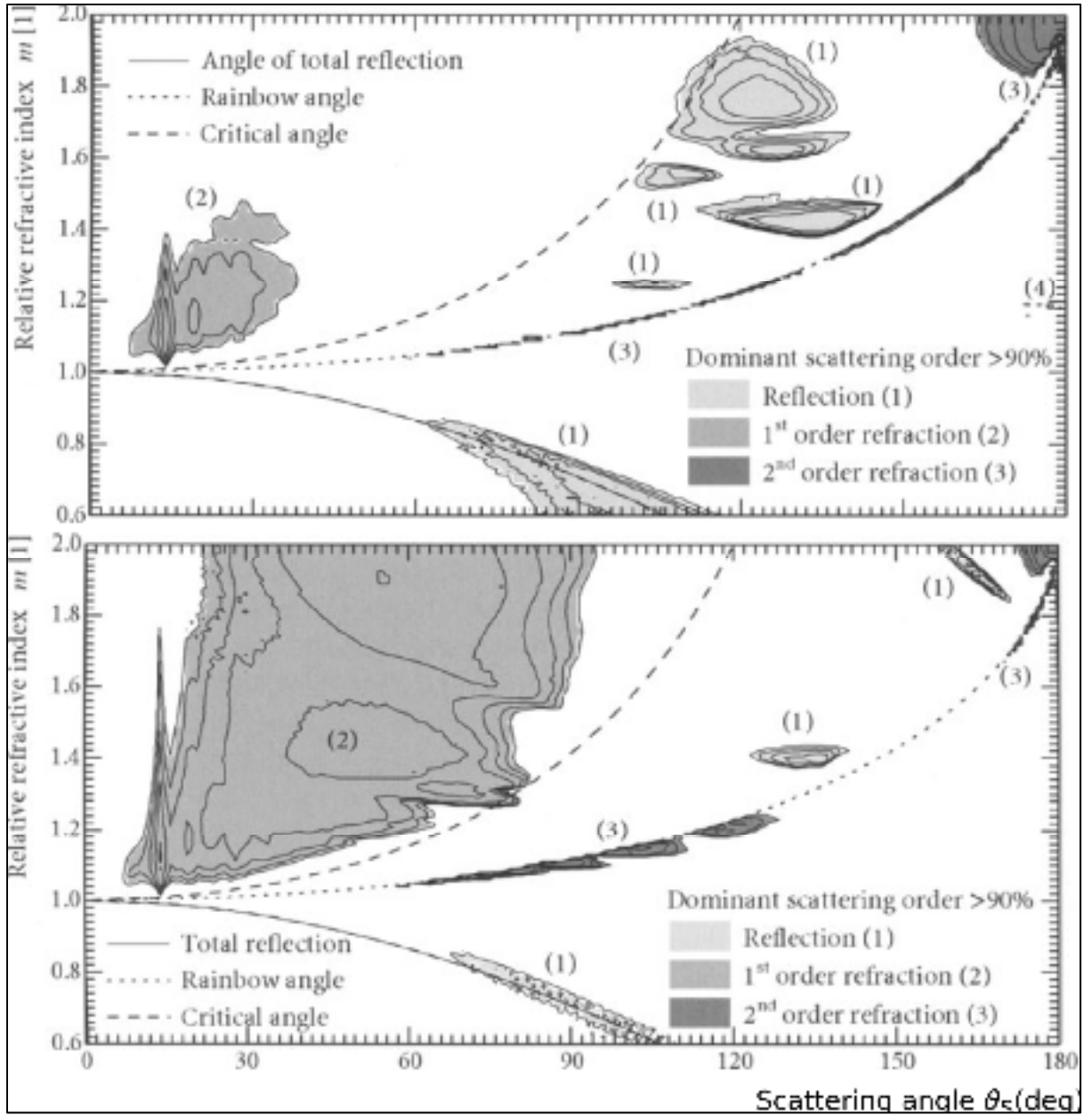
Ensuite et afin d'avoir une meilleure gamme de vitesse, il faudrait augmenter la fréquence d'acquisition de la carte d'acquisition. Une fréquence d'acquisition de 3 MHz par piste

permettrait de mesurer des vitesses allant jusqu'à 8.3 m/s. Une fréquence de 10 MHz permettrait quant à elle d'atteindre des vitesses mesurables de l'ordre de 27 m/s bien qu'il faudrait dans ce cas changer d'amplificateur opérationnel afin d'avoir une plus grande bande-passante (qui est actuellement de 6.4 MHz) voire de changer de capacité C_f dont la valeur minimale théorique pour ce circuit est de 0.665pF ce qui donnerait une bande-passante de 13 MHz.

Enfin, il serait intéressant d'améliorer le code en implantant une procédure visant à découpler deux *bursts* partiellement fusionnés comme présenté par Neumann, M., Fischer, A. & Czarske, J. (2013).


ANNEXE I

ORDRE DE DIFFUSION EN FONCTION DE L'ANGLE DE DIFFUSION ET DE L'INDICE DE RÉFRACTION






ANNEXE II

FICHE TECHNIQUE DU LASER



Warning :

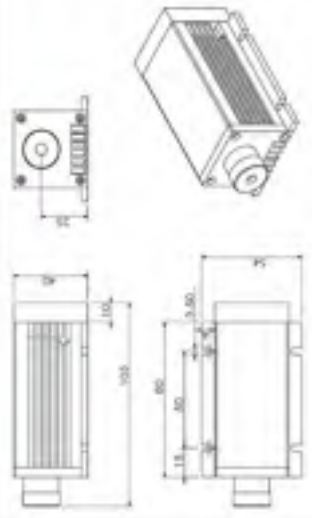
1. The radiation emitted by laser may cause severe damage to human eyes, never look directly towards the laser source.
2. Please take off the paste paper on the aperture before using the lasers. Always keep the output window clean.
3. Put the laser on a larger heatsink while operating.


Model: DHL-G300N

Wavelength (nm)	532
Output Power (mW)	>300 (520mW ~ 300mW)
Input Voltage (V)	AC100-260
Operating Mode	CW
Power Stability (RMS/ 4 hrs)	<5%
Cooling Mode	TBC & Fan
Transverse Mode	TEM ₀₀
Beam Diameter at the Aperture (mm)	~2.0
Divergence , full angle (mrad)	≤1.5
Operating Temperature (C)	10~35
Expected Lifetime (hours)	10000
TTL modulation/ Analog modulation	Optional
Warranty	1 year

Laser Head Dimensions

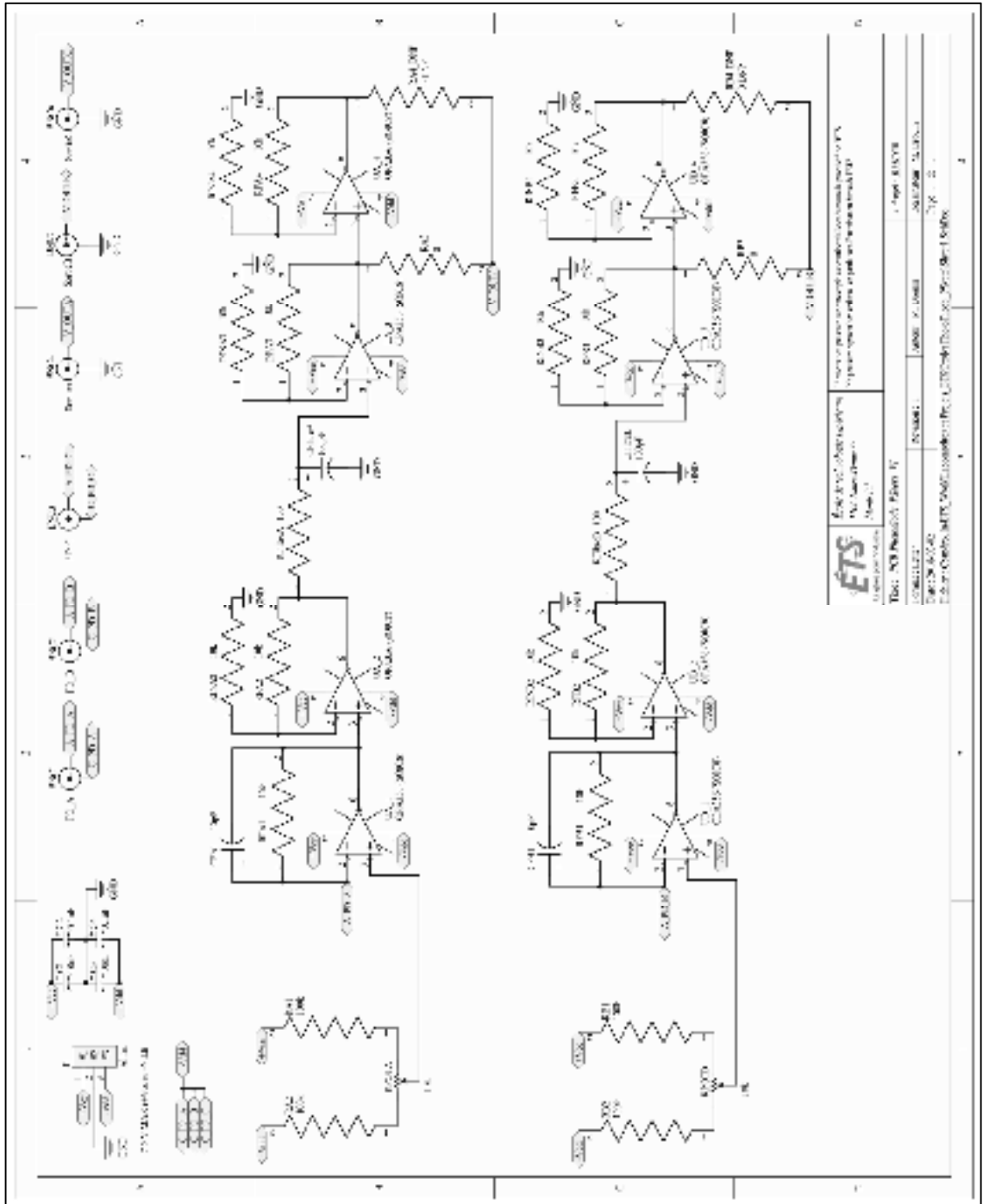


Power Supply Dimensions



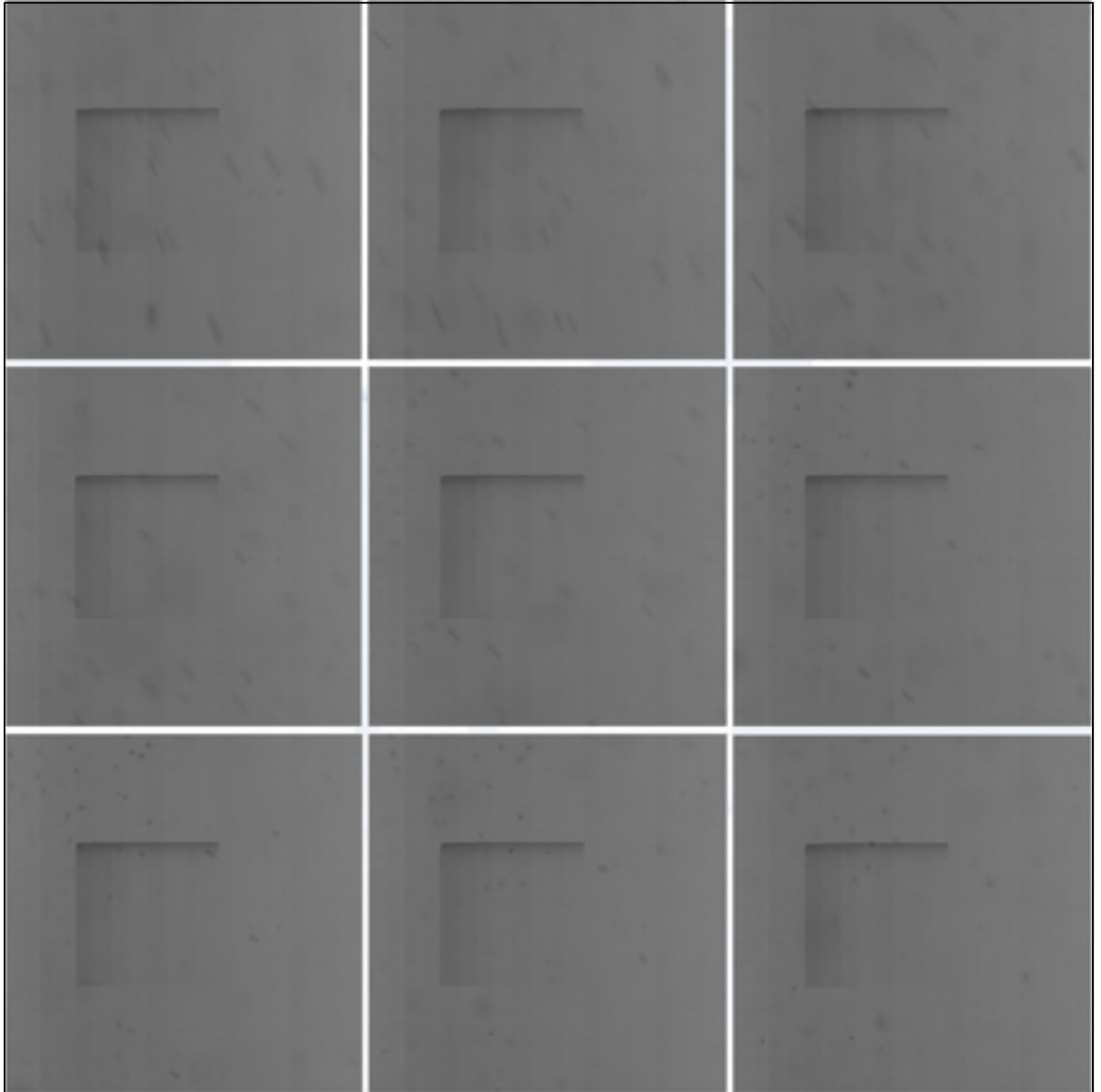
ANNEXE III

SHÉMA DU CIRCUIT IMPRIMÉ



ANNEXE IV

**IMAGES ILLUSTRANT DES PERTURBATIONS AU NIVEAU DE L'ÉCOULEMENT
(À LIRE DE GAUCHE À DROITE ET DE BAS EN HAUT)**



BIBLIOGRAPHIE

- Arndt, V., Müller, H. & Dopheide, D. (1996). Comparison measurements for selection of suitable photodetectors for use in Nd : YAG LDA systems. *Experiments in Fluids*, 20(6), 460-465.
- Black, D.L., McQuay, M.Q. & Bonin, M.P. (1996). Laser-based techniques for particle-size measurement : a review of sizing methods and their industrial applications. *Progress in Energy and Combustion Science*. 22(3), 267-306.
- Digi-Key Electronics 2017. How to Design Stable Transimpedance Amplifiers for Automotive and Medical Systems
- H.-E. Albrecht, M. Borys, N. Damaschke & C. Tropea (2003) Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques. New York, NY: Springer-Verlag.
- Hardalupas, Y. & Liu, C.H. (1997), Implications of the gaussian intensity distribution of laser beams on the performance of the phase Doppler technique. Sizing uncertainties. *Progress in Energy and Combustion Science*, 23(1), 41-63.
- Jensen, K.D. (2004, octobre-décembre). *Flow Measurements*. Communication présentée à 10th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering, Rio de Janeiro, RJ, Brésil. Repéré à <http://www.scielo.br/pdf/jbsmse/v26n4/a06v26n4.pdf>
- Jourdain, C. (2017). *Développement d'une méthode de caractérisation externe et interne de sprays de carburants par imagerie rapide*. (Mémoire de maîtrise, École de Technologie Supérieure, Montréal, QC). Repéré à http://espace.etsmtl.ca/2019/1/JOURDAIN_Cyprien.pdf
- Karns, A.M. (2014). *Development of a laser Doppler velocimetry system for supersonic jet turbulence measurements*. (mémoire de maîtrise, The Pennsylvania State University, State College, USA). Repéré à https://etda.libraries.psu.edu/files/final_submissions/10067
- Klimov, A.V., Rakhmanov, V.V. & Shchepikhin, I.V. (2017). Automatic Parameters Adjustment of LDA Signals Detection System
- Kosch, S. (2015). *Calibration of ILIDS and PDPA Droplet Sizing Systems*. (mémoire de maîtrise, Université de Toronto, Toronto, ON). Repéré à ProQuest Dissertations and These Global. (10158847).
- Lehmann, B., Nobach, H. & Tropea, C. (2002). Measurement of acceleration using the laser Doppler technique. *Measurement Science and Technology*, 13(9), 1367-1381.

- Lehmann, P. & Hanno Schombacher, E. (1997). Features of a combined FFT and Hilbert transform for phase Doppler signal processing. *Measurement Science and Technology*, 8(4), 409-421
- Neumann, M., Fischer, A. & Czarske, J. (2013). A Model-Based Approach for Dual-Burst Processing of Laser Profil Velocimetry Signals. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 62(1), 83-94.
- Nobach, H. (2002). Analysis of dual-burst laser Doppler signals. *Measurement Science and Technology*, 13(1), 33-44.
- OSI Optoelectronics (2006). Photodiode Characteristics and Application. Repéré à <http://www.osioptoelectronics.com/application-notes/AN-Photodiode-Parameters-Characteristics.pdf>
- Payri, R., Araneo, L., Shakal, J. & Soare, V. (2008). Phase doppler measurements : system set-up optimization for characterization of a diesel nozzle. *Journal of Mechanical Science and Technology*, 22(8), 1620-1632.
- Pfister, T., Fischer, A. & Czarske, J. (2011). Cramér–Rao lower bound of laser Doppler measurements at moving rough surfaces. *Measurement Science and Technology*, 22(5), 1-15.
- Qiu, H.-H., Sommerfeld, M. & Durst, F. (1993). Two novel Doppler signal detection methods for laser Doppler and phase Doppler anemometry. *Measurement Science and Technology*, 5(7), 769-778.
- Sakah, M.A. (2015). *Development of a new velocity measurement technique : the laser Bessel velocimetry*. (mémoire de maîtrise, University Laurentienne, Sudbury, ON). Repéré à https://zone.biblio.laurentian.ca/bitstream/10219/2449/1/CompleteThesisAfterDefence_2.pdf
- Strunck, V., Grosche, G., Dopheide, D. (1994, juillet). *Scanning laser Doppler probe for profile measurements*. Proceedings of the 7th International Symposium of Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbonne, Portugal.
- TSI Incorporated (2004). FSA™ Multi-bit Digital Processors. Repéré à http://www.meteo-tech.co.il/ImagesDownloadFiles/DownloadFile1372_1_%D7%9E%D7%A4%D7%A8%D7%98%D7%98%D7%9B%D7%A0%D7%99.pdf
- Wigley, G., Hargrave, G.K. & Heath, J. (1999). A High Power Resolution LDA/PDA system Applied to Gasoline Direct Injection Sprays. *Particle and Particle Systems Characterization*, 16(1), 11-19.

Zhang, L. (2010). *Design and Numerical Simulation of the Real-time Particle Charge and Size Analyser*. (Thèse de doctorat, Université de Glamorgan, Trefforest, UK). Repéré à <https://core.ac.uk/download/pdf/6117403.pdf>