

Caractérisation morphologique de particules de glace par imagerie interférométrique multi-vues pour des applications aéroportées

Mohamed Talbi

▶ **To cite this version:**

Mohamed Talbi. Caractérisation morphologique de particules de glace par imagerie interférométrique multi-vues pour des applications aéroportées. Autre [cond-mat.other]. Normandie Université, 2018. Français. ⟨NNT : 2018NORMR070⟩. ⟨tel-01973366⟩

HAL Id: tel-01973366

https://theses.hal.science/tel-01973366v1

Submitted on 8 Jan 2019

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.



HAL Authorization

Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité Optique et Laser

Préparée au sein de l'Université de Rouen Normandie

Caractérisation morphologique de particules de glace par imagerie interférométrique multi-vues pour des applications aéroportées

Présentée par
Mohamed TALBI

Thèse soutenue publiquement le mardi 27 novembre 2018 devant un jury composé de		
M. Fabrice LEMOINE	Professeur à l'ENSEM, Nancy	Rapporteur
M. Emmanuel PORCHERON	Ingénieur – Docteur à l'IRSN, Saclay	Rapporteur
M. Marc BRUNEL	Professeur à l'Université de Rouen Normandie	Directeur de thèse
Mme. Helena ZAPOLSKY	Professeur à l'Université de Rouen Normandie	Examinatrice
M. Pascal PICART	Professeur à l'ENSIM, Le Mans	Examinateur
M. Francis KAUFFMANN	DGA, Paris	Membre Invité

Thèse dirigée par Marc BRUNEL, laboratoire CORIA

Normandie Université

ED PSIME

UMR 6614 CORIA COMPLEXE DE RECHERCHE INTERPROFESSIONNEL EN AEROTHERMOCHIMIE

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre du projet LABEX EMC3, au sein du laboratoire de recherche COIRA.

Je tiens tout d'abord à remercier particulièrement mon directeur de thèse, le Professeur Marc BRUNEL, pour la confiance qu'il m'a accordée au cours de ces trois dernières années en me permettant de travailler sur l'imagerie interférométrique en défaut de mise au point. Je remercie également l'ensemble des membres du personnel du laboratoire CORIA pour leur aide et leur disponibilité qui m'ont permis de travailler dans des conditions optimales : l'administration, l'atelier, le service informatique, les techniciens, les ingénieurs et les chercheurs.

Merci également aux membres de mon jury de thèse : Fabrice Lemoine, Emmanuel Porcheron, Helena Zapolsky, Pascal Picart et Francis Kauffmann pour avoir accepté d'examiner et de rapporter ce travail, ainsi que pour leurs remarques et leurs suggestions.

Je n'oublie pas également de remercier ceux qui m'ont entouré durant cette thèse et qui ont su la rendre inoubliable, famille, amis, amis doctorants ou encore mes co-équipiers lutteurs ...

Table des matières

Liste des symboles **vii**

1 Introduction **1**
1.1 Découverte du phénomène d'interférométrie optique . . . 1
1.2 Enjeu et contexte de la thèse . . . 3
1.2.1 Sécurité des transports aériens . . . 3
1.2.2 Définition des conditions givrantes . . . 3
1.2.3 Réglementation de vol . . . 5
1.3 Structure de la thèse . . . 6

2 Approche théorique pour la simulation et l'analyse d'images d'IIP : de la particule sphérique à la particule irrégulière **9**
2.1 Modèle de diffusion de la lumière par une particule sphérique . . . 10
2.1.1 Théorie de Lorentz-Mie (LMT) . . . 11
2.1.2 Modèle de tracé de rayons basé sur l'optique géométrique . . . 13
2.1.3 Décomposition en série de Debye . . . 15
2.2 Approche théorique pour la modélisation de la diffusion d'une lumière cohérente par une particule irrégulière . . . 17
2.3 Propagation d'une onde à travers un système d'imagerie . . . 19
2.3.1 Formalisme matriciel permettant de décrire la propagation d'une onde à travers un système d'imagerie . . . 19
2.3.2 Description de l'ouverture du système optique . . . 21
2.4 Simulation d'images en défaut de mise au point . . . 22
2.4.1 d'une particule rugueuse irrégulière illuminée par une source cohérente . . . 22
2.4.2 d'une particule sphérique illuminée par une source cohérente . . . 24
2.5 Estimations de dimensions de particules par imagerie interférométrique en défaut de mise au point (IIP) . . . 26
2.5.1 Développement et simplification théorique . . . 26
2.5.2 Mesure de taille de particules sphériques (ILIDS) . . . 27
2.5.3 Estimations de dimensions de particules rugueuses irrégulières (IIP) . . . 31
2.5.3.1 A partir de l'autocorrélation 2D de l'interférogramme composé de *speckle* . . . 31

2.5.3.2 A partir de la Transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP 34
2.5.3.3 Étude comparative entre la méthode de l'autocorrélation 2D de l'interférogramme et celle de la transformée de Fourier 2D 36
2.6 Conclusion 40

3 Caractérisation morphologique de cristaux de glace par IIP multi-vues en absence de recouvrement des interférogrammes 41
3.1 Propriétés et caractéristiques des cristaux de glace 42
3.1.1 Formation de cristaux de glace dans l'atmosphère 42
3.1.2 Classification morphologique de cristaux de glace en fonction de la température et du taux d'humidité relative 42
3.2 Dispositif expérimental d'IIP multi-vues 44
3.2.1 Choix et fonctionnement de la colonne réfrigérante 45
3.2.2 Mise en forme de la nappe laser 49
3.2.3 Dispositif d'imagerie nette 50
3.2.4 Dispositif d'imagerie en défaut de mise au point (IIP) 51
3.3 Détermination du facteur d'échelle B_{tot} 52
3.3.1 A partir du formalisme des matrices ABCD 52
3.3.2 A partir de la comparaison d'images nettes et d'images d'IIP de particules sphériques calibrées 52
3.4 Résultats expérimentaux 54
3.4.1 Étude comparative des estimations de tailles de particules suivant trois directions (Imagerie nette / IIP) 54
3.5 Estimations des volumes des particules de glace 62
3.6 Détection de gouttelettes d'eau liquide en cours de givrage 64
3.7 Simulations d'images expérimentales d'IIP 68
3.7.1 Simulations d'images d'IIP d'un cristal de glace expérimental 69
3.7.2 Simulations d'images d'IIP d'une gouttelette en cours de givrage 71
3.8 Conclusion 72

4 Caractérisation morphologique de paires de cristaux de glace par IIP multi-vues en présence de recouvrement d'interférogrammes 75
4.1 Théorie pour l'estimation des dimensions de paires de particules de glace par IIP en présence de recouvrement d'interférogrammes 76
4.1.1 Configurations expérimentales possibles 76
4.1.2 Théorie pour l'estimation des dimensions de paires de particules de glace . 77
4.2 Résultats expérimentaux 78
4.2.1 IIP versus IIPMV : intérêts d'un dispositif multi-vues 78
4.2.2 Estimations des dimensions et des positions relatives d'une paire de cristaux de glace par IIPMV lorsque leur interférogrammes se recouvrent 80
4.2.3 Auto-génération d'hologrammes hors axe par IIPMV en présence de recouvrement d'interférogrammes 82
4.3 Estimations des volumes d'une paire de particules de glace par IIPMV 89

4.4 Simulations numériques . . . 91
4.5 Conclusion . . . 94

5 Caractérisation de particules irrégulières par IIP en présence de Moiré induit par le recouvrement d'interférogrammes 97
5.1 Effet moiré : Aspects théoriques . . . 98
5.1.1 Enregistrement d'interférogrammes : échantillonnage de signaux lumineux réels . . . 98
5.1.2 Analyse spectrale . . . 99
5.1.3 Effet moiré impliquant un repliement de spectre . . . 100
5.2 Dispositifs expérimentaux . . . 101
5.2.1 Mise en forme du laser . . . 102
5.2.2 Dispositif d'imagerie nette . . . 102
5.2.3 Dispositif d'imagerie IIP . . . 102
5.3 Étude expérimentale d'images d'IIP lors du recouvrement d'une paire d'interférogrammes . . . 103
5.3.1 Premier cas : En absence de Moiré . . . 103
5.3.2 Second cas : À la limite de l'apparition d'effet de Moiré induisant un repliement partiel des tâches de corrélation croisée symétriques du spectre de l'image d'IIP . . . 105
5.3.3 Troisième cas : En présence d'effet de Moiré induisant un repliement total des tâches de corrélation croisée symétriques du spectre de l'image d'IIP . . . 107
5.4 Condition sur le dispositif expérimental d'IIP permettant d'estimer à la fois les positions relatives ainsi que les dimensions des particules étudiées . . . 110
5.4.1 Condition analytique pour s'affranchir d'effet de Moiré . . . 110
5.4.2 Vérifications sur nos différents cas expérimentaux . . . 111
5.5 Limites de la technique IIP . . . 112
5.5.1 Étude expérimentale du recouvrement de trois interférogrammes . . . 112
5.5.1.1 Premier cas : En absence de Moiré . . . 113
5.5.1.2 Second cas : En présence de moiré induisant un repliement des tâches de corrélation croisée symétriques du spectre de l'image d'IIP 114
5.5.2 Simulations numériques d'images d'IIP pour lesquelles trois interférogrammes se recouvrent . . . 115
5.6 Conclusion . . . 117

6 IIP de particules irrégulières "programmables" à l'aide d'une matrice de micro-miroirs 119
6.1 Dispositif expérimental . . . 120
6.1.1 Fonctionnement de la matrice de micro-miroirs (DMD) . . . 121
6.1.2 Dispositif d'imagerie IIP . . . 122
6.2 Résultats expérimentaux . . . 123
6.2.1 IIP de particules irrégulières programmables en présence d'une unique particule dans le champ de mesure . . . 123

6.2.2 IIP de particules irrégulières programmables en présence de recouvrement de plusieurs motifs de *speckle* . . . 126
6.2.3 IIP de cristaux de glace en croissance programmés sur une puce DMD . . . 127
6.2.4 IIP de particule de type fractale . . . 130
6.3 Conclusion . . . 131

7 Conclusion générale **133**

Annexes **137**

A Caractéristiques complètes de l'objectif fujinon CF25HA-1 **139**
A.1 Données constructeur concernant l'objectif fujinon CF25HA-1 . . . 139
A.2 Passage à une lentille mince équivalente . . . 140
A.2.1 Imagerie nette : dispositif équivalent . . . 141
A.2.2 Imagerie IIP : dispositif équivalent . . . 142

Liste des publications **144**

Liste des conférences **147**

Liste des symboles

α	Amplitude du $j^{ième}$ émetteur
Δ_{jk}	Différence de phase entre deux émetteurs j et k
δ_{qc}	Dimension suivant l'axe q (avec q = x, y ou z) de la tâche centrale de la TF_{2D} de l'image d'IIP pour laquelle les interférogrammes de deux particules de glace se chevauchent
Δ_{qg}	Dimension de la particule de plus grande taille suivant l'axe q (avec q = x, y ou z) lors de l'analyse d'une paire de particules dont les interférogrammes se chevauchent au sein d'une même image d'IIP
δ_{qs}	Dimension suivant l'axe q (avec q = x, y ou z) d'une des tâches de corrélation croisée de la TF_{2D} de l'image d'IIP pour laquelle les interférogrammes de deux particules de glace se chevauchent
Δ_{xd}, Δ_{yd}	Distance entre les deux *glare points* les plus éloignés à la surface d'une particule suivant respectivement les axes x et y
δ_{xg}, δ_{yg}	Taille du grain de *speckle* suivant respectivement les axes x et y
Δ_x, Δ_y, Δ_z	Dimension de la particule de glace suivant respectivement les axes x, y et z
δ_x, δ_y, δ_z	Dimension de la tâche de la TF_{2D} de l'image d'IIP d'une particule de glace suivant les axes x, y et z
λ	Longueur d'onde
θ	Angle de diffusion
φ_j	phase de l'onde électromagnétique provenant de l'émetteur j
A_1^q, B_1^q, C_1^q, D_1^q	Coefficients de la matrice de transfert des éléments situés entre la particule et l'ouverture du dispositif optique
A_{2D}	Autocorrélation bidimensionnelle
A_2^q, B_2^q, C_2^q, D_2^q	Coefficients de la matrice de transfert des éléments situés entre l'ouverture du dispositif optique et le capteur CCD
a_j, b_j	Coordonnées dans le plan transverse (xOy) d'un émetteur j à la surface d'une particule

c_1	Chemin optique parcouru par la lumière de la particule à l'ouverture du dispositif optique
c_2	Chemin optique total parcouru par la lumière de l'ouverture du dispositif optique au capteur CCD
d	Diamètre d'une particule sphérique
D_0	Diamètre de l'ouverture d'un système optique
f_i	Fréquences des franges d'interférences
G_0	Champ électrique dans le plan de la particule
G_1	Champ électrique dans le plan de l'ouverture du dispositif optique
G_2	Champ électrique dans le plan du capteur CCD
I_2	Intensité dans le plan du capteur CCD
M_{tot}^q	La matrice de transfert totale du système d'imagerie suivant l'axe q
M_1^q	La matrice de transfert des éléments situés entre la particule et l'ouverture du dispositif optique
M_2^q	La matrice de transfert des éléments situés entre l'ouverture du dispositif optique et le capteur CCD
N_e	Nombre de *glare points* à la surface d'une particule
P_k,Q_k	Coefficients de décomposition d'une ouverture circulaire en fonctions Gaussiennes
T_n	La matrice du $n^{ième}$ élément traversé par la lumière collectée
TF_{2D}	Transformée de Fourier 2D
c	Chemin optique total parcouru par la lumière
f	Distance focale d'une lentille

CHAPITRE 1

Introduction

1.1 Découverte du phénomène d'interférométrie optique

En optique ondulatoire, l'interférométrie est l'art d'exploiter les interférences résultant de l'interaction entre plusieurs ondes électromagnétiques. Historiquement, ce phénomène a été observé pour la première fois par R. Boyle et R. Hooke au $XVII^{ème}$ siècle [1]. En effet, en disposant une lentille convexe de grand rayon de courbure sur une surface plane, ils ont pu observer par réflexion lumineuse une série d'anneaux concentriques appelés ultérieurement anneaux de Newton. Toutefois, le caractère ondulatoire de la lumière n'a été démontré qu'un siècle plus tard par T. Young qui observa l'apparition de franges d'interférences sur un écran placé en aval de deux fines fentes éclairées par une source lumineuse. Cette nouvelle conception de la lumière permit l'apparition à la fin du $XIX^{ème}$ siècle de nouveaux appareils de mesure extrêmement précis appelés interféromètres (de A.A Michelson et E.W. Morley (1881), puis de L. Mach (1891) et L. Zehnder). Ceux-ci sont à l'origine de découvertes majeures pour la physique, notamment l'invariance de la vitesse de la lumière dans le vide [2, 3].

À partir des années 1960, les techniques interférométriques de mesure ont connu un essor considérable, notamment avec l'avènement des sources laser. En effet, celles-ci délivrent un rayonnement lumineux d'une extrême cohérence (spatiale et temporelle) et ont permis de supprimer les limitations imposées par l'utilisation de sources lumineuses conventionnelles. Ainsi, de par leur précision, l'emploi de ces techniques interférométriques non-intrusives s'est fortement répandu, notamment pour effectuer des mesures de vitesses, de distances, de dimensions, de déplacements ou encore de vibrations. Celles-ci sont utilisées tant par les laboratoires de recherche que dans le cadre de contrôles industriels. Par exemple, les récentes détections d'ondes gravitationnelles en 2015-2016 nécessitant une instrumentation extrêmement précise furent possibles grâce aux

interféromètres de Michelson géants Ligo [1] (USA) (cf Figure 1.1) et Virgo (Europe) [4] possédant des bras de longueur respective de 4 et 3 km. Ces interféromètres fonctionnent de la manière suivante. Un faisceau lumineux issu d'une source laser est séparé en deux faisceaux au moyen d'une lame séparatrice. Chacun des deux faisceaux est envoyé sur un miroir lointain, dans deux directions perpendiculaires. Une fois retournés au point de départ, les deux faisceaux sont re-combinés. Étant donné qu'ils parcourent la même distance à la même vitesse, ces deux ondes lumineuses sont parfaitement en phase et on observe alors une teinte plate. En revanche, lors du passage d'une onde gravitationnelle, l'espace-temps se courbe et les distances parcourues par ces deux ondes lumineuses sont très légèrement différentes (détection d'une différence de marche de 10^{-18} m), ce qui se traduit par l'observation d'une figure d'interférence. Ces travaux de recherche ont d'ailleurs valu le prix Nobel de Physique 2017 aux chercheurs américains Rainer Weiss, Barry Barish et Kip Thorne et la médaille d'or CNRS aux deux chercheurs français Alain Brillet et Thibault Damour. Ceci illustre les possibilités incroyables des techniques interférométriques de mesure dans le contexte actuel de l'instrumentation scientifique.

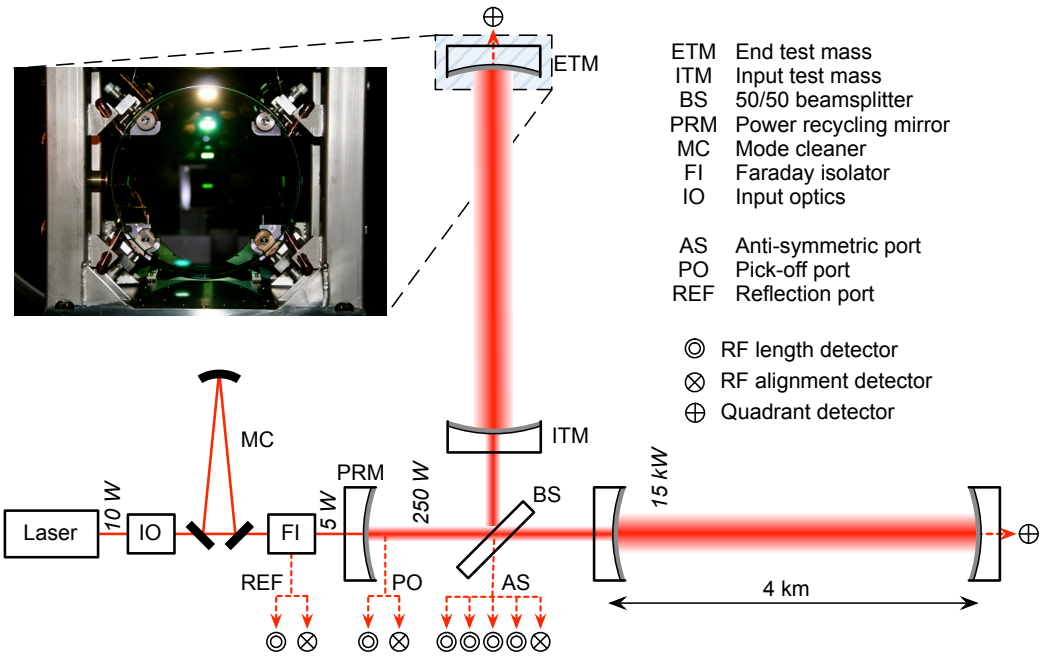


FIGURE 1.1 – Configuration optique de l'interféromètre LIGO de 4 km de longueur [5].

L'objectif de cette thèse repose sur le développement d'une technique d'imagerie basée sur le phénomène de l'interférométrie optique permettant de caractériser (dimensions, forme et orientation) des particules de glace irrégulières pour le domaine de la sécurité aérienne.

1. Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory

1.2 Enjeu et contexte de la thèse

1.2.1 Sécurité des transports aériens

À l'heure actuelle, l'avion reste le moyen de transport le plus sûr. En effet, chaque année le nombre de passagers et de tonnes de marchandises transportés par voies aériennes est en constante augmentation. Par exemple, en 2017, l'IATA [2] a chiffré une augmentation s'élevant à 9 % du transport de marchandises par voies aériennes par rapport à l'année précédente, soit la plus grande augmentation depuis la crise financière de 2010. Celle-ci a également recensé un nombre record de 4 milliards de voyageurs aériens, soit 127 passagers par seconde.

Toutefois, ces dernières années, plusieurs accidents d'avions ont eu lieu, notamment le crash du vol AH5017 de la compagnie aérienne Air Algérie (2014) ou encore le crash de l'airbus A330 du vol 447 Rio-Paris d'Air France (2009). D'après les rapports des différents organismes mondiaux de sécurité aérienne, les conditions atmosphériques de vol de ces aéronefs, et notamment le phénomène de givrage qui peut survenir durant la traversée de la troposphère en sont à l'origine.

C'est pourquoi, dans la partie suivante, nous décrirons plus en détails les conditions atmosphériques dites givrantes (et donc dangereuses) ainsi que les répercussions qu'elles peuvent avoir sur les aéronefs en vol.

1.2.2 Définition des conditions givrantes

Durant leurs vols, les aéronefs (avions de ligne) évoluent dans la partie basse de l'atmosphère appelée troposphère. Celle-ci se limite à 7-8 km d'altitude au niveau des pôles et à 13-16 km au niveau de l'équateur. La densité de l'air y est moins importante, ce qui induit une diminution de la portance des ailes et de la poussée des réacteurs. La température y est fortement négative et peut atteindre -60°C. De plus, la troposphère comporte des zones nuageuses composées d'un ensemble de particules d'eau et/ou de glace en suspension. L'ensemble de ces conditions atmosphériques peut alors induire la génération de givre sur différentes parties de l'aéronef en vol, mettant en péril la sécurité de l'appareil. C'est pourquoi il est nécessaire de comprendre et caractériser les phénomènes météorologiques présents dans la troposphère afin d'éviter les zones dangereuses dites « à conditions givrantes ». Pour ce faire, nous nous basons sur deux paramètres : la teneur en eau liquide LWC (Liquid Water Content) et la teneur en glace IWC (Ice Water Content).

Il existe trois types de conditions givrantes distinctes aux conséquences différentes :

- Le premier type se caractérise par un ensemble de gouttelettes d'eau liquide en suspension à des températures négatives. Ces gouttelettes en état de surfusion restent liquides tant qu'elles ne rencontrent pas de noyaux glacogènes. De ce fait, lorsque l'aéronef en vol rencontre ces gouttelettes surfondues, celui-ci perturbe leur état et provoque leur solidification instantanée en glace. Du givre se développe alors sur les bords d'attaque des voilures modifiant leur profil aérodynamique comme on peut l'observer sur la Figure 1.2, impliquant une diminution de leur portance. Cette modification du profil aérodynamique a déjà été à l'origine de

2. International Air Trnsport Association

catastrophes, notamment le 31 octobre 1994 où un ATR-72 de la compagnie American Eagle s'est écrasé près de Roselawn (USA).

Ces zones nuageuses aux conditions critiques présentes dans la troposphère se caractérisent par un LWC pouvant être supérieur à 1 $g.m^{-3}$ tandis que celui-ci est en temps normal inférieur à 0,2 $g.m^{-3}$. Les diamètres des gouttelettes surfondues s'étendent de l'ordre du micron au millimètre. Cependant, nous distinguons les grandes gouttes surfondues (SLD : Supercooled Large Droplet) dont le diamètre est généralement considéré supérieur à 50 μm. La formation du givre est alors conditionnée par le LWC, la température de l'air statique et la taille des gouttelettes. Une étude montre que les régions présentant des LWC supérieurs à 0,2 g.m^{-3} et des gouttelettes ayant des diamètres supérieurs à 30 μm entraînent une dégradation particulièrement rapide des performance de l'aéronef [6]. De même, la combinaison d'un LWC modérément élevé (compris entre 0,2 g.m^{-3} et 1g.$m-3$) avec la présence de SLD entraine également des conditions de vol dangereuses. Toutefois, ce ne sont pas les seules combinaisons de facteurs conduisant à un givrage potentiellement dangereux.

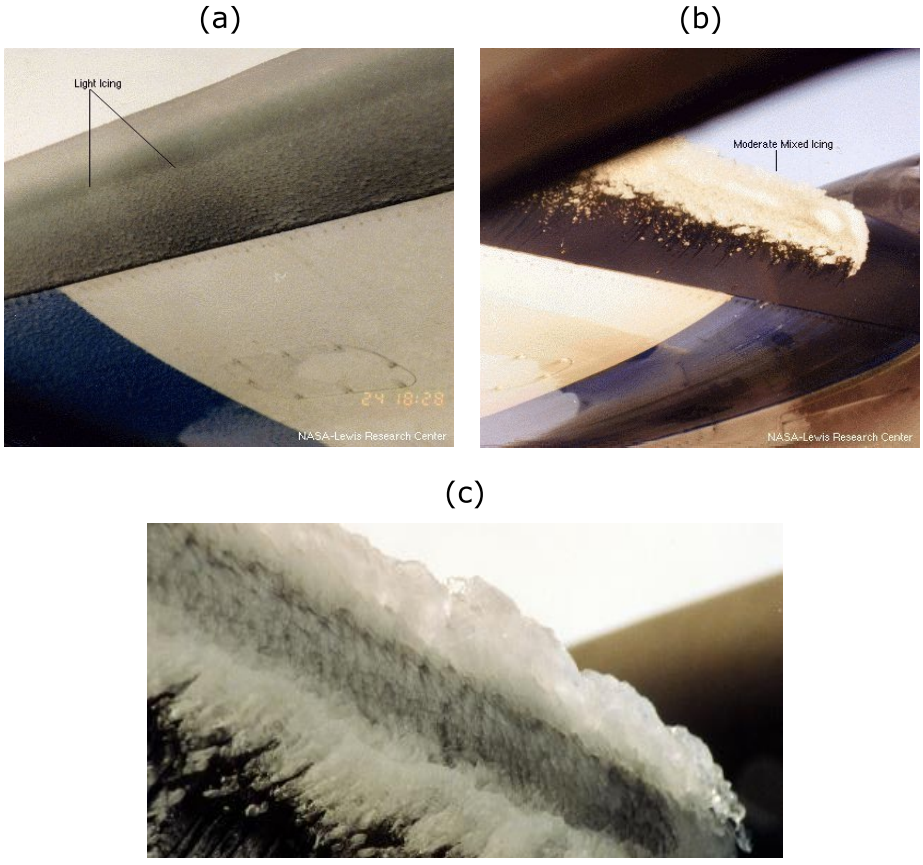


FIGURE 1.2 – Accrétion légère (a), modéré (b) et sévère (c) de glace sur l'aile d'un aéronef (Source météo France).

- Le second type se caractérise par la présence importante de cristaux de glace. En effet, à partir de 9 km d'altitude, la température devient inférieure à -40 °C et les gouttelettes d'eau liquides se mettent alors à geler. De ce fait, l'IWC devient élevé. Lorsque celui-ci dépasse

1,5 g.m^{-3}, la région est considérée à conditions givrantes dangereuses. Les dimensions des cristaux de glace présents dans ces régions sont comprises dans la gamme de taille [50 μm : 500 μm]. Toutefois, la contribution massique des plus petits cristaux (inférieurs à 100 μm) reste généralement faible (inférieure à 15%). Les cristaux dont les dimensions sont comprises dans la gamme [250 μm : 500 μm] sont bien plus nombreux.

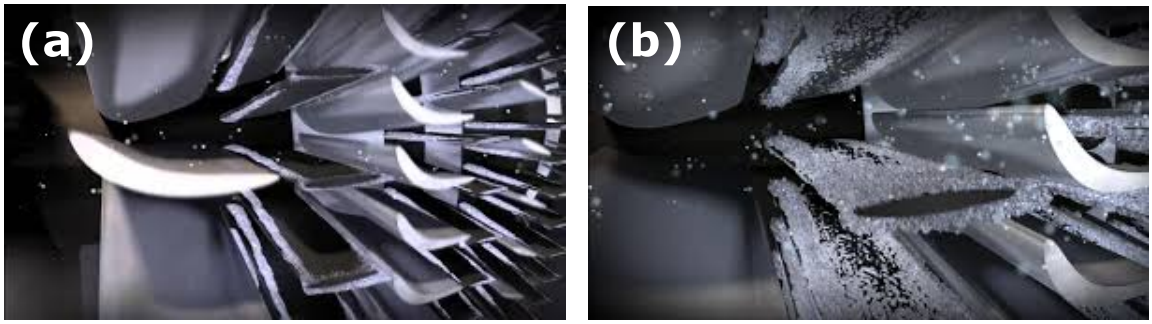


FIGURE 1.3 – Accrétion légère (a) et sévère (b) de glace sur les pales d'entrée d'air (Source NASA).

- Enfin le troisième type se caractérise par la présence simultanée de gouttelettes d'eau liquides surfondues et de cristaux de glace. Ce type de conditions givrantes est appelé "phase mixte", Pour ce cas de figure, le LWC et l'IWC sont élevés.

Afin d'assurer la sécurité des passagers dans le cadre de l'aviation civile, il est nécessaire de mettre en place une réglementation stricte.

1.2.3 Réglementation de vol

Deux organismes définissent les conditions météorologiques à éviter pour assurer la sécurité des aéronefs en vol : l'EASA (European Aviation Safety Agency) en Europe au travers des spécifications de certification CS (Certification Specification) et la FAA (Federal Aviation Administration) aux Etats-Unis au travers des règles de l'aviation fédérale (FAR : Federal Aviation Regulation). Les CS et FAR sont répertoriées dans le code 14 du code des réglementations fédérales (CFR : Code of Federal Regulation). En résumé, les conditions givrantes prises en compte par la réglementation actuellement en vigueur sont définies par les publications suivantes :

- **14 CFR 25, Appendix C (FAA)** [7]
  - Petites gouttelettes en surfusion.
  - diamètre compris entre 15 et 50 μm.
  - Température de 0°C à -30°C.
- **14 CFR 25, Appendix O (FAA)** [7]
  - Grosses gouttes en surfusion (SLD).
  - Considération des pluies givrantes (ZRE : Freezing Rain Environment) pour lesquelles les diamètres des gouttes sont supérieurs à 500 μm et des bruines givrantes (ZLE :

Freezing Drizzle Environment) pour lesquelles les diamètres des gouttelettes sont compris entre 100 μm et 500 μm.

- Tailles jusqu'à 2 mm de diamètre, avec 10 $\%$ de la masse dans des gouttes supérieures à 1 mm.

- **14 CFR 33, Appendix D (FAA)** [8]
  - Conditions glacées (cristaux de glace) en phase mixte.
  - Températures jusqu'à -60°C.
- **CS 25, Appendix P (EASA)** [9]
  - Conditions glacées (cristaux de glace) en phase mixte.
  - Températures jusqu'à -60°C.

Les travaux menés au cours de cette thèse consistent à développer une technique de mesure optique permettant de détecter ces conditions givrantes dangereuses pour les aéronefs en vol. Celle-ci doit permettre la caractérisation (dimensions, forme et orientation) de particules d'eau et de glace en suspension dans la troposphère afin d'appliquer la réglementation en vigueur assurant la sécurité de l'aviation civile.

1.3 Structure de la thèse

Cette thèse a été réalisée au sein du département Optique et Lasers du laboratoire CORIA [3]. Celui-ci développe un panel important de techniques de mesure optiques non-intrusives, notamment la technique arc-en-ciel, l'holographie numérique, l'imagerie ultra-rapide ou encore l'imagerie interférométrique en défaut de mise au point. C'est sur cette dernière que ces travaux de thèse se portent.

En effet, ces dernières années, un intérêt particulier est porté à cette technique de mesure qui permet la caractérisation de milieux triphasiques et qui semble de ce fait adaptée à la caractérisation de particules d'eau et de glace en suspension dans l'atmosphère. À ce titre, de nombreux projets visant à développer une instrumentation aéroportée ont déjà été menés, notamment le projet européen EUFAR piloté par météo France et le projet européen HAIC piloté par Airbus. Ces travaux de thèse s'installent dans le cadre du projet CISTIC, dans la continuité des projets précédents et notamment de la thèse de Justin Jaquot (HAIC) [10].

Ce manuscrit de thèse s'articule de la façon suivante :

Le second chapitre présente le principe général de la technique d'imagerie interférométrique en défaut de mise au point. À partir des fondements théoriques de cette technique que nous rappellerons, un modèle simpliste de diffusion de la lumière par une particule irrégulière tenant compte de l'ensemble des éléments composant le dispositif d'imagerie est proposé. Ainsi, à partir de ce modèle théorique, deux méthodes permettant d'estimer les dimensions de particules irrégulières de glace à partir de leurs images en défaut de mise au point sont présentées. Une étude

3. Complexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie

comparative est alors effectuée à partir d'images de simulations afin de sélectionner la plus efficace pour l'analyse des résultats expérimentaux présentés au cours des chapitres suivants.

Le troisième chapitre présente une étude expérimentale permettant la caractérisation de cristaux de glace et de particules d'eau en cours de givrage par imagerie interférométrique en défaut de mise au point (également appelée IIP [4]) multi-vues. Ces particules sont générées en laboratoire à l'aide d'une colonne réfrigérante. La validation de ces mesures obtenues à partir de l'analyse d'image d'IIP en utilisant la méthode énoncée au cours du chapitre précédent est possible grâce à la mise en place sur chacune des vues, de mesures simultanées des dimensions de ces mêmes particules de glace par imagerie nette. Toutefois, au cours de ce chapitre, seules les images d'IIP pour lesquelles les interférogrammes des différents cristaux de glace présents dans le champ de mesure ne se recouvrent pas sont analysées.

Le quatrième chapitre se concentre sur l'extension de la technique IIP pour la caractérisation de flux de particules plus denses. Cette fois-ci, les images d'IIP pour lesquelles les interférogrammes de différentes particules de glace se recouvrent sont analysées. Nous nous limitons toutefois au recouvrement de deux interférogrammes. Une procédure possible aboutissant à l'estimation des dimensions de la paire de cristaux de glace étudiée est alors proposée et validée à partir des mesures obtenues simultanément par imagerie nette.

Le cinquième chapitre présente une étude effectuée sur des particules de polymère soulignant les problèmes de moiré qui peuvent apparaitre lorsque les interférogrammes de différentes particules se recouvrent au sein de la même image d'IIP. Ces effets conduisent à une estimation erronée des positions relatives des particules présentes dans le champ de mesure bien que l'estimation de leurs dimensions reste correcte. Une relation liant le paramètre de défocalisation du système d'imagerie IIP et l'espacement réel entre les particules présentes dans le champ de mesure (représentatif de la concentration en particule) est établie. Celle-ci permet alors de sélectionner le dispositif d'imagerie IIP en fonction du milieu que l'on souhaite étudier dans le but de s'affranchir de tout effet de moiré.

Le sixième chapitre met en avant un nouveau dispositif expérimental permettant de générer des images d'IIP de particules programmables sur une puce de micro-miroirs. Celui-ci peut faire office de banc de calibration pour les systèmes d'imagerie IIP avant leur utilisation in situ. De plus, par comparaison entre les images d'IIP expérimentales d'une particule de glace enregistrées suivant différents angles de vues (au moins deux) et celles programmées sur notre puce de micro-miroirs, il sera possible à l'avenir de déterminer l'orientation de la particule de glace étudiée.

Le septième chapitre constitue la conclusion de ce document et résume l'ensemble des travaux et résultats développés dans ce manuscrit. Quelques perspectives théoriques et expérimentales dans la continuité de ces travaux de recherches sont suggérées.

4. Imagerie interférométrique de particules

CHAPITRE 2

Approche théorique pour la simulation et l'analyse d'images d'IIP : de la particule sphérique à la particule irrégulière

L'IIP [1] est une technique de mesure qui consiste à enregistrer sur un capteur CCD, la lumière diffusée par une particule que l'on souhaite caractériser à l'aide d'un dispositif optique en défaut de mise au point. Cette technique optique est communément utilisée pour la mesure de tailles de particules sphériques (ex : gouttelettes d'eau dans l'air, bulles de gaz dans un liquide etc...) et est appelée dans ce cas précis ILIDS pour *Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing*. Celle-ci offre les avantages suivants :

- Elle nécessite peu de matériel (Une source lumineuse cohérente, un capteur CCD et un système optique (ex : lentille)) et est simple à mettre en place,
- Elle permet de mesurer les tailles de particules micrométriques comprises par exemple, dans la gamme [50 μm : 500 μm] tout en conservant un large champ d'observation pouvant atteindre plusieurs dizaines de millimètres,
- Enfin, ces mesures de tailles peuvent s'effectuer tout en conservant une grande distance entre la particule étudiée et le capteur CCD (plusieurs dizaines de centimètres).

De ce fait, cette technique optique semble particulièrement adaptée pour la mesure de tailles de cristaux de glace en vol, notamment pour des problématiques de givrage d'aéronefs mais également pour le domaine de la météorologie. En effet, cette technique optique non intrusive permettrait d'effectuer des mesures de particules micrométriques en dehors de la couche limite entourant l'aéronef en vol. C'est pourquoi l'objectif de nos travaux est d'étendre son utilisation et de valider son efficacité pour la caractérisation morphologique de cristaux de glace et dans un cas plus général, pour la caractérisation de particules irrégulières.

1. Imagerie Interférométrique de Particules

Ce chapitre permet de mettre en place différentes procédures d'analyse d'images d'IIP basée sur un modèle de simulation permettant d'estimer les dimensions de particules irrégulières étudiées. Ce modèle s'appuiera à la fois sur une approche théorique de la diffusion de la lumière par une particule de forme quelconque et sur un formalisme permettant de tenir compte de l'ensemble des éléments traversés par la lumière collectée.

2.1 Modèle de diffusion de la lumière par une particule sphérique

Lorsque l'on illumine une particule sphérique à l'aide d'une source cohérente (laser), il existe un angle d'observation, noté θ, à partir duquel l'intensité lumineuse diffusée par la particule se compose de deux points sources à sa surface [11, 12]. Cet angle d'observation dépend à la fois de l'indice de réfraction de la particule mais également de celui de son environnement direct. Par exemple, $\theta = 66°$ pour des gouttelettes d'eau dans l'air. L'ILIDS développée et mise en évidence par G. König & al. [13, 14] est basée sur le principe de l'imagerie interférométrique en défaut de mise au point. Le réglage du système en défaut de mise au point est obtenu par translation du capteur CCD servant à l'enregistrement de l'intensité lumineuse diffusée par la particule. Ainsi, comme on peut l'observer sur la Figure 2.1 illustrant le principe général de cette technique optique non intrusive, les ondes lumineuses issues des deux points brillants à la surface de la particule finissent par se chevaucher et interférer l'une avec l'autre. L'image en défaut de mise au point, aussi appelée interférogramme, se compose alors de franges d'interférences de direction perpendiculaire à la direction définie par l'alignement des deux points lumineux (cf Figure 2.1). Ces interférences résultent de la différence de marche, notée δ, entre les ondes lumineuses issues de ces deux points brillants. Lorsque $\delta = k\lambda$ avec k un entier relatif et λ la longueur d'onde du laser utilisé, les deux ondes lumineuses sont en accord de phase générant ainsi des interférences constructives (franges brillantes). En revanche, lorsque $\delta = (2k+1)\lambda/2$ avec k un entier relatif, les deux ondes lumineuses sont en opposition de phase générant ainsi des interférences destructives (franges sombres). A partir de l'analyse de la fréquence des franges composant l'interférogramme, il est possible d'estimer la distance séparant les deux points lumineux à la surface de la particule sphérique et de remonter à une estimation du diamètre d de la particule imagée.

Remarques :

- L'ILIDS impose un défaut de mise au point suffisamment important pour que les ondes lumineuses issues des deux points brillants à la surface de la particule se chevauchent et interfèrent (cf Figure 2.1).

- Il est également possible de faire de l'ILIDS suivant un angle à partir duquel trois points brillants sont visibles à la surface de la particule sphérique [15].

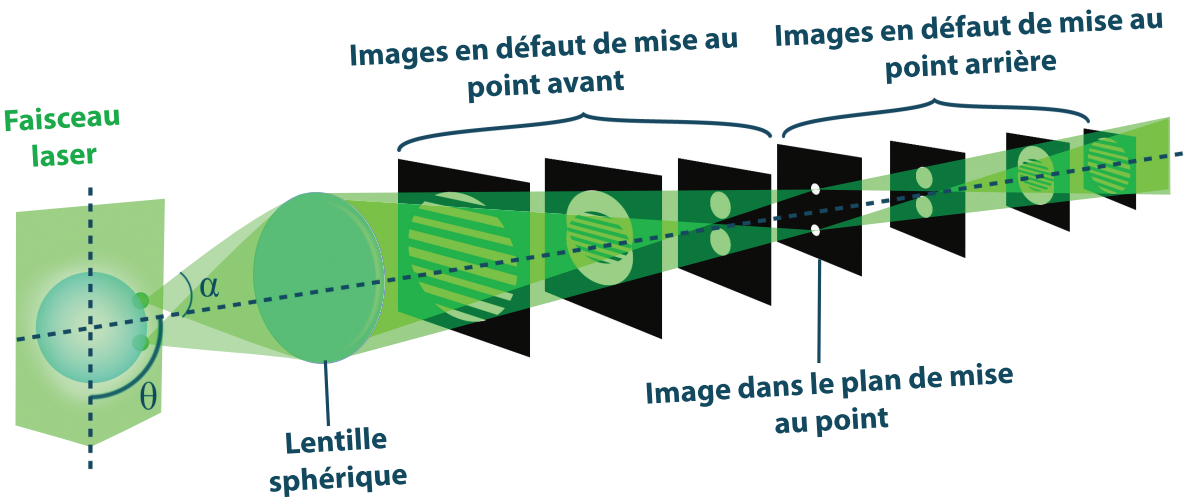


FIGURE 2.1 – Dispositif expérimental d'ILIDS : Formation de l'image de l'intensité diffusée par une particule sphérique suivant différents plans d'enregistrement.

Il existe différentes théories de la diffusion de la lumière par une particule sphérique permettant de décrire et d'interpréter correctement les interférogrammes enregistrés. Certaines permettent d'expliquer rigoureusement ce phénomène complexe de diffusion de la lumière tandis que d'autres en proposent une approche simplifiée. Ces différentes théories sont présentées ci-dessous.

2.1.1 Théorie de Lorentz-Mie (LMT)

La théorie de Lorentz-Mie (LMT) a été introduite par L. Lorentz et G. Mie [16, 17]. Elle permet de décrire de manière rigoureuse et exacte l'interaction entre une onde électromagnétique plane monochromatique et une particule sphérique, homogène, isotrope, d'un matériau linéaire et non magnétique, placée dans un milieu non absorbant [18]. Elle repose sur la résolution des équations de Maxwell par une méthode de séparation de variables en coordonnées sphériques. Cette théorie rigoureuse permet de prendre en compte l'ensemble des phénomènes optiques ayant lieu entre la particule et les champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$ incidents (diffraction, diffusion et absorption). De ce fait, celle-ci tient compte de la polarisation du champ incident qui influe sur sa propre diffusion comme on peut l'observer sur la Figure 2.2 ci-dessous obtenue à l'aide du logiciel *Mieplot* [2] développé par Philip Laven [19].

2. http ://www.philiplaven.com/mieplot.htm

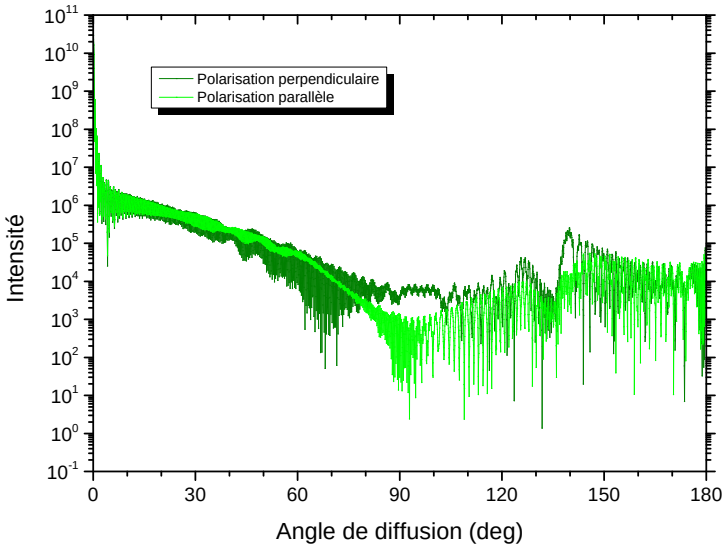


FIGURE 2.2 – Diagramme de diffusion de la lumière par une goutte d'eau de 100 μm de diamètre éclairée par une onde électromagnétique cohérente de longueur d'onde $\lambda = 532\ nm$ calculé à partir de la théorie de Mie.

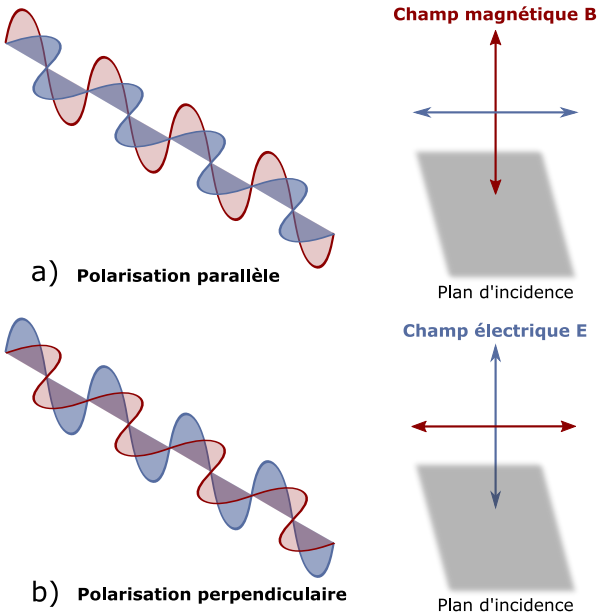


FIGURE 2.3 – Schéma représentant une onde électromagnétique de polarisation parallèle (a) et une onde électromagnétique de polarisation perpendiculaire (b).

Pour un champ électromagnétique incident, l'onde est dite de polarisation « parallèle » lorsque le plan d'oscillation du champ électrique $\vec{E}$ est parallèle au plan d'incidence (cf Figure 2.3.a). En revanche, elle est dite de polarisation « perpendiculaire » lorsque celui-ci est perpendiculaire au plan d'incidence (cf Figure 2.3.b). Les champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$ incidents sont

alors décrits comme des sommations infinies d'ondes partielles sphériques transverses électriques (TE) pour l'un et transverses magnétiques (TM) pour l'autre correspondant respectivement à une polarisation « perpendiculaire » et « parallèle » de la lumière. En connaissant les amplitudes de diffusion pour ces deux polarisations, il devient possible de prévoir la diffusion pour n'importe quelle polarisation incidente en la décomposant sur ces deux polarisations de base.

De plus, la LMT a été généralisée à partir des années 80 (GLMT) afin d'étendre la théorie au cas d'onde incidente de forme arbitraire ou encore à des particules possédant des gradients d'indices de réfractions [20–22]. Toutefois, cette théorie comporte un inconvénient majeur, le temps de calcul qui est d'autant plus important que la particule est grande devant la longueur d'onde λ. D'autres modèles moins rigoureux de diffusion de la lumière par une particule sphérique présentés ci-dessous peuvent constituer une alternative.

2.1.2 Modèle de tracé de rayons basé sur l'optique géométrique

L'optique géométrique permet de prédire la déviation d'un rayon lumineux à la traversée de l'interface entre deux milieux d'indices de réfraction n_1 et n_2 différents, à partir des lois de Snell-Descartes. Lors de cette traversée, le rayon incident se sépare en deux rayons distincts, l'un réfléchi et l'autre réfracté tous contenus dans le même plan, appelé plan d'incidence comme on peut le constater sur la Figure 2.4. L'angle formé entre le rayon réfléchi et la normale à la surface, noté i', est égal à l'angle d'incidence i entre le rayon incident et la normale à la surface. L'angle formé entre le rayon réfracté et la normale à la surface, noté r, vérifie quant à lui, la relation suivante :

$$n_1 sin(i) = n_2 sin(r) \tag{2.1}$$

avec :

n_1 : l'indice de réfraction du milieu contenant le rayon incident.

n_2 : l'indice de réfraction du milieu contenant le rayon réfracté.

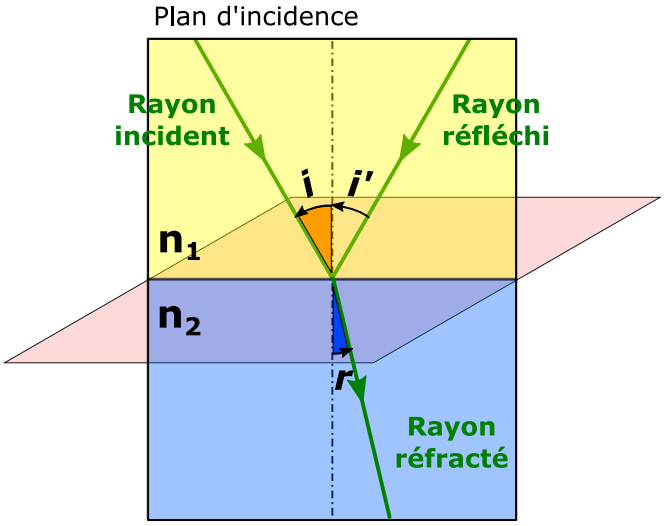


FIGURE 2.4 – Illustration du tracé d'un rayon lumineux suite à la traversée de l'interface entre deux milieux d'indices de réfraction différents.

Dans le cas où n_1 est supérieur à n_2, cette relation n'a de solution que pour i < i_{lim}, selon l'expression :

$$i_{lim} = arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \tag{2.2}$$

Dans le cas contraire, la lumière est réfléchie totalement.

Le modèle de tracé de rayons peut être appliqué à la diffusion de la lumière par une particule sphérique à condition que le diamètre de la particule soit suffisamment grand devant la longueur d'onde λ de la source laser utilisée (au moins 30 fois plus grand [23, 24]). Il permet de décrire l'interaction lumière/particule de manière très simple et intuitive : l'onde lumineuse incidente est représentée par un ensemble de « rayons » lumineux distincts. Chacun de ces rayons lumineux subit un certain nombre de réflexions et de réfractions à la surface de la particule. Une notation introduite par Van de Hulst [25] permet de repérer chaque rayon lumineux en fonction de son nombre de cordes dans la particule (cf Figure 2.5). Pour une particule dans l'air, on note :

- P = 0 : 0 corde. Le rayon lumineux est réfléchi à l'interface air-particule
- P = 1 : 1 corde dans la particule. Le rayon lumineux subit une réfraction à l'interface air-particule, puis une réfraction à l'interface particule-air.
- P = 2 : 2 cordes dans la particule. Le rayon lumineux subit une réfraction à l'interface air-particule, une réflexion à l'interface particule –air, puis une réfraction à l'interface particule-air.
- ...

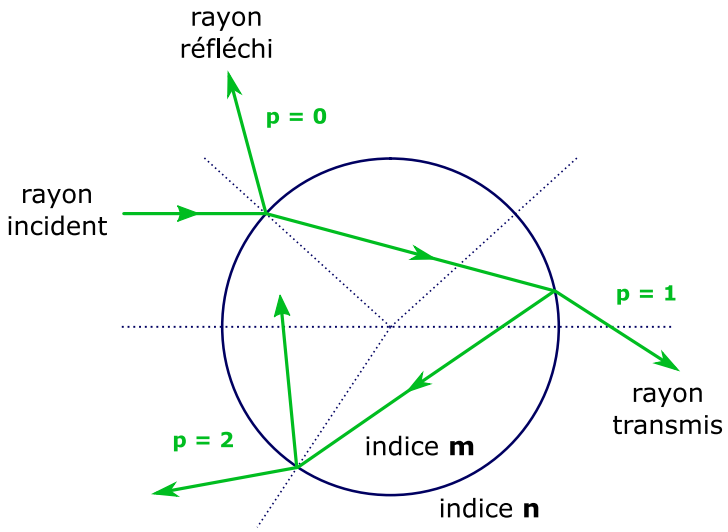


FIGURE 2.5 – Tracé des rayons diffusés par une goutte sphérique suivant l'optique géométrique.

L'optique géométrique permet ainsi de déterminer la position des points de sortie de chaque rayon lumineux à la surface de la particule. Leur amplitude est déduite des coefficients de Fresnel à partir de l'amplitude des rayons incidents. Ainsi, l'accumulation en certains points de la surface

de la particule de plusieurs de ces rayons diffusés suivant une même direction peut se traduire par l'observation de points brillants suivant cette direction précise (observés en ILIDS).

Remarques : Contrairement à la théorie de Lorentz-Mie, le modèle de tracé de rayons permet de prédire à la fois les positions et les amplitudes des points lumineux à la surface de la particule sphérique. De plus, les temps de calculs sont plus raisonnables. Cependant, il s'agit d'un modèle non rigoureux puisqu'il s'affranchit de la dualité onde-corpuscule de la lumière en la considérant uniquement en termes de rayons lumineux.

2.1.3 Décomposition en série de Debye

La décomposition en série de Debye est une théorie rigoureuse introduite par P. Debye en 1909. A partir de la réécriture des expressions obtenues par la LMT, elle permet de décrire avec rigueur la présence de points lumineux, aussi appelés « glare points » à la surface de la particule sphérique. En effet, les différentes contributions d'ordre p (cf Figure 2.5) sont calculées de manière rigoureuse en tenant compte des coefficients de réflexion et de transmission de la lumière à l'interface entre la particule et le milieu environnant. Lorsque le nombre d'ordre p pris en compte tend vers l'infini, nous avons une équivalence stricte entre la LMT et la théorie de Debye [26]. Celle-ci est de ce fait, aussi couteuse en temps de calcul que la LMT. Cependant, elle permet une comparaison directe entre les prédictions de la LMT et celles de l'optique géométrique. L'interprétation des variations d'intensité observées sur les diagrammes de Mie (cf Figure 2.2) peuvent alors s'expliquer en tant qu'interférences résultant de l'interaction entre les différents rayons diffusés issus de ces *glare points*.

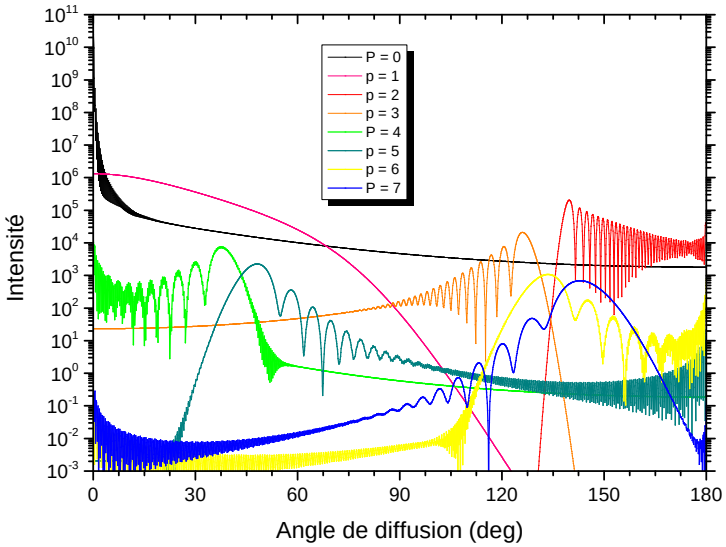


FIGURE 2.6 – Diagramme illustrant la décomposition en série de Debye de la diffusion de la lumière par une goutte d'eau de 100 μm de diamètre illuminée par une source laser de longueur d'onde λ = 532 nm de polarisation perpendiculaire.

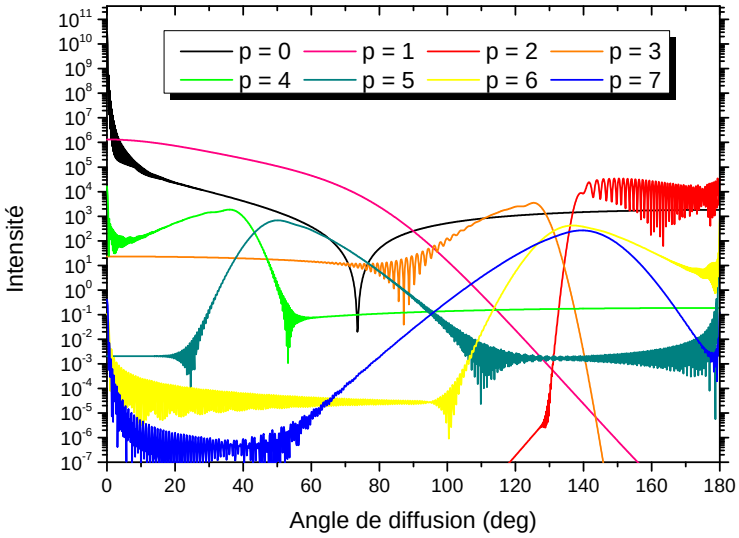


FIGURE 2.7 – Diagramme illustrant la décomposition en série de Debye de la diffusion de la lumière par une goutte d'eau de 100 μm de diamètre illuminée par une source laser de longueur d'onde λ = 532 nm de polarisation parallèle.

Les Figures 2.6 et 2.7 présente le cas d'une goutte d'eau de 100 μm de diamètre illuminée par une source laser de longueur d'onde λ = 532 nm polarisée respectivement perpendiculairement et parallèlement. Celle-ci représente le calcul des contributions des différents ordres p correspondant aux amplitudes des différents *glare points* à la surface de la particule sphérique en fonction de l'angle de diffusion considéré (calculées à l'aide du logiciel *Mieplot*).

	Avantages	**Inconvénients**
LMT	• Théorie rigoureuse	• Temps de calcul important • Positions et amplitudes des *glares points* non déterminés
Tracé de rayons	• Détermination des positions et amplitudes des *glares points* • Temps de calcul court	• Théorie non rigoureuse
Série de Debye	• Théorie rigoureuse • Détermination des positions et amplitudes des *glares points*	• Temps de calcul important

Tableau 2.1 – Tableau récapitulatif des avantages et inconvénients des différentes théories permettant d'expliquer et de modéliser la diffusion d'une lumière cohérente par une particule sphérique.

L'objectif de la partie suivante est de développer un « modèle théorique simplifié » permettant de modéliser la lumière diffusée par une particule irrégulière.

2.2 Approche théorique pour la modélisation de la diffusion d'une lumière cohérente par une particule irrégulière

La diffusion d'une lumière cohérente par une particule irrégulière est un phénomène bien plus complexe que pour le cas d'une particule sphérique. En effet, la particule diffusante étudiée peut être de géométrie complexe (absence d'axes de symétrie) et à forte rugosité de surface multipliant ainsi le nombre d'interactions avec l'onde lumineuse incidente. De ce fait, contrairement aux particules sphériques, il n'existe pas de modèle théorique rigoureux permettant de décrire avec précision ce phénomène. Pourtant, il est tout de même nécessaire de le comprendre afin d'étendre et de valider l'utilisation de l'imagerie interférométrique en défaut de mise au point pour la caractérisation de particules irrégulières. Pour ce faire, dans cette partie, nous proposerons une approche basée sur l'observation de l'aspect d'images expérimentales de particules irrégulières. Nous montrerons ainsi, en émettant certaines hypothèses simplificatrices, qu'il est possible de modéliser la lumière diffusée par ce type de particules.

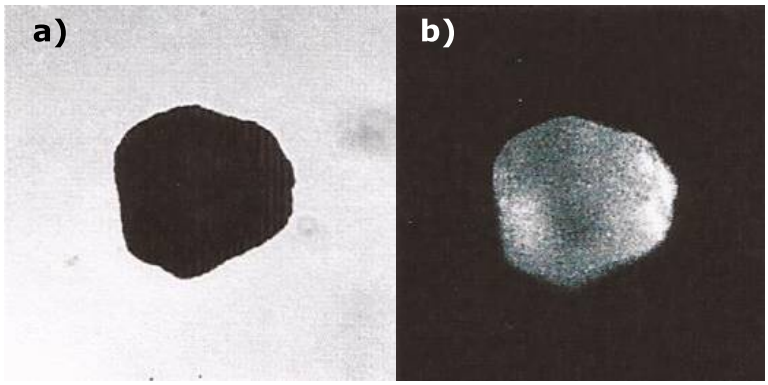


FIGURE 2.8 – Image expérimentale d'un grain de sable d'un millimètre de hauteur obtenue par ombroscopie en a) et image nette du même grain de sable illuminé par une source laser HeNe de longueur d'onde λ = 632,8 nm en b) (images enregistrées par Sara Gonzalez Ruiz à l'Institut Van Karman).

La Figure 2.8.a présente une image obtenue par ombroscopie d'une particule de sable. Sur cette image, la surface de la particule parait uniforme et régulière. En revanche, lorsque cette même particule de sable est illuminée par une source cohérente de longueur d'onde λ = 632,8 nm, son image se compose alors de points lumineux (*glare points*) recouvrant l'ensemble de la silhouette de la particule, comme on peut le constater sur la figure 2.8.b. En effet, la rugosité de surface de la particule engendre la multiplication du nombre de réflexions et de réfractions de manière localisée. Au niveau de chaque aspérité, nous avons une concentration en « rayons lumineux » importante responsable de la visualisation de ces *glare points*. On considère alors que chaque *glare point* se comporte comme une source secondaire et réémet une lumière cohérente de même

longueur d'onde que la source utilisée pour illuminer la particule. Les positions de ces différents points lumineux à la surface de la particule varient suivant l'angle de diffusion considéré.

A partir de nos observations, la diffusion d'une lumière cohérente par une particule irrégulière peut être modélisée par un ensemble de *glare points* répartis sur l'ensemble de la surface de la particule. Pour ce faire, on considère le champ électrique G_0 « émis » par la particule comme la somme de N_e émetteurs ponctuels représentés chacun par une distribution de Dirac. Le champ électrique G_0 diffusé par la particule s'écrit alors de la manière suivante :

$$G_0(x, y, 0) = \sum_{j=1}^{N_e} \alpha_j e^{i\varphi_j} \delta(x - a_j, y - b_j) \tag{2.3}$$

avec :

α_j : l'amplitude du $j^{ème}$ *glare point*.
φ_j : la phase du $j^{ème}$ *glare point*.
a_j,b_j : la position transverse du $j^{ème}$ *glare point* dans le plan (x,y).

Remarques : Les dimensions des particules étudiées étant comprises dans la gamme [50 μm ; 500 μm], la différence de marche entre les ondes émises par deux *glare points* voisins est bien supérieure à la longueur d'onde λ de la source laser utilisée. Ceci se traduit par un déphasage largement supérieur à 2π. De ce fait, la phase φ_j est considérée comme une variable aléatoire comprise entre 0 et 2π.

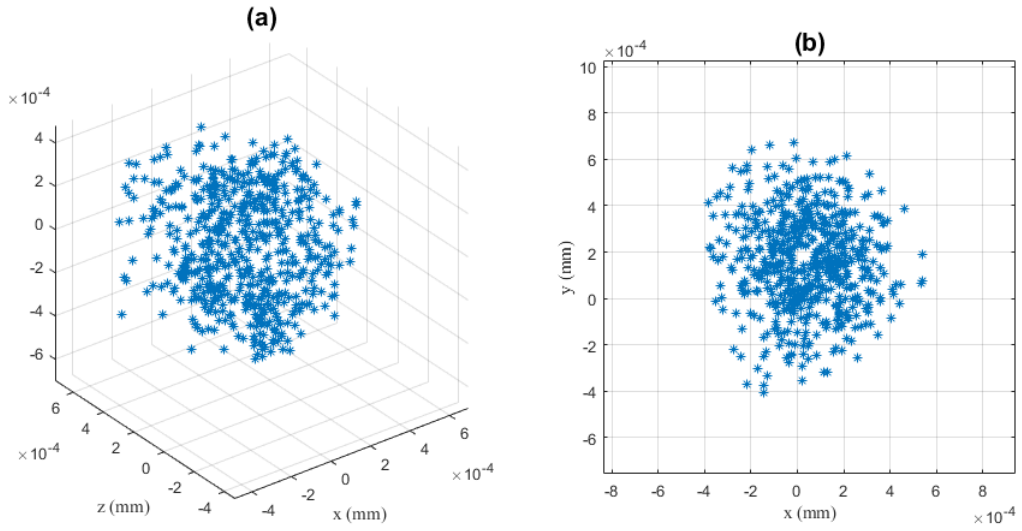


FIGURE 2.9 – Modélisation des positions tridimensionnelles de 600 *glare points* à la surface d'une particule irrégulière (type grain de sable) (a) et leur projection sur le plan transverse (x,y) (b).

La Figure 2.9 illustre un exemple de modélisation de particule irrégulière via le logiciel MAT-

LAB[3]. Il s'agit d'un grain de sable de 800 μm de hauteur. Les positions tridimensionnelles des différents *glare points* à la surface de la particule sont présentées sur la Figure 2.9 (a). La Figure 2.9 (b) illustre leurs projections dans le plan (x,y) parallèle à celui du capteur.

L'imagerie interférométrique en défaut de mise au point de particules irrégulières est également appelée IIP pour « Imagerie Interférométrique de Particules ». L'acquisition d'images s'effectuant par défocalisation du système optique, les ondes lumineuses issues de chaque *glare point* à la surface de la particule se chevauchent alors et interfèrent les unes avec les autres. L'image d'IIP enregistrée se compose dans ce cas de tâches lumineuses appelées *speckle* comme on peut l'observer sur la figure 2.10 illustrant le principe général de cette technique. Notre objectif est d'extraire un maximum d'informations sur la morphologie de la particule étudiée (dimensions, forme, orientation) à partir de l'analyse du speckle.

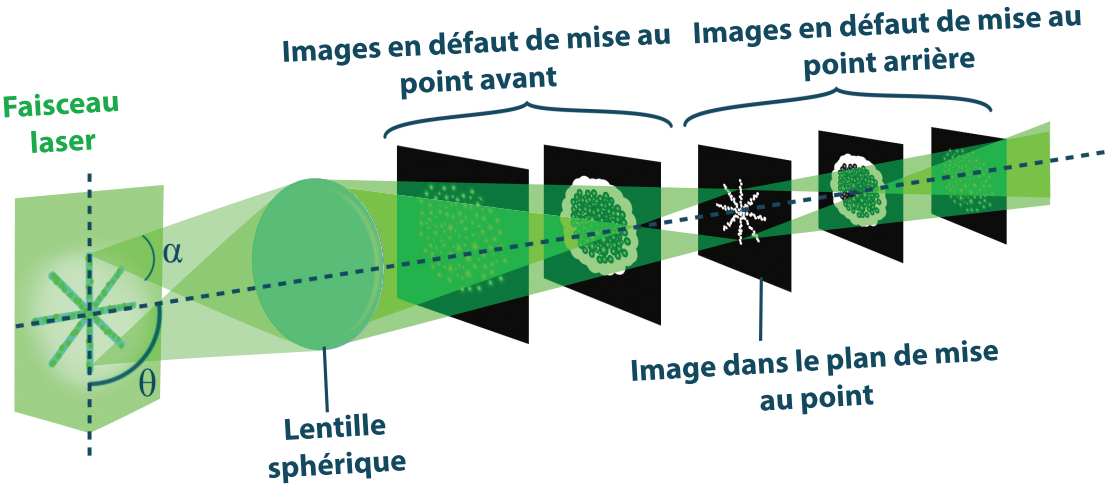


FIGURE 2.10 – Dispositif expérimental d'IIP : Formation de l'image de l'intensité diffusée par une particule irrégulière suivant différents plans d'enregistrement.

Pour ce faire, l'étape suivante consiste à prendre en compte la traversée de différents milieux et éléments optiques sur le chemin de la lumière collectée afin de se placer dans les mêmes conditions d'acquisition d'images d'IIP. C'est pourquoi, dans la partie suivante, nous introduirons un formalisme adapté à la description de la propagation d'une onde à travers un système d'imagerie.

2.3 Propagation d'une onde à travers un système d'imagerie

2.3.1 Formalisme matriciel permettant de décrire la propagation d'une onde à travers un système d'imagerie

La modélisation d'un système d'imagerie peut s'effectuer à partir du formalisme des matrices ABCD [27–29]. En effet, ce formalisme matriciel est un modèle scalaire permettant de décrire la propagation d'une onde à travers un système optique. Pour ce faire, chaque élément (ou milieu) T

3. http ://fr.mathworks.com/products/matlab/

sur le chemin de la lumière collectée est représenté par une matrice 2x2. Voici ci-dessous, quelques exemples de matrices associées à différents éléments constitutifs d'un système d'imagerie ILIDS basique :

- Milieu homogène d'épaisseur e_p :

$$T = \begin{bmatrix} 1 & \frac{e_p}{n} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{2.4}$$

avec :

e_p : l'épaisseur du milieu.

n : l'indice de réfraction du milieu.

- Lentille mince dans l'air :

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \tag{2.5}$$

avec :

f : la distance focale de la lentille.

Un système d'imagerie peut être composé d'éléments plus complexes (ex : lentille cylindrique, objectif ...). Toutefois, il existera toujours un système équivalent pouvant être décomposé en éléments primaires T_n présentés ci-dessus. De ce fait, la modélisation d'un système d'imagerie est obtenue par le produit des matrices élémentaires T_n le constituant :

$$M_{tot} = T_n \times T_{n-1} \times \ldots \times T_1 \tag{2.6}$$

avec :

M_{tot} : la matrice de transfert totale du système d'imagerie.

T_1 : la matrice du premier élément traversé par la lumière collectée.

T_2 : la matrice du second élément traversé par la lumière collectée.

$\vdots$:

T_n : la matrice du dernier élément traversé par la lumière collectée.

Pour un système d'imagerie à symétrie cylindrique par rapport aux axes transverses x et y, il sera nécessaire de décrire la propagation de la lumière suivant chaque axe. Pour ce faire, nous utilisons l'exposant q dans nos équations afin de différencier nos matrices suivant chaque axe. Par exemple, la matrice T_1^q correspond à la matrice de l'élément 1 décrivant la propagation suivant l'axe q (avec q correspondant à x ou y). En revanche, dans le cas d'un système d'imagerie à symétrie sphérique, les coefficients des matrices suivant les axes x et y sont égaux.

De plus, il est également nécessaire de prendre en compte le diaphragme d'ouverture du système optique filtrant la lumière collectée. Celui-ci définit la forme et la taille de l'interférogramme enregistré sur le capteur CCD. Suivant la symétrie sphérique ou cylindrique du montage expérimental utilisé (par rapport aux axes transverses x et y), les interférogrammes enregistrés sont respectivement de forme circulaire ou elliptique. L'utilisation d'un système d'imagerie à symétrie

cylindrique permet de déterminer avec précision la position en z de la particule étudiée [15,30]. Le formalisme matriciel seul présenté ci-dessus ne permet pas de prendre en compte ce paramètre important. C'est pourquoi la partie suivante présente une description mathématique permettant de modéliser l'ouverture du système optique afin de tenir compte de son influence sur l'analyse de nos images en défaut de mise au point.

2.3.2 Description de l'ouverture du système optique

L'ouverture d'un système d'imagerie est fixée par un diaphragme destiné à cet effet. Son rôle est fondamental. En effet, celui-ci permet de limiter les « rayons collectés » et de satisfaire aux conditions de Gauss. Cependant, il est également responsable d'effets de diffraction (effets de bord non désirables) dont nous devons tenir compte dans l'analyse et la simulation d'images en défaut de mise au point. C'est pourquoi l'ouverture est modélisée par un coefficient de transmission T(x,y) correspondant à une superposition de fonctions gaussiennes [31,32]. Celui-ci s'exprime de la manière suivante :

$$T(x,y) = \sum_{k=1}^{N} P_k \exp\left[-\frac{Q_k}{(D_0/2)^2}(x^2+y^2)\right] \tag{2.7}$$

Avec P_k et Q_k des nombres complexes définis dans le Tableau 2.2 ci-dessous pour N=10 :

k	P_k	Q_k
1	11,428+0,95175i	4,0697+0,22726i
2	0,06002-0,08013i	1,1531-20,933i
3	-4,2743-8,5562i	4,4608+5,1268i
4	1,6576+2,7015i	4,3521+14,997i
5	-5,0418+3,2488i	4,5443+10,003i
6	1,1227-0,68854i	3,8478+20,078i
7	-1,0106-0,26955i	2,5280-10,310i
8	-2,5974+3,2202i	3,3197-4,8008i
9	-0,14840-0,31197i	1,9002-15,820i
10	-0,20850-0,23851i	2,6340+25,009

Tableau 2.2 – Valeurs des coefficients P_k et Q_k pour la décomposition d'une ouverture circulaire en N = 10 fonctions gaussiennes.

L'analyse d'images en défaut de mise au point s'appuie sur un modèle de simulation. La partie suivante présente ce modèle permettant de simuler des images de particules de forme complexes suivant différents plans d'acquisition correspondant à différents défauts de mise au point du système optique. Celui-ci se base sur le formalisme introduit précédemment, nous permettant de modéliser à la fois la diffusion d'une lumière cohérente par une particule irrégulière ainsi que la traversée de cette onde lumineuse à travers un système d'imagerie.

2.4 Simulation d'images en défaut de mise au point

2.4.1 d'une particule rugueuse irrégulière illuminée par une source cohérente

La simulation d'images en défaut de mise au point de particules rugueuses irrégulières s'effectue en deux parties. C'est pourquoi le système d'imagerie est décomposé en deux sous-systèmes optiques M_1 et M_2 distincts. Le premier sous-système optique se compose de l'ensemble des éléments situés entre la particule diffusante et l'ouverture du système d'imagerie. Celui-ci est modélisé par les matrices M_1^q avec q correspondant aux axes transverses x et y. M_1^q est obtenue par produit des matrices élémentaires (cf équation 2.6) et permet de décrire la propagation des ondes lumineuses issues de la particule au plan contenant l'ouverture du système optique. Le second sous-système optique se compose de l'ensemble des éléments situés entre l'ouverture et le plan du capteur CCD. Celui-ci est modélisé par les matrices M_2^q avec q correspondant aux axes transverses x et y. M_2^q est obtenue par produit des matrices élémentaires (cf équation 2.6) et permet de décrire la propagation de ces mêmes ondes lumineuses du plan contenant l'ouverture au plan du capteur CCD. Les matrices totales M_{tot}^q modélisant l'ensemble du système d'imagerie sont obtenues par produit des matrices M_1^q et M_2^q des deux sous-systèmes optiques :

$$M_{tot}^q = M_2^q \times M_1^q \tag{2.8}$$

Remarque : Les différents systèmes d'imageries utilisés expérimentalement sont à symétrie sphérique. Cependant, pour notre modèle de simulation, nous décrivons le cas le plus général en séparant la propagation de la lumière suivant les axes transverses x et y. Ainsi, il sera possible de modéliser des images en défaut de mise au point de particules irrégulières obtenues à l'aide d'un système d'imagerie à symétrie sphérique ($M_1^x = M_1^y$ et $M_2^x = M_2^y$) mais également des images obtenues à l'aide d'un système d'imagerie à symétrie cylindrique ($M_1^x \neq M_1^y$ et/ou $M_2^x \neq M_2^y$).

La diffusion d'une lumière cohérente par une particule rugueuse irrégulière est modélisée par un ensemble d'émetteurs de Dirac distribués sur l'ensemble de la forme de la particule comme nous avons pu le faire précédemment (section 1.2). En notant N_e le nombre d'émetteurs de Dirac, le champ électrique G_0 diffusé par la particule s'écrit :

$$G_0(x, y, 0) = \sum_{j=1}^{N_e} \alpha_j e^{i\varphi_j} \delta(x - a_j, y - b_j) \tag{2.9}$$

avec :

- α_j : l'amplitude du $j^{ème}$ *glare point*.
- φ_j : la phase du $j^{ème}$ *glare point*. On rappelle que la phase φ_j est considérée comme une variable aléatoire comprise entre 0 et 2π.
- a_j,b_j : la position transverse du $j^{ème}$ *glare point* dans le plan (x,y).

Les ondes lumineuses issues des différents émetteurs de Dirac se propagent à travers le premier sous-système optique. Le champ électrique G_1 dans le plan contenant l'ouverture du système

d'imagerie est calculé à partir de l'intégrale de Huygens-Fresnel généralisée [33–35]. G_1 s'écrit alors :

$$\begin{aligned} G_1\left(x, y, z_{émetteur}\right) = & \frac{\exp(i\frac{2\pi}{\lambda}c_1)}{i\lambda\sqrt{B_1^x B_1^y}} \iint_{\mathbb{R}} G_0\left(x_0, y_0, 0\right) \\ & \times \left[\exp\frac{i\pi}{\lambda B_1^x}(A_1^x x_0^2 + D_1^x x_0^2 - 2x x_0)\right] \\ & \times \left[\exp\frac{i\pi}{\lambda B_1^y}(A_1^y y_0^2 + D_1^y y_0^2 - 2y y_0)\right] \mathrm{d}x_0 \mathrm{d}y_0 \end{aligned} \tag{2.10}$$

avec :

$z_{émetteur}$	: la distance entre l'émetteur et le diaphragme d'ouverture du système d'imagerie.
c_1	: le chemin optique effectué par la lumière suite à la traversée du premier sous-système optique.
A_1^q, B_1^q et D_1^q	: les coefficients des matrices de transfert du premier sous-système optique entre la particule et l'ouverture du dispositif optique suivant les axes transverses q = x et q = y.

De la même manière que précédemment, connaissant l'expression du champ électrique à la sortie de l'ouverture, égale au produit T(x,y) x $G_1(x_1,y_1,z_{émetteur})$, l'expression du champ électrique G_2 dans le plan du capteur CCD se calcule à l'aide de l'intégrale de Huygens-Fresnel généralisée G_2 s'écrit alors :

$$\begin{aligned} G_2\left(x, y, z_{CCD}\right) = & \frac{\exp(i\frac{2\pi}{\lambda}c_2)}{i\lambda\sqrt{B_2^x B_2^y}} \iint_{\mathbb{R}} T(x_1, y_1) G_1\left(x_1, y_1, z_{émetteur}\right) \\ & \times \left[\exp\frac{i\pi}{\lambda B_2^x}(A_2^x x_1^2 + D_2^x x_1^2 - 2x x_1)\right] \\ & \times \left[\exp\frac{i\pi}{\lambda B_2^y}(A_2^y y_1^2 + D_2^y y_1^2 - 2y y_1)\right] \mathrm{d}x_1 \mathrm{d}y_1 \end{aligned} \tag{2.11}$$

avec

z_{CCD}	: la distance entre l'ouverture et le plan du capteur CCD.
c_2	: le chemin optique effectué par la lumière suite à la traversée du second sous-système optique.
A_2^q, B_2^q et D_2^q	: les coefficients des matrices de transfert du second sous-système optique entre l'ouverture du dispositif optique et le plan du capteur CCD suivant les axes transverses q = x et q = y.

Après calcul de l'intégrale, l'expression du champ électrique G_2 dans le plan du capteur CCD

s'écrit sous la forme suivante :

$$G_2\left(x,y,z_{CCD}\right) = \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}c}e^{i\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{D_2^x}{B_2^x}x^2+\frac{D_2^y}{B_2^y}y^2\right)}}{\left(i\lambda\right)^2\sqrt{B_{1,j}^x B_{1,j}^y B_{2,j}^x B_{2,j}^y}} \times \sum_{j=1}^{N_e}\sum_{k=1}^{N}\left[\frac{P_k\pi}{\sqrt{\gamma_{x,j}(k)\gamma_{y,j}(k)}}\alpha_j e^{\kappa_j(k)}e^{i\varphi_j}\right] \tag{2.12}$$

Avec c = c_1 + c_2 le chemin optique effectué par la lumière de la particule au plan du capteur CCD. Les expressions des différents facteurs utilisés dans l'équation 2.12 sont données ci-dessous :

$$\kappa_j(k) = i\frac{\pi A_1^x a_j^2}{\lambda B_1^x} + i\frac{\pi A_j^y b_j^2}{\lambda B_1^y} - \frac{\phi_{x,j}^2}{4\gamma_x(k)} - \frac{\phi_{y,j}^2}{4\gamma_y(k)} \tag{2.13a}$$

$$\gamma_x(k) = \frac{Q_k}{(D_0/2)^2} - i\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{D_1^x}{B_1^x} + \frac{A_2^x}{B_2^x}\right) \tag{2.13b}$$

$$\gamma_y(k) = \frac{Q_k}{(D_0/2)^2} - i\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{D_1^y}{B_1^y} + \frac{A_2^y}{B_2^y}\right) \tag{2.13c}$$

$$\phi_{x,j} = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{a_j}{B_1^x} + \frac{x}{B_2^x}\right) \tag{2.13d}$$

$$\phi_{y,j} = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{b_j}{B_1^y} + \frac{y}{B_2^y}\right) \tag{2.13e}$$

La simulation d'images en défaut de mise au point s'obtient par le calcul de l'intensité I_2 dans le plan du capteur CCD :

$$I_2(x,y,z) \propto |G_2(x,y,z)|^2 \tag{2.14}$$

Remarque : Différents défauts de mise au point peuvent être simulés. En effet, il suffit pour ce faire d'ajouter ou d'enlever une couche d'air d'épaisseur e à partir du plan de mise au point du système d'imagerie puis, de calculer ensuite l'expression de l'intensité I dans ce nouveau plan correspondant au plan du capteur CCD en défaut de mise au point.

2.4.2 d'une particule sphérique illuminée par une source cohérente

En ILIDS, l'angle de diffusion est choisi de manière à observer l'influence de seulement deux *glare points* à la surface de la particule sphérique [12, 36]. Pour certains angles de diffusion, il est également possible d'observer l'influence de trois *glare points* [15]. Ceux-ci correspondent aux différents rayons d'ordre p = 0, p = 1 et p = 2 (cf Figure 2.5). Ainsi, pour la simulation d'images en défaut de mise au point de particules sphériques, il suffit :

- d'imposer un nombre de *glare points* N_e égal à 2 (ou 3 suivant l'angle de diffusion considéré) dans nos simulations.

- d'évaluer l'amplitude de chaque *glare points* à partir de logiciels de théorie de Lorentz-Mie (ex : *Mieplot*). Ceci est pris en compte dans nos simulations par le paramètre α_j de l'équation 2.12.

- enfin de calculer le déphasage introduit par la différence de marche entre les différents rayons d'ordre p = 0, p = 1 et p = 2. Ceci est pris en compte dans nos simulations par le paramètre φ_j de l'équation 2.12. Ces calculs s'effectuent à partir de la Figure 2.11 et sont présentés ci-dessous.

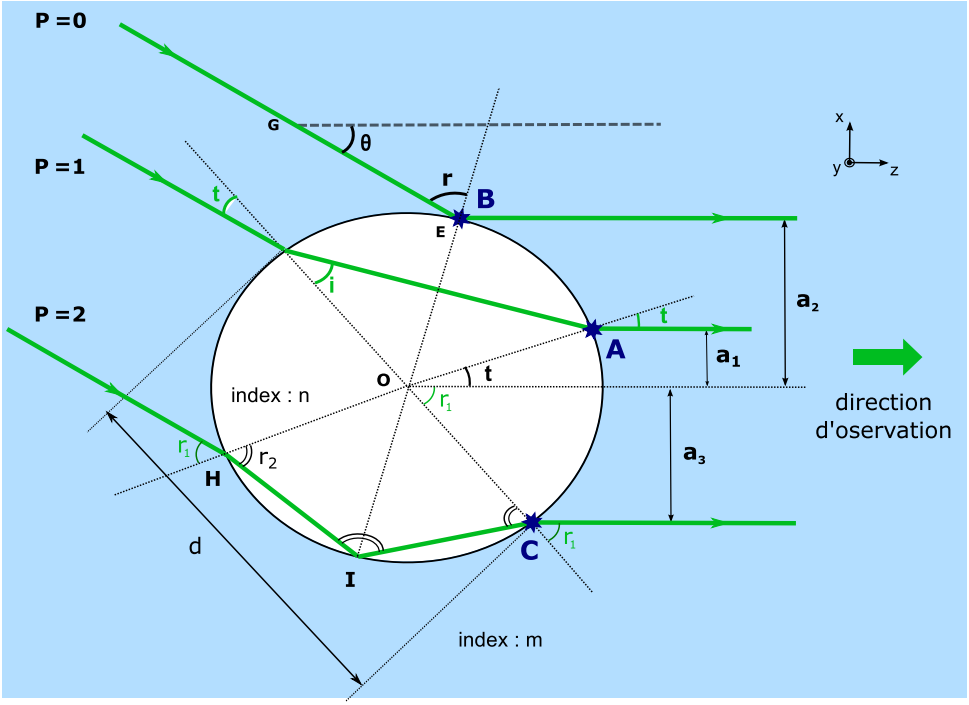


FIGURE 2.11 – Positions des *glare points* d'ordre p = 0, p = 1 et p = 2 à la surface d'une particule sphérique transparente. La figure correspond à une bulle d'air dans de l'eau (indice m > indice n).

Dans un premier temps, on détermine l'expression de l'angle d'incidence t (correspondant à l'angle entre le rayon incident et la normale à la surface de la particule) en fonction de l'angle de diffusion θ considéré :

$$t = \arctan \frac{n \sin \frac{\theta}{2}}{m - n \cos \frac{\theta}{2}} \tag{2.15}$$

avec :

n : l'indice de réfraction de la particule.

m : l'indice de réfraction du milieu environnant.

On détermine ensuite les positions a_1, a_2 et a_3 (cf Figure 2.11) suivant l'axe x des trois *glare points* à la surface de la particule correspondant aux rayons d'ordre p = 0, p = 1 et p = 2 :

$$a_1 = \frac{d}{2} \sin t \tag{2.16}$$

$$a_2 = \frac{d}{2} \cos \frac{\theta}{2} \tag{2.17}$$

$$a_3 = -\frac{d}{2} \frac{n}{m} \sin \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta}{2} \right) \tag{2.18}$$

Ainsi, l'expression du déphasage entre le rayon d'ordre 0 et le rayon d'ordre 1, noté $\Delta\varphi_{01}$ s'écrit alors :

$$\Delta\varphi_{01} = \frac{2\pi d}{\lambda}\left[m\sin\frac{\theta}{2} - \sqrt{m^2+n^2-2mn\cos\frac{\theta}{2}}\right] \tag{2.19}$$

De même, l'expression du déphasage entre le rayon d'ordre 1 et le rayon d'ordre 2, noté $\Delta\varphi_{12}$, s'écrit alors de la manière suivante :

$$\Delta\varphi_{12} = \frac{2\pi d}{\lambda}\left[m\sin\frac{\theta}{2} + 2n\sin\left(\frac{\pi}{4}-\frac{\theta}{4}\right) - \sqrt{m^2+n^2-2mn\cos\frac{\theta}{2}}\right] \tag{2.20}$$

En remplaçant la variable φ_j de l'équation 2.12 par les expressions des déphasages entre les différents rayons d'ordre p = 0, p = 1 et p = 2 calculés ci-dessus, nous sommes en mesure de simuler des images en défaut de mise au point de particules sphériques.

La partie suivante présente différentes méthodes d'analyse d'images interférométriques en défaut de mise au point permettant d'estimer les dimensions de particules de géométrie sphérique mais également les dimensions de particules irrégulières de formes plus complexes. Ces différentes procédures d'analyse s'appuient sur le modèle de simulation présenté ci-dessus.

2.5 Estimations de dimensions de particules par imagerie interférométrique en défaut de mise au point (IIP)

2.5.1 Développement et simplification théorique

L'objectif de cette partie est de mettre en évidence certaines relations liant l'image interférométrique en défaut de mise au point (correspondant à l'image d'IIP) de la particule étudiée à une estimation de ses dimensions réelles. Ces estimations s'appuient sur des relations mathématiques définies à partir du modèle basé sur l'intégrale de Huygens-Fresnel généralisée présenté ci-dessus. Afin de mettre en évidence ces relations mathématiques, nous simplifions l'expression complexe du champ électrique G_2 dans le plan du capteur CCD en omettant le rôle de l'ouverture du système d'imagerie. Le champ électrique G_2 s'écrit alors :

$$G_2\left(x,y,z_{CCD}\right) = \sum_{j=1}^{N_e} \frac{\alpha_j}{i\lambda\sqrt{B_{tot}^x B_{tot}^y}} e^{i(\theta_j+\varphi_j)} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}c} \tag{2.21}$$

avec :

$$\theta_j = \frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{A_{tot}^x a_j^2 + D_{tot}^x x^2 - 2a_j x}{B_{tot}^x} + \frac{A_{tot}^y b_j^2 + D_{tot}^y y^{2\breve{}} 2b_j y}{B_{tot}^y}\right) \tag{2.22}$$

N_e	: le nombre de *glare points*
α_j	: l'amplitude du $j^{ème}$ *glare point*
φ_j	: la phase du $j^{ème}$ *glare point*
c	: la distance du *glare point* au plan du capteur CCD suivant l'axe z
a_j et b_j	: la position transverse du $j^{ème}$ *glare point*
A^x_{tot}, B^x_{tot} et D^x_{tot}	: les coefficients de la matrice de transfert totale du système d'imagerie suivant l'axe x
A^y_{tot}, B^y_{tot} et D^y_{tot}	: les coefficients de la matrice de transfert totale du système d'imagerie suivant l'axe y

Ainsi, l'expression de l'intensité I_2 dans le plan du capteur CCD s'écrit :

$$I_2(x,y,z_{CCD}) \propto |G_2(x,y,z)|^2 = G_2(x,y,z).G_2(x,y,z)^* \tag{2.23}$$

$$I_2(x,y,z_{CCD}) \propto \sum_{j=1}^{N_e} \frac{\alpha_j}{i\lambda\sqrt{B^x_{tot}B^y_{tot}}} e^{i(\theta_j+\varphi_j)} e^{i\frac{2\pi}{\lambda}c} \sum_{k=1}^{N_e} \frac{\alpha_k^*}{i\lambda\sqrt{B^x_{tot}B^y_{tot}}} e^{-i(\theta_k+\varphi_k)} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}c} \tag{2.24}$$

Soit :

$$I_2(x,y,z_{CCD}) \propto \sum_{j=1}^{N_e}\sum_{k=1}^{N_e} \left[\frac{\alpha_j\alpha_k^* e^{i(\varphi_j-\varphi_k)}}{\lambda^2 B^x_{tot}B^y_{tot}} e^{i\frac{\pi A^x_{tot}}{\lambda B^x_{tot}}\left(a_j^2-a_k^2\right)} e^{i\frac{\pi A^y_{tot}}{\lambda B^y_{tot}}\left(b_j^2-b_k^2\right)} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda B^x_{tot}}\left(a_j^2-a_k^2\right)x} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda B^y_{tot}}\left(b_j^2-b_k^2\right)y} \right] \tag{2.25}$$

$$I_2(x,y,z_{CCD}) \propto \sum_{j=1}^{N_e} \left[\sum_{k=1}^{N_e} \frac{\alpha_j\alpha_k^* e^{i(\varphi_j-\varphi_k)}}{\lambda^2 B^x_{tot}B^y_{tot}} e^{i\frac{\pi}{\lambda}\left[\frac{A^x_{tot}}{B^x_{tot}}\left(a_j^2-a_k^2\right)+\frac{A^y_{tot}}{B^y_{tot}}\left(b_j^2-b_k^2\right)\right]} e^{\frac{-2i\pi}{\lambda}\left[\frac{\left(a_j^2-a_k^2\right)}{B^x_{tot}}x+\frac{\left(b_j^2-b_k^2\right)}{B^y_{tot}}y\right]} \right] \tag{2.26}$$

En s'appuyant sur l'expression simplifiée de I_2 donnée par l'équation 2.26, nous démontrons dans la suite de notre étude certaines relations mathématiques nous permettant d'estimer les dimensions de particules à partir de leur images d'IIP. Dans un premier temps, nous nous attacherons au cas de particules sphériques puis, dans un second temps au cas plus complexe de particules irrégulières.

2.5.2 Mesure de taille de particules sphériques (ILIDS)

Pour une particule sphérique, suivant l'angle de diffusion considéré, deux ou trois *glare points* peuvent être observés à la surface de la particule. Notre étude se place dans le cas le plus commun et le plus simple pour lequel seules les contributions de deux *glare points* correspondant aux différents rayons d'ordre p = 0 et p = 1 sont significatives. Ainsi, comme nous avons pu le constater au cours de la section 1.1, l'image en défaut de mise au point de la particule se compose alors de franges d'interférences de direction perpendiculaire au plan d'alignement des point lumineux (cf

Figure 2.1). Pour simplifier nos calculs, on considère le cas où les deux *glare points* sont alignés suivant l'axe x (leurs coordonnées respectives b_1 et b_2 suivant l'axe y sont nulles). L'expression du champ électrique G_2 (x,yz_{CCD}) donnée par l'équation 2.21 s'écrit alors :

$$G_2\left(x,y,z_{CCD}\right) = \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}c}}{i\lambda\sqrt{B_{tot}^x B_{tot}^y}}\left(\alpha_1 e^{i\theta_1+i\varphi} + \alpha_2 e^{i\theta_2}\right) \tag{2.27}$$

Avec :

$$\theta_1 = \frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{A_{tot}^x a_1^2 + D_{tot}^x x^2 - 2a_1 x}{B_{tot}^x} + \frac{D_{tot}^y y^2}{B_{tot}^y}\right) \tag{2.28}$$

$$\theta_2 = \frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{A_{tot}^x a_2^2 + D_{tot}^x x^2 - 2a_2 x}{B_{tot}^x} + \frac{D_{tot}^y y^2}{B_{tot}^y}\right) \tag{2.29}$$

On obtient ainsi l'expression suivante de l'intensité I_2 dans le plan du capteur CCD :

$$I_2(x,y,z_{CCD}) \propto \frac{1}{\lambda^2 B_{tot}^x B_{tot}^y}\left[\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + 2\alpha_1\alpha_2\cos\left(\theta_1 - \theta_2 + \varphi\right)\right] \tag{2.30}$$

Soit :

$$I_2(x,y,z_{CCD}) \propto \frac{1}{\lambda^2 B_{tot}^x B_{tot}^y}\left[\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + 2\alpha_1\alpha_2\cos\left(\frac{2\pi\left(a_2 - a_1\right)}{\lambda B_{tot}^x}x + \varphi'\right)\right] \tag{2.31}$$

avec :

$$\varphi' = \frac{A_{tot}^x}{B_{tot}^x}\left(a_1^2 - a_2^2\right) + \varphi \tag{2.32}$$

On constate alors que l'intensité I_2 dans le plan du capteur CCD est proportionnelle à un cosinus de la forme $\cos\left(\vec{k}.\vec{r} + \varphi'\right)$ = $\cos\left(k_x x + k_y y + \varphi'\right)$. Les coordonnées du vecteur $\vec{k}$ sont données ci-dessous :

$$\begin{cases} k_x = \dfrac{2\pi\left(a_2 - a_1\right)}{\lambda B_{tot}^x} \\ k_y = 0 \end{cases} \tag{2.33}$$

On remarque une périodicité suivant l'axe x des franges d'interférences dans le plan du capteur CCD.

De plus, la norme du vecteur $\vec{k}$ en fonction de la fréquence f_i des franges se calcule par la relation suivante :

$$||\vec{k}|| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = 2\pi f_i \tag{2.34}$$

On peut alors en déduire l'expression suivante de la fréquence f_i des franges en fonction de la distance (suivant l'axe x) entre les deux *glare points* d'ordre p = 0 et p = 1 :

$$f_i = \frac{|a_2 - a_1|}{\lambda B_{tot}^x} \tag{2.35}$$

A partir des relations d'optique géométrique établies dans la section 1.4.2, il est possible d'établir une relation entre le diamètre d de la particule et la distance $|a_2 - a_1|$ entre les deux *glare*

points à sa surface :

$$a_2 - a_1 = \frac{d}{2}\left(\cos\frac{\theta}{2} + \frac{n\sin\frac{\theta}{2}}{\sqrt{m^2+n^2-2mn\cos\frac{\theta}{2}}}\right) \tag{2.36}$$

Ainsi, il est possible d'exprimer le diamètre d de la particule étudiée en fonction de la fréquence f_i des franges composant son image en défaut de mise au point [37] :

$$d = 2\lambda f_i |B^x_{tot}| \left[\cos\frac{\theta}{2} + \frac{n\sin\frac{\theta}{2}}{\sqrt{m^2+n^2-2mn\cos\frac{\theta}{2}}}\right]^{-1} \tag{2.37}$$

Remarques :

- Plus le diamètre d de la particule est important, plus la fréquence des franges est élevée. Ainsi, la taille de la particule est inversement proportionnelle à la largeur des franges d'interférences comme on peut le constater sur la Figure 2.12. Celle-ci représente les interférogrammes simulés de deux gouttes de diamètres d différents : En (a) on observe la disposition bidimensionnelle (suivant le plan du capteur CCD) des *glare points* à la surface d'une particule sphérique de diamètre d = 51 μm, en (b) son image en défaut de mise au point correspondante, en (c) la disposition des *glare points* à la surface d'une particule sphérique de diamètre d = 512 μm et en (d) son image en défaut de mise au point correspondante. Il s'agit du même défaut de mise au point pour les deux particules étudiées. Les paramètres de simulation sont également identiques avec λ = 532 nm la longueur d'onde de la source cohérente utilisée pour illuminer les particules et B_{tot} = - 0,11 m le coefficient de la matrice de transfert du système d'imagerie.

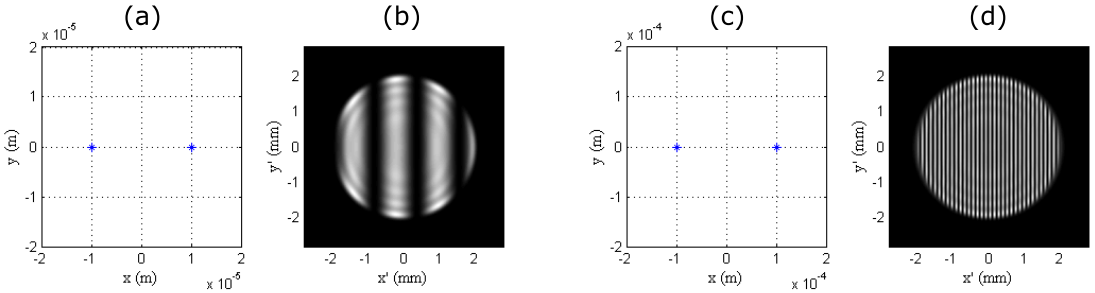


FIGURE 2.12 – Disposition bidimensionnelle suivant le plan du capteur CCD des *glare points* à la surface d'une particule sphérique de diamètre d = 51 μm (a), son image en défaut de mise au point correspondante (b), le disposition bidimensionnelle suivant le plan du capteur CCD des *glare points* à la surface d'une particule sphérique de diamètre d = 512 μm (c) et son image en défaut de mise au point correspondante en (d).

- Pour le cas où les deux *glare points* à la surface de la particule ne sont pas alignés suivant un des axes transverses x ou y, on observe des franges d'interférences inclinées sur l'image en défaut de mise point de la particule. Les oordonnées b_1 et b_2 des *glare points* suivant l'axe y ne sont pas nulles. L'expression de la fréquence des franges s'exprime alors de la manière

suivante :

$$f_i = \frac{\sqrt{|a_2 - a_1|^2 + |b_2 - b_1|^2}}{\lambda B_{tot}^x} \tag{2.38}$$

La Figure 2.13 illustre ce cas précis. En effet, en (a), on observe la disposition bidimensionnelle (suivant le plan du capteur CCD) des *glare points* à la surface d'une particule sphérique de diamètre d = 256 μm suivant un axe différent des axes transverses x et y et en (b), son image en défaut de mise au point simulée correspondante. Les paramètres de simulation sont identiques au cas précédent (avec λ = 532 nm et B_{tot} = - 0,11 m)

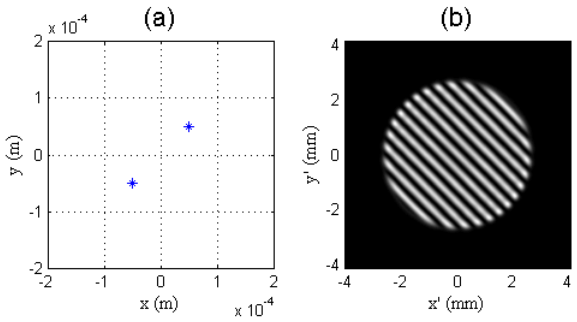


FIGURE 2.13 – Disposition bidimensionnelle suivant le plan du capteur CCD des *glare points* à la surface d'une particule sphérique de diamètre d = 256 μm suivant un axe différent des axes transverses x et y (a) et son image en défaut de mise au point correspondante en (b).

- Pour les angles de diffusion pour lesquels les contributions de trois *glare points* sont significatives, l'interférogramme se compose alors de deux motifs de franges de fréquences différentes. La figure 2.14 illustre ce cas précis. . En effet, en (a), on observe la disposition bidimensionnelle (suivant le plan du capteur CCD) des *glare points* à la surface d'une particule sphérique de diamètre d = 128 μm et en (b), son image en défaut de mise au point simulée correspondante. Les paramètres de simulation sont identiques au cas précédent (λ = 532 nm et B_{tot} = - 0,11 m)

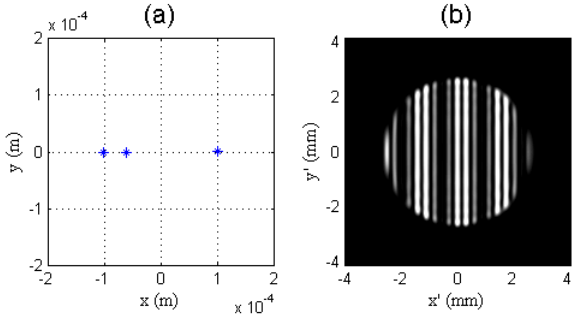


FIGURE 2.14 – Disposition bidimensionnelle suivant le plan du capteur CCD des *glare points* à la surface d'une particule sphérique de diamètre d = 128 μm (a) et son image en défaut de mise au point simulée correspondante en (b).

Au cours de cette partie, nous avons mis en évidence certaines relations mathématiques (Equations 2.35 et 2.37) nous permettant d'estimer le diamètre d de particules sphériques par imagerie interférométrique en défaut de mise au point. Pour ce faire, il suffit de calculer le coefficient B_{tot} de la matrice totale associée au système d'imagerie utilisé et de déterminer par transformée de Fourier 2D, la fréquence f_i des franges d'interférences composant l'interférogramme. La partie suivante traite le cas plus complexe de particules rugueuses irrégulières.

2.5.3 Estimations de dimensions de particules rugueuses irrégulières (IIP)

Au cours des parties précédentes (sections 1.2 et 1.4), nous avons pu observer que l'image nette d'une particule irrégulière illuminée par une source cohérente se compose de points brillants recouvrant l'ensemble de la silhouette de la particule. Ceux-ci sont considérés comme des sources lumineuses secondaires. De ce fait, en défaut de mise au point, les ondes lumineuses émanant de ces points brillants recouvrant l'ensemble de la surface de la particule se chevauchent et interfèrent les unes avec les autres. C'est pourquoi cette fois-ci, l'interférogramme enregistré par IIP se compose de tâches lumineuses appelées *speckle*. Notre objectif est d'extraire un maximum d'information sur la morphologie de la particule étudiée (dimensions, formes et orientations) à partir de l'analyse de son interférogramme. Pour ce faire, deux procédures sont proposées dans la partie suivante : l'une faisant appel à l'autocorrélation 2D et l'autre à la transformée de Fourier 2D de l'interférogramme.

2.5.3.1 A partir de l'autocorrélation 2D de l'interférogramme composé de *speckle*

Suite à l'observation d'images expérimentales d'IIP, il apparait que la taille du grain de *speckle* est inversement proportionnelle à la taille de la particule imagée. En effet, la Figure 2.15 illustre ce constat. Celle-ci représente les interférogrammes simulés de deux particules irrégulières en forme de dendrite (assimilable à un cristal de glace) de différentes dimensions : En (a) on observe la disposition bidimensionnelle (suivant le plan du capteur CCD) des *glare points* à la surface d'une particule irrégulière en forme de dendrite de 40 μm de largeur, en (b) son image en défaut de mise au point correspondante, en (c) la disposition bidimensionnelle des *glare points* à la surface d'une particule irrégulière en forme de dendrite de 400 μm de largeur et en (d) son image en défaut de mise au point correspondante. Notons qu'il s'agit du même défaut de mise au point pour les deux particules irrégulières simulées. De même, les paramètres de simulation sont identiques aux cas précédents avec λ = 532 nm la longueur d'onde de la source cohérente utilisée pour illuminer les particules et B_{tot} = - 0,11 m le coefficient de la matrice de transfert du système d'imagerie. On constate alors que la taille du grain de *speckle* composant l'interférogramme de la particule la plus petite (40 μm de largeur) est plus grande que celle composant l'interférogramme de la particule la plus large (400 μm).

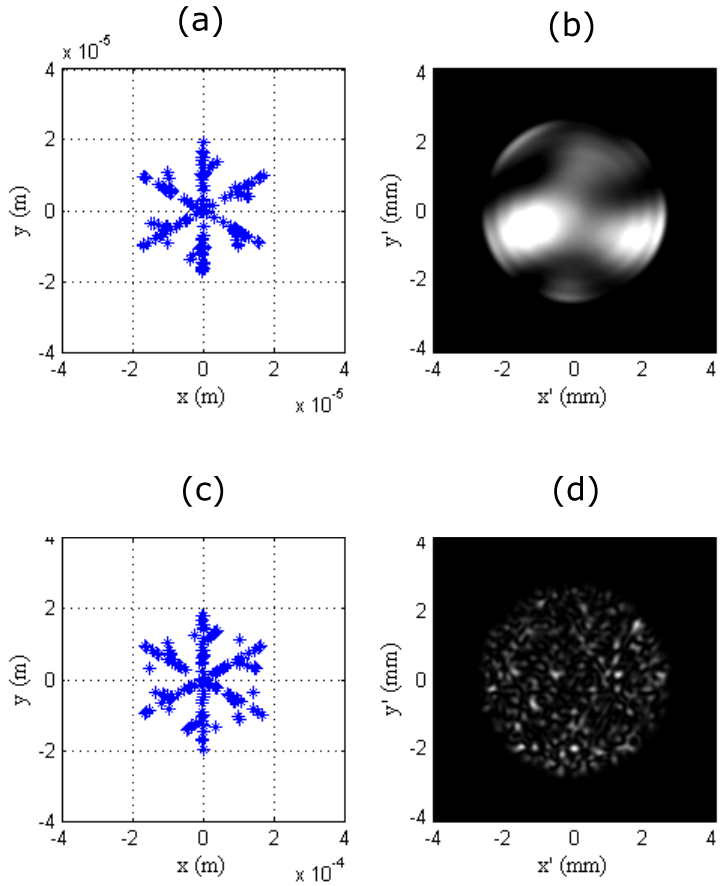


FIGURE 2.15 – Disposition bidimensionnelle suivant le plan du capteur CCD des *glare points* à la surface d'une particule irrégulière de 40 μm de largeur (a), son image en défaut de mise au point correspondante (b), la disposition bidimensionnelle suivant le plan du capteur CCD des *glare points* à la surface d'une particule irrégulière de 400 μm (c) et son image en défaut de mise au point correspondante en (d).

Il parait donc possible d'estimer les dimensions d'une particule irrégulière à partir de la taille moyenne du grain de *speckle* composant son interférogramme. L'autocorrélation 2D constitue alors un outil mathématique performant et adapté à cet effet. Les dimensions du pic central suivant les axes transverses x et y de l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image d'IIP sont deux fois supérieures aux dimensions réelles du grain de *speckle*. De ce fait, les mesures de la particule étudiée suivant les axes transverses x et y peuvent alors être exprimées par les relations suivantes :

$$\Delta_{xd} = \frac{2\alpha\lambda|B_{tot}|}{\delta_{xg}} \tag{2.39}$$

$$\Delta_{yd} = \frac{2\alpha\lambda|B_{tot}|}{\delta_{yg}} \tag{2.40}$$

Δ_{xd} et Δ_{yd}	: la distance entre les deux *glare points* les plus éloignés suivant respectivement l'axe x et l'axe y
δ_{xg} et δ_{yg}	: la taille moyenne du grain de *speckle* déterminée à partir de l'autocorrélation 2D suivant respectivement l'axe x et l'axe y
λ	: la longueur d'onde du laser
B_{tot}	: le coefficient B de la matrice de transfert du système optique
α	: un coefficient d'ajustement

Ne connaissant pas les positions exactes des deux points lumineux les plus éloignés à la surface de la particule, le coefficient d'ajustement α peut-être déterminé de manière expérimentale.

Remarques : La taille moyenne du grain de *speckle* composant l'interférogramme d'une particule irrégulière est liée à la distance séparant les deux points brillants les plus éloignés à sa surface. De ce fait, pour estimer les dimensions réelles de la particule étudiée, il est nécessaire que :

- la totalité de la particule soit illuminée.

- le défaut de mise au point soit suffisamment important pour que les ondes lumineuses issues des deux points brillants les plus éloignés à sa surface se chevauchent et interfèrent. C'est pourquoi chaque système optique utilisé est calibré à l'aide de particules sphériques. Celui-ci est alors associé à une gamme de tailles de particules afin de satisfaire ce critère.

  Si l'une de ces deux conditions n'est pas respectée, la taille du grain de *speckle* ne sera pas représentative de la taille réelle de la particule étudiée [38].

La Figure 2.16 illustre la procédure à suivre sur un exemple de simulation d'une particule irrégulière en forme de dendrite de 280 μm de largeur. La disposition bidimensionnelle suivant le plan du capteur CCD des *glare points* à la surface de la particule est présentée en Figure 2.16.a. La Figure 2.16.b désigne l'interférogramme simulé correspondant. La Figure 2.16.c correspond à la portion de l'interférogramme composée uniquement de *speckle* sur laquelle on effectue une autocorrélation 2D. Celle-ci est représentée en Figure 2.16.d. Enfin, la 2.16.e illustre le tracé de l'intensité de l'image de l'autocorrélation 2D à partir de laquelle nous mesurons la largeur du pic central suivant l'axe x en bleu et suivant l'axe y en rouge.

Une seconde méthode d'analyse d'images d'IIP permettant d'extraire davantage d'information sur la morphologie (formes géométriques) de la particule imagée est présentée dans la partie suivante.

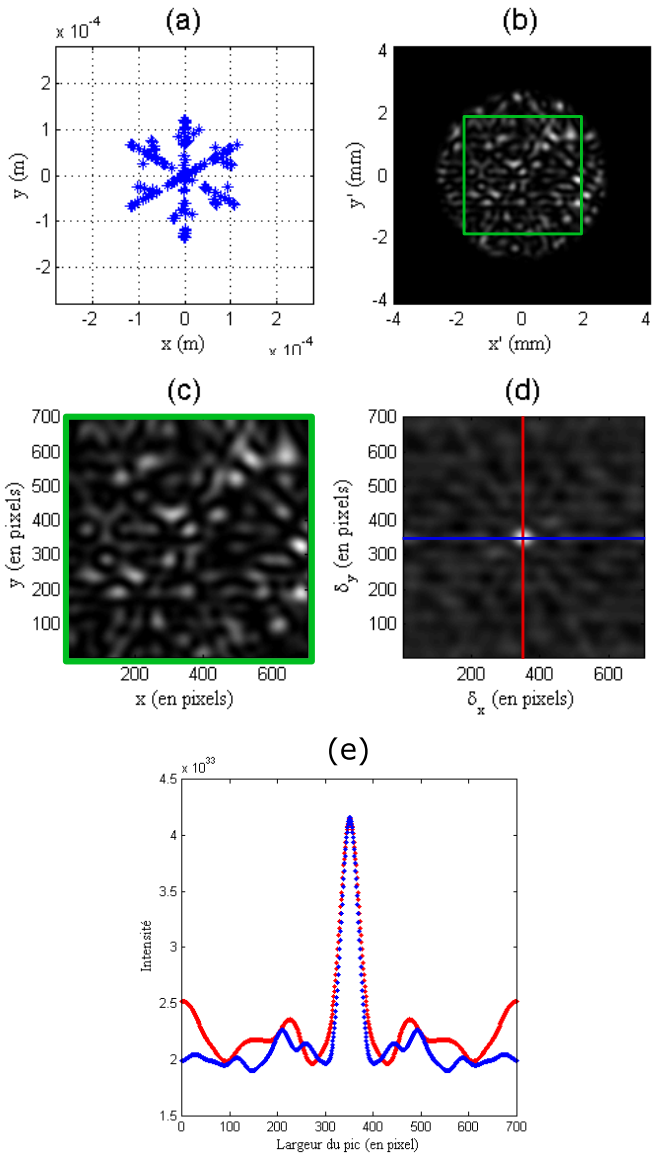


FIGURE 2.16 – Disposition bidimensionnelle suivant le plan du capteur CCD des *glare points* à la surface d'une particule irrégulière de 280 μm de largeur (a), son image en défaut de mise au point simulée correspondante (b), portion de l'interférogramme composé uniquement de *speckle* sur laquelle on effectue une autocorrélation 2D (c), Autocorrélation 2D de la portion d'image (c) (d) et tracé de l'intensité de l'image de l'autocorrélation 2D à partir de laquelle nous mesurons la largeur du pic central suivant l'axe x en bleu et suivant l'axe y en rouge (e).

2.5.3.2 A partir de la Transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP

A partir des relations (2.21, 2.25 et 2.26), définies dans la section 1.5.1, l'expression de la Transformée de Fourier 2D de l'intensité I_2 dans le plan du capteur CCD s'écrit de la manière

suivante :

$$TF_{2D}\left[I_2(x,y,z_{CCD})\right](u,v) \propto \sum_{j=1}^{N_e}\sum_{k=1}^{N_e}\left[\frac{\alpha_j\alpha_k^* e^{iv_{j,k}}}{\lambda^2 B_{tot}^x B_{tot}^y}\delta_{2D}\left(u-\frac{a_j-a_k}{\lambda B_{tot}^x}, v-\frac{b_j-b_k}{\lambda B_{tot}^y}\right)\right] \tag{2.41}$$

avec :

$$v_{j,k} = \varphi_j - \varphi_k + \frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{A_{tot}^x}{B_{tot}^x}\left(a_j^2-a_k^2\right)+\frac{A_{tot}^y}{B_{tot}^y}\left(b_j^2-b_k^2\right)\right) \tag{2.42}$$

De plus, l'expression de l'autocorrélation 2D du champ électrique G_0 correspondant au champ diffusé par l'ensemble des *glare points* à la surface de la particule s'écrit sous la forme suivante :

$$A_{2D}\left[G_0(x,y)\right](dx,dy) \propto \sum_{j=1}^{N_e}\sum_{k=1}^{N_e}\left[\alpha_j\alpha_k^* e^{i(\varphi_j-\varphi_k)}\delta_{2D}\left(dx-(a_j-a_k), dy-(b_j-b_k)\right)\right] \tag{2.43}$$

On observe ainsi que l'expression de la Transformée de Fourier 2D de l'intensité dans le plan du capteur CCD (Equation 2.41) est très proche de l'expression de l'autocorrélation 2D de la distribution d'émetteurs à la surface de la particule (Equation 2.43) à un facteur d'échelle λB_{tot}^x suivant u et λB_{tot}^y suivant v. La Transformée de Fourier 2D de l'image en défaut de mise au point est alors liée à l'autocorrélation 2D de l'image nette de la forme de la particule par la relation suivante [39] :

$$\left|TF_{2D}\left[I_2(x,y,z_{CCD})\right](\lambda B_{tot}^x u, \lambda B_{tot}^y v)\right| \propto \left|A_{2D}\left[G_0(x_0,y_0)\right](dx,dy)\right| \tag{2.44}$$

La Figure 2.17 illustre la relation mathématique 2.44 :

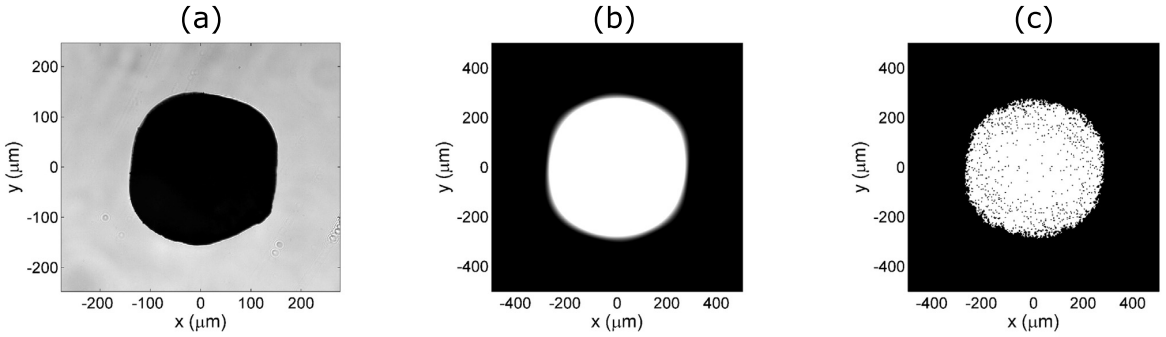


FIGURE 2.17 – Image d'une particule de sable de 200 μm de hauteur obtenue par ombroscopie (a), l'autocorrélation 2D de l'image (a) (b) et La Transformée de Fourier 2D de l'image en défaut de mise au point de la même particule de sable. Les échelles des images (b) et (c) sont différentes de celle de l'image (a).

Ainsi, sachant que l'autocorrélation 2D d'une image nette d'une particule fournit une image de dimensions deux fois supérieures, il est possible d'estimer la taille de particules irrégulières à partir de leur interférogramme. De plus, cette méthode d'analyse permet également d'entrevoir la forme géométrique globale de la particule imagée (cf Figure 2.17).

Une étude comparative entre la méthode de l'autocorrélation 2D de l'interférogramme et celle de la transformée de Fourier 2D a été effectuée afin de déterminer laquelle de ces deux méthodes est la plus précise. Celle-ci est présentée dans la partie suivante.

2.5.3.3 Étude comparative entre la méthode de l'autocorrélation 2D de l'interférogramme et celle de la transformée de Fourier 2D

Cette étude comparative est effectuée sur des images d'IIP de simulations de particules de tailles différentes : 20 μm, 40 μm, 60 μm, 80 μm, 100 μm, 120 μm, 140 μm, 160 μm, 180 μm et 200 μm. Chaque particule simulée est représentée par un ensemble de 100 émetteurs de Dirac. 98 émetteurs sont situés aléatoirement dans un disque de diamètre d tandis que les 2 derniers sont systématiquement positionnés aux deux extrémités du diamètre horizontal du disque (avec une phase aléatoire). La séparation entre les deux émetteurs les plus éloignés est donc constante et toujours égale à d. Nous simulons l'image d'IIP puis nous calculons son autocorrélation 2D et sa transformée de Fourier 2D. Nous évaluons ensuite le long de l'axe x la taille du pic central de l'autocorrélation 2D à partir de laquelle nous déduisons la taille de la particule. Puis, nous évaluons la taille de la particule à partir des plus hautes fréquences présentes dans la transformée de Fourier 2D de son image d'IIP simulée. Cette opération est répétée 100 fois pour 100 répartitions aléatoires différentes d'émetteurs sur le disque représentant une particule de taille donnée (20 μm, 40 μm, 60 μm, 80 μm, 100 μm, 120 μm, 140 μm, 160 μm, 180 μm et 200 μm). Les paramètres du dispositif expérimental sont les suivants : λ = 532 nm la longueur d'onde du laser utilisé, z_1 = 390 mm la distance séparant la particule de la lentille, z_2 = 450 mm la distance séparant la lentille du capteur CCD, f = 200 mm la focale de la lentille et $D_0 = f$ / 7,05 l'ouverture du dispositif.

Remarques : Le seuil de binarisation des autocorrélations 2D et des transformées de Fourier 2D des images d'IIP est constant pour l'ensemble des images analysées. Les résultats obtenus pourraient probablement être meilleurs par une analyse indépendante de chacune des images d'IIP simulées. Toutefois, cela ne pourrait pas s'appliquer au traitement automatisé d'images d'IIP à haute vitesse, nécessaire pour des applications telles que l'instrumentation embarquée [40, 41].

La Figure 2.18 illustre les mesures de taille obtenues pour une particule de diamètre d = 100 μm. Les croix bleues rapportent les tailles déduites par autocorrélation 2D de l'interférogramme, et les cercles rouges les tailles déduites par la méthode de la transformée de Fourier 2D. L'axe horizontal représente le numéro de la particule étudiée (100 répartitions d'émetteurs, c'est-à-dire que 100 particules différentes sont simulées pour un même diamètre d = 100 μm). En utilisant la méthode de l'autocorrélation 2D, la taille obtenue est inférieure à 90 μm dans 12 cas et supérieure à 110 μm dans 20 cas. La taille obtenue est inférieure à 80 μm dans 3 cas et supérieure à 120 μm dans 4 cas. En utilisant la méthode de transformée de Fourier 2D, la taille obtenue est inférieure à 90 μm dans 10 cas et supérieure à 110 μm dans 9 cas. La taille obtenue n'est jamais inférieure à 80 μm et n'est jamais supérieure à 120 μm. L'estimation de la taille en utilisant l'autocorrélation 2D induit un bruit supérieur. Ceci est confirmé par une analyse statistique. Le diamètre moyen déduit par la méthode de l'autocorrélation 2D est de 101,7 μm et de 99,8 μm en utilisant la méthode de la transformée de Fourier 2D. Les écarts types sont de 10,41 μm en utilisant la méthode d'autocorrélation 2D

et seulement 7,65 μm en utilisant la méthode de transformée de Fourier 2D. La méthode de la transformée de Fourier 2D est donc plus précise pour ce cas de figure. Nous allons maintenant vérifier l'impact de l'augmentation du diamètre des particules simulées.

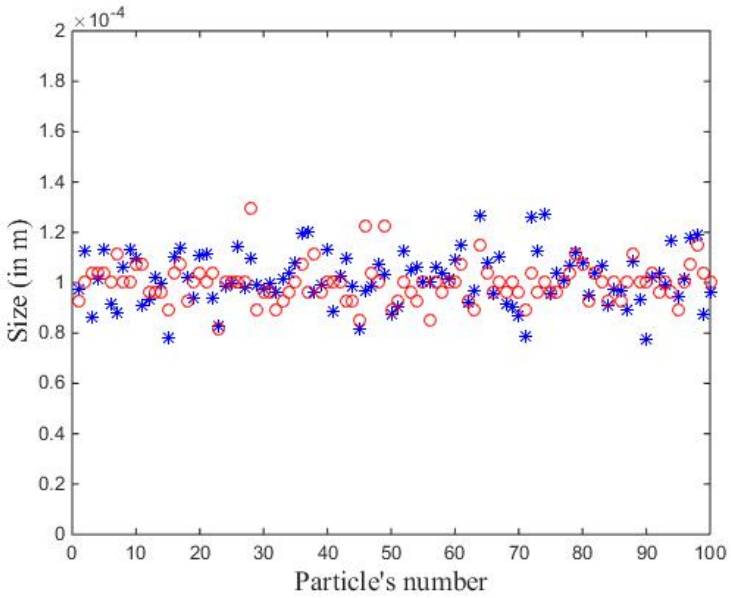


FIGURE 2.18 – Tailles déterminées par la méthode de l'autocorrélation 2D de l'interférogramme (croix bleues) et par la méthode de la transformée de Fourier 2D (cercles rouges) pour une particule de diamètre d = 100 μm.

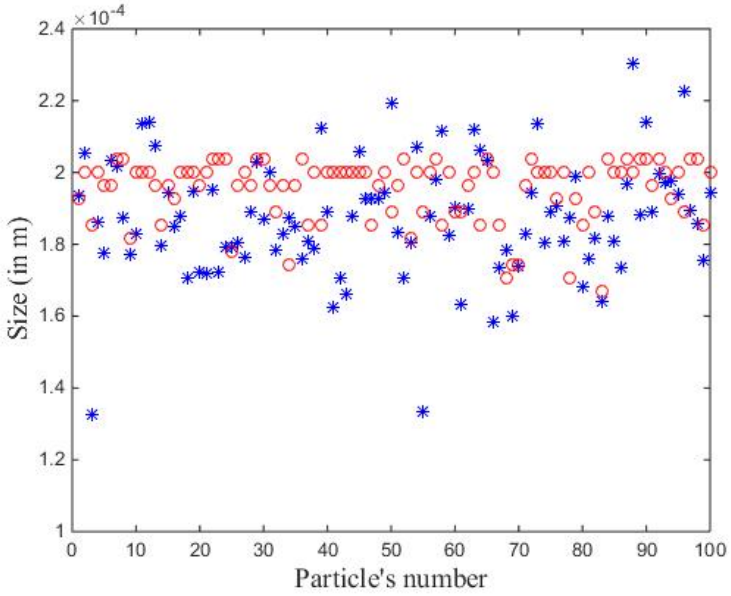


FIGURE 2.19 – Tailles déterminées par la méthode de l'autocorrélation 2D de l'interférogramme (croix bleues) et par la méthode de la transformée de Fourier 2D (cercles rouges) pour une particule de diamètre d = 200 μm.

La Figure 2.19 illustre les mesures de taille obtenues pour une particule de diamètre d = 200 μm. Les mesures de taille obtenues par la méthode d'autocorrélation 2D sont plus bruitées que celles obtenues par la méthode de transformation de Fourier 2D. Le diamètre moyen déduit par la méthode de l'autocorrélation 2D est de 187,4 μm et de 195,3 μm en utilisant la méthode de la transformée de Fourier 2D. Les écarts types sont de 16,32 μm en utilisant la méthode de l'autocorrélation 2D et seulement 8,71 μm en utilisant la méthode de transformée de Fourier 2D. Nous constatons alors un décalage progressif des valeurs du diamètre moyen de la particule simulée obtenues par la méthode de l'autocorrélation 2D vers des valeurs inférieures à leur taille réelle. Cet effet est moins significatif en utilisant la méthode de la transformée de Fourier 2D. La détermination de la taille par la méthode de la transformée de Fourier 2D est dans ce cas nettement plus précise.

Vérifions l'impact de la diminution du diamètre des particules simulées. Pour ce faire, considérons le cas de figure pour lequel les particules simulées sont de diamètre d < 100 μm. Détaillons le cas d'une particule de 60 μm de diamètre. Cette fois-ci, les mesures de taille obtenues par la méthode de la transformée de Fourier 2D sont plus bruitées que celles obtenues par la méthode de l'autocorrélation 2D de l'interférogramme comme on peut l'observer sur la Figure 2.20 qui illustre les mesures obtenues pour le cas d'une particule de diamètre d = 60 μm. Le diamètre moyen déduit par la méthode de l'autocorrélation 2D est de 67,9 μm et de 68,5 μm en utilisant la méthode de la transformée de Fourier 2D. Les écarts types sont de 11,07 μm en utilisant la méthode d'autocorrélation 2D et de 15,61 μm en utilisant la méthode de la transformée de Fourier 2D. Ce taux d'erreur est encore plus important lorsque l'on diminue davantage la taille de la particule comme on peut l'observer sur la Figure 2.21 qui illustre les mesures de taille obtenues pour une particule de diamètre d = 20 μm. Discutons de la cause de ces erreurs. Nous rappelons que plus la particule est petite, plus la taille du grain de *speckle* est grande. Ainsi, lorsque la particule atteint une taille limite (ici 20 μm [42]), il n'est plus possible de déterminer statistiquement la taille du grain de *speckle* de manière précise par la méthode de l'autocorrélation 2D de l'interférogramme. De plus, l'ouverture empêche la prise en compte totale des grains de *speckle* en périphérie de l'image d'IIP, ce qui induit une diminution de la taille « moyenne » du grain de *speckle* calculée. Comme la taille de la particule est inversement proportionnelle à ce paramètre, ceci conduit à un décalage de l'estimation de la taille de la particule vers des valeurs plus élevées. Discutons maintenant de l'erreur rencontrée avec la méthode de la transformée de Fourier 2D (noté TF_{2d}). La relation 2.44 est rigoureuse si l'on peut supposer que l'ouverture du système d'imagerie est infinie. En pratique, cette relation peut être utilisée lorsque la taille du grain de *speckle* est beaucoup plus petite que le diamètre de l'interférogramme imposé par l'ouverture. La TF_{2D} de l'interférogramme donne le produit de convolution de l'autocorrélation 2D de la forme de la particule par la transformée de Fourier 2D de l'ouverture. Pour les particules de petites tailles, ce produit de convolution est très différent de l'autocorrélation 2D de la forme de la particule. La méthode n'est donc plus valide [42]. De ce fait, contrairement au cas de l'ILIDS pour lequel on peut déterminer la taille de gouttelettes lorsque seulement 2 ou 3 franges brillantes sont présentes dans l'interférogramme, l'imagerie interférométrique de particules (IIP) rugueuses irrégulières nécessite davantage de grain de *speckle*. C'est pourquoi avec un même dispositif optique, les particules sphériques étudiées peuvent être

de plus petites taille que pour le cas de particules irrégulières.

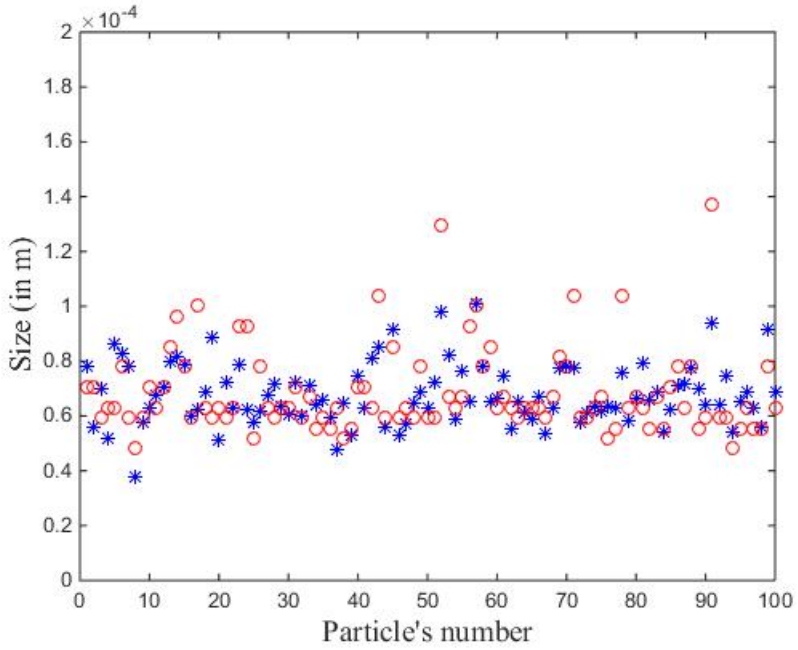


FIGURE 2.20 – Tailles déterminées par la méthode de l'autocorrélation 2D de l'interférogramme (croix bleues) et par la méthode de la transformée de Fourier 2D (cercles rouges) pour une particule de diamètre d = 60 μm.

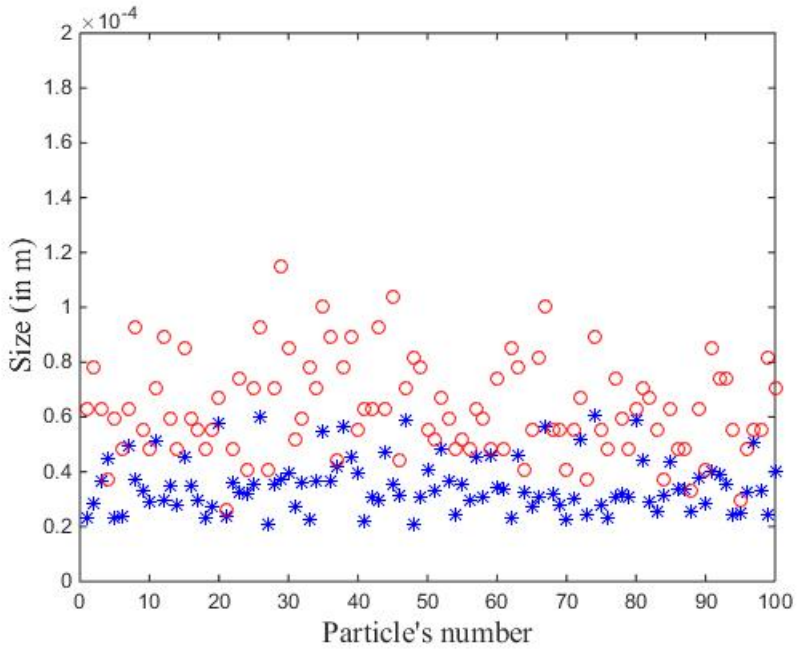


FIGURE 2.21 – Tailles déterminées par la méthode de l'autocorrélation 2D de l'interférogramme (croix bleues) et par la méthode de la transformée de Fourier 2D (cercles rouges) pour une particule de diamètre d = 20 μm.

Remarques :

- Pour les deux méthodes, l'erreur pour le cas de particules de petites tailles (< 100 μm) est en réalité induite par le fait que l'ouverture optique est de dimension finie.
- Pour davantage de détails sur cette étude comparative, consulter la référence [42].

Les dimensions des cristaux de glace que l'on souhaite étudier sont comprises dans la gamme de taille [50 μm : 500 μm]. La méthode de la transformée de Fourier 2D offre une meilleure précision sur cette gamme de taille. C'est pourquoi cette méthode d'analyse sera privilégiée pour la caractérisation de cristaux de glace au cours des chapitres suivants.

2.6 Conclusion

Au cours de ce chapitre, en observant différents cas expérimentaux, nous avons décrit le phénomène de diffusion d'une lumière cohérente par une particule rugueuse irrégulière. Nous avons développé un modèle théorique simplifié basé sur l'intégrale de Huygens-Fresnel généralisée permettant de décrire ce phénomène en tenant compte de l'ensemble des éléments composant le dispositif optique utilisé (coin d'air, hublot, lentille). À partir de ce modèle, deux méthodes ont été définies pour estimer les dimensions de particules irrégulières à partir d'images en défaut de mise au point. La première repose sur l'autocorrélation 2D de l'interférogramme enregistré à partir de laquelle nous obtenons la taille moyenne du grain de *speckle*. Celui-ci étant inversement proportionnel à la taille réelle de la particule, il est possible d'estimer les dimensions de celle-ci. La seconde méthode consiste à effectuer la transformée de Fourier 2D de l'image en défaut de mise au point, qui est identique à l'autocorrélation bidimensionnelle du projeté de la forme de la particule dans le plan du capteur CCD (cf Equation 2.44). Or, comme l'autocorrélation 2D d'un objet fournit une image de dimensions deux fois supérieures, il est alors possible d'estimer les dimensions de la particule présente dans le champ de mesure. Nous avons ensuite effectué une étude comparative entre ces deux méthodes. Celle-ci permet de conclure que la TF_{2D} est la méthode la plus précise pour la gamme de taille [50 μm : 500 μm] de particules de glace que l'on souhaite étudier. C'est pourquoi au cours des chapitres suivants, nous utiliserons cette méthode pour estimer les dimensions de particules de glace. Nous avons ainsi démontré qu'il est possible d'utiliser la technique de mesure employée pour déterminer le diamètre de particules sphériques proposée par Konig & al. [13] pour l'estimation de dimensions de particules irrégulières (IIP).

CHAPITRE 3

Caractérisation morphologique de cristaux de glace par IIP multi-vues en absence de recouvrement des interférogrammes

L'imagerie interférométrique en défaut de mise au point, aussi appelée IIP [1], est une technique de mesure permettant d'estimer les dimensions de particules sphériques (gouttelettes, bulles...) et/ou irrégulières (cendres, cristaux de glace...) comprises dans une large gamme de tailles (par exemple [50 μm : 500 μm]). Cette technique est adaptée à l'étude d'écoulements multiphasiques et peut être utilisée pour la caractérisation du mélange de gouttelettes d'eau liquide et de cristaux de glace constituant les nuages [13, 14, 43–47]. En effet, ces dernières années, un intérêt particulier est porté à l'étude de ces cristaux de glace présents en haute altitude, notamment pour les domaines de la météorologie (prévisions météorologiques), de la sécurité aérienne (givrage des aéronefs en vol pouvant conduire au crash) mais également de l'économie (optimisation de l'utilisation de systèmes de dégivrage des aéronefs coûteux en énergie). À ce titre, une instrumentation aéroportée a déjà été développée [41] et le principe permettant d'estimer les dimensions de particules de glace a été décrit et validé [10, 39, 48]. Néanmoins, l'emploi d'un dispositif multi-vues devrait permettre d'extraire davantage d'informations sur les morphologies 3D et les orientations des particules étudiées : estimations plus précises des dimensions, estimations du volume des particules de glace permettant d'évaluer la teneur en eau glacée, détermination de la famille de formes (dendrite, plaque hexagonale, colonne...) auxquelles appartiennent les différents cristaux de glace analysés. Toutefois, il est particulièrement difficile d'effectuer des tests in-situ du fait des conditions atmosphériques extrêmes et des coûts financiers élevés [49, 50]. C'est pourquoi il est nécessaire de développer une instrumentation complète en laboratoire. Celle-ci doit assurer à la fois la génération de cristaux de glace de différentes formes ainsi qu'une estimation de leurs dimensions par IIP.

L'objectif de ce chapitre est donc de valider l'utilisation d'un dispositif d'IIP multi-vues pour la caractérisation morphologique de cristaux de glace. Pour ce faire, pour chacune des vues, un

1. Imagerie Interférométrique de Particules

système permettant la mesure simultanée des dimensions des particules de glace par imagerie in-focus (images nettes) est mis en place et permettra alors de valider les mesures obtenues par IIP. De plus, afin de faciliter et de valider l'interprétation de nos résultats, on se place dans le cas le plus simple pour lequel les interférogrammes des différents cristaux de glace ne se recouvrent pas (correspondant au cas d'un milieu peu dense en particules).

3.1 Propriétés et caractéristiques des cristaux de glace

3.1.1 Formation de cristaux de glace dans l'atmosphère

Les cristaux de glace étudiés sont présents à l'état naturel en haute altitude et sont de formes complexes et étonnamment variées. En effet, la croissance de ce type de particules est un phénomène hautement non linéaire s'opérant hors équilibre. Celui-ci se produit lorsqu'une masse d'air chaude et humide s'élève et se refroidit en altitude, suite à une collision avec une autre masse d'air plus froide. La vapeur d'eau présente dans l'air se condense alors en fines gouttelettes d'eau liquide autour de noyaux de condensation composés en majorité de particules de poussière formant ainsi des nuages visibles. Ces gouttelettes se refroidissent et gèlent progressivement à différentes températures, du fait de l'hétérogénéité des propriétés des particules de poussière présentes dans l'atmosphère. Celles-ci constituent alors un support favorisant la solidification des gouttelettes liquides en cristaux de glace à plus haute température, dès -1°C, contrairement aux gouttelettes d'eau pure qui peuvent se maintenir en état de surfusion [2] jusqu'à -40°C. Ces gouttelettes gelées croient et se développent au fur et à mesure que la vapeur d'eau se condense et se cristallise à leur surface. Les gouttelettes restées liquides, quant à elles, s'évaporent lentement et alimentent l'air en vapeur d'eau. Il existe alors un transfert de molécules d'eau, de l'état de gouttelettes liquides vers l'état de vapeur d'eau puis de la vapeur vers l'état de cristaux de glace solides.

Remarque : Les cristaux de glace se forment donc essentiellement de vapeur d'eau et non d'eau liquide.

3.1.2 Classification morphologique de cristaux de glace en fonction de la température et du taux d'humidité relative

Les morphologies complexes et variées des cristaux de glace en haute altitude résultent en premier lieu, des conditions atmosphériques rencontrées. En effet, la Figure 3.1 illustre la forte dépendance de la morphologie des cristaux de glace générés à la température et au taux d'humidité relative [3] de leur environnement. Or, au cours de leur voyage dans l'atmosphère, les différents cristaux de glace rencontrent de nombreuses variations plus ou moins importantes de la température et du taux d'humidité relatif qui affectent leur dynamique de croissance (tantôt plane ou colonnaire, à facettes ou à branches...). Ces changements de conditions atmosphériques dépendent

2. État d'une substance qui demeure à l'état liquide au-delà de son point de solidification.
3. Il s'agit du rapport de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'air sur la quantité de vapeur d'eau maximale possible.

des trajectoires aléatoires suivies par les différents cristaux au sein des nuages, influencées par d'incessantes turbulences atmosphériques. Il est donc très peu probable, voire impossible que deux cristaux de glace suivent une trajectoire identique. C'est pourquoi les morphologies des cristaux générés sont alors uniques et fort complexes. Toutefois, pour les morphologies dites étoilées, les différents bras subissent les mêmes changements atmosphériques simultanément. C'est pourquoi les différentes branches de ce type de cristaux se développent de manière identique.

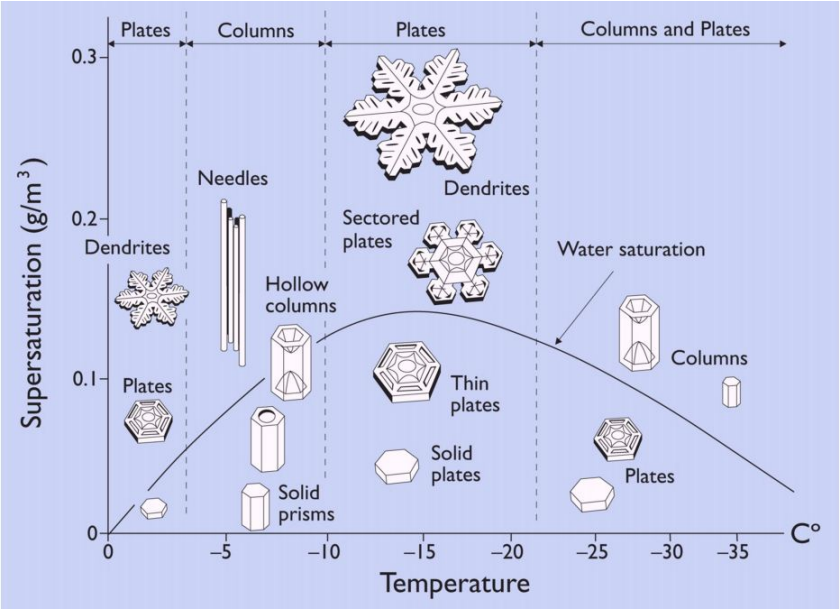


FIGURE 3.1 – Morphologies des cristaux de glace en fonction de la température et du taux d'humidité [51].

De plus, en dépit de l'unicité de la forme de chaque cristal de glace généré dans l'atmosphère, celle-ci ne se développe pas de manière aléatoire et présente une symétrie hexagonale. Cette symétrie est liée à la nature du réseau cristallin de type hexagonal constituant la glace [52]. Ainsi, dans un premier temps, les cristaux de glace se développent en petits prismes à facettes pouvant atteindre quelques dixièmes de millimètres. Ensuite, selon les conditions atmosphériques rencontrées (température et taux d'humidité de l'environnement), ces cristaux de formes primaires se développent en étroites colonnes hexagonales, en minces plaquettes hexagonales ou en toute autre forme intermédiaire (cf Figure 3.1). De ce fait, il est possible de classifier les cristaux de glace de l'atmosphère suivant différentes familles de morphologies. La Figure 3.2 illustre la classification suivant la table de morphologies de Nakaya datant de 1954.

Remarque : Il existe d'autres tables de classification de morphologies de cristaux de glace plus complètes, notamment la table de C. Magono et W.C. Lee datant de 1966 [53].

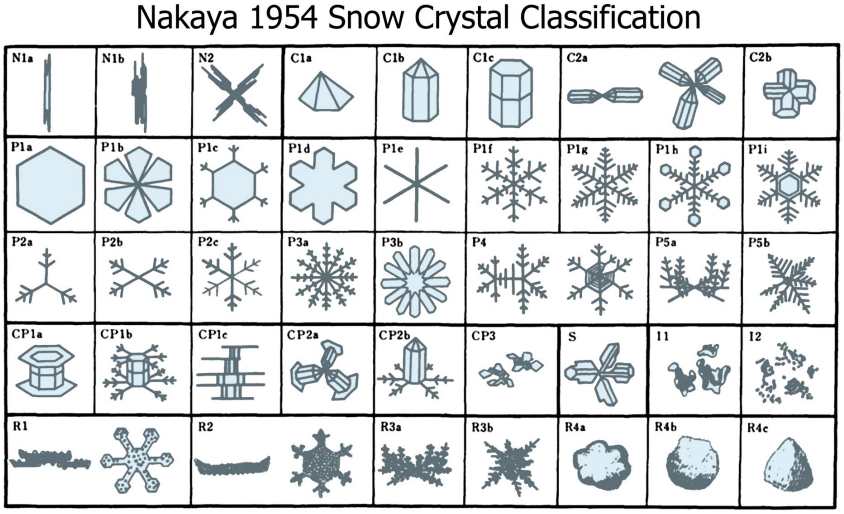


FIGURE 3.2 – Classification de formes de cristaux de glace de Nakaya de 1954 [54].

Au cours de cette section, nous avons vu que la forme d'un cristal de glace dépend essentiellement des conditions de température et d'humidité de son environnement ainsi que de la nature du réseau cristallin de l'eau. De ce fait, ces cristaux ne se développent pas de manière aléatoire, c'est pourquoi il est possible de les classifier suivant leur différentes morphologies. La partie suivante présente un montage expérimental permettant à la fois de produire et de caractériser par IIP multi-vues les morphologies et les dimensions de cristaux de glace en laboratoire en vue d'applications aéroportées.

3.2 Dispositif expérimental d'IIP multi-vues

Le dispositif expérimental développé est présenté en Figure 3.3. Celui-ci se compose d'une colonne réfrigérante, d'une source laser cohérente et de quatre systèmes d'imagerie. La colonne réfrigérante permet de refroidir la zone de mesure afin de reproduire le plus fidèlement possible les conditions atmosphériques permettant la génération de particules de glace. Ainsi, dans l'optique de produire des cristaux de glace en laboratoire au sein de cette colonne refroidie, différentes procédures sont utilisées et seront détaillées au cours de la section suivante. La source laser cohérente est mise en forme afin de former une nappe laser. Les particules de glace traversant cette nappe laser diffusent alors de la lumière dans toutes les directions. Celle-ci est collectée suivant deux angles différents ($\pm$ 135° par rapport au faisceau laser). Suivant chacun de ces angles de vue, le signal lumineux collecté est divisé en deux parties distinctes de mêmes intensités à l'aide d'un cube séparateur, ce qui permet d'enregistrer deux images d'un même angle d'observation simultanément : l'une en mise au point (caméras 1 et 3 de la Figure 3.3) et l'autre en défaut de mise au point (image d'IIP enregistrée avec les caméras 2 et 4 de la Figure 3.3). L'ensemble du dispositif {laser + caméras} est synchronisé à l'aide d'un générateur de délais externe.

Remarques : Les images en mise au point enregistrées suivant chaque angle de vue permettent de vérifier les mesures de dimensions de cristaux de glace obtenues par IIP et donc, de valider

l'utilisation de cette technique de mesure pour la caractérisation de ce type de particules .

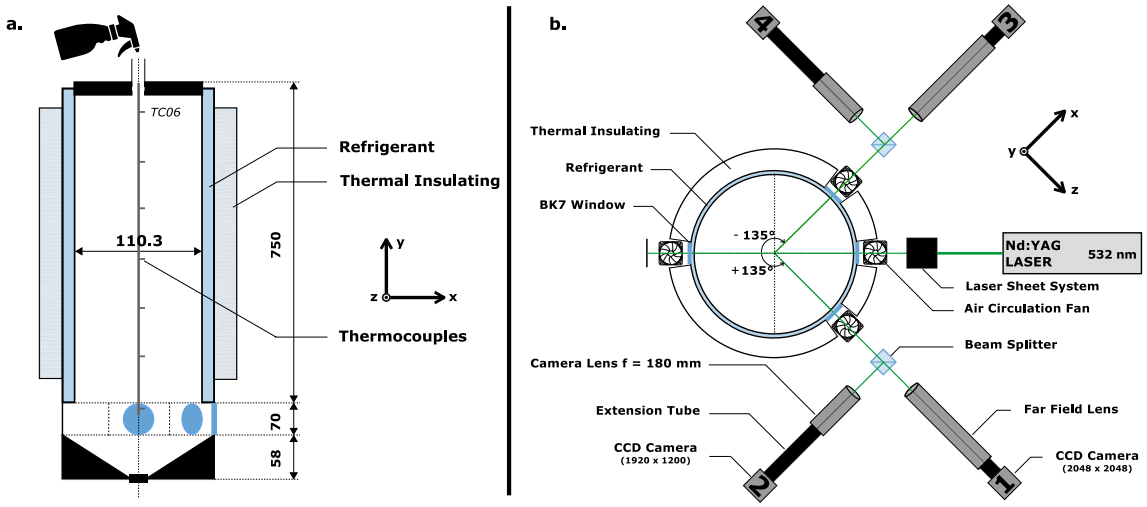


FIGURE 3.3 – Schéma du dispositif expérimental en vue de face (a), en vue de dessus (b).

Nous présentons maintenant plus en détails chaque élément composant le dispositif expérimental

3.2.1 Choix et fonctionnement de la colonne réfrigérante

Les particules de glace que l'on souhaite étudier sont présentes en haute altitude. C'est pourquoi il particulièrement difficile d'effectuer des tests in-situ du fait des conditions atmosphériques extrêmes et des coûts financiers élevés. Il est donc indispensable d'en produire de manière artificielle en laboratoire. Pour ce faire, il est nécessaire de se doter d'infrastructures permettant de reproduire les conditions atmosphériques présentes dans les nuages naturels [55–58]. Ces dispositifs sont les produits d'années de recherche et sont donc complexes et très onéreux. C'est pourquoi nous avons opté pour une alternative plus abordable en se basant sur les travaux référencés ci-après [59–62]. La génération de cristaux de glace s'effectue à l'aide d'une colonne à double paroi refroidie et isolée thermiquement. La conception de cette colonne réfrigérante est effectuée au sein de l'atelier du laboratoire Coria à partir du dessin technique présenté en Figure 3.4. Celle-ci fonctionne de la manière suivante. Une machine frigorifique (modèle *NESLAB ULT 80 Bath circulator* [4]) permet d'assurer à la fois le refroidissement et la circulation d'un thermofluide à l'intérieur de la double paroi à l'aide de durites. Ce thermofluide, le SilOil M80.055.03 [5] est utilisé pour ses propriétés de viscosité particulières. En effet, celui-ci se maintient à l'état liquide jusqu'à une température de -80°C. Ainsi, en procédant à l'isolation de l'ensemble du dispositif à l'aide d'une mousse de polyisocyanurate (densité $40\ km.m^{-3}$) pré-revêtue d'un pare vapeur aluminium pour la colonne et de gaine en mousse élastomère à base de caoutchouc synthétique pour les différentes durites, il est possible d'atteindre une température de -65°C à l'intérieur de la colonne favorisant la génération de cristaux de glace.

4. https ://www.thermoscientific.com/
5. https ://huber-online.com

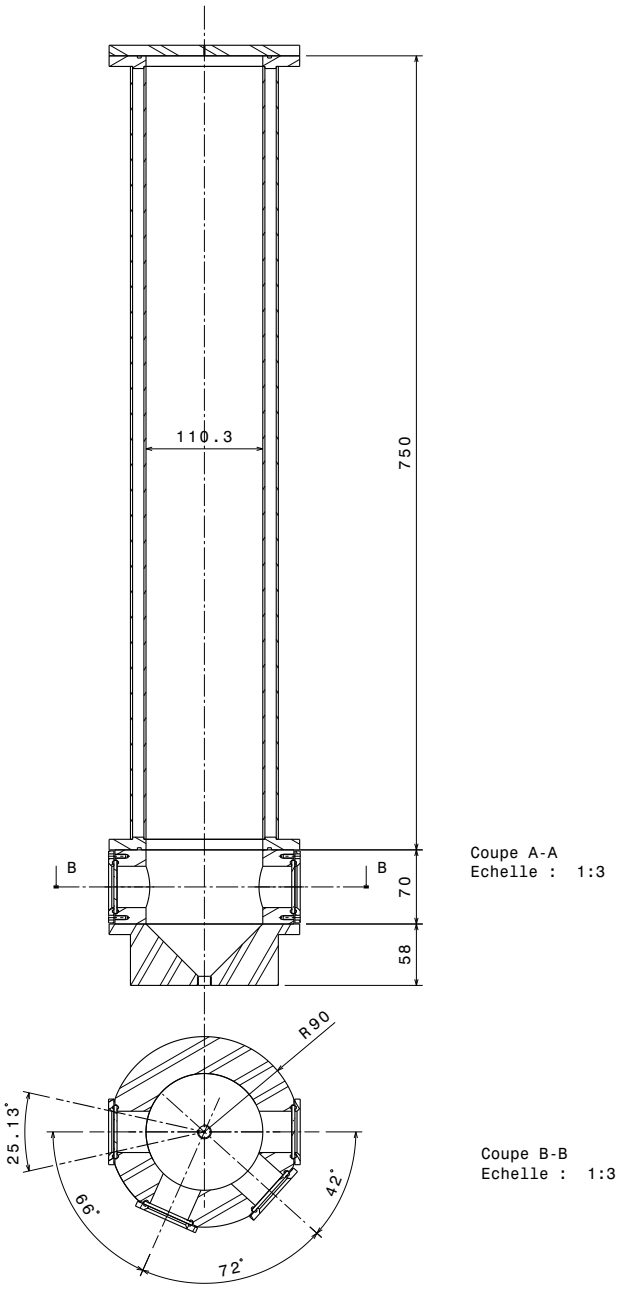


FIGURE 3.4 – Plan de conception de la colonne.

Le contrôle de la température à l'intérieur de la colonne en fonctionnement s'effectue à l'aide d'un ensemble de 7 thermocouples de type T. Ces thermocouples sont utilisables dans la gamme de température [-185°C : +400°C] avec une précision de $\pm$ 0,1°C. Ceux-ci sont montés sur une tige métallique rigide fixée sur la paroi interne de la colonne et sont disposés de manière régulière tous les 11 cm (cf Figure 3.3.a). Le premier, noté *TC00*, est situé au niveau des hublots, proche de la zone de mesure et le dernier, noté *TC06*, est situé au sommet de la colonne. Ces thermocouples sont connectés à un module d'acquisition *National instruments cRIO 9076* [6] permettant l'affichage

6. https ://www.ni.com

et l'enregistrement en temps réel de la température de chaque thermocouple sur un ordinateur.

Remarques : La machine frigorifique utilisée pour refroidir la colonne réfrigérante est installée dans la salle de mesures. Celle-ci rejette de l'air chaud au cours de son fonctionnement (température avoisinant 30°C dans la salle). De ce fait, l'abaissement de la température par conduction entre la paroi interne de la colonne refroidie et l'air contenu à l'intérieur de celle-ci n'est pas uniforme sur toute sa hauteur. Des gradients de température provoquent alors des déplacements d'air par convection, d'où des mesures variables d'un thermocouple à un autre, comme nous pourrons le constater lors de la présentation de nos résultats. D'autre part, la différence de température entre l'air ambiant et la face extérieure de la structure de la colonne refroidie non isolée, se situant au niveau de la zone de mesure est à l'origine d'un phénomène de condensation. En effet, après quelques heures d'utilisation, les particules d'eau se condensent et givrent progressivement. Une épaisse couche de glace opaque recouvre alors l'ensemble des hublots empêchant toute mesure optique (cf Figure 3.5.a). C'est pourquoi une circulation d'air a été mise en place à l'aide de ventilateurs (cf Figue 3.5.b). Celle-ci empêche le dépôt de fines gouttelettes d'eau par condensation et a posteriori, leur solidification en glace.

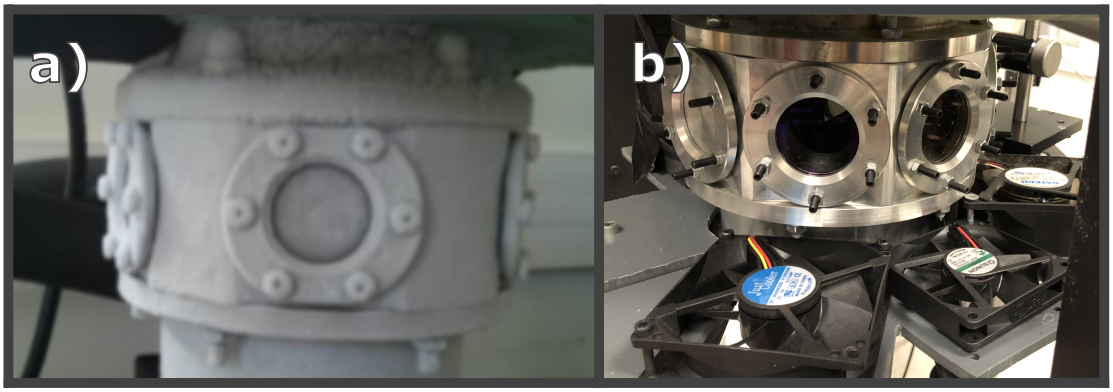


FIGURE 3.5 – Photo de la zone de mesure après plusieurs heures de fonctionnement de la colonne réfrigérante recouverte d'une couche de glace opaque (a), photo de la même zone de mesure suite à la mise en place d'une circulation d'air (b).

La maitrise de la morphologie et des dimensions des cristaux de glace générés à l'aide de notre dispositif expérimental nécessite le contrôle de la température et du taux d'humidité relatif à l'intérieur de la colonne réfrigérante (cf Section 3.1). Or, celle-ci ne nous permet pas de maintenir un taux d'humidité relatif constant puisqu'elle présente des problèmes d'étanchéité au niveau des multiples orifices (couvercles, hublots...). C'est pourquoi il est nécessaire de développer et de tester différentes procédures afin d'optimiser la production de particules de glace de formes variables. Celles-ci sont présentées ci-dessous.

La première consiste en la production de cristaux de glace par givrage de gouttelettes d'eau liquide en chute libre. L'essai de différents systèmes permettant la génération de gouttelettes d'eau liquide est alors effectué. Dans un premier temps, le générateur de gouttes *Drop On The Demand*

modèle *MD-K-140* de la marque *Microdrop*[7] est sélectionné. Celui-ci permet la maîtrise de la taille des gouttelettes générées ainsi que de leur fréquence de production. Deux complications majeures sont alors apparues :

- La technologie piézo-électrique qu'utilise ce type de système nécessite l'emploi d'une eau ultra pure obtenue à l'aide de machines spécialisées. Or, la formation de cristaux de glace requiert la présence de noyaux de condensation (poussières ou saletés). De ce fait, les gouttelettes d'eau liquide produite à l'aide de notre système, en chute libre à l'intérieur de la colonne refroidie givrent en conservant leur forme circulaire ou se retrouvent en surfusion (c'est-à-dire, à l'état liquide en dépit d'une température négative avoisinant -35°C).

- La hauteur de la colonne est également problématique. En effet, il est nécessaire que la colonne ait une certaine hauteur minimale (75 cm) afin de permettre aux gouttelettes d'eau liquide en chute libre de « résider » suffisamment longtemps dans la colonne refroidie pour assurer leur cristallisation en particules de glace. Or, le système utilisé (*Drop On The Demand* modèle *MD-K-140* de la marque *Microdrop*) délivre un filet de gouttelettes régulières sur une vingtaine de centimètres. Celui-ci se disperse au-delà. De ce fait, la probabilité qu'une particule en chute libre traverse le champ de mesure devient alors très faible.

C'est pourquoi nous avons finalement opté pour une autre alternative, le pulvérisateur pour plantes. Celui-ci permet la génération d'un spray de gouttelettes liquides dont les tailles sont comprises dans la gamme [50 μm : 700 μm] et peut être utilisé avec de l'eau du robinet (contenant de fines particules pouvant jouer le rôle de noyau de condensation). Différentes températures d'eau liquide ont été testées. Les meilleurs résultats sont obtenus pour une eau froide dont la température initiale est proche de 0°C.

Suite à l'étude effectuée en Section 3.1, une seconde procédure a été développée et utilisée pour la génération de cristaux de glace. Celle-ci consiste en l'augmentation du taux d'humidité relatif à l'intérieur de la colonne refroidie par injection de vapeur d'eau au niveau de la zone de mesure [63]. Les fines particules en suspension (eau, poussières…) présentes à l'intérieur de la colonne refroidie se retrouvent en mouvement perpétuel sous l'effet des flux convectifs dus au gradient de température. L'air étant sursaturé en eau, ces particules croient et se développent en cristaux de glace. Nous disposons alors de peu de temps pour effectuer nos mesures (moins de deux minutes). En effet, lorsque la taille des cristaux de glace générés avoisine le millimètre, ceux-ci deviennent tellement lourds qu'ils tombent et s'accumulent au fond de notre chambre de mesure. Différentes températures de vapeur d'eau ont été testées à l'aide d'humidificateurs d'air à ultrason. Les meilleurs résultats sont obtenus pour une vapeur d'eau chaude dont la température est proche de 100°C.

Remarques : Il existe une autre technique permettant la production de cristaux de glace basée sur l'application locale d'un champ électrique au sein d'un environnement humide et refroidie (entre -6 et -15 °C) [64, 65].

7. https ://www.microdrop.com/

Lors de la présentation de nos résultats en Section 3.4, nous indiquerons par quelle méthode nous avons obtenu nos cristaux de glace.

3.2.2 Mise en forme de la nappe laser

La source lumineuse cohérente utilisée est un laser Nd :YAG doublé en fréquence (Spectra-Physics modèle LAB-130-50H [8]). Celui-ci délivre 20 mJ par impulsion de 4ns, à la longueur d'onde $\lambda = 532nm$ et à une fréquence de 50 Hz.

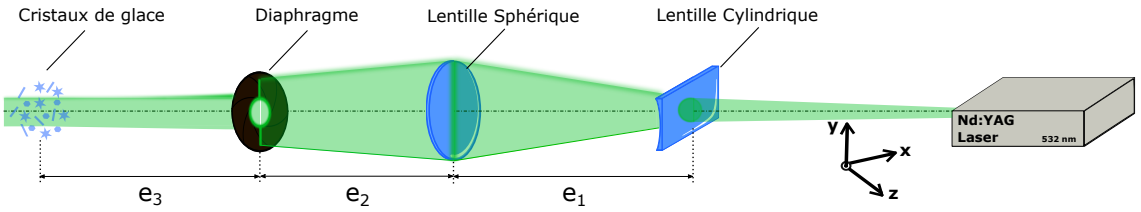


FIGURE 3.6 – Schéma illustrant le dispositif utilisé pour la mise en forme de la nappe laser.

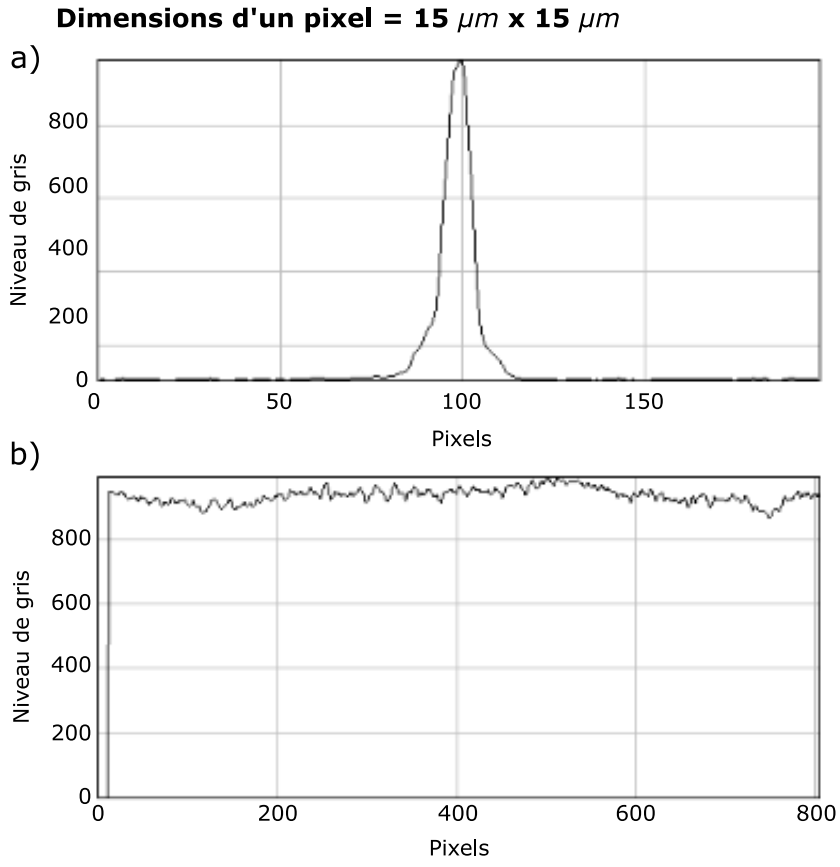


FIGURE 3.7 – Courbe illustrant l'intensité de la nappe laser suivant un axe perpendiculaire à l'axe $\vec{y}$ contenu dans le plan (xOz) en a) et suivant l'axe $\vec{y}$ en b).

8. https ://www.spectra-physics.com/products/high-energy-pulsed-laser/quata-ray-lab

La mise en forme de la nappe laser est réalisée à l'aide du dispositif optique présenté en Figure 3.6. Celui-ci se compose d'une lentille cylindrique de focale f_1 = -50 mm, d'une lentille sphérique de focale f_1 = 400 mm et d'un diaphragme mécanique de diamètre d = 2mm. Les distances entre les différents éléments optiques sont e_1 = 4 mm et e_2 = 42 mm. Les particules étudiées se situent à une distance e_3 = 358 mm du diaphragme. Ce dispositif optique permet de générer une nappe laser de très faible épaisseur (environ 750 μm) et d'intensité uniforme comme on peut le constater sur la Figure 3.7. Cette nappe laser est mise en forme au centre de la colonne réfrigérante, dans le plan formé par l'axe y et la bissectrice de l'angle $\widehat{xOz}$ (cf Figure 3.6).

3.2.3 Dispositif d'imagerie nette

Le dispositif expérimental développé impose de nombreuses contraintes pour l'enregistrement d'images en mise au point. En effet, le système d'imagerie utilisé doit permettre l'enregistrement d'images nettes de cristaux de glace dont les dimensions sont comprises dans la gamme [50 μm : 500 μm] se situant à plusieurs dizaines de centimètres du capteur CCD (cf Figure 3.3). L'emploi d'une lunette à visée lointaine (aussi appelé microscope à longue distance) semble être une solution adaptée à notre problématique. Il s'agit d'un dispositif optique composé d'un zoom principal auquel viennent s'ajouter différentes combinaisons de composants optiques (objectifs, bagues allonges…) suivant le grossissement et les dimensions du champ d'observation souhaités. Ce dispositif permet alors de collecter la lumière diffusée par les différentes particules de glace étudiées. Toutefois, celui-ci nécessite l'emploi d'une source laser puissante du fait du nombre d'éléments optiques élevé qui le composent et qui limitent la lumière atteignant le capteur CCD. L'enregistrement du signal lumineux collecté s'effectue à l'aide d'une caméra provenant de chez AiryLab [9]. Il s'agit du modèle Basler acA2040-90um munie du capteur CMOSIS CMV4000 v3. Celui-ci présente une surface carré de 11,2 mm de côté et une résolution de 2048 x 2048 pixels. Ceux-ci sont de forme carrée et mesurent 5,5 μm. Cette caméra permet l'enregistrement d'images 8 bits à une fréquence de 50 Hz (fréquence du laser dans le cadre de nos mesures).

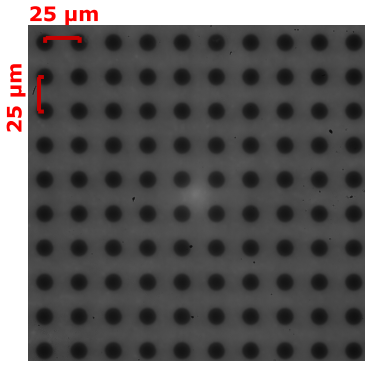


FIGURE 3.8 – Image d'une mire calibrée enregistrée à l'aide de notre système d'imagerie nette.

Pour l'enregistrement d'images nettes de cristaux de glace, le système d'acquisition est placé à une distance de 647 mm des particules de glace. Le champ d'observation est alors de 2.45 mm × 2.45 mm comme on peut le constater sur la Figure 3.8. Celle-ci représente l'image d'une mire

9. http ://airylab.fr/

calibrée enregistrée à l'aide de notre système d'imagerie nette. Le grandissement du système d'acquisition, noté γ_{MAP}, vaut $|\gamma_{MAP}|$ = 4,59.

3.2.4 Dispositif d'imagerie en défaut de mise au point (IIP)

Le système d'imagerie en défaut de mise au point se compose de l'association d'un objectif photographique à longue focale et d'un système de bagues-allonges. Ce dispositif permet de conserver un champ d'observation restreint, proche de celui du dispositif d'imagerie nette et facilite ainsi les comparaisons entre les différentes mesures de dimensions de cristaux de glace obtenues à la fois par imagerie nette et par IIP. L'objectif photographique utilisé est le Nikon AF Nikkor [10] de 180 mm de focale qui est couplé à un système de bague allonge de 275 mm. L'enregistrement du signal lumineux collecté s'effectue à l'aide d'une caméra provenant de chez AiryLab [11]. Il s'agit du modèle Basler acA1920-155um munie du capteur CMOS IMX174. Celui-ci présente une surface rectangulaire de 11,3 mm x 7,1 mm et une résolution de 1920 x 1200 pixels. Ceux-ci sont de forme carrée et mesurent 5,86 μm. Cette caméra permet l'enregistrement d'images 8 bits à une fréquence de 50 Hz (fréquence du laser dans le cadre de nos mesures).

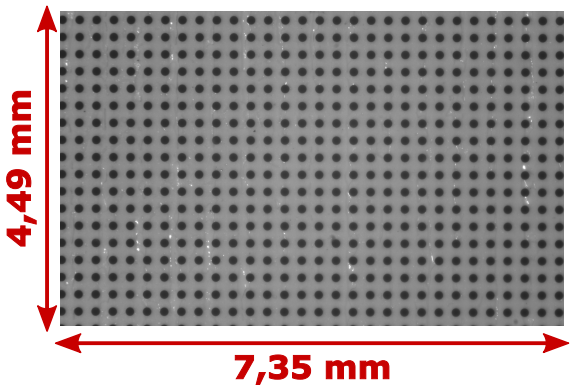


FIGURE 3.9 – Image d'une mire calibrée enregistrée à l'aide de notre dispositif d'imagerie IIP réglé en mise au point.

Remarques : Afin de faciliter l'alignement des champs d'observation suivant les quatre systèmes d'imagerie composant le dispositif expérimental (cf Figure 3.3), l'ensemble des réglages sont effectués en mise au point. Le champ d'observation du système IIP réglé en mise au point est alors de 7.35 mm × 4.49 mm comme on peut le constater sur la Figure 3.9 représentant l'image d'une mire calibrée enregistrée avec notre système (le grandissement, noté γ_{DMAP} vaut $|\gamma_{DMAP}|$ = 1,53 en mise au point). La mise en défaut de mise au point du système d'imagerie s'effectue par translation du bloc solidaire {caméra + bagues-allonges + objectif} d'une distance Δp = 15 mm à l'aide d'un déplacement micrométrique. Les particules étudiées se situent alors à une distance de 361 mm du système d'imagerie IIP.

De plus, on observe que le champ d'observation du système d'imagerie IIP est plus important que celui du système d'imagerie nette. Il pourrait l'être encore beaucoup plus : c'est l'intérêt de cette technique pour l'étude de milieux dilués. Toutefois, afin de comparer les différentes mesures

10. https ://www.nikon.fr
11. http ://airylab.fr/

obtenues par IIP avec celles obtenues par imagerie nette, notre champ de mesure est restreint au champ d'observation du système d'imagerie nette.

Les dispositifs d'imagerie nette utilisés suivant les deux angles de diffusion (à $\pm$ 135°) sont identiques. Idem pour les dispositifs d'imagerie IIP.

Après avoir décrit en détails le dispositif expérimental développé, il est maintenant nécessaire d'estimer le facteur d'échelle B_{tot} afin d'estimer les dimensions des particules de glace par IIP (cf équation 2.44).

3.3 Détermination du facteur d'échelle B_{tot}

D'après la Relation 2.44, il est nécessaire de déterminer le facteur d'échelle λB_{tot} du dispositif IIP utilisé dans le cadre de nos mesures afin d'estimer le plus précisément possible les dimensions des cristaux de glace étudiés. λ étant une valeur constante correspondant à la longueur d'onde du laser utilisé égale à 532 nm, seul le coefficient B_{tot} varie suivant le défaut de mise au point du système d'imagerie. Différentes approches peuvent être utilisées afin de déterminer la valeur de B_{tot}. Celles-ci sont présentées ci-dessous.

3.3.1 A partir du formalisme des matrices ABCD

En se basant sur le formalisme des matrices ABCD, il est possible d'estimer le coefficient B_{tot}. Pour ce faire, il est nécessaire de connaître les positions des différents plans principaux du dispositif optique utilisé (H, H', F et F') et les distances séparant chaque élément constituant le système d'imagerie (Capteur CCD, bague allonge, objectif) des particules de glace étudiées. À partir de ces mesures, il est possible de calculer la matrice de transfert totale du dispositif d'IIP utilisé et donc de déterminer la valeur du coefficient B_{tot}. Toutefois, les positions des différents plans principaux (H, H', F et F') sont des données rarement communiquées par les constructeurs. De plus, l'incertitude de mesure des distances séparant chaque élément constituant le système d'imagerie IIP des particules étudiées est de ± 1 mm. Ces incertitudes de mesure affectent la valeur du coefficient B_{tot} calculée qui peut alors être très éloignée de sa valeur réelle. C'est pourquoi nous avons opté pour une autre approche plus précise présentée ci-dessous.

3.3.2 A partir de la comparaison d'images nettes et d'images d'IIP de particules sphériques calibrées

D'après la Relation 2.44, il est possible de déterminer la valeur du coefficient B_{tot} en comparant l'autocorrélation 2D de l'image nette d'une particule dont les dimensions sont connues avec la Transformée de Fourier 2D de son image en défaut de mise au point (image IIP). Dans le cadre de nos mesures, on utilise des particules sphériques calibrées de 100 μm de diamètre à cet effet. On obtient B_{tot} = -0,0229 m quand les particules sphériques sont au centre de la nappe laser. Toutefois, en observant la zone de mesure représentée en Figure 3.10, on constate que les plans de mise au point des deux systèmes d'imagerie IIP constituant notre dispositif expérimental sont différents de celui contenant la nappe laser. De ce fait, la valeur du coefficient B_{tot} dépend de

la position horizontale de la particule dans le champ d'observation (cf Figure 3.10). Celle-ci est comprise dans la gamme [- 0,0219 m : -0,0239 m] représentant les valeurs extrêmes que peut prendre le coefficient B_{tot} lorsque les particules imagées se situent aux deux extrémités du champ d'observation. Maintenant, si l'on considère que le coefficient B_{tot} est constant quelle que soit la position horizontale de la particule étudiée et égal à la valeur moyenne B_{tot} = -0,0229 m, l'erreur sur l'estimation du diamètre d'une particule sphérique calibrée de 100 μm est de $\pm$4 μm, soit un taux d'erreur de 4 $\%$. Or, dans le cadre de nos mesures, le taux d'erreur induit est encore moins important puisque les particules étudiées ne se situent jamais aux extrémités du champ d'observation. Le taux d'erreur induit est donc inférieur à 4$\%$. C'est pourquoi lors de l'analyse de nos images d'IIP, on néglige l'erreur induite par la position horizontale de la particule dans le champ d'observation. On considère alors que B_{tot} est constant et égal à -0,0229 m.

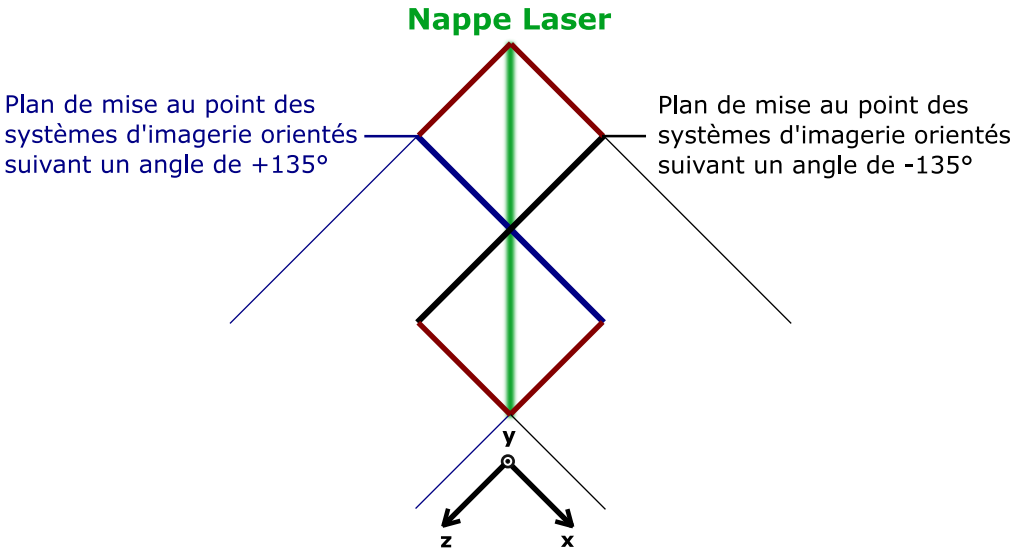


FIGURE 3.10 – Schéma représentant la zone de mesure : en bleu, le plan de mise au point des systèmes d'imagerie (nette et IIP) orientés suivant un angle de +135°, en noir, le plan de mise au point des systèmes d'imagerie (nette et IIP) orientés suivant un angle de -135° et en rouge, le défaut de mise au point maximum d'une particule étudiée dû à sa position dans le champ d'observation.

Remarques :

- B_{tot} = 0 lorsque le dispositif optique utilisé est réglé en mise au point.
- Le coefficient B_{tot} dépend uniquement de la position horizontale de la particule dans le champ d'observation. La position verticale de celle-ci n'a aucune influence sur la valeur du coefficient B_{tot} (cf Figure 3.10).
- Le champ de mesure est restreint au champ d'observation du système d'imagerie nette (2,45 mm x 2,45 mm). C'est pourquoi la variation du coefficient B_{tot} en fonction de la position horizontale de la particule étudiée dans nos images d'IIP peut être négligée. En revanche, si le champ de mesure était plus important, celle-ci n'aurait pas pu l'être.

3.4 Résultats expérimentaux

3.4.1 Étude comparative des estimations de tailles de particules suivant trois directions (Imagerie nette / IIP)

À partir de notre dispositif expérimental, nous analysons les premières images de cristaux de glace obtenues par givrage de gouttelettes d'eau liquide en chute libre à l'intérieur de la colonne refroidie. Sur l'ensemble des images en mise au point présentées dans ce manuscrit, l'échelle des axes tient compte du facteur de grandissement induit par le système optique utilisé. Ainsi, il est possible de lire directement les dimensions réelles des cristaux de glace étudiés sur nos images nettes.

Les Figures 3.11.a et .b représentent les images nettes d'un cristal de glace enregistrées suivant les deux angles de diffusion (à +135° et à -135° avec respectivement les capteurs CCD 1 et 3 représentés sur la Figure 3.3). Le cristal de glace étudié mesure Δ_x = 505 $\pm$ 7 μm le long de l'axe x, Δ_y = 578 $\pm$ 7 μm le long de l'axe y et Δ_z = 423 $\pm$ 7 μm le long de l'axe z. Les Figures 3.11.c et .d illustrent les autocorrélations bidimensionnelles (notées A_{2D}) des images nettes présentées en Figures 3.11.a et .b.

Les Figures 3.11.e et .f représentent les images en défaut de mise au point correspondantes enregistrées suivant les deux mêmes angles de diffusion (à +135° et à -135° avec respectivement les capteurs CCD 2 et 4 représentés sur la Figure 3.3). Les figures 3.11.g et .h représentent les transformées de Fourier 2D des images en défaut de mise au point présentées en Figures 3.11.e et .f.

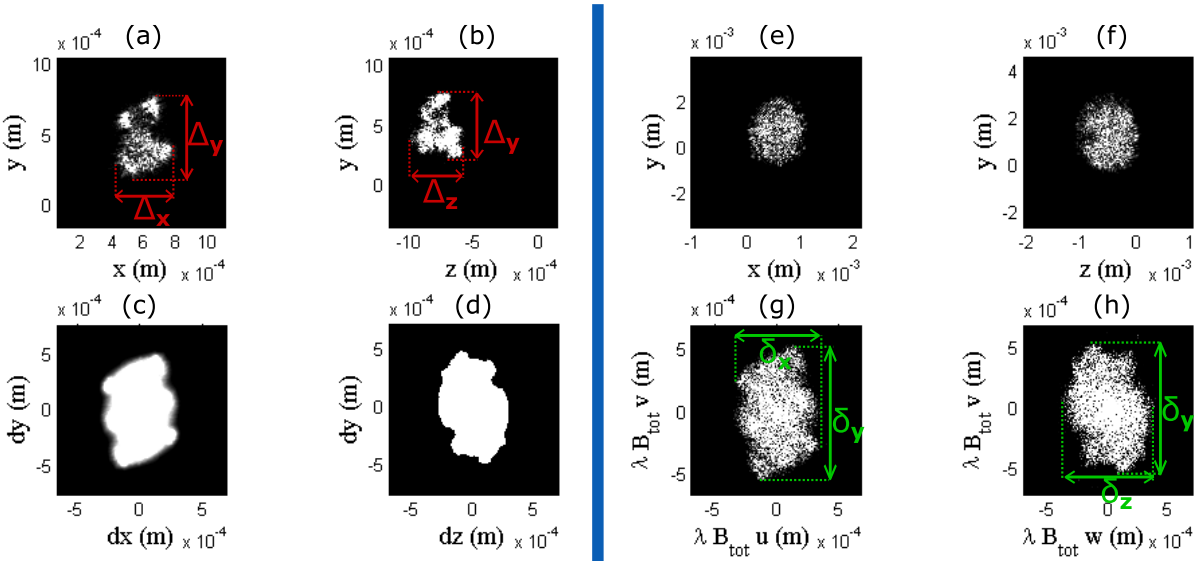


FIGURE 3.11 – Images nettes du cristal de glace étudié enregistrées respectivement suivant un angle de diffusion de +135° (a) et de -135° (b), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (c), A_{2D} de l'image nette présentée en (b) (d), images d'IIP correspondantes du cristal de glace étudié enregistrées suivant un angle de diffusion de +135° (e) et de -135° (f), TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (e) (g) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (f) (h)

En s'appuyant sur la relation 2.44, les estimations des dimensions du cristal de glace obtenues à partir des transformées de Fourier 2D (notées TF_{2D}) de ces images d'IIP sont répertoriées dans le Tableau 3.1 ci-dessous. Les taux d'erreur entre ces estimations et les dimensions réelles du cristal de glace obtenues à partir des images nettes sont présentés dans la dernière colonne de ce tableau. On observe alors que pour chaque angle de diffusion, la correspondance entre l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette (notée A_{2D}) du cristal de glace étudié (Figures 3.11.c et .d) avec la transformée de Fourier 2D de son image en défaut de mise au point correspondante composée de speckle (Figures 3.11.g et .h) est quantitativement très bonne tant en forme qu'en dimension.

A partir des images nettes	**A partir des Transformées de Fourier 2D des images d'IIP**	**Taux d'erreur**
Δ_x = 505 $\pm$ 7 μm	$\delta_x/2$ = 429 $\pm$ 17 μm	15,04 $\%$
Δ_y = 578 $\pm$ 7 μm	$\delta_y/2$ = 561 $\pm$ 11 μm	0,36 $\%$
Δ_z = 423 $\pm$ 7 μm	$\delta_z/2$ = 362 $\pm$ 17 μm	16,86 $\%$

Tableau 3.1 – Comparaison entre les dimensions réelles du cristal de glace étudié obtenues à partir d'images nettes et les estimations de ces dimensions obtenues à partir des transformées de Fourier 2D de ces images d'IIP enregistrées.

Remarques :

- À partir des images enregistrées suivant un angle de +135°, on détermine les dimensions du cristal de glace étudié suivant les axes x et y. À partir des images enregistrées suivant un angle de -135°, on détermine les dimensions de ce même cristal de glace suivant les axes z et y. Ainsi, quelle que soit la technique d'imagerie utilisée (nette ou IIP), la dimension de la particule de glace suivant l'axe y correspond à la moyenne des valeurs obtenues suivant les deux angles de diffusion.

- En ce qui concerne les incertitudes de mesure pour l'imagerie nette, on estime qu'une erreur de 3 pixels est possible à chaque extrémité des flèches représentées sur les Figures 3.11.a et .b, ce qui correspond à 6 pixels par mesure de taille, soit 6 x (5.5 / 4.59) = 7,2 μm.

- En ce qui concerne les incertitudes de mesure pour les estimations des dimensions de cristaux de glace obtenues à partir des transformées de Fourier 2D des images d'IIP, on estime qu'une erreur de 5 pixels est possible à chaque extrémité des flèches représentées sur les Figures 3.11.e et .f, ce qui correspond à 10 pixels par mesure de taille, soit 17 μm suivant les x et z et 11 μm suivant l'axe y.

- On rappelle que l'autocorrélation de l'image d'un objet fournit une image de dimension deux fois plus grande. C'est pourquoi, en s'appuyant sur la relation 2.44, il est nécessaire de diviser les valeurs δ_x, δ_y et δ_z par un facteur deux afin d'obtenir la dimension du cristal de glace étudié suivant chaque axe.

- Les températures des thermocouples à l'intérieur de la colonne refroidie lors de l'enregistrement de nos images d'IIP sont présentées dans le Tableau 3.2 ci-dessous :

Thermocouples	TC00	TC01	TC02	TC03	TC04	TC05	TC06
Températures (°C)	-15,02	-32,93	-34,59	-37,61	-39,00	-38,28	-28,88

Tableau 3.2 – Températures des thermocouples à l'intérieur de la colonne refroidie lors de l'enregistrement d'images d'IIP de cristaux de glace générés par solidification de gouttelettes d'eau liquide en chute libre.

L'étude d'un autre cristal de glace est présentée ci-dessous. Cette fois-ci, les dimensions de la particule de glace étudiée sont environ trois fois plus petites que celles du cas précédent. Celle-ci mesure $\Delta_x = 218 \pm 7\ \mu m$ le long de l'axe x, $\Delta_y = 174 \pm 7\ \mu m$ le long de l'axe y et $\Delta_z = 141 \pm 7\ \mu m$ le long de l'axe z. Les Figures 3.12.a et .b représentant les images nettes du cristal de glace enregistrées à partir des deux angles de diffusion (à respectivement +135° et -135°). Les Figures 3.12.c et .d montrent les autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en Figures 3.12.a et .b.

Les Figures 3.12.e et .f présentent les images d'IIP correspondantes enregistrées suivant les deux mêmes angles de diffusion. Les Figures 3.12.g et .h correspondent aux transformées de Fourier 2D des images d'IIP présentées en Figures 3.12.e et .f.

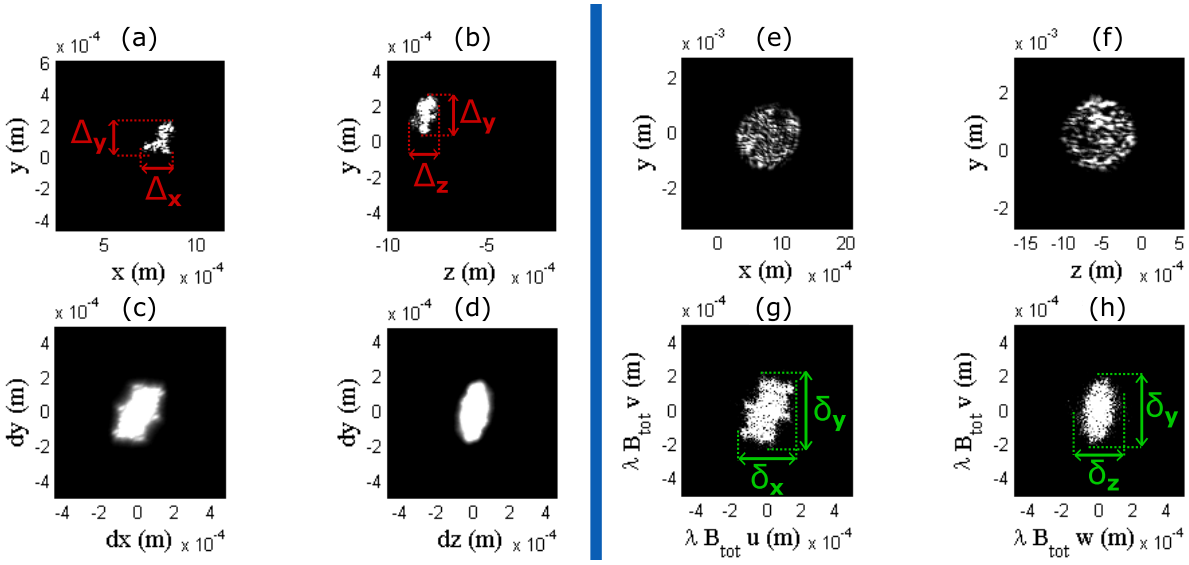


FIGURE 3.12 – Images nettes du cristal de glace étudié enregistrées suivant un angle de diffusion de +135° (a) et suivant un angle de diffusion de -135° (b), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (c), A_{2D} de l'image nette présentée en (b) (d), images d'IIP correspondantes du cristal de glace étudié enregistrées suivant un angle de diffusion de +135° (e) et de -135° (f), TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (e) (g) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (f) (h)

Les estimations des dimensions du cristal de glace étudié obtenues à partir des TF_{2D} de ces images d'IIP sont répertoriées dans le Tableau 3.3 ci-dessous. Les taux d'erreur entre ces estimations et les dimensions réelles du cristal de glace obtenues à partir des images nettes sont présentés dans la dernière colonne de ce tableau. On constate alors encore une fois que pour chaque angle de diffusion, la correspondance entre l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image

nette du cristal de glace étudié (Figures 3.12.c et .d) avec la transformée de Fourier 2D de son image d'IIP correspondante composée de speckle (Figures 3.12.g et .h) est quantitativement très bonne tant en forme qu'en dimension.

A partir des images nettes	**A partir des Transformées de Fourier 2D des images d'IIP**	**Taux d'erreur**
$\Delta_x = 174 \pm 7\ \mu m$	$\delta_x/2 = 172 \pm 17\ \mu m$	1,16 %
$\Delta_y = 218 \pm 7\ \mu m$	$\delta_y/2 = 220 \pm 11\ \mu m$	0,91 %
$\Delta_z = 141 \pm 7\ \mu m$	$\delta_z/2 = 125 \pm 17\ \mu m$	12,8 %

Tableau 3.3 – Comparaison entre les dimensions réelles du cristal de glace étudié obtenues à partir d'images nettes et les estimations de ces dimensions obtenues à partir des transformées de Fourier 2D de ces images d'IIP.

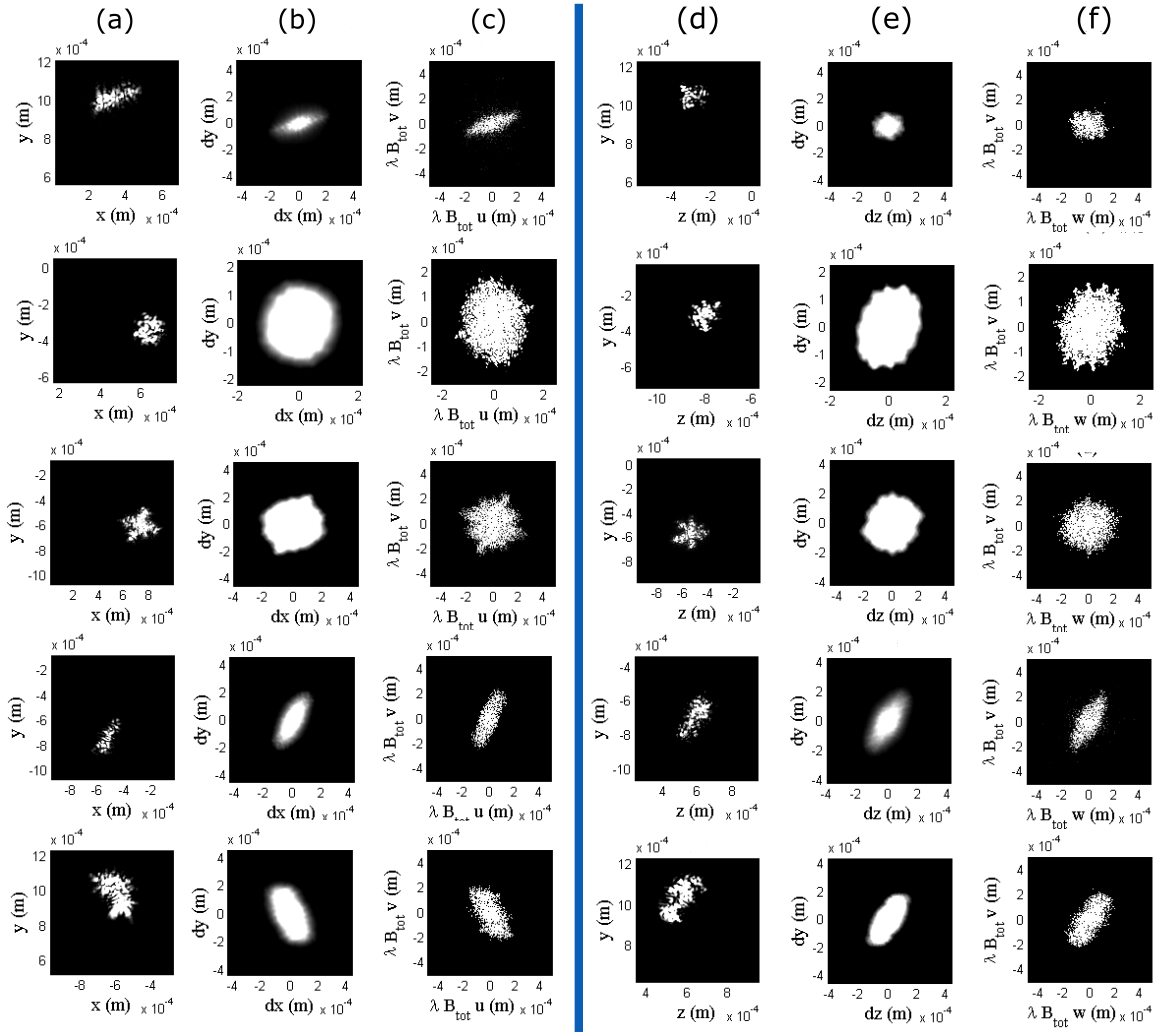


FIGURE 3.13 – Images nettes des cristaux de glace étudiés enregistrées respectivement suivant un angle de +135° (a) et de -135° (d), A_{2D} des images nettes présentées respectivement en colonnes (a) (b) et (d) (e), TF_{2D} des images d'IIP correspondantes enregistrées respectivement suivant ces même angle de diffusion de +135° (c) et de -135° (f).

D'autres exemples de cristaux de glace analysés sont présentés en Figure 3.13. La Figure 3.13 se compose de six colonnes d'images : en colonne (a) les images nettes des cristaux de glace étudiés enregistrées suivant un angle de +135°, en colonne (b) les autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en colonne (a), en colonne (c) les transformées de Fourier 2D des images d'IIP correspondantes enregistrées suivant ce même angle de diffusion de +135°, en colonne (d) les images nettes de ces mêmes cristaux de glace étudiés enregistrées suivant un angle de -135°, en colonne (e) les autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en colonne (d) et en colonne (f) les transformées de Fourier 2D des images d'IIP correspondantes enregistrées suivant un angle de -135°. Ainsi, on observe que différentes morphologies de cristaux de glace ont pu être générées par givrage de gouttelettes d'eau liquide en chute libre à l'intérieur de la colonne refroidie. Par exemple, les troisième et quatrième lignes de la Figure 3.13 illustrent respectivement le cas d'un cristal en forme de dendrite et le cas d'un cristal en forme de bâtonnet. D'autre part, l'utilisation d'un dispositif multi-vues semble indispensable pour la caractérisation morphologique de cristaux de glace (dimensions et morphologie). En effet, pour le cas présenté dans la première ligne de la Figures 3.13, avec un seul angle de diffusion (colonnes (d), (e) et (f) de la première ligne de la Figure 3.13), il n'aurait pas été possible de déterminer la morphologie en bâtonnet du cristal de glace étudié.

La Figure 3.14 illustre quelques exemples d'analyse de cristaux de glace générés cette fois-ci par injection de vapeur d'eau chaude. Celle-ci se compose de six colonnes d'images : les colonnes (a) et (d) correspondent aux images nettes enregistrées suivant les deux angles de diffusion (respectivement de +135° et -135°), les colonnes (b) et (e) correspondent aux autocorrélations respectives des images nettes présentées en colonnes (a) et (d) enfin les colonnes (c) et (f) correspondent aux transformées de Fourier 2D des images d'IIP correspondantes de ces mêmes cristaux de glace enregistrées suivant les deux mêmes angles de diffusion. On constate alors que les formes des cristaux de glace générés sont plus complexes. En effet, aucun cristal de forme simple, de type bâtonnet par exemple, n'a pu être généré par injection de vapeur d'eau chaude.

Quelle que soit la morphologie du cristal de glace analysé et l'angle d'enregistrement du dispositif de mesure, on observe que la correspondance de l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette de la particule étudiée (Figures 3.13.b et .e et 3.14.b et .e) avec la transformée de Fourier 2D de son image en défaut de mise au point correspondante composée de speckle (Figures 3.13.c et .f et 3.14.c et .f) reste quantitativement très bonne tant en forme qu'en dimensions.

Remarque : La génération de cristaux de glace par injection de vapeur d'eau chaude nécessite une température plus basse dans la colonne refroidie que celle nécessaire à la génération de cristaux de glace par solidification de gouttelettes d'eau liquide en chute libre. Les températures des différents thermocouples à l'intérieur de la colonne refroidie lors de l'enregistrement d'images d'IIP de cristaux de glace générés par injection de vapeur d'eau chaude sont répertoriées dans le Tableau 3.4 ci-dessous.

Thermocouples	TC00	TC01	TC02	TC03	TC04	TC05	TC06
Températures (°C)	-16,58	-38,98	-39,56	-43,80	-46,49	-45,93	-36,39

Tableau 3.4 – Températures des thermocouples à l'intérieur de la colonne refroidie lors de l'enregistrement d'images d'IIP de cristaux de glace générés par injection de vapeur d'eau chaude.

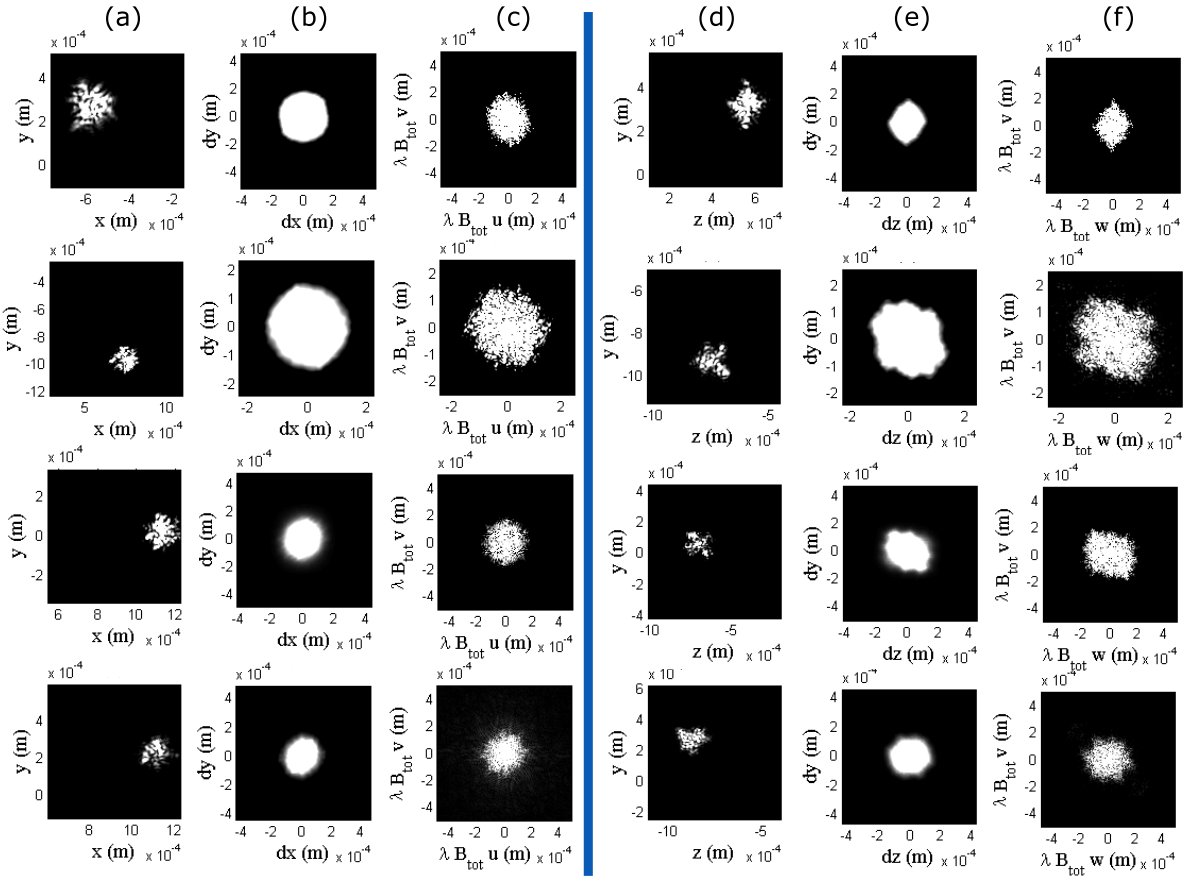


FIGURE 3.14 – Images nettes de cristaux de glace générés par injection de vapeur d'eau chaude enregistrées suivant un angle de +135° (a), A_{2D} des images nettes présentées en colonne (a) (b), TF_{2D} des images d'IIP correspondantes enregistrées suivant un angle de diffusion de +135° (c), images nettes de ces mêmes cristaux de glace générés par injection de vapeur d'eau chaude enregistrées suivant un angle de -135° (d), A_{2D} des images nettes présentées en colonne (d) (e) et TF_{2D} des images d'IIP correspondantes enregistrées suivant un angle de -135° (f).

De plus, en s'appuyant sur la relation 2.44, nous avons estimé les dimensions de dix cristaux de glace suivant les axes x, y et z par transformée de Fourier 2D de leurs images d'IIP enregistrées à l'aide de notre dispositif expérimental multi-vues. Nous avons ensuite comparé ces estimations avec les dimensions réelles des cristaux de glace obtenues à partir des images nettes. Les Figures 3.15, 3.16 et 3.17 illustrent la comparaison des dimensions obtenues respectivement suivant les axes x, y et z. Ainsi, sur nos 30 mesures, le taux d'erreur est inférieur à 5% pour 12 d'entre-elles (soit 40% de nos mesures), pour 6 autres (soit 20% de nos mesures), celui-ci est compris entre 5 et 10% et enfin pour les 12 dernières (soit 40% de nos mesures), celui-ci est compris entre 10 et 20%.

Notre étude nous permet donc de valider l'utilisation de l'IIP multi-vues pour la caractérisation morphologique (dimensions et forme) de cristaux de glace.

Remarques :

- Les dimensions mesurées à partir des images nettes sont généralement plus grandes que celles mesurées à partir des Transformées de Fourier 2D d'images en défaut de mise au point. En effet, il est difficile de connaître la dimension maximale suivant un axe d'un cristal de glace à partir de son image nette car son contour ne peut être déterminé avec précision sous l'effet de *blooming* causé par l'intensité lumineuse trop importante diffusée par la particule.

- D'autre part, au vu du dispositif expérimental utilisé, les estimations de dimensions de cristaux de glace suivant les axes x et z sont obtenues à partir d'un seul angle de diffusion respectivement +135° pour l'un et -135° pour l'autre. En revanche, pour les estimations de dimensions suivant l'axe y, on effectue la moyenne des valeurs obtenues suivant les deux angles de diffusion. Par conséquent, en comparant la Figure 3.16 avec les Figures 3.15 et 3.17, les estimations de dimensions de cristaux de glace suivant l'axe y sont de ce fait plus précises.

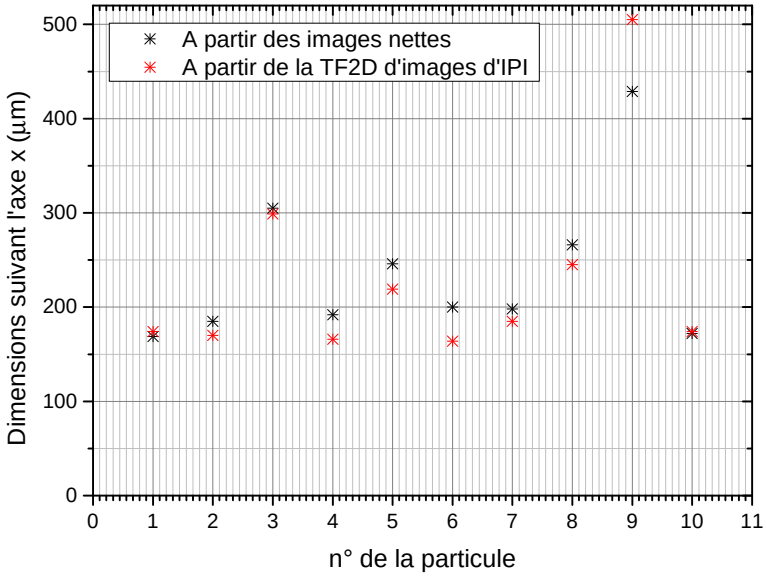


FIGURE 3.15 – Comparaison entre les estimations suivant l'axe x de dimensions de cristaux de glace obtenues à partir des transformées de Fourier 2D de leur images d'IIP (en rouges) et celles obtenues à partir de leur images nettes correspondant à leur dimensions réelles (en noires).

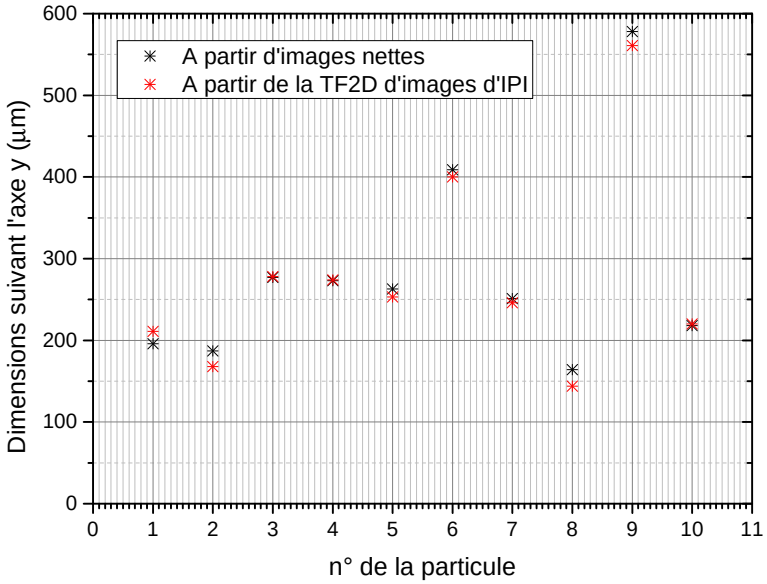


FIGURE 3.16 – Comparaison entre les estimations suivant l'axe y de dimensions de cristaux de glace obtenues à partir des transformées de Fourier 2D de leur images d'IIP (en rouges) et celles obtenues à partir de leur images nettes correspondant à leur dimensions réelles (en noires).

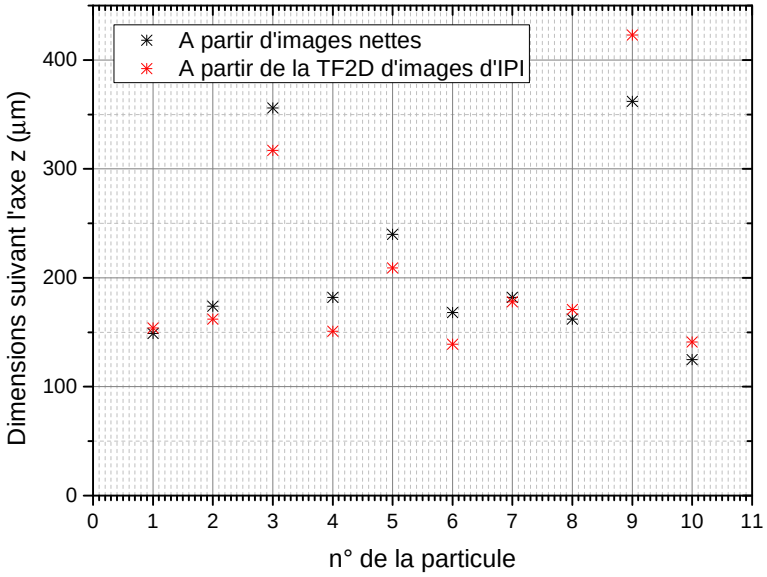


FIGURE 3.17 – Comparaison entre les estimations suivant l'axe z de dimensions de cristaux de glace obtenues à partir des transformées de Fourier 2D de leur images d'IIP (en rouges) et celles obtenues à partir de leur images nettes correspondant à leur dimensions réelles (en noires).

Nous observons des mesures correctes des dimensions de particules de glace étudiées comprise entre 120 μm et 600 μm par IIP multi-vues. Le dispositif expérimental a été conçu pour mesurer des particules de dimension comprises dans la gamme [50 μm ; 700 μm]. Pour les particules dont les dimensions sont inférieures à 50 μm, la taille du grain de *speckle* devient grande devant l'ouverture du système d'IIP utilisé. L'analyse permettant d'estimer les dimensions de particules de glace ne peut être effectuée du fait du nombre de grains de *speckle* trop faible composant l'interférogramme. Dans le cas contraire, pour des particules dont les dimensions sont supérieures à 700 μm, la taille du grain de *speckle* est de l'ordre de la taille du pixel composant notre capteur CCD. De ce fait, le motif de *speckle* composant l'interférogramme ne peut être enregistré et l'analyse devient alors impossible. Pour élargir et/ou modifier la gamme de tailles de particules mesurables par IIP, il est nécessaire de modifier le dispositif optique utilisé.

3.5 Estimations des volumes des particules de glace

Pour les domaines de la météorologie et de la sécurité aérienne, la notion de quantité d'eau glacée présente dans le volume de mesure est une information importante et primordiale. C'est pourquoi, au cours du paragraphe suivant, nous proposerons différentes approches afin d'estimer ce volume de particules de glace.

Dans un premier temps, on se place dans le cas où le dispositif expérimental utilisé ne comporte qu'une seule voie d'enregistrement suivant un angle de diffusion de +135°. Pour ce faire, nous traitons les images enregistrées suivant chaque angle de diffusion constituant notre dispositif expérimental présenté en Figure 3.3 de manière indépendante. L'estimation de volumes de particules de glace s'effectue alors de la manière suivante : on effectue une transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP de la particule de glace étudiée, ce qui nous permet d'obtenir l'autocorrélation 2D binarisée de la forme de la particule (cf Equetion 2.44). Le contour de celle-ci est ensuite ajusté par l'autocorrélation 2D d'une ellipse dont le grand et le petit axe sont notés respectivement a et b (les axes de l'ellipse les mieux ajustés ne sont pas nécessairement parallèles aux axes du capteur CCD). La particule est alors supposée avoir une forme ellipsoïdale de dimensions (a, b , (a+b)/2). On effectue l'hypothèse que la dimension de la particule le long de la direction non visible correspond à la valeur moyenne des deux axes visibles (a+b)/2. L'estimation du volume de la particule de glace s'exprime alors de la manière suivante :

$$V = \frac{2}{3}\pi ab(a+b) \tag{3.1}$$

Une autre approche consiste à estimer le volume de la particule de glace étudiée à partir d'un dispositif d'imagerie multi-vues. Cette fois-ci, il devient possible d'estimer la dimension de la particule suivant un troisième axe. En effet, en effectuant la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de +135°, on détermine les paramètres a et b correspondant aux axes de l'ellipse dont l'autocorrélation 2D s'ajuste le plus possible au contour de la transformée de Fourier de l'image en défaut de mise au point enregistrée suivant cet angle. De même, on réitérant cette opération suivant un angle de diffusion de -135°, on détermine les paramètres b et c correspondant aux axes de l'ellipse dont l'autocorrélation 2D s'ajuste le plus

au contour de la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP de la particule de glace enregistrée suivant cet angle. Les valeurs de b obtenues suivant les deux angles de diffusion peuvent être différentes (en fonction des orientations relatives des ellipses les mieux ajustées suivant les deux angles de diffusion). La valeur de b utilisée pour le calcul du volume de glace correspond à la moyenne des valeurs obtenues suivant les deux angles de diffusion. Le volume de la particule de glace s'exprime alors de la manière suivante :

$$V = \frac{4}{3}\pi a b_{moy} c \tag{3.2}$$

Le Tableau 3.5 répertorie quelques exemples d'estimations de volumes de particules de glace. À partir des différentes procédures décrites précédemment, le volume de chaque particule étudiée est estimé en analysant séparément les images d'IIP enregistrées suivant les deux angles constituant notre dispositif expérimental (deux estimations sont alors possibles car deux angles de diffusion sont disponibles). Ces volumes sont présentés dans les deux premières colonnes du Tableau 3.5. La colonne (c) du Tableau 3.5 répertorie les estimations des volumes réels des particules de glace étudiées calculés à partir de l'analyse combinée des images d'IIP enregistrées suivant les deux angles de diffusion.

Ainsi, lorsque les particules de glace étudiées sont de forme ellipsoïdale (confirmé par l'enregistrement d'images nettes), la différence entre les estimations de volumes de particules de glace obtenues à partir d'un seul angle de diffusion et celles obtenues à partir de l'analyse combinée des images d'IIP enregistrées suivant nos deux angles de diffusion est relativement faible : différence relative inférieure à 25% (Particules 1-4). En revanche, pour le cas de particule en forme de bâtonnet, il n'est pas surprenant que cette différence relative puisse atteindre 100% (Particules 5-8).

	Colonne (a)	**Colonne (b)**	**Colonne (c)**
Particule 1	8,1	5,4	7,3
Particule 2	6,3	6,4	7,8
Particule 3	13,4	12,0	13,6
Particule 4	34,8	26,5	38,1
Particule 5	11,2	11,8	11,3
Particule 6	9,9	4,9	9,7
Particule 7	16,1	14,4	17,5
Particule 8	25,6	17,4	16,7

Tableau 3.5 – Estimations à partir d'images d'IIP enregistrées suivant un angle de diffusion de +135° (en $10^{-4}\ mm^3$) en colonne (a), et suivant un angle de diffusion de -135° (en $10^{-4}\ mm^3$) en colonne (b) et estimations à partir de l'analyse combinée des images d'IIP enregistrées suivant les deux angles de diffusion (en $10^{-4}\ mm^3$) en colonne (c).

3.6 Détection de gouttelettes d'eau liquide en cours de givrage

Le dispositif expérimental d'IIP utilisé se compose de deux voies d'enregistrement : l'une à -135° et l'autre à +135°. Lorsque l'on image une particule sphérique liquide, les images enregistrées se composent de points lumineux à la surface de la particule étudiée. En effet, la source laser employée étant de polarisation rectiligne, le signal lumineux incident peut donc être décomposé suivant deux composantes, l'une parallèle au plan d'incidence et l'autre perpendiculaire à celui-ci. Pour un angle de diffusion de 66° (angle d'ILIDS classique), deux rayons lumineux dominent (p = 0 et p = 1) et conduisent à l'observation de deux points lumineux à la surface de la gouttelette liquide étudiée [12,36]. En revanche, pour chacune de ces deux polarisations, pour un angle de diffusion de +135°, il est nécessaire de tenir compte de l'apparition de différents ordres de diffusion par l'intermédiaire des séries de Debye (p = 2, 3, 4...) en fonction de la dimension de la gouttelette imagée (cf Figure 2.6 et 2.7 du chapitre précédent) [15].

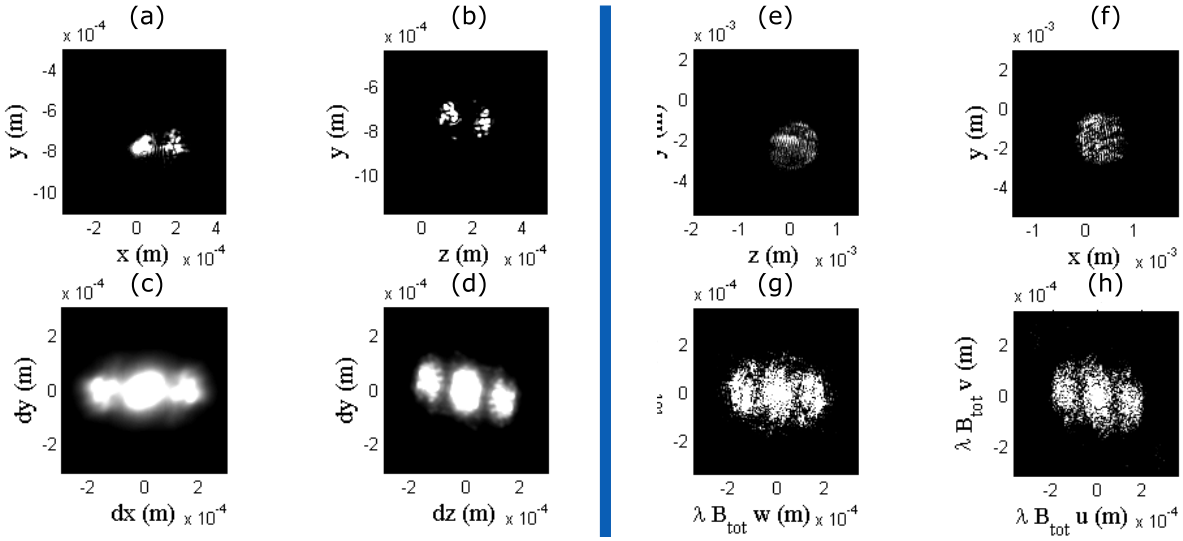


FIGURE 3.18 – Images nettes d'une gouttelette en cours de givrage enregistrées suivant un angle de +135° (a) et suivant un angle de -135° (b), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (c), A_{2D} de l'image nette présentée en (b) (d), images d'IIP de la même gouttelette en cours de givrage enregistrées suivant un angle de +135° (e) et suivant un angle de -135° (f), TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (e) (g) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (f) (h).

La Figure 3.18 illustre le cas d'une gouttelette d'eau liquide en cours de givrage sous l'effet de la température très basse au sein de la colonne refroidie. Les Figures 3.18.a et .b correspondent aux images nettes enregistrées suivant les deux angles de diffusion (à respectivement +135° et -135°). Pour chacune des vues, on observe la présence de deux points lumineux « principaux » autour desquels nous observons l'apparition de points lumineux « secondaires » dus à la solidification partielle de la gouttelette. Les Figures 3.18.c et .d correspondent aux autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en Figure 3.18.a et .b.

Les Figures 3.18.e et .f correspondent aux images en défaut de mise au point de la même particule sphérique enregistrées suivant les deux mêmes angles de diffusion (à respectivement

+135° et -135°). Les interférogrammes se composent alors de tâches lumineuses « étirées », un motif intermédiaire entre les franges lumineuses composant les interférogrammes de gouttelettes liquides et les tâches de *speckle* composant les interférogrammes de particules solides irrégulières. Les Figures 3.18.g et .h correspondent aux Transformées de Fourier 2D des images d'IIP présentées en Figures 3.18.e et .f.

Présentons un second cas de gouttelettes en cours de givrage en Figure 3.19. Les Figures 3.19.a et .b correspondent aux images nettes enregistrées suivant les deux angles de diffusion (à respectivement +135° et -135°). De même que précédemment, pour chacune des vues, on observe la présence de deux points lumineux « principaux » autour desquels nous observons l'apparition de points lumineux « secondaires » dus à la solidification partielle de la gouttelette.

Les Figures 3.19.e et .f correspondent aux images d'IIP de la même particule sphérique enregistrées suivant les deux mêmes angles de diffusion (à respectivement +135° et -135°). Les Figures 3.19.g et .h correspondent aux transformées de Fourier 2D des images d'IIP présentées en Figures 3.19.e et .f.

Pour ces deux cas présentés en Figures 3.18 et 3.19, l'Equation 2.44 est satisfaite. En effet, pour chacune des vues, le contour de l'autocorrélation de l'image nette est bien similaire au contour de la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP correspondante. Les transformées de Fourier 2D sont contenues dans une forme elliptique et possèdent deux axes de symétrie (l'axe vertical et l'axe horizontal). Ceci est la « signature » d'une solidification induisant l'apparition de points lumineux « secondaires » en surface de la particule autour des deux points lumineux « principaux » de manière symétrique.

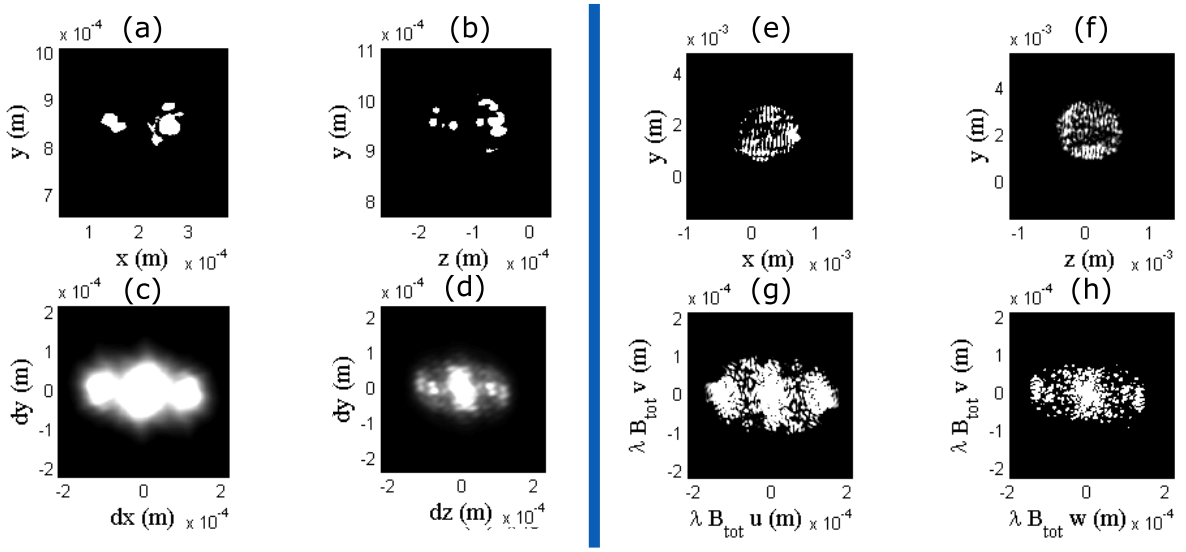


FIGURE 3.19 – Images nettes d'une gouttelette en cours de givrage enregistrées suivant un angle de +135° (a) et suivant un angle de -135° (b), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (c), A_{2D} de l'image nette présentée en (b) (d), images d'IIP de la même gouttelette en cours de givrage enregistrées suivant un angle de +135° (e) et suivant un angle de -135° (f), TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (e) (g) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (f) (h).

Remarques : Les différents cas présentés en Figures 3.18 et 3.19 illustrent le cas de gouttelettes amorçant tout juste leur solidification en glace. En effet, sur chacune des transformées de Fourier 2D présentées en Figures 3.18.g et .h et 3.19.g et .h, on observe une forme globale elliptique composée de trois tâches dominantes (une centrale et deux symétriques) comme cela serait obtenu avec une gouttelette totalement liquide.

Les différences qui peuvent exister entre les autocorrélations bidimensionnelles des images nettes et les transformées de Fourier 2D des images d'IIP correspondantes peuvent provenir du seuil de binarisation choisi.

Un troisième cas est présenté en Figure 3.20. Les Figures 3.20 .a et .b montent les images nettes enregistrées suivant les deux angles de diffusion (à respectivement +135° et -135°). Celles-ci se composent cette fois-ci non plus de deux mais de trois points lumineux « principaux » (le diamètre de la gouttelette étudiée induisant l'apparition de différents ordres de diffusion).

Les Figures 3.20 .e et .f correspondent aux images en défaut de mise au point de la même particule sphérique enregistrées suivant les deux mêmes angles de diffusion (à respectivement +135° et -135°). Les Figures 3.20.g et .h correspondent aux transformées de Fourier 2D des images d'IIP présentées en Figures 3.20.e et .f. Les motifs des transformées de Fourier 2D sont bien contenues dans une enveloppe de forme elliptique. Toutefois, nous observons différents pics dominants sur les motifs des transformées de Fourier 2D : un pic central accompagné de six pics symétriques (trois de chaque côté).

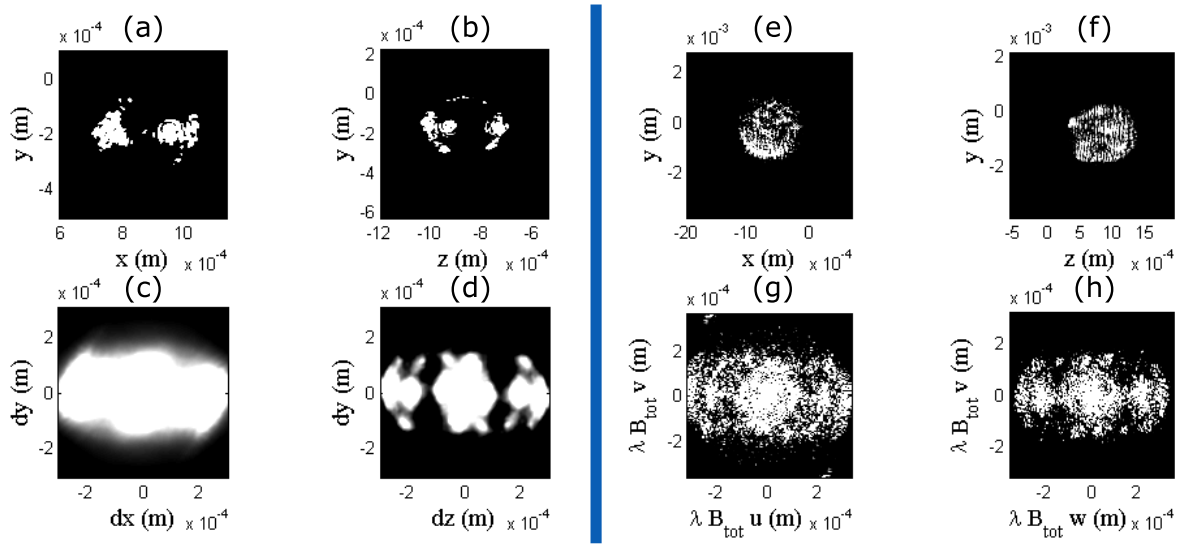


FIGURE 3.20 – Images nettes d'une gouttelette en cours de givrage enregistrées suivant un angle de +135° (a) et suivant un angle de -135° (b), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (c), A_{2D} de l'image nette présentée en (b) (d), images d'IIP de la même gouttelette en cours de givrage enregistrées suivant un angle de +135° (e) et suivant un angle de -135° (f), TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (e) (g) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (f) (h).

Un dernier cas est présenté en Figure 3.21. Les Figures 3.21.a et .b montrent les images nettes enregistrées suivant les deux angles de diffusion (à respectivement +135° et -135°). Comme

précédemment, les deux points lumineux « principaux » se propagent et on observe l'apparition de points lumineux « secondaires » autour des deux points lumineux initiaux. Toutefois, ces points lumineux « secondaires » sont cette fois-ci localisés (beaucoup plus nombreux autour du point lumineux à gauche). La solidification de la gouttelette semi-liquide ne semble pas s'effectuer de manière homogène.

Les Figures 3.21.e et .f correspondent aux images en défaut de mise au point de la même particule sphérique enregistrées suivant les deux mêmes angles de diffusion (à respectivement +135° et -135°). Les Figures 3.21.g et .h correspondent aux transformées de Fourier 2D des images d'IIP présentées en Figures 3.21.e et .f. Les motifs composant ces transformées de Fourier 2D sont bien contenus dans une enveloppe de forme elliptique et possèdent une symétrie centrale autour du centre de l'image. Dans ce cas, la « signature » d'une solidification se traduit par l'apparition de points lumineux « secondaires » localisés autour des trois points lumineux « principaux » comme précédemment, mais de manière dissymétrique.

Pour chaque cas particulier de gouttelettes en cours de givrage étudiées au cours de cette section, nous constatons que la correspondance de la forme et de la dimension entre chaque autocorrélation bidimensionnelle d'image nette enregistrée avec la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP correspondante est bonne. L'Equation 2.44 reste satisfaite durant chaque phase transitoire du processus de givrage s'opérant sur les gouttelettes étudiées. De plus, nous avons pu mettre en évidence différentes « signatures » permettant d'identifier le changement d'état liquide/solide par analyse d'images d'IIP.

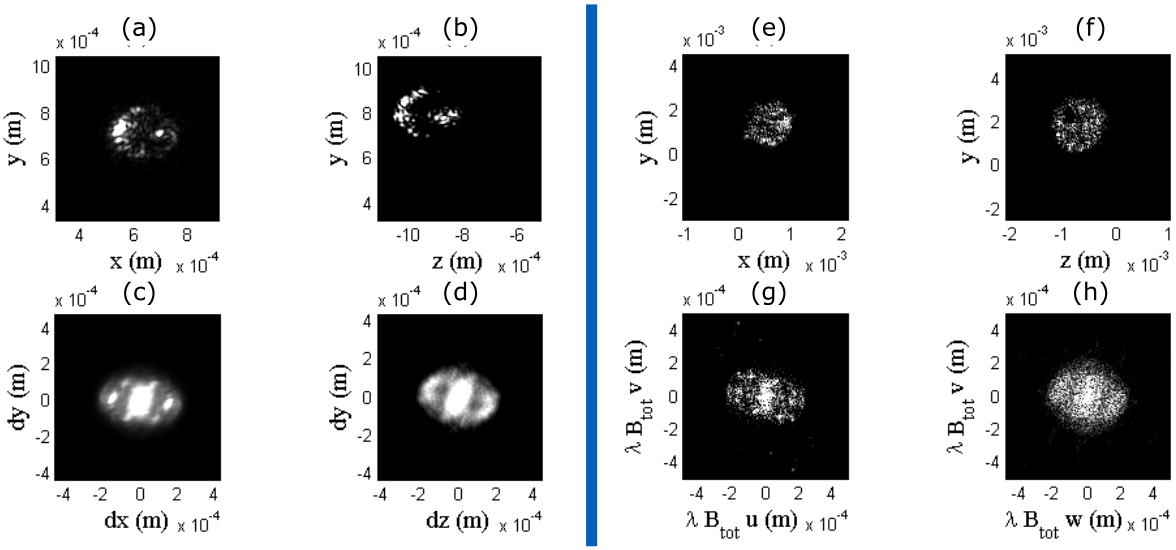


FIGURE 3.21 – Images nettes d'une gouttelette en cours de givrage enregistrées suivant un angle de +135° (a) et suivant un angle de -135° (b), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (c), A_{2D} de l'image nette présentée en (b) (d), images en défaut de mise au point de la même gouttelette en cours de givrage enregistrées suivant un angle de +135° (e) et suivant un angle de -135° (f), TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (e) (g) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (f) (h).

3.7 Simulations d'images expérimentales d'IIP

L'estimation de tailles de particules irrégulières de glace s'appuie sur l'Equation 2.44 définie à partir du modèle « sommaire » de diffusion de la lumière présenté au cours du chapitre précédent. La comparaison des mesures de tailles de particules de glace obtenues par imagerie nette avec celles obtenues par IIP (cf Section 2.4) ont permis de valider cette Equation 2.44 pour l'estimation des contours. Toutefois, afin de valider le modèle de diffusion de la lumière proposé et d'améliorer notre compréhension concernant la formation d'image en défaut de mise au point, il est nécessaire de comparer nos résultats expérimentaux avec nos résultats de simulations obtenus à partir de ce modèle théorique « sommaire » de diffusion de la lumière.

Pour ce faire, dans un premier temps, il est primordial de déterminer les paramètres du dispositif optique expérimental d'IIP utilisé afin de simuler la formation de nos images en défaut de mise au point. Cependant, l'enregistrement d'images d'IIP s'effectuant à l'aide d'un objectif commercial Nikon dont l'architecture optique est inconnue, il nous est donc impossible de le modéliser de manière rigoureuse. C'est pourquoi nous effectuons l'hypothèse selon laquelle un tel système optique peut être assimilé à une lentille mince de distance focale équivalente. Celui-ci possède alors des caractéristiques identiques (focale f, défaut de mise au point Δp et Coefficient B_{tot} = -0,0229 m) au dispositif d'IIP expérimental et lui est donc quasi-semblable. La Figure 3.22 présente une illustration du dispositif d'IIP simulé.

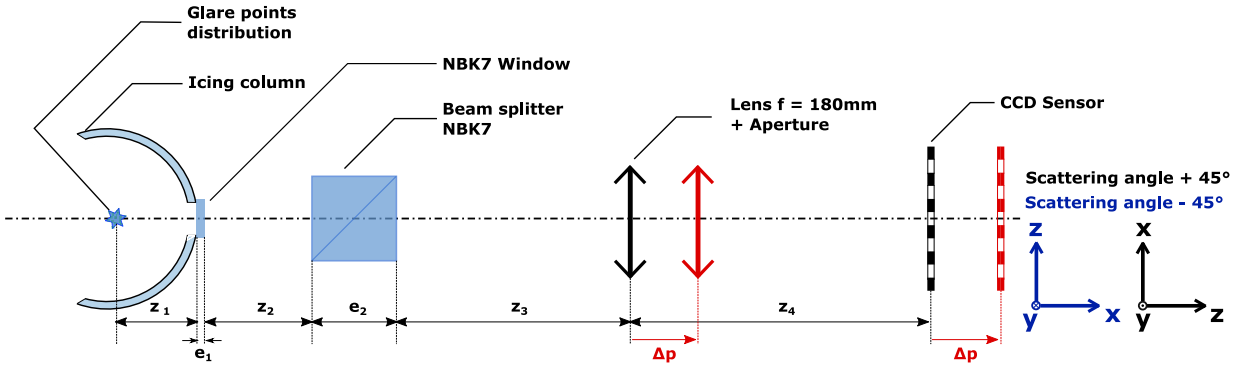


FIGURE 3.22 – Schéma illustrant le dispositif d'IIP simulé vu du dessus.

z_1	= 80 mm	: distance entre les différents *glare points* et la face intérieure du hublot
e_1	= 3 mm	: épaisseur du hublot
n_{BK7}	= 1,517	: indice de réfraction du verre BK7
n_{AIR}	= 1	: indice de réfraction de l'air
z_2	= 190 mm	: distance entre la face extérieure du hublot et le cube séparateur
e_2	= 25,4 mm	: épaisseur du cube séparateur
z_3	= 40 mm	: distance entre le cube séparateur et la lentille
f	= 180 mm	: distance focale de la lentille
z_4	= 403,1 mm	: distance entre la lentille et le capteur CCD
Δ_p	= 15 mm	: paramètre de défocalisation

Pour chaque cas analysé, nous simulons les images nettes du cristal étudié observé suivant les mêmes angles que ceux du dispositif expérimental (à -135° et +135°). Ainsi, par comparaison avec les images nettes expérimentales enregistrées, il nous est possible de nous assurer que la disposition de *glare points* choisie sur chacune des vues est bien représentative de la forme globale du cristal de glace étudié.

3.7.1 Simulations d'images d'IIP d'un cristal de glace expérimental

Intéressons-nous au cristal présenté en Figure 3.12. Les Figures 3.23.a et .d illustrent respectivement les dispositions de *glare points* suivant les angles de diffusion de +135° et de -135°. Les Figures 3.23.b et .e représentent les images nettes simulées à partir des dispositions de *glare points* présentées en Figures 3.23.a et .d. Ces images sont obtenues lorsque le système d'imagerie IIP simulé est en mise au point. Enfin, les Figures 3.23.c et .f représentent les images nettes expérimentales du cristal de glace étudié. On constate alors que pour chacune des vues, la disposition de *glare points* choisie est bien représentative de la forme globale du cristal de glace étudié.

Suivant chacune des vues, nous simulons ensuite les images en défaut de mise au point (Δp = 15 mm) obtenues à partir des distributions de *glare points* illustrées en Figures 3.23.a et .d. Celles-ci sont présentées en Figures 3.24.e et .f. Nous calculons ensuite les transformées de Fourier 2D de ces images d'IIP simulées auxquelles on applique le facteur d'échelle λB_{tot} (lié au dispositif d'imagerie simulé). Celles-ci sont présentées en Figures 3.24.g et .h. En comparant ces transformées de Fourier 2D avec les transformées de Fourier 2D des images d'IIP expérimentales présentées en Figures 3.24.c et .d, on constate que la correspondance en forme et en dimension est parfaitement vérifiée.

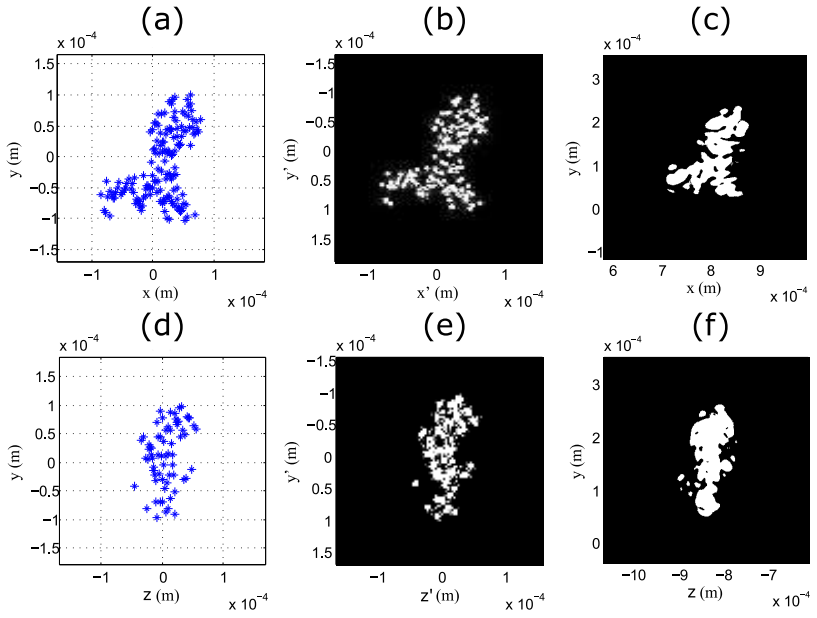


FIGURE 3.23 – Illustrations des dispositions de *glare point* suivant un angle de +135° en (a) et -135° en (d), images nettes du cristal de glace simulées à partir des dispositions de *glare points* présentées en (a) et (d) (b) et (e) enfin images nettes expérimentales du cristal de glace étudié enregistrées suivant un angle de +135° (c) et de -135° (f).

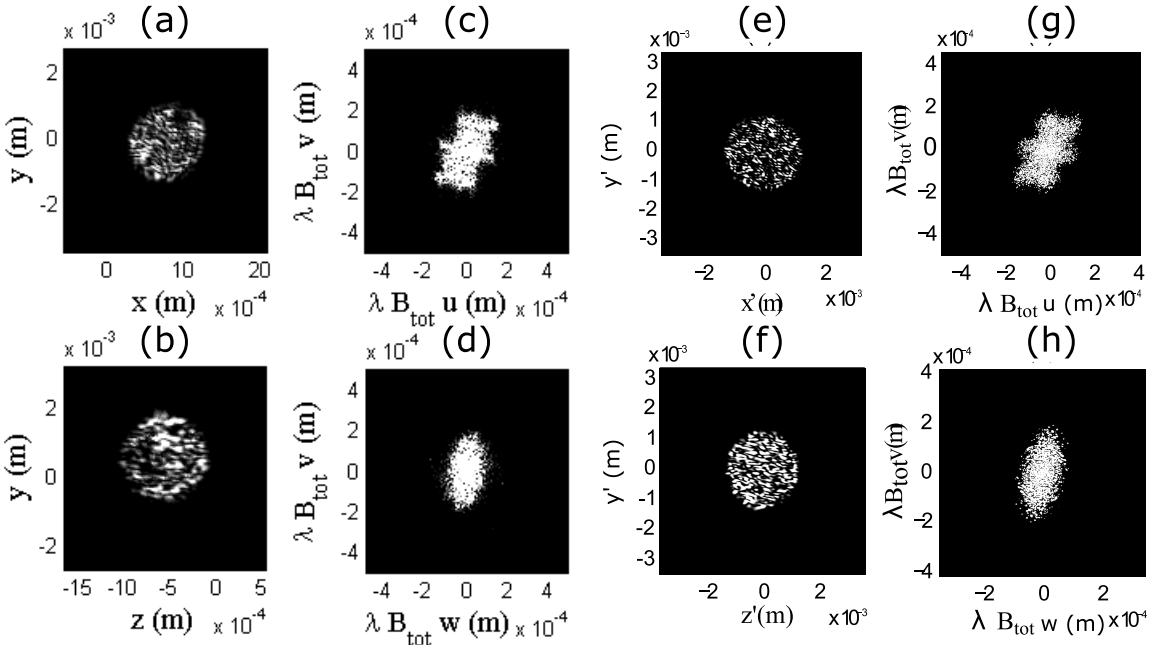


FIGURE 3.24 – Images expérimentales d'IIP d'un cristal de glace enregistrées suivant un angle de +135° en (a) et de -135° en (b), TF_{2D} des images d'IIP présentées en Figure (a) et (b) (c) et (d), images simulées d'IIP du cristal de glace étudié suivant une vue de +135° (e) et de -135° (f) enfin TF_{2D} des images d'IIP simulées présentées en (e) et (f) (g) et (h).

3.7.2 Simulations d'images d'IIP d'une gouttelette en cours de givrage

Intéressons-nous cette fois-ci à la gouttelette en cours de givrage présentée en Figure 3.19. Les Figures 3.25.a et .d illustrent respectivement les dispositions de *glare points* suivant les angles de diffusion +135° et de -135°. Les Figures 3.25.b et .e représentent les images nettes simulées à partir des dispositions de *glare points* présentées en Figures 3.25.a et .d. Enfin, les Figures 3.25.c et .f représentent les images nettes expérimentales du cristal de glace étudié. On constate alors que pour chacune des vues, la disposition des *glare points* choisie est bien représentative des portions lumineuses à la surface de la gouttelette en cours de givrage.

Suivant chacune des vues, nous simulons ensuite les images en défaut de mise au point (Δp = 15 mm) obtenues à partir des distributions de *glare points* présentées en Figures 3.25.a et .d. Celles-ci sont présentées en Figures 3.26.e et .f. Nous calculons ensuite les transformées de Fourier 2D de ces images d'IIP simulées auxquelles on applique le facteur d'échelle λB_{tot}. Celles-ci sont présentées en Figures 3.26.g et .h. En comparant ces transformées de Fourier 2D avec les transformées de Fourier 2D des images d'IIP expérimentales présentées en Figures 3.26.c et .d, on constate que la correspondance en forme et en dimension est encore une fois vérifiée. On retrouve bien des transformées de Fourier 2D de forme elliptiques, "signature" d'une gouttelette en cours de givrage.

Ces résultats de simulation valident le modèle de diffusion de la lumière présenté au cours du chapitre précédent. Ce modèle "sommaire" semble même permettre la description de phases transitoires durant le changement d'état liquide/solide d'une gouttelette.

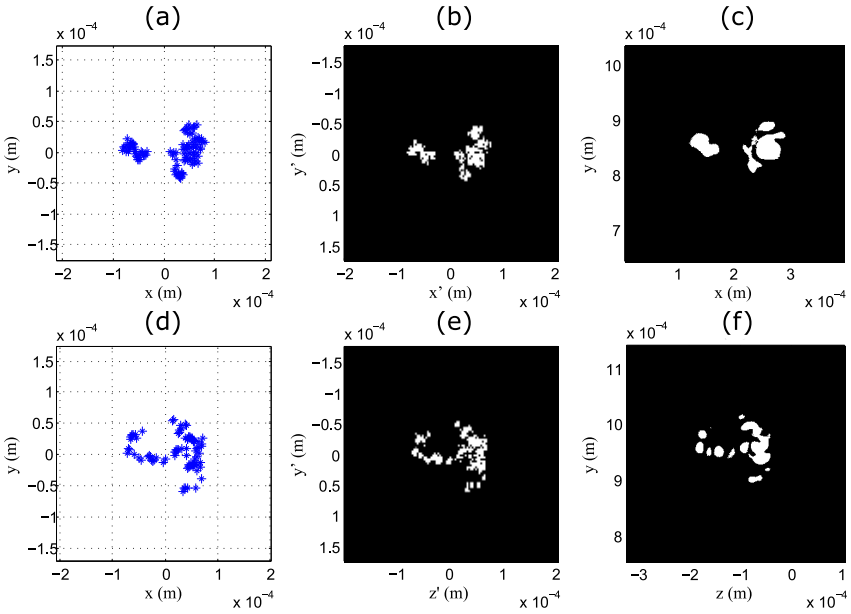


FIGURE 3.25 – Illustrations des dispositions de *glare point* suivant un angle de +135° (a) et -135° (d), images nettes d'une gouttelette en cours de givrage simulées à partir des dispositions de *glare points* présentées en (a) et (d) (b) et (e) enfin images nettes expérimentales de la gouttelette en cours de givrage étudiée enregistrées suivant un angle de +135° (c) et de -135° (f).

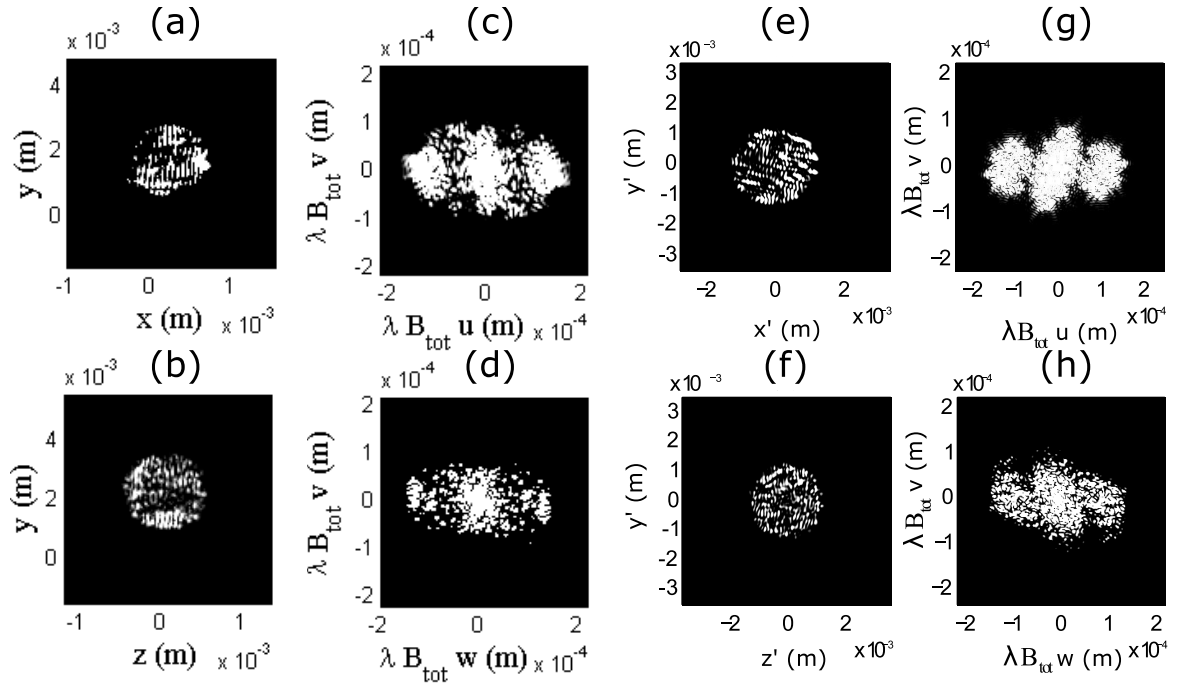


FIGURE 3.26 – Images expérimentales d'IIP d'une gouttelette d'eau en cours de givrage enregistrées suivant un angle de +135° (a) et de -135° (b), TF_{2D} des images d'IIP présentées en Figure (a) et (b) (c) et (d), images simulées d'IIP de la gouttelette en cours de givrage étudiée suivant une vue de +135° (e) et de -135° (f) enfin TF_{2D} des images d'IIP simulées présentées en (e) et (f) (g) et (h).

3.8 Conclusion

L'étude présentée au cours de ce chapitre permet de valider l'utilisation de la technique d'imagerie interférométrique en défaut de mise au point (IIP) pour la caractérisation morphologique (dimensions, formes) de cristaux de glace. Cette étude montre également l'utilisation possible de cette technique d'imagerie pour la détection et la compréhension du processus de givrage de gouttelettes d'eau (détection possible de phases transitoires lors de la solidification de gouttelettes d'eau froide).

L'utilisation d'un dispositif d'imagerie multi-vues permet de déterminer la famille morphologique (bâtonnet, dendrite, plaque hexagonale…) à laquelle appartient le cristal de glace étudié. Celui-ci permet de déterminer les dimensions de la particule gelée suivant trois directions différentes (axes x, y et z). Une estimation du volume d'eau glacée présente dans le champ de mesure est alors possible avec une meilleure précision.

Le dispositif d'IIP multi-vues développé dans le cadre de cette étude se compose de deux voies d'enregistrement en rétrodiffusion (à -135° et +135°). Cette configuration est donc particulièrement intéressante pour la conception d'instruments aéroportés puisque tous les éléments du dispositif se situent du même côté du flux de particules étudié. Toutefois, l'analyse des images est plus complexe puisqu'il faut tenir compte de la position de l'interférogramme dans l'image d'IIP enregistrée afin d'appliquer le facteur d'échelle λB_{tot} adéquat (cf Figure 3.10).

L'étude effectuée au cours de ce chapitre concerne uniquement l'analyse d'images d'IIP com-

posées d'interférogrammes ne se chevauchant pas (correspondant à un milieu peu dense en particules). Cette étude a été effectuée en isolant différentes portions sur les images d'IIP enregistrées. En pratique, notamment dans le cadre de mesures aéroportées, les particules de glace étudiées peuvent être très proches les unes des autres et les différents interférogrammes peuvent alors se chevaucher (milieu dense en particules). C'est pourquoi une étude de ces différents cas possibles sera effectuée au cours du chapitre suivant (on se limitera uniquement à l'analyse de différents cas où les interférogrammes de deux particules de glace se recouvrent).

CHAPITRE 4

Caractérisation morphologique de paires de cristaux de glace par IIP multi-vues en présence de recouvrement d'interférogrammes

Comme nous avons pu le constater au cours des chapitres précédents, l'IIP [1] est une technique de mesure basée sur le principe de l'imagerie interférométrique en défaut de mise point. Cette technique optique non intrusive est particulièrement intéressante. En effet, celle-ci permet l'estimation de dimensions de particules micrométriques au sein d'écoulements multiphasiques à une distance de plusieurs dizaines de centimètres [66–70]. Les images en défaut de mise au point enregistrées se composent d'interférogrammes de forme circulaire (dispositif optique à symétrie sphérique). La taille de ces interférogrammes est alors d'autant plus grande que le défaut de mise au point du dispositif optique utilisé est important. En revanche, les dimensions du champ d'observation se trouvent dans ce cas réduites. De ce fait, les interférogrammes de différentes particules peuvent se chevaucher plus fréquemment, notamment lors de l'étude de milieux plus denses [71]. Ce recouvrement constitue une limite importante de la technique IIP.

L'objectif de ce chapitre est donc d'étendre l'utilisation de cette technique d'imagerie pour la caractérisation de flux de particules plus denses (exemple : nuages), notamment pour des applications aéroportées [40,41,72–75]. Ainsi, en s'appuyant sur le dispositif expérimental présenté en Figure 3.3 (dispositif identique à celui du chapitre précédent), différents images d'IIP de cristaux de glace dont les interférogrammes se recouvrent sont analysés. Nous nous limitons toutefois au recouvrement de deux interférogrammes au sein d'une même image d'IIP [76, 77]. Nous proposerons alors une procédure d'analyse possible aboutissant à l'estimation des dimensions

1. Imagerie Interférométrique de Particules

de paires de cristaux de glace (dont les interférogrammes se recouvrent) par IIPMV [2], à partir de l'enregistrement d'images d'IIP suivant les angles de diffusion de +135° et de -135° [78–80]. La validation de ces estimations s'effectue par comparaison avec les dimensions réelles des cristaux de glace étudiés obtenues à partir des images nettes enregistrées simultanément suivant les deux mêmes angles de diffusion.

4.1 Théorie pour l'estimation des dimensions de paires de particules de glace par IIP en présence de recouvrement d'interférogrammes

4.1.1 Configurations expérimentales possibles

Pour l'analyse du cas plus complexe où deux interférogrammes de cristaux de glace se recouvrent au sein d'une même image d'IIP, nous supposons que l'Equation 2.44 reste vérifiée. La transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP se compose alors de trois tâches, une centrale et deux symétriques. La tâche centrale correspond à la superposition des autocorrélations bidimensionnelles des formes 2D des deux particules de glace considérées séparément. Les deux tâches symétriques correspondent aux corrélations croisées bidimensionnelles de la forme 2D d'une particule par celle de la seconde. Ainsi, plusieurs configurations expérimentales peuvent être envisagées. Le raisonnement est le suivant : considérons la direction suivant laquelle la somme (notée S) des dimensions des deux cristaux de glace étudiés est maximale. Si l'espacement entre les deux cristaux de glace est supérieur à cette somme, la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP se composera de trois tâches distinctes comme on peut l'observer sur la Figure 4.1.a. Il sera alors possible d'estimer à la fois les dimensions ainsi que les positions relatives des deux particules de glace étudiées. En revanche, dans le cas contraire, les trois tâches composant la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP se recouvreront et ne formeront plus qu'une seule tâche centrale de plus grandes dimensions (cf Figure 4.1.b). Il ne sera alors pas possible, dans ce cas, de conclure que deux particules distinctes sont présentes dans le champ d'observation. De ce fait, il sera impossible d'estimer les dimensions des particules de glace étudiées.

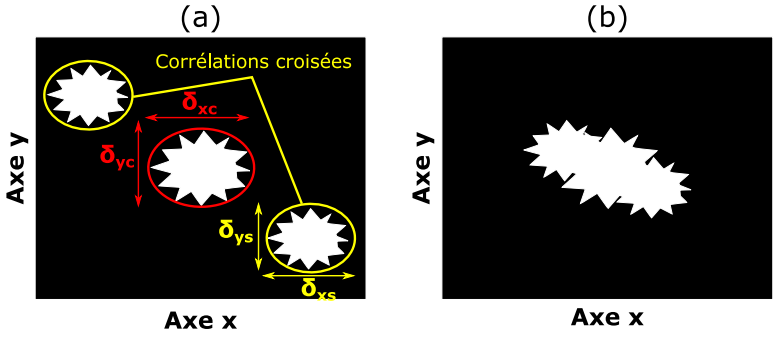


FIGURE 4.1 – Illustration de la TF_{2D} d'une image d'IIP où les interférogrammes de deux particules de glace se recouvrent lorsque l'espacement entre les deux particules est supérieur à la somme S (a) et lorsque celui-ci est inférieur à la somme S (b).

2. Imagerie Interférométrique de Particules Multi-Vues

4.1.2 Théorie pour l'estimation des dimensions de paires de particules de glace

Lorsque les deux particules de glace étudiées sont suffisamment espacées, la TF_{2D} de l'image d'IIP où leurs interférogrammes se chevauchent se composera de trois tâches distinctes. Il sera alors possible, dans ce cas, d'estimer à la fois les dimensions ainsi que les positions relatives des particules de glace présentes dans le champ d'observation.

L'espacement entre les deux particules étudiées est obtenu à partir de l'estimation de la distance entre le centre de la tâche centrale de la TF_{2D} de l'image d'IIP et celui d'une des tâches symétriques.

Pour l'estimation des dimensions des particules de glace étudiées, plusieurs configurations sont possibles. Notons δ_{xc} et δ_{yc} les dimensions de la tâche centrale de la TF_{2D} de l'image d'IIP suivant les axes x et y et δ_{xs} et δ_{ys} celles des tâches symétriques (cf Figure 4.1).

- **Cas n°1 :**

  Pour le cas de figure où l'une des particules est de dimensions plus grandes que l'autre suivant les deux axes x et y, les dimensions du cristal de glace le plus grand, notées Δ_{xg} et Δ_{yg} suivant les axes x et y sont obtenues à partir des mesures de la tâche centrale [76] :

$$\Delta_{xg} = \delta_{xc}/2 \tag{4.1}$$

$$\Delta_{yg} = \delta_{xc}/2 \tag{4.2}$$

  Les dimensions Δ_{xp} et Δ_{yp} de la particule de glace de plus petites dimensions suivant les axes x et y sont obtenues à partir des relations suivantes [76] :

$$\Delta_{xp} = \delta_{xs} - \delta_{xc}/2 \tag{4.3}$$

$$\Delta_{yp} = \delta_{ys} - \delta_{yc}/2 \tag{4.4}$$

  Dans le cadre de notre étude, le dispositif expérimental utilisé (cf Figure 3.3) implique une incertitude de mesure de $\pm$ 10 pixels, soit une incertitude de $\pm$ 17 μm pour les axes x et z et de $\pm$ 11 μm suivant l'axe y pour les estimations des dimensions du cristal de glace le plus grand. En revanche, pour la particule de glace de plus petites dimensions, nous avons une incertitude de mesure de $\pm$ 51 μm pour les axes x et z et de $\pm$ 33 μm suivant l'axe y.

  Remarques : Plus les dimensions réelles de la petite particule de glace seront faibles, plus les erreurs relatives sur les estimations de ses dimensions par IIP seront importantes. Pour le cas extrême où cette particule peut être considérée comme un émetteur ponctuel, les erreurs relatives sur les estimations de ses dimensions seront alors infinies. Il ne sera pas possible d'estimer les dimensions de la petite particule de glace dans ce cas. En revanche, nous pourrons déterminer la forme et les dimensions exactes de la particule la plus grande. En effet, pour ce cas particulier, la lumière diffusée par la particule de dimensions très faibles

constituera un signal de référence permettant la reconstruction d'hologrammes hors axe. Ceux-ci correspondront alors aux tâches symétriques de corrélation croisée de la TF_{2D} de l'image d'IIP pour laquelle les interférogrammes de ces deux particules de glace étudiées se recouvrent.

- **Cas n°2 :**

  Maintenant, pour le cas plus complexe où chacune des deux particules possède un axe (x ou y) suivant lequel sa dimension est plus importante que celle de la seconde, les dimensions de la première particule de glace sont obtenues à partir des relations suivantes :

$$\Delta_{x1} = \delta_{xc}/2 \tag{4.5}$$

$$\Delta_{y1} = \delta_{ys} - \delta_{yc}/2 \tag{4.6}$$

  Celles de la seconde s'obtiennent à partir des relations ci-dessous :

$$\Delta_{x2} = \delta_{xs} - \delta_{xc}/2 \tag{4.7}$$

$$\Delta_{y1} = \delta_{yc}/2 \tag{4.8}$$

  Ce cas expérimental peut se produire par exemple, lorsque les deux particules de glace étudiées sont en forme de bâtonnet et orientées suivant des angles différents.

  Remarque : Il s'agit du cas de figure pour lequel la dimension de la première particule est plus importante que celle de la seconde suivant l'axe x tandis que la dimension de la seconde est plus importante que celle de la première suivant l'axe y. Dans le cas inverse, les dimensions de la première particule seront données par les équations (4.7) et (4.8) et celles de la seconde par les équations (4.5) et (4.6).

En pratique, le cas n°2 est assez peu probable (cas particulier). En revanche, le cas n°1 est assez courant comme nous le verrons au cours de la section suivante dans laquelle nous présentons nos résultats expérimentaux.

4.2 Résultats expérimentaux

Nous rappelons que l'ensemble des résultats présentés dans cette section sont obtenus à partir du dispositif expérimental multi-vues présenté en Figure 3.3.

4.2.1 IIP versus IIPMV : intérêts d'un dispositif multi-vues

Présentons en Figure 4.2 un cas expérimental pour lequel les interférogrammes de deux cristaux de glace se recouvrent (cf Figures 4.2.e et .f). Cette configuration expérimentale est particulièrement intéressante. En effet, l'espacement entre les deux particules de glace est différent suivant les angles

de diffusion de +135° et de -135°, comme on peut le constater sur les images nettes enregistrées présentées respectivement en Figure 4.2.a et.b

Supposons maintenant que notre dispositif expérimental ne se compose que d'une seule voie d'enregistrement suivant un angle de diffusion +135°. Les particules de glace étudiées étant proche l'une de l'autre suivant cette vue, il n'est pas possible de distinguer les deux interférogrammes qui se recouvrent au sein de la même image d'IIP présentée en Figure 4.2.e. La transformée de Fourier 2D de cette image d'IIP se compose en effet d'une unique tâche, comme on peut l'observer sur la Figure 4.2 .g (la tâche centrale et les tâches symétriques se recouvrent dans ce cas). De ce fait, nous aurions pensé qu'une seule particule de glace est présente dans notre champ de mesure. Notre interprétation aurait alors était erronée.

En revanche, sur la seconde voie d'enregistrement suivant un angle de diffusion de -135° composant notre dispositif expérimental, l'espacement entre les deux particules de glace est plus important. De ce fait, la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP présentée en Figure 4.2.h se compose cette fois-ci de trois tâches distinctes. Dans ce cas présent, nous pouvons conclure avec certitude que deux particules de glace sont bien présentes dans notre champ de mesure. L'IIPMV permet donc une interprétation correcte de cas complexes où deux particules de glace sont proches l'une de l'autre.

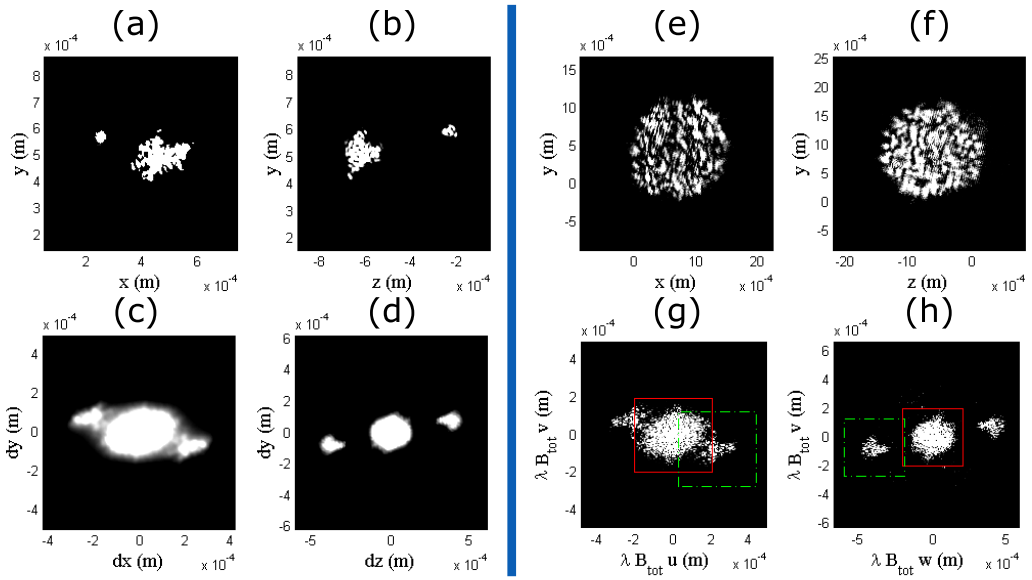


FIGURE 4.2 – Images nettes d'une paire de cristaux de glace enregistrées suivant un angle de +135° (a) et de -135° (b), A_{2D} des images nettes présentées en Figure (a) et (b) respectivement (c) et (d), images d'IIP de cette même paire de cristaux de glace enregistrées suivant un angle de +135° (e) et de -135° (f) enfin, TF_{2D} des images d'IIP présentées en (e) et (f) respectivement (g) et (h).

Remarque : Plus la distance réelle entre les deux particules de glace étudiées est importante, plus l'espacement entre la tâche centrale et les tâches symétriques de la TF_{2D} d'une même image d'IIP pour laquelle les interférogrammes de cette paire de particules de glace se recouvrent est important.

Notons qu'indépendamment des dimensions et des positions relatives des particules de glace étudiées, l'Equation 2.44 reste vérifiée. En effet, pour chacune des voie d'enregistrement, nous

constatons que la correspondance entre l'autocorrélation bidimensionnelle (noté A_{2D}) des images nettes enregistrées (Figures 4.2.c et .d) avec la transformée de Fourier 2D des images d'IIP correspondantes (Figures 4.2.hg et .h) est quantitativement très bonne tant en forme et en dimension qu'en nombre de tâches.

4.2.2 Estimations des dimensions et des positions relatives d'une paire de cristaux de glace par IIPMV lorsque leur interférogrammes se recouvrent

Présentons en Figure 4.3 une configuration expérimentale pour laquelle les interférogrammes de deux cristaux de glace de dimensions différentes se chevauchent. Les Figures 4.3.a et.b présentent les images nettes de cette paire de cristaux de glace enregistrées respectivement suivant les angles de diffusion de +135° et de -135°. Nous constatons que les dimensions de l'une des particules de glace sont bien supérieures à celles de l'autre. Toutefois, les dimensions de la plus petite particule ne peuvent être négligées. De ce fait, celle-ci ne peut donc être assimilée à un émetteur ponctuel. Les Figures 4.3.c et.d correspondent aux autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en Figure 4.3.a et.b.

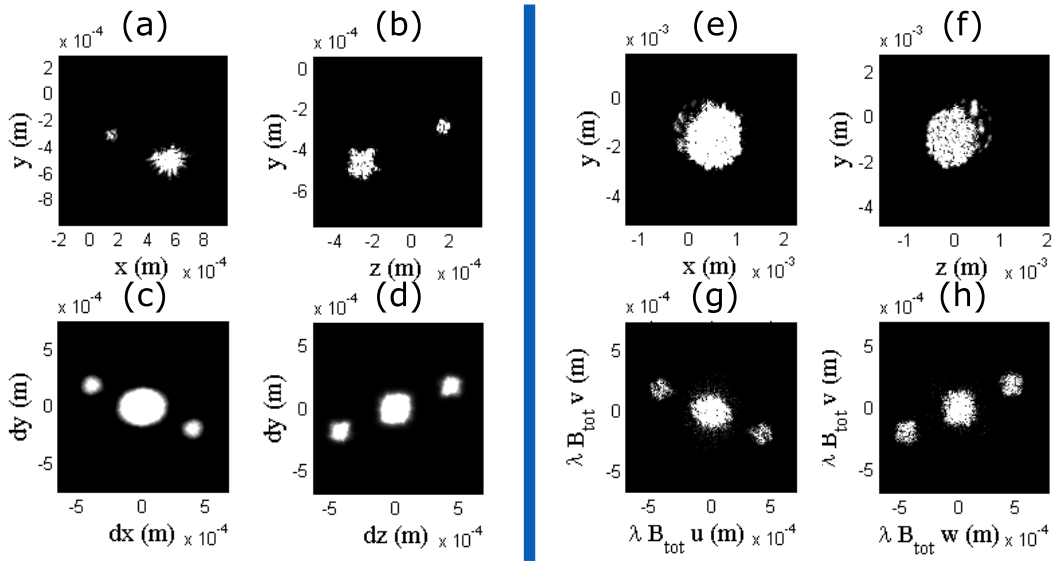


FIGURE 4.3 – Images nettes d'une paire de cristaux de glace enregistrées suivant un angle de +135° (a) et de -135° (b), A_{2D} des images nettes présentées en Figure (a) et (b) respectivement (c) et (d), images d'IIP de cette même paire de cristaux de glace enregistrées suivant un angle de +135° (e) et de -135° (f) enfin, TF_{2D} des images d'IIP présentées en (e) et (f) respectivement (g) et (h).

Les Figures 4.3.e et.f représentent les images d'IIP correspondantes enregistrées respectivement suivant les angles de diffusion de +135° et de -135°. Pour chacune des voies d'enregistrement, la distance entre les deux particules de glace est suffisamment importante pour induire la présence de trois tâches sur les transformées de Fourier 2D des images d'IIP comme on peut l'observer sur les Figures 4.3.g et.h. Ainsi, en s'appuyant sur les Equations (4.1),(4.2), (4.3) et (4.4), il est alors possible d'estimer à la fois les dimensions et les positions relatives de la paire de particules de glace étudiées.

Les dimensions réelles du cristal de glace le plus grand obtenues à partir des images nettes sont répertoriées dans la première colonne du Tableau 4.1. Les estimations des dimensions de ce cristal obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIP sont répertoriées dans la seconde colonne de ce tableau. Enfin, la dernière colonne de ce tableau présente les taux d'erreur entre les dimensions réelles de la particule de glace la plus grande obtenues à partir des images nettes et celles obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIP.

A partir des images nettes	**A partir des $\mathbf{TF_{2D}}$ des images d'IIP**	**Taux d'erreur**
Δ_{xg} = 215 $\pm$ 7 μm	$\delta_{xc}/2$ = 176 $\pm$ 17 μm	18,14 %
Δ_{yg} = 166 $\pm$ 7 μm	$\delta_{yc}/2$ = 150 $\pm$ 11 μm	9,64 %
Δ_{zg} = 156 $\pm$ 7 μm	$\delta_{zc}/2$ = 152 $\pm$ 17 μm	2,57 %

Tableau 4.1 – Comparaison entre les dimensions réelles du cristal de glace le plus grand obtenues à partir des images nettes et les estimations de ces dimensions obtenues à partir des TF_{2D} de ces images d'IIP.

Les dimensions réelles du cristal de glace le plus petit obtenues à partir des images nettes sont répertoriées dans la première colonne du Tableau 4.2. Les estimations des dimensions de ce même cristal obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIP sont répertoriées dans la seconde colonne de ce tableau. Enfin, la dernière colonne de ce tableau présente les taux d'erreur entre les dimensions réelles de la particule de glace étudiée obtenues à partir des images nettes et celles obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIP.

A partir des images nettes	**A partir des $\mathbf{TF_{2D}}$ des images d'IIP**	**Taux d'erreur**
Δ_{xp} = 75 $\pm$ 7 μm	$\delta_{xs}/2$ = 68 $\pm$ 17 μm	9,33 %
Δ_{yp} = 73 $\pm$ 7 μm	$\delta_{ys}/2$ = 50 $\pm$ 11 μm	31,5 %
Δ_{zp} = 72 $\pm$ 7 μm	$\delta_{zs}/2$ = 85 $\pm$ 17 μm	18,01 %

Tableau 4.2 – Comparaison entre les dimensions réelles du cristal de glace le plus petit obtenues à partir des images nettes et les estimations de ces dimensions obtenues à partir des TF_{2D} de ces images d'IIP.

Les distances réelles entre les deux particules de glace étudiées suivant chacune des vues (E_1 : vue à +135° et E_2 : vue à -135°) obtenues à partir des images nettes sont répertoriées dans la première colonne du Tableau 4.3. Les estimations de ces distances obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIP sont répertoriées dans la seconde colonne de ce tableau (respectivement e_1 et e_2). Enfin, la dernière colonne de ce tableau présente les taux d'erreur entre les distances réelles séparant les deux particules de glace étudiées obtenues à partir des images nettes et celles obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIP.

A partir des images nettes	**A partir des TF_{2D} des images d'IIP**	**Taux d'erreur**
E_1 = 434 $\pm$ 10 μm	e_1 = 465 $\pm$ 22 μm	7,14 %
E_2 = 484 $\pm$ 10 μm	e_2 = 514 $\pm$ 22 μm	6,2 %

Tableau 4.3 – Comparaison entre les distances réelles séparant les cristaux de glace étudiés obtenues à partir des images nettes et les estimations de ces distances obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIP.

Ainsi, à partir des Tableaux 4.1, 4.2 et 4.3, nous constatons que les estimations des dimensions et des positions relatives de la paire de particules de glace étudiées obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIPMV sont en accord avec les mesures réelles. L'Equation 2.44 est vérifiée. En effet, la correspondance entre les autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en Figures 4.3.c et.d et les transformées de Fourier 2D des images d'IIP correspondantes (Figures 4.3.g et.h) est quantitativement très bonne (tant par le nombre de tâches, leur formes que par leurs dimensions).

4.2.3 Auto-génération d'hologrammes hors axe par IIPMV en présence de recouvrement d'interférogrammes

Intéressons-nous maintenant au cas présenté en Figure 4.4 pour lequel les interférogrammes de deux particules de glace dont l'une est assimilable à un émetteur ponctuel se recouvrent. Les Figure 4.4.a et .b présentent les images nettes enregistrées respectivement suivant les angles de diffusion de +135° et -135°. En observant ces images nettes, nous constatons que l'une des particules de glace est de dimensions très faibles (celle-ci peut être assimilée à un émetteur ponctuel). Les Figures 4.4.c et .d correspondent aux autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en Figures 4.4.a et .b.

Les Figures 4.4.e et .f montrent les images d'IIP enregistrées respectivement suivant les angles de diffusion de +135° et -135°. Les Figures 4.4.g et .h représentent les transformée de Fourier 2D des images d'IIP présentées en Figures 4.4.e et .f. Suivant chacune des voies d'enregistrement, l'espacement entre les deux particules de glace est suffisamment important pour induire la présence de trois tâches sur les transformées de Fourier 2D des images d'IIP enregistrées (cf Figures 4.4.g et .h). De ce fait, en théorie, il est possible d'estimer à la fois les dimensions et les positions relatives des particules de glace étudiées.

Ces résultats expérimentaux présentés en Figure 4.4 sont particulièrement intéressants. En effet, comme l'une des particules de glace peut être assimilée à un émetteur ponctuel, les tâches de corrélation croisée obtenues après une TF_{2D} des images d'IIP sont assimilables à la reconstruction d'un hologramme hors axe de la particule de plus grandes dimensions. Les formes de ces tâches symétriques se réduisent alors aux contours 2D exacts du projeté dans le plan du capteur CCD de la forme 3D de la particule de glace la plus grande. Ainsi, il est possible à la fois d'estimer les dimensions de cette particule et de déterminer sa forme exacte. En revanche, l'estimation des dimensions de la particule de glace considérée ponctuelle n'est, dans ce cas, plus possible.

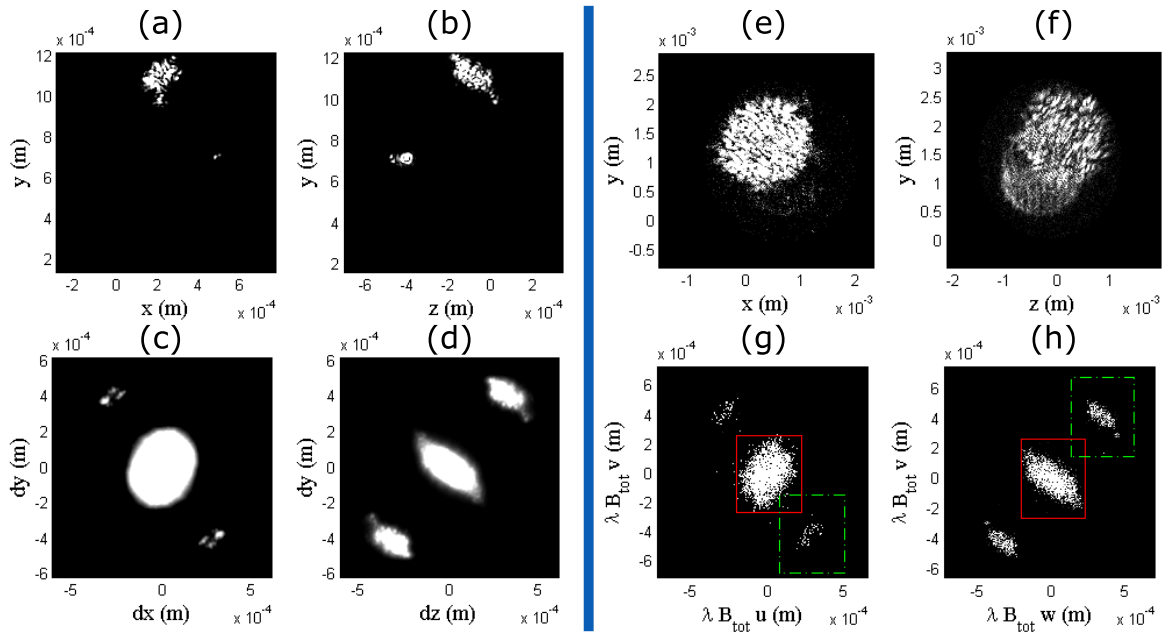


FIGURE 4.4 – Images nettes d'une paire de cristaux de glace enregistrées suivant un angle de +135° (a) et de -135° (b), A_{2D} des images nettes présentées en Figure (a) et (b) respectivement (c) et (d), images d'IIP de cette même paire de cristaux de glace enregistrées suivant un angle de +135° (e) et de -135° (f) enfin, TF_{2D} des images d'IIP présentées en (e) et (f) respectivement (g) et (h).

Les dimensions réelles de la particule de glace la plus grande obtenues à partir des images nettes sont répertoriées dans la première colonne du Tableau 4.4. Les estimations des dimensions de cette même particule obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIP sont répertoriées dans la seconde colonne de ce tableau. Enfin, la dernière colonne de ce tableau présente les taux d'erreur entre les dimensions réelles de la particule de glace la plus grande obtenues à partir des images nettes et celles obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIP.

A partir des images nettes	**A partir des TF_{2D} des images d'IIP**	**Taux d'erreur**
$\Delta_{xg} = 191 \pm 7\ \mu m$	$\delta_{xs} = 153 \pm 17\ \mu m$	19,89 %
$\Delta_{yg} = 241 \pm 7\ \mu m$	$\delta_{ys} = 272 \pm 11\ \mu m$	12,86 %
$\Delta_{zg} = 239 \pm 7\ \mu m$	$\delta_{zs} = 220 \pm 17\ \mu m$	7,95 %

Tableau 4.4 – Comparaison entre les dimensions réelles du cristal de glace le plus grand obtenues à partir des images nettes et les estimations de ces dimensions obtenues à partir des TF_{2D} de ces images d'IIP.

Les distances réelles entre les deux particules de glace étudiées suivant chacune des vues (E_1 : vue à +135° et E_2 : vue à -135°) obtenues à partir des images nettes sont répertoriées dans la première colonne du Tableau 4.5. Les estimations de ces distances obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIP sont répertoriées dans la seconde colonne de ce tableau (respectivement e_1 et e_2). Enfin, la dernière colonne de ce tableau présente les taux d'erreur entre les distances réelles

séparant les deux particules de glace étudiées obtenues à partir des images nettes et celles obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIP.

A partir des images nettes	**A partir des $\mathbf{TF_{2D}}$ des images d'IIP**	**Taux d'erreur**
E_1 = 460 $\pm$ 10 μm	e_1 = 517 $\pm$ 22 μm	12,39 %
E_2 = 527 $\pm$ 10 μm	e_2 = 551 $\pm$ 22 μm	4,55 %

Tableau 4.5 – Comparaison entre les distances réelles séparant les cristaux de glace étudiés obtenues à partir des images nettes et les estimations de ces distances obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIP.

Les estimations des dimensions et des positions relatives de la paire de particules de glace étudiée obtenues à partir des TF_{2D} des images d'IIPMV sont en accord avec les mesures obtenues à partir des images nettes enregistrées simultanément. L'Equation 2.44 reste vérifiée pour ce cas particulier. En effet, la correspondance entre les autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en Figures 4.4.c et.d et les transformées de Fourier 2D des images d'IIP correspondantes (cf Figures 4.4.g et.h) est quantitativement très bonne (tant par le nombre de tâches, leur formes que par leurs dimensions).

Rappelons que les dispositifs d'imagerie nette utilisés au cours de notre étude constituent un moyen efficace de vérifier et valider nos estimations des dimensions des particules de glace étudiées à partir d'images d'IIP. En pratique (exemple : sonde ALIDS [41]), afin de bénéficier des avantages de la technique IIP (notamment un large champ de mesure), nous ne disposerons pas d'images nettes. Il est donc nécessaire de mettre en place un critère spécifique afin d'identifier le cas particulier pour lequel l'une des particules de glace peut être assimilée à un émetteur ponctuel à partir des seules images d'IIP. Pour ce faire, rappelons que pour ce cas particulier, la tâche centrale de la TF_{2D} de l'image d'IIP (où les interférogrammes de cette paire de particules de glace se recouvrent) correspond à l'autocorrélation bidimensionnelle de la forme 2D de la particule de glace de plus grandes dimensions. Les tâches symétriques se réduisent, quant à elles, à la forme 2D exacte du contour de la particule de glace la plus grande. De ce fait, si la correspondance entre l'autocorrélation bidimensionnelle d'une des tâches symétriques avec la tâche centrale de la TF_{2D} de la même image d'IIP est bonne tant en forme qu'en dimensions, nous serons dans la cas particulier pour lequel les tâches de corrélation croisée constitueront des reconstructions de la particule de plus grandes dimensions. La forme et les dimensions de la particule de glace la plus grande correspondront directement à la forme et aux dimensions des contours des tâches symétriques des TF_{2D} des images d'IIP.

Vérifions notre critère sur le cas expérimental étudié précédemment (cf Figure 4.4). Les Figures 4.5.a et .b présentent les tâches centrales des TF_{2D} des images d'IIP enregistrées respectivement suivant les angles de diffusion de +135° et de -135°. Les Figures 4.5.c et .d montrent les autocorrélations bidimensionnelles des tâches symétriques (encadrées en vert) des TF_{2D} des mêmes images d'IIP. La correspondance entre les Figures 4.5.a et .b et les Figures 4.5.c et .d est relativement bonne tant en forme qu'en dimensions. Notre critère est vérifié, ce qui implique que les tâches de

corrélation croisées constituent des reconstructions de la particule de plus grandes dimensions (déjà vérifié à partir des images nettes enregistrées).

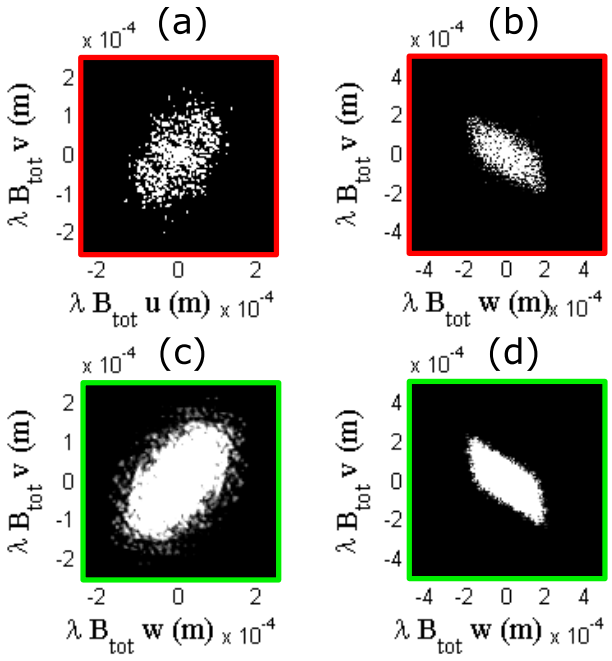


FIGURE 4.5 – Tâche centrale de la TF_{2D} de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de +135° (a) et de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de -135° (b), A_{2D} d'une des tâches symétriques de la TF_{2D} de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de +135° (c) et de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de -135° (d).

Présentons deux cas supplémentaires pour lesquels les interférogrammes de deux particules de glace, dont l'une peut être assimilée à un émetteur ponctuel, se recouvrent. Pour ces deux cas présentés ci-dessous, les tâches de corrélation croisée des TF_{2D} des images d'IIPMV correspondent à la reconstruction d'hologrammes hors axe de la particule de glace de plus grandes dimensions.

Le premier cas est présenté en Figure 4.6. Les Figures 4.6.a et .b correspondent aux images nettes enregistrées respectivement à partir des angles de diffusion de +135° et de -135°. Les Figures 4.6.c et .d montrent les autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en Figures 4.6.a et .b. Les Figures 4.6.e et .f représentent les images d'IIP enregistrées respectivement suivant les mêmes angles de diffusion. Les Figures 4.6.g et .h correspondent aux transformées de Fourier 2D des images d'IIP enregistrées.

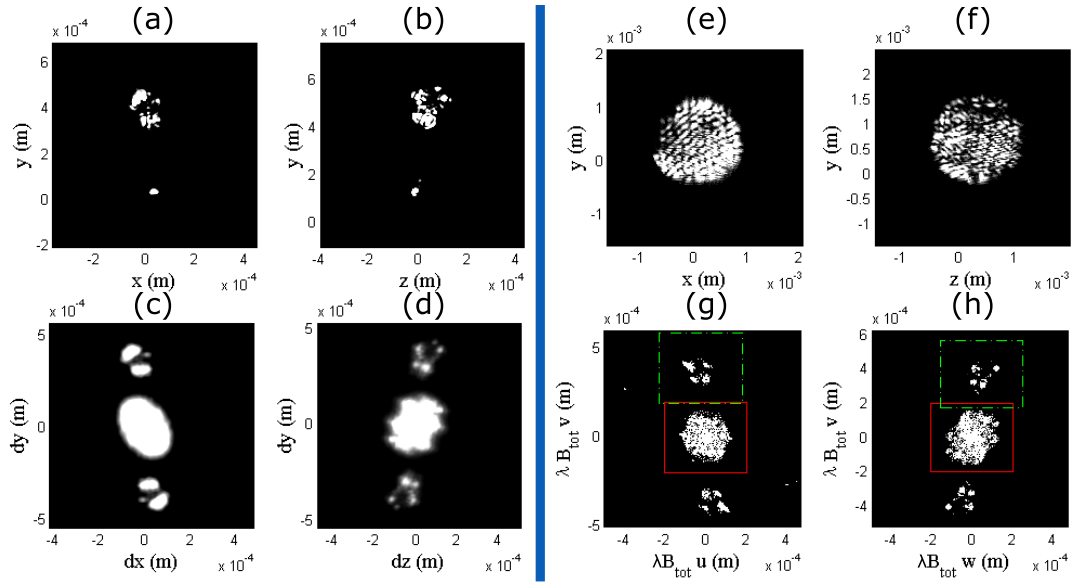


FIGURE 4.6 – Images nettes d'une paire de cristaux de glace enregistrées suivant un angle de +135° (a) et de -135° (b), A_{2D} des images nettes présentées en Figure (a) et (b) respectivement (c) et (d), images d'IIP de cette même paire de cristaux de glace enregistrées suivant un angle de +135° (e) et de -135° (f) enfin, TF_{2D} des images d'IIP présentées en (e) et (f) respectivement (g) et (h).

Nous constatons que la correspondance entre les autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en Figures 4.6.c et .d et les transformées de Fourier 2D des images d'IIP présentées en Figures 4.6.g et .h est quantitativement très bonne (tant par le nombre de tâches, leur formes que par leurs dimensions). L'Equation (2.44) est satisfaite.

De plus, pour chacune des voies d'enregistrement, la correspondance entre l'autocorrélation bidimensionnelle d'une des tâches symétriques de la TF_{2D} de l'image d'IIP enregistrée (cf Figure 4.7.c et .d) avec la tâche centrale de la TF_{2D} de la même image d'IIP (cf Figure 4.7.a et.b) est bonne tant en forme qu'en dimensions. Notre critère qui ne nécessite pas l'observation des images nettes est vérifié. De ce fait, pour chacune des voies d'enregistrement, chaque tâche de corrélation croisée correspond à la reconstruction de l'hologramme de la particule de glace de plus grandes dimensions.

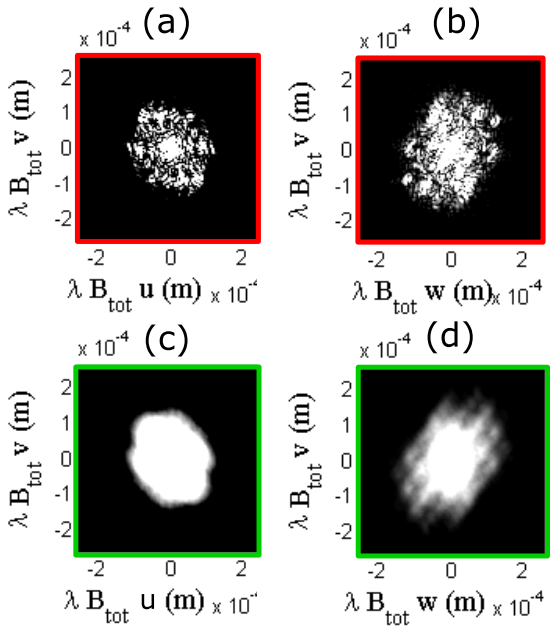


FIGURE 4.7 – Tâche centrale de la TF_{2D} de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de +135° (a) et de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de -135° (b), A_{2D} d'une des tâches symétriques de la TF_{2D} de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de +135° (c) et de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de -135° (d).

De même pour le second cas expérimental présenté en Figure 4.8. Les Figures 4.8.a et .b correspondent aux images nettes enregistrées respectivement suivant les angles de diffusion de +135° et de -135°. Les Figures 4.8.c et .d correspondent aux autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en Figures 4.8.a et .b.

Les Figures 4.8.e et .f représentent les images d'IIP correspondantes enregistrées respectivement suivant les angles de diffusion de +135° et de -135°. Les Figures 4.8.g et .h montrent les transformées de Fourier 2D des images d'IIP enregistrées. Nous constatons que la correspondance entre les autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en Figures 4.8.c et .d et les transformées de Fourier 2D des images d'IIP présentées en Figures 4.8.g et .h est relativement bonne (tant par le nombre de tâches, leur formes que par leurs dimensions). Les différences observées peuvent être dues aux seuils de binarisation choisis. L'Equation (2.44) est encore une fois satisfaite.

De plus, pour chacune des voies d'enregistrement, la correspondance entre l'autocorrélation bidimensionnelle d'une des tâches symétriques de la TF_{2D} de l'image d'IIP enregistrée (cf Figure 4.9.c et .d) avec la tâche centrale de la TF_{2D} de la même image d'IIP (cf Figure 4.9.a et.b) est bonne tant en forme qu'en dimensions. Notre critère qui ne nécessite pas l'observation d'images nettes est vérifié. Ainsi, pour chacune des voies d'enregistrement, chaque tâche de corrélation croisée correspond à la reconstruction de l'hologramme de la particule de glace de plus grandes dimensions.

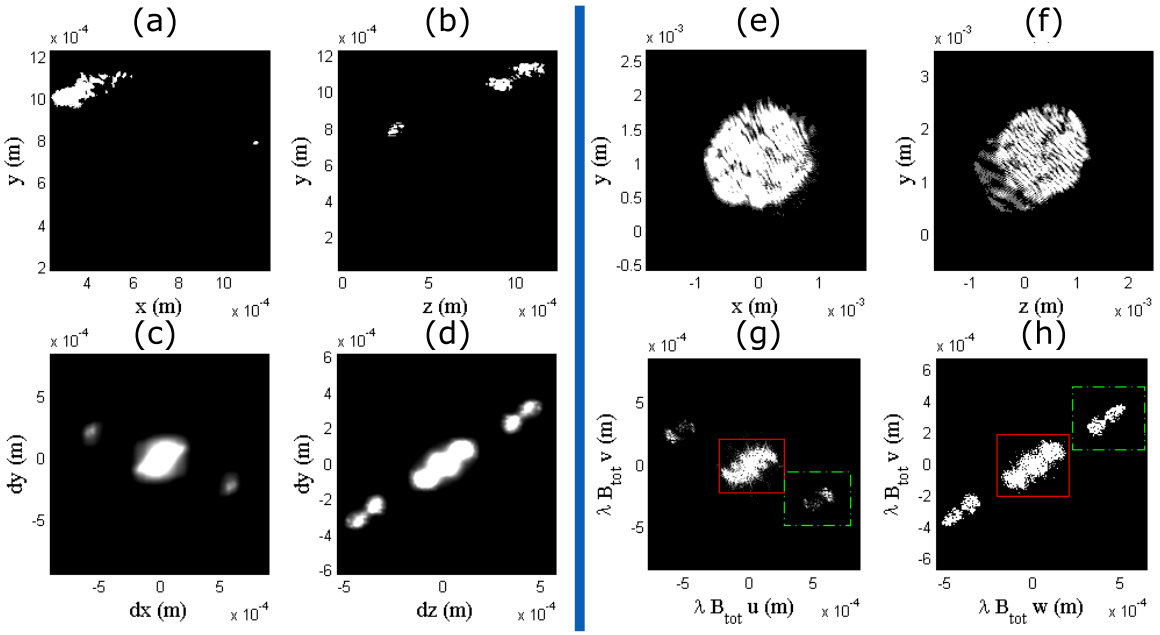


FIGURE 4.8 – Images nettes d'une paire de cristaux de glace enregistrées suivant un angle de +135° (a) et de -135° (b), A_{2D} des images nettes présentées en Figure (a) et (b) respectivement (c) et (d), images d'IIP de cette même paire de cristaux de glace enregistrées suivant un angle de +135° (e) et de -135° (f) enfin, TF_{2D} des images d'IIP présentées en (e) et (f) respectivement (g) et (h).

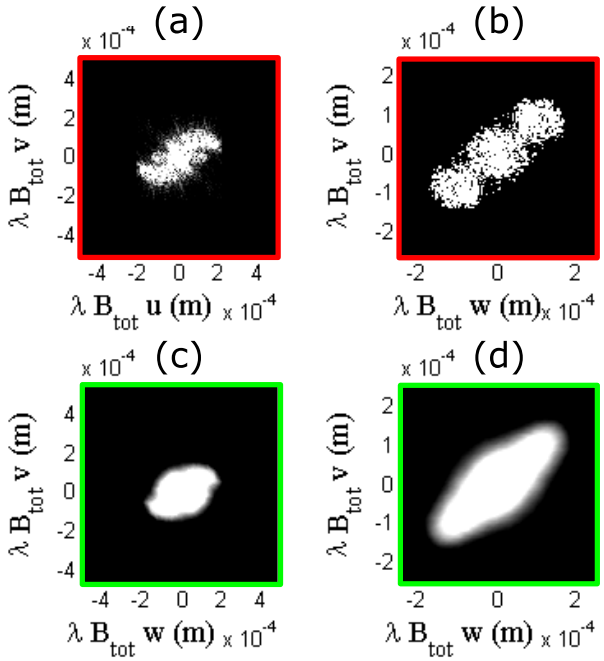


FIGURE 4.9 – Tâche centrale de la TF_{2D} de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de +135° (a) et de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de -135° (b), A_{2D} d'une des tâches symétriques de la TF_{2D} de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de +135° (c) et de l'image d'IIP enregistrée suivant un angle de diffusion de -135° (d).

4.3 Estimations des volumes d'une paire de particules de glace par IIPMV

Pour le cas d'une configuration multi-vues, l'estimation des volumes d'une paire de particules de glace peut devenir très complexe. En effet, en fonction des positions relatives des particules étudiées, de leurs dimensions et de leur orientations, le nombre de cas expérimentaux rencontrés peut être élevé (cf Section 4.1.2). De ce fait, l'ensemble de ces cas de figure n'ont pu être analysés. Néanmoins, la configuration majoritairement rencontrée en pratique pour laquelle l'une des particules de glace est de dimensions bien supérieures à celles de la seconde peut être discutée.

Pour ce faire, supposons que les deux particules de glace étudiées sont de formes ellipsoïdales. Leurs volumes sont alors estimés à partir des équations :

$$V_g = \frac{4}{3}\pi x_g y_g z_g \tag{4.9}$$

$$V_p = \frac{4}{3}\pi x_p y_p z_p \tag{4.10}$$

avec V_g le volume de la plus grande particule et V_p celui de la plus petite. La procédure permettant d'estimer les différents paramètres x_g, y_g, z_g, x_p, y_p, z_p (demi-longueurs des particules ellipsoïdales) est présentée en Figure 4.10. La Figure 4.10.a illustre l'image nette d'une paire de particules de forme ellipsoïdale enregistrée suivant un angle de diffusion de +135°, tandis que la Figure 4.10.b illustre l'image nette de la même paire de particules enregistrée suivant un angle de diffusion de -135° (angle de vue perpendiculaire). Les Figures 4.10.c et .d montrent les autocorrélations bidimensionnelles des images nettes de cette paire de particules suivant chacune des vues respectives. Pour chaque voie d'enregistrement, l'autocorrélation bidimensionnelle des images nettes (cf Figure 4.10.c et .d) se compose de trois tâches : une centrale et deux symétriques. Chacune des tâches symétriques correspond à la corrélation croisée de la forme 2D d'une particule par celle de la seconde. La tache centrale correspond, quant à elle, à l'autocorrélation bidimensionnelle de la forme 2D de la particule de plus grandes dimensions considérée seule. L'estimation des différents paramètres (x_g, y_g, z_g, x_p, y_p, z_p) s'effectue alors à partir des équations suivantes ([76]) :

$$u_g = \frac{D_a^u}{4} \tag{4.11}$$

$$u_p = \frac{1}{2}\left(D_c^u - \frac{D_a^u}{2}\right) \tag{4.12}$$

où u représente les axes x, y et z. D_a^u correspond à la mesure de la tâche centrale le long de l'axe u et D_c^u correspond à la mesure d'une des tâches symétriques le long de l'axe u.

Remarque : Notons que les paramètres D_a^y et D_c^y peuvent être évalués deux fois (ce qui permet une validation) car l'axe y est commun aux deux voies d'enregistrement à +135° et -135°.

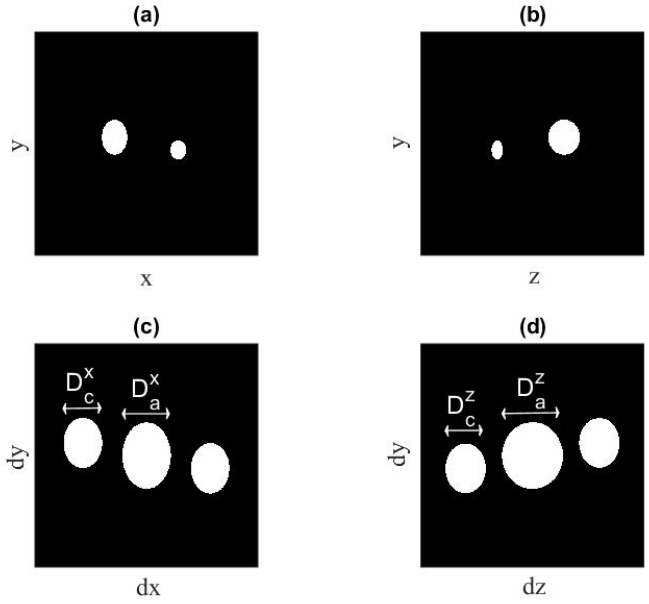


FIGURE 4.10 – Images nettes simulées d'une paire de particules de forme ellipsoïdale suivant un angle de diffusion de +135° (a) et suivant un angle de -135° (b), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (c) et de l'image nette présentée en (b) (d).

Cette configuration correspond au cas expérimental présenté en Section 4.2.2. Nous avions constaté que pour chaque angle de diffusion, malgré le recouvrement des deux interférogrammes des particules de glace étudiées, les estimations de leurs dimensions à partir des transformées de Fourier 2D des images d'IIPMV sont en accord avec celles obtenues à partir des images nettes. L'estimation des volumes des particules de glace est alors possible dans ce cas. Toutefois, la possibilité d'une erreur significative ne doit pas être sous-estimée.

En effet, si l'incertitude dans la détermination des paramètres D_a^u et D_c^u est de 17 μm (avec u représentant les axes x, y ou z), l'incertitude dans l'estimation des tailles $2u_g$ et $2u_p$ est de respectivement 9 μm et 26 μm pour la plus grande et la plus petite particule (cf Equations (4.11) et (4.12)). Intrinsèquement à notre méthode, les incertitudes des estimations des dimensions de la particule la plus petite peuvent être très élevées.

Ceci est vérifié numériquement. Considérons que la particule de plus grande dimension soit sphérique et de rayon r_g = 100 μm. Le rayon de la plus petite particule sphérique est noté r_p. L'axe horizontal de la Figure 4.11 représente le rapport r_p / r_g. Selon la méthode décrite précédement, les rayons des deux particules sont déterminés à partir des Equations (4.11) et (4.12). L'incertitude sur la détermination des paramètres D_a^u et D_c^u est supposée être de 17 μm, ce qui implique une incertitude de dr_g = 4 μm et de dr_s = 13 μm pour l'estimation des rayons respectifs de la plus grande et la plus petite particule.

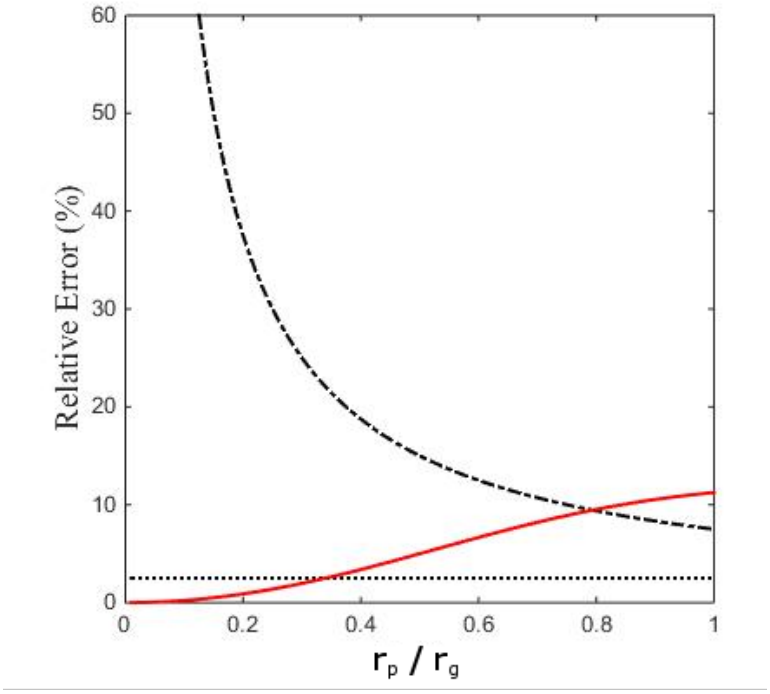


FIGURE 4.11 – Erreurs théoriques sur l'estimation de la taille de la plus grosse particule dr_g / r_g (ligne pointillée noire) et de la plus petite particule dr_p / r_p (courbe en tirets noirs) par rapport à r_p / r_g. Rapport de l'erreur du volume de la petite particule sur celui du volume total de glace (y compris des deux particules) dV_p / V_{tot} par rapport à r_p / r_g (courbe en rouge).

La ligne en pointillés de la Figure 4.11 présente le rapport dr_g / r_g par rapport à r_p / r_g. La courbe en tirets présente le quotient dr_p /r_p par rapport au même rapport r_p / r_g. L'erreur relative dans la détermination du rayon de la particule la plus grande est logiquement constante car sa taille est toujours la même et est déterminée à partir de la tâche centrale de la transformée de Fourier 2D (paramètre mesuré : D_a^u). En revanche, l'erreur relative pour la plus petite particule augmente considérablement lorsque sa taille diminue. Dans le cas limite d'une particule ponctuelle, l'erreur relative est théoriquement infinie. La courbe rouge montre le rapport dV_p / V_{tot} par rapport à r_p / r_g, où dV_p = (3dr_p / r_p)V_p avec V_p = 4 / 3π r_p^3 le volume de la plus petite particule et V_{tot} = 4 / 3π r_p^3 + 4 / 3π r_g^3 le volume d'eau total. Ainsi, bien que l'erreur sur la détermination du paramètre r_p devient très importante lorsque r_p diminue, son influence sur la détermination du volume de glace total tend vers zéro. De ce fait, l'estimation du volume d'eau glacée est possible même pour la cas où l'erreur de mesure sur la plus petite devient forte. Celui-ci correspondra alors au volume de la particule de plus grandes dimensions.

4.4 Simulations numériques

L'objectif de cette section consiste en la validation du modèle théorique de diffusion de la lumière proposé au cours de la Section 2.4. Pour ce faire, simulons un cas expérimental complexe présenté en Figures 4.6 et 4.7 pour lequel les interférogrammes de deux particules de glace, dont

l'une peut être assimilée à un émetteur ponctuel, se recouvrent. Nous rappelons que pour ce cas particulier, chacune des tâches de corrélation croisée des TF_{2D} des images d'IIPMV constituent une reconstruction de l'hologramme de la particule de plus grandes dimensions (auto-génération d'hologrammes hors axe).

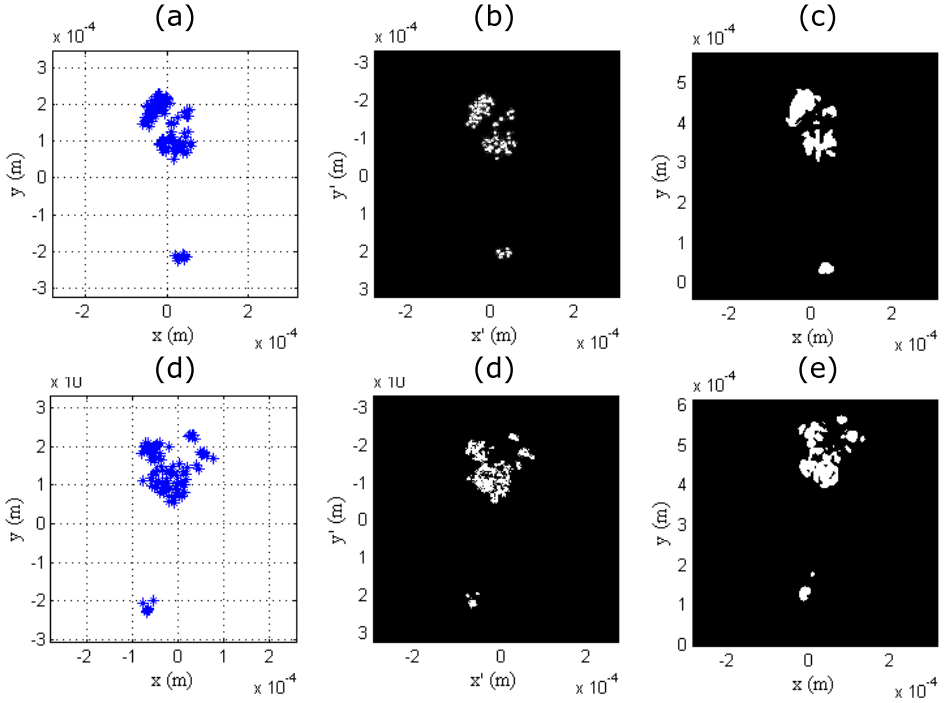


FIGURE 4.12 – Illustrations des dispositions de *glare point* suivant un angle de diffusion de +135° (a) et de -135° (d), images nettes simulées de la paire de particules de glace étudiée à partir des dispositions de *glare points* présentées en (a) et (d) respectivement (b) et (e) enfin, images nettes expérimentales de la paire de particules de glace étudiée enregistrées suivant un angle de diffusion de +135° (c) et de -135° (f).

Dans un premier temps, assurons-nous que la disposition de *glare points* choisie suivant chacune des voies d'enregistrement est bien représentative des projetés des formes 3D de la paire de particules de glace étudiées dans les plans des capteurs CCD. Les Figures 4.12.a et .d illustrent respectivement les dispositions de *glare point* suivant les angles de diffusion de +135° et de -135°. Les Figures 4.12.b et .e représentent les images nettes simulées à partir des dispositions de *glare points* présentées en Figures 4.12.a et .d. Ces images sont obtenues lorsque le système d'imagerie IIP simulé est en mise au point. Enfin, les Figures 4.12.c et .f représentent les images nettes expérimentales de la paire de particules de glace étudiée. Nous constatons alors que pour chacune des voies d'enregistrement, la disposition de *glare points* choisie est bien représentative des formes et des dimensions des particules expérimentales que l'on souhaite simuler.

Nous simulons ensuite, pour chacune des voies d'enregistrement, les images d'IIP (dispositif optique en défaut de mise au point $\Delta p = 15\ mm$) obtenues à partir des distributions de *glare points* illustrées en Figures 4.12.a et .d. Celles-ci sont présentées en Figures 4.13.a et .b. Les transformées

de Fourier 2D de ces images d'IIP simulées auxquelles on applique le facteur d'échelle λB_{tot} (lié au dispositif d'imagerie simulé) sont présentées en Figures 4.13.c et .d. En comparant ces transformées de Fourier 2D avec les transformées de Fourier 2D des images d'IIP expérimentales présentées en Figures 4.6.g et .h, nous constatons que la correspondance en forme et en dimensions est vérifiée (les légères différences observées peuvent être dues au bruit contenu dans les images expérimentales ou encore auseuil de binarisation).

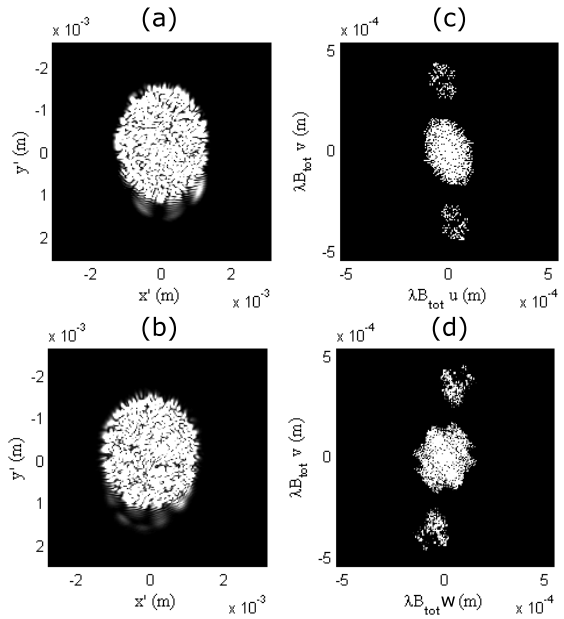


FIGURE 4.13 – Images simulées d'IIP de la paire de particules de glace enregistrées suivant un angle de diffusion de +135° (a) et de -135° (b) et TF_{2D} des images d'IIP simulées présentées en (a) (c) et en (b) (d).

De plus, suivant chacune des voies d'enregistrement, chaque tâche de corrélation croisée des TF_{2D} des images d'IIP simulées constitue la reconstruction de l'hologramme de la particule de plus grandes dimensions. Vérifions-le à l'aide de notre critère défini en Section 4.2.3.

Les images présentées en Figures 4.14.a et .b représentent les tâches centrales des TF_{2D} des images d'IIP simulées enregistrées respectivement suivant les angles de diffusion de +135° et de -135°. Les Figures 4.14.c et .d correspondent aux autocorrélations bidimensionnelles des tâches de corrélation croisée des TF_{2D} des images d'IIP simulées enregistrées suivant les mêmes angles de diffusion. Nous constatons alors que la correspondance en forme et en dimensions des images présentées en Figures 4.14.a et .b avec celles présentées en Figures 4.14.c et .d est quantitativement très bonne. Notre critère est vérifié, ce qui implique que chacune des tâches de corrélation croisée des TF_{2D} des images d'IIP constitue bien la reconstruction de l'hologramme de la particule de plus grandes dimensions.

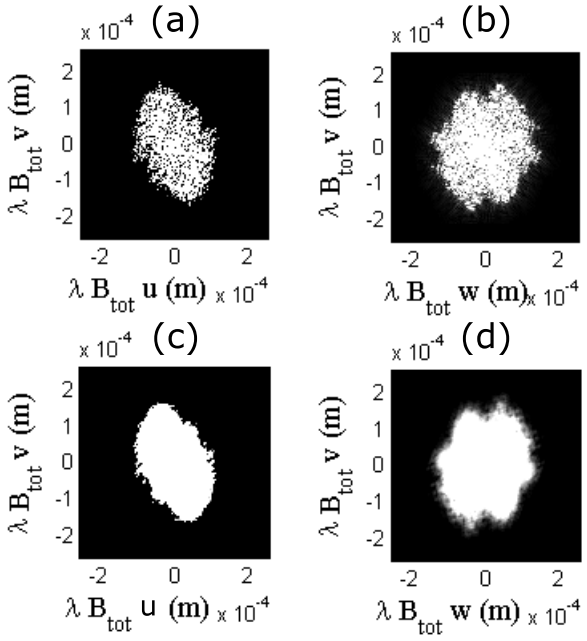


FIGURE 4.14 – Tâche centrale de la TF_{2D} de l'image d'IIP **simulée** enregistrée suivant un angle de diffusion de +135° (a) et suivant un angle de diffusion de -135° (b), A_{2D} d'une des tâches symétriques de la TF_{2D} de l'image d'IIP simulée enregistrée suivant un angle de diffusion de +135° (c) et suivant un angle de diffusion de -135° (d).

Ces résultats de simulation sont assez proches des résultats obtenus lors de l'analyse d'images d'IIP expérimentales présentées en Figure 4.6 et 4.7. Le modèle théorique de diffusion de la lumière proposé au cours de la Section 2.4 est donc validé. Celui-ci est assez robuste pour permettre la simulation de cas complexes pour lesquels les interférogrammes de deux particules de glace de formes et d'orientations différentes, proches l'une de l'autre, se recouvrent. Ceci implique donc que l'Equation 2.44 reste vérifiée pour ces cas plus complexes.

4.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, par l'analyse de cas complexes pour lesquels les interférogrammes d'une paire de particules de glace (de formes et d'orientations quelconques) se recouvrent au sein d'une même image d'IIP, nous avons montré que l'Equation 2.44 reste vérifiée. De ce fait, la transformée de Fourier 2D de cette image d'IIP se compose alors de trois tâches : une centrale et deux symétriques. La tâche centrale correspond à la superposition des autocorrélations bidimensionnelles des formes 2D des deux particules de glace considérées séparément. Les deux tâches symétriques correspondent, quant à elles, aux corrélations croisées bidimensionnelles de la forme 2D d'une particule par celle de la seconde.

Expérimentalement, plusieurs cas sont alors envisageables. En effet, si l'espacement entre les deux particules présentes dans notre champ de mesure est relativement faible (de l'ordre des dimensions des particules étudiées), alors la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP se composera

d'une unique tâche centrale. Dans ce cas de figure, les tâches symétriques de corrélation croisée et la tâche centrale de la TF_{2D} de la même image d'IIP se recouvreront. Il sera alors impossible de conclure que deux particules sont présentes dans le champ de mesure et de ce fait, d'estimer les dimensions et les positions relatives de la paire de particules de glace étudiées. En revanche, pour le cas contraire où l'espacement entre les deux particules de glace est relativement important (supérieures aux dimensions des particules étudiées), la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP se composera bien de trois tâches distinctes. Il sera alors possible d'estimer à la fois les dimensions et les positions relatives de la paire de particule de glace étudiées. Toutefois, pour le cas de figure où l'une des particules peut être assimilée à un émetteur ponctuel, il sera impossible d'estimer les dimensions de celle-ci (du fait des incertitudes de mesure du dispositif d'IIPMV utilisé). Chacune des tâches de corrélation croisée constituera alors la reconstruction de l'hologramme de la particule de plus grandes dimensions (Auto-génération d'hologramme hors axe). Par ailleurs, l'espacement entre les deux particules de glace étudiées peut être différent suivant l'angle d'observation. C'est pourquoi l'utilisation de l'IIPMV est recommandé pour permettre une interprétation correcte de cas complexes pour lesquels deux particules de glace sont proches l'une de l'autre.

Le modèle théorique de diffusion de la lumière proposé au cours de la Section 2.4 a pu être validé par simulation, dans ces cas complexes où deux particules de glace proches l'une de l'autre sont présentes dans notre champ de mesure.

Au cours de notre étude, nous avons constaté que l'espacement entre la tâche centrale et les tâches symétriques de la TF_{2D} d'une même image d'IIP pour laquelle les interférogrammes d'une paire de particules de glace se recouvrent dépend de la distance réelle entre les deux particules étudiées. Ainsi, si les interférogrammes de deux particules de glace se recouvrent au sein d'une même image d'IIP mais que la distance réelle entre ces particules devient trop importante, un phénomène de repliement de spectre (*aliasing*) impliquant une estimation erronée des positions relatives des particules étudiées peut être observé. Le Chapitre suivant permet de mettre en évidence ce phénomène en s'appuyant sur un dispositif expérimental d'IIP différent. Celui-ci permettra la maîtrise des positions et des formes des particules présentes dans notre champ de mesure.

CHAPITRE 5

Caractérisation de particules irrégulières par IIP en présence de Moiré induit par le recouvrement d'interférogrammes

Au fil des chapitres constituant cette thèse, nous avons montré qu'à partir du motif de *speckle* composant les interférogrammes d'images d'IIP [1], il est possible d'estimer les dimensions et les morphologies de particules irrégulières [39,41,81–84]. Cependant, lorsque le milieu d'étude est dense en particules, différents interférogrammes peuvent se recouvrir au sein d'une même image d'IIP empêchant toute analyse [85,86], ce qui constitue la limite de la technique. Au cours du chapitre précédent, nous avons montré que pour certaines conditions particulières (séparation suffisante entre deux particules par rapport à leurs tailles respectives), il est possible d'estimer à la fois les dimensions et les positions relatives d'une paire de particules irrégulières en dépit du recouvrement de leurs interférogrammes au sein de la même image d'IIP [76,77]. L'influence de la distance entre les deux particules étudiées reste toutefois un paramètre qui nécessite certaines clarifications.

Au cours de ce chapitre, nous étudierons l'influence de ce paramètre dans le but d'étendre l'utilisation de la technique IIP à l'étude de milieux plus denses. Pour ce faire, un dispositif expérimental permettant à la fois la maîtrise de la forme et de la distance séparant les différentes particules présentes dans notre champ de mesure sera développé. Ainsi, en augmentant progressivement l'espacement entre nos différentes particules tout en conservant un recouvrement de leur interférogrammes respectifs, nous observerons l'apparition de phénomènes de sous-échantillonnage au sein de nos images d'IIP. Ce phénomène est appelé « effet Moiré » [87–90]. Par conséquent, suite à l'analyse de nos images d'IIP par transformée de Fourier 2D, nous observerons un repliement des spectres des images d'IIP induisant une estimation erronée des positions relatives des particules présentes dans le champ de mesure, bien que l'estimation de leurs dimensions respectives reste

1. Imagerie Interférométrique de Particules

correcte.

Nous souhaitons ainsi mettre en évidence une relation liant les paramètres du dispositif d'IIP utilisé à l'espacement réel entre les particules présentes dans le champ de mesure dans le but de s'affranchir de tout effet de Moiré. Les estimations des positions relatives des particules étudiées et de leurs dimensions respectives seront alors en accord avec les mesures réelles.

5.1 Effet moiré : Aspects théoriques

Afin de comprendre la génération du phénomène de Moiré sur nos images d'IIP, expliquons, dans un premier temps, comment s'effectue l'enregistrement d'interférogrammes.

5.1.1 Enregistrement d'interférogrammes : échantillonnage de signaux lumineux réels

La caractérisation de particules irrégulières par IIP repose sur l'étude du signal lumineux qu'elles diffusent suivant un angle donné. De ce fait, il est nécessaire d'enregistrer ce signal (interférogramme) à l'aide d'un capteur CCD composé d'une grille de pixels, formant ainsi une « version numérique » discrète d'un signal physique continu. Celui-ci est obtenu en deux étapes :

- Une phase d'échantillonnage durant laquelle le signal est enregistré en un petit nombre de points t_i. Notons n le nombre de ces points, alors l'ensemble des couples $\{t_i, s(t_i)\}_{i=1..n}$ est la version échantillonnée de ce signal ;

- Une phase de reconstruction qui consiste à réobtenir le signal original à partir des seuls échantillons $\{t_i, s(t_i)\}$ dont on dispose.

La fréquence d'échantillonnage, noté f_e, est alors fixe et liée aux dimensions des pixels constituant le capteur CCD. Or, le signal lumineux diffusé par une particule irrégulière se compose de motifs de *speckle* dont le grain est inversement proportionnel à la taille de la particule étudiée. De ce fait, plus la taille de la particule diffusante est importante, plus les fréquences contenues dans le signal lumineux diffusé sont élevées. Par conséquent, pour un dispositif d'IIP donné, le signal diffusé par une particule de faibles dimensions se compose de basses fréquences. Pour ce cas de figure, le signal reconstruit correspond bien au signal réel diffusé par la particule étudiée comme on peut l'observer sur la Figure 5.1.a. En revanche, pour le cas où les dimensions de la particule étudiée sont trop élevées, le signal lumineux diffusé se compose de hautes fréquences. Celui-ci est alors sous-échantillonné d'où une reconstruction incorrecte du signal réel diffusé par la particule étudiée (cf Figure 5.1.b). Ainsi, d'après le théorème de Shannon-Nyquist, afin de s'assurer que le signal reconstruit corresponde bien au signal réel, il est nécessaire que la fréquence d'échantillonnage f_e soit supérieure au double de la fréquence maximale contenue dans le signal étudié.

Remarque : Le sous-échantillonnage d'un signal réel provoque l'observation de motif en forme d'escalier sur les contours obliques de l'image comme on peut l'observer sur la Figure 5.4. Ce phénomène est appelé effet de crénelage.

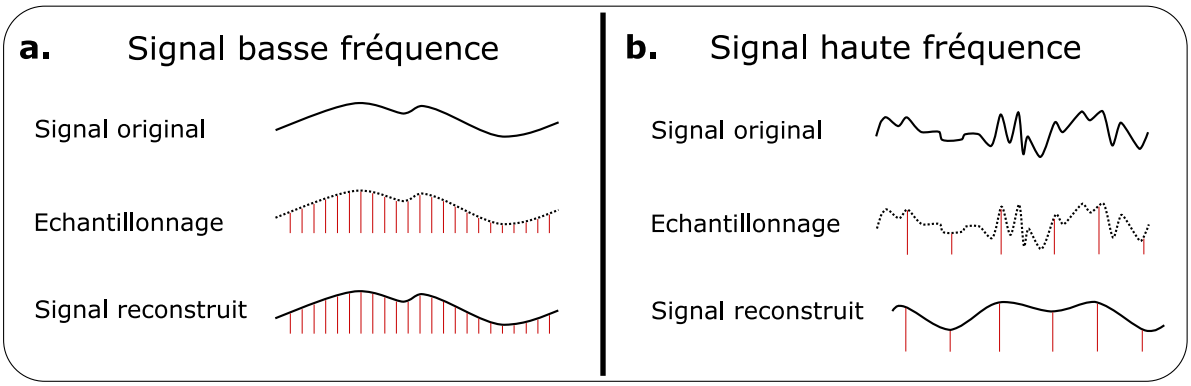


FIGURE 5.1 – Échantillonnage d'un signal réel basse fréquence (a) et d'un signal réel haute fréquences (b)

5.1.2 Analyse spectrale

Le spectre d'un signal échantillonné est périodique et de fréquence f_e (f_e est la fréquence d'échantillonnage correspondant au nombre d'échantillons par unité) comme on peut l'observer sur la Figure 5.2 [33].

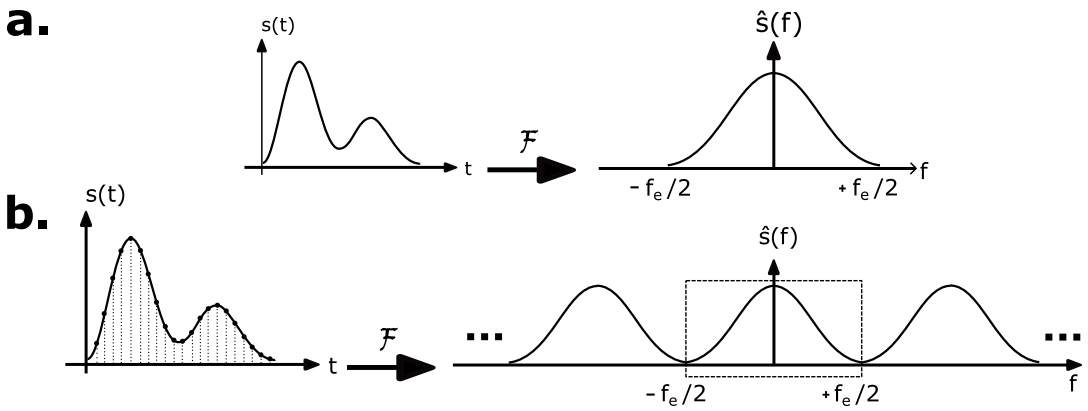


FIGURE 5.2 – Spectre d'un signal physique continu (a) et spectre de la version numérique échantillonnée de ce même signal.

En conséquence :

- Il est nécessaire et suffisant de connaître le spectre uniquement dans l'intervalle $\left[\frac{-f_e}{2}, \frac{f_e}{2}\right]$ (du fait de la périodicité du spectre du signal échantillonné) ;

- Le support du spectre d'un signal haute fréquence ne sera pas inclus dans l'intervalle $I = \left[\frac{-f_e}{2}, \frac{f_e}{2}\right]$. De ce fait, les fréquences dont la valeur absolue est supérieure à $\left[\frac{f_e}{2}\right]$ viendront perturber le spectre des fréquences incluses dans l'intervalle I (Théorème de Nyquist–Shannon). Ce phénomène est appelé repliement de spectre ou encore *aliasing* en anglais (cf Figure 5.3).

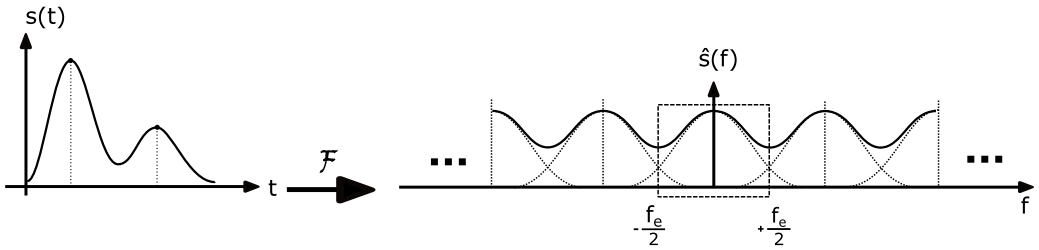


FIGURE 5.3 – Phénomène de repliement de spectre en présence de fréquences supérieures à la fréquence d'échantillonnage f_e.

5.1.3 Effet moiré impliquant un repliement de spectre

Le phénomène de moiré est un phénomène d'interférences spatiales résultant de la superposition de structures répétitives les unes sur les autres faisant apparaître visuellement une nouvelle structure [87,91,92]. Dans le cadre de l'étude de particules irrégulières par IIP, plusieurs configurations expérimentales peuvent en être à l'origine :

- La présence d'une particule irrégulière de grande dimension (> à 3 mm pour notre dispositif d'IIP utilisé) dans notre champ de mesure. Pour ce cas de figure, la taille du grain de *speckle* composant notre interférogramme serait inférieure à la taille du pixel du capteur CCD utilisé. Nous observerons alors du crénelage dû au sous-échantillonnage du signal diffusé par la particule étudiée conduisant à l'apparition d'effet de moiré (cf Figure 5.4). Celui-ci résulte de la superposition du motif de *speckle* avec la grille de pixels constituant le capteur CCD. Le signal diffusé contiendra alors des fréquences supérieures à la moitié de la fréquence d'échantillonnage $\left[\frac{f_e}{2}\right]$ d'où un repliement du spectre de l'image. Ce cas de figure ne sera pas étudié au cours de ce chapitre. En effet, en associant une gamme de taille de particule à un dispositif d'IIP donné, nous nous affranchissons de ce cas de figure particulier.

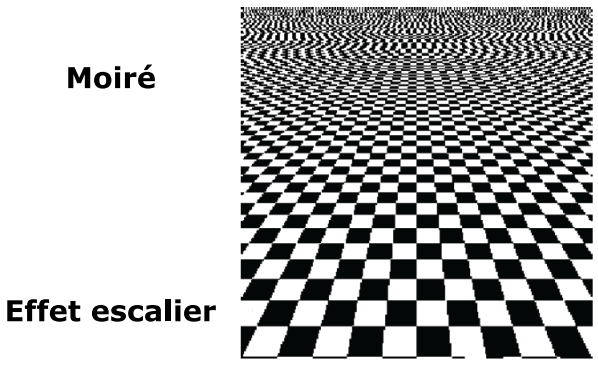


FIGURE 5.4 – Exemple d'un signal sous-échantillonné (présence de crénelage) impliquant la génération de moiré

- La superposition d'interférogrammes de différentes particules irrégulières au sein d'une même image d'IIP. Cette situation se produit lorsque le milieu étudié est dense en particules (celles-ci sont proches les unes des autres dans notre champ de mesure). La superposition

des différents motifs de *speckle* avec la grille de pixels constituant le capteur CCD engendrera l'apparition de fréquences plus ou moins élevées, suivant l'importance du décalage entre les différents interférogrammes. Nous observerons alors des effets de moiré sur nos images d'IIP pouvant conduire au repliement du spectre de celles-ci.

Ce chapitre se place dans le cadre de cette dernière configuration. Ainsi, en augmentant progressivement l'espacement entre les différentes particules présentes dans notre champ de mesure, nous montrerons alors au cours de ce chapitre qu'une estimation de leurs dimensions respectives reste possible. En revanche, l'estimation de leur position relative sera, quant à elle, erronée du fait du repliement du spectre.

5.2 Dispositifs expérimentaux

Notre étude porte sur des particules irrégulières transparentes en forme de bâtonnets découpées dans une matière constituée de polymères (*Jelly Marbles*). Celles-ci sont disposées sur une fine plaque de verre de BK7 afin de permettre leur illumination par une source laser Helium-Néon continu. Ces particules diffusent alors de la lumière dans toutes les directions. Ce signal lumineux diffusé est collecté suivant un angle de 15° (angle pratique dans le cadre de notre dispositif expérimental) à l'aide d'un dispositif d'imagerie IIP comme on peut l'observer sur la Figure 5.5.b. Des images nettes de notre champ de mesure sont également enregistrées en translatant le dispositif optique utilisé afin de valider les mesures obtenues par IIP (cf Figure 5.5.a).

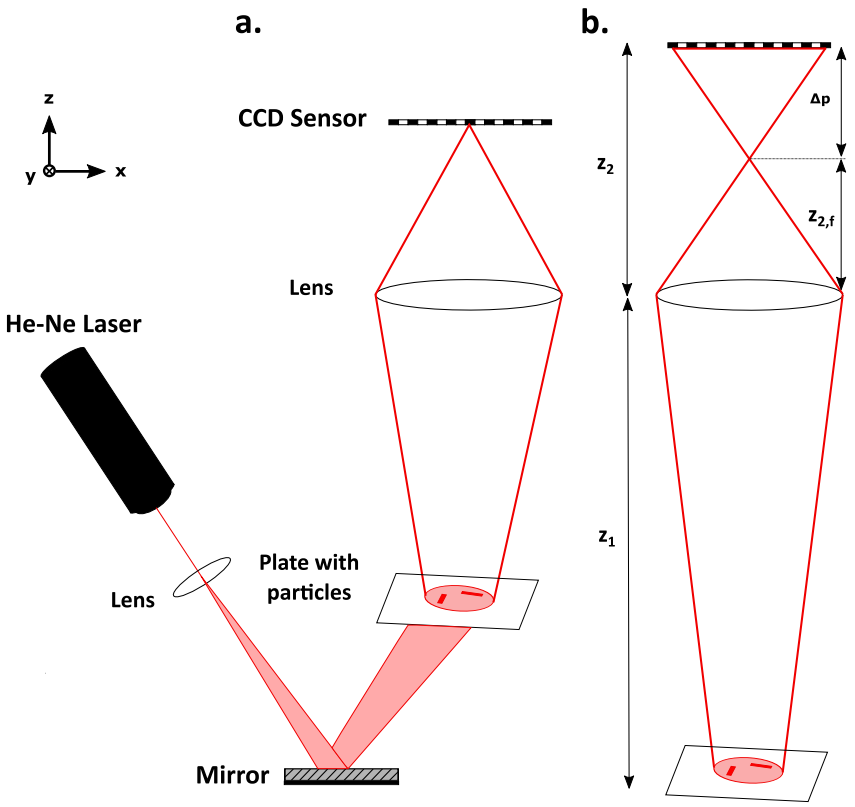


FIGURE 5.5 – Dispositif expérimental d'imagerie nette (a) et dispositif expérimental d'IIP (b)

Présentons maintenant plus en détail chaque élément composant notre dispositif expérimental.

5.2.1 Mise en forme du laser

La source lumineuse cohérente utilisée est un laser hélium-Néon (He-Ne) continu, émettant 30 mW de puissance moyenne à 632.8 nm. Au moyen d'une lentille convergente de distance focal f=75 mm, nous élargissons notre faisceau laser. À l'aide d'un miroir traité à 632.8 nm, nous illuminons notre plaque de verre par le dessous en formant un angle de 15° avec la verticale. Le faisceau laser divergent permet alors d'illuminer une zone de mesure circulaire de 15 mm de diamètre (cf Figure 5.5).

5.2.2 Dispositif d'imagerie nette

Le dispositif d'imagerie nette doit permettre la collection et l'enregistrement du signal lumineux diffusé par les particules présentes dans notre champ de mesure. Celui-ci se compose d'un objectif lié à une caméra avec une bague-allonge de 10 mm. L'objectif utilisé est le Fujinon CF25HA-1 [2] de focale f=24 mm. L'enregistrement du signal lumineux collecté s'effectue à l'aide d'une caméra provenant de chez Airylab. Il s'agit du modèle Basler acA2040-90um munie du capteur CMOSIS CMV400 v3 [3]. Celui-ci présente une surface carrée de 11,2 mm de côté et une résolution de 2048 x 2048 pixels. Ceux-ci sont de forme carrée et mesurent 5,5 μm. Cette caméra permet l'enregistrement d'images 8 bits à une fréquence de 50Hz. En mise au point, le système d'acquisition est placé à une distance de 30 mm des particules étudiées. Le grandissement du système, noté γ, vaut γ = -0,417 (cf Annexe A.2.2). Le champ d'observation est alors de 26,8 x 26,8 mm.

De plus, ayant connaissance des positions précises des différents plans principaux (F, F', H et H') de l'objectif fujinon CF25HA-1 utilisé, l'ensemble {objectif + bague-allonge} peut être assimilé à une lentille mince (cf Annexe A.2.2). Le montage équivalent est présenté en Figure 5.5.a. La distance entre la lentille et le plan contenant nos particules, notée z_1, est alors de z_1 = 81,6 mm. Celle entre la lentille et le capteur CCD, notée z_2, vaut quant à elle, z_2 = 34 mm.

Remarque : En s'appuyant sur le modèle de diffusion de la lumière par une particule irrégulière présenté au cours du Chapitre 2, il sera possible de simuler des images nettes obtenues via notre système d'imagerie nette expérimental.

5.2.3 Dispositif d'imagerie IIP

Le dispositif expérimental utilisé pour l'enregistrement d'image d'IIP se compose du même objectif fujinon CF25HA-1 et de la même caméra basler acA2040-90um que ceux utilisés pour l'enregistrement d'images nettes de ces mêmes particules. En revanche, cette fois-ci, l'objectif est lié à la caméra avec une bague-allonge de 20 mm. Les particules irrégulières étant immobiles dans notre champ de mesure, l'enregistrement d'image d'IIP et d'images nettes s'effectue de manière successive et non simultanée (contrairement au cas de l'étude de particules de glace).

Lors de l'acquisition d'images d'IIP, le dispositif optique est placé à une distance comprise dans l'intervalle [45 mm : 56 mm] suivant les différents cas étudiés. L'ensemble {objectif + bague-allonge}

2. https ://www.fujifilm.eu/fr
3. http ://airylab.fr/

peut être assimilé à une lentille mince (cf Annexe A.2.2). Le montage équivalent est présenté en Figure 5.5.b. La distance entre la lentille et le capteur CCD, notée z_2, est alors de z_2 = 44 mm. Celle entre la lentille et le plan contenant nos particules, notée z_1, est comprise dans l'intervalle [97,4 mm : 108,2 mm] suivant les différents cas étudiés.

Le coefficient B_{tot} nécessaire pour l'estimation de dimension des particules irrégulières à partir de la transformée de Fourier 2D de leurs images d'IIP se calcule alors aisément en s'appuyant sur le formalisme des matrices ABCD présenté au cours du Chapitre 2. Dans le cadre de notre étude, celui-ci est compris dans l'intervalle [-0,0371 m : -0,0461 m] suivant les différents cas étudiés.

Remarque : En s'appuyant sur le modèle théorique de diffusion de la lumière par une particule irrégulière présenté au cours du Chapitre 2, il sera possible de simuler des images d'IIP obtenues via notre système d'imagerie expérimental.

5.3 Étude expérimentale d'images d'IIP lors du recouvrement d'une paire d'interférogrammes

L'étude suivante porte sur l'analyse du cas de figure pour lequel deux interférogrammes de particules irrégulières se recouvrent au sein d'une même image d'IIP. Les deux particules étudiées présentes dans notre champ de mesure sont en forme de bâtonnets : l'une est orientée verticalement tandis que l'autre est orientée horizontalement. Trois cas différents sont analysés. Pour le premier, l'espacement entre nos particules est limité (environs 4 mm). Puis, pour les cas suivants, nous augmentons progressivement cet espacement (jusqu'environ 8 mm) tout en conservant le recouvrement des interférogrammes respectifs des particules étudiées.

Pour l'ensemble des cas étudiés, nous enregistrons à la fois une image d'IIP et une image nette correspondante de notre champ de mesure. Les images nettes enregistrées permettent alors de vérifier et valider les mesures obtenues par IIP. Les caractéristiques du dispositif d'imagerie nette sont identiques pour l'ensemble des trois cas de figure étudiés et sont les suivantes : z_1 = 81.6 mm, z_2 = 34 mm et γ = -0,417 avec γ le grandissement de notre montage optique.

5.3.1 Premier cas : En absence de Moiré

Plaçons-nous, dans un premier temps, dans une configuration pour laquelle l'espacement entre les deux particules étudiées ne permet pas d'observer d'effet de Moiré. Il est alors possible, pour ce cas de figure, d'estimer à la fois les dimensions ainsi que les positions relatives de la paire de particules présente dans notre champ de mesure [76].

La Figure 5.6.a présente l'image nette de la paire de particules étudiée. Les dimensions réelles de ces particules obtenues à partir de cette image nette sont répertoriées dans la première colonne du Tableau 5.1. La Figure 5.6.b présente l'image d'IIP correspondante enregistrée. Nous observons que les interférogrammes des particules étudiées se recouvrent au sein de la même image d'IIP. Les caractéristiques du montage expérimental utilisé pour l'enregistrement de cette image d'IIP sont les suivantes : z_1 = 108,2 mm, z_2 = 44 mm et B_{tot} = -0,0461 m.

L'autocorrélation bidimensionnelle, notée A_{2D}, de l'image nette est illustrée en Figure 5.6.c. La transformée de Fourier 2D, notée TF_{2D}, de l'image d'IIP est représentée en Figure 5.6.d. Nous

constatons que l'espacement entre les deux particules étudiées est suffisamment important pour induire la présence de trois "tâches" sur la TF_{2D} de l'image d'IIP. La tâche centrale correspond à la superposition de l'autocorrélation bidimensionnelle de la forme de chaque particule considérée séparément. Les deux tâches symétriques correspondent à la corrélation croisée 2D de la forme d'une particule par celle de la seconde. En absence de Moiré, la correspondance entre les Figures 5.6.c et 5.6.d est quantitativement très bonne tant par le nombre de tâches que par leur forme et leurs dimensions. Il est alors possible d'estimer à la fois les dimensions ainsi que les positions relatives des particules présentes dans notre champ de mesure à partir de la TF_{2D} de l'image d'IIP. La dimension suivant l'axe x de la particule orientée horizontalement est donnée par $\delta x_1 = \delta x_a/2$ (avec δx_a correspondant à la dimension maximum suivant l'axe x de la tâche centrale de la TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en Figure 5.6.d). La dimension suivant l'axe y de cette même particule est donnée par $\delta y_1 = \delta y_c$ - $\delta y_a/2$ (avec δy_a et δy_c correspondant respectivement aux dimensions maximum suivant l'axe y de la tâche centrale et d'une des tâches symétriques de la TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en Figure 5.6.d). Par un raisonnement similaire, nous obtenons les relations suivantes $\delta x_2 = \delta x_c$ - $\delta x_a/2$ et $\delta y_2 = \delta y_a/2$ correspondant respectivement aux dimensions suivant l'axe x et l'axe y de la particule orientée verticalement.

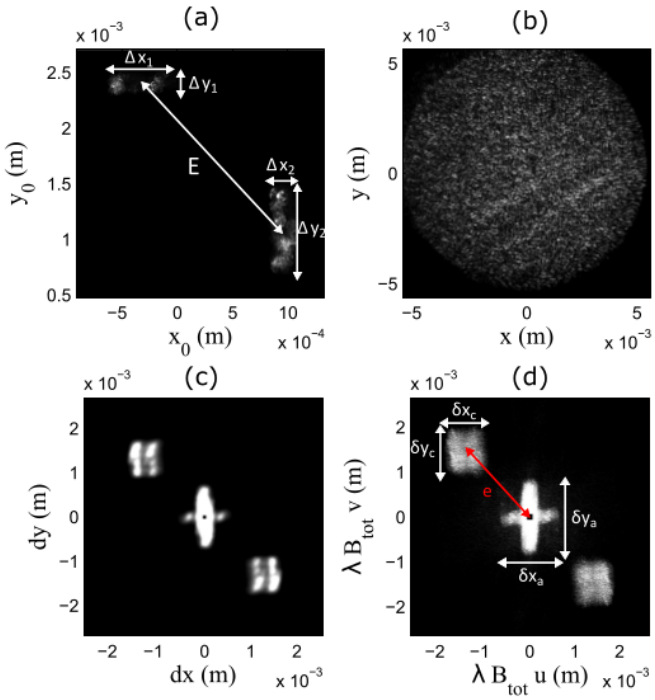


FIGURE 5.6 – Premier cas : image nette du champ de mesure (a), image d'IIP du champ de mesure (b), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (c) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (b) (d).

Suite à une étude quantitative de la figure 5.6.d, nous obtenons les valeurs répertoriées dans la seconde colonne du Tableau 5.1 correspondant aux estimations des dimensions des particules obtenues à partir de la TF_{2D} de l'image d'IIP. Les taux d'erreur entre ces estimations et les dimensions réelles de ces particules obtenues à partir de l'image nette enregistrée sont présentés dans la troisième colonne du Tableau 5.1. De plus, il est également possible d'estimer la distance

réelle, notée E, séparant les deux particules présentes dans notre champ de mesure à partir de la TF_{2D} de l'image d'IIP. Celle-ci correspond à la distance séparant le centre de la tâche centrale et celui d'une des tâches symétriques, notée e sur la Figure 5.6.d.

A partir de l'image nette	**A partir de la $\mathbf{TF_{2D}}$ de l'image d'IIP**	**Taux d'erreur**
Δx_1 = 1684 $\pm$ 26 μm	δx_1 = 1628 $\pm$ 21 μm	3,33 %
Δy_1 = 711 $\pm$ 26 μm	δy_1 = 650 $\pm$ 32 μm	8,58 %
Δx_2 = 750 $\pm$ 26 μm	δx_2 = 791 $\pm$ 32 μm	5,47 %
Δy_2 = 2119 $\pm$ 26 μm	δy_2 = 2190 $\pm$ 21 μm	3,35 %
E = 4392 $\pm$ 40 μm	e = 4826 $\pm$ 30 μm	9,88 %

Tableau 5.1 – Premier cas : comparaison entre les dimensions et les positions relatives de la paire de particules étudiée obtenue à partir de l'image nette enregistrée et les estimations de ces mêmes dimensions et positions relatives obtenues à partir de la TF_{2D} de l'image d'IIP.

Remarques : Discutons des incertitudes de mesures :

- La détermination des dimensions réelles des particules présentes dans notre champ de mesure à partir de l'enregistrement d'images nettes est sujette à une erreur de 1 pixel à chaque extrémité des flèches représentées sur la Figure 5.6.a, ce qui correspond à 2 pixels par mesure, soit à (2 x 5,5) / 0,417 = 26 μm.

- Les estimations des dimensions des particules présentes dans notre champ de mesure à partir de la TF_{2D} des images d'IIP est sujette à une erreur de 4 pixels à chaque extrémité des flèches représentées sur la Figure 5.6.d, ce qui correspond à 8 pixels par mesure, soit 21 μm.

L'étude de ce premier cas expérimental montre que lorsque l'espacement entre les particules étudiées est suffisamment important pour induire la présence de trois tâches sur la TF_{2D} de l'image d'IIP, mais pas assez pour permettre la génération d'effet de moiré sur celle-ci, l'Equation 2.44 est vérifiée. Ainsi, il est alors possible d'estimer à la fois les dimensions ainsi que les positions relatives des particules présentes dans notre champ de mesure avec une erreur inférieure à 10 % (cf Tableau 5.1).

5.3.2 Second cas : À la limite de l'apparition d'effet de Moiré induisant un repliement partiel des tâches de corrélation croisée symétriques du spectre de l'image d'IIP

Pour ce second cas expérimental, nous augmentons l'espacement entre les deux particules présentes dans notre champ de mesure tout en réduisant la défocalisation du système d'IIP. De ce fait, les interférogrammes des deux particules étudiées se recouvrent au sein de la même image d'IIP enregistrée avec un taux de recouvrement similaire à celui du cas précédent. L'image d'IIP enregistrée est présentée en Figure 5.7.b. Les caractéristiques du montage expérimental utilisé pour l'enregistrement de cette image sont les suivantes : z_1 = 101,3 mm, z_2 = 44 mm et B_{tot} = -0,0404 m.

La Figure 5.7.a présente l'image nette du champ de mesure enregistrée. Les dimensions réelles des deux particules étudiées obtenues à partir de cette image nette sont répertoriées dans la première colonne du Tableau 5.2.

La Figure 5.7.c représente l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette présentée en Figure 5.7.a. Celle-ci est recadrée afin de faciliter sa comparaison avec la transformées de Fourier 2D de l'image d'IIP correspondante. Suite à ce recadrage, seules les fréquences pouvant être mesurées à partir de la TF_{2D} de l'image d'IIP (d'après le théorème de Shannon-Nyquist) sont sélectionnées. Nous constatons alors que les tâches symétriques ne sont pas entièrement représentées sur la Figure 5.7.c. Ceci signifie que l'image d'IIP devrait contenir des fréquences tout juste supérieures à la moitié de la fréquence d'échantillonnage f_e induisant la génération d'effet de moiré. L'image d'IIP est présentée en Figure 5.7.b et sa transformée de Fourier en Figure 5.7.d. Nous observons un repliement partiel des tâches symétriques composant le spectre de l'image d'IIP (obtenu par transformée de Fourier 2D). Toutefois, à la suite d'une étude quantitative de la figure 5.7.d, malgré le repliement partiel du spectre de l'image d'IIP, l'estimation à la fois des dimensions et des positions relatives des particules présentes dans le champ de mesure reste possible. Cependant, il est nécessaire de tenir compte de ce repliement de spectre en considérant que $\Delta x_c = \Delta x_{c_1} + \Delta x_{c_2}$.

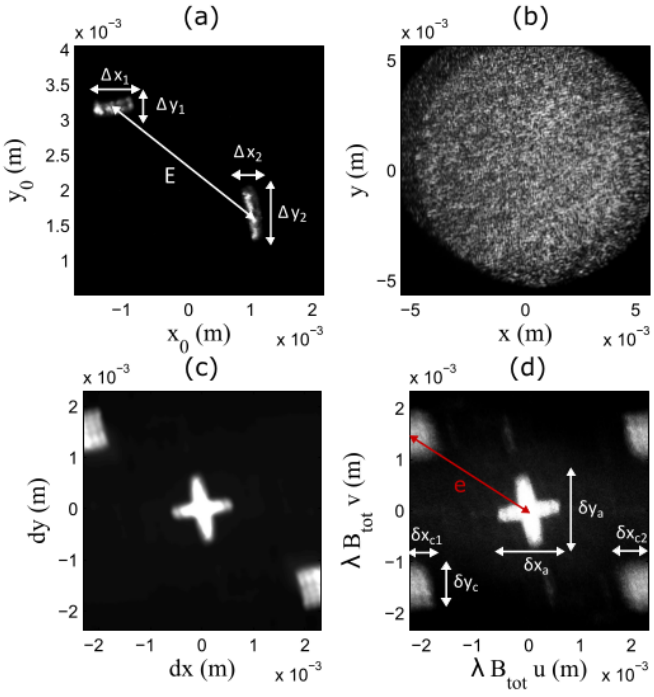


FIGURE 5.7 – Second cas : image nette du champ de mesure (a), image d'IIP du champ de mesure (b), A_{2D} recadrée de l'image nette présentée en (a) (c) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (b) (d).

Les estimations des mesures obtenues à partir de la TF_{2D} de l'image d'IIP sont répertoriées dans la seconde colonne du Tableau 5.2. Les taux d'erreur entre ces estimations et les mesures réelles obtenues à partir de l'image nette enregistrée sont présentés dans la troisième colonne du Tableau 5.2.

A partir de l'image nette	**A partir de la $\mathbf{TF_{2D}}$ de l'image d'IIP**	**Taux d'erreur**
Δx_1 = 1618 $\pm$ 26 μm	δx_1 = 1507 $\pm$ 18 μm	6,86 %
Δy_1 = 763 $\pm$ 26 μm	δy_1 = 664 $\pm$ 27 μm	12,97 %
Δx_2 = 895 $\pm$ 26 μm	δx_2 = 941 $\pm$ 27 μm	4,89 %
Δy_2 = 1947 $\pm$ 26 μm	δy_2 = 1795 $\pm$ 18 μm	7,81 %
E = 6541 $\pm$ 40 μm	e = 6552 $\pm$ 25 μm	0,17 %

Tableau 5.2 – Second cas : comparaison entre les dimensions et les positions relatives de la paire de particules étudiée obtenue à partir de l'image nette enregistrée et les estimations de ces mêmes dimensions et positions relatives obtenues à partir de la TF_{2D} de l'image d'IIP.

Remarques : Les estimations des dimensions des particules présentes dans notre champ de mesure à partir de la TF_{2D} des images d'IIP est sujette à une erreur de 4 pixels à chaque extrémité des flèches représentées sur la Figure 5.7.d, ce qui correspond à 8 pixels par mesure, soit 18 μm (B_{tot} est différent).

Pour ce second cas expérimental, le théorème de Shannon-Nyquist n'est pas vérifié. Pourtant, le dispositif d'IIP utilisé permet d'estimer les dimensions des particules étudiées. La superposition des motifs de *speckle* avec la grille de pixels constituant le capteur CCD est bien à l'origine de la génération de fréquences « non physiques » par effet moiré sur l'image d'IIP.

L'étude de ce second cas expérimental montre que lorsque l'on augmente l'espacement entre les deux particules présentes dans le champ de mesure tout en conservant le recouvrement de leur interférogrammes au sein de la même image d'IIP, des effets de moiré peuvent apparaitre sur l'image d'IIP enregistrée. Ceux-ci induisent un repliement du spectre de cette image d'IIP. Lorsque ce repliement est partiel, il est tout de même possible d'estimer à la fois les dimensions et les positions relatives de la paire de particules étudiée avec un taux d'erreur inférieur à 13 % (cf Tableau 5.2).

5.3.3 Troisième cas : En présence d'effet de Moiré induisant un repliement total des tâches de corrélation croisée symétriques du spectre de l'image d'IIP

Pour ce troisième cas expérimental, nous augmentons encore une fois l'espacement entre les deux particules présentes dans notre champ de mesure tout en réduisant de nouveau la défocalisation du système d'imagerie IIP. Ainsi, les interférogrammes des deux particules étudiées se recouvrent au sein de la même image d'IIP enregistrée avec un taux de recouvrement similaire à celui du cas précédent. L'image d'IIP enregistrée est présentée en Figure 5.8.b. Les caractéristiques du montage expérimental utilisé pour l'enregistrement de cette image sont les suivantes : z_1 = 97,34 mm, z_2 = 44 mm et B_{tot} = -0,03711 m.

La Figure 5.8.a présente l'image nette correspondante enregistrée du champ de mesure. Les dimensions réelles des deux particules étudiées obtenues à partir de cette image nette sont répertoriées dans la première colonne du Tableau 5.3.

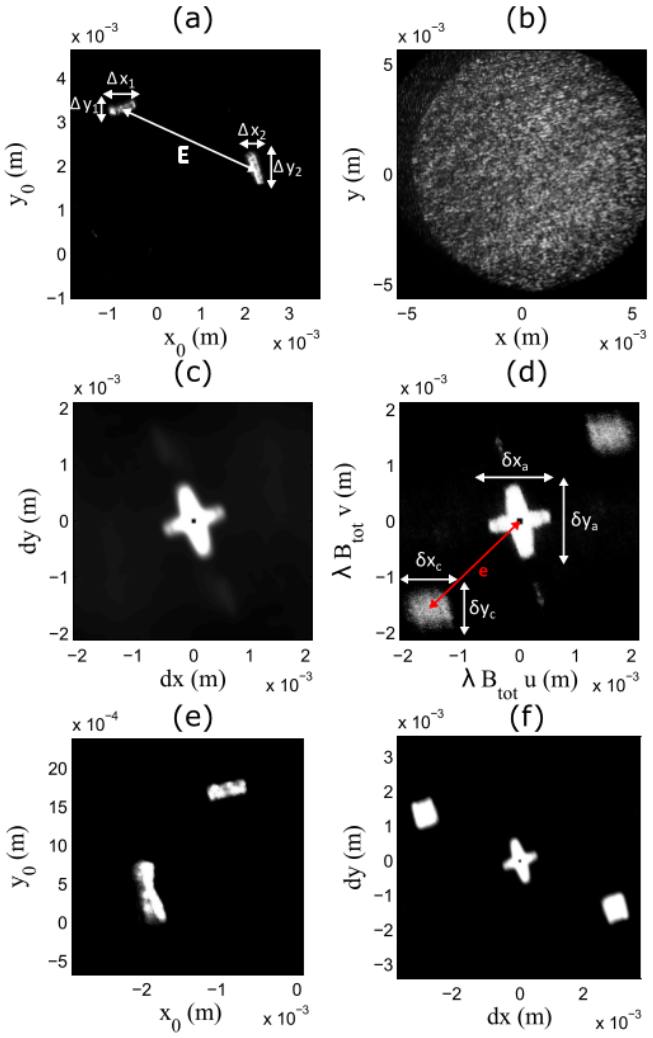


FIGURE 5.8 – Troisième cas : image nette du champ de mesure (a), image d'IIP du champ de mesure (b), A_{2D} recadrée de l'image nette présentée en (a) (c), TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (b) (d), image nette du champ de mesure reconstruite à partir de l'interprétation de la TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (b) (e) et A_{2D} recadrée plus largement de l'image nette présentée en (a) (f).

La Figure 5.8.c représente l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette présentée en Figure 5.8.a. Celle-ci est recadrée afin de faciliter sa comparaison avec la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP correspondante. Suite à ce recadrage, seules les fréquences vérifiant le théorème de Shannon-Nyquist sont sélectionnées. Nous constatons alors que les tâches de corrélation croisée symétriques n'apparaîssent pas sur l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette recadrée (cf Figure 5.8.c). Ceci indique que l'image d'IIP doit contenir des fréquences bien supérieures à la moitié de la fréquence d'échantillonnage f_e induisant la génération d'effet de moiré important sur l'image d'IIP. La Figure 5.8.b présente l'image d'IIP enregistrée et la Figure 5.8.d sa transformée de Fourier 2D. Nous observons un repliement total des tâches symétriques composant le spectre de l'image d'IIP (obtenu par transformée de Fourier 2D). De ce fait, l'estimation des positions relatives des particules présentes dans le champ de mesure à partir de la TF_{2D} de l'image d'IIP est erronée (taux d'erreur de 31.86 $\%$ (cf dernière ligne du Tableau 5.3). En effet, en absence d'image

nette du champ de mesure, à partir uniquement de la TF_{2D} de l'image d'IIP, nous aurions pensé que nos deux particules en forme de bâtonnets sont positionnées comme sur la Figure 5.8.e. En réalité, celles-ci sont positionnées comme sur la Figure 5.8.a. Pour une interprétation correcte, la TF_{2D} de l'image d'IIP aurait dû être similaire à la Figure 5.8.f représentant l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette recadrée de manière plus large (afin de prendre en compte les tâches de corrélation croisée).

Toutefois, en dépit du repliement total des tâches de corrélation croisée composant le spectre de l'image d'IIP, l'estimation des dimensions des particules présentes dans le champ de mesure à partir de la TF_{2D} de l'image d'IIP reste possible par une étude quantitative de la Figure 5.8.d. Celles-ci sont répertoriées dans la seconde colonne du Tableau 5.3. Les taux d'erreur entre ces estimations et les mesures réelles obtenues à partir de l'image nette enregistrée sont présentés dans la troisième colonne du Tableau 5.3.

A partir de l'image nette	**A partir de la $\mathbf{TF_{2D}}$ de l'image d'IIP**	**Taux d'erreur**
Δx_1 = 1517 $\pm$ 26 μm	δx_1 = 1364 $\pm$ 17 μm	10,09 %
Δy_1 = 936 $\pm$ 26 μm	δy_1 = 647 $\pm$ 26 μm	30,88 %
Δx_2 = 1108 $\pm$ 26 μm	δx_2 = 944 $\pm$ 26 μm	14,80 %
Δy_2 = 1860 $\pm$ 26 μm	δy_2 = 1631 $\pm$ 17 μm	12,31 %
E = 7887 $\pm$ 40 μm	e = 5374 $\pm$ 24 μm	31,86 %

Tableau 5.3 – Troisième cas : comparaison entre les dimensions et les positions relatives de la paire de particules étudiée obtenue à partir de l'image nette enregistrée et les estimations de ces mêmes dimensions et positions relatives obtenues à partir de la TF_{2D} de l'image d'IIP.

Remarques : Les estimations des dimensions des particules présentes dans notre champ de mesure à partir de la TF_{2D} des images d'IIP sont sujettes à une erreur de 4 pixels à chaque extrémité des flèches représentées sur la Figure 5.7.d, ce qui correspond à 8 pixels par mesure, soit 17 μm (B_{tot} est différent).

Pour ce dernier cas expérimental, le taux d'erreur pour l'estimation de la mesure réelle Δy_1 à partir de la TF_{2D}, noté δy_1, est de 30,88 % ce qui est élevé. Ceci peut être dû au fait que la particule orientée horizontalement est positionnée proche du bord de la nappe laser et est donc illuminée de manière inhomogène et moins intense. Par conséquent, certaines zones de la particules diffusent alors très peu de lumière ce qui peut expliquer ce taux d'erreur anormalement élevé.

Cette étude montre que lorsque deux interférogrammes de particules se recouvrent, il est possible d'observer la génération d'effet de Moiré sur l'image d'IIP enregistrée. Cet effet peut alors conduire à un repliement total des tâches de corrélation croisée symétriques constituant le spectre de l'image d'IIP. Par conséquent, l'estimation des positions relatives des particules étudiées est

erronée. En revanche, le Moiré ne constitue pas un obstacle à l'estimation des dimensions des particules présentes dans le champ de mesure qui reste possible. Cette propriété pourrait avoir des applications importantes dans le développement d'instruments destinés à la mesure de taille de particules, notamment pour la caractérisation de cristaux de glace en conditions aéroportées [41].

Dans la section suivante, nous recherchons une condition analytique reliant la défocalisation du dispositif d'IIP utilisé et l'espacement réel entre les particules présentes dans le champ de mesure afin d'éviter la génération d'effet de Moiré.

5.4 Condition sur le dispositif expérimental d'IIP permettant d'estimer à la fois les positions relatives ainsi que les dimensions des particules étudiées

5.4.1 Condition analytique pour s'affranchir d'effet de Moiré

Notre objectif est de mettre en évidence une relation mathématique reliant l'espacement réel entre les particules étudiées et le paramètre de défocalisation du dispositif d'IIP utilisé, noté ΔP. Ainsi, suivant la concentration en particules du milieu d'étude (et donc la distance entre les particules présentes dans le champ de mesure), il sera possible de choisir un défaut de mise au point ΔP permettant d'estimer à la fois les dimensions ainsi que les positions relatives des particules étudiées.

Lorsque deux interférogrammes se recouvrent au sein d'une même image d'IIP, l'estimation des positions relatives des particules présentes dans le champ de mesure est basée sur l'estimation de la distance e, entre le centre de la tâche central de la TF_{2D} de l'image d'IIP et celui d'une des tâches de corrélation croisée symétriques. e se décompose de la manière suivante : e = $\sqrt{e_x^2 + e_y^2}$. e_x est la composante de e le long de l'axe des x et e_y la composante de e le long de l'axe des y. Pour éviter l'apparition d'effet de moiré induisant un repliement du spectre de l'image d'IIP suivant l'axe x, e_x doit être inférieur ou égal à la demi-taille du capteur CCD dans l'espace de Fourier suivant ce même axe :

$$e_x \leqslant \frac{\lambda \left| B_{tot} \right|}{2\, \Delta Pix_x} \tag{5.1}$$

Avec λ la longueur d'onde du laser utilisée, ΔPix_x = 5.5 μm la taille d'un pixel suivant l'axe x et B_{tot} le coefficient de la matrice de transfert totale du dispositif d'IIP employé.

À partir de l'observaton de la Figure 5.5, nous déterminons l'expression analytique de la matrice de transfert totale du dispositif d'IIP qui s'écrit sous la forme suivante :

$$M_{tot} \;=\; T_n \times T_{n-1} \times \ldots \times T_1 \;=\; \begin{bmatrix} A_{tot} & B_{tot} \\ C_{tot} & D_{tot} \end{bmatrix} \;=\; \begin{bmatrix} 1 - \frac{z_2}{f} & z_1 - \frac{z_1 z_2}{f} + z_2 \\ -\frac{1}{f} & -\frac{z_1}{f} + 1 \end{bmatrix} \tag{5.2}$$

Le paramètre de défocalisation ΔP est contenu dans le paramètre z_2 qui peut se décomposer

de la manière suivante :

$$z_2 = z_{2,f} + \Delta P \tag{5.3}$$

Avec $z_{2,f}$ la distance entre la lentille et le capteur CCD pour laquelle le dispositif d'IIP est en mise au point (cf Figure 5.5.b).

De plus, comme le coefficient B_{tot} est nul lorsque le dispositif d'imagerie est en mise au point, l'expression suivante est vérifiée :

$$z_1 \; + \; z_{2,f} \; - \; \frac{z_1 z_{2,f}}{f} \; = \; 0 \tag{5.4}$$

Ainsi, en remplaçant l'équation (5.3) et l'équation (5.4) dans l'équation (5.2), nous obtenons l'expression suivante de B_{tot} :

$$B_{tot} \; = \; \left| \Delta P \; \left(1 - \frac{z_1}{f} \right) \right| \tag{5.5}$$

L'expression analytique reliant le paramètre de défocalisation ΔP du dispositif d'IIP utilisé et l'espacement réel suivant l'axe x (noté E_x) entre les particules présentes dans le champ de mesure est obtenue en remplaçant l'équation (5.5) dans l'équation (5.1) et s'écrit de la manière suivante :

$$E_x \; \leqslant \; \frac{\lambda \; \left| \Delta P \; \left(1 - \frac{z_1}{f} \right) \right|}{2 \; \Delta P i x_x} \tag{5.6}$$

Un raisonnement similaire peut être mené suivant l'axe y. Dans le paragraphe suivant, nous appliquerons la relation (5.6) à nos différents cas expérimentaux analysés.

Remarque : Afin de s'affranchir d'effet de Moiré et de pouvoir estimer les positions relatives des particules étudiées, la condition analytique (5.6) doit être vérifiée. Toutefois, celle-ci n'est pas suffisante car il est également nécessaire de prendre en compte les dimensions des particules étudiées (cf Section 5.4.2).

5.4.2 Vérifications sur nos différents cas expérimentaux

Vérifions la validité de notre condition analytique sur l'ensemble des cas expérimentaux présentées en section 5.3. Nous rappelons que E_x correspond à la distance réelle entre les deux particules présentes dans le champ de mesure suivant l'axe x obtenue à partir des images nettes enregistrées. Afin d'alléger nos équations, notons :

$$\frac{\lambda \; |B_{tot}|}{2 \; \Delta P i x_x} = Q \tag{5.7}$$

Q correspond alors à l'espacement maximal entre les deux particules présentes dans le champ de mesure permettant d'éviter la génération d'effet de Moiré.

PREMIER CAS

Pour ce premier cas expérimental, E_x = 3045 ± 26 μm et Q = 6357 μm. E_x est bien inférieur à Q. Notre condition analytique est vérifiée. C'est la raison pour laquelle nous n'observons pas de

repliement de spectre dû à la génération d'effet de Moiré. Il est alors possible d'estimer à la fois les positions relatives ainsi que les dimensions des particules présentes dans le champ de mesure.

SECOND CAS

Pour ce second cas expérimental, E_x = 5421 $\pm$ 26 μm et Q = 5472 μm. Notre condition analytique est vérifiée mais nous sommes proches de l'espacement maximal autorisé. Or, comme la différence $|Q - E_x|$ est comprise dans l'intervalle [0 :(Δx_1 + Δx_2)/2] avec Δx_1 et Δx_2 les dimensions des deux particules suivant l'axe x (cf Tableau 5.2), nous observons un repliement partiel des tâches de corrélation croisée composant le spectre de l'image d'IIP dû à la génération d'effet de Moiré. Pour autant, l'estimation des positions relatives ainsi que des dimensions des particules présentes dans le champ de mesure reste possible.

TROISIÈME CAS

Pour ce troisième cas expérimental, E_x = 7188 $\pm$ 26 μm et Q = 5114 μm. E_x est bien supérieur à Q. La relation (5.1) n'est donc pas vérifiée. Des effets de moiré apparaissent sur l'image d'IIP. De plus, comme la différence $|Q - E_x|$ n'appartient pas à l'intervalle [0 : (Δx_1 + Δx_2)/2], nous sommes en présence du repliement complet des tâches de corrélation croisée composant le spectre de l'image d'IIP. L'estimation des positions relatives des particules présentes dans le champ de mesure est alors erronée. En Revanche, l'estimation de leurs dimensions reste tout à fait possible.

Remarque : En augmentant l'espacement entre les deux particules présentes dans le champ de mesure, sous l'effet de Moiré, les tâches de corrélation croisée et la tâche centrale composant le spectre de l'image d'IIP peuvent être amenées à se recouvrir. Il ne sera alors plus possible de conclure que deux particules sont présentes dans le champ de mesure et de ce fait, d'estimer leurs dimensions. Pour un espacement encore plus élevé, la mesure des dimensions de la paire de particules étudiées devrait théoriquement être à nouveau possible lorsque ce recouvrement disparaît. Néanmoins, dans le cadre de notre étude, le bruit est alors trop élevé pour garantir une interprétation claire (peu de contraste).

5.5 Limites de la technique IIP

5.5.1 Étude expérimentale du recouvrement de trois interférogrammes

Afin d'étendre l'utilisation de l'IIP pour l'étude de milieux plus denses, il est légitime de se demander combien de particules peuvent être caractérisées à partir de l'analyse d'une image d'IIP au sein de laquelle les interférogrammes se recouvrent. En effet, en augmentant le nombre de particules présentes dans le champ de mesure, le nombre de tâches de corrélation croisée augmente rapidement. Ainsi, dans cette partie, nous étudierons le cas de figure pour lequel les interférogrammes de trois particules différentes se recouvrent au sein de la même image d'IIP afin de mettre en évidence les difficultés rencontrées.

L'autocorrélation bidimensionnelle d'un ensemble de trois particules suffisamment espacées se compose de sept tâches. La tâche centrale correspond à la superposition des autocorrélations

bidimensionnelles de chacune des particules considérée séparément. Les six tâches symétriques correspondent aux corrélations croisées bidimensionnelles de la forme 2D d'une particule par celle d'une seconde. Ainsi, la détermination des dimensions de chacune des particules présentes dans le champ de mesure devient de plus en plus compliquée. Expliquons une procédure possible lorsque les particules étudiées sont de forme simple (bâtonnets). À partir de la tâche centrale, nous déterminons la hauteur de la particule la plus haute et la largeur de la particule la plus large. Nous identifions ensuite les deux tâches de corrélation croisée avec les plus grandes hauteurs : les hauteurs de la seconde et de la troisième particule sont alors déterminées (nous procédons donc par hauteurs décroissantes des tâches de corrélation croisée). De manière similaire, les largeurs des particules sont déterminées par largeurs décroissantes des tâches de corrélation croisée. Dans une dernière étape, les tâches de corrélations croisée sont analysées en largeur et en hauteur simultanément. Les couples {largeur, hauteur} obtenus devrait permettre de déterminer les dimensions de chacune des particules présentes dans le champ de mesure.

5.5.1.1 Premier cas : En absence de Moiré

Pour ce premier cas expérimental, nous limitons l'espacement entre les particules présentes dans le champ de mesure. La Figure 5.9.a représente l'image nette expérimentale du champ de mesure. Pour l'enregistrement de cette image, les paramètres du dispositif d'imagerie sont les suivants : z_1 = 81,6 mm et z_2 = 34 mm. γ = - 0,417 est le facteur de grossissement.

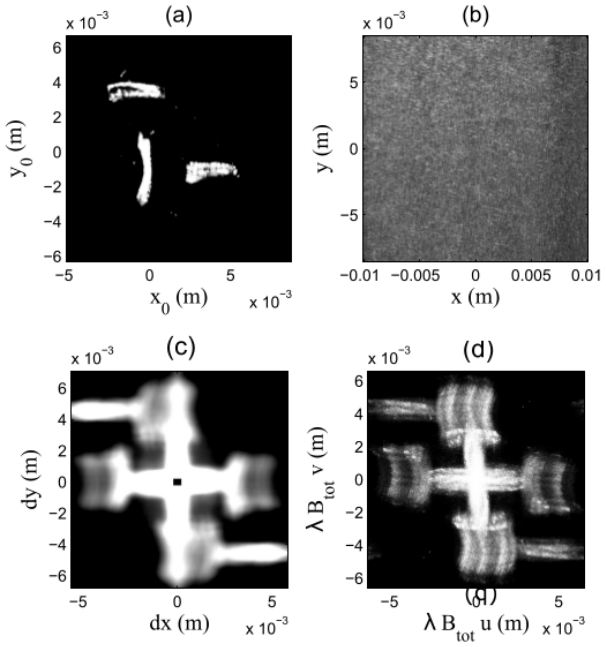


FIGURE 5.9 – Premier cas : image nette du champ de mesure (a), image d'IIP du champ de mesure (b), A_{2D} recadrée de l'image nette présentée en (a) (c) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (b) (d).

La Figure 5.9.b représente l'image d'IIP du champ de mesure correspondante au sein de laquelle les interférogrammes des trois particules étudiées se recouvrent. Les caractéristiques du montage expérimental utilisé pour l'enregistrement de cette image sont les suivantes : z_1 = 81,5 mm, z_2 = 64

mm et B_{tot} = -0,07183 m.

L'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette présentée en Figure 5.9.a est tracée en Figure 5.9.c. La transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP est présentée en Figure 5.9.d. Pour ce cas expérimental, les particules présentes dans le champ de mesure sont suffisamment espacées pour induire la présence de sept tâches quasi-distinctes sur la TF_{2D} de l'image d'IIP. De plus, en dépit du recouvrement des interférogrammes au sein de la même image d'IIP, nous n'avons pas d'effet de Moiré et donc pas de repliement de spectre. La correspondance entre les Figure 5.9.c et 5.9.d est alors quantitativement très bonne tant par le nombre de tâches, que par leur forme et leurs dimensions. L'Equation 2.44 est vérifiée. Les dimensions de chacune des particules étudiées peuvent alors être estimées.

5.5.1.2 Second cas : En présence de moiré induisant un repliement des tâches de corrélation croisée symétriques du spectre de l'image d'IIP

Pour ce second cas expérimental, nous augmentons l'espacement entre les particules présentes dans le champ de mesure. La Figure 5.10.a représente l'image nette expérimentale du champ de mesure. Pour l'enregistrement de cette image, les paramètres du dispositif d'imagerie sont identiques à ceux du cas précédent.

La Figure 5.9.b représente l'image d'IIP du champ de mesure correspondante au sein de laquelle les interférogrammes des trois particules étudiées se recouvrent. Les caractéristiques du montage expérimental utilisé pour l'enregistrement de cette image sont identiques à ceux du cas précédent.

L'espacement entre les particules présentes dans le champ de mesure étant plus important, des effets de moiré sont observable sur l'image d'IIP présentée en Figure 5.10.b. Ceux-ci conduisent au repliement des tâches de corrélation croisée composant le spectre de l'image d'IIP présenté en Figure 5.10.d. Par conséquent, la TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en Figure 5.10.d est différente de l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette correspondante présentée en Figure 5.10.c. (notons que les échelles en x et y sont différentes entre ces deux images afin d'assurer une visualisation complète de l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette). Ainsi, l'estimation des positions relatives des particules présentes dans le champ de mesure est erronée, bien que l'estimation de leurs dimensions respectives reste possible et correcte.

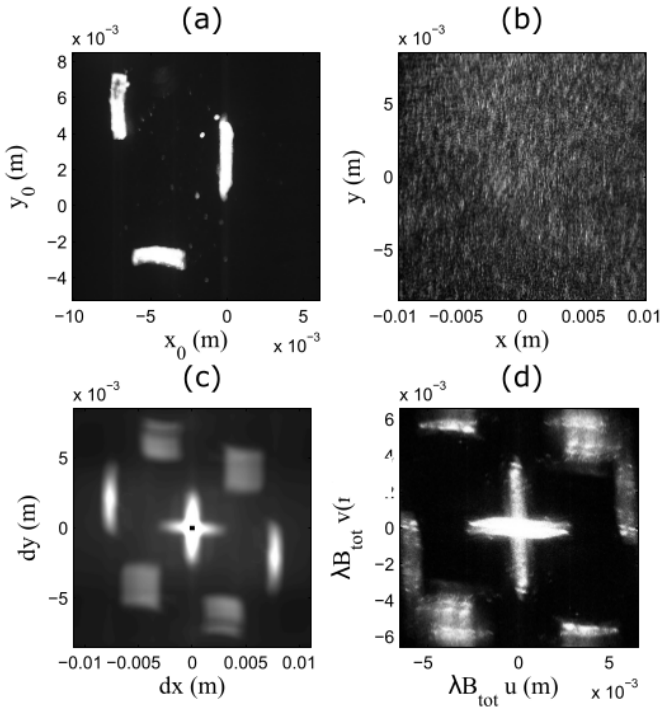


FIGURE 5.10 – Second cas : image nette du champ de mesure (a), image d'IIP du champ de mesure (b), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (c) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (b) (d).

Comme nous avons pu le constater précédemment, l'augmentation du nombre de particules dont les interférogrammes respectifs se recouvrent au sein de la même image d'IIP accroit fortement le nombre de tâches de corrélation croisée. Discutons des possibles difficultés rencontrées pour la caractérisation des particules étudiées à partir d'images de simulations où trois interférogrammes se recouvrent au sein d'une même image d'IIP.

5.5.2 Simulations numériques d'images d'IIP pour lesquelles trois interférogrammes se recouvrent

Afin de discuter des limites de la technique IIP, simulons différents cas de figure pour lesquelles les interférogrammes de trois particules en forme de bâtonnet se recouvrent au sein de la même image d'IIP. Pour ce faire, chacune des particules simulées est représentée par un ensemble de 30 émetteurs de Dirac positionnés aléatoirement sur son enveloppe [76]. Les paramètres du dispositif d'IIP simulé sont les suivants : z_1 = 100 mm, z_2 = 53 mm, la focale f = 25 mm et B_{tot} = -0,059 m (cf Figure 5.5.b). Ceux-ci sont proches des paramètres expérimentaux.

La Figure 5.11.a montre un premier positionnement des trois particules dans le champ de mesure. La Figure 5.11.b présente la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP correspondante simulée. Pour ce cas de figure, la condition (5.1) est respectée. Nous n'avons pas de repliement du spectre de l'image d'IIP (cf Figure 5.11.b). Sept tâches distinctes sont alors observables. Les dimensions de chacune des particules peuvent alors être déterminées (Ce cas de figure correspond au premier cas expérimental).

La Figure 5.11.c montre un second positionnement des trois particules dans le champ de mesure. L'espacement entre les différentes particules est cette fois-ci plus important. La Figure 5.11.d présente la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP correspondante simulée. Pour ce cas de figure, la condition (5.1) n'est pas respectée. Nous observons un repliement du spectre de l'image d'IIP (cf Figure 5.11.d). Néanmoins, sept tâches distinctes restent tout de mêmes observables. Bien que les positions relatives de chacune des particules ne puissent être déterminées, leurs dimensions peuvent l'être en dépit d'effet de Moiré induisant le repliement de la TF_{2D} de l'image d'IIP (ce cas de figure correspond à la second cas expérimental).

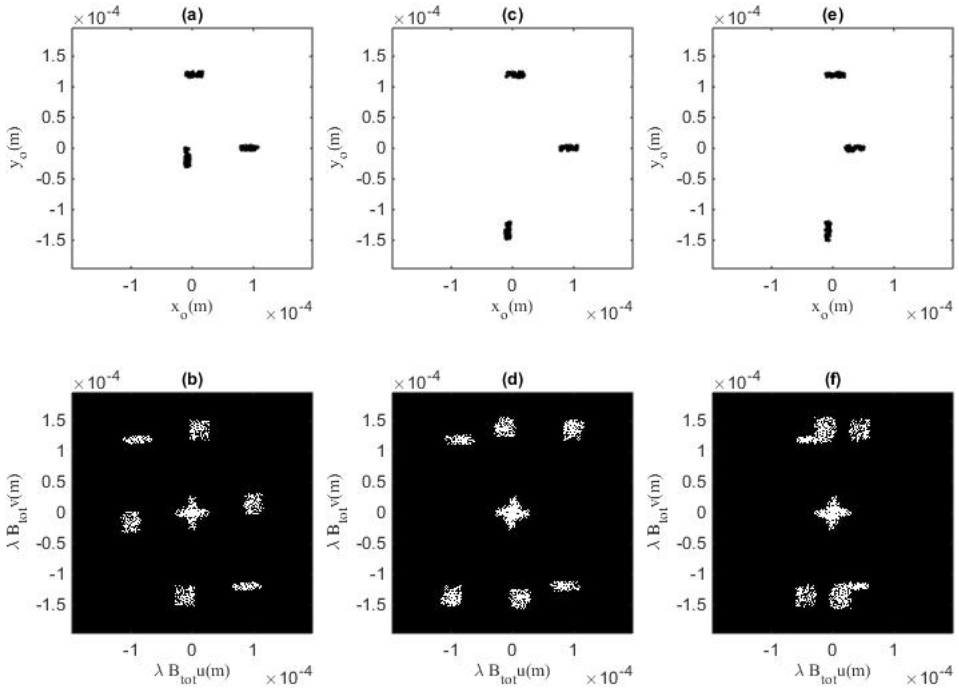


FIGURE 5.11 – Premier cas : emplacement des spots lumineux des particules simulées (a), TF_{2D} de l'image d'IIP correspondante (b). Second cas : emplacement des spots lumineux des particules simulées (c), TF_{2D} de l'image d'IIP correspondante (d). Troisième cas : emplacement des spots lumineux des particules simulées (e), TF_{2D} de l'image d'IIP correspondante (f).

La Figure 5.11.e montre un troisième positionnement des trois particules dans le champ de mesure. La Figure 5.11.f présente la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP correspondante simulée. Pour ce cas de figure, la condition (5.1) n'est pas respectée. Nous observons un repliement du spectre de l'image d'IIP (cf Figure 5.11.f). De plus, les tâches de corrélation croisée de la TF_{2D} de l'image d'IIP se chevauchent. Pour un tel cas, il n'est pas possible de savoir combien de particules sont présentes dans le champ de mesure. L'estimation des positivions relatives des particules étudiées et de leurs dimensions devient très complexe, voire impossible.

Lors de cette étude, nous constatons qu'en augmentant le nombre de particules dont les

interférogrammes se recouvrent au sein de la même image d'IIP, le nombre de tâches de corrélation croisée croît rapidement. Si celles-ci ne se recouvrent pas sur la TF_{2D} de l'image d'IIP et que les particule étudiées sont de formes simples (ex : bâtonnets, rectangle), il semble possible de caractériser les particules présentes dans le champ de mesure. En revanche, si les particules étudiées sont de formes complexes, l'interprétation est alors plus difficile voire impossible. De plus, en présence d'effet de Moiré, il est également possible que les tâches de corrélation croisée composant la TF_{2D} de l'image d'IIP se recouvrent. Pour ce cas de figure, le nombre de particules présentes dans le champ de mesure ne peut être déterminé. L'estimation de leurs dimensions est impossible. Ceci constitue une limite de la technique IIP. C'est pourquoi, en pratique, on se limite à l'analyse d'images d'IIP où deux ou trois interférogrammes se recouvrant en fonctions des morphologies des particules étudiées.

5.6 Conclusion

L'étude menée au cours de ce chapitre permet de mettre en évidence l'influence des conditions de sous-échantillonnage lors du recouvrement d'interférogrammes. Pour ce faire, des images expérimentales nettes et d'IIP de paires de particules en forme de bâtonnets formées d'hydrogel déshydraté sont enregistrées. Ainsi, en modifiant le paramètre de défocalisation ΔP et l'espacement entre les deux particules présentes dans le champ de mesure, nous avons montré que des effets de Moiré apparaissent sur l'image d'IIP. Ceux-ci induisent un repliement du spectre de cette image conduisant à une estimation erronée de la distance séparant les deux particules étudiées. Toutefois, ceci ne constitue pas un obstacle à l'estimation des dimensions des particules étudiées qui reste possible dans de nombreux cas (lorsque les tâches de corrélation croisée ne se recouvrent pas). De plus, une condition analytique reliant le paramètre de défocalistaion ΔP du dispositif d'IIP utilisé et l'espacement réel entre les particules présentes dans le champ de mesure a été établie afin de s'affranchir de tout effet de Moiré.

Dans un second temps, par l'analyse de cas figures simulés et expérimentaux pour lesquels les interférogrammes de trois particules se recouvrent au sein d'une même image d'IIP, nous avons discuté des limites de la technique IIP. En effet, en augmentant le nombre de particules dont les interférogrammes se recouvrent, le nombre de tâches de corrélation croisée croît fortement. Par conséquent, celles-ci risquent de ce recouvrir dans le domaine de Fourier compromettant ainsi, toute interprétation. C'est pourquoi, en pratique, on se limite à l'analyse d'images d'IIP où deux ou trois interférogrammes se recouvrent en fonction de la complexité des morphologies des particules étudiées.

Au cours du chapitre suivant, nous présenterons un dispositif expérimental innovant basé sur un système composé d'une matrice de micro-miroirs programmables. Ainsi, en s'appuyant sur le modèle théorique permettant de simuler la croissance de cristaux de glace référencé ci-après [93–95], nous pourrons simuler les formes exactes de cristaux de glace présents dans l'atmosphère. De ce fait, en nous appuyant sur le modèle très simpliste de diffusion de la lumière par une particule irrégulière présenté au cours du Chapitre 2, il nous sera possible d'enregistrer des images d'IIP de particules programmées sur notre matrice de micro-miroirs tout en choisissant leurs dimensions et leur position au sein de notre champ de mesure.

CHAPITRE 6

IIP de particules irrégulières "programmables" à l'aide d'une matrice de micro-miroirs

Au cours des chapitres précédents, nous avons montré qu'il etait possible de caractériser une particule rugueuse irrégulière (ou sphérique) à partir de l'analyse de son image en défaut de mise au point [39, 48, 81, 96]. En effet, la taille de la particule diffusante imagée est alors proportionnelle à la fréquence spatiale la plus élevée présente dans le motif de *speckle* composant l'interférogramme enregistré. Le *speckle* étant un phénomène statistique, une erreur est alors possible sur les estimations des dimensions des particules étudiées. Pour des applications aéroportées visant à caractériser les particules de glace présentes dans l'atmosphère [48, 76], ce taux d'erreur peut induire une mesure de teneur en eau glacée erronée ayant des effets dramatiques pour la sécurité des aéronefs [79]. C'est pourquoi un travail visant à optimiser les algorithmes utilisés pour le dimensionnement de particules irrégulières à partir de leurs images en défaut de mise au point doit être effectué. A ce titre, des codes de simulations numériques permettant de prévoir les images d'IIP [1] crées par des objets de morphologies différentes ont été développés [97]. Cependant, ceux-ci ne permettent ni d'optimiser, ni de calibrer les dispositifs d'IIP expérimentaux avant leur utilisation in situ. C'est pourquoi des mesures expérimentales en laboratoire sont nécessaires.

En dépit de l'abondance de particules irrégulières dans la nature (cristaux de glace, cendres etc...), il peut être difficile de les produire et de les isoler dans le but d'en effectuer des mesures d'IIP en laboratoire. C'est pourquoi, en se basant sur le modèle de diffusion de la lumière par une particule irrégulière proposé au cours du Chapitre 2, nous avons envisagé la possibilité de générer des particules irrégulières « programmables ». En effet, celles-ci peuvent être représentées par un ensemble d'émetteurs ponctuels disposés aléatoirement sur leur enveloppe. Un dispositif expérimental composé d'une matrice de micro-miroirs (ou *DMD : Digital Micromirror Device*) a alors été utilisée à cet effet et est présenté au cours de ce chapitre. Celui-ci a été développé par

1. Imagerie Interférométrique de Particules

Mickael Fromager (Ensicaen) et dupliqué au CORIA [98]. La maîtrise des dimensions, des formes et des positions des particules présentes dans le champ de mesure est alors possible. L'objectif de ce chapitre consiste à « programmer » différents types de particules sur lesquelles nous effectuons des mesures d'IIP. À l'avenir, cela permettra d'optimiser nos analyses et d'améliorer les algorithmes utilisés pour le dimensionnement de particules irrégulières à partir d'images d'IIP.

6.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation de particules irrégulières « programmables » par IIP est présenté en Figure 6.1. Un faisceau laser Hélium-Néon (He-Ne) continu, émettant 30 mW de puissance moyenne à 632.8 nm, est élargi à l'aide d'un télescope. Celui-ci illumine alors une puce de micro-miroirs réfléchissants (DMD) sur laquelle sont programmées des particules de différentes morphologies. La lumière diffusée par la matrice de micro-miroirs est collectée suivant un angle donné (angle de 12° cf Figure 6.2) à l'aide d'un dispositif d'imagerie IIP composé d'une optique (lentille ou objectif) et d'un capteur CCD. Présentons maintenant plus en détail chaque élément composant notre dispositif expérimental.

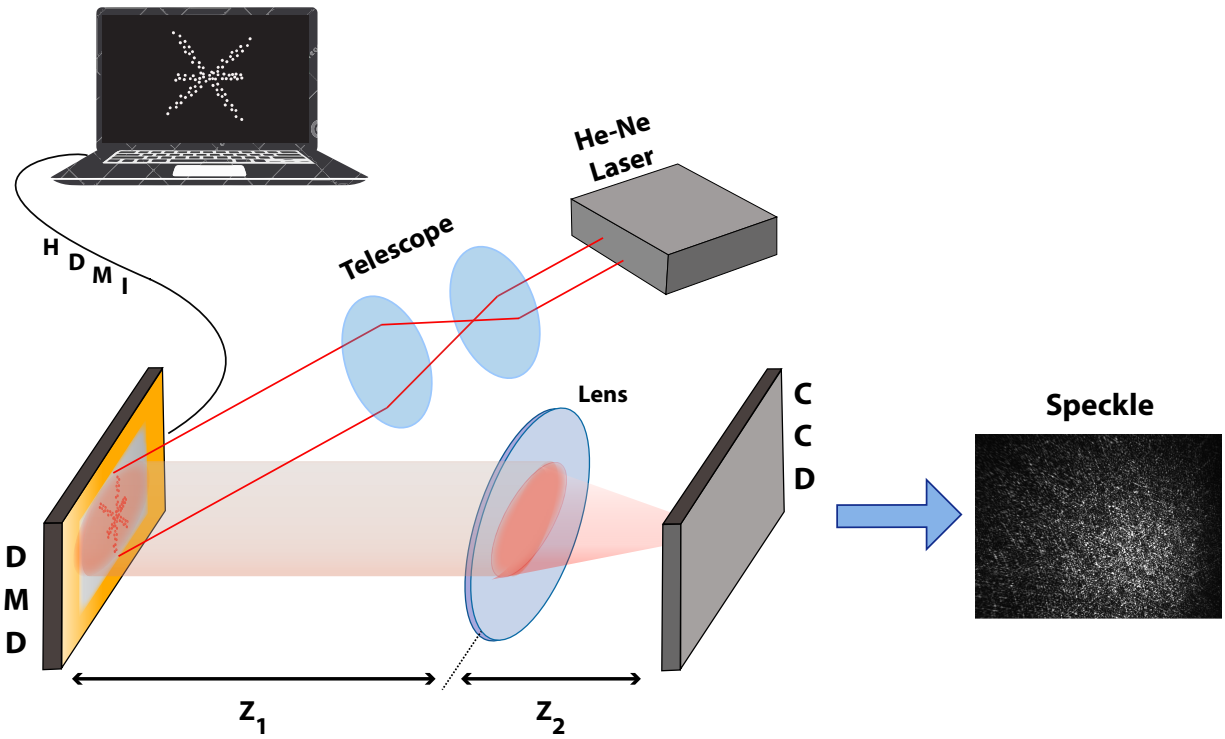


FIGURE 6.1 – Illustration du dispositif expérimental. La matrice de micro-miroirs (DMD) permet la programmation de particules de morphologies différentes.

6.1.1 Fonctionnement de la matrice de micro-miroirs (DMD)

La puce DMD composée de micro-miroirs utilisée est le modèle DLP LightCrafter 6500 de chez Texas Instruments [2] ayant une résolution Full HD 1080p (1920 x 1200 miroirs de forme carrée). La séparation entre les centres de deux miroirs adjacents est de 7,56 μm. Les dimensions de la surface réfléchissante sont alors de 1,4 cm × 0,8 cm.

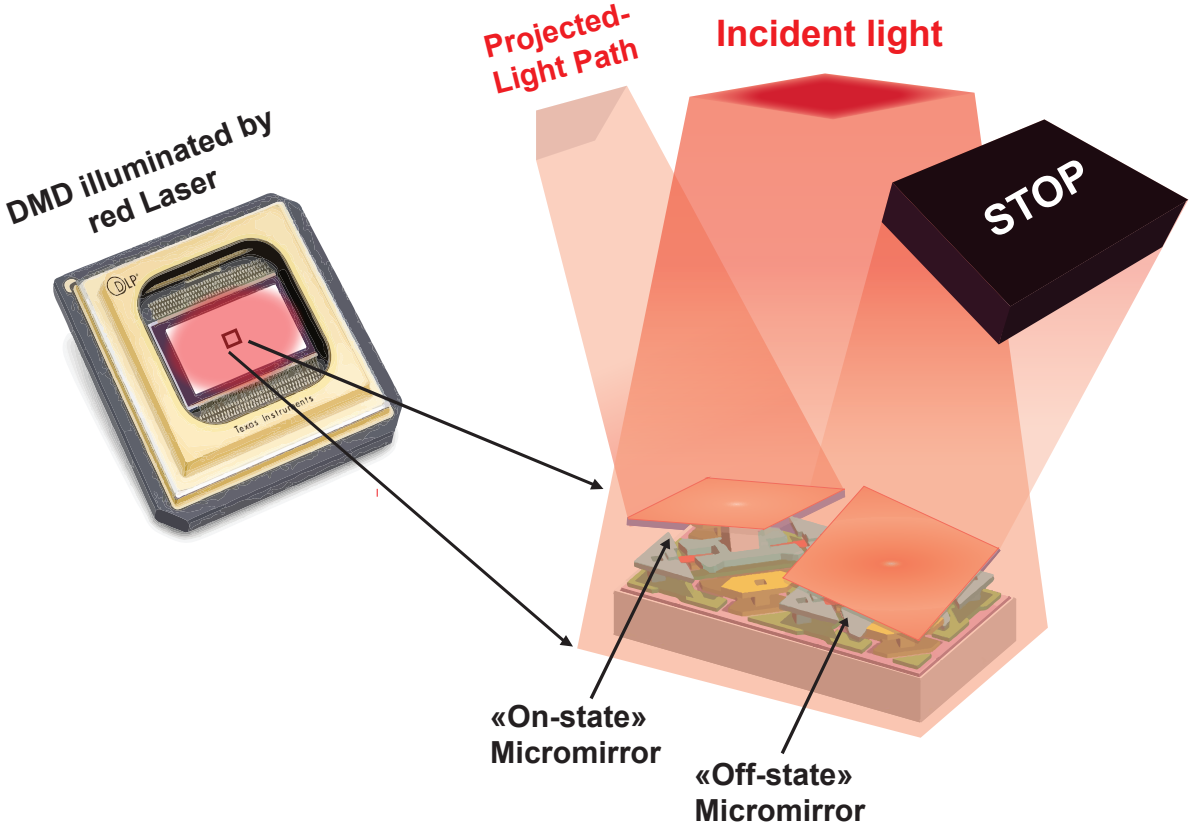


FIGURE 6.2 – Illustration du fonctionnement de la matrice de micro-miroirs (DMD).

La puce DMD fonctionne de la manière suivante. La surface réfléchissante composée de micro-miroirs est éclairée par une source lumineuse cohérente. Chaque miroir peut prendre deux positions en s'inclinant d'un angle de ±12° suivant le même axe [99–102]. La lumière est alors réfléchie soit vers un dispositif optique d'imagerie IIP (position *on*) soit vers une surface absorbante (position *off*) comme indiqué sur la Figure 6.2. Pour modéliser une particule irrégulière de forme complexe, il suffit de programmer certains miroirs en position *on* représentant les aspérités de la particule diffusant la lumière (jouant le rôle de *glare points*) tandis que tous les autres sont en position *off*. Voici en Figure 6.3 quelques exemples de particules programmées sur notre puce DMD.

2. http ://www.ti.com

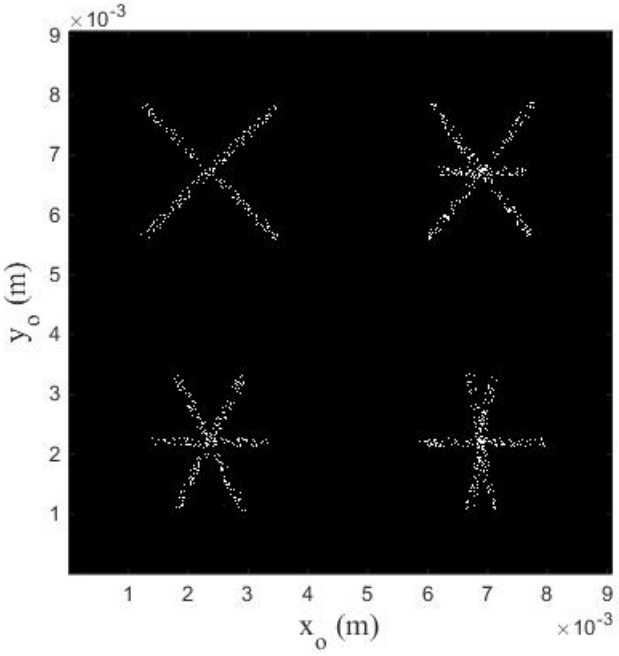


FIGURE 6.3 – Exemples de « particules programmées » composées d'emetteurs de Dirac situés aléatoirement sur l'ensemble de leur enveloppe.

Remarques :

- Les images sur la puce de DMD sont encodées en RVB, c'est pourquoi les micro-miroirs pivotent de manière cyclique pour simuler les niveaux d'intensité pour chacune des couleurs. Dans le cadre de nos mesures, il est donc nécessaire de synchroniser notre système d'acquisition IIP avec la puce DMD.
- La matrice de micro-miroirs réfléchissants constitue un réseau de diffraction incliné [103,104]. La lumière collectée dans le cadre de nos mesure IIP correspond à l'ordre principal de diffraction (ordre 0).
- De plus, afin d'éviter les effets de bord responsables de l'apparition de franges lumineuses proches des limites de la zone réfléchissante, les dimensions du faisceau laser sont inférieures à celles de la matrice de micro-miroirs.

6.1.2 Dispositif d'imagerie IIP

Au cours de cette étude, trois dispositifs d'imagerie IIP sont utilisés.

Dispositif n°1 : Ce dispositif d'imagerie IIP se compose de l'objectif Nikon AF nikkor 180 mm IF-ED[3] associé à une caméra CCD modèle Pike F-505 de chez Allied Vision[4] via 150 mm de bague-allonge. Le capteur CCD présente une surface rectangulaire de 8,46 mm x 7,1 mm et une résolution de 2452 x 2054 pixels. Ceux-ci sont de forme carrée et mesurent 3,45 μm. Cette caméra

3. https ://www.nikon.fr/fr
4. https ://www.alliedvision.com

permet l'enregistrement d'images 8 bits à une fréquence de 15 Hz. En mise au point, le dispositif d'imagerie se situe à 375 mm de la puce DMD. Pour l'enregistrement d'image d'IIP, celui-ci se situe à 475 mm de la puce DMD, soit un défaut de mise au point ΔP = 100 mm. Le coefficient B_{tot} est alors estimé à B_{tot} = -0.113 m.

Dispositif n°2 : Ce dispositif d'imagerie IIP se compose de l'objectif fujinon CF50HA-1 [5] de focale f = 50 mm associé à une caméra CCD modèle Pike F-505 de chez Allied Vision via 40 mm de bague-allonge. En mise au point, le grandissement γ du dispositif d'imagerie vaut γ = -0,788. Lorsque le dispositif d'imagerie est en défaut de mise au point (IIP), le coefficient B_{tot} est estimé à B_{tot} = -0.0634 m.

Dispositif n°3 : Ce dispositif d'imagerie IIP se compose d'une lentille biconvexe de focale f = 25 mm et d'un capteur CCD modèle BC106-VIS de chez Thorlabs [6]. Celui-ci présente une surface rectangulaire de 5,15 mm x 3,87 mm et une résolution de 798 x 600 pixels. Ceux-ci sont de forme carrée et mesurent 6,45 μm. Cette caméra permet l'enregistrement d'images 12 bits à une fréquence de 10 Hz.

Dans le but d'enregistrer des images d'IIP composées de motifs de *speckle* de taille convenable (problèmes d'échantillonnage), la distance z_1 entre la puce DMD et la lentille est de z_1 = 154 mm et la distance z_2 entre la lentille le capteur CCD est de z_2 = 50 mm. Le défaut de mise au point, noté ΔP, est relativement faible et vaut dans ce cas ΔP = 20,2 mm [38]. Le coefficient B_{tot} = z_1 + z_1 - z_1 z_2/f = -0,104 m.

Remarque : L'ajustement de la focale, de l'ouverture et du paramètre de défocalisation ΔP du dispositif d'imagerie IIP utilisé permet l'enregistrement de motifs de *speckle* similaires pour deux particules de tailles différentes (20 μm et 200 μm par exemple). Nous ne sommes donc pas limités par les dimensions des micro-miroirs composant la puce DMD.

6.2 Résultats expérimentaux

6.2.1 IIP de particules irrégulières programmables en présence d'une unique particule dans le champ de mesure

Présentons nos résultats expérimentaux portant sur la caractérisation de particules de formes complexes programmables sur notre puce DMD par IIP à l'aide du dispositif optique n°1 décrit en section 6.1.2.

La Figure 6.4.a représente l'image nette enregistrée à l'aide de notre dispositif d'imagerie en mise au point d'une particule à quatre branches programmée sur notre puce DMD. L'auto-corrélation bidimensionnelle (noté A_{2D}) de cette image est présentée en Figure 6.4.b. La Figure 6.4.c présente l'image en défaut de mise au point correspondante enregistrée via notre système d'imagerie IIP. La Figure 6.4.d présente la Transformée de Fourier 2D binarisée (noté TF_{2D}) de

5. https ://www.fujifilm.eu/eu
6. https ://www.thorlabs.com

cette image d'IIP. Nous constatons alors que la correspondance en forme et en dimensions entre l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette présentée en Figure 6.4.b et la TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en 6.4.d est quantitavement très bonne. La relation 2.44 est bien vérifiée.

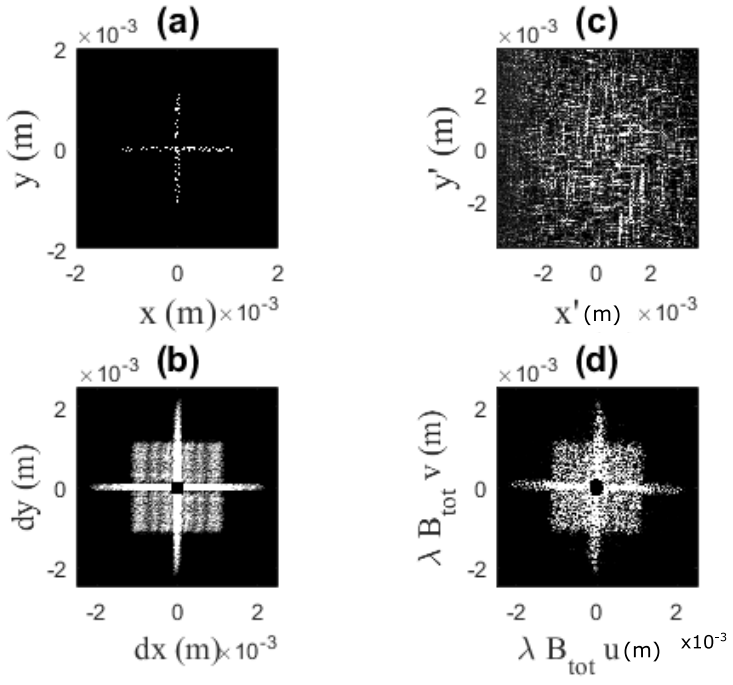


FIGURE 6.4 – Image nette de la particule programmée sur la puce DMD (a), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (b), image d'IIP de la même particule programmée (c) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (c) (d).

Un second exemple est présenté en Figure 6.5. La Figure 6.5.a représente l'image nette d'une particule de forme plus complexe programmée sur notre puce DMD. L'autocorrélation bidimensionnelle de cette image est présentée en Figure 6.5.b. La Figure 6.5.c montre l'image en défaut de mise au point correspondante enregistrée via notre système d'imagerie IIP. La Figure 6.4.d représente la Transformée de Fourier 2D binarisée de cette image d'IIP. La correspondance entre l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette présentée en Figure 6.5.b et la TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en 6.4.d est encore une fois vérifiée.

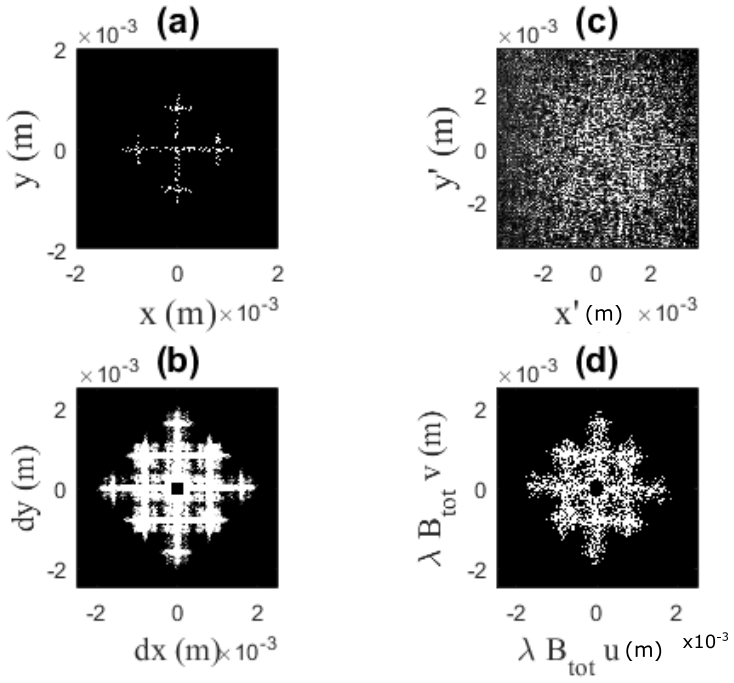


FIGURE 6.5 – Image nette de la particule programmée sur la puce DMD (a), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (b), image d'IIP de la même particule programmée (c) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (c) (d).

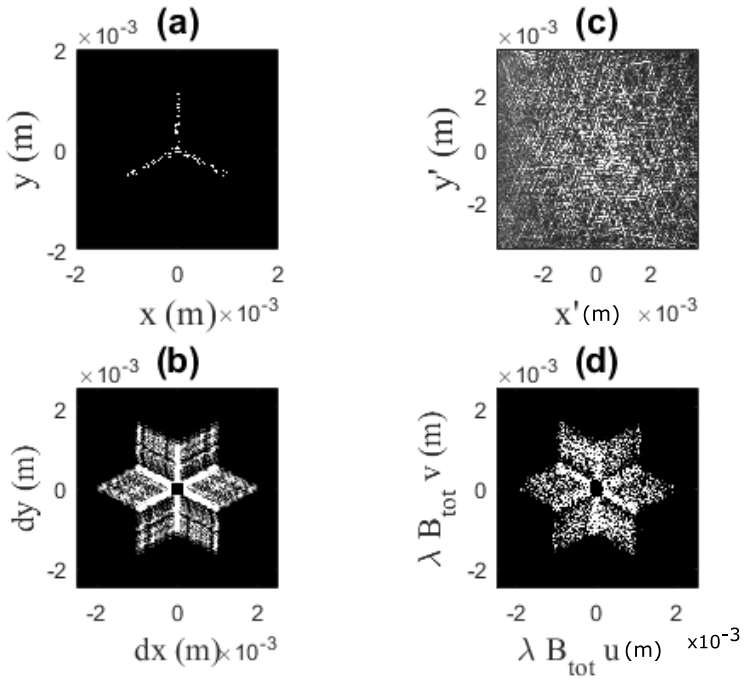


FIGURE 6.6 – Image nette de la particule programmée sur la puce DMD (a), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (b), image d'IIP de la même particule programmée (c) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (c) (d).

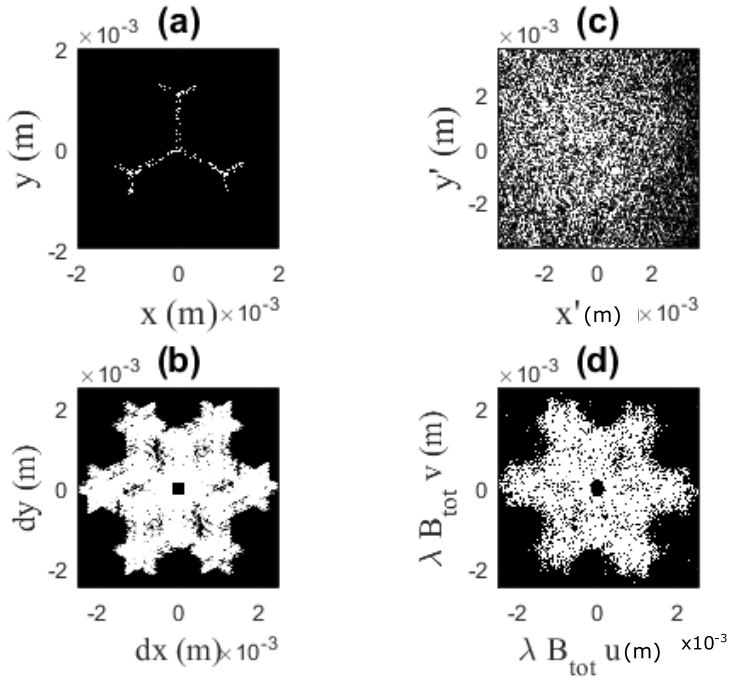


FIGURE 6.7 – Image nette de la particule programmée sur la puce DMD (a), A_{2D} de l'image nette présentée en (a) (b), image d'IIP de la même particule programmée (c) et TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en (c) (d).

De même, deux exemples supplémentaires sont présentés en Figures 6.6 et 6.7. Pour ces deux cas, nous constatons que les correspondances en forme et en dimensions entre les autocorrélations bidimensionnelles des images nettes présentées en Figures 6.6.b et 6.7.b et les TF_{2D} des images d'IIP correspondantes présentées respectivement en Figures 6.6.d et 6.7.d sont quantitativement très bonnes. La relation 2.44 est bien vérifiée. D'autres exemples sont également présentés en référence [98].

Cette étude corrobore les résultats expérimentaux obtenus sur des particules irrégulières translucides (sel, sable, glace, polymères) [39,48,77,78].

6.2.2 IIP de particules irrégulières programmables en présence de recouvrement de plusieurs motifs de *speckle*

Considérons le cas de figure pour lequel trois particules sont programmées sur notre puce DMD. L'une est en forme de bâtonnet, la seconde en forme de dendrite et la dernière peut être considérée ponctuelle comme on peut l'observer sur la Figure 6.8.a représentant l'image nette de la puce DMD enregistrée à l'aide du dispositif optique n°2 en mise au point. La Figure 6.8.b présente l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette présentée en Figure 6.8.a. La Figure 6.8.c présente la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP correspondante pour laquelle les motifs de *speckle* composant les interférogrammes des trois particules présentes dans le champ de mesure se recouvrent (enregistrée à l'aide du dispositif optique n°2). Nous constatons alors

que la TF_{2D} de l'image d'IIP se compose bien de sept tâches distinctes : une tâche centrale correspondant à la superposition des corrélations bidimensionnelles de chacune des particules considérée séparément et six tâches symétriques correspondant aux corrélations croisées entre les différentes particules présentes dans notre champ de mesure. Pour ce cas particulier où l'une des particules peut être considérée ponctuelle, les tâches symétriques de corrélation croisée encadrées en rouge sur la TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en Figure 6.8.c correspondent aux reconstructions des hologrammes des particules non ponctuelles présentes dans le champ de mesure (bâtonnet et dendrite). Notons également que la correspondance entre l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette présentée en Figures 6.8.b et la TF_{2D} de l'image d'IIP correspondante présentée en Figure 6.8.c est quantitativement très bonne tant par le nombre de tâches que par leur forme et leurs dimensions. La relation 2.44 est bien satisfaite. D'autres exemples du même type sont également présentés en référence [98].

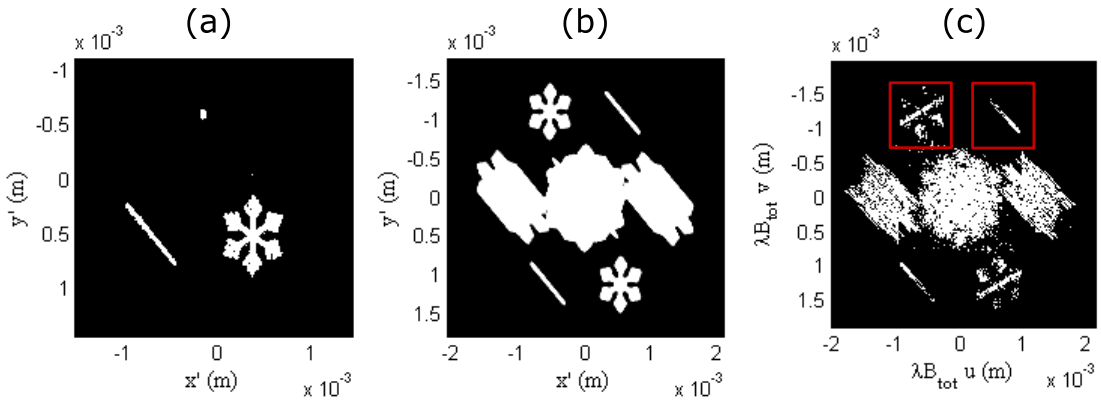


FIGURE 6.8 – Image nette de la puce DMD programmée (a), autocorrélation bidimensionnelle de l'image nette présentée en (a) (b) et la TF_{2D} de l'image d'IIP correspondante (c).

6.2.3 IIP de cristaux de glace en croissance programmés sur une puce DMD

La croissance de cristaux de glace dans l'atmosphère étant un phénomène complexe, nous avons fait appel à Gille Demanges et Helena Zapolsky du laboratoire GPM (Groupe de Physique des matériaux) dans le cadre d'une collaboration (Projet Labex EMC3 CISTIC). Cette équipe du GPM a développé différents codes numériques permettant de simuler la croissance de cristaux de glace dans un environnement sursaturé en vapeur d'eau en utilisant une approche champ de phase à trois dimensions [49, 93, 94, 105]. Ainsi, il leur a été possible de créer des fichiers de données contenant les positions 3D de différents points disposés aléatoirement sur l'enveloppe des particules simulées. Par projection de ces points dans un plan suivant un angle donné, nous obtenons le contour de la particule suivant cet angle de vue. Ces particules peuvent alors être programmées sur notre puce DMD en considérant que chaque point correspond à un émetteur de Dirac représenté par un miroir en position *on* sur notre puce DMD.

La Figure 6.9 présente des images de simulations d'un cristal de glace en forme d'étoile à deux instants distincts de sa croissance (la Figure 6.9.b correspond à un instant ultérieur). Ces deux formes différentes que prend ce cristal sont ensuite programmées sur notre puce DMD comme on

peut l'observer respectivement en Figures 6.10.a et 6.10.d. Les Figures 6.10.b et 6.10.e présentent les images d'IIP correspondantes enregistrées à l'aide du dispositif optique n°3 présenté en section 6.1.2. Les transformées de Fourier 2D de ces images d'IIP sont présentées respectivement en Figures 6.10.c et 6.10.f. Une binarisation des TF_{2D} est réalisée afin d'améliorer le contraste. La Figure 6.11.b montre l'autocorrélation bidimensionnelle de la forme du cristal de glace présentée en Figure 6.11.a. La correspondance entre la TF_{2D} de l'image d'IIP présentée en Figure 6.11.c et l'A_{2D} de la forme du cristal présentée en Figure 6.11.b est quantitativement très bonne tant en forme qu'en dimension.

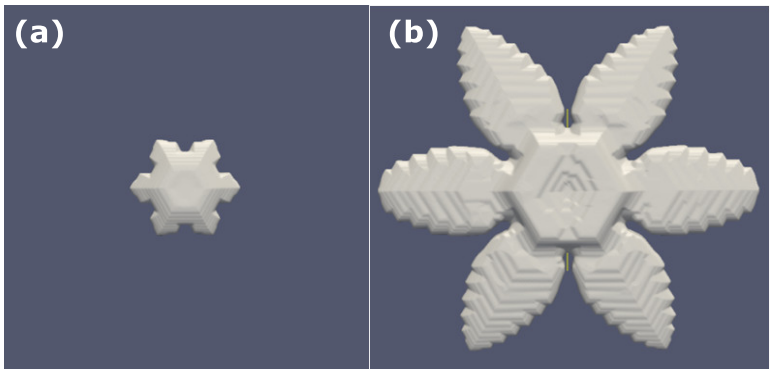


FIGURE 6.9 – Étape de « croissance simulée » d'un cristal de glace en forme d'étoile, étape de croissance plus avancée simulée du même cristal de glace.

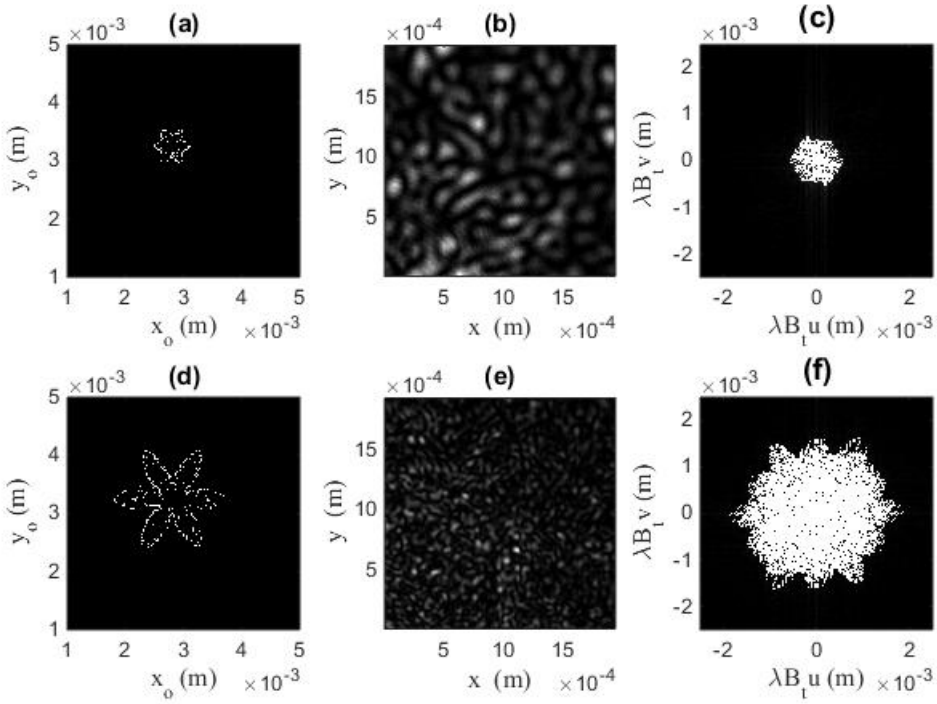


FIGURE 6.10 – Répartition des émetteurs de Dirac sur la puce DMD pour deux étapes de croissance d'un cristal de glace en forme d'étoile (a) et (d), images expérimentales d'IIP correspondantes (b) et (e) et les TF_{2D} des images d'IIP respectivement en (c) et (f).

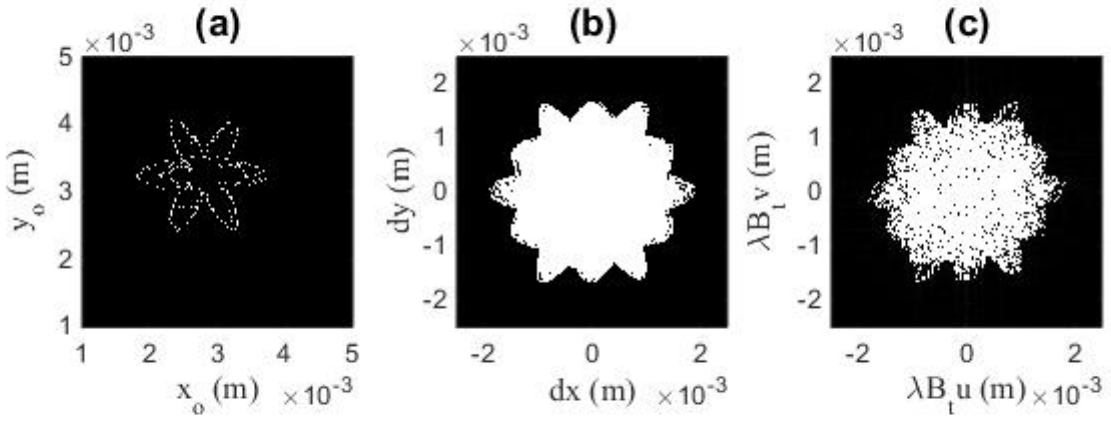


FIGURE 6.11 – Répartition des émetteurs de Dirac sur la puce DMD (a), autocorrélation bidimensionnelle de la forme de la particule simulée présentée en (a) (b) et la TF_{2D} de l'image d'IIP correspondante (c).

Cette collaboration avec le GPM permet la génération d'images d'IIP de particules de glace à différentes instants de leur croissance, orientées suivant un angle quelconque. Par exemple, la Figure 6.12 montre deux images de simulation représentant deux orientations du même cristal de glace en forme de plaque hexagonale (pour ce cas de figure, les deux angles de vue sont perpendiculaires) Les Figures 6.13.a et 6.13.d présentent les micro-miroirs programmés suivant ces deux angles de vue perpendiculaire de la particule de glace simulée sur notre puce DMD. Les Figures 6.13.b et 6.13.e montrent les images d'IIP correspondantes enregistrées à l'aide du dispositif optique n°3 présenté en section 6.1.2. Les transformées de Fourier 2D binarisées de ces images d'IIP sont représentées respectivement en Figures 6.13.c et 6.13.f.

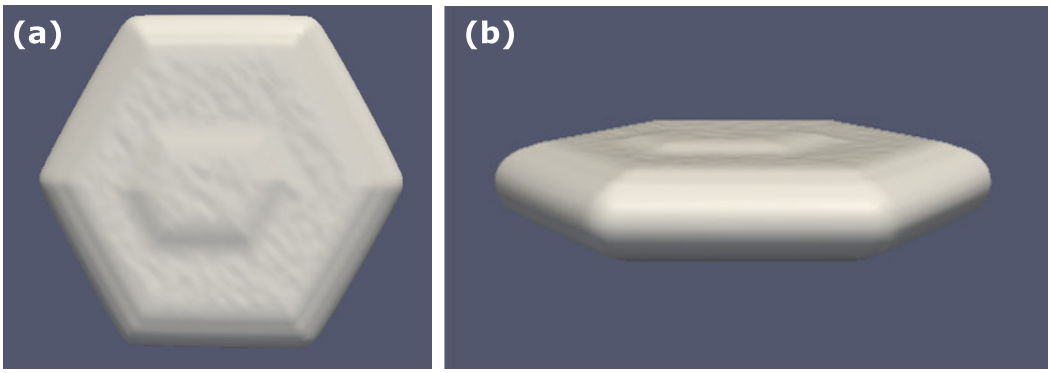


FIGURE 6.12 – Images d'un cristal de glace hexagonal simulé observé suivant deux angle de vue perpendiculaires (a) et (b).

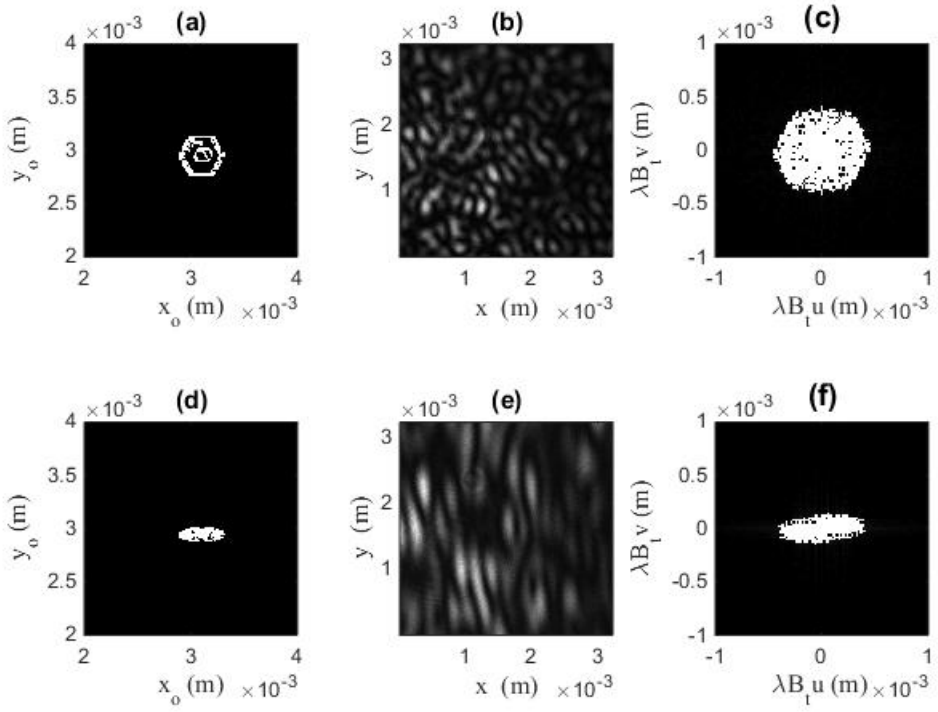


FIGURE 6.13 – Répartition des émetteurs de Dirac sur la puce DMD pour deux orientations d'un cristal de glace en forme de plaque hexagonale (a) et (d), images expérimentales d'IIP correspondantes (b) et (e) et les TF_{2D} des images d'IIP respectivement en (c) et (f).

La puce DMD peut ainsi être utilisée pour simuler des orientations différentes de particules de glace étudiées via un système d'imagerie IIPMV [7]. Les cristaux de glace étant classifiés en familles de forme connue (bâtonnet, plaque hexagonale, dendrite...), il est possible d'effectuer une comparaison entre les autocorrélations 2D des contours de différentes particules simulées orientées aléatoirement et les transformées de Fourier 2D des images d'IIPMV expérimentales. Lorsque celles-ci coïncident, nous obtenons l'orientation précise du cristal de glace présent dans le champ de mesure. Cette procédure pourrait être appliquée à l'avenir.

Par ailleurs, la puce DMD permet également de calibrer nos dispositifs d'imagerie IIP avant leur utilisation in-situ.

Remarque : L'ensemble des images présentées en Section 6.2.3 sont publiées dans la référence [95].

6.2.4 IIP de particule de type fractale

La cristallisation de molécule d'eau en glace peut donner lieu à des formes fractales. C'est pourquoi nous nous intéressons à ce type de particules (exemples en Figures 6.5 et 6.7). Un fractal se caractérise par l'observation d'un même motif malgré un changement d'échelle .

Intéressons-nous à l'étude d'un exemple de particule de type fractal. La Figure 6.14.a présente

7. Imagerie Interférométrique de Particules Multi-Vues

l'image d'une particule fractale en forme de croix programmée sur notre puce DMD. La Figure 6.14.b montre l'image d'IIP enregistrée à l'aide du dispositif optique n°1 présenté en Section 6.1.2. Toutefois, le défaut de mise au point est dans ce cas moins important d'où un coeefficient B_{tot} = -0.04 m. La Figure 6.14.c correspond à la portion de l'image d'IIP encadrée en rouge sur la Figure 6.14.b. La Figure 6.14.d représente la transformée de Fourier 2D de la portion d'image d'IIP présentée en Figure 6.14.c. Nous constatons alors que la TF_{2D} de la portion de l'image d'IIP présentée en Figure 6.14.d correspond à la TF_{2D} d'une particule simple en forme de croix (cf Figure 6.4). En effet, comme le paramètre de défaut de mise au point est faible, l'ensemble des ondes lumineuses issues des *glare points* aux extrémités de la particule n'interfère pas ensemble. C'est pourquoi nous retrouvons le motif fractal de base de la particule étudiée. Ce constat est intéressant, notamment pour des applications d'analyse de surfaces de matériaux dans un futur proche.

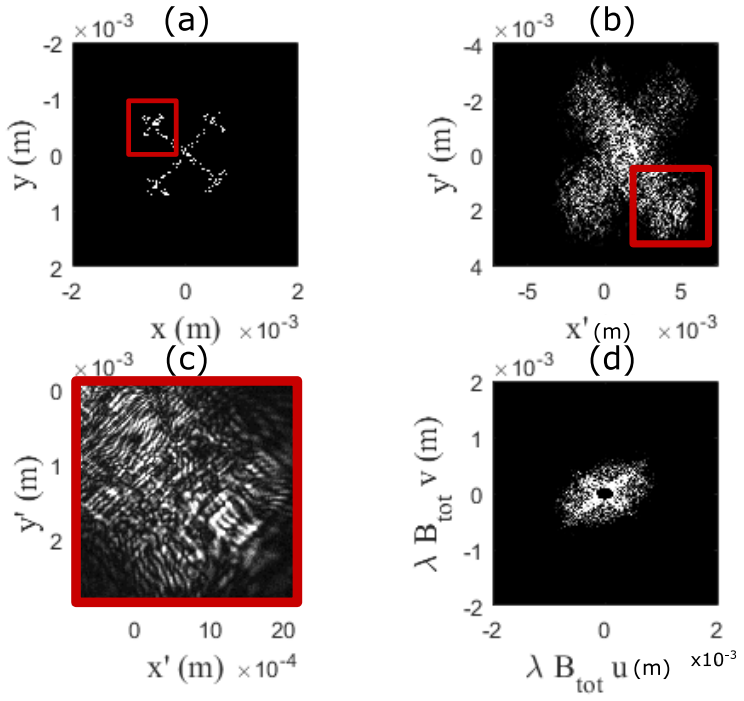


FIGURE 6.14 – Répartition des émetteurs de Dirac sur la puce DMD représentant une particule fractale en forme de croix (a), image expérimentale d'IIP correspondante (b), portion de l'image expérimentale d'IIP encadrée en rouge sur la figure (b) (c) et la TF_{2D} de la portion d'images d'IIP présentée en figure (c) (d).

6.3 Conclusion

L'utilisation d'une matrice de micro-miroirs (DMD) comme modulateur spatial de lumière [106–108] est un moyen efficace permettant de modéliser expérimentalement la lumière diffusée par une particule irrégulière de forme et d'orientation données. De ce fait, le dispositif expérimental présenté en Figure 6.1 constitue un banc de calibration de nos différents dispositifs d'imagerie IIP avant leur utilisation in situ.

Dans le cadre de notre collaboration avec le GPM, la puce DMD peut être utilisée pour

caractériser plus en détail les particules de glace présentes dans notre champ de mesure. Par comparaison entre les images d'IIP générées par notre montage présenté en Figure 6.1 et les images d'IIPMV expérimentales (nécessité d'avoir au moins deux vues), nous pourrons déterminer de manière précise les orientations des particules de glace étudiées dans un futur proche.

Enfin, des perspectives d'avenir en matière de développement d'algorithmes et de procédures expérimentales pour la caractérisation de particules fractales ou encore de surface de matériaux par IIP via une puce DMD sont en cours en développement.

CHAPITRE 7

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse consistait au développement de la technique d'imagerie IIP pour la caractérisation de particules irrégulières de glace à partir d'un dispositif d'imagerie multi-vues.

Dans un premier temps, nous avons décrit l'approche adoptée par Brunel & al. [46,97]. Celle-ci démontre qu'il est possible d'utiliser la technique de mesure employée pour déterminer le diamètre de particules sphériques proposée par Konig & al. [13] pour l'estimation de dimensions de particules irrégulières. Un modèle théorique simplifié permettant de décrire la diffusion de la lumière par une particule irrégulière basé sur l'intégrale de Huygens-Fresnel généralisée, tenant compte de l'ensemble des éléments composant le dispositif d'imagerie IIP (coin d'air, hublot, lentille...) a été développé. À partir de ce modèle, deux méthodes ont été définies pour estimer les dimensions de particules irrégulières à partir d'images d'IIP. La première consiste à effectuer l'autocorrélation bidimensionnelle de l'image d'IIP à partir de laquelle nous obtenons la taille moyenne du grain de *speckle*. Celle-ci est inversement proportionnelle à la taille réelle de la particule. La seconde méthode consiste à effectuer la transformée de Fourier 2D de l'image d'IIP qui est identique à l'autocorrélation bidimensionnelle du projeté de la forme de la particule dans le plan du capteur CCD (cf Equation 2.44). Or, comme l'autocorrélation 2D d'un objet fournit une image de dimensions deux fois supérieures, il est alors possible d'estimer les dimensions de la particule étudiée. Une étude comparative entre ces deux méthodes est effectuée sur des images de simulations. Celle-ci permet de conclure que la TF_{2D} est la méthode la plus précise délivrant davantage de renseignements sur la morphologie de la particule étudiée (celle-ci nous renseigne sur l'autocorrélation 2D de la silhouette de la particule) [42]. Cette méthode est alors appliquée pour la caractérisation de particules de glace.

Pour ce faire, un dispositif expérimental permettant la génération en laboratoire de cristaux de

glace est développé. Un système d'imagerie IIP multi-vues est mis en place pour l'étude de ces particules de glace. Celui-ci permet l'enregistrement simultané d'images nettes et d'images d'IIP suivant deux angles de diffusion (à $\pm$ 135°). Ainsi, en comparant les estimations des dimensions des particules de glace obtenues à partir de ces deux techniques de mesure (IIP et imagerie nette), nous avons pu valider l'utilisation de l'IIP pour le dimensionnement de particules irrégulières de glace (par la méthode de la TF_{2D}). De plus, la « signature » caractéristique de particules d'eau liquide en cours de givrage a également été mise en évidence à partir des TF_{2D} d'images d'IIP. Enfin, nous avons montré que l'utilisation d'un dispositif d'imagerie IIP multi-vues permettait l'estimation des volumes des particules de glace présentes dans le champ de mesure avec une meilleure précision.

Par la suite, une étude portant sur différents cas de figure pour lesquels les interférogrammes de deux cristaux de glace se recouvrent au sein d'une même image d'IIP montre que la relation 2.44 reste vérifiée et que la méthode de la TF_{2D} est applicable. Nous avons alors développé une procédure permettant d'estimer à la fois les dimensions et les positions relatives des deux particules de glace étudiées. Ces mesures ont pu être validées par comparaison avec celles obtenues à partir des images nettes enregistrées. Par conséquent, nous avons pu étendre l'utilisation de la technique de mesure IIP pour la caractérisation de milieux plus denses assujettis au recouvrement d'interférogrammes (nous nous limitons toutefois au recouvrement de deux interférogrammes).

Nous avons également discuté des problèmes de moiré qui peuvent apparaître lorsque les interférogrammes de différentes particules se recouvrent au sein d'une même image d'IIP. L'apparition du moiré étant conditionnée à l'espacement entre les différentes particules présentes dans le champ de mesure, nous n'avons pas pu étudier ce phénomène sur des particules de glace car il est difficile de maitriser leur position. C'est pourquoi nous avons développé un dispositif expérimental différent permettant d'étudier des particules de polymère. Celles-ci sont disposées sur une fine plaque de verre. Ainsi, en modifiant l'espacement entre ces particules de manière progressive tout en conservant un recouvrement de leur interférogramme, nous avons pu mettre en évidence l'apparition du phénomène de Moiré. Celui-ci conduit au repliement du spectre de l'image d'IIP. L'estimation des positions relatives des particules est alors erronée bien que l'estimation de leurs dimensions respectives reste correcte.

Enfin, dans le cadre d'une collaboration avec Mickael Fromager (CIMAP), Gilles Demange (GPM) et Elena Zapolsky (GPM), nous avons mis en place un dispositif expérimental permettant de générer des particules de glace « programmables » sur une puce de micro-miroirs (DMD). En effet, les programmes de simulation développés par Gilles demange permettent de simuler la forme d'un cristal de glace en fonction des conditions atmosphériques imposées (température, taux d'humidité…). Ainsi, en programmant sur notre puce DMD la silhouette de ce cristal de glace simulée et observée suivant un angle de vue donné, nous avons pu enregistrer des images d'IIP de ces particules. Ce dispositif peut alors constituer un banc de calibration pour les différents systèmes d'imagerie IIP avant leur utilisation *in situ*. À l'avenir, celui-ci devrait permettre d'optimiser nos analyses (détermination de l'orientation des cristaux de glace) et d'améliorer les

algorithmes utilisés pour le dimensionnement de particules irrégulières.

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont permis d'estimer les dimensions de particules de glace à l'aide d'un dispositif d'imagerie multi-vues avec un taux d'erreur inférieur à 20 %. Nous avons également pu estimer les volumes des particules de glace étudiées. Ce dispositif d'imagerie IIP multi-vues répond à nos attentes et peut donc être utilisé pour la conception d'un instrument embarqué. De plus, une instrumentation complète en laboratoire permettant de concevoir, de tester et d'optimiser les différents dispositifs d'imagerie IIP a également été développée.

Perspectives

L'étude de particules de glace nécessite un dispositif expérimental permettant de les générer en laboratoire. Celui-ci doit être en mesure d'assurer une température et un taux d'humidité précis à l'intérieur d'une chambre de mesure sans échanges avec l'environnement extérieur, afin de maîtriser les formes et dimensions des particules de glace générées. Le dispositif utilisé au cours de cette thèse peut donc être amélioré. En effet, il est nécessaire de le rendre étanche pour contrôler le taux d'humidité à l'intérieur de la chambre de mesure afin de retrouver l'ensemble des cristaux de glace de la classification de Magono [53].

Au cours de ces travaux de thèse, l'utilisation d'un dispositif d'imagerie à deux vues a permis l'amélioration de la précision des mesures IIP. Ainsi, l'ajout d'angles de vues devrait permettre d'améliorer davantage les mesures IIP pour aboutir, dans un futur proche, à la reconstruction 3D de la particule étudiée.

Enfin, dans le cadre des projets labex CISTIC et SIAMA, l'objectif est de suivre en temps-réel le phénomène de givrage. Il est donc nécessaire d'optimiser les algorithmes de traitement. La puce de micro-miroirs (DMD) peut alors constituer une solution efficace pour effectuer des tests sur un grand nombre d'images expérimentales.

D'un point de vue expérimental, les évolutions des méthodes et algorithmes d'analyse d'image d'IIP ont permis d'extraire davantage d'information sur les morphologies des particules irrégulières étudiées. Ainsi, afin de déterminer de manière exacte ces morphologies, notre intérêt se porte actuellement sur les méthodes de reconstruction de silhouette d'objet à partir de l'image de leur autocorrélation bidimensionnelle. Une étude basée sur les travaux de Fienup & al. [109] effectuée sur des particules de glace est en cours d'analyse. Celle-ci devrait permettre d'estimer de manière plus précise les formes 3D de particules de glace pour des cas complexes, comme par exemple lorsque leurs interférogrammes se recouvrent au sein d'une même image d'IIP.

Annexes

ANNEXE A

Caractéristiques complètes de l'objectif fujinon CF25HA-1

A.1 Données constructeur concernant l'objectif fujinon CF25HA-1

Les données constructeur concernant les grandissements et les distances de travail (distance pour laquelle l'objet observé est nette) de l'objectif fujinon CF25HA-1 montée avec différentes longueurs de bague-allonge sont répertoriées dans le Tableau A.1 ci-dessous.

Dans le cadre de notre étude, pour l'observation de particules irrégulières en mise au point, nous utilisons 10 mm de bague-allonge. Le grandissement, noté γ, est alors de γ = -0,417 et la distance de travail de 30 mm (cf Tableau A.1). Ces valeurs ont été vérifiées expérimentalement.

	CF25HA-1		**Bague-Allonge** (mm)
	NEAR	**FAR**	
Distance de travail	33 mm	87 mm	5
Grandissement	x 0,396	x 0,208	
Distance de travail	12 mm	30 mm	10
Grandissement	x 0,604	x 0,417	

Tableau A.1 – Données constructeur concernant les grandissements et les distances de travail de l'objectif fujinon CF25HA-1 montée avec différentes longueurs de bague-allonge.

Les paramètres techniques spécifiques de l'objectif fujinon CF25HA-1 fournis par le constructeur sont répertoriés dans le Tableau A.2 ci-dessous.

Distance focale	24 mm
Ouverture	1,4
Position du point principal objet H (à partir de la monture)	-23,47 mm
Position du point principal objet H (à partir de la monture)	-6,47 mm
Distance ΔP entre les points principaux	17 mm
Position de la pupille d'entrée P_e	-43 mm
Position de la pupille de sortie P_s	-139 mm
Position du foyer F' à partir de la monture (dans l'air)	17,526 mm

Tableau A.2 – Paramètres techniques spécifiques de l'objectif fujinon CF25HA-1 fournis par le constructeur.

Voici en Figure A.1, un schéma illustrant les positions des points principaux H et H' et des foyers objet F et image F' de l'objectif fujinon CF25HA-1 utilisé.

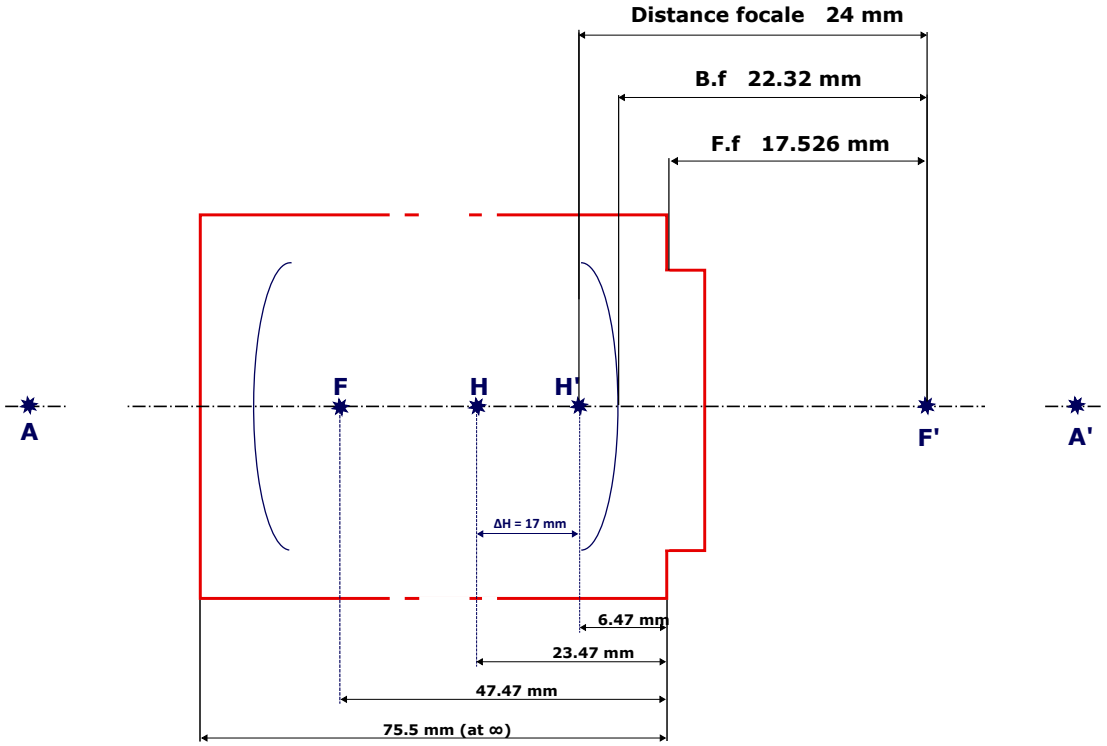


FIGURE A.1 – Schéma illustrant les positions des points principaux H et H' et des foyers objet F et image F' de l'objectif fujinon CF25HA.

A.2 Passage à une lentille mince équivalente

Pour passer d'un dispositif "épais", type objectif, à une lentille mince équivalente, il suffit de connaître les positions précises des différents plans F,F',H, et H'. Le système considéré est alors

assimilable à une lentille mince dont l'espace objet est séparé de l'espace image d'une distance ΔH sans modification du tracé des rayons. L'ensemble des formules applicables à la lentille mince deviennent alors applicables sur notre dispositif.

A.2.1 Imagerie nette : dispositif équivalent

L'enregistrement d'images nettes de particules irrégulières s'effectue à l'aide de l'objectif fujinon CF25HA-1 associé à 10 mm de bague-allonge. La distance $\overline{H'A'}$ vaut alors 34 mm.

En utilisant les formules de conjugaison d'une lentilles minces présentées ci-dessous, nous obtenons les résultats suivants :

$$-\frac{1}{\overline{HA}} + \frac{1}{\overline{H'A'}} = \frac{1}{\overline{H'F'}} = \frac{1}{f'}$$

A.N :

$$\overline{H'F'} = 24\,mm,\ \ \overline{H'A'} = 34\,mm,\ \ \overline{HA} = -81.6\,mm$$

Lors de l'enregistrement d'images nettes de particules irrégulières, le dispositif utilisé est équivalent au dispositif présenté en Figure A.2 avec z_1 = -81,6 mm et z_2 = 34 mm.

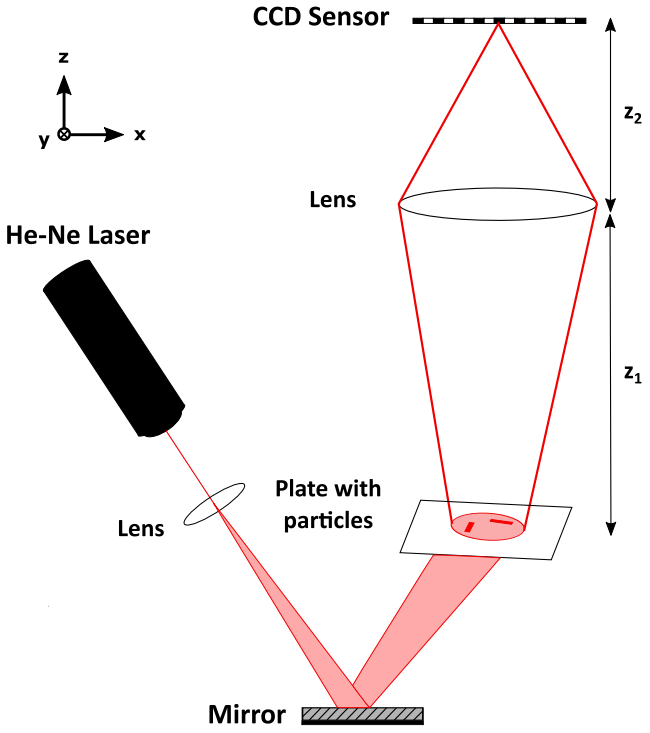


FIGURE A.2 – Dispositif équivalent pour l'enregistrement d'images nettes de particules irrégulières

A.2.2 Imagerie IIP : dispositif équivalent

L'enregistrement d'images d'IIP de particules irrégulières s'effectue à l'aide de l'objectif fujinon CF25HA-1 associé à 20 mm de bague-allonge. La distance $\overline{H'A'}$ vaut dans ce cas 44 mm. Dans le cadre de nos mesures par IIP, la distance $\overline{HA}$ est comprise dans l'intervalle [97,4 mm : 108,2 mm] suivant les différentes configurations étudiées.

Remarque : Lorsque $\overline{H'A'}$ = 44 mm, en mise au point, $\overline{HA}$ = -52,8 mm.

Lors de l'enregistrement d'images d'IIP de particules irrégulières, le dispositif utilisé est équivalent au dispositif présenté en Figure A.3 avec $z_1 \in$ [97,4 mm : 108,2 mm] et z_2 = 44 mm.

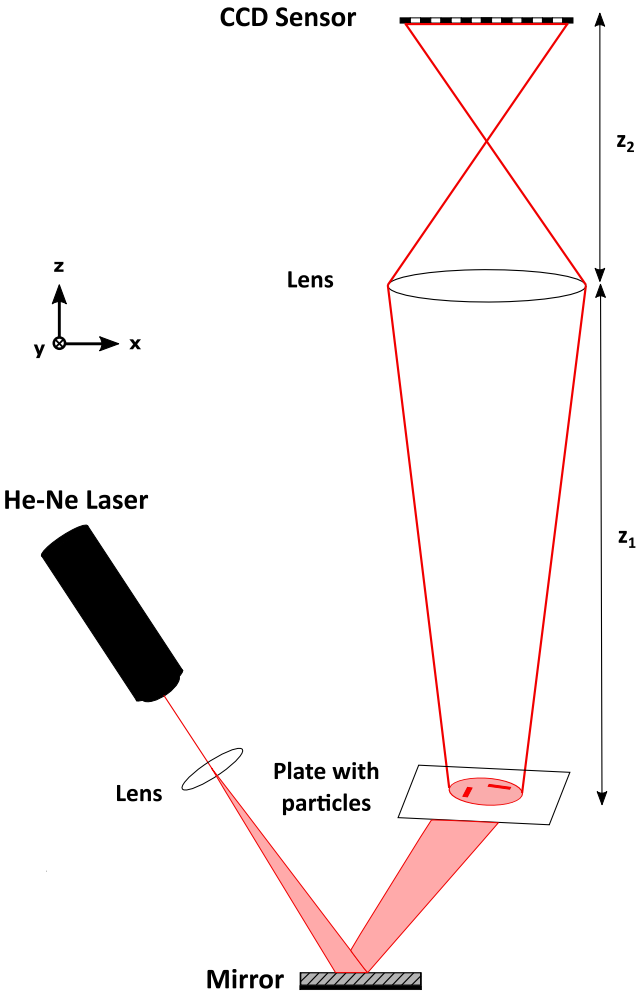


FIGURE A.3 – Dispositif équivalent pour l'enregistrement d'images d'IIP de particules irrégulières

Le coefficient B_{tot} nécessaire pour l'estimation de dimensions de particules irrégulières à partir de la transformée de Fourier 2D de leurs images d'IIP se calcule aisément en s'appuyant sur le formalisme des matrices ABCD présenté au cours du Chapitre 2. Dans le cadre de notre étude, celui-ci est alors compris dans l'intervalle [-0,0371 mm : -0,461 mm] suivant les différentes configurations étudiées.

Liste des publications

L. Ouldarbi, M. Talbi, S. Coëtmellec, D. Lebrun, G. Gréhan, G. Perret, M. Brunel, “3D-shape recognition and size measurement of irregular rough particles using multi-views interferometric out-of-focus imaging”, Appl. Opt. 55 (32), 9154-9159 (2016).

P.H. Hanzard, M. Talbi, D. Mallek, A.Kellou, H. Leblond, F. Sanchez, T. Godin, A.Hideur, "Brillouin scattering-induced rogue waves in self-pulsing fiber lasers". Scientific Reports, 7, 45868 (2017).

M. Talbi, M. Brunel, “Interferometric particle sizing with overlapping images despite Moiré”, Opt. Commun. 400, 61-68 (2017).

M. Brunel, G. Demange, M. Fromager, M. Talbi, H. Zapolsky, R. Patte, K. Aït Ameur, J. Jacquot-Kielar, S. Coetmellec, G. Gréhan, B. Quevreux, “Instrumentation for ice crystal characterization in laboratory using interferometric out-of-focus imaging”, Review of Scientific Instruments 88, 083108 (2017).

M. Brunel, M. Talbi, L. Ouldarbi, S. Coëtmellec, G. Gréhan, “Numerical investigation of error rates in rough particle sizing using interferometric out-of-focus imaging” Optik - International Journal for Light and Electron Optics 147, 204-213 (2017).

M. Talbi, G. Gréhan, M. Brunel, « Interferometric particle imaging of ice particles using a multi-view optical system », Appl. Opt. 57, 6188-6187 (2018).

M. Talbi, G. Gréhan, S. Coëtmellec, M. Brunel, “Self-generated off-axis holography in interferometric out-of-focus imaging of ice particles”, Invited Review article, à paraître dans Journal of Electromagnetic Waves and Applications, https ://doi.org/ 10.1080/09205071.2018.1524797

Liste des conférences

Conférences invité

M. Brunel, L. Ouldarbi, S. Coëtmellec, D. Lebrun, G. Gréhan, M. Talbi, “3D tomography of triphasic flows using interferometric out-of-focus imaging”, EMN Meeting on Droplets (EMN Droplets 2016), May 9 to 13, 2016, NH Collection Aranzazu, San Sebastian, Spain.

M. Brunel, L Ouldarbi, M. Talbi, J. Jacquot, H. Shen, S. Coëtmellec, D. Lebrun, G. Gréhan, S. Gonzalez Ruiz, J. van Beeck, E. Porcheron, P. Lemaitre, « Imagerie interférométrique de particules irrégulières : du principe de la mesure au design de systèmes de tomographie simplifiée de particules dans un écoulement ». 40ème Journée Thématique de l’Association Francophone de Vélocimétrie Laser sur les systèmes embarqués. 24 novembre 2016, CNRS Bellevue, Meudon,

M. Brunel, M. Talbi, J. Jacquot, S. Coëtmellec, D. Lebrun, G. Gréhan, M. Fromager, K. Aït Ameur, « Holographie hors-axe en imagerie interférométrique de cristaux de glace ». 42ème Journée Thématique de l’Association Francophone de Vélocimétrie Laser sur l’utilisation de l’holographie en mécanique des fluides. 23 novembre 2017, CNRS Bellevue, Meudon,

M. Brunel, M. Talbi, S. Coëtmellec, G. Gréhan, M. Fromager, K. Aït Ameur, Y. Wu, J. Jacquot « Interferometric out-of-focus imaging of ice particles for airborne instrumentation », Invited conference, OSA Imaging and Applied Optics Congress, Orlando, Florida 25-28 June, 2018.

M. Brunel, M. Talbi, S. Coëtmellec, G. Gréhan, M. Fromager, K. Aït Ameur, J. Jacquot, E. Porcheron, P. Lemaitre, J. van Beeck, H. Shen “Recent developments on Interferometric out-of-focus imaging of irregular rough particles”, keynote Lecture, 19th International Symposium on Applications of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics, Lisbonne 16 - 19 July 2018.

M. Brunel, G. Demange, M. Talbi, M. Fromager, J. Jacquot-Kielar, G. Gréhan, R. Patte, K. Aït Ameur, H. Zapolsky, “Instrumentation and modelling for interferometric ice crystal characterization”, keynote Lecture, IC nano 2018, Stockholm, Sweden during 09 - 12 October 2018

Conférences

L. Ouldarbi, M. Talbi, S. Coëtmellec, G. Gréhan, M. Brunel "3D Tomography of Irregular Rough Particles Using Interferometric Out-of-Focus Imaging", oral presentation, 11th International Conference on Laser-light and Interactions with Particles" (LIP2016) April 22nd-26th, Xi'an, China.

M. Brunel ; L. Ouldarbi ; S. Coetmellec ; D. Lebrun ; G. Grehan ; M. Talbi ; D. Burel, "Multi-view Interferometric "Out-of-focus Imaging for the Tomography of Irregular Rough Particles in a Flow", oral presentation at the Imaging and Applied Optics Congress, Digital Holography & 3-D Imaging (DH) 25 - 28 July 2016, Heidelberg, Germany.

L. Ouldarbi, M. Talbi, S. Coëtmellec, G. Gréhan, M. Brunel, "Tomography of irregular rough particles using multi-view interferometric out-of-focus imaging," ILASS – Europe 2016, 27th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Sep. 2016, Brighton, UK.

M. Talbi, L. Ouldarbi, S. Coëtmellec, G. Gréhan, D. Lebrun, M. Brunel, « Corrélateur numérique pour la Caractérisation 3D de particules rugueuses irregulières par imagerie interferometrique en defaut de mise au point suivant deux vues » 4ème rencontre francophone d'holographie numérique appliquée à la métrologie des fluides, 8-9 novembre 2016, ONERA, Lille, France.

M. Talbi, G. Gréhan, M. Brunel, "Multi-view interferometric out-of-focus imaging of ice particles", 12th international conference series on Laser-light and Interactions with Particles, March 5th-9th, 2018, in College Station, Texas (USA).

M. Brunel, G. Demange, M. Fromager, J. Jacquot-Kielar, M. Talbi, G. Gréhan, S. Coëtmellec, K. Aït Ameur, R. Patte, H. Zapolsky « Instrumentation interférométrique pour la caractérisation de cristaux de glace, », 16ème Congrès Francophone sur les Techniques Laser pour la Mécanique des Fluides 18-21 Septembre 2018, Dourdan, France.

Références bibliographiques

[1] BD Guenther. *Modern optics*. OUP Oxford, 2015.

[2] Albert A Michelson and Edward W Morley. Art. xxxvi.–influence of motion of the medium on the velocity of light. *American Journal of Science (1880-1910)*, 31(185) :377, 1886.

[3] Albert A Michelson and Edward W Morley. Art. xlvii.–on a method of making the wave-length of sodium light the actual and practical standard of length. *American Journal of Science (1880-1910)*, 34(204) :427, 1887.

[4] Benjamin P Abbott, Richard Abbott, TD Abbott, MR Abernathy, Fausto Acernese, Kendall Ackley, Carl Adams, Thomas Adams, Paolo Addesso, RX Adhikari, et al. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Physical review letters*, 116(6) :061102, 2016.

[5] BP Abbott, R Abbott, R Adhikari, P Ajith, Bruce Allen, G Allen, RS Amin, SB Anderson, WG Anderson, MA Arain, et al. Ligo : the laser interferometer gravitational-wave observatory. *Reports on Progress in Physics*, 72(7) :076901, 2009.

[6] Marcia K Politovich. Response of a research aircraft to icing and evaluation of severity indices. *Journal of aircraft*, 33(2) :291–297, 1996.

[7] *Federal Aviation Administration. 14 CFR 25 -Airwothiness Standards : Transport Category Airplanes*. Code of Federal Regulation, january 2011.

[8] *Federal Aviation Administration. 14 CFR 33 - Airwothiness Standards : Aircraft Engines*. Code of Federal Regulation, january 1999.

[9] *European Aviation Safety Agency. Certification Specifications and Acceptable Means ofCompliance for Large Aeroplanes CS-25*. Certification Specifications, 2011.

[10] Justin Jacquot Kielar. *Mesure de taille de gouttes d'eau et de cristaux de glace par imagerie interférométrique pour les applications aéroportées*. PhD thesis, Rouen, 2016.

[11] HC Van de Hulst and RT Wang. Glare points. *Applied optics*, 30(33) :4755–4763, 1991.

[12] H Shen, S Coëtmellec, and M Brunel. Simultaneous 3d location and size measurement of spherical bubbles using cylindrical interferometric out-of-focus imaging. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 131 :153–159, 2013.

[13] G König, K Anders, and A Frohn. A new light-scattering technique to measure the diameter of periodically generated moving droplets. *Journal of aerosol science*, 17(2) :157–167, 1986.

[14] AR Glover, SM Skippon, and RD Boyle. Interferometric laser imaging for droplet sizing : a method for droplet-size measurement in sparse spray systems. *Applied Optics*, 34(36) :8409–8421, 1995.

[15] L Ouldarbi, G Pérret, P Lemaitre, E Porcheron, S Coëtmellec, G Gréhan, D Lebrun, and M Brunel. Simultaneous 3d location and size measurement of bubbles and sand particles in a flow using interferometric particle imaging. *Applied optics*, 54(25) :7773–7780, 2015.

[16] G Mie. *Annals of Physics*, 25 :377–445, 1908.

[17] Wolfram Hergert and Thomas Wriedt. *The Mie Theory : basics and applications*, volume 169. Springer, 2012.

[18] Craig F Bohren and Donald R Huffman. *Absorption and scattering of light by small particles*. John Wiley & Sons, 2008.

[19] Philip Laven. Time domain analysis of scattering by a water droplet. *Applied optics*, 50(28) :F29–F38, 2011.

[20] G Gouesbet, G Gréhan, and B Maheu. On the generalized lorenz-mie theory : first attempt to design a localized approximation to the computation of the coefficients gnm. *Journal of optics*, 20(1) :31, 1989.

[21] KF Ren, G Greha, and G Gouesbet. Radiation pressure forces exerted on a particle arbitrarily located in a gaussian beam by using the generalized lorenz-mie theory, and associated resonance effects. *Optics communications*, 108(4-6) :343–354, 1994.

[22] JP Barton, DR Alexander, and SA Schaub. Theoretical determination of net radiation force and torque for a spherical particle illuminated by a focused laser beam. *Journal of Applied Physics*, 66(10) :4594–4602, 1989.

[23] AR Jones. Light scattering for particle characterization. *Progress in Energy and Combustion Science*, 25(1) :1–53, 1999.

[24] Lei Wu, Hongru Yang, Xudong Li, Bin Yang, and Gaoping Li. Scattering by large bubbles : Comparisons between geometrical-optics theory and debye series. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 108(1) :54–64, 2007.

[25] Hendrik Christoffel Hulst and Hendrik C van de Hulst. *Light scattering by small particles*. Courier Corporation, 1957.

[26] James A Lock. Cooperative effects among partial waves in mie scattering. *JOSA A*, 5(12) :2032–2044, 1988.

[27] Anthony Gerrard and James M Burch. *Introduction to matrix methods in optics*. Courier Corporation, 1975.

[28] Allen Nussbaum. Modernizing the teaching of advanced geometric optics. In *Education in Optics*, volume 1603, pages 389–401. International Society for Optics and Photonics, 1992.

[29] Sébastien Forget. Optique des lasers et faisceaux gaussiens. *Laboratoire de Physique des Lasers Université Paris Nord/13*.

[30] Lila Ouldarbi. *Imagerie interférométrique en défaut de mise au point pour des mesures de particules discrètes en volume et la reconnaissance de forme de particules irrégulières*. PhD thesis, Normandie, 2017.

[31] JJ Wen and MA Breazeale. A diffraction beam field expressed as the superposition of gaussian beams. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 83(5) :1752–1756, 1988.

[32] JJ Wen and MA Breazeale. Gaussian beam functions as a base function set for acoustical field calculations. In *IEEE 1987 Ultrasonics Symposium*, pages 1137–1140. IEEE, 1987.

[33] LI Junchang and PICART Pascal. *Holographie numérique : principe, algorithmes et applications*. Lavoisier, 2012.

[34] Stuart A Collins. Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics. *JOSA*, 60(9) :1168–1177, 1970.

[35] C Palma and V Bagini. Extension of the fresnel transform to abcd systems. *JOSA A*, 14(8) :1774–1779, 1997.

[36] Sam Dehaeck and Jeroen van Beeck. Development of glare point, shadow and interferometric planar techniques for gas bubble sizing. 2007.

[37] Huanhuan Shen, Sébastien Coëtmellec, Gérard Gréhan, and Marc Brunel. Interferometric laser imaging for droplet sizing revisited : elaboration of transfer matrix models for the description of complete systems. *Applied optics*, 51(22) :5357–5368, 2012.

[38] Marc Brunel, L Ouldarbi, H Shen, G Gréhan, and S Coëtmellec. Limits on rough-particle sizing with low-defocus interferometric imaging. *Particuology*, 22 :52–58, 2015.

[39] Marc Brunel, Sara González Ruiz, Justin Jacquot, and Jeroen van Beeck. On the morphology of irregular rough particles from the analysis of speckle-like interferometric out-of-focus images. *Optics Communications*, 338 :193–198, 2015.

[40] P Lemaitre, M Brunel, A Rondeau, E Porcheron, and G Gréhan. Quasi real-time analysis of mixed-phase clouds using interferometric out-of-focus imaging : development of an algorithm to assess liquid and ice water content. *Measurement Science and Technology*, 26(12) :125403, 2015.

[41] E Porcheron, P Lemaitre, JPAJ Van Beeck, R Vetrano, M Brunel, G Grehan, and L Guiraud. Development of a spectrometer for airborne measurement of droplet sizes in clouds. *Journal of the European Optical Society-Rapid publications*, 10, 2015.

[42] Marc Brunel, Mohamed Talbi, Lila Ouldarbi, Sébastien Coëtmellec, and Gérard Gréhan. Numerical investigation of error rates in rough particle sizing using interferometric out-of-focus imaging. *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, 147 :204–213, 2017.

[43] Zbigniew Ulanowski, Paul H Kaye, Edwin Hirst, and Richard Greenaway. Light scattering by ice particles in the earth's atmosphere and related laboratory measurements. In *Procs 12th Int Conf on Electromagnetic and Light Scattering*. University of Helsinki, 2010.

[44] Zbigniew Ulanowski, Paul H Kaye, Edwin Hirst, RS Greenaway, Richard J Cotton, Evelyn Hesse, and Christopher T Collier. Incidence of rough and irregular atmospheric ice particles from small ice detector 3 measurements. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 14(3) :1649–1662, 2014.

[45] Hongxia Zhang, Mengran Zhai, Jinlu Sun, Ye Zhou, Dagong Jia, Tiegen Liu, and Yimo Zhang. Discrimination between spheres and spheroids in a detection system for single particles based on polarization characteristics. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 187 :62–75, 2017.

[46] Marc Brunel, Huanhuan Shen, Sébastien Coëtmellec, Gérard Gréhan, and Tony Delobel. Determination of the size of irregular particles using interferometric out-of-focus imaging. *International Journal of Optics*, 2014, 2014.

[47] Sara González Ruiz, Maria Rosaria Vetrano, and Jeroen van Beeck. Feasibility of using glory and speckle patterns for sizing spherical and irregular particles. *Applied optics*, 53(21) :4722–4728, 2014.

[48] Justin Jacquot Kielar, Pascal Lemaitre, Carole Gobin, Wu Yingchun, Emmanuel Porcheron, Sébastien Coetmellec, Gérard Grehan, and Marc Brunel. Simultaneous interferometric in-focus and out-of-focus imaging of ice crystals. *Optics Communications*, 372 :185–195, 2016.

[49] Kenneth G Libbrecht. The physics of snow crystals. *Reports on progress in physics*, 68(4) :855, 2005.

[50] Theodore W Cannon. High-speed photography of airborne atmospheric particles. *Journal of Applied Meteorology*, 9(1) :104–108, 1970.

[51] Kenneth Libbrecht. La formation des cristaux de neige. *Pour la science*, (352) :32–39, 2007.

[52] David Eisenberg and Walter Kauzmann. *The structure and properties of water*. Oxford University Press on Demand, 2005.

[53] Choji Magono, Woo Chung, et al. Meteorological classification of natural snow crystals. *Journal of the Faculty of Science, Hokkaido University. Series 7, Geophysics*, 2(4) :321–335, 1966.

[54] Katsuhiro Kikuchi, Takao Kameda, Keiji Higuchi, Akira Yamashita, et al. A global classification of snow crystals, ice crystals, and solid precipitation based on observations from middle latitudes to polar regions. *Atmospheric research*, 132 :460–472, 2013.

[55] Ursula Enzenhofer, Michael Bacher, Sergey Sokratov, Christian Mahr, Johannes Müller, Ulrich Worthmann, and Ingrid Reiweger. Producing nature like snow in a supercooled cloud for laboratory experiments.

[56] Arne Baumert, Stephan Bansmer, Stephan Sattler, Hugo Pervier, and Biagio Esposito. Simulating natural ice crystal cloud conditions for icing wind tunnel experiments-a review on the design, commissioning and calibration of the tu braunschweig ice crystal generation system. In *8th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference*, page 4053, 2016.

[57] Arne Baumert, Stephan E Bansmer, and Michael Bacher. Implementation of an innovative ice crystal generation system to the icing wind tunnel braunschweig. In *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*, page 1225, 2015.

[58] Stefan Schleef, Matthias Jaggi, Henning Löwe, and Martin Schneebeli. An improved machine to produce nature-identical snow in the laboratory. *Journal of Glaciology*, 60(219) :94–102, 2014.

[59] Brian Barkey, Matt Bailey, Kuo-Nan Liou, and John Hallett. Light-scattering properties of plate and column ice crystals generated in a laboratory cold chamber. *Applied optics*, 41(27) :5792–5796, 2002.

[60] Ukitirô Nakaya, Isonosuke Satô, and Yatarô Sekido. Preliminary experiments on the artificial production of snow crystals. *Journal of the Faculty of Science, Hokkaido Imperial University. Ser. 2, Physics*, 2(1) :619–624, 1938.

[61] Chuji Takahashi and Masaru Mori. Growth of snow crystals from frozen water droplets. *Atmospheric research*, 82(1-2) :385–390, 2006.

[62] Vincent J Schaefer. The production of ice crystals in a cloud of supercooled water droplets. *Science*, 104(2707) :457–459, 1946.

[63] M Bailey and J Hallett. Nucleation effects on the habit of vapour grown ice crystals from- 18 to- 42 c. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 128(583) :1461–1483, 2002.

[64] Vincent J Schaefer. The generation of large numbers of ice crystals in an electric field. *Journal of Applied Meteorology*, 7(3) :452–455, 1968.

[65] Haiyi Sun, Yonghong Liu, Jingjing Ju, Ye Tian, Yafeng Bai, Yaoxiang Liu, Shengzhe Du, Cheng Wang, Tiejun Wang, Jiansheng Liu, et al. Picosecond laser-induced water condensation in a cloud chamber. *Optics express*, 24(18) :20494–20506, 2016.

[66] Tatsuya Kawaguchi, Yukihiro Akasaka, and Masanobu Maeda. Size measurements of droplets and bubbles by advanced interferometric laser imaging technique. *Measurement Science and Technology*, 13(3) :308, 2002.

[67] Sam Dehaeck and JPAJ Van Beeck. Designing a maximum precision interferometric particle imaging set-up. *Experiments in fluids*, 42(5) :767–781, 2007.

[68] Yannis Hardalupas, Srikrishna Sahu, Alex MKP Taylor, and Konstantinos Zarogoulidis. Simultaneous planar measurement of droplet velocity and size with gas phase velocities in a spray by combined ilids and piv techniques. *Experiments in fluids*, 49(2) :417–434, 2010.

[69] Roman Sergeevich Volkov, Geniy Vladimirovich Kuznetsov, and Pavel Alexandrovich Strizhak. Influence of droplet concentration on evaporation in a high-temperature gas. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 96 :20–28, 2016.

[70] Masanobu Maeda, Tatsuya Kawaguchi, and Koichi Hishida. Novel interferometric measurement of size and velocity distributions of spherical particles in fluid flows. *Measurement Science and Technology*, 11(12) :L13, 2000.

[71] N Damaschke, H Nobach, and C Tropea. Optical limits of particle concentration for multidimensional particle sizing techniques in fluid mechanics. *Experiments in fluids*, 32(2) :143–152, 2002.

[72] Giovanni Lacagnina, Silvano Grizzi, Massimo Falchi, Fabio Di Felice, and Giovanni Paolo Romano. Simultaneous size and velocity measurements of cavitating microbubbles using interferometric laser imaging. *Experiments in fluids*, 50(4) :1153–1167, 2011.

[73] H Gerber, Y Takano, Timothy J Garrett, and Peter V Hobbs. Nephelometer measurements of the asymmetry parameter, volume extinction coefficient, and backscatter ratio in arctic clouds. *Journal of the atmospheric sciences*, 57(18) :3021–3034, 2000.

[74] R Paul Lawson, Darren O'Connor, Patrick Zmarzly, Kim Weaver, Brad Baker, Qixu Mo, and Haflidi Jonsson. The 2d-s (stereo) probe : Design and preliminary tests of a new airborne, high-speed, high-resolution particle imaging probe. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 23(11) :1462–1477, 2006.

[75] A Querel, P Lemaitre, M Brunel, E Porcheron, and G Gréhan. Real-time global interferometric laser imaging for the droplet sizing (ilids) algorithm for airborne research. *Measurement Science and Technology*, 21(1) :015306, 2009.

[76] M Brunel, P Lemaitre, E Porcheron, S Coëtmellec, G Gréhan, and J Jacquot-Kielar. Interferometric out-of-focus imaging of ice particles with overlapping images. *Applied optics*, 55(18) :4902–4909, 2016.

[77] Mohamed Talbi and Marc Brunel. Interferometric particle sizing with overlapping images despite moiré. *Optics Communications*, 400 :61–68, 2017.

[78] L Ouldarbi, M Talbi, S Coëtmellec, D Lebrun, G Gréhan, G Perret, and M Brunel. 3d-shape recognition and size measurement of irregular rough particles using multi-views interferometric out-of-focus imaging. *Applied optics*, 55(32) :9154–9159, 2016.

[79] M Talbi, G Grehan, and M Brunel. Interferometric particle imaging of ice particles using a multi-view optical system. *Applied Optics*, 57(21) :6188–6197, 2018.

[80] Zbigniew Ulanowski, Edwin Hirst, Paul H Kaye, and Richard Greenaway. Retrieving the size of particles with rough and complex surfaces from two-dimensional scattering patterns. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 113(18) :2457–2464, 2012.

[81] Pedro García Carrascal, Sara González Ruiz, and Jeroen van Beeck. Irregular particle sizing using speckle pattern for continuous wave laser applications. *Experiments in fluids*, 55(11) :1851, 2014.

[82] Gérard Gréhan, Marc Brunel, Sébastien Coetmellec, Annie Garo, Denis Lebrun, Siegfried Meunier-Guttin-Cluzel, Sawitree Saengkaew, Yingchun Wu, Xue Cheng Wu, and Ling Hong Chen. Some progress on interferometry techniques applied to particle measurements. *Procedia engineering*, 102 :54–63, 2015.

[83] Sara González Ruiz and Jeroen van Beeck. Sizing of sand and ash particles using their speckle pattern : influence of particle opacity. *Experiments in Fluids*, 58(8) :100, 2017.

[84] Joseph W Goodman. *Speckle phenomena in optics : theory and applications*. Roberts and Company Publishers, 2007.

[85] Humberto Bocanegra Evans, Nico Dam, Dennis van der Voort, Guus Bertens, and Willem van de Water. Measuring droplet size distributions from overlapping interferometric particle images. *Review of Scientific Instruments*, 86(2) :023709, 2015.

[86] YM Lau, NG Deen, and JAM Kuipers. Development of an image measurement technique for size distribution in dense bubbly flows. *Chemical Engineering Science*, 94 :20–29, 2013.

[87] Isaac Amidror. *The Theory of the Moiré Phenomenon : Volume I : Periodic Layers*, volume 38. Springer Science & Business Media, 2009.

[88] Leon Glass. Moire effect from random dots. *Nature*, 223(5206) :578, 1969.

[89] Isaac Amidror. Glass patterns as moiré effects : new surprising results. *Optics letters*, 28(1) :7–9, 2003.

[90] Stella Baraklianou. Moire effect : Index and the digital image. *Footprint. Delft Architecture Theory Journal*, 14 :81–96, 2014.

[91] Isaac Amidror. Sub-nyquist artefacts and sampling moiré effects. *Royal Society open science*, 2(3) :140550, 2015.

[92] David Blatner, Steve Roth, et al. *Real World Scanning Halftones*. Peachpit Press Berkeley, California, 1998.

[93] Gilles Demange, Helena Zapolsky, Renaud Patte, and Marc Brunel. A phase field model for snow crystal growth in three dimensions. *npj Computational Materials*, 3(1) :15, 2017.

[94] G Demange, H Zapolsky, R Patte, and M Brunel. Growth kinetics and morphology of snowflakes in supersaturated atmosphere using a three-dimensional phase-field model. *Physical Review E*, 96(2) :022803, 2017.

[95] M Brunel, G Demange, M Fromager, M Talbi, H Zapolsky, R Patte, K Aït Ameur, J Jacquot-Kielar, S Coetmellec, G Gréhan, et al. Instrumentation for ice crystal characterization in laboratory using interferometric out-of-focus imaging. *Review of Scientific Instruments*, 88(8) :083108, 2017.

[96] Raffaele Ragucci, Antonio Cavaliere, and Patrizio Massoli. Drop sizing by laser light scattring exploiting intensity angular oscillation in the mie regime. *Particle & Particle Systems Characterization*, 7(1-4) :221–225, 1990.

[97] M Brunel, S Coetmellec, G Gréhan, and H Shen. Interferometric out-of-focus imaging simulator for irregular rough particles. *Journal of the European Optical Society-Rapid publications*, 9, 2014.

[98] M Fromager, K Aït Ameur, and M Brunel. Digital micromirror device as programmable rough particle in interferometric particle imaging. *Applied optics*, 56(12) :3594–3598, 2017.

[99] Larry J Hornbeck. Current status of the digital micromirror device (dmd) for projection television applications. In *Electron Devices Meeting, 1993. IEDM'93. Technical Digest., International*, pages 381–384. IEEE, 1993.

[100] Shree K Nayar, Vlad Branzoi, and Terrance E Boult. Programmable imaging using a digital micromirror array. In *Computer Vision and Pattern Recognition, 2004. CVPR 2004. Proceedings of the 2004 IEEE Computer Society Conference on*, volume 1, pages I–I. IEEE, 2004.

[101] Dana Dudley, Walter M Duncan, and John Slaughter. Emerging digital micromirror device (dmd) applications. In *MOEMS display and imaging systems*, volume 4985, pages 14–26. International Society for Optics and Photonics, 2003.

[102] Andrew B Sontheimer. Digital micromirror device (dmd) hinge memory lifetime reliability modeling. In *Reliability Physics Symposium Proceedings, 2002. 40th Annual*, pages 118–121. IEEE, 2002.

[103] Texas Instruments. Using lasers with dlp dmd technology. *Lasers & DLP, TI DN*, 2509927, 2008.

[104] Joseph P Rice, Jorge E Neira, Michael Kehoe, and Rand Swanson. Dmd diffraction measurements to support design of projectors for test and evaluation of multispectral and hyperspectral imaging sensors. In *Emerging Digital Micromirror Device Based Systems and Applications*, volume 7210, page 72100D. International Society for Optics and Photonics, 2009.

[105] Alain Karma and Wouter-Jan Rappel. Phase-field method for computationally efficient modeling of solidification with arbitrary interface kinetics. *Physical review E*, 53(4) :R3017, 1996.

[106] Bruno Estibals. *Conception, réalisation et caractérisation de micro-miroirs à déflexion localisée appliqués aux télécommunications optiques*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse-INPT, 2002.

[107] Jeffrey B Sampsell. Digital micromirror device and its application to projection displays. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 12(6) :3242–3246, 1994.

[108] Eugene P Wagner, Ben W Smith, Sean Madden, James D Winefordner, and Mike Mignardi. Construction and evaluation of a visible spectrometer using digital micromirror spatial light modulation. *Applied Spectroscopy*, 49(11) :1715–1719, 1995.

[109] James R Fienup, TR Crimmins, and W Holsztynski. Reconstruction of the support of an object from the support of its autocorrelation. *JOSA*, 72(5) :610–624, 1982.

Titre : Caractérisation morphologique de particules de glace par imagerie interférométrique multi-vues pour des applications aéroportées.

Résumé : Le phénomène de givrage qui se produit durant les vols d'aéronefs, lors de leurs traversées de la troposphère (zone dans laquelle la température peut descendre jusqu'à -60°C) se manifeste par une accrétion de glace sur différentes parties de l'appareil (voilures, réacteurs, sondes de mesure…) mettant en péril la sécurité de celui-ci. Ce phénomène constitue alors une problématique majeure pour la sécurité de l'aviation civile, c'est pourquoi il est nécessaire de développer de nouvelles techniques de mesure afin de détecter et d'éviter les zones à risques. Notre intérêt s'est porté sur l'imagerie interférométrique en défaut de mise au point, une technique optique offrant de nombreux avantages (large champ de mesure, gamme de tailles étudiée étendue [50 µm : quelques millimètres], distance particule/appareil de mesure de plusieurs dizaines de centimètres…).

Au cours de ces travaux de thèse, nous avons développé un dispositif d'Imagerie Interférométrique de Particules (IIP) multi-vues permettant de caractériser les cristaux de glace en suspension dans la troposphère. En effet, par comparaison avec des mesures obtenues sur des images nettes enregistrées simultanément, nous avons validé l'utilisation de l'IIP multi-vues pour l'estimation de dimensions de particules de glace avec un taux d'erreur inférieur à 20%. Nous avons également proposé différentes approches permettant d'estimer les volumes des particules de glace et mis en évidence la « signature » typique d'une gouttelette en cours de givrage à partir d'images d'IIP.

Dans une seconde partie, nous avons validé l'utilisation de l'IIP multi-vues pour le cas complexe où les interférogrammes d'une paire de particules de glace proches l'une de l'autre se recouvrent et discuté des phénomènes de Moiré qui peuvent apparaître et perturber nos mesures. En outre, nous avons étendu le domaine d'utilisation de l'IIP à des milieux moins dilués.

Enfin, dans une dernière partie, nous avons développé un dispositif expérimental innovant nous permettant d'effectuer des mesures d'IIP expérimentales à partir de particules « programmées » sur une matrice de micro-miroirs (DMD).

Mots-clés : ILIDS, IIP, imagerie interférométrique en défaut de mise au point, diffusion de la lumière, cristaux de glace, particule irrégulière, imagerie nette, Transformée de Fourier 2D, Autocorrélation bidimensionnelle.

Title: Morphological characterization of ice particles by multi-view interferometric out-of-focus imaging for airborne applications

Abstract: The icing phenomenon that occurs during aircraft flights during their troposphere crossings (an area where the temperature can drop to -60 ° C) is manifested by an accretion of ice on different parts of the apparatus (wings, reactors, measurement probes ...) endangering the safety of this latter. This phenomenon is therefore a major problem for the safety of civil aviation, that's why it is necessary to develop new measurement techniques to detect and avoid risk's areas. Our interest has been on interferometric out-of-focus imaging, an optical technique offering many advantages (wide measurement field, range of studied sizes extended [50 µm: a few millimeters], distance particle / measuring device several tens of centimeters ...).

During this thesis, we have developed a multi-view Interferometric Particle Imaging (IPI) device to characterize suspended ice crystals in the troposphere. Indeed, by comparison with measurements obtained on in-focus images recorded simultaneously, we have validated the use of multi-view IIP for the estimation of ice particle dimensions with an error rate lower than 20%. We also proposed different approaches to estimate ice particle volumes and highlighted the typical "signature" of a droplet during icing from IIP images.

In a second part, we validated the use of multi-view IIP for the complex case where the interferograms of a pair of ice particles close to each other overlap and discuss about Moiré phenomena that may appear and disrupt our measurements. In addition, we have extended the field of use of IIP to less diluted media.

Finally, in the last part, we have developed an innovative experimental device allowing us to perform experimental IIP measurements from particles "programmed" on a matrix of micro-mirrors (DMD : Digital Micromirror Device).

Keywords: ILIDS, IPI, interferometric out-of-focus imaging, light scattering, ice crystals, irregular particle, in-focus imaging, 2D Fourier Transform, two-dimensional Autocorrelation.