



**HAL**  
open science

# Extension de l'anémométrie phase Doppler à la mesure d'indice de réfraction et développement de la Vélocimétrie Laser par Corrélation

Camille Hespel

► **To cite this version:**

Camille Hespel. Extension de l'anémométrie phase Doppler à la mesure d'indice de réfraction et développement de la Vélocimétrie Laser par Corrélation. Milieux fluides et réactifs. Université de Rouen, 2007. Français. NNT: . tel-00601943

**HAL Id: tel-00601943**

**<https://theses.hal.science/tel-00601943>**

Submitted on 21 Jun 2011

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

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

# THÈSE

*Présentée*

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE ROUEN**

*En vue de l'obtention du*

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE ROUEN**

DISCIPLINE : PHYSIQUE  
SPÉCIALITÉ : ENERGÉTIQUE

*Par*

Camille HESPEL

EXTENSION DE L'ANÉMOMÉTRIE PHASE DOPPLER À LA  
MESURE D'INDICE DE RÉFRACTION ET DÉVELOPPEMENT  
DE LA VELOCIMÉTRIE LASER PAR CORRÉLATION

*Thèse dirigée par M. Kuan Fang REN*

*Soutenue le 16 mars 2007*

## Composition du Jury :

Rapporteurs	: S. Begg	Senior research fellow, University of Brighton
	J.P.A.J Van Beeck	Associate professor, VKI, Bruxelles
Directeur de Thèse	: K.F Ren	Maître de conférences, université de Rouen
Examineurs	: G. Gréhan	Directeur de recherche, CNRS, Rouen
	F. Onofri	Chargé de recherche, CNRS, Marseille
	J.B. Blaisot	Maître de conférences, université de Rouen
	B. Jeanne	Ingénieur de recherche, PSA, Vélizy



## Merci,

En regardant trois ans et demi en arrière, je ne retrouve plus l'étudiante un peu scolaire que j'étais. Ce travail de thèse m'a apporté une plus grande rigueur scientifique, un esprit un peu plus critique et une certaine maturité. Mon travail a ses qualités et ses défauts. Il y a toujours possibilité de faire mieux mais je suis assez fière de moi. Je tiens, alors, à remercier toutes les personnes qui ont contribué à rendre ces trois années passées au CORIA les plus agréables possibles.

Je remercie Michel Ledoux qui m'a accueilli au sein du laboratoire, Gérard Gréhan qui m'a ouvert les portes du LESP, apporté son soutien et son aide et qui m'a donné l'opportunité d'effectuer un séjour de 5 mois en Thaïlande.

Je remercie également toute l'équipe :

- Loïc Méès qui s'est toujours montré attentif à l'évolution de mon travail
- Frédéric Corbin, Thierry Girasole et Claude Rozé pour leur humour pince-sans rire et leurs taquineries de bon aloi
- Annie Garo, Siegfried Meunier-Guttin-Cluzel, Gérard Gouesbet pour leur gentillesse
- Henri Cavalier pour ses coups de main informatique
- Muriel Grébonval pour sa disponibilité  
et bien sûr
- mon directeur de thèse M. Kuan Fang Ren qui a toujours su trouver les mots pour valoriser mon travail et mes résultats.

Je n'oublie pas les doctorants de cette fine équipe : Guillaume, Sawitree, Johanne, Cécile et Feng.

Je tiens également à remercier tout ceux qui m'ont aidé dans la mise en place des manips : Jean Bernard Blaisot, David Vauchelles, Gilles Godard, Xuecheng Wu, l'équipe de l'atelier et Pумыos Vallikul. Un merci également à celui qui reconnaîtra certaines images : Jérôme Yon.

Pour tous les moments de détente et de franches rigolades, je remercie les copains d'ici et de Thaïlande : Corine, bien sûr, Gilles, Matthieu, Julien, Thibault, Guillaume, Cyprien, Aurélien, Pierre-Arnaud, Sandra, Alexandre T et Alexandre N, Antoine, Samuel, Pisit, Tarn, May et tout ceux qui se reconnaîtront...

## *Remerciement*

Enfin l'achèvement et l'enthousiasme que j'ai pu apporter à ce travail de thèse, tiennent beaucoup à David qui a su tout d'abord me charmer et me soutenir durant ces trois ans.

## Liste des notations

### Symboles de la partie I et II

A	Angle du prisme
A	Amplitude
$a_n, b_n$	Coefficients de diffusion de Mie d'une sphère homogène
$C_{ij}$	Facteur de conversion phase-diamètre entre les détecteurs i et j
$C_{pl}, C_{SM}$	Facteurs de conversion phase-diamètre en configuration plane et standard modifiée
D	Divergence
$D_{10}$	Diamètre moyen algébrique des particules
$d_p$	Diamètre de la particule
$D_{PG}$	Distance entre les points de gloires
$D_r, D_a$	Diamètre minimal de séparation des deux points gloires du même ordre réflexion (r) et réfraction (a)
E, $E_k$	Champ électrique, champ électrique du faisceau k
$E_r, E_\theta, E_\varphi$	Composantes du champ électrique en coordonnée sphérique
$E^s, E^i, E^{int}$	Champ électrique diffusé, incident, interne
f	Distance focale
« $g_{n TM}^m, g_{n TE}^m$ »	Coefficient de forme des faisceaux pour le champ magnétique transverse et le champ électrique transverse
H	Champ magnétique
$h_n^{(1)}, h_n^{(2)}$	Fonctions de Hankel
$H_r, H_\theta, H_\varphi$	Composantes du champ magnétique en coordonnée sphérique
I, $I_a, I_r$	Intensité, Intensité réfractée (a), Intensité réfléchie (r)
$I_{diff}$	Intensité diffusée
$j_n, y_n$	Fonctions de Bessel
k	Nombre d'onde
m	Indice de réfraction relatif $n_1/n_2$
N	Nombre de franges
$n_i$	Indice de réfraction du milieu i
$O_{pXYZ}$	Repère lié à la particule
OXYZ	Repère lié à la lentille
p	ordre du processus de diffusion
$p_{impact}$	Position du point d'impact
$P_n^m$	Polynôme associé de Legendre
$P_s$	Piédestal d'un signal PDA
R	Rayon de la particule
R	Rapport des facteurs de conversion phase-diamètre
r	Distance entre la particule et la lentille
$r_b$	Rayon de la lentille
$r_l$	Résolution linéaire
$R_n$	Taux de réflexion
$r_x$	Coefficient de fresnel polarisation perpendiculaire ou parallèle
s	Distance entre le plan image et la lentille
$S_1-S_2$	Fonctions d'amplitude pour les polarisations perpendiculaire(1) et parallèle(2)
$T_a, T_r$	Temps d'arrivée de la bouffée de réfraction (a) et de réflexion (r)

## Notations

$T_n$	Taux de transmission
$V$	Visibilité
$\vec{V}$	Vitesse de la particule
$V_0$	Vitesse de défilement des franges
$V_x$	Composante x de la vitesse
$w_0$	Rayon d'un faisceau au col
$x$	Paramètre de taille de la particule
$X_p, Y_p, Z_p$	Coordonnées de la particule dans le repère « lentille »
$X_{ref}, Y_{ref}, Z_{ref}$	Coordonnées de la particule dans le repère des faisceaux

## Caractères grecs

$\alpha$	Demi-angle entre les faisceaux
$\delta$	Erreur relative
$\delta, \delta_a, \delta_r$	Différence de chemin optique, différence de chemin optique entre deux rayons réfractés(a) et entre deux rayons réfléchis(r)
$\delta_f$	Interfrange
$\delta t_a, \delta t_r$	Décalage temporelle entre les deux bouffées de la réfraction, entre les deux bouffées de la réflexion
$\Delta\theta$	Résolution angulaire
$\Delta\Psi$	Angle d'élévation d'un détecteur par rapport à l'angle d'élévation moyen
$\varepsilon_x$	Energie transportée
$\theta$	Angle de diffusion
$\theta_{arc-en-ciel}$	Angle d'arc-en-ciel
$\theta_b, \varphi_b, \psi_b$	Angles de rotation entre le repère liée à la lentille et le repère liée à la particule
$\lambda$	Longueur d'onde
$\mu_i$	Perméabilité du milieu i
$\pi_n^m, \tau_n^m$	Fonctions de Legendre généralisées
$\rho, \rho_p$	Fréquence angulaire, Fréquence angulaire pour le mode de diffusion d'ordre p
$\tau$	Angle complémentaire à l'angle d'incidence
$\tau'$	Angle complémentaire à l'angle de réfraction
$\tau_{lim}$	Angle limite de réfraction
$\nu$	Fréquence hétérodyne Doppler
$\nu_0$	Fréquence de défilement des franges
$\varphi_{ij}$	Déphasage entre le détecteur i et j
$\varphi_{pl}, \varphi_{SM}$	Déphasage en configuration plane, en configuration standard modifiée
$\varphi, \varphi^i, \varphi_i$	Phase, phase du détecteur i, phase du faisceau i
$\varphi_a, \varphi_r$	Phase concernant la réfraction (a) et la réflexion (r )
$\Phi, \Phi^i$	Angle hors-axe, Angle hors-axe du détecteur i
$\Psi$	Angle d'élévation
$\Psi^i$	Angle d'élévation du détecteur i
$\Psi_m$	Angle d'élévation moyen pour un couple de détecteur
$\Psi_n, \xi_n$	Fonction de Riccati-Bessel
$\Psi_{SM}$	Angle d'élévation de la configuration standard modifiée
$\omega$	pulsation

## Abréviations de la partie I et II

DB	Dual-Burst
EPDA	Extended Phase Doppler Anemometry
TLMG	Théorie de Lorenz-Mie Généralisée
GS-PDA	Glare Spot Phase Doppler Anemometry
OG	Optique Géométrique
PDA	Phase Doppler Anemometry
PM	Photomultiplicateur
STREU	De l'allemand streuen : diffuser
TLM	Théorie de Lorenz-Mie

## Symboles et Abréviations de la partie III

B	Largeur fréquentielle
c	Vitesse de la lumière dans le vide
$d_f$	Diamètre de la fibre
$d_l$	Diamètre du faisceau laser
$D_z$	Distance axiale entre le centre du volume de mesure et le nez de l'injecteur
$e_q$	Efficacité quantique
$f_a$	Fréquence d'échantillonnage
h	Constante de Planck
$L_p$	Largeur de la pôle
m	Grossissement
P	Pression
$P_f$	Puissance en sortie de fibre
$P_i, P_{ch}$	Pression d'injection, Pression de la chambre d'injection
$P_l$	Puissance laser
R	Rayon du disque tournant
$R(\tau)$	Coefficient de corrélation
$R_{ss}, R_{xy}$	Fonction d'autocorrélation, fonction de corrélation
SNR	Signal to Noise ratio (rapport signal sur bruit)
T	Température
t	Coefficient de transmission
T	Largeur de la fenêtre de corrélation
v	Vitesse de la particule
$V_{bernoulli}$	Vitesse de Bernoulli
X ou Y	Position radiale de l'injecteur
$\Delta t$	Décalage temporelle
$\delta_t$	Erreur relative temporelle
$\Delta T_t, \Delta T_p, \Delta T_c$	Temps d'un tour, temps de traversée de la pôle, temps déterminée par corrélation
$\Delta x$	Distance entre deux points de contrôle
$\rho$	Masse volumique
VLC	Vélocimétrie Laser par Corrélation



## Table des matières

INTRODUCTION GÉNÉRALE	11
1 <sup>ERE</sup> PARTIE : L'ANEMOMETRIE PHASE DOPPLER ET SON SOCLE THEORIQUE	15
<b><u>Chapitre 1 Interaction particule/faisceau : diffusion simple de la lumière par une particule</u></b>	<b>17</b>
1.1 Théorie de Lorenz-Mie Généralisée	17
1.2 L'optique géométrique	22
1.3 Décomposition en série de Debye	27
1.4 Optique des points de gloire	30
1.5 Conclusion	38
<b><u>Chapitre 2 Présentation du principe de mesure de l'anémométrie phase Doppler</u></b>	<b>40</b>
2.1 Le principe du PDA	40
2.2 Les effets de trajectoire	49
2.2 Les conditions d'utilisation d'un anémomètre phase Doppler	54
2 <sup>EME</sup> PARTIE : EXTENSION DE L'ANEMOMETRIE PHASE DOPPLER A LA DETERMINATION DE L'INDICE DE REFRACTION	57
<b><u>Chapitre 3 La mesure de l'indice de réfraction</u></b>	<b>59</b>
3.1 Le Réfractomètre d'Abbe	60
3.2 La réfractométrie d'arc-en-ciel	62
3.3 PDA Etendu (EPDA)	65
<b><u>Chapitre 4 La technique Dual Mode</u></b>	<b>69</b>
4.1 La détermination de l'indice	69
4.2 Comparaison entre les sondes commerciales standard et « dual »	72
<b><u>Chapitre 5 La technique Dual Burst</u></b>	<b>79</b>
5.1 Principe	79
5.2 Paramètres à optimiser dans une configuration standard modifiée	81
5.3 Problème du front d'onde	81
<b><u>Chapitre 6 La technique Dual Burst au plan image</u></b>	<b>85</b>
6.1 Etude des points de gloires avec la TLMG pour un seul faisceau	85
6.2 Comportement des points de Gloires avec deux faisceaux	90
6.3 Etude des signaux GS-PDA en configuration semi-plane	95
6.4 Inconvénients de la configuration semi-plane	107

<b>6.5 Configuration Standard modifiée</b>	<b>117</b>
<b>6.6 Conclusion : vers une configuration expérimentale</b>	<b>123</b>
3 <sup>EME</sup> PARTIE : LA MESURE DES VITESSES	127
<b>Chapitre 7 Mesure des vitesses loin de l'injecteur</b>	<b>128</b>
<b>7.1 Qu'est-ce que le biodiesel ?</b>	<b>128</b>
<b>7.2 Description du dispositif expérimental</b>	<b>129</b>
<b>7.3 Profil et distribution des vitesses d'un spray de biodiesel</b>	<b>131</b>
<b>7.4 Comparaison avec un spray de diesel pour une pression de 12bars</b>	<b>136</b>
<b>7.5 Conclusion sur l'effet de la viscosité</b>	<b>141</b>
<b>Chapitre 8 Mesure de vitesse en proche sortie d'injecteur</b>	<b>143</b>
<b>8.1 Principe de la vélocimétrie par corrélation</b>	<b>143</b>
<b>8.2 Expérience préliminaire : Etude de la vitesse d'un disque tournant</b>	<b>149</b>
<b>8.3 Analyse d'un jet</b>	<b>152</b>
<b>8.4 Etude de la vitesse en proche sortie d'un injecteur haute pression</b>	<b>157</b>
<b>8.5 Synthèse et perspective</b>	<b>165</b>
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	169
ANNEXE 1	173
ANNEXE 2	175
ANNEXE 3	176
ANNEXE 4	178
ANNEXE 5	181
BIBLIOGRAPHIE	187

# INTRODUCTION GÉNÉRALE

La maîtrise de la combustion interne dans les moteurs automobiles, impose de maîtriser l'injection du combustible. Pour atteindre cet objectif, il est nécessaire de mesurer les paramètres pertinents qui décrivent la transformation du liquide en vapeur loin du nez de l'injecteur mais aussi en proche sortie.

Les techniques de mesure optiques sont en bonne place. L'amélioration des lasers, de l'ordinateur et des capteurs numériques leur confèrent une efficacité croissante. Le laser a permis une meilleure maîtrise de la lumière émise : grande pureté chromatique, très grande cohérence, faible divergence des faisceaux et grande luminance. Les ordinateurs offrent des rapidités de calcul permettant un suivi dans le temps des paramètres mesurés. De leur côté, les capteurs (caméra CCD, photomultiplicateurs, photodiodes...) sont de plus en plus sensibles et permettent de mesurer des signaux de plus en plus faibles. En outre, les techniques de mesure optiques offrent l'avantage de mesures in-situ, non intrusives pour un grand nombre d'applications.

Elles sont donc très utilisées pour l'étude de la combustion<sup>[1]</sup>. Des techniques de chimiluminescence ou de fluorescence induite par laser permettent de remonter aux espèces chimiques contenues dans la flamme. Des techniques plus poussées permettent de connaître la température en étudiant entre autre le signal Raman... Ces premières techniques utilisent les propriétés non-élastiques de l'interaction lumière/matière. Pour la structure de la flamme (vitesse, turbulence), la technique la plus généralement utilisée est la PIV (Particle Image Velocimetry) pour connaître le champ de vitesse, ou l'ADL (anémométrie Doppler Laser)<sup>[2]</sup> pour déterminer l'évolution temporelle de la vitesse en un point. Certaines techniques sont également utilisées pour étudier la vitesse des gouttes issues d'un spray.

Concernant les méthodes optiques pour déterminer la granulométrie d'un spray ou d'un aérosol, on distingue deux familles. La première est basée sur les propriétés de diffusion simple de la lumière, la seconde sur les propriétés d'extinction. Dans la première famille nous retrouvons les mesures de tailles de gouttes supérieures à  $5\mu\text{m}$  par diffraction en utilisant un diffractomètre de type Malvern ou par l'étude de la lumière réfractée avec le PDA (Phase Doppler Anemometer)<sup>[3]</sup>. Dans le cas de brouillards, les propriétés d'extinction sont utilisées, des techniques comme la turbidimétrie<sup>[4]</sup> permettent de mesurer la distribution en taille des

gouttelettes. Le suivi de la température des gouttes est effectué par l'analyse d'un signal de fluorescence induite par laser<sup>[5]</sup> ou d'un signal d'arc-en-ciel<sup>[6]</sup>.

Il existe donc un large panel de techniques de mesures optiques. Chacune d'elles offre des sensibilités et des dynamiques différentes en fonction des paramètres (composition, taille, température, vitesse...) des éléments éclairés. Elles présentent donc des avantages, des inconvénients et des conditions d'utilisation bien précises.

L'objectif de mes travaux de thèse est l'amélioration de certaines techniques de mesures existantes et le développement d'une nouvelle configuration de Phase Doppler dédiés à la caractérisation d'un milieu diphasique.

Partant de l'étude critique des conditions d'application des chaînes de granulométrie Doppler Laser (PDA), je présenterai deux problématiques liées à cet objectif. L'une concernant la mesure de l'indice de réfraction des gouttes et la deuxième liée à la mesure de la vitesse.

Les configurations conventionnelles de l'Anémométrie Phase Doppler supposent la présence dans le volume de mesure d'une seule particule à la fois. Le milieu doit donc être peu dense. Une trop grande densité empêche notamment la formation de franges d'interférence au niveau du volume de mesure ou empêche la détection de la lumière diffusée par la particule détectée. Par exemple, en sortie immédiate de l'injecteur, une grande densité s'accompagne de l'absence de gouttes sphériques bien distinctes. Les mesures ADL ou PDA ne donnent donc pas de résultats. Je présenterai donc une technique complémentaire à l'ADL, la Vélocimétrie Laser par Corrélation, pour déterminer la vitesse du jet en proche sortie d'injecteur.

Le présent manuscrit s'articule ainsi entre trois parties.

Les connaissances essentielles au développement de l'anémométrie phase Doppler et de la vélocimétrie laser par corrélation sont rappelées et synthétisées dans le premier chapitre. Tout d'abord, me basant sur les travaux ultérieurs du laboratoire, je m'attacherai à exposer les outils théoriques indispensables décrivant l'interaction entre une particule et un faisceau laser. En effet, depuis plusieurs années le laboratoire s'est attaché à développer des modèles et de nombreux codes de calculs allant de l'optique géométrique, à la théorie de Lorenz-Mie généralisée jusqu'à la décomposition en série de Debye. Ces modèles ont permis une meilleure compréhension des phénomènes de diffusion en prenant en compte la nature complexe de la particule ou du faisceau. L'Anémométrie Phase Doppler (PDA) est une

extension de l'anémométrie Doppler laser. Il permet le couplage de la mesure des vitesses des particules avec la mesure de leur diamètre. Il permet une bonne description des phénomènes loins de l'orifice. Le principe de cette technique, ainsi que les avantages et les inconvénients des différentes configurations, sont synthétisés dans le deuxième chapitre.

Dans une deuxième partie je m'intéresserai à la mesure de l'indice de réfraction. La détermination du diamètre n'est souvent possible que lorsque l'indice de réfraction est connu. Celui-ci dépend de la température de la particule et de la composition de celle-ci. Donc, dans le cas de gradient de température dans le spray ou de milieux réactifs, l'indice de réfraction évolue et les mesures classiques du PDA ne sont plus suffisantes. La mesure de l'indice de réfraction de la particule permet de maîtriser ce paramètre afin de mesurer le diamètre de la particule, mais elle permet également d'estimer la température ou la composition de celle-ci. Différentes configurations ont été proposées pour extraire l'indice de réfraction d'un signal ou d'une série de signaux : PDA étendu, PDA Dual Mode ou PDA Dual Burst. Après une étude de ces trois techniques aux chapitres 3, 4 et 5, je présenterai le développement d'une nouvelle technique : L'Anémométrie Phase Doppler à Points de Gloire (GS-PDA).

La technique Dual-Burst, ou dite « de la double bouffée », est basée sur la séparation des contributions réfléchie et réfractée de la lumière interagissant avec la goutte. Cette séparation des contributions est obtenue en focalisant fortement deux faisceaux laser concourants. Ceci permet d'éclairer successivement les surfaces de la particule qui sont à l'origine de la lumière réfléchie ou réfractée dans la direction du détecteur. Malheureusement cette technique est sensible au rayon de courbure des faisceaux entraînant une dépendance de la mesure à la position longitudinale de la particule. C'est suite à ce constat que j'ai développé une nouvelle configuration GS-PDA présentée dans le chapitre 6. Celle-ci consiste à utiliser des faisceaux de grandes dimensions devant les dimensions de la particule afin de supprimer cette dépendance longitudinale et à séparer spatialement les contributions de la lumière réfractée et réfléchie en étudiant l'image de la particule. Il s'agit ainsi d'imager chacun des points de gloire (glare spot) hors de l'axe de la goutte et de collecter indépendamment leur intensité.

En dernière partie, je présenterai les travaux expérimentaux dédiés à la détermination des vitesses d'injection. Tout d'abord loin de l'injecteur avec la technique d'anémométrie Doppler Laser, je comparerai les vitesses des gouttes d'un spray de Diesel et de biodiesel (chapitre 7). J'étudierai ensuite la vitesse en proche sortie d'injecteur. A ce niveau l'atomisation est à peine développée et nous ne sommes pas vraiment en présence de gouttes.

## *INTRODUCTION GENERALE*

Dans ce cas le PDA ou l'ADL ne peuvent pas donner des résultats satisfaisants. Une solution possible est de déterminer, par corrélation, le temps de vol de structures entre deux points de mesure. Cette technique est la vélocimétrie laser par corrélation. Son principe et les résultats expérimentaux obtenus sont présentés dans le chapitre 8.

Les conclusions générales de ce travail de thèse sont données à la fin de ce mémoire.

## 1ère partie :

# Anémométrie Phase Doppler et son socle théorique

L'objet de cette partie est de rappeler les notions de base de la diffusion d'un faisceau laser par une particule sphérique sur lesquelles repose l'Anémométrie Phase Doppler et de présenter le principe de cette technique.

L'anémométrie Phase Doppler (PDA) est une extension de la vélocimétrie ou anémométrie Doppler laser. Cette technique développée par Durst et Zaré<sup>[3]</sup>, améliorée par Bachalo et Houser<sup>[7]</sup>, Saffman et al<sup>[8]</sup> est la technique de mesure la plus utilisée pour déterminer simultanément la taille et la vitesse de particules supposées sphériques, homogènes et isotropes. Quatre paramètres : la fréquence, le piédestal, la visibilité et la phase peuvent être extraits des signaux PDA. La fréquence est proportionnelle à une composante de la vitesse de la particule. La mesure du terme de phase est la méthode la plus performante pour déterminer le diamètre de la particule. Le plus souvent, la relation entre le terme de phase et le diamètre est prédite à l'aide de l'optique géométrique. Mais pour prendre en compte la dimension finie des faisceaux, la théorie de Lorenz-Mie Généralisée et de Debye sont les seules théories rigoureuses.

Les théories de Lorenz-Mie Généralisée<sup>[9]</sup> et de Debye<sup>[10]</sup> sont deux théories qui nous permettent de modéliser très fidèlement l'interaction d'une particule sphérique, homogène, isotrope et non magnétique avec un faisceau laser. Ces théories basées sur la résolution des équations de Maxwell, donnent une description de la lumière diffusée quelle que soit la forme et la longueur d'onde du faisceau incident, le domaine angulaire considéré, la taille et l'indice complexe de réfraction de la particule.

Les lois de l'optique géométrique, applicables sous couvert d'hypothèses plus strictes (particule grande devant la longueur d'onde de la lumière incidente, certains domaines angulaire...), donnent des relations simples entre les caractéristiques des rayons diffusés et les propriétés de la particule. Les lois de l'optique géométrique permettent une inversion des mesures en temps réel. Plus intuitives, elles seront à la base de mon raisonnement.

Cette partie comporte deux chapitres. Le premier chapitre expose les différentes théories. Le deuxième explique le principe de la mesure de l'Anémomètre Phase Doppler.

# Chapitre 1

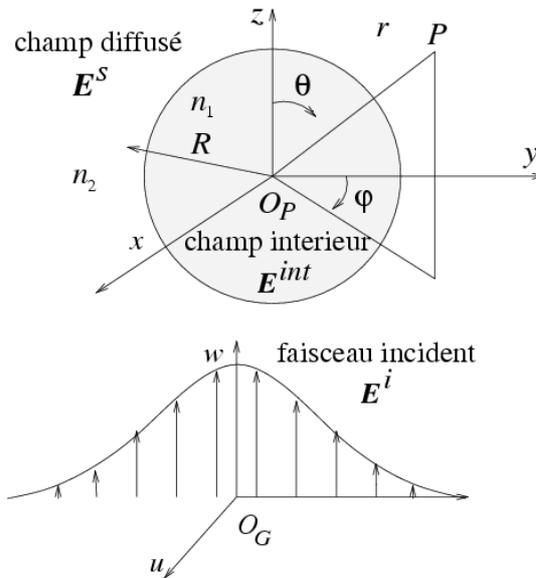
## Théories de la diffusion de la lumière par une particule

Dans ce premier chapitre, différentes théories de la diffusion de la lumière (onde plane ou faisceau lumineux de forme quelconque) sont rappelées et synthétisées. Deux théories rigoureuses, la théorie de Lorenz-Mie généralisée et la théorie de Debye seront présentées. L'optique géométrique fera également l'objet de quelques rappels. Ces trois théories nous permettent de décrire la lumière diffusée mais également de décrire les caractéristiques d'une image. Une des caractéristiques principales est le comportement des points de gloire : position et amplitude. J'expliquerai leur comportement en m'appuyant sur les écrits de Lock<sup>[11]</sup> et Van Hulst<sup>[12]</sup>.

Ces théories nous servent à comprendre les phénomènes mis en jeu dans différents appareils de mesure, à interpréter correctement les résultats et, par la suite, à proposer des développements et à réaliser les simulations nécessaires.

### 1.1 Théorie de Lorenz-Mie Généralisée

La théorie de Lorenz-Mie (TLM) a été développée par Lorenz dans le cadre de la théorie de l'éther et par Mie, dans le cadre des équations de Maxwell. Elle a ensuite été réécrite entre autres par Stratton<sup>[13]</sup>, Van de Hulst<sup>[14]</sup>, Kerker<sup>[15]</sup>, Bohren et Huffman<sup>[16]</sup>. Elle traite du problème de la diffusion d'une onde plane monochromatique par une sphère homogène, isotrope. L'hypothèse d'éclairement uniforme a été levée au laboratoire ce qui permet de parler de la théorie de Lorenz-Mie généralisée (TLMG)<sup>[9]</sup>. La TLMG décrit l'interaction entre un faisceau de forme arbitraire et une particule sphérique, homogène (Fig 1). Elle permet de prendre en compte les forts gradients d'éclairage et la forme des faisceaux laser en introduisant des séries de coefficients de forme  $g_{n TM}^m$  pour le potentiel magnétique transverse et  $g_{n TE}^m$  pour le potentiel électrique transverse.



*Fig 1. Principe de la théorie de Lorenz-Mie Généralisée*

### 1.1.1 Description du faisceau gaussien

La forme des faisceaux laser est souvent gaussienne (Fig 2). Dans ce cas, le faisceau est défini par sa longueur d'onde, sa polarisation, son rayon  $w_0$  au col<sup>[2]</sup>. Plus le rayon au col du faisceau est petit, plus celui-ci est divergent, plus l'angle  $\theta_b$ , appelé angle de divergence, est grand.

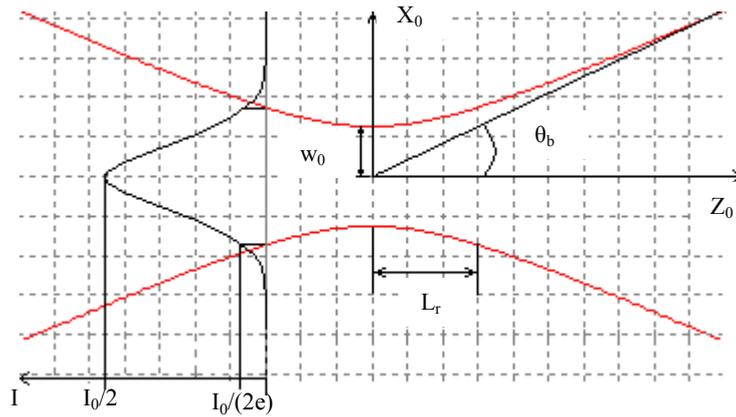
$$\tan \theta_b = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (1.1.1)$$

A titre d'exemple pour une longueur d'onde de 632.8nm, il est égal à 0.018° pour un rayon au col de 1mm et de 1.15° pour un rayon au col de 10μm.

La divergence peut être également quantifiée par la distance de Rayleigh  $L_r$ , distance pour laquelle le rayon du faisceau augmente d'un facteur  $\sqrt{2}$  et l'intensité sur l'axe atteint la moitié de la valeur maximum au col du faisceau.

$$L_r = \pm \frac{w_0}{\tan \theta_b} = \pm \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (1.1.2)$$

Il est important de décrire la forme des faisceaux dans le système de coordonnées adéquat prédire l'interaction particule/faisceau et comprendre de nombreux résultats d'expériences, que ce soit de l'anémométrie phase Doppler ou de la réfractométrie d'arc-en-ciel.... Dans le cas général d'une particule excentré par rapport à l'axe du faisceau, l'amplitude décrite par la théorie de Lorenz-Mie est exprimée par une double série qui met en jeu les coefficients de forme.



*Fig 2. Description d'un faisceau gaussien*

### 1.1.2 Détermination des fonctions d'amplitudes avec la TLMG

La TLMG repose sur la résolution des équations de Maxwell en coordonnées sphériques, en imposant comme conditions aux limites : la continuité des composantes tangentielles des champs à la surface de la particule, l'existence de champs finis (magnétique et électrique) au centre de la sphère et la nature sphérique de l'onde diffusée à l'infini (décroissance en  $1/r$ ).

La particule est caractérisée par son indice de réfraction complexe ( $n_1$ ) et son rayon ( $R$ ) tandis que l'onde incidente est caractérisée par sa longueur d'onde  $\lambda$ , sa polarisation et ses coefficients de forme  $g_{n\ TM}^m, g_{n\ TE}^m$ . L'intensité de l'onde aura une variation temporelle de la forme  $\exp(i\omega t)$ ,  $\omega$  étant sa pulsation. On parlera de polarisation parallèle quand le champ  $\vec{E}_i$  est parallèle au plan de diffusion et perpendiculaire lorsqu'il est perpendiculaire à ce plan. Le plan de diffusion est défini par deux directions : la direction du faisceau et la direction particule/détecteur. L'indice de réfraction purement réel du milieu extérieur (non absorbant) est  $n_2$ . Dans ce cas le nombre d'onde  $k$  est égal à  $2\pi n_2/\lambda$  et l'indice relatif  $m$  de la particule est égale à  $n_1/n_2$ . La détection se fait à une distance  $r$  de la particule, sa position est définie par les angles  $\theta$  et  $\varphi$ ,  $\theta$  étant l'angle de diffusion (Fig 1).

Lorsqu'une particule sphérique est éclairée par un faisceau laser, le champ diffusé lointain est exprimé en absence de la dépendance temporelle  $\exp(i\omega t)$  par :

$$E_r = H_r = 0$$

$$E_\theta = \frac{iE_0}{kr} \exp(-ikr) \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[ ma_n g_n^m \tau_n^{|m|}(\cos \theta) + ib_n g_n^m \pi_n^{|m|}(\cos \theta) \right] = \frac{iE_0}{kr} \exp(-ikr) S_2$$

$$E_\varphi = \frac{-E_0}{kr} \exp(-ikr) \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[ ma_n g_n^m \tau_n^{|m|}(\cos \theta) + ib_n g_n^m \pi_n^{|m|}(\cos \theta) \right] = \frac{-E_0}{kr} \exp(-ikr) S_1$$

$$H_\varphi = \frac{H_0}{E_0} E_\theta \quad (1.1.3)$$

$$H_\theta = -\frac{H_0}{E_0} E_\varphi$$

Où  $\pi_n^{|m|}(\cos \theta)$  et  $\tau_n^{|m|}(\cos \theta)$  sont les fonctions angulaires définies par :

$$\pi_n^{|m|}(\cos \theta) = \frac{P_n^{|m|}(\cos \theta)}{\sin \theta}, \quad \tau_n^{|m|}(\cos \theta) = \frac{dP_n^{|m|}(\cos \theta)}{d\theta} \quad \text{où } P_n^{|m|}(\cos \theta) \text{ est la fonction de}$$

Legendre associée

En prenant en compte les coefficients de forme du faisceau, les fonctions d'amplitude sont définies par :

$$S_1 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[ ma_n g_n^m \tau_n^{|m|} \cos \theta + ib_n g_n^m \pi_n^{|m|} \cos \theta \right] \sin(m\varphi) \quad (1.1.4)$$

$$S_2 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^{+n} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[ ma_n g_n^m \tau_n^{|m|} \cos \theta + ib_n g_n^m \pi_n^{|m|} \cos \theta \right] \cos(m\varphi) \quad (1.1.5)$$

L'intensité diffusée, appelée également fonction de phase, est de la forme :

$$I(\theta) = \frac{|S_1|^2 + |S_2|^2}{2} \quad \text{pour une onde non polarisée}$$

$$\text{où } I(\theta) = |S_2|^2 \quad \text{pour une polarisation parallèle} \quad (1.1.6)$$

$$\text{et } I(\theta) = |S_1|^2 \quad \text{pour une polarisation perpendiculaire}$$

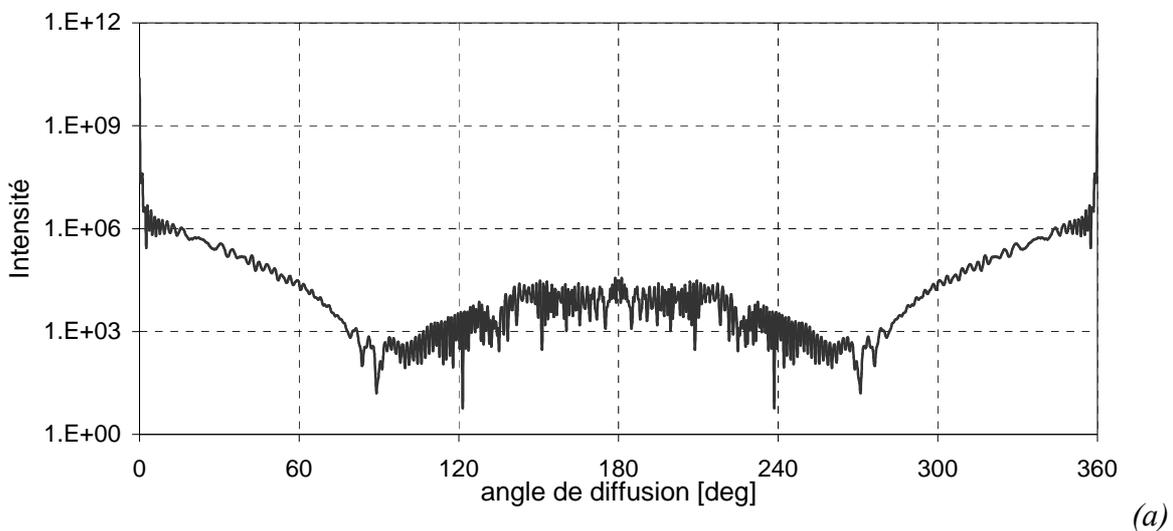
Les coefficients de diffusion externe ou de Mie, dans le cas où les perméabilités magnétiques de la particule et du milieu sont égales, se calculent par :

$$a_n = \frac{m \psi_n(m x) \psi_n'(x) - m \psi_n(x) \psi_n'(m x)}{m \psi_n(m x) \xi_n'(x) - \xi_n(x) \psi_n'(m x)} \quad (1.1.7)$$

$$b_n = \frac{\psi_n(m x) \psi_n'(x) - m \psi_n(x) \psi_n'(m x)}{\psi_n(m x) \xi_n'(x) - m \xi_n(x) \psi_n'(m x)}$$

avec  $x$  pour le paramètre de taille  $x=kr$ ,  $m$  l'indice relatif entre le milieu environnant et la particule et les fonctions de Riccati-Bessel  $\psi_n(x) = xj_n(x)$  et  $\xi_n(x) = xh_n^{(1)}(x)$  sont définies par les fonctions de Bessel, et de  $j_n(kr)$  Hankel  $h_n^{(1)}(kr)$  en coordonnées sphériques.

Ce modèle a été implanté dans un code informatique de simulation de l'anémométrie Phase Doppler : le programme STREU<sup>[17][18][19]</sup>. Il m'a permis de simuler de façon la plus rigoureuse possible les phénomènes d'interactions particule/faisceau laser. Trois exemples sont montrés sur les figures 3 et 4. Les figures 3 a et b représentent l'intensité diffusée par une particule de 50 $\mu$ m de rayon lorsque celle-ci est au centre d'un faisceau gaussien d'un rayon de 80 $\mu$ m au col, d'une part pour une polarisation parallèle au plan de diffusion, et d'autre part pour une polarisation perpendiculaire. La figure 4 représente l'intensité diffusée par cette même particule lorsqu'elle est située à 40 $\mu$ m du centre du faisceau, dans le plan du col, le long de la direction de polarisation (parallèle). Dans le premier cas l'intensité diffusée est symétrique, dans le second cette symétrie est perdue. Le diagramme de diffusion dépend donc de la position de la particule dans le faisceau et de la polarisation de celui-ci. Au déplacement de la particule à travers le volume de mesure de l'anémomètre Phase Doppler sera alors associée une modification du diagramme de diffusion.



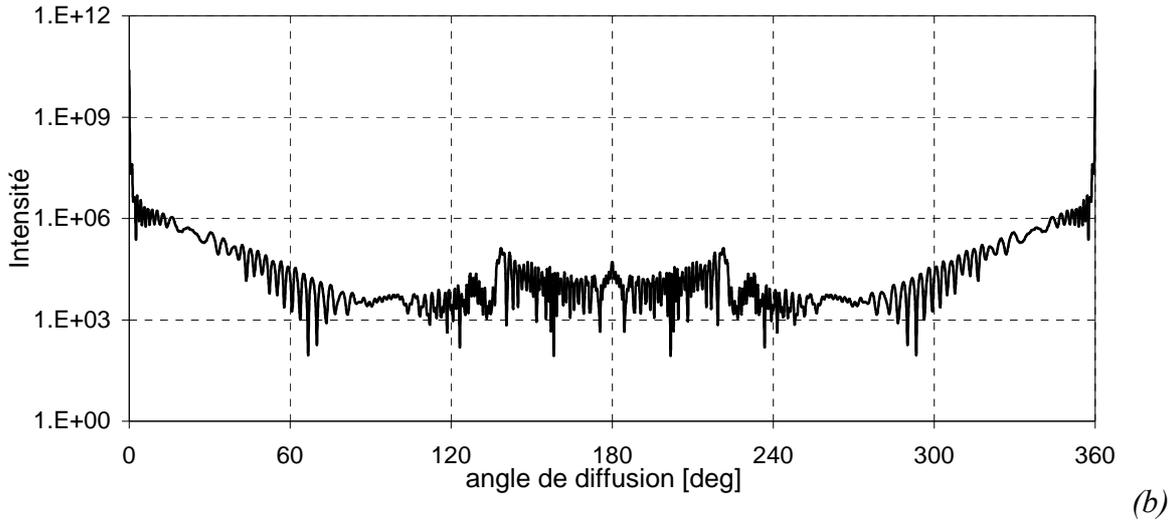


Fig 3. Diagrammes de diffusion calculés par la TLMG pour une particule de  $50\mu\text{m}$  de rayon, au centre d'un faisceau gaussien de  $80\mu\text{m}$  de rayon au col  
(a) polarisation parallèle, (b) polarisation perpendiculaire

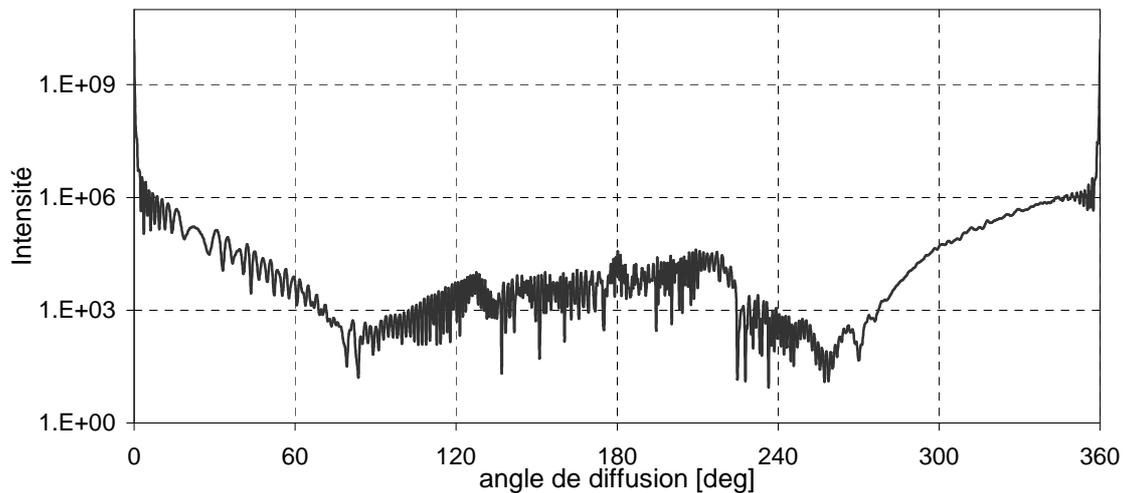


Fig 4. Diagramme de diffusion calculé par la TLMG pour une particule de  $50\mu\text{m}$  de rayon, à  $40\mu\text{m}$  du centre d'un faisceau gaussien de  $80\mu\text{m}$  de rayon en polarisation parallèle

Ce modèle rigoureux permet de prendre en compte tous les effets optiques (diffraction, diffusion...). Mais dans le cas d'inversion de données expérimentales, le calcul devient lourd. Il induit des temps de calculs conséquents. Une approche basée sur l'optique géométrique permet d'obtenir une vision complémentaire et plus intuitive des phénomènes.

## 1.2 Lois de l'optique géométrique

L'optique géométrique assimile l'onde incidente à des rayons lumineux et sépare la lumière diffusée en lumière réfléchie, réfractée, ou ayant subi plusieurs réflexions internes<sup>[20]</sup>. La condition d'utilisation de ce modèle est que la taille de la particule doit être très grande par rapport à la longueur d'onde.

Nous allons nous intéresser au parcours des rayons lumineux dans et autour de la particule et à leurs propriétés (intensité, phase...)

### 1.2.1 Déviation et parcours des rayons lumineux

A partir des lois de Snell-Descartes, l'optique géométrique décrit la déviation d'un rayon lumineux en interaction avec une particule : (Fig 5)

- L'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence.
- Le rayon réfracté d'un angle ( $\tau'$ ) par rapport à la surface vérifie :

$$\cos \tau = m \cos \tau' \quad (1.2.1)$$

Cette dernière expression, dans le cas où l'indice de réfraction relatif  $m = \frac{n_1}{n_2}$  est inférieur à 1, n'a de solution que pour  $\tau > \tau_{\text{lim}}$  où

$$\tau_{\text{lim}} = \arccos m \quad (1.2.2)$$

est appelé angle limite. Lorsque  $\tau > \tau_{\text{lim}}$ , il n'y a pas de réfraction, on parle alors de réflexion totale.

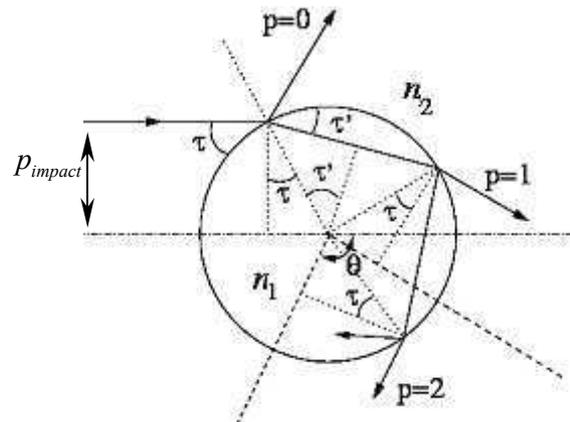


Fig 5. Parcours d'un rayon dans une sphère

On peut ainsi exprimer l'angle de diffusion ( $\theta$ ) et la position du point d'impact ( $p_{\text{impact}}$ ) par rapport à la direction incidente, en fonction de l'ordre d'émergence des rayons (l'ordre  $p=0$  pour la réflexion ;  $p=1$  pour la réfraction ;  $p=2$  pour une réflexion interne dans la goutte...).

$$q\theta + 2k\pi = 2\tau - 2p\tau' \quad \text{avec } q=\pm 1 \text{ et } 0 < \theta < \pi \quad (1.2.3)$$

$$p_{\text{impact}} = R \cos \tau \quad (1.2.4)$$

Pour un rayon réfléchi ( $p=0$ ),  $\theta=2\tau$ , nous avons :

$$p_{impact} = R \cos \frac{\theta}{2} \quad (1.2.5)$$

Pour un rayon réfracté (p=1) nous avons (démonstration 1 de l'annexe1) :

$$\theta = 2(\tau' - \tau) \quad (1.2.6)$$

$$p_{impact} = R \cos \tau = -R \frac{m \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{1 + m^2 - 2m \cos \frac{\theta}{2}}} \quad (1.2.7)$$

## 1.2.2 Intensité des rayons

En considérant acceptable localement l'hypothèse de l'interaction d'une onde plane avec une surface plane d'extension infinie, les coefficients de Fresnel ( $r_{||}$  et  $r_{\perp}$ ) permettent de calculer l'amplitude des rayons émergents pour les deux polarisations.

$$r_{||} = \frac{m \sin \tau - \sin \tau'}{m \sin \tau + \sin \tau'} \quad (1.2.8)$$

$$r_{\perp} = \frac{\sin \tau - m \sin \tau'}{\sin \tau + m \sin \tau'} \quad (1.2.9)$$

L'énergie transportée par le rayon d'ordre p est :

$$\mathcal{E}_x = \begin{cases} r_x^2 & \text{pour } p = 0 \\ r_x^{2(p-1)} (1 - r_x^2)^2 & \text{pour } p > 0 \end{cases} \quad (1.2.10)$$

où x correspond à la polarisation (parallèle ou perpendiculaire)

Un terme de divergence (D) permet de prendre en compte la courbure de la goutte dans le calcul de l'intensité.

$$D = \frac{\sin \tau \cos \tau}{\sin \theta \left| \frac{d\theta}{d\tau} \right|} \quad (1.2.11)$$

$$\text{avec } p=0 : D = \frac{1}{4} \text{ et } p=1 : D = \frac{m \left(1 - m \cos \left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^2}{4(m^2 - 1) \cos \left(\frac{\theta}{2}\right) \left(1 + m^2 - 2m \cos \left(\frac{\theta}{2}\right)\right)} \quad (1.2.12)$$

L'intensité diffusée est proportionnelle au carré du diamètre de la particule :

$$I_{diff} = I_0 \frac{4R^2}{\ell^2} \mathcal{E}_x^2 D \quad (1.2.13)$$

où  $\ell$  est la distance d'observation

La figure 7 représente pour les deux polarisations l'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion pour les quatre premiers ordres de diffusion.

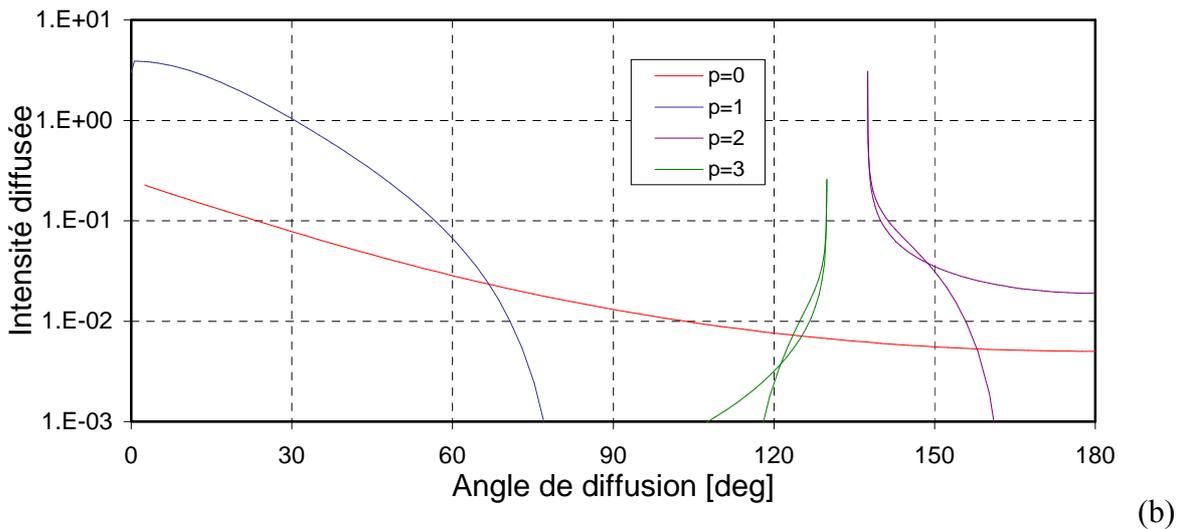
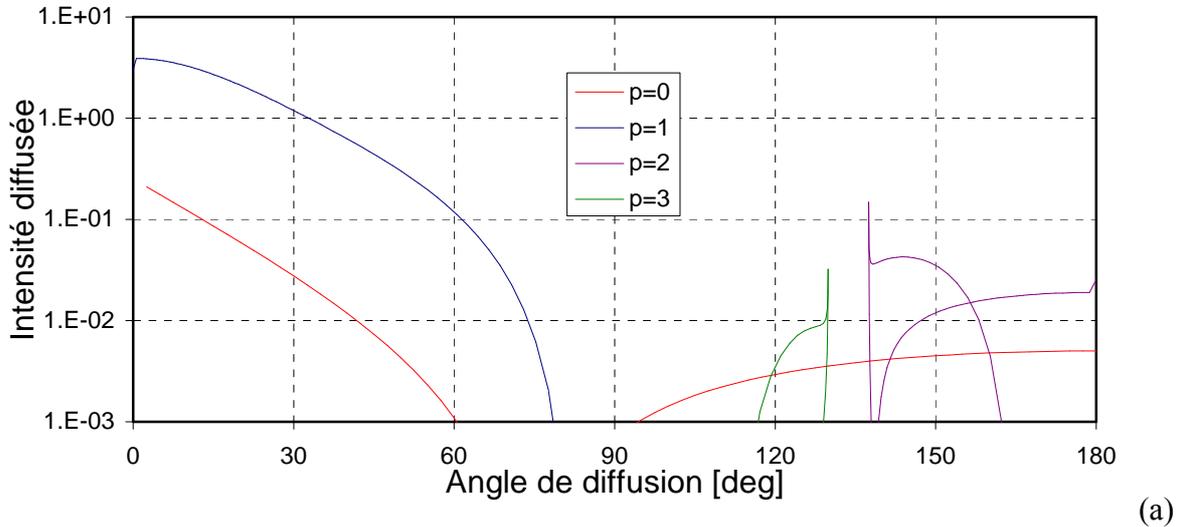


Fig 6. Diagramme de diffusion d'une goutte d'eau d'après l'optique géométrique  
(a) polarisation parallèle, (b) polarisation perpendiculaire

On remarque sur ces diagrammes que quelle que soit la polarisation, l'intensité diffusée des ordres 2 et 3 tend vers l'infini pour des angles de diffusion particuliers. Dans le cas de l'eau, ces singularités sont localisées à  $137.48^\circ$  pour l'ordre 2 et à  $129.9^\circ$  pour l'ordre 3. Ces angles correspondent aux angles d'arc-en-ciel au sens de l'optique géométrique. Ces quantités infinies sont l'illustration des limites de l'optique géométrique, y compris pour des particules de grande taille.

A un angle d'arc-en-ciel sont associées plusieurs « branches ». Ces branches correspondent à l'intensité diffusée pour des rayons sortant dans la même direction après des parcours optiques différents (les points d'impact sont différents). En effet l'expression (1.2.3)  $q\theta + 2k\pi = 2\tau - 2p\tau'$  pour  $p > 1$  présente plusieurs couples de solutions  $(\tau, \tau')$ .

### 1.2.3 Phase

Pour étudier les phénomènes d'interférences il est nécessaire de prendre en compte les phases relatives des rayons lumineux.

En optique géométrique la phase d'un rayon est la combinaison :

- du changement de phase dû à la réflexion. Ce changement est inclus dans les formules de Fresnel.
- De la phase ( $\varphi$ ) due à la longueur du trajet optique ( $\delta$ ) par rapport à un rayon de référence traversant une particule fictive :

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{4\pi}{\lambda} R(\sin \tau - pm \sin \tau') \quad (1.2.14)$$

- Des sauts de phases dus à la traversée des lignes focales : au passage de toutes lignes focales, la phase avance de  $\frac{\pi}{2}$

Généralement, dans le cadre d'une collection vers l'avant les deux modes prédominants sont la réflexion et la réfraction.

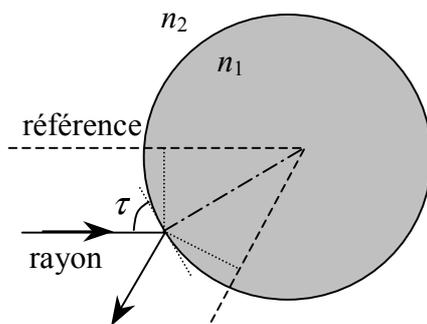


Fig 7. Chemin optique pour la lumière réfléchie dans une particule de rayon R

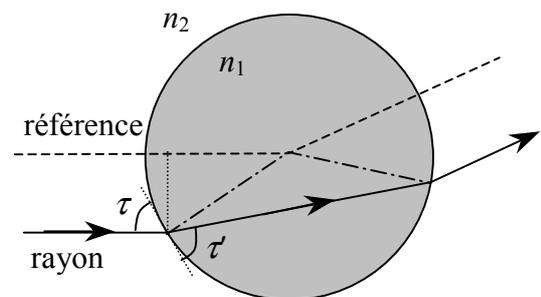


Fig 8. Chemin optique pour la lumière réfractée dans une particule de rayon R

Pour la réflexion  $p=0$  (Fig 7), le trajet optique a pour longueur :

$$\delta_0 = -2n_2 R \sin \frac{\theta}{2} \quad (1.2.15)$$

Pour la réfraction  $p=1$  (Fig 8), le trajet optique a pour longueur :

$$\delta_1 = 2R(\sin\tau - m\sin\tau') \quad (1.2.16)$$

D'après la démonstration 1 de l'annexe 1 on peut exprimer cette différence de marche en fonction du rayon de la particule sphérique  $R$  et de l'angle de diffusion  $\theta$  :

$$\delta_1 = 2R\sqrt{1+m^2-2m\cos\frac{\theta}{2}} = 2R\sqrt{1+m^2-2m\sqrt{\frac{1+\cos\theta}{2}}} \quad (1.2.17)$$

Ici j'ai présenté les formules en m'intéressant au rayon qui arrive sur la goutte avec un angle donné. On peut également s'intéresser aux rayons qui sortent de la goutte dans une direction donnée. Dans ce cas l'amplitude de ce rayon est la somme des amplitudes de tous les rayons sortant par cette direction<sup>[21][22][23]</sup>. Le calcul de l'intensité prend en compte les phases relatives entre les rayons et celle-ci reste alors une quantité limitée.

L'optique géométrique est la base de mon raisonnement mais très vite on est limité par les aspects approchés de cette théorie. Elle ne prend pas en compte les phénomènes ondulatoires : diffraction, ondes de surface.

Pour garder l'aspect ondulatoire tout en sélectionnant les différents ordres de diffusion, j'ai travaillé également avec la théorie de Debye.

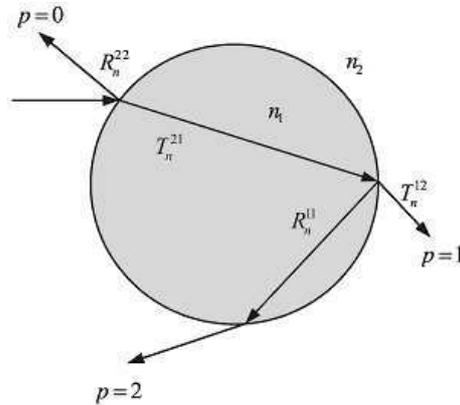
### 1.3 Décomposition en séries de Debye

La théorie de Debye est une ré-écriture de la théorie de Lorenz-Mie qui donne la possibilité de quantifier la contribution des différents modes de diffusion (au sens de l'optique géométrique): réflexion, réfraction, diffraction, réflexion interne<sup>[10][11]</sup>. Tout en gardant l'aspect rigoureux de la théorie de Lorenz Mie, la décomposition en série de Debye permet de séparer, et ainsi mieux comprendre, les différents phénomènes de diffusion de la lumière. Debye réorganise les coefficients de diffusion de Mie ( $a_n$ ,  $b_n$ ) en fonction du taux de transmission  $T$  et du taux de réflexion  $R$  pour une onde sphérique élémentaire. Lorsqu'une onde rencontre une surface, une partie de l'onde est transmise et l'autre est réfléchie (Fig 9). Chaque ( $a_n$ ,  $b_n$ ) sera exprimé en fonction de  $T_n$  et  $R_n$ .

$$a_n = \frac{1}{2} \left[ 1 + R_n^{22} - \sum_{p=1}^{\infty} T_n^{21} (R_n^{11})^{p-1} T_n^{12} \right] \quad (1.3.1)$$

Chaque  $p$  correspond à un mode de diffusion, selon la nomenclature introduite dans la section précédente. La série de Debye porte sur le nombre de réflexions internes pris en

compte à l'intérieur de la goutte ( $p$  allant de 1 à  $\infty$  pour prendre en compte tous les modes). La constante  $1/2$  représente la diffraction et  $R^{22}$  la réflexion extérieure. Dans le cas, d'une somme infinie, on retrouve les coefficient de diffusion externe de la théorie de Lorenz-Mie.

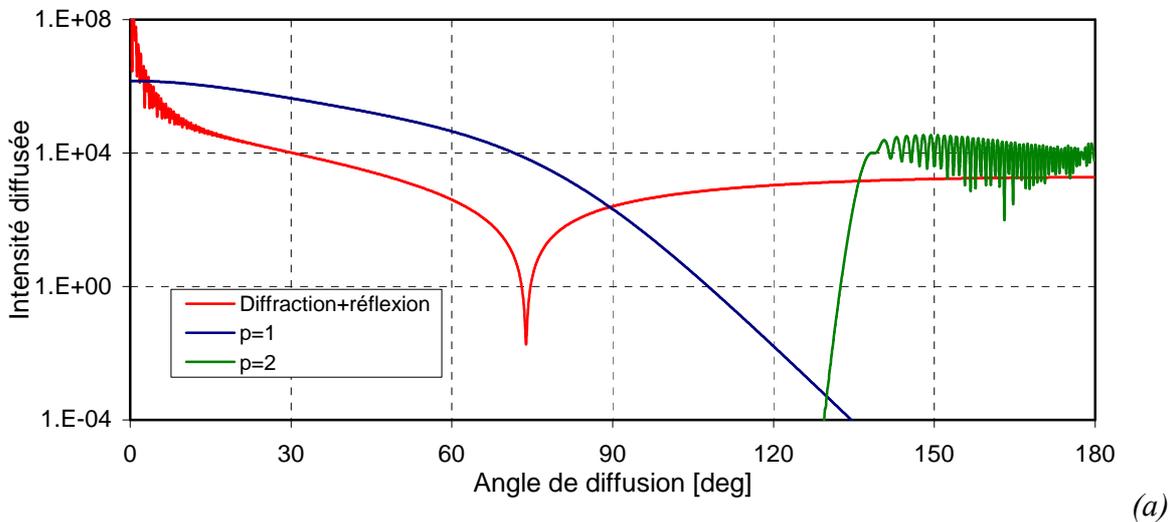


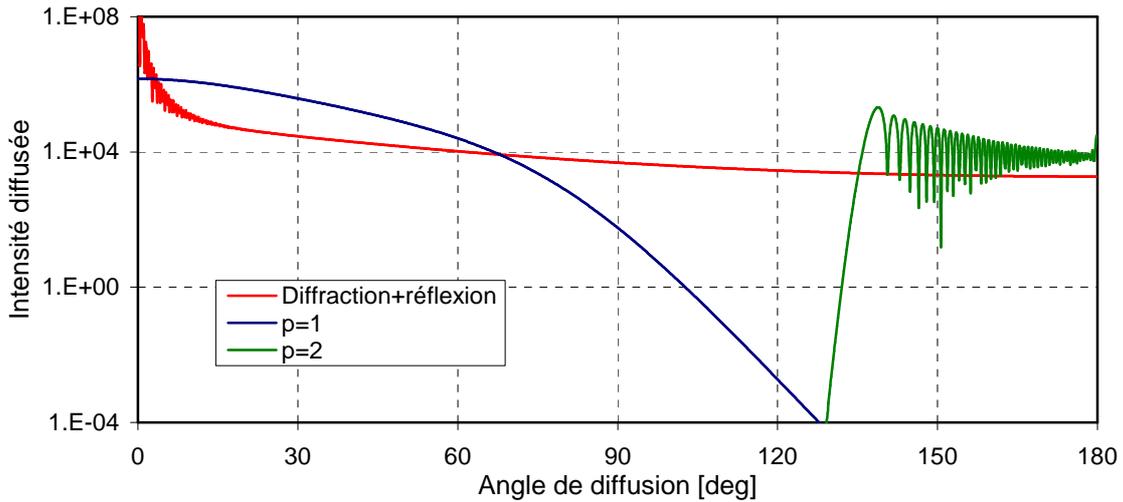
*Fig 9. Schéma de principe de l'approche de Debye*

A titre d'exemple, les diagrammes de diffusion en polarisation parallèle et perpendiculaire pour les trois premiers ordres sont présentés sur la figure 10. La figure 11 présente quant à elle, le diagramme de diffusion en prenant en compte jusqu'à neuf réflexions internes dans la goutte.

Sur la figure 10, on observe une grande différence avec l'optique géométrique (Fig 6), les ondes réfractées et d'ordre 2 existent pour tous les angles. La notion d'angle limite de l'optique géométrique n'existe plus. La théorie de Debye prend bien en compte l'aspect ondulatoire de l'interaction et les aspects finis de la particule. Elle propose une bonne description sur tous les angles de diffusion.

Sur la figure 11, on observe que la décomposition en série de Debye jusqu'au dixième ordre permet de retrouver des résultats très proches de la TLMG (série complète) (Fig 4).





(b)

Fig 10. Diffusion de la lumière réfléchi, réfractée et d'ordre 2 en polarisation parallèle(a) et perpendiculaire(b) d'une goutte d'eau de 50 $\mu$ m de rayon en diffusion lointaine

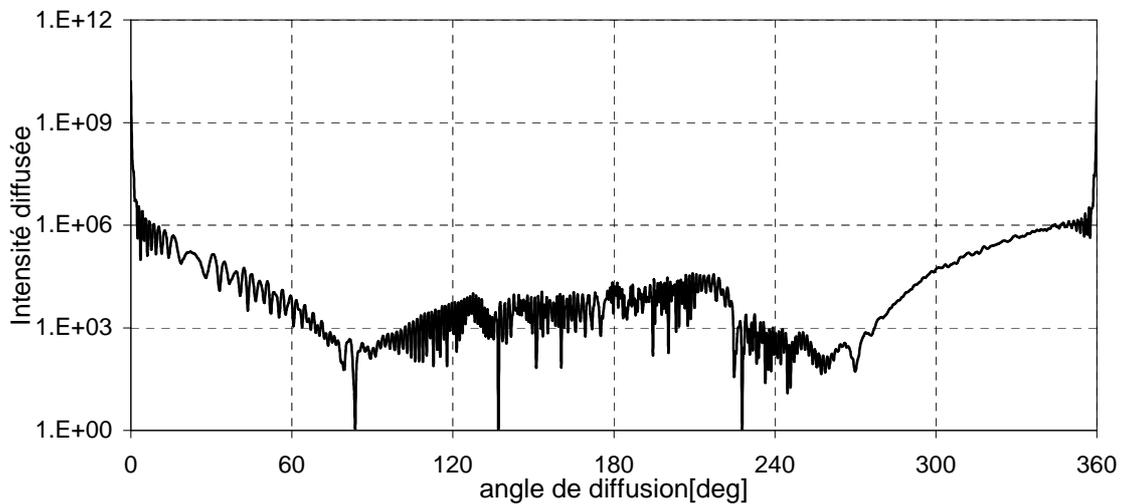


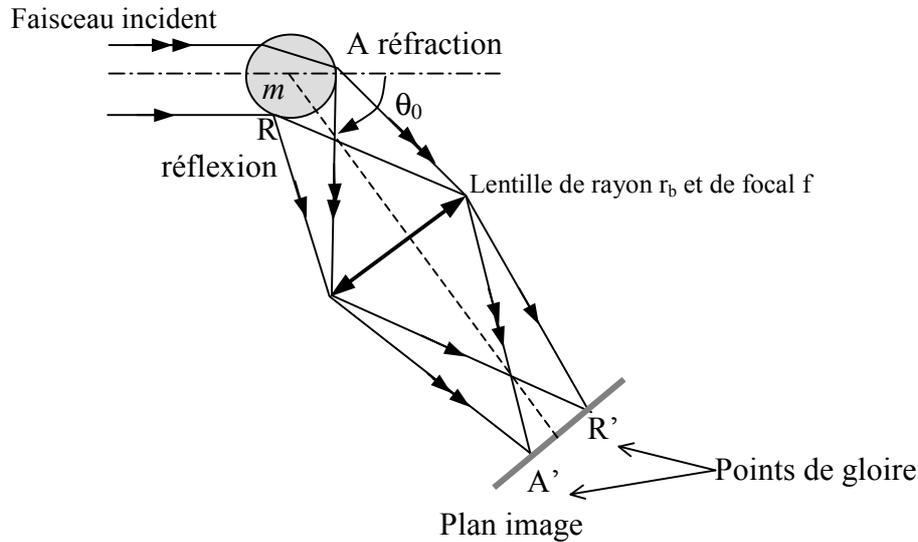
Fig 11. Diagramme de diffusion calculé avec la théorie de Debye en prenant en compte les dix premiers ordre de diffusion, pour une particule de 50 $\mu$ m de rayon, à 40  $\mu$ m du centre d'un faisceau gaussien de 80 $\mu$ m de rayon en polarisation parallèle

Le dernier point que je vais aborder dans ce chapitre est l'application de ces théories au phénomène dit de « points de gloire ». Il est important de décrire leur comportement et de présenter leur potentiel métrologique car ils seront la base des développements de l'anémométrie Phase Doppler présentés dans la deuxième partie.

## 1.4 Optique des points de gloire

Quand on l'observe sous certains angles de diffusion, une particule transparente, suffisamment « grande », on peut aperçoit des points brillants sur sa surface : les points de gloire<sup>[11][12]</sup>. Du point de vue de l'optique géométrique, ce sont les points d'impact et de sortie

des rayons réfléchis et réfractés ou ayant connu plusieurs réflexions internes arrivant dans la direction d'observation comme indiqué par la figure 12.



*Fig 12. Formation des points de gloire au plan image*

### 1.4.1 Rôle de la lentille

Lors de la formation d'une image, d'après Dufieux et Godmann<sup>[24]</sup> et repris par Van de Hulst et Wang<sup>[12]</sup> (dans le cas d'une diffusion par une sphère), une lentille joue un rôle de transformée de Fourier optique (approximation paraxiale). Une transformée de Fourier met en relation deux espaces. L'espace de départ a ici comme variable l'angle entre l'axe optique et le rayon allant sur la lentille. L'espace d'arrivée a quant à lui comme variable le point d'impact. Par extension ce point d'impact peut être exprimé en fonction d'une fréquence angulaire  $\rho$ . La lentille, jouant un rôle de transformée de Fourier, permet donc de séparer les différentes fréquences, c'est-à-dire les différents points d'impact et donc de séparer l'intensité issue de la réflexion et de la réfraction par la position différente de leur points de gloires.

Van de Hulst<sup>[12]</sup> définit l'amplitude des points de gloire en Q au plan image par cette

$$\text{expression : } A_Q(\rho) = \text{Cte.} \int_{\theta_0 - \frac{r_b}{r}}^{\theta_0 + \frac{r_b}{r}} S_1(\theta) e^{-i\rho(\theta - \theta_0)} d\theta \quad (1.4.1)$$

avec  $S_1$  la fonction d'amplitude dans le cas d'une polarisation perpendiculaire. Dans le cas d'une polarisation parallèle l'amplitude des points de gloire est définie avec  $S_2$  (formules 1.1.4 et 1.1.5).

Trois paramètres importants définissent la lentille :

- sa résolution angulaire  $\Delta \theta = \frac{r_b}{r}$  (1.4.2)

- sa résolution linéaire est liée au pouvoir séparateur de la lentille  $r_l = \frac{r\lambda}{2\pi r_b}$  (1.4.3)

- la relation de conjugaison :  $\frac{1}{f} = \frac{1}{r} + \frac{1}{s}$  . (1.4.4)

où  $r$  est la distance entre le plan objet et la lentille et  $s$  est la distance entre la lentille et le plan image.

Le paramètre de taille de la particule est rappel ici :  $x = \frac{2\pi R}{\lambda}$  (1.4.5)

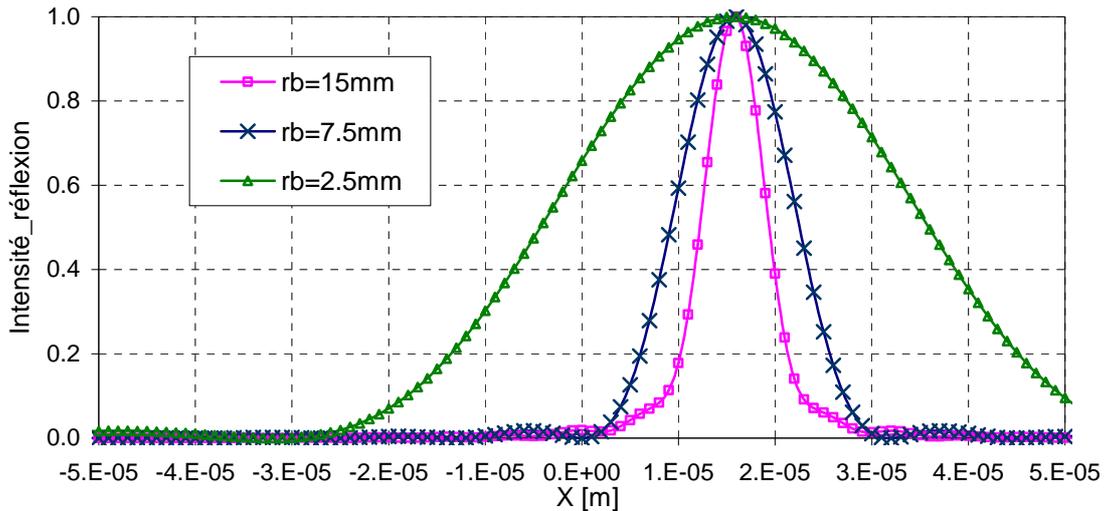
Une grande lentille a une grande résolution linéaire et permet donc de définir correctement la position des points de gloire mais a également une large résolution angulaire  $\Delta\theta$  qui favorise les interférences entre des rayons de différents angles de diffusion. Le choix de la lentille repose sur un compromis entre résolution linéaire et résolution angulaire.

Pour  $r_b$  variant de 2.5 à 15 mm, dans le cas de la formation d'une image hors-axe d'un objet, situé à 400mm de la lentille et éclairé par une onde plane de 0.488 $\mu$ m avec polarisation perpendiculaire, nous avons :

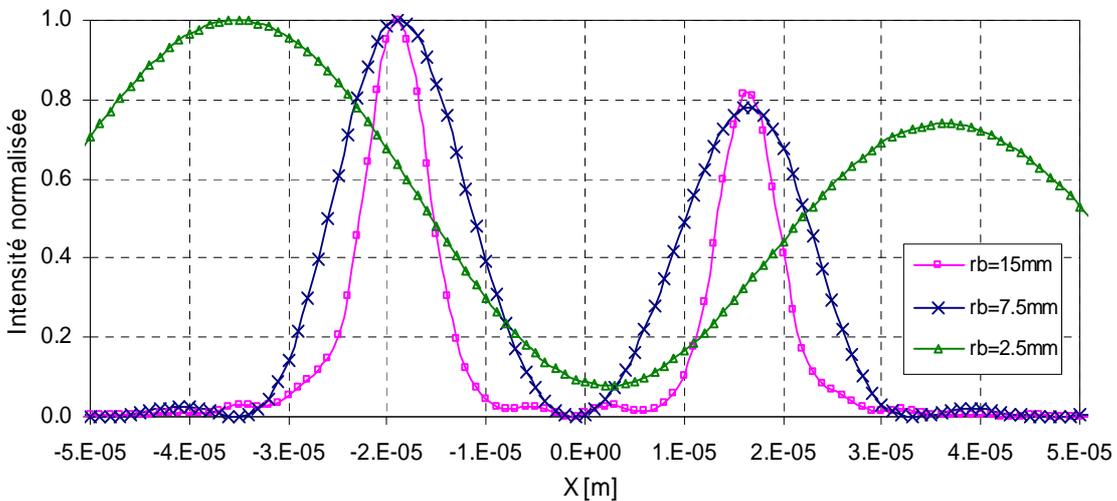
Rayon de la lentille $r_b$	2.5 mm	7.5 mm	15 mm
La résolution angulaire : $\Delta\theta = \frac{r_b}{r}$	0.36°	1.074°	2.15°
La résolution linéaire $r_l = \frac{r\lambda}{2\pi r_b}$	12.43 $\mu$ m	4.14 $\mu$ m	2.074 $\mu$ m

*Tableau 1. Caractéristiques de la lentille*

Sur les figures suivantes est simulée la répartition de l'intensité reçue sur un écran au plan image à 400 mm de la lentille (angle hors-axe 66.785°) d'une goutte de 38 $\mu$ m de diamètre pour différents rayons de la lentille. Cet angle de 66.785° correspond à la position angulaire où les intensités réfléchies et réfractées diffusées par une particule d'eau sont égales.



(a)



(b)

Fig 13. Répartition de l'intensité dans le plan image d'une particule de  $38 \mu\text{m}$  pour trois rayons de la lentille

a) simulation effectuée par la série de Debye limitée au terme de réflexion et de diffraction

b) simulation effectuée par la TLMG

L'image des points de gloire est de la forme d'une fonction d'Airy. Le pic principal correspond à la position du point de gloire. L'ouverture de la lentille influence la largeur des pics d'intensités et la position des pics secondaires (Fig 13a). Par diffraction, plus la lentille est petite, plus le pic est large. Plus la lentille est grande, plus les pics secondaires sont proches du pic principal. Lorsque tous les ordres sont pris en compte, la répartition de l'intensité dépend surtout de l'interférence entre le pic de la réflexion et le pic de la réfraction et entre des pics secondaires (Fig 13b). Ces interférences modifient le rapport d'intensités des pics principaux de la réflexion et de la réfraction. Des interférences peuvent également apparaître entre les deux pics (lentille de rayon 15mm). Pour un rayon de la lentille de 2.5 mm, l'intensité résultante met en évidence une interférence destructive des pics d'intensité de la

réflexion et de la réfraction. Pour un rayon de particule de  $20\mu\text{m}$  l'interférence est constructive (Fig 14).

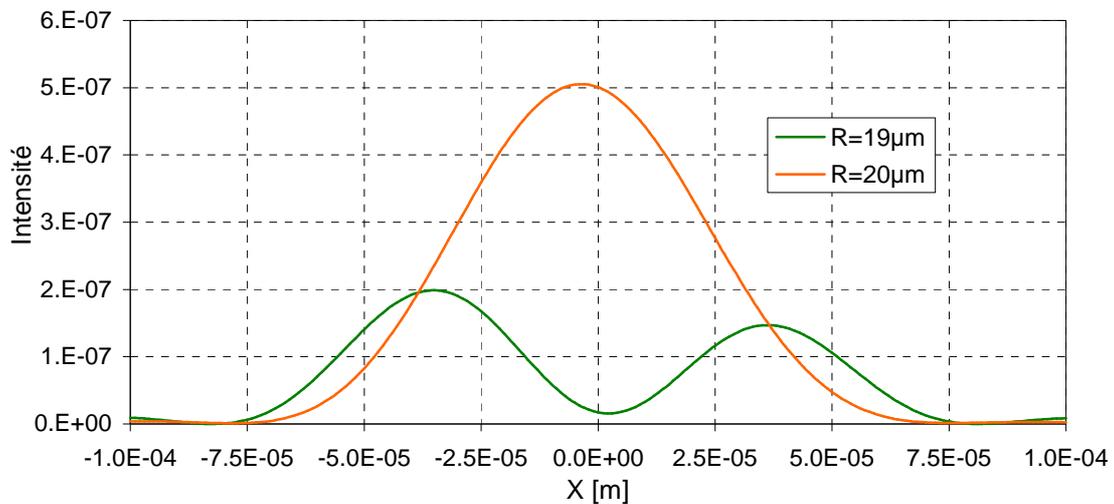


Fig 14. Répartition de l'intensité dans le plan image d'une particule de rayon  $19\mu\text{m}$  et de rayon  $20\mu\text{m}$  pour une lentille  $2.5\text{ mm}$  de rayon

Lorsque que le rayon de la lentille est trop faible, le phénomène de diffraction élargit l'image et des phénomènes d'interférences dus à une résolution linéaire trop faible ne permettent pas de séparer les deux points de gloires.

#### 1.4.2 Position des points de gloire (modèle d'optique géométrique)

L'amplitude du champ électromagnétique dans le plan image peut également s'exprimer en fonction de la somme des contributions de tous les rayons arrivant dans l'angle d'observation pour chaque ordre<sup>[11][21][22][23]</sup>.

$$E = \sum_p A_p(\theta) e^{-i\varphi_p(\theta)} \quad (1.4.6)$$

L'amplitude  $E$  se décompose par un terme d'amplitude  $A_p(\theta)$  et un terme de phase  $\varphi_p$ . Ce dernier représente un retard ou une avance du rayon diffusé par rapport au rayon de référence. Nous avons vu au chapitre 2:(§1.2.14)

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= 2x \sin \frac{\theta}{2} && \text{Pour les rayons réfléchis} \\ \varphi_p &= 2x(-pm \sin \tau' + \sin \tau) && \text{Pour les autres } p > 0 \end{aligned}$$

Lock<sup>[11]</sup> a montré que la phase est directement liée à la position du point de gloire répartie suivant une fréquence angulaire  $\rho$  :

$$\rho_p = \varphi'_p(\theta_0) \quad (1.4.7)$$

Pour la réflexion, la fréquence angulaire a cette expression :  $\rho_0 = x \cos \frac{\theta}{2}$

Pour les réfractions :  $\rho_p = -x \cos \tau$  (1.4.8)

Cette fréquence angulaire peut également s'exprimer en fonction de la position du point d'impact et le nombre d'onde, d'après les §1.2.4 et §1.4.2:  $\rho = kp_{impact}$

Par une transformée de Fourier ou par l'application de l'optique géométrique, la position des différents points de gloire correspondant à différents ordres p peut être définie.

Suivant l'angle de diffusion, la réflexion, la réfraction et les différents ordres de diffusion sont visibles. Chaque ordre peut être identifié à ses points de gloires. Pour les régions près de la frontière plusieurs ordres sont en compétition.

Concernant la réflexion et la réfraction, ces deux ordres sont facilement reconnaissables suivant leur fréquence angulaire car pour un angle de diffusion donné, il n'y a qu'un seul point d'impact. C'est pourquoi nous allons nous intéresser plus particulièrement au comportement de ces deux points de gloire.

### 1.4.3 Vers le développement des techniques de mesure

Le comportement des points de gloire est fonction de la taille de la particule et de son indice de réfraction.

- « *Pulse displacement technique* »

Lorsque l'on choisit un angle de diffusion pour lequel les points de gloire de réflexion et de réfraction existent (diffusion vers l'avant), la distance de ces deux points de gloire ( $D_{PG}$ ) est directement fonction du rayon de la particule et de son indice de réfraction. Si la vitesse de déplacement d'une particule est connue par ailleurs, la mesure de l'intervalle de temps entre la lumière réfléchiée et la lumière réfractée est une mesure de  $D_{PG}$ . Les techniques de mesure basées sur la détection de deux impulsions d'intensité lors du passage d'une particule à travers une ou plusieurs nappes laser (pulse displacement technique)<sup>[25][26][27]</sup> utilisent ce principe. D'après les équations (1.4.7, 1.2.5 et 1.2.7) on retrouve les relations suivantes :

$$D_{PG} = \frac{1}{k}(\rho_0 - \rho_1) \quad (1.4.9)$$

$$R = \frac{D_{PG}}{\cos \frac{\theta}{2} + \frac{m \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{m^2 + 1 - 2m \cos \frac{\theta}{2}}}}$$

$$\frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{\sqrt{1 + m^2 - 2m \cos \frac{\theta}{2}}}{\tan \frac{\theta}{2}} \quad (1.4.10)$$

La distance entre les points de gloire est obtenue par la mesure du décalage temporel entre l'impulsion issue de la réflexion et l'impulsion issue de la réfraction. Le rapport des fréquences angulaires ( $\rho_0/\rho_1$ ) est quant à lui égal au rapport du décalage entre les impulsions issues de la réflexion sur deux détecteurs symétriques et le décalage entre les impulsions issues de la réfraction sur ces mêmes détecteurs. Cette technique permet donc de remonter à l'information sur le diamètre de la particule et également à l'indice de réfraction (à la deuxième décimale près) quand un deuxième détecteur est utilisé<sup>[27]</sup>.

Cette technique basée sur le repérage de deux impulsions permet une grande dynamique en taille. Même dans le cas de saturation du PM, les temps d'arrivée des impulsions sont bien repérés. La vitesse étant déterminée le plus souvent par le temps de vol, le taux de turbulence doit être limité. La détermination du couple (indice de réfraction, diamètre) de la particule n'a été effectuée que sur des grosses particules de l'ordre de plusieurs millimètres<sup>[27]</sup>. Dans le cas de plus petites particules, il est nécessaire de connaître l'indice de réfraction. La taille minimum mesurable des particules est de l'ordre de 1.5 fois la largeur de la feuille laser.

▪ **Détermination de la taille de bulles**

S. Dehaeck et al<sup>[28]</sup> proposent de déterminer la vitesse et la taille de bulles en écoulement par l'analyse de l'image hors-axe (en mise au point) de la bulle. Cette technique est nommée Glare Point Velocimetry and Sizing. Une feuille laser éclaire l'écoulement (ici des bulles d'air dans de l'eau), une caméra CCD enregistre les images à un angle de 96°. A cet angle deux points de gloire sont visibles, l'un issu de la réflexion et l'autre du processus de diffusion d'ordre 2. La distance entre les points de gloire est une fonction du diamètre de la bulle. L'objectif utilisé limite les tailles de bulles analysables. Par l'utilisation d'une deuxième feuille laser en vis-à-vis de la première, un deuxième point de gloire issu de la réflexion est visible. Le rapport entre la distance des deux premiers points de gloire et la distance entre les deux points de gloire issus de la réflexion est indépendant de la taille de la bulle. Cette position relative donne une information sur l'angle d'observation effectif, l'indice de réfraction et la non-sphéricité de la bulle. Ainsi pour déterminer un de ces nouveaux paramètres, les deux autres doivent être maîtrisés. Pour étendre le GPVS à la détermination de l'indice de réfraction (à la deuxième décimale) ou à la forme des bulles, celles-ci doivent

avoir un diamètre assez important qui dépendra du grossissement et la résolution de l'objectif. L'avantage de cette technique est qu'elle supporte des milieux plus denses que l'imagerie en défaut de mise au point, mais l'alignement des différents éléments est assez complexe. De même que pour le « pulse displacement technique », le diamètre des particules (ici des bulles) doit être assez grand.

▪ **Intensité des points de gloire**

Schaller et al<sup>[29][30][31]</sup> proposent d'utiliser le rapport des intensités des points de gloire réfléchi et réfracté pour estimer la partie réelle de l'indice de réfraction. Leur étude basée sur l'optique géométrique montre une relation simple entre le rapport des intensités et l'indice de réfraction (Fig 15).

Les résultats expérimentaux étant assez éloignés du comportement théorique de l'optique géométrique, Schaller et al ont réétudié le comportement du rapport des intensités des deux points de gloire visibles en se basant sur la transformation de Fourier de l'amplitude de Mie décrite par Van de Hulst (1.4.1). Dans ce cas ils trouvent que la relation entre le rapport des intensités et l'indice de réfraction n'est plus monotone<sup>[31]</sup>. Il est donc impossible, selon eux, de mesurer l'indice de réfraction ou la température par l'étude des intensités (Fig 16).



*Fig 15. Evolution du rapport d'intensité en fonction de l'indice de réfraction par l'optique géométrique pour  $\theta=66.785^\circ$*

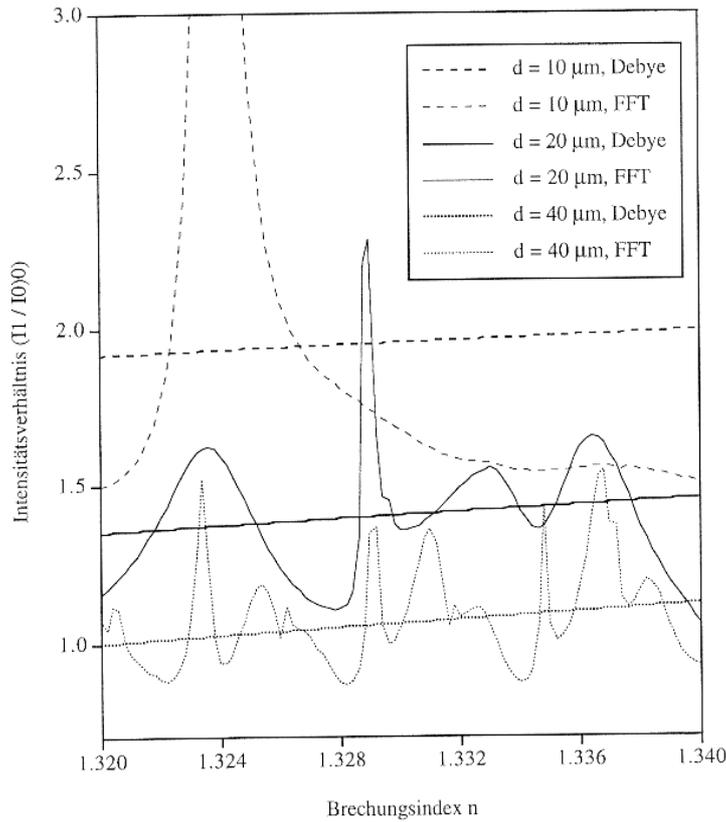


Fig 16. Comportement du rapport des intensités des points de gloire ( $\lambda=0.6328 \mu\text{m}$ ) d'une particule de différents diamètres  $d_p$ , à l'angle de diffusion  $\theta=70 \pm 4.97^\circ$ <sup>[31]</sup>

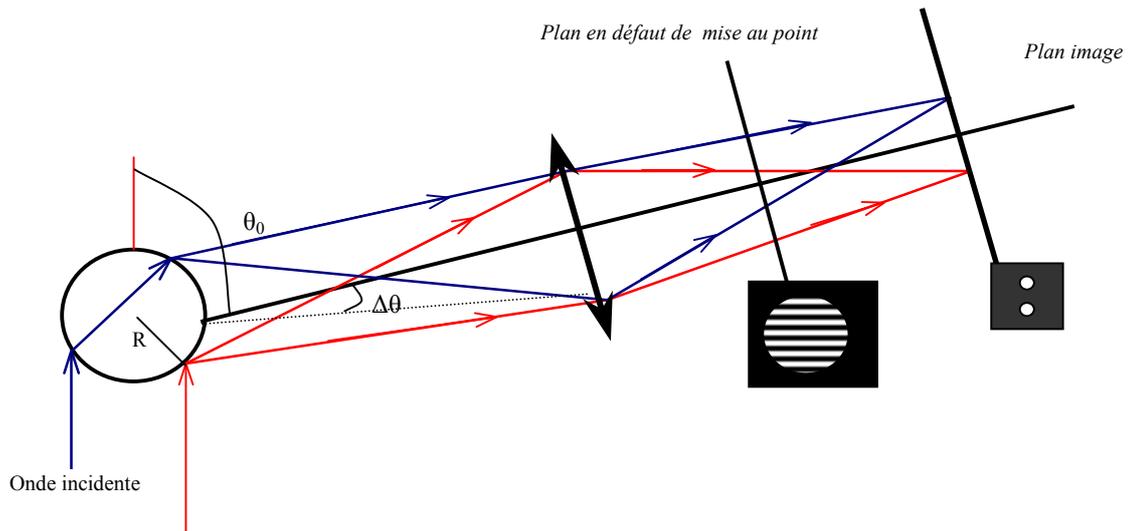
▪ **L'imagerie en défaut de mise au point**

L'imagerie en défaut de mise au point, développée pour la première fois par Ragucci et al<sup>[32]</sup> et appliquée par Glover et al<sup>[33]</sup> sur des sprays, est basée sur l'étude des interférences entre les rayons réfléchis et les rayons réfractés diffusés par une particule. Ceci revient à étudier l'interférence entre la lumière issue des points de gloire de la réflexion et de la réfraction (Fig 17).

Le rayon de la particule est déterminé par le nombre de franges N, l'indice de réfraction de la particule, l'angle moyen de l'optique de détection  $\theta_0$  et par son angle d'ouverture  $\Delta\theta$ <sup>[2][32][34][35]</sup>.

$$R = \frac{\lambda N}{2\Delta\theta} \left( \frac{1}{\cos \frac{\theta_0}{2} + \frac{m \sin \frac{\theta_0}{2}}{\sqrt{m^2 + 1 - 2m \cos \frac{\theta_0}{2}}}} \right) \tag{1.4.11}$$

On reconnaît au dénominateur l'expression de la distance des points de gloire donnée dans le §1.4.10.



*Fig 17. Formation d'une image d'une particule en mise au point et en défaut de mise au point*

Cette technique demande également un bon contraste entre les franges. Ceci implique que les intensités dues à la réflexion et celles dues à la réfraction soient proches. L'angle de collection doit être bien défini selon l'indice de la particule. Pour travailler sur une plus grande gamme d'angles de collection, Damaschke et al<sup>[36]</sup> propose d'étudier l'interférence de points de gloire de même ordre issus de deux ondes incidentes différentes.

Ces techniques donnent de bons résultats dans le cas de milieux peu denses. Lorsque la densité augmente, les images des particules se superposent et il devient difficile d'estimer le diamètre des particules.

Nous remarquons ici que l'étude des interférences est beaucoup plus robuste que l'étude de l'intensité. En effet, l'intensité est beaucoup plus sensible aux différents paramètres expérimentaux et complique les problèmes d'étalonnage. Nous allons par la suite nous intéresser aux points de gloire en étudiant un déphasage, non pas en défaut de mise au point mais dans le plan image, dans le cadre d'un anémomètre phase doppler à points de gloire.

## 1.5 Conclusion

Nous avons décrit dans ce premier chapitre les théories de la diffusion de la lumière par une particule sphérique éclairée par un faisceau laser. En s'appuyant sur les différentes théories, une attention particulière a été apportée à la formation de l'image de la particule et des points de gloire. Des techniques de mesure basées sur l'imagerie et les points de gloire ont été comparées et commentées. Cette étude a été réalisée avec deux théories rigoureuses (la théorie de Lorenz Mie Généralisée et les séries de Debye) ainsi qu'avec les lois de l'optique

géométrique. Nous avons montré que les caractéristiques de la particule mises en jeu dans la diffusion du faisceau laser sont principalement : son indice de réfraction et son rayon.

Je présente dans le deuxième chapitre le principe de l'anémométrie phase Doppler et ses conditions d'utilisation en m'appuyant sur les théories exposées dans ce premier chapitre.

## Chapitre 2

# Présentation du principe de mesure de l'anémométrie phase Doppler

L'objectif de ce chapitre est de faire le point sur l'état de l'art sur l'anémométrie phase Doppler, de rappeler différentes configurations possibles et de les commenter afin de mieux cerner les conditions d'applications de cette technique.

L'anémométrie phase Doppler (PDA est l'acronyme en anglais) a pour but de caractériser des particules individuelles traversant un volume de mesure "optique". Ici caractérisation signifie mesures simultanées de la vitesse et du diamètre d'une particule sphérique<sup>[21][37]</sup>. Le volume de mesure est défini par l'intersection de deux faisceaux laser cohérents et de même polarisation. Les deux faisceaux forment ainsi, au niveau de l'intersection, un réseau de franges pratiquement parallèles. Une particule traversant le volume de mesure passe donc successivement par des zones éclairées et par des zones sombres. Le principe de mesure du PDA est basé sur la réception et l'étude de la lumière diffusée par la particule traversant ce volume de mesure par au moins deux détecteurs. Par l'étude de la fréquence et du déphasage entre les signaux des différents détecteurs, on déduit respectivement la vitesse et le diamètre de la particule.

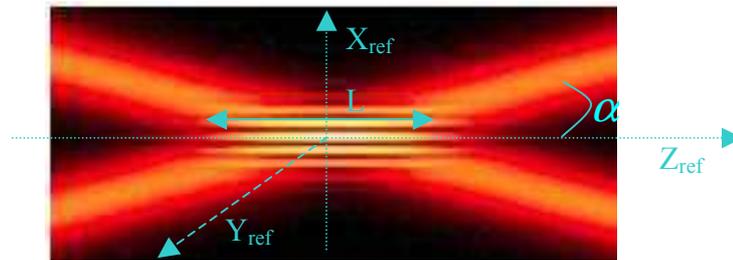
### 2.1 Principe du PDA

#### 2.1.1 Le volume de mesure

La source de lumière incidente couramment utilisée dans une chaîne PDA est un laser à Argon Ionisé. Le faisceau produit, multi-longueurs d'onde, est séparé en un ou deux couples de couleurs différentes suivant le nombre de composantes de vitesse recherché. Pour obtenir une information sur deux composantes de vitesse, il faut deux plans d'étude formés chacun par deux faisceaux laser de même longueur d'onde et de même polarisation.

Les faisceaux sont ensuite focalisés en un même point formant le volume de mesure (Fig 18). Un des paramètres critiques de la technique PDA réside dans la nécessité de n'avoir qu'une seule particule à la fois dans le volume de mesure. La probabilité de présence de

plusieurs particules dans le volume de mesure doit de ce fait être minimisée. La taille effective du volume de mesure est en partie contrôlée par le demi-angle  $\alpha$  entre les faisceaux et le diamètre des faisceaux. Le demi-angle est généralement compris entre  $0.5^\circ$  et  $10^\circ$ . Il est défini par la focale de la lentille et la distance entre les faisceaux en sortie de l'optique d'émission. Plus les faisceaux sont focalisés, plus la largeur du volume de mesure (L) est petite. Un petit volume de mesure assure une meilleure résolution spatiale et temporelle. Mais celui-ci doit être composé de suffisamment de franges pour assurer une bonne précision sur les mesures.



*Fig 18. Volume de mesure du PDA*

Les diamètres du volume de mesure dans la direction  $X_{ref}$  et  $Y_{ref}$  sont de l'ordre de la dimension des faisceaux au col, alors que la longueur est 10 à 100 fois plus importante. C'est pourquoi, on utilise toujours un filtrage spatial au niveau de l'optique de collection pour limiter la dimension du volume de mesure suivant  $OZ_{ref}$ .

### 2.1.2 Détermination de la vitesse

- **Modèle heuristique des franges (addition de deux ondes dans l'espace)**

Le modèle des franges est basé sur l'hypothèse que l'intersection de deux faisceaux laser forme une figure d'interférence où la répartition des franges est régulière et fixe. L'interfrange  $\delta_f$  est liée à la longueur d'onde des faisceaux  $\lambda$  et à l'angle  $\alpha$  entre les faisceaux et à l'indice du milieu traversé  $n_2$ <sup>[37]</sup>

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2n_2 \sin \alpha} \quad 2.1.1$$

Une particule, plus petite que l'interfrange, traversant le volume de mesure, franchit successivement des zones "éclairées" puis "sombres". L'intensité passera par un maximum lorsque la particule sera sur une zone "éclairée" et par un minimum lorsqu'elle sera sur une zone "sombre". La lumière diffusée par la particule est donc modulée en fréquence, la fréquence « hétérodyne Doppler »  $\nu$ . Celle-ci est liée à la composante de vitesse perpendiculaire aux franges ( $V_x$ ) :  $V_x = \nu \cdot \delta_f$  2.1.2

La prise en compte de l'effet Doppler et des lois de l'électromagnétisme permettent de modéliser plus rigoureusement les phénomènes physiques.

▪ **Modèle d'addition des champs diffusés en fonction du temps**

Lorsqu'un détecteur mobile reçoit une onde d'une source fixe ou un détecteur fixe reçoit une onde d'une source mobile, la fréquence de cette onde reçue est modifiée à cause de du mouvement relatif : c'est l'effet Doppler<sup>[20][21][37]</sup>.

Une particule éclairée diffuse un champ dont la composante électrique est, dans l'hypothèse des champs lointains, sous la forme suivante : (d'après 1.1.1, incluant les termes en  $\omega t$ )

$$E = E_0 \frac{S(\theta, R, \lambda, m)}{ikr} e^{i(kr - \omega t)} \quad (2.1.3)$$

Lorsque la particule traverse le volume de mesure, un détecteur fixe reçoit une intensité résultante du premier et du deuxième faisceau. Le champ électrique résultant en un point du détecteur peut s'écrire comme :

$$E = E_0 \left[ S_I(\theta_I) e^{i\nu_I t} + S_{II}(\theta_{II}) e^{i\nu_{II} t} \right] \frac{e^{i(kr - \omega t)}}{ikr}$$

Les fréquences des deux ondes sont modifiées d'une quantité  $\nu_I \nu_{II}$  en raison de l'effet Doppler.

En appliquant le théorème de Poynting en ce point, l'intensité correspondante est alors:

$$I = \frac{E_0^2}{k^2 r^2} \left[ S_I S_I^* + S_{II} S_{II}^* + 2\Re(S_I S_{II}^*) e^{i(\nu_I - \nu_{II})t} \right] \quad (2.1.4)$$

Cette expression contient la modulation introduite par l'effet Doppler. Cette fréquence (fréquence hétérodyne Doppler  $\nu = \nu_I - \nu_{II}$ ) est la fréquence de battement du signal d'interférence recueilli.

La forme finale du signal électrique obtenue, après intégration de l'intensité sur l'angle solide déterminé par la forme des détecteurs, est la suivante (Fig 19):

$$I(t) = \iint_{\Omega} I r^2 d\Omega = P_s [1 + V \cos(2\pi\nu t + \varphi)] \quad (2.1.5)$$

où

- $P_s$  est le terme de piédestal correspondant à la porteuse du signal. Elle doit sa forme à la distribution gaussienne de l'intensité des faisceaux laser. L'enveloppe varie suivant la trajectoire mais aussi suivant l'angle de collection, le diamètre et de l'indice de la particule<sup>[38]</sup>.
- $V$  est la visibilité du signal. Elle correspond au contraste du signal. Elle est déterminée par l'étude des intensités maximales et minimales successives :

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.1.6)$$

- $\nu$  correspond à la fréquence (hétérodyne Doppler) des signaux. Elle est uniquement fonction, pour un montage optique donné, de la vitesse perpendiculaire de la particule aux franges. Sa mesure s'effectue le plus souvent par une analyse de Fourier.

Elle s'écrit

$$\nu = \nu_I - \nu_{II} = \nu_0 \frac{\vec{V}}{c - \vec{V} \cdot \vec{d}} \cdot (\vec{i}_{II} - \vec{i}_I) \quad (2.1.7)$$

où  $\vec{i}_I$ ,  $\vec{i}_{II}$  et  $\vec{d}$  sont les vecteurs unitaires, dans la direction des deux faisceaux et du détecteur

La vitesse de la particule étant souvent petite par rapport à la vitesse de la lumière ( $c = \lambda \nu_0$ ), la fréquence vaut donc :

$$\nu \approx \frac{1}{\lambda} \vec{V} \cdot (\vec{i}_{II} - \vec{i}_I) = \frac{2V_x \sin \alpha}{\lambda} \quad (2.1.8)$$

A partir de cette fréquence, la composante de la vitesse perpendiculaire aux franges est déterminée :

$$V_x = \nu \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \quad (2.1.9)$$

Cette relation est identique à celle obtenue grâce au modèle des franges ; La vitesse est absolue. Il n'y a pas besoin de d'étalonnage.

- $\varphi$  est la phase du signal. La différence de phases de deux signaux mesurés par deux détecteurs pour la même particule permet de déduire la taille de celle-ci.

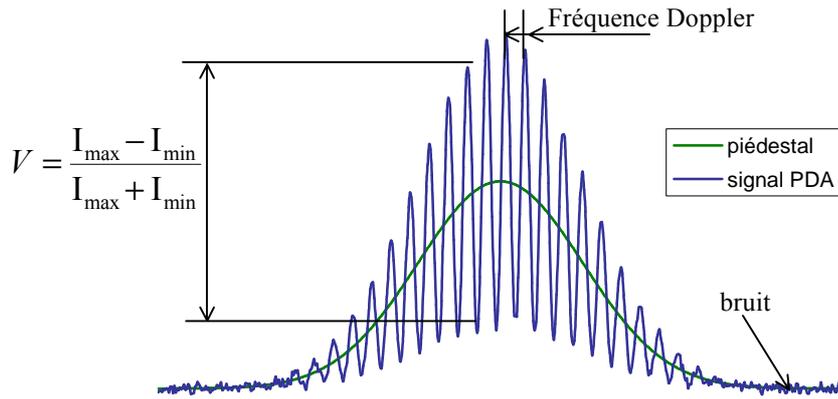


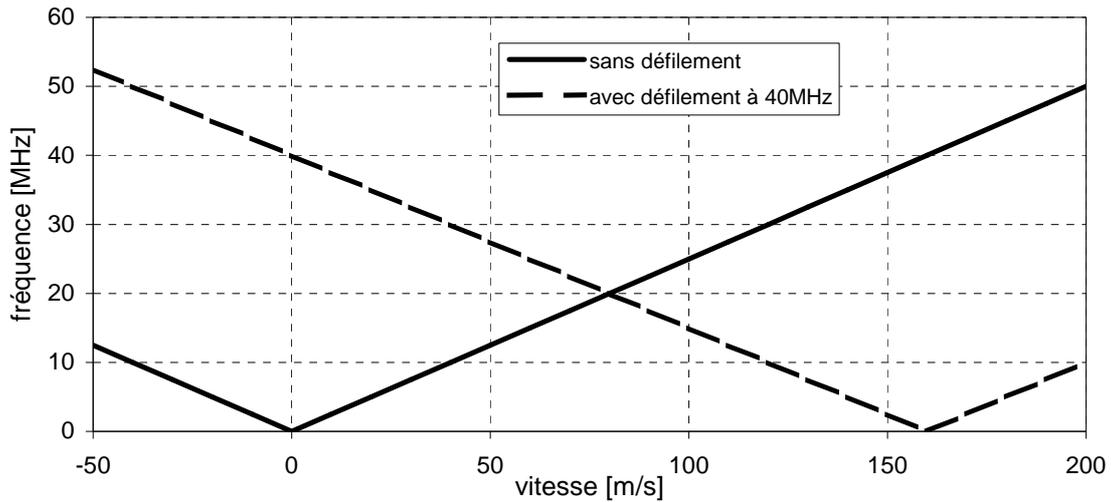
Fig 19. Signal type

▪ ***Différentes composantes de la vitesse***

Un réseau de franges permet de mesurer une composante de vitesse. Le plus souvent, on désire deux composantes de vitesse. Il suffit alors de focaliser en un même point deux paires de faisceaux de longueurs d'onde différentes ou de polarisations différentes et de munir de filtres les détecteurs afin qu'ils ne détectent qu'une longueur d'onde ou une polarisation chacun.

La mesure de la vitesse est effectuée par la fréquence du signal (toujours positive). Elle ne permet donc pas de déterminer le sens de l'écoulement. Pour connaître le signe de la vitesse, un décalage en fréquence entre les faisceaux est introduit. L'un des deux faisceaux traverse soit une cellule de Bragg soit un réseau mis en rotation par un moteur. Ceci produit un défilement des franges de fréquence  $\nu_0$  correspondant à une vitesse  $V_0$ . Si la particule va dans le sens du défilement, la fréquence mesurée sera inférieure à  $\nu_0$ , la vitesse correspondra à la vitesse relative  $V_0 - V_x$ . Et si la particule va dans le sens contraire, la fréquence mesurée correspondra à  $V_0 + V_x$ . Le choix de  $V_0$  fixe le maximum de vitesse mesurable,  $V_0 - V_x$  doit être positif.

La figure 20 représente la relation fréquence–vitesse. Ici la fréquence de défilement des franges est de 40MHz.



*Fig 20. Relation fréquence-velocity avec un interfrange de 4μm, avec et sans défilement des franges*

En mesurant de la taille du volume optique, le temps d'arrivée des particules, leur temps de transit dans le volume de mesure et leurs vitesses, le flux de particules (nombre de particules par unité de temps et de section) peut être estimé<sup>[21][39][40]</sup>.

### 2.1.3 Détermination du diamètre

#### ▪ *Principe*

Le piédestal, la visibilité et la phase sont reliés aux caractéristiques de la particule : diamètre, indice de réfraction et forme. La méthode la plus efficace pour déterminer le diamètre de particules parfaitement sphériques est la mesure de la phase<sup>[20][21][37]</sup>.

Lorsqu'un mode de diffusion domine, la phase est reliée en première approximation de façon linéaire à la taille de la particule sphérique.

Une phase absolue est très difficilement mesurable. De ce fait on préfère généralement mesurer le déphasage entre deux signaux. Pour la mesure du diamètre on utilise donc deux détecteurs situés à deux angles de collection différents. Ceux-ci sont repérés en fonction de l'angle hors-axe  $\Phi$  et de l'angle d'élévation  $\Psi$  (Fig 21).

De ces angles ( $\Psi$  et  $\Phi$ ), l'angle de diffusion mis en jeu pour chaque faisceau est défini par :<sup>[20][21]</sup>

$$\begin{aligned} \cos\theta_1 &= \sin\alpha \sin\Psi + \cos\alpha \cos\Psi \cos\Phi \\ \cos\theta_2 &= -\sin\alpha \sin\Psi + \cos\alpha \cos\Psi \cos\Phi \end{aligned} \quad (2.1.10)$$

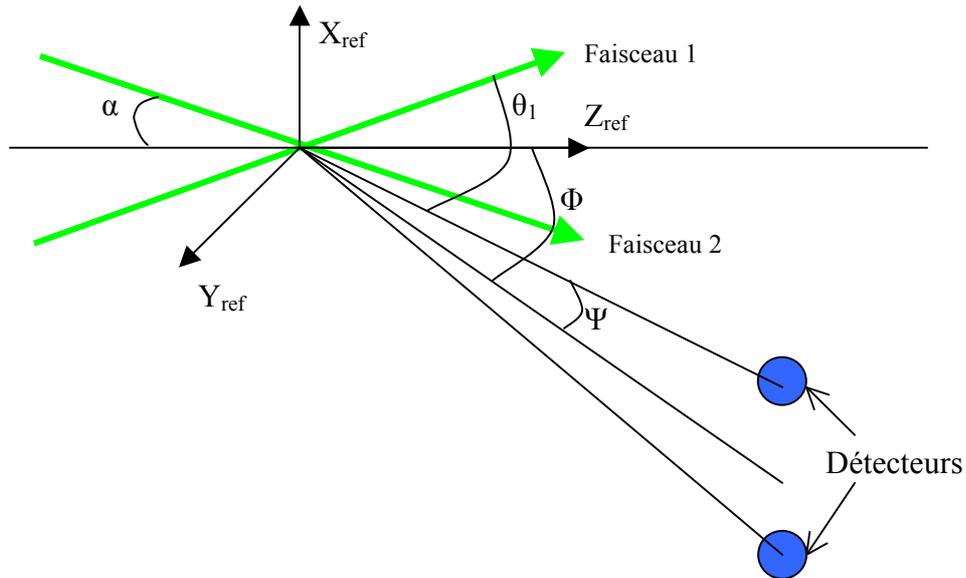


Fig 21. Schéma d'une configuration PDA

Lorsqu'une particule traverse le volume de mesure, chaque détecteur mesure un signal  $S_1$  et  $S_2$ . On observe un décalage temporel entre ces signaux  $\Delta T_{12}$ . (Fig 22)

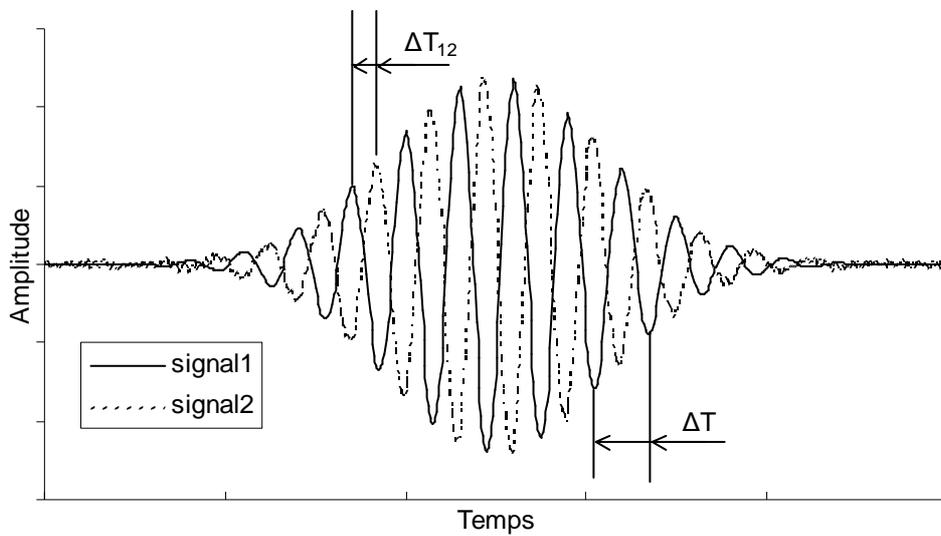


Fig 22. Signaux reçus par les détecteurs après un filtrage passe-haut

Le déphasage entre les signaux est une fonction du diamètre de la particule ( $d_p$ ) (Fig 23):

$$\varphi_{12} = \frac{\Delta T_{12}}{\Delta T} = f_{12}(d_p) \quad (2.1.11)$$

Cette relation dépend de nombreux paramètres optiques (les angles de diffusion, longueur d'onde et polarisation des faisceaux). D'autres paramètres, tels que la forme des

détecteurs ou la dimension de la particule par rapport au volume de mesure, influencent la visibilité des signaux. Il est à souligner que, excepté dans le cas de particules observées en réflexion, l'indice de réfraction intervient dans cette relation. Les paramètres optiques sont choisis afin d'obtenir une relation linéaire entre le déphasage et le diamètre. La pente sera définie alors par le facteur de conversion  $C_{12}$ .

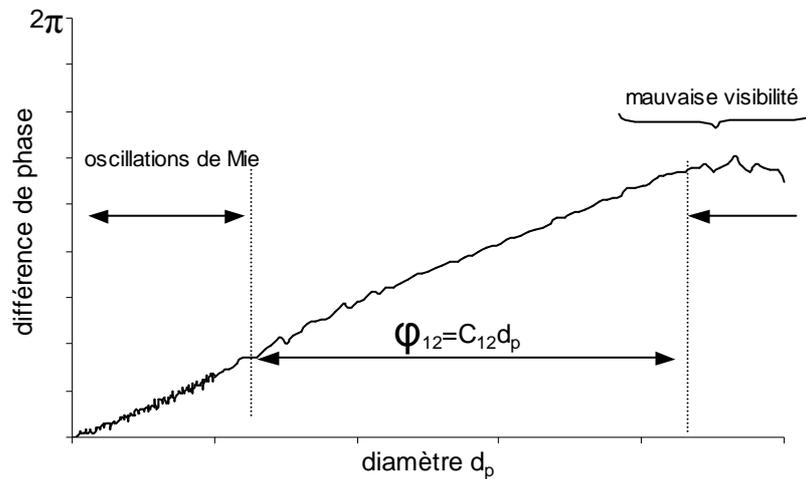


Fig 23. Relation phase-diamètre

La dynamique en taille est limitée à un déphasage de  $2\pi$ . Pour augmenter celle-ci et obtenir une meilleure sensibilité, un troisième détecteur est ajouté (Fig 24). La pente la plus importante assure une bonne sensibilité, et la pente de l'autre couple de détecteurs assure la dynamique.

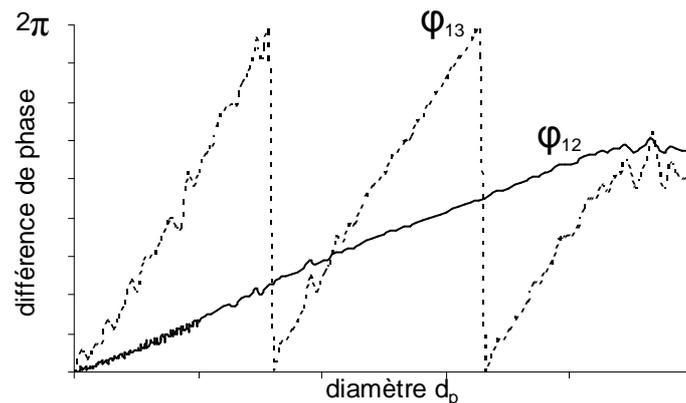


Fig 24. Sensibilité et dynamique avec 3 détecteurs

▪ **Détermination du rapport phase-diamètre par l'optique géométrique**

Nous avons vu au chapitre précédent que, selon le modèle optique géométrique, la phase est directement proportionnelle au diamètre de la particule.

Dans le cas de la réflexion : (d'après 1.2.16 et 2.1.10)

$$\begin{aligned} \varphi_{12} &= \varphi^1 - \varphi^2 \\ \varphi^i &= \frac{2\pi}{\lambda} d_p \left( \sqrt{\frac{1 - \cos \Psi^i \cos \phi^i \cos \alpha + \sin \Psi^i \sin \alpha}{2}} - \sqrt{\frac{1 - \cos \Psi^i \cos \phi^i \cos \alpha - \sin \Psi^i \sin \alpha}{2}} \right) \end{aligned} \quad (2.1.12)$$

Dans le cas de petits angles d'élévation, Naqwi et al<sup>[20]</sup> proposent l'approximation suivante :

$$\varphi^i = \frac{2\pi}{\lambda} d_p \frac{\sin \alpha \sin \Psi^i}{\sqrt{2(1 - \cos \alpha \cos \Psi^i \cos \phi^i)}} \quad (2.1.13)$$

Dans le cas de la réfraction (d'après 1.2.19 et 2.1.10)

$$\varphi^i = \frac{2\pi}{\lambda} d_p \left( \sqrt{1 + m^2 - 2m \sqrt{\frac{1 + \sin \Psi^i \sin \alpha + \cos \Psi^i \cos \phi^i \cos \alpha}{2}}} - \sqrt{1 + m^2 - 2m \sqrt{\frac{1 - \sin \Psi^i \sin \alpha + \cos \Psi^i \cos \phi^i \cos \alpha}{2}}} \right) \quad (2.1.14)$$

Dans le cas de petits angles d'élévation Naqwi et al<sup>[20]</sup> proposent :

$$\varphi^i = \frac{2\pi}{\lambda} d_p \frac{m \sin \alpha \sin \Psi^i}{\sqrt{2(1 + \cos \alpha \cos \Psi^i \cos \phi^i)[1 + m^2 - m \sqrt{2(1 + \cos \alpha \cos \Psi^i \cos \phi^i)}}]} \quad (2.1.15)$$

On remarque que dans le cas de la réfraction, la phase dépend du diamètre de la particule mais également de l'indice de réfraction. Il nous faut donc connaître la nature de la particule, c'est-à-dire son indice de réfraction, pour déterminer le diamètre.

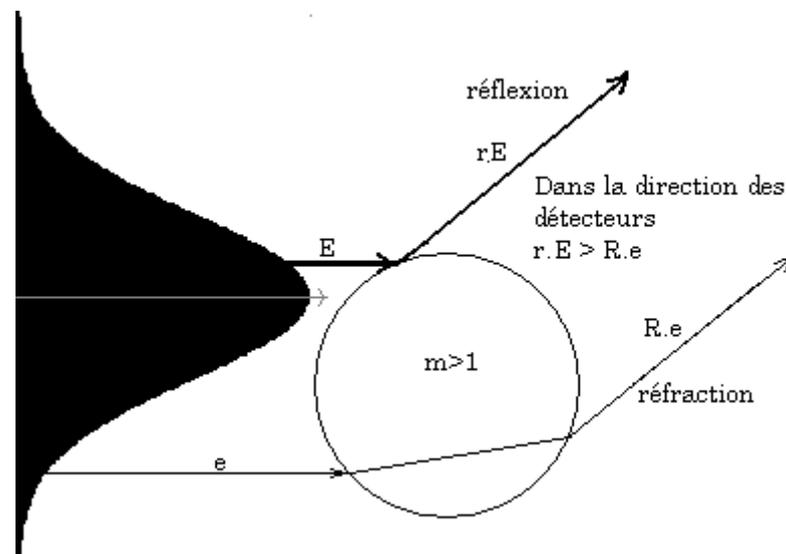
Ces relations ne sont, bien sûres, valables que dans le cadre des hypothèses de l'optique géométrique. Les calculs issus de la TLMG, montrent que dans le cas où un mode est prédominant, on obtient une relation phase-diamètre proche de la linéarité prévue par l'optique géométrique. Mais autour de la droite de linéarité des fluctuations sont observables. Ces oscillations, appelées « oscillations de Mie » sont d'autant plus importantes que la particule est petite par rapport à la longueur d'onde. Il existe également des phénomènes de résonances issus de parcours particuliers de l'onde dans la particule. Ces parcours particuliers ne conduisent à des phénomènes de résonances que dans le cas où la particule est parfaitement sphérique<sup>[41]</sup>. Ces écarts à la linéarité introduisent une incertitude sur la mesure de diamètres. En effet le post-traitement des appareils commerciaux déduit le diamètre de la particule par la

relation phase-diamètre déterminée pour le mode dominant en optique géométrique. Ce choix d'inversion phase-diamètre est sans effet lorsque l'on désire une simple distribution de taille, mais il influe sur une mesure très précise du diamètre.

## 2.2 Les effets de trajectoires

### 2.2.1 Principe

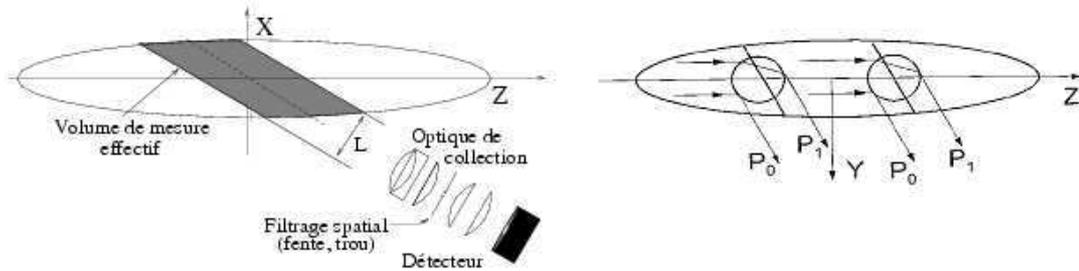
Nous avons vu que la relation phase-diamètre est simple lorsque l'on considère un seul mode de diffusion. La difficulté de la détection est alors de ne sélectionner qu'un seul mode de diffusion. Ceci est d'autant plus difficile que le faisceau est de dimension finie. L'intensité provenant du bord du faisceau (gaussien par exemple) est beaucoup moins importante que l'intensité au centre. En diffusion avant, un rayon réfléchi provenant d'un rayon incident du centre du faisceau gaussien peut être du même ordre d'intensité qu'un rayon réfracté provenant d'un bord du faisceau lorsque la particule est assez grosse (Fig 25). Ainsi une partie de la lumière réfléchie peut être interprétée comme de la lumière qui aurait été réfractée et ainsi fausser les mesures. En diffusion arrière, ce phénomène est encore plus important car il y a plus de modes de diffusion en compétition. Suivant la trajectoire de la particule, ce phénomène est plus ou moins accentué, c'est pourquoi on le nomme "effet de trajectoire"<sup>[18][19][42][43]</sup>.



*Fig 25. ambiguïté de trajectoire*

Cet effet est accentué par la présence d'une fente au niveau de la détection afin de réduire le volume de mesure<sup>[44][45]</sup>. Suivant la trajectoire de la particule, soit la réflexion est visible, soit c'est la réfraction qui est visible (Fig 26). Lorsque la particule se situe du côté

$Z > 0$ , la réfraction est bloquée, seule la réflexion est alors visible. Dans ce cas l'analyse de la phase est faussée. Lorsque la particule est localisée en  $Z < 0$ , à l'extérieur de la fente, seule la réfraction est visible.



*Fig 26. Effet de la fente<sup>[37]</sup>*

Cependant, à cause des phénomènes de diffraction par la fente, d'un angle solide de réception non nul, la situation est un peu plus compliquée. Cet effet a été observé par Durst et al<sup>[44]</sup>, mais l'analyse exacte théorique est toujours difficile. H.H Qiu et C.T Hsu<sup>[46]</sup> ont proposé une simulation de l'action de la fente par des calculs basés sur l'optique de Fourier pour décrire la lumière en sortie de lentille de collection jusqu'au récepteur. Ils ont montré que la fente affecte la relation entre la phase et la trajectoire et que cet effet est d'autant plus important que l'ouverture de l'optique de détection est petite.

### **2.2.2 Différentes géométries du PDA**

Différentes géométries ont été étudiées pour s'affranchir le plus possible des effets de trajectoires et améliorer la précision des mesures. Nous présenterons le cas où les détecteurs sont placés en avant. Les différentes figures des géométries présentées sont tirées de la thèse de F. Onofri<sup>[37]</sup>.

- ***La géométrie standard et la géométrie standard modifiée***

La configuration standard est la configuration la plus classique et historiquement la plus ancienne<sup>[43]</sup>. La polarisation est perpendiculaire au plan formé par les faisceaux. Les détecteurs sont situés en collection avant dans un plan repéré par l'angle hors-axe (Fig 27). La direction principale de l'écoulement des particules se fait dans le plan défini par les faisceaux formant le volume de mesure. Les particules traversent perpendiculairement le réseau de franges. Cette configuration est donc très fiable pour la mesure des vitesses. Elle présente cependant un problème pour une particule suffisamment grande pour recevoir un fort gradient d'intensité. Si cette particule passe devant ( $Y > 0$ ) ou derrière ( $Y < 0$ ) le centre du volume de mesure, la lumière reçue est issue soit d'une réflexion, soit d'une réfraction. La probabilité

qu'un signal soit sujet à un effet de trajectoire est donc importante. La géométrie dite "standard modifiée"<sup>[47]</sup> a été conçue pour assurer que chaque particule détectée traverse au moins à un instant la zone où la lumière reçue est issue d'une réfraction. La direction principale de l'écoulement est alors perpendiculaire au plan des faisceaux (Fig 28).

Le profil d'intensité dans le volume de mesure pondère successivement dans le temps les poids respectifs de la lumière réfractée et réfléchié par la particule. Le maximum d'intensité collectée vers l'avant est ainsi toujours issu d'une réfraction. Mais cette configuration ne mesure que les vitesses transverses. Pour mesurer les vitesses dans le sens de l'écoulement, un deuxième réseau de franges doit être créé par la focalisation de deux autres faisceaux dans le plan perpendiculaire au premier.

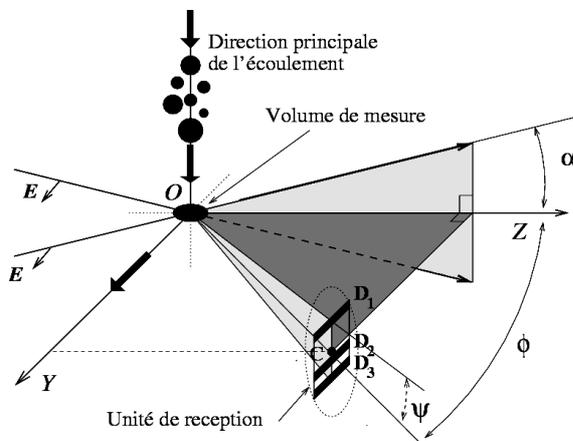


Fig 27. géométrie standard ou classique

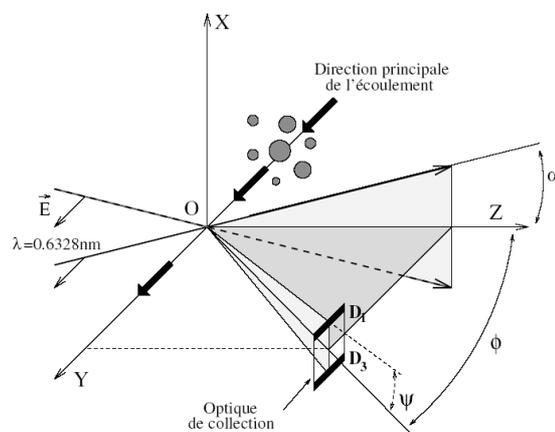
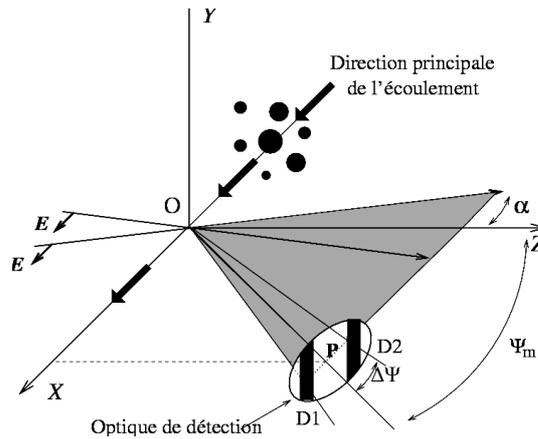


Fig 28. géométrie standard modifiée

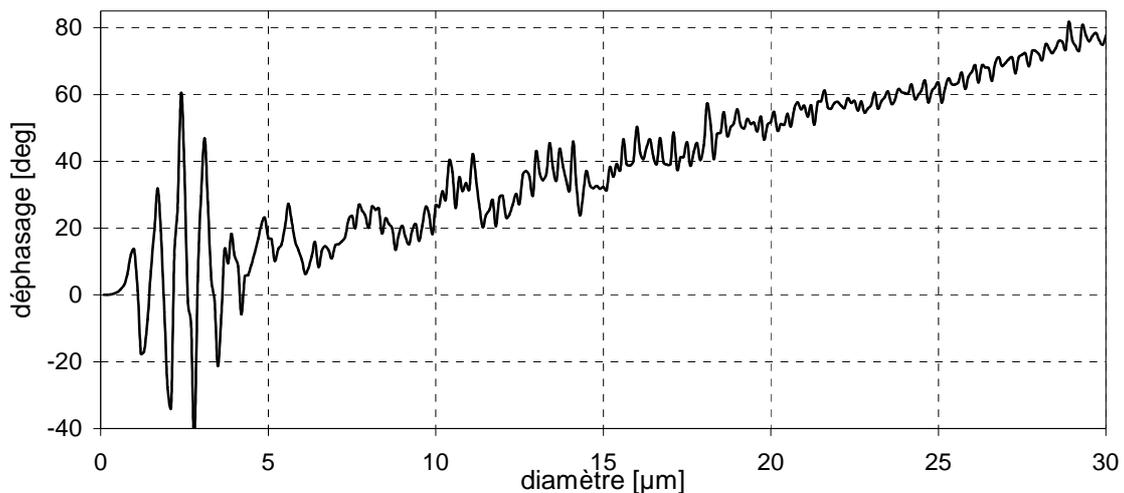
### ▪ Géométrie plane

La géométrie plane<sup>[48]</sup> se singularise par la position des détecteurs. Ceux-ci sont placés dans le plan des faisceaux. L'angle hors axe est alors nul. L'angle d'élévation est bien plus important que dans la géométrie standard, il est égale à  $\Psi_m \pm \Delta\Psi$  (Fig 29). Ici la polarisation est parallèle au plan formé par les faisceaux. L'écoulement des particules est dans le plan des faisceaux et des détecteurs. Ceux-ci reçoivent donc tout d'abord la lumière diffusée par réflexion et ensuite la lumière diffusée par réfraction. Le décalage temporel entre les deux modes de diffusion permet d'éviter la compétition entre ces deux modes et donc d'éviter les effets de trajectoire.



*Fig 29. géométrie plane*

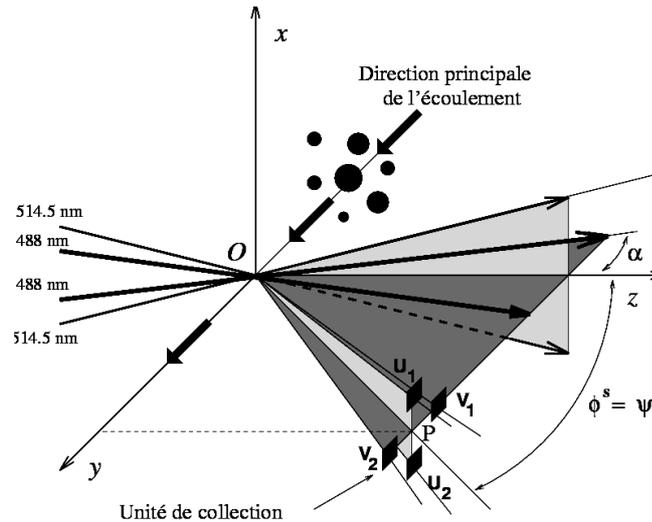
Cette géométrie n'est pas appropriée à la mesure des petites particules à cause des fluctuations du déphasage. De plus sur la gamme de diamètre entre 0.5 et 5 $\mu$ m le déphasage peut devenir négatif (Fig 30). L'algorithme de calcul du déphasage interprète ces phases négatives en des déphasages proches de 360°. Pour éviter cette mauvaise interprétation la gamme des déphasages analysés est limitée de 0 à 260°.



*Fig 30. Relation phase-diamètre en configuration plane*

▪ **Dual Mode**

Les deux configurations présentées précédemment sont des configurations en une dimension. Elles permettent de mesurer la vitesse perpendiculaire aux franges et le diamètre correspondant à la différence de phase entre les détecteurs D<sub>1</sub> et D<sub>2</sub>. Le dual mode<sup>[49]</sup> est une configuration en deux dimensions qui permet donc de mesurer deux composantes de vitesse et le diamètre (Fig 31). Elle est la fusion de deux géométries : standard modifiée et plane, libres des effets de trajectoires.



*Fig 31. géométrie dual mode*

Le diamètre est déduit des deux déphasages entre les couples de détecteurs ( $U_1, U_2$ ) et les détecteurs ( $V_1, V_2$ ), ce qui permet d'affiner la mesure. Les deux couples de détecteurs ne sont pas dans le même plan, ce qui rend ce système sensible à l'indice de réfraction, et aux écarts de sphéricité<sup>[50]</sup>. Cette configuration sera discutée plus en détail dans la deuxième partie.

### 2.2.3 Une autre approche

Qiu et al<sup>[51][52]</sup> propose une autre approche pour s'affranchir des effets de trajectoires. Cette approche consiste, dans le cadre d'une collection avant, à choisir un angle hors-axe( $\Phi$ ) pour lequel la phase de la lumière réfléchiée et la phase de la lumière réfractée sont égales pour n'importe quel diamètre de particule. Cette approche est de ce fait une extension de la méthode des points nodaux<sup>[37]</sup>. Cette égalité est vérifiée à l'angle hors-axe suivant :

$$\Phi = \arccos\left[ \frac{1}{4m^2} (1 + 4m^2 + \sqrt{1 + 8m^2}) - 1 \right] \quad (2.2.1)$$

Ici nous n'avons pas une domination d'un des modes de diffusion mais une contribution des deux. La phase mesurée dépend donc de la phase de la lumière réfléchiée et de la phase de la lumière réfractée (qui sont égales), pondérées par l'intensité des rayons diffusés.

Cette technique nécessite quatre détecteurs, symétriques deux à deux. Nous avons donc

$$\varphi_{14} = 2\varphi_1 = 2 \arctan\left( \frac{I_a \sin \varphi_{1a} - I_r \sin \varphi_{1r}}{I_a \cos \varphi_{1a} - I_r \cos \varphi_{1r}} \right) \quad (2.2.2)$$

$$\begin{aligned}\varphi_{14} &= 2 \arctan \left( \frac{I_a - I_r}{I_a + I_r} \tan \left( C_1 d_p / 2 \right) \right) \\ \varphi_{23} &= 2 \arctan \left( \frac{I_a - I_r}{I_a + I_r} \tan \left( C_2 d_p / 2 \right) \right)\end{aligned}\quad (2.2.3)$$

On choisit les angles d'élévation afin d'avoir  $C_1=2C_2$ . Dans ce cas nous avons

$$d_p = \frac{4}{C_1} \arctan \sqrt{1 - \frac{2 \tan \frac{\varphi_{23}}{2}}{\tan \frac{\varphi_{14}}{2}}}\quad (2.2.4)$$

Cette technique fixe les angles d'observation afin d'obtenir des relations intéressantes. Mais la phase est reliée à l'angle de diffusion qui varie avec la position de la particule. Cette configuration devrait être testée dans le cadre de calcul TLMG pour vérifier les relations phase-diamètre lorsque la particule traverse le volume de mesure.

### 2.3 Les conditions d'utilisation d'un anémomètre phase Doppler

Un PDA donne des distributions temporelles corrélées en vitesse et en taille. Dans le cas d'un spray peu dense, de gouttes avec une surface lisse bien définie (appelé critère de sphéricité) et de diamètres supérieurs à 5 $\mu$ m, cette technique donne de très bons résultats. Dans le cas d'un spray dense, plusieurs particules peuvent être présentes dans le volume de mesure, le signal enregistré n'est alors pas validé. De plus, lorsque la longueur du milieu à traverser ou le nombre de gouttes est important, les risques de multi-diffusion augmentent. La courbure locale des gouttes permet d'utiliser nos modèles théoriques (optique géométrique ou théorie de Lorenz-Mie généralisée) et ainsi remonter au diamètre de la particule. Celle-ci doit être de taille supérieure à 5  $\mu$ m afin d'éviter des oscillations de Mie trop importantes.

La collection avant, entre 15° et 70°, est la plus souvent utilisée. Les problèmes de diffraction sont évités et, de plus, l'intensité lumineuse diffusée est la plus importante. Ainsi le rapport signal sur bruit est bon. Dans le cas où le mode de diffusion dominant est la réfraction, il faut connaître l'indice de réfraction de la particule pour remonter à son diamètre. Dans le cas d'un milieu réactif, l'indice de réfraction des particules évolue avec les conditions de pression et de température et avec sa composition (exemple : disparition d'un produit par évaporation). Pour une configuration standard, supposer un indice de réfraction moyen introduit une légère erreur dans la détermination du diamètre. Travailler avec un indice moyen de 1.33 aura pour effet de mesurer le diamètre des particules d'indice de réfraction effectif de

1.4 avec une erreur de 7% (93 $\mu$ m au lieu de 100 $\mu$ m) pour un angle hors axe de 30° et de 2% avec un angle hors-axe de 60°<sup>[53]</sup>. Dans de nombreux cas, la connaissance d'un indice moyen est suffisant. Mais lors de processus d'évaporation, la mesure du diamètre doit être la plus précise possible. Connaître l'indice de réfraction à chaque instant est donc nécessaire. De plus l'évolution de l'indice de réfraction permet également de quantifier le phénomène d'évaporation.

En collection arrière, les intensités sont moins importantes et les effets de trajectoires plus importants, Mais cette configuration, quand même, permet d'obtenir des résultats lorsqu'une collection avant n'est pas possible.

La sensibilité et la dynamique des détecteurs, ici des photomultiplicateurs, limitent également la dynamique des mesures. Un PM a une dynamique de l'ordre 2500 Volts. L'intensité reçue par le PM est sensible au carré du diamètre de la particule. A 2500 Volts, la dynamique des PM réduit à 50 la dynamique des diamètres (rapport du plus petit au plus grand diamètre mesurable avec la même configuration).

Dans le cas d'un spray dense ou d'un spray en milieu réactif où l'indice des particules évolue au cours du temps, le système PDA ne fournit donc pas de résultats fiables.

La deuxième partie concerne l'extension de la technique PDA à la mesure de l'indice de réfraction dans le cadre du développement d'un PDA à points de gloire.



## 2<sup>ème</sup> partie :

# Extension de l'anémométrie Phase Doppler à la mesure de l'indice de réfraction

Nous avons vu dans la première partie que les mesures d'anémométrie phase Doppler nécessitent de connaître l'indice de réfraction de la particule ou du produit. La méthode la plus simple pour connaître l'indice de réfraction est d'étudier un échantillon du liquide à injecter par le biais d'un réfractomètre d'Abbe ou de Pulfrich. Ces appareils sont très fiables et permettent de connaître les indices de réfraction à pression ambiante pour différentes températures. La précision est de  $\pm 0.001$ . Mais cette mesure, faite préalablement, ne permet pas de suivre l'évolution de l'indice de réfraction des gouttes lors de l'injection. La réfractométrie d'arc-en-ciel permet d'obtenir cette information sur un train de gouttes avec une précision de  $10^{-3}$  à  $10^{-4}$ . Cependant cette technique, potentiellement très performante, ne permet pas de connaître la vitesse des gouttes. Pour obtenir l'indice de réfraction, la taille et la vitesse des gouttes, il est donc nécessaire d'étendre la technique d'anémométrie à la mesure de l'indice de réfraction. Il existe quatre techniques : le couplage de l'anémométrie Phase Doppler avec la réfractométrie d'arc-en-ciel<sup>[54][55]</sup>, le phase Doppler Etendu<sup>[56][57]</sup>, le Dual Mode<sup>[49]</sup> et le Dual Burst<sup>[58]</sup>. La sensibilité de ces trois dernières techniques permet une mesure de l'indice de réfraction avec une précision de 0.01. Cette précision permet également de suivre l'évolution de l'indice de réfraction lors de la combustion d'un spray Diesel par exemple.

Afin d'obtenir la taille, la vitesse et l'indice de réfraction de la particule par l'étude des signaux issus de la réflexion et de la réfraction, je propose une nouvelle technique de mesure,

l'Anémométrie Phase Doppler à Points de Gloire (Glare Spot Phase Doppler Anemometry, GS-PDA en anglais). Cette technique allie imagerie et anémométrie Phase Doppler.

Cette partie comporte quatre chapitres. Je présenterai tout d'abord les principales techniques classiques de mesure de l'indice de réfraction : le réfractomètre d'Abbe, la réfractométrie d'arc-en-ciel et l'anémomètre phase Doppler étendu, dans le troisième chapitre. Je m'intéresserai ensuite à la détermination de l'indice de réfraction par un anémomètre phase Doppler ayant une seule sonde de collection. La technique Dual Mode et la technique Dual Burst feront l'objet du quatrième et cinquième chapitre. Et enfin, dans le sixième chapitre, je présenterai une technique originale d'un anémomètre phase Doppler à points de gloire.

## Chapitre 3 Mesure de l'indice de réfraction

L'indice de réfraction est sensible à la composition chimique et à la température du produit. La mesure de l'indice de réfraction permet de discriminer les matériaux, d'identifier les bulles, des gouttes ou des billes. L'indice pour l'huile végétale est plus important que celui de l'eau, 1.47 pour 1.33. Lorsque l'on atteint une plus grande précision ( $10^{-3}$  ou  $10^{-4}$ ), la connaissance de l'indice de réfraction permet également de connaître la composition des gouttes (concentration de tel composant dans tel autre) ou à la température. Par exemple, l'indice de réfraction est de 1.3227 pour de l'eau à 100°C et de 1.3328 pour de l'eau à 20°C (Fig 32). Ainsi lors d'études sur la combustion diphasique, déterminer l'indice de réfraction peut nous informer sur la température des gouttes, ou sur leur composition. Suivre l'évolution de ce paramètre lors de la combustion peut également permettre d'avoir une meilleure précision sur la détermination du diamètre des gouttes.

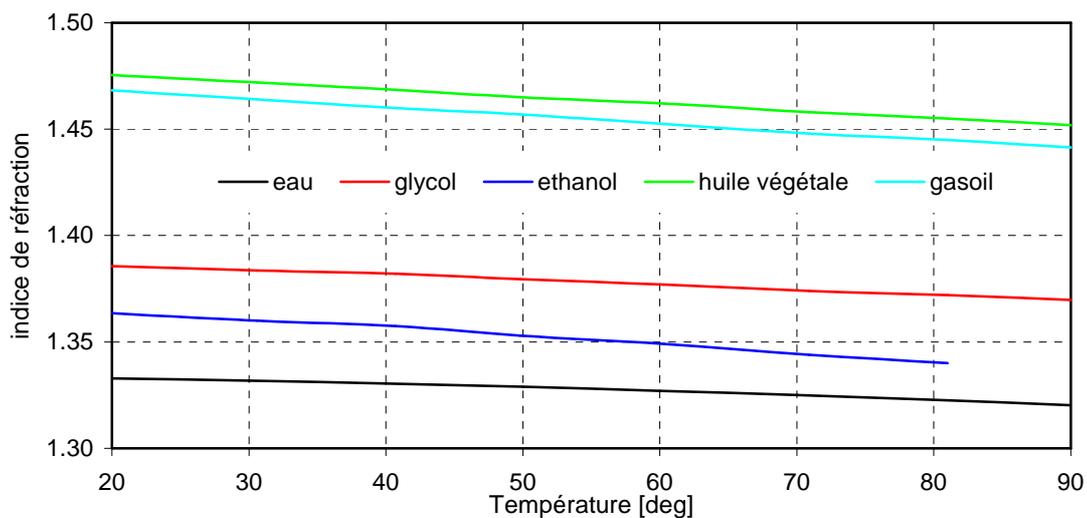


Fig 32. Relation entre la température et l'indice de réfraction pour différents produits pour une longueur d'onde de 589.32nm<sup>[59]</sup>

Je m'intéresse dans ce premier chapitre de cette partie à quelques techniques concernant la détermination de l'indice de réfraction des gouttes par des méthodes optiques. Je présente tout d'abord, le réfractomètre d'Abbe, que j'utilise pour déterminer l'indice de réfraction de liquides avant leur injection. Puis j'expliquerai la réfractométrie arc-en-ciel. Cette technique utilise la sensibilité de la position de l'arc-en-ciel du 1<sup>er</sup> ordre à l'indice de réfraction permettant une mesure très précise de celui-ci. Enfin je présenterai la mesure de l'indice de réfraction grâce au système PDA étendu.

### 3.1 Réfractomètres d'Abbe et de Pulfrich

Le principe du réfractomètre<sup>[60]</sup> est basé sur la mesure de la déviation angulaire de la réfraction d'un rayon lumineux traversant un milieu, ou une substance. Les réfractomètres les plus largement répandus sont les réfractomètres d'Abbe et de Pulfrich. Leur principe est illustré dans la figure 33. Le dioptre considéré ici est l'interface formée par la substance (S) dont on veut déterminer son indice de réfraction ( $n$ ) et le prisme (P) qui a un indice de réfraction plus élevé  $n_p$ . On parle de réfractomètre d'Abbe quand l'angle du prisme ( $A$ ) est de  $61^\circ$  et de réfractomètre de Pulfrich quand celui-ci est de  $90^\circ$ . Sous un angle d'incidence rasant de  $0^\circ$ , le prisme étant plus réfringent, il existe un angle limite ( $\tau_{2\text{lim}}$ ) qui s'avère facile à observer. Aucun rayon n'est réfracté dans le prisme avec un angle plus grand que cet angle limite. En sortie de prisme on observe donc une partie éclairée et une partie sombre (Fig 34 (a)). Cet angle limite est fonction de l'indice de réfraction de la substance. D'après les lois de Snell-Descartes (1.2.1), (1.2.2) et les relations géométriques liées au prisme (Fig 33) nous pouvons exprimer l'indice de réfraction ( $n$ ) en fonction de l'angle limite en sortie de prisme  $\tau'_{2\text{lim}}$  et des caractéristiques du prisme ( $n_p$  et l'angle sommet  $A$ ) :

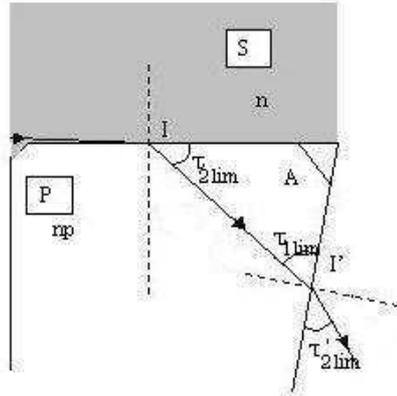


Fig 33. Rayon réfracté limite émerge du prisme

Sachant :

$$\tau_{2\text{lim}} = \arccos\left(\frac{n}{n_p}\right)$$

$$\cos \tau_{1\text{lim}} = n_p \cos \tau'_{2\text{lim}}$$

$$\tau_{1\text{lim}} = \pi - A - \tau_{2\text{lim}} \quad (3.1.1)$$

$$\text{Ainsi : } n_p \cos \tau'_{2\text{lim}} = \cos\left(A + \arccos\frac{n}{n_p}\right)$$

L'indice de réfraction de la substance à mesurer est:

$$n = n_p \cos \left[ A - \arccos \left( n_p \cos \tau'_{2\text{lim}} \right) \right] \quad (3.1.3)$$

En pratique, l'appareil se compose (Fig 34) de:

- un prisme mobile d'éclairage P'
- un prisme réfractométrique P fixe d'indice élevé  $n_p$  sur lequel on dépose une goutte du liquide à analyser
- deux oculaires O et O', celui du bas (O) permet de pointer la ligne de séparation des deux zones claire et obscure, celui du haut (O') permet la lecture de l'échelle des indices. (Fig 34).
- un dispositif permettant l'éclairage de l'échelle des indices.
- un bouton moleté permettant d'amener la limite de séparation dans le réticule de l'oculaire O. Cette molette décale alors l'échelle des indices suivant l'équation (3.1.3)
- un bouton moleté M' faisant tourner le système compensateur, série de prismes compensateurs, permettant de déterminer l'indice de réfraction équivalent à la raie D du sodium (de longueur d'onde de 589nm) et de supprimer les colorations que peut présenter la limite de séparation entre la plage sombre et la plage claire.
- un thermomètre pour repérer la température lors de la mesure de l'indice de réfraction et d'un système de régulation de la température.

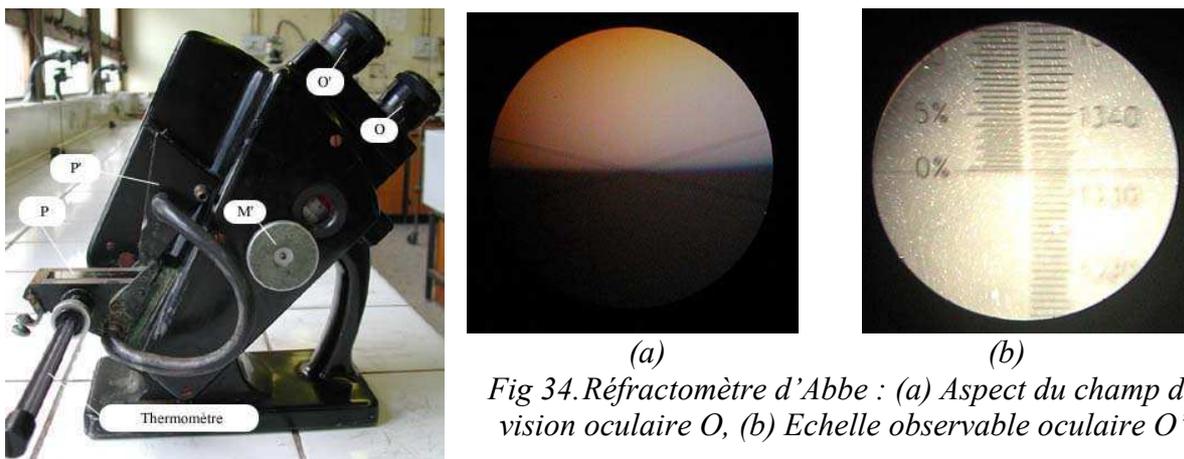


Fig 34. Réfractomètre d'Abbe : (a) Aspect du champ de vision oculaire O, (b) Echelle observable oculaire O'

Cet appareil permet donc une mesure de l'indice de réfraction moyen de différentes substances ayant une température entre 0 et 100°C (pour éviter la détérioration des optiques).

## 3.2 Réfractométrie d'arc-en-ciel

La réfractométrie standard d'arc-en-ciel permet de mesurer l'indice de réfraction d'une goutte en évaluant la position angulaire absolue des arcs-en-ciel de la goutte. La théorie de Lorenz – Mie<sup>[9]</sup> permet de prédire de façon rigoureuse les positions des arcs-en-ciel. La réfractométrie d'arc-en-ciel n'étant pas le sujet principal de ma thèse, je me contente ici de le présenter par un modèle simple et intuitif, l'optique géométrique.

Nous avons vu dans le chapitre 2 de la première partie l'apparition d'un angle dit d'arc-en-ciel correspondant à l'angle limite d'existence du mode de diffusion  $p$  ( $p \geq 2$ ). Au voisinage de cet angle d'arc-en-ciel sont associés deux rayons optiques (rayons dits interne et externe) ayant deux parcours optiques différents. Ils interfèrent provoquant la génération de franges d'interférence. (Fig 35)

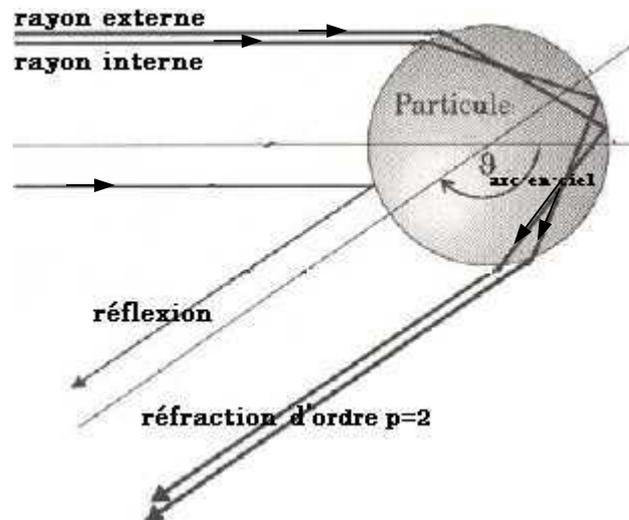


Fig 35. Réfraction du d'ordre  $p=2$  dans la région de l'angle arc-en-ciel

### 3.2.1 Optique géométrique et formules de Snell-Descartes

L'angle d'arc-en-ciel pour un ordre  $p-1 \geq 1$ , au sens de l'optique géométrique, correspond à un angle extrême de déviation  $\theta$ . L'angle d'arc-en-ciel est défini comme l'angle annulant l'expression suivante :  $\frac{d\theta_p}{d\tau} = 0$ . D'après Snell-Descartes et cette condition, nous

obtenons :

$$\frac{d\theta_p}{d\tau} = 2 - 2p \frac{\tan \tau}{\tan \tau'} = 0 \quad (3.2.1)$$

D'après 3.2.1 nous avons  $\tan \tau' = p \tan \tau$ . La relation 1.2.1 reliant  $\tau$  et  $\tau'$  peut également s'exprimer ainsi :

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2 \tau}} = \frac{m}{\sqrt{1 + \tan^2 \tau'}} \quad (3.2.2)$$

La solution des équations 3.2.2 et 3.2.3 nous donne :

$$\tan \tau = \sqrt{\frac{m^2 - 1}{p^2 - m^2}} \quad \text{et} \quad \tan \tau' = \sqrt{\frac{p^2(m^2 - 1)}{p^2 - m^2}} \quad (3.2.3)$$

D'après 1.2.3 l'angle d'arc-en-ciel est donc :

$$\theta_{p,arc-en-ciel} = 2 \arctan \sqrt{\frac{m^2 - 1}{p^2 - m^2}} - 2p \arctan \sqrt{\frac{p^2(m^2 - 1)}{p^2 - m^2}} \quad (3.2.4)$$

Nous remarquons par cette formule que la position de l'angle arc-en-ciel d'ordre p-1 ne dépend que de l'indice de réfraction relatif m de la particule (Fig 36). Une modification de l'indice de 0.005 pour un indice initial à 1.33 engendre un décalage de la position de l'angle arc-en-ciel d'ordre 1 de 0.73°.

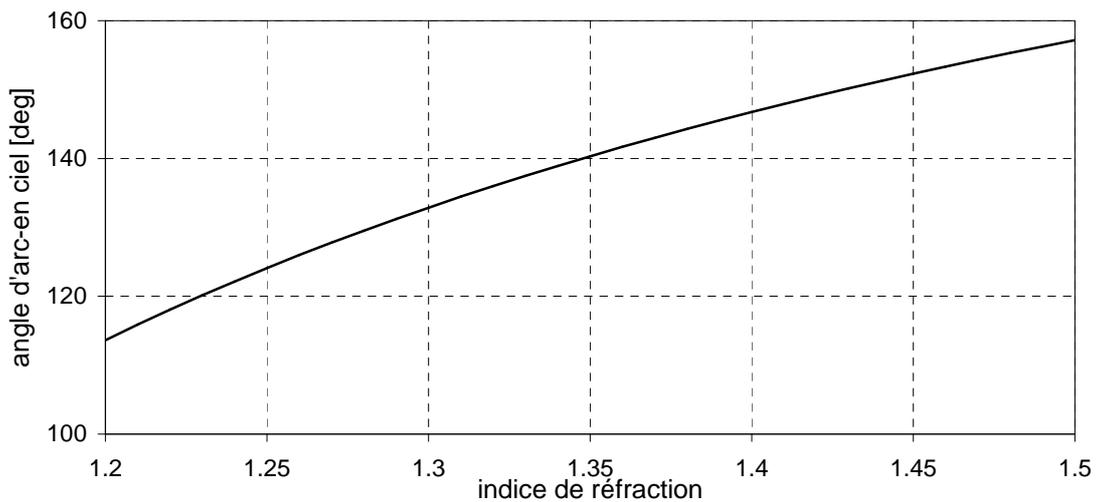


Fig 36. Position angulaire d'arc-en-ciel d'ordre 1 en fonction de l'indice de réfraction

### 3.2.2 En pratique

La détermination de l'indice de réfraction est basée sur une comparaison entre les figures d'arc-en-ciel simulées et la figure d'arc-en-ciel enregistrée. Différents auteurs ont simulé les figures d'arc-en-ciel suivant différentes théories, allant de la plus simple, la théorie d'Airy par Van Beeck<sup>[61]</sup> et Wang<sup>[62]</sup>, à la plus lourde en temps de calcul avec la théorie de Lorenz-Mie généralisée<sup>[63]</sup>. Gréhan et Saengkaew<sup>[64]</sup> proposent un compromis avec l'utilisation de la théorie de Nussenzveig.

L'enregistrement d'un signal d'arc-en-ciel s'effectue avec l'aide d'une caméra positionnée à l'angle d'arc-en-ciel pré-supposé, derrière un dispositif optique permettant la

sélection d'un volume de mesure (Fig 37). Lorsque l'indice de réfraction varie, la figure d'arc-en-ciel en fonction de l'angle de diffusion se décale. Le jeu consiste à recalibrer la position de la figure simulée sur la figure enregistrée en faisant varier l'indice de réfraction (Fig 38) .

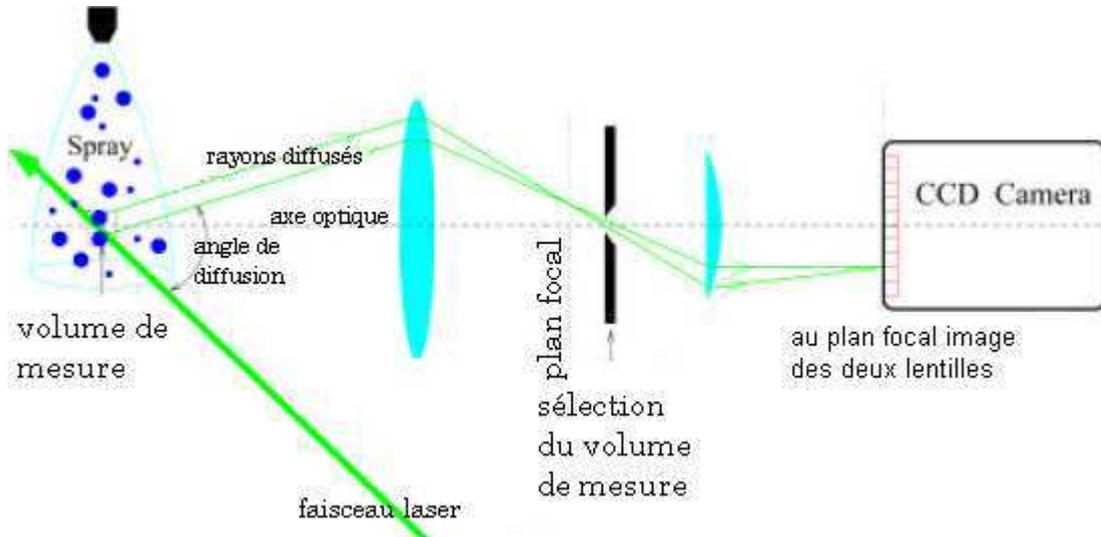


Fig 37. chaîne d'un réfractomètre d'arc-en-ciel standard<sup>[66]</sup>

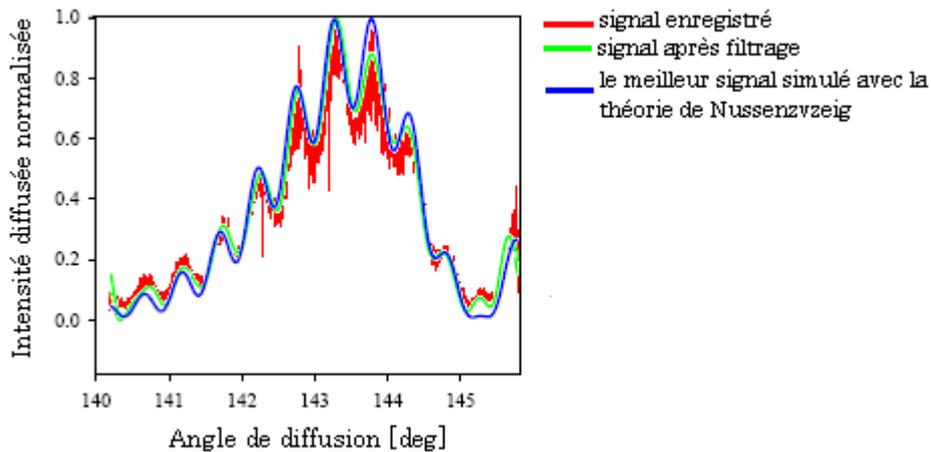


Fig 38. Comparaison entre un signal enregistré et le meilleur signal simulé<sup>[65]</sup> (indice de réfraction=1.364)

L'avantage de la réfractométrie d'arc-en-ciel est sa grande sensibilité à l'indice de réfraction, la précision est supérieure à 0.001. Mais sa dynamique est limitée par la largeur angulaire du détecteur (CCD). Avec un enregistrement d'une largeur de 20° centré sur 153°, la dynamique sur l'indice de réfraction varie entre 1.4 et à 1.54. En outre, contrairement aux prédictions de l'optique géométrique, les figures d'arc-en-ciel varient également avec le diamètre de la particule diffusante, principalement lorsque celui-ci est inférieur à 100µm. Il faut alors connaître ce paramètre pour déterminer correctement l'indice de réfraction. De plus cette technique est très sensible à la sphéricité des gouttes. Pour résoudre ce problème, la réfractométrie globale d'arc-en-ciel a été développée<sup>[66][67]</sup>. Seules les gouttes parfaitement

sphériques participent à la structure d'arc-en-ciel, les autres ne jouent que sur le fond de l'image. Nous n'avons alors qu'une information moyenne sur l'indice de réfraction.

### 3.2.3 Couplage avec des mesures PDA

Sankar et al<sup>[54]</sup> ont développé un système couplant des mesures phases doppler avec des mesures d'arc-en-ciel pour déterminer simultanément la taille et l'indice de réfraction de la particule. Le volume de mesure est alors composé de deux faisceaux focalisés pour la mesure PDA en polarisation parallèle et d'un faisceau d'une autre longueur d'onde en polarisation perpendiculaire pour la mesure d'arc-en-ciel. En effet la figure d'arc-en-ciel a une intensité plus importante en polarisation perpendiculaire tandis que les mesures de phases sont plus fiables en polarisation parallèle. De l'étude simultanée des signaux d'arc-en-ciel et Doppler l'information sur le couple (diamètre, indice de réfraction) est extraite. Cette technique a donné des résultats prometteurs lors de l'étude de la combustion d'un spray de kérosène : distribution de température composée de classe d'une largeur de 10°C et détermination du diamètre moyen<sup>[55]</sup>.

En 2000 Fandrey, Naqwi et al<sup>[68]</sup> ont amélioré ce dispositif en simplifiant le volume de mesure. Celui-ci n'est plus composé que des deux faisceaux Doppler. Ces auteurs ont montré que la figure d'arc-en-ciel engendrée par deux faisceaux a la même sensibilité à l'indice de réfraction que celle engendrée par un seul faisceau . Ils ont montré également que la mesure de phase est possible en polarisation perpendiculaire lorsque les détecteurs se situent à 30° de la bissectrice entre les deux faisceaux.

Pour assurer une grande dynamique sur la valeur de l'indice de réfraction et être moins sensible à la sphéricité des gouttes, une technique basée uniquement sur les caractéristiques du phase-Doppler a été développée. Il s'agit de l'anémométrie phase Doppler étendue<sup>[69]</sup>.

## 3.3 PDA Etendu (EPDA)

Le PDA étendu introduit par Durst et Naqwi<sup>[56][57]</sup> est composé de deux unités de détection qui mesurent la lumière diffusée dominée par la réfraction à deux angles de diffusion différents. Cette technique permet ainsi de remonter à deux déphasages sur la même particule. Ces deux déphasages, étant issus de la lumière réfractée, sont sensibles à la taille et à l'indice de réfraction de la particule.

Dans le cadre de l'optique géométrique et avec l'approximation Naqwi et al (1.2.14), le rapport du déphasage de chaque unité s'écrit :

$$\frac{\varphi^1}{\varphi^2} = \frac{\sin \Psi^1}{\sin \Psi^2} \left( \frac{(1 + \cos \alpha \cos \Psi^2 \cos \Phi^2) \left\{ 1 + m^2 - m \left[ 2(1 + \cos \alpha \cos \Psi^2 \cos \Phi^2) \right]^{1/2} \right\}}{(1 + \cos \alpha \cos \Psi^1 \cos \Phi^1) \left\{ 1 + m^2 - m \left[ 2(1 + \cos \alpha \cos \Psi^1 \cos \Phi^1) \right]^{1/2} \right\}} \right)^{1/2} \quad (3.3.1)$$

Ces expressions sont utilisables sous cette forme dans le cas de la mesure d'un déphasage entre des détecteurs symétriques par rapport au plan médian.

Ce rapport dépend uniquement des paramètres optiques connus et de l'indice de réfraction  $m$  que l'on cherche à déterminer.

En inversant cette équation (3.3.1) on trouve<sup>[69]</sup> :

$$m = -\frac{1}{2} \frac{\sqrt{f^2} - A\sqrt{f^1}}{A-1} + \sqrt{\left( \frac{1}{2} \frac{\sqrt{f^2} - A\sqrt{f^1}}{A-1} \right)^2 - 1} \quad (3.3.2)$$

où  $f^i = 2(1 + \cos \alpha \cos \Psi^i \cos \Phi^i)$  avec  $i=1$  ou  $2$ , et  $A = \left( \frac{\varphi^1 \sin \Psi^2}{\varphi^2 \sin \Psi^1} \right) \frac{f^1}{f^2}$

Cette équation donne des solutions réelles lorsque  $A$  est différent de 1 et lorsque les arguments sous les racines carrés sont positifs.

Le choix de l'angle hors-axe  $\Phi$  est un compromis entre la résolution et la précision sur la mesure de l'indice de réfraction. Les deux angles couramment utilisés pour des produits aqueux et offrant une bonne sensibilité sont  $\Phi^1=60^\circ$  et  $\Phi^2=30^\circ$ . La polarisation des faisceaux est parallèle au plan médian pour assurer une prépondérance de la réfraction à  $30^\circ$  et à  $60^\circ$  (Fig 39). Avec un demi-angle entre les faisceaux de  $1.7^\circ$  et des angles d'élévation de  $\pm 3.69^\circ$ , Brenn et Durst<sup>[69]</sup> assurent une précision sur l'indice de réfraction de 0.6%. L'écart type dépend de la distribution de taille. Pour des grosses particules ( $>80\mu\text{m}$ ) l'écart type peut atteindre 0.8%, mais une mesure d'indice significative est impossible pour les particules de diamètre inférieur à  $40\mu\text{m}$  (Fig 40). En configuration standard une bonne sensibilité à l'indice de réfraction va à l'encontre d'une bonne dynamique en diamètre. Dans la configuration présentée par Brenn et Durst, elle est limitée à un diamètre de  $120\mu\text{m}$  réduisant la dynamique en taille à un rapport de trois.

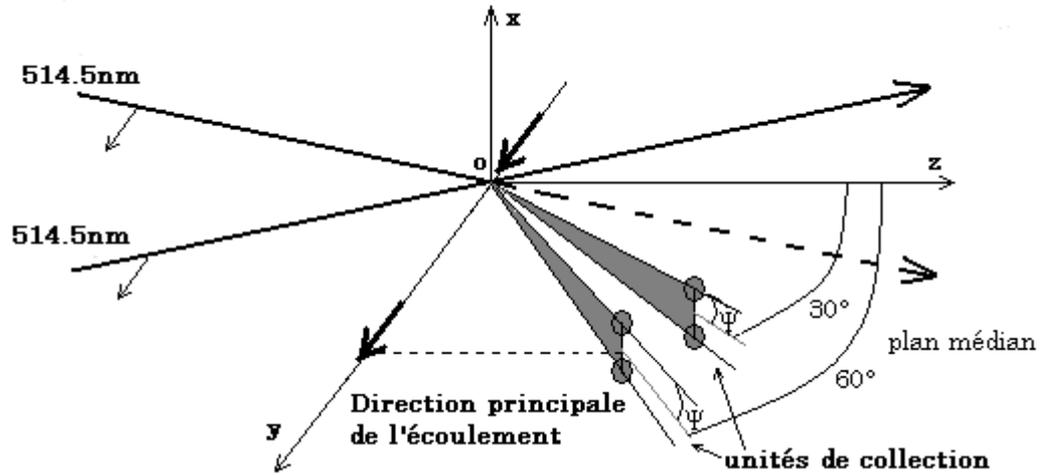


Fig 39. Géométrie phase Doppler étendue en standard modifiée

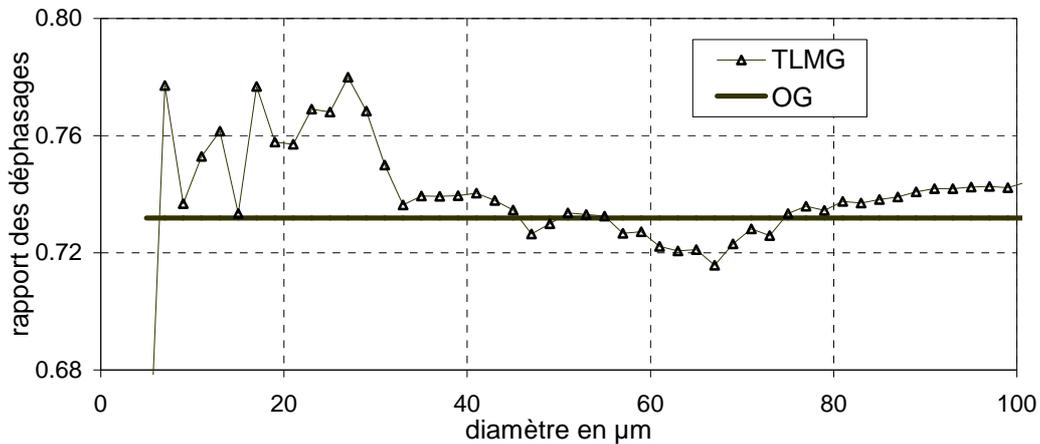


Fig 40. Relation du rapport des phases en fonction du diamètre de la particule (goutte d'eau d'indice de réfraction de 1.334 pour les angles hors axe de 60°/30°)

Une difficulté inévitable aux techniques fonctionnant avec deux unités de collection est l'ajustement optique. En effet, il est très difficile d'assurer que les deux détecteurs sont identiques, parfaitement positionnés et donc qu'ils analysent bien la même goutte. Benzon et al<sup>[70]</sup> propose d'utiliser une unité de collection et deux unités d'émission. Cette technique permet d'optimiser les longueurs d'onde de chaque unité d'émission et le demi angle entre les faisceaux pour obtenir la meilleure sensibilité à l'indice de réfraction. Mais la difficulté de ne former qu'un seul volume de mesure est du même ordre que la difficulté de viser un même point pour deux collections différentes. Pour s'affranchir des problèmes d'ajustement optique, l'astuce est d'utiliser une seule émission et une seule sonde de détection. Les différents

détecteurs sont sélectionnés via un masque collimatant la lumière sur plusieurs PM. Une technique basée sur ce principe, la technique Dual Mode, offre cette possibilité.

Cette technique est développée au laboratoire. Je présente dans le chapitre suivant son principe, ainsi qu'une étude menée avec un matériel commercial Dantec<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> Dantec Dynamics A/S – Tonsbaken 16-18 – P.O Box 121 – DK-2740 Skovlunde-Denmark

## Chapitre 4 La technique Dual Mode

La technique Dual-Mode est une configuration 2D, elle a été introduite historiquement pour éviter les effets de trajectoires, comme présentée dans la section 2.2.2. Ces détecteurs placés dans deux plans différents permettent d'étendre la mesure à l'indice de réfraction.

### 4.1 Détermination de l'indice de réfraction

Une approche proposée par Onofri<sup>[37]</sup>, Gréhan<sup>[49]</sup>, Durst et Brenn<sup>[69]</sup> est d'utiliser la particularité du Dual Mode pour accéder à l'indice de réfraction. La mesure des déphasages s'effectue en effet dans deux plans de faisceaux différents. La mesure du premier déphasage est effectuée en configuration standard modifiée, la deuxième dans une configuration plane. Lorsque seule la lumière réfractée par une particule est collectée par les détecteurs, la différence de phases des signaux Phase Doppler est proportionnelle à la taille de cette particule. Tout comme le Phase Doppler Étendu, nous aurons donc deux relations linéaires, une entre le diamètre et la phase mesurée en configuration plane  $\varphi_{pl}$  et l'autre entre le diamètre et la phase mesurée en configuration standard  $\varphi_{SM}$ . Le facteur de conversion entre la phase et le diamètre  $C_{pl}$  ou  $C_{SM}$  est une fonction de l'indice de réfraction (2.1.15) et des paramètres optiques. Le rapport des deux différences de phase ( $\varphi_{SM}/\varphi_{pl}$ ) est donc une fonction de l'indice des particules. En Dual Mode, les deux différences de phase évoluent de manière différente avec l'indice de réfraction.

Le calcul dans son principe similaire au Phase Doppler étendu est le suivant.

Le déphasage de la configuration plane est égale à

$$\varphi_{pl} = C_{pl} d_{ppl} \quad (4.1.1)$$

La sensibilité de la relation phase/diamètre pour la configuration standard est plus grande que la sensibilité en configuration plane. La phase étant comprise entre 0 et  $2\pi$ , nous aurons la présence de sauts de phase exprimés par  $2\pi n$  (n le nombre de saut).

$$\varphi_{SM} = C_{SM} d_{pSM} - 2\pi n \quad (4.1.2)$$

Le schéma de calcul suit les itérations suivantes :

- Calcul préalable du rapport de phase moyen  $\bar{R}$  et du facteur de conversion  $C_{SM}$  moyen à partir de la connaissance des paramètres optiques du système et de la gamme de taille et d'indice des particules.
- Calcul de  $n$  à partir des paramètres moyens. Ceci est possible car  $n$  est une valeur entière et possède donc une certaine robustesse. Elle permet d'éliminer l'ambiguïté de phase du système standard modifié.
- $$n = INT\left(\frac{1}{2\pi}[\varphi_{pl}\bar{R} - \varphi_{SM}]\right) \quad (4.1.3)$$
- Calcul du rapport des déphasage  $R = \frac{\varphi_{SM}}{\varphi_{pl}}$
- Recherche de l'indice  $n$  et de  $C_{SM}$  correspondant au rapport de phase mesuré par l'étude des abaques pré-calculés en théorie de Lorenz-Mie ou en optique géométrique.
- Calcul de la taille de la particule détectée  $d_p = \frac{(\varphi_{SM} + n2\pi)}{C_{SM}}$

Comme pour le système Phase Doppler étendu, la meilleure sensibilité à l'indice de réfraction est obtenue pour un angle hors-axe aux alentours de 30°. En effet pour un indice de 1.333, la courbe de la sensibilité en configuration plane présente un maximum (Fig 41) à 30°, alors que la sensibilité à l'indice de la configuration standard diminue avec l'angle de collection. Cette sensibilité, liée à des grands facteurs de conversion, augmente lorsque l'angle d'élévation augmente. Celui-ci est limité par le diamètre et la focale de la lentille de collection.

L'avantage de cette technique par rapport au Phase Doppler étendu (autre que sa compacité) est une grande dynamique de tailles combinée à une sensibilité à l'indice de réfraction similaire à l'EPDA. En effet la dynamique est donnée par le système en configuration plane (Fig 42).

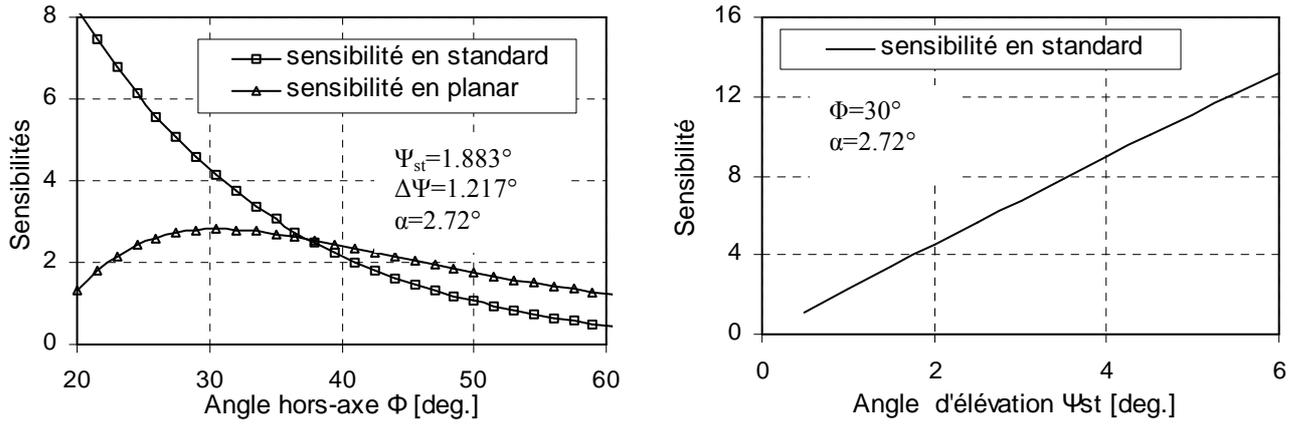


Fig 41. Evolution de la sensibilité en fonction des paramètres optiques  $\Phi$  et  $\Psi_{st}$  pour une goutte d'eau

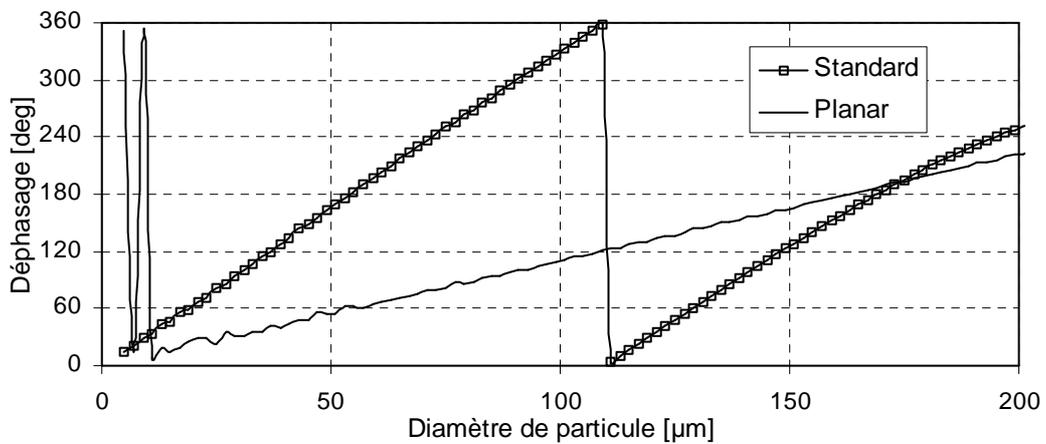


Fig 42. Relation phase-diamètre en configuration Dual-Mode ( $\alpha=2.72^\circ$ ,  $\Psi_{st}=1.883^\circ$ ,  $\Delta\Psi=1.217^\circ$ ,  $\Phi=30^\circ$ ), simulation à l'aide du programme STREU

Tout comme l'EPDA, les mesures d'indice sont très grossières pour des particules de diamètre inférieur à  $40\mu\text{m}$ . Les oscillations observées (Fig 43) découlent en partie des oscillations de phase induites par la configuration plane.

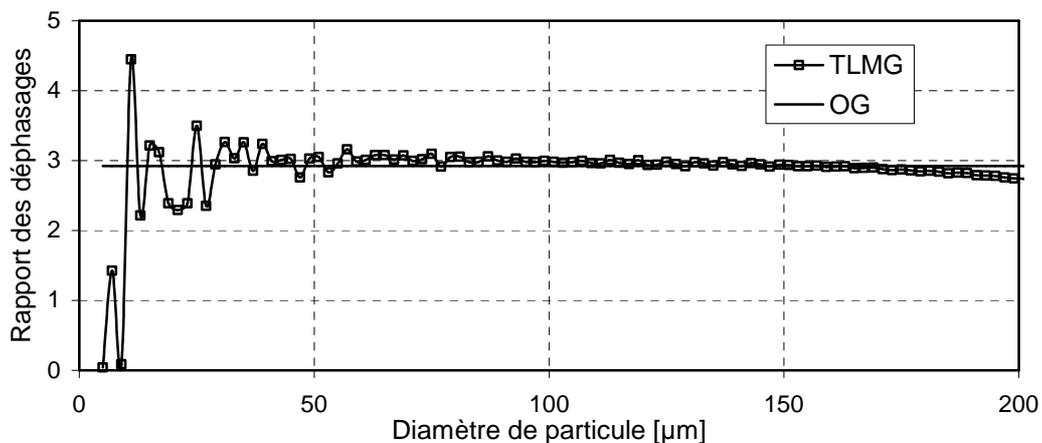


Fig 43. Rapport des déphasages  $R = \frac{\varphi_{SM}}{\varphi_{Pl}}$  en fonction du diamètre de la particule (goutte d'eau d'indice de réfraction de 1.333)

## 4.2 Comparaison entre les sondes commerciales en configuration standard et dual-mode

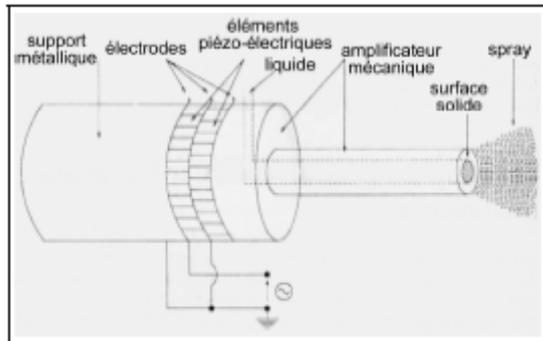
Dans cette partie je compare les distributions de tailles de gouttes pour des sprays de différents produits à l'aide de deux sondes commerciales : l'une est une sonde commerciale Standard (ou dite "fiber") lorsque l'indice de réfraction est supposé connu, l'autre est une sonde "Dual Mode" avec un post-traitement permettant de déterminer la valeur de l'indice de réfraction. Cette série d'expériences a été menée en collaboration avec Guillaume Boulnois<sup>[71]</sup>.

### 4.2.1 Configuration expérimentale

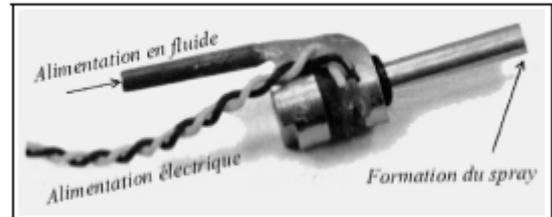
Nous travaillons avec une chaîne PDA Dantec deux couleurs. La focale de la lentille pour l'émission est de 310mm. Les volumes de mesure formés par les deux paires de faisceaux sont respectivement  $0.151 \times 0.150 \times 2.336 \text{mm}^3$  pour le vert ( $\lambda=514.5 \text{ nm}$ ) et  $0.143 \times 0.143 \times 2.216 \text{mm}^3$  pour le bleu ( $\lambda=488 \text{ nm}$ ). Le demi-angle entre les faisceaux est de  $3.691^\circ$  pour les deux couleurs. Le volume de mesure contient dans les deux cas 37 franges, espacées de  $3.996 \mu\text{m}$  pour le vert et de  $3.790 \mu\text{m}$  pour le bleu. Pour chaque paire, un des deux faisceaux est décalée en fréquence de 40 MHz, à l'aide d'une cellule de Bragg, ce qui permet un défilement de franges et ainsi de mesurer le sens de la vitesse. L'angle hors axe ou d'élévation moyen est de  $30^\circ$ . Cette position permet une analyse de la lumière réfractée par les gouttes car, à cet angle de diffusion, la réfraction est porteuse du maximum d'intensité. Les premières mesures ont été effectuées en configuration Dual Mode avec la focale de réception de 400 mm. Des mesures en configuration standard ont été ensuite mises en place pour comparer les histogrammes de diamètres. Dans les deux cas, les mesures sont effectuées sur 10000 gouttes.

Les comparaisons vont porter sur l'étude du brouillard des gouttes issues d'un injecteur ultrasonique. L'injection ultrasonique consiste à soumettre à de très hautes fréquences de vibrations le fluide à atomiser. Les ultrasons déstabilisent la surface libre de la nappe liquide. Ceci conduit à la formation de gouttelettes dont la dimension dépend principalement de la fréquence d'excitation, de la tension de surface du fluide et de la dissipation énergétique causée par la viscosité du fluide. Le fonctionnement de l'injecteur est le suivant : le liquide soumis à la pression d'un pousse-seringue se dépose sous forme d'une fine nappe sur la surface solide située à l'extrémité de l'injecteur. Le pousse-seringue délivre un débit constant de 33mg/s. La surface solide est soumise à une importante force de vibration

due aux disques piézo-électriques placés dans le corps de l'injecteur. Les électrodes enserrant les céramiques piézo-électriques sont reliées à un boîtier de commande délivrant une forte tension asservie à la fréquence de résonance. La fréquence propre de vibration de l'injecteur est conditionnée notamment par la longueur du tube d'amplification mécanique et sa section (L=27mm et d=6mm). Dans notre cas, la fréquence d'utilisation est de 68kHz (Fig 44).



(a) fonctionnement schématisé de l'injection ultrasonique



(b) Vue en gros plan de l'injecteur

Fig 44. Injecteur ultrasonique utilisé<sup>[72]</sup>

Les mesures ont été effectuées à 12 mm de la sortie de l'injecteur sur cinq produits différents dont les indices de réfraction, mesurés par un réfractomètre d'Abbe, sont récapitulés dans le tableau 2.

produit	eau	acétone	glycol	silicone	gasoil
Indice de réfraction	1.334	1.361	1.381	1.402	1.468

Tableau 2. Tableau récapitulatif des valeurs d'indices de réfraction pour les liquides injectés

Ces indices de réfraction mesurés serviront de paramètres lors des mesures PDA en configuration standard. L'indice de réfraction noté par défaut lors de mesures « Dual » est de 1.468.

#### 4.2.2 Détermination de l'indice de réfraction

Dans ces conditions d'expérimentation au niveau de la réception<sup>2</sup>, la relation entre le rapport des phases et l'indice de réfraction prédite par l'optique géométrique est donnée par la figure 45:

<sup>2</sup> focale de 400mm, angle hors axe de 30°, utilisation du masque A (voir l'annexe 2),

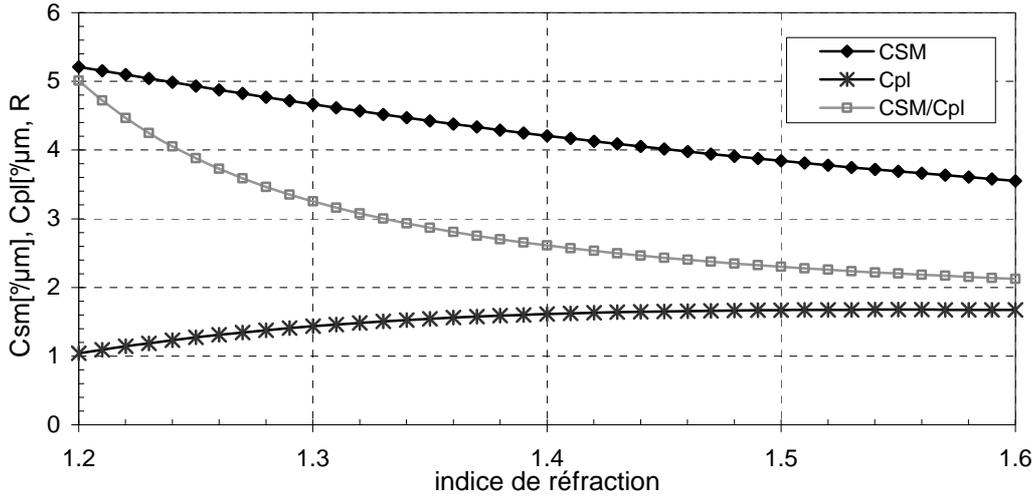


Fig 45. Correspondance entre l'indice de réfraction et les coefficients de conversion de phase

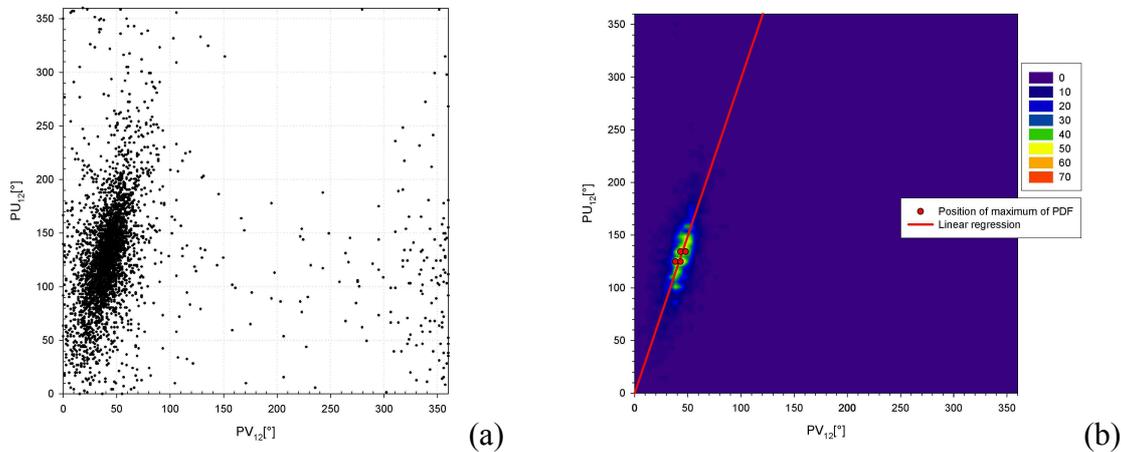


Fig 46. Phase plot (eau)(a) et extraction des points maxima d'une Pdf et détermination de la régression linéaire<sup>[71]</sup> (b)

La première étape consiste à tracer la représentation graphique de la corrélation entre les deux phases mesurées appelé Phase Plot. La figure 46(a) montre le Phase Plot d'une acquisition de 10000 particules d'eau. En abscisse, on trouve la phase PV<sub>12</sub> mesurée par la configuration plane et en ordonnée la phase mesurée par la configuration standard PU<sub>12</sub>. Si toutes les particules sont parfaitement sphériques, la corrélation entre PU<sub>12</sub> et PV<sub>12</sub> montre une relation linéaire sans dispersion. Dans le cas d'une acquisition réelle, la corrélation présente une dispersion. Cette dispersion des points est due à la qualité des réglages optiques, à la qualité des processeur et de la sphéricité des gouttes. Dans la version commerciale du logiciel, l'utilisateur définit une bande de tolérance à l'intérieur de laquelle les particules sont validées, celles situées hors de cette bande sont rejetées. Ceci permet de ne prendre en compte que les particules ne dépassant pas une certaine valeur dite de non-sphéricité (habituellement, Dantec préconise une largeur absolue de bande de tolérance comprise entre 10% et 20% pour le Dual-Mode PDA en fonction des conditions expérimentales).

Dans le post-traitement proposé par G. Boulnois<sup>[71][72]</sup>, tous les évènements sont acceptés. Une bande de tolérance relative sera définie ultérieurement pour ne garder que les particules remplissant les conditions d'alignement désirées. G. Boulnois cherche à obtenir une méthode de post-traitement peu sensible aux valeurs extrêmes et aux points de mesure aberrants. Les grandes lignes de la méthode sont définies comme suit.

A partir de la relation entre les deux déphasages, une fonction de densité de probabilité de présence (Pdf) à deux dimensions est calculée (Fig 46b). Celle-ci dépend des paramètres de maille représentant le nombre de mailles dans les deux dimensions. La position des maxima de la Pdf est ensuite déterminée. La position (x, y) des maxima est repérée (soit par ligne, soit par colonne) et une régression linéaire d'axe majeur est calculée. Les deux paramètres de maille sont à optimiser pour obtenir une régression linéaire la plus précise possible. L'utilisation de la régression linéaire d'axe majeur est imposée par le fait qu'aucune des deux coordonnées n'est plus fiable que l'autre : les deux sont entachées d'erreurs. La régression linéaire doit passer par 0, une particule de dimension nulle n'engendrant aucune différence de phase. De cette régression on relève le rapport de phase que l'on rapporte sur la courbe d'étalonnage (Fig 45) pour déterminer l'indice de réfraction (Tableau 3). On constate que la précision sur l'indice de réfraction est du même ordre que celle obtenue en EPDA. Une fois l'indice connu, la détermination des facteurs de conversion de phase est immédiate et les diamètres appartenant à la bande de tolérance sont calculés. C'est dans la définition de cette bande de tolérance que réside une grande différence entre la définition Dantec Standard et celle définie par G. Boulnois<sup>[71]</sup>.

liquides	Mesures réfractomètre d'Abbe	Post-traitement	Erreur relative brute
Eau	1.334	1.324	0.75%
Acétone	1.361	1.363	0.15%
Glycol	1.386	1.391	0.36%
Silicone	1.402	1.417	1.07%
gasoil	1.468	1.472	0.27%

Tableau 3. Tableau comparatif des valeurs de l'indice de réfraction déterminé pour les liquides injectés<sup>[72]</sup>

### 4.2.3 Comparaison des deux configurations

Les distributions de tailles obtenues par la configuration Dual-Mode et le post-traitement de G. Boulnois sont comparées aux distributions obtenues lors de mesures avec une

configuration standard et analysées par le logiciel Dantec (cette configuration dite Fiber est peu sensible à l'indice de réfraction et ce dernier est déterminé avec le réfractomètre d'Abbe).

▪ **Définition de la bande de tolérance**

Dans le système commercial Dantec la pente est calculée en fonction de l'indice de réfraction indiqué par l'utilisateur. La bande de tolérance de part et d'autre de cette pente est définie comme la bande d'acceptation des particules (dont un exemple dans le cas d'une acquisition réelle est donnée sur la figure 47). La ligne en pointillés correspond à la relation théorique prédite à l'aide de l'optique géométrique, pour les deux phases mesurées des gouttes parfaitement sphériques d'indice connu. Pour des gouttes légèrement non-sphériques les points correspondant s'éloignent de cette droite théorique. Ainsi, les droites continues de chaque côté de la droite théorique représentent les limites tolérées pour la non-sphéricité. La largeur de cette bande est fixée par l'utilisateur en tant que pourcentage d'erreur sur la sphéricité.

G.Boulnois définit la bande de tolérance pour le post-traitement par un pourcentage d'erreur sur la détermination du rapport de phase calculé. Ainsi, cette bande d'acceptation des événements prend la forme de portions angulaires (Fig 48). On s'aperçoit qu'avec cette définition, les plus faibles valeurs de phase (donc les plus faibles diamètres) ne sont pas prises en compte.

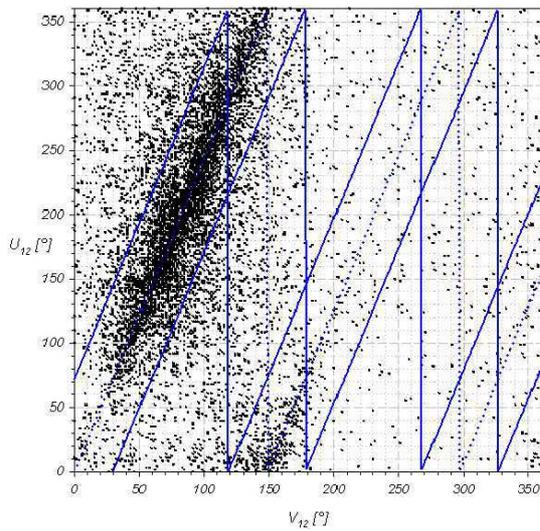


Fig 47. Définition de la bande de tolérance dans le logiciel Dantec PDA Flow v1.4 : définition par largeur de bande

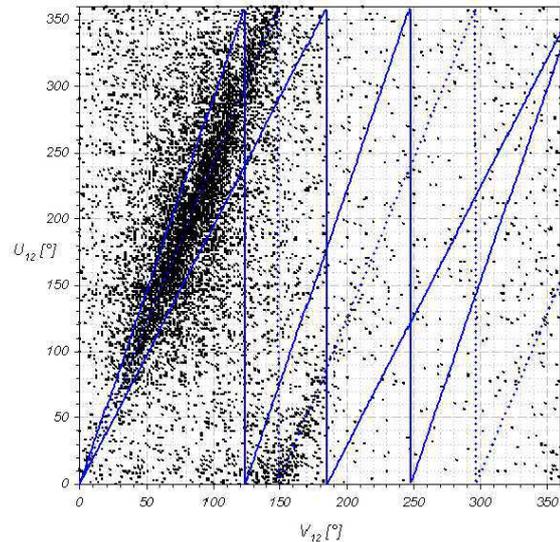
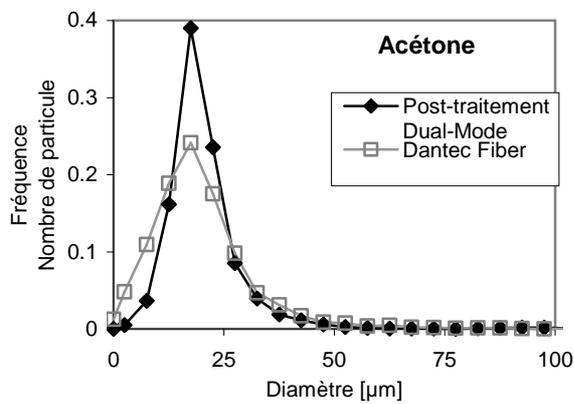


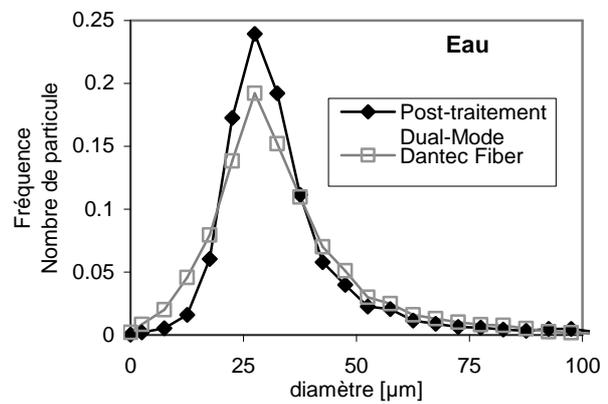
Fig 48. Définition de la bande de tolérance dans le post-traitement : définition par portion angulaire

▪ **Comparaisons des distributions de taille et du diamètre moyen  $D_{10}$**

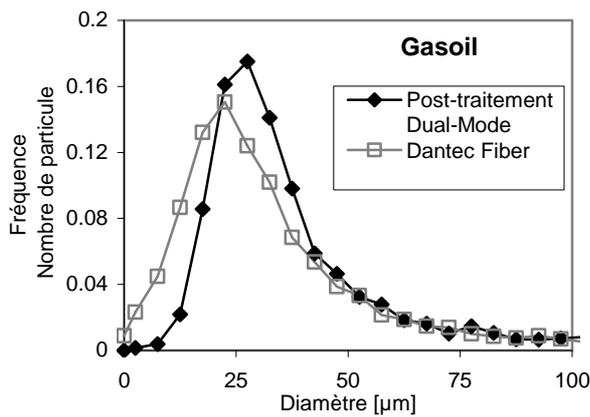
Pour chaque liquide, la distribution des tailles déterminée par le post-traitement avec une tolérance de 20% présente un déficit de peuplement pour les faibles diamètres. Ceci est dû à la définition intrinsèque de la bande de tolérance qui privilégie, du fait de sa forme, les diamètres importants et ne prend pas en compte les diamètres les plus faibles (Fig 48). Néanmoins, on retrouve une forme générale des distributions qui est identique avec les deux diagnostics (Fig 49). La plus grande différence est observée pour le gasoil. Cette différence de  $5\mu\text{m}$  sur la position du pic, se retrouve également sur le diamètre moyen mesuré ( $D_{10}$ ) (Fig 50). Lorsque la bande de tolérance est plus étroite (10%), le diamètre moyen augmente. Ceci traduit le fait qu'un nombre important de petites gouttes ne sont plus validées lorsque la bande de tolérance est réduite. Le pourcentage de gouttes validées chute de 50% à 30% entre les bandes de tolérance angulaire de 20% et de 10%.



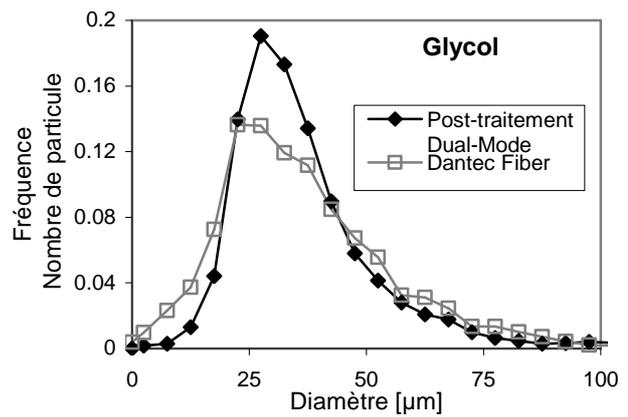
(a)



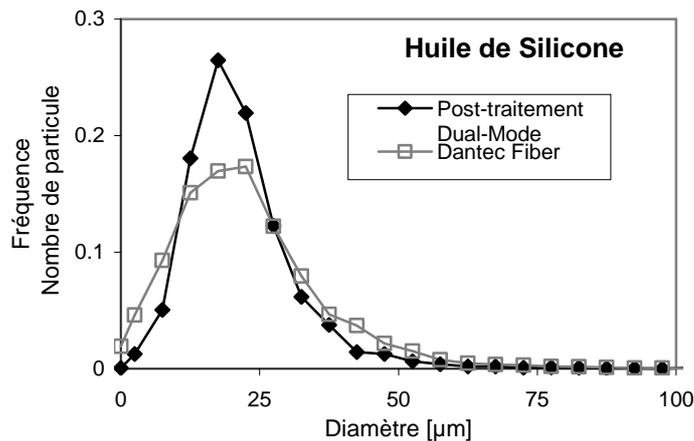
(b)



(c)



(d)



(e)

Fig 49. Distributions normalisées pour 2 configurations PDA différentes et 5 liquides

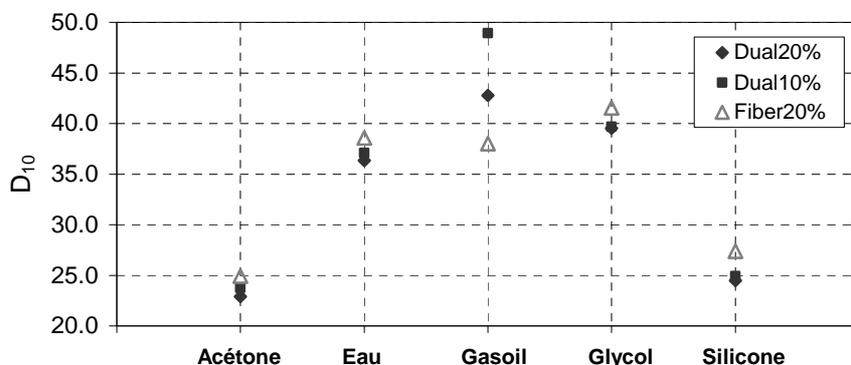


Fig 50. Diamètres moyens  $D_{10}$  des particules pour les 5 liquides en fonction de la largeur relative de la bande de tolérance pour les deux diagnostics.

Les deux méthodes présentent un bon accord concernant la détermination du diamètre moyen malgré une différence importante du nombre de gouttes validées (90% des gouttes sont retenues pour les mesures en configuration standard contre 50% ou 30% pour la configuration Dual). Le fait que les diamètres moyens évoluent peu lorsque la bande de tolérance s'élargit montre que le rapport de phase, donc l'indice de réfraction a été correctement estimé.

#### 4.2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que la technique Dual-Mode avec un post-traitement adapté permet de déterminer la valeur moyenne de l'indice de réfraction. L'erreur est à au plus 1.5% d'erreur pour des populations de gouttes où le pic de population est inférieur à 40µm. Cette technique permet avec une seule optique de collection d'obtenir l'indice de réfraction avec une précision comparable, voire meilleure, à celle du PDA étendu. Les granulométries ainsi déduites sont en bon accord avec celles mesurées classiquement. Le choix de la bande de tolérance conduit néanmoins à une sous-estimation des petits diamètres. Cette technique reste encore à optimiser.

## Chapitre 5 La technique Dual-Burst

La technique Dual-Burst a été introduite par Onofri et al en 1994 <sup>[37][49][58][73]</sup>. Cette configuration est basée sur la mesure des phases dominées successivement par la réfraction et par la réflexion, ceci afin de déterminer simultanément l'indice de réfraction et le diamètre de la particule. La séparation des contributions est obtenue grâce à un fort gradient d'éclairage des particules, créé par une forte focalisation des faisceaux laser. Je présente, dans ce chapitre, son principe et le problème inhérent à la courbure des fronts d'onde.

### 5.1 Principe

Le principe de l'anémométrie Phase Doppler en Dual-Burst peut être expliqué par la figure 51. La lumière réfléchi, ne traversant pas la goutte, véhicule principalement une information sur la surface de la particule et notamment son le rayon de courbure. Le diamètre de la particule peut être alors connu. La lumière réfractée traversant une fois la particule, elle nous donne une information sur le couple diamètre/indice de réfraction. Connaissant déjà le diamètre par l'étude du mode réfléchi, la partie réelle de l'indice de réfraction peut être déterminée en étudiant le mode de la réfraction. Cette séparation des contributions est obtenue par le biais de faisceaux fortement focalisés n'éclairant qu'une partie de la particule. Lorsque la particule traverse les faisceaux, la lumière reçue est issue successivement de la réflexion puis de la réfraction. La séparation dans le temps de ces deux processus de diffusion de la lumière est due au profil gaussien de l'intensité mais également à la distance des points d'impact des rayons diffusés dans la direction des détecteurs. Cette séparation n'est possible que dans le cas d'une configuration plane ou standard modifiée (mais pas en standard classique). Si l'on choisit la configuration standard modifiée, la fréquence Doppler mesurée est une fonction de la vitesse transverse et non plus de la vitesse axiale ou principale (le plan de diffusion de cette configuration étant perpendiculaire à la composante principale de la vitesse). En outre, seule le mode réfracté est affecté par les phénomènes d'absorption. La partie imaginaire de l'indice de réfraction peut être alors déterminée en étudiant le rapport des intensités du mode réfléchi sur le mode réfracté<sup>[73]</sup>.

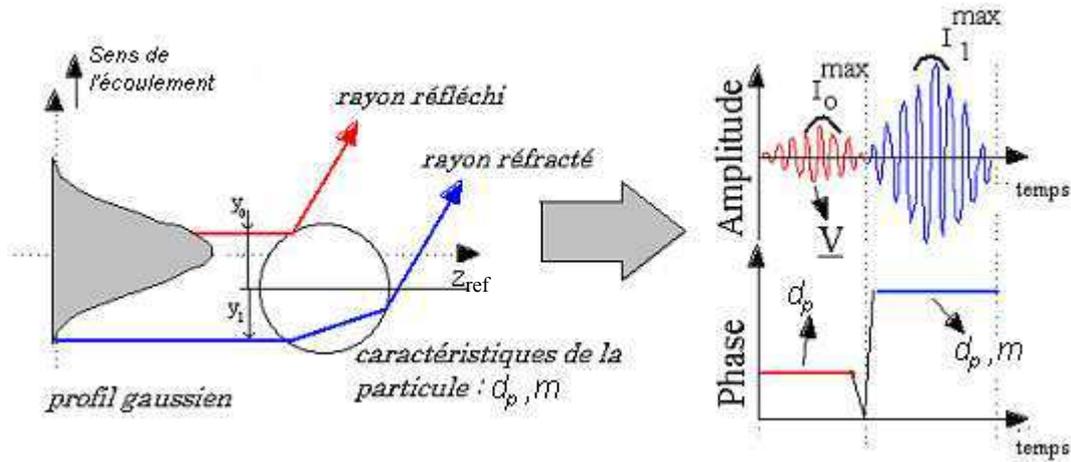


Fig 51. Schéma de principe de la mesure

Dans le cas de deux détecteurs symétriques i (c-à-d une géométrie standard modifié), après les approximations proposées par Naqwi et al<sup>[20]</sup> (§2.1.15) et en s'affranchissant des sauts de phases, nous avons deux relations liant le diamètre et le déphasage. La première concerne la réflexion (r) et la seconde concerne la réfraction (a) :

$$d_p = -\varphi_r \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\sqrt{2(1 - \cos \alpha \cos \Psi^i \cos \Phi^i)}}{\sin \alpha \sin \Psi^i} \quad (5.2.1)$$

$$\frac{\varphi_a}{d_p} = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{m \sin \alpha \sin \Psi^i}{\sqrt{2(1 + \cos \alpha \cos \Psi^i \cos \Phi^i)} [1 + m^2 - m \sqrt{2(1 + \cos \alpha \cos \Psi^i \cos \Phi^i)}]} \quad (5.2.2)$$

En inversant ces expressions on peut exprimer l'indice de réfraction m comme suit :

$$m = \frac{\sqrt{2(1 + \cos \alpha \cos \Psi^i \cos \Phi^i)} + \sqrt{2(1 + \cos \alpha \cos \Psi^i \cos \Phi^i) - 4w}}{2w} \quad \text{où}$$

$$w = 1 - \frac{8\pi^2}{\lambda} \frac{(d_p \sin \alpha \sin \Psi^i)^2}{(1 + \cos \alpha \cos \Psi^i \cos \Phi^i)(\varphi_a)^2} \quad (5.2.3)$$

Onofri<sup>[37]</sup> et Durst et al<sup>[48]</sup> ont étudié la technique Dual Burst en Standard modifiée. Je présente, dans la suite, les paramètres à optimiser dans cette configuration et j'exposerai les problèmes rencontrés par cette technique.

## 5.2 Paramètres à optimiser dans une configuration standard modifiée

Dans le PDA Dual-Burst, le choix de la position des détecteurs est critique. Différents paramètres doivent ainsi être considérés:

- Le rapport d'intensité entre les deux processus de diffusion doit être proche de 1 afin de détecter correctement le processus de diffusion le plus faible. La bonne détection des deux processus de diffusion est nécessaire à la mesure simultanée de la taille et de l'indice de réfraction. Pour un rapport de 1 dans le cas de l'eau, il convient de travailler en polarisation perpendiculaire (fig 5a), avec un angle de diffusion de  $66.785^\circ$ .
- La sensibilité de la phase de la réfraction à l'indice de réfraction doit être importante. Suivant l'expression de cette phase (3.2.9) déjà exposée lors de la présentation de la technique Dual-Mode, une grande sensibilité coïncide avec des facteurs de conversions importants : c'est-à-dire une grande longueur d'onde, des angles  $\alpha$  et  $\Psi$  importants et un petit angle hors-axe.
- Une grande dynamique sur la mesure de taille est souhaitée. Une grande dynamique est obtenue lorsque les facteurs de conversions de phase sont faibles.

Dans le cas d'une configuration standard, une grande dynamique en taille et un rapport des intensités modéré ne favorisent pas une bonne sensibilité. En effet un angle hors-axe élevé assurant un rapport de 1 entre les intensités des deux processus de diffusion diminue de façon significative la sensibilité. Il faut donc trouver un compromis entre ces différents paramètres. Il dépendra de l'application envisagée. F. Onofri<sup>[37][58]</sup> a choisi de travailler avec un angle hors-axe de  $30^\circ$  pour la détermination de la partie réelle de l'indice de réfraction.

## 5.3 Problème du front d'onde

Pour que les deux modes de diffusion (réflexion, réfraction) soient séparés, le diamètre du faisceau doit être inférieur, ou de l'ordre, du diamètre des particules à mesurer. Or, plus le faisceau est focalisé, plus la divergence est importante. La zone où les phases sont considérées constantes sur la largeur du faisceau est caractérisée par la distance de Rayleigh (eq 1.1.2). La courbure du front d'onde créée par la divergence provoque des différences de phases. Les phases mesurées dépendent alors de la position le long de l'axe  $Z_{ref}$  (axe longitudinale du volume de mesure) de la particule. Ces différences seront d'autant plus marquées que le faisceau est focalisé. Ce biais entre les phases mesurées et celles prédites par l'optique

géométrique provoque une erreur sur la mesure du diamètre et rend pratiquement impossible la détermination de l'indice dans le cas de faisceaux très focalisés<sup>[74]</sup>.

Des simulations ont été effectuées à l'aide de STREU, afin de déterminer l'influence du diamètre du faisceau au col ( $2W_0$ ) sur l'évolution de la phase en fonction de la position de la particule sur l'axe Z. Deux diamètres au col ont été étudiés : un diamètre de  $54\mu\text{m}$  et un diamètre de faisceau de  $20\mu\text{m}$ , ayant respectivement  $3.6\text{mm}$  et  $0.5\text{mm}$  comme distance de Rayleigh.

Les paramètres optiques et les caractéristiques du système optique sont les suivants :

- Demi angle :  $\alpha = 1.7^\circ$
- Angle hors-axe :  $\Phi = 30^\circ$
- Angle d'élévation :  $\Psi = 3.69^\circ$
- Longueur d'onde :  $\lambda = 632.8\text{nm}$
- Diamètre de la particule  $d_p = 75\mu\text{m}$
- Indice de réfraction de la particule  $m = 1.332$

La position initiale de la particule de  $75\mu\text{m}$  de diamètre est déterminée pour s'assurer que l'on suit bien l'évolution de la phase réfléchi ou réfractée. Cette position a été déterminée grâce à une première simulation en configuration standard modifiée, ayant les mêmes paramètres optiques. La particule se déplace suivant l'axe  $Y_{\text{ref}}$  ( $X_{\text{ref}}=0$  et  $Z_{\text{ref}}=0$ ). Suivant les résultats de cette simulation (Fig 52), nous remarquons deux maxima au niveau du piédestal, correspondant à deux plateaux de phase, un premier à  $Y = -36.22\mu\text{m}$  pour la réflexion et un second à  $Y = 28.915\mu\text{m}$  pour la réfraction. Ce sont ces deux positions qui déterminent la position en  $Y_{\text{ref}}$  de la particule pour les deux simulations suivantes. Cette forme du piédestal traduit un déplacement du volume de mesure<sup>[20][42][74][75]</sup>.

Les résultats sont présentés sur les figures 53 et 54. Ces dernières représentent l'évolution de la phase de la réfraction (en gris) et de la phase de la réflexion (en noir). La figure 56 représente l'évolution du diamètre et de l'indice, déterminés par inversion, en fonction de la position longitudinale de la particule.

Ces simulations montrent que la phase diminue le long de l'axe  $Z_{\text{ref}}$ . Cette diminution est d'autant plus marquée que le col du faisceau est réduit. A  $-300\mu\text{m}$  du centre, la phase de la réfraction est de  $250^\circ$  pour un diamètre de faisceau de  $54\mu\text{m}$  alors qu'elle est de  $212^\circ$  pour un diamètre de faisceau de  $20\mu\text{m}$ . Ceci entraîne, pour un col de faisceau de  $20\mu\text{m}$  de diamètre, une erreur sur le diamètre de la particule de plus de 20% et un indice de réfraction qui varie de

1.2 à 1.7 lorsque la particule est localisée à l'extrémité du volume de mesure. A 54  $\mu\text{m}$  de diamètre, les mesures sont possibles mais la dynamique inférieure est limitée à des gouttes de l'ordre de 20-30 $\mu\text{m}$ . Ces résultats sont liés à un déplacement du volume de contrôle le long de l'axe  $Z_{\text{ref}}$  comme l'a montré également Naqwi et Tropéa<sup>[20][42][75]</sup>.

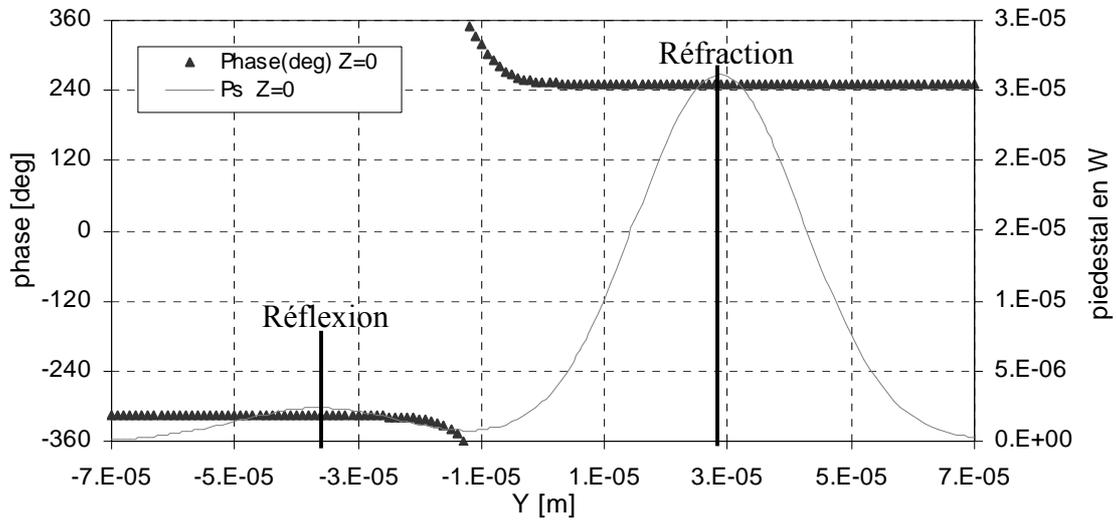


Fig 52. Evolution du Piédestal (en gris) et de la phase (triangles noirs) en fonction de Y pour un diamètre au col de 27 $\mu\text{m}$  (déplacement standard modifié de la particule)  
Phase de la réfraction=249.75° et Phase de la réflexion =-312.15°

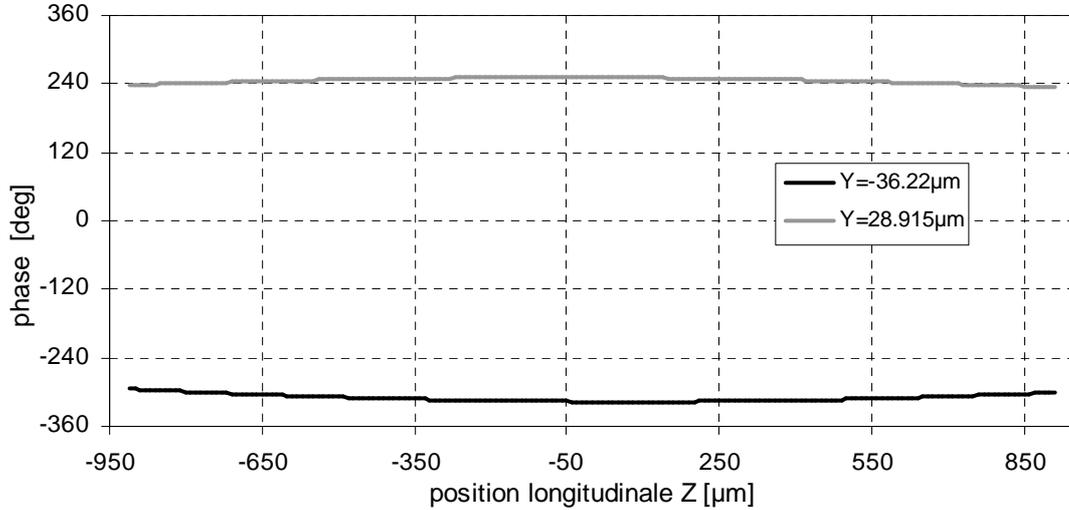


Fig 53. Evolution de la phase de la réflexion ( $Y=-36.22\mu\text{m}$ ) et de la phase de la réfraction ( $Y=28.92\mu\text{m}$ ) le long du volume de mesure pour un faisceau de diamètre 54 $\mu\text{m}$  (calcul basé sur la TLMG)

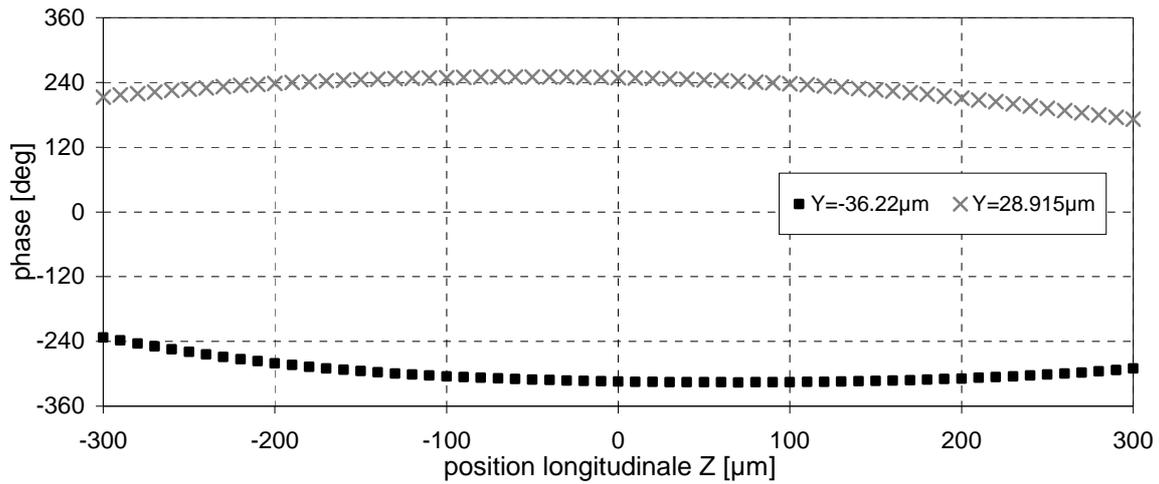


Fig 54. Evolution de la phase de la réflexion ( $Y=-36.22\mu\text{m}$ ) et de la phase de la réfraction ( $Y=28.92\mu\text{m}$ ) le long du volume de mesure pour un faisceau de diamètre  $20\mu\text{m}$

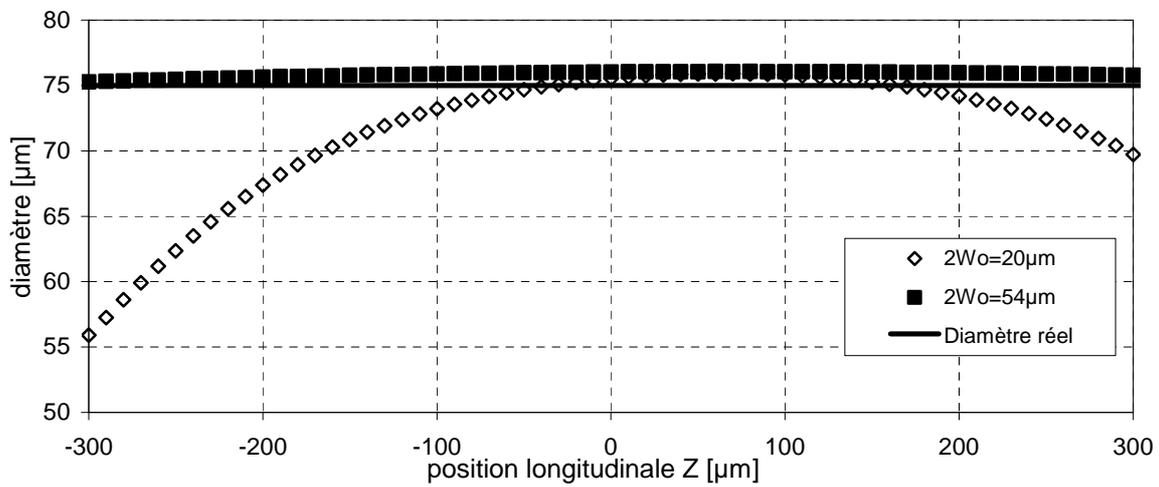


Fig 55. Evolution du diamètre déterminé par inversion des lois de l'optique géométrique le long de l'axe Z pour 2 diamètres de faisceaux.

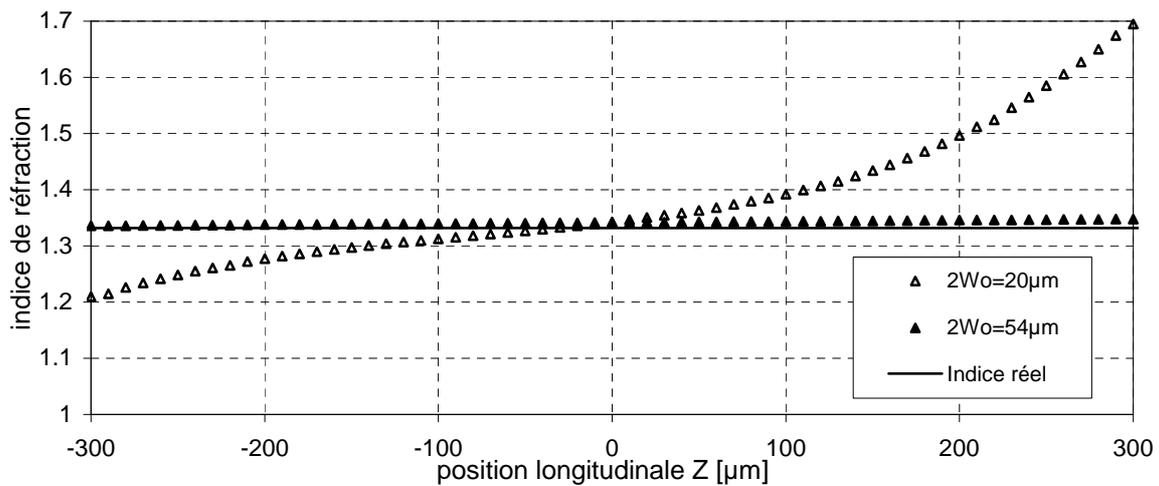


Fig 56. Evolution de l'indice de réfraction déterminé par inversion des lois de l'optique géométrique le long de l'axe Z pour 2 diamètres de faisceaux.

# Chapitre 6 L'Anémométrie Phase Doppler à Points de Gloire

Nous avons vu dans le chapitre précédent, que des faisceaux très focalisés entraînent une dépendance, lors des mesures Dual-Burst (DB), à la position longitudinale de la goutte. Pour pallier ce problème, une des idées proposées dans le cadre du projet VITAMA (action concertée incitative « pollution anti-pollution », projet n°47)<sup>[76]</sup> est de travailler avec des faisceaux de grande dimension et de séparer les contributions réfléchies et réfractées sur l'image de la goutte. Pour ce faire, un détecteur de faible dimension collecte une partie de l'intensité au centre de l'image de la particule. Lors du déplacement de la particule, ce dernier recevra successivement la lumière issue du point de gloire correspondant à la réfraction et la lumière du point de gloire correspondant à la réflexion. Le signal reçu sera modulé en fréquence, car la particule traverse le réseau de franges formé par les deux faisceaux. J'ai appelé cette technique le GS-PDA : l'anémométrie Phase Doppler à points de gloire. Le principe de cette technique est lié au comportement des points de gloire.

Dans ce chapitre, Je présenterai le comportement des points gloire réfléchis et réfractés avec un seul faisceau et deux faisceaux par l'optique géométrique puis par une simulation basée sur la théorie de Lorenz-Mie Généralisée. J'analyserai ensuite les signaux GS-PDA dans deux configurations : une configuration plane et une configuration standard modifiée.

## 6.1 Etude des points de gloire avec la TLMG et pour un seul faisceau

### 6.1.1 Description du code

Le code utilisé est un code d'imagerie développé par K.F. Ren lors de sa thèse sur « la diffusion des faisceaux feuille laser par une particule sphérique »<sup>[77][78]</sup>. Ce premier travail d'imagerie est basé sur les travaux de Schaub<sup>[79]</sup>. Il se décompose en trois parties. La première partie du code reprend les calculs de TLMG pour définir le champ électromagnétique sur la lentille collectant la lumière diffusée par une particule sphérique éclairée par un faisceau laser. La deuxième partie définit l'action de la lentille qui se traduit par un déphasage (sous l'hypothèse d'une lentille mince). Mais à la différence de Schaub, K.F. Ren s'affranchit de

l'approximation paraxiale. La lentille n'est donc plus simplement modéliser par une transformée de Fourier, son action est ici développée jusqu'au deuxième ordre. La troisième partie est le calcul de l'intensité finale, de la surface de sortie de la lentille à l'écran à l'aide des intégrales d'Huygens-Fresnel,. Nous considérons sur cet écran un point ou une ligne centrale.

La particule est décrite par son diamètre ( $d_p$ ), son indice de réfraction complexe ( $m - iK$ ), sa position par rapport à la lentille ( $X_p, Y_p, Z_p$ ). La lentille est définie par son rayon ( $r_b$ ) et sa focale( $f$ ). Le faisceau laser est défini par sa longueur d'onde ( $\lambda$ ), le rayon de son col ( $w_x, w_y$ ) et sa position par rapport à la particule ( $x, y, z$ ). L'écran final est défini par son rayon ( $r_{im}$ ), sa position par rapport à la lentille ( $s$  ou  $Z_{32}$ ).

### 6.1.2 Description de la configuration

En PDA dual burst, la séparation des contributions de la réflexion et de la réfraction dépend du gradient d'éclairage sur la particule et donc de la largeur du faisceau. En GS-PDA, la séparation des contributions dépend du pouvoir séparateur de la lentille et de la taille du détecteur. Le pouvoir séparateur de la lentille dépend de la distance objet lentille ( $r$ ), ainsi que du rayon de la lentille ( $r_b$ ) (cf définition et rôle de la lentille §1.4.1).

J'ai choisi de travailler avec les ordres de grandeur des angles solides des configurations PDA classiques, c'est à dire à  $r = 400$  mm et  $r_b = 7.5$ mm. Ceci correspond à une configuration classique de focale 400 mm et des diamètres d'ouverture des détecteurs de 15 mm. Dans ces conditions nous avons une résolution linéaire de  $4.14\mu\text{m}$ , pour une longueur d'onde de  $0.488\mu\text{m}$ . La résolution angulaire est égale à  $1.074^\circ$ . Le grossissement est de 1.

Les résultats de simulations suivants correspondent à l'image d'une goutte, placée à  $66.785^\circ$  de l'axe du faisceau, pour une lentille de focale 200mm (Fig 57).

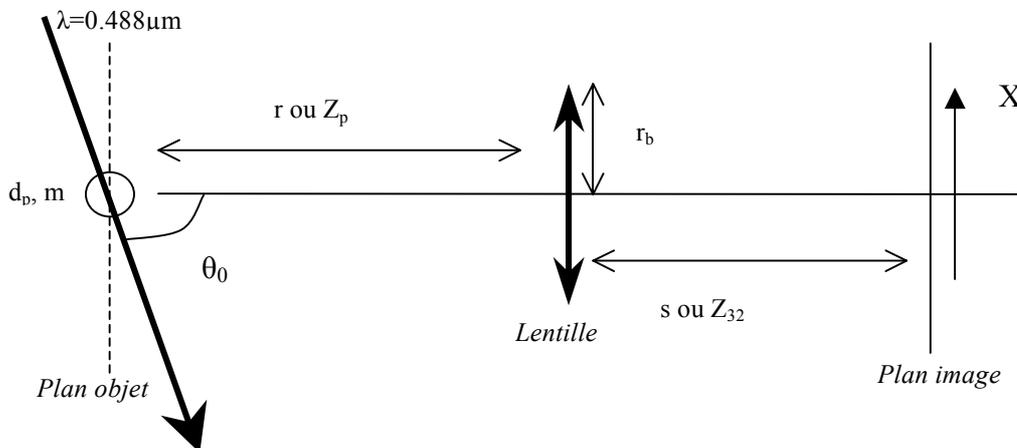


Fig 57. Description de la configuration

### 6.1.3 Comportement des points de gloire

Dans cette section, je compare les résultats obtenues avec l'optique géométrique et les simulations basées sur la TLMG. Les comparaisons portent sur la position des points de gloire ainsi que l'évolution des intensités (en fonction du diamètre de la goutte et en fonction de l'indice de réfraction).

#### ▪ Position des points de gloire

L'optique géométrique permet de déterminer la position des points de gloire pour l'angle  $\theta_0$ . Deux pics d'intensités sont bien visibles avec la simulation par TLMG (Fig 58) : le pic situé en  $X < 0$  correspond à la réfraction, et l'autre, à la réflexion. La position prédite par la TLMG est proche de celle calculée avec l'optique géométrique. La position des points de gloire est déterminée en fonction de la position des deux maxima d'intensités.

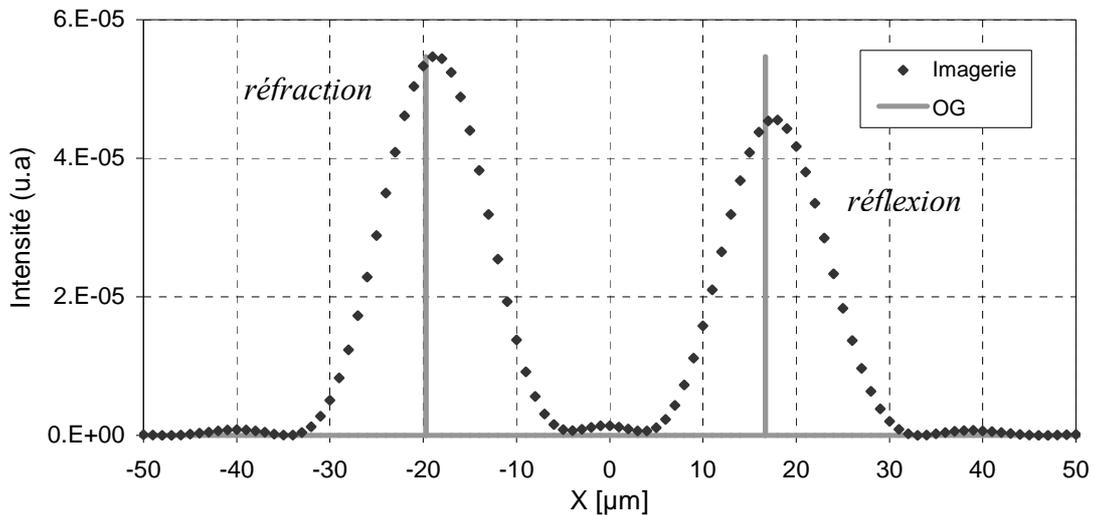


Fig 58. Répartition de l'intensité (1D) de l'image d'une goutte de 40 μm de diamètre

Les pics ne sont pas toujours aussi bien séparés. Cette séparation dépend du pouvoir séparateur de la configuration optique et de la taille de l'objet diffusant. Sur la figure 59, en noir est tracée la distance des deux maxima d'intensités observés au plan image, déterminées au pixel près, d'après les simulations en TLMG. En gris est représentée la distance des points de gloire en fonction du diamètre par l'optique géométrique.

D'après (1.4.9) nous avons :

$$D_{PG} = \frac{d_p}{2} \left( \cos \frac{\theta}{2} + \frac{m \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{1 + m^2 - 2m \cos \frac{\theta}{2}}} \right) \quad (6.1.1)$$

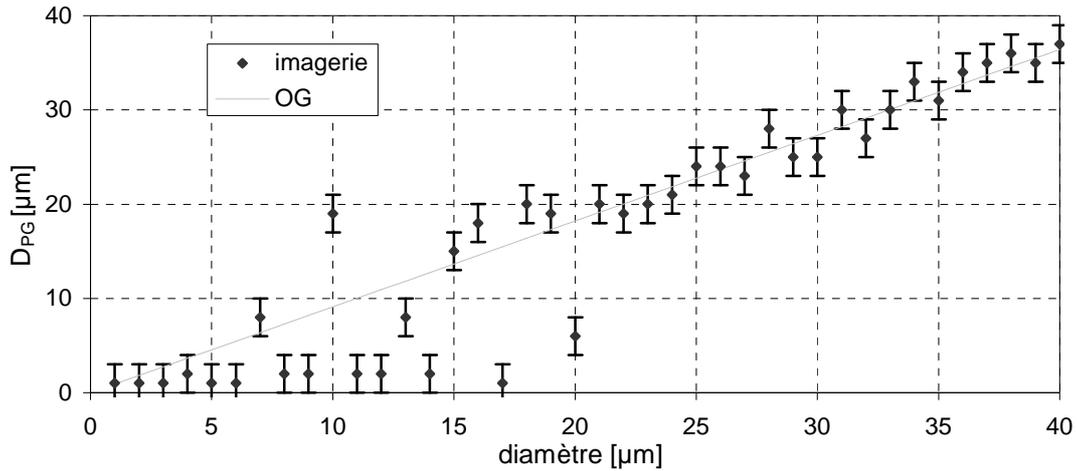


Fig 59. Distance entre les points de gloire en fonction du diamètre de la goutte

Cette configuration<sup>3</sup> sépare les points de gloire correctement pour des diamètres de goutte supérieurs à 15-20 $\mu\text{m}$  ce qui correspond au critère de Rayleigh définissant la distance minimum pour que deux points sources soit bien séparés diffraction par une ouverture circulaire.

D'après l'équation 6.1.1, la distance entre les points de gloire dépend du diamètre et de l'indice de réfraction de la particule. La sensibilité à l'indice de réfraction est faible. De plus la TLMG met en évidence des fluctuations importantes de la distance entre les points de gloire (Fig 60). En connaissant l'indice de réfraction moyen des gouttes, la position des points de gloire permet donc de déterminer leur diamètre de la particule indépendamment des fluctuations de l'indice de réfraction.

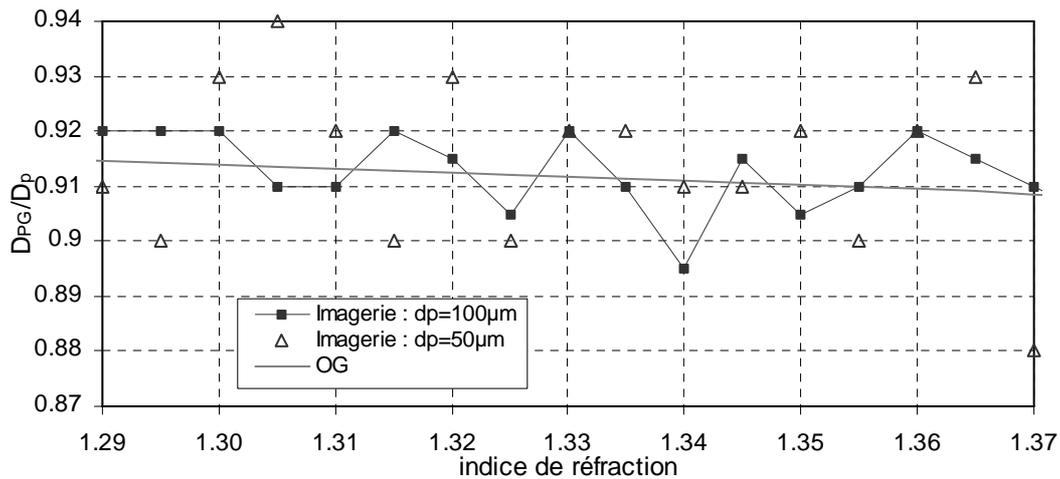


Fig 60. Evolution du rapport des distance entre les points de gloire et le diamètre de la goutte en fonction de l'indice de réfraction

<sup>3</sup> diamètre de lentille 15 mm, focale 200 et grossissement 1, le critère de séparation est le suivant : 
$$D_c \approx 1,22 \frac{\lambda f}{f_b} = 15,87$$

▪ **Etude de l'intensité**

A cet angle de diffusion l'optique géométrique prédit l'égalité des intensités réfléchie et réfractée. L'évolution du maximum d'intensité, par l'étude par imagerie, est globalement proportionnelle au carré du diamètre de la particule. Sur la figure 61, les intensités réfractée et réfléchie sont très proches, l'intensité réfractée restant tout de même plus importante que l'intensité réfléchie. L'imagerie (TLMG) met en évidence des oscillations importantes car cette simulation prend en compte tous les ordres de diffusion et également tous les angles de diffusion couvert par l'angle solide du détecteur. Une structure oscillante régulière est également visible pour la réflexion. En étudiant l'influence des différents ordres de diffusion via un calcul basé sur les séries de Debye, j'ai mis en évidence que cette structure oscillante régulière était due à l'interférence de la réflexion et du mode de diffusion d'ordre 8 (Fig 62). Malgré la faible intensité de l'ordre 8, les interférences peuvent exister car l'angle de  $66.785^\circ$  est très proche de l'angle d'arc-en-ciel de la diffusion d'ordre 8.

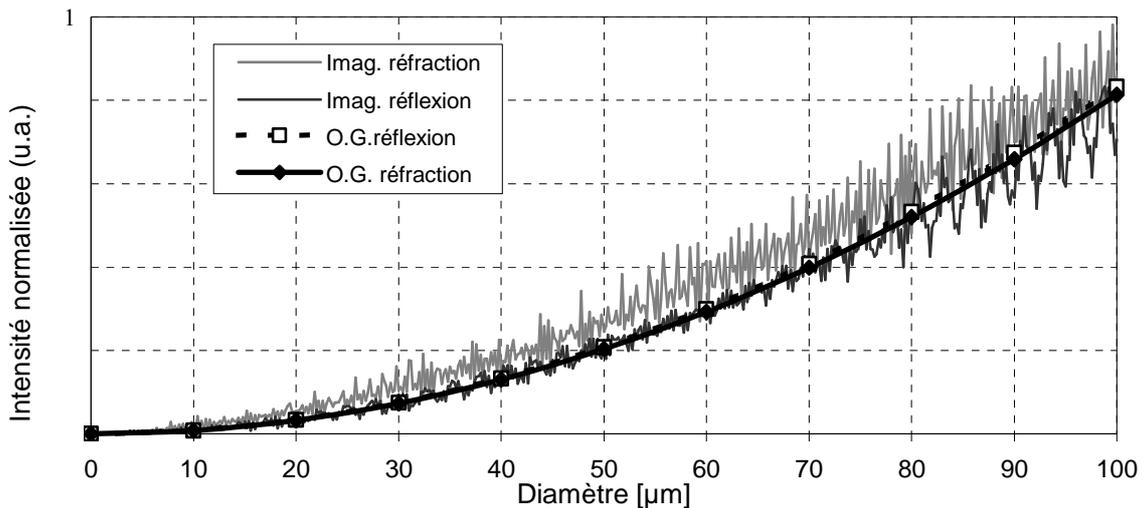


Fig 61. Evolution de l'intensité de la réfraction et de la réflexion en fonction du diamètre

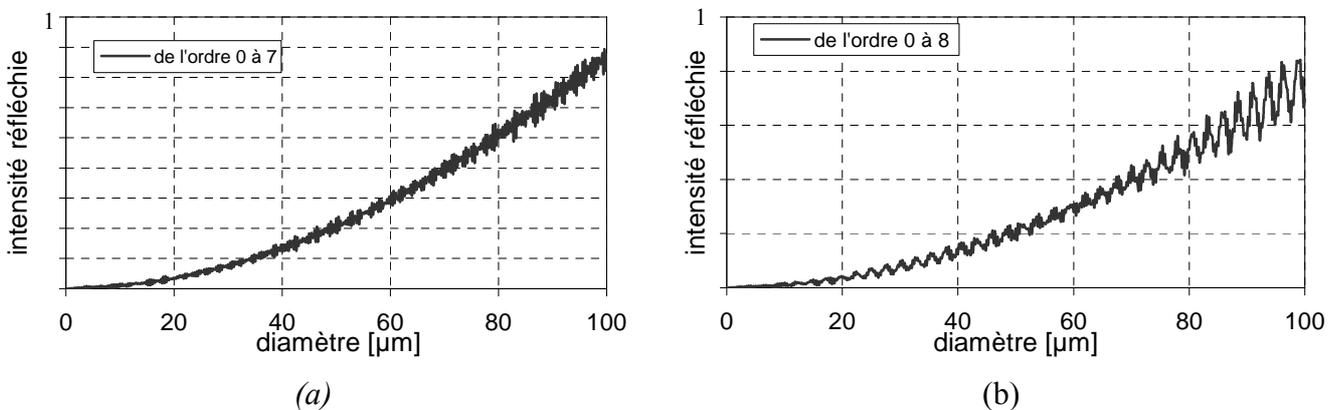


Fig 62. Intensité maximum réfléchie calculée par les séries de Debye : influence de l'ordre 8

Concernant l'étude du rapport des intensités, on observe les mêmes évolution que Schaller<sup>[29][30][31]</sup> (cf §1.4.3). le rapport des intensités suit la tendance de l'optique géométrique mais il présente de trop grandes fluctuations pour être exploitable (Fig 63).

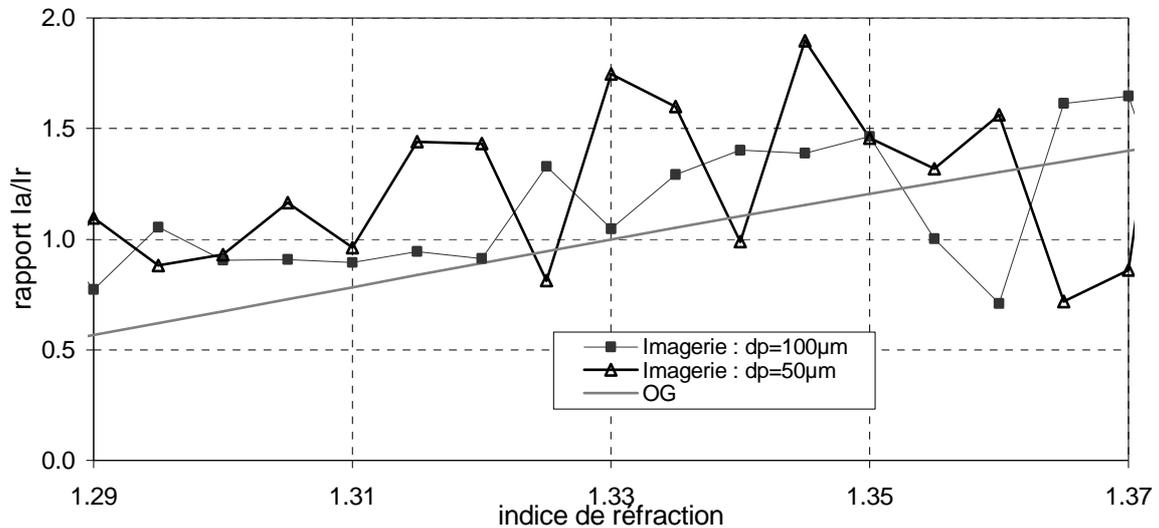


Fig 63. Evolution du rapport des intensités réfractée et réfléchie en fonction de l'indice de réfraction

Notre code, basé sur la TLMG, simulant l'image d'une particule permet de retrouver les résultats déjà publiés dans la littérature. Que ce soit pour la distance des points de gloire ou pour leur intensité, leur mesure ne permet pas de remonter au couple (diamètre/indice de réfraction). Nos simulations mettent en évidence des fortes fluctuations autour d'une tendance décrite correctement par l'optique géométrique. C'est pourquoi, dans ce qui suit, nous nous intéressons à l'image derrière deux faisceaux pour remonter au couple (diamètre/indice de réfraction) à partir de l'étude du déphasage. Je vais décrire, tout d'abord, le comportement des points de gloire issus de deux faisceaux en optique géométrique puis par le code d'imagerie.

## 6.2 Comportement des points de gloire avec deux faisceaux

### 6.2.1 Présentation de la configuration

Pour simuler une configuration avec deux faisceaux de col importants, nous travaillons avec deux ondes planes de longueur d'onde toujours égale à  $0.488\mu\text{m}$ , avec une polarisation perpendiculaire, formant un demi-angle  $\alpha$  de  $5^\circ$ . Au croisement des « faisceaux », le volume de mesure formé est donc de grande taille. Le réseau de franges a un interfrange  $\delta_f$  de  $2.8\mu\text{m}$ . L'unité de détection (lentille et un photodétecteur) est placée ici à  $\theta = 66.5^\circ$  de la bissectrice entre les deux faisceaux (Fig 64).

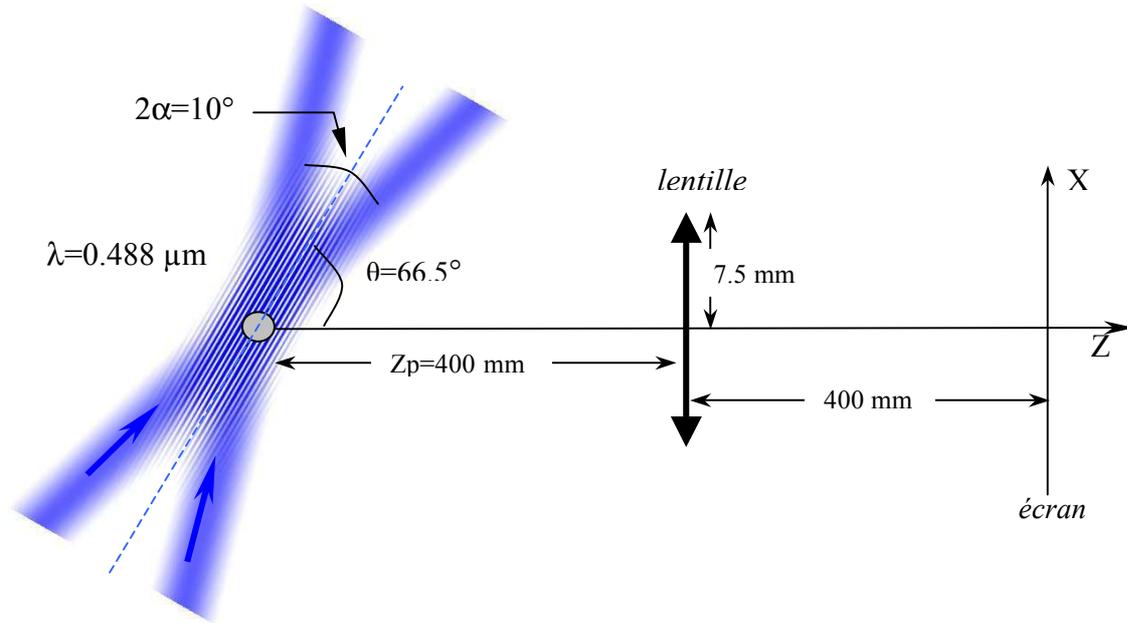


Fig 64. Configuration à deux faisceaux

### 6.2.2 Etude des interférences avec l'optique géométrique

Pour chaque faisceau, l'optique géométrique prévoit deux points de gloire (réflexion et réfraction). La résolution linéaire du système de collection étant de  $4.14 \mu\text{m}$ , ces derniers ne sont pas séparés avant que le diamètre de la particule soit suffisamment conséquent. Les diamètres critiques pour qu'il y ait séparation de deux points gloire issus de la réflexion ( $D_r$ ) ou de la réfraction ( $D_a$ ) s'expriment de la façon suivante :

$$D_r = \frac{2r_l}{\cos\left(\frac{\theta - \alpha}{2}\right) - \cos\left(\frac{\theta + \alpha}{2}\right)} \quad (6.2.1)$$

$$D_a = \frac{2r_l}{\frac{m \sin\left(\frac{\theta + \alpha}{2}\right)}{\sqrt{1 + m^2 - 2m \cos\left(\frac{\theta + \alpha}{2}\right)}} - \frac{m \sin\left(\frac{\theta - \alpha}{2}\right)}{\sqrt{1 + m^2 - 2m \cos\left(\frac{\theta - \alpha}{2}\right)}}} \quad (6.2.2)$$

Dans les conditions explicitées plus haut, le diamètre d'une goutte d'eau doit être supérieur à  $173.1 \mu\text{m}$  pour qu'il y ait séparation des deux points de gloires de la réflexion et de  $510.26 \mu\text{m}$  pour la réfraction. Pour des diamètres inférieurs, il y aura donc un phénomène d'interférence correspondant à la différence de marche du rayon du faisceau 1 et du rayon du faisceau 2 concernant le mode réfracté ou réfléchi.

D'après les équations (1.2.15) pour la réflexion et (1.2.17) pour la réfraction, on peut exprimer les différences de marches pour les deux rayons réfléchis  $\delta_r$  et pour les deux rayons réfractés  $\delta_a$  par :

$$\delta_r = d_p \left( \sin\left(\frac{\theta - \alpha}{2}\right) - \sin\left(\frac{\theta + \alpha}{2}\right) \right) \quad (6.2.3)$$

$$\delta_a = d_p \left( \sqrt{1 + m^2 - 2m \cos\left(\frac{\theta + \alpha}{2}\right)} - \sqrt{1 + m^2 - 2m \cos\left(\frac{\theta - \alpha}{2}\right)} \right) \quad (6.2.4)$$

Ces différences de marche traduisent un déphasage  $\varphi_a$  pour la réfraction, et  $\varphi_r$  pour la réflexion. Ce déphasage introduit une modulation de l'intensité transmise.

D'après 1.2.14,  $\varphi_x = \frac{2\pi\delta_x}{\lambda}$  (x=r ou a)

D'après (1.2.13), l'intensité est proportionnelle au carré du diamètre de la particule, et d'après le terme de modulation (1.2.14), l'intensité réfléchie et réfractée s'expriment comme suit<sup>4</sup>:

$$I_r = T_r d_p^2 \cos^2\left(\frac{\varphi_r}{2}\right) \quad (6.2.5)$$

$$I_a = T_a d_p^2 \cos^2\left(\frac{\varphi_a}{2}\right) \quad (6.2.6)$$

$$\varphi_r = d_p \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \left( \sin\left(\frac{\theta - \alpha}{2}\right) - \sin\left(\frac{\theta + \alpha}{2}\right) \right) \quad (6.2.7)$$

$$\varphi_a = d_p \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \left( \sqrt{1 + m^2 - 2m \cos\left(\frac{\theta + \alpha}{2}\right)} - \sqrt{1 + m^2 - 2m \cos\left(\frac{\theta - \alpha}{2}\right)} \right) \quad (6.2.8)$$

Pour une particule d'eau d'indice 1.33, les périodes de modulation sont de 6.689 $\mu$ m pour l'intensité réfléchie et de 5.661  $\mu$ m pour la réfraction (Fig 65). Ce qui correspond à  $\varphi_r=0.299\pi \cdot d_p$  et  $\varphi_a=0.3533\pi \cdot d_p$ .

---

<sup>4</sup> démonstration 2 annexe 1

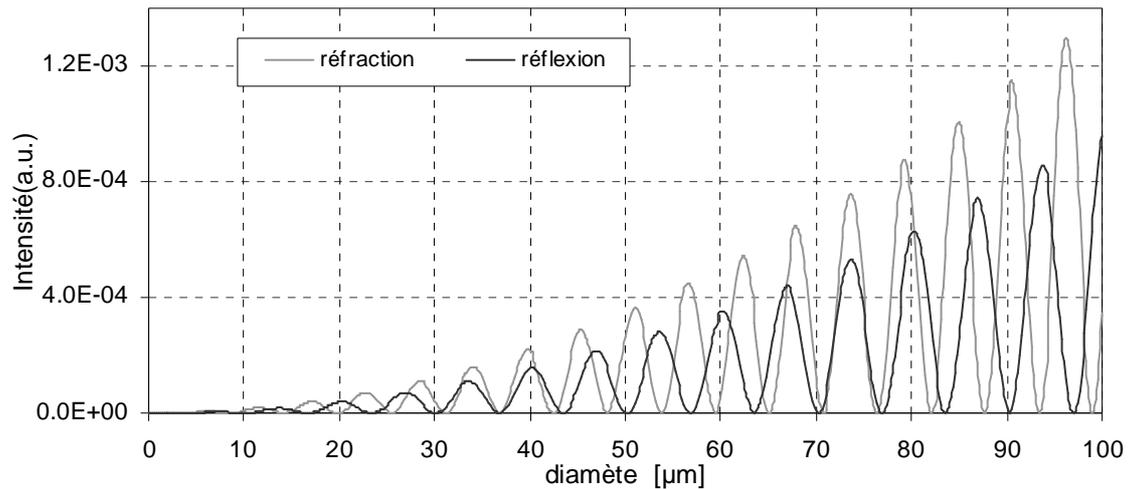


Fig 65. Evolution de l'intensité des points de gloire réfléchis et réfractés d'une goutte d'eau en fonction du diamètre de cette dernière

### 6.2.3 Simulation de l'image des points de gloire

Concernant la simulation à deux faisceaux, la composante principale des champs électromagnétiques pour chacun des deux faisceaux est additionnée au plan image, (les deux autres composantes étant négligeables). La figure 66 est un exemple pour une particule d'eau de 50 $\mu\text{m}$  de diamètre. En gris clair est tracée la répartition de l'intensité pour le premier faisceau situé à 71.5° de la lentille, en gris foncé est tracée la répartition de l'intensité pour le deuxième faisceau à 61.5°, et en noir marqué de triangles est tracée la répartition de l'intensité totale (en prenant en compte les deux faisceaux). Tout d'abord, on remarque que les niveaux d'intensité pour le faisceau 1 et 2 sont différents. Ceci est dû aux angles de diffusion différents. L'intensité réfractée est plus grande que l'intensité réfléchie à 61.5° alors que l'intensité réfléchie est plus grande que l'intensité réfractée à 71.5°. Lorsque l'intensité totale issue de la contribution des deux faisceaux est étudiée, on remarque, pour un diamètre de particule de 50 $\mu\text{m}$ , que l'intensité chute au niveau du point de gloire de la réflexion. Dans ce cas l'interférence est « destructive ». Pour la réfraction l'interférence est « constructive », l'intensité totale est plus importante.

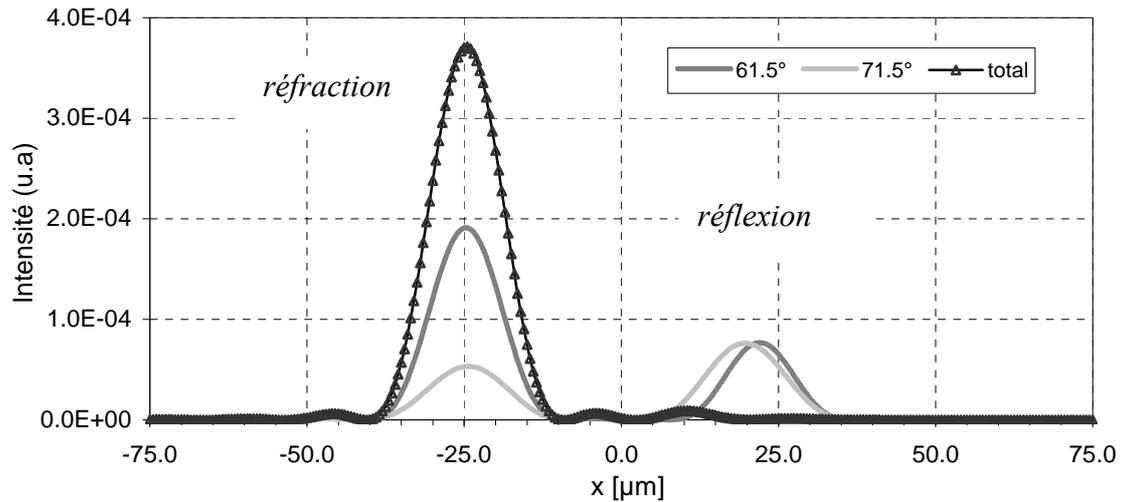


Fig 66. Répartition de l'intensité pour une particule d'eau de diamètre 50 μm, pour chacun des deux faisceaux et pour la composante totale.

La valeur maximale de l'intensité réfractée et la valeur maximale de l'intensité réfléchie sont tracées en fonction du diamètre (Fig 67). Les périodes de fluctuation concernant la réflexion et la réfraction sont les mêmes que celles prédites par l'optique géométrique. Sur ces modulations se greffent une ligne porteuse et des phénomènes de plus hautes fréquences dus toujours à l'angle solide de la détection et à d'autres phénomènes de diffusion.

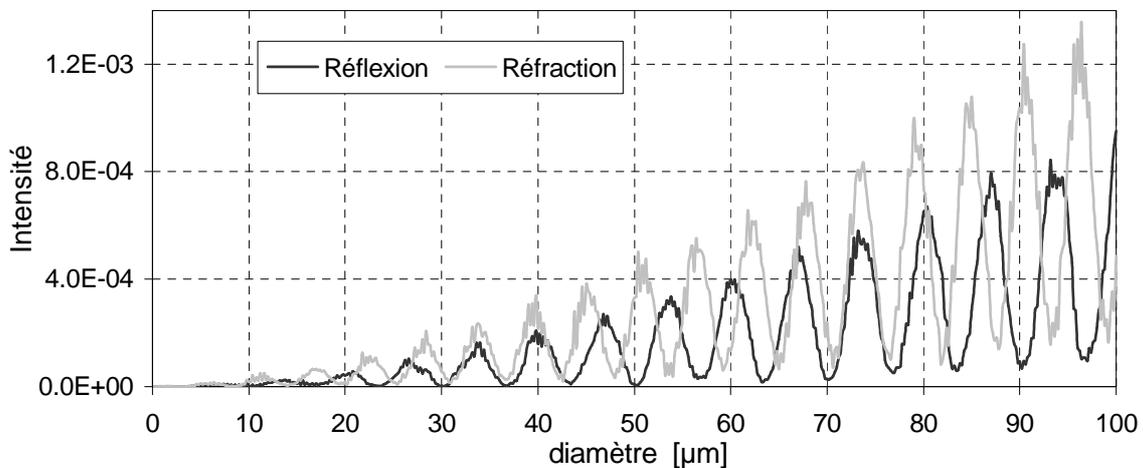


Fig 67. Evolution des intensités réfractée et réfléchie en fonction du diamètre de la particule suivant la simulation par imagerie.

Je me suis intéressée, pour l'instant, à comparer le comportement des points de gloire dans le plan image. Je vais maintenant sélectionner le point central de « l'écran » et suivre l'évolution de l'intensité en fonction du déplacement de la particule et ceci pour simuler dans une mesure temporelle de type Phase Doppler.

## 6.3 Etude des signaux GS-PDA en configuration semi-plane

### 6.3.1 Choix des paramètres

Dans un premier temps, j'ai choisi de travailler en configuration plane avec une polarisation perpendiculaire. En effet la configuration semi-plane, contrairement à la configuration standard, peut allier grand angle de diffusion et bonne sensibilité à l'indice de réfraction sans perdre de dynamique au niveau des diamètres (Fig 68). De plus cette configuration, ne mettant en jeu qu'un plan, facilite les calculs. L'angle d'élévation moyen est de  $66.5^\circ$ . Cet angle permet d'obtenir des intensités réfléchié et réfractée très proches lorsqu'une goutte d'eau est éclairée par une onde polarisée perpendiculairement.

Les paramètres de calcul avec le modèle basée sur l'optique géométrique sont les suivants :

- Demi-angle entre les faisceaux :  $\alpha = 5^\circ$
- Angle hors-axe des détecteurs :  $\Phi = 0^\circ$
- Angle d'élévation détecteur1 :  $\Psi^1 = 67.574^\circ$
- Angle d'élévation détecteur2 :  $\Psi^2 = 65.426^\circ$
- Donc  $\Delta\Psi = 1.074^\circ$  et  $\Psi_m = 66.5^\circ$
- Longueur d'onde :  $\lambda = 488\text{nm}$

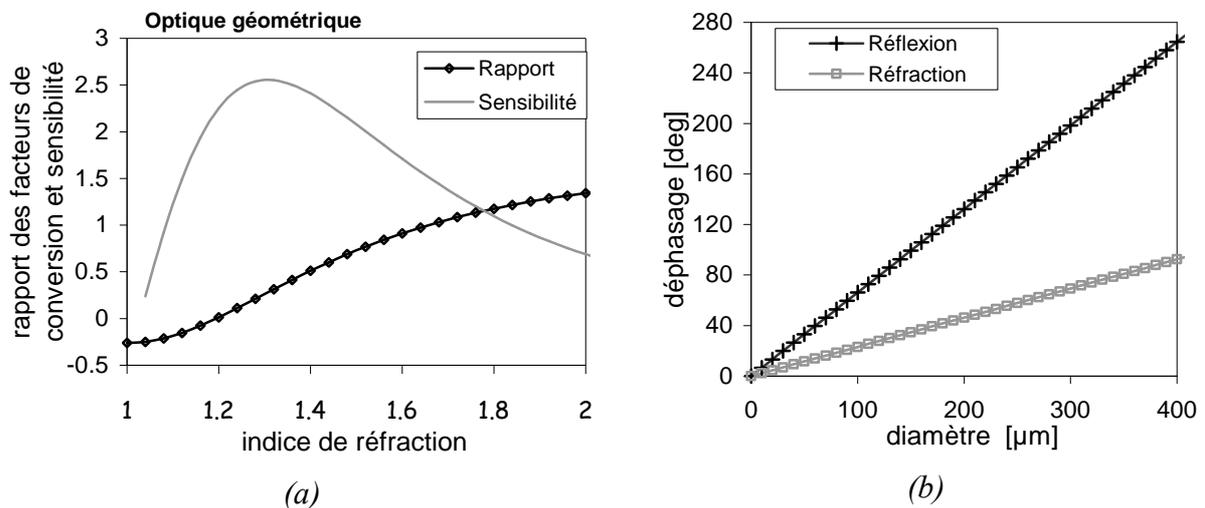


Fig 68. Calcul avec l'optique géométrique :

(a) rapport (en noir et losanges) et sensibilité (en gris) du rapport des facteurs de conversion en fonction de l'indice de réfraction

(b) dynamique des diamètres avec la relation phase diamètre pour un indice de 1.33

Le rapport des facteurs de conversion, ou de phase, varie entre -0.25 et 1.25 pour une gamme d'indice de réfraction entre 1 et 2. Sa sensibilité maximale avec l'indice de réfraction ( $>2.5$ ) se situe autour de l'indice 1.3 (Fig 68a). Cette position du maximum de sensibilité

dépend de l'angle d'élévation moyen. Lorsque celui-ci est plus faible, ce maximum évolue vers des plus petits indices de réfraction. La position du maximum varie entre 1.2 et 1.4 pour les angles d'élévation moyens compris entre 50° et 80°. L'angle d'élévation moyen a également un rôle sur la dynamique des diamètres. Plus cet angle est petit, plus la sensibilité à la phase de la lumière réfractée est grande, et plus sa dynamique en tailles est petite.  $\alpha$  et  $\Delta\Psi$  ont un rôle identique, plus ces angles sont importants, plus la dynamique en tailles est petite. L'augmentation de ces deux angles permet également de légèrement augmenter la sensibilité à l'indice de réfraction.

Cette configuration (Fig 69) a été choisie pour avoir un bon compromis entre une sensibilité à l'indice de réfraction, une bonne dynamique au niveau des diamètres et des intensités réfléchiée et réfractée très proches. Les relations entre les phases et le diamètre de la particule pour l'indice de 1.33 sont :

Pour la réfraction :  $\Phi_a(1.33) = 0.2245d_p$  [deg]

Pour la réflexion :  $\Phi_r(1.33) = 0.6614d_p$  [deg]

et  $R(1.33) = 0.3395$

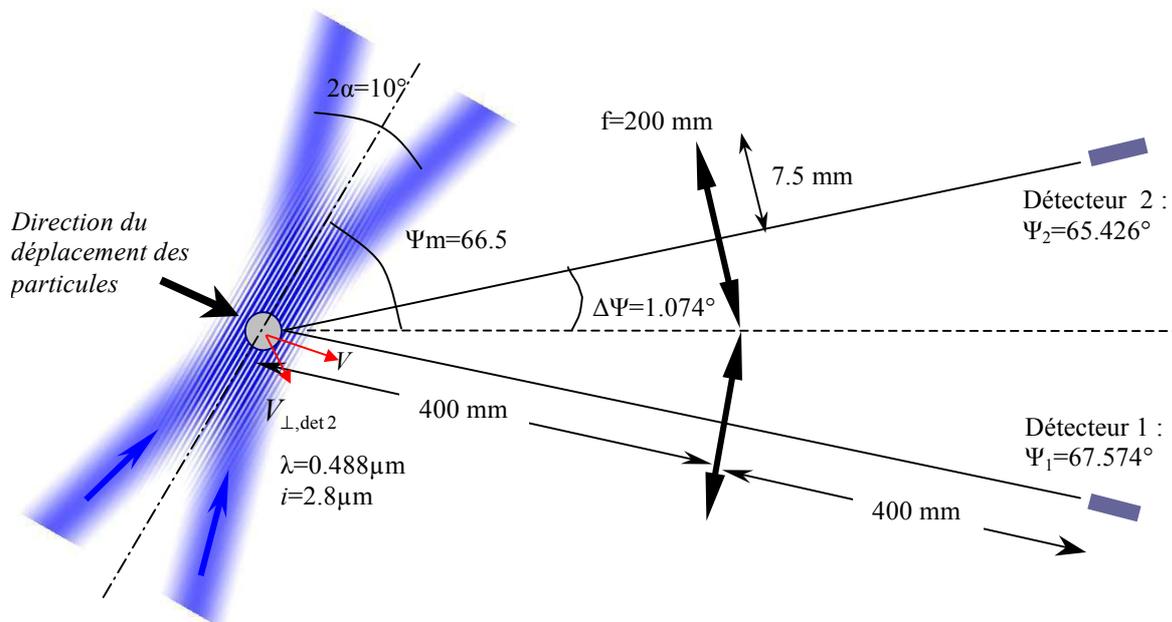


Fig 69. Configuration GS-PDA

### 6.3.2 Description du signal

La particule se déplace au centre du volume de mesure perpendiculairement aux franges avec une vitesse de 1m/s. Deux détecteurs collectent la lumière diffusée. Seule l'intensité diffusée au centre du plan image est collectée par un détecteur très fin. Ce petit détecteur permet de séparer la réflexion de la réfraction. En effet(Fig 70), le signal obtenu a une forme en double bouffée caractéristique. La position des deux maxima correspond au moment où l'un des points de gloire se trouve au centre du plan image (Fig 71). Le calcul d'intensité a été effectué tous les 0.4 $\mu$ m afin de bien échantillonner les oscillations dues à la fréquence Doppler. L'ensemble du signal a été lissé par une fonction spline. Ce signal peut être ainsi analysé exactement de la même façon qu'un signal dual-burst classique. Le signal se décompose en un signal porteur, le piédestal, et un signal modulé d'une fréquence de 0.36Hz. Cette fréquence Doppler correspond bien à une période, en distance, de 2.8 $\mu$ m égale à l'interfrange.

J'étudierai tout d'abord les propriétés de ce piédestal, puis le déphasage.

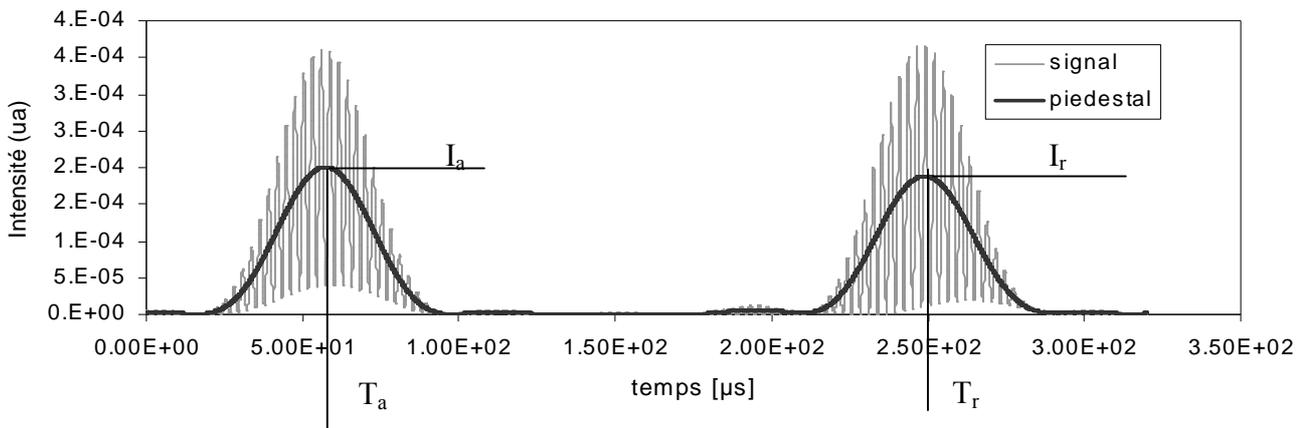


Fig 70. Signal GS-PDA d'une particule de 80 $\mu$ m de diamètre et d'indice de réfraction 1.33 (détecteur 2)

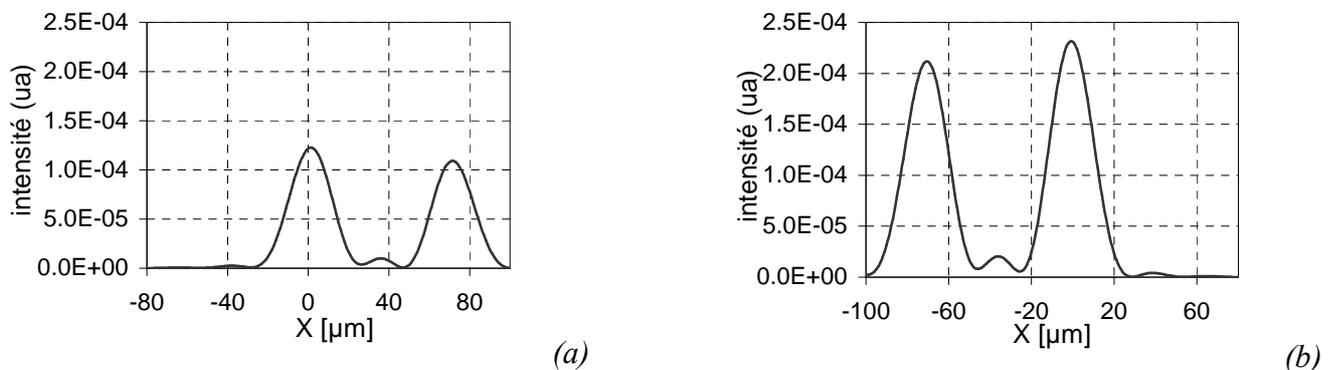


Fig 71. Répartition de l'intensité au plan image sur deux positions de la particule : (a) 61 $\mu$ s -(b) 244 $\mu$ s

▪ **Etude du piédestal**

L'écart temporel entre les pics du piédestal est une fonction de la composante de la vitesse perpendiculaire à la direction du détecteur ( $V_{\perp, \text{det}}$ ) et à la distance des points de gloire  $D_{PG}$  (définie par l'équation 6.1.1) (Fig 72).  $V_{\perp, \text{det}}$  est la projection de la vitesse absolue dans la direction perpendiculaire au détecteur. Si la vitesse de la particule  $\vec{V}$  fait un angle  $\Delta\Theta$  par rapport à la normale des franges,  $V_{\perp, \text{det}} = V \cos(\Psi_m \pm \Psi - \Delta\Theta)$ .

$$T_r - T_a = \frac{D_{PG}}{V_{\perp, \text{det}}} \quad (6.3.1)$$

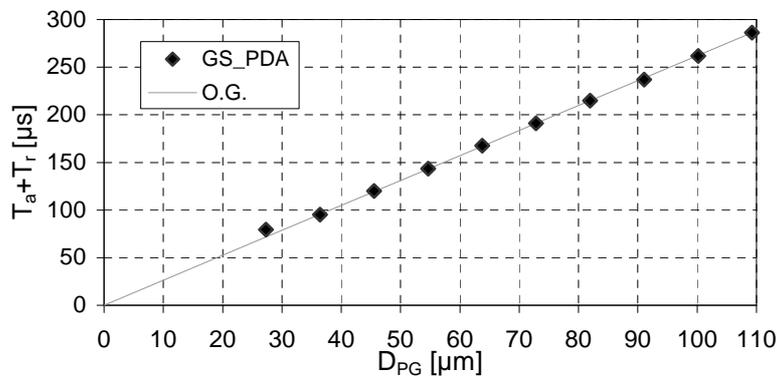


Fig 72. Relation entre l'écart temporel et la distance entre les points de gloire : la pente dépend de  $V_{\perp, \text{det}}$

Dans le cas où une particule traverse un volume de mesure petit devant les dimensions de la particule, Onofri<sup>[37]</sup> et Damaschke et al<sup>[80]</sup> ont également étudié l'écart entre deux ou plusieurs bouffées pour déterminer l'indice de réfraction et le diamètre de la particule. Que ce soit pour des détecteurs placés vers l'avant ou vers l'arrière, la trajectoire de la particule doit être connue.

Dans notre cas, l'écart temporel nous permet de déterminer une autre composante de vitesse  $V_{\perp, \text{det}}$  ou  $V_{\parallel}$ .

En anémométrie phase Doppler, la vitesse de la particule est habituellement exprimée en fonction de la vitesse perpendiculaire aux franges  $V_{\perp}$  et de la vitesse parallèle aux franges  $V_{\parallel}$ .

$$V_{\perp} = V \cos \Delta\Theta \quad \text{et} \quad V_{\parallel} = V \sin \Delta\Theta \quad (6.3.2)$$

La vitesse perpendiculaire aux franges est mesurée par les quatre fréquences (deux dans le signal de chaque détecteur). La cohérence de ces valeurs donne une confirmation de la mesure. Sinon, elle indique une variation de la trajectoire ou de la vitesse de la particule.

Par l'étude du décalage temporel, la vitesse parallèle aux franges peut être alors connue :

$$\begin{aligned} V_{\perp, \text{det}} &= V \cos(\Psi_m \pm \Psi - \Delta\Theta) \\ &= V \cos\Delta\Theta \cos(\Psi_m \pm \Psi) + V \sin\Delta\Theta \sin(\Psi_m \pm \Psi) \\ &= V_{\perp} \cos(\Psi_m \pm \Psi) + V_{\parallel} \sin(\Psi_m \pm \Psi) \end{aligned}$$

$$\text{Nous avons donc : } V_{\parallel} = \frac{V_{\perp, \text{det}} - V_{\perp} \cos(\Psi_m \pm \Psi)}{\sin(\Psi_m \pm \Psi)} = \frac{D_{PG}}{(T_r - T_a) \sin(\Psi_m \pm \Psi)} - \frac{V_{\perp}}{\tan(\Psi_m \pm \Psi)} \quad (6.3.3)$$

La distance entre les points de gloire  $D_{PG}$  sera préalablement déterminée par l'étude des déphasages de la réflexion et de la réfraction.

#### ▪ *Etude du déphasage*

Les déphasages des signaux issus des détecteurs 1 et 2 (Fig 73) pour la réflexion et la réfraction correspondent aux deux plateaux de phase situés au niveau des deux maxima d'intensité des signaux (Fig 74).

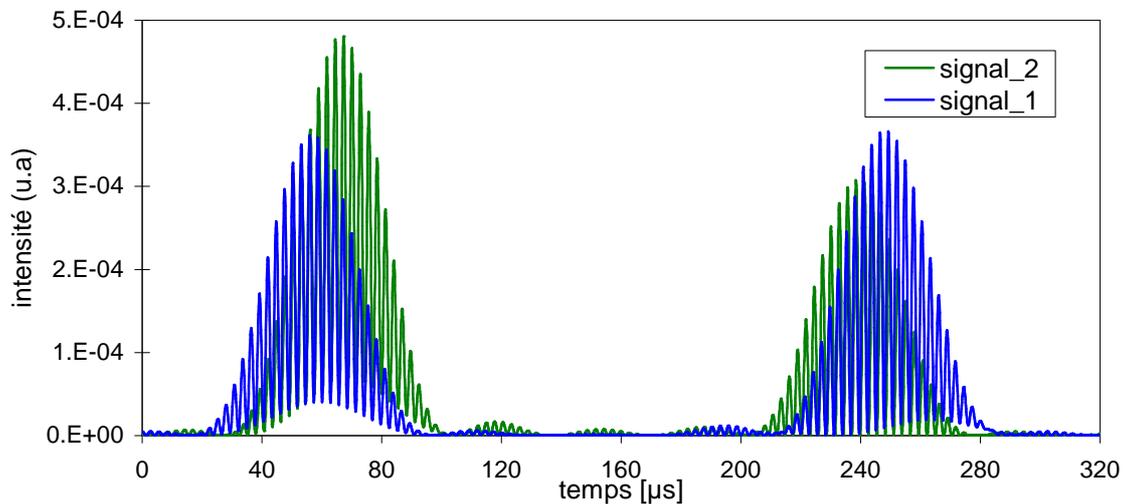


Fig 73. Déphasage des 2 signaux pour une particule d'eau de 80µm de diamètre

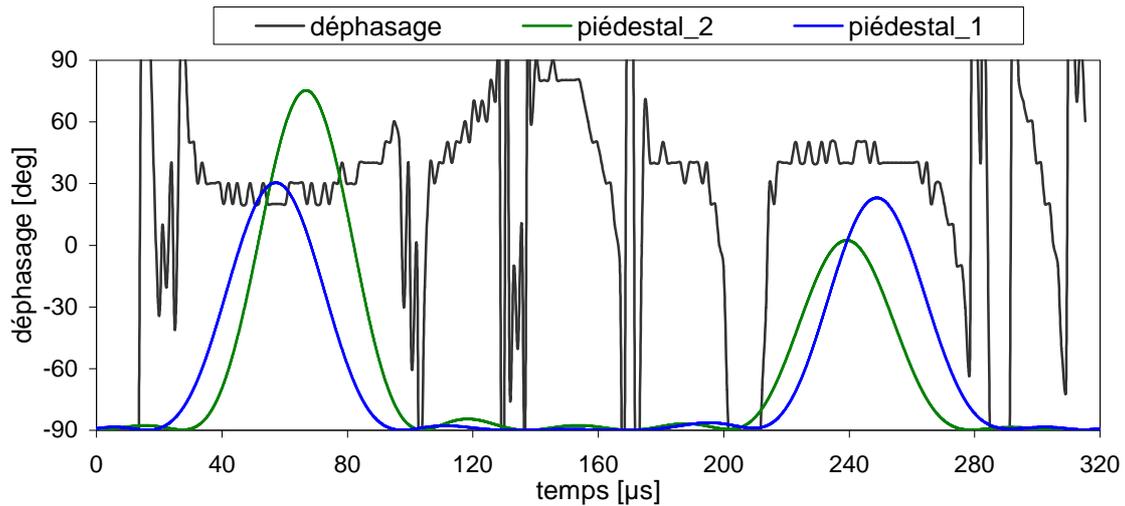


Fig 74. Déphasage calculé par passage à zéro des 2 signaux

Le calcul du déphasage a été effectué grâce à la méthode du passage à zéro sur la dérivée des signaux 1 et 2 après un lissage par une fonction spline. Le déphasage moyen est déterminé sur 14 périodes centrées sur les deux maxima, pour s'assurer que l'on se situe sur le plateau de phase. Cette méthode a été vérifiée par des calculs de corrélation croisée des spectres des signaux. Les deux techniques donnent le même déphasage.

La relation entre le diamètre de la particule et le déphasage est représentée sur le graphique suivant (Fig 75). Pour obtenir ce graphique, la traversée de gouttes d'eau ( $m=1.33$ ) de différents diamètres (de 30 à 120 $\mu\text{m}$  avec un pas de 10 $\mu\text{m}$ ) a été simulée. L'intensité au centre de l'écran a été calculée pour chaque position de la goutte. Le pas de calcul est de 0.4 $\mu\text{m}$  sur une distance égale à 4 fois le diamètre de la goutte.

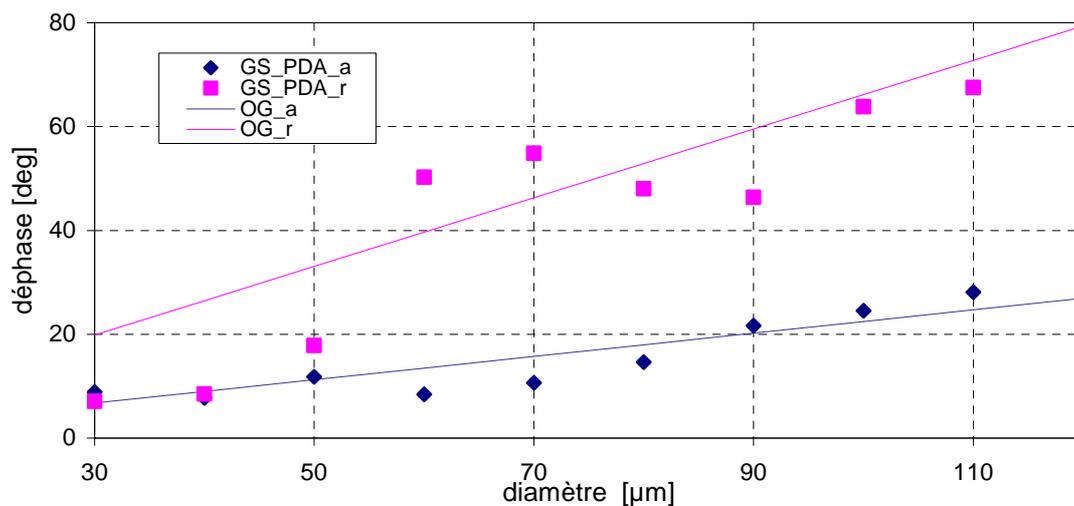


Fig 75. Relation phase-diamètre pour la réfraction (en bleu), indice de réfraction 1.33  
Relation phase-diamètre pour de la réflexion (en rose)

Pour des petits diamètres, la phase due à la réflexion n'est pas distinguable de la phase de la réfraction. Pour des diamètres plus grands, les deux phases sont bien distinctes et suivent la tendance donnée par l'optique géométrique. Concernant la phase de la réfraction, les simulations GS\_PDA sont proches des prédictions de l'optique géométrique, les écarts observés sont inférieurs ou égaux à  $5^\circ$ . Ces écarts diminuent pour des diamètres plus importants. Pour la phase de la réflexion, les écarts entre la phase déterminée sur des signaux GS\_PDA et les prédictions de l'optique géométrique sont un peu plus importants, allant jusqu'à  $17^\circ$  pour les faibles diamètres. Mais les écarts relatifs pour la réflexion et la réfraction sont du même ordre de grandeur du fait que la phase de la réflexion est plus importante que la phase de la réfraction.

Si on augmente le nombre de diamètres calculés (tous les  $2\mu\text{m}$ , Fig 76), on remarque que les fluctuations peuvent être plus importantes. La régression linéaire passant par zéro est toujours proche de la relation déterminée avec l'optique géométrique. Le facteur de conversion est de  $0.6896^\circ/\mu\text{m}$  pour la réflexion au lieu de  $0.6614^\circ/\mu\text{m}$  déterminé par l'optique géométrique et de  $0.2428^\circ/\mu\text{m}$  au lieu de  $0.2245^\circ/\mu\text{m}$  pour la réfraction. Les deux facteurs de conversion sont légèrement surestimés. La moyenne des rapports entre la phase de la réfraction et la phase de la réflexion donne un indice de réfraction de 1.347. Le rapport des deux coefficients directeurs des deux régressions linéaires affine la détermination de l'indice de réfraction à 1.335. Lors d'une détermination du couple (diamètre, indice de réfraction) pour chaque goutte, la précision sur l'indice de réfraction est de  $\pm 0.1$  pour les gouttes supérieures à  $50\mu\text{m}$  et de  $\pm 0.05$  pour les gouttes supérieures à  $100\mu\text{m}$  (Fig 77). La distinction entre des particules de verre, d'eau et d'huile, serait possible lorsque celles-ci ont un diamètre supérieur à  $100\mu\text{m}$ . La précision sur le diamètre est de  $\pm 22\mu\text{m}$  pour une variation de phase de  $5^\circ$  au niveau de la réfraction. Ceci est dû à la grande dynamique de la mesure qui va à l'encontre d'une bonne sensibilité au diamètre. L'utilisation conjointe de la phase de la réflexion, de la phase de la réfraction et des intensités respectives permettrait d'améliorer la précision sur les diamètres.

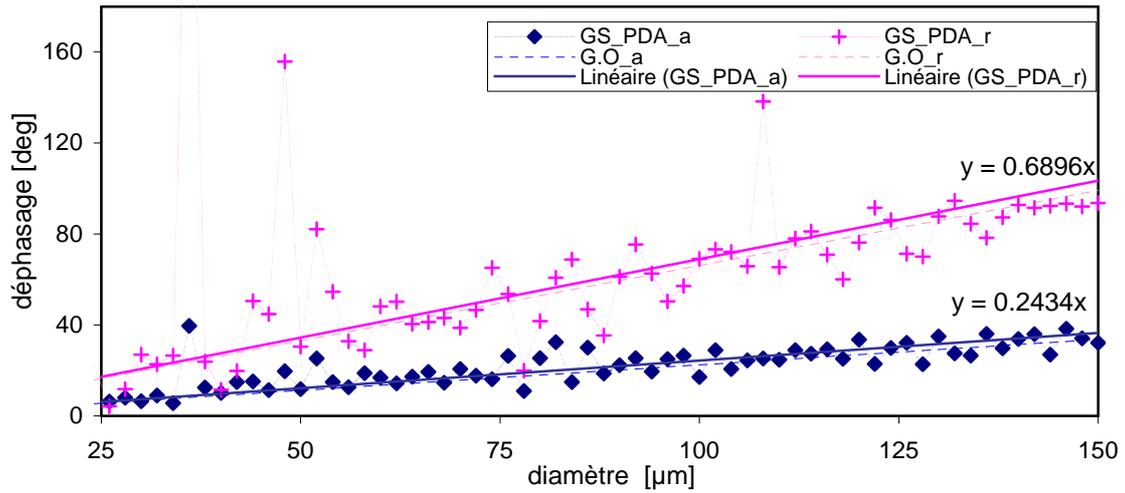


Fig 76. Relation phase-diamètre pour la réfraction (en bleu), indice de réfraction 1.33  
Relation phase-diamètre pour de la réflexion (en rose)

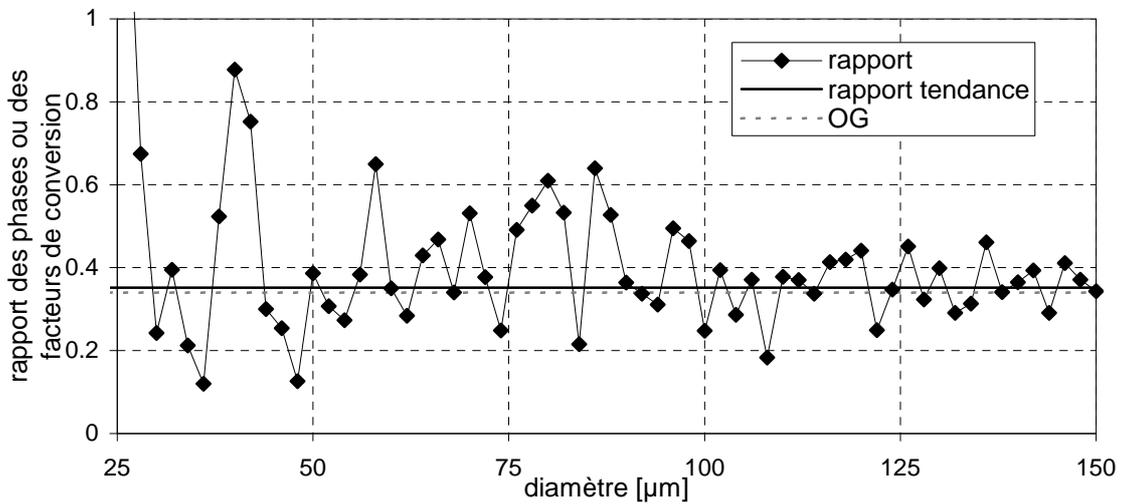


Fig 77. Evolution du rapport des facteurs de conversion en fonction du diamètre

Si on s'intéresse plus particulièrement à l'évolution des phases en fonction de l'indice de réfraction (Fig 78), on remarque que la phase de la réflexion n'est pas constante comme le prédit l'optique géométrique. La relation entre le rapport des phases et l'indice de réfraction est alors plus complexe. La mesure simultanée taille-indice de réfraction est alors plus délicate

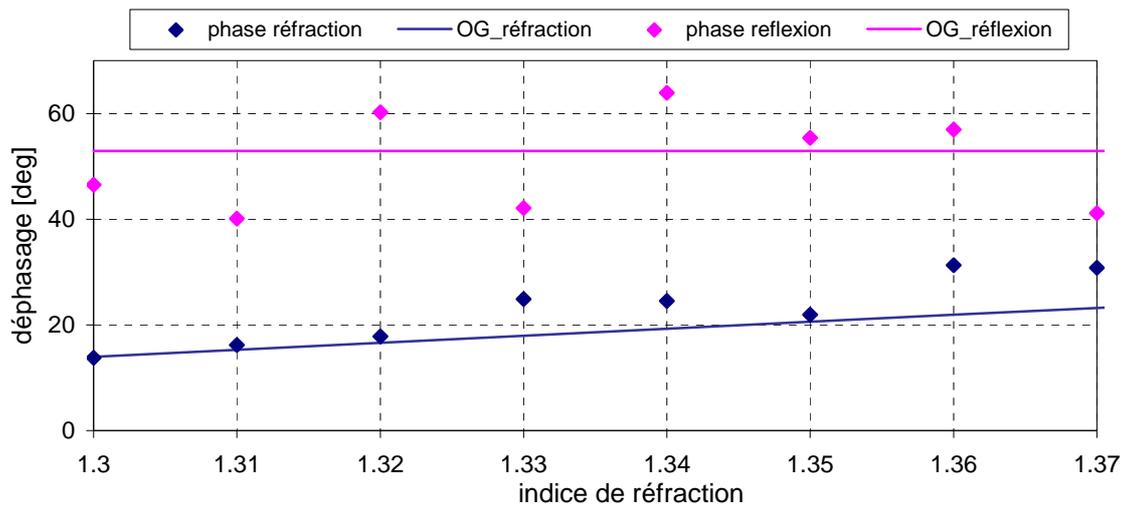


Fig 78. Evolution des phases de la réflexion et de la réfraction en fonction de l'indice de réfraction pour une particule de 80µm de diamètre

Dans la suite nous allons étudier la possibilité d'une détection plus compacte, puis nous intéresser aux inconvénients de cette configuration et expliquer l'origine des fluctuations observées.

### 6.3.3 Détection compacte : utilisation d'un masque derrière la lentille

#### ▪ Influence du masque

Etudier un déphasage entre les signaux collectés derrière deux lentilles est dans la pratique difficile, car les lentilles ne sont pas rigoureusement les mêmes et elles sont difficiles à positionner. La solution lors des mesures PDA classiques est de séparer les différentes zones de sélection par un masque derrière une unique lentille. Qu'en est-il lorsque l'on forme une image ? Deux zones différentes d'une même lentille forme-t-elle deux images différentes ? Quelle est l'influence du masque sur l'image formée ?

J'ai étudié l'influence de la largeur d'ouverture d'un masque central derrière une lentille de 60mm de diamètre. Sur la figure 79 est tracée, pour différentes ouvertures, l'intensité collectée dans le plan image de chaque ouverture. Lorsque le diamètre de l'ouverture diminue l'intensité chute et sa répartition se modifie. Le masque réduit la quantité d'énergie lumineuse arrivant sur l'écran, ceci explique la chute de l'intensité. La réduction de la largeur de l'ouverture entraîne également une réduction de la résolution angulaire et de la résolution linéaire (voir page 34). Ceci entraîne la disparition de pics d'interférences secondaires mais également une moins bonne définition des points de gloires. Lorsque la largeur de l'ouverture est de 6 mm soit 10% du diamètre de la lentille, les points de gloire de

cette particule de 40 $\mu\text{m}$  de diamètre ne sont plus séparés. A ceci s'ajoute un phénomène de diffraction qui élargit les points de gloire ( Fig 80).

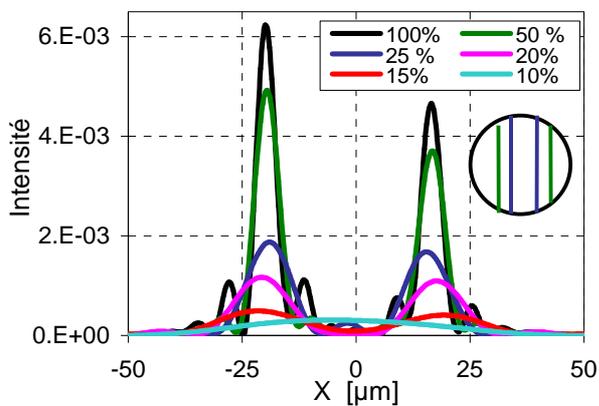


Fig 79. Répartition de l'intensité suivant la largeur de l'ouverture centrale

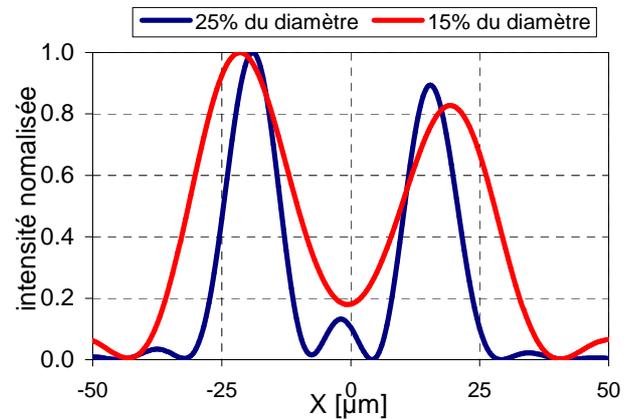


Fig 80. Elargissement des points gloires

#### ▪ **Problème des focales effectives**

Lorsque des masques non centrés sont utilisés, un deuxième effet doit être pris en compte. L'hypothèse d'un éclairage axial de la lentille n'est plus vérifiée et la position de l'image devient une fonction de la distance du masque par rapport au centre de la lentille (effet dit de focale effective<sup>[81]</sup>). La figure 81 quantifie cet effet pour une goutte d'eau de 6.5  $\mu\text{m}$ , localisée au centre du volume de mesure GS-PDA. Sur cette figure, trois masques de 7.5mm de large sont étudiés: le premier avec une ouverture centrale, le deuxième avec deux ouvertures de 7.5mm de large à 7.5mm de part et d'autre du centre de la lentille et le troisième avec deux ouvertures de 7.5mm de large à 22.5mm de part et d'autre du centre. On remarque, sur cette figure, que la position du maximum d'intensité se déplace en fonction de la position de l'ouverture sur la lentille. Le déplacement de l'image s'explique par une variation de la focale effective. Les ouvertures sont symétriques sur la lentille. Mais les angles de collections pour les deux ouvertures sont différents, ce qui explique les différences d'intensité de plus en plus marquées observées pour les deux ouvertures les plus éloignées de l'axe. A cela s'ajoutent les phénomènes d'interférences différents suivant l'angle de collection.

La position optimale du détecteur est très sensible à la position des masques. Il nous faut trouver un compromis entre :

- une largeur de détection assez large pour éviter une image trop étalée
- une largeur de détection assez faible pour avoir une focale effective « constante sur cette largeur »

- des positions assez éloignées des détecteurs pour avoir une sensibilité suffisante des déphasages à la taille et à l'indice de la particule

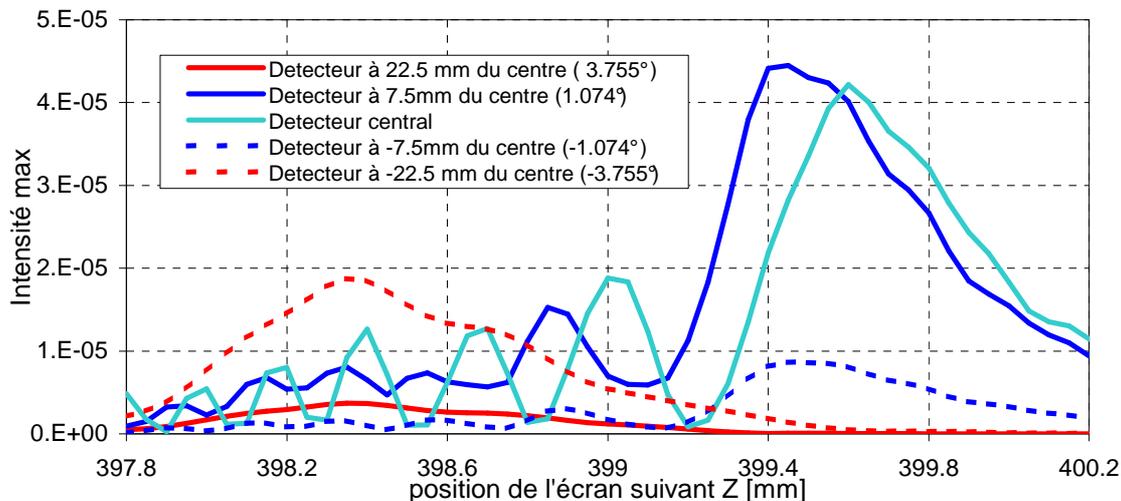
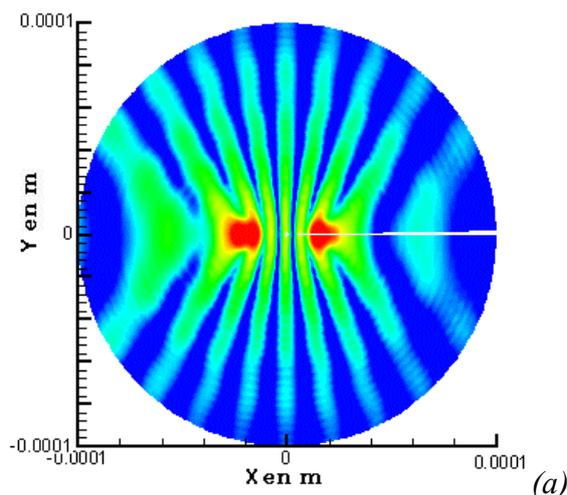


Fig 81. Evolution de l'intensité maximum suivant la distance lentille-écran.

Nous voyons par ces comportements différents que le positionnement du masque derrière une lentille conditionne la forme des images obtenues. Ceci est bien visible sur les figures en fausse couleur. Sur la figure 82 a) est représentée l'image d'une particule d'eau de  $40\mu\text{m}$  de diamètre (éclairée par deux faisceaux) lorsque la lumière est collectée par la lentille de  $60\text{mm}$  de diamètre entière. Les figures d'interférences sont bien régulières dans tout le plan image (de  $200\mu\text{m}$  de diamètre). Lorsque l'on positionne un masque derrière la lentille (largeur  $7.5\text{mm}$  à  $\pm 7.5\text{mm}$  du centre Fig 82b-c), ces figures sont modifiées. Les interférences visibles dans le plan image se développent dans la direction de l'ouverture.



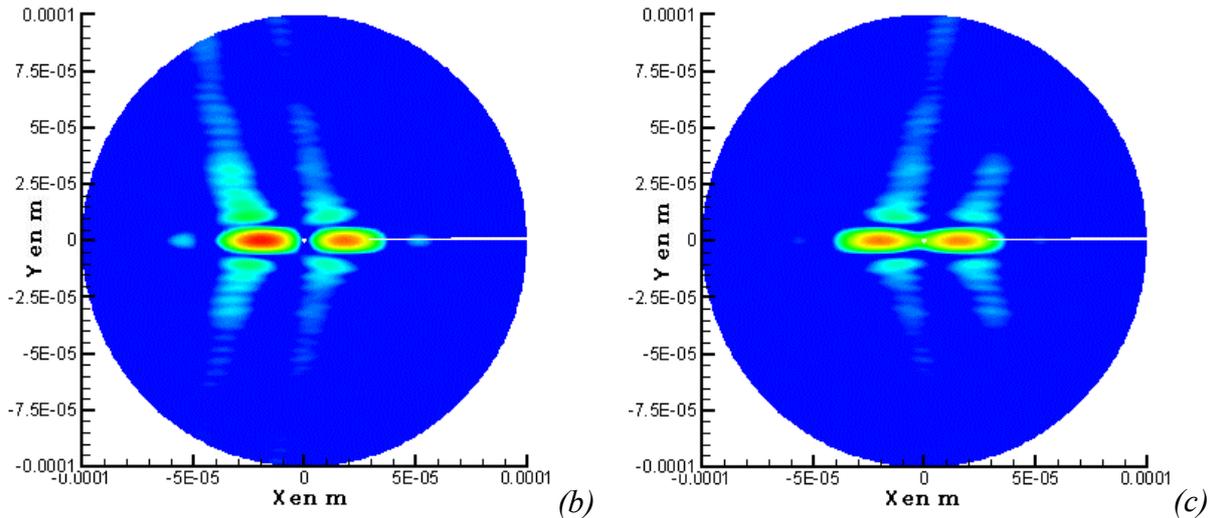


Fig 82. Répartition de l'intensité collectée pour une particule d'eau de 40µm de diamètre dans le plan situé à 399.66µm de la lentille.

(a) avec toute la lentille (60 mm de diamètre)

(b) sur une ouverture de 7.5 mm à -7.5 mm du centre de la lentille

(c) sur une ouverture de 7.5 mm à 7.5 mm du centre de la lentille

Echelle exponentielle minimum=10<sup>-5</sup>(bleu) et le maximum=5.10<sup>-4</sup>(rouge) avec 60 niveaux

J'ai choisi de travailler avec un masque à deux ouvertures de 7.5 mm de large à 7.5mm du centre de la lentille (Fig 83). Lorsque la particule est dans le plan objet (400mm de la lentille), l'angle  $\Delta\Psi$  est égale à 1.074°, la position de l'image est corrigé à 399.5mm.

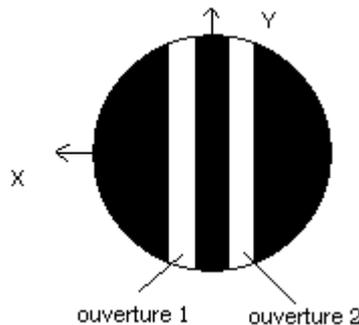


Fig 83. Deux ouvertures de 7.5 mm de large à 7.5 mm de part et d'autre du centre derrière une lentille de 60mm de diamètre

Ces deux ouvertures permettent bien la formation de deux images avec deux comportements différents. Je peux donc étudier la relation phase-diamètre et vérifier qu'elle correspond aux prédictions établies avec l'optique géométrique.

#### ▪ Relation phase-diamètre

Dans la suite de ce travail, le détecteur est plus réaliste. L'étude temporelle intègre l'intensité sur un diamètre de 16µm (et non plus sur un pixel). Sur la figure 84 sont tracées les relations phase-diamètre pour la réflexion et la réfraction. La relation de phase suit la tendance de l'optique géométrique avec la même structure oscillante des fluctuations déjà observée avec le système à deux lentilles.

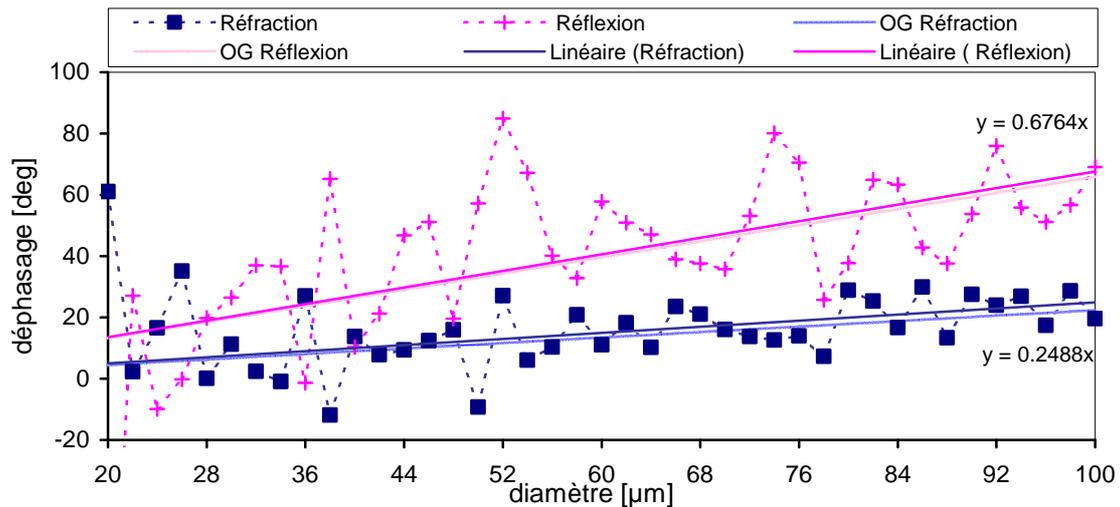


Fig 84. Relation phase-diamètre pour une particule d'eau

Ces premières études permettent de conclure qu'il est possible de séparer les contributions réfléchi et réfracté par la collection de l'intensité au centre de l'image de la goutte. On retrouve les tendances décrites par l'optique géométrique. Mais la configuration choisie présente plusieurs inconvénients : une sensibilité à la position de l'écran (du fait de la focale effective) et la présence de fluctuations. Je présente, en détail, ces deux inconvénients dans les paragraphes suivants.

## 6.4 Inconvénients de la configuration semi-plane

Nous avons vu que l'intensité maximale varie avec la distance particule/écran : sur un déplacement de 200 μm de l'écran entre 399.5 et 399.3 mm l'intensité varie de son maximum à un minimum. Quand est-il de la sensibilité de la répartition de l'intensité lorsque la particule se déplace suivant l'axe Z ? (Fig 85).

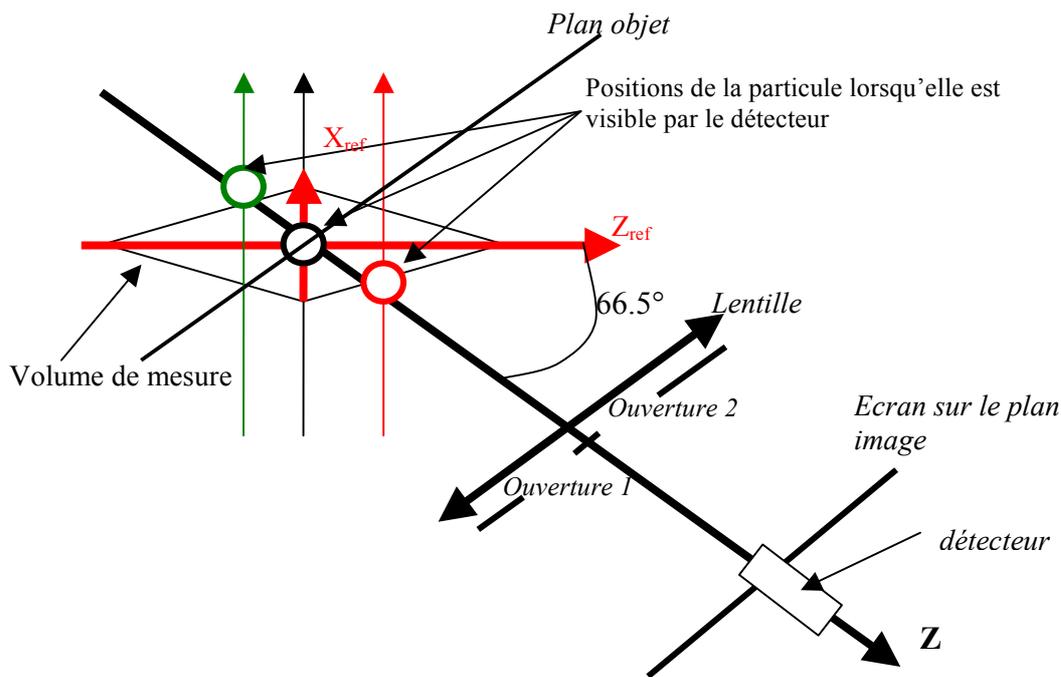


Fig 85. Paramètres de l'étude sur la position de la particule

#### 6.4.1 Taille du volume de mesure

- **Profondeur du volume de mesure**

L'étude du déphasage entre les signaux s'effectue par l'analyse d'un signal qui est sensible à l'intensité récoltée. Le but de cette partie est de déterminer la longueur du volume de mesure. Sur le graphique (Fig 86) est représentée l'intensité reçue sur une surface de 100 $\mu$ m d'un écran placé à 399.5mm d'une lentille masquée. Les faisceaux ont un diamètre de 2mm. La particule de 20 $\mu$ m de diamètre se déplace suivant l'axe Z.

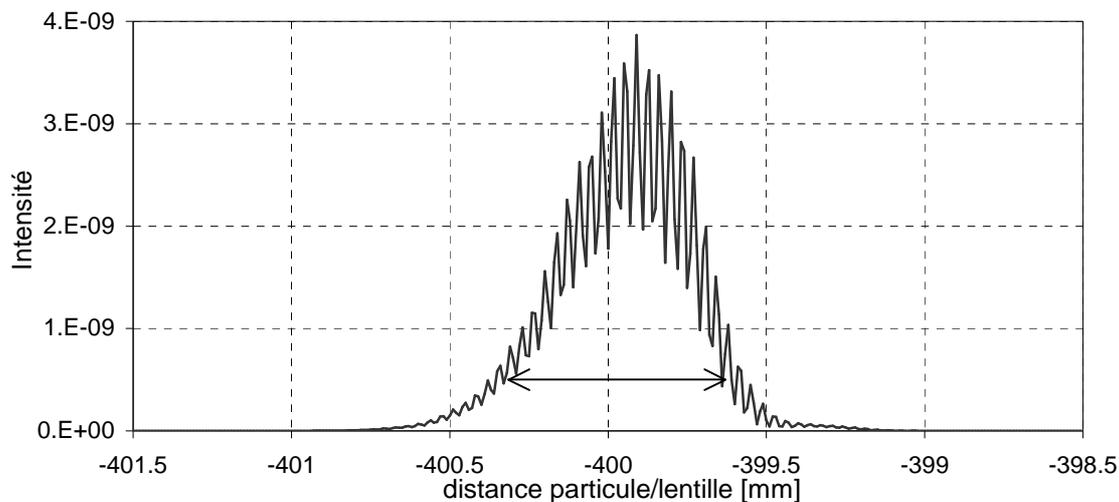


Fig 86. Evolution de l'intensité reçue par le détecteur en fonction de la distance particule-lentille (profondeur du volume de mesure)

L'intensité reçue intégrée sur 100 $\mu\text{m}$  est supérieure à  $5 \cdot 10^{-10}$  ( $\text{Imax} \cdot \text{e}^{-2}$ ) entre  $-399.65$  mm et  $400.35$ mm. On peut considérer que la profondeur du volume de mesure est égale à 700  $\mu\text{m}$ . Toutes les particules de 20 $\mu\text{m}$  de diamètre comprises entre  $-399.65$ mm et  $-400.35$ mm de la lentille sont donc visibles.

La particule est visible lorsqu'elle traverse l'axe Z. L'intensité reçue est limitée en partie par la profondeur de champ et par la forme gaussienne des faisceaux (Fig 87). Que ce soit avec une onde plane ou avec un faisceau gaussien de 2 mm de diamètre, la profondeur du volume de mesure est limitée vers l'avant à  $-399.65$  mm par la profondeur de champ. La forme gaussienne réduit surtout la profondeur du volume vers l'arrière. On passe de  $-400.6$  mm à  $-400.35$ mm. Lorsque le faisceau gaussien est de 1mm de diamètre, la profondeur du volume de mesure est réduite à 450 $\mu\text{m}$ . la particule est visible entre  $-399.75$  mm et  $-400.20$ mm. et la taille du volume de mesure est contrôlée par la répartition de l'intensité diffusée.

Par exemple, pour une taille de faisceau de 2mm, la profondeur du volume de mesure est de  $-350$  à  $+350\mu\text{m}$  de part et d'autre de la mise au point (ici  $-400\mu\text{m}$ ). Cette distance correspond à une distance de  $\pm 140\mu\text{m}$  projeté sur l'axe  $Z_{\text{ref}}$ .

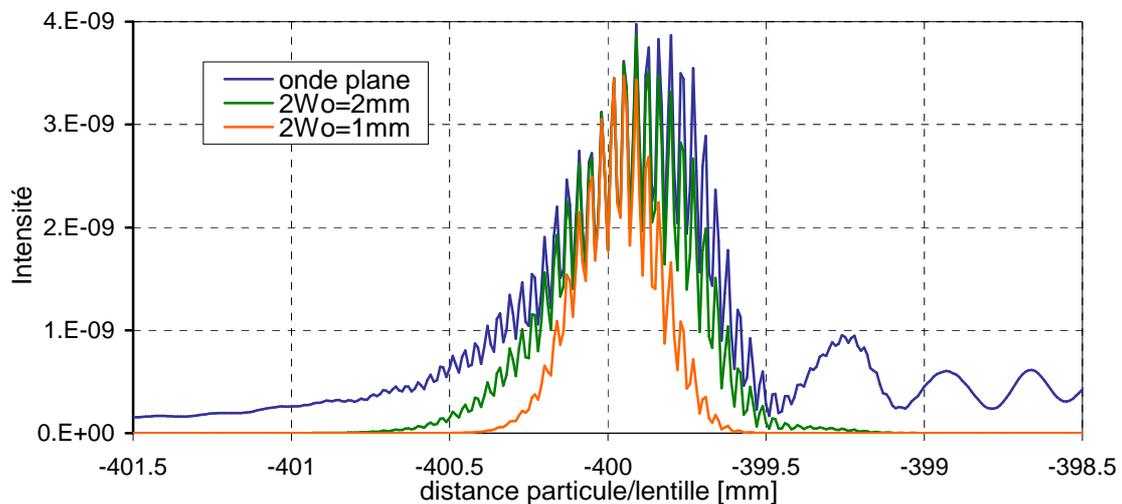


Fig 87. Influence de la forme du faisceau sur l'intensité reçue

▪ **Influence du diamètre de la particule sur la taille du volume de mesure**

L'intensité diffusée est proportionnelle au carré du diamètre de la particule diffusante (Fig 88). Les simulation suivantes ont été effectuées avec un faisceau gaussien de 2 mm de diamètre.

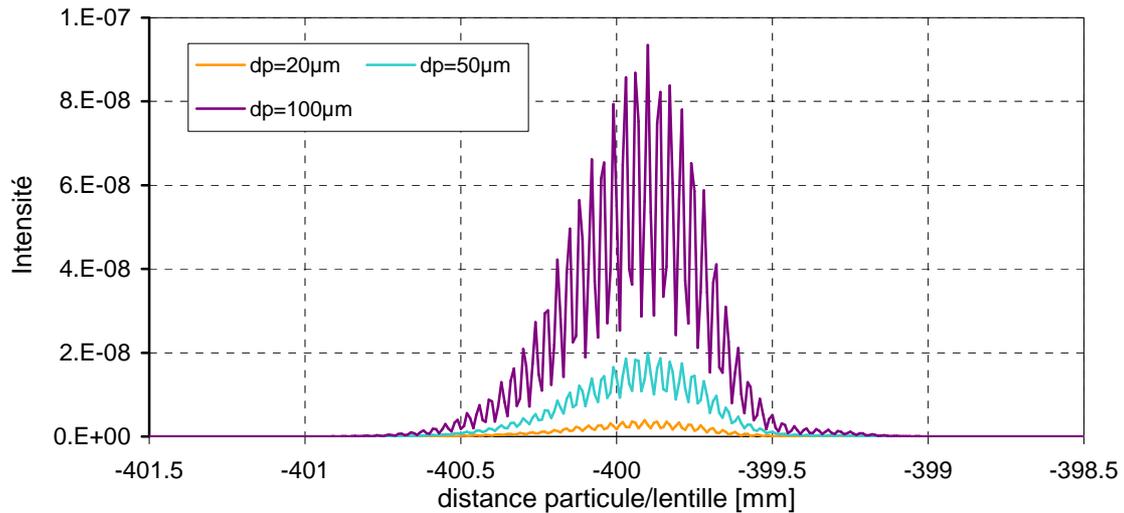


Fig 88. Modification du volume de mesure en fonction du diamètre de la particule

Les particules de 50 µm de diamètre sont visibles de -399.46 à -400.53mm de la lentille et les particules de 100µm sont visibles de -399.24 mm à -400.66 mm. Dans la limite de tailles de particule inférieures au diamètre des faisceaux ( $2W_0=2\text{mm}$ ), les particules les plus grosses sont visibles sur un plus grand volume de mesure.

Cette information sur l'intensité ne nous donne pas d'information sur la qualité de l'image. Les burst sont-ils exploitables sur toute la longueur du volume de mesure ? Cette information peut être connue en suivant la position des points de gloire ou de la position du maximum d'intensité rencontré à chaque déplacement de la particule.

#### 6.4.2 L'évolution de l'image le long de l'axe Z

Pour déterminer l'évolution de la qualité de l'image suivant l'axe Z, la position des maxima d'intensité suivant la distance particule/lentille en Z est étudiée. Ces maxima sont soit issus du point de gloire de la réfraction, soit issus du point de gloire de la réflexion. On observe deux comportements différents quel que soit le diamètre de la particule (Fig 89). Une première zone « linéaire » est identifiée. La position des maxima correspond à la position des points de gloire. L'intensité reçue diminue mais la qualité de l'image reste correcte. Dans la deuxième zone, pour des valeurs de Z supérieurs à -399.56 mm, les maxima ne correspondent plus à la position des points de gloire. La diminution de l'intensité s'allie à une détérioration de la qualité de l'image.

Remarque : pour une particule de 20 µm de diamètre la linéarité n'est pas visible car les deux points de gloires ne sont pas toujours séparés. Ce graphique permet également de remarquer que l'image se déplace, elle ne reste pas positionnée au centre de l'écran. La pente

correspond à l'angle d'élévation de l'ouverture 1. Logiquement pour l'ouverture centrale, l'image reste centrée et pour l'ouverture 2, la pente est négative (Fig 90). Plus la particule s'éloigne de la lentille, plus les images des ouvertures 1 et 2 s'écartent. Cet écartement des images se traduit également par un décalage de l'apparition des deux bouffées (Fig 91).

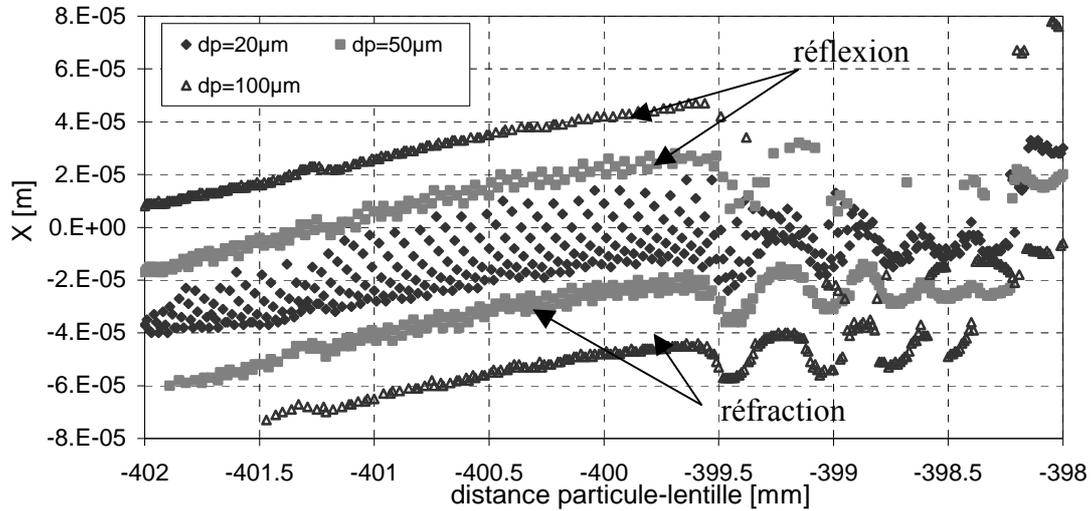


Fig 89. Position des maxima d'intensité pour 3 diamètres de particules (20, 50 et 100µm)

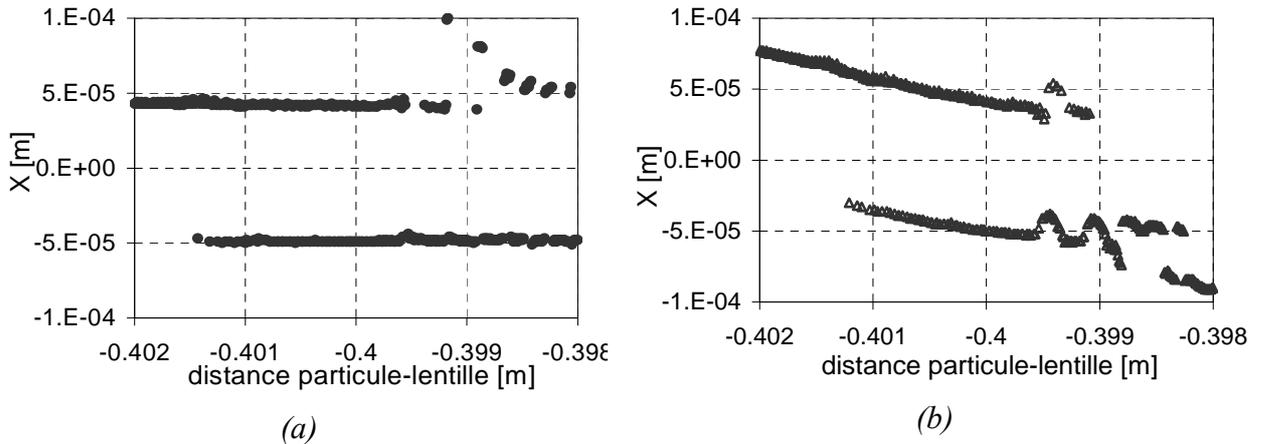
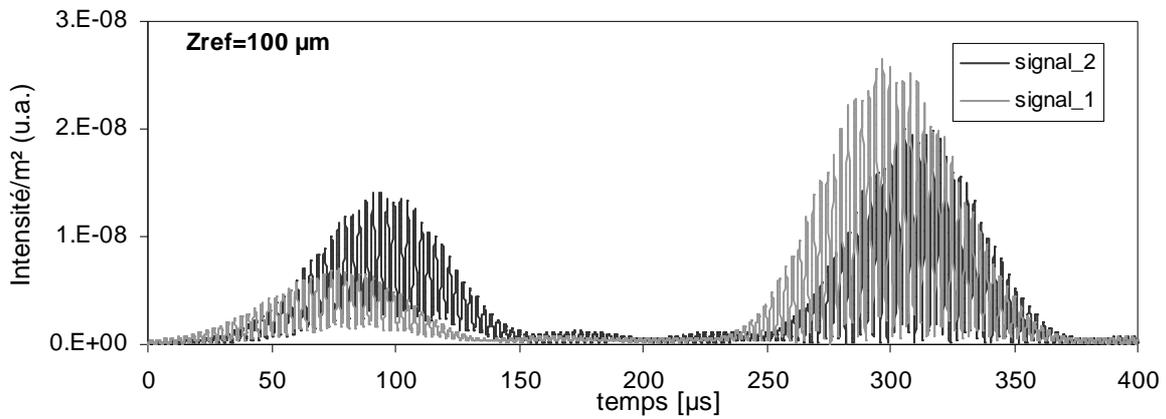


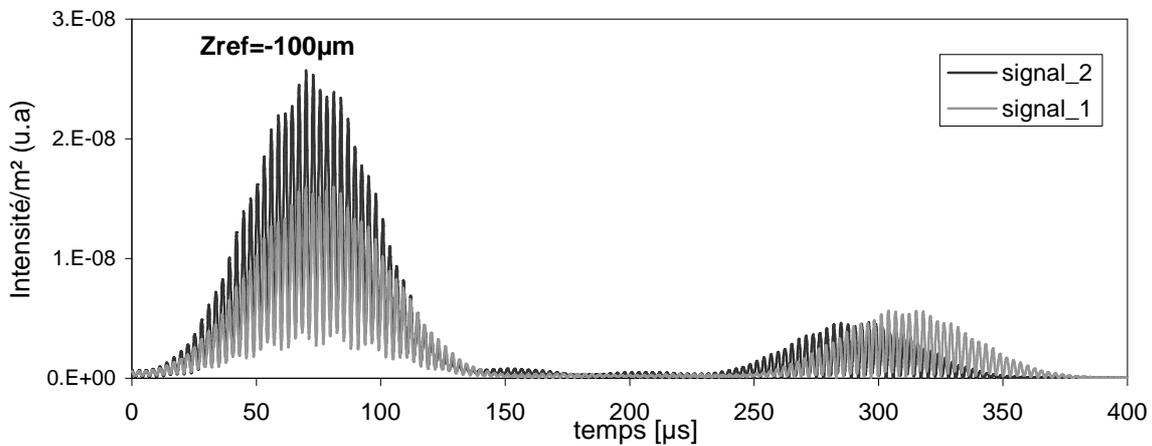
Fig 90. Position des maxima d'intensité pour une particule de 100µm de diamètre  
(a) détecteur centrale (b) détecteur 2

Les positions des deux maxima, réfraction et réflexion, évoluent suivant la distance  $Z_p$  ou  $Z_{ref}$ . En effet, au niveau de la bouffée de la réflexion, le maximum pour le signal 2 apparaît bien après celui du signal 1, lorsque la particule traverse le volume de mesure au niveau de  $Z_{ref}=100\mu\text{m}$ . Le signal apparaît en avance quand la particule est au niveau de  $Z_{ref}=-100\mu\text{m}$ . Mais cette inversion de la position des maxima ne provoque pas des sauts de phases, le signal\_2 reste toujours en avance par rapport au signal\_1 (Fig 92). Ce glissement de l'image a tout de même une influence sur la phase. Plus la particule est loin de la lentille, plus le déphasage entre les signaux diminue. Cette diminution est plus significative concernant la

réflexion (Fig 93 ). La relation phase-diamètre concernant la réflexion dépend de la position de la particule suivant l'axe Z, elle est donc sensible à la trajectoire de la particule.



(a)



(b)

Fig 91. Décalage de l'apparition des bouffées de la réfraction et de la réflexion de signaux GS\_PDA d'une particule de 100µm de diamètre

- (a) A  $Z_{ref} = 100 \mu\text{m}$  arrivée des bouffées du signal\_2 après le signal\_1
- (b) A  $Z_{ref} = -100 \mu\text{m}$  arrivée des bouffées du signal\_2 avant le signal\_1

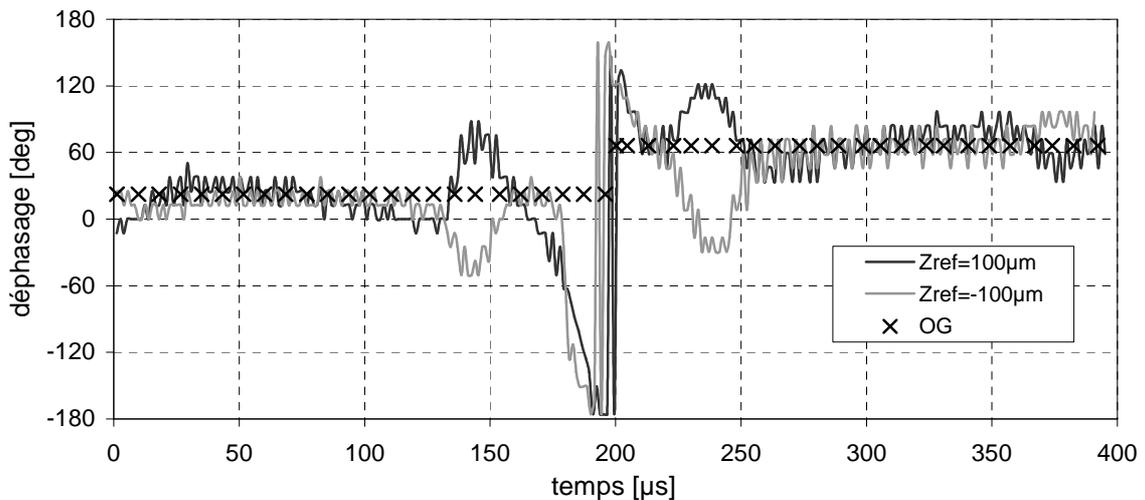


Fig 92. Evolution du déphasage pour un signal GS\_PDA à  $Z_{ref} = 100 \mu\text{m}$  (en noir) et un signal GS\_PDA à  $Z_{ref} = -100 \mu\text{m}$  (en gris)

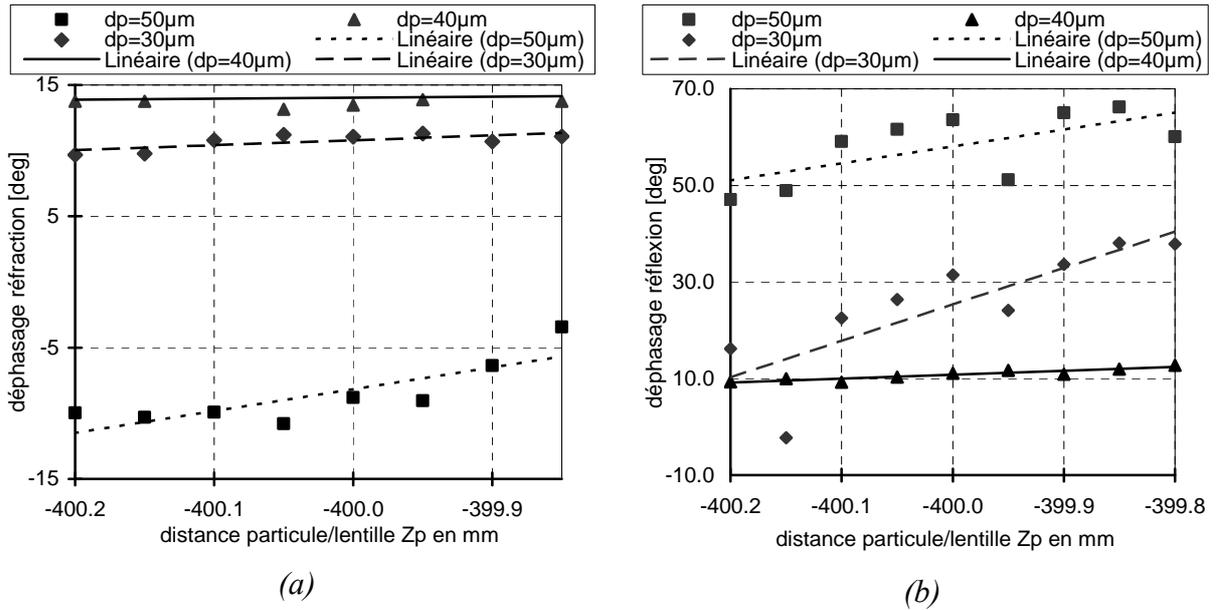


Fig 93. Déphasage en fonction de la distance particule/lentille \$Z\_p\$  
(a) réflexion (b) réfraction

Cette configuration est donc sensible à la trajectoire de la particule. Mais lorsque cette trajectoire et la vitesse sont connues, le temps d'arrivée entre les bouffées de réflexion ou de réfraction pour les deux ouvertures nous permet alors de déterminer la position de la particule selon \$Z\_{ref}\$. La figure 94 exprime, dans le cas d'une trajectoire perpendiculaire aux franges et pour une vitesse de 1m/s, le décalage temporel entre la bouffée de réflexion signal 1 et du signal 2 (\$\delta t\_r\$) en fonction de la distance \$Z\_{ref}\$ et de même pour la réfraction (\$\delta t\_a\$). La pente est indépendante du diamètre de la particule et du type de diffusion, elle dépend de la trajectoire de la particule et de la position des détecteurs. Seules les ordonnées à l'origine \$A\_r\$ et \$A\_a\$ sont des fonctions du diamètre et de l'indice de réfraction. Le décalage entre les bouffées s'exprime suivant les expressions suivantes :

$$\delta t_x = A_x - Z_{ref} \frac{(\tan(\psi_m - \Delta\psi) - \tan(\psi_m + \Delta\psi))}{V_{\perp}} \quad \text{avec } x = a \text{ ou } r \quad (6.4.1)$$

$$A_r = \frac{d_p \left( \cos\left(\frac{\psi_m - \Delta\psi}{2}\right) \cos(\psi_m + \Delta\psi) - \cos\left(\frac{\psi_m + \Delta\psi}{2}\right) \cos(\psi_m - \Delta\psi) \right)}{2V_{\perp} \cos(\psi_m + \Delta\psi) \cos(\psi_m - \Delta\psi)} \quad (6.4.2)$$

$$A_a = \frac{m \cdot d_p}{2V_{\perp}} \left( \frac{\sin\left(\frac{\psi_m - \Delta\psi}{2}\right)}{\cos(\psi_m + \Delta\psi) \sqrt{1 + m^2 - 2m \cos\left(\frac{\psi_m - \Delta\psi}{2}\right)}} - \frac{\sin\left(\frac{\psi_m + \Delta\psi}{2}\right)}{\cos(\psi_m - \Delta\psi) \sqrt{1 + m^2 - 2m \cos\left(\frac{\psi_m + \Delta\psi}{2}\right)}} \right) \quad (6.4.3)$$

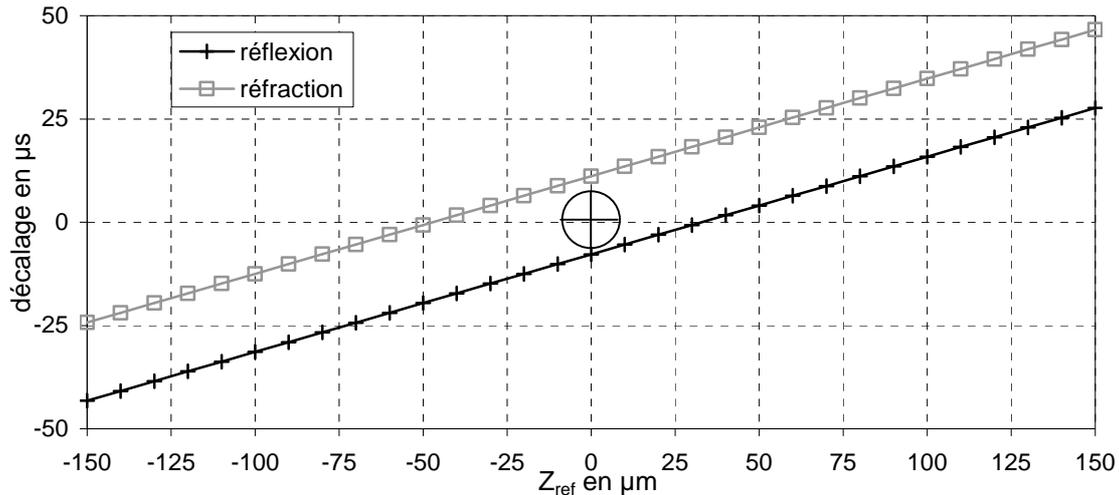


Fig 94. Décalage temporel entre les deux bouffées de réflexion et les deux bouffées de réfraction en fonction de la position de la particule selon  $Z_{ref}$  (pour une particule de  $100\mu m$  d'indice de réfraction 1.33) d'après l'optique géométrique

Lorsque le décalage de la réflexion et de la réfraction est positif, le signal 1 est en avance sur le signal 2. Lorsque les deux décalages sont négatifs, le signal 1 est en retard sur le signal 2. Lorsque le décalage est positif pour la réflexion et négatif pour la réfraction, la particule traverse le volume de mesure entre  $-50\mu m$  et  $25\mu m$ . Il est donc possible de déterminer l'indice de réfraction et le diamètre de la particule en évitant les incertitudes dues à la trajectoire. Ceci sera également facilité par l'étude des intensités. En effet, le rapport des intensités réfléchie et réfractée dépend également de la trajectoire.

L'inconvénient principal de cette configuration sont les fortes fluctuations de phases alliées à une faible sensibilité qui conduisent à une erreur importante sur les diamètres. Dans le paragraphe suivant, la comparaison du comportement phase-diamètre entre des signaux dual-burst classique et des signaux GS-PDA montre que les fluctuations sont uniquement fonction du choix du grand angle d'élévation de  $66.5^\circ$ .

### 6.4.3 Comparaison avec des simulations Dual-burst classique (par focalisation des faisceaux)

Les simulations d'une configuration Dual-Burst ont été comparées au signaux GS-PDA. Les angles de collection et la forme des détecteurs sont identiques pour les deux configurations. Seul le diamètre des faisceaux varie. Il est égal à  $40\mu m$  pour la configuration Dual-Burst.

Afin de comparer les deux types de signaux, un changement de repère est nécessaire pour que la position de la particule soit repéré par rapport à l'axe du détecteur.

Concernant l'étude du piédestal pour une particule d'eau de 80 $\mu$ m de diamètre (Fig 95), la position des pics et leur intensité normalisée sont égales.

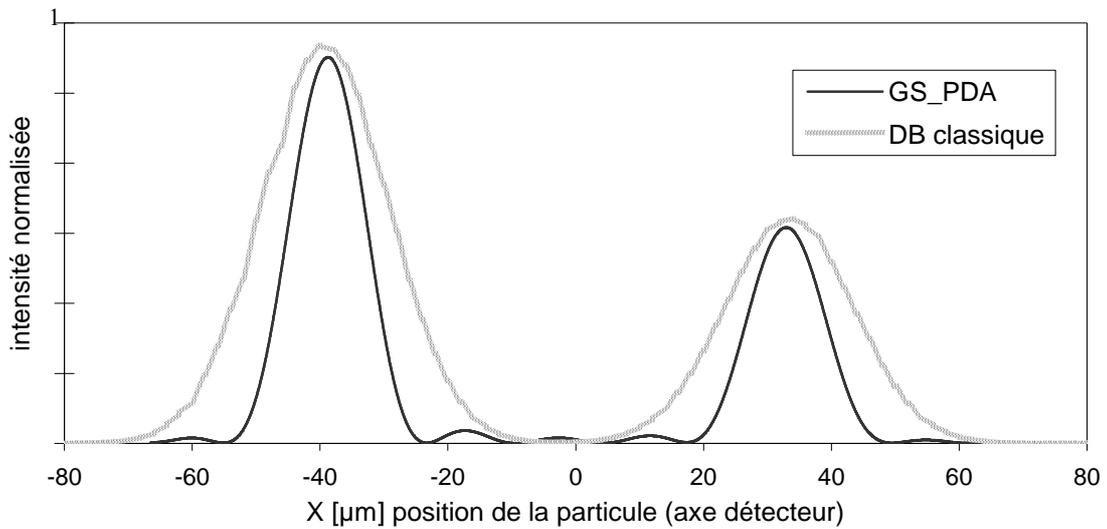


Fig 95. Comparaison des piédestaux

La forme du piédestal est différente. Pour le dual-burst classique la largeur des pics est fonction de la largeur du faisceau, alors qu'en imagerie elle dépendra du diamètre de la lentille. Plus la lentille est petite, plus le pic sera large.

Le rapport des intensités réfractée et réfléchiée pour le GS\_PDA et le Dual-Burst (DB) classique sont très proches. Ceci se vérifie pour différents indices de réfraction.(Fig 96)

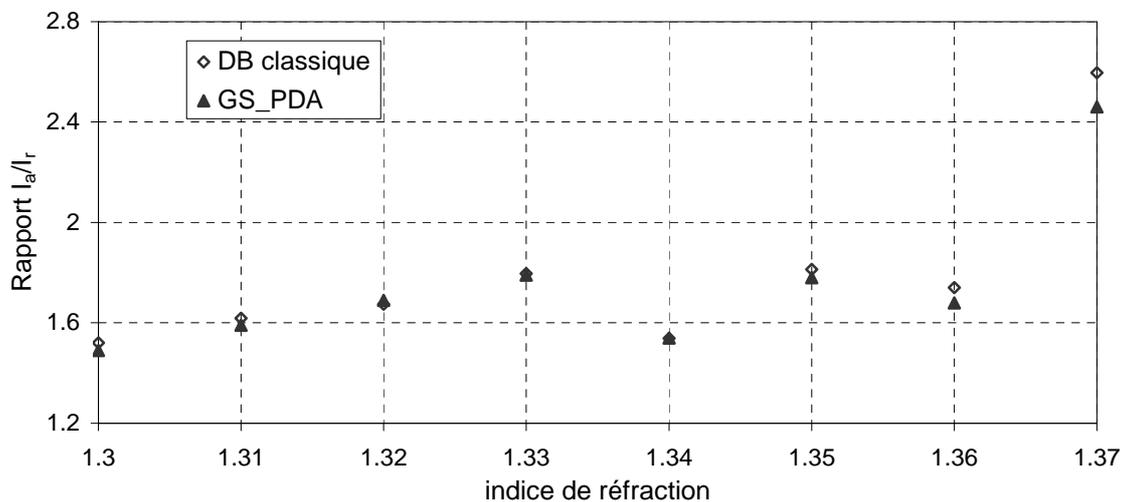


Fig 96. Comparaison du rapport des intensités Dual-Burst classique /GS\_PDA

Concernant le déphasage, le Dual-Burst classique se divise clairement en deux plateaux : le premier pour la réfraction, le deuxième pour la réflexion (Fig 97). Par imagerie, le déphasage fluctue beaucoup plus en dehors du maximum d'intensité. Les valeurs des deux plateaux correspondent.

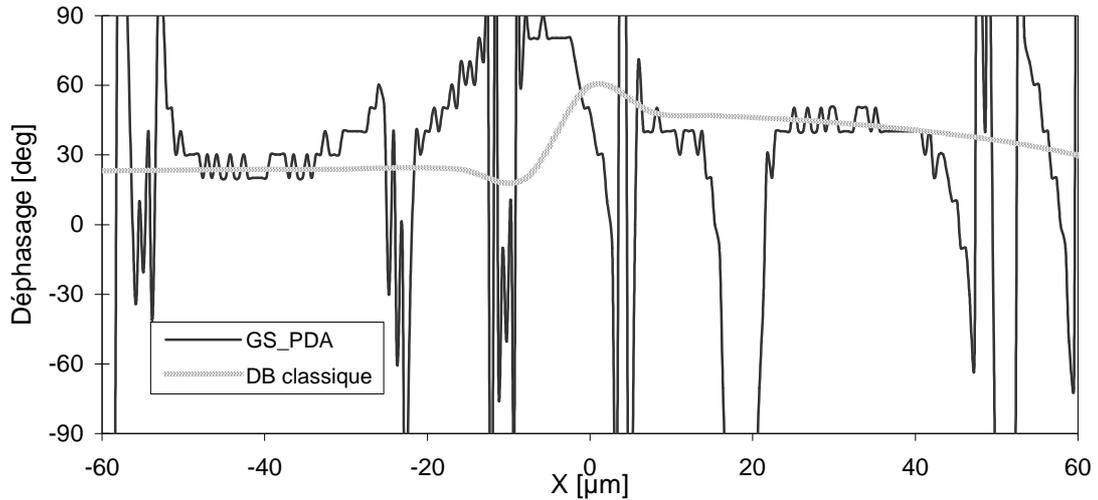


Fig 97. Comparaison du déphasage pour une particule d'eau de 80µm à différentes positions de celle-ci

Cette bonne correspondance des plateaux se retrouve à différents indices de réfraction ce qui se traduit, Fig 98, par un très bon accord entre les phases de la réfraction de la technique GS\_PDA et du dual-Burst classique(DB) et par un bon accord pour les phases de la réflexion.

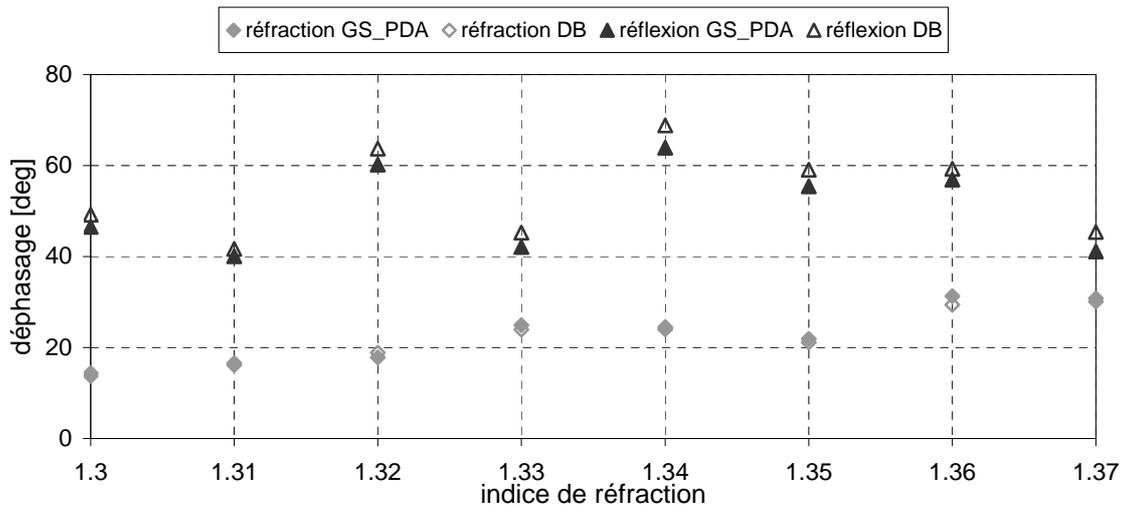


Fig 98. Comparaison du déphasage GS\_PDA/DB

Les deux techniques, pour une particule se déplaçant au centre du volume, sont équivalentes. Les fluctuations se retrouvent aussi bien en imagerie qu'en dual-burst classique. Elles sont sûrement dues au choix de la polarisation perpendiculaire. Le choix de travailler en configuration semi-plane (dans un seul plan en configuration perpendiculaire) n'est donc pas approprié. Les performances de la technique GS\_PDA dans le cas idéal d'une particule traversant le volume de mesure sont identiques à la technique Dual-Burst classique.

Nous passons maintenant à une étude en standard modifié pour améliorer la sensibilité au niveau des diamètres et pour éviter les fluctuations.

## 6.5 Configuration Standard modifiée

### 6.5.1 Paramètres optiques

Les choix des paramètres optiques sont le fruit d'un compromis entre la sensibilité à l'indice de réfraction, la dynamique en taille et le contraste des points de gloire. La dynamique en taille est limitée par la dynamique en phase de  $2\pi$  et par la réponse des PM. Ceux-ci doivent capter la lumière réfléchiée et la lumière réfractée pour différents diamètres sans risque de saturation. La sensibilité à l'indice de réfraction est maximum (environ de 1) pour un angle hors axe autour de  $20^\circ$ .

J'ai choisi de travailler avec les paramètres optiques suivants en essayant de conserver un maximum de sensibilité pour une dynamique en taille intéressante :

- Angle hors-axe :  $\Phi = 50^\circ$
- Demi angle :  $\alpha = 3^\circ$
- Angle d'élévation :  $\Psi = \pm 1.074^\circ$
- Longueur d'onde :  $\lambda = 632.8\text{nm}$

L'interfrange du volume de mesure est égal alors à  $6.0456\mu\text{m}$ .

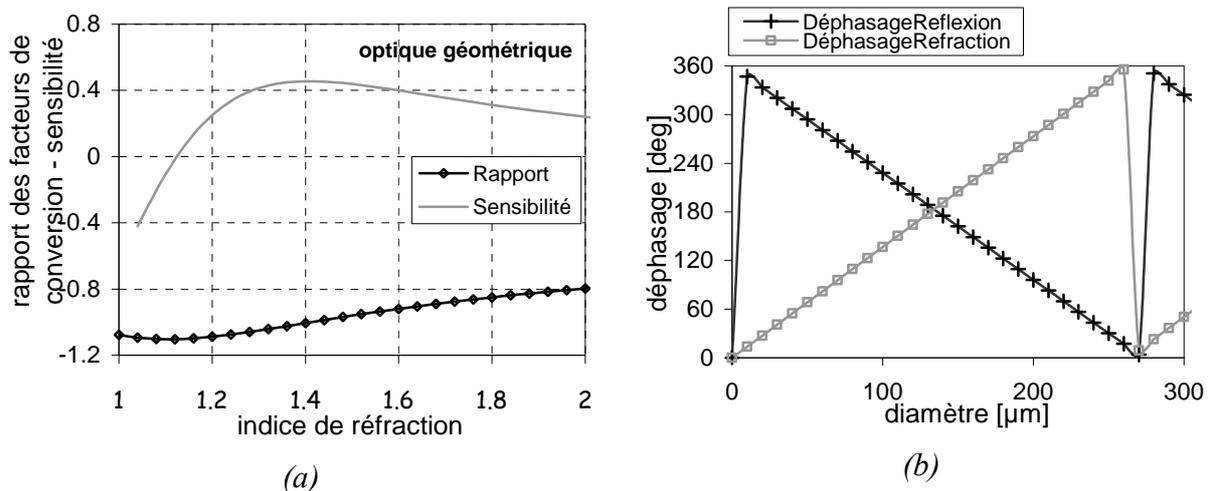


Fig 99. Calcul d'après l'optique géométrique :

(a) rapport(en noir) et sensibilité(en gris) du rapport des facteurs de conversion en fonction de l'indice de réfraction

(b) dynamique des diamètres avec la relation phase diamètre pour un indice de 1.33

D'après les lois de l'optique géométrique la sensibilité pour un indice de 1.33 est de 0.44 et la dynamique est de 0 à  $272\mu\text{m}$  (Fig 99). Cette dynamique est limitée, par le rapport

des intensités réfléchi et réfractée et par la réponse en intensité des PM, à dix fois le diamètre minimum.

Les paramètres optiques choisis doivent être déclinés dans les bases du code de simulation. La position de la particule est donnée par rapport au repère de la lentille (repère principal) OXYZ. L'axe OZ est l'axe commun entre la lentille et l'écran. Le code nécessite un repère au niveau de la particule  $O_pxyz$ . L'axe z est donné par la direction du faisceau, l'axe x porte la polarisation (E) et l'axe y est l'axe complémentaire. Ce nouveau repère est obtenu à partir du repère principal par une translation de l'origine et trois rotations, la première d'angle  $\varphi_b$  sur l'axe z, la seconde d'angle  $\theta_b$  sur l'axe  $y'$  et la troisième d'angle  $\Psi_b$  autour de  $z''$  ou de Z (Fig 100). Il nous faut donc exprimer ces trois angles en fonction des angles  $\alpha$ ,  $\Phi$ , et  $\Psi$  et par le choix de la polarisation (voir annexe 3).

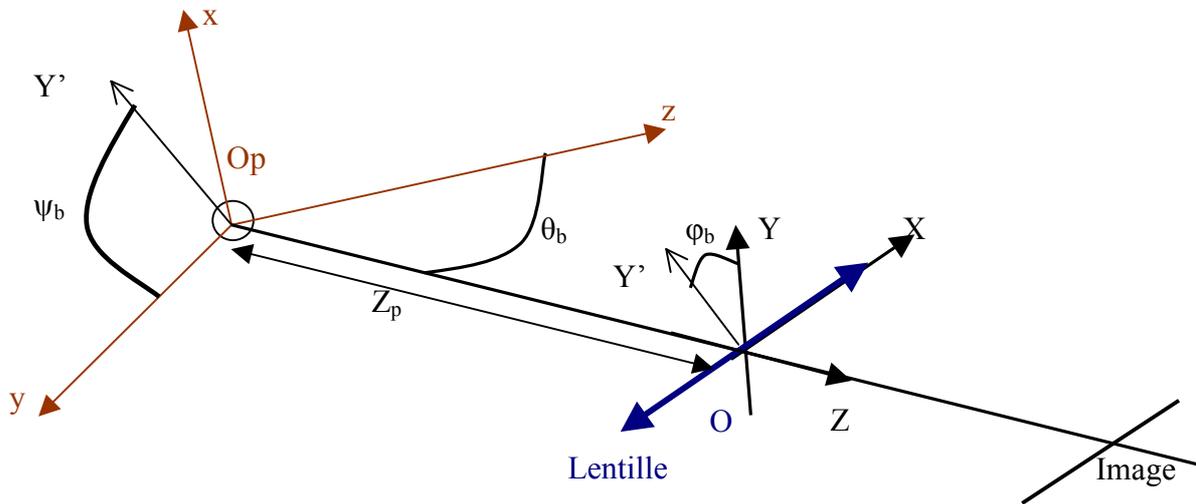


Fig 100. Description des systèmes d'axe

Nous allons ici restreindre notre étude à l'étude du déphasage pour deux types de détecteurs : les premiers sont des détecteurs circulaires et les seconds sont deux ouvertures rectangulaires derrière une même lentille de 60mm de diamètre (détection compacte).

## 6.5.2 Etude du déphasage

La particule se déplace dans le plan moyen perpendiculaire au plan des faisceaux. L'étude du déphasage est effectuée sur la réfraction et la réflexion. D'après l'optique géométrique le facteur de conversion pour la réfraction est de 1.3675 et de -1.3187 pour la réflexion.

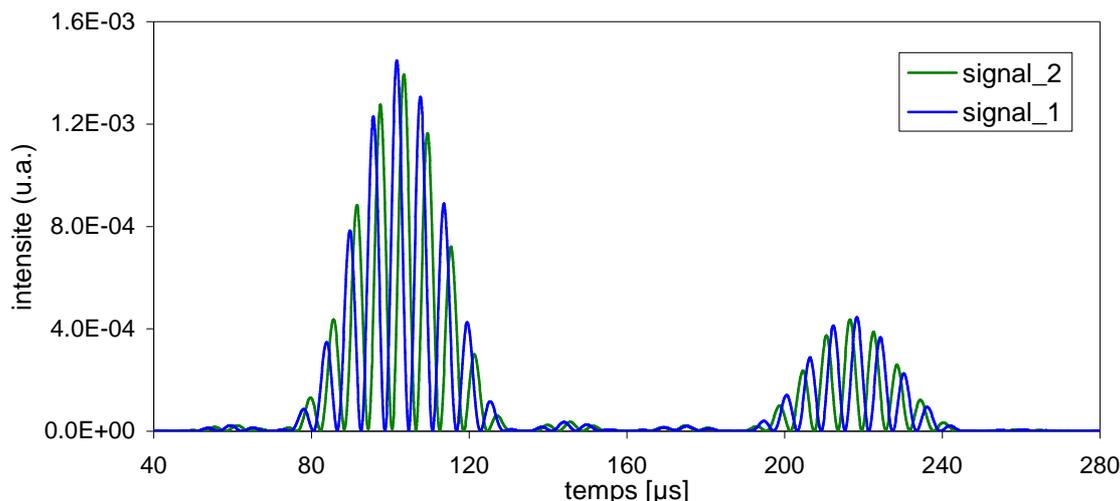


Fig 101. Simulation de deux signaux GS\_PDA pour une particule de 80µm de diamètre sur les deux détecteurs

Sur la figure 101, on remarque tout d'abord que les deux bouffées sont plus proches qu'en configuration plane pour un même diamètre de particule (120µs au lieu de 190µs). Ceci est dû à l'angle de diffusion qui est plus petit. Le nombre de périodes définissant les deux bouffées est moins important qu'en configuration plane. Ceci est dû au choix de la vitesse de défilement des franges qui n'est que de 1m/s. L'interfrange du volume de mesure étant trois fois plus grand que l'interfrange de la configuration plane, le nombre de périodes est pour une même vitesse trois fois plus petit.

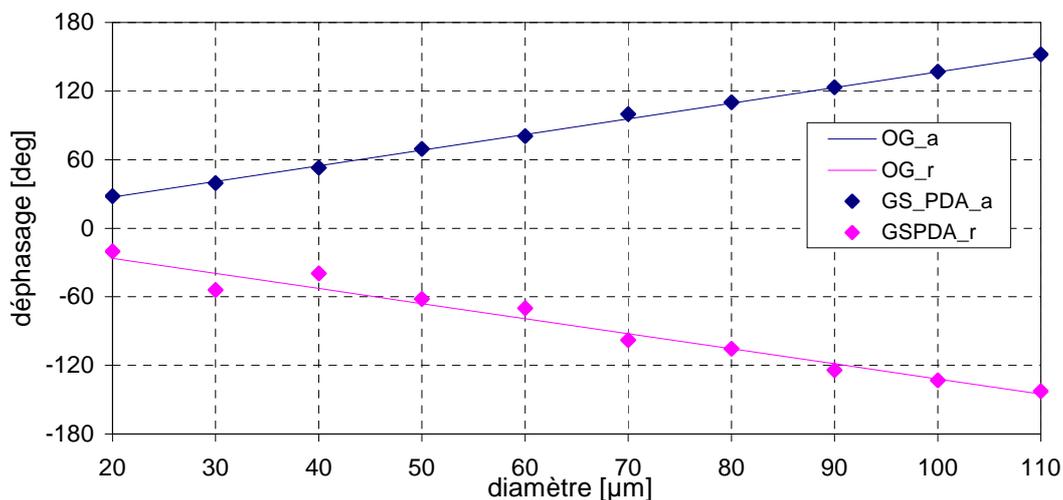


Fig 102. Relation phase de la réfraction-diamètre en bleu, indice de réfraction 1.33  
Relation phase de la réflexion-diamètre en rose  
Ouverture circulaire

Dans le cas de détecteurs circulaires l'optique géométrique et le GS\_PDA sont très proches (Fig 102). La détermination de l'indice de réfraction, à cause d'une sensibilité moins importante, n'est pas plus précise qu'en configuration plane. Le rapport des deux coefficients

directeurs des deux régressions linéaires est égal à  $-1.0470$  ce qui correspond à un indice de réfraction de  $1.307$ . La moyenne des rapports des deux phases, compris dans l'intervalle  $\{-1.10, -0.8\}$ , correspondant à un indice de réfraction compris entre  $1$  et  $2$ , est ici égal à  $-1.0304$  ce qui correspond à un indice de  $1.345$ , pour les diamètres ici simulés. La précision sur l'indice de réfraction de  $\pm 0.1$ , pour des particules supérieures à  $60\mu\text{m}$ , est du même ordre qu'en configuration plane. La précision sur le diamètre est beaucoup plus intéressante qu'en configuration plane, elle est de  $\pm 1.5\mu\text{m}$ .

Concernant la détection compacte aux masques rectangulaires, un décalage sur la phase issue de la réflexion est repéré. Il est donc impossible de déterminer l'indice de réfraction (Fig 103). L'évolution de la phase ne présente pas un plateau constant correspondant à la réflexion. Sur la durée de la bouffée issue de la réflexion, la phase augmente puis diminue sans atteindre la valeur attendue par l'optique géométrique (Fig 104).

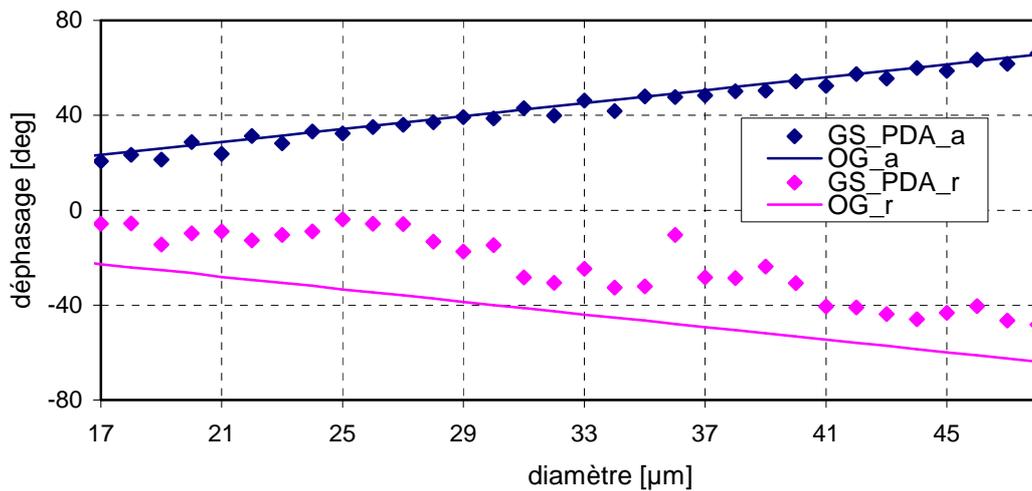


Fig 103. Relation phase de la réfraction-diamètre en bleu, indice de réfraction 1.33  
Relation phase de la réflexion-diamètre en rose  
Ouverture rectangulaire

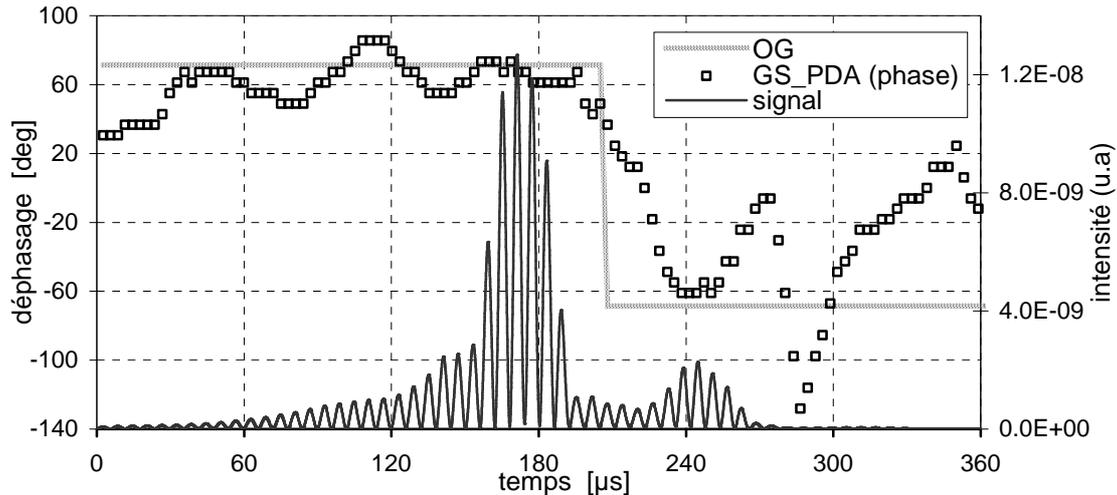


Fig 104. Evolution de la phase et signal GS\_PDA pour une particule d'eau de 52µm de diamètre pour une détection rectangulaire

En Dual-Burst classique, F.Onofri avait également relevé l'influence de la forme du détecteur sur l'évolution de la phase. Il avait remarqué que les détecteurs rectangulaires étaient mieux appropriés car l'évolution de la phase était plus stable (p 155 de la référence[37]). Pour la technique GS\_PDA, les détecteurs circulaires semblent donner de meilleurs résultats. Avec la détection rectangulaire, les bouffées sont moins distinctes, les intensités avant ou après les deux bouffées sont plus importantes. La forme rectangulaire de 60 mm sur 15mm induit des interférences angulaires plus importantes. La forme, l'angle solide de la détection sont donc deux paramètres critiques concernant cette technique.

### 6.5.3 Etude de la sensibilité à la distance $Z_p$

L'étude de la sensibilité à la distance  $Z_p$  et du volume de mesure (voir annexe 4) a été effectuée pour une détection compacte rectangulaire. Concernant la sensibilité à la position de la particule, le déplacement de la particule suivant  $Z$  ne s'accompagne pas d'un décalage de l'image dans le plan  $OXZ$ , mais dans le plan  $OXY$ . La position des maxima relevée suivant  $X$  (Fig 106) reste constante entre  $-400,6$  et  $-399,7$  mm. Les bouffées ne se décalent donc pas. Sur plus de  $400\mu\text{m}$  (distance  $Z_p$ ) la phase est assurée avec une évolution inférieure à 10% par rapport à la phase à la mise au point (Fig 105). Au delà de  $-400,6\text{mm}$  et  $-399,7$ , les interférences deviennent supérieures à la réflexion et à la réfraction, les bouffées les plus visibles ne vont plus correspondre à la détection des deux points de gloires mais à leur interférences angulaires (Fig 106 et Fig 107).

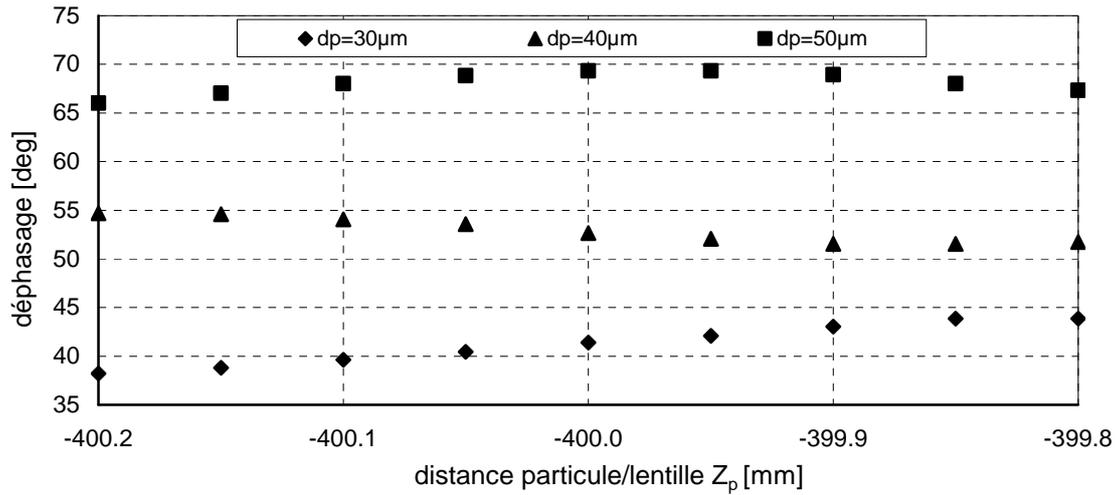


Fig 105. Evolution de la phase de la réfraction en fonction de la distance  $Z_p$  (onde plane)

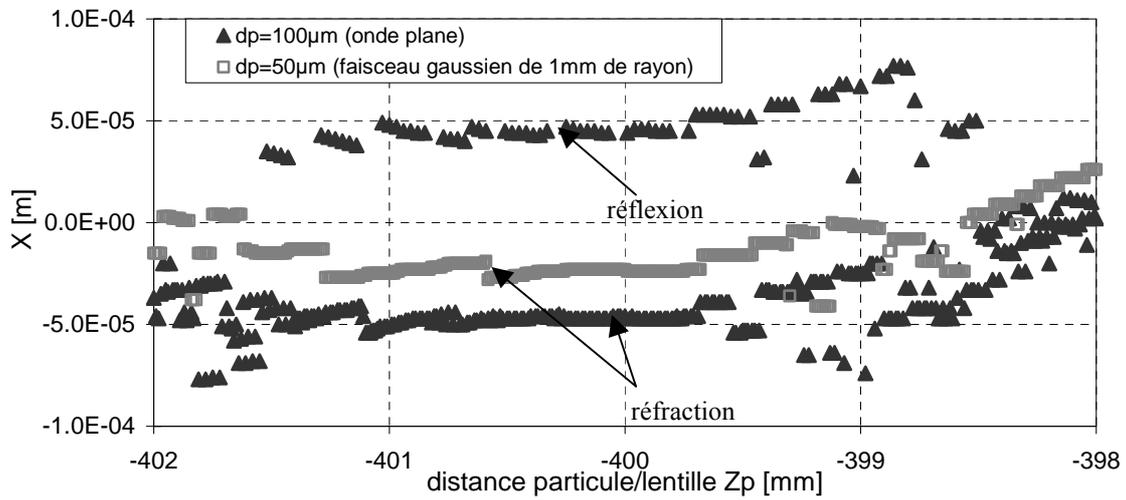


Fig 106. Evolution de la position des maxima d'intensité en fonction de  $Z_p$

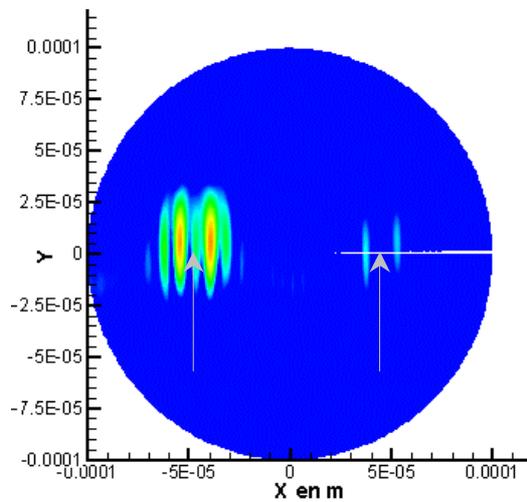


Fig 107. Image (en fausse couleur) d'une particule d'eau de  $100\mu m$  de diamètre en léger défaut de mise au point (à 399.6 mm de la lentille)  
Mise en évidence de la prédominance des interférences angulaires

En standard modifié, on s'affranchit donc des problèmes de fluctuations de la phase mais la phase varie encore légèrement sur une distance de 200 $\mu$ m de part et d'autre du centre du volume de mesure dans la direction Z.

Une configuration avec deux détecteurs circulaires offre des résultats plus stables. La sensibilité à l'indice de réfraction étant moins importante qu'en configuration plane, la précision sur l'indice de réfraction n'est pas améliorée. Une erreur de 3.8% sur le rapport engendre une précision sur l'indice de réfraction de 0.1. Même en travaillant avec un angle hors-axe de 30° pour avoir une meilleure sensibilité (voir annexe 5), la précision n'est pas améliorée. A cette angle hors axe de 30°, les sensibilités à la position de la particule suivant Z de la phase réfléchiée et réfractée ont été étudiés. Il en ressort que cette technique est très sensible à ce paramètre. Ainsi, l'indice de réfraction d'une particule de 140 $\mu$ m peut être estimé entre 1.38 et 1.21 suivant la position de la particule. L'erreur sur le déphasage réfléchiée ou réfractée, lorsque la particule est à -399.884 ou à -400.115mm de la lentille, est inférieure à 10%. Mais elle conduit à une dispersion du rapport des phase réfractée/phase qui engendre une précision de l'ordre de 0.17, dans le cas le plus critique sur les indices de réfraction.

## 6.6 Conclusion : vers une configuration expérimentale

Ces différentes études numériques ont mis en évidence la possibilité d'obtenir un signal en double bouffées par le suivi de l'intensité au centre de l'image de la particule. Elles ont montré que le comportement des points de gloires de la réflexion et de la réfraction conditionne l'évolution de l'intensité et de la phase du signal enregistré. Différentes configurations ont été simulées : configuration semi-plane, standard modifiée avec l'angle hors -axe de 50° et 30°. Nous avons montré que l'évolution de la phase varie selon la position de la particule suivant l'axe

La technique Dual-Burst par imagerie (GS\_PDA), comme les autres techniques issues de l'extension des mesures PDA, permet donc une mesure s de l'indice de réfraction moyen avec une précision sur la deuxième décimale. La mesure statistique permet de gommer les fluctuations entre la relation de phase et de diamètre. En théorie, cette technique peut permettre de distinguer des particules solides de particules liquides ou de bulles, mais également de travailler avec des produits présentant une forte variation de l'indice lors de l'évaporation (biodiesel ou autres gasoil<sup>[82][83]</sup>), lorsque l'écart entre les indices de réfraction est supérieur à 0.1.

Par rapport à la technique Dual-Burst par focalisation des faisceaux, le GS\_PDA, en configuration semi-plane, permet de mesurer une deuxième composante de vitesse.

En perspective, il serait intéressant de développer une procédure d'inversion prenant en compte la position des points de gloires, le rapport des intensités par l'étude du piédestal, la fréquence Doppler et également l'étude du déphasage, ceci, afin de remonter aux informations suivantes : diamètre, indice de réfraction, vitesses et position suivant Z de chaque particule. Pour cela il serait intéressant de travailler avec des signaux réels.

Pour le dispositif expérimental, au niveau de la collection, deux montages sont possibles.

Le premier est une « copie » du montage simulé. Deux systèmes d'imagerie forment deux images distinctes de la goutte et deux fibres optiques, reliées à deux PM, placées au centre de l'image collectent la lumière. Deux difficultés se présentent alors :

- l'une concerne le positionnement des fibres : elles doivent être placées très précisément. Si celles-ci sont décalées, elles n'analysent plus le même point conjugué sur la goutte. Ce qui engendrera un décalage sur la phase.
- la deuxième difficulté est liée au diamètre de la fibre optique : celui-ci impose un grossissement minimum du système d'imagerie. Le diamètre de la fibre doit être inférieur à la moitié de la distance des points de gloire, pour pouvoir séparer la réfraction de la réflexion. Il faudrait effectuer un montage optique avec un bon grossissement ( $\geq 1$ ) et une distance particules-écran raisonnable ( $< 2m$ ).

Le deuxième montage, testé à l'IUSTI de Marseille par F. Onofri, est plus souple concernant la détection. Un premier système d'imagerie forme l'image de la goutte avec le grossissement désiré. Au niveau du plan image, une fente optique de faible largeur est installée, ne sélectionnant ainsi que le centre de l'image. Ce plan image est également le plan focal d'une détection style PDA classique (Fig 108). La configuration est une configuration semi-plane. Les deux bouffées ont bien été observées, mais cette configuration s'est avérée très sensible à la position de la particule ( $Z_p$ ).

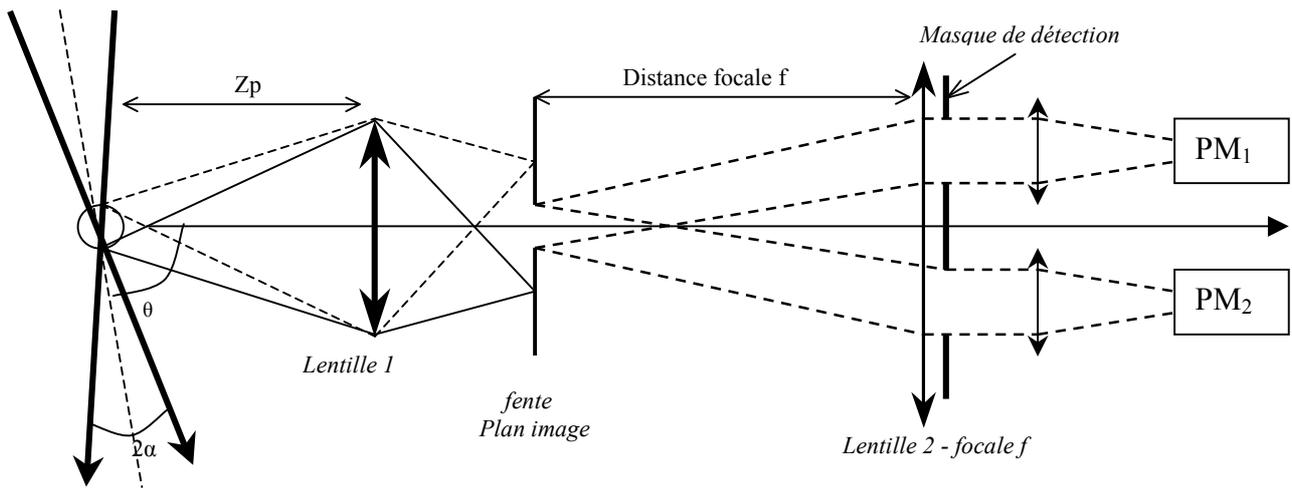


Fig 108. Schéma d'une configuration expérimentale



## 3<sup>ème</sup> partie :

### La mesure des vitesses

Après avoir étudié différentes possibilités pour déterminer l'indice de réfraction avec les systèmes phase Doppler, je m'intéresse ici à l'extension de la mesure de la vitesse dans les milieux denses.

Basée sur l'analyse de la fréquence Doppler, l'anémométrie Phase Doppler permet de connaître la vitesse des particules ou des gouttes individuelles traversant un volume de mesure. L'hypothèse de particules ou de gouttes bien distinctes est vérifiée loin du nez d'un injecteur mais, au voisinage immédiat de celui-ci, cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée. Les mesures d'anémométrie Laser ou Phase Doppler sont impossibles. En repérant le temps d'arrivée d'une même structure sur deux points de contrôle différents, la vélocimétrie laser par corrélation permet de mesurer les vitesses des structures dans ces conditions extrêmes.

Je présenterai, dans le chapitre 7, un exemple de mesure loin de l'injecteur avec un anémomètre laser Doppler. Je comparerai les vitesses de gouttes de biodiesel aux vitesses de gouttes de Diesel. Ces mesures ont été effectuées en Thaïlande dans le cadre d'un échange soutenu par le programme Duo-ASIA.

Dans le chapitre 8, je présenterai des mesures en proche sortie d'injecteur obtenues par vélocimétrie laser par corrélation. Je m'attacherai à expliquer le principe de mesure, vis à vis de l'ajustement optique ou du traitement du signal, et à proposer différents cas de validations de la mesure avant l'étude de la vitesse d'un injecteur Diesel haute pression mono-trou.

## Chapitre 7

# Mesure des vitesses loin de l'injecteur

Dans le cadre d'un programme duo-ASIA d'échange entre étudiants thaïlandais et français, je suis partie 4 mois à Bangkok dans l'université King Mongkut Institut of Technology North of Bangkok. J'avais pour objectif de former un doctorant aux mesures d'anémométrie laser Doppler, de rédiger les procédures d'utilisation et de réglages de cet appareil de mesure. Enfin, j'ai comparé les régimes d'atomisation de biodiesel et de Diesel. Je présente ici les résultats de cette étude.

### 7.1 Qu'est-ce que le biodiesel ?

Le biodiesel est un carburant à base d'huile végétale (transformée en méthylester), de graisses animales ou de déchets<sup>[84]</sup>. Son cycle de vie assez court permet à cette source d'énergie d'être considérée comme renouvelable et pouvant participer à la réduction des émissions de gaz à effet de serre. Ce carburant est contemporain du moteur à explosion (1900). Mais les dérivés du pétrole étant beaucoup plus économiques, ce carburant n'a été jusqu'à maintenant que très peu utilisé et développé. Aujourd'hui, avec l'augmentation du prix du pétrole, la volonté de multiplier les sources d'énergie et les nouvelles normes de pollution de plus en plus drastiques, le biodiesel devient une alternative très intéressante. En Europe, d'ici 2010, 5.76 % de l'énergie devra être d'origine « bio » (directive Euro6). Au Brésil, en parallèle au développement du mélange alcool-essence, une usine de biodiesel vient d'ouvrir. En Thaïlande le gouvernement a fixé pour 2009 un taux de mélange de 20% de biodiesel dans le carburant.

L'avantage principal du biodiesel est de s'inscrire dans une volonté d'indépendance énergétique face au pétrole. Son introduction sur le marché est facilitée par sa capacité à être mélangé au Diesel sans modifier certains moteurs actuels et sans développer un réseau de distribution propre. De plus son cycle de vie court permet de réduire les gaz à effet de serre de 15 à 70% (réduction rapportée à la quantité de biocarburant). Mais concernant sa combustion et son impact sur le moteur les avis sont partagés. La présence d'oxygène dans le méthylester améliore la lubrification des moteurs et la combustion (moins de CO). Mais cette dernière est défavorisée par une injection de gouttes un peu plus grosses due à une viscosité plus

importante du biodiesel<sup>[85]</sup>. De plus, la viscosité augmente lorsque la température extérieure diminue. Concernant l'émission de gaz toxiques, le biodiesel semble plus propre : il ne conduit pas au rejet de SO<sub>2</sub> (car pas de composés soufrés à la base), moins de CO et moins de HC<sup>[85]</sup>. Mais il semble entraîner la formation de plus de NOx, de CO<sub>2</sub> et de composés aromatiques<sup>[84]</sup>.

## 7.2 Description du dispositif expérimental

### 7.2.1 L'injecteur

L'injecteur à « swirl » utilisé forme un spray de type « cône plein »<sup>[86]</sup>. C'est-à-dire que les gouttes formées se répartissent de façon conique. Elles sont présentes partout, à la périphérie et au centre du cône. Les injecteurs à swirl les plus connus forment des sprays en anneau. Le mouvement de swirl crée à la sortie de l'injecteur une nappe qui, sous l'effet de la turbulence, s'atomise. Sous l'effet d'une légère sous-pression à l'intérieur du spray, les plus petites gouttes sont attirées vers le centre et viennent peupler l'axe du spray. Ce type de spray a donc des vitesses et un flux massique faibles au centre du spray contrairement au spray à cône plein. Pour obtenir des vitesses axiales et un flux massique plus importants, le disque du swirl est modifié. Les fentes sur le disque présentent une inclinaison plus importantes. On obtient ainsi un haut niveau de turbulence et un swirl avec un moment angulaire différent. Bayvel et Orzechowski décrivent ce genre d'atomiseur comme un « jet-swirl atomizers »<sup>[86]</sup>. Dans ce type d'injecteur la composante axiale de la vitesse reste importante en sortie, une composante azimutale et une composante radiale sont imprimées aux gouttes par la mise en rotation du liquide dans la chambre de swirl (Fig 109). Ce qui se passe en proche sortie est encore hypothétique car les processus d'atomisation de ce type d'injecteur ont été très peu étudiés<sup>[86][87]</sup>.

Pour faciliter la compréhension, je fais la distinction entre les phénomènes d'atomisation qui ont lieu au centre du spray et ceux qui se déroulent en périphérie. L'injecteur est un Monarch de débit 1 GPH (gallon par heure) et de 60° d'angle de fente de swirl. Ce type d'injecteur se retrouve dans les fourneaux, les brûleurs ou les chaudières industrielles. L'injection est alors continue.

L'injecteur est alimenté en Diesel ou biodiesel contrôlé en température. La mise sous pression du fluide est effectuée grâce à de l'azote comprimé. La circulation du fluide est

contrôlée par une pompe (Fig 110) . Nous avons travaillé à trois pressions différentes 8, 12 et 16 bars.

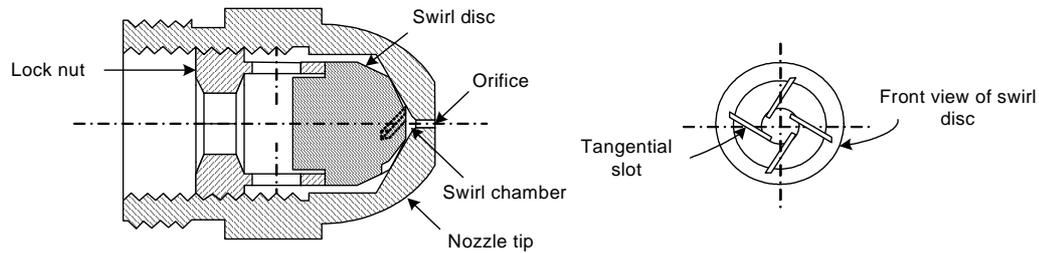


Fig 109. Description de l'injecteur<sup>[90]</sup>

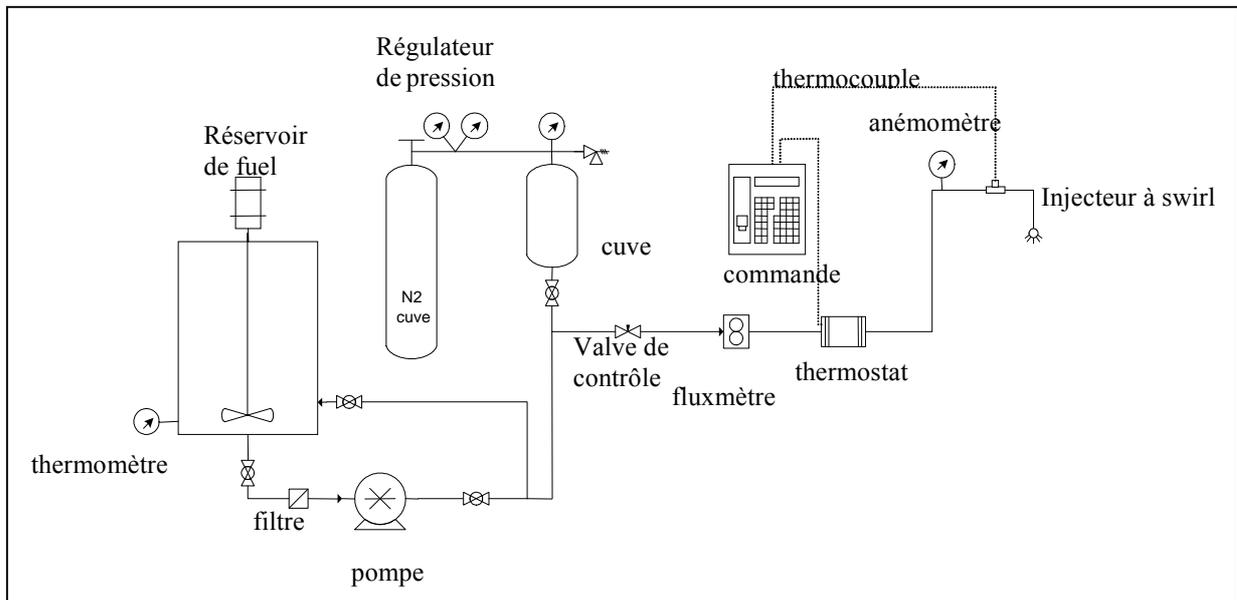


Fig 110. Description de l'alimentation en fuel

## 7.2.2 Paramètres et réglages optiques

Les mesures de vitesse ont été effectuées avec un anémomètre Doppler Laser de marque Dantec. Suite à des problèmes sur deux des trois processeurs, seule la configuration 1D était opérationnelle. Les vitesses radiales et axiales ont été déterminées par deux séries de mesures. Ces mesures de vitesse sont effectuées à trois distances du nez : 30 mm, 50mm et 70mm. Le balayage radial du spray est effectué par un pas de 5 mm (Fig 111).

Le volume de mesure est formé par l'intersection de deux faisceaux de longueur d'onde  $0.5145\mu\text{m}$ . Le demi-angle entre les faisceaux est de  $2.291^\circ$ . Un réseau de 23 franges de  $6.436\mu\text{m}$  de large se forme à l'intersection.

Cet appareil nous fournit, par l'analyse de la fréquence Doppler (cf partie 2), les distributions de vitesses basées sur le passage de 10000 gouttes, la vitesse moyenne et l'écart type. Le taux de validation varie entre 70 et 99% entre la périphérie du spray et le centre.

Par la suite, les profils et les distributions de vitesses sont présentées en fonction de la distance à l'injecteur et de la pression, pour une injection de biodiesel et de Diesel.

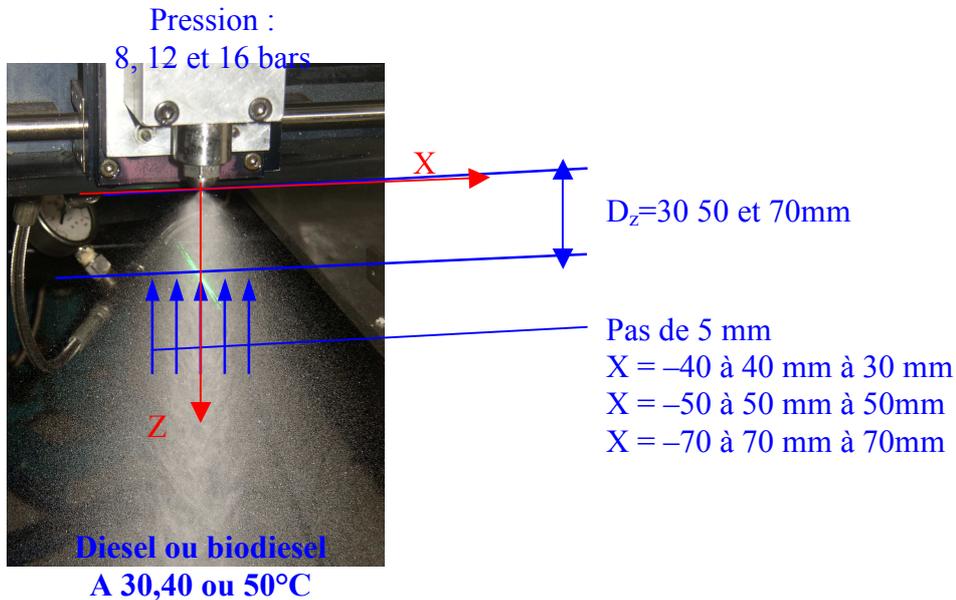


Fig 111. Condition initiale des mesures

### 7.3 Profil et distribution des vitesses d'un spray de biodiesel

#### 7.3.1 Les profils de vitesse à 12 bars , 30 mm du nez à une température de 30°C

- *Vitesses axiales*

La figure 112 représente le profil des vitesses axiales moyennes ainsi que des écarts type. La symétrie du spray est vérifiée sur cette figure. La répartition de la vitesse axiale est bimodale.

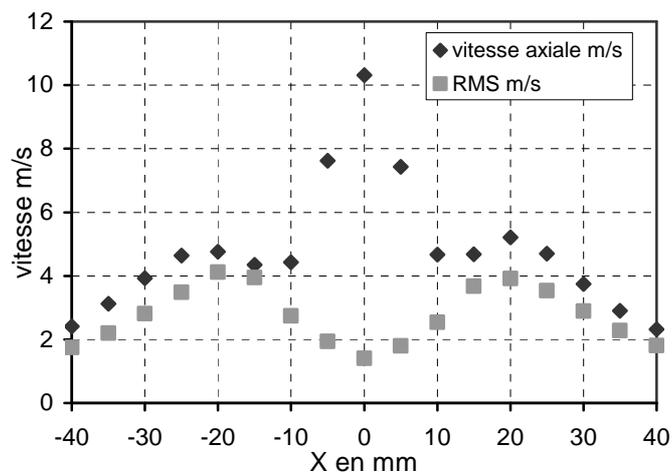


Fig 112. Profil des vitesses axiales moyennes à une pression de 12 bars et à une distance de 30 mm du nez

Une vitesse axiale forte au centre du spray est conforme à celle attendue pour les injecteurs à cône plein<sup>[86]</sup>. La vitesse maximum se trouve donc au centre et la fréquence de passage des gouttes atteint 10kHz. Puis après une forte diminution de la vitesse (plus de 50%), un deuxième maximum beaucoup moins important est présent au niveau de la périphérie, typique d'un mouvement de swirl<sup>[88]</sup>. Ce deuxième maximum est associé à un écart type des vitesses beaucoup plus grand, présentant également un maximum. Puis la vitesse et sa déviation diminue sur l'extrême bord du spray.

Cette modification de la répartition des vitesses est visible sur les histogrammes (figures 113 à 116). D'une répartition quasi gaussienne sur l'axe, centrée sur une moyenne de 10m/s (Fig 113), la répartition devient plus proche d'une forme en log-normale (Fig 114). Le pic est ici de 2.4m/s, pour une pression de 12 bars du biodiesel, à 30°C et à une distance de 30 mm de l'orifice. Au fur et à mesure, le pic se décale vers des vitesses nulles et la longueur de la queue de la distribution diminue, gonflant la population de gouttes ayant une vitesse entre 1 et 4m/s (Fig 115 et Fig 116). Ceci explique la diminution de l'écart type.

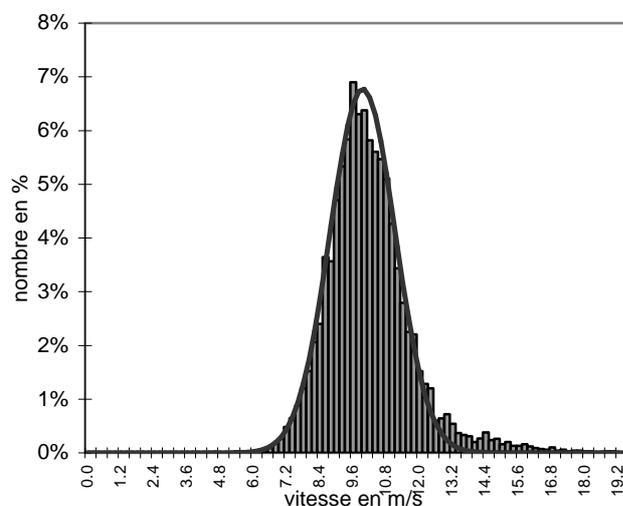


Fig 113. *histogramme des vitesses enveloppé par la répartition gaussienne la plus proche  
X=0 mm pression =12 bars Z=30mm*

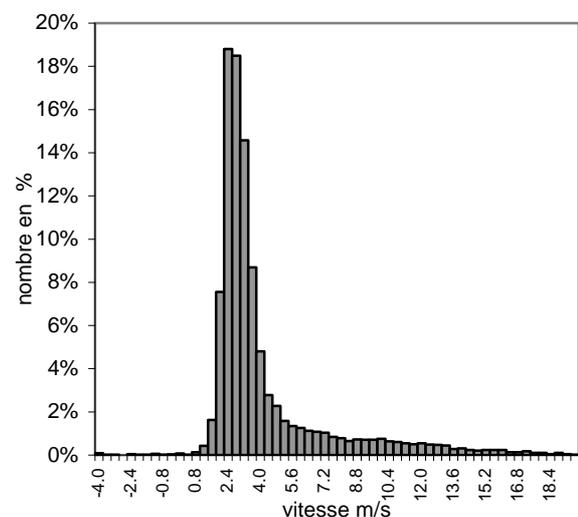


Fig 114. *histogramme des vitesses  
X=-10 mm pression =12 bars Z=30mm*

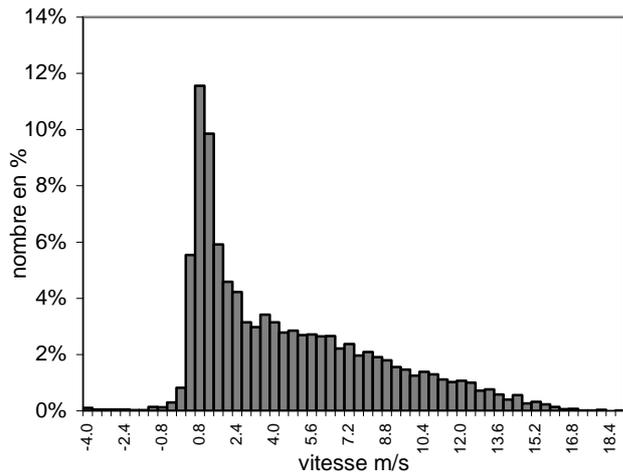


Fig 115. *histogramme des vitesses  
X=-20 mm pression =12 bars Z=30mm*

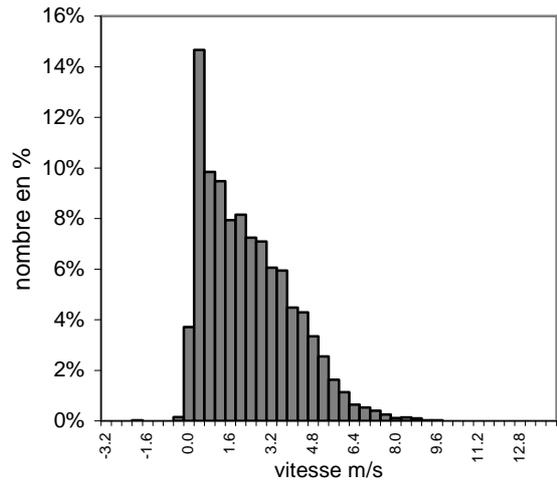


Fig 116. *histogramme des vitesses  
X=-40 mm pression =12 bars Z=30mm*

▪ **Vitesses radiales**

Concernant l'étude de la vitesse radiale, la symétrie du spray est toujours présente. Les gouttes se dispersent de l'intérieur vers l'extérieur, les vitesses sont négatives à « gauche » du spray (les gouttes allant de « droite à gauche ») et positives à « droite » du spray (les gouttes allant de « gauche à droite »). Ainsi, sur la Fig 117, la vitesse moyenne est nulle au centre, elle augmente lorsque l'on s'éloigne de l'axe pour atteindre un maximum à  $\pm 30$  mm de l'axe. Le maximum moyen atteint radialement et axialement sont légèrement différents. Puis, au bord du spray, comme la vitesse axiale, la vitesse absolue diminue. La répartition de l'écart type présente un minimum au centre pour atteindre un maximum ( $\pm 25$  mm) pour ensuite diminuer.

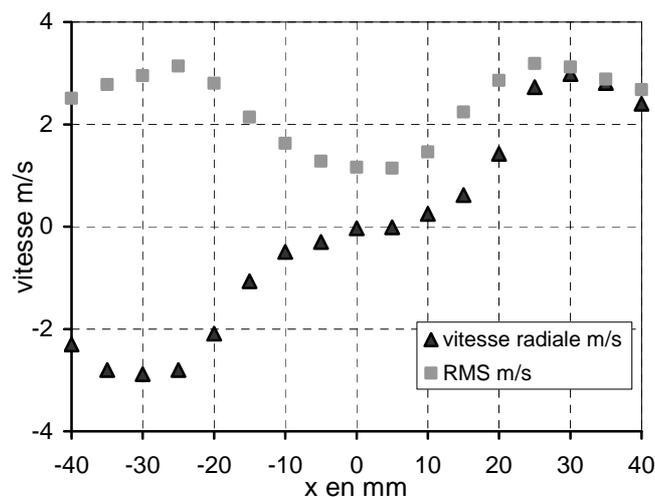


Fig 117. *Profil des vitesses radiales  
à une pression de 12 bars et à une distance de 30 mm du nez*

Les histogrammes mettent clairement en évidence ces tendances. Sur l'axe, la vitesse se répartit selon une forme gaussienne centrée en zéro. Ensuite l'histogramme s'étale vers des vitesses plus importantes, tout en gardant un maximum de gouttes de vitesses très proches de zéro. Sur le bord du spray, la population de gouttes les plus rapides diminue (Fig 118).

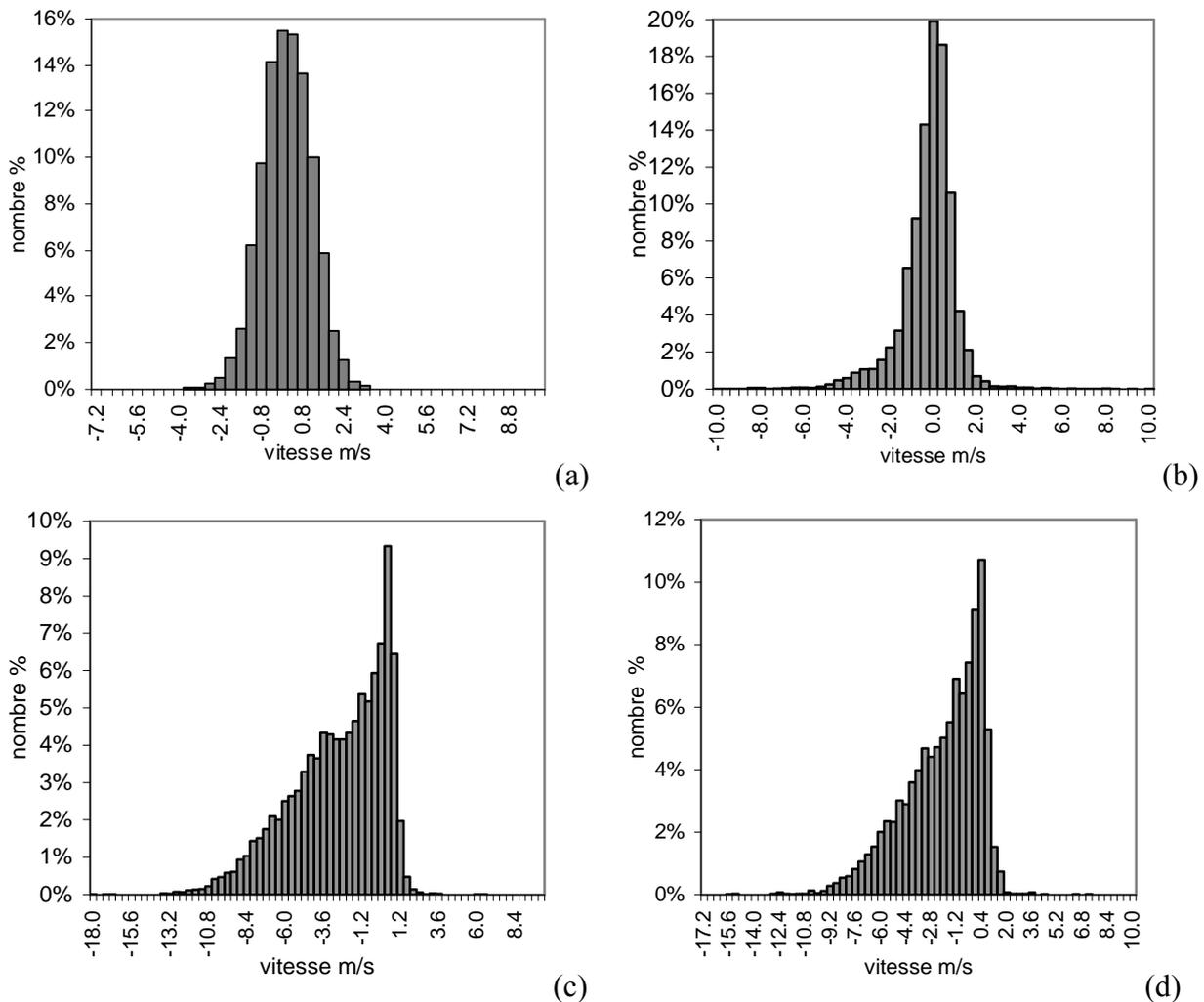


Fig 118. Histogrammes de la vitesse radiale  
(a) sur l'axe  $X=0$ , (b)  $X=-10$  mm, (c)  $X=-30$  mm et (d)  $X=-40$  mm

### 7.3.2 L'influence de la hauteur

Ces profils de vitesse se retrouvent sur les trois distances (30, 50 et 70mm). Pour faciliter les comparaisons, la vitesse moyenne est tracée en fonction du rapport de la distance radiale  $X$  sur la distance à l'orifice  $Dz$ . Fig 119, sont tracés les profils des vitesses axiales moyennes pour une pression de 12bars à 30mm à 50mm et à 70mm. Plus les gouttes sont loin de l'orifice, plus leurs vitesses diminuent. Cette décélération est plus marquée entre 30mm et 50mm. La vitesse axiale sur l'axe varie de 10.31m/s à 9.3m/s entre 30mm et 50mm et atteint 8.83m/s à 70mm de l'orifice. L'évolution du profil de vitesses radiales (Fig 120) confirme ces

remarques. La décélération est ici visible en périphérie du spray. La position du maximum de la vitesse radiale se rapproche de l'axe entre 30 et 50mm. Ceci laisse à penser que l'atomisation de la nappe de biodiesel ne se fait pas au même angle entre 30 et 50mm.

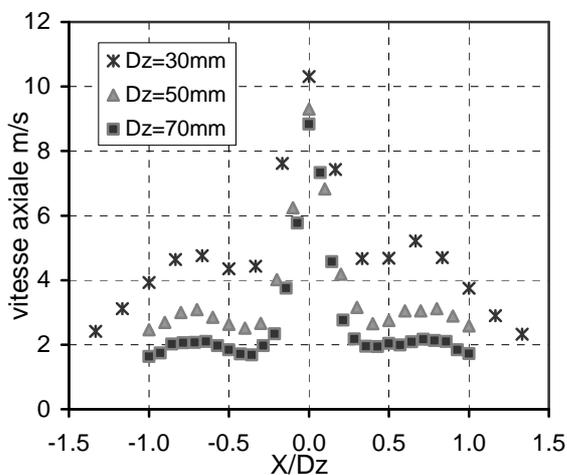


Fig 119. Vitesses moyennes axiales en fonction de la distance adimensionnée  $X/Dz$  pour trois hauteurs (30, 50 et 70mm du nez)

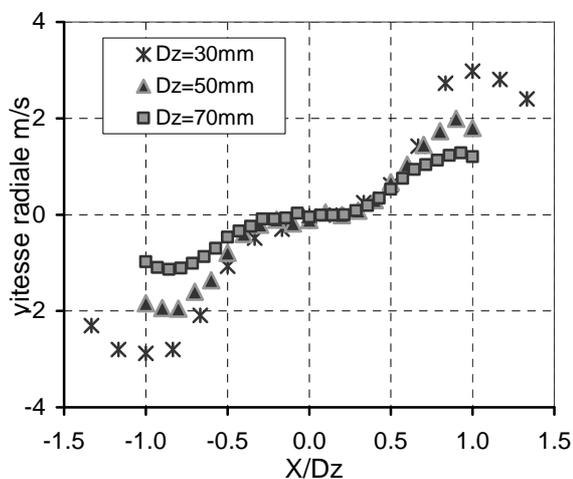


Fig 120. Vitesses moyennes radiales en fonction de la distance adimensionnée  $X/Dz$  pour trois hauteurs (30, 50 et 70mm du nez)

### 7.3.3 L'influence de la pression

La pression d'injection a une action directe sur la vitesse. Plus cette pression est grande, plus les particules atomisées ont des vitesses importantes. Les profils des vitesses à 30mm de l'orifice pour les pressions de 8, 12 et 16 bars sont comparées sur les Fig 121 et Fig 122.

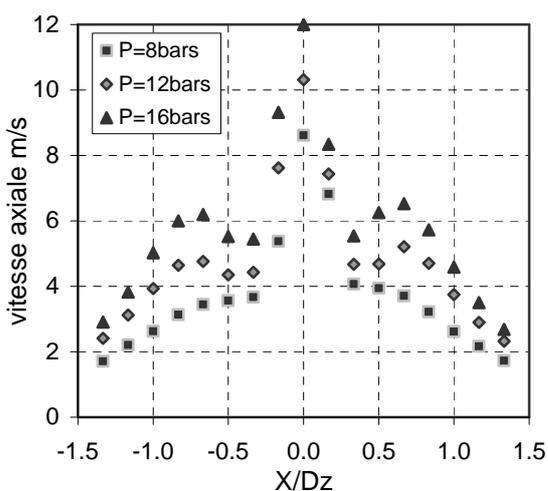


Fig 121. Vitesses moyennes axiales en fonction de la distance adimensionnée pour 3 pressions différentes (8, 12 et 16bars)

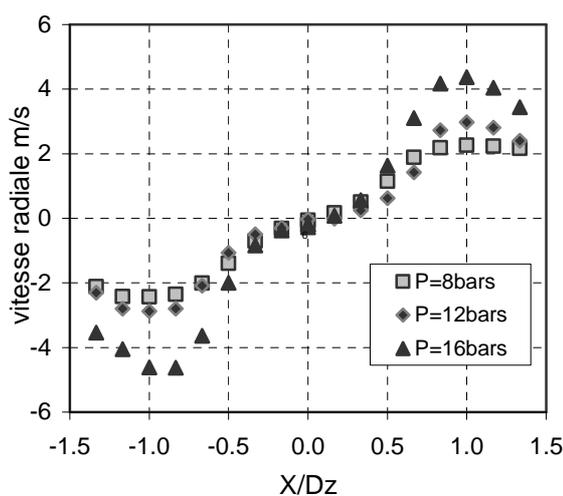


Fig 122. Vitesses moyennes radiales en fonction de la distance adimensionnée pour 3 pressions différentes

Sur l'axe, à l'atomisation du jet, la vitesse axiale passe de 8.61 m/s pour 8 bars à 12m/s pour 16 bars. Au niveau de la périphérie l'accélération n'est pas visible à 8 bars alors qu'elle est bien marquée à 16 bars. La pression accélère également les gouttes radialement.

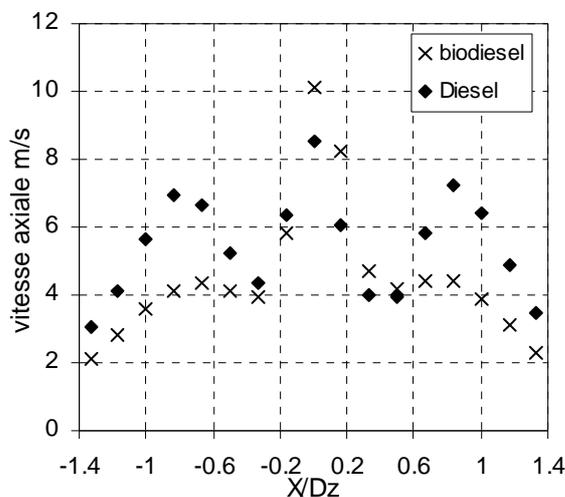
Les profils et les distributions des vitesses des gouttes de biodiesel présentées seront comparés aux profils et aux distributions des vitesses des gouttes de Diesel injectées dans les mêmes conditions. Nous mettrons en évidence l'effet de la viscosité en faisant varier la température des fuels injectés.

## 7.4 Comparaison avec un spray de Diesel pour une pression de douze bars

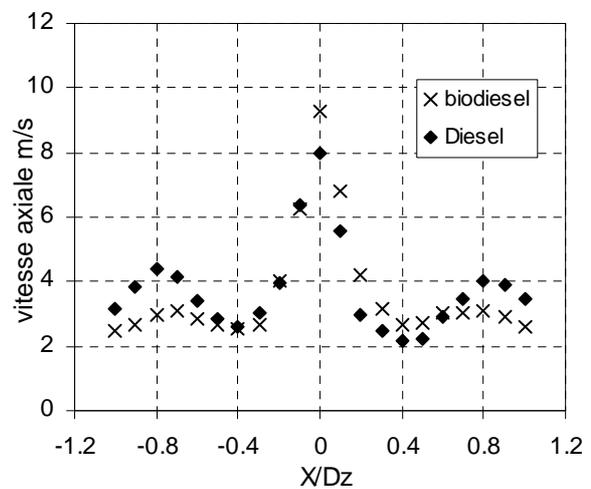
### 7.4.1 Les différences observées

Sur les figures suivantes, les profils de biodiesel (croix) et aux profils de Diesel (diamants) sont comparés pour les trois distances de l'orifice à la pression de 12 bars.

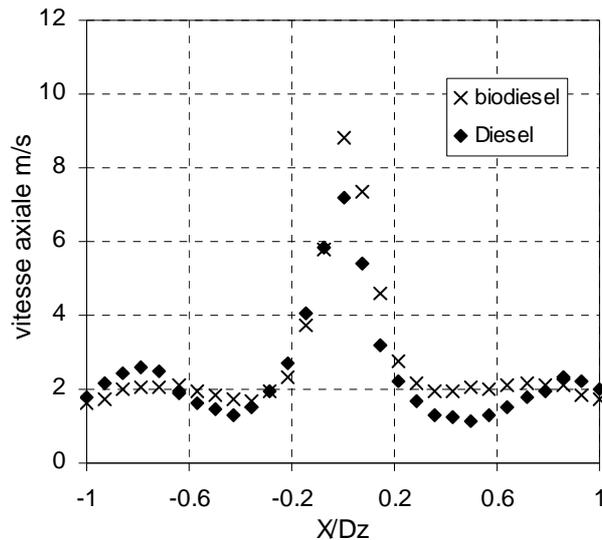
L'injecteur utilisé est le même, le profil des vitesses axiales est toujours bimodal : un maximum atteint au centre, entouré de deux autres maximum de part et d'autre du spray (Fig 123). On remarque deux effets différents lorsque l'on change de fuel. Au centre, la vitesse des gouttes de Diesel est plus petite que celle de biodiesel, on passe de 10.31 à 8.52 m/s à 30mm de l'orifice et la fréquence de passages de gouttes chute de 10kHz à 4kHz.. A la périphérie, la vitesse des gouttes de Diesel est beaucoup plus grande. La position de ce maximum de vitesse s'éloigne de l'axe lorsque c'est du Diesel qui est injecté. Loin du nez, à 7cm, l'accélération au niveau de la périphérie est visible lorsque l'on injecte du Diesel alors qu'elle a disparu avec du biodiesel.



(a)



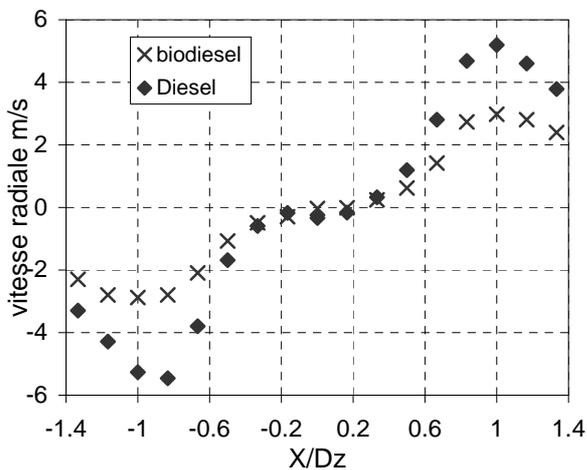
(b)



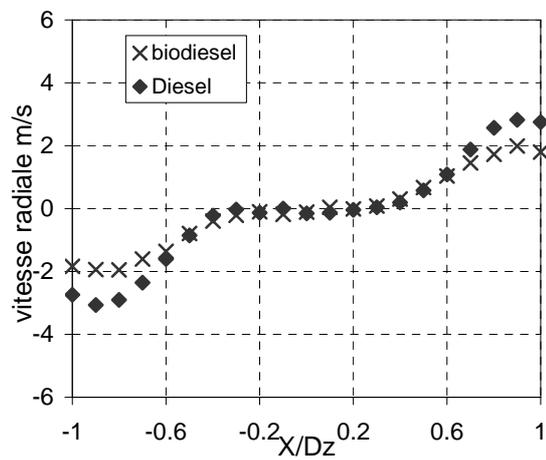
(c)

Fig 123. Comparaison entre les profils des vitesses axiales de gouttes de biodiesel et de Diesel  
(a) à 30 mm de l'orifice, (b) à 50mm et (c) à 70mm

Concernant les vitesses radiales (Fig 124), les gouttes de Diesels sont plus rapides au bord du spray que les gouttes de biodiesel. La position du maximum est identique. A 30 mm le maximum des vitesses pour le Diesel est supérieur à 5m/s alors qu'il est de 3m/s pour les gouttes de biodiesel. Plus on s'éloigne du nez, plus les profils de vitesses sont proches.



(a)



(b)

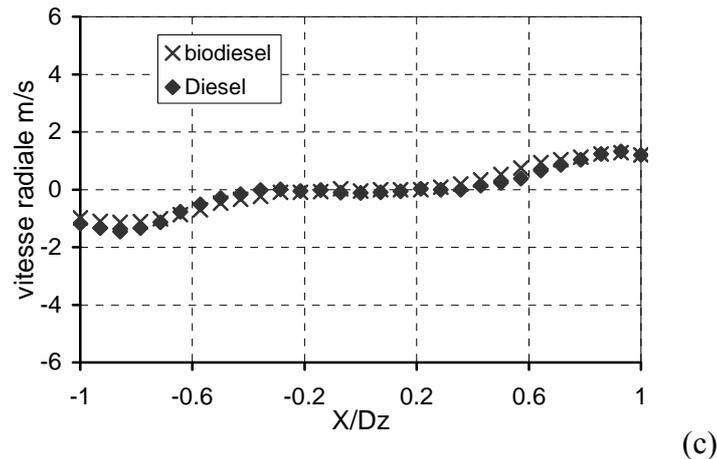


Fig 124. Comparaison entre les profils des vitesses radiales de gouttes de biodiesel et de Diesel  
(a) à 30 mm de l'orifice, (b) à 50mm et (c) à 70mm

Sur l'étude de ses profils, nous remarquons que les vitesses évoluent, au changement de fuel, de façon différente suivant la position des gouttes. Le comportement avec le Diesel est très proche des résultats obtenus par Dorfner et al<sup>[89]</sup> pour des viscosités similaires bien que l'atomiseur testé, pour ces auteurs, soit du type cône en anneau.

La différence principale entre le biodiesel et le Diesel est leur viscosité. Le Diesel a une viscosité de 3.31mm/s<sup>2</sup> alors que pour le biodiesel, celle-ci est de 9.2mm/s<sup>2</sup>. Ces mesures ont été effectuées en Thaïlande par Pisit Yongyingsakthavorn<sup>[90]</sup>. La composition chimique du biodiesel, différente de celle du Diesel, influence également sa tribologie.

Nous allons maintenant comparer les histogrammes de vitesses axiales au niveau de l'axe et au niveau du maximum de la périphérie (Fig 125). On remarque que sur l'axe, la répartition gaussienne des vitesses glisse vers des vitesses plus faibles pour le Diesel. L'écart type est également plus étroit. Concernant la périphérie, la différence des vitesses moyennes au profit du Diesel s'explique par la présence du pic de gouttes très lentes pour le biodiesel. Ce pic est absent pour les gouttes de Diesel. Concernant la distribution en vitesse radiale des deux fluides à 30mm du nez, au niveau de la périphérie un pic de population de gouttes de biodiesel lentes (0m/s) est présent alors que la population de gouttes de Diesel est plus centrée sur une vitesse de 4m/s (Fig 126 a). Les deux histogrammes sont très proches dès que l'on s'éloigne du nez (Fig 126 b).

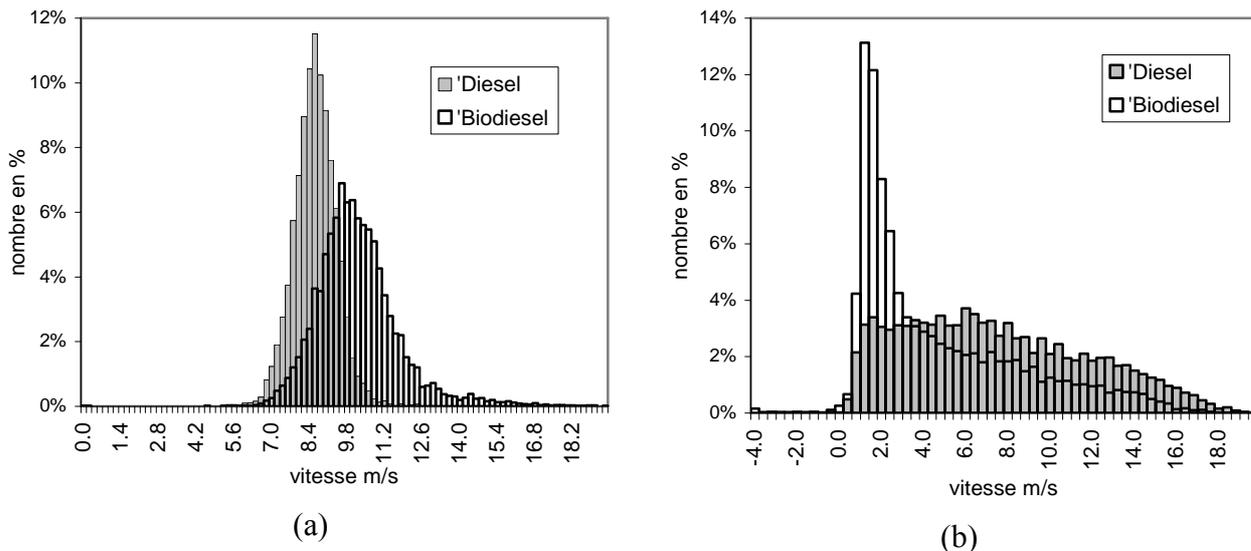


Fig 125. Comparaison des histogrammes des vitesses axiales de gouttes de Biodiesel et de Diesel à 30mm du nez pour une pression de 12 bars  
(a) dans l'axe, (b) au maximum de la périphérie

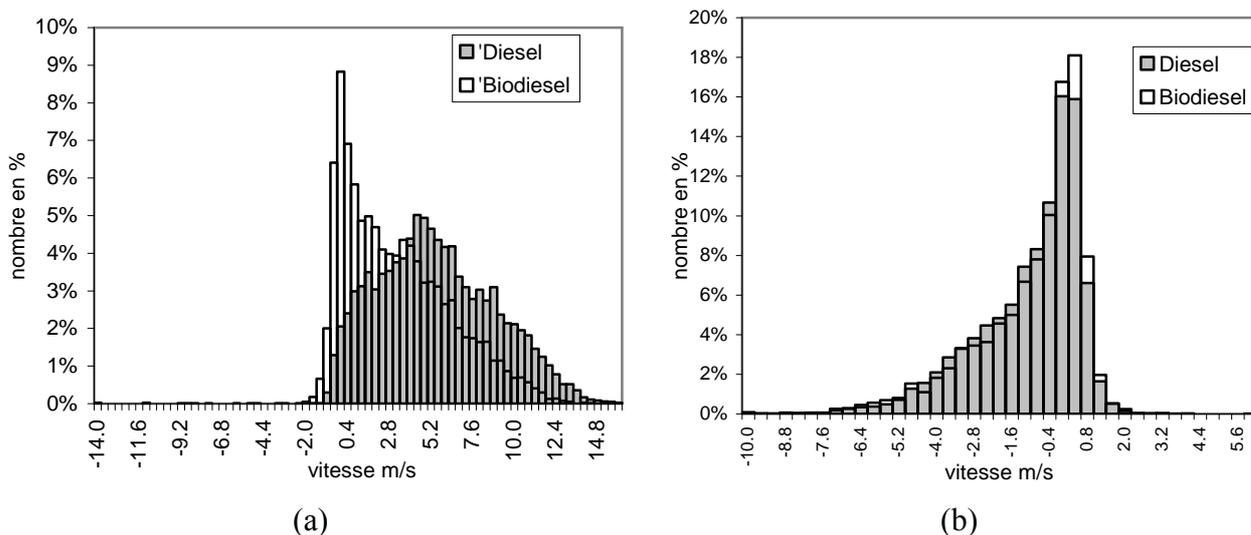


Fig 126. Comparaison des histogrammes des vitesses radiales de gouttes de Biodiesel et de Diesel pour une pression de 12 bars au niveau de la périphérie  
(a) à 30 mm du nez, (b) à 70 mm

Pour confirmer l'effet de la viscosité sur les distributions des vitesses, le biodiesel a été préchauffé, de 30°C à 40°C puis à 50°C. La viscosité varie respectivement de 9.2mm<sup>2</sup>/s à 7mm<sup>2</sup>/s et à 5.5mm<sup>2</sup>/s.

### 7.4.2 L'influence de la température

Nous n'allons nous intéresser qu'aux vitesses axiales pour une pression de 12 bars à 30mm du nez (Fig 127). Avec l'augmentation de la température du biodiesel, les deux tendances concernant les vitesses sur l'axe et sur la périphérie sont retrouvées. Les vitesses sur l'axe diminuent avec l'augmentation de la température et les vitesses maximum sur la

périphérie augmentent avec la température. De plus ce maximum a tendance à s'écarter de l'axe, traduisant un augmentation de l'angle de cône de spray et donc une expansion du spray. Lorsque la viscosité se modifie, entraînant une modification de la turbulence, le comportement d'atomisation du spray s'apparente de plus en plus à un spray en cône en anneau. La vitesse moyenne au centre du spray, pour une viscosité plus faible, diminue, alors qu'elle augmente à la périphérie.

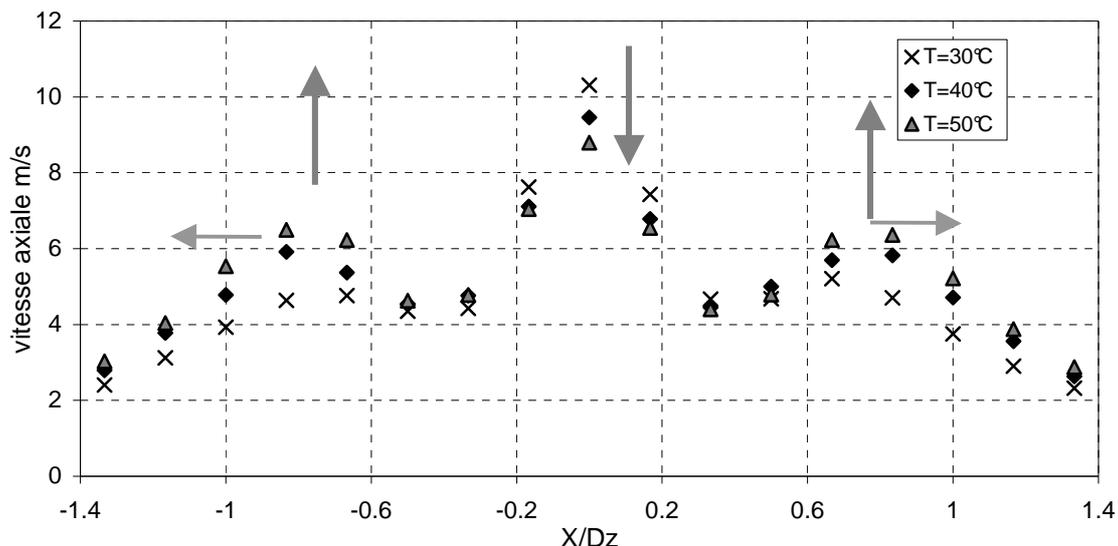


Fig 127. Comparaison des profils des vitesses axiales pour trois températures du biodiesel 30°C(croix), 40°C(losange) et 50°C(triangle)

Cette évolution est confirmée par le décalage de la répartition gaussienne, sur l'axe, des vitesses vers des vitesses plus petites et par la diminution de la population des gouttes les plus lentes au niveau du maximum de vitesse (Fig 128).

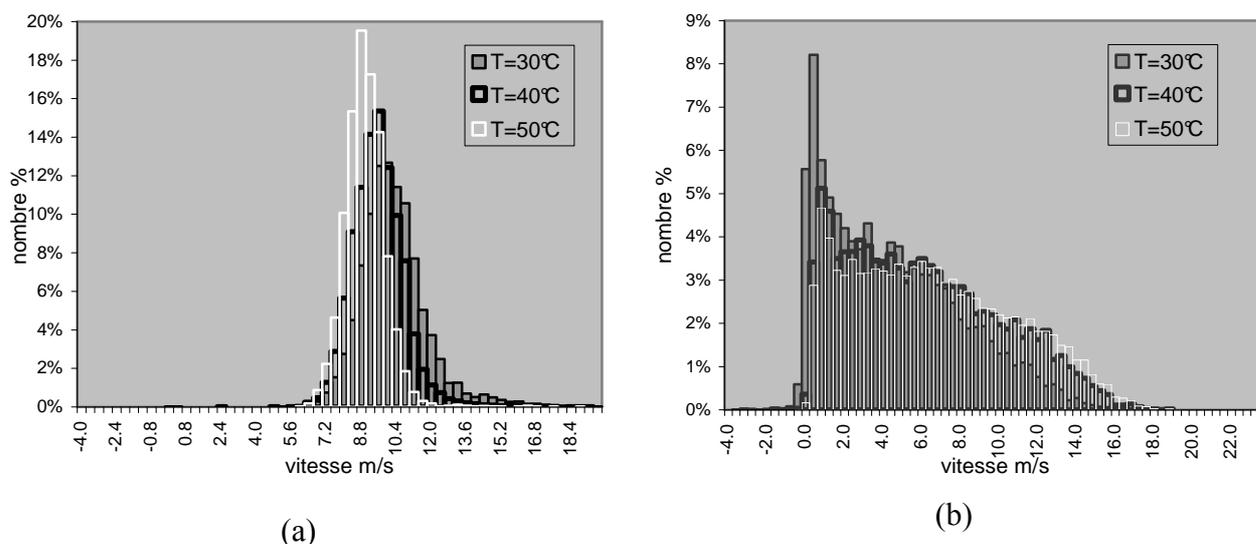


Fig 128. Comparaison des histogrammes pour trois températures (a) sur l'axe, (b) au niveau du maximum à la périphérie

En augmentant ainsi la température du biodiesel, les vitesses deviennent très proches de celles des gouttes de Diesel (Fig 129). La légère différence de viscosité,  $3.5\text{mm}^2/\text{s}$  pour le Diesel à  $30^\circ\text{C}$  et  $5.5\text{mm}^2/\text{s}$  pour le biodiesel à  $50^\circ\text{C}$ , explique l'écart type des vitesses plus important pour le biodiesel sur l'axe et la présence de gouttes plus lentes au niveau du maximum à la périphérie.

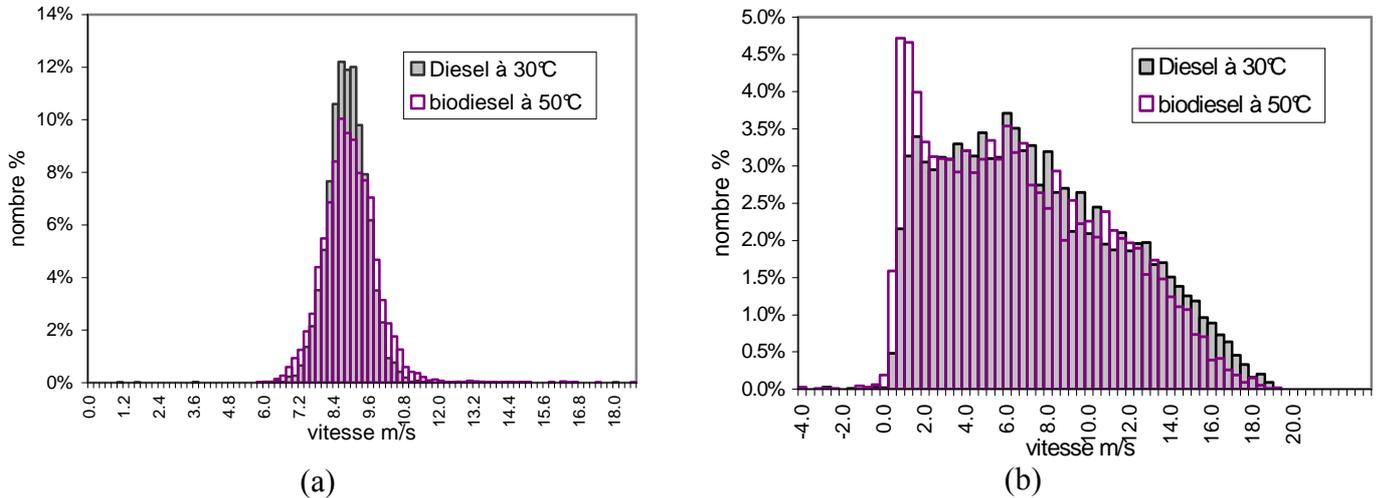


Fig 129. Comparaison des histogrammes des vitesses axiales entre des gouttes de biodiesel à  $50^\circ\text{C}$  et des gouttes de Diesel à  $30^\circ\text{C}$ , à une pression de  $12\text{b}$  à une distance de  $30\text{mm}$   
(a) sur l'axe, (b) au maximum à la périphérie

## 7.5 Conclusion sur l'effet de la viscosité

La viscosité influence la vitesse des particules de deux façons différentes suivant la position de celles-ci. La viscosité du liquide augmente les frottements, limite l'accélération du fuel dans la chambre du swirl et modifie également la turbulence du liquide. Plus la viscosité est faible plus le spray se comporte comme un spray en anneau : vitesse en périphérie de plus en plus importante s'accompagnant d'une diminution de la vitesse au centre.

En outre, plus le fuel est visqueux, plus celui-ci engendre une augmentation de la couche limite provoquant ainsi l'augmentation du débit. Pour une même pression d'injection la quantité de biodiesel injectée sera plus importante que celle du Diesel. Le flux massique est donc plus important avec du biodiesel, s'accompagnant de gouttes de diamètres plus importants au centre du spray (Fig 130, Fig 131). En effet, des mesures par diffraction de type Malvern mettent en évidence, sur l'axe, des diamètres de gouttes plus importants concernant l'atomisation du biodiesel comparé au Diesel<sup>[90][91]</sup>. Cette différence des distributions volumiques disparaît lorsque l'on s'éloigne de l'axe.

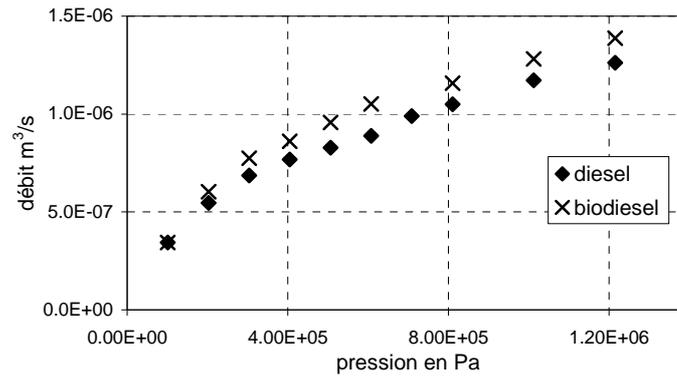


Fig 130. Débit en fonction de la pression

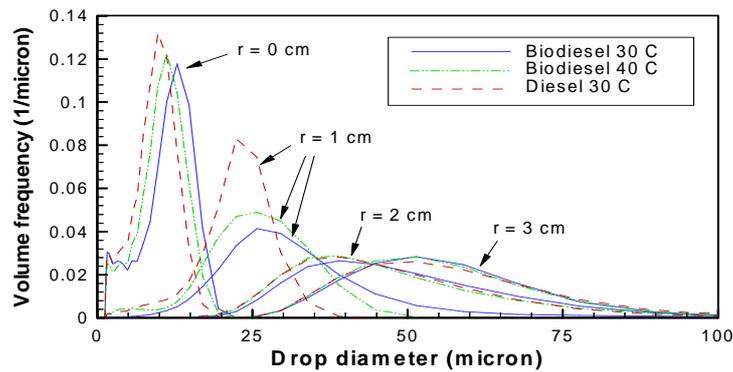


Fig 131. Distribution volumique locale des diamètres à 5cm du nez<sup>[90][91]</sup>

Enfin concernant la combustion, l'utilisation du biodiesel entraînerait trois problèmes :

- Un spray moins étendu dû à des vitesses radiale et axiale en périphérie plus faibles
- Une évaporation plus lente due aux diamètres des gouttes plus importants
- Une consommation plus importante de fuel due à un débit plus important

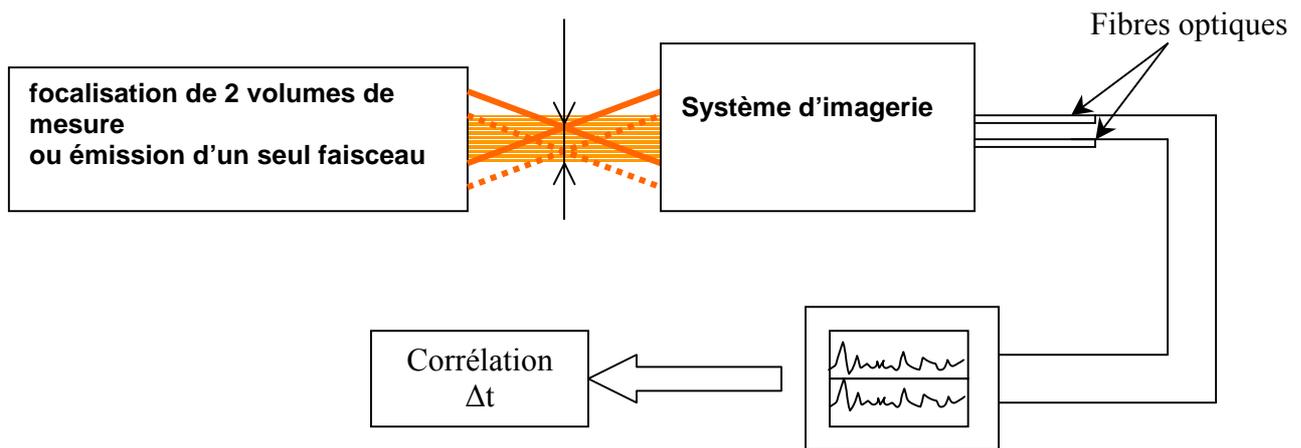
La mesure par anémométrie laser Doppler a été possible, car nous avons fait les mesures loin de l'injecteur. Dans le cas plus extrême de présence de paquets de gouttes en proche sortie de l'orifice, une autre technique doit être développée.

## Chapitre 8

# Mesure de vitesse en proche sortie d'injecteur

La vélocimétrie laser par corrélation est une technique de mesure de la vitesse d'un objet, basée sur la détermination du temps de vol d'une singularité modifiant la diffusion de la lumière. Ce temps de vol est déterminé par la corrélation des signaux optiques diffusés par deux points rapprochés dans l'écoulement. Cette technique a été appliquée à la mesure de vitesse dans des jets Diesel et semble pouvoir être appliquée dans des conditions pour lesquelles la mesure ADL/PDA n'est pas possible, en proche sortie d'injecteur.

### 8.1 Principe de la vélocimétrie par corrélation



Deux configurations différentes sont mentionnées dans la littérature, elles seront expliquées et critiquées dans cette section :

1. Un seul faisceau peu focalisé éclaire une certaine portion de l'écoulement. Les deux points de mesure sont définis uniquement par l'optique d'imagerie qui conjugue ces deux points avec les deux surfaces des détecteurs utilisés pour analyser les signaux optiques diffusés<sup>[92][93]</sup>.
2. Deux faisceaux sont très focalisés en deux points proches dans l'écoulement et ces points sont ensuite associés aux détecteurs par un ensemble constitué de prismes de Wollaston et de lentilles<sup>[94][95]</sup>.

$\Delta x$  est défini soit par la distance entre les deux points de focalisation ou soit par la distance entre les détecteurs. Le décalage temporel entre les deux signaux est déterminé par

un calcul de corrélation. La vitesse dépend de la distance  $\Delta x$  et du décalage temporel  $\Delta t$  :

$$V = \frac{\Delta x}{\Delta t}$$

### 8.1.1 La distance parcourue $\Delta x$

$\Delta x$ , défini au niveau du plan image, correspond à la distance parcourue par l'élément au grossissement ( $m$ ) près. Le grossissement derrière une lentille convergente mince s'écrit :  $m = \frac{OA'}{OA}$  avec  $OA'$  distance lentille/détection et  $OA$  distance lentille/objet.  $OA'$  est fixe, mais  $OA$  peut varier de plus ou moins la longueur du volume de mesure. Dans ce cas, le plan d'étude est en défaut de mise au point. L'image étudiée met alors en jeu des interférences qui évoluent avec le mouvement de l'élément diffusant. Ces interférences modifient donc l'intensité reçue. L'apparition multiples pics d'intensité est alors une combinaison du passage d'éléments diffusants et des effets d'interférences. La vitesse déduite prend en compte également les effets d'interférences. Il faut s'assurer que l'interprétation d'images en défaut de mise au point est limitée. Une grande ouverture de la lentille, alliée à une courte focale, diminue la profondeur de champ. Mais cette profondeur de champ ne limite en rien le volume de mesure. Tout élément traversant le faisceau laser modifie le signal transmis. La mesure n'est pas locale dans la direction du faisceau. Le spray doit être alors le plus fin possible pour effectuer des mesures correctes.

Dans le cas de deux points de focalisation, la distance entre les deux points dépend de la trajectoire des faisceaux laser, donc elle dépend du milieu traversé. Ce milieu peut se modifier. L'indice de réfraction du spray peut être modifié par l'onde de choc formée lorsque le jet devient supersonique (dans le cas où la température des gaz environnants est faible). Cette onde de choc peut provoquer la déflexion des points de focalisation<sup>[94][95]</sup>.

Dans le cas où l'on ne prend pas en compte les effets d'interférence, l'erreur sur  $\Delta x$  dépend uniquement de la trajectoire de l'élément diffusant<sup>[96]</sup>.

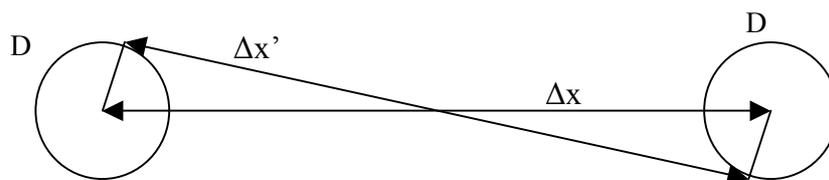


Fig 132. Deux trajectoires entre les 2 points de contrôle de diamètre  $D$

$$\Delta x' = \sqrt{(\Delta x^2 - D^2)}, \text{ dans ce cas l'erreur relative est égale à } 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{D}{\Delta x}\right)^2}.$$

En considérant  $\Delta x$  plus grand que  $D$ , nous pouvons approximer par :  $\delta = 0.5(D/\Delta x)^2$

### 8.1.2 Le temps de vol $\Delta t$

$\Delta t$  est déterminé par le calcul de la position ( $k$ ) du maximum de la fonction de corrélation, il dépend donc de la fréquence d'échantillonnage ( $f_a$ ), de la largeur et de la forme

de la fenêtre de corrélation croisée,  $\Delta t = \frac{k}{f_a}$ . Pour une bonne détermination du pic de

corrélation le rapport signal sur bruit doit être élevé. Le rapport signal sur bruit (SNR) statistique est estimé d'après cette formule<sup>[92]</sup> :

$$SNR = \sqrt{\frac{te_q \lambda}{100 f_a h c}} \frac{1}{d_l} \sqrt{P_l} \frac{d_f}{m} \quad (8.1.1)$$

- $P_l$  : puissance laser
- $\lambda$  : longueur d'onde du faisceau
- $d_l$  : diamètre du faisceau laser
- $h$  : constante de Planck
- $d_f$  : diamètre de la fibre
- $c$  : vitesse de la lumière
- $m$  : grossissement
- $t$  : coefficient de transmission ( $t=1/64$ )
- $f_a$  : fréquence d'échantillonnage
- $e_q$  : efficacité quantique

Cette formule montre que le rapport SNR moyen diminue lorsque l'on veut augmenter la résolution spatiale en diminuant le diamètre de la détection ou en augmentant le grossissement. Le SNR a une influence sur l'erreur relative de la position du maximum de la fonction de corrélation. En effet, l'erreur relative sur l'interpolation de la position du maximum de la fonction de corrélation  $\Delta t$  dépend de la largeur de la fenêtre  $T$ , du SNR et de la largeur fréquentielle  $B$  de la mesure<sup>[96]</sup>.

$$\delta_t \cong 0.3 \frac{1}{(B\Delta t)} \left[ \frac{(1 + SNR^{-2} + 0.5 SNR^{-4})}{(BT)} \right]^{0.25} \quad (8.1.2)$$

avec  $B$ =vitesse/diamètre du volume de mesure limité par la bande fréquentielle du système optoélectronique<sup>[96][97]</sup>. C'est une mesure de la dérivée de l'intensité durant le passage de la structure à travers le volume de mesure d'une des deux fibres. L'erreur relative diminue lorsque la taille de la fenêtre augmente. Mais il faut trouver un compromis entre un bon suivi temporel et une précision correcte.

### 8.1.3 La précision sur la détermination de la vitesse

La précision sur la détermination du temps de vol augmente avec la taille de la fenêtre temporelle. En régime stationnaire en corrélation « global » la vitesse moyenne est très bien estimée. Mais les fluctuations temporelles de la vitesse et le mouvement stochastique du spray ont tendance à élargir le pic de corrélation<sup>[97]</sup>.

Une corrélation par fenêtre permet un suivi temporel de la vitesse. Plus la fenêtre est étroite, plus le suivi temporel est précis, mais plus il est difficile de capter une signature significative. Par exemple, pour un jet ayant une vitesse moyenne aux alentours de 100m/s, il convient de travailler avec une fenêtre de 1 à 2  $\mu$ s lorsque  $\Delta x$  est égale à 100 $\mu$ m.

Lorsque la position du maximum de la fonction de corrélation est interpolée, la précision de la mesure est de l'ordre de  $0.5\left(\frac{D}{\Delta x}\right)^2 + 0.3\left(\frac{\text{vitesse}}{\Delta x}\right)B^{-1.25}T^{-0.25}$ . Ici, l'influence du rapport signal sur bruit de l'équation a été négligée (8.1.6). La précision est alors indépendante de la fréquence d'échantillonnage.

On remarque que plus  $\Delta x$  est grand, plus la résolution en vitesse est importante mais plus le risque de décorrélation des signaux est augmenté par la modification des structures entre les deux volumes de mesure.

### 8.1.4 La corrélation

Le but d'une corrélation est de trouver un décalage temporel entre deux signaux. Mais derrière ce terme il peut être question de fonction de corrélation ou coefficient de corrélation.

$$\text{Corr}(g(\tau), h(\tau)) = \lim_{t \rightarrow \infty} \int_0^T g(t) h(t + \tau) dt \quad (8.1.3)$$

En programmation, une fonction de corrélation discrète est utilisée. L'expression proposée par Numerical Recipice<sup>[99]</sup> n'est pas exprimée par une limite mais directement par une somme sur la largeur de la fenêtre. La fonction de corrélation dans le domaine de Fourier correspond au produit conjugué de G et H, transformée de Fourier discrète de g et h. C'est ce type de calcul que j'ai mis en place pour déterminer le retard entre les deux signaux.

$$\text{Corr}(g, h)_j \equiv \sum_{k=0}^{N-1} g_{j+k} h_k \quad \text{Corr}(g, h)_j \iff G_k H_k^* \quad (8.1.4)$$

Benndat et Piersol<sup>[98]</sup> proposent une interpolation du maximum de corrélation. La fonction de corrélation de deux signaux  $x(t)=s(t)$  et  $y(t)=s(t+\tau)$  est donnée par le produit du maximum de l'autocorrélation  $R_{ss}(t)$  et d'une fonction sinus cardinal.

$$R_{xy}(t) = R_{ss}(\tau) \text{sinc}(2\pi B(t-\tau)) \quad [96] \quad (8.1.5)$$

Concernant le coefficient de corrélation (inférieur à 1) l'expression est la suivante, elle met en jeu la covariance (avec les valeurs moyennes  $m_h$  et  $m_g$ ):

$$R(\tau) = \frac{\sum_{i=1}^N (g(i) - m_g)(h(i-\tau) - m_h)}{\left( \sqrt{\sum_{i=1}^N (g(i) - m_g)^2} \sqrt{\sum_{i=1}^N (h(i-\tau) - m_h)^2} \right)} \quad (8.1.6)$$

On peut trouver également cette expression en fonction de la fonction de corrélation :

$$R(\tau) = \text{corr}(g(\tau), h(\tau)) / \sqrt{(\text{corr}(g(0), g(0)) \text{corr}(h(0), h(0)))} \quad (8.1.10)$$

### 8.1.5 Limitations

- ***forte atomisation et forte densité***

En milieu dense ou très dense (très forte concentration de liquide), une bonne résolution spatiale est nécessaire. Les volumes de contrôles doivent être les plus petits possibles pour assurer une bonne résolution spatiale et aller ainsi le plus possible au cœur du jet. Mais le risque de multi-diffusion est toujours présent, surtout si le milieu est très dense. Le détecteur ne reçoit plus la lumière directement diffusée, mais de la lumière qui « est passée » par d'autres sites diffusants. Elle parasite et décorrèle les signaux. Le rapport signal sur bruit diminue alors. Plus l'atomisation est importante plus les risques sont grands. Cependant cette lumière multi-diffusée a pour caractéristique d'être dépolarisée. En choisissant un système de capteur uniquement sensible à la lumière polarisée, on réduira les problèmes de multi-diffusions<sup>[97]</sup>. Il est à noter que ce risque de multi-diffusions existe lorsque l'on travaille avec un angle de collection différent de 0. En transmission, un milieu trop dense peut obstruer complètement le faisceau laser, et rendre impossible la détection des passages des structures. Réduire le diamètre de la détection permet également d'augmenter la résolution spatiale. Cependant une détection trop précise met en évidence des phénomènes qui ne sont plus assez lissés par le diamètre de la fibre optique. De plus cette réduction de la surface de détection diminue le rapport signal sur bruit.

### ▪ **Désavantage des différentes techniques**

La technique à simple faisceau, avec un montage composé uniquement d'une lentille pour effectuer l'image du jet, a le mérite d'être simple et peu coûteuse mais manque de souplesse vis à vis de l'encombrement du dispositif expérimental. Pour assurer un grandissement correcte une lentille à faible focale est positionnée proche du jet. Mais dans le cas d'une chambre haute-pressure, l'épaisseur du hublot limite la position de la lentille, et le diamètre du hublot limite l'ouverture de la lentille. Dans ce cas, ce montage n'est pas adaptée (l'image est formée à plusieurs mètres pour avoir un grandissement correcte)<sup>[97]</sup>. La technique à deux faisceaux est assez complexe à mettre en œuvre, elle demande beaucoup plus de matériel optique et de précision dans l'ajustement des différents matériels.

### 8.1.6 Conclusion

La mesure de la vitesse est assujettie à une bonne estimation de la distance parcourue et du temps de vol. L'erreur due à une mauvaise estimation de  $\Delta x$  est estimé à 3% et pour  $\Delta t$  à 4.5%<sup>[93]</sup>. La détection est influencée par deux effets principaux<sup>[92]</sup> : les structures de cavitations ou la surface tourmentée d'un jet peuvent moduler le signal. Les structures de cavitation peuvent avoir des vitesses d'expansion très rapide. La surface tourmentée du jet peut modifier la position des volumes de mesure. Dans ces conditions, la vitesse mesurée est une composante de la vitesse de l'élément diffusant et de la vitesse des volumes de mesure ou des interférences.

Des mesures de vitesse dans le cas d'un common-rail Diesel ont été effectuées<sup>[94][95]</sup>. Elles ont été possibles pour des contre pressions inférieures à 2Mpa pour éviter une trop forte atomisation, et des pressions d'injection inférieures à 80-130Mpa pour éviter les ondes de chocs. Les vitesses mesurées sont à mettre en relation avec la vitesse de décharge (vitesse de Bernoulli  $V_{\text{bernoulli}} = \sqrt{\frac{2(P_i - P_{ch})}{\rho}} * coef$  ).

- Si  $V_{\text{mesurée}} > V_{\text{bernoulli}}$ , soit la vitesse de Bernoulli est calculée sur une section de passage trop large (réduction de cette section par le passage de bulles de cavitation), soit la vitesse mesurée prend en compte d'autres phénomènes de type « optique » (dû au fait que l'on mesure la vitesse de l'image des éléments diffusants)
- $V_{\text{mesurée}} = V_{\text{bernoulli}}$ , le jet est formé d'un corps liquide
- $V_{\text{mesurée}} < V_{\text{bernoulli}}$ , formation de gouttes
- $V_{\text{mesurée}} \ll V_{\text{bernoulli}}$  jet libre

Le but de cette partie de la thèse est d'analyser la vitesse en proche sortie d'un injecteur haute pression à l'air libre. J'ai choisi de mettre en place une chaîne VLC de type un faisceau pour sa faciliter de mise en œuvre. Pour l'acquisition des signaux et le traitement, j'ai développé deux programmes sur Delphi permettant l'acquisition et le traitement via une carte GPIB des signaux échantillonnés par un oscilloscope numérique.

## 8.2 Expérience préliminaire : étude de la vitesse d'un disque tournant

### 8.2.1 La chaîne de mesure

Le principe du montage est le suivant. Un faisceau laser (HeNe, 30mW), d'un diamètre au col du faisceau de 1.5 mm, éclaire le disque tournant. Un système d'imagerie composé d'une lentille de focale 20 mm et de diamètre 10 mm forme l'image du disque sur un plan image avec un agrandissement de 50. La lentille est située à 20.4 mm du plan objet et à 1020 mm du plan image. Dans le plan image, deux fibres optiques sont positionnées. Ces fibres optiques, d'un diamètre de 1mm, séparées de 2 mm, collectent la lumière et la dirigent vers deux photo-diodes via un amplificateur à gain et un filtre passe bande (0.02MHz à 0.2MHz). L'espace entre les fibres, de 2mm, correspond à deux points de contrôle au plan objet espacés de 40 $\mu$ m. Les signaux électriques associés sont digitalisés par un oscilloscope, puis enregistrés et traités par un PC.

### 8.2.2 Paramètres du disque et résultat

Pour valider cette configuration, nous avons calculé de trois manières différentes la vitesse de rotation d'un disque équipé d'une pôle (Fig 133):

- Détermination du temps pour 1 tour (temps entre deux arrivées de la pôle)  $\Delta T_t$
- Détermination du temps de traversée du laser par la pôle  $\Delta t_p$
- Détermination par corrélation  $\Delta t_c$

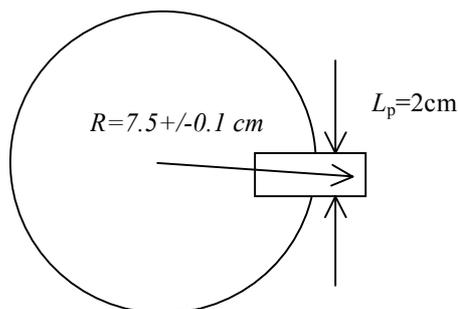


Fig 133. Disque tournant

Ces trois signaux sont issus de la transformée de Fourier et la transformée inverse d'un signal créneau (la lumière est bloquée par le passage de la pôle) sur différentes bandes passantes. La composante continue n'est jamais prise en compte. La figure 134 explique la modification du signal créneau par la bande passante de la photo diode.

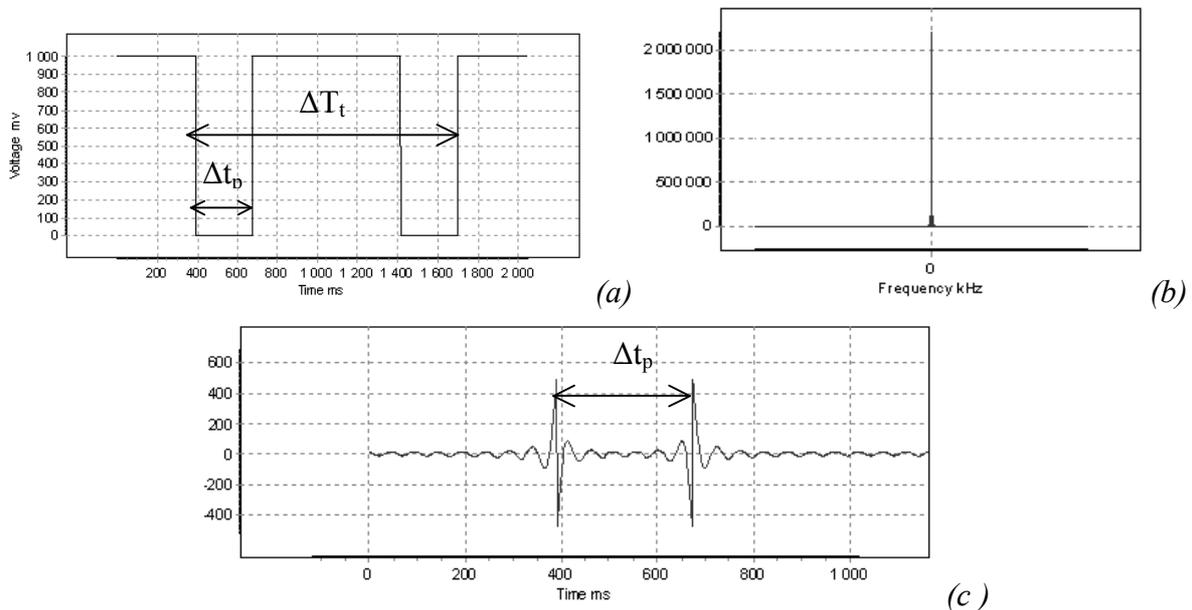


Fig 134. Modification d'un signal créneau par un filtrage se rapprochant de la bande passante des photo-diodes  
 (a) signal créneau , (b)FFT du signal créneau (c) signal après filtrage 0.02 à 0.5kHz

Nous retrouvons Fig 135, les trois décalages temporels pris en compte pour valider et calibrer la technique de mesure par VLC.

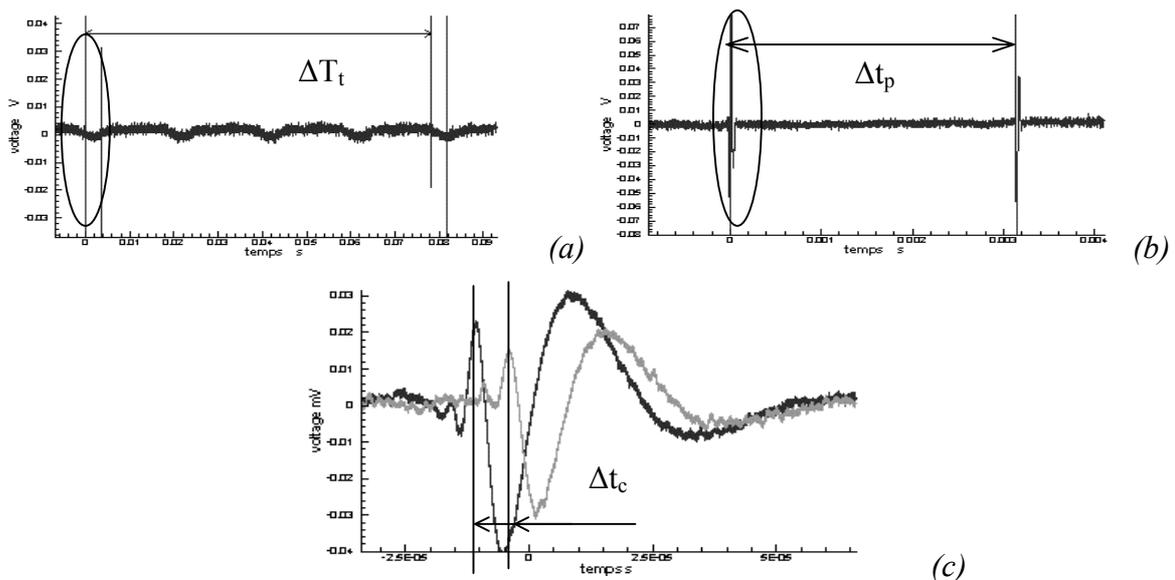


Fig 135. Les différents décalages temporels sur des signaux réels  
 (a) décalage temporel sur deux passages de la pôle  $\Delta T_t$   
 (b) décalage temporel sur le passage de la pôle  $\Delta t_p$   
 (c) décalage temporel entre deux signaux sur l'arrivée de la pôle  $\Delta t_c$

Le rapport entre le temps d'un tour et le temps de passage est fixe, il est fonction du rayon et de la largeur de la pôle :

$$\frac{\Delta T_t}{\Delta t_p} = \frac{\pi}{A \tan\left(\frac{L_p}{2R}\right)} = 23.7 \pm 0.3 \quad 8.2.1$$

Lorsque l'on trace la relation entre  $\Delta T_t$  et  $\Delta t_p$ , pour différentes vitesses de rotation du moteur enregistrée pour différents gains de l'amplificateur, une relation linéaire passant par 0 est identifiée et le coefficient de proportionnalité correspond aux caractéristiques géométriques du disque (Fig 136).

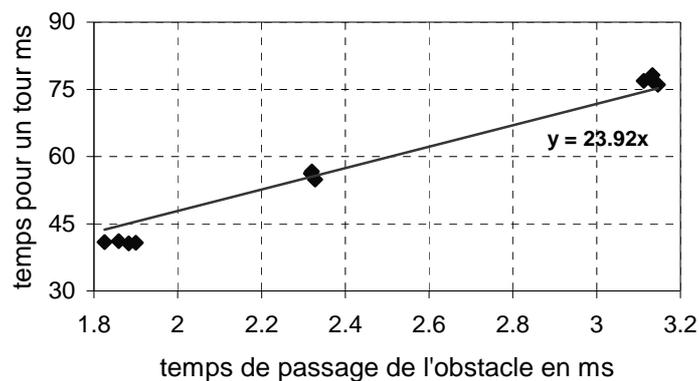


Fig 136. Relation temps sur un tour, temps de passage : vérification du rapport tour/obstacle

Pour valider le retard déterminé par corrélation, les relations entre la tension aux bornes du moteur et les vitesses de rotation calculées des différentes manières sont comparées (Fig 137). Les relations sont linéaires ceci quelques soit le gain. La relation pour la vitesse de corrélation s'ajuste parfaitement avec les vitesses sur 1 tour, et de passage, pour une distance entre les deux points de mesure de 42.5 $\mu$ m (au lieu de 40  $\mu$ m). Cette différence s'explique par l'incertitude sur la focale et sur la position exacte des plans image et objet.

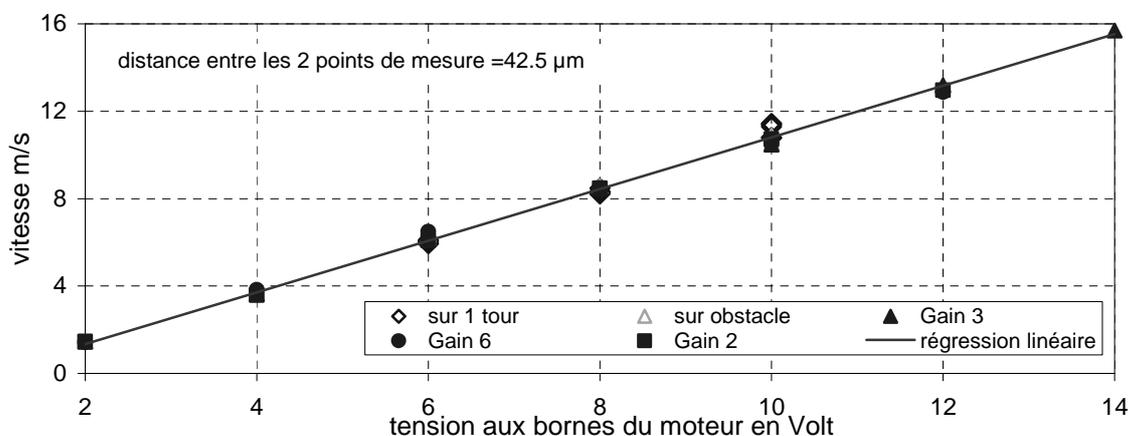


Fig 137. Relation tension aux bornes du moteur et vitesse de rotation mesurée par corrélation, sur le décalage temporel sur un tour ou sur le passage de l'obstacle (la pôle)

Ce test avec le disque tournant permet de valider cette configuration et de déterminer plus précisément l'espace entre les points de mesure.

Dans le cas extrême d'un signal créneau, la vélocimétrie laser par corrélation permet de remonter à la vitesse de l'objet traversant les deux volumes de contrôle. Quand est-il lorsqu'il s'agit du passage d'un jet ? Dans ce cas, l'intensité récoltée par les fibres dépendra des modifications de l'interface du jet. L'expérience menée ensuite permet de vérifier que la vitesse débitante du jet est bien mesurée par VLC. Elle permet également d'analyser un peu plus finement le signal reçu par les fibres en fonction de la tortuosité du jet. Pour cela nous avons utilisé un injecteur airblast plus ou moins perturbé par la vitesse de l'air injecté en couronne autour du jet.

## 8.3 Analyse d'un jet

### 8.3.1 Configuration expérimentale

Le système d'émission et d'imagerie est le même que précédemment. La collection de la lumière s'effectue avec les mêmes fibres espacées de 4.88mm mais celles-ci sont reliées à deux photomultiplicateurs pour s'affranchir de la bande passante trop restreinte des photodiodes. Les PM choisis sont de la marque Photonis et ont un temps de réponse de 7 ns. L'injecteur utilisé est de type airblast. Le diamètre de l'orifice est de 430 $\mu$ m et la couronne d'air de 20 $\mu$ m. L'eau a été injectée entre 60mb et 180mb sans coflow d'air, puis avec de l'air à une vitesse de 28m/s et 35m/s (mesures réalisées par fil chaud). Les points de mesures ont été effectués à 2.5 mm de l'orifice. Ils sont assez proches pour que le liquide forme un jet et assez loin pour que le jet subisse de légères perturbations. Ces perturbations modifient légèrement l'interface et les mesures par VLC sont alors possibles (dans le cas d'un jet parfaitement lisse, aucune fluctuation d'intensité n'est détectable et la mesure par corrélation est alors impossible). Le système d'acquisition enregistre des signaux sur 20ms avec une fréquence d'échantillonnage de 10MHz. Les corrélations sont obtenues sur 131072 points. Tout d'abord nous allons nous intéresser à la vitesse mesurée et ensuite nous intéresserons au signal transmis.

### 8.3.2 Etude de la vitesse

- *Sans l'influence de l'air*

Pour différentes pressions de 40mbar à 200mbar, le débit massique de l'eau est mesuré par pesée entre un temps  $t_1$  et  $t_2$ , le diamètre apparent du jet est déterminé sur des images du

champ proche de 1mm sur 5mm, et la vitesse, au centre du jet, est déterminée par corrélation. La vitesse débitante du liquide est déduite du débit massique d'eau et du diamètre apparent. La précision sur la détermination de la vitesse débitante est de l'ordre de 5.3% et de 11% sur la vitesse déterminée par corrélation (6% sur la détermination de la distance parcourue et 5% sur la détermination de l'écart temporel). Pour des vitesses supérieures à 3m/s, la vitesse mesurée correspond à la vitesse débitante (Fig 138). De plus la vitesse est constante sur toute la largeur du jet. Sur la figure 139 sont représentés trois profils de vitesses pour trois pressions : 60, 140 et 180mbar. L'origine correspond à un bord extrême du jet. Le profil, pour la pression de 180mbar, n'a été effectué que sur une demi-largeur du jet. Pour les deux autres pressions, ces profils s'étendent au delà du diamètre du jet (>430 $\mu$ m). Il semble donc que la mesure s'étend sur des structures de diffusion du jet. La mesure n'est pas strictement locale. Il est cependant possible d'éliminer ces mesures par l'étude de l'amplitude des signaux analysés.

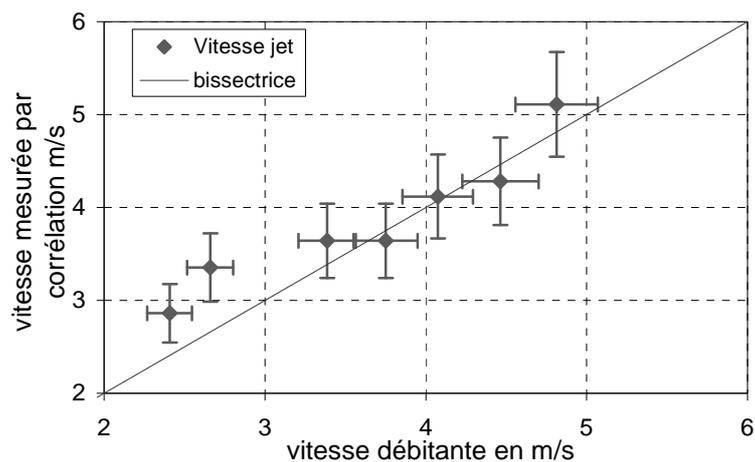


Fig 138. Relation vitesse déterminée par corrélation et vitesse débitante

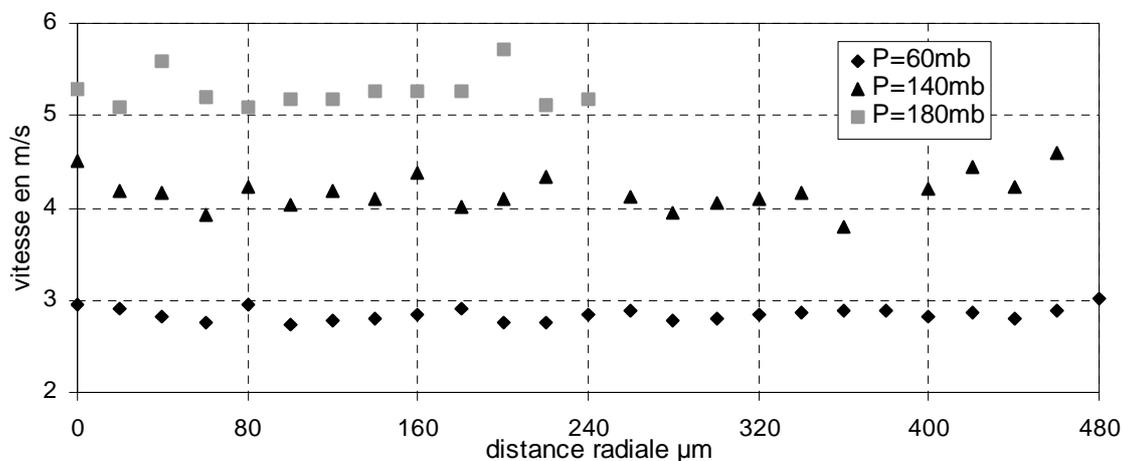


Fig 139. Profils de vitesse pour 3 pressions

▪ **L'influence de l'air**

Lorsque le jet est assisté avec un écoulement d'air à 28 et 35 m/s, les vitesses mesurées au centre du jet ne s'éloignent pas, de façon significative, de la vitesse débitante (Fig 140). Pour des faibles vitesses (<2.5m/s), l'écoulement d'air provoque de fortes fluctuations, se traduisant, au niveau des vitesses, par un ralentissement du jet. Avec l'assistance aérodynamique les profils de vitesses sont plus perturbés (Fig 141). On retrouve pour la pression de 60mb, une diminution de la vitesse.

La technique vélocimétrie laser par corrélation semble donc mesurer la vitesse débitante. Elle ne se limite donc pas à mesurer une vitesse de modification de l'interface. La vitesse mesurée par corrélation intègre bien tous les phénomènes.

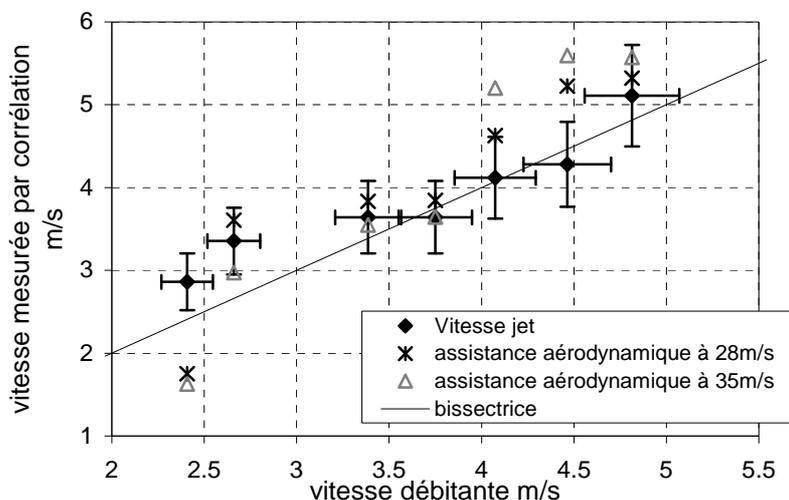


Fig 140. Relation vitesse mesurée et vitesse débitante (sans assistance aérodynamique, avec assistance à 28m/s et à 35m/s)

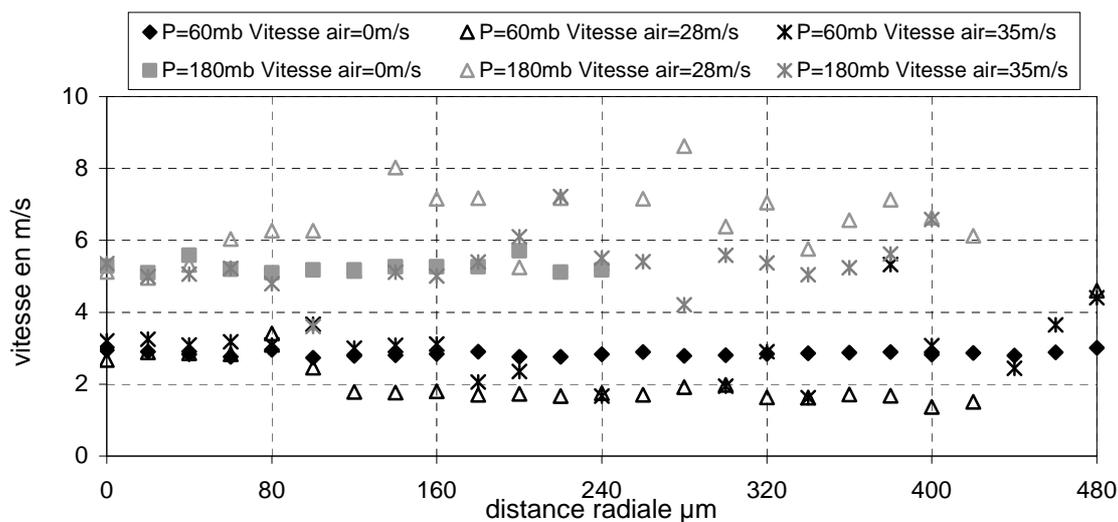


Fig 141. Profils de vitesse à 60 et 180mb pour trois vitesses d'air

Il est difficile de dégager un comportement sur le profil de vitesse en fonction de la vitesse de l'air. Mais celle-ci joue un rôle sur les fréquences mises en jeu sur le signal reçu.

### 8.3.3 Etude du signal d'intensité et mise en relation avec les images

Lorsque l'on analyse les fréquences des signaux émis, trois tendances se dessinent. Sans assistance aérodynamique, plus la pression d'injection de l'eau est importante, plus les phénomènes basses fréquences sont importants. Les basses fréquences conjuguées à de fortes amplitudes sont également favorisées par une vitesse d'air plus importante. Avec assistance aéronautique, l'augmentation de la pression ne semble pas avoir une influence sur l'amplitude des basses fréquences. Ces phénomènes basses fréquences peuvent être mis en relation avec la tortuosité du jet. Par observation des images du champ proche (Fig 142), on remarque que sans assistance, plus la pression d'injection de l'eau augmente et plus le jet est perturbé. Pour une même pression d'injection une vitesse d'air importante perturbe d'autant plus le jet. En outre l'augmentation de la pression permet de restabiliser le jet assisté.

Je présente, Fig 142, deux exemples d'évolution du jet à 80mb et à 180mb soumis à trois vitesses d'air : 0, 28 et 35m/s avec le signal de VLC enregistré pour les mêmes conditions:

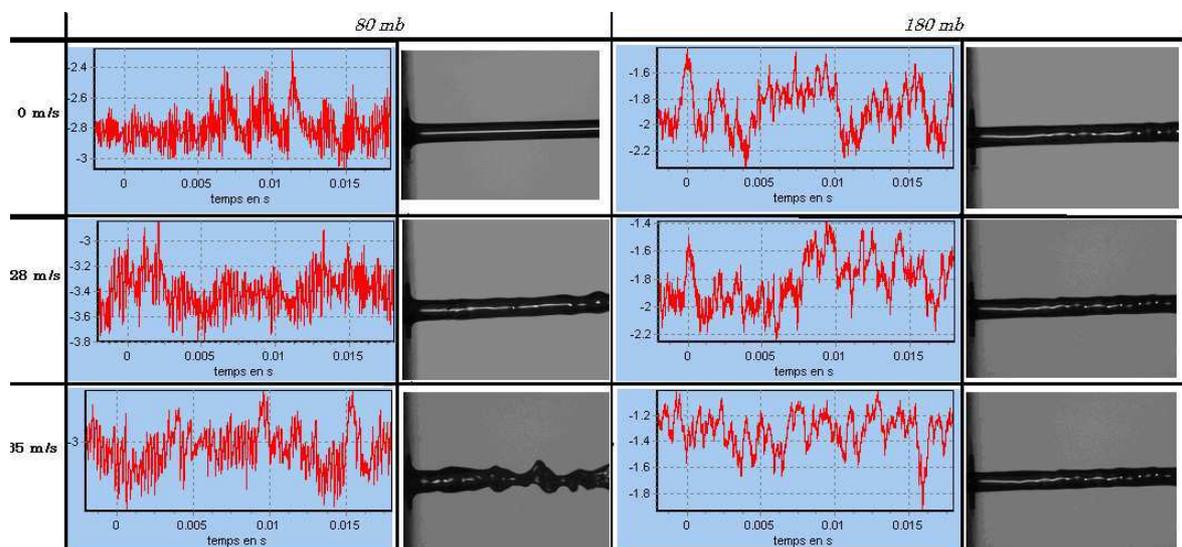
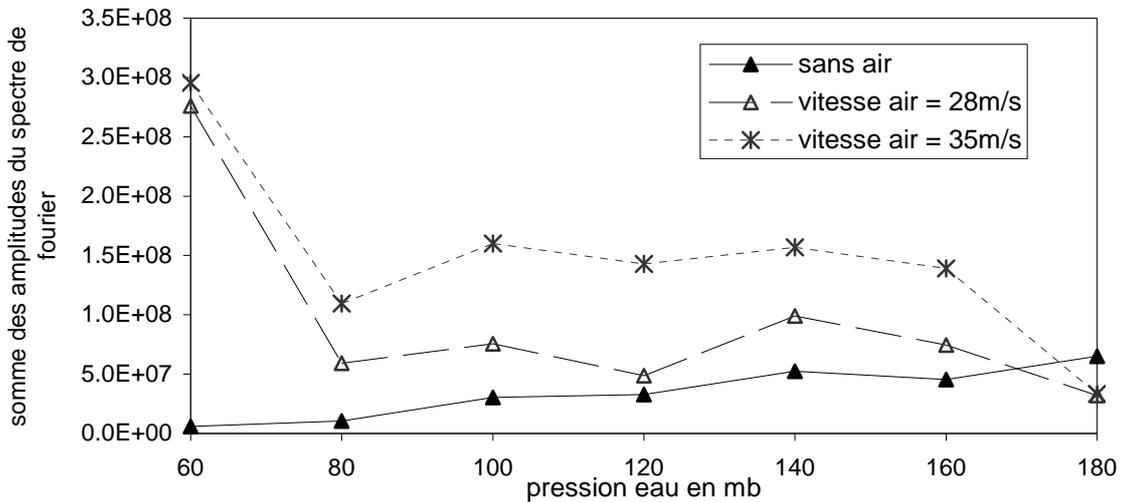


Fig 142. *Illustration de l'influence de la pression et de la vitesse d'air sur le comportement du jet et du signal reçu par VLC*

Ces informations qualitatives peuvent être quantifiées par une analyse des spectres de Fourier des signaux VLC reçus. En analysant la somme des amplitudes du spectre de Fourier (de 0 à 5MHz) sans prendre en compte le piédestal (0), les mêmes tendances sont observées. Ainsi la somme des amplitudes du spectre varie quasi linéairement avec la pression lorsque le

jet est non assisté. La vitesse de l'air participe à l'augmentation de cette somme. Celle-ci est indépendante de la pression entre 80 et 160mb ( $1.5 \cdot 10^8$  et  $7 \cdot 10^7$  respectivement pour 35 et 28m/s). Il y a une compétition entre la pression qui perturbe le jet et la vitesse de l'air qui le restabilise. On observe deux extrêmes à 60mb et 180mb. Cette somme est surtout dominée par les basses fréquences entre 0 et 3.5kHz (Fig 143).



Somme des amplitudes des spectres de Fourier en fonction de la pression d'injection pour 3 vitesses d'air

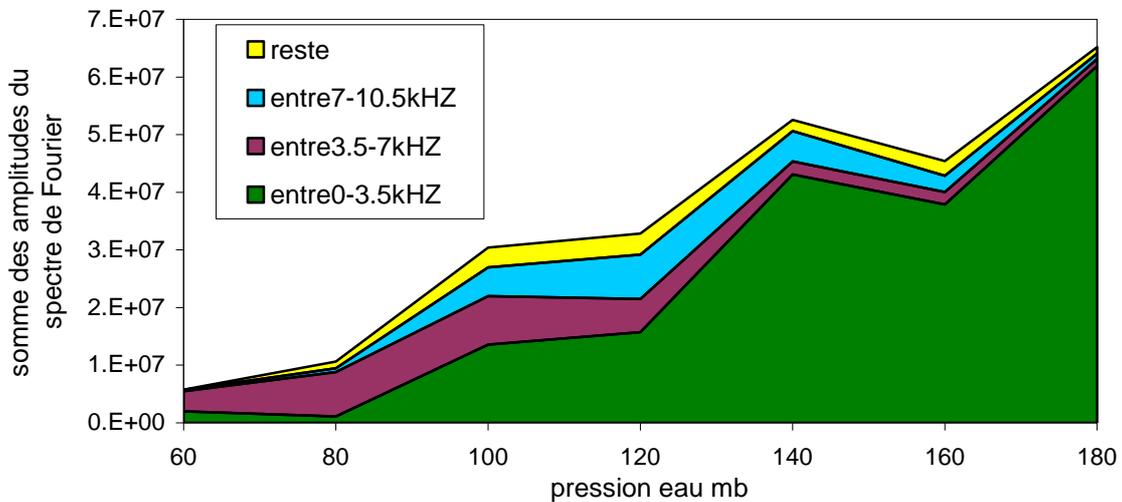


Fig 143. Contribution de 4 classes de fréquences dans la somme des amplitudes du spectre de Fourier en fonction de la pression d'injection d'un jet non assisté (vitesse air = 0 m/s)

Cette expérience permet de montrer que les modifications de l'interface dans le cadre de faibles vitesses (inférieures à 10m/s) n'ont pas d'influence sur la détermination de la vitesse débitante. La tortuosité du jet influence surtout les fréquences du signal temporel VLC reçu. Nous avons montré, par l'étude du spectre d'amplitude dans le domaine de Fourier des signaux reçus, que plus le jet est tortueux, plus la somme des amplitudes augmente. Une

analyse précise des fréquences spatiales des images n'a pas été effectuée. Ces images n'étaient qu'à la base prise pour visualiser le jet et avoir une information qualitative sur quelques cas.

Le système de mesure de vitesses par vélocimétrie laser par corrélation semble fiable. Nous allons donc nous intéresser à une configuration plus industrielle par l'étude de la vitesse en proche sortie d'un injecteur haute pression.

## 8.4 Etude de la vitesse en proche sortie d'un injecteur haute pression

### 8.4.1 Le dispositif d'injection

L'injecteur utilisé provient de la société Ganser-hydromag. Il est muni d'un unique trou central de diamètre  $200\mu\text{m}$  et de longueur  $800\mu\text{m}$  ( $\pm 100\mu\text{m}$ ). Ces grandeurs sont très proches de celles rencontrées dans des injecteurs utilisés dans les moteurs automobiles Diesel.

L'injection du liquide est commandée par la montée de l'aiguille, son maintien puis sa descente. Le solénoïde actionne la remontée de l'aiguille par un champ électromagnétique, l'écoulement du carburant crée une contre pression qui facilite la levée de l'aiguille. Lorsque le champ électromagnétique créé par le solénoïde cesse, l'aiguille reprend sa position en butée via un ressort puissant. La pression d'injection aura donc une incidence sur la durée d'injection. Plus la pression est élevée, plus la levée d'aiguille est rapide et plus l'injection dure longtemps. Le solénoïde est commandé par une unité de contrôle. Cette unité émet deux signaux TTL de durées différentes. Le premier correspond au signal de levée d'aiguille, le deuxième au signal de maintien à l'état haut. Nous travaillons avec un signal d'appel (ou de levée) d'aiguille d'une durée de  $600\mu\text{s}$  et un signal de maintien de  $1400\mu\text{s}$ . La durée théorique de l'injection est donc de 2ms. Mais la durée effective varie suivant la pression imposée. Nous avons travaillé avec une injection à la demande (c'est à dire toutes les 45s).

La mise en pression préalable du carburant à injecter se fait par l'intermédiaire d'une pompe régulée en pression. Celle-ci peut fournir une pression maximum de 200MPa.

Cet injecteur a fait l'objet d'une étude par imagerie du champ proche ( $620\times 472\mu\text{m}^2$ ) et lointain lors de la thèse de J. Yon<sup>[100][101][102]</sup>. Des mesures PDA ont également été réalisées sur ce même injecteur lors de mon stage de DEA. Nous comparerons et interpréterons les résultats VLC à la lumière de ces études.

## 8.4.2 Etude sur une injection

### ▪ Influence des paramètres de calcul

A l'arrivée du spray correspond une chute de l'intensité reçue par les PM. Plus le spray est dense, plus la baisse de l'intensité sera importante. Le passage d'une modification de la structure du liquide modifiera l'intensité transmise aux PM. La figure 145 représente un enregistrement typique. L'intégralité du signal (500 000 points) est donnée en 145a. L'ordre d'enregistrement (temps 0) correspond à l'ordre de levée de l'aiguille. Le jet liquide est détecté au temps 500  $\mu\text{s}$  (chute de l'intensité). Jusqu'à 2200  $\mu\text{s}$  le signal reste sur le même plateau moyen d'intensité. La figure 145b détaille une partie du 'plateau', pour mettre en évidence des fluctuations d'intensité dues aux passages de structures.

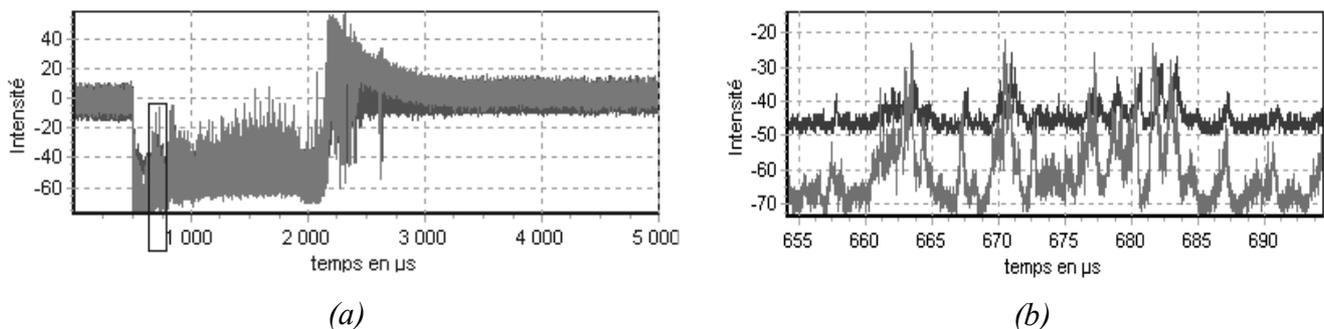


Fig 144. (a) Signaux sur toute la durée de l'injection et zoom sur 40  $\mu\text{s}$

Les deux signaux présentent une bonne corrélation, bien que la réponse des PM soit légèrement différente. Un des PM est plus sensible que l'autre.

La détermination de la vitesse au cours de l'injection dépend de la largeur de la fenêtre d'étude et du filtrage préalable appliqué. Effectuer un filtrage permet d'améliorer le contraste de la corrélation mais a tendance aussi à diminuer la vitesse lorsque celui-ci est trop important. Les figures 146a et 146c représentent le signal avant et après filtrage. Les figures 146b et 146d représentent l'évolution du coefficient de corrélation de  $-20$  à  $20\mu\text{s}$ . On remarque que le filtrage ne change pas la forme de la corrélation mais permet d'obtenir un coefficient de corrélation qui varie de 0 à 1 alors que sans filtrage, ce coefficient varie uniquement entre 0.986 et 0.995.

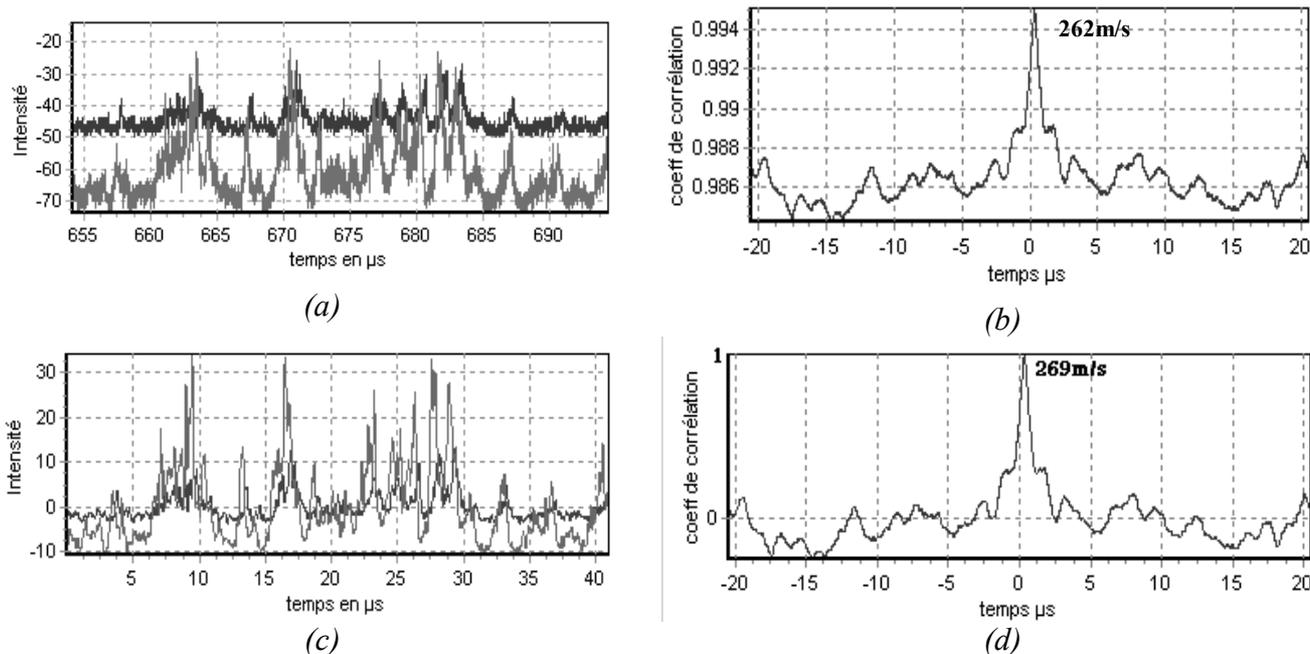


Fig 145. Amélioration du contraste par un filtrage passe bas 0-5MHz

Une corrélation par fenêtre permet un suivi temporel de la vitesse. Les figures suivantes 147 et 148 mettent en évidence l'influence du filtrage et de la taille de la fenêtre.

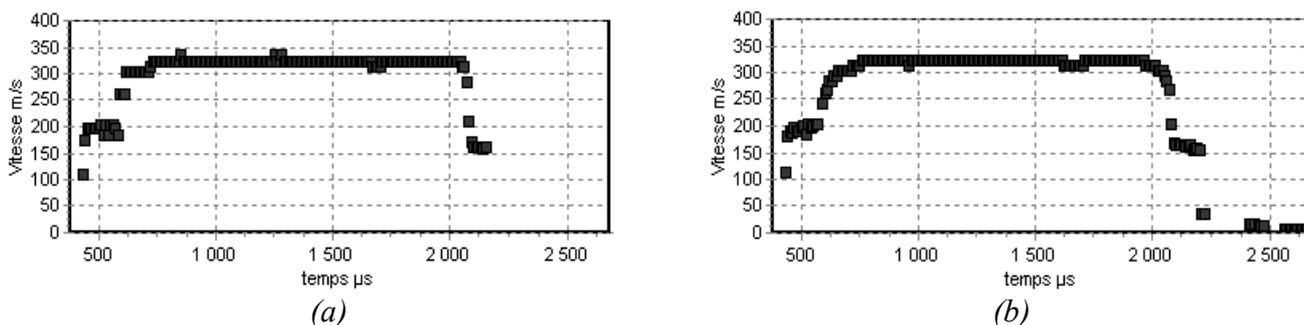


Fig 146. Détermination de la vitesse sur 16384 points tous les 1000 (163.84μs – 10μs) sans filtrage (a) et avec filtrage de 0 à 5MHz sur chaque fenêtre (b)

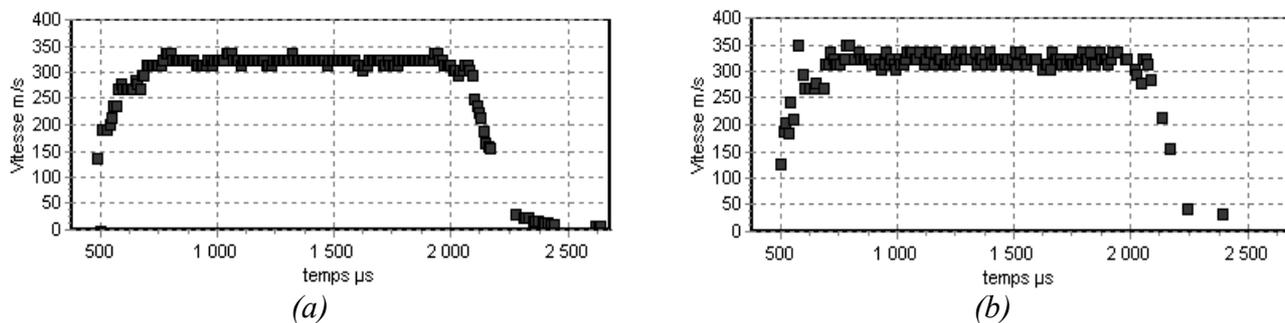


Fig 147. Détermination de la vitesse sur 4096 points tous les 1000 (a) et sur 1024 points tous les 1000 (b) après filtrage 0 – 5MHZ

Un filtrage permet de lisser les variations de vitesse (passage de la figure (147a) à (147b)), et une fenêtre assez étroite permet un meilleur suivi temporel (passage de la figure (147b) à 148a)). Mais lorsque que celle-ci est trop étroite, l'accélération et la décélération ne sont pas bien définies (figure 148b). L'accélération et la décélération mettent en jeu des

basses fréquences. Ces basses fréquences ne peuvent pas être correctement décrites par de petites fenêtres temporelles, la définition de la fréquence la plus basse mesurable étant inversement proportionnelle à la taille de la fenêtre.

Lorsque les paramètres sont bien choisis (ici après un filtrage passe-bas (0-5MHz) et une largeur de fenêtre de 40,96  $\mu$ s), on distingue très nettement pour chaque injection une première accélération due à la montée de l'aiguille, une phase stationnaire puis un ralentissement du spray à la descente de l'aiguille. Mais suivant les conditions d'injection : la pression, la position radiale..., on peut observer des comportements particuliers : arrivée de fronts successifs, bouffées.....

#### ▪ *Comparaison avec l'imagerie du champ proche*

L'intensité du signal est une fonction complexe de la densité et de la granulométrie du spray. Sur certains signaux l'intensité diminue puis augmente, avant de rediminuer pour se stabiliser et enfin remonter en fin d'injection. Cette variation d'intensité peut s'expliquer par l'arrivée d'un premier front de liquide, suivi de l'injection d'un flux continu. L'intensité diminue à l'arrivée de ce premier front liquide, elle augmente à la fin de ce front puis chute de nouveau lors de l'arrivée de la suite du spray. Ce phénomène a été observé à différentes échelles de temps. A  $Z=3$ mm, nous avons observé ce phénomène avec une première chute d'intensité d'une durée de 200 à 300 $\mu$ s, figure 149a. A  $Z=1$  mm, figures 149b et 149c, ce phénomène est beaucoup plus court (quelques dizaines de microseconde). Ces enregistrements tentent à montrer que la densité du spray est discontinue lors de l'injection. Cette particularité a été également observée sur quelques clichés en champ proche, où l'arrivée d'un premier front de liquide est bien visible (figure 150).

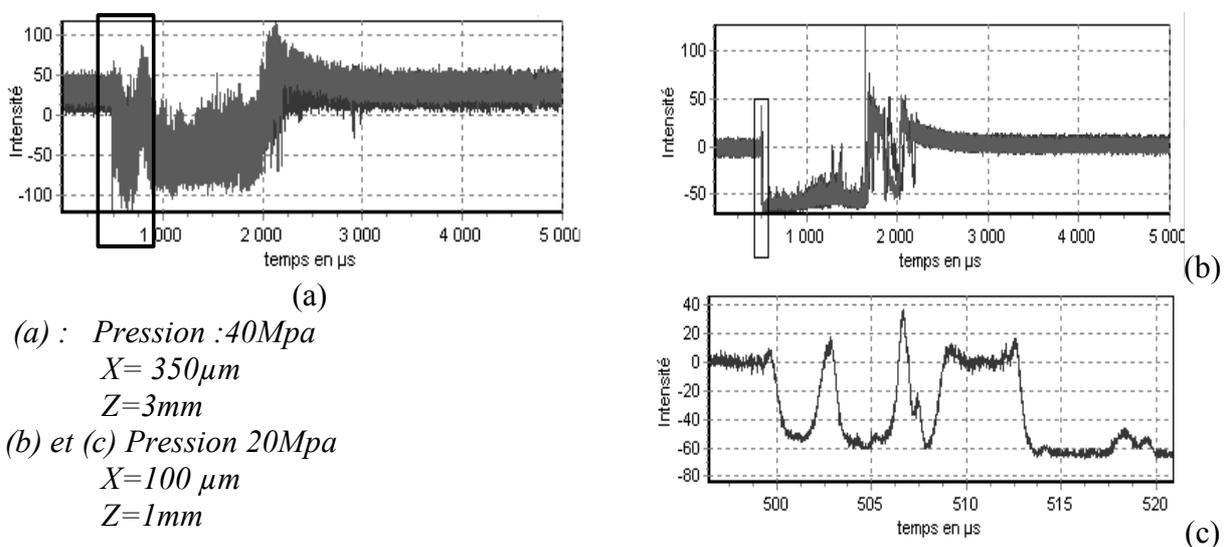


Fig 148. Variation d'intensité

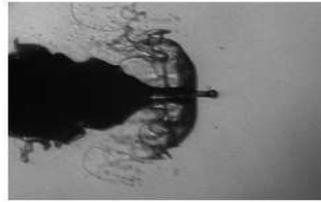
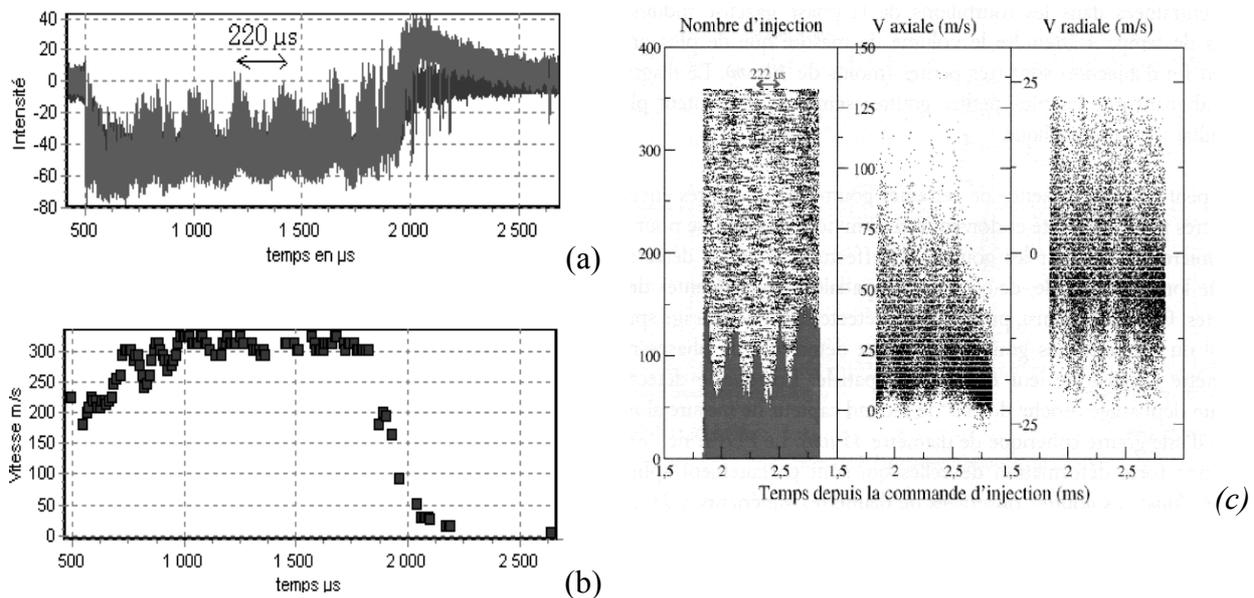


Fig 149. Mise en évidence d'un front d'arrivée en champ proche (20MPa)

▪ **Comparaison avec des mesures PDA**

L'analyse temporelle des signaux VLC a également mis en évidence un phénomène de fluctuation périodique d'intensité, traduisant une arrivée du liquide par « bouffées ». Ce phénomène est fréquent lorsque la pression d'injection est égale ou supérieur à 60MPa. A 60MPa, nous observons une période d'apparition des bouffées d'environ 220 $\mu$ s s'accompagnant également de fluctuations de vitesse (figures 151a et 151b). Par anémométrie phase Doppler à une grande distance de l'orifice, ce phénomène a été également mis en évidence. A 60MPa le taux de détection de gouttes n'est pas uniforme, il présente une période de 222 $\mu$ s, et s'accompagne d'une variation de vitesse (figure 148c). De même Guerassi et Champoussin<sup>[103]</sup> ont mis en évidence ce phénomène lors d'une étude à 10mm de l'orifice d'un injecteur.



VLC - P=60MPa Z=3 mm Y=400 $\mu$ m

PDA - P=60MPa Z=30mm Y=4mm

Fig 150. Mise en évidence de l'apparition de bouffées de détection s'accompagnant de fluctuations de vitesse par des mesures VLC(a) (b) et PDA (c) pour le même angle de cône

Les mesures par VLC permettent un bon suivi temporel de l'évolution de la vitesse. Les particularités observées sur cet injecteur (front d'arrivée, bouffées) sont en accord

qualitatif et quantitatif avec les résultats obtenus à partir d'études par imagerie et des mesures de vitesse par Phase Doppler Laser.

La partie suivante sera consacrée au comportement moyen de ce spray.

### 8.4.3 Etudes sur les comportements moyens

#### ▪ *La vitesse en fonction de la pression*

Ces mesures ont été effectuées à 3mm de l'orifice et à 350µm de l'axe du jet pour des pressions comprises entre 30 et 100Mpa.

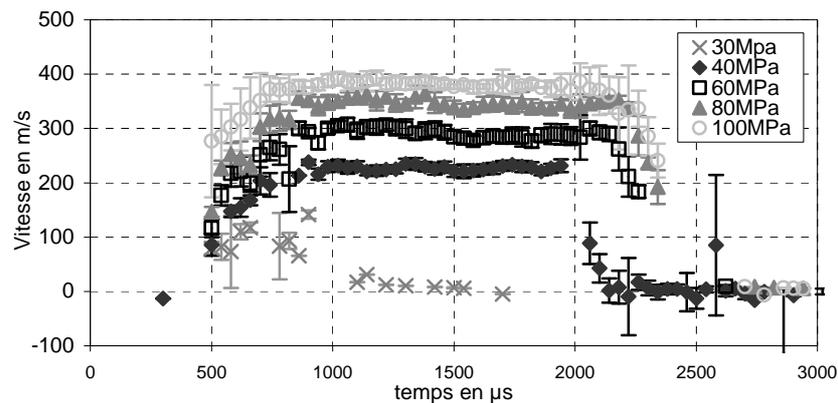


Fig 151. Vitesse d'injection à 3 mm du nez et à 350µm de l'axe

La figure 152 présente l'évolution de la vitesse moyenne en fonction du temps. Cette vitesse moyenne a été déterminée à partir de dix enregistrements élémentaires.

Nous observons correctement les différentes phases d'une injection : l'accélération lors de la levée d'aiguille, une vitesse stationnaire maximale atteinte lors du maintien de l'aiguille, puis la décélération pour la descente de l'aiguille. Nous remarquons que la durée d'injection, ainsi que les vitesses maximales atteintes, augmentent bien avec la pression. La vitesse maximale atteinte est multipliée par 1.7 et la durée effective de l'injection est augmentée de 10% lorsque la pression d'injection du liquide s'élève de 40 MPa à 100 MPa. Cet effet est dû à l'assistance hydraulique de la levée d'aiguille déjà explicitée plus haut. Remarquons qu'à 30Mpa, la pression n'est pas suffisante pour assurer une levée d'aiguille complète. L'injection ne présente pas de plateau. Il faut atteindre 35Mpa pour que la levée d'aiguille présente un plateau de stabilisation.

#### ▪ *Profil de vitesse*

Ce profil de vitesse, figure 153, est obtenu pour une pression de 60Mpa, toujours à une distance de 3mm de l'orifice. La vitesse moyenne a été déterminée à partir de 5 injections.

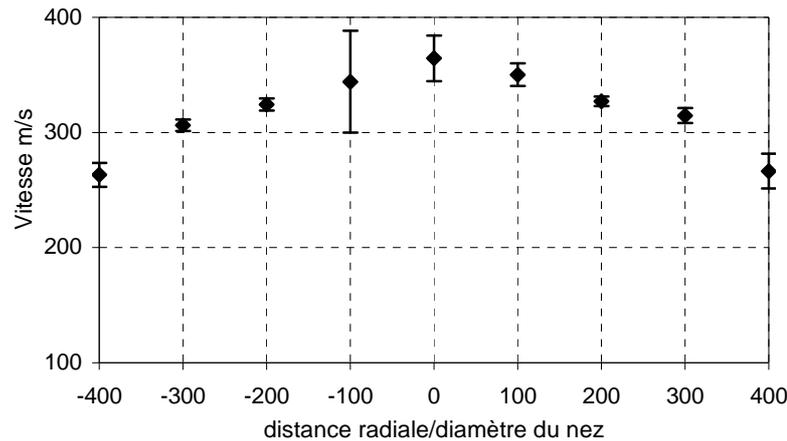


Fig 152. Profil des vitesses d'un spray à 60Mpa à 3mm de l'orifice

Une répartition classique de la vitesse moyenne de part et d'autre de l'axe est obtenue<sup>o</sup>: un maximum au niveau des vitesses dans l'axe du spray, puis lorsque l'on s'éloigne de l'axe une diminution symétrique de part et d'autre jusqu'à 400 $\mu$ m de celui-ci.

Les vitesses dans l'axe sont très proches de la vitesse de Bernoulli (364m/s contre 378m/s). Ceci est confirmé par des mesures réalisées au CMT de Valence. Cependant ces dernières mesures sont à prendre avec précaution. En effet le spray devient très dense et il est difficile de distinguer les structures. La valeur mesurée n'est souvent qu'une valeur maximale obtenue juste avant la décélération.

#### 8.4.4 Comparaison

- **Vitesse instantanée et vitesse de pénétration.**

Figure 154a sont tracées, en fonction de la pression, la vitesse de Bernoulli, la vitesse instantanée du plateau à 350 $\mu$ m de l'axe et la vitesse de pénétration. Tout d'abord les vitesses mesurées par VCL sont comprises entre la vitesse de pénétration du spray et la vitesse de Bernoulli. En effet nous déterminons la vitesse des structures à l'intérieur du spray à 3 mm de l'orifice. Alors que la vitesse de pénétration, calculée par J.Yon sur une distance de 10 cm, est la vitesse globale de la tête du spray déterminée entre 110 et 710  $\mu$ s, donc déterminée à plus de 3 mm (figure 154b).

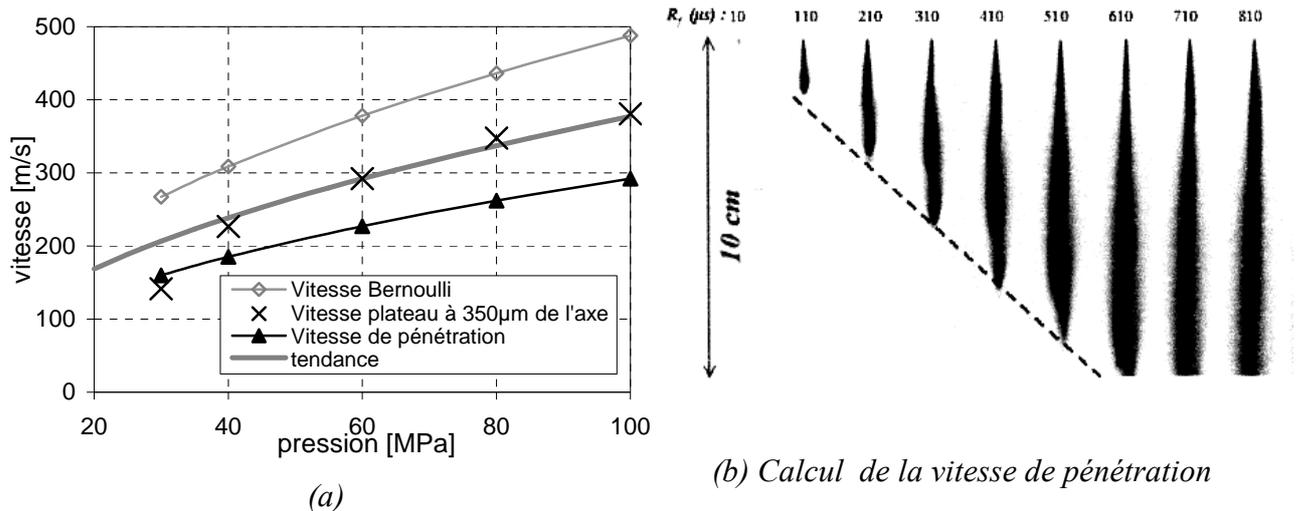


Fig 153. Vitesse moyenne pour le plateau (à 350µm) en fonction de la pression comparée à la vitesse de Bernoulli et à la vitesse de pénétration du jet

La vitesse maximale (vitesse plateau) à cette distance de l'axe du jet est égale à 78% de la vitesse de Bernoulli. N'étant pas dans l'axe du jet, les vitesses mesurées sont inférieures aux vitesses maximales que peut atteindre le jet.

▪ **Dissymétrie**

J. Yon a mis également en évidence une dissymétrie du spray. Les filaments ne sont pas arrachés de la même façon à droite qu'à gauche du jet.

Les mesures par VLC confirment également cette dissymétrie, traduite par une différence au niveau des vitesses d'injection. Lorsque l'on est proche de l'axe, l'évolution des vitesses dans le temps est symétrique de part et d'autre de l'axe (figure 152). Mais pour une excentration supérieure à 500µm, l'évolution des vitesses est différente (figure 155). Elles sont beaucoup moins importantes sur l'un des côtés. A -600µm on remarque une accélération à la montée de l'aiguille puis, juste après, une chute de la vitesse. On retrouve une nouvelle accélération juste après la descente de l'aiguille.

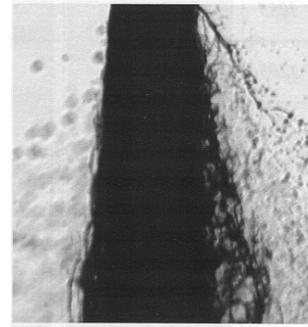
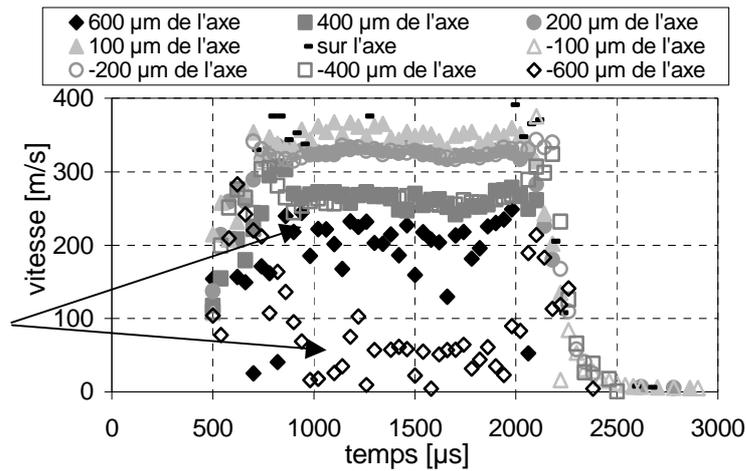


Fig 154. Vitesse d'injection(60MPa) moyennée à 3 mm du nez à différentes distances de l'axe

## 8.5 Synthèse et perspective

La mesure par corrélation laser permet le suivi de l'évolution de la vitesse au cours de l'injection au voisinage immédiat de la sortie de l'injecteur. Ces mesures sont impossibles avec un système ADL classique. Sur l'injecteur étudié nous avons pu mettre en évidence des comportements particuliers, comportements identifiés également par d'autres techniques de mesures (imagerie, PDA...). Nous mettons ainsi en évidence que des phénomènes visibles loin de l'injecteur sont conditionnés par le comportement du spray en proche sortie d'injecteur. Nous avons également retrouvé le comportement moyen du spray : une évolution des vitesses qui suit la loi de Bernoulli lors d'une augmentation de pression, un profil de vitesse classique, une dissymétrie du jet.

En perspective, il est prévu d'étudier ce même injecteur dans une configuration plus contraignante, en enceinte. L'encombrement et les distances mise en jeu dans ce type de configuration ne permet pas d'utiliser le même système d'imagerie. En effet, comme précisé au début de ce chapitre, une simple lentille derrière un hublot épais nécessite une distance entre les fibres et la lentille très grande pour obtenir un grossissement intéressant. Un système d'imagerie composé d'un microscope à visée lointaine permet d'obtenir un grossissement intéressant (>35) tout en étant disposé derrière un hublot (Fig 156).

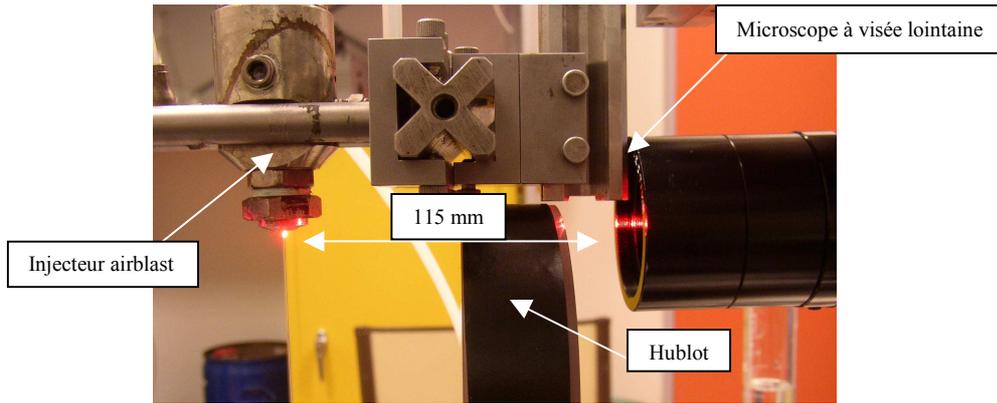


Fig 155. Nouveau dispositif expérimentale assurant un grossissement de 36

Cette configuration a été testée sur le disque tournant et sur le jet assisté. La présence du hublot en verre de 30mm d'épaisseur et le nouveau système d'imagerie ne perturbe pas les résultats. La vitesse du disque calculée par corrélation est égale à la vitesse de rotation.(Fig 156),

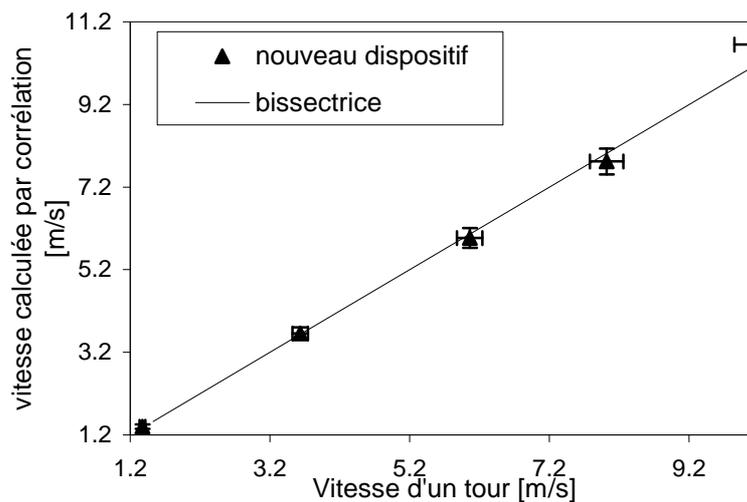


Fig 156. Vitesse du disque calculée par corrélation en fonction de la vitesse d'un tour

Les résultats concernant la vitesse débitante d'un jet ont la même qualité que ceux obtenus avec le système présenté précédemment (Fig 157).

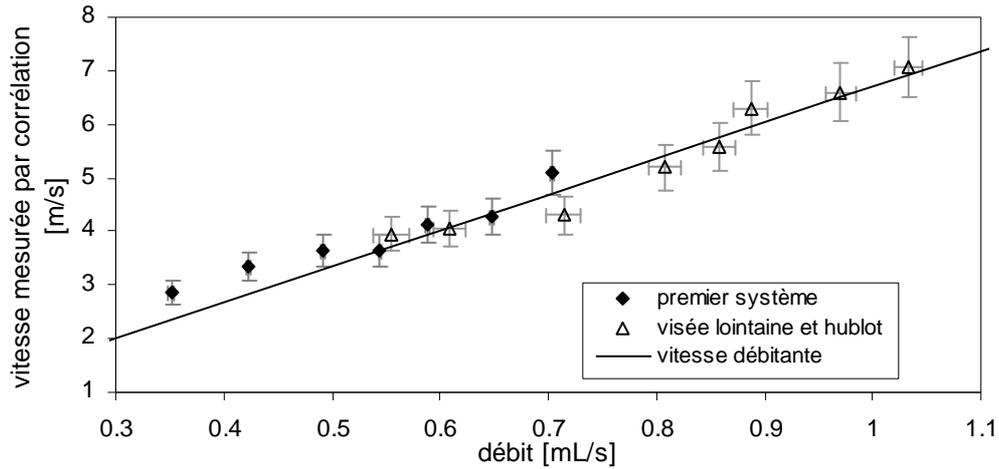


Fig 157. Comparaison des deux systèmes concernant la vitesse mesurée par corrélation d'un jet en fonction de son débit

Ce système présente également l'avantage d'effectuer, dans le cas où un seul accès optique est possible, des mesures en imagerie hors-axe. Le signal analysé sera issu de la lumière réfléchiée par les structures du spray. De plus, le profil des vitesses peut être obtenu en déplaçant simplement les fibres situées au plan image.

Ces mesures couplées par exemple à de l'imagerie balistique du spray permettront de valider les codes de calculs et mieux comprendre l'atomisation primaire.



## CONCLUSION GENERALE et PERSPECTIVES

Les travaux de cette thèse ont porté sur deux axes de recherche liés aux diagnostics optiques avancés des milieux diphasiques : mesure de l'indice de réfraction et développement de la vélocimétrie laser par corrélation. Ces deux axes sont issus d'une étude critique de la technique d'anémométrie phase Doppler (PDA) qui permet de mesurer simultanément la taille et la vitesse de particules individuelles. Deux constations importantes reliées aux conditions de fonctionnement de cet appareil de mesure, ont été révélées. La première concerne la détermination du diamètre. La mesure du diamètre dépend de l'indice de réfraction de la particule. Il est donc nécessaire de le connaître. La deuxième concerne la mesure de la vitesse des particules. Celle-ci n'est possible que dans un milieu relativement dilué. Ces deux axes m'ont permis de confronter simulations et expériences et également de faire le lien entre la métrologie optique et le comportement des sprays.

La première partie de mon travail s'est articulée autour de l'extension de l'anémométrie phase Doppler à la mesure de l'indice de réfraction. J'ai étudié trois configurations classiques, l'anémométrie phase Doppler étendue, la configuration dual mode et la configuration Dual-Burst. La première configuration est basée sur l'exploitation des sensibilités différentes du déphasage mesuré à l'indice de réfraction pour différents angles hors-axe. L'indice de réfraction est alors fonction du rapport de deux déphasages issus de paires de détecteurs positionnées à deux angles hors-axe différents. La configuration dual-mode, par l'utilisation d'une seule sonde de collection, est beaucoup plus compacte. Elle est basée sur l'exploitation des sensibilités différentes du déphasage à l'indice de réfraction d'une configuration standard et d'une configuration plane. Cette configuration, obligatoirement en deux dimensions, nécessite donc deux paires de faisceaux formant deux plans perpendiculaires. Une étude comparative a montré que les distributions de taille ainsi que les diamètres moyens des gouttes injectées sont très proches lorsque que l'indice de réfraction est connu ou inconnu. Mais dans le cas où l'indice est inconnu, les petits diamètres sont moins peuplés, ceci est dû aux choix du critère de validation. L'indice de réfraction mesuré de façon statistique a une précision de l'ordre de 0.01. La technique dual-mode permet également d'éviter les effets dits de trajectoire. La troisième configuration discutée, la technique dual-burst, permet aussi d'éviter les effets de trajectoires. De l'étude de la phase dominée par la réflexion, le diamètre de la particule est mesuré. La phase de la réfraction étant fonction à la fois du diamètre et de l'indice de réfraction, elle permet de déterminer ce dernier. Pour obtenir des mesures les plus

précises possibles, les deux processus de diffusion doivent être bien séparés dans le temps. Cette séparation est obtenue grâce à des faisceaux fortement focalisés, dont le diamètre au col doit être inférieur ou de l'ordre du diamètre des particules. Or plus le faisceau est focalisé, plus la divergence est importante. La variation de la courbure du front d'onde suivant l'axe de propagation du faisceau provoque des phases différentes pour la même particule. Cette technique est donc sensible à la position longitudinale de la particule.

Afin d'éviter ce problème de dépendance à la position de la particule, tout en gardant l'avantage de la séparation des deux modes, une nouvelle technique, l'anémométrie Phase Doppler à points de gloire, a été proposée. Cette dernière a été étudiée systématiquement par la simulation numérique. La configuration est la suivante : la particule est éclairée par deux faisceaux de larges dimensions, une lentille forme l'image de la goutte, les modes réfléchis et réfractés sont alors séparés dans le temps par un détecteur de faible dimension (inférieur au diamètre de l'image de la particule) positionné dans le plan image. Lors de la formation d'une image hors-axe d'une particule, différents points lumineux apparaissent dans le plan image. Ces points sont appelés points de gloire et correspondent à des modes de diffusion différents. Le comportement de ces points de gloires est fonction des caractéristiques de la goutte : diamètre, indice de réfraction. Lors de la traversée du volume de mesure par une goutte, l'image des points de gloire est également translatée. Le détecteur collecte donc successivement la lumière issue du point de gloire de la réfraction puis de la réflexion. Les simulations ont permis d'étudier le comportement de ces points de gloires. Une première simulation est effectuée par des calculs en optique géométrique afin de dégager des relations facilement inversables. La seconde utilise un code d'imagerie original développé par K.F. Ren. L'intensité au plan image est obtenue par des calculs rigoureux en théorie de Lorenz-Mie généralisée du champ diffusé, par la détermination de l'action de la lentille développée jusqu'au deuxième ordre et enfin par le calcul des intégrales d'Huygens Fresnel. L'image de la particule est la plus rigoureuse possible.

L'originalité de mon travail a donc porté sur l'étude du comportement des points de gloire réfractés et réfléchis par deux faisceaux en utilisant deux approches, l'une basée sur les lois de l'optique géométrique et l'autre basée sur la TLMG. Lorsque la particule se déplace dans le plan objet, le signal reçu par un détecteur dans le plan image, est composé de deux bouffées. La première est dominée par la réfraction, la deuxième par la réflexion. Avec deux détecteurs, deux signaux à double bouffée sont obtenus. Les mesures des rapports d'intensité, de la distance entre les points de gloire déjà présentes dans la littérature sont complétées par

une étude du déphasage de la réfraction et de la réflexion. Cette technique permet de déterminer l'indice de réfraction statistique et le diamètre des particules avec la même précision que la technique dual-burst classique. Elle permet également, en configuration semi-plane de déterminer deux composantes de vitesse avec un seul volume de mesure. Elle présente toute fois un inconvénient : elle dépend également de la position de la particule. L'analyse des signaux issus d'images en léger défaut de mise au point a montré que les déphasages de la réfraction et de la réflexion ne sont pas constants suivant la position de la particule. Mais cette position peut être évaluée par l'analyse du rapport des intensités des deux détecteurs et la position relative des bouffées.

En perspective, il serait intéressant de développer une procédure d'inversion pour déterminer vitesses, diamètre, indice de réfraction et position longitudinale de la particule sur des signaux réels.

Le deuxième axe de mon travail de thèse a porté sur la mesure des vitesses des particules et le développement de la vélocimétrie laser par corrélation afin de déterminer les vitesses axiales des particules ou structures d'un spray en proche sortie d'injecteur.

L'intérêt suscité par les biocarburants connaît aujourd'hui un regain important, dans la perspective du remplacement progressif des sources d'énergie fossile et dans le contexte d'une diminution devenue nécessaire des émissions de gaz à effet de serre. Il est intéressant alors d'étudier les comportements, dont la vitesse, des particules d'un spray de biodiesel pur en les comparant au spray de Diesel. Le spray que j'ai étudié, est issu d'un injecteur à swirl dit à cône plein utilisé dans les fours industriels. Les mesures ont été effectuées avec une chaîne ADL. Le biodiesel pur est plus visqueux que le diesel, ce qui entraîne une modification des vitesses des gouttes en périphérie et dans l'axe. Les gouttes dans l'axe sont moins bien atomisées et plus rapides. En périphérie, elles sont plus lentes, en raison de l'augmentation du frottement dans la chambre à swirl. Lors de l'injection du biodiesel, le spray est moins étendu et l'évaporation est plus lente, ce qui devrait entraîner une consommation en biodiesel plus importante. Une solution est de chauffer préalablement le biodiesel afin d'atteindre les mêmes performances qu'avec le Diesel, mais au prix d'une dépense d'énergie supplémentaire. Ces mesures ont été effectuées relativement loin de l'injecteur 30, 50 et 70cm. Pour une étude en proche sortie d'injecteur de ce type de nez ou d'injecteur automobile, l'utilisation d'une chaîne PDA ou ADL n'est pas possible. Le milieu est trop dense et le spray en proche sortie d'injecteur n'est pas toujours composé de gouttes sphériques bien distinctes.

Me basant sur les travaux de Chaves, Shugger, Leick et al, j'ai développé au laboratoire une chaîne de vélocimétrie laser par corrélation (du montage optique aux programmes assurant l'enregistrement et le traitement des signaux). Cette technique mesure la vitesse d'un objet ou d'une structure par la détermination du temps de vol d'une singularité dans la diffusion de la lumière. Ce temps de vol est déterminé par la corrélation des signaux optiques mesurés en deux points rapprochés dans l'écoulement. Ces deux points rapprochés sont les points de visée de deux fibres disposées dans le plan image du jet. Une lentille positionnée proche du jet permet d'obtenir une image de celui-ci avec un grossissement intéressant. Après des études préliminaires permettant de calibrer la distance entre les deux points de mesure et de vérifier que les mesures ne sont pas influencées par une modification de l'interface du liquide, j'ai étudié la vitesse d'un jet diesel à l'air libre à de haute pression d'injection. J'ai pu ainsi obtenir l'évolution de la vitesse au cours de l'injection pour différentes pressions (30, 40, 60, 80 et 100MPa) à 3 mm du nez. Un profil de vitesse à 60Mpa a été également déterminé.

L'originalité de mon travail a consisté également dans l'étude des signaux enregistrés et ceci, afin de vérifier des comportements mis en évidence par l'imagerie ou par des mesures PDA effectuées loin de l'injecteur. J'ai pu ainsi retrouver une fréquence propre de l'injecteur s'accompagnant de variations de vitesse. Ces résultats, dans des zones très difficiles à sonder, ouvrent beaucoup de perspectives. Ces mesures de vitesses permettraient de valider des codes de calculs ou d'autres systèmes de mesure. Il convient alors d'améliorer le système d'imagerie afin de pouvoir étudier ce type d'injecteur en enceinte haute pression. L'utilisation d'un microscope à visée lointaine semble une bonne solution pour obtenir l'image du jet en étant positionné beaucoup plus loin de celui-ci.

## Annexe 1 : Démonstrations

### 1-Expression de la position du point d'impact pour un rayon réfracté en fonction de l'angle de diffusion :

D'après les égalités suivantes :

- $\cos \tau = m \cos \tau' \quad (1)$

- $\tau' - \tau = \frac{\theta}{2} \quad (2)$

démontrons que  $p_{\text{impact}} = R \cos \tau = -R \frac{m \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{1 + m^2 - 2m \cos \frac{\theta}{2}}}$

Partons de  $2m \sin(\tau' - \tau)$  pour exprimer  $\cos \tau$  :

$$\begin{aligned} 2m \sin(\tau' - \tau) &= 2m \sin \tau' \cos \tau - 2m \cos \tau' \sin \tau \\ &= (\cos \tau + m \cos \tau')(m \sin \tau' - \sin \tau) + (\cos \tau - m \cos \tau')(m \sin \tau' + \sin \tau) \\ &= 2 \cos \tau (m \sin \tau' - \sin \tau) \end{aligned}$$

On obtient alors :  $\cos \tau = \frac{m \sin(\tau' - \tau)}{m \sin \tau' - \sin \tau}$

D'autre part, partons de  $(m \sin \tau' - \sin \tau)^2$  pour  $m^2 + 1 - 2m \cos \frac{\theta}{2}$  exprimer

$$\begin{aligned} (m \sin \tau' - \sin \tau)^2 &= m^2 (\sin \tau')^2 + (\sin \tau)^2 - 2m \sin \tau' \sin \tau \\ &= m^2 [1 - (\cos \tau')^2] + [1 - (\cos \tau)^2] - 2m \sin \tau' \sin \tau \\ &= m^2 + 1 - [m^2 (\cos \tau')^2 + (\cos \tau)^2] - 2m \sin \tau' \sin \tau \\ &= m^2 + 1 - [(m \cos \tau' - \cos \tau)^2 + 2m \cos \tau' \cos \tau] - 2m \sin \tau' \sin \tau \\ &= m^2 + 1 - 2m (\cos \tau' \cos \tau + \sin \tau' \sin \tau) \\ &= m^2 + 1 - 2m \cos(\tau' - \tau) \end{aligned}$$

D'où

$$m \sin \tau' - \sin \tau = -\sqrt{m^2 + 1 - 2m \cos \frac{\theta}{2}}$$

On sait aussi d'après l'égalité (2) que :

$$\sin(\tau' - \tau) = \sin \frac{\theta}{2}$$

On peut alors exprimer  $\cos \tau$  en fonction uniquement de l'angle de diffusion :

$$\cos \tau = - \frac{m \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{m^2 + 1 - 2m \cos \frac{\theta}{2}}}$$

## 2-Démonstration des expressions décrivant $I_r$ ou $I_a$ :

Les ondes électromagnétiques modélisant les deux faisceaux peuvent s'écrire sous cette forme :

$$\begin{aligned} E_1 &= A \cos(\varphi_1 - wt) \\ E_2 &= A \cos(\varphi_2 - wt) \end{aligned} \quad (1)$$

où  $A$  est l'amplitude de l'onde  $w$  la fréquence de la lumière et  $\varphi$  la phase du faisceau.

Au point de gloire réfléchi ou réfracté les deux champs s'additionnent :

$$E_1 + E_2 = A [\cos(\varphi_1 - wt) + \cos(\varphi_2 - wt)] \quad (2)$$

Cette somme d'après les formules trigonométriques peut s'exprimer en produit d'une modulation haute fréquence et d'une modulation basse fréquence.

$$E_1 + E_2 = 2A \left[ \underbrace{\cos\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} - wt\right)}_{\text{Modulation haute fréquence}} \underbrace{\cos\left(\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right)}_{\text{Modulation basse fréquence}} \right] \quad (3)$$

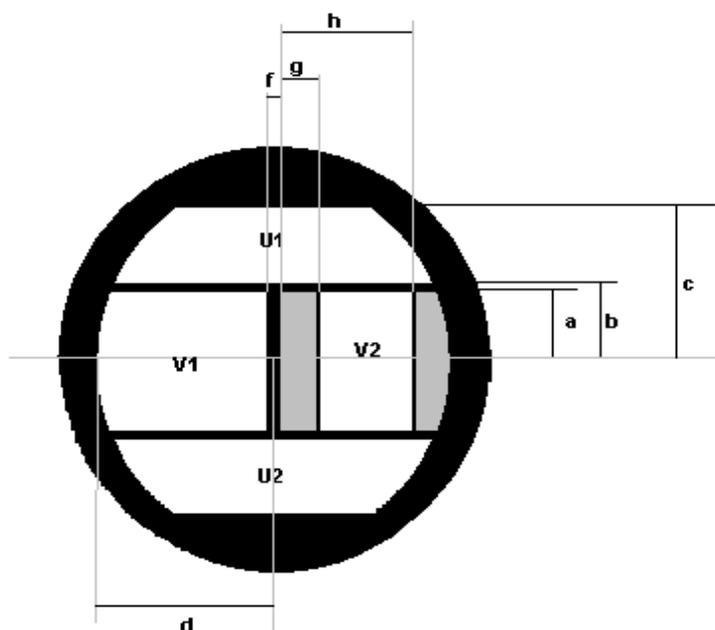
Pour le calcul de l'intensité la modulation haute fréquence n'est pas prise en compte car celle-ci est beaucoup trop rapide pour être captée.

$$I = 4A^2 \cos^2\left(\frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) \quad (4)$$

$A$  peut s'exprimer en fonction du diamètre de la particule et la différence de phase  $\varphi_1 - \varphi_2$  correspond au déphasage  $\varphi_a$  ou  $\varphi_r$ . Nous avons alors :

$$I_x = T_x dp^2 \cos^2\left(\frac{\varphi_x}{2}\right) \quad x=r \text{ ou } a \quad (5)$$

## Annexe 2 : Définition du masque A

**Masque A<sup>5</sup>**

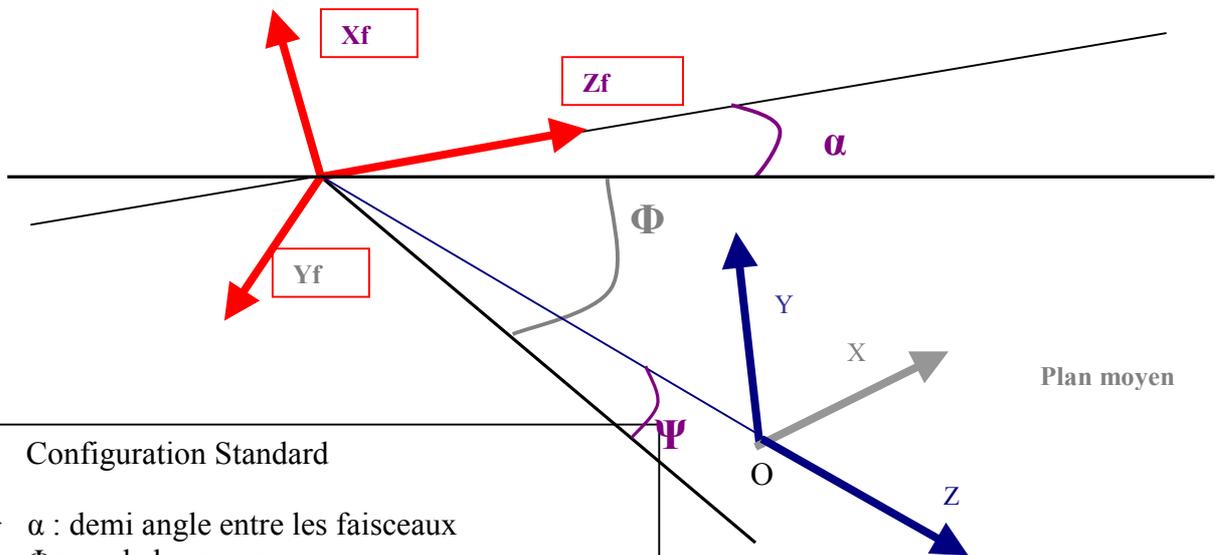
a	5 mm
b	10 mm
c	17 mm
d	20.05 mm
f	1 mm
g	0 mm
h	16 mm

Focale réception	400 mm
Demi-angle $\alpha$	3.691°
$\Phi$	30°

---

<sup>5</sup> Documentation Dantec

## Annexe 3 : Matrices de rotation

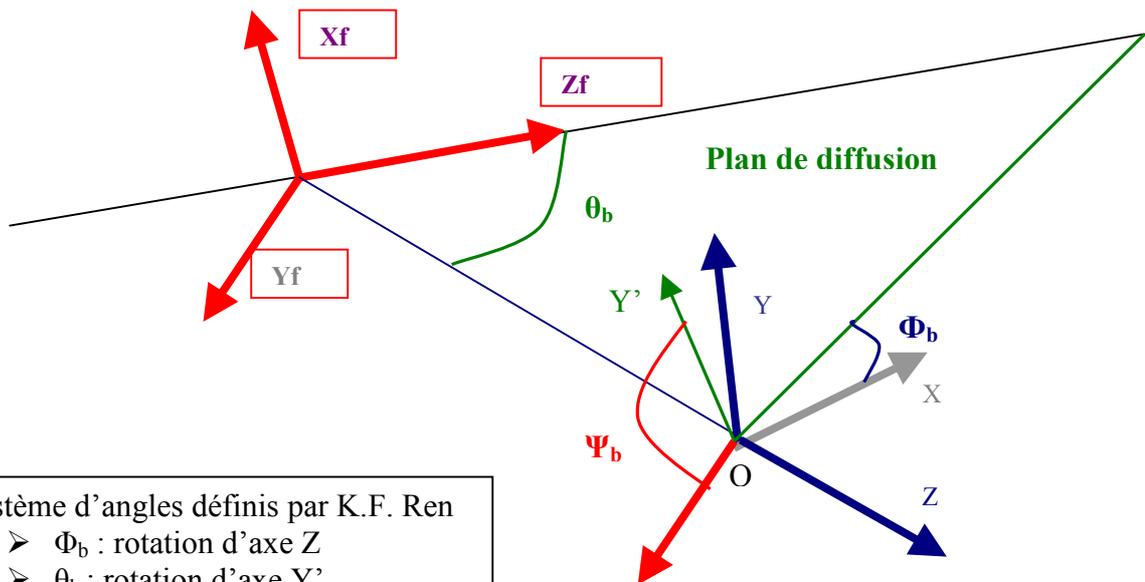


## Configuration Standard

- $\alpha$  : demi angle entre les faisceaux
- $\Phi$  : angle hors axe
- $\Psi$  : angle d'élévation
- Polarisation perpendiculaire au plan moyen

Le plan des faisceaux perpendiculaire au plan moyen  
 X, Y, Z repère du détecteur

Xf, Yf, Zf repère d'un des faisceaux



## Système d'angles définis par K.F. Ren

- $\Phi_b$  : rotation d'axe Z
- $\theta_b$  : rotation d'axe Y'
- $\Psi_b$  : rotation d'axe Zf

Après 3 rotations ( $\alpha$ ,  $\varphi$ ,  $\Psi$ ) et le choix de la polarisation perpendiculaire :  
la relation entre les deux repères XYZ et  $X_f Y_f Z_f$  s'exprime ainsi :

$$\begin{pmatrix} X_f \\ Y_f \\ Z_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin \alpha \sin \Phi & \cos \alpha \cos \Psi + \sin \alpha \sin \Psi \cos \Phi & \cos \alpha \sin \Psi - \sin \alpha \cos \Phi \cos \Psi \\ -\cos \Phi & -\sin \Psi \sin \Phi & \sin \Phi \cos \Psi \\ \cos \alpha \sin \Phi & -\cos \alpha \cos \Phi \sin \Psi + \sin \alpha \cos \Psi & \cos \alpha \cos \Phi \cos \Psi + \sin \alpha \sin \Psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}$$

M. Kuan Fang Ren a défini les relations entre les deux repères  $X_f Y_f Z_f$  et XYZ par la matrice de rotation suivante (*Diffusion des faisceaux feuille laser par une particule sphérique et application aux écoulements diphasiques p171*) :

$$\begin{pmatrix} X_f \\ Y_f \\ Z_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi_b \cos \theta_b \cos \psi_b - \sin \phi_b \sin \psi_b & \sin \phi_b \cos \theta_b \cos \psi_b + \cos \phi_b \sin \psi_b & -\sin \theta_b \cos \psi_b \\ -\cos \phi_b \cos \theta_b \sin \psi_b - \sin \phi_b \cos \psi_b & -\sin \phi_b \cos \theta_b \sin \psi_b + \cos \phi_b \cos \psi_b & \sin \theta_b \sin \psi_b \\ \cos \phi_b \sin \theta_b & \sin \phi_b \sin \theta_b & \cos \theta_b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}$$

Les deux matrices de rotation sont égales, on trouve les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \sin \phi_b \sin \theta_b &= -\cos \alpha \cos \Phi \sin \Psi + \sin \alpha \cos \Psi \\ \cos \phi_b \sin \theta_b &= \sin \Phi \cos \alpha \end{aligned}$$

En faisant le rapport entre ces deux équations nous avons :

$$\tan \phi_b = \frac{-\cos \alpha \cos \Phi \sin \Psi + \sin \alpha \cos \Psi}{\sin \Phi \cos \alpha}$$

Nous avons également

$$\cos \theta_b = \cos \alpha \cos \Phi \cos \Psi + \sin \alpha \sin \Psi$$

Enfin, pour une polarisation perpendiculaire nous avons :

$$\begin{aligned} -\sin \theta_b \cos \psi_b &= \cos \alpha \sin \Psi - \sin \alpha \cos \Phi \cos \Psi \\ \sin \theta_b \sin \psi_b &= \sin \Phi \cos \Psi \end{aligned}$$

En faisant le rapport nous avons :

$$\tan \psi_b = \frac{\sin \Phi \cos \Psi}{-\cos \alpha \sin \Psi + \sin \alpha \cos \Phi \cos \Psi}$$

## Annexe 4 : Influence de la position de la particule en configuration standard modifiée

### Evolution de la taille du volume de mesure

#### En fonction de la taille du faisceau

Sur le graphique suivant est représentée l'intensité reçue sur une surface de  $100\mu\text{m}$  d'un écran placé à  $400\text{mm}$  d'une lentille dans le cadre de la configuration standard (ouverture centrale, particule de  $100\mu\text{m}$  de diamètre). Les faisceaux d'une onde plane à un faisceau gaussien de  $1\text{mm}$  de diamètre sont représentés.

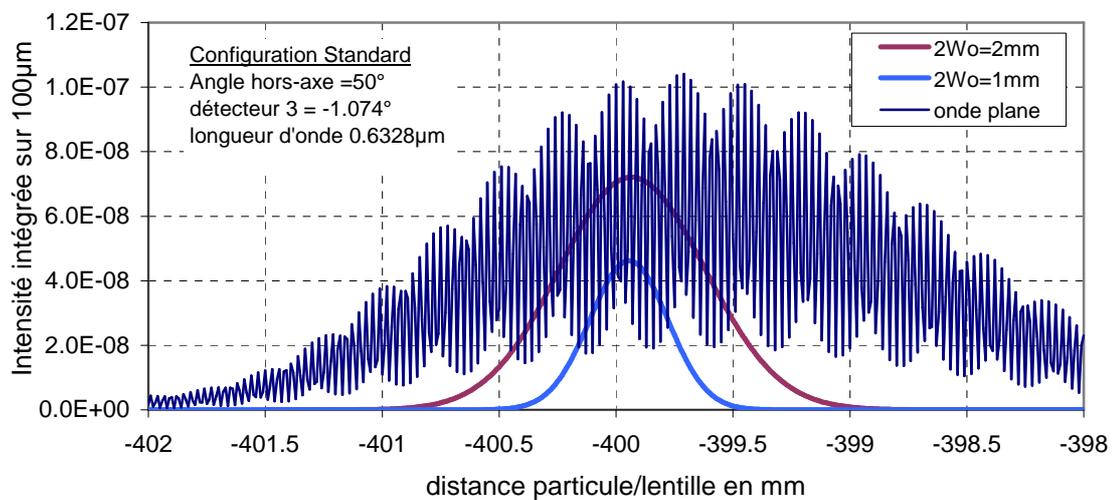


Fig 1. Evolution de l'intensité et profondeur de champ

Lorsque l'onde est plane, un des faisceaux est décalé en fréquence. C'est pourquoi on observe des oscillations sur la courbe bleue foncée. Dans le cadre d'un faisceau gaussien, aucun faisceau n'est « braggé », la particule se déplace le long d'une « même frange ». La forme gaussienne du faisceau limite le volume de mesure. Pour une onde plane, l'intensité intégrée reste importante. Elle ne suit pas la même évolution que dans le cas d'une configuration semi-plane. Elle ne diminue pas aussi fortement lorsque la particule se rapproche de la lentille. Dans cette plage de déplacement la particule de  $100\mu\text{m}$  est toujours visible. L'intensité reçue intégrée sur  $100\mu\text{m}$  est supérieure à  $5.10^{-10}$  entre  $-398.95\text{ mm}$  et  $400.9\text{mm}$  pour le faisceau de  $2\text{mm}$  de diamètre. La plage d'étude se réduit à  $-399.45$  à  $-400.44\text{ mm}$  pour un faisceau de  $1\text{mm}$  de diamètre.

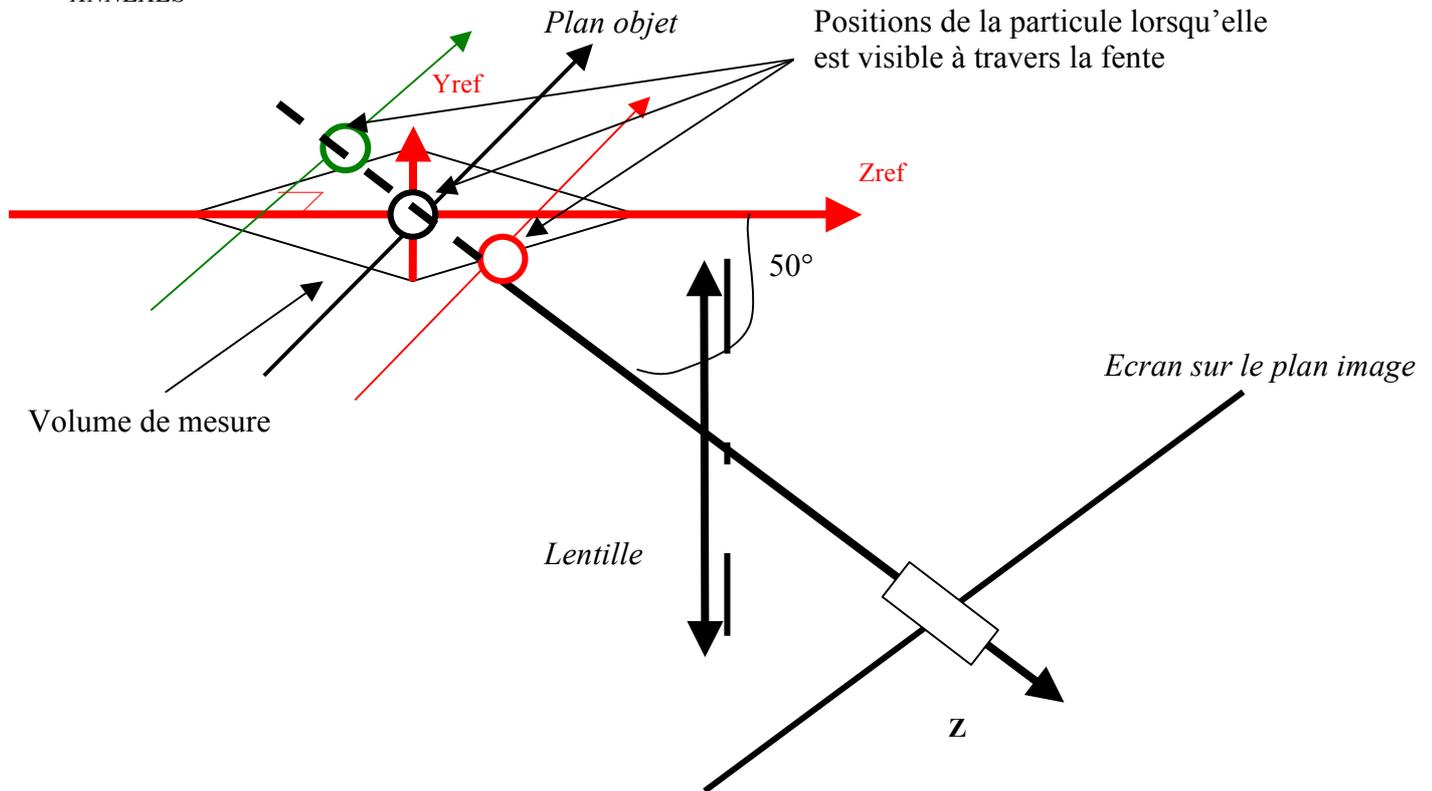


Fig 2. Configuration standard modifiée

## En fonction de la taille de la particule

L'intensité diffusée est proportionnelle au carré du diamètre de la particule diffusante. Elle est également modulée par la « visibilité ». Cette visibilité varie avec le diamètre de la particule et la position relative de la particule par rapport au faisceau. Ceci explique la différence d'intensité maximum reçue entre le faisceau de 2 mm de diamètre et celui de 1 mm. La particule n'a pas la même « visibilité ».

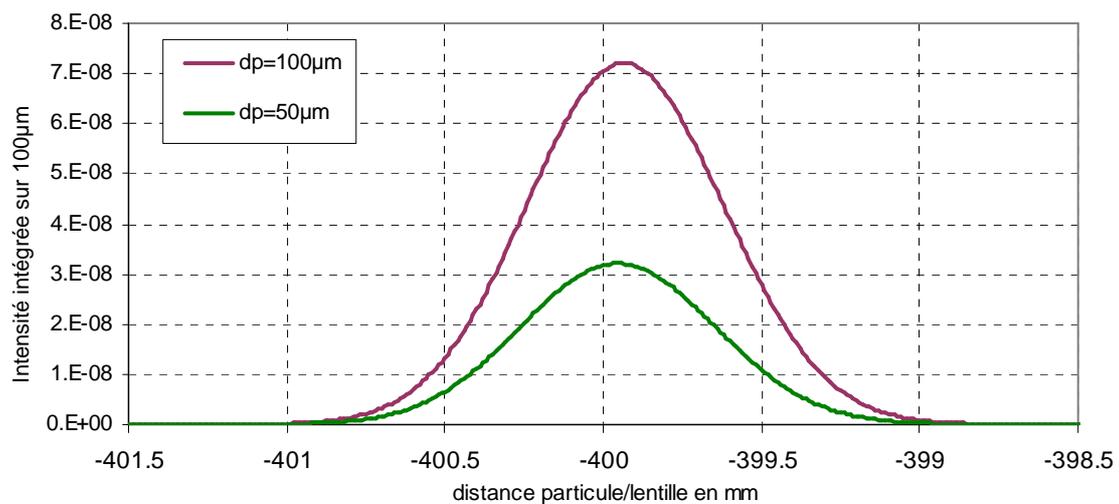


Fig 3. Modification du volume de mesure en fonction du diamètre de la particule

Deux particules de diamètres différents n'ont donc pas non plus la même « visibilité ». La relation de proportionnalité n'est plus vérifiée. Mais il n'en reste pas moins vrai que plus la particule est grosse, plus le volume de mesure est important.

Sur ce graphique on remarque que le volume de mesure est plus important, la profondeur de champ est plus grande lorsque la particule est plus grosse. Les particules de 50  $\mu\text{m}$  de diamètre sont analysables de -399.09 à -400.83mm de la lentille et les particules de 100 $\mu\text{m}$  sont visibles de -398.95 mm à -400.9 mm. En configuration standard le volume de mesure est plus important (il gagne 0.6 mm) qu'en configuration semi-plane car les paramètres optiques et les angles mis en jeu sont différents.

## Annexe 5 : Configuration Standard modifiée à 30°

### Paramètres optiques

- Angle hors-axe :  $\Phi = 30^\circ$
- Demi angle :  $\alpha = 3^\circ$
- Angle d'élévation :  $\Psi = +/-1.074^\circ$
- Longueur d'onde :  $\lambda = 632.8\text{nm}$

L'interfrange du volume de mesure est égale alors à  $6.0456\mu\text{m}$ .

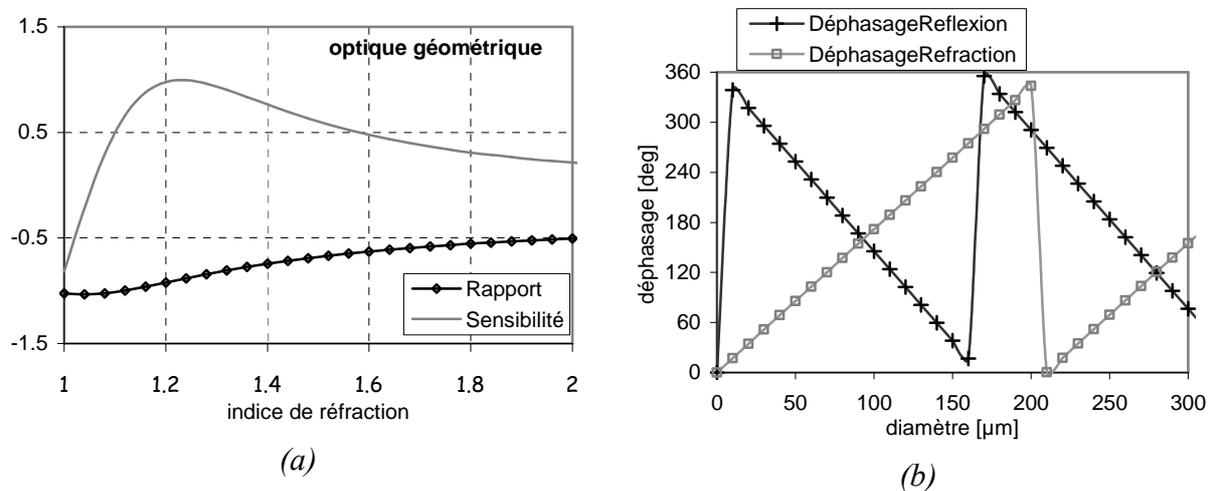


Fig 4. Calcul d'après l'optique géométrique :

(a) rapport(en noir) et sensibilité(en gris) du rapport des facteurs de conversion en fonction de l'indice de réfraction

(b) dynamique des diamètres avec la relation phase diamètre pour un indice de 1.33

D'après les lois de l'optique géométrique la sensibilité pour un indice de 1.33 est de 0.86 et la dynamique est de 0 à  $212\mu\text{m}$  (figure 4). Cette dynamique est limitée par le rapport des intensités et la réponse des PM à cinq fois le diamètre minimum.

### Etude du déphasage

La particule se déplace dans le plan moyen. L'étude du déphasage est effectuée sur la réfraction et la réflexion. D'après l'optique géométrique le facteur de conversion est de  $1.7169^\circ/\mu\text{m}$  pour la réfraction et de  $-2.1455^\circ/\mu\text{m}$  pour la réflexion. Le rapport des facteurs de conversion est égal à 0.08002.

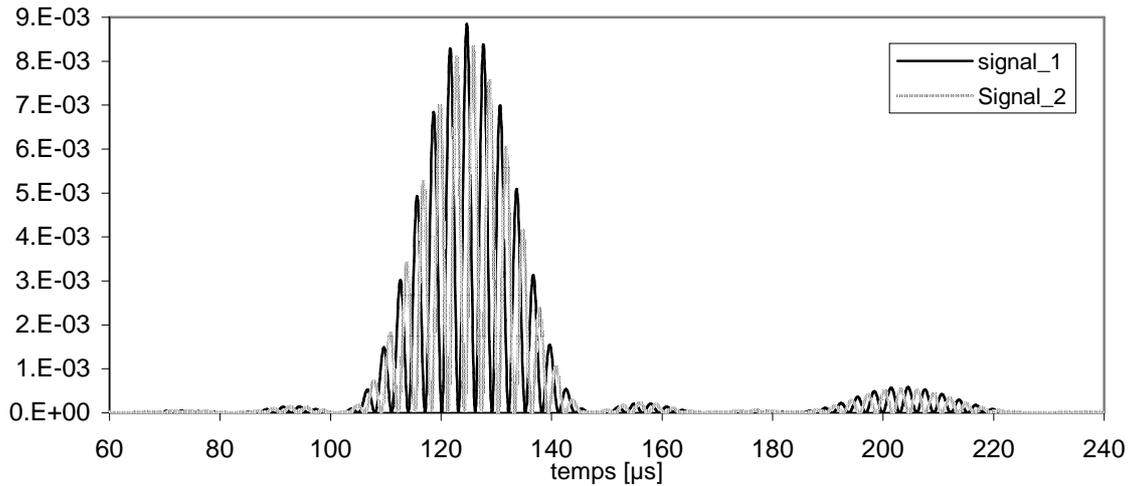


Fig 5. Simulation de deux signaux GS\_PDA pour une particule de 80µm de diamètre sur les deux détecteurs

Le rapport des intensités pour une particule de 80µm (figure 5) entre la réfraction et la réflexion est de 15.46. Ce rapport explique la réduction de la dynamique par les PM. Ceux-ci ont une dynamique au niveau de l'intensité collectée suffisante pour recevoir consécutivement le signal d'une particule, et d'une particule cinq fois plus grande. L'intensité réfractée de la deuxième particule est 75 fois plus grande que l'intensité réfléchie de la première.

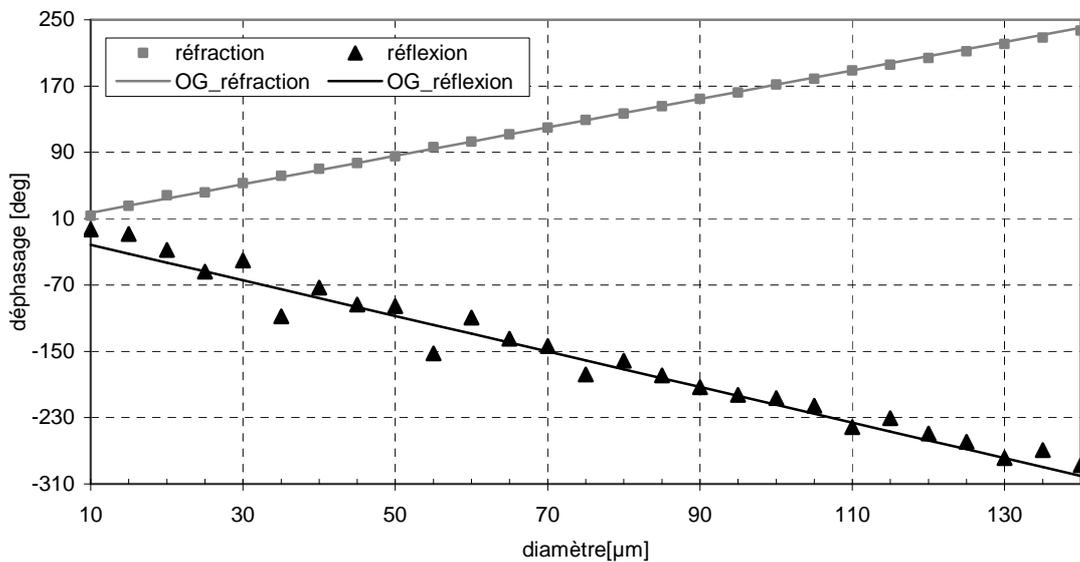


Fig 6. Relation phase réfractée-diamètre en gris, indice de réfraction 1.33  
Relation phase réfléchie-diamètre en noir  
Ouverture circulaire angle hors -axe 30°

Dans le cas de détecteurs circulaires l'optique géométrique et le GS\_PDA sont très proches (figure 6). Le rapport des deux coefficients directeurs des deux régressions linéaires ou la moyenne des rapports des deux phases compris dans l'intervalle  $\{-1.03, -0.43\}$  correspondant à un indice de réfraction compris entre 1 et 2) est surestimé à  $-0.817$  et  $-0.811$

respectivement (figure 7). Il correspond à un indice de 1.31 ou 1.316. Une erreur (ici 7.5%) sur le rapport engendre une précision sur l'indice de 0.06. D'une façon générale l'indice de réfraction est sous estimé. Pour connaître l'indice de réfraction de façon plus précise il faudra utiliser des abaques calculés en GLMT.

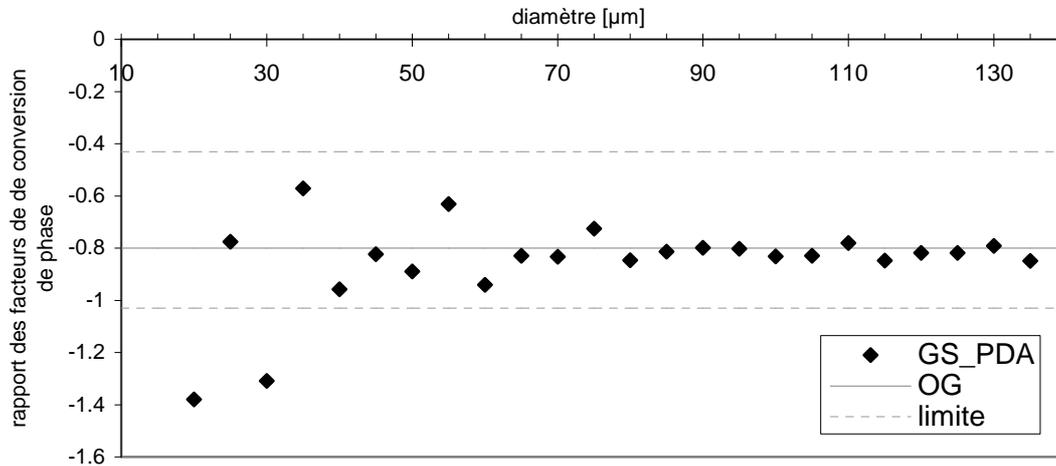


Fig 7. Rapport des facteurs de conversion de phase en fonction du diamètre

### **Sensibilité à la distance particule/lentille $Z_p$**

On s'intéresse maintenant à la sensibilité à la position longitudinale de la particule. La trajectoire est toujours la même (parallèle aux franges), seule change la distance particule/lentille ( $Z_p$ ). Nous allons considérer deux positions de part et d'autre de la position centrale de  $-400\text{mm}$  à  $-400.115\text{mm}$  et à  $-399.884\mu\text{m}$  de la lentille. Lorsque la particule s'éloigne de la lentille le déphasage de la réfraction augmente, quant à celui de la réflexion il diminue (figure 8). Ceci implique que les rapports des facteurs de phase augmentent en valeur absolue lorsque la particule s'éloigne de la lentille (figure 9). Ceci a pour conséquence que l'indice de réfraction estimé diminue avec l'éloignement de la particule. Pour une particule de diamètre de  $140\mu\text{m}$ , son indice estimé varie de 1.38, à  $-399.884\text{mm}$ , à 1.21, à  $-400.115\text{mm}$ . Par l'étude des rapports des intensités il est possible de repérer si la particule traverse bien au centre des faisceaux. Le rapport des intensités réfléchie et réfractée est différent sur les deux détecteurs lorsque la particule est en léger défaut de mise au point (figure 10). Le rapport pour les deux détecteurs est égal lorsque la particule est bien au centre. Lorsque la particule est positionnée plus loin, le rapport des intensités au niveau du détecteur 2 est plus élevé que le rapport au niveau du détecteur 1. Lorsque la particule est plus proche de la lentille, le rapport des intensités est plus important sur le détecteur 2. La position selon  $Z_p$  modifie la symétrie des détecteurs.

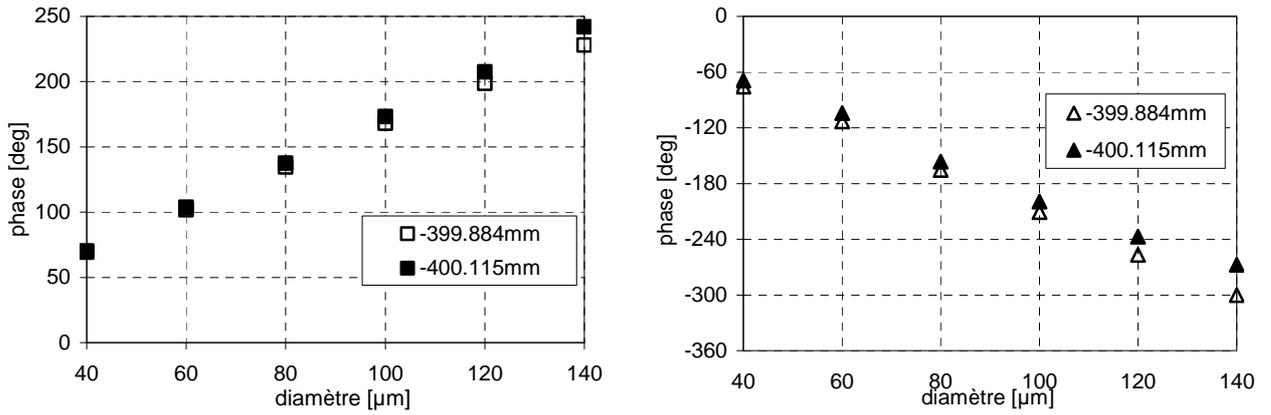


Fig 8. Evolution de la phase en fonction du diamètre à  $-399.884\mu\text{m}$  et  $-400.115\text{ mm}$  de la lentille  
 (a) réfraction  
 (b) réflexion

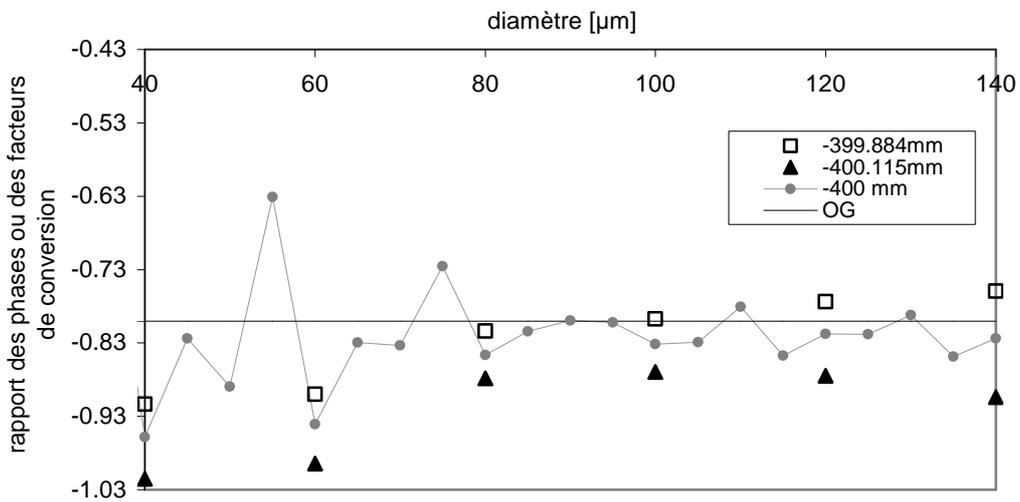
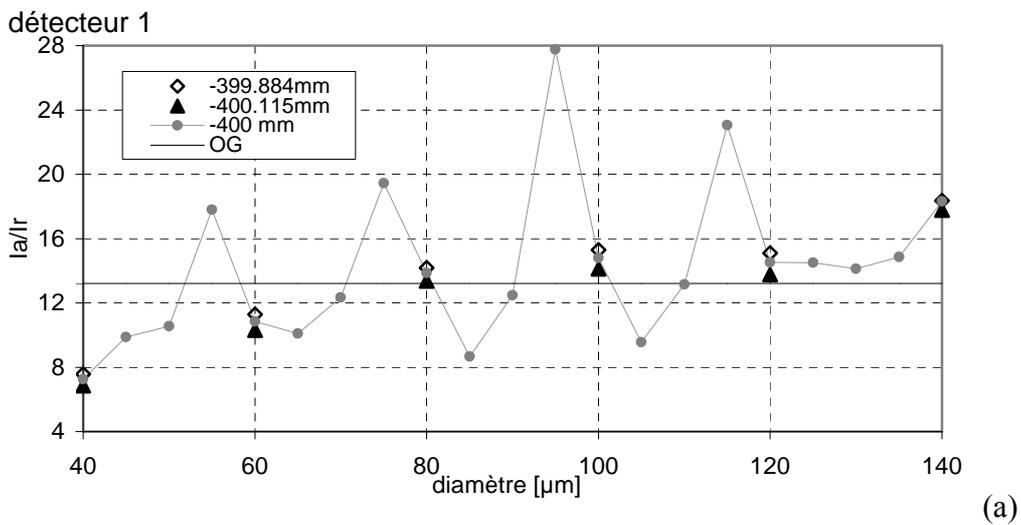


Fig 9. Rapport des phases réfractées et réfléchies en fonction du diamètre pour différentes distances particule/lentille



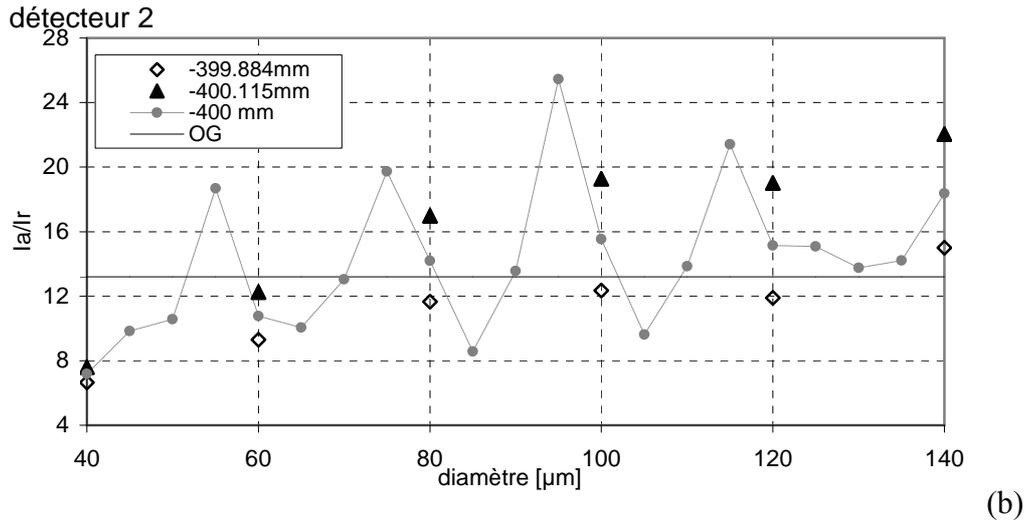


Fig 10. Evolution des rapports d'intensité en fonction du diamètre pour trois positions de la particule

(a) détecteur 1 (b) détecteur 2

La technique GS\_PDA est donc sensible à la position longitudinale de la particule ou de façon symétrique à la position du détecteur (distance  $Z_{32}$ ), (figure 11). Mais il est possible de valider les particules traversant le volume de mesure en étudiant le rapport des intensités réfractée et réfléchiée sur les deux détecteurs.

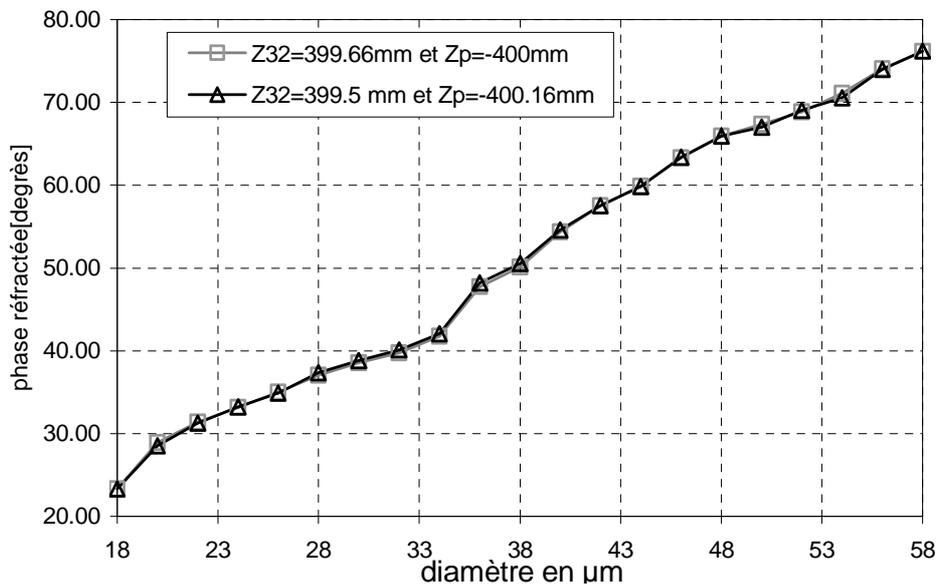


Fig 11. Evolution de la phase une distance particule-détecteur fixe en configuration standard modifiée (ici angle hors axe de  $50^\circ$ )



# Bibliographie

- [1] Kohse-Höinghaus K. – Laser techniques for the quantitative detection of reactive intermediates in combustion systems. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 20, N° 3, 1994.
- [2] Albrecht H.E, Borys M, Damaschke N, Tropea C – *Laser Doppler and phase Doppler Measurement techniques*, Springer, 2003.
- [3] Durst F. and Zaré.M - Laser Doppler measurements in two phase flow. In *Proc LDV Symposium* ,Copenhagen, pages 403-429, 1975.
- [4] Crawley G., Cournil M., Di Benedetto – Size analysis of fine particle suspensions by spectral turbidimetry potentials and limits, *Powder technology*, pages 198-208, 1996
- [5] Delconte A., Blondel D., Lemoine F. -Measurement of droplets size-temperature correlations in spray with combined 3 color LIF and PDA technique; *ICLASS*, Kyoto, Japan, 2006.
- [6] Van Beeck JPAJ and Riethmuller ML - Nonintrusive measurements of temperature and size of single falling raindrops, *Applied Optics* Vol. 34, No 10, 1995.
- [7] Bachalo W.D and Houser M.J – Phase/Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distributions, *Optical Eng.*, Vol. 23, N°5, pages 583-590, 1994.
- [8] Saffman M., Buchhave P. and Tanger H. – Simultaneous measurements of size, concentration and velocity of spherical particles by a laser Doppler method, *Proc 2<sup>nd</sup> international symposium on applications of laser anemometry to fluid mechanics*, Lisbon, 1984.
- [9] Gouesbet G., Gréhan G., and Maheu B. - In *combustion measurements* edited by N. Chigier, chapter 10, *Generalized Lorenz-Mie theory and applications to optical sizing*. Hemisphere Publishing Corporation, pages 339-384, 1991.
- [10] Hovenac E. & Lock J.- Assessing the contributions of surfaces wave and complex rays to far fields Mie scattering by use the Debyes series, *J. Opt. Soc. Am.* Vol. 9, N°5, 1992.

- [11] Lock James A. – Theory of the observations made of high-order rainbows from a single water droplet *Applied optics*; Vol. 26, N°24 ; pages 5291-5298, 1997.
- [12] Van de Hulst H.C and Wang R.T – Glare points, *Applied optics*, Vol. 30, N°33; pages 4755-4763, 1991.
- [13] Stratton J.A. - *Electromagnetic theory*. McGraw-Hill Co. Inc, Nex York, 1941
- [14] Van Hulst H.C. - *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications, Inc. New York, 1957.
- [15] Kerker M. - *The Scattering of light and other Electromagnetic Radiation*. Academic Press, New York, 1969.
- [16] Bohren C.F and . Huffman R. - *Absorption and Scattering of light by Small Particles*. Wiley-Interscience, New York, 1983.
- [17] Naqwi A.A and Durst – Analysis of the laser light scattering interferometric devices for the in-line diagnostic of moving particles; *Applied optics* N°32 pp 4003-4018, 1993
- [18] Grehan G., Gouesbet G., Naqwi A., Durst F. – Particle Trajectory Effects in Phase Doppler Systems : Computations and Experiments. Part. Part. Syst. Charact. Vol 10 pp332-338, 1993
- [19] Gréhan G., Gouesbet G., Naqwi A., Durst F. –Trajectory Ambiguities in Phase Doppler Systems : Study of a near-forward and near-backward geometry. Part. Part. Syst. Charact. Vol 11 pp133-144, 1994
- [20] Naqwi A.A and Durst. - Light scattering Applied to LDA and PDA measurements part1 : Theory and numerical treatments. Part. Part. Syst. Charact., Vol. 8, pages 245-258,1991.
- [21] Bachalo W.D, Brena de la Rosa A and Sankar S.V - In combustion measurements edited by N. Chigier, chapter 7, Diagnostic for fuel spray characterization, pages 229-278. Hemisphere Publishing Corporation, 1991.
- [22] Glantschnig Werner J and Chen Sow-Hsin. - Light scattering from water droplets in the geometrical optics approximation *Applied Optics* Vol. 20 N°14, pages 2499-2509, 1981.

- [23] Xu F, Ren K.F, Cai X – Extension of geometrical optics to the on-axis Gaussian beam scattering : Part 1. by a spherical particle- Applied Optics ,Vol.. 45, N°20 pages 4990-4999, 2006.
- [24] Goodman J.W – Introduction à l’optique de Fourier et à l’holographie, Masson and Cie, 1972.
- [25] Hess C.F. Wood C. – Pulse Displacement Technique to measure a single particle counter with a size range larger than 1000:1. Part. Part. Syst Charact. Vol. 11, pages 107-1013, 1994.
- [26] Hess C.F Characteristics of a miniaturized probe Volume employing the pulse displacement technique. 8th International Symposium on application of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon. paper 6-1, 1996.
- [27] Lin S.M, Waterman D.R Lettington A.H – Measurement of droplet velocity, size and refractive index using the pulse displacement technique, Rapid communication, Meas. Sci. Technol. 11, L1-L4, 2000.
- [28] Dehaeck S., van Beek J.P.A.J, Riethmuller M.L.- Extended glare point velocimetry and sizing for bubbly flows, Experiments in Fluids Vol. 39, pages407-419, 2005.
- [29] Schaller J.K, Wassenberg S, Fiedler D.K, Stajanoff C.G – A new method for temperature measurements of droplets, proc. ICLASS, Rouen pages443-450, 1994.
- [30] Schaller J.K, Wassenberg S, Fiedler D.K, Stajanoff C.G – Refractive Index determination as a tool for temperature measurements and process control : a new approach, proc SPIE, “Optical Measurements and sensors for the process Industries” Vol.2248, pages318-324, 1994.
- [31] Schaller J.K – Laseroptische Messtechnik : Erweiterung bestehender Verfahren und Entwicklung neuer Techniken. Habilitationsschrift, RWTH Aachen, 2000.
- [32] Ragucci R., Cavaliere A., Massoli P. – Drop Sizing by Laser Light Scattering Exploiting Intensity Angular Oscillation in the Mie Regime. Part. Part; Syst. Charact, Vol. 17, pages157-167, 1990.
- [33] Glover, A.R, Skippon S.M, and Boyle R.D - Interferometric laser imaging for droplet sizing : a method for droplet-size measurement in sparse spray systems, Applied Optics, Vol. 34, N° 36 pages 8409-8421,1995.

- [34] Maeda M., Kawaguchi T., Hishida K. - Novel interferometric measurement of size and velocity distributions of spherical particles in fluid flows. *Meas. Sci. Techn.* Vol. 11: L13-L18, 2000.
- [35] Hesselbacher K.H., Anders K. and Frohn A., . Experimental investigation of gaussian beam effects on the accuracy of a droplet sizing method, *Applied. Opt.* Vol. 30, pages.4930-4935, 1991.
- [36] Damaschke N. , Nobach H. , Nonn T.I , Semidetnov N. and Tropea C. - Global phase Doppler technique, *Exp. Fluids* submitted, 2003.
- [37] Onofri F. - Prise en compte de la dimension finie des faisceaux d'éclairage en granulométrie optique : Anémométrie Phase Doppler-Diagnostics des milieux diphasiques. Thèse, 1995.
- [38] Don Holve and Self S.A. – Optical particle sizing for in situ measurements part 1 and part 2, *Applied Optics*, Vol.18, N°10, pages 1632-1652, 1979
- [39] Sommerfeld, M. and Qiu, H.-H. - Particle Concentration Measurements by Phase-Doppler Anemometry in Complex Dispersed Two-Phase Flows, *Exp. in Fluids*, Vol. 18, pages 187-198, 1995.
- [40] Zhang, Ziada, S. - PDA Measurements of Droplet Size and Mass Flux in the Three-Dimensional Atomization Region of Water Jet in Air Cross-Flow, *Experiments in Fluids*, 28, pages. 29-35, 2000.
- [41] Lam C.C, Leung P.T., Young K. – Explicit asymptotic formulas for the positions, width and strengths of resonance in Mie scattering, *J. opt soc. Am.*, Vol.9, N°9, 1992.
- [42] Naqwi A., Durst F. - Light Scattering Applied to LDA and PDA Measurements. Part 2 : Computational Results and their Discussion, *Part. Part. Syst. Charact*, Vol. 9, pages 66-80, 1992.
- [43] Hardalupas Y. and Liu C. H – Implications of the gaussian intensity distribution of laser beams on the performance of the phase Doppler technique. Sizing uncertainties. *Prog Energy Combustion. Sci*, Vol. 23 pages41-63, 1997
- [44] Durst F., Tropea C. and Hsu T.H – The slit effect in phase Doppler anemometry, *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International conference on fluid dynamic measurement and its applications*, X. Shen and X. Sun, eds (International Academic Publishers, Beijing) pages 38-43, 1994.

- [45] Sankar S.V, Inenaga A., and Bachalo W.D. – Trajectory dependent scattering in Phase Doppler interferometry : minimizing and eliminating sizing error.6th International Symposium on application of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon. paper 12-2, 1992
- [46] Qiu H.H, Hsu C.T - A Fourier Optics Method for the Simulation of Measurement-Volume-Effect by the Slit Constraint, Part. Part. Syst. Charact. Vol.14, pages 295-303, 1997.
- [47] Xu T.H, Tropea C. and - Improving the performance of two-component phase Doppler anemometers. Meas. Sc. Technol Vol.5, pages 969-975, 1994.
- [48] Durst F, Brenn G and Xu T.H – A review of the development and characteristics of planar phase-Doppler anemometry. Meas. Sci. technol. Vol.8 pages 1203-1221, 1997.
- [49] Tropea C., Xu T.H., Onofri F., Gréhan G., Haugen P., Stieglmeier M. – Dual Mode Phase Doppler Anemometer, 4<sup>th</sup> International Congress Optical Particle Sizing, Nürnberg, Germany, pages 287-296, 1995.
- [50] Mignon H. - Anémométrie Phase Doppler et Particules Non Sphériques : cas des cylindres et des ellipsoïde, thèse de la faculté des sciences de l'université de Rouen, pages 63-103, 1997.
- [51] Qui H. and Hsu C.T. – Method of phase-Doppler anemometry free from the measurement-Volume effect. Applied Optics Vol.38, N°13, pages2737-2742, 1999.
- [52] Qui H.H., Jia W, Hsu C.T and Sommerfeld M; – High accuracy optical particle sizing in phase-Doppler anemometry, Meas. Sci. Technol Vol.11, pages142-151, 2000
- [53] Pitcher G and Wigley G. – Sensitivity of dropletsize measurement by Phase Doppler Anemometry to refractive index changes in combusting fuel sprays,5th International Symposium on application of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon. paper 14.4, 1990
- [54] Sankar S.V, Ibbrahim K.M, Buermann D.H, Fidreich M.J. and Bachalo W.D – An Integrated phase Doppler/rainbow Refractometer System for Simultaneous Measurement of Droplet Size, Velocity, and Refractive Index, 3<sup>rd</sup> International Congress on Optical Particle Sizing, Yokohoma, pages 275 284, 1993.

- [55] Sankar S.V, D. Robart M., Bachalo W.D. - Detailed characterization of fluids droplets in a spray flame using an integrated phase Doppler/ Rainbow refractometer system, ASME Fluids Engineering Division, 1997.
- [56] Naqwi, Durst F., and Liu X. – Two optical methods for simultaneous measurement of particle size, velocity, and refractive index, *Applied Optics*, Vol.30, N°33, pages 4949-4959, 1991.
- [57] Naqwi, Durst F., and Liu X. – Extended Phase-Doppler System for Characterization of Multiphase Flows, *Part.Part. Syst. Charact.*, Vol.8, N°33, pages 16-22, 1991.
- [58] Onofri F., Girasole T., Gréhan G., Gouesbet G., Brenn G., Domnick J., Xu T.H., Tropea C. – Phase-Doppler Anemometry with the Dual Burst Technique for Measurement of refractive index and Absorption Coefficient Simultaneously with size and Velocity, *Part.Part.Syst.Charact.*, Vol.13, pages 112-124, 1996.
- [59] Thormählen, Straub J., Girgull U. – Refractive index of water and its dependence on wavelength temperature and density, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol.14,1985.
- [60] [http://culturesciencesphysique.ens-lyon.fr/Entree\\_par\\_theme/ondes/refractometre](http://culturesciencesphysique.ens-lyon.fr/Entree_par_theme/ondes/refractometre)
- [61] Van Beeck J.P.A.J. and Riethmuller M.L. - Rainbow phenomena Applied to the measurement of droplet size and velocity and to the detection of non-sphericity, *Applied Optics*, pages 2259-2266, 1996.
- [62] Wang R. T. and Van de Hulst H.C– Mie computations and the Airy approximation, *Applied optics*, Vol. 30, pages 106-117, 1991.
- [63] Han X, Ren K.F., Mees L., Gouesbet G., Gréhan G. – Surface waves/geometrical rays interferences : numerical and experimental behaviour at rainbow angles, *Optics communications*, Vol.195, pages 49-54, 2001.
- [64] Saengkaew S., Charinpanitkul T., Vanisri H., Tanttthpanichakoon W., Mees L., Gouesbet G., Gréhan G. – Rainbow refractometry : on the validity domain of Airy's and Nussenzveig's theories, *Optics communications*, Vol.259, pages 7-13, 2006.
- [65] Saengkaew S., *Température de spray: sur le développement d'une technique de mesure par réflectométrie d'arc-en-ciel*, Thèse des universités de Rouen et de Chulalongkorn (Thaïlande), 2005.

- [66] Van Beek J.P.A.J., Giannouslis D., Zimmer L. and Riethmuller M.L. – Global rainbow thermometry for droplet temperature measurement, *Optics letters*; Vol. 24 N°23, 1999.
- [67] Van Beek J.P.A.J., Giannouslis D., Zimmer L. and Riethmuller M.L. - Global rainbow thermometry for average temperature measurement of spray droplets, 10<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, 2000.
- [68] Fandrey C., Ivik S., Naqwi A., Shakal J. – Dual-Beam Rainbow Refractometry and its Application to the Temperature Measurement of liquids Drops, 10<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, 2000.
- [69] Brenn G. and Durst F. – Refractive index measurements using the phase-Doppler technique, *Atomization and Sprays*, Vol.5, pages 545-567, 1995.
- [70] Benzoni H.H, T Nonn. and Buchhave P. – A new technique to measure refractive index with phase Doppler anemometry, 7<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, 1994.
- [71] Boulnois G. - Mesure de la partie réelle de l'indice de réfraction de gouttes liquides par anémométrie phase Doppler, rapport Interreg III, 2004.
- [72] Boulnois G., Saengkaew S., Méès L., Ren K.F., Vanisri H., Gréhan G. - Measurement of Droplets properties by PDA and Rainbow refractometry, The 4<sup>th</sup> International Symposium on Measurement Techniques for Multiphase Flows, Huangzhou, China, 2003.
- [73] Onofri F, Bergougnoux L., Firpo J.L. and Misguich-Ripault J. – Size, velocity, and concentration in suspension measurements of spherical droplets and cylindrical jets; *Applied Optics* Vol. 38 N°21, pp4681-4890, 1999
- [74] Onofri F., Bonnet J.P - Interprétation par le calcul des séries de Debye de certains mécanismes de diffusion de la lumière, 9<sup>ème</sup> congrès francophone de vélocimétrie laser, 2004
- [75] Tropéa.C, Damaschke N – New Developments Phase Doppler Anemometer, *Journal of visualization*, Vol. 2 N°3, 2000.
- [76] Onofri F., Gréhan G., Cartellier A., Benech P., Blondel D. – ACI, VITAMA, Rapport final n°5, juillet 2006.

- [77] Ren K.F. - Diffusion des faisceaux feuilles laser par une particule sphérique et applications aux écoulement diphasique, Thèse de l'université de Rouen, pages167-190,1995.
- [78] Ren K.F., Lebrun D., Ozkul C., Kleitz A., Gouesbet, G., Gréhan G. – On the measurement of particles by imaging methods : theoretical and experimental aspects, part. part. syst. charact, Vol.3, pages 156-164,1996.
- [79] Schaub S.A, Alexander D.R, Barton J.P– Theoretical model of laser imaging of small aerosols : applications to aerosol sizing, Applied optics, Vol.30, N°33, pages 4777-4783, 1991.
- [80] Damaschke N., Nobach H., Semidetnov N. and Tropea C – Optical particle sizing in backscatter, Applied Optics, Vol.41, N°27, pages 5713-5727, 2002.
- [81] Ren K.F, Girasole T., Taylor A., Gouesbet G., Gréhan G. – Theoretical evaluation of a shadow Doppler velocimeter; Optics communications; pages269-280, 2003
- [82] Tate R.E., Watts K.C., Allen C.A.W, Wilkie K.I. - The densities of three biodiesel fuels at temperatures up to 300°C, Fuel, Vol.85, pages1004-1009, 2006.
- [83] Kneer R, Schneider M, Noll B and Wittig S – Diffusion controlled evaporation of multicomponent droplet : Theoretical studies on the importance of variable liquid properties ; International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 36, N°9, pp. 2403-2415, 1993
- [84] Graboski M.S., and McCormick R.L – Combustion of fat and vegetable oil derived fuels in diesel engines, Prog. Energy Combust. Sci., Vol.24, pages125-164, 1998.
- [85] Kalam M.A., Masjuki H.H - Biodiesel from palmoil, an analysis of its properties and potential, Biomass & energy, Vol.23, pages 471-479, 2002.
- [86] Yule A.J, Sharief R.A., and al The performance characteristics of solid-cone-spray pressure-swirl atomizers, Atomization and Sprays, Vol. 10, pages627-646, 2000.
- [87] Lefebvre A. - Atomization and Sprays, 1989.
- [88] Bachalo W.D , Houser M.J and Smith J.N - Behavior of sprays produced by pressure atomizers as measured using a Phase/Doppler Instrument, Atomisation and Spray Technology Vol.3, pages53-72, 1987.

- [89] Dorfner V., Domnick J., Durst F. and Köhler - Viscosity and surface tension effects in pressure swirl atomization, *Atomization and Sprays*, Vol.5, pages261-285, 1995.
- [90] P. Yongyingsakthavorn – Characteristics of palm oil based biodiesel spray for combustion applications, thèse de JGSEE King Mongkut's university of technology of Thonburi, 2006.
- [91] P. Yongyingsakthavorn, Vallikul P., Fungtammasan B., and Dumouchel C. - Maximum Entropy Reconstruction and Experimental Validation of Local Drop Size Distributions of Palm Oil Based Biodiesel Sprays, *Proceedings of the 20<sup>th</sup> Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ILASS, Orléans, France*, pages. 85-90, 2005.
- [92] Chaves H., Knapages M., Kubitzek A., Obermeier F. - High speed flow measurements within an injection nozzle”, *SPIE, Laser Anemometry Adv. And Applications*, Vol..2052, 1993.
- [93] Schugger C., Renz U. - Influence of spray velocity and structure on the air entrainment in the primary break-up zone of high pressure Diesel sprays, *ICE-Vol.39*, pages 281-288, ASME, 2002.
- [94] Kirmse C., Chaves H., Obermeier F. - Spray velocity measurements of a common rail injection system at high gas density by correlation velocimetry, *19th ILASS-Europe'04, Nottingham*, 2004.
- [95] Leick P., Bittlinger G., Tropea C. - Velocity measurements in the near nozzle region of common-rail Diesel sprays at elevated back-pressures, *19<sup>th</sup> ILASS-Europe'04, Nottingham*, 2004.
- [96] Kirmse C., Chaves H., Obermeier F. - korrelationsvelocimetrische untersuchungen des dieselstrahls einer common-Rail-Einspritzung, *Spray*, pages 285-293, 2002.
- [97] Chaves H., Kirmes C., Obermeier F. - Velocity measurement of dense diesel fuel sprays in dense air, *Atomization and sprays*, Vol.14, pages589-609, 2004.
- [98] Bendat J.S, Piersol A.G, *Random data- analysis and Measurement Procedure*, John WileySons, second Edition, 1986.
- [99] *Numerical Recipes in Fortran 90* Cambridge University Press.

*BIBLIOGRAPHIE*

- [100] Yon J., Blaisot J.B., Ledoux M. - Unusual laser-sheet tomography coupled with backlight imaging configurations to study the diesel jet structure at the nozzle outlet for high injection pressures, *J. Flow Visualization and Image Processing*, Vol.9, pages 53-73, 2002
- [101] Blaisot J.B., Yon J. - Entropy-based Image Analysis for the Near field of Direct Injection Diesel Jet, *ILASS Europe 2004*, Nottingham, Royaume-Uni, 2004.
- [102] Yon J., Blaisot J.B. - Morphological Analysis of the Diesel Jet at the Nozzle Outlet, *ICLASS 2003*, Sorrento, Italie, 2003.
- [103] Guerrassi N. et Champoussin L.C – Mesure de la taille et de la vitesse des gouttes dans un jet, *Entropie*, Vol. 31 N°190 p35-42, 1995.