



HAL
open science

Reconstruction 3D de particules dans un écoulement par imagerie interférométrique

Barbara Delestre

► **To cite this version:**

Barbara Delestre. Reconstruction 3D de particules dans un écoulement par imagerie interférométrique. Optique [physics.optics]. Normandie Université, 2022. Français. NNT : 2022NORMR116 . tel-04552860

HAL Id: tel-04552860

<https://theses.hal.science/tel-04552860>

Submitted on 19 Apr 2024

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.



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité ELECTRONIQUE, MICROELECTRONIQUE, OPTIQUE ET LASERS,

OPTOELECTRONIQUE MICROONDES ROBOTIQUE

Préparée au sein de l'Université de Rouen Normandie

Reconstruction 3D de particules dans un écoulement par imagerie interférométrique

**Présentée et soutenue par
BARBARA DELESTRE**

**Thèse soutenue le 15/11/2022
devant le jury composé de**

M. ARNAUD DUBOIS	PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université de Rouen Normandie	Rapporteur du jury
M. EMMANUEL PORCHERON	, Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire	Rapporteur du jury
MME GAELE PERRET	MAITRE DE CONFERENCES, Université Le Havre Normandie	Membre du jury
M. CLAUDE ROZE	PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université de Rouen Normandie	Membre du jury
M. ROSARIA VETRANO	, Université Catholique de Louvain (BEL)	Membre du jury
M. MARC BRUNEL	PROFESSEUR DES UNIVERSITES, Université de Rouen Normandie	Directeur de thèse

Thèse dirigée par MARC BRUNEL (COMPLEXE DE RECHERCHE INTERPROFESSIONNEL EN AEROTHERMOCHIMIE)

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Contexte de la thèse.....	1
1.2	Les interférences lumineuses : quelques éléments historiques	4
1.3	Structure de la thèse	6
2	Imagerie interférométrique de particules (IPI) en défaut de mise au point	8
2.1	Modèle de diffusion de la lumière : de la particule sphérique à la particule irrégulière.....	9
2.1.1	Diffusion de la lumière cohérente par des particules sphériques	9
2.1.2	Diffusion de la lumière cohérente par des particules irrégulières.....	16
2.2	Simulation numérique et analyse d'images en défaut de mise au point.....	17
2.2.1	Propagation d'une onde à travers un système d'imagerie	17
2.2.2	Simulation et analyse d'interférogrammes pour des particules irrégulières éclairées par une lumière cohérente.....	20
2.2.3	Simulation et analyse d'interférogrammes pour des particules sphériques éclairées par une lumière cohérente	25
2.3	Simplification théorique et calcul de la taille de particules	29
2.3.1	Simplification théorique	29
2.3.2	Calcul du diamètre de particules sphériques	31
2.4	Les différentes méthodes pour estimer les dimensions et estimer la forme 2D générale de particules irrégulières par imagerie interférométrique en défaut de mise au point.....	32
2.4.1	A partir de la taille moyenne du grain de <i>speckle</i>	32
2.4.2	A partir de la transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique	32
2.4.3	Méthode de tri-intersection pour prédire la forme des particules.....	33
2.5	Conclusion	41
3	Estimations de la taille et du volume de particules de glace dans différentes conditions expérimentales	42
3.1	Estimation du volume de particules irrégulières en utilisant un montage multivues et la méthode de tri-intersection : cas expérimental.....	42
3.1.1	Système expérimental : La colonne givrante	42
3.1.2	Premier cas : Analyse de formes convexes	45
3.1.3	Deuxième cas : analyse de formes à concavités prononcées	54
3.2	Estimation de la taille de particules de glace en conditions expérimentales extrêmes : tunnel givrant	61
3.3	Conclusion	67
4	Reconstruction de la forme 2D de particules rugueuses irrégulières sous différents angles de vues à partir de leurs images interférométriques	68

4.1	Reconstruction de phase à partir de l'algorithme de réduction d'erreur (error-reduction algorithm) de Fienup	69
4.1.1	Histoire de la reconstruction de phase (RP).....	69
4.1.2	Principe.....	71
4.1.3	L'algorithme ER et HIO	72
4.2	Premiers exemples de reconstructions de faces 2D de particules irrégulières centrosymétriques « simulées »	73
4.3	Reconstructions de faces 2D de particules irrégulières centrosymétriques « programmées » 81	
4.3.1	Dispositif expérimental	82
4.3.2	Reconstruction de la forme 2D.....	84
4.4	Particules non centro-symétriques et problème de l'image jumelle.....	90
4.5	Conclusion du chapitre et pistes d'amélioration.....	96
5	Reconstruction tomographique de la forme 3D de particules rugueuses irrégulières	98
5.1	La tomographie et différentes techniques tomographiques	99
5.2	Reconstruction 3D à partir de 3 angles de vues perpendiculaire entre eux.....	101
5.2.1	Principe.....	101
5.2.2	Reconstruction 3D de particules simulées	104
5.2.3	Application à des particules « programmées » avec DMD.....	124
5.2.4	Conclusion Partie 1.....	129
5.3	Reconstruction tomographique 3D multivues de particules « programmées »	130
5.3.1	Théorie : la reconstruction tomographique	131
5.3.2	Application à des particules « programmées » avec le DMD.....	140
5.3.3	Conclusion Partie 2.....	147
6	Conclusions et perspectives	149
6.1	Conclusions.....	149
6.2	Perspectives.....	151

Table des illustrations

FIGURE 1-1 : APERÇU DES TECHNIQUES DE MESURE POUR LA CARACTERISATION OPTIQUE DE PARTICULES.....	2
FIGURE 1-2 : SONDE ALIDS INSTALLEE SUR L'ATR-42 DE CHEZ SAFIRE.	4
FIGURE 2-1 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL D'ILIDS : EXEMPLE DE FORMATION DES IMAGES SELON DIFFERENTS PLANS POUR DES GOUTTELETTES D'EAU DANS L'AIR ET UN ANGLE DE DIFFUSION $\theta = 66^\circ$	10
FIGURE 2-2 : DIAGRAMME DE DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UNE GOUTTE D'EAU DE $100 \mu\text{m}$ DE DIAMETRE ECLAIREE PAR UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE COHERENTE DE LONGUEUR D'ONDE $\lambda = 532 \text{ nm}$ CALCULEE A PARTIR DE LA THEORIE DE MIE.	11

FIGURE 2-3 : SCHEMA REPRESENTANT UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE DE POLARISATION PARALLELE (A) ET UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE DE POLARISATION PERPENDICULAIRE (B).....	12
FIGURE 2-4 : ILLUSTRATION DU TRACE D'UN RAYON LUMINEUX SUITE A LA TRAVERSEE DE L'INTERFACE ENTRE DEUX MILIEUX D'INDICES DE REFRACTION DIFFERENTS.	13
FIGURE 2-5 : TRACE DES RAYONS DIFFUSES PAR UNE GOUTTE SPHERIQUE SUIVANT L'OPTIQUE GEOMETRIQUE.....	14
FIGURE 2-6 : DIAGRAMME REPRESENTANT LA DECOMPOSITION EN SERIE DE DEBYE DE LA DIFFUSION DE LA LUMIERE PAR UNE GOUTTE D'EAU DE 100 μm DE DIAMETRE ILLUMINEE PAR UNE SOURCE LASER DE LONGUEUR D'ONDE $\lambda = 532 \text{ nm}$ DE POLARISATION PERPENDICULAIRE.	15
FIGURE 2-7 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL D'IIP : EXEMPLE DE FORMATION DES IMAGES SELON DIFFERENTS PLANS DANS LE CAS DE LA MESURE DE PARTICULES IRREGULIERES.	16
FIGURE 2-8 : ANALYSE D'UN RAYON A TRAVERS UN ELEMENT OPTIQUE.	18
FIGURE 2-9 : VALEURS DES COEFFICIENTS P_k ET Q_k POUR LA DECOMPOSITION D'UNE OUVERTURE CIRCULAIRE EN $N = 10$ FONCTIONS GAUSSIENNES.	20
FIGURE 2-10 : DISPOSITIF D'IMAGERIE INTERFEROMETRIQUE EN DEFAUT DE MISE AU POINT CLASSIQUE.	21
FIGURE 2-11 : PROJECTION 2D D'UNE PARTICULE IRREGULIERE DE 50 μm DE LARGEUR EN (A), SON IMAGE INTERFEROMETRIQUE EN DEFAUT DE MISE AU POINT EN (B), LA PROJECTION 2D D'UNE PARTICULE IRREGULIERE DE 500 μm DE LARGEUR EN (C) ET SON IMAGE INTERFEROMETRIQUE EN DEFAUT DE MISE AU POINT EN (D).	24
FIGURE 2-12 : POSITIONS GEOMETRIQUES DE TROIS GLARE POINTS D'ORDRE $p = 0,1$ et 3 A LA SURFACE D'UNE GOUTTELETTE D'EAU DANS L'AIR ECLAIREE EN LUMIERE COHERENTE.	25
FIGURE 2-13 : POSITIONS GEOMETRIQUES DE TROIS GLARE POINTS D'ORDRE $p = 0,1$ et 2 A LA SURFACE D'UNE PARTICULE SPHERIQUE ECLAIREE EN LUMIERE COHERENTE (AVEC $m > n$).	27
FIGURE 2-14 : PROJECTION 2D DANS LE PLAN DU CAPTEUR CCD D'UNE PARTICULE SPHERIQUE ECLAIREE EN LUMIERE COHERENTE DE DIAMETRE 10 μm EN (A), SON IMAGE EN DEFAUT DE MISE AU POINT EN (B), PROJECTION 2D DANS LE PLAN DU CAPTEUR CCD D'UNE PARTICULE SPHERIQUE ECLAIREE EN LUMIERE COHERENTE DE DIAMETRE 50 μm EN (C), ET SON IMAGE EN DEFAUT DE MISE AU POINT EN (D).	29
FIGURE 2-15 : PRINCIPE DE LA METHODE DE TRI-INTERSECTION.....	34
FIGURE 2-16 : REPRESENTATION TRIDIMENSIONNELLE D'UNE PARTICULE EN FORME DE BATON (A), EN FORME DE CROIX (B), ET EN FORME DE DENDRITE (C).	36
FIGURE 2-17 : PROJECTION DANS LE PLAN (x, y) DE LA PARTICULE EN FORME DE BATON (A), EN FORME DE CROIX (B), ET EN FORME DE DENDRITE (C).....	36
FIGURE 2-18 : IMAGES INTERFEROMETRIQUES EN DEFAUT DE MISE AU POINT : BATON (A), CROIX (B), ET DENDRITE (C).	37
FIGURE 2-19 : IMAGES BINARISEES DE LA TRANSFORMEE DE FOURIER 2D DE L'IMAGE INTERFEROMETRIQUE DE LA FIG 2.18 (A) EN (A), FIG 2.18 (B) EN (B) ET FIG 2.18 (C) EN (C).	38
FIGURE 2-20 : TROIS FORMES POSSIBLES DE LA PARTICULE EN FORME DE BATON [RESPECTIVEMENT (A)-(C)] DONT L'AUTOCORRELATION 2D CORRESPOND A CELLE DE LA FIG. 2.19 (A) ET LES SOUSTRACIONS DES AUTOCORRELATIONS 2D DE CES FORMES AVEC LA FORME DE LA FIG. 2.19 (A) DEDUITE DE L'EXPERIENCE NUMERIQUE EN (D), (E) ET (F) RESPECTIVEMENT.	38
FIGURE 2-21 : TROIS FORMES POSSIBLES DE LA PARTICULE EN FORME DE CROIX [RESPECTIVEMENT (A)-(C)] DONT L'AUTOCORRELATION 2D CORRESPOND A CELLE DE LA FIG. 2.19 (B) ET LES SOUSTRACIONS DES AUTOCORRELATIONS 2D DE CES FORMES AVEC LA FORME DE LA FIG. 2.19 (B) DEDUITE DE L'EXPERIENCE EN (D), (E) ET (F) RESPECTIVEMENT.	39
FIGURE 2-22 : TROIS FORMES POSSIBLES DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE [RESPECTIVEMENT (A)-(C)] DONT L'AUTOCORRELATION 2D CORRESPOND A CELLE DE LA FIG. 2.19 (C) ET LES SOUSTRACIONS DES AUTOCORRELATIONS 2D DE CES FORMES AVEC LA FORME DE LA FIG. 2.19 (C) DEDUITE DE L'EXPERIENCE EN (D), (E) ET (F) RESPECTIVEMENT.....	40
FIGURE 3-1 : MONTAGE EXPERIMENTAL [EXTRAIT DE LA THESE DE MOHAMED TALBI].....	44
FIGURE 3-2 : PHOTO DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	45
FIGURE 3-3 : TRANSFORMEE DE FOURIER 2D DE L'IMAGE INTERFEROMETRIQUE EN DEFAUT DE MISE AU POINT D'UNE PARTICULE DE GLACE A PARTIR DE LA VUE 1 (PLAN (X, Y)) (A) ET L'IMAGE BINARISEE EN (B).....	46
FIGURE 3-4 : TRANSFORMEE DE FOURIER 2D DE L'IMAGE INTERFEROMETRIQUE EN DEFAUT DE MISE AU POINT D'UNE PARTICULE DE GLACE A PARTIR DE LA VUE 2 (PLAN (Z, Y)) (A) ET L'IMAGE BINARISEE EN (B).....	46
FIGURE 3-5 : SIX FORMES POSSIBLES [RESPECTIVEMENT (A)-(F)] DONT L'AUTOCORRELATION 2D CORRESPOND A CELLE DE LA FIG. 3.3 (B) [DE LA VUE 1, PLAN (X, Y)].....	47
FIGURE 3-6 : SOUSTRACIONS DES AUTOCORRELATIONS 2D DES FORMES DE LA FIG. 3.5 (P) [DANS LA SOUS-FIGURE (P)] AVEC LA FORME DE LA FIG. 3.3 (B) DEDUITE DE L'EXPERIENCE [AVEC (P) = (A) - (F) RESPECTIVEMENT].	48

FIGURE 3-7 : SIX FORMES POSSIBLES [RESPECTIVEMENT (A)-(F)] DONT L'AUTOCORRELATION 2D CORRESPOND A CELLE DE LA FIG. 3.4 (B) [DE LA VUE 2, PLAN (z,y)].....	49
FIGURE 3-8 : SOUSTRACTIONS DES AUTOCORRELATIONS 2D DES FORMES DE LA FIG. 3.7 (P) [DANS LA SOUS-FIGURE (P)] AVEC LA FORME DE LA FIG. 3.4 (B) DEDUITE DE L'EXPERIENCE [AVEC (P) = (A) - (F) RESPECTIVEMENT].	50
FIGURE 3-9 : PRINCIPE DE LA RECONSTRUCTION 3D D'UN OBJET A PARTIR DE 2 PROJECTIONS.	51
FIGURE 3-10 : VOLUMES DES 36 PARTICULES POSSIBLES RECONSTRUITES (LES CROIX) ET LE VOLUME DEDUIT DES IMAGES NETTES (LIGNE ROUGE).	51
FIGURE 3-11 : IMAGE NETTE DE LA PARTICULE DE GLACE 1 (A), ET SON CONTOUR BINARISE (B) [VUE 1, PLAN (x,y)].	52
FIGURE 3-12 : IMAGE NETTE DE LA PARTICULE DE GLACE 1 (A), ET SON CONTOUR BINARISE (B) [VUE 2, PLAN (z,y)].	53
FIGURE 3-13 : TRANSFORMEE DE FOURIER 2D DE L'IMAGE INTERFEROMETRIQUE EN DEFAUT DE MISE AU POINT D'UNE PARTICULE DE GLACE A PARTIR DE LA VUE 1 (PLAN (x,y)) (A) ET SON IMAGE BINARISEE EN (B).	54
FIGURE 3-14 : TRANSFORMEE DE FOURIER 2D DE L'IMAGE INTERFEROMETRIQUE EN DEFAUT DE MISE AU POINT D'UNE PARTICULE DE GLACE A PARTIR DE LA VUE 2 (PLAN (z,y)) (A) ET SON IMAGE BINARISEE EN (B).....	55
FIGURE 3-15 : SIX FORMES POSSIBLES [RESPECTIVEMENT (A)-(F)] DONT L'AUTOCORRELATION 2D CORRESPOND A CELLE DE LA FIG. 3.13 (B) [DE LA VUE 1, PLAN (x,y)]	56
FIGURE 3-16 : SOUSTRACTIONS DES AUTOCORRELATIONS 2D DES FORMES DE LA FIG. 3.15 (P) [DANS LA SOUS-FIGURE (P)] AVEC LA FORME DE LA FIG. 3.13 (B) DEDUITE DE L'EXPERIENCE [AVEC (P) = (A) - (F) RESPECTIVEMENT].	57
FIGURE 3-17 : SIX FORMES POSSIBLES [RESPECTIVEMENT (A)-(F)] DONT L'AUTOCORRELATION 2D CORRESPOND A CELLE DE LA FIG. 3.14 (B) [DE LA VUE 2, PLAN (z,y)]	58
FIGURE 3-18 : VOLUMES DES 36 PARTICULES POSSIBLES RECONSTRUITES (LES CROIX) ET LE VOLUME DEDUIT DES IMAGES NETTES (LIGNE ROUGE).	59
FIGURE 3-19 : IMAGE NETTE DE LA PARTICULE DE GLACE 2 (A), ET SON CONTOUR BINARISE (B) [VUE 1, PLAN (x,y)].	60
FIGURE 3-20 : IMAGE NETTE DE LA PARTICULE DE GLACE 2 (A), ET SON CONTOUR BINARISE (B) [VUE 2, PLAN (z,y)].	60
FIGURE 3-21 : MONTAGE EXPERIMENTAL (LS : LASER SHEET ; BS : BEAM SPLITTER ; M : MIRROR ; CL : CYLINDRICAL LENS IFIM : INF-FOCUS IMAGING ; OFIIM : OUT-OF-FOCUS INTERFEROMETRIC IMAGING).....	62
FIGURE 3-22 : LE TUNNEL GIVRANT : SANS LE DISPOSITIF DE MESURE (EN HAUT) ET AVEC (EN BAS).....	62
FIGURE 3-23 : IMAGES D'IPI TYPIQUES DE HUIT PARTICULES DE GLACE DANS LES COLONNES (A) ET (C), LES TRANSFORMEES DE FOURIER BIDIMENSIONNELLES CORRESPONDANTES DES IMAGES D'IPI (PRESENTEES DANS (A) ET (C)) DANS LES COLONNES (B) ET (D). (LE NOMBRE DE NIVEAUX DE GRIS A ETE REDUIT SUR CETTE FIGURE POUR RENFORCER LE CONTRASTE MAIS TOUTES LES ANALYSES SONT FAITES AVEC LES IMAGES D'ORIGINE).....	64
FIGURE 3-24 : TRANSFORMEE DE FOURIER 2D BINARISEE DE L'IMAGE D'IPI D'UNE PARTICULE DE GLACE DANS LE TUNNEL (A) (LES AXES SONT EN PIXELS, 5,5 μm PAR PIXEL), 4 FORMES POSSIBLES DEDUITES DE LA METHODE DE TRI-INTERSECTION, DONT L'AUTOCORRELATION 2D CORRESPOND APPROXIMATIVEMENT AU CONTOUR SUR LA FIGURE (A) ((C), (D), (E) ET (F)), ET L'IMAGE NETTE DE LA PARTICULE REELLE ENREGISTREE SIMULTANEMENT AVEC UN DEUXIEME CAPTEUR CCD (B) (MEME ECHELLE POUR TOUTES LES SOUS-FIGURES)	66
FIGURE 4-1 : SCHEMA DES ETAPES DE L'ALGORITHME ER POUR LA <i>kieme</i> ITERATION.....	73
FIGURE 4-2 : UN OBJET POSSIBLE ISSU DE LA TRI-INTERSECTION A PARTIR DES IMAGES BINARISEES DE LA TRANSFORMEE DE FOURIER 2D DES SPECKLES ILLUSTRÉES FIGS 2.16 (A), (B), (C) POUR CHACUNE DES TROIS PARTICULES RESP. (A), (B) ET (C).	74
FIGURE 4-3 : L'OBJET DE DEPART POUR L'ALGORITHME DE REDUCTION D'ERREUR POUR CHACUNE DES TROIS PARTICULES (A), (B) ET (C).	75
FIGURE 4-4 : RECONSTRUCTION BIDIMENSIONNELLE DE LA PARTICULE EN FORME DE BATON EN (A), DE CROIX EN (B) ET DE DENDRITE EN (C).	76
FIGURE 4-5 : DIFFERENTES RECONSTRUCTIONS BIDIMENSIONNELLE DE LA PARTICULE DENDRITIQUE, DANS LA PREMIERE COLONNE ((A), (C) ET (E)) AVEC L'ALGORITHME ER, ET DANS LA DEUXIEME COLONNE ((B), (D) ET (F)) AVEC L'ALGORITHME HIO, AVEC UN NOMBRE D'ITERATIONS DIFFERENT, 2 ITERATIONS POUR LA 1ERE LIGNE ((A) ET (B)), 5 ITERATIONS POUR LA 2EME LIGNE ((C) ET (D)) ET 10 ITERATIONS POUR LA 3EME LIGNE ((E) ET (F)).	77
FIGURE 4-6 : TEMPS DE RECONSTRUCTION 2D DE LA PARTICULE EN FONCTION DU NOMBRE D'ITERATIONS POUR L'ALGORITHME ER ET HIO.....	78
FIGURE 4-7 : PROJECTION BIDIMENSIONNELLE DANS LE PLAN (x, y) DE LA PARTICULE AYANT SUBI UNE ROTATION SELON L'AXE x D'UN ANGLE DE $\pi/8$ EN (A), DE $\pi/4$ EN (B), DE $3\pi/8$ EN (C), ET DE $\pi/2$ EN (D).	79
FIGURE 4-8 : IMAGES INTERFEROMETRIQUES EN DEFAUT DE MISE AU POINT : DE LA PARTICULE AYANT SUBI UNE ROTATION SELON L'AXE x D'UN ANGLE DE $\pi/8$ EN (A), DE $\pi/4$ EN (B), DE $3\pi/8$ EN (C), ET DE $\pi/2$ EN (D).	80

FIGURE 4-9 : RECONSTRUCTION BIDIMENSIONNELLE DE LA PARTICULE AYANT SUBI UNE ROTATION SELON L'AXE x D'UN ANGLE DE $\pi/8$ EN (A), DE $\pi/4$ EN (B), DE $3\pi/8$ EN (C), ET DE $\pi/2$ EN (D).	81
FIGURE 4-10 : ILLUSTRATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL. LA MATRICE DE MICRO-MIROIRS (DMD) PERMET LA PROGRAMMATION DE PARTICULES DE MORPHOLOGIES DIFFERENTES.	83
FIGURE 4-11 : ILLUSTRATION DU FONCTIONNEMENT DE LA MATRICE DE MICRO-MIROIRS (DMD).	84
FIGURE 4-12 : PARTICULE EN FORME DE CROIX PROGRAMMEE SUR LE DMD REMPLIE (A), LA SECTION DE SON IMAGE INTERFEROMETRIQUE CONSIDEREE POUR LA RECONSTRUCTION (B) ET LA PARTICULE RECONSTRuite (C).	85
FIGURE 4-13 : PARTICULE EN FORME DE CROIX EPAISSE PROGRAMMEE SUR LE DMD REMPLIE (A), LA SECTION DE SON IMAGE INTERFEROMETRIQUE CONSIDEREE POUR LA RECONSTRUCTION (B) ET LA PARTICULE RECONSTRuite (C).	86
FIGURE 4-14 : PARTICULE EN FORME DE BATON PROGRAMMEE SUR LE DMD REMPLIE (A), LA SECTION DE SON IMAGE INTERFEROMETRIQUE CONSIDEREE POUR LA RECONSTRUCTION (B) ET LA PARTICULE RECONSTRuite (C).	86
FIGURE 4-15 : PARTICULE EN FORME DE DENDRITE PROGRAMMEE SUR LE DMD REMPLIE (A), LA SECTION DE SON IMAGE INTERFEROMETRIQUE CONSIDEREE POUR LA RECONSTRUCTION (B) ET LA PARTICULE RECONSTRuite (C).	87
FIGURE 4-16 : VUE DU DMD DEPUIS LE CAPTEUR CCD.	87
FIGURE 4-17 : RECONSTRUCTIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE CROIX DE LA FIG. 4.12, POUR DIFFERENTES VALEURS DU SEUIL T_h : $T_h = 0,4\%$ EN (A), $0,3\%$ EN (B), $0,2\%$ EN (C) ET $0,1\%$ EN (D).	89
FIGURE 4-18 : RECONSTRUCTIONS OBTENUES LORSQUE LE SEUIL DE CONTRAINTE DE LA RECONSTRUCTION EST TRES BAS : ON OBTIENT ALORS L'AUTOCORRELATION 2D DES PARTICULES INITIALES : LES FIGURES (A), (B), (C) ET (D) DOIVENT ETRE COMPAREES AUX FIGURES PRECEDENTES. 4.12 (c), 4.13 (c), 4.14 (c) ET 4.15 (c) RESPECTIVEMENT.	89
FIGURE 4-19 : PARTICULE PROGRAMMEE SUR LE DMD (A), LA SECTION DE SON IMAGE INTERFEROMETRIQUE CONSIDEREE POUR LA RECONSTRUCTION (B).	91
FIGURE 4-20 : TRANSFORMEE DE FOURIER 2D BINARISEE DE L'IMAGE INTERFEROMETRIQUE DE LA FIG. 4.19 (B) (A); OBJET INITIAL UTILISE POUR LA RECONSTRUCTION (OBTENU APRES TRI-INTERSECTION) (B).	91
FIGURE 4-21 : LA MEILLEURE PARTICULE RECONSTRuite EN (A); ET RECONSTRUCTION A SEUIL TRES BAS DANS L'ALGORITHME ER : L'AUTOCORRELATION 2D DE LA PARTICULE EST OBTENUE EN (B).	93
FIGURE 4-22 : TRANSFORMEE DE FOURIER 2D BINARISEE DE L'IMAGE INTERFEROMETRIQUE DE LA FIG. 4.19 (B) AVEC UNE MEILLEURE DEFINITION DES EXTREMITES POINTUES (A); OBJET INITIAL UTILISE POUR LA RECONSTRUCTION (OBTENU APRES TRI-INTERSECTION) (B), ET PARTICULE LA MIEUX RECONSTRuite (C).	94
FIGURE 4-23 : PARTICULE LA MIEUX RECONSTRuite EN PRESENCE DE SON IMAGE JUMELLE (A); ET AUTOCORRELATION 2D DE LA FAUSSE PARTICULE OBTENUE (B).	94
FIGURE 4-24 : PARTICULE EN FORME DE « L » PROGRAMMEE SUR LE DMD REMPLIE (A) ET PARTICULE LA MIEUX RECONSTRuite (B).	95
FIGURE 4-25 : PARTICULE EN FORME DE « L » PROGRAMMEE SUR LE DMD REMPLIE (A) ET PARTICULE LA MIEUX RECONSTRuite (B).	95
FIGURE 4-26 : PARTICULE EN FORME DE « T » PROGRAMMEE SUR LE DMD REMPLIE (A) ET PARTICULE LA MIEUX RECONSTRuite (B).	96
FIGURE 5.1 : CONFIGURATION SCHEMATIQUE D'UN SYSTEME D'IMAGERIE INTERFEROMETRIQUE A TROIS VUES.	99
FIGURE 5.2 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE CONSIDEREE, DE $360\ \mu m$ DE LARGE.	101
FIGURE 5.3 : PROJECTION 2D DE LA PARTICULE REPRESENTEE FIG. 5.2 DANS LE PLAN (x, y) EN (A), DANS LE PLAN (x, z) EN (B) ET DANS LE PLAN (z, y) EN (C).	102
FIGURE 5.4 : ILLUSTRATION DES DIFFERENTES VUES UTILISEES POUR RECONSTRUIRE LA FORME 3D DE LA PARTICULE POUR TOUTES LES RECONSTRUCTIONS 3D.	102
FIGURE 5.5 : SCHEMA REPRESENTANT LE PRINCIPE DE LA RECONSTRUCTION 3D D'UN OBJET A PARTIR DES FORMES CONNUES DE TROIS FACES PERPENDICULAIRES.	104
FIGURE 5.6 : IMAGES INTERFEROMETRIQUES EN DEFAUT DE MISE AU POINT : VUE 1 EN (A), VUE 2 EN (B) ET VUE 3 EN (C).	105
FIGURE 5.7 : TRANSFORMEES DE FOURIER 2D BINARISEES DES IMAGES INTERFEROMETRIQUES POUR LA VUE 1 EN (A), POUR LA VUE 2 EN (B) ET POUR LA VUE 3 EN (C).	105
FIGURE 5.8 : UN OBJET POSSIBLE OBTENU A PARTIR DE LA TRI-INTERSECTION POUR LA VUE 1 EN (A) POUR LA VUE 2 EN (B) ET POUR LA VUE 3 EN (C).	106
FIGURE 5.9 : L'OBJET DE DEPART DE L'ALGORITHME DE REDUCTION D'ERREUR POUR LA VUE 1 EN (A), POUR LA VUE 2 EN (B) ET POUR LA VUE 3 EN (C).	106
FIGURE 5.10 : RECONSTRUCTIONS 2D DE LA VUE 1 EN (A), DE LA VUE 2 EN (B) ET DE LA VUE 3 EN (C).	107

FIGURE 5.11 : 8 PROJECTIONS 2D ARBITRAIRES DE LA RECONSTRUCTION 3D DE LA PARTICULE DENDRITIQUE OBTENUE A PARTIR DE TROIS ANGLES DE VUES.	108
FIGURE 5.12 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE CONSIDEREE, DE $360 \mu\text{m}$ DE LARGE ORIENTEE D'UN ANGLE $\pi/4$ SELON L'AXE DES Y.	110
FIGURE 5.13 : PROJECTION 2D DE LA PARTICULE REPRESENTEE FIG. 5.12 DANS LE PLAN (x, y) EN (A), DANS LE PLAN (x, z) EN (B) ET DANS LE PLAN (z, y) EN (C).	110
FIGURE 5.14 : RECONSTRUCTIONS 2D DE LA VUE 1 EN (A), DE LA VUE 2 EN (B) ET DE LA VUE 3 EN (C) POUR LA 1 ^{ERE} RECONSTRUCTION 3D.	111
FIGURE 5.15 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE CONSIDEREE, DE $360 \mu\text{m}$ DE LARGE ORIENTEE D'UN ANGLE $\pi/4 + 1 \times \pi/8$ SELON L'AXE DES Y.	111
FIGURE 5.16 : PROJECTION 2D DE LA PARTICULE REPRESENTEE FIG. 5.15 DANS LE PLAN (x, y) EN (A), DANS LE PLAN (x, z) EN (B) ET DANS LE PLAN (z, y) EN (C).	112
FIGURE 5.17 : RECONSTRUCTIONS 2D DE LA VUE 1 EN (A), DE LA VUE 2 EN (B) ET DE LA VUE 3 EN (C) POUR LA 2 ^{EME} RECONSTRUCTION 3D.	112
FIGURE 5.18 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE CONSIDEREE, DE $360 \mu\text{m}$ DE LARGE ORIENTEE D'UN ANGLE $\pi/4 + 2 \times \pi/8$ SELON L'AXE DES Y.	113
FIGURE 5.19 : PROJECTION 2D DE LA PARTICULE REPRESENTEE FIG. 5.18 DANS LE PLAN (x, y) EN (A), DANS LE PLAN (x, z) EN (B) ET DANS LE PLAN (z, y) EN (C).	113
FIGURE 5.20 : RECONSTRUCTIONS 2D DE LA VUE 1 EN (A), DE LA VUE 2 EN (B) ET DE LA VUE 3 EN (C) POUR LA 3 ^{EME} RECONSTRUCTION 3D.	114
FIGURE 5.21 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE CONSIDEREE, DE $360 \mu\text{m}$ DE LARGE ORIENTEE D'UN ANGLE $\pi/4 + 3 \times \pi/8$ SELON L'AXE DES Y.	114
FIGURE 5.22 : PROJECTION 2D DE LA PARTICULE REPRESENTEE FIG. 5.21 DANS LE PLAN (x, y) EN (A), DANS LE PLAN (x, z) EN (B) ET DANS LE PLAN (z, y) EN (C).	115
FIGURE 5.23 : RECONSTRUCTIONS 2D DE LA VUE 1 EN (A), DE LA VUE 2 EN (B) ET DE LA VUE 3 EN (C) POUR LA 4 ^{EME} RECONSTRUCTION 3D.	115
FIGURE 5.24 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE CONSIDEREE, DE $360 \mu\text{m}$ DE LARGE ORIENTEE D'UN ANGLE $\pi/4 + 4 \times \pi/8$ SELON L'AXE DES Y.	116
FIGURE 5.25 : PROJECTION 2D DE LA PARTICULE REPRESENTEE FIG. 5.24 DANS LE PLAN (x, y) EN (A), DANS LE PLAN (x, z) EN (B) ET DANS LE PLAN (z, y) EN (C).	116
FIGURE 5.26 : RECONSTRUCTIONS 2D DE LA VUE 1 EN (A), DE LA VUE 2 EN (B) ET DE LA VUE 3 EN (C) POUR LA 5 ^{EME} RECONSTRUCTION 3D.	117
FIGURE 5.27 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE CONSIDEREE, DE $360 \mu\text{m}$ DE LARGE ORIENTEE D'UN ANGLE $\pi/4 + 5 \times \pi/8$ SELON L'AXE DES Y.	117
FIGURE 5.28 : PROJECTION 2D DE LA PARTICULE REPRESENTEE FIG. 5.27 DANS LE PLAN (x, y) EN (A), DANS LE PLAN (x, z) EN (B) ET DANS LE PLAN (z, y) EN (C).	118
FIGURE 5.29 : RECONSTRUCTIONS 2D DE LA VUE 1 EN (A), DE LA VUE 2 EN (B) ET DE LA VUE 3 EN (C) POUR LA 6 ^{EME} RECONSTRUCTION 3D.	118
FIGURE 5.30 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE CONSIDEREE, DE $360 \mu\text{m}$ DE LARGE ORIENTEE D'UN ANGLE $\pi/4 + 6 \times \pi/8$ SELON L'AXE DES Y.	119
FIGURE 5.31 : PROJECTION 2D DE LA PARTICULE REPRESENTEE FIG. 5.30 DANS LE PLAN (x, y) EN (A), DANS LE PLAN (x, z) EN (B) ET DANS LE PLAN (z, y) EN (C).	119
FIGURE 5.32 : RECONSTRUCTIONS 2D DE LA VUE 1 EN (A), DE LA VUE 2 EN (B) ET DE LA VUE 3 EN (C) POUR LA 7 ^{EME} RECONSTRUCTION 3D.	120
FIGURE 5.33 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE CONSIDEREE, DE $360 \mu\text{m}$ DE LARGE ORIENTEE D'UN ANGLE $\pi/4 + 7 \times \pi/8$ SELON L'AXE DES Y.	120
FIGURE 5.34 : PROJECTION 2D DE LA PARTICULE REPRESENTEE FIG. 5.33 DANS LE PLAN (x, y) EN (A), DANS LE PLAN (x, z) EN (B) ET DANS LE PLAN (z, y) EN (C).	121
FIGURE 5.35 : RECONSTRUCTIONS 2D DE LA VUE 1 EN (A), DE LA VUE 2 EN (B) ET DE LA VUE 3 EN (C) POUR LA 8 ^{EME} RECONSTRUCTION 3D.	121
FIGURE 5.36 : FACE PRINCIPALE DES 8 RECONSTRUCTIONS 3D DE LA DENDRITE APRES « RETROPROJECTION » DES TROIS VUES POUR 8 ORIENTATIONS DIFFERENTES DE LA PARTICULE RESPECTIVEMENT DE (A)-(H).	122

FIGURE 5.37 : ESTIMATION DU VOLUME DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE POUR 8 DIFFERENTES RECONSTRUCTIONS 3D DE LA DENDRITE.....	123
FIGURE 5.38 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE CONSIDEREE, DE 1134 MM DE LARGE.	124
FIGURE 5.39 : PROJECTION DE LA PARTICULE REPRESENTEE FIG. 5.38 DANS LE PLAN (x,y) EN (A), DANS LE PLAN (z,y) EN (D) ET DANS LE PLAN (x,z) EN (G). RESPECTIVEMENT EN (B), (E) ET (H) LE CENTRE DE L'IMAGE INTERFEROMETRIQUE CORRESPONDANTE ET EN (C), (F) ET (I) LA PROJECTION 2D RECONSTRuite.....	126
FIGURE 5.40 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE CONSIDEREE, ORIENTEE ARBITRAIREMENT DE 1134 MM DE LARGE.	127
FIGURE 5.41 : PROJECTION DE LA PARTICULE REPRESENTEE FIG. 5.40 DANS LE PLAN (x,y) EN (A), DANS LE PLAN (z,y) EN (D) ET DANS LE PLAN (x,z) EN (G). RESPECTIVEMENT EN (B), (E) ET (H) LE CENTRE DE L'IMAGE INTERFEROMETRIQUE CORRESPONDANTE ET EN (C), (F) ET (I) LA PROJECTION 2D RECONSTRuite.....	128
FIGURE 5.42 : FACE PRINCIPALE DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE PROGRAMMEE EN (A) (ISSUE DES FIGS 5.39 (A), (D) ET (G)), A PARTIR DES TROIS PROJECTIONS RECONSTRUITES DES FIGS. 5.39 (C), (F) ET (I) EN (B) ET A PARTIR DES TROIS PROJECTIONS RECONSTRUITES DES FIGS. 5.41 (C), (F) ET (I) EN (C).	129
FIGURE 5.43 : CONFIGURATION EXPERIMENTALE ETUDIEE DANS CETTE SECTION : UNE PARTICULE IRRÉGULIERE EST OBSERVEE SIMULTANEMENT SOUS DIFFERENTS ANGLES DE VUES RÉGULIEREMENT SEPARES LES UNS DES AUTRES (8 CAMERAS SUR CETTE FIGURE).	130
FIGURE 5.44 : DIAGRAMME DES ETAPES POUR LA RECONSTRUCTION 3D DE PARTICULE PROGRAMMEE AVEC LE DMD (DANS LE CAS DE 120 ANGLES DE VUES).....	131
FIGURE 5.45 : ILLUSTRATION DE LA RECONSTRUCTION DE LA FORME 3D DE LA PARTICULE OBTENUE PAR RECONSTRUCTION SEQUENTIELLE DES SECTIONS PARALLELES.	131
FIGURE 5.46 : PROJECTION $p\theta(u)$ DE LA DISTRIBUTION D'INTENSITE $f(y, z)$ SOUS L'ANGLE θ	132
FIGURE 5.47 : RETROPROJECTION DES PROJECTION $p\theta(u)$ POUR LES DIFFERENTS ANGLES θ	134
FIGURE 5.48 : IMAGE « SHEPP–LOGAN PHANTOM » (A) ET RECONSTRUCTION 2D DE L'IMAGE POUR, RESPECTIVEMENT, 1, 4, 16, 32 ET 64 PROJECTIONS DE (B) – (F).	135
FIGURE 5.49 : REPARTITION DES ECHANTILLONS DE LA TRANSFORMEE DE FOURIER DE LA PROJECTION DANS L'ESPACE DE FOURIER DE L'IMAGE (CAS 2D).....	137
FIGURE 5.50 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE CONSIDEREE, DE 1134 MM DE LARGE.	141
FIGURE 5.51 : PROJECTION DANS LE PLAN (x, y) DE LA PARTICULE EN (A) N'AYANT PAS SUBI DE ROTATION, EN (C) AVEC UNE ROTATION D'UN ANGLE DE 45°, EN (E) AVEC UNE ROTATION D'UN ANGLE DE 90°, EN (G) AVEC UNE ROTATION D'UN ANGLE DE 135° PAR RAPPORT A L'AXE DES X ET EN (A), (C), (E) ET (G) SES RECONSTRUCTIONS 2D RESPECTIVES.	142
FIGURE 5.52 : FACE PRINCIPALE DE LA PARTICULE EN FORME DE DENDRITE DES DIFFERENTES RECONSTRUCTIONS 3D REALISEES EN (A) A PARTIR DES 120 IMAGES DES PROJECTIONS 2D NETTES, EN (B) A PARTIR DES 8 PROJECTIONS 2D RECONSTRUITES SEPAREES DE 45° LES UNES DES AUTRES ET EN (C) A PARTIR DES 120 PROJECTIONS 2D RECONSTRUITES SEPAREES DE 3° LES UNES DES AUTRES.	144
FIGURE 5.53 : REPRESENTATION EN TROIS DIMENSIONS DE LA PARTICULE EN FORME DE Y RENVERSE CONSIDEREE.	146
FIGURE 5.54 : FACE PRINCIPALE DE LA PARTICULE EN FORME DE Y RENVERSE DES DIFFERENTES RECONSTRUCTIONS 3D REALISEES EN (A) A PARTIR DES 120 IMAGES DES PROJECTIONS 2D DE LA PARTICULE « PROGRAMMEE », EN (B) A PARTIR DES 15 PROJECTIONS 2D RECONSTRUITES SEPAREES DE 24° LES UNES DES AUTRES ET EN (C) A PARTIR DES 120 PROJECTIONS 2D RECONSTRUITES SEPAREES DE 3° LES UNES DES AUTRES.	146

CHAPITRE

1

1 Introduction

1.1 Contexte de la thèse

La détection et la caractérisation de particules dans un écoulement est particulièrement importante dans de nombreux domaines tels que la combustion [1], la météorologie [2-4], la sûreté nucléaire [5,6], la cosmétique [7], la médecine (par exemple la distance que peut parcourir un virus contenu dans des gouttelettes, et donc sa capacité à atteindre le système respiratoire) [8-11], l'industrie ou encore l'agriculture pour la pulvérisation des pesticides [12]. Contrairement à la microscopie classique, le but est d'observer un ensemble de particules submillimétriques qui couvrent un champ de vision de plusieurs dizaines de centimètres carrés, tandis que la distance de travail dépasse les dizaines de centimètres. Avec ces contraintes, la capacité à localiser et caractériser précisément toutes les particules dans le champ de vision avec une configuration mono-coup représente un défi [2,3]. Une courte impulsion lumineuse est souvent nécessaire, en particulier lorsque les particules peuvent atteindre des vitesses importantes dans un écoulement. Par exemple dans les opérations aéroportées (ou en soufflerie givrante), la vitesse relative de cristaux de glace ou de cendres dues au vol de l'avion peut dépasser les $200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Une application importante est la caractérisation des cristaux de glaces dans les nuages, qui est essentielle pour la météorologie et la sûreté aérienne. De plus, dans des conditions qui peuvent donc être hostiles, il est parfois important de garder une distance importante entre l'écoulement étudié et l'instrumentation.

Par « caractériser des particules », on entend mesurer ou estimer leur taille, leur vitesse, leur forme, leur indice de réfraction (i.e. la température ou la composition). Pour caractériser des particules dans un écoulement, un nombre important de techniques existe, basées sur différents principes physiques. Cependant, beaucoup de ces techniques (répertoriées dans le tableau ci-dessous Fig. 1.1) ne conviennent que sous certaines conditions, et en particulier, l'hypothèse de sphéricité des particules est fréquente.

Principe de mesure	Grandeurs mesurées	Techniques de mesure
Imagerie directe	Vitesse, taille, forme	PIV (Particle Image Velocimetry) /PTV (Particle Tracking Velocimetry), Ombroscopie,
Intensité, Rapport d'intensité	Taille, température, espèce	Extinction/Absorbtion, profondeur de modulation, Rapport LIF (Laser Induced Fluorescence)/Mie
Interférométrie	Vitesse, taille, indice de réfraction, température	Laser Doppler, phase Doppler, ILIDS/IPI, diffraction, réfractométrie arc-en-ciel, holographie
Retard d'impulsion	Taille, température	Méthodes laser femtoseconde
Diffusion Raman	Température, Concentration d'espèces	Spectroscopie Raman

Figure 1-1 : Aperçu des techniques de mesure pour la caractérisation optique de particules

Parmi ces techniques, les plus précises sont souvent basées sur l'utilisation d'interférences. Ces interférences peuvent être entre :

- la lumière diffusée par la particule comme pour l'ILIDS (Interferometrics laser imaging for droplet sizing) /IPI (Interferometrics Particle Imaging) [13,14] et la réfractométrie arc-en-ciel standard [15-21],
- la lumière diffusée à partir de différentes sources comme pour la PDA (*Phase Doppler Anemometry*),
- la lumière diffusée combinée à un faisceau de référence comme pour l'holographie.

Pour illustrer une application possible de ces différentes techniques de mesure, prenons comme exemple la plateforme TOSQAN¹ (Test platfOrm for Simulation and Qualification in AirborNe conditions) développée à la fin des années 90 par l'IRSN (Institut de Radioprotection et Sûreté Nucléaire) pour étudier les principaux phénomènes gouvernant la distribution de l'hydrogène dans l'enceinte de confinement d'un réacteur (condensation en paroi, échanges de masse et de chaleur induits par le puisard ou par le dispositif d'aspersion de l'enceinte) et la formation associée de mélanges inflammables. Son application a ensuite été étendue à d'autres domaines de la sûreté nucléaire telles que l'étude du risque de dispersion d'aérosols lors des opérations de retrait du corium des réacteurs de Fukushima ou les accidents de perte de vide par entrées d'eau ou d'air dans la chambre à vide de la future installation de fusion ITER.

¹ <https://www.irsn.fr/FR/Larecherche/outils-scientifiques/installations-moyens-experimentaux/installation-tosqan/Pages/installation-tosqan.aspx#.YufTeHBCDa8>

L'installation possède de nombreuses techniques de mesure, basées pour la plupart sur des méthodes optiques, permettant de caractériser localement et de manière non intrusive les écoulements multiphasiques. Les différentes techniques de mesure utilisées sont :

Pour mesurer la vitesse des gouttes :

- la vélocimétrie doppler laser (LDV)
- la vélocimétrie par images de particules (PIV)

Pour mesurer la distribution granulométrique des gouttes :

- l'imagerie interférométrique en défaut de mise au point (ILIDS [13,14]) qui permet de mesurer le diamètre par l'analyse des franges d'interférences créées par l'interaction d'un laser et d'une goutte.

Pour mesurer la température des gouttes :

- la réfractométrie par arc-en-ciel globale (AECG) introduite par Jeoren van Beeck [22].

Pour mesurer les concentrations gazeuses :

- la spectrométrie par diffusion Raman spontanée (DRS), qui utilise l'interaction inélastique entre un photon incident du laser et une molécule polyatomique.

Une autre application de la technique d'imagerie interférométrique en défaut de mise au point est la sonde ALIDS (Airborne Laser Imaging for Droplet Sizing) développée lors d'un projet européen du réseau EUFAR (European Facility for Airborne Research) piloté par météo France. La sonde permet de mesurer des gouttes dont le diamètre est compris entre 20 et 200 μm , et son volume de mesure est de 10 cm^3 . La sonde installée sur l'ATR-42 de chez SAFIRE est représentée sur la Fig 1.2. Cette sonde a été réalisée par un consortium composé de l'IRSN, du van Karman Institute, des sociétés COMAT et COSINE et de notre équipe du CORIA, et testée en vol en 2013 [2]. Une deuxième sonde AIIS a ensuite été développée lors du projet européen HAIC (High Altitude Ice Crystals) piloté par AIRBUS. L'IRSN, le van Karman Institute, et le CORIA en étaient encore des acteurs avec le partenaire industriel Zodiac Aerospace. Elle a été testée en vol en janvier 2016 [23].



Figure 1-2 : Sonde ALIDS installée sur l'ATR-42 de chez SAFIRE.

L'imagerie interférométrique de particules (IPI : *Interferometric particle imaging*) offre une solution qui a été explorée dans les dernières années, des montages mono-vues aux montages multi-vues pour effectuer la tomographie des particules dans les écoulements [24,25 ,2-4]. Avec cette technique, les particules sont illuminées par une impulsion laser nanoseconde (la vitesse de l'écoulement peut donc être très importante, compatible avec une exploitation aéroportée par exemple). La lumière est diffusée par les particules dans toutes les directions. Un capteur CCD associé à une optique d'imagerie enregistre une image défocalisée de chaque particule présente dans le champ de vision. Le motif d'interférences obtenu pour chaque particule est ensuite analysé pour la mesure de la taille et la caractérisation morphologique. Une attention particulière est actuellement portée à la reconstruction des formes exactes des particules à partir de leurs images interférométriques.

Dans le cas des particules irrégulières, la difficulté de l'étude réside principalement dans la nature de leurs images interférométriques en défaut de mise au point : ce sont des motifs de tavelures et l'objectif est de remonter à la forme 2D exacte sous différents angles de vues puis à la forme 3D exacte à partir de plusieurs images interférométriques.

1.2 Les interférences lumineuses : quelques éléments historiques

Le phénomène d'interférences résulte de la superposition de deux ou plusieurs ondes de même fréquence (synchrones) et de déphasage constant entre elles (cohérentes). Il se rencontre dans des domaines tels que : les ondes sonores, les ondes radio, les ondes à la surface de l'eau, les ondes lumineuses. En optique, c'est lui qui est responsable des couleurs observées sur les films de savon et du phénomène d'arc en ciel observé les jours de pluie.

Historiquement, le phénomène d'interférences lumineuses a été découvert par le scientifique anglais Thomas Young en 1801. Pendant ses études de médecine, il étudie les ondes sonores, et par analogies avec les propriétés des ondes sonores et des ondes à la surface de l'eau il étend son « principe d'interférences » aux ondes lumineuses. Il est le premier à expliquer les interférences lumineuses observées sur une lame mince éclairée en lumière blanche.

- « *La loi est que lorsque deux portions de la même lumière arrivent à l'œil par des voies différentes, soit exactement dans la même direction, soit dans deux directions très proches, la lumière est au maximum d'intensité lorsque la différence des chemins parcourus est un multiple d'une certaine longueur et au minimum d'intensité pour l'état intermédiaire des positions interférentes ; cette longueur prend des valeurs différentes pour les lumières des différentes couleurs* » [26]

En 1807, il effectue une expérience qui portera son nom « les franges d'Young ». Elle consiste à éclairer deux fentes à proximité l'une de l'autre par un faisceau de lumière blanche et d'observer les franges d'interférences en sortie sur un écran. Cependant la distance entre les deux fentes n'était pas suffisamment petite pour observer des franges d'interférences, il s'agissait en réalité de franges de diffraction.

C'est en 1815, que Fresnel introduit les notions de longueur d'onde, de phase et de superposition des ondes pour expliquer la diffraction par une fente puis le phénomène du dispositif de Young [27]. Contrairement à Young, il prend en compte la dimension de la source et considère que chaque point de la source donne sa propre figure d'interférences. Il explique comment la dimension de la source influe sur la visibilité des franges en distinguant les dispositifs à division du front d'onde et d'amplitude.

Un nouveau stade de développement de l'étude des interférences arrive quand un groupe de physiciens (Michelson, Fabry et d'autres) étudient le rôle et l'effet de la dimension de la source afin de réussir les nouvelles expériences de spectroscopie et d'interférométrie.

En 1890, après avoir étudié les expériences de Young et Fresnel, Michelson énonce l'ensemble des conditions d'obtentions des interférences. Celles-ci sont au nombre de quatre, la première est considérée comme la plus importante :

- « *1. The first and most important of these is that the two interfering pencils must have a constant phase relation. [...] This condition is therefore indispensable; the others which follow are convenient for facilitating the observation;*
- *2. If the source is not homogeneous, that is, if it is made up of a mixture of colors, and hence of different wave-lengths, the resulting interference bands will have widths and positions depending on the separate wave-lengths and will coincide exactly only for the case of exact equality of the paths of the two interfering pencils, and approximately where this path difference amounts to a very few thousandths of a millimeter;*
- *3. The direction of the two pencils should be nearly the same; otherwise, the interference fringes will be too narrow to distinguish;*

- 4. *That the source must be of very small dimensions, otherwise the different systems of fringes are not superposed in the same location, thus masking all evidence of interference* » [28]

Michelson est également à l'origine du développement du premier interféromètre. Bien que la technologie (et la précision des mesures) ait depuis évolué au fil du temps, les principes de base sous-jacents de l'interféromètre de Michelson restent au cœur de l'interférométrie.

D'autres interféromètres également très connus sont apparus à la fin du XIX^{ème} siècle développés notamment par E.W. Morley en 1881, puis par L. Mach en 1891 et L. Zehnder [29,30].

Avec l'apparition des sources laser dans les années 1960, les techniques interférométriques se sont multipliées et elles sont devenues des techniques d'investigations importantes dans des domaines tels que : l'astronomie, la fibre optique, la métrologie optique, l'océanographie, la sismologie, la spectroscopie, la mécanique quantique, la physique nucléaire et des particules, la physique des plasmas, les interactions biomoléculaires, la micro fluidique, la mesure de contraintes/déformations mécaniques et bien d'autres encore...

La technique développée dans cette thèse, et depuis quelques années à travers les thèses précédentes, est l'imagerie interférométrique en défaut de mise au point [31-33]. Cette technique permet la caractérisation de particules sphériques [13,14,34-36] mais a également été étendue à la caractérisation de particules irrégulières [24,33,37] (dimensions, forme et orientation). L'objectif de cette thèse est la reconstruction en trois dimensions de particules irrégulières dans des écoulements par imagerie interférométrique en défaut de mise au point.

1.3 Structure de la thèse

Ayant ainsi posé le contexte dans lequel ces travaux de thèse ont été réalisés ainsi que les objectifs qui les ont animés, détaillons le plan du manuscrit.

Le second chapitre présente la technique d'imagerie interférométrique en défaut de mise au point qui a été utilisée tout au long de cette thèse. Les modèles physiques nécessaires à la compréhension de la diffusion de la lumière cohérente par une particule sphérique et irrégulière sont rappelés et un modèle théorique simplifié permettant la simulation d'images interférométriques en défaut de mise au point est présenté. Une première méthode permettant d'estimer les dimensions d'une particule est expliquée. Une deuxième méthode basée sur une technique de tri-intersection permettant également d'estimer les dimensions d'une particule mais aussi d'obtenir différentes formes possibles 2D de la face de la particule éclairée est présentée. Enfin cette même méthode est utilisée dans un cadre expérimental pour l'estimation du volume de cristaux de glace.

La méthode de tri-intersection appliquée pendant mon stage de 4ème année d'école d'ingénieur à la reconstruction de formes 2D de particules irrégulières a été le point de départ de cette thèse.

Le troisième chapitre présente deux études expérimentales pour la caractérisation (taille et volume) de particules de glace par imagerie interférométrique en défaut de mise au point (IPI) en utilisant la méthode de tri-intersection décrite dans le chapitre précédent. La première étude porte sur la caractérisation de particules de glaces générées en laboratoire à l'aide d'une colonne réfrigérante et la deuxième étude, sur la caractérisation de particules de glaces dans une soufflerie en tunnel givrant.

Le quatrième chapitre présente un algorithme de reconstruction de phase appelé algorithme de réduction d'erreur (ou en anglais *error-reduction algorithm*) développé par Fienup. Nous verrons en effet comment l'analyse des images interférométriques de particules irrégulières se ramène à un travail de reconstruction de la phase. L'algorithme utilisé permet de reconstruire la phase perdue des images interférométriques. Il est dans un premier temps appliqué à des images interférométriques de particules simulées puis dans un deuxième temps testé expérimentalement sur des images interférométriques générées avec une matrice de micro-miroirs (DMD) de particules rugueuses irrégulières « programmées ». Il permet alors après une transformée de Fourier 2D inverse de remonter à la forme 2D de la face de la particule éclairée.

La première partie du cinquième chapitre, se concentre sur la reconstruction 3D d'une particule à partir d'un ensemble de trois images interférométriques simulées de cette particule (sous trois angles de vue perpendiculaires). La reconstruction de chaque vue à partir de son motif interférométrique correspondant, utilise l'algorithme de réduction d'erreur (ER). La reconstruction 3D permet une estimation du volume de la particule. La méthode est testée sur une particule de type dendrite. Une démonstration expérimentale de la technique est réalisée à l'aide d'une matrice de micro-miroirs (DMD) qui génère les images interférométriques de particules rugueuses « programmées ».

La deuxième partie du cinquième chapitre, présente la méthode de rétroprojection filtrée qui permet de reconstruire la forme 3D de particules irrégulières à partir de leurs images interférométriques si l'on dispose d'un nombre d'angles de vues variant de 8 à 120. Cette méthode permet d'améliorer les reconstructions 3D en ajoutant des angles de vues et permet une meilleure estimation du volume de la particule. Deux particules centro et non centro-symétriques « programmées » dont les images en défaut de mise au point sont générées à l'aide de la matrice de micro-miroirs sont ainsi reconstruites.

Le sixième chapitre conclut sur les travaux de thèse développés dans ce manuscrit. Quelques perspectives et difficultés expérimentales qui pourraient survenir dans la continuité de ces travaux de recherches sont évoquées.

CHAPITRE

2

2 Imagerie interférométrique de particules (IPI) en défaut de mise au point

L'imagerie interférométrique en défaut de mise au point est une technique optique de mesure qui permet de caractériser des particules micrométriques comprises entre $20\ \mu\text{m}$ et $500\ \mu\text{m}$ (voire plus). Cette technique a premièrement été utilisée pour la caractérisation de particules sphériques de types gouttes d'eau dans l'air, bulles de gaz dans un liquide, etc... Dans ces cas précis la technique est appelée ILIDS pour *Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing* [14]. Le principe de mesure à partir de l'analyse des oscillations angulaires de l'intensité du champ diffusé a d'abord été proposé par G. König & al [13]. Elle a ensuite été étendue pour la caractérisation de particules irrégulières (IPI pour *Interferometric Particle Imaging*) de types grains de sable, cristaux de glace, etc... L'IPI est un dispositif optique simple à mettre en place. Les particules à caractériser sont éclairées par une source de lumière cohérente généralement un faisceau laser impulsionnel. Les particules diffusent la lumière dans toutes les directions sur 360 degrés. Une partie de cette lumière diffusée est collectée à l'aide d'un système optique de collection de type lentille ou objectif. Elle est ensuite enregistrée par un capteur CCD placé en défaut de mise au point c'est-à-dire un peu en amont ou en aval du plan conjugué de celui des particules par le système de collection. Les avantages d'une telle technique sont nombreux. Elle permet :

- de mesurer la taille de particules dans une large gamme [$50\ \mu\text{m}$: $500\ \mu\text{m}$] par exemple,
- de conserver une distance de travail élevée (entre particules et système optique : une dizaine de centimètres ou plus),
- d'avoir un champ d'observation pouvant atteindre plusieurs dizaines de millimètres de côté.

Cette technique est adaptée pour la détection et la caractérisation de particules dans des écoulements dans des domaines tels que la combustion, les sprays, la météorologie, la sûreté nucléaire, les cosmétiques ou encore la médecine.

Cependant, les inconvénients de cette technique de mesure sont que les densités de particules doivent être peu élevées et qu'il y a des possibilités de recouvrement des images en défaut de mise au point de particules voisines.

2.1 Modèle de diffusion de la lumière : de la particule sphérique à la particule irrégulière

2.1.1 Diffusion de la lumière cohérente par des particules sphériques

Lorsque l'on observe la diffusion d'une lumière cohérente par une particule sphérique en mise au point, il existe un angle de diffusion θ pour lequel 2 points lumineux apparaissent à sa surface, ces points sont appelés points de « gloire » ou en anglais « glare points » [31,38]. Cet angle dépend de l'indice de réfraction de la particule mais également de celui du milieu dans lequel elle se trouve. Par exemple pour des gouttelettes d'eau dans l'air cet angle θ vaut 66° environ pour une polarisation du champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence. La Fig. 2.1 illustre le principe de l'imagerie interférométrique en défaut de mise au point pour la caractérisation d'une gouttelette d'eau dans l'air. On observe bien deux points brillants à la surface de la particule dont les ondes issues de ces deux points pourront interférer l'une avec l'autre. L'image enregistrée par un capteur placé en défaut de mise au point est alors composée de plus ou moins de franges selon la taille de la particule illuminée. En effet, la fréquence des franges de l'interférogramme nous permet de remonter à la distance séparant les deux points brillants à la surface de la particule et donc à sa taille. Plus la fréquence des franges sera élevée plus la particule sera grande et inversement.

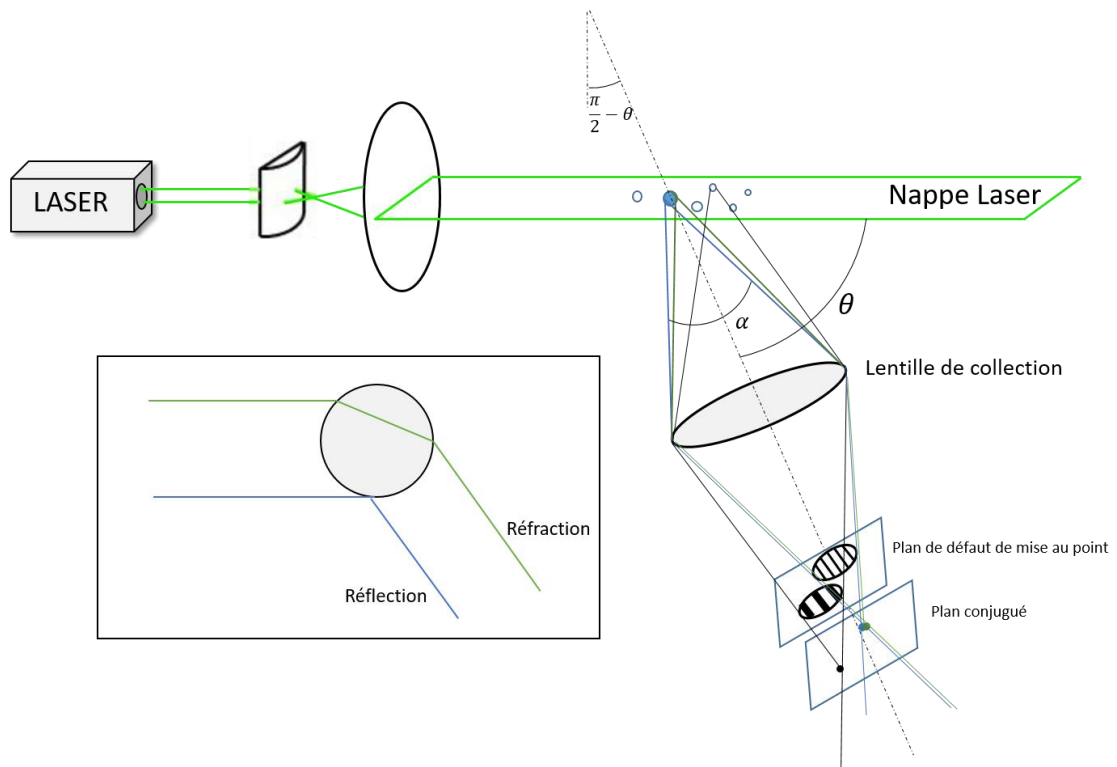


Figure 2-1 : Dispositif expérimental d'ILIDS : exemple de formation des images selon différents plans pour des gouttelettes d'eau dans l'air et un angle de diffusion $\theta = 66^\circ$.

Dans la suite trois théories sont présentées afin de comprendre les phénomènes observés lors de la diffusion de la lumière par des particules sphériques homogènes et isotropes. Le premier modèle est celui de la théorie de Lorenz-Mie [39-41], il permet de décrire rigoureusement les variations d'intensité de la lumière diffusée par une particule sphérique. Le second modèle présenté est l'optique géométrique, cette théorie permet d'introduire de nombreuses simplifications par le biais d'approximations. Enfin la théorie de Debye est un modèle rigoureux qui permet de faire le lien entre la théorie de Lorenz-Mie et l'optique géométrique.

2.1.1.1 Théorie de Lorenz Mie (TLM)

La Théorie de Lorenz-Mie (TLM) [39-41] a une particularité, celle d'avoir été développée à la fois par Lorenz à la fin du XIX^{ème} siècle et par Mie au début du XX^{ème} siècle, de manière complètement indépendante. Lorenz se plaçait dans le cadre de la théorie de l'éther, et Mie dans le cadre de l'électromagnétisme et des équations de Maxwell. On parle de Théorie de Lorenz-Mie mais il s'agit en fait de la solution mathématique à un problème, celui de l'interaction entre une onde électromagnétique plane (éclairage uniforme) et une particule parfaitement sphérique. Ce modèle est puissant car il est sans limitation de taille ni d'indice de réfraction et il permet de prendre en compte l'ensemble des phénomènes optiques linéaires ayant lieu entre la particule et les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} incidents. Ce modèle permet de considérer les plus petits objets comme les atomes ou les molécules (la solution de Lorenz-mie tend vers celle de Rayleigh quand la taille de la particule devient

négligeable devant la longueur d'onde) et les plus gros objets que l'on peut décrire avec l'optique géométrique. Le développement de la Théorie de Lorenz-Mie Généralisée (TLMG) [40,42] a ensuite permis d'étendre le modèle au cas de faisceaux de formes arbitraires permettant ainsi d'introduire des faisceaux plus complexes de type gaussien. La Fig. 2.2 correspond au diagramme de diffusion de la lumière calculé par la théorie de Mie dans le cas d'une goutte d'eau de diamètre $100 \mu m$ et éclairée par une onde électromagnétique cohérente de longueur d'onde $\lambda = 532 nm$. Cette figure a été obtenue à l'aide du logiciel *Mieplot* développé par Philip Laven [43].

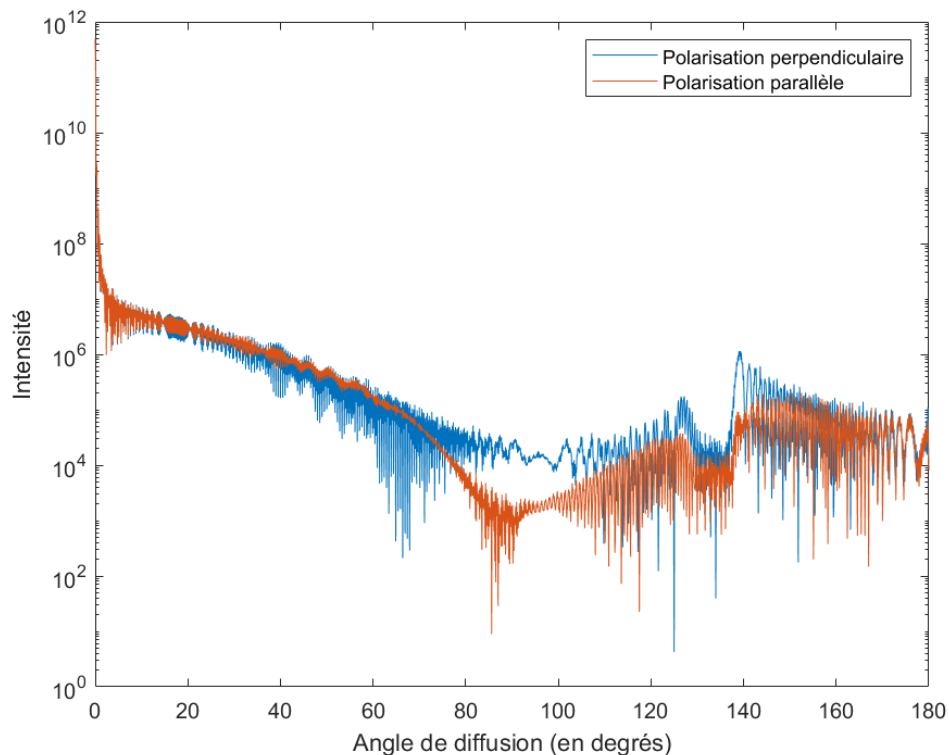


Figure 2-2 : Diagramme de diffusion de la lumière par une goutte d'eau de $100 \mu m$ de diamètre éclairée par une onde électromagnétique cohérente de longueur d'onde $\lambda = 532 nm$ calculé à partir de la théorie de Mie.

Le formalisme de la diffusion de Lorenz-Mie s'écrit en séries infinies d'ondes partielles sphériques transverses électrique (TE) et transverses magnétiques (TM). Une onde transverse électrique (TE) correspond à une polarisation perpendiculaire c'est-à-dire que le plan d'oscillation du champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence. Une onde transverse magnétique (TM) correspond à une polarisation parallèle c'est-à-dire que le plan d'oscillation du champ électrique est parallèle au plan d'incidence. La Fig. 2.3 représente les deux cas : une onde électromagnétique de polarisation parallèle et une onde électromagnétique de polarisation perpendiculaire.

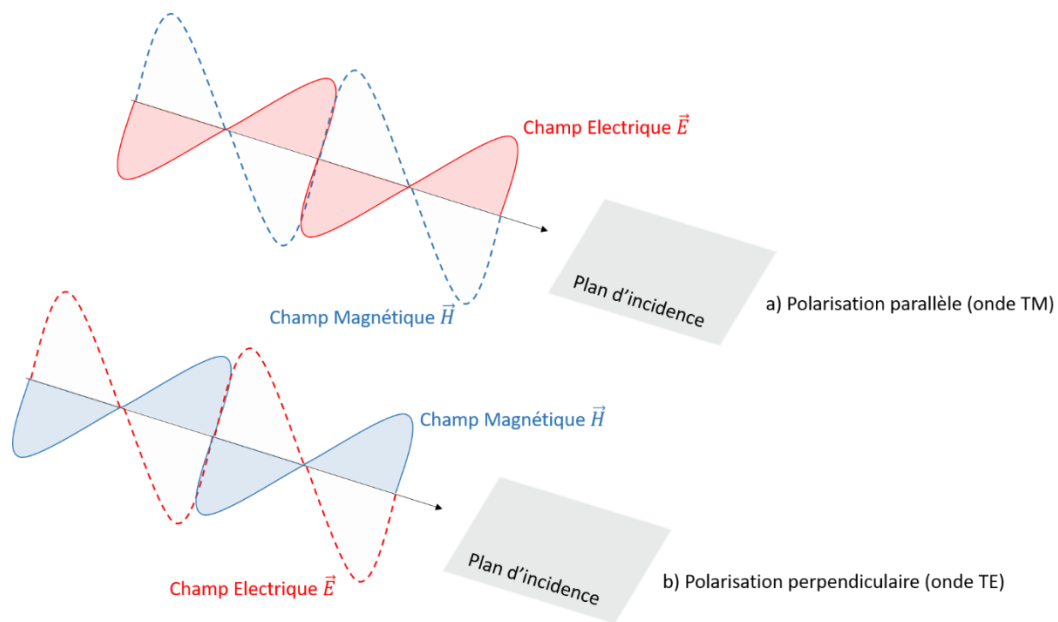


Figure 2-3 : Schéma représentant une onde électromagnétique de polarisation parallèle (a) et une onde électromagnétique de polarisation perpendiculaire (b).

La théorie de Lorenz-Mie permet donc de prendre en compte tous les phénomènes optiques tels que la diffusion, la diffraction et l'absorption et donc de décrire rigoureusement les variations d'intensité de la lumière diffusée par une particule sphérique. Cependant elle possède deux inconvénients : le temps de calcul qui devient conséquent lorsque la taille de la particule devient grande devant la longueur d'onde λ et la difficulté d'interprétation de certains phénomènes observés, selon les angles de diffusion. L'optique géométrique est alors un moyen intéressant.

2.1.1.2 Optique géométrique

Lorsqu'un rayon arrive à l'interface entre deux milieux isotropes et homogènes différents, il donne naissance à un rayon réfléchi et à un rayon transmis (réfracté) comme l'illustre la Fig. 2.4. Les lois de Snell-Descartes permettent de prédire la déviation d'un rayon lumineux à l'interface entre deux milieux diélectriques d'indices de réfraction n_1 et n_2 différents. On définit le plan d'incidence comme le plan contenant le rayon incident et la normale à l'interface. L'angle d'incidence i_1 est l'angle que forme le rayon incident avec la normale. Le rayon réfléchi est dans le plan d'incidence, on définit alors l'angle de réflexion i'_1 . Le rayon réfléchi est le symétrique du rayon incident par rapport à la normale, l'angle d'incidence i_1 et l'angle de réflexion i'_1 sont donc égaux en valeurs absolues. Le rayon réfracté est également dans le plan d'incidence, on définit alors l'angle de réfraction i_2 . Le rayon réfracté est tel que :

$$n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2) \quad (2.1)$$

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.

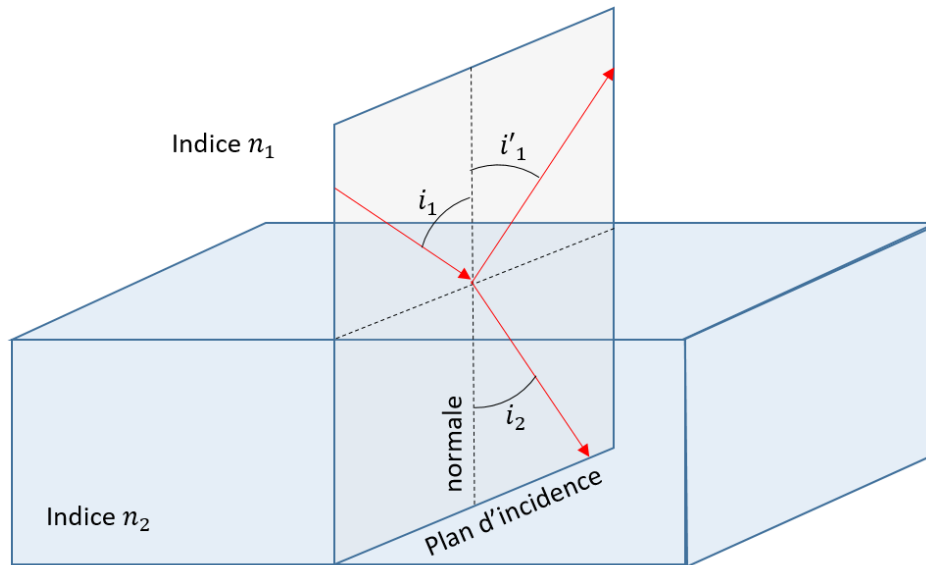


Figure 2-4 : Illustration du tracé d'un rayon lumineux suite à la traversée de l'interface entre deux milieux d'indices de réfraction différents.

Dans le cas où le diamètre d de la particule sphérique étudiée est suffisamment grand devant la longueur d'onde λ , les lois de l'optique géométrique peuvent s'appliquer. La lumière incidente arrivant sur la particule peut être représentée par un ensemble de rayons lumineux. Au niveau de la surface puis à l'intérieur de la particule chacun d'entre eux va subir un certain nombre de réflexions et de réfractions. Prenons l'exemple d'un rayon qui arriverait à la surface de la particule, les 4 premiers chemins possibles de ce rayon sont représentés sur la figure 2.5.

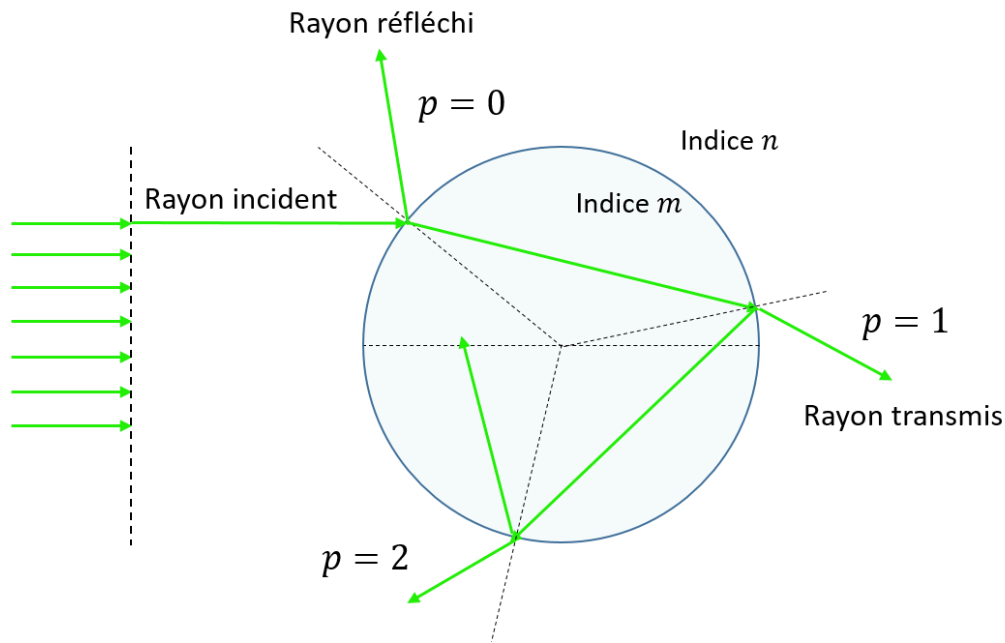


Figure 2-5 : Tracé des rayons diffusés par une goutte sphérique suivant l'optique géométrique.

La Fig. 2.5 représente le trajet d'un rayon issu de la source lumineuse à travers une particule sphérique transparente. Les différents rayons notés par $p = 0, 1, \text{ et } 2$ peuvent être décrits comme suit :

$p = 0$: rayon réfléchi à la surface de la particule

$p = 1$: rayon réfracté à l'intérieur de la particule puis à nouveau réfracté à l'extérieur

$p = 2$: rayon réfracté à l'intérieur de la particule puis réfléchi une fois à l'intérieur de la goutte et réfracté de nouveau vers l'extérieur

L'optique géométrique permet ainsi de connaître la position de sortie des rayons à la surface de la particule et en utilisant les coefficients de Fresnel il est alors possible de déterminer leur amplitude en fonction de la polarisation de la lumière. La visualisation de points brillants sur la surface de la particule s'explique alors par la concentration en certains endroits de la particule, de rayons lumineux sortants.

L'optique géométrique fonctionne bien pour les objets assez gros. Les particules que nous considérons ici ont des dimensions qui dépassent les longueurs d'onde du visible. Ce sont par exemple : des grains de sable, des cristaux de glace, des gouttes d'eau, des bulles de gaz, ... Ces objets sont généralement trop petits pour que l'on puisse décrire correctement leur interaction avec la lumière uniquement par l'optique géométrique. De plus l'optique géométrique représente la lumière par des rayons qui sont réfléchis et/ou réfractés par la particule éclairée. Elle ne prend pas en compte la nature ondulatoire de la lumière et ne permet pas de prédire des phénomènes tels que les interférences entre rayons. Elle n'est donc pas un modèle utilisable à elle seule.

2.1.1.3 Décomposition en séries de Debye

La décomposition en séries de Debye permet de faire le lien entre la théorie de Lorenz-Mie et l'optique géométrique [44,45]. C'est une théorie introduite par P. Debye en 1909, elle permet de décrire rigoureusement la présence de points lumineux (glare points) à la surface de la particule sphérique. Debye a reformulé le problème de la diffusion dite de « Mie ». Il découle de ces travaux que l'on peut réécrire les expressions obtenues avec la LMT sous la forme de contributions liées à l'existence d'ondes partiellement réfléchies/diffractées et partiellement transmises par la particule avec $(p - 1) = 0, 1, 2 \dots$ réflexions internes. La Fig. 2.6 montre l'intensité de chaque onde partielle diffusée en fonction de l'angle de diffusion θ , pour une goutte d'eau de $100 \mu\text{m}$ de diamètre et une longueur d'onde de 532 nm . Cette simulation prend en compte les mêmes paramètres que pour le diagramme de la diffusion de la lumière calculé à partir de la théorie de Lorenz-Mie à la figure 2.2 et correspond à sa décomposition en séries de Debye en représentant les 7 premiers ordres p pour une polarisation perpendiculaire du champ.

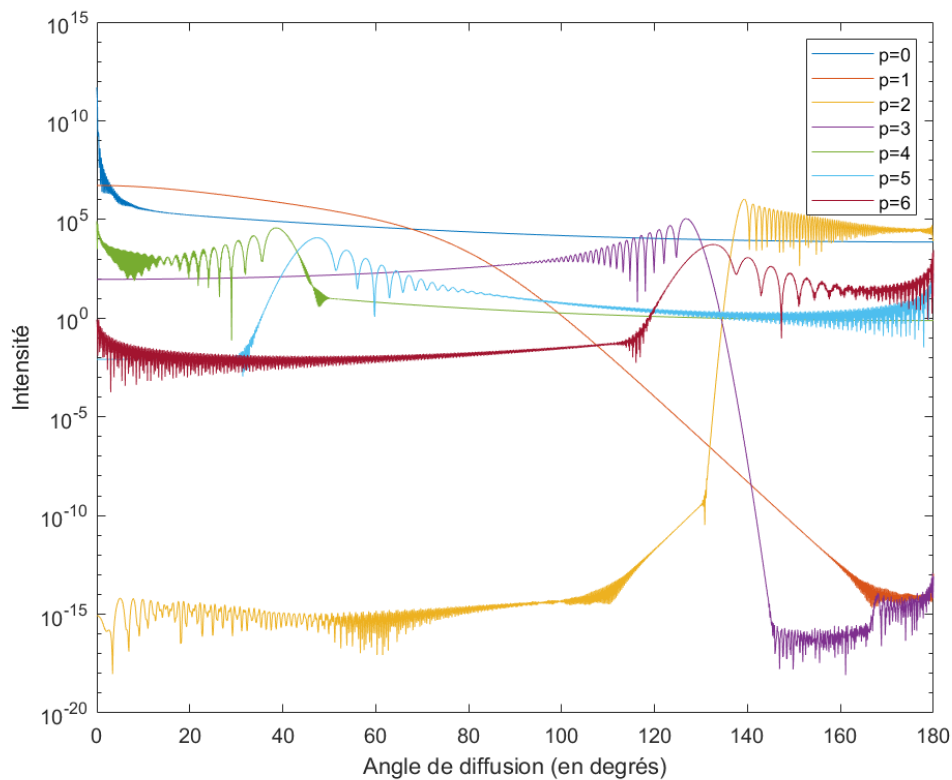


Figure 2-6 : Diagramme représentant la décomposition en série de Debye de la diffusion de la lumière par une goutte d'eau de $100 \mu\text{m}$ de diamètre illuminée par une source laser de longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$ de polarisation perpendiculaire.

Les variations d'intensité visibles sur les diagrammes de Mie (cf Fig. 2.2) s'expliquent alors par les interférences constructives et destructives résultant de l'interaction entre les différents rayons diffusés.

2.1.2 Diffusion de la lumière cohérente par des particules irrégulières

Des études ont récemment montré qu'il était possible d'étendre la technique d'IPI à des particules rugueuses irrégulières [24,33,37]. La technique d'imagerie interférométrique en défaut de mise au point de particules irrégulières fonctionne sur le même principe que l'ILIDS : Les particules à caractériser sont éclairées par une source de lumière cohérente, généralement un faisceau laser impulsionnel. Les particules diffusent la lumière dans toutes les directions sur 360 degrés. Une partie de cette lumière diffusée est collectée à l'aide d'un système optique de collection de type lentille ou objectif. Elle est ensuite enregistrée par un capteur CCD placé en défaut de mise au point c'est-à-dire un peu en amont ou en aval du plan conjugué de celui des particules par le système de collection. La Fig. 2.7 illustre le principe général de l'imagerie interférométrique de particules irrégulières.

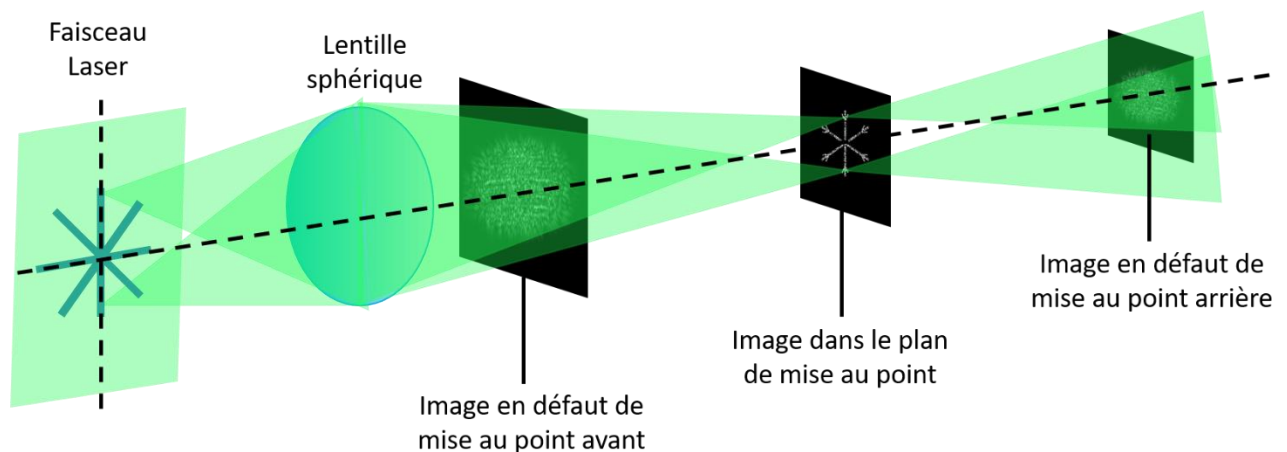


Figure 2-7 : Dispositif expérimental d'IIP : exemple de formation des images selon différents plans dans le cas de la mesure de particules irrégulières.

La diffusion de la lumière par une particule irrégulière est cependant plus compliquée que dans le cas d'une particule sphérique. En effet, il n'existe pas de théorie rigoureuse pour décrire la diffusion de la lumière par une particule rugueuse irrégulière de forme quelconque. La particule diffusante agit comme si elle était composée d'un grand nombre d'aspérités émettrices (glare points) qui recouvrent l'ensemble de la silhouette de la particule. En effet, les irrégularités de la surface de la particule engendrent la multiplication du nombre de réflexions et de réfractions et donc la multiplicité du nombre de glare points. Chaque glare point se comporte alors comme une source secondaire de même longueur d'onde que la source utilisée pour éclairer la particule. Les ondes lumineuses issues de chaque glare point à la surface de la particule interfèrent les unes avec les autres ce qui conduit à l'observation d'un motif d'interférences en défaut de mise au point à l'aspect granuleux de type tavelure, en anglais "*speckle*", comme on peut « deviner » sur la figure 2.7. L'analyse de ce *speckle* permet alors de remonter à différentes informations sur la particule étudiée telles que ses dimensions, sa forme ou encore son volume si l'on a plusieurs vues.

Il est impossible de prévoir expérimentalement la position et le nombre de glare points qui apparaissent à la surface de la particule quand celle-ci est illuminée. Leur répartition est alors considérée comme aléatoire sur la surface de la particule. De plus les dimensions des particules étant comprises dans la gamme $[50 \mu m; 500 \mu m]$, la différence de marche entre deux ondes issues de deux glare points voisins est nettement supérieure à la longueur d'onde utilisée pour éclairer la particule. On peut donc considérer la phase de chaque glare point comme une variable aléatoire comprise entre 0 et 2π . A partir de ces constatations, la diffusion de la lumière par une particule irrégulière est alors modélisée par un ensemble d'émetteurs de Dirac distribués sur l'ensemble de la forme de la particule. En notant N_e le nombre d'émetteurs de Dirac, le champ électrique G_0 diffusé par la particule s'écrit :

$$G_0(x, y, 0) = \sum_{j=1}^{N_e} \alpha_j e^{i\varphi_j} \delta(x - a_j, y - b_j) \quad (2.2)$$

Avec :

α_j : l'amplitude du $j^{\text{ème}}$ glare point.

φ_j : la phase du $j^{\text{ème}}$ glare point.

a_j, b_j : la position transverse du $j^{\text{ème}}$ glare point dans le plan (x, y) .

Pour pouvoir à présent simuler les images interférométriques en défaut de mise au point enregistrés par le capteur CCD, il est nécessaire de prendre en compte les différents éléments optiques traversés par la lumière diffusée par la particule.

2.2 Simulation numérique et analyse d'images en défaut de mise au point

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

2.2.1.1 Formalisme matriciel

Le formalisme matriciel permet de prendre en compte les différents éléments optiques traversés par la lumière diffusée par la particule. Ce formalisme permet donc la description de systèmes d'imageries complets contenant des éléments tels que des vitres ou de multiples lentilles planes ou cylindriques ainsi que des objectifs photographiques. Ainsi il est possible de décrire la propagation de la lumière depuis la particule diffusante jusqu'au capteur enregistrant l'image en défaut de mise au point. Ce formalisme matriciel rend possible le développement de codes de simulation.

En optique géométrique, la lumière traversant un élément optique peut être décrite par une matrice 2×2 , appelée matrice de transfert ABCD. La matrice ABCD est une méthode pour tracer la propagation des ondes dans un système optique [46]. Cette méthode ABCD utilise l'approximation paraxiale appelée aussi approximation de Gauss.

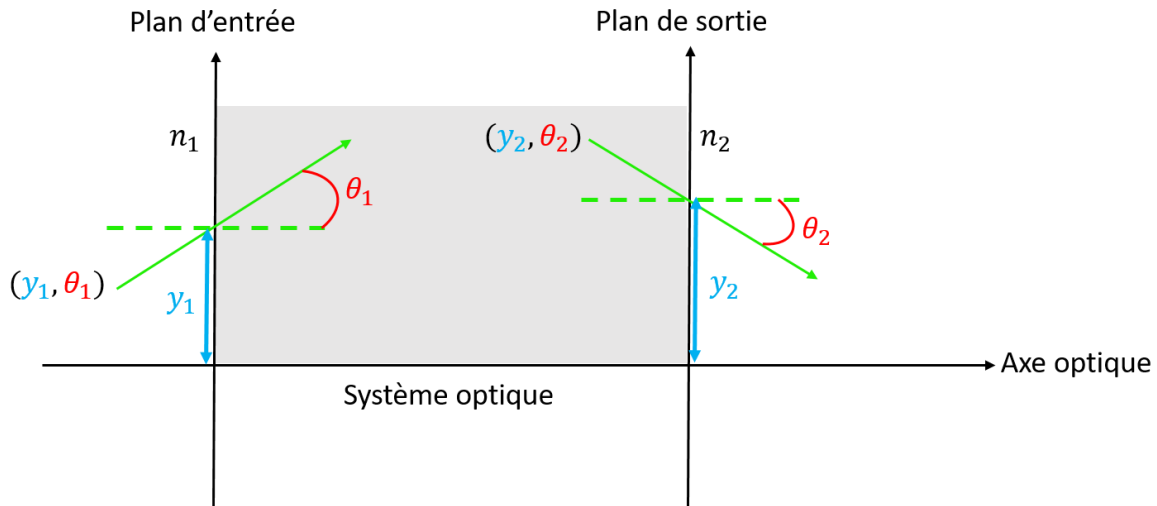


Figure 2-8 : Analyse d'un rayon à travers un élément optique.

A partir de la Fig. 2.8, deux paramètres sont considérés ici, y et θ . Un rayon est défini par sa hauteur, y , et sa direction par rapport à l'axe optique, θ . Un rayon lumineux pénètre dans un système optique au plan d'entrée aux coordonnées (y_1, θ_1) et quitte le système au plan de sortie aux coordonnées (y_2, θ_2) . n_1 et n_2 sont l'indice de réfraction du milieu avant et après le système optique, respectivement. La propagation du rayon peut être décrite par une matrice telle que :

$$\begin{pmatrix} y_2 \\ n_2 \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ n_1 \theta_1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Si le système optique comporte plusieurs composants, le système optique combiné peut être calculé en multipliant ces matrices ABCD comme suit :

$$\begin{pmatrix} y_{n+1} \\ n_{n+1} \theta_{n+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{pmatrix} \cdots \begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y_1 \\ n_1 \theta_1 \end{pmatrix} = T_n \times \cdots \times T_1 \times \begin{pmatrix} y_1 \\ n_1 \theta_1 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Avec :

T_1 : La matrice du premier élément optique ou milieu traversé par l'onde lumineuse.

...

T_n : La matrice du dernier élément optique ou milieu traversé par l'onde lumineuse.

Ainsi le modèle d'un système d'imagerie est obtenu en multipliant les matrices élémentaires T_n le composant :

$$M_{tot} = T_n \times T_{n-1} \times \dots \times T_1 \quad (2.5)$$

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

Citons les matrices de deux éléments optiques essentiels rencontrés dans un dispositif d'imagerie interférométrique sont les suivants :

- Milieu homogène d'épaisseur e :

$$T = \begin{pmatrix} 1 & e \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

- Lentille mince dans l'air de distance focale f :

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Dans nos travaux, les différents systèmes d'imagerie utilisés sont à symétries sphériques mais nous nous placerons d'abord dans le cadre plus général d'un système d'imagerie cylindrique. Pour un système d'imagerie à symétrie cylindrique par rapport aux axes transverses x et y , la propagation de la lumière n'est pas la même suivant les axes x et y , elle sera donc décrite suivant les axes x et y . Un système d'imagerie à symétrie cylindrique permet par exemple de déterminer avec précision la position sur l'axe longitudinal z de la particule étudiée [2,31,47] en déterminant l'ellipticité des interférogrammes (en formes d'ellipses). L'exposant q dans la suite est utilisé pour différencier les matrices suivant les deux axes x et y .

Divisons donc une expérience d'imagerie interférométrique de particules : on décompose le système d'imagerie en deux sous-systèmes optiques M_1^q et M_2^q . Le premier sous-système M_1^q correspond à l'ensemble des éléments situés entre la particule et l'ouverture du système d'imagerie (ici un diaphragme). Le deuxième sous-système M_2^q correspond à l'ensemble des éléments situés entre l'ouverture (diaphragme) et le capteur CCD. En multipliant les matrices obtenues pour les deux sous-systèmes on obtient alors la matrice M_{tot}^q décrivant l'ensemble du système d'imagerie :

$$M_{tot}^q = M_2^q \times M_1^q \quad (2.8)$$

Le seul élément qui n'a pas encore été pris en compte est l'ouverture, il s'agit ici d'un diaphragme, c'est lui qui donne sa taille et son enveloppe à l'interférogramme.

2.2.1.2 Description de l'ouverture du système optique par superposition de fonctions gaussiennes

La méthode de simulation doit tenir compte de l'ouverture du système optique, l'ouverture étant fixée par un diaphragme placé juste avant la lentille de collection par exemple. On note alors $T(x, y)$ le coefficient de transmission modélisant l'ouverture. Il s'agit d'une fonction discontinue qui conduit à un calcul complexe de l'interférogramme si l'on effectue un calcul exact. Pour simplifier le problème et rendre ce calcul analytique, le coefficient de transmission peut être décrit comme une superposition de fonctions gaussiennes [48,49] et s'écrit alors comme suit :

$$T(x, y) = \sum_{k=1}^N P_k \exp \left[-\frac{Q_k}{\left(\frac{D_0}{2}\right)^2} (x^2 + y^2) \right] \quad (2.9)$$

Avec P_k et Q_k des nombres complexes définis dans le Tableau de la Fig. 2.9 pour un paramètre $N = 10$. D_0 est le diamètre de l'ouverture. Le calcul de l'interférogramme peut alors devenir analytique.

k	P_k	Q_k
1	11.428 + 0.95175 i	4.0697 + 0.22726 i
2	0.06002 - 0.08013 i	1.1531 - 20.933 i
3	-4.2743 - 8.5562 i	4.4608 + 5.1268 i
4	1.6576 + 2.701 i	4.3521 + 14.997 i
5	-5.0418 + 3.2488 i	4.5443 + 10.003 i
6	1.1227 - 0.68854 i	3.8478 + 20.078 i
7	-1.0106 - 0.26955 i	2.5280 - 10.310 i
8	- 2.5974 + 3.2202 i	3.3197 - 4.8008 i
9	- 0.1484 - 0.31193 i	1.9002 - 15.820 i
10	- 0.2085 - 0.23851 i	2.6340 + 25.009 i

Figure 2-9 : Valeurs des coefficients P_k et Q_k pour la décomposition d'une ouverture circulaire en $N = 10$ fonctions gaussiennes.

2.2.2 Simulation et analyse d'interférogrammes pour des particules irrégulières éclairées par une lumière cohérente

2.2.2.1 Simulation d'interférogrammes pour des particules irrégulières

Cette méthode de simulation des images en défaut de mise au point des particules prend en considération l'ensemble des éléments optiques se situant entre la particule et la caméra CCD ainsi que l'ouverture du système [35].

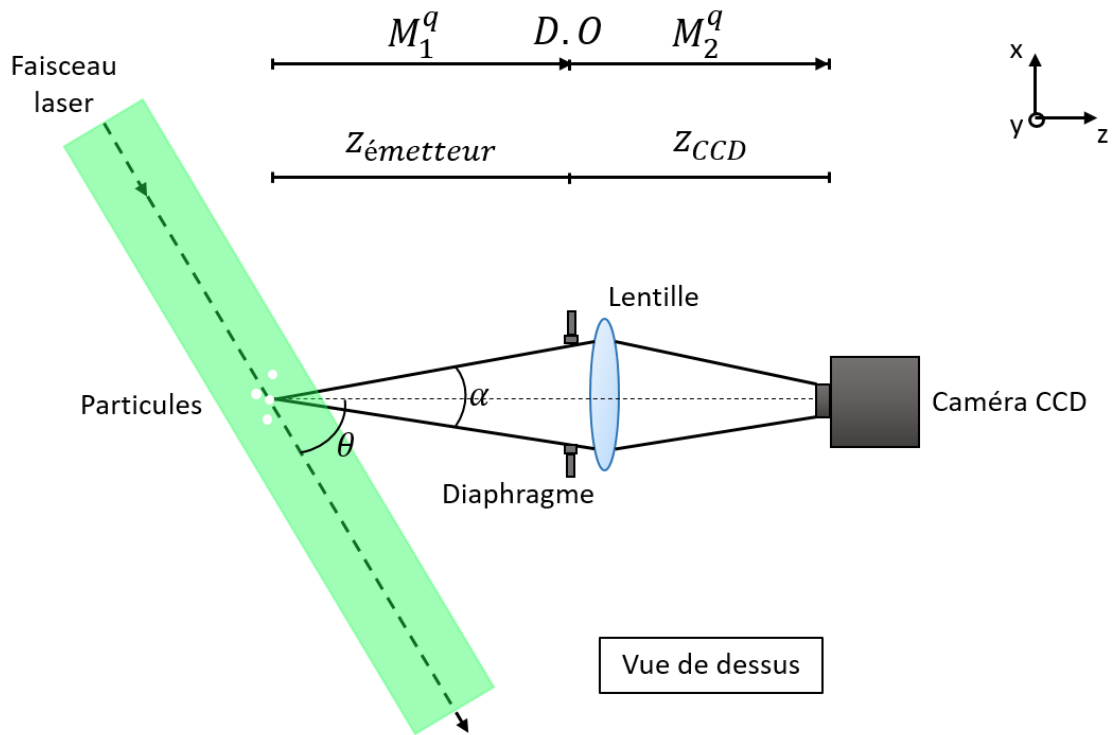


Figure 2-10 : Dispositif d'imagerie interférométrique en défaut de mise au point classique.

Nous avons vu précédemment dans la section 2.1.2 que la diffusion de la lumière cohérente par une particule irrégulière pouvait être modélisée par un ensemble d'émetteurs ponctuels (fonctions de Dirac) distribués sur l'ensemble de la forme de la particule. le champ électrique G_0 diffusé par la particule s'écrit alors :

$$G_0(x, y, 0) = \sum_{j=1}^{N_e} \alpha_j e^{i\varphi_j} \delta(x - a_j, y - b_j) \quad (2.10)$$

Avec :

α_j : l'amplitude du $j^{\text{ème}}$ glare point.

φ_j : la phase du $j^{\text{ème}}$ glare point.

a_j, b_j : la position transverse du $j^{\text{ème}}$ glare point dans le plan (x, y) .

La propagation de la lumière provenant de ces émetteurs à travers la première partie du système d'imagerie (de la particule à l'ouverture) peut être décrite grâce à l'intégrale d'Huygens-Fresnel généralisée [49-52].

Le champ électrique G_1 au niveau du diaphragme d'ouverture s'écrit ainsi :

$$\begin{aligned}
& G_1(x, y, z_{\text{émetteur}}) \tag{2.11} \\
&= \frac{\exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} c_1\right)}{i\lambda \sqrt{B_1^x B_1^y}} \iint_{\mathbb{R}} G_0(x_0, y_0, 0) \times \left[\exp \frac{i\pi}{\lambda B_1^x} (A_1^x x_0^2 + D_1^x x_0^2 - 2x x_0) \right] \\
&\quad \times \left[\exp \frac{i\pi}{\lambda B_1^y} (A_1^y y_0^2 + D_1^y y_0^2 - 2y y_0) \right] dx_0 dy_0
\end{aligned}$$

Avec :

$z_{\text{émetteur}}$: 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 $q = y$.

Pour tenir compte de l'influence de l'ouverture du système optique, on multiplie ensuite le champ électrique G_1 au niveau du diagramme d'ouverture par le coefficient de transmission $T(x, y)$ décrit à la section 2.2.1.2. Puis on calcule le champ électrique G_2 dans le plan du capteur CCD en utilisant une nouvelle fois l'intégrale de Huygens-Fresnel généralisée, on obtient alors :

$$\begin{aligned}
& G_2(x, y, z_{\text{CCD}}) \tag{2.12} \\
&= \frac{\exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} c_2\right)}{i\lambda \sqrt{B_2^x B_2^y}} \iint_{\mathbb{R}} T(x_1, y_1) G_1(x_1, y_1, z_{\text{émetteur}}) \\
&\quad \times \left[\exp \frac{i\pi}{\lambda B_2^x} (A_2^x x_1^2 + D_2^x x_1^2 - 2x x_1) \right] \\
&\quad \times \left[\exp \frac{i\pi}{\lambda B_2^y} (A_2^y y_1^2 + D_2^y y_1^2 - 2y y_1) \right] dx_1 dy_1
\end{aligned}$$

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 $q = x$ et $q = y$.

Après calcul de l'intégrale, le champ électrique G_2 ainsi obtenu au niveau du capteur CCD peut s'écrire sous la forme suivante :

$$G_2(x, y, z_{CCD}) = \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}c} e^{i\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{D_2^x}{B_2^x}x^2 + \frac{D_2^y}{B_2^y}y^2\right)}}{(i\lambda)^2 \sqrt{B_{1,j}^x B_{1,j}^y B_{2,j}^x B_{2,j}^y}} \times \sum_{j=1}^{N_e} \sum_{k=1}^N \left[\frac{P_k \pi}{\sqrt{\gamma_{x,j}(k) \gamma_{y,j}(k)}} \alpha_j e^{\kappa_j(k)} e^{i\phi_j} \right] \quad (2.13)$$

Avec $c = c_1 + c_2$, le chemin optique total.

Les expressions des différents facteurs utilisés dans l'équation sont données ci-dessous :

$$\kappa_j(k) = i \frac{\pi A_1^x a_j^2}{\lambda B_1^x} + i \frac{\pi A_1^y b_j^2}{\lambda B_1^y} - \frac{\phi_{x,j}^2}{4\gamma_x(k)} - \frac{\phi_{y,j}^2}{4\gamma_y(k)} \quad (2.14a)$$

$$\gamma_x(k) = \frac{Q_k}{\left(\frac{D_0}{2}\right)^2} - i \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{D_1^x}{B_1^x} + \frac{A_2^x}{B_2^x} \right) \quad (2.14b)$$

$$\gamma_y(k) = \frac{Q_k}{\left(\frac{D_0}{2}\right)^2} - i \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{D_1^y}{B_1^y} + \frac{A_2^y}{B_2^y} \right) \quad (2.14c)$$

$$\phi_{x,j} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a_j}{B_1^x} + \frac{x}{B_2^x} \right) \quad (2.14d)$$

$$\phi_{y,j} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{b_j}{B_1^y} + \frac{y}{B_2^y} \right) \quad (2.14e)$$

L'intensité étant proportionnelle au module carré de l'amplitude du champ, On en déduit facilement l'intensité de I_2 au niveau du capteur CCD à partir de l'expression du champ G_2 :

$$I_2(x, y, z) \propto |G_2(x, y, z)|^2 \quad (2.15)$$

2.2.2.2 Analyse d'interférogrammes de particules irrégulières

Si l'on observe maintenant les images interférométriques en défaut de mise au point de particules irrégulières éclairées par une lumière cohérente, on obtient que la taille de la particule est inversement proportionnelle à la taille du grain de *speckle* [37] comme c'est illustré sur la Fig. 2.11. Numériquement, la configuration d'imagerie entre la particule diffusante et le capteur CCD est la suivante : propagation en espace libre sur la distance $z_{\text{émetteur}} = 0,13 \text{ m}$, propagation à travers une lentille mince sphérique (distance focale $f = 0,1 \text{ m}$), propagation en espace libre sur la distance $z_{\text{CCD}} = 0,393 \text{ m}$ (paramètre de défocalisation $\Delta p = -0,04 \text{ m}$). L'élément définissant l'ouverture est la lentille, dont le rayon vaut $R_0 = 10 \text{ mm}$. La longueur d'onde est de $\lambda = 532 \text{ nm}$ et le coefficient B de la matrice de transfert totale, entre le plan de la particule diffusante ($z = 0$) et le plan où se trouve le capteur CCD, est de $0,0121 \text{ m}$. La Fig. 2.11 représente les images interférométriques simulées de deux particules irrégulières en forme de dendrite de différentes dimensions : En (a) on observe la projection dans le plan (x, y) de la face principale de la particule en forme de dendrite dont les 6 branches principales mesurent $25 \mu\text{m}$, en (b) son image interférométrique en défaut de mise au point, en (c) la projection dans le plan (x, y) de la face principale de la particule en forme de dendrite dont les 6 branches principales mesurent $250 \mu\text{m}$ et en (d) son image interférométrique en défaut de mise au point.

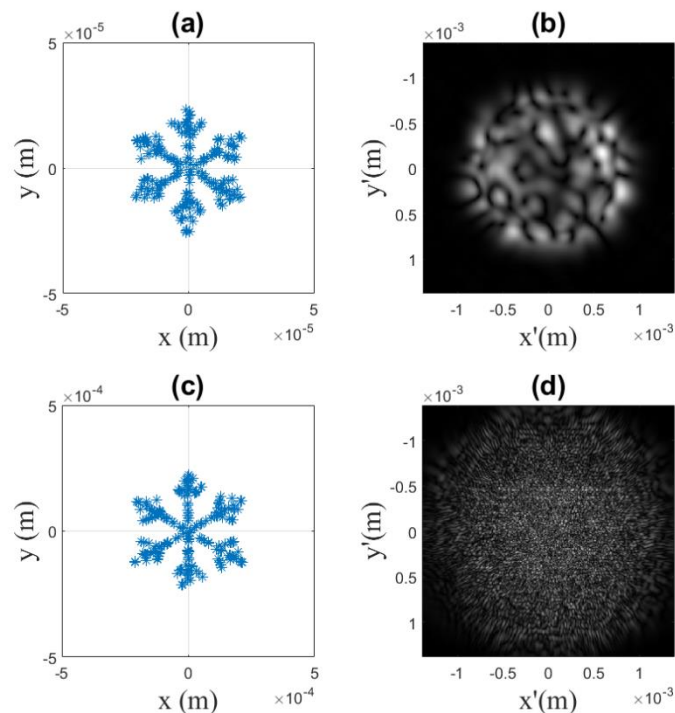


Figure 2-11 : Projection 2D d'une particule irrégulière de $50 \mu\text{m}$ de largeur en (a), son image interférométrique en défaut de mise au point en (b), la projection 2D d'une particule irrégulière de $500 \mu\text{m}$ de largeur en (c) et son image interférométrique en défaut de mise au point en (d).

On constate bien que la taille du grain de *speckle* composant l'interférogramme de la particule la plus petite (50 μm de largeur) est plus grande que celle composant l'interférogramme de la particule la plus large (500 μm). Ce simulateur, développé au laboratoire a été validé expérimentalement à de nombreuses reprises et est devenu un outil de travail important.

2.2.3 Simulation et analyse d'interférogrammes pour des particules sphériques éclairées par une lumière cohérente

2.2.3.1 Simulation d'interférogrammes pour des particules sphériques

Dans le cas particulier d'une particule sphérique, lorsque celle-ci est éclairée par une source de lumière cohérente, on observe toujours la particule avec un angle de façon à observer seulement deux ou trois points lumineux à la surface de la particule. Ces points lumineux correspondent aux différentes contributions des rayons des séries de Debye d'ordre $p = 0$, $p = 1$, et $p = 3$ dans le cas d'une gouttelette d'eau dans l'air (voir Fig. 2.6). On notera ici les trois glare points A, B et C . On se place maintenant dans le cas de la Fig. 2.12 où l'indice du milieu (air) est inférieur à l'indice de la particule (gouttelette d'eau) et où les coordonnées b_1, b_2 et b_3 respectivement des points A, B et C suivant l'axe y sont nulles.

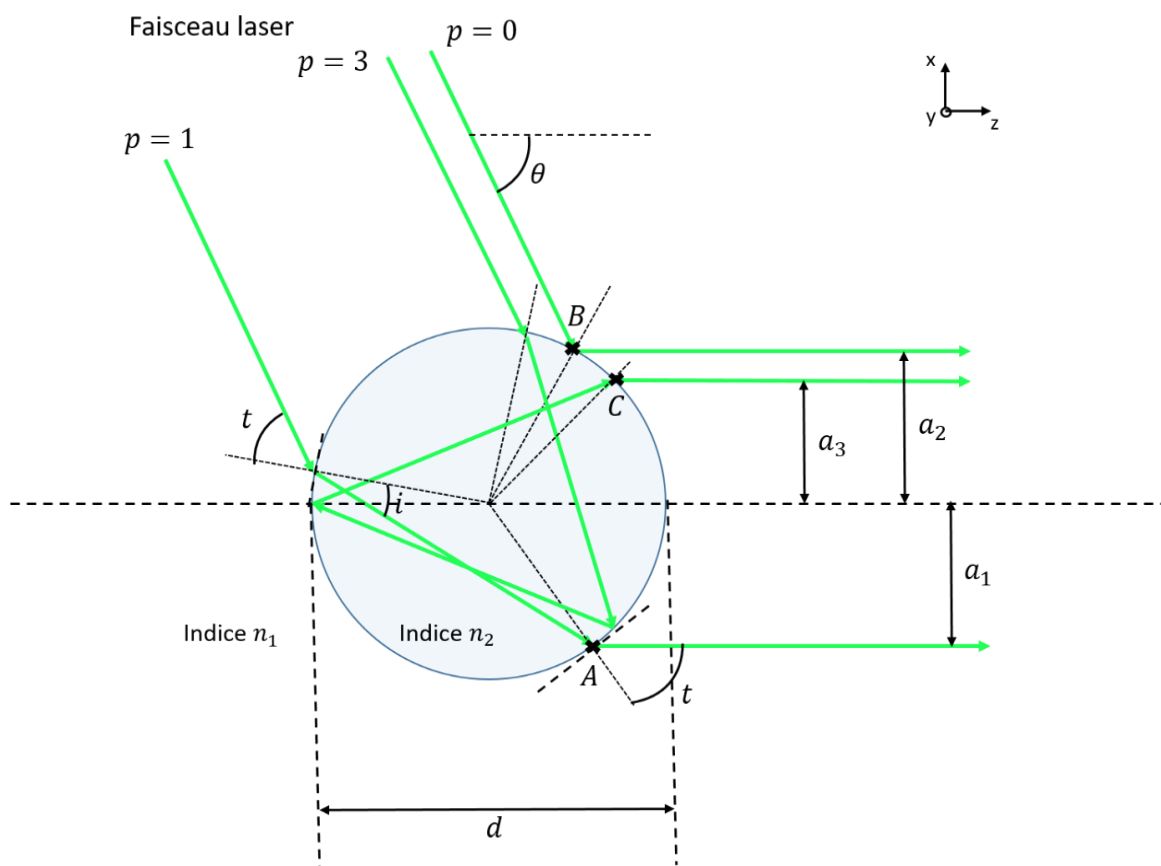


Figure 2-12 : Positions géométriques de trois glare points d'ordre $p = 0, 1$ et 3 à la surface d'une gouttelette d'eau dans l'air éclairée en lumière cohérente.

On note a_1, a_2 et a_3 les positions sur l'axe x des points brillants A, B et C . A partir des lois de l'optique géométrique on obtient alors :

$$-a_1 = -\frac{d}{2} \sin(t) \quad (2.16)$$

$$a_2 = \frac{d}{2} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.17)$$

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

Avec t l'angle d'incidence égal à :

$$t = \arctan\left(\frac{n_2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}{n_1 - n_2 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right) \quad (2.19)$$

En général, l'intensité du 3^{ème} glare point, C , est beaucoup plus faible que l'intensité des deux autres et on observe une figure d'interférence à deux ondes (sources secondaires A et B).

Comme $\sin(\arctan p) = \frac{p}{\sqrt{1+p^2}}$, on en déduit alors la relation entre le diamètre d de la particule et la distance $|a_2 - a_1|$ entre les deux glare points A et B :

$$a_2 - a_1 = \frac{d}{2} \left(\cos\frac{\theta}{2} + \frac{n_2 \sin\frac{\theta}{2}}{\sqrt{n_1^2 + n_2^2 - 2n_1 n_2 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)}} \right) \quad (2.20)$$

On obtient aussi le déphasage introduit par la particule entre les rayons d'ordre $p = 0$ et $p = 1$:

$$\Delta\varphi_{01} = \frac{2\pi d}{\lambda} \left[n_1 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) - \sqrt{n_1^2 + n_2^2 - 2n_1 n_2 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right] \quad (2.21)$$

Les amplitudes relatives des trois points A, B et C notées α_1, α_2 et α_3 sont facilement évaluables grâce à un logiciel de théorie de Lorenz-Mie. Toutes les informations requises sont alors réunies pour simuler l'intensité I_2 obtenue au niveau du capteur CCD par une particule sphérique éclairée par une lumière cohérente.

Remarque :

Plaçons nous maintenant dans le cas de la Fig. 2.13 où l'indice du milieu est supérieur à l'indice de la particule et où les coordonnées b_1, b_2 et b_3 respectivement des points A, B et C suivant l'axe y sont nulles. Les trois glare points observés dans ce cas correspondent aux différentes contributions des rayons des séries de Debye d'ordre $p = 0, p = 1$, et $p = 2$.

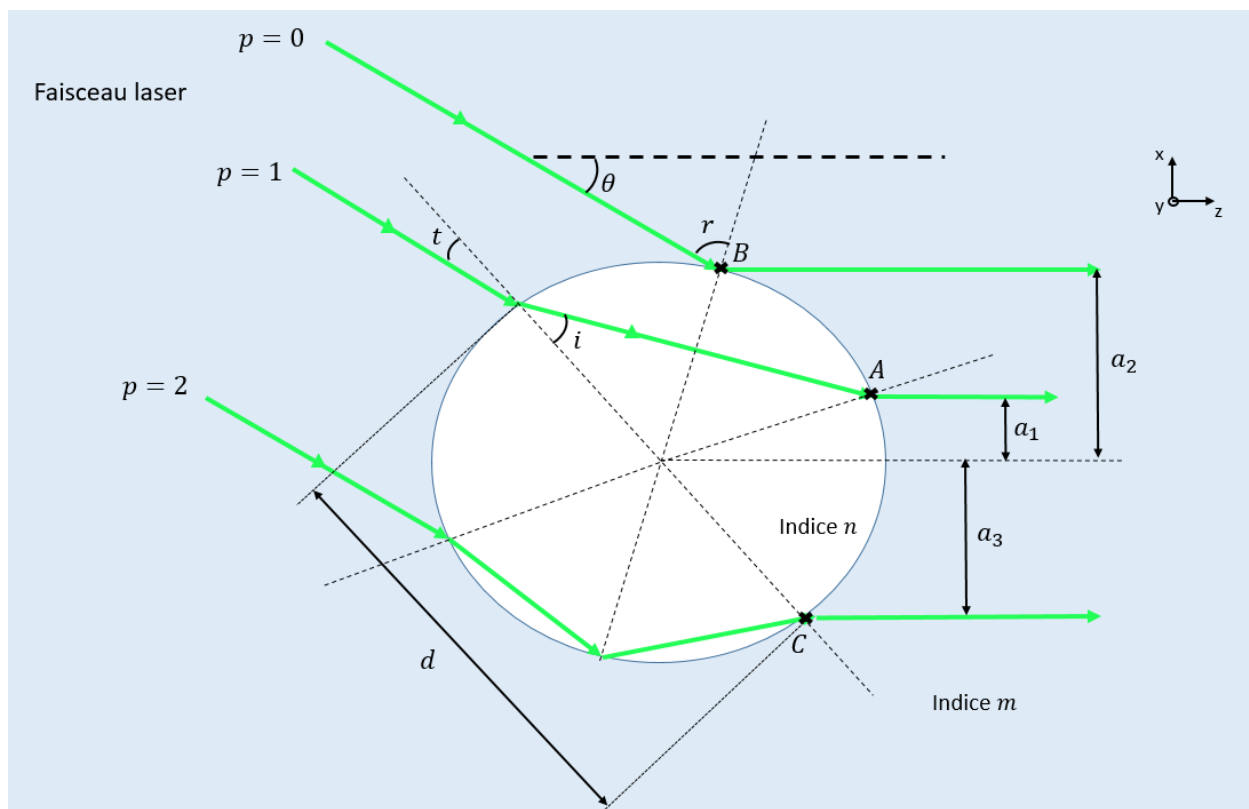


Figure 2-13 : Positions géométriques de trois glare points d'ordre $p = 0, 1$ et 2 à la surface d'une particule sphérique éclairée en lumière cohérente (avec $m > n$).

La relation entre le diamètre d de la particule et la distance $|a_2 - a_1|$ entre les deux glare points A et B s'écrit alors :

$$a_2 - a_1 = \frac{d}{2} \left(\cos \frac{\theta}{2} - \frac{n \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{m^2 + n^2 - 2mn \cos \left(\frac{\theta}{2} \right)}} \right) \quad (2.22)$$

On obtient aussi le déphasage introduit par la particule entre les rayons d'ordre $p = 0$ et $p = 1$:

$$\Delta\varphi_{01} = \frac{2\pi d}{\lambda} \left[m \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) - \sqrt{m^2 + n^2 - 2mn \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right] \quad (2.23)$$

Et entre les rayons d'ordre $p = 1$ et $p = 2$:

$$\Delta\varphi_{12} = \frac{2\pi d}{\lambda} \left[m \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) + 2n \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{4}\right) - \sqrt{m^2 + n^2 - 2mn \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right] \quad (2.24)$$

2.2.3.2 Analyse d'interférogrammes pour des particules sphériques

Si l'on observe maintenant les images interférométriques en défaut de mise au point de particules sphériques éclairées par une lumière cohérente, on remarque que l'interfrange des franges d'interférences est inversement proportionnelle à la taille de la particule comme on peut le voir sur la Fig. 2.14.

Numériquement, la configuration d'imagerie entre la particule diffusante et le capteur CCD est la même que précédemment pour les images simulées ($z_{\text{émetteur}} = 0,13 \text{ m}$, $f = 0,1 \text{ m}$, $z_{\text{CCD}} = 0,393 \text{ m}$, et $\Delta p = -0,04 \text{ m}$). La Fig. 2.14 représente les images interférométriques simulées ($\lambda = 532 \text{ nm}$ et $B_{\text{tot}} = 0,0121 \text{ m}$) de deux particules sphériques de différents diamètres : En (a) on observe la projection dans le plan (x, y) d'une particule sphérique de diamètre $10 \mu\text{m}$ dont les deux glare points sont alignés suivant l'axe x , en (b) son image interférométrique en défaut de mise au point, en (c) la projection dans le plan (x, y) d'une particule sphérique de diamètre $50 \mu\text{m}$ dont les deux glare points sont alignés suivant l'axe x , et en (d) son image interférométrique en défaut de mise au point.

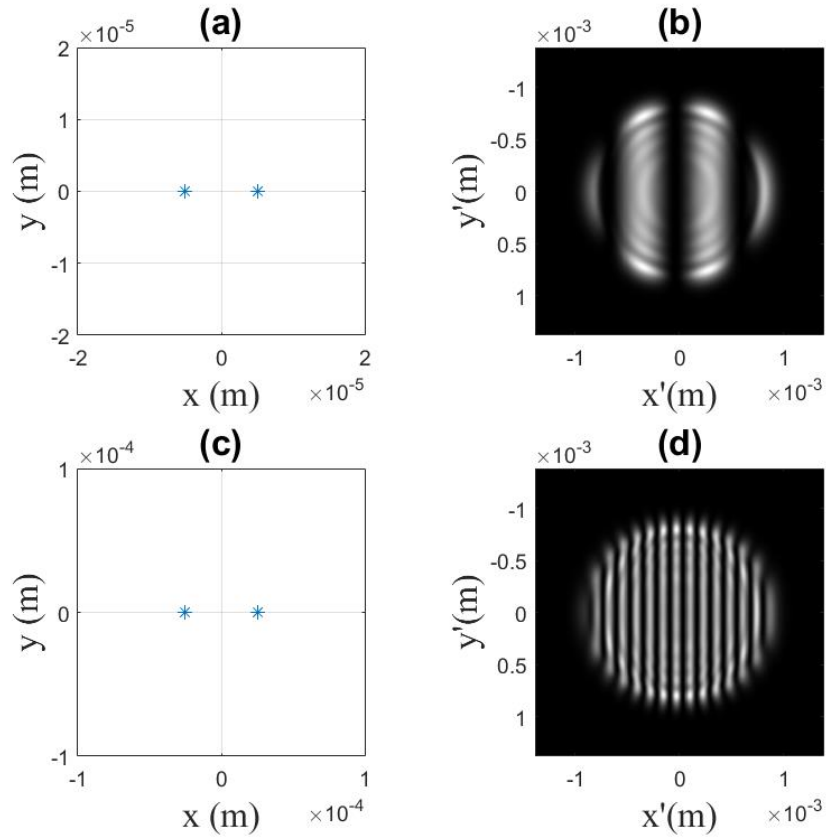


Figure 2-14 : Projection 2D dans le plan du capteur CCD d'une particule sphérique éclairée en lumière cohérente de diamètre $10 \mu\text{m}$ en (a), son image en défaut de mise au point en (b), projection 2D dans le plan du capteur CCD d'une particule sphérique éclairée en lumière cohérente de diamètre $50 \mu\text{m}$ en (c), et son image en défaut de mise au point en (d).

2.3 Simplification théorique et calcul de la taille de particules

2.3.1 Simplification théorique

On se place dans le cas où les conditions de Gauss sont respectées et on néglige l'ouverture du système d'imagerie. Dans le cas général d'une particule irrégulière représentée par N_e glare points, le champ électrique G_2 dans le plan du capteur CCD s'écrit alors directement :

$$G_2(x, y, z_{CCD}) = \sum_{j=1}^{N_e} \left[\frac{\alpha_j}{\sqrt{B_{tot}^x B_{tot}^y}} e^{i(\theta_j + \varphi_j)} e^{i\frac{2\pi}{\lambda} c} \right] \quad (2.25)$$

N_e est le nombre d'émetteurs ponctuels pris en compte, α_j est l'amplitude de l'émetteur j de coordonnées (a_j, b_j) dans la plan (x, y) et φ_j est sa phase. c_j correspond au chemin optique total du champ électromagnétique parcourue de l'émetteur j considéré au capteur CCD. On a également :

$$\theta_j = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{A_{tot}^x a_j^2 + D_{tot}^x x^2 - 2a_j x}{B_{tot}^x} + \frac{A_{tot}^y b_j^2 + D_{tot}^y y^2 - 2b_j y}{B_{tot}^y} \right) \quad (2.26)$$

A_{tot}^x, B_{tot}^x et D_{tot}^x : Les coefficients de la matrice de transfert totale du système d'imagerie suivant l'axe x .

A_{tot}^y, B_{tot}^y et D_{tot}^y : Les coefficients de la matrice de transfert totale du système d'imagerie suivant l'axe y .

Puisque l'ouverture n'a pas été prise en compte, il n'a été nécessaire d'effectuer qu'une transformée d'Huygens-Fresnel généralisée : de la particule au capteur directement. L'intensité I_2 dans le plan du capteur CCD est ensuite obtenue par la multiplication du champ électrique G_2 par son expression conjuguée G_2^* , on obtient alors :

$$\begin{aligned} I_2(x, y, z_{CCD}) &\propto G_2(x, y, z) \times G_2^*(x, y, z) \\ &= \sum_{j=1}^{N_e} \left[\frac{\alpha_j}{\sqrt{B_{tot}^x B_{tot}^y}} e^{i(\theta_j + \varphi_j)} e^{i \frac{2\pi}{\lambda} c} \right] \times \sum_{j=1}^{N_e} \left[\frac{\alpha_j}{\sqrt{B_{tot}^x B_{tot}^y}} e^{i(\theta_j + \varphi_j)} e^{i \frac{2\pi}{\lambda} c} \right] \end{aligned} \quad (2.27)$$

Soit après simplifications :

$$I_2(x, y, z_{CCD}) \propto \sum_{j=1}^{N_e} \left[\sum_{k=1}^{N_e} \frac{\alpha_j \alpha_k^* e^{i(\varphi_j - \varphi_k)}}{\lambda^2 B_{tot}^x B_{tot}^y} e^{i \frac{\pi}{\lambda} \left[\frac{A_{tot}^x}{B_{tot}^x} (a_j^2 - a_k^2) + \frac{A_{tot}^y}{B_{tot}^y} (b_j^2 - b_k^2) \right]} e^{i \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{(a_j^2 - a_k^2)}{B_{tot}^x} x + \frac{(b_j^2 - b_k^2)}{B_{tot}^y} y \right]} \right] \quad (2.28)$$

Pour une particule sphérique, dans le cas où deux *glare points* alignés suivant l'axe x sont observés dans le plan du capteur CCD en mise au point (leur coordonnée b_1 et b_2 selon l'axe y sont nulles), l'expression du champ électrique $G_2(x, y, z_{CCD})$ donnée par l'équation 2.25 s'écrit alors :

$$G_2(x, y, z_{CCD}) = \frac{e^{i \frac{2\pi}{\lambda} c}}{i \lambda \sqrt{B_{tot}^x B_{tot}^y}} (\alpha_1 e^{i\theta_1 + i\varphi} + \alpha_2 e^{i\theta_2}) \quad (2.29)$$

Avec

$$\theta_1 = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{A_{tot}^x a_1^2 + D_{tot}^x x^2 - 2a_1 x}{B_{tot}^x} + \frac{D_{tot}^y y^2}{B_{tot}^y} \right) \quad (2.30a)$$

$$\theta_2 = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{A_{tot}^x a_2^2 + D_{tot}^x x^2 - 2a_2 x}{B_{tot}^x} + \frac{D_{tot}^y y^2}{B_{tot}^y} \right) \quad (2.30b)$$

L'expression de l'intensité I_2 dans le plan du capteur CCD s'écrit alors :

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

Avec

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

2.3.2 Calcul du diamètre de particules sphériques

La fréquence des franges f_i est reliée à la distance $|a_2 - a_1|$ (Eq. 2.20) entre les deux *glare points* par la relation :

$$f_i = \frac{|a_2 - a_1|}{\lambda B_{tot}^x} \quad (2.31)$$

On en déduit alors le diamètre d de la particule sphérique en fonction de la fréquence f_i des franges :

$$d = 2\lambda f_i |B_{tot}^x| \left[\cos \frac{\theta}{2} + \frac{n \sin \frac{\theta}{2}}{\sqrt{m^2 + n^2 - 2mn \cos \left(\frac{\theta}{2} \right)}} \right]^{-1} \quad (2.32)$$

En conclusion, pour calculer le diamètre d'une particule sphérique il nous suffit de connaître le coefficient B_{tot} de la matrice totale du système d'imagerie ainsi que la fréquence des franges composant l'interférogramme. Nous allons maintenant détailler les différentes méthodes qui existent pour estimer les dimensions de particules irrégulières.

2.4 Les différentes méthodes pour estimer les dimensions et estimer la forme 2D générale de particules irrégulières par imagerie interférométrique en défaut de mise au point

2.4.1 A partir de la taille moyenne du grain de *speckle*

Une première méthode existe pour estimer les dimensions de particules irrégulières, elle utilise l'autocorrélation 2D de l'image interférométrique.

La fréquence F la plus élevée présente au sein de la figure de *speckle* est inversement proportionnelle à la taille du grain (notée δ). En mesurant la largeur du pic de l'autocorrélation 2D de la figure de *speckle*, on obtient la taille moyenne du grain de *speckle* qui est liée à la fréquence F la plus élevée du motif de l'interférogramme [37]. On a la relation :

$$\Delta = \lambda F |B_{tot}| \quad (2.33)$$

Avec :

Δ : La distance entre les points brillants les plus éloignés

F : La fréquence spatiale la plus élevée de l'interférogramme

On peut alors écrire une relation liant la taille du grain du *speckle* δ et la distance entre les points les plus éloignés :

$$\Delta = \frac{\alpha \lambda |B_{tot}|}{\delta} \quad (2.34)$$

Où α : Un coefficient d'ajustement

En mesurant la largeur du pic d'autocorrélation de la figure de *speckle* à 50% de sa valeur maximale, on peut alors en déduire la taille du grain moyen de *speckle* en pixels. La taille des pixels du capteur CCD utilisé étant connu, il est facile d'obtenir la taille de la particule en μm .

Cependant dans la gamme de taille des particules étudiées ([50 μm ; 500 μm]) une autre méthode utilisant la transformée de Fourier 2D offre une meilleure précision [53].

2.4.2 A partir de la transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique

En calculant la transformée de Fourier bidimensionnelle de l'intensité I_2 dans le plan du capteur, on obtient :

$$TF2D[I_2(x, y, z_{CCD})](u, v) \propto \sum_{j=1}^{N_e} \left[\sum_{k=1}^{N_e} \frac{\alpha_j \alpha_k^* e^{i\vartheta_{j,k}}}{\lambda^2 B_{tot}^x B_{tot}^y} \delta \left(u - \frac{a_j - a_k}{B_{tot}^x}, v - \frac{b_j - b_k}{B_{tot}^y} \right) \right] \quad (2.35)$$

Où $\vartheta_{j,k}$ est égal à

$$\vartheta_{j,k} = \varphi_j - \varphi_k + \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{A_{tot}^x}{B_{tot}^x} (a_j^2 - a_k^2) + \frac{A_{tot}^y}{B_{tot}^y} (b_j^2 - b_k^2) \right) \quad (2.36)$$

L'autocorrélation bidimensionnelle du champ électrique G_0 diffusé par la particule s'écrit :

$$A_{2D}[G_0(x, y)](dx, dy) = \sum_{j=1}^{N_e} \left[\sum_{k=1}^{N_e} \alpha_j \alpha_k^* e^{i\vartheta_{j,k}} \delta(dx - (a_j - a_k), dy - (b_j - b_k)) \right] \quad (2.37)$$

Il est donc possible d'écrire :

$$|TF2D[I_2(x, y, z_{CCD})](\lambda B_{tot} u, \lambda B_{tot} v)| \propto |A_{2D}[G_0(x, y)](dx, dy)| \quad (2.38)$$

On remarque alors que la forme de l'autocorrélation 2D de la distribution des émetteurs répartis sur la surface de la particule peut être obtenue par la Transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique en défaut de mise au point en appliquant un facteur d'échelle λB_{tot}^x suivant x et λB_{tot}^y suivant y [33].

L'autocorrélation 2D d'un objet 2D a des dimensions deux fois supérieures à cette dernière, il est donc possible d'estimer la taille d'une particule irrégulière à partir de la transformée de Fourier 2D de son image interférométrique. Cela nous permet également de nous faire une idée de la forme 2D générale de la face de la particule projetée sur le plan du capteur CCD.

Malheureusement, la connaissance du contour de l'autocorrélation 2D d'un objet 2D ne donne pas la connaissance du contour de l'objet 2D lui-même. Différents objets 2D peuvent en effet présenter des autocorrélations 2D similaires. Mais il existe des méthodes pour prédire des formes d'objets possibles dont l'autocorrélation 2D correspond à celle attendue. La tri-intersection est l'une de ces méthodes.

2.4.3 Méthode de tri-intersection pour prédire la forme des particules

2.4.3.1 La méthode de tri-intersection

Les recherches menées par Fienup et al. en 1982 [54,55], ont montré qu'il était possible à l'aide d'une méthode nommée la « Tri-intersection » de remonter à l'une des formes 2D

possibles d'un objet à partir du support de son autocorrélation 2D dans le cas d'objets de formes convexes. Rappelons brièvement la méthode de tri-intersection qui permet de le faire. On considère une autocorrélation 2D, centro-symétrique, appelée A illustrée Fig. 2.15. On définit un premier vecteur ω_1 dont l'origine est le centre de A et dont l'extrémité du vecteur est sur le contour de A , notée $\partial(A)$. La copie de l'objet initial A , translatée de ω_1 , est appelée $(A + \omega_1)$. On définit alors un second vecteur ω_2 , dont l'origine est le centre de A et dont l'extrémité du vecteur est à l'intersection des bords de A et $(A + \omega_1)$. La copie de A translatée de ω_2 est appelée $(A + \omega_2)$. Enfin, l'objet B défini par la tri-intersection $B = A \cap (A + \omega_1) \cap (A + \omega_2)$ a une autocorrélation 2D qui correspond à A .

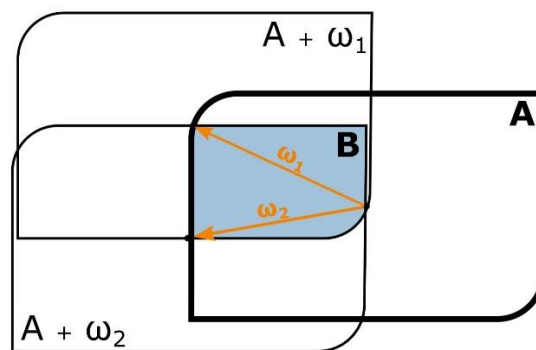


Figure 2-15 : Principe de la méthode de tri-intersection

Cette propriété est valable quel que soit le choix du vecteur initial ω_1 , pourvu que l'origine du vecteur soit le centre de A et que l'extrémité du vecteur soit sur la frontière $\partial(A)$ de A . Sur la base de cette méthode, nous avons développé un programme qui délivre six formes 2D possibles d'un objet 2D dont l'autocorrélation 2D est déduite de la transformée de Fourier 2D des images interférométriques enregistrées expérimentalement. Le choix de six formes, parmi six vecteurs ω_1 initiaux, est arbitraire et pourrait être modifié. Nous avons déterminé plus de 6 formes 2D possibles par image interférométrique lors de la réalisation de notre étude. Le nombre de formes a été ici limité à 6 afin de présenter des figures visibles et aussi afin d'estimer un nombre significatif de volumes de particules combinant deux angles de vue : $6 \times 6 = 36$. Avec notre programme, nous pouvons prédire automatiquement « n » formes possibles avec un choix de « n » vecteurs ω_1 , orientés d'un angle de $\frac{k\pi}{n}$ par rapport à l'axe horizontal ($k \in \llbracket 0, n - 1 \rrbracket$). En pratique, le choix du vecteur initial ω_1 conditionne fortement la forme finale qui sera obtenue. Le principe d'un programme automatisé pour déterminer n formes possibles peut être résumé comme suit :

- Transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique.
- Détection de contour : obtention du contour de l'autocorrélation 2D notée A .
 - Détermination de l'extrémité du vecteur ω_1 , orienté d'un angle de $\frac{k\pi}{n}$ par rapport à l'axe horizontal.
 - Première translation du contour de l'objet A pour déterminer le contour de l'objet $(A + \omega_1)$.

- Détermination de l'extrémité du vecteur ω_2 (point d'intersection).
- Deuxième translation du contour de l'objet A pour déterminer le contour de l'objet $(A + \omega_2)$.
- Remplissage et binarisation des trois contours d'objets $A, (A + \omega_1), (A + \omega_2)$.
- Calcul du produit : $A \times (A + \omega_1) \times (A + \omega_2)$.
- Détermination des formes d'objet possibles B_k dont l'autocorrélation 2D est A .

2.4.3.2 Application à des particules simulées

La méthode de tri-intersection s'appuie sur la méthode d'analyse de nos images interférométriques de type speckle par transformée de Fourier 2D, expliquée précédemment dans la section 2.4.2.2. Elle est utilisée pour prédire des formes 2D possibles qui auraient des autocorrélations 2D similaires. Elle est particulièrement bien adaptée aux cas où la forme initiale, correspondant à l'autocorrélation 2D d'un objet, est convexe. Nous allons maintenant tester la méthode de tri-intersection sur trois particules irrégulières dont l'autocorrélation 2D est convexe ou non.

Trois particules irrégulières sont respectivement représentées dans la Fig. 2.16 (a), (b) et (c). Les caractéristiques des différentes particules simulées sont énumérées ci-dessous :

- Le bâton est composé de 250 glare points distribués sur toute la surface de la particule. Sa taille est de $300\mu m$ de longueur et de $2\mu m$ de largeur.
- La croix est composée de 400 glare points répartis sur toute la surface de la particule. La particule consiste en 2 branches principales, chacune de $300\mu m$ de long et de $2\mu m$ de large.
- La dendrite est composée de 400 glare points répartis sur tout la surface de la particule. La particule consiste en 6 branches principales chacune de $180\mu m$ de long et de $2\mu m$ de large. Chaque branche principale est composée à son extrémité de petites branches secondaires.

Les Figs. 2.17 (a), (b) et (c) montrent la projection dans le plan (x, y) des particules en forme de bâton, croix et dendrite respectivement.

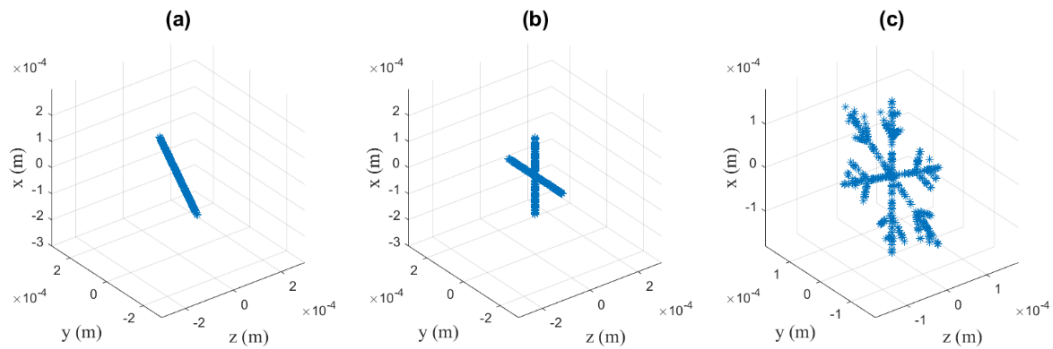


Figure 2-16 : Représentation tridimensionnelle d'une particule en forme de bâton (a), en forme de croix (b), et en forme de dendrite (c).

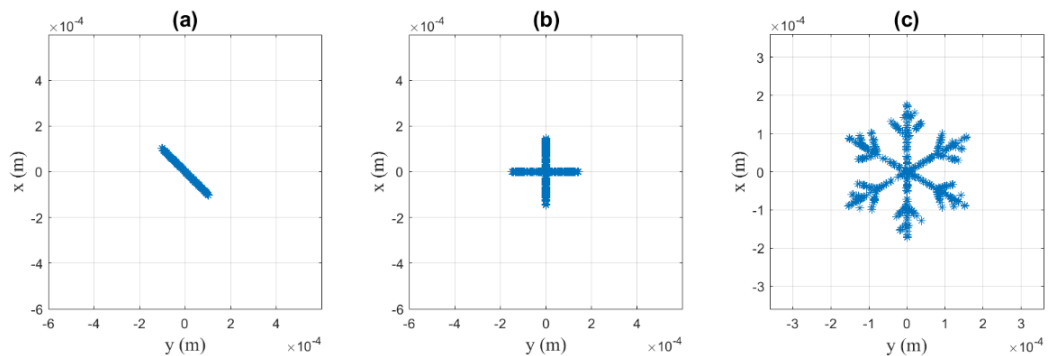


Figure 2-17 : Projection dans le plan (x, y) de la particule en forme de bâton (a), en forme de croix (b), et en forme de dendrite (c).

Les images interférométriques en défaut de mise au point sont simulées en utilisant le simulateur scalaire présenté dans la partie 2.2.2. Le système optique considéré ici peut être décomposé comme suit : une tranche d'air de la particule considérée à la lentille, la lentille et une deuxième tranche d'air de la lentille au plan de défaut de mise au point du capteur CCD. Numériquement, la configuration d'imagerie entre la particule diffusante et le capteur CCD est la même que précédemment pour les images simulées ($z_{\text{émetteur}} = 0,13 \text{ m}$, $f = 0,1 \text{ m}$, $z_{\text{CCD}} = 0,393 \text{ m}$, et $\Delta p = -0,04 \text{ m}$). Le défaut de mise au point est caractérisé par le paramètre $B_{\text{tot}} = 0.0121 \text{ m}$. La longueur d'onde est $\lambda = 532 \text{ nm}$. Les images interférométriques des projections dans le plan (x, y) de chacune des trois particules (bâton, croix, dendrite) sont présentées respectivement dans les Figs. 2.18 (a), (b) et (c). x' , y' et z'

désignent les coordonnées dans le plan des images interférométriques alors que x , y , et z désignent les coordonnées dans le domaine des particules. Dans les prochaines étapes, uniquement le centre des images interférométriques est utilisé, cela permet de réduire l'impact du bruit introduit par l'ouverture du diaphragme. Les images interférométriques simulées ont une résolution de 680×680 pixels (la taille d'un pixel est de $3\mu\text{m}$), une bonne résolution qui permet d'être plus précis dans les nuances de gris. Elles sont également enregistrées en 32 bits ce qui permet encore une fois d'être plus précis dans les nuances de gris.

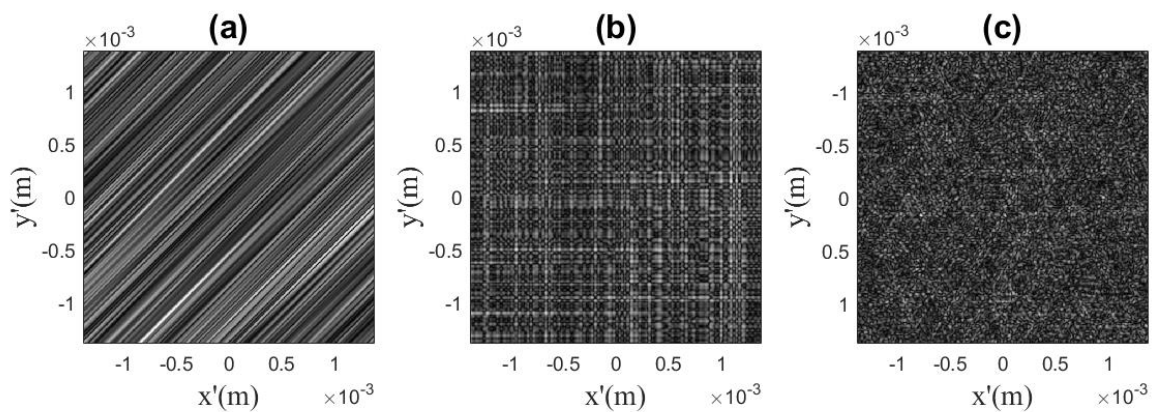


Figure 2-18 : Images interférométriques en défaut de mise au point : bâton (a), croix (b), et dendrite (c).

On effectue ensuite la transformée de Fourier 2D des images interférométriques. Puis on binarise le résultat obtenu. Les Figs. 2.19 (a) (resp. 2.19 (b) et 2.19 (c)) présentent la transformée de Fourier 2D binarisée des images interférométriques obtenues en défaut de mise au point, et présentées dans les Figs. 2.18 (a) (resp. 2.18 (b) et 2.18 (c)), c'est-à-dire pour les trois particules présentées précédemment. Après application du facteur d'échelle λB_{tot} , la taille d'un pixel sur les images des figures est de $3.15\mu\text{m}$. Selon la relation 2.38, ces formes peuvent être assimilées à l'autocorrélation 2D de la forme de leur particule.

Les Figs. 2.20 (a), (b) et (c) représentent trois objets 2D possibles obtenus en utilisant la méthode de la tri-intersection appliquée à l'autocorrélation 2D représentée sur la Fig. 2.19 (a). Les figures 2.20 (d) – (f) montrent alors la différence entre la transformée de Fourier 2D binarisée initiale du motif interférométrique (cf Fig. 2.19 (a)) avec l'autocorrélation 2D calculée de l'objet prédit (respectivement pour tous les 3 objets). La couleur grise indique qu'il n'y a pas de différence entre les deux fonctions. La couleur blanche indique les zones où la transformée de Fourier 2D est plus grande. La couleur noire indique les zones où l'autocorrélation 2D est plus importante. On voit que les écarts restent très limités. Les prédictions de forme à l'aide de la méthode de tri-intersection sont satisfaisantes dans le cas où la transformée de Fourier 2D binarisée est de forme convexe.

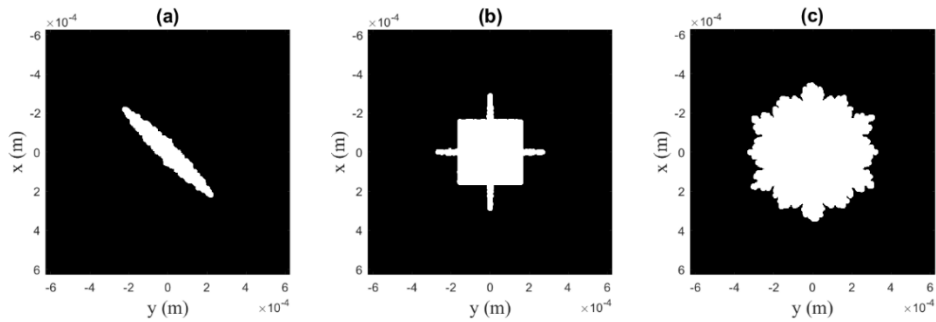


Figure 2-19 : Images binarisées de la transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique de la Fig 2.18 (a) en (a), Fig 2.18 (b) en (b) et Fig 2.18 (c) en (c).

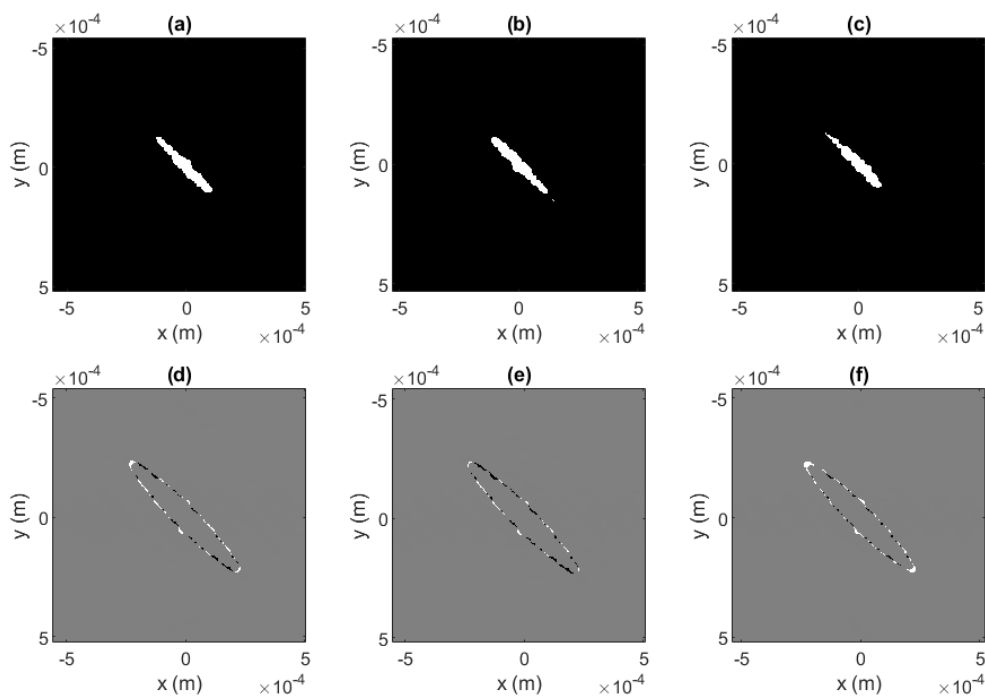


Figure 2-20 : Trois formes possibles de la particule en forme de bâton [respectivement (a)-(c)] dont l'autocorrélation 2D correspond à celle de la Fig. 2.19 (a) et les soustractions des autocorrélations 2D de ces formes avec la forme de la Fig. 2.19 (a) déduite de l'expérience numérique en (d), (e) et (f) respectivement.

Les Figs. 2.21 (a), (b) et (c) représentent trois objets 2D possibles obtenus en utilisant la méthode de la tri-intersection appliquée à l'autocorrélation 2D représentée sur la Fig. 2.19 (b). Les figures 2.21 (d) – (f) montrent alors la différence entre la transformée de Fourier 2D

binarisée initiale du motif interférométrique (cf Fig. 2.19 (b)) avec l'autocorrélation 2D calculée de l'objet prédit (respectivement pour tous les 3 objets). On voit que les écarts dans ce cas sont plus importants notamment avec le dernier des trois objets. Cela est dû à la forme très concave de l'autocorrélation 2D de la particule en forme de croix avec énormément d'angles droits. On note cependant que pour les deux premiers objets obtenus les écarts restent raisonnables, et la forme 2D globale de la particule est retrouvée, malgré des erreurs sur l'épaisseur des différentes branches.

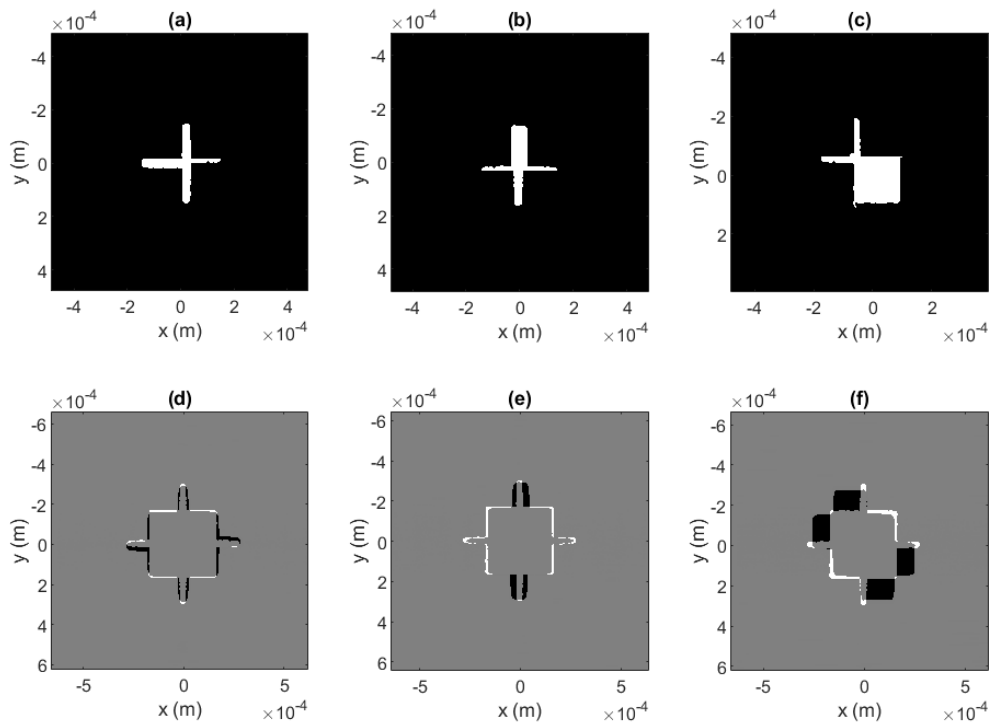


Figure 2-21 : Trois formes possibles de la particule en forme de croix [respectivement (a)-(c)] dont l'autocorrélation 2D correspond à celle de la Fig. 2.19 (b) et les soustractions des autocorrélations 2D de ces formes avec la forme de la Fig. 2.19 (b) déduite de l'expérience en (d), (e) et (f) respectivement.

Les Figs. 2.22 (a), (b) et (c) représentent trois objets 2D possibles obtenus en utilisant la méthode de la tri-intersection appliquée à l'autocorrélation 2D représentée sur la Fig. 2.19 (c). Les figures 2.22 (d) – (f) montrent alors la différence entre la transformée de Fourier 2D binarisée initiale du motif interférométrique (cf Fig. 2.19 (c)) avec l'autocorrélation 2D calculée de l'objet prédit (pour les 3 objets respectivement). Comme pour la particule en forme de bâton on voit que les écarts sont plus limités que pour la particule en forme de croix, les prédictions sont donc plutôt satisfaisantes. On observe que l'autocorrélation 2D dans ces cas présente pourtant des concavités tout autour, ce qui explique les écarts tout de même plus importants que pour le bâton. La forme 2D globale de la particule est plutôt bien retrouvée pour les deux derniers objets obtenus.

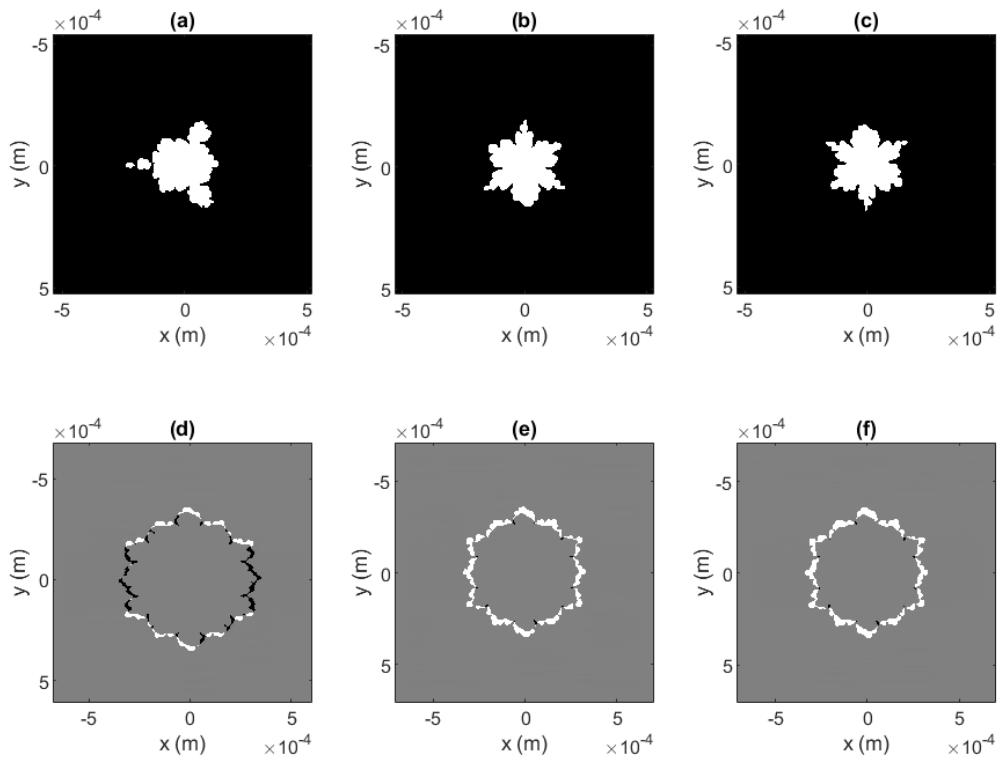


Figure 2-22 : Trois formes possibles de la particule en forme de dendrite [respectivement (a)-(c)] dont l'autocorrélation 2D correspond à celle de la Fig. 2.19 (c) et les soustractions des autocorrélations 2D de ses formes avec la forme de la Fig. 2.19 (c) déduite de l'expérience en (d), (e) et (f) respectivement.

Il existe deux sources d'erreurs lors de la mesure de la taille de la particule. La première est l'estimation du paramètre λB_{tot} qui est nécessaire à la mise à l'échelle des axes après transformée de Fourier 2D (Eq. 2.38) : elle correspond en fait à une estimation correcte du paramètre de défocalisation. On réalise au préalable une calibration avec un objet de taille connue. La deuxième source d'erreur est la définition du seuil de binarisation après transformée de Fourier 2D des interférogrammes. Par exemple, la taille de la particule en forme de croix selon l'axe y est estimée à $y_p \pm \Delta y_p = 360 \pm 35 \mu m$ et selon l'axe x à $x_p \pm \Delta x_p = 360 \pm 38 \mu m$.

Les différences apparaissent plus importantes, notamment dans les domaines où la concavité est la plus prononcée. Les prédictions de forme par la méthode de tri-intersection ne sont pas très bonnes pour certains objets mais restent tout de même satisfaisantes. Cette méthode peut donc s'avérer intéressante pour la reconstruction de volume 3D : l'ajout d'autres angles de vues devrait en effet permettre de corriger certaines erreurs sur la forme 3D, qui auraient pu être introduites par un angle de vue, où l'autocorrélation de la forme 2D de la particule, aurait une concavité conduisant à des estimations de formes 2D possibles moins bonnes.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, la description de la technique d'imagerie en défaut de mise au point est décrite. Elle a été développée en 1986 pour la première fois par Konig et al. [13] pour la caractérisation de gouttelettes d'eau (ILIDS) [14] et reprise en 2014 par Brunel et al. pour la caractérisation de particules rugueuses irrégulières [24,25,31-33,53,56]. Le modèle de diffusion de la lumière s'appuyant sur la théorie de Lorentz-Mie et reprise par Debye est décrit pour le cas d'une particule sphérique. Dans le cas plus compliqué d'une particule irrégulière, la diffusion de la lumière peut être modélisée par un ensemble d'émetteurs de Dirac distribués sur l'ensemble de la forme de la particule. La propagation de la lumière provenant de ces émetteurs à travers le système d'imagerie peut alors être décrite grâce à l'intégrale d'Huygens-Fresnel généralisée. Et grâce à une approche simplifiée du modèle théorique, il est alors possible d'estimer les dimensions et d'avoir une idée de la forme globale de la particule à partir de différentes méthodes. Une étude confirme à nouveau que l'autocorrélation 2D du contour de la forme projetée de la particule sur le plan du capteur CCD correspond à la transformée de Fourier 2D de son image interférométrique en défaut de mise au point. L'autocorrélation 2D d'une image nette ayant des dimensions deux fois supérieures à cette dernière, cette méthode permet d'estimer la taille d'une particule irrégulière ainsi que sa forme générale mais elle ne permet pas d'obtenir le contour exact de l'objet. En s'appuyant sur ce résultat, il devient possible de prédire des objets possibles dont l'autocorrélation 2D correspond à celle attendue en utilisant la méthode de tri-intersection. Cela permet alors en utilisant un deuxième angle de vue de la particule d'obtenir une estimation du volume 3D des particules. Dans le chapitre suivant, nous verrons l'application de la méthode de tri-intersection pour l'estimations de la taille et du volume de particules de glaces dans deux conditions expérimentales différentes.

CHAPITRE

3

3 Estimations de la taille et du volume de particules de glace dans différentes conditions expérimentales.

Les avions de ligne se déplacent pendant leurs vols, dans la partie basse de la troposphère. La température dans la troposphère décroît rapidement, de 0,6 °C par 100 m, en moyenne, avec l'altitude, jusqu'à une limite que l'on nomme la tropopause, située à 8 km du sol dans les régions polaires et à 17 km dans les régions équatoriales, où la température est comprise entre – 55 et – 60 °C. De plus, la troposphère comporte des zones nuageuses composées d'un ensemble de particules d'eau et/ou de glace en suspension. La sécurité des aéronefs peut alors être mise en péril par la formation de givre sur les différentes parties 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 (LiquidWaterContent) et la teneur en glace IWC (IceWaterContent). Ainsi il est important de pouvoir détecter ces conditions givrantes dangereuses pour les aéronefs en vol.

Dans ce chapitre, nous présenterons deux études expérimentales pour la caractérisation (taille et volume) de particules de glace par imagerie interférométrique en défaut de mise au point (IPI) en utilisant la méthode de tri-intersection décrite dans le chapitre précédent. La première étude portera sur la caractérisation de particules de glaces générées en laboratoire à l'aide d'une colonne réfrigérante et la deuxième étude, sur la caractérisation de particules de glaces dans une soufflerie en tunnel givrant.

3.1 Estimation du volume de particules irrégulières en utilisant un montage multivues et la méthode de tri-intersection : cas expérimental

3.1.1 Système expérimental : La colonne givrante

Le dispositif expérimental présenté Fig. 3.1 a été développé par Justin Jacquot Kielar au CORIA et repris et amélioré par Mohamed Talbi. Le dispositif est le suivant :

Des gouttelettes d'eau sont injectées dans une chambre froide [56], elles tombent et gèlent lors de leur descente dans la colonne. La température à l'intérieure de la colonne peut atteindre les -65° . Des fenêtres optiques sont situées au bas de la colonne pour assurer l'illumination laser et l'acquisition d'images. Les particules de glace sont éclairées par des impulsions de 4ns, 5mJ à 532 nm émises par un laser Nd:YAG à fréquence doublée. Deux lignes configurées en défaut de mise au point permettent l'imagerie interférométrique des particules suivant deux angles de vue perpendiculaires. Pour chacune de ces 2 vues, des séparateurs de faisceaux sont utilisés pour enregistrer simultanément les images nettes (capteurs 1 et 3) associées aux images en défaut de mise au point correspondantes de la même particule (capteurs 2 et 4). La vue observée avec les capteurs 1 et 2 sera appelée vue1. La vue observée avec les capteurs 3 et 4 sera appelée vue 2. Les images dans le plan de mise au point sont obtenues à l'aide d'objectifs ISCOOPTIC à champ lointain (champs de vue $2,45\text{ mm} \times 2,45\text{ mm}$, profondeur de champ 1 mm). Les dispositifs en défaut de mise au point sont constitués d'objectifs Nikon (longueur de mise au point de 180 mm). Les capteurs CCD utilisés pour l'imagerie au point sont composés de 2048×2048 pixels (taille de pixel : $5,5\ \mu\text{m}$). Les capteurs CCD utilisés pour l'imagerie en défaut de mise au point sont composés de 1920×1200 pixels (taille de pixel : $5,86\ \mu\text{m}$). Les quatre capteurs CCD sont synchronisés sur l'impulsion laser pour des acquisitions synchronisées. Le plan de référence (x, y, z) est présenté sur la figure pour plus de clarté. Après transformées de Fourier 2D des images interférométriques, on notera les coordonnées correspondantes dans le domaine spectral (u, v, w) . Des bagues allonge fournissent une imagerie en défaut de mise au point. Les images nettes sont utilisées pour valider les analyses déduites des images en défaut d mise au point. Néanmoins, le faible champ de vision des systèmes d'imagerie nette rend l'enregistrement des images long. En effet, il faut « attendre » les particules dans le champ de vision des lignes d'imagerie *in-focus*. Un instrument embarqué serait simplement composé des lignes d'imagerie interférométrique en défaut de mise au point. La Fig. 3.2 présente une photo du montage expérimental présenté dans la Fig. 3.1.

a)

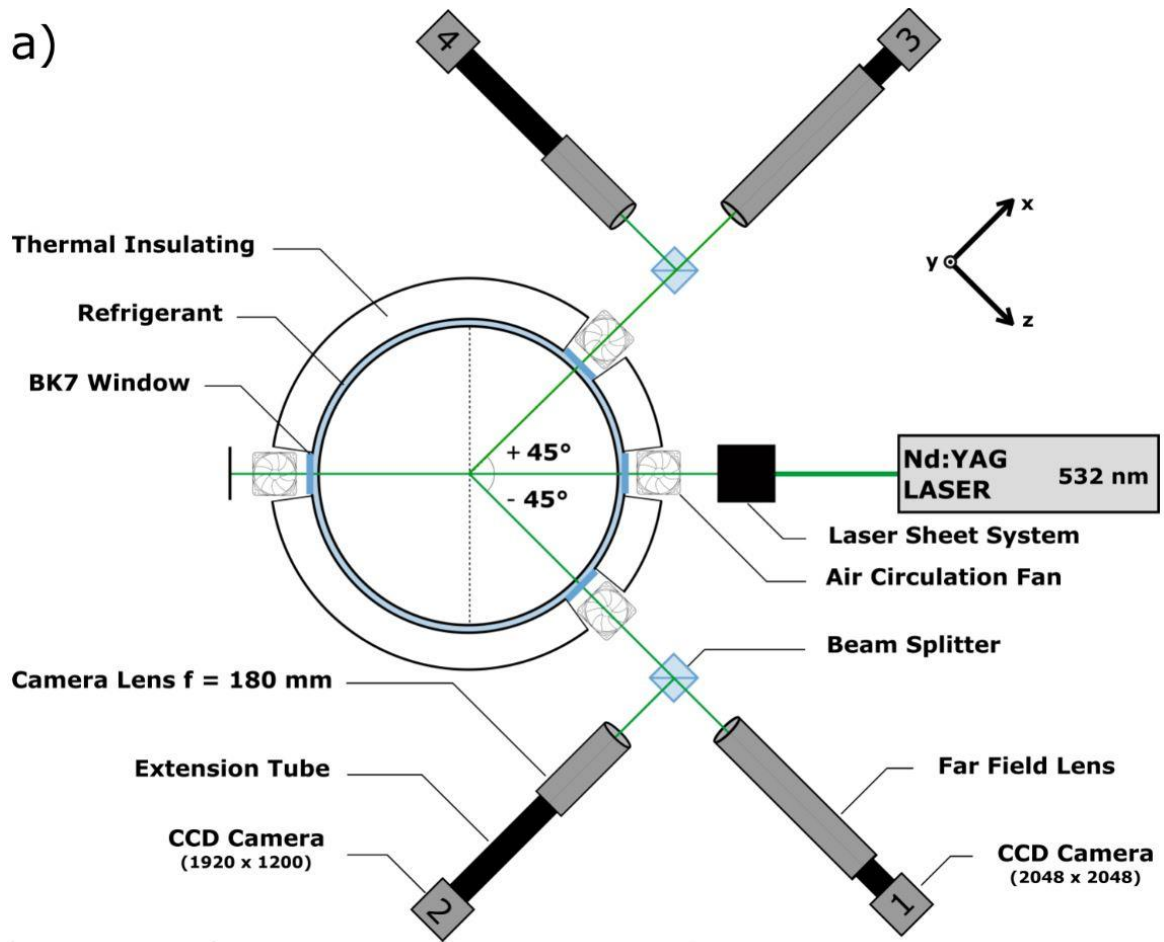


Figure 3-1 : Montage expérimental [Extrait de la thèse de Mohamed Talbi].

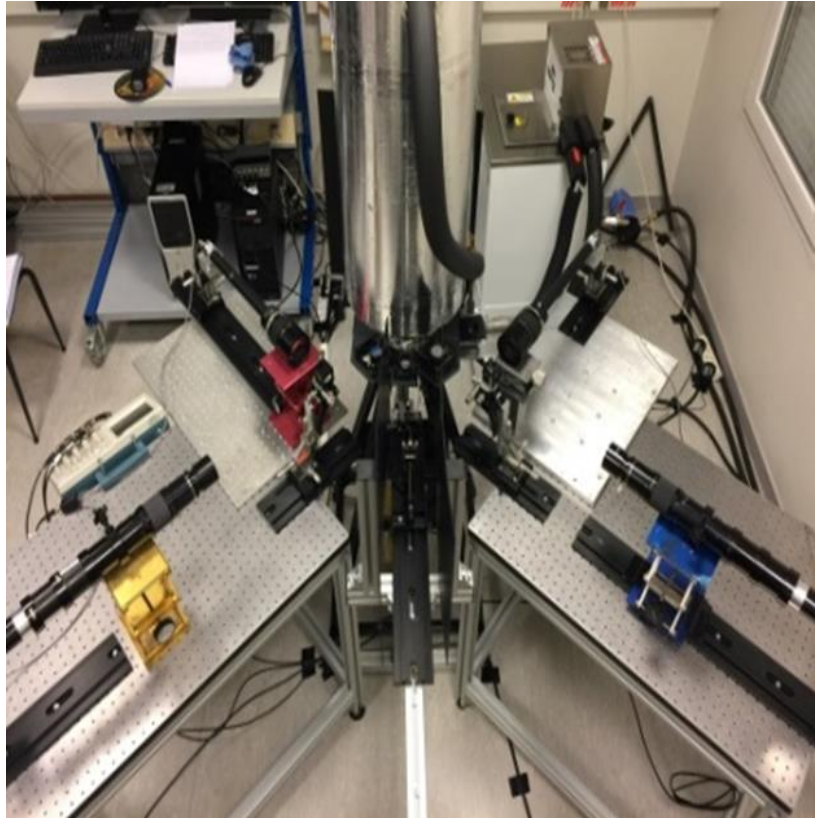


Figure 3-2 : Photo du dispositif expérimental

3.1.2 Premier cas : Analyse de formes convexes

Dans le premier cas qui va être présenté, les autocorrélations 2D obtenues ont des formes convexes. La méthode de tri-intersection est donc particulièrement bien adaptée. La figure 3.3 (a) montre la transformée de Fourier 2D des images interférométriques en défaut de mise au point (les images interférométriques en défaut de mise au point ne sont pas rapportées dans ce cas) d'une première particule. Elle correspond à la vue 1 : observation du plan (xy). Son contour est ensuite rempli et binarisé comme présenté sur la Fig. 3.3 (b). Cette étape est nécessaire car l'analyse est basée sur la correspondance entre le contour de la transformée de Fourier 2D binarisée de l'image interférométrique et l'autocorrélation 2D de la forme de la particule [Eq. 2.38]. Nous n'avons pas la possibilité d'estimer l'erreur qu'elle induit : (i) théoriquement, une comparaison approfondie entre les deux fonctions nécessite le développement de simulations exactes de diffusion de la lumière qui ne sont pas disponibles pour décrire les particules rugueuses irrégulières de toute forme; (ii) expérimentalement, nous n'avons pas la possibilité de générer dans la colonne givrante des particules de glace calibrées de forme 3D parfaitement connue (l'observation simultanée des images nettes des particules sous les mêmes angles de vue est la meilleure solution trouvée, à l'aide des capteurs 1 et 3). Une comparaison des résultats obtenus avec ces images nettes sera faite ultérieurement. La première image out-of-focus a été enregistrée avec le capteur 2. La figure 3.4 (a) montre ensuite la transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique en défaut de mise au point (elle n'est pas rapportée également) de la même particule de glace enregistrée avec le capteur 4. Les acquisitions d'images ont été faites simultanément avec les

capteurs 2 et 4. La figure 3.4 (b) montre le contour rempli et binarisé. En se basant sur la relation (2.38), ces transformées de Fourier 2D sont assimilées aux autocorrélations 2D de la forme de la particule, respectivement pour les deux angles de vue.

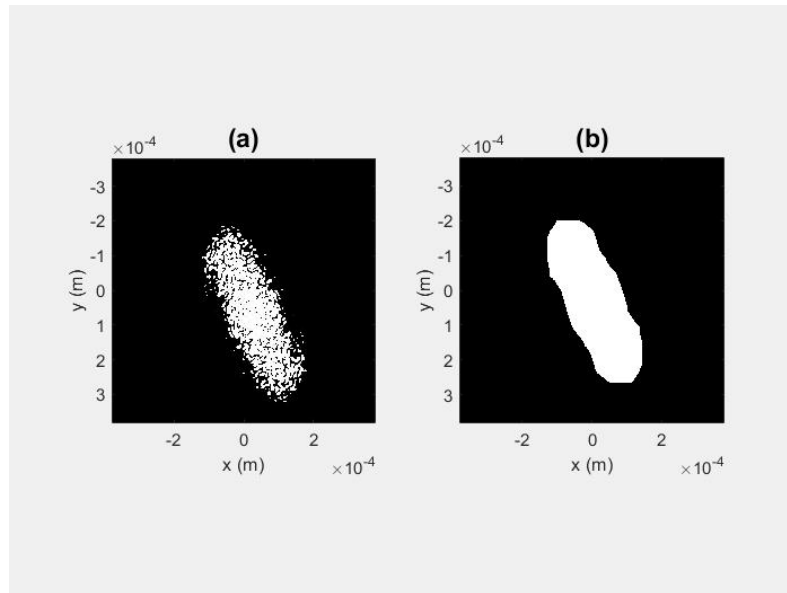


Figure 3-3 : Transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique en défaut de mise au point d'une particule de glace à partir de la vue 1 (plan (x,y)) (a) et l'image binarisée en (b).

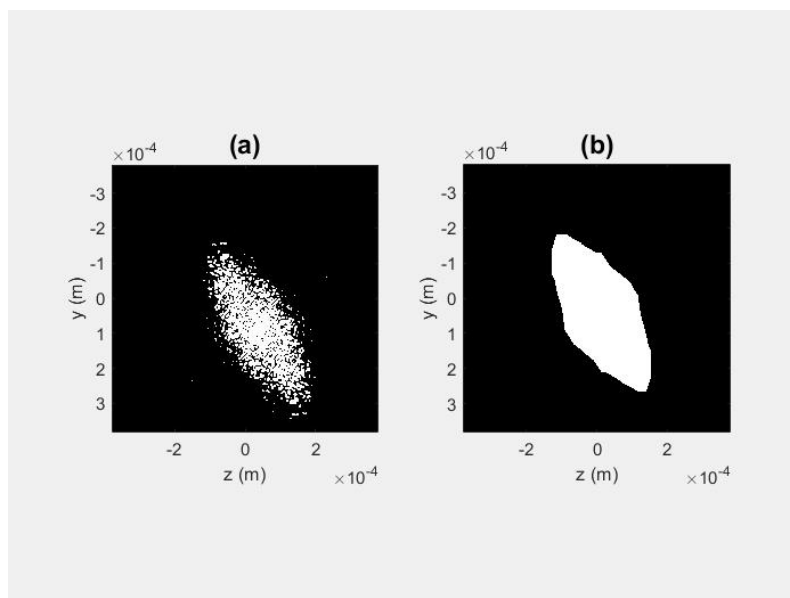


Figure 3-4 : Transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique en défaut de mise au point d'une particule de glace à partir de la vue 2 (plan (z,y)) (a) et l'image binarisée en (b).

Passons maintenant à la reconstruction des objets possibles. Comme vu précédemment, la méthode de tri-intersection est utilisée pour prédire des formes 2D possibles qui auraient des autocorrélations 2D similaires. Les autocorrélations 2D qui seront prises en compte et utilisées

dans ce qui suit sont celles présentées dans la Fig. 3.3 (b) pour la vue 1 et la Fig. 3.4 (b) pour la vue 2. La méthode de tri-intersection est ainsi appliquée pour reconstruire des objets possibles en respectant les résultats expérimentaux observés sur les deux vues. Les figures 3.5 (a) à (f) montrent 6 objets 2D possibles dont les autocorrélations 2D correspondent à celle de la Fig. 3.3 (b), c'est-à-dire à la vue 1. Les unités des axes x et y sont en mètres. Ils montrent les dimensions exactes des particules possibles après application du coefficient d'échelle λB_{tot} avec ($\lambda = 532 \text{ nm}$ et $B_{tot} = -0,0229 \text{ m}$).

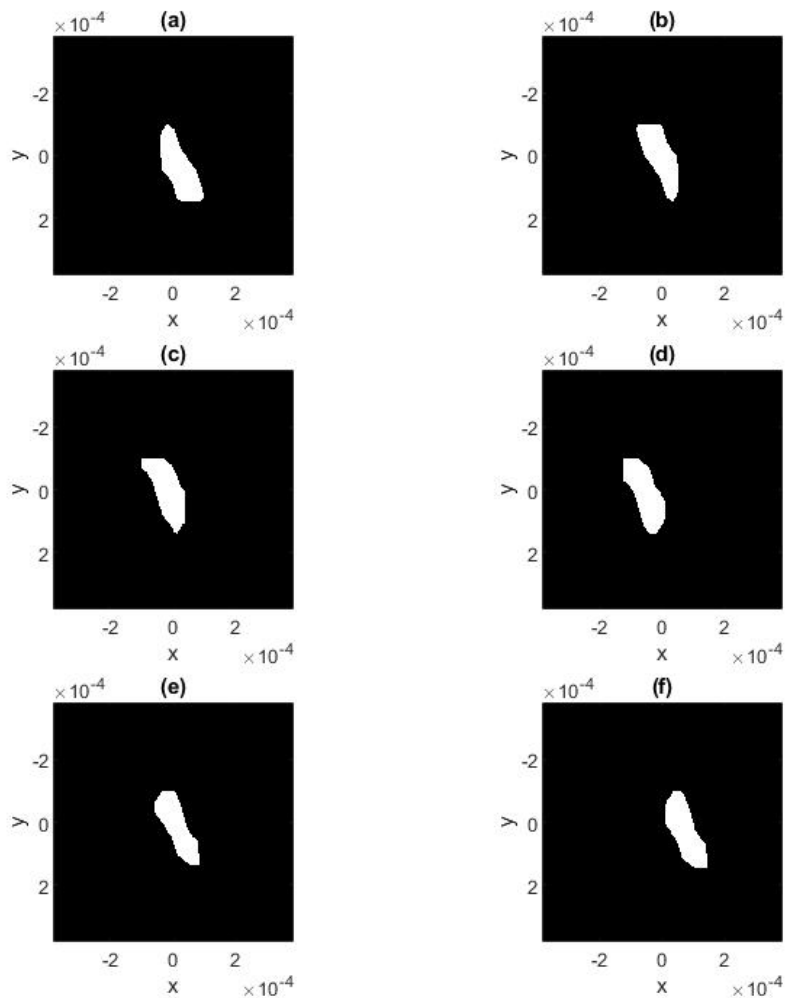


Figure 3-5 : Six formes possibles [respectivement (a)-(f)] dont l'autocorrélation 2D correspond à celle de la Fig. 3.3 (b) [de la vue 1, plan (x,y)]

Pour comparer avec la fonction initiale, nous pouvons calculer les autocorrélations 2D de ces six objets possibles. Les figures 3.6 (a) – (f) montrent alors la différence entre la transformée de Fourier 2D binarisée initiale du motif interférométrique [observée sur la vue 1, Fig. 3.3 (b)] avec l'autocorrélation 2D calculée de l'objet prédit (respectivement pour tous les 6 objets). La couleur grise indique qu'il n'y a pas de différence entre les deux fonctions. La couleur blanche indique les zones où la transformée de Fourier 2D est plus grande. La couleur noire indique

les zones où l'autocorrélation 2D est plus importante. On voit que les écarts restent très limités. Les prédictions de forme à l'aide de la méthode de tri-intersection sont satisfaisantes.

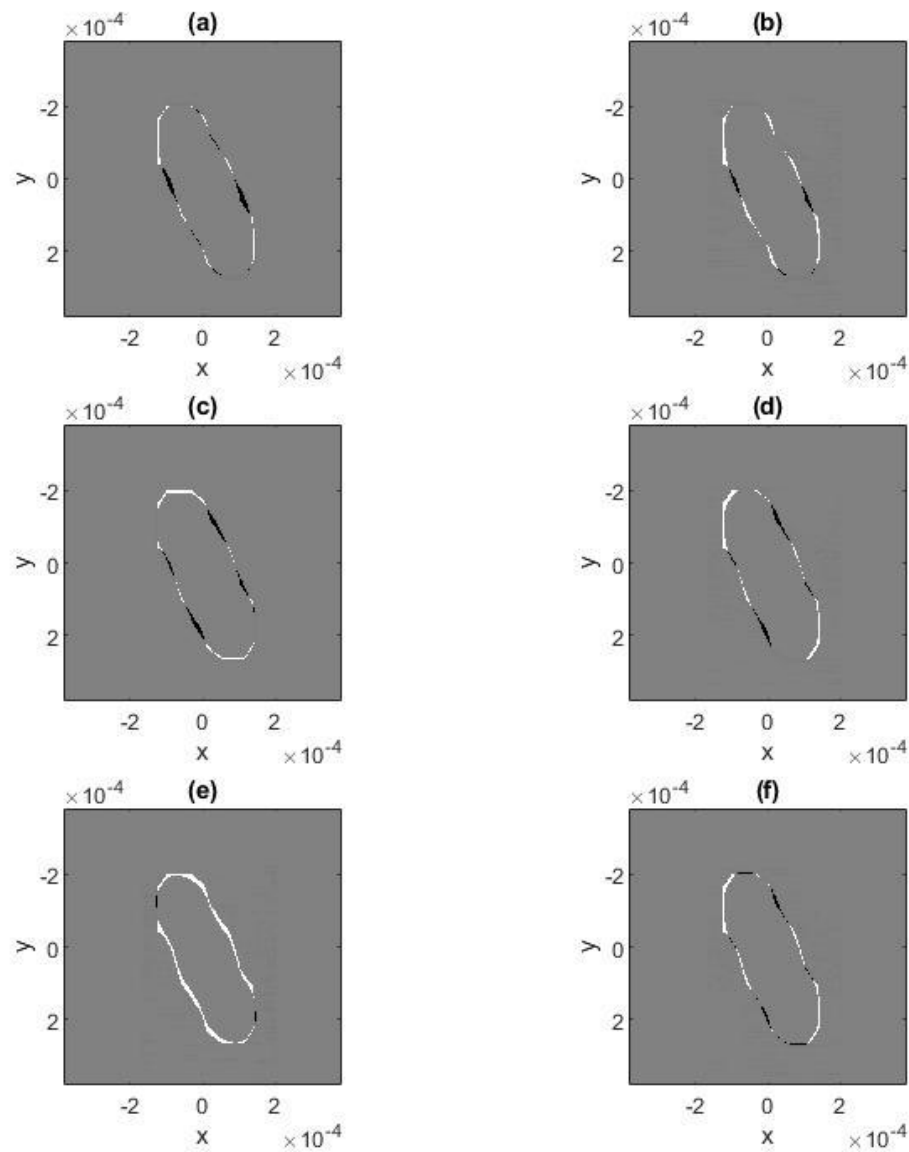


Figure 3-6 : Soustractions des autocorrélations 2D des formes de la Fig. 3.5 (p) [dans la sous-figure (p)] avec la forme de la Fig. 3.3 (b) déduite de l'expérience [avec (p) = (a) - (f) respectivement].

En utilisant à nouveau la méthode des tri- intersections, les Fig. 3.7 (a)–(f) montrent maintenant 6 objets 2D possibles dont les autocorrélations 2D correspondent à celle de la Fig. 3.4 (b), c'est-à-dire à la vue 2. Les Figs. 3.8 (a) – (f) montrent alors la différence entre la transformée de Fourier 2D binarisée initiale du motif interférométrique [observée sur la vue 2, Fig. 3.4 (b)] avec l'autocorrélation 2D calculée de l'objet prédit (respectivement pour tous les 6 objets). Comme pour la vue 1 on voit que les écarts sont très limités, les prédictions sont donc plutôt satisfaisantes.

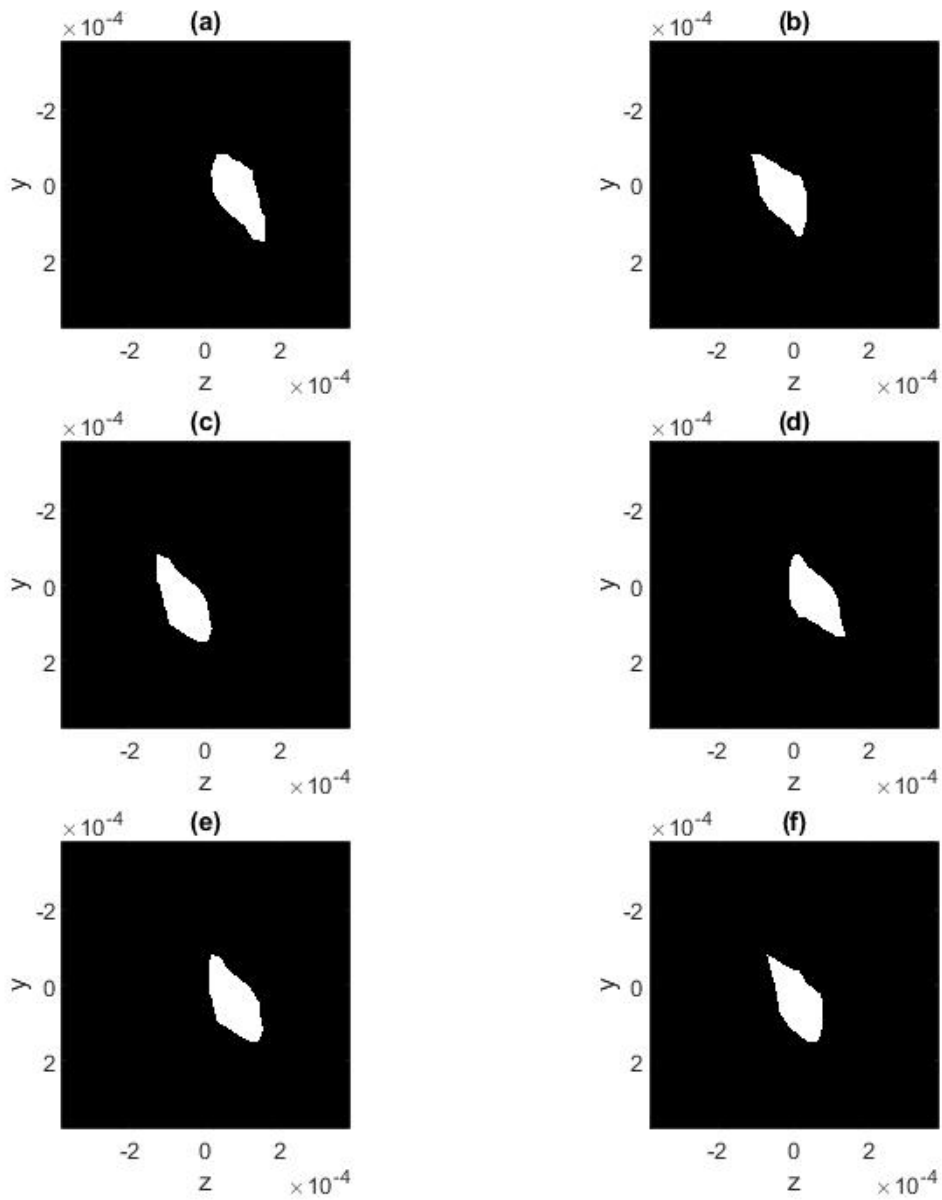


Figure 3-7 : Six formes possibles [respectivement (a)-(f)] dont l'autocorrélation 2D correspond à celle de la Fig. 3.4 (b) [de la vue 2, plan (z,y)]

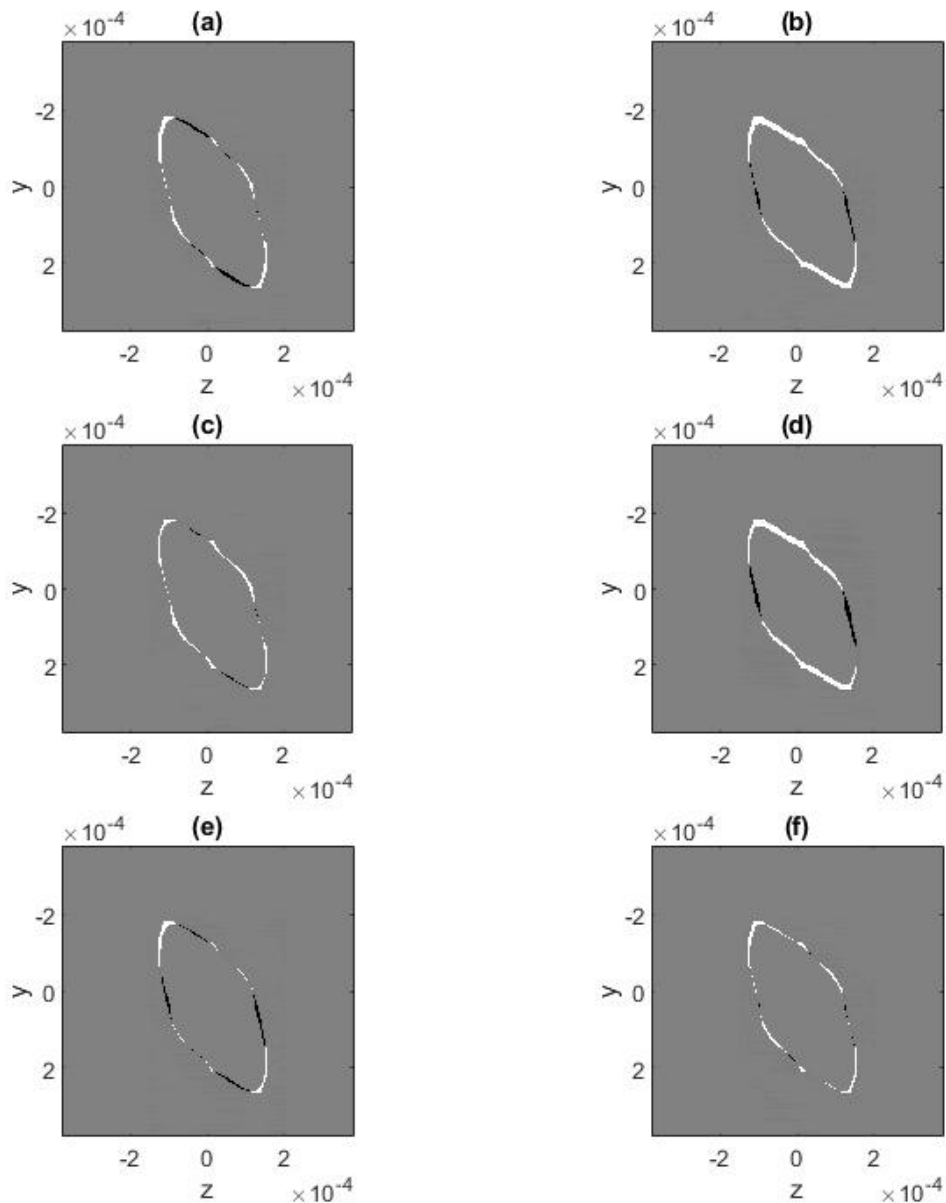


Figure 3-8 : Soustractions des autocorrélations 2D des formes de la Fig. 3.7 (p) [dans la sous-figure (p)] avec la forme de la Fig. 3.4 (b) déduite de l'expérience [avec (p) = (a) - (f) respectivement].

Ces différentes formes obtenues pour les vues 1 et 2 sont ensuite combinées pour reconstruire différents objets 3D qui respectent les résultats expérimentaux sur les deux vues. Le principe de cette reconstruction peut s'expliquer comme suit : on réalise un masque correspondant à un objet possible pour la vue 1 et un masque correspondant à un objet possible pour la vue 2. L'objet 3D reconstruit est celui qui serait obtenu à partir d'un procédé de photo polymérisation obtenu à partir d'un premier laser UV incident sur le masque 1 tandis qu'un deuxième laser UV serait incident sur le masque 2 selon un axe perpendiculaire, comme illustré sur la Fig. 3.9. On suppose donc qu'il n'y a pas de trou dans l'objet reconstruit. Après

ce processus de reconstruction, le volume de l'objet 3D reconstruit est évalué. Comme 36 combinaisons peuvent être faites (6 pour la vue 1 \times 6 pour la vue 2), nous obtenons 36 valeurs possibles pour le volume de la particule de glace. Ces 36 estimations de volume sont reportées sur la Fig. 3.10. On peut observer qu'il y a peu de différences entre les 36 valeurs obtenues.

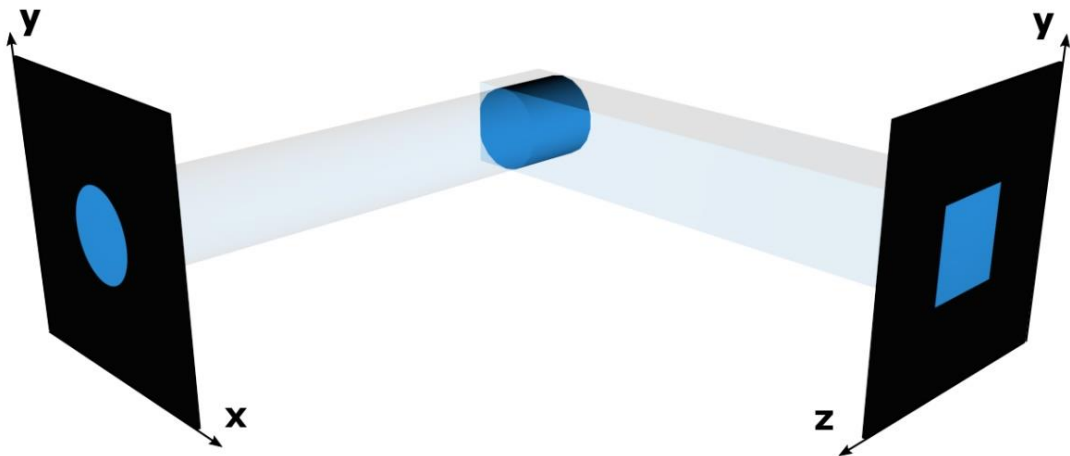


Figure 3-9 : Principe de la reconstruction 3D d'un objet à partir de 2 projections.

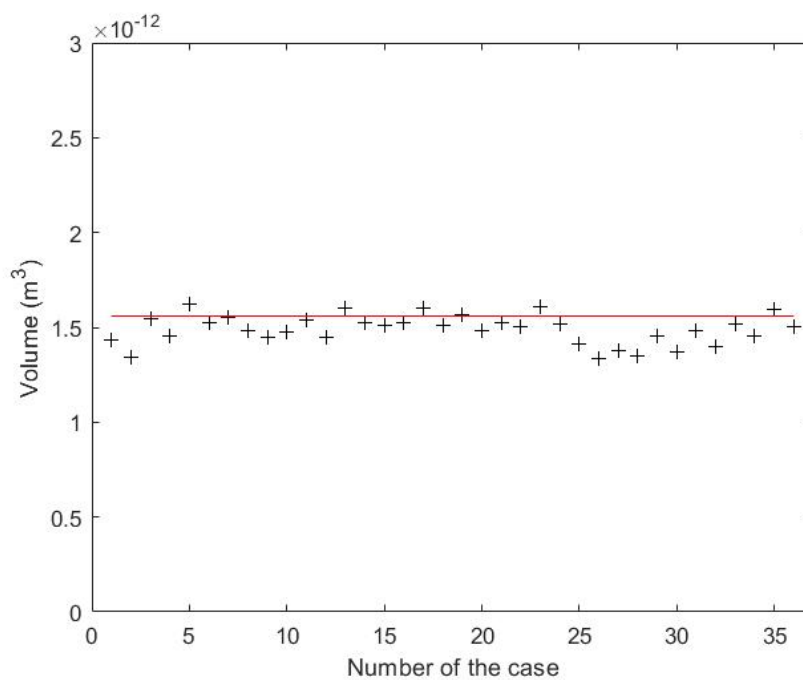


Figure 3-10 : Volumes des 36 particules possibles reconstruites (les croix) et le volume déduit des images nettes (ligne rouge).

Le montage expérimental permet d'enregistrer simultanément des images interférométriques en défaut de mise au point (capteurs 2 et 4 sur la Fig. 3.1) et des images nettes sous le même angle de vue (capteurs 1 et 3 sur la Fig. 3.1). Il est ainsi possible d'estimer le volume de la même particule à partir d'une paire d'images nettes. La figure 3.11 (a) montre l'image en mise au point binarisée de la particule observée à partir de la vue 1 (capteur 1). La binarisation nous permet d'améliorer le contraste des différents « glare points » situés sur cette particule rugueuse irrégulière sous éclairage laser. Le contour de ces différents points lumineux est ensuite rempli. Le contour résultant est présenté sur la Fig. 3.11 (b).

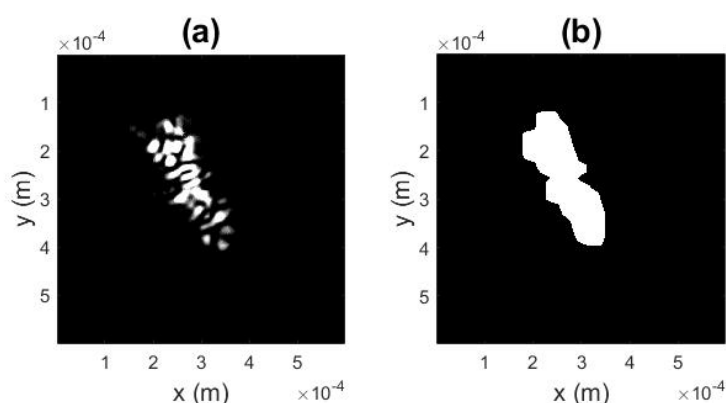


Figure 3-11 : Image nette de la particule de glace 1 (a), et son contour binarisé (b) [vue 1, plan (x,y)].

De manière similaire, la Fig. 3.12 (a) montre l'image mise au point binarisée de la particule observée depuis la vue 2 (capteur3). La forme 3D de la particule est ensuite reconstruite de manière très similaire aux reconstructions 3D précédentes. Selon le procédé de projection illustré sur la Fig. 3.9, le masque 1 dans le plan (xy) est le contour de la figure 3.11 (b), tandis que le masque 2 dans le plan (zy) est le contour de la figure 3.12 (b). On suppose à nouveau qu'il n'y a pas de trou dans l'objet reconstruit. Après ce processus de reconstruction, le volume de l'objet 3D reconstruit est évalué. Il est représenté par une ligne horizontale rouge unie sur la Fig. 3.10.

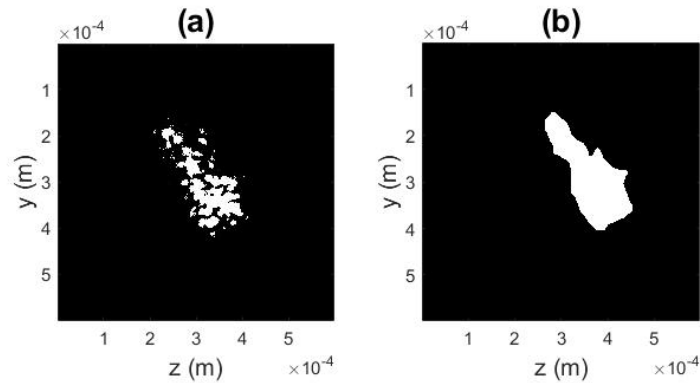


Figure 3-12 : Image nette de la particule de glace 1 (a), et son contour binarisé (b) [vue 2, plan (z,y)].

Ces différents résultats méritent une discussion sur la précision des différentes estimations de volumes de particules. Pour les images en défaut de mise au point, il existe deux sources d'erreurs lors de la mesure de la taille de la particule. La première est l'estimation du paramètre λB_{tot} qui est nécessaire à la mise à l'échelle des axes après transformée de Fourier 2D : elle correspond en fait à une estimation correcte du paramètre de défocalisation. La deuxième source d'erreur est la définition du seuil de binarisation après transformée de Fourier 2D. Par exemple, la taille de la particule selon l'axe y est estimée à $y_p \pm \Delta y_p = 235 \pm 25 \mu m$. Le volume de la particule est alors déduit avec un précision estimé autour de $\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta x_p}{x_p} + \frac{\Delta y_p}{y_p} + \frac{\Delta z_p}{z_p} \approx 30\%$. L'incertitude est en fait plus élevée car la reconstruction 3D introduit ses propres sources d'erreur : aucune connaissance de la vue (xz) de la particule et donc hypothèse d'une forme convexe sur cette vue ; hypothèse qu'il n'y a pas de trou à l'intérieur de la particule. Ces erreurs sont très difficiles, voire impossibles à estimer. Pour les estimations de taille à partir d'images nettes, la principale source d'erreur est le processus de binarisation de l'image, suivi du processus de remplissage du contour, qui tend en général à grossir la particule. Une autre source d'erreur est le facteur de grossissement de la ligne d'imagerie au point. Elle est connue avec une meilleure précision à l'aide d'un étalonnage initial. Ce grossissement vaut $|y| = 4,65$. La taille de la particule selon l'axe y est estimée à $y_p \pm \Delta y_p = 265 \pm 20 \mu m$ à partir de l'image en mise au point. L'estimation de l'erreur relative de volume de la particule serait alors d'environ $\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta x_p}{x_p} + \frac{\Delta y_p}{y_p} + \frac{\Delta z_p}{z_p} \approx 30\%$. Mais l'incertitude est en fait plus élevée car, comme précédemment, la reconstruction 3D introduit ses propres sources d'erreur. Néanmoins, ce que nous voulons illustrer avec cette Fig. 3.10, c'est que le choix des formes de la particule pour les deux angles de vue en utilisant la méthode de la tri-intersection a en fait un impact plus faible sur l'estimation du volume de la particule que les autres sources d'erreurs dues aux acquisitions d'images en elles-mêmes (avec la connaissance des

paramètres expérimentaux). La dispersion des estimations de volume de la particule sur la Fig. 3.10 reste en effet relativement faible. Ce résultat est en fait assez remarquable, voire étonnant.

3.1.3 Deuxième cas : analyse de formes à concavités prononcées

La méthode de tri-intersection est bien adaptée aux cas où la forme initiale correspondant à l'autocorrélation 2D d'un objet est convexe. Ce qui était presque le cas dans la partie 3.1.2). En pratique, ce cas ne devrait pas être le plus fréquent. Il est donc important de savoir si des estimations de volumes similaires peuvent être faites bien que les premiers résultats expérimentaux livrent des formes avec des parties concaves prononcées, et si ces estimations sont encore comparables aux volumes réels des particules. Nous présentons donc dans cette nouvelle section un second exemple. L'organisation des résultats sera assez similaire. Il montrera que même si l'estimation du volume est moins précise, elle est toujours acceptable. La figure 3.13 (a) montre la transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique en défaut de mise au point (non rapportée) d'une particule de glace de la vue 1 [plan (xy)]. Le contour déduit de la transformée de Fourier 2D des images interférométriques est d'abord rempli puis binarisé, comme le montre la Fig. 3.13 (b). De manière similaire, la Fig. 3.14 (a) montre la transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique en défaut de mise au point de la même particule de glace de la vue 2 [plan (zy)], et la Fig. 3.14 (b) montre son contour binarisé. On peut noter que pour les deux vues, les contours ne sont pas convexes.

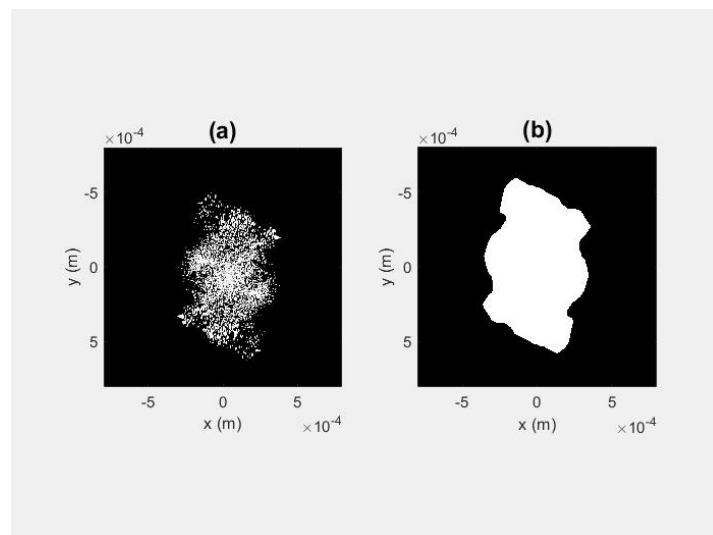


Figure 3-13 : Transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique en défaut de mise au point d'une particule de glace à partir de la vue 1 (plan (x,y)) (a) et son image binarisée en (b).

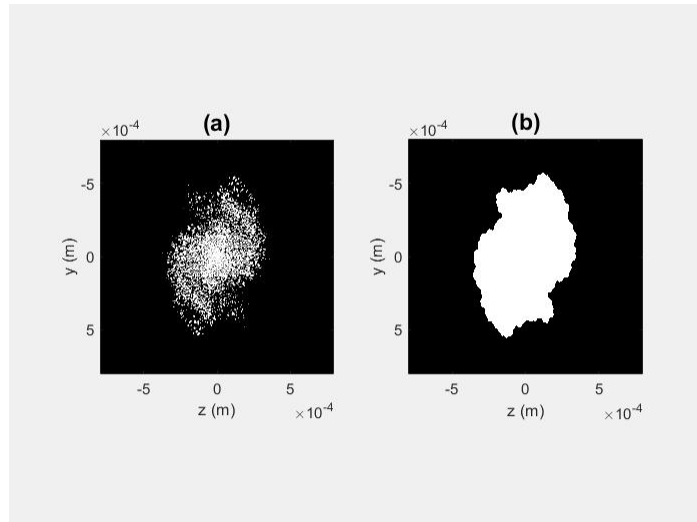


Figure 3-14 : Transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique en défaut de mise au point d'une particule de glace à partir de la vue 2 (plan (z,y)) (a) et son image binarisée en (b).

Les figures 3.15 (a)–(f) montrent alors 6 objets 2D possibles dont les autocorrélations 2D correspondent à celle de la figure 3.13 (b), c'est-à-dire correspondent à la vue 1. Les figures 3.16 (a)–(f) montrent la différence entre la transformée de Fourier 2D binarisée initiale du motif interférométrique [observé sur la vue 1, Fig. 3.13 (b)] avec l'autocorrélation 2D calculée de l'objet prédit (pour les 6 objets, respectivement).

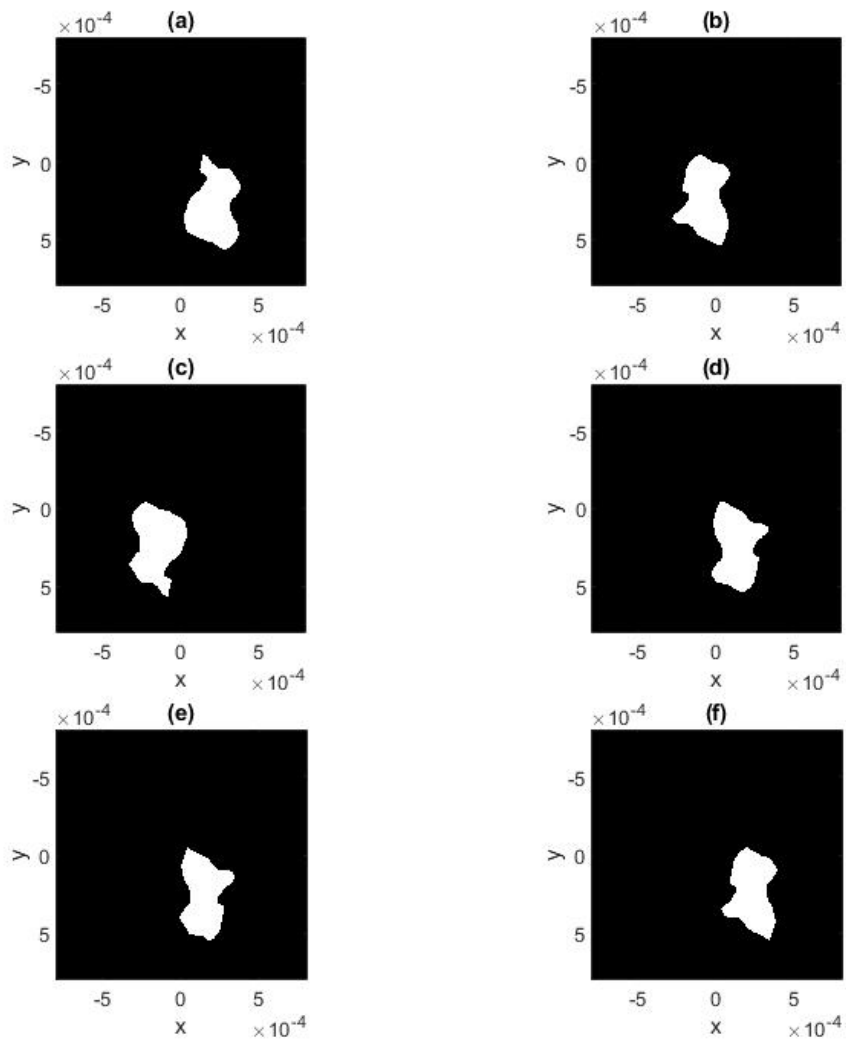


Figure 3-15 : Six formes possibles [respectivement (a)-(f)] dont l'autocorrélation 2D correspond à celle de la Fig. 3.13 (b) [de la vue 1, plan (x,y)]

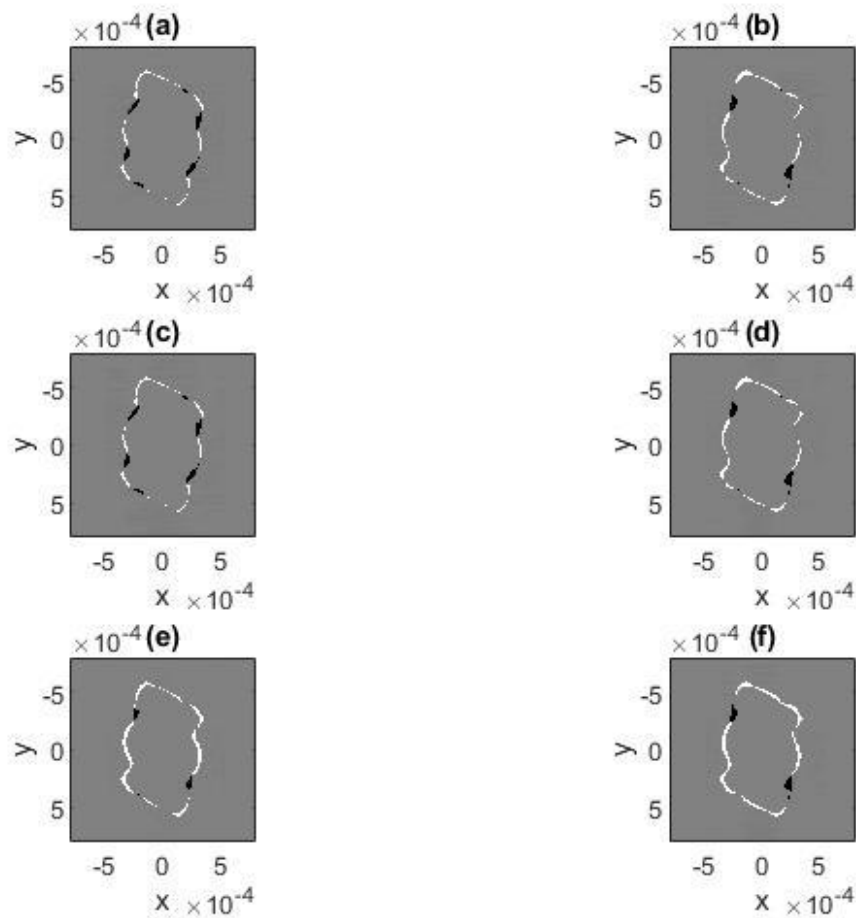


Figure 3-16 : Soustractions des autocorrélations 2D des formes de la Fig. 3.15 (p) [dans la sous-figure (p)] avec la forme de la Fig. 3.13 (b) déduite de l'expérience [avec (p) = (a) - (f) respectivement].

Les différences apparaissent plus importantes, notamment dans les domaines où la concavité est la plus prononcée. Néanmoins, l'erreur reste limitée. Les prédictions de forme par la méthode des tri-intersections ne sont pas très bonnes mais restent satisfaisantes. On considère alors la vue 2 de la même particule. Les Figs. 3.17 (a) à (f) montrent 6 objets 2D possibles dont les autocorrélations 2D correspondent à celle de la figure 3.14 (b). Nous ne présentons pas les soustractions des 6 autocorrélations 2D reconstruites avec celles d'origine comme le fait la Fig. 3.16 pour la vue 1. Mais les conclusions seraient très similaires pour cette deuxième vue.

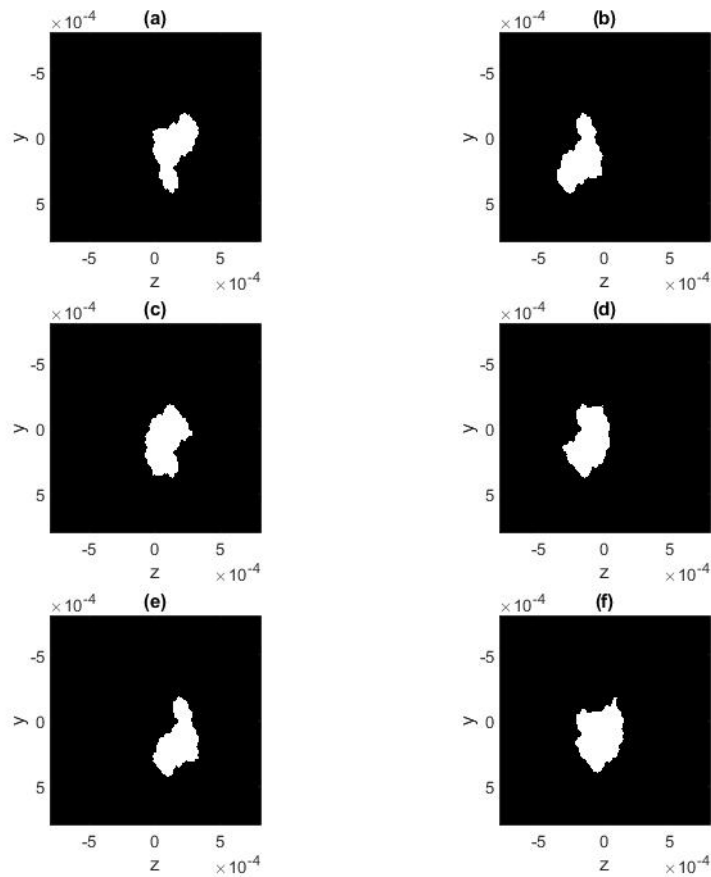


Figure 3-17 : Six formes possibles [respectivement (a)-(f)] dont l'autocorrélation 2D correspond à celle de la Fig. 3.14 (b) [de la vue 2, plan (z,y)]

Ces différentes formes obtenues pour les vues 1 et 2 sont ensuite combinées pour reconstruire différents objets 3D qui respectent les résultats expérimentaux sur les deux vues. Un premier masque correspondant à un objet possible pour la vue 1 et un second masque correspondant à un objet possible pour la vue 2 sont considérés pour réaliser la reconstruction d'objet 3D comme illustré sur la Fig. 3.9. Le volume de l'objet 3D reconstruit est ensuite évalué. Comme 36 combinaisons peuvent être faites (6 pour la vue 1 \times 6 pour la vue 2), 36 valeurs possibles pour le volume de la particule de glace sont obtenues. Les estimations de ces 36 volumes sont rapportées dans la Fig. 3.18.

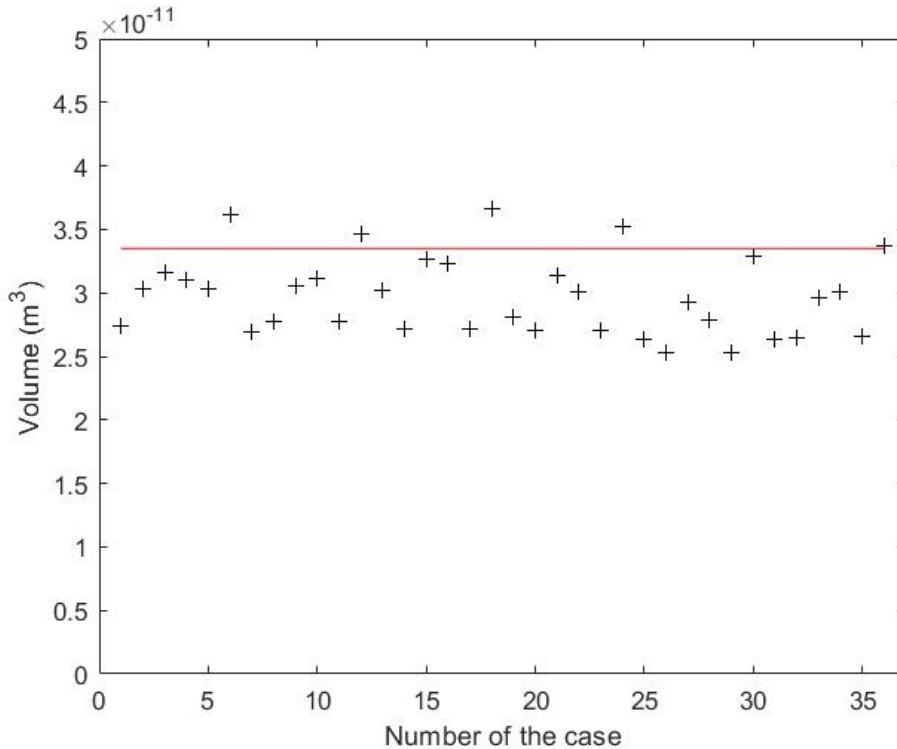


Figure 3-18 : Volumes des 36 particules possibles reconstruites (les croix) et le volume déduit des images nettes (ligne rouge).

Comme dans le cas précédent (particule concave), le volume de la même particule est également estimé à partir de la paire d'images nettes enregistrées simultanément. La Fig. 3.19 (a) montre l'image mise au point de la particule observée depuis la vue 1 (capteur 1). Le contour est ensuite rempli, donnant la figure 3.19 (b). La figure 3.20 (a) montre l'image mise au point de la particule observée à partir de la vue 2 (capteur 3) et la figure 3.20 (b) le contour rempli. La forme 3D de la particule est ensuite reconstruite à l'aide de projections comme illustré sur la Fig. 3.9. Le masque 1 dans le plan (xy) est le contour de la figure 3.19 (b), tandis que le masque 2 dans le plan (zy) est le contour de la figure 3.20 (b). Le volume de cet objet 3D reconstruit est ensuite évalué. Elle est représentée par un trait rouge uni horizontal sur la Fig. 3.18. Elle se situe dans la partie haute de la gamme des estimations faites à partir des reconstructions issues de l'analyse des images interférométriques en défaut de mise au point. Pour ces images en défaut de mise au point, les sources d'erreurs sont toujours une estimation du paramètre de défocalisation et la définition du seuil de binarisation après transformée de Fourier 2D. La particule étant plus grosse, l'erreur est un peu plus faible car l'intensité du signal reçu par le capteur CCD est plus élevée. Le volume de la particule est alors déduit avec une précision estimée à environ $\frac{\Delta V}{V} \approx 25\%$. Comme dans le cas précédent, l'incertitude concernant la reconstruction 3D est difficile à estimer, essentiellement parce qu'il n'y a pas de connaissance expérimentale de la vue (xz) de la particule. Pour les estimations de taille à l'aide des images au point, la principale source d'erreur est le processus de binarisation de l'image, suivi du processus de remplissage du contour. En raison de ces effets, l'erreur relative sur le volume de la particule est d'environ $\frac{\Delta V}{V} = 25\%$. L'incertitude est en fait plus élevée

car, comme précédemment, la reconstruction 3D introduit ses propres sources d'erreur. On peut observer sur la Fig. 3.18 que la dispersion des estimations des 36 volumes est plus élevée que dans la partie 3.1.2). Néanmoins, bien que les formes expérimentales des Figs. 3.13 (b) et 3.14 (b) présentent des concavités importantes, le choix des formes de la particule pour les deux angles de vue par la méthode des tri-intersections a un impact réduit, comparable aux autres sources d'erreurs dues aux acquisitions d'images elles-mêmes.

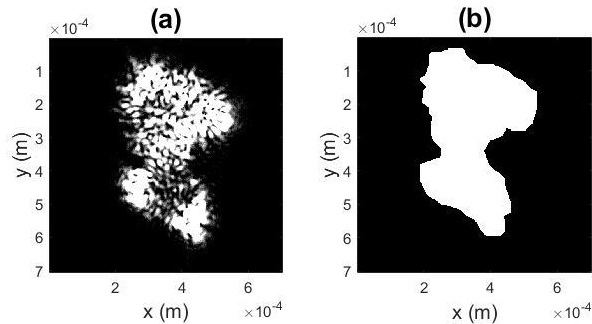


Figure 3-19 : Image nette de la particule de glace 2 (a), et son contour binarisé (b) [vue 1, plan (x,y)].

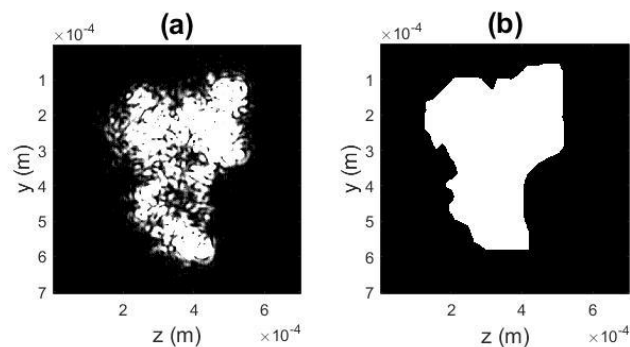


Figure 3-20 : Image nette de la particule de glace 2 (a), et son contour binarisé (b) [vue 2, plan (z,y)].

Dans cette section, nous avons vérifié que la transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique d'une particule de glace peut être assimilée à l'autocorrélation 2D du contour de la partie brillante de la particule. Ce résultat a été validé dans de nombreuses situations expérimentales [23,33,56-59]. Malheureusement, la connaissance du contour de l'autocorrélation 2D d'un objet 2D ne donne pas la connaissance du contour de l'objet 2D lui-même. Différents objets 2D peuvent en effet présenter des autocorrélations 2D similaires. Lors de l'exécution d'une configuration à double vue, afin d'estimer le volume de particules

de glace, une hypothèse sur la forme 3D de la particule est donc faite : les particules sont assimilées à des objets ellipsoïdaux par exemple dans la référence [56]. Comme la précision de l'estimation de la teneur en eau glacée est cruciale pour applications, il est nécessaire de comprendre le niveau d'erreur qui peut être généré par ce problème en utilisant une tri-intersection pour prédire d'éventuels objets 3D qui correspondent à des images expérimentales de diffusion de la lumière. Dans cette étude, nous avons estimé le niveau d'erreur dû au choix de la forme de la particule. Nous avons vu qu'il reste relativement raisonnable en comparaison avec d'autres sources de bruit. Ces résultats ont fait l'objet de la publication [60].

3.2 Estimation de la taille de particules de glace en conditions expérimentales extrêmes : tunnel givrant

Des expériences ont été réalisées par Mohamed Talbi un peu avant mon arrivée en thèse, sur une soufflerie en tunnel givrant (voir Fig. 3.21) dans le cadre d'une collaboration avec SAFRAN à Caudebec les Elbeufs. J'ai participé au dépouillement des résultats, publiés dans [61].

Le dispositif expérimental schématisé Fig. 3.22 est le suivant :

Des gouttelettes d'eau sont injectées à l'intérieur de la soufflerie du tunnel givrant (la température à l'intérieur peut descendre jusqu'à -30°) à travers un ensemble de hublots identiques, et gèlent. Une nappe laser est injectée dans la partie du tunnel où la vitesse de l'air est à son maximum. Des impulsions laser nanosecondes sont émises par un laser Nd:YAG doublé en fréquence et injectées verticalement par le bas (voir Fig. 3.22). La lumière diffusée par les particules éclairées est collectée à travers une fenêtre transparente sur la face latérale du tunnel, par un système d'imagerie en défaut de mise au point. L'angle médian de diffusion de la lumière est donc de 90° dans cette configuration.

Le dispositif d'imagerie interférométrique de particules (IPI) est composé d'une laser Nd :YAG émettant des impulsions de 20 mJ de 4 ns à 532 nm et d'un système d'acquisition. Le système d'acquisition est composé d'un capteur CCD de taille 2048×2048 pixels avec une taille de pixel de $5,5\ \mu\text{m}$, d'une bague allonge de longueur 17 cm , et d'un objectif Nikon avec une focale de 180 mm . L'ensemble du système optique (caméra CCD + bague allonge + objectif) est translaté d'une distance $\Delta p = -15\text{ mm}$ par rapport au plan de mise au point. Le capteur CCD est synchronisé sur l'impulsion laser, il enregistre ainsi 20 images de particules de glaces par seconde. Une deuxième configuration d'imagerie est ajoutée à l'aide d'un séparateur de faisceau. Cette ligne d'imagerie au point est composée d'un objectif et d'un capteur CCD (identiques aux précédents). La caméra est également synchronisée sur l'impulsion laser et enregistre les images de particules de glace au point, ce qui permet de vérifier les interprétations déduites de l'expérience de l'imagerie en défaut de mise au point.

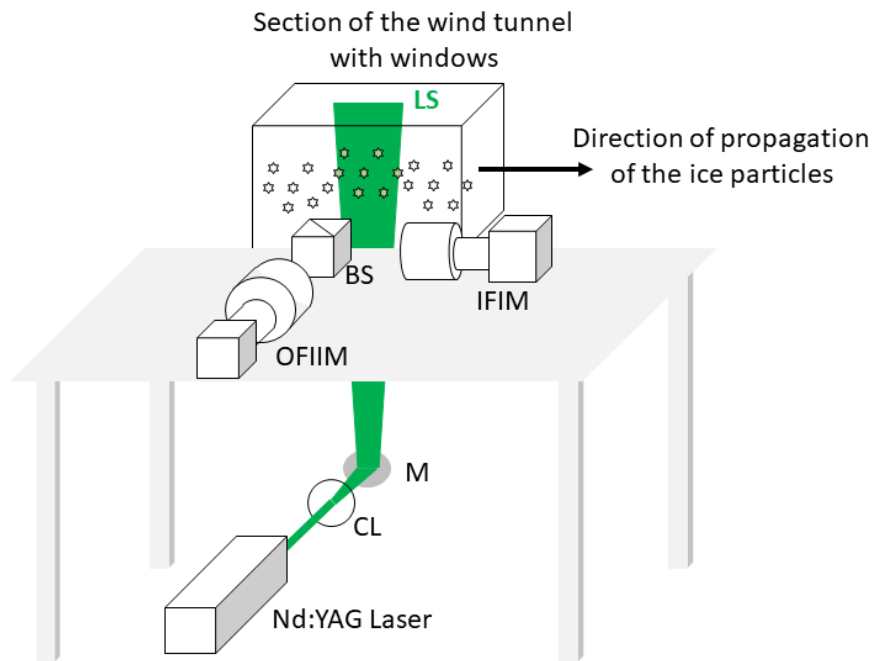


Figure 3-21 : Montage expérimental (LS : Laser Sheet ; BS : Beam Splitter ; M : Mirror ; CL : Cylindrical Lens IFIM : In-focus Imaging ; OFIIM : Out-of-focus interferometric imaging).

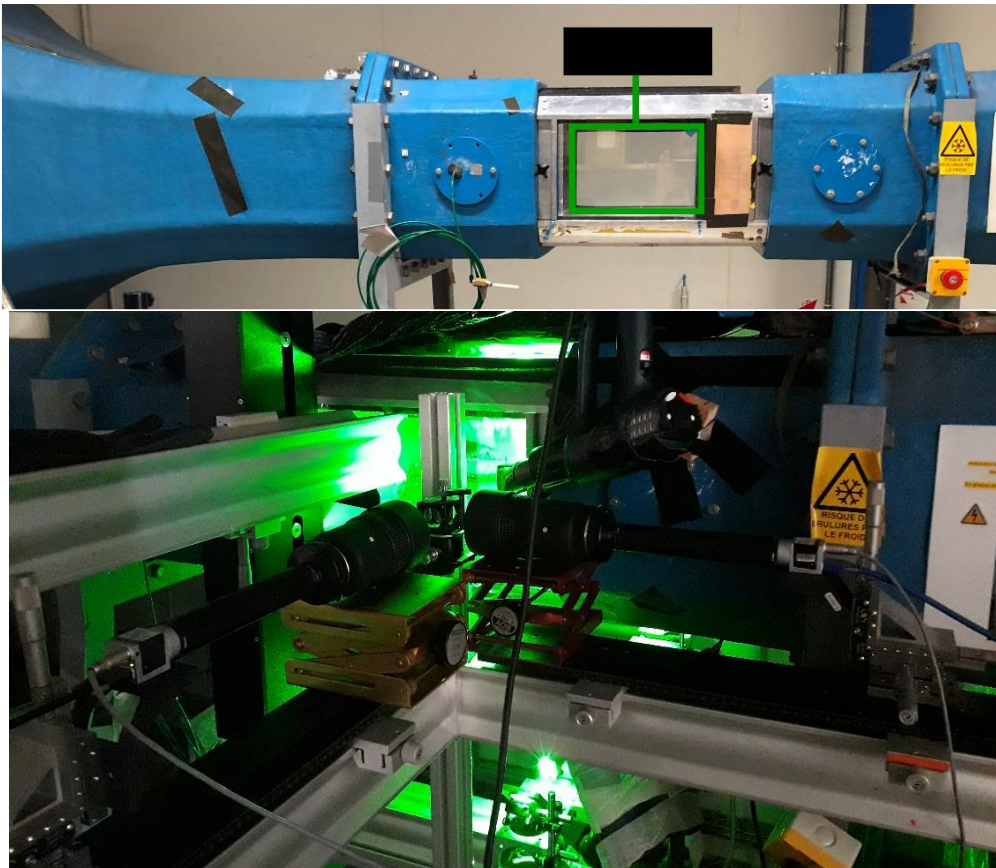


Figure 3-22 : Le tunnel givrant : sans le dispositif de mesure (en haut) et avec (en bas).

L'imagerie interférométrique pour la caractérisation de gouttelettes (ILIDS) d'eau dans l'air [14] est habituellement réalisée à un angle de diffusion de 67° avec une polarisation perpendiculaire de la lumière laser. Pour la visualisation en soufflerie parallélépipédique, il est plus facile de travailler à un angle de diffusion de 90° avec une polarisation parallèle de la lumière laser [63-67]. Cette configuration a été fréquemment utilisée dans le passé. Bien qu'elle nécessite une interprétation prudente des résultats dans le cas des gouttelettes d'eau [67], elle peut également être utilisée pour la granulométrie de la glace, ce qui est l'objectif de la présente étude.

Le premier but de cette étude était de confirmer (ou non) que la mesure de la taille des particules de glace est toujours possible en utilisant la technique IPI lorsque la vitesse du flux d'air atteint $70 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, tant que la concentration en particules n'est pas trop élevée. Avec le dispositif actuel d'imagerie en défaut de mise au point, le champ de vision est de 1 cm^2 et le nombre maximum d'interférogrammes analysables par image est d'environ 30. Les résultats expérimentaux montrent différents cas déjà rencontrés dans la colonne givrante, l'objectif étant alors de montrer que les méthodes d'analyses décrites précédemment dans des études antérieures, sont toujours applicables à de telles conditions extrêmes.

La forme de l'autocorrélation 2D de la distribution des émetteurs répartis sur la surface de la particule peut être obtenue par la Transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique en défaut de mise au point en appliquant un facteur d'échelle λB_{tot}^x suivant u et λB_{tot}^y suivant v . Le coefficient B_{tot} de la matrice de transfert total de la configuration IPI est d'environ $B_{tot} = 0,0165 \text{ m}$ dans notre expérience. Ce coefficient B_{tot} peut varier légèrement en raison de l'épaisseur de la nappe laser. L'autocorrélation 2D d'un objet 2D a des dimensions deux fois supérieures à ce dernier. Après une étape de binarisation de la transformée de Fourier 2D des images interférométriques, la taille des particules est alors déduite de la taille de l'autocorrélation 2D.

À l'aide de notre configuration, nous analysons les images en défaut de mise au point d'une seule particule de glace isolée. Huit exemples sont présentés sur la Figure 3.23. Les colonnes (a) et (c) de la Fig. 3.23 présentent les images en défaut de mise au point de huit cristaux de glace. Les colonnes (b) et (d) de la figure 3.23 montrent les transformées de Fourier bidimensionnelles correspondantes.

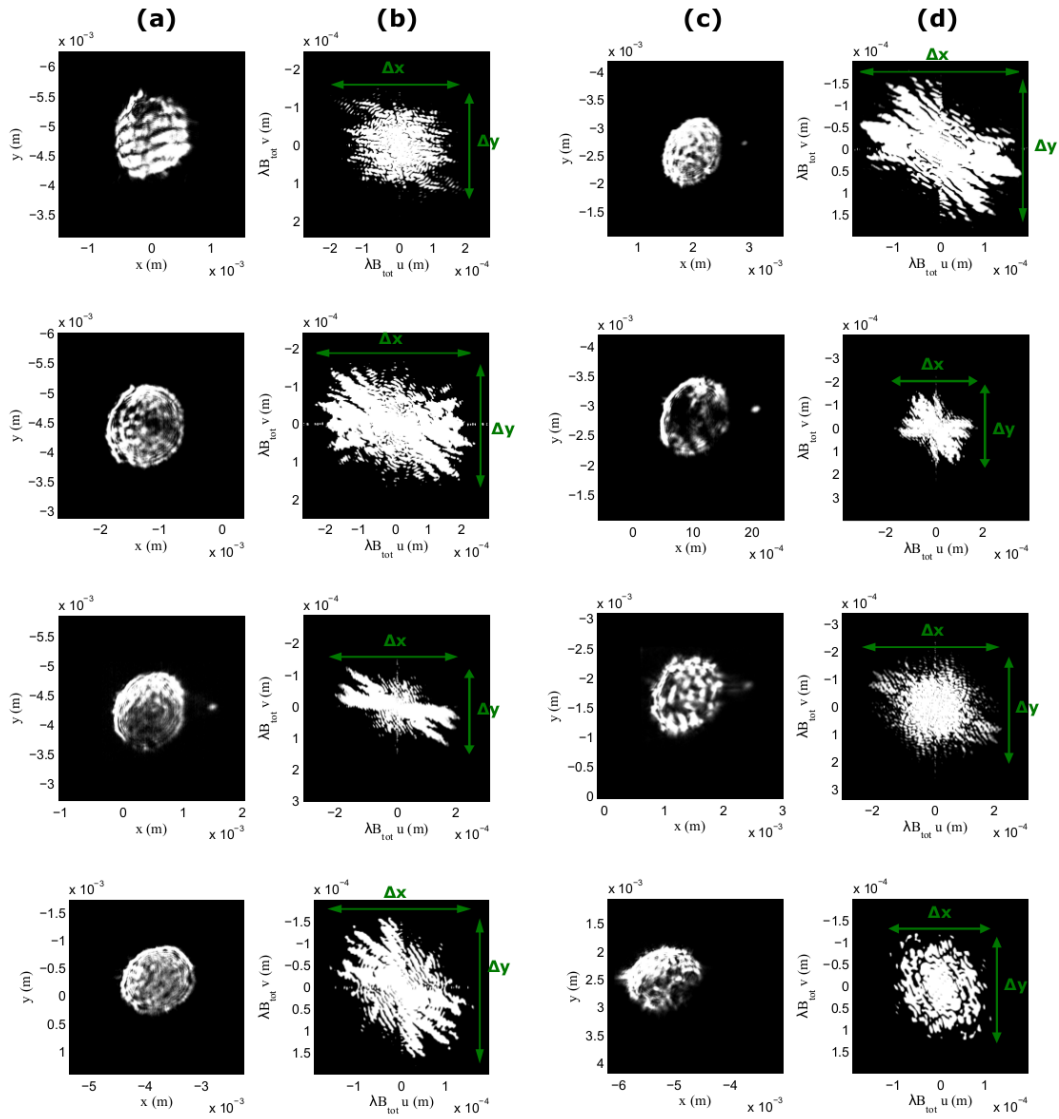


Figure 3-23 : Images d'IPI typiques de huit particules de glace dans les colonnes (a) et (c), les transformées de Fourier bidimensionnelles correspondantes des images d'IPI (présentées dans (a) et (c)) dans les colonnes (b) et (d). (Le nombre de niveaux de gris a été réduit sur cette figure pour renforcer le contraste mais toutes les analyses sont faites avec les images d'origine)

Ensuite, en utilisant la transformée de Fourier 2D du motif de type speckle présentée dans la Fig. 3.23 (b) et (d), nous sommes en mesure d'estimer la taille des cristaux de glace le long des axes x et y , notée $x_{IPI,size}$ et $y_{IPI,size}$. Pour ce faire, nous estimons les longueurs Δx et Δy sur la Fig. 3.23 (c) et (d). La précision de la mesure est alors de $\pm 26 \text{ pixels}$, soit $\pm 20 \mu\text{m}$. L'autocorrélation bidimensionnelle des particules d'origine correspond à la transformée de Fourier 2D des images IPI, ces valeurs sont divisées par 2 pour obtenir les dimensions des particules. Les résultats obtenus sont répertoriés dans le tableau 1 suivant.

From column (b)		From column (d)	
$x_{IPI,size}$ (μm)	$y_{IPI,size}$ (μm)	$x_{IPI,size}$ (μm)	$y_{IPI,size}$ (μm)
221 ± 10	151 ± 10	181 ± 10	164 ± 10
243 ± 10	165 ± 10	158 ± 10	164 ± 10
193 ± 10	119 ± 10	222 ± 10	181 ± 10
141 ± 10	155 ± 10	104 ± 10	104 ± 10

Tableau 1 : Mesures de la taille des particules de glace obtenues à partir de la TF2D du speckle avec des incertitudes de mesure (à partir des colonnes (b) ou (d) de la figure 2.45).

Comme on peut le voir dans le tableau 1 ci-dessus, nous avons pu estimer les dimensions des cristaux de glace uniques à partir de la transformée de Fourier 2D des images d'IPI.

En assimilant la transformée de Fourier 2D du motif interférométrique à l'autocorrélation 2D du contour de la particule (selon l'approche simplifiée conduisant à la relation 2.38), nous avons montré précédemment qu'il est également possible de prédire une famille de formes de particules dont l'autocorrélation 2D correspond aux résultats expérimentaux en utilisant la méthode de tri-intersection [54,55]. Nous avons réalisé la même chose avec les images enregistrées en tunnel givrant. La figure 3.24 (a) montre la transformée de Fourier 2D binarisée de l'un des motifs interférométriques qui ont été enregistrés. La figure 3.24 (c-f) montre alors 4 formes possibles déduites de la méthode des tri-intersections, dont les autocorrélations 2D correspondent approximativement au contour tracé sur la figure 3.24 (a). Dans notre montage expérimental, une ligne d'imagerie donne l'image mise au point simultanément à l'aide d'un prisme séparateur 50/50 comme dans la référence [32]. Dans ce cas, l'image au point de la même particule a donc été enregistrée simultanément. Elle est reportée sur la figure 3.24 (b). Elle est relativement similaire à la forme prédite dans le cas (e).

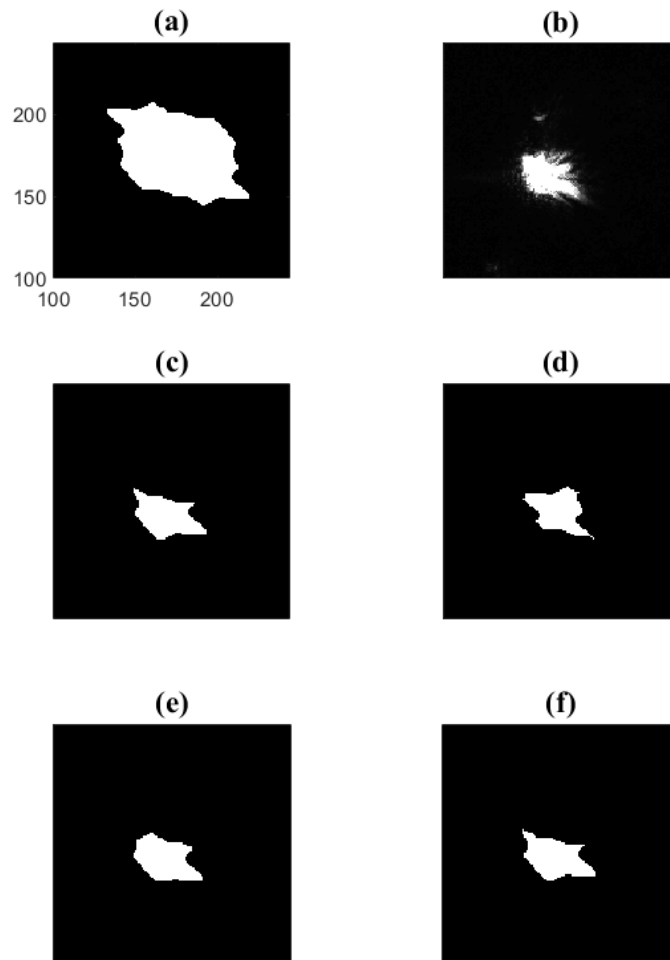


Figure 3-24 : Transformée de Fourier 2D binarisée de l'image d'IPI d'une particule de glace dans le tunnel (a) (les axes sont en pixels, $5,5 \mu\text{m}$ par pixel), 4 formes possibles déduites de la méthode de tri-intersection, dont l'autocorrélation 2D correspond approximativement au contour sur la figure (a) ((c), (d), (e) et (f)), et l'image nette de la particule réelle enregistrée simultanément avec un deuxième capteur CCD (b) (même échelle pour toutes les sous-figures) .

Dans cette étude, nous avons effectué des mesures de tailles de cristaux de glace en tunnel de givrage où la vitesse du vent peut atteindre $70 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. On voit que la technique d'IPI peut être utilisée dans un environnement extrême où la vitesse du vent peut atteindre $70 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ en suivant la même procédure que pour les mesures d'IPI dans des environnements conventionnels. Ainsi, la technique d'IPI semble utilisable pour effectuer des mesures aéroportées. Un travail important reste maintenant à effectuer sur le développement de meilleurs algorithmes pour reconstruire la forme 2D des particules.

Ma thèse a donc ensuite porté sur le développement de meilleurs algorithmes de reconstruction basés sur des algorithmes de reconstruction de phase [68].

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons premièrement effectué des mesures de tailles de cristaux de glace dans une colonne réfrigérante, et estimé leur volume à l'aide d'une configuration à double vue. Nous avons estimé le niveau d'erreur dû au choix de la forme de la particule et nous avons vu qu'il reste relativement raisonnable en comparaison avec d'autres sources de bruit.

Dans la seconde étude, nous avons effectué des mesures de tailles de cristaux de glace en tunnel givrant où la vitesse du vent peut atteindre $70 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. On voit que la technique d'IPI peut être utilisée dans un environnement extrême où la vitesse du vent peut atteindre $70 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ en suivant la même procédure que pour les mesures d'IPI dans des environnements conventionnels. Ainsi, la technique d'IPI semble utilisable pour effectuer des mesures aéroportées. Un travail important reste maintenant à effectuer sur le développement de meilleurs algorithmes pour reconstruire la forme 2D des particules.

Au cours des chapitres suivants, la méthode de tri-intersection nous servira de point de départ pour les algorithmes de reconstructions qui seront décrits, et dont le but sera d'aboutir à la forme exacte des particules (et non plus à un ensemble de formes possibles).

CHAPITRE

4

4 Reconstruction de la forme 2D de particules rugueuses irrégulières sous différents angles de vues à partir de leurs images interférométriques

Dans le cas de particules irrégulières, la difficulté de l'étude réside dans la nature de leurs images interférométriques en défaut de mise au point : ce sont des motifs de type *speckle* (tavelure). Dans le chapitre précédent on a vu que la transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique en défaut de mise au point d'une particule rugueuse irrégulière correspond à l'autocorrélation 2D de la partie brillante de la particule. Ces résultats ont été validés dans plusieurs cas expérimentaux [33]. Cependant, l'autocorrélation 2D binarisée d'une forme 2D ne donne pas la forme 2D d'un objet lui-même. Différentes formes 2D peuvent présenter des autocorrélations 2D binarisées similaires. On a également vu dans le chapitre précédent qu'il est possible grâce à une méthode de tri-intersection de reconstruire un ensemble de formes 2D différentes ayant la même autocorrélation 2D. A l'aide de montages multi-vues combinant deux ou trois lignes d'imagerie interférométriques, et donc différents capteurs CCD selon deux ou trois angles de vue perpendiculaires, il est alors possible de reconstruire une famille de particules 3D dont les projections 2D correspondent aux résultats déduits de l'ensemble de toutes les images interférométriques de la même particule. Comme les volumes de cette famille d'objets 3D divers reconstitués sont relativement proches les uns des autres, l'analyse permet d'obtenir une estimation assez proche du volume exact de la particule. Cependant, cela ne reste qu'une estimation et la forme 3D exacte de la particule n'est pas connue. Pour obtenir une meilleure estimation de la forme et du volume de la particule étudiée, il est maintenant nécessaire de reconstruire, si possible de manière unique, les contours 2D de la particule sous différents angles de vue. Les caméras CCD ne mesurent pas la phase d'une onde. Les systèmes de mesure optique convertissent les photons en électrons (courant) ce qui ne permet pas de récupérer la phase. Les appareils mesurent un flux de photons proportionnel à la racine carrée de l'amplitude du champ, et non de la phase. L'image de *speckle* d'une particule est donc une distribution d'intensité.

Si l'on connaît l'autocorrélation 2D d'une fonction 2D, il est à priori possible de déterminer l'objet de départ de manière unique. Pour une bonne reconstruction de la forme 2D exacte de l'objet initial, il est alors nécessaire de reconstruire la phase de la transformée de Fourier

de la distribution d'intensité. Une transformée de Fourier inverse pourrait alors être appliquée sur la transformée de Fourier reconstruite (amplitude et phase) pour revenir à la forme 2D de la particule. La répétition de cette opération pour une deuxième et une troisième vue permettrait alors une reconstruction tomographique de la particule, aussi proche que possible de la forme 3D exacte de la particule. Une première solution pour obtenir la phase consiste à faire interférer le champ avec un autre champ connu : c'est le principe bien connu de l'holographie. Cependant, une méthode alternative ne nécessitant pas la présence de ce deuxième champ est possible avec l'utilisation d'un algorithme de reconstruction de phase. Gerchberg et Saxton ont été les premiers auteurs à construire un algorithme de reconstruction de phase en 1972 [69,70]. En 1978, Fienup a repris ses travaux et a développé deux autres algorithmes améliorés [71,72] : l'algorithme de réduction d'erreur (*Error-reduction algorithm* en anglais, ER) et l'algorithme « Hybrid input-output » (HIO). Dans ce chapitre nous montrerons que l'utilisation d'un tel algorithme permet une reconstruction du contour 2D de particules irrégulières sous différents angles de vues et cela pour le cas de particules dont les images interférométriques ont été simulées mais également dans le cas expérimental où les images interférométriques sont générées par une particule « programmée » sur une matrice de micro-miroirs éclairée par un laser. L'algorithme de reconstruction de phase sera combiné à la méthode de tri-intersection qui servira à initier la reconstruction pour chaque angle de vue, cela permettra une meilleure convergence des reconstructions et une estimation plus précise des dimensions de la particule.

4.1 Reconstruction de phase à partir de l'algorithme de réduction d'erreur (*error-reduction algorithm*) de Fienup

4.1.1 Histoire de la reconstruction de phase (RP)

La reconstruction de phase (RP) est un problème important et difficile dans de nombreux domaines scientifiques et technologiques. La RP est une étape cruciale dans la plupart des systèmes de mesure physique basés sur la diffraction ou la diffusion. Dans de tels systèmes, les signaux utilisés, à savoir un flux cohérent de photons, laser, rayons X ou toute autre variante du rayonnement électromagnétique, sont diffractés à travers un objet étudié. Ces signaux diffractés codent les informations structurelles de l'objet telles que l'épaisseur, la densité ou l'indice de réfraction, et sont détectés à l'aide d'un capteur approprié. Étant donné que les détecteurs détectent les signaux diffractés en convertissant le flux de photons en électrons, les informations relatives à la phase du signal ne sont pas enregistrées. Il s'agit d'une limitation majeure car les informations structurelles de l'objet étudié sont codées principalement dans la phase. La reconstruction de phase vise à estimer la phase inconnue à partir des mesures d'intensité. Il s'agit d'un problème difficile car il n'y a pas de relation univoque entre la phase et l'intensité mesurée, qui est proportionnelle au module carré de l'amplitude du champ.

L'histoire de la reconstruction de phase (ou en anglais « phase retrieval » (PR)) a débuté en 1930 avec Frits Zernike, lauréat du prix Nobel de physique de 1953 « pour la démonstration de la méthode de contraste de phase, particulièrement pour son invention du microscope à contraste de phase ». Une autre contribution importante pour la reconstruction de phase fut en 1952 par David Sayre dans le domaine de la cristallographie [73]. Le domaine le plus important dans l'histoire des algorithmes RP est la cristallographie aux rayons X [74,75]. L'imagerie par contraste de phase aux rayons X (XPCI) est un outil puissant dans les études structurales [76-80]. Comme déjà mentionné précédemment, la plupart des systèmes de mesure physique n'enregistrent que l'intensité du signal détecté, ce qui fait de la RP un processus incontournable dans divers domaines, à savoir la microscopie [81], l'optique [82], l'acoustique [83], l'imagerie astronomique [84], l'interférométrie [85], la biologie [86], l'imagerie par diffraction [87], la mécanique quantique [88], l'information quantique [89] ou encore la tomographie à rayons X [90], etc.

Les premiers algorithmes de reconstruction de phase itératifs (ou algorithmes de projections), classiques, ont été proposés par Gerchberg et Saxton [69,70] en 1972 suivi de Yang et Gu [70], et Fienup [71,72], respectivement. L'idée générale des algorithmes de reconstruction de phase itératifs, est de commencer par une estimation initiale de la phase de Fourier, puis de projeter l'estimation dans le domaine de l'objet (soumis à une contrainte spatiale) et le domaine de Fourier (soumis à une contrainte de Fourier) alternativement jusqu'à ce que le critère de convergence soit atteint. La contrainte de Fourier garantit que le spectre de l'objet reconstruit a la même amplitude de Fourier que la mesure. Pendant ce temps, un support fini, à valeur réelle et non négatives est généralement imposé comme contrainte d'objet.

Les algorithmes itératifs de RP les plus populaires et les plus simples pour un problème de mesure unique sont respectivement les algorithmes de réduction d'erreur (ER ou « Error-Reduction ») et les algorithmes hybrides d'entrée-sortie (HIO ou « Hybrid Input-Output »). Le problème de reconstruction de phase a stimulé le développement d'une variété de nouvelles modalités d'imagerie. De même, pléthore d'algorithmes de reconstruction ont été conçus [91], depuis les premiers algorithmes de projection alternée jusqu'aux relaxations convexes [92] et aux méthodes spectrales [93, 94]. Avec l'avènement de l'intelligence artificielle, d'autres algorithmes plus récents de RP basés sur l'apprentissage profond avec des réseaux de neurones convolutifs tels que l'algorithme prDeep ont été développés [95]. La RP est en effet profondément liée à l'apprentissage automatique. Le modèle peut être interprété comme un réseau de neurones à une seule couche avec une fonction d'activation quadratique. Ainsi, la solution au problème de RP revient à l'apprentissage des poids du réseau, ce qui est typique d'un problème d'optimisation de l'apprentissage automatique. En conséquence, elle a suscité un vif intérêt dans la communauté théorique de l'apprentissage automatique. La RP représente un sujet transdisciplinaire, impactant des domaines allant des applications d'imagerie aux mathématiques fondamentales.

Étant donné la riche palette de nouvelles stratégies de reconstruction, il peut être difficile pour les praticiens de savoir laquelle choisir pour une application particulière. Une description de leurs performances et de leur domaine d'application est faite dans la référence [96].

Alors que les informations de phase peuvent être obtenues plus facilement avec les algorithmes récemment développés, le temps de reconstruction de la phase est prolongé. Pour cette raison, les algorithmes ER et HIO, qui permettent de restaurer la phase en peu de temps, seront préférés.

4.1.2 Principe

En supposant que les particules rugueuses irrégulières peuvent être assimilées à un ensemble d'émetteurs sur l'enveloppe de la particule, il a été rappelé dans le chapitre précédent que le contour de la forme projetée de la particule dans le plan du capteur CCD est lié à la transformée de Fourier 2D de son image interférométrique en défaut de mise au point. Cela peut être décrit par l'équation scalaire suivante :

$$|TF_{2D}[I](\lambda B_{tot}u, \lambda B_{tot}v)| \propto |A_{2D}[G_0](dx, dy)| \quad (4.1)$$

Où I est l'intensité de l'image de speckle de la particule sous éclairage laser, et G_0 le champ électrique émis par la particule éclairée. λ est la longueur d'onde du laser. λB_{tot} est un facteur d'échelle entre les deux fonctions. Le coefficient B_{tot} est obtenu à partir du formalisme matriciel du système optique traversé par les rayons. Lors d'une expérience d'imagerie interférométrique de particules, l'intensité $I(x, y)$ est enregistrée sur le capteur CCD. Selon la relation (1), sa transformée de Fourier 2D est alors assimilée à l'autocorrélation 2D de l'enveloppe de la particule (pour cet angle de vue). En gardant à l'esprit la relation entre l'autocorrélation 2D d'un signal et sa densité spectrale de puissance, qui s'écrit $A_{2D}[G_0](x, y) = TF_{2D}^{-1}(|FT_{2D}[G_0]|(u, v))$, on peut voir la reconstruction de la forme de la particule comme un problème de reconstruction de phase. Le traitement d'image peut alors être utilisé pour reconstruire la forme de la particule.

L'algorithme de réduction d'erreur [71,72] est une méthode pour résoudre le problème de reconstruction de phase. C'est une généralisation de l'algorithme de Gerchberg-Saxton [69]. Il permet d'obtenir la fonction $f(x, y)$ à partir de mesures donnant le module de sa transformée de Fourier 2D $|F(u, v)|$.

$$F(u, v) = |F(u, v)|e^{i\psi(u,v)} = TF_{2D}[f(x, y)] \quad (4.2)$$

Dans ces notations, (x, y) sont les coordonnées bidimensionnelles de l'objet dans l'espace réel et (u, v) sont les coordonnées spectrales après l'opération de transformée de Fourier 2D. $|F(u, v)|$ est le module de la transformée de Fourier qui est connu tandis que ψ est la phase spectrale qui est inconnue. $f(x, y)$ est l'objet 2D à trouver.

4.1.3 L'algorithme ER et HIO

L'algorithme de réduction d'erreur utilise un processus en quatre étapes, comme décrit dans la figure 1 ci-dessous. Pour la k ^{ième} itération, les différentes étapes sont les suivantes :

Étape 1 : $G_k(u, v)$, ϕ_k et $g_k(x, y)$ sont estimés respectivement de $F(u, v)$, ψ et $f(x, y)$. Dans la première étape, $g_k(x, y)$ subit une transformée de Fourier 2D :

$$G_k(u, v) = |G_k(u, v)|e^{i\phi_k(u, v)} = TF_{2D}[g_k(x, y)] \quad (4.3)$$

Étape 2 : La valeur expérimentale de $|F(u, v)|$ (ici l'image interférométrique en défaut de mise au point) se substitue à $|G_k(u, v)|$, donnant une estimation de la transformée de Fourier :

$$G'_k(u, v) = |F(u, v)|e^{i\phi_k(u, v)} \quad (4.4)$$

Où le symbole « ' » indique que l'objet est temporaire, pour des calculs ultérieurs.

Étape 3 : Une transformée de Fourier inverse est appliquée à $G'_k(u, v)$, la transformée de Fourier précédemment estimée :

$$g'_k(x, y) = |g'_k(x, y)|e^{i\theta'_k(x, y)} = TF_{2D}^{-1}[G'_k(u, v)] \quad (4.5)$$

Étape 4 : $g'_k(x, y)$ doit alors être modifié pour que la nouvelle estimation de l'objet, $g_{k+1}(x, y)$ satisfasse les contraintes de l'objet. $g_{k+1}(x, y)$ est donc défini par morceaux comme :

$$g_{k+1}(x, y) = \begin{cases} g'_k(x, y) & x, y \in \gamma \\ 0 & x, y \notin \gamma \end{cases} \quad (4.6)$$

où γ est le domaine dans lequel $g_k(x, y)$ ne satisfait pas les contraintes de l'objet. Une nouvelle estimation $g_{k+1}(x, y)$ est obtenue et le processus en quatre étapes peut être répété de manière itérative. Le support γ est variable et est recalculé à chaque itération. Pour la première itération, γ est égal à S , c'est-à-dire qu'il s'agit du même objet binarisé que S obtenu à partir de la tri-intersection. Pour les itérations suivantes, le support γ est calculé à partir d'un seuil fixé sur l'objet estimé $g'_k(x, y)$: si l'intensité des pixels est supérieur à ce seuil, ces pixels et leurs premiers voisins deviennent blancs, sinon ils deviennent noirs. Une partie du chapitre sera dédié à l'importance de ce seuil. Les différentes étapes de l'algorithme sont résumées sur la figure 4.1.

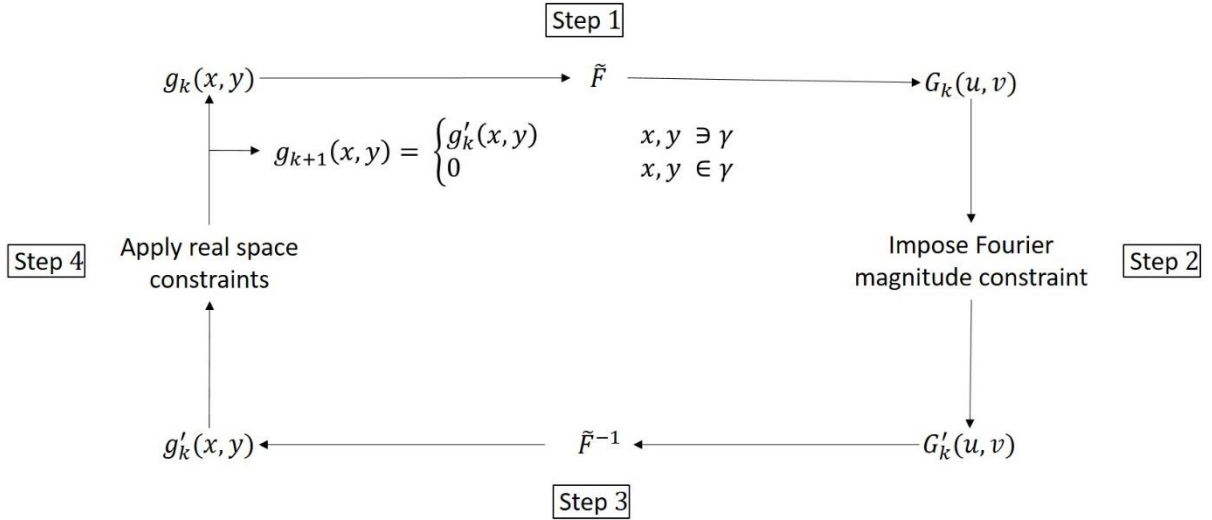


Figure 4-1 : Schéma des étapes de l'algorithme ER pour la $k_{i\grave{e}me}$ itération

Basé sur l'algorithme de réduction d'erreur (ER) qui supprime (met à zéro) les pixels en dehors du support fini, Fienup propose l'algorithme HIO avec un mécanisme de mémoire qui permet d'accélérer la convergence. Le processus itératif de l'algorithme HIO pour la $k_{i\grave{e}me}$ itération est le même que pour l'algorithme ER à une étape près, la quatrième étape devient :

$$g_{k+1}(x, y) = \begin{cases} g'_k(x, y) & x, y \in \gamma \\ g_k(x) - \beta g'_k(x) & x, y \notin \gamma \end{cases} \quad (3.7)$$

Où β est un taux de rétroaction constant et généralement sélectionné pour être inférieur à 1, ce qui fait que l'objet estimé se rapproche en douceur de la solution souhaitée. Une caractéristique importante de l'algorithme HIO réside dans sa capacité à converger vers un optimum global plutôt qu'un optimum local. Cependant, étant vulnérable au bruit, la qualité d'image de la reconstruction par l'algorithme HIO n'est parfois pas satisfaisante.

4.2 Premiers exemples de reconstructions de faces 2D de particules irrégulières centrosymétriques « simulées »

Dans cette partie, l'algorithme de reconstruction de phase ER est utilisé pour reconstruire la face principale 2D de trois particules irrégulières simulées en formes de bâton, croix, dendrite. Les particules étudiées sont celles précédemment utilisées dans la partie 2.4.3 du chapitre 2 (voir Figs. 2.16 (a), (b), et (c) resp.). Les Figs. 2.17 (a), (b) et (c) montrent respectivement la projection dans le plan (x, y) des trois particules en forme de bâton, croix et dendrite et leurs images interférométriques associées sont présentées dans les Figs. 2.18 (a), (b), et (c).

La première étape pour pouvoir utiliser l'algorithme de réduction d'erreur itératif, est la construction d'un objet de départ qu'on appelle $g_1(x, y)$. Pour cela, un support appelé S , obtenu à partir de la tri-intersection de la transformée de Fourier 2D binarisée du speckle, est

nécessaire. La méthode de Tri-intersection a été présentée dans la partie 2.4.3 du chapitre 2. Les Figs. 2.19 (a) (resp. 2.19 (b) et 2.19 (c)) présentent la transformée de Fourier 2D binarisée des images interférométriques en défaut de mise au point présentées dans les Figs. 2.18(a) (resp. 2.18 (b) et 2.18 (c)), c'est-à-dire pour les trois particules présentées précédemment. Selon la relation (4.1), ces formes peuvent être assimilées à l'autocorrélation 2D de la forme de la particule concernée.

Les Figs. 4.2 (a), (b) et (c) représentent donc, pour chacune des particules étudiées, un objet possible reconstruit à partir de la méthode de tri-intersection qui servira de support S pour la construction de l'objet de départ pour l'algorithme de reconstruction de phase.

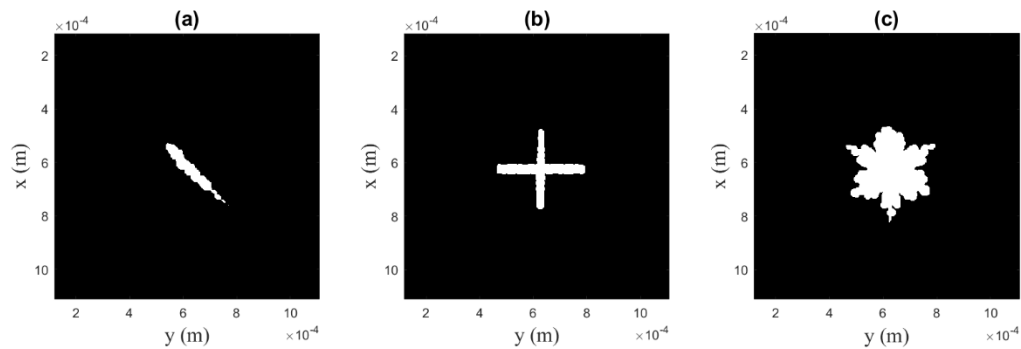


Figure 4-2 : Un objet possible issu de la tri-intersection à partir des images binarisées de la transformée de Fourier 2D des speckles illustrées Figs 2.16 (a), (b), (c) pour chacune des trois particules resp. (a), (b) et (c).

Une fois le support créé, les pixels appartenant à ce support (les pixels blancs) sont remplacés par les pixels correspondant sur l'image de la transformée de Fourier 2D du *speckle*. Ce raccourci permet de faire converger plus rapidement à la solution en utilisant la transformée de Fourier 2D restreinte au support de l'objet issu de la tri-intersection. Les Figs. 4.3 (a), (b) et (c) présentent les objets de départ obtenus à partir de la transformée de Fourier 2D des images interférométriques restreintes à leur support issu de la tri-intersection (resp. Figs. 4.2 (a), (b) et (c)).

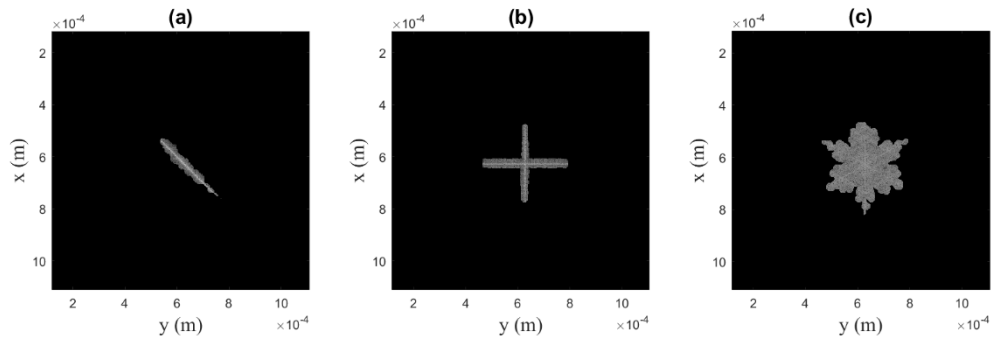


Figure 4-3 : L'objet de départ pour l'algorithme de réduction d'erreur pour chacune des trois particules (a), (b) et (c).

La dernière étape avant de commencer l'algorithme est la création du support " γ " qui sera utilisé pour l'étape 4 de l'algorithme (voir Fig. 4.1), expliquée dans la partie précédente. La définition de la nouvelle fonction $g_{k+1}(x, y)$ est soumise au fait que $g'_k(x, y)$ doit satisfaire les contraintes de l'objet, c'est-à-dire que $g_{k+1}(x, y)$ prend la valeur de $g'_k(x, y)$ lorsque le points de coordonnées (x, y) appartient au support " γ " sinon $g_{k+1}(x, y)$ est nulle. Cependant, à la différence de l'algorithme de Fienup, le support est variable et recalculé à chaque itération à partir de la nouvelle estimation de l'objet $g'_k(x, y)$. Le support est calculé à partir d'un seuil fixé sur l'objet estimé, si la valeur des pixels est plus grande que le seuil ils deviennent blancs sinon ils deviennent noirs. Numériquement, cela signifie que le domaine γ est défini par la condition $\frac{g'_k(x,y)}{\max_{(x,y)}(g'_k(x,y))} < Th$. Cela permet de tendre plus rapidement à la reconstruction finale de l'objet.

L'algorithme peut alors enfin être utilisé et un exemple de résultats de reconstruction obtenus après 5 itérations à partir des trois images de *speckle* représentées sur les Figs. 2.18 (a), (b), et (c) est présenté respectivement sur les Figs. 4.4 (a), (b), et (c). Les seuils utilisés pour obtenir les reconstructions bidimensionnelles des particules des Figs. 4.4 (a), (b), et (c) sont respectivement $Th = 1\%$, $Th = 1\%$ et $Th = 1,2\%$. Le seuil qui conduit à la meilleure reconstruction doit être ajusté pour chaque particule, et dépend de la particule (nombre de glare points utilisé notamment).

D'un point de vue quantitatif, considérons la particule simulée en forme de croix illustrée à la Fig. 2.18 (b) : les longueurs des deux branches horizontales et verticales mesurent $300\mu m$. L'analyse de la Fig. 4.4 (b) donne une longueur de branche horizontale de $305\mu m$, et une branche verticale de $296\mu m$. La différence entre la taille de la particule simulée et l'estimation de taille est inférieure à 10 %. Comme deuxième exemple, considérons la particule simulée en forme de dendrite illustrée à la Fig. 2.18 (c) : les longueurs des 6 branches principales sont de $180\mu m$. L'analyse de la Fig. 4.4 (c) donne une longueur de branche (si on se réfère à la branche supérieure verticale) de $195\mu m$. La différence est encore une fois assez faible.

Quantitativement, l'utilisation de l'algorithme ER pour la reconstruction 2D des projections de particules irrégulières à partir d'interférogrammes simulés semble également satisfaisante.

D'un point de vue qualitatif, la reconstruction des particules en forme de bâton (Fig. 4.4 (a)) et de croix (Fig. 4.4 (b)) est très satisfaisante. La finesse des bâtons composant ces particules est bien retrouvée. On note tout de même encore quelques pixels lumineux autour des bâtons mais cela n'altère pas la qualité de la forme des reconstructions. Pour la reconstruction de la particule en forme de dendrite (Fig. 4.4 (c)) les 6 branches principales de la dendrite sont facilement identifiables ainsi que les branches secondaires aux extrémités des branches principales. Dans les cas les plus difficiles les branches secondaires forment des sortes de "blocs". On note cependant un bruit parasite au centre de l'image entre les branches principales mais qui n'altère pas la forme globale de la particule reconstruite. On remarque également des accumulations de pixels lumineux à certains endroits des reconstructions tandis qu'à d'autres il n'y en que très peu. Cela s'explique par le fait que les particules simulées ne sont pas uniformément brillantes. En effet, elles sont composées d'une répartition aléatoire de glare points sur leur enveloppe globale, qui reproduit bien les aspérités brillantes des particules rugueuses irrégulières sous éclairage laser. Qualitativement, l'utilisation de l'algorithme ER pour la reconstruction 2D des projections dans le plan du capteur CCD de particules irrégulières à partir d'interférogrammes simulés semble donc tout à fait satisfaisante.

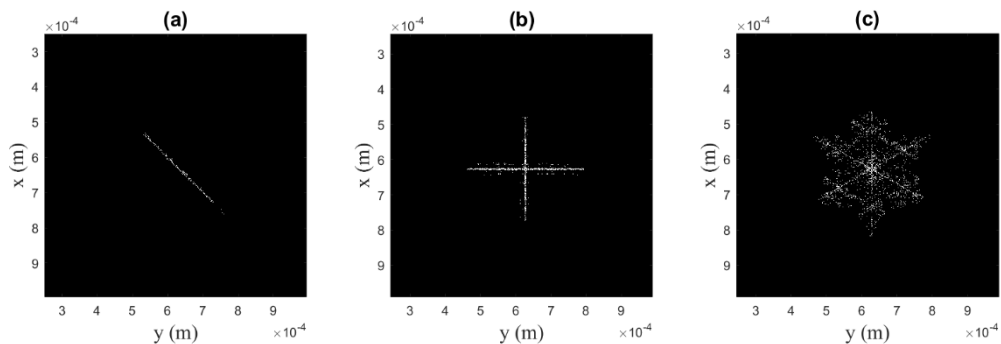


Figure 4-4 : Reconstruction bidimensionnelle de la particule en forme de bâton en (a), de croix en (b) et de dendrite en (c).

Par la suite, une comparaison a été faite avec l'algorithme de reconstruction HIO, l'objectif était de voir s'il permettait une meilleure reconstruction 2D des particules à partir de leurs images interférométriques. Nous avons également comparé les reconstructions obtenues en fonction du nombre d'itérations pour savoir s'il était nécessaire d'augmenter le nombre d'itérations et le temps que mettait chaque algorithme pour reconstruire la particule en fonction du nombre d'itérations. Nous avons pris la particule en forme de dendrite (Fig. 2.17 (c)) pour illustrer cette étude. La figure 4.5 présente différentes reconstructions effectuées,

dans la première colonne (Figs. 4.5 (a), (c) et (e)) avec l'algorithme ER, et dans la deuxième colonne (Figs. 4.5 (b), (d) et (f)) avec l'algorithme HIO, avec un nombre d'itérations différent, 2 itérations pour la 1^{ère} ligne (Figs. 4.5 (a) et (b)), 5 itérations pour la 2^{ème} ligne (Figs. 4.5 (c) et (d)) et 10 itérations pour la 3^{ème} ligne (Figs. 4.5 (e) et (f)). La figure 4.6 regroupe dans un tableau le temps que met chaque algorithme pour reconstruire la forme 2D de la particule en fonction du nombre d'itérations.

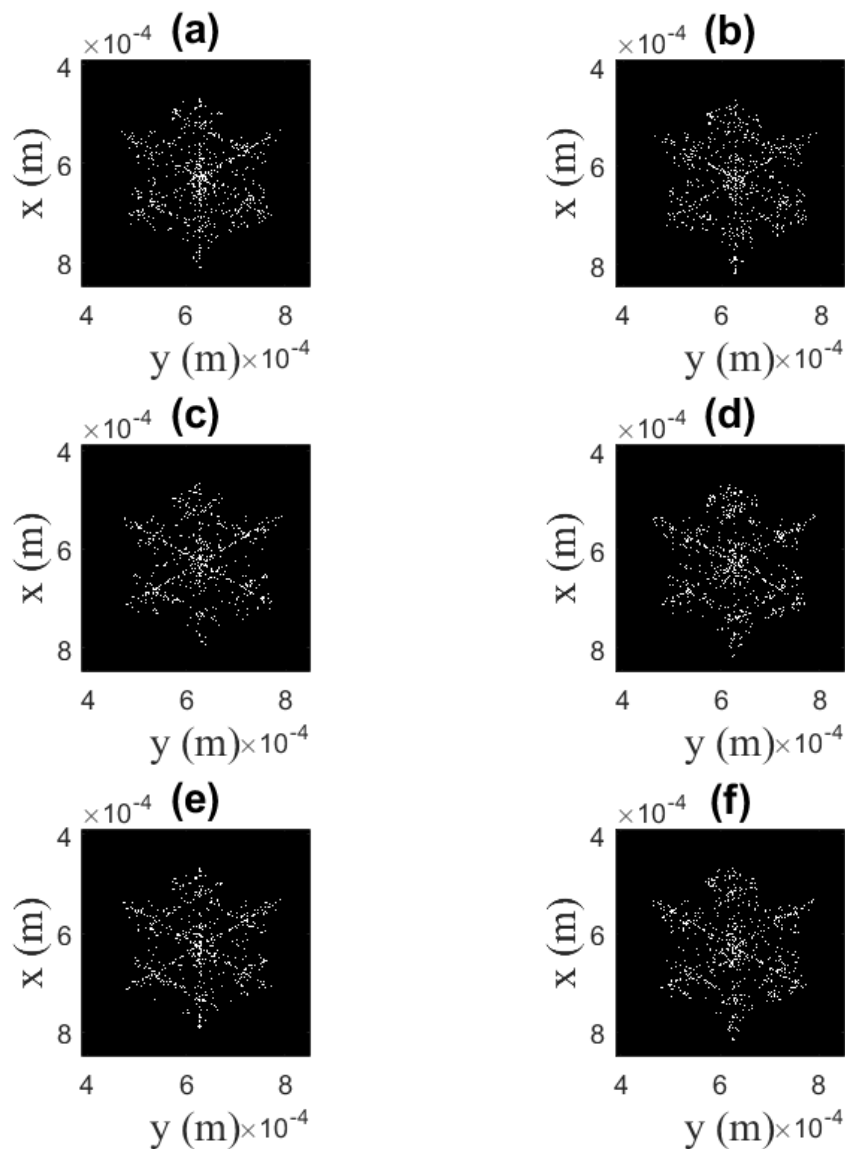


Figure 4-5 : différentes reconstructions bidimensionnelle de la particule dendritique, dans la première colonne ((a), (c) et (e)) avec l'algorithme ER, et dans la deuxième colonne ((b), (d) et (f)) avec l'algorithme HIO, avec un nombre d'itérations différent, 2 itérations pour la 1^{ère} ligne ((a) et (b)), 5 itérations pour la 2^{ème} ligne ((c) et (d)) et 10 itérations pour la 3^{ème} ligne ((e) et (f)).

Nombre d'itérations	Temps de calcul algorithme ER (en s)	Temps de calcul algorithme HIO (en s)
2	63	87
5	187	375
10	428	826

Figure 4-6 : Temps de reconstruction 2D de la particule en fonction du nombre d'itérations pour l'algorithme ER et HIO.

Si l'on compare dans un premier temps les reconstructions obtenues avec les algorithmes ER et HIO. On remarque que les reconstructions obtenues avec l'algorithme HIO sont légèrement plus bruitées, on remarque notamment la présence d'un nombre plus important de pixels blancs entre les branches principales de la dendrite comparé aux reconstructions effectuées avec l'algorithme ER. On peut expliquer la présence d'un bruit légèrement plus élevé dans les reconstructions avec l'algorithme HIO car il est plus vulnérable au bruit contenu dans l'image interférométrique et la qualité d'image de la reconstruction est parfois impactée. Si l'on regarde également le temps mis par chaque algorithme pour un même nombre d'itérations pour reconstruire la particule, l'algorithme ER est presque deux fois plus rapide que l'algorithme HIO. C'est pour cela que nous avons favorisé l'utilisation de l'algorithme ER plutôt que de l'algorithme HIO, celui-ci semble plus stable lorsque du bruit est présent sur les images interférométriques et il est nettement plus rapide pour un même nombre d'itérations.

Si l'on compare maintenant la qualité des reconstructions obtenues selon le nombre d'itérations, on peut voir qu'il n'y a par exemple pas énormément de différences dans la reconstruction entre 5 et 10 itérations pour chacun des algorithmes. Et de plus, le temps de reconstruction entre 5 itérations et 10 est plus de deux fois plus élevé si l'on se réfère au tableau de la Fig. 4.6. Le nombre d'itérations utilisé sera donc dans la majorité des cas inférieur ou égal à 5.

Pour étendre nos premières conclusions, il est intéressant de pouvoir reconstruire le contour 2D d'une particule rugueuse irrégulière sous différents points de vue. En effet, les particules observées dans un écoulement se déplacent constamment et la particule n'arrive donc pas forcément de face dans le champ du capteur CCD.

On reprend alors comme exemple la particule en forme de dendrite (Fig. 2.16 (c)) et on la fait pivoter autour de l'axe x par pas de $\frac{\pi}{8}$ entre 0 et $\frac{\pi}{2}$. A chaque rotation on projette la particule sur le plan (x, y) (plan du capteur CCD), les Figs. 4.7 (a), (b), (c), et (d) représentent respectivement la projection dans le plan (x, y) après une rotation de $\frac{\pi}{8}$, $\frac{\pi}{4}$, $\frac{3\pi}{8}$ et $\frac{\pi}{2}$ de la particule selon l'axe x . La forme globale de la particule n'est pas modifiée : elle se compose toujours de six branches principales, chacune mesurant $180 \mu m$ de long et $2 \mu m$ de large, avec de petites branches secondaires à leurs extrémités. Pour chaque orientation de la

particule, son image interférométrique (depuis l'angle de vue correspondant à une projection dans le plan (x, y)) est recalculée en supposant une nouvelle répartition aléatoire de 400 émetteurs ponctuels sur toute la surface de la particule de type dendrite, elles sont présentées dans la Fig. 4.7.

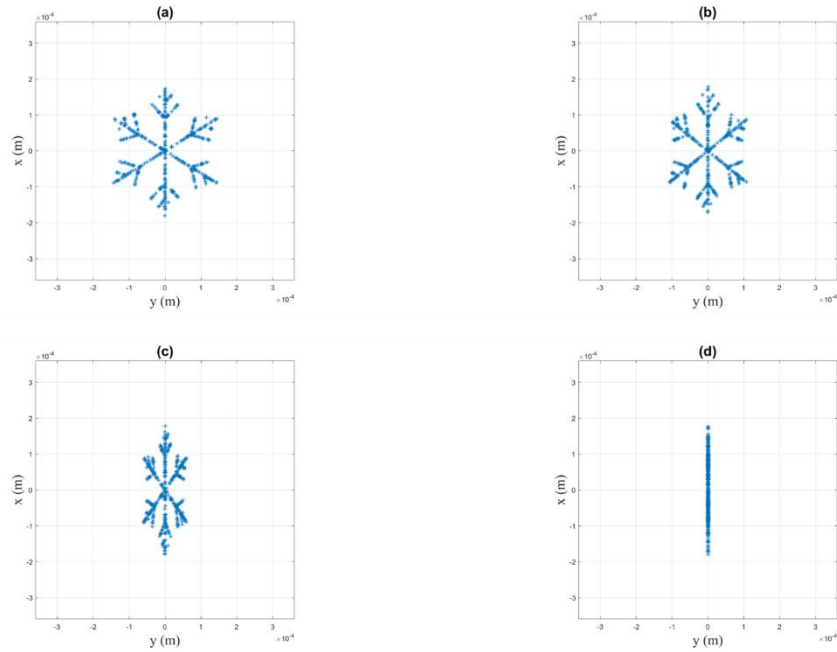


Figure 4-7 : Projection bidimensionnelle dans le plan (x, y) de la particule ayant subi une rotation selon l'axe x d'un angle de $\frac{\pi}{8}$ en (a), de $\frac{\pi}{4}$ en (b), de $\frac{3\pi}{8}$ en (c), et de $\frac{\pi}{2}$ en (d).

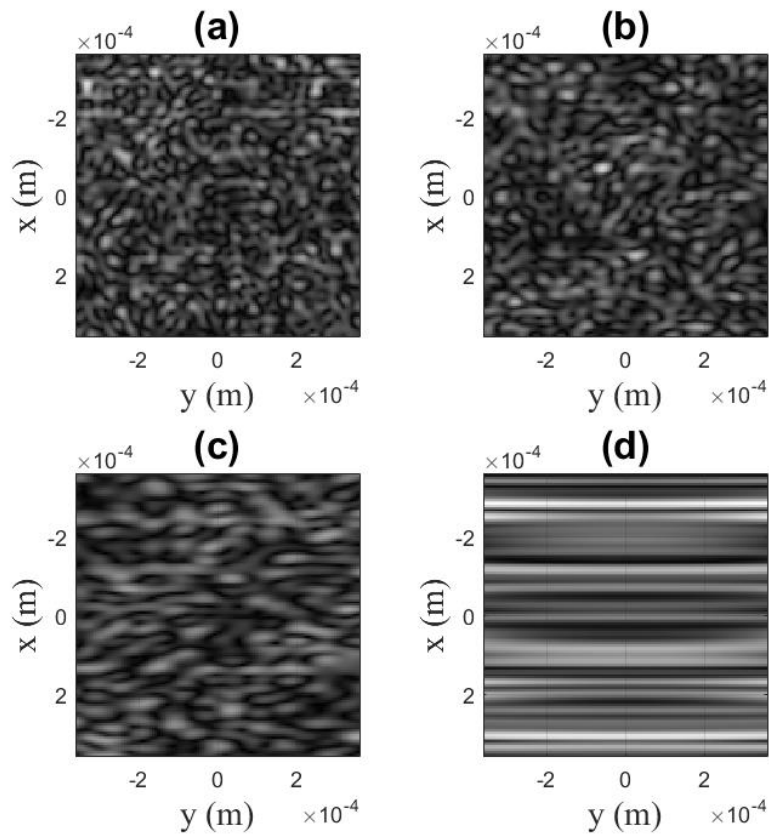


Figure 4-8 : Images interférométriques en défaut de mise au point : de la particule ayant subi une rotation selon l'axe x d'un angle de $\pi/8$ en (a), de $\pi/4$ en (b), de $3\pi/8$ en (c), et de $\pi/2$ en (d).

Les reconstructions 2D obtenues après 3 itérations à partir des images interférométriques des projections 2D présentées sur les Figs. 4.8 (a), (b), (c) et (c) sont présentées respectivement sur les Figs. 4.9 (a), (b), (c) et (d).

On observe que les reconstructions 2D sont moins précises lorsque la particule est vue de $3/4$ ou de $7/8$, les branches secondaires sont beaucoup plus difficiles à distinguer les unes des autres. Ceci est dû au fait que les branches principales sont davantage rapprochées et il est alors plus difficile de distinguer individuellement les branches secondaires mais l'on observe tout de même des « blocs » aux extrémités des branches principales. Cependant, pour les 3 premières rotations (a), (b), et (c), nous sommes toujours capables de distinguer qu'il s'agit d'une particule de type dendrite.

Quantitativement, les reconstructions sont également satisfaisantes : l'analyse des Figs. 4.9 (a), (b) et (c) donne une longueur de branche (si on se réfère toujours à la branche supérieure verticale) de $180 \mu m \pm 10 \mu m$. La différence entre la taille de la particule simulée et l'estimation de taille est cette fois-ci aussi inférieure à 10 %.

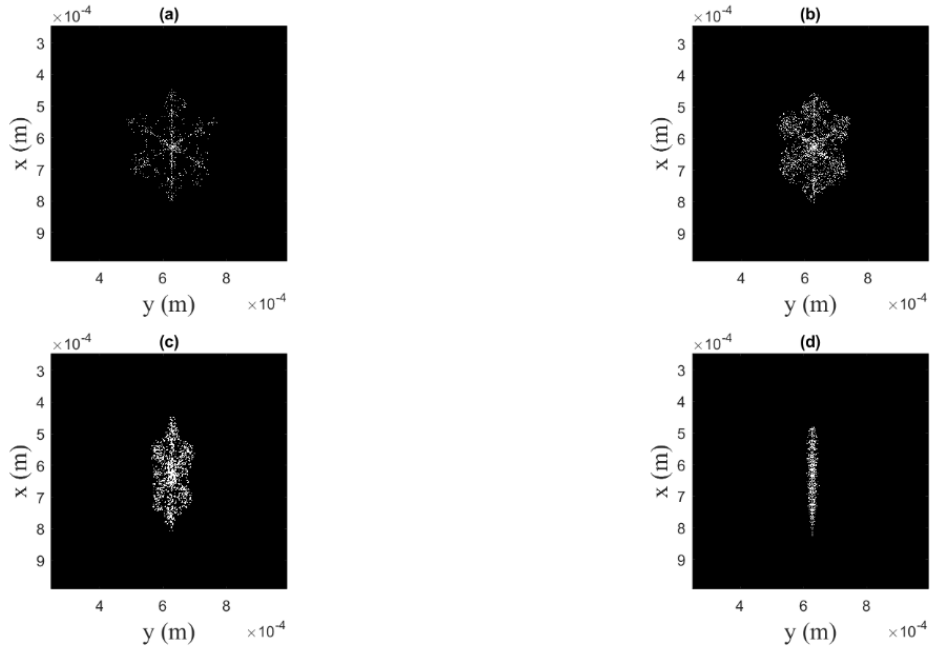


Figure 4-9 : Reconstruction bidimensionnelle de la particule ayant subi une rotation selon l'axe x d'un angle de $\frac{\pi}{8}$ en (a), de $\frac{\pi}{4}$ en (b), de $\frac{3\pi}{8}$ en (c), et de $\frac{\pi}{2}$ en (d).

En résumé, la relation 4.1 indique que l'image interférométrique d'une particule rugueuse de forme irrégulière peut être analysée pour fournir l'autocorrélation 2D du contour de la particule. Malheureusement, le contour de l'autocorrélation 2D d'un objet 2D ne donne pas le contour de l'objet 2D lui-même. Dans le chapitre 2, en utilisant uniquement la méthode de tri-intersection, nous pouvions reconstruire des familles de formes possibles dont les contours correspondaient aux résultats expérimentaux. Malheureusement, la solution n'était pas unique. Cette non unicité rendait la faisabilité de la tomographie des particules impossible lors de la combinaison de trois angles de vue. Cela nous limitait à la possibilité d'estimer le volume des particules. Les simulations montrent ici qu'une méthode de reconstruction de phase comme l'algorithme de réduction d'erreur peut conduire à une reconstruction unique des faces de la particule avec des résultats qualitatifs et quantitatifs très satisfaisants pour les formes étudiées.

4.3 Reconstructions de faces 2D de particules irrégulières centrosymétriques « programmées »

Dans cette partie nous allons étendre la reconstruction de la forme 2D à des particules irrégulières « programmées » à partir d'une matrice de micro-miroirs (ou en anglais DMD : *Digital Micromirror Device*) [59,97].

Expérimentalement, il est rarement possible de connaître parfaitement l'orientation exacte d'une particule rugueuse dans un écoulement. On peut éventuellement connaître la forme

exacte de la particule qui est injectée dans un flux mais nous ne sommes pas en mesure de prédire son orientation exacte lorsque celle-ci atteint la région d'intérêt du dispositif d'imagerie. Il n'est donc pas possible d'effectuer des expériences rigoureuses où les particules rugueuses sont parfaitement connues (taille, forme et orientation). Cela apporte une limitation importante à l'objectif de notre étude. Nous avons donc décidé de générer des particules irrégulières « programmables » parfaitement connues et d'enregistrer leurs images interférométriques. En utilisant une description simplifiée, les particules peuvent être représentées par un ensemble d'émetteurs ponctuels (*glare points*) disposés aléatoirement sur une enveloppe globale. Un dispositif expérimental composé d'une matrice de micro-miroirs peut reproduire une "particule rugueuse programmée". Pour obtenir l'image interférométrique, les micro-miroirs sont illuminés par un laser HeNe (longueur d'onde : 632,8 nm). Le dispositif utilisé est présenté dans la Fig. 4.10. Les « particules rugueuses » sont constituées d'un ensemble de micro-miroirs situés aléatoirement dans une enveloppe globale, qui correspond au contour de la particule programmée. Ce dispositif est devenu un outil puissant pour tester les algorithmes de traitement d'images dans différentes configurations, sans avoir à « attendre les particules » dans le champ de vision d'un système d'IPI. Le dispositif expérimental a été développé lors d'une collaboration avec Mickael Fromager (laboratoire CIMAP à Caen) et dupliqué au CORIA par Mohamed Talbi [59].

Dans cette partie, l'algorithme de reconstruction de phase sera donc testé dans le cas de particules irrégulières dont les images interférométriques sont générées par la matrice de micro-miroirs.

4.3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est composé d'une matrice de micro-miroirs (DMD) qui reproduit une "particule rugueuse", celle-ci est éclairée par un laser Hélium-Néon (HeNe) continu de longueur d'onde $632,8 \text{ nm}$, élargi à l'aide d'un télescope. Les aspérités de la particule sont composées des micro-miroirs programmés, c'est-à-dire qui réfléchissent la lumière laser dans la direction du système d'imagerie. Les autres micro-miroirs réfléchissent la lumière dans une autre direction : c'est-à-dire aucune réflexion dans la direction du système d'imagerie. Un exemple d'une particule « programmée » est représenté sur la figure 4.10 (en haut à gauche de la figure). Le système d'imagerie collecte alors la lumière réfléchiée par la matrice de micro-miroirs à l'aide d'une optique (lentille ou objectif) et d'un capteur CCD placé en défaut de mise au point.

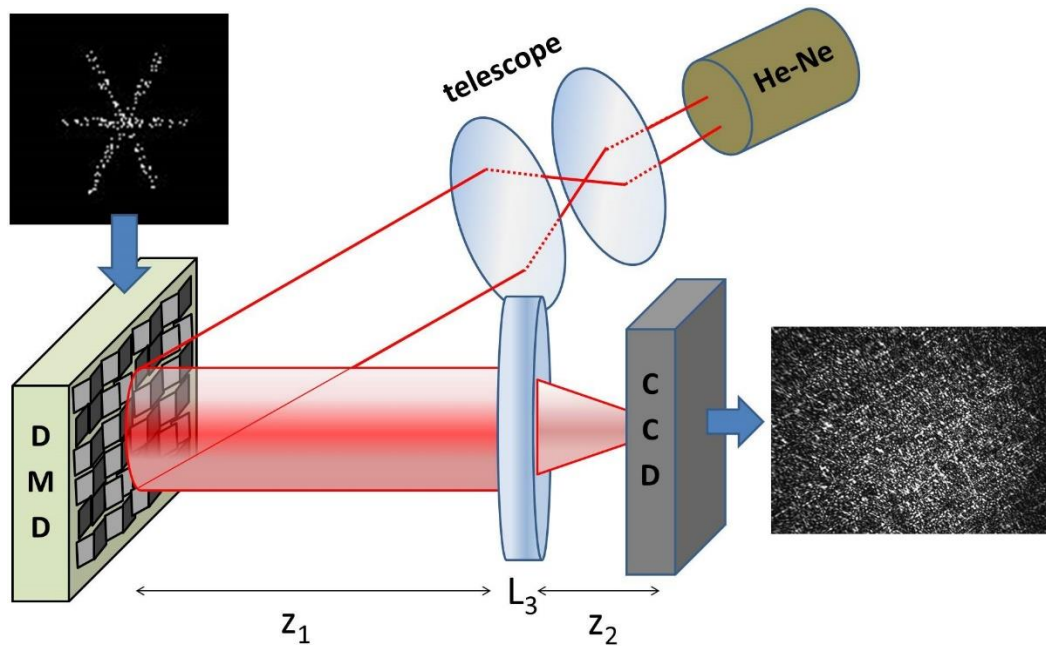


Figure 4-10 : Illustration du dispositif expérimental. La matrice de micro-miroirs (DMD) permet la programmation de particules de morphologies différentes.

4.3.1.1 Matrice de micro-miroirs

Le DMD utilisé est le modèle DLP6500FYEH D de chez Texas Instruments. Il a une résolution Full HD 1080 p (1920 × 1080 miroirs à géométrie carrée). La séparation entre les centres de deux miroirs adjacents est de $7,56 \mu\text{m}$ ce qui donne une surface réfléchissante de taille totale de $1,4 \text{ cm} \times 0,8 \text{ cm}$. Chaque micro-miroir a deux états possibles (« ON » et « OFF »), qui correspondent à deux inclinaisons (angle de $\pm 12^\circ$). Les miroirs à l'état « ON » réfléchissent la lumière dans la direction du dispositif d'imagerie et les miroirs à l'état « OFF » vers une surface absorbante. La particule irrégulière est alors modélisée par les miroirs à l'état « ON » qui jouent le rôle des « glare points » situés sur l'enveloppe globale de la particule lorsque celle-ci est éclairée comme illustrée Fig 4.11.

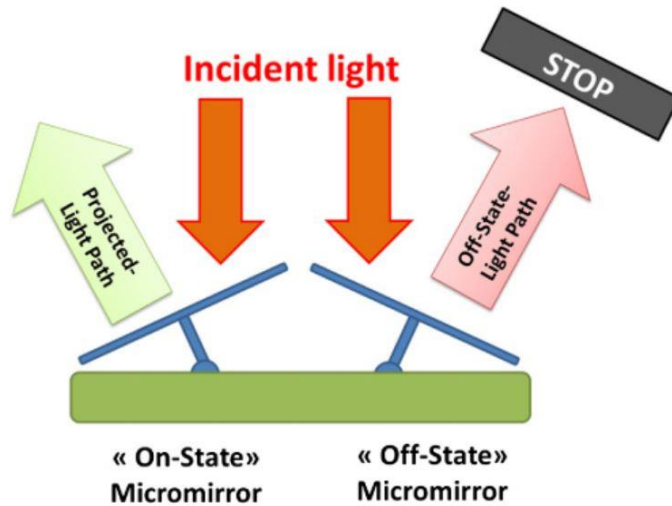


Figure 4-11 : Illustration du fonctionnement de la matrice de micro-miroirs (DMD).

4.3.1.2 Composition du système d'imagerie

Le système d'imagerie enregistre l'image interférométrique en défaut de mise au point de la particule programmée. Il est composé d'une lentille et d'un capteur CCD. Le système d'imagerie est aligné avec les micro-miroirs « ON ». L'objectif ($L3$) de la Fig. 3.10 est en fait un objectif Nikon de longueur focale $f = 180 \text{ mm}$. La figure 4.10 n'est pas à l'échelle réelle. Dans le montage utilisé, $z_1 = 42 \text{ cm}$ et $z_2 = 37,5 \text{ cm}$ (en utilisant des bagues-allonge). Le capteur est une caméra CCD Thorlabs BC106N-VIS/M avec 1360×1024 pixels, et une taille de pixel de $6,45 \mu\text{m} \times 6,45 \mu\text{m}$. Le capteur CCD enregistre les images interférométriques, c'est-à-dire un motif de speckle comme illustré sur la figure 3.7.

4.3.1.3 Caractéristique des images interférométriques enregistrées

Des images interférométriques enregistrées par le capteur CCD sont composées de $1360 \times 1024 \text{ pixels}$ (taille d'un pixel $6,45 \times 6,45 \mu\text{m}$). L'étape suivante est l'application du facteur d'échelle λB_{tot} pour le dimensionnement quantitatif. Il est déduit du dispositif expérimental et du paramètre de défocalisation. Le coefficient B_{tot} vaut $-0,08 \text{ m}$ dans cette expérience.

4.3.2 Reconstruction de la forme 2D

Présentons maintenant quelques exemples de reconstructions utilisant l'algorithme de réduction d'erreur décrit dans la sous-section 3.1.1. La Fig. 4.12 (a) montre la première particule qui a été programmée. Elle est composée de 1000 micro-miroirs à l'état « ON » situés aléatoirement sur toute la surface de la croix. La Fig. 4.12 (b) montre la section de son image interférométrique ($680 \times 680 \text{ pixels}$) qui servira à la reconstruction. La Fig. 4.12 (c) montre enfin la « meilleure » particule reconstruite. Cette reconstitution est obtenue à partir de la

transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique et de l'application de l'algorithme ER. Le facteur d'échelle λB_{tot} a été appliqué sur les axes de la Fig. 4.12 (c), selon la relation (4.1). Les axes des Figs. 4.12 (a) et 4.12 (c) peuvent donc être directement comparés. La reconstruction apparaît très satisfaisante dans ce cas. La figure 4.13 (a) montre un deuxième cas où la croix a des branches plus épaisses. Cette nouvelle particule programmée est composée de 500 micro-miroirs à l'état « ON ». Comme précédemment, la Fig. 4.13 (b) montre la section de son image interférométrique obtenue sur le capteur CCD qui servira à la reconstruction. La Fig. 4.13 (c) montre finalement la « meilleure » particule reconstruite. On peut observer que la forme de croix est encore bien retrouvée. Néanmoins, la reconstruction devient plus difficile à obtenir et elle est plus bruitée.

On remarque sur les figures 4.12 (c) et 4.13 (c) que les branches des croix reconstruites ne sont pas parfaitement parallèles. Cela est dû à une observation suivant un axe décalé et une vue du DMD un peu déformée comme on peut le voir sur la photo de la figure 4.16.

Montrons deux autres exemples de reconstruction. La figure 4.14 (a) montre une particule en forme de bâton composée de 500 micro-miroirs à l'état passant, aléatoirement situé sur le bâton. La Fig. 4.14 (b) montre la coupe de son image interférométrique qui sera utilisée pour la reconstruction. La figure 4.14 (c) montre enfin la « meilleure » particule reconstruite. La reconstruction apparaît quantitativement encore une fois très satisfaisante. La figure 4.15 (a) montre un quatrième cas où la particule est une particule dendritique à six branches, composée de 1500 micro-miroirs à l'état passant. La figure 4.15 (b) montre la section de son image interférométrique, tandis que la figure 4.15 (c) montre la meilleure particule reconstruite. Dans ce cas encore, malgré un certain bruit dans l'image de la particule reconstruite, la forme globale de la particule est relativement bien retrouvée.

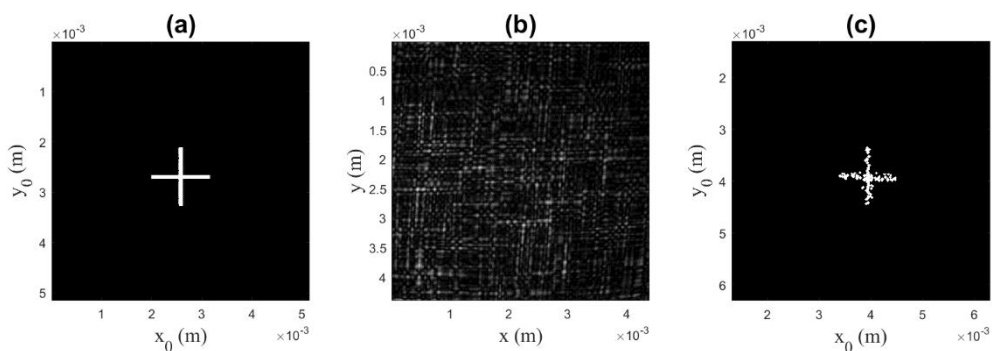


Figure 4-12 : Particule en forme de croix programmée sur le DMD remplie (a), la section de son image interférométrique considérée pour la reconstruction (b) et la particule reconstruite (c).

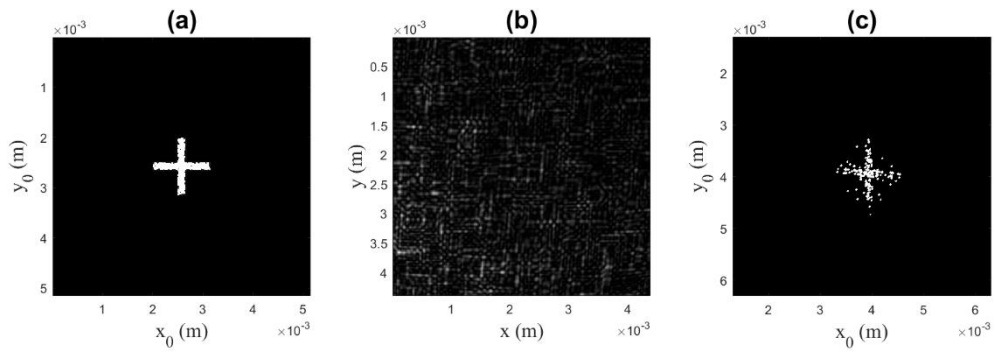


Figure 4-13 : Particule en forme de croix épaisse programmée sur le DMD remplie (a), la section de son image interférométrique considérée pour la reconstruction (b) et la particule reconstruite (c).

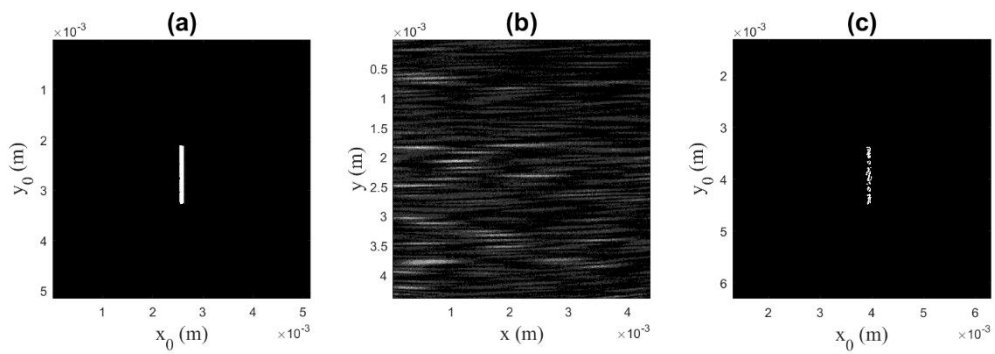


Figure 4-14 : Particule en forme de bâton programmée sur le DMD remplie (a), la section de son image interférométrique considérée pour la reconstruction (b) et la particule reconstruite (c).

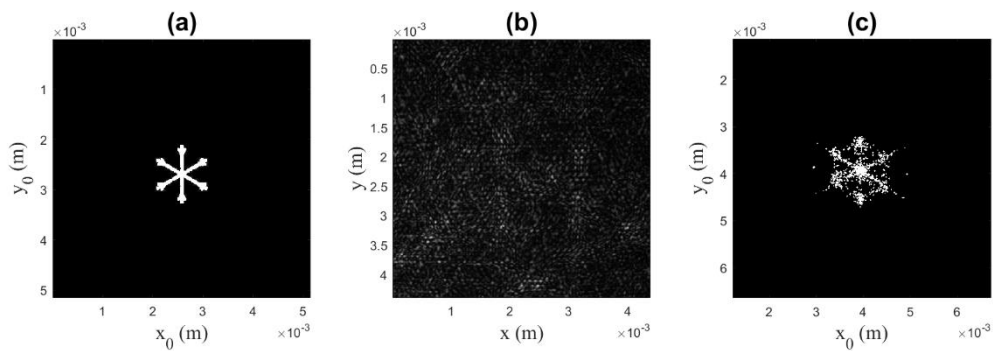


Figure 4-15 : Particule en forme de dendrite programmée sur le DMD remplie (a), la section de son image interférométrique considérée pour la reconstruction (b) et la particule reconstruite (c).

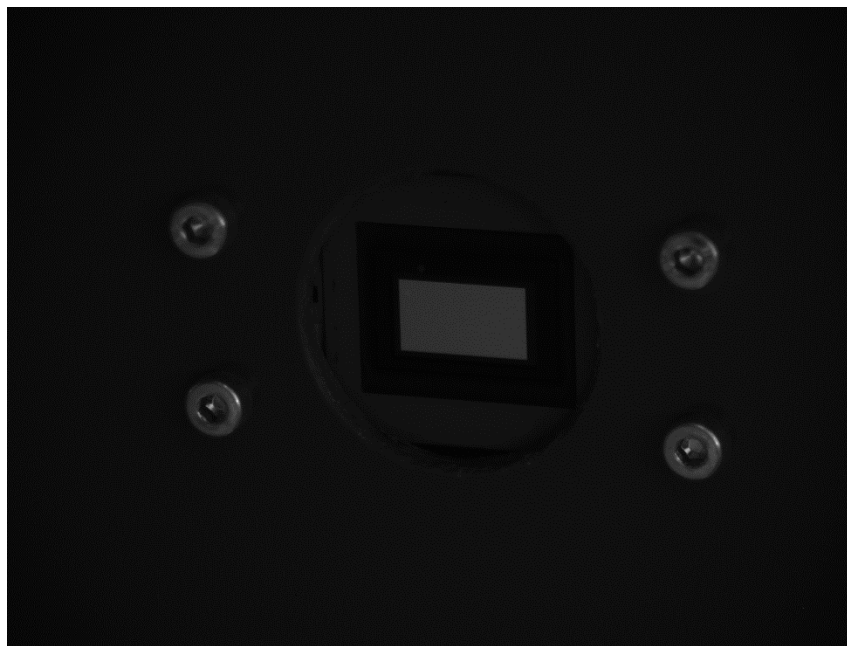


Figure 4-16 : Vue du DMD depuis le capteur CCD.

Les Figs. 4.12 (c), 4.13 (c), 4.14 (c) et 4.15 (c) montrent que des pixels isolés peuvent être présents dans les particules reconstruites, et introduire du bruit. Dans le cas des Figs. 4.12 (c) et 4.13 (c), le bruit apporte une difficulté pour évaluer la longueur exacte des deux bâtons constituant les croix. Ce problème est clairement mis en évidence pour les particules en formes de croix, mais il est effectivement présent dans tous les cas testés : les particules reconstruites montrent certains pixels isolés, et l'ajout de tels pixels peut agrandir ou diminuer

d'avantage le contour de la particule reconstruite, selon le seuil utilisé à l'étape 4 de l'algorithme ER : la contrainte d'un objet est introduite (en utilisant un seuil) pour définir le domaine γ où $g_{k+1}(x, y)$ vaut zéro.

La cause initiale de cette difficulté est que les particules programmées ne sont pas elles-mêmes des particules remplies, homogènement brillantes. Elles sont composées d'une répartition aléatoire de micro-miroirs dans une enveloppe globale, qui reproduit bien les aspérités brillantes des particules rugueuses irrégulières sous éclairage laser. Il apparaît ici que la reconstruction « amplifie » cette propriété, donnant certains domaines avec une accumulation de pixels lumineux et d'autres domaines où il n'y a que quelques pixels lumineux, ce qui est bien observé sur la dendrite reconstruite sur la Fig. 4.15 (c). Néanmoins, une aide utile peut être donnée pour les mesures quantitatives de tailles, par l'algorithme de reconstruction lui-même. Si ce seuil défini à l'étape 4 de l'algorithme ER est très faible, l'algorithme conduit à la reconstruction de l'autocorrélation 2D de la particule.

La Fig. 4.17 illustre l'influence de ce seuil : à l'étape 4 de l'algorithme (voir Fig. 4.1), la définition de la nouvelle fonction $g_{k+1}(x, y)$ est soumise au fait que $g'_k(x, y)$ doit satisfaire la contrainte de l'objet. Numériquement, cela signifie que le domaine γ est défini par la condition :

$$\frac{g'_k(x, y)}{\max_{(x,y)}(g'_k(x, y))} < Th \quad (4.7)$$

Figure 4.17 (a) montre la reconstruction de la particule en forme de croix de la Fig. 4.12 obtenue quand $Th = 0,4 \%$. Elle correspond à la meilleure reconstruction. Les figures 4.17 (b), (c) et (d) montrent alors les reconstructions de la même particule obtenues quand $Th = 0,3 \%$, $Th = 0,2 \%$ et $Th = 0,1 \%$ respectivement. Nous pouvons observer des différences importantes entre les figures (a), (b) et (c). Mais les formes binarisées observées sur les figures (c) et (d) contiennent une informations similaires bien que le paramètre Th continue à être réduit. Ces deux figures présentent l'autocorrélation 2D de la forme initiale de la particule.

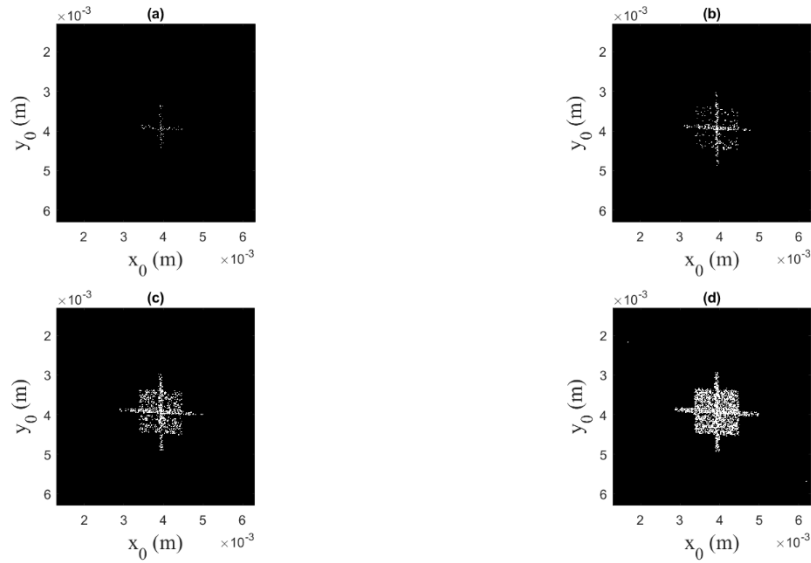


Figure 4-17 : Reconstructions de la particule en forme de croix de la Fig. 4.12, pour différentes valeurs du seuil Th : $Th = 0,4$ % en (a), 0,3 % en (b), 0,2 % en (c) et 0,1 % en (d).

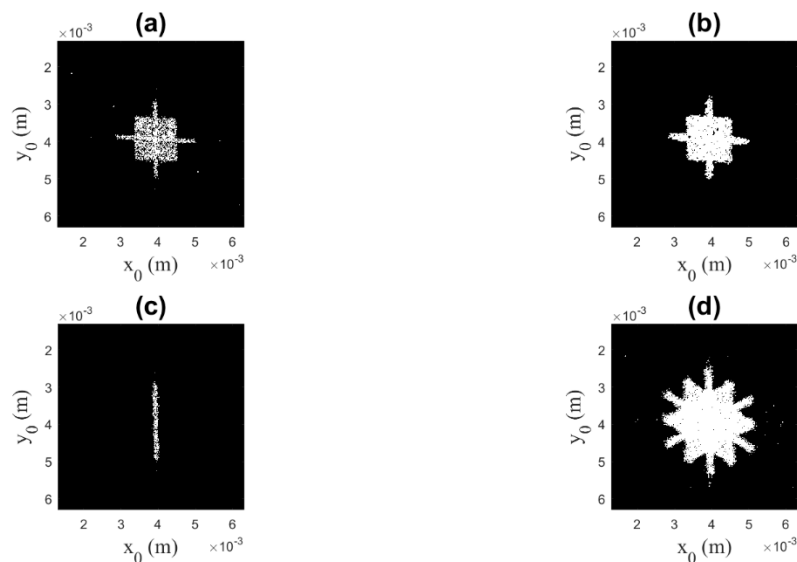


Figure 4-18 : Reconstructions obtenues lorsque le seuil de contrainte de la reconstruction est très bas : on obtient alors l'autocorrélation 2D des particules initiales : Les figures (a), (b), (c) et (d) doivent être comparées aux figures précédentes. 4.12 (c), 4.13 (c), 4.14 (c) et 4.15 (c) respectivement.

La Fig. 4.18 résume les reconstructions à bas seuil obtenues avec les quatre particules précédentes : particules en forme de croix d'épaisseurs différentes sur les figures (a) et (b), particule en bâton sur la figure (c) et particule en forme de dendrite sur la figure (d). La valeur du seuil bas n'est pas un paramètre sensible de l'algorithme. Dans les quatre cas présentés sur la Fig. 3.16, la valeur de Th est la même : 0,1 %. Et les résultats seraient très similaires en utilisant $Th = 0,05$ % ou 0,15 %. Il est ainsi très facile d'obtenir l'autocorrélation 2D des contours des particules avec précision. Mais le seuil qui conduit à la meilleure reconstruction doit être ajusté pour chaque particule, et dépend de la particule (nombre de micro-miroirs utilisé notamment).

Revenons aux meilleures reconstructions obtenues (et présentées dans les Figs. 4.12, 4.13, 4.14 et 4.15 (c)). Considérons la particule programmée en forme de croix illustrée à la Fig. 4.12 (a): les longueurs des deux branches horizontales et verticales mesurent $1,134\text{ mm}$. L'analyse de la Fig. 4.18 (a) qui fournit l'autocorrélation 2D de la forme de la particule, donne une longueur horizontale de $1,119\text{ mm}$, et une branche verticale de $1,05\text{ mm}$ (gardons à l'esprit que l'autocorrélation 2D d'un rectangle est deux fois plus grande que le rectangle initial dans les deux sens). La différence entre la taille de la particule programmée et l'estimation de taille est inférieure à 10 %. Comme deuxième exemple, considérons la particule programmée en forme de croix illustrée à la Fig. 4.13 (a): les longueurs des branches horizontales et verticales sont à nouveau de $1,134\text{ mm}$. L'analyse de la Fig. 4.18 (b) donne une branche horizontale de $1,07\text{ mm}$, et une branche verticale de $1,07\text{ mm}$. La différence est encore très faible. Ces reconstructions à bas seuil de la Fig. 4.18 sont en fait des outils très intéressants pour ajuster le seuil de contrainte exact de la reconstruction, c'est-à-dire celui qui donne les reconstructions de la particule finale des Figs. 4.12 (c), 4.13 (c), 4.14 (c) et 4.15 (c) respectivement dont les tailles de particules correspondent le mieux. En effet, elles sont très utiles pour identifier les tailles réelles des branches des particules.

En résumé, l'algorithme ER donne des reconstructions relativement bonnes de l'objet initial, bien qu'une estimation précise de la taille puisse être plus difficile en l'absence de cette reconstruction complémentaire à bas seuil. Un critère très important est le temps de calcul. Chaque reconstruction présentée dans cette section ne nécessite que trois itérations. En utilisant un code Matlab sur un ordinateur portable standard, la reconstruction à partir d'une image interférométrique de 680×680 pixels nécessite entre 30s et 2min (selon le nombre d'itérations). Ce temps inclut la transformée de Fourier 2D de l'image interférométrique, la tri-intersection pour définir le support initial et les itérations de l'algorithme ER.

Tous les exemples présentés dans cette section ont une propriété commune : les particules sont centro-symétriques. Notons qu'un tel cas n'est pas nécessairement une exception en pratique, selon la famille de particules qui sont sous observation, par exemple des cristaux de glace. La partie suivante présentera le cas de particules non centro-symétriques pour lesquelles on verra que la reconstruction marche moins bien.

4.4 Particules non centro-symétriques et problème de l'image jumelle.

La Fig. 4.19 (a) présente une particule en forme de « Y » renversé (composée de trois branches qui font un angle de 120° entre elles). La particule est composée de 1500 micro-miroirs à l'état « ON » localisés aléatoirement sur toute la surface du « Y » renversé. La Fig. 4.19 (b) présente son image interférométrique en défaut de mise au point. La Fig. 4.20 (a) montre une première binarisation de la transformée de Fourier 2D de son image de *speckle* de la Fig. 4.19 (b). Après la tri-intersection, l'objet initial considéré dans le processus de reconstruction est présenté dans la Fig. 4.20 (b).

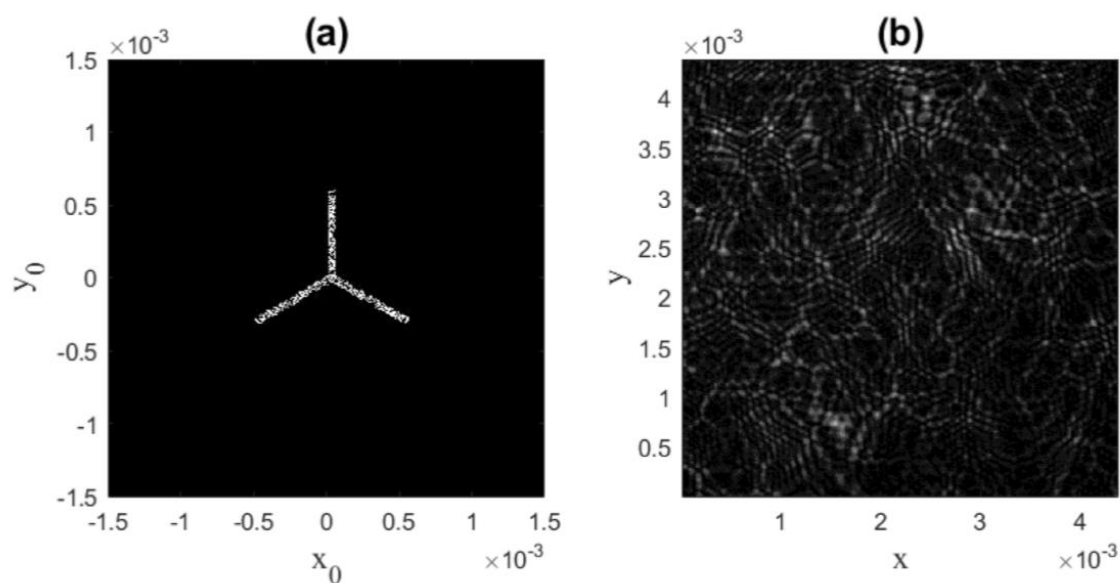


Figure 4-19 : Particule programmée sur le DMD (a), la section de son image interférométrique considérée pour la reconstruction (b).

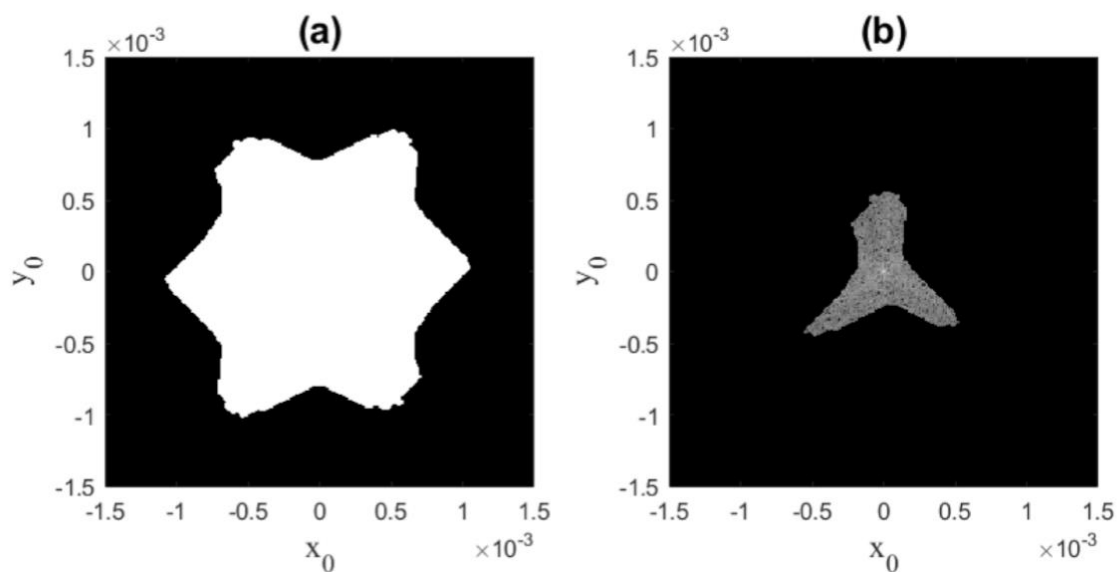


Figure 4-20 : Transformée de Fourier 2D binarisée de l'image interférométrique de la Fig. 4.19 (b) (a); objet initial utilisé pour la reconstruction (obtenu après tri-intersection) (b).

Finalement la « meilleure » particule reconstruite obtenue après trois itérations est présentée dans la Fig. 4.21 (a). Le résultat aurait été vraiment similaire après 10 itérations. La reconstruction apparaît vraiment différente de l'objet initial. Cela est dû à la forme non centro-symétrique de la particule. Ce problème appelé problème de « l'image jumelle » (*twin image problem* en anglais), apparaît lors de l'utilisation de l'algorithme de reconstruction.

L'algorithme ne peut pas choisir entre la forme initiale de « Y » renversé et son image centro-symétrique. L'explication de ce problème tient au fait que l'objet, $f(x, y)$, et son jumeau $f^*(-x, -y)$, ont la même intensité de Fourier. En effet, la transformée de Fourier 2D de $f^*(-x, -y)$ est :

$$F^*(u, v) = |F(u, v)|e^{-i\psi(u, v)} \quad (3.8)$$

Si le support de l'objet initial est centro-symétrique, alors les deux particules jumelles s'adaptent à l'intérieur du support, et l'une ou l'autre est une solution valide du problème de reconstruction de phase. Cela est vrai même pour un support non centro-symétrique si la particule et sa jumelle s'inscrivent toutes les deux partiellement ou totalement à l'intérieur d'un support avec de faibles contraintes.

Le problème d'image jumelle qui apparaît avec l'algorithme de reconstruction de phase, décrit par Fienup et Wackerman [98], a un mode de stagnation caractérisé par l'apparition simultanée de caractéristiques de l'image devant être reconstruite et de sa jumelle. Ce problème peut survenir lorsque le support de l'objet est centro-symétrique ou lorsque l'objet et le jumeau peuvent tenir à l'intérieur du support, et dans les cas extrêmes, il peut nuire considérablement à la qualité de l'image et donc à une difficulté pour retrouver les dimensions de la particule étudiée. Le problème de l'image jumelle est également persistant; c'est-à-dire que poursuivre les itérations ou perturber aléatoirement les phases récupérées conduit rarement à y échapper, et la fréquence avec laquelle elle apparaît dépend non seulement de la forme du support mais aussi de l'objet. Il apparaît généralement lors d'une tentative de reconstruction d'objets ayant un support approximativement centro-symétrique [99].

Dans notre cas (Fig. 4.21 (a)), nous obtenons alors une particule composée de 6 branches et non de trois. De plus les longueurs des branches sont plus petites que les branches réelles. Il est donc important de définir des outils qui nous permettent :

- 1) d'identifier lorsque l'on se trouve dans cette situation,
- 2) de corriger la reconstruction, si possible.

L'un de ces outils a été présenté précédemment dans la Fig. 4.20 (b). La Fig. 4.20 (b) montre en effet l'objet initial, qui s'appuie sur le support issu de la tri-intersection, utilisé dans l'algorithme. Cette figure donne une information intéressante pour identifier que notre particule n'est probablement pas une particule à six branches mais plutôt à trois. La Fig. 4.21 (b) présente le second outil. Il s'agit d'une reconstruction à faible seuil. Encore une fois, comme mentionné dans la Fig. 4.18 de la partie précédente, on voit apparaître l'autocorrélation 2D de la particule initiale en forme de « Y » renversé ; elle est composée de six branches dont les directions ne sont pas celles des trois branches de la particule initiale (ce qui est parfaitement normal concernant l'autocorrélation 2D d'une particule en forme de « Y » renversé). En combinant la reconstruction de la Fig. 4.21 (a), et les informations données par les Figs. 4.20 (b) et 4.21 (b), il est alors possible d'identifier une particule avec trois branches fines et à partir de la longueur de la ligne rouge de la Fig. 4.21 (b) d'avoir une meilleure évaluation quantitative de la longueur des branches.

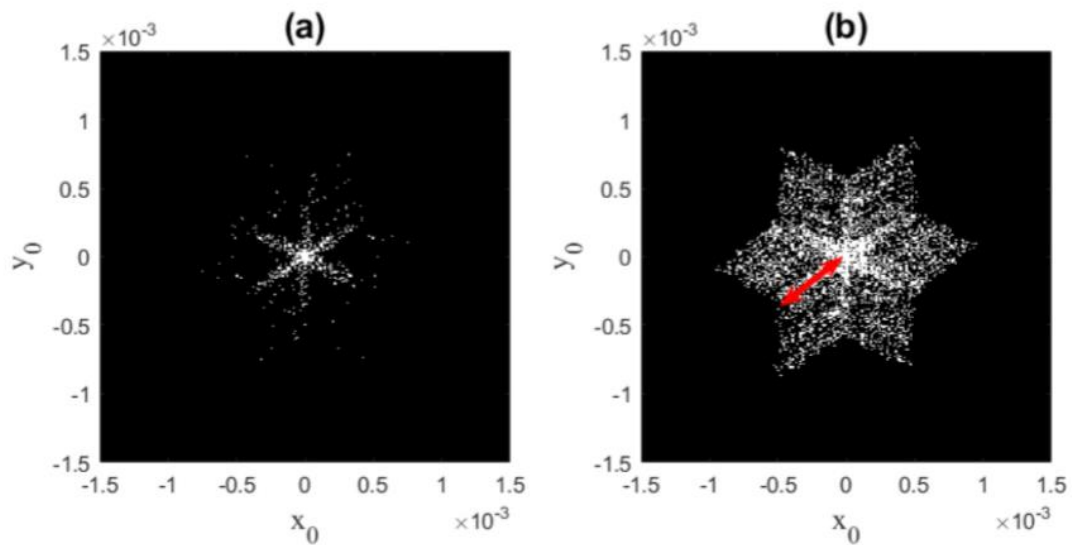


Figure 4-21 : La meilleure particule reconstruite en (a); et reconstruction à seuil très bas dans l'algorithme ER : l'autocorrélation 2D de la particule est obtenue en (b).

Il semble alors possible « d'affiner » la reconstruction, dans le but de réduire significativement la présence de l'image jumelle. La définition du support initial est également très importante comme expliqué précédemment. Dans une nouvelle reconstruction, nous effectuons une estimation de l'image binarisée de la transformée de Fourier 2D du speckle : cela consiste en réalité à une meilleure définition des extrémités pointues de l'image binarisée (mise en évidence par le faible seuil de reconstruction de la Fig. 4.21 (b)). Le nouvel objet initial qui sera utilisé maintenant est présenté dans la Fig. 4.22 (a). La meilleure définition des extrémités pointues de l'autocorrélation 2D permet d'obtenir un support affiné après la tri-intersection : l'objet de départ obtenu, qui sera ensuite utilisé dans l'algorithme de reconstruction, est l'objet de la Fig. 4.22 (b). Après reconstruction, la meilleure particule reconstruite obtenue après trois itérations est présentée dans la Fig. 4.22 (c) : l'image jumelle est presque complètement éliminée. A noter que la définition du support initial utilisé avec l'algorithme de réduction d'erreur est l'unique différence entre les reconstructions de la Fig. 4.21 (a) et la Fig. 4.22 (c).

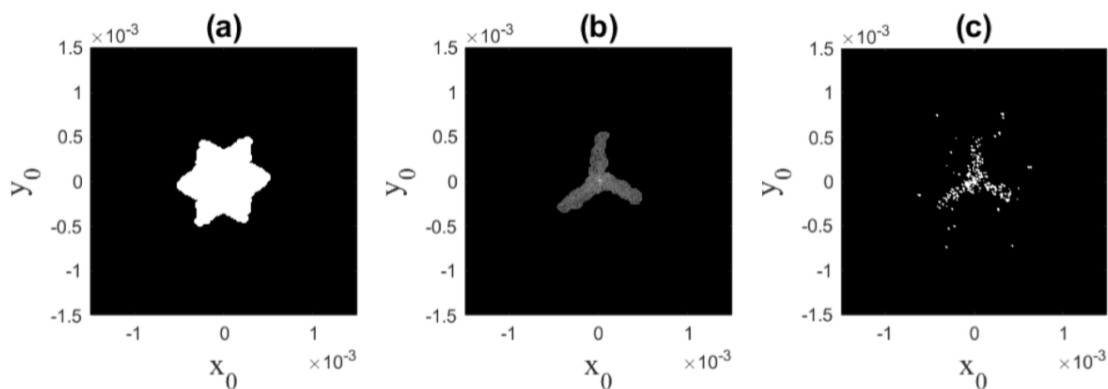


Figure 4-22 : Transformée de Fourier 2D binarisée de l'image interférométrique de la Fig. 4.19 (b) avec une meilleure définition des extrémités pointues (a) ; objet initial utilisé pour la reconstruction (obtenu après tri-intersection) (b), et particule la mieux reconstruite (c).

Il est important d'identifier les cas où le problème de l'image jumelle apparaît. Pour illustrer l'identification d'un cas avec d'éventuelles confusions entre deux images jumelles, la Fig. 4.23 (a) reproduit la particule (similaire à la Fig. 4.21 (a)) tandis que la Fig. 4.23 (b) donne son autocorrélation bidimensionnelle. La Fig. 4.23 (b) montre les principales branches dans les directions des six branches reconstruites de la Fig. 4.23 (a). Cette forme de la Fig. 4.23 (b) ne correspond pas à l'autocorrélation 2D de l'objet initial exacte : la forme doit ressembler à celle de la Fig. 4.21 (b) (avec six branches dont les directions ne sont pas celles des trois branches de la particule initiale).

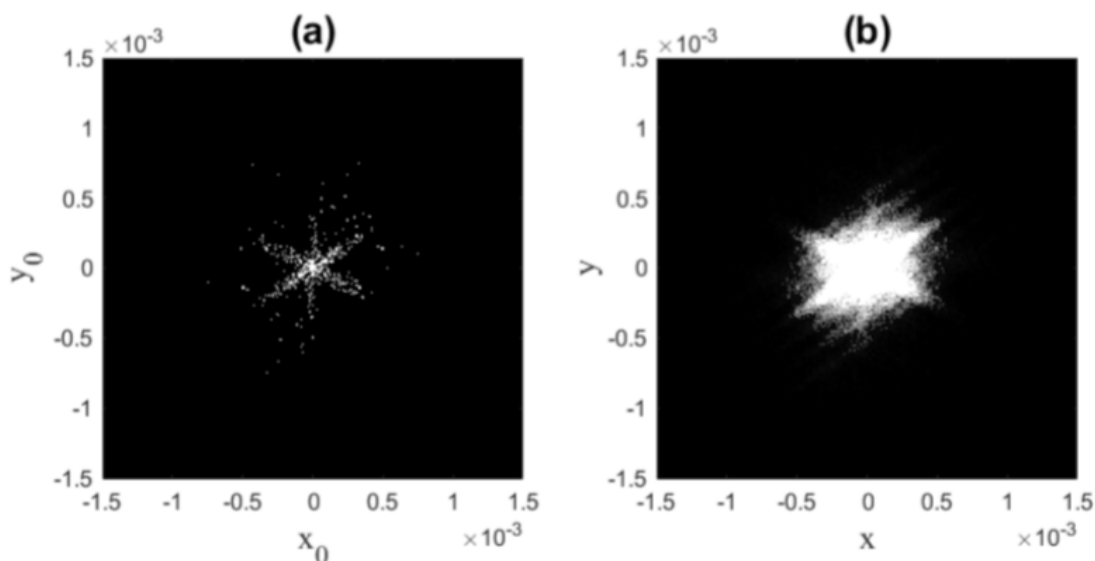


Figure 4-23 : Particule la mieux reconstruite en présence de son image jumelle (a) ; et autocorrélation 2D de la fausse particule obtenue (b).

Pour confirmer l'efficacité de l'algorithme avec d'autres particules non centro-symétriques, nous avons testé d'autres formes de particules comme une particule en forme de « L » et une particule en forme de « T ». Les résultats sont présentés dans les Figs. 4.24–4.26. Les figures montrent la particule programmée sur le DMD (sous-figure (a)), et la particule la mieux

reconstruite à l'aide de l'algorithme ER (sous-figure (b)). Les résultats apparaissent quantitativement très satisfaisants. L'image jumelle peut être éliminée dans les trois cas. Les bâtons formant les branches des particules peuvent être légèrement plus épais que les bâtons de l'objet « programmé » initialement, mais les longueurs des différentes branches sont bien respectées. La différence de taille entre celle de la particule programmée et l'estimation faite après reconstruction peut atteindre ici 15% (branche verticale de la particule de type T). Dans le cas de cette particule de type T (Fig. 4.26 (b)), une petite partie de l'image jumelle est toujours présente en haut de la branche verticale indiquant qu'elle ne pouvait pas être parfaitement éliminée.

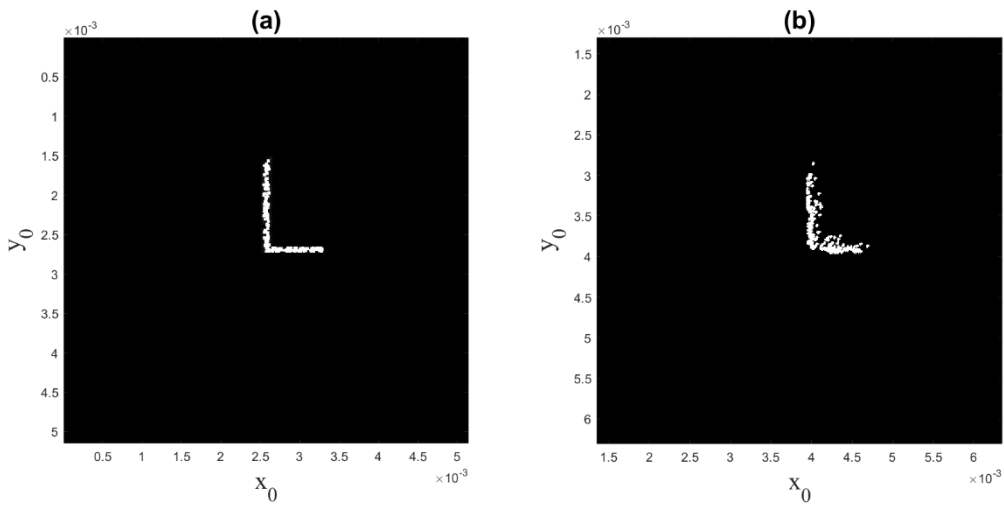


Figure 4-24 : Particule en forme de « L » programmée sur le DMD remplie (a) et particule la mieux reconstruite (b).

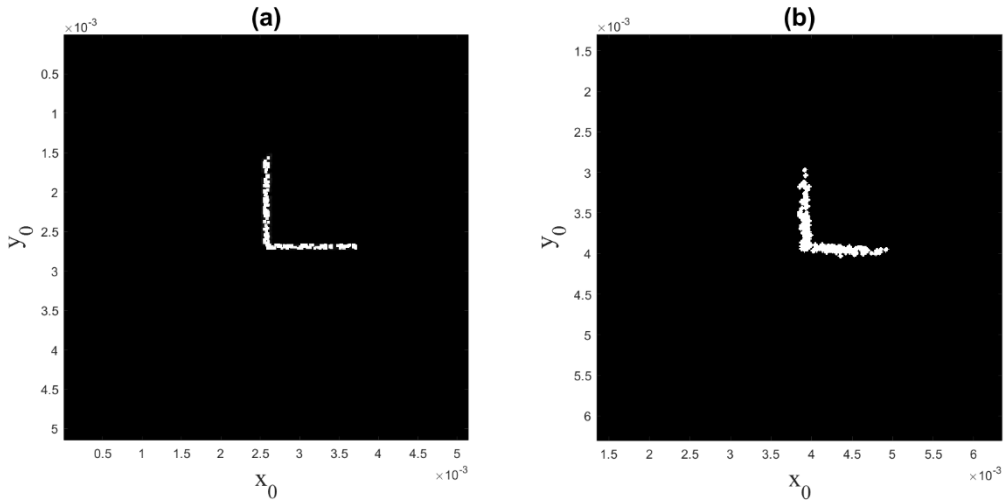


Figure 4-25 : Particule en forme de « L » programmée sur le DMD remplie (a) et particule la mieux reconstruite (b).

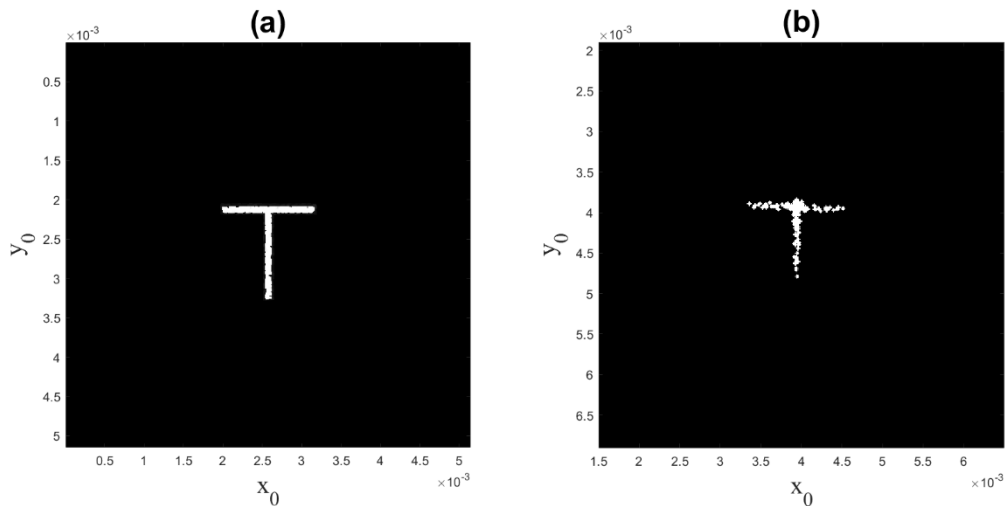


Figure 4-26 : Particule en forme de « T » programmée sur le DMD remplie (a) et particule la mieux reconstruite (b).

L'algorithme de réduction d'erreur (ER-algorithm en anglais) peut donc être utilisé pour reconstruire la forme 2D exacte de particules irrégulières à partir de leur image interférométrique expérimentale. Tous les interférogrammes testés dans cette partie sont des données d'origine expérimentale. Les particules sont des particules « programmées » avec une matrice de micro-miroirs. Dans le cas de particules non centro-symétriques, le problème de l'image jumelle apporte une importante difficulté qui peut être palliée avec une bonne définition du support initial. Cet algorithme de reconstruction 2D pourra être un bon outil pour réaliser une reconstruction tomographique 3D de particules irrégulières dans un écoulement, sans ambiguïté dans la définition de la forme. On note toutefois que les reconstructions sont de moins bonnes qualités lorsque les branches sont moins fines.

4.5 Conclusion du chapitre et pistes d'amélioration

Dans ce chapitre, nous avons vu que l'algorithme de réduction d'erreur permet d'estimer avec une bonne précision les dimensions d'une particule irrégulière mais également de reconstruire son contour 2D projeté dans le plan du capteur CCD à partir de son image interférométrique en défaut de mise au point. Les formes 2D reconstruites à partir d'images interférométriques simulées d'une particule en forme de dendrite sont très satisfaisantes et prometteuses. Dans le cas expérimental où les images interférométriques sont générées par une particule « programmée » sur une matrice de micro-miroirs éclairée en lumière cohérente, les reconstructions 2D obtenues sont également très satisfaisantes. Dans le cas de particules non centro-symétriques le problème de reconstruction de l'image jumelle peut être réduit voire éliminé en affinant le support de l'objet initial de l'algorithme. Les résultats présentés dans ce chapitre ont fait l'objet de la publication [100].

L'algorithme de réduction d'erreur est un outil très satisfaisant pour la reconstruction des contours 2D d'une particule à partir de ses images interférométriques en défaut de mise au point. Nous pouvons donc essayer de l'utiliser pour reconstruire une particule en 3 dimensions si l'on dispose d'images interférométriques de cette particule enregistrées suivant différents angles de vue. C'est l'objet du chapitre à venir.

Pour améliorer les futures reconstructions de particules à partir de leurs images interférométriques, l'une des possibilités est l'utilisation d'algorithmes d'apprentissage profond utilisant des réseaux de neurones convolutifs [101,102]. Les avantages de ce type d'algorithme sont qu'ils sont moins sensibles au bruit présent dans les images interférométriques et qu'une fois l'entraînement réalisé, ils sont capables de reconstruire la forme de la particule à partir de son image interférométrique en seulement quelques secondes. Cependant, la plupart des réseaux de neurones proposés jusqu'à présent pour l'imagerie computationnelle (IC) en optique utilisent une stratégie d'entraînement supervisée et ont donc besoin d'une large banque de données pour optimiser leurs poids et leurs biais. Mis à part les exigences de stabilité de l'environnement et du système pendant de nombreuses heures d'acquisition de données, dans de nombreuses applications pratiques, il est peu probable qu'il soit possible d'obtenir un nombre suffisant d'images pour toutes les formes de particules possibles pour l'entraînement. De nouveaux algorithmes permettent de surmonter cette limitation en incorporant dans un réseau de neurones profonds conventionnel un modèle physique complet qui représente le processus de formation de l'image. C'est le cas de l'algorithme PhysenNet [103] qui peut être utilisé sans entraînement préalable, éliminant ainsi le besoin de dizaines de milliers de données. Avec un seul motif de diffraction d'un objet de phase, il peut automatiquement optimiser le réseau et éventuellement produire la phase de l'objet grâce à l'interaction entre le réseau de neurones et le modèle physique. Cela ouvre un nouveau paradigme de conception de réseau neuronal, dans lequel le concept d'incorporation d'un modèle physique dans un réseau neuronal peut être généralisé pour résoudre de nombreux autres problèmes d'IC. Cette étude fait l'objet de la thèse en cours de réalisation au sein du laboratoire CORIA par Alexis Abad.

CHAPITRE

5

5 Reconstruction tomographique de la forme 3D de particules rugueuses irrégulières

Nous avons montré dans le chapitre précédent qu'il était possible grâce à l'algorithme de réduction d'erreur de Fienup de reconstruire les différentes faces 2D de particules irrégulières illuminée, sous différents angles de vues à partir de leurs images interférométriques. Cet algorithme marche dans le cas de particules simulées mais également dans le cas expérimental de particules « programmées » sur matrice de micro-miroirs. Il fonctionne dans le cas de particules centro-symétriques mais également non centro-symétriques lorsque le support obtenu par la tri-intersection est suffisamment fin.

Dans ce chapitre, la première partie portera sur la reconstruction de la forme 3D de particules irrégulières ainsi que sur l'estimation de leur volume, à partir de leurs images interférométriques enregistrées sous 3 angles de vues perpendiculaires entre eux. La Fig. 5.1 montre le principe de la configuration qui sera considérée dans la première partie de ce chapitre. Trois systèmes d'IPI (composés d'un objectif, de bagues allonges et d'un capteur CCD) visualisent une région d'intérêt à partir de trois directions orthogonales. Le but de notre étude est d'évaluer la potentialité de ce montage en analysant simultanément les trois images délivrées par les trois vues, et plus précisément :

- La possibilité de reconstruire la forme 3D et l'orientation d'une particule rugueuse transparente dans un écoulement.
- La possibilité de mesurer le volume de la particule étudiée le plus précisément possible.

La configuration sera utilisée dans le cas de particules simulées et expérimentalement dans le cas de particules « programmées » avec la matrice de micro-miroirs. La figure 5.1 détaille l'orientation des différents axes qui sera utilisée dans cette étude pour une meilleure compréhension des résultats.

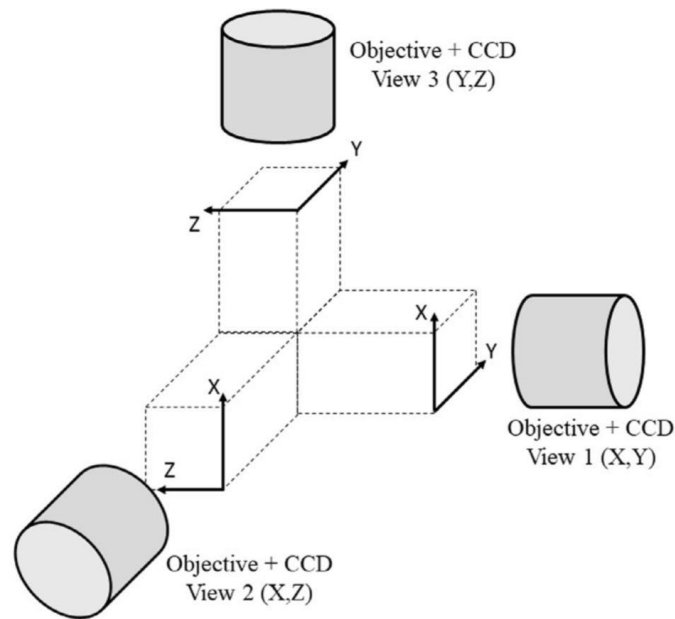


Figure 5.1 : Configuration schématique d'un système d'imagerie interférométrique à trois vues.

Cependant, en tomographie classique, la qualité de la reconstruction 3D d'un objet nécessite un grand nombre d'angles de vues. La qualité de la reconstruction 3D d'un objet en utilisant seulement trois angles de vues perpendiculaires reste très limitée. Dans la deuxième partie du chapitre, nous verrons donc que pour obtenir une meilleure reconstruction de la forme 3D de la particule ainsi qu'une meilleure estimation de volume il est nécessaire d'ajouter des angles de vues. La difficulté majeure de l'étude réside dans la rétroprojection des projections 2D sous différents angles de vues. Pour rétro-projeter les reconstructions 2D des différentes faces de la particule, l'algorithme de rétroprojection filtré sera utilisé. Nous verrons dans un premier temps l'approche théorique puis l'application pour la reconstruction 3D de particules irrégulières « programmées » centro-symétriques puis non centro-symétriques avec un nombre d'angles de vues variant de 8 à 120. En conclusion, une comparaison des volumes obtenus avec 3 angles de vues et plus sera faite.

5.1 La tomographie et différentes techniques tomographiques

La tomographie (racine grecque tomê, coupe) est une technique d'imagerie qui consiste à reconstruire le volume d'un objet (le corps humain dans le cas de l'imagerie médicale, une structure géologique dans le cas de la géophysique) à partir d'une série de mesures effectuées depuis l'extérieur de l'objet : un champ électromagnétique traverse l'objet inconnu et la modification apportée par l'objet à cette onde est enregistrée sur un capteur. Elle est très utilisée dans l'imagerie médicale, ainsi qu'en géophysique, en astrophysique et en mécanique des matériaux. De nombreuses techniques de tomographie existent, présentons quelques-unes de ces techniques. La tomographie aux rayons X est utilisée principalement en médecine (scanner ou CT « Computed Tomography »). Les rayons X traversent le corps et la modification

apportée par le corps à l'onde est enregistrée sur un capteur. Chaque pixel du capteur enregistre l'intensité, ce qui donne une information sur l'absorption intégrée sur l'épaisseur de l'objet (intégrale en ligne). L'ensemble des intégrales en ligne enregistrées par le capteur est une projection. En tournant l'objet ou de façon équivalente l'ensemble source/capteur, on obtient différentes projections. Ces nouvelles projections apportent de nouvelles informations sur l'objet. L'imagerie par résonance magnétique (IRM) [104] est basée sur l'utilisation de radiofréquences pour mesurer le temps de relaxation des moments magnétiques nucléaires. L'imagerie par courants de Foucault utilise des ondes électromagnétiques de l'ordre de quelques centaines de kilohertz afin de détecter par exemple des défauts dans des matériaux conducteurs [105]. La tomographie micro-ondes (TMO) [106] fait partie de ces techniques basées sur l'exploitation de champs électromagnétiques : il s'agit d'une technique d'imagerie permettant de réaliser une cartographie d'un volume inconnu à partir d'une succession de mesures de champs électromagnétiques provenant de sources micro-ondes.

La tomographie par cohérence optique, plus communément appelée OCT (optical coherence tomography), inventée dans les années 1990, est une technique d'imagerie non invasive des milieux biologiques à l'échelle du micromètre. Elle est très utilisée en ophtalmologie. L'OCT est fondée sur l'interférométrie en lumière polychromatique dite faiblement cohérente. Classiquement, l'OCT produit des images en coupe axiale (comme en imagerie échographique), la dimension transverse de l'image étant obtenue par balayage d'un faisceau lumineux et la dimension axiale (la profondeur), en faisant varier la différence de marche dans l'interféromètre [107-109]. Plusieurs améliorations de la technique d'OCT ont été développées depuis son invention telles que l'OCT spectrale (ou OCT de Fourier) qui permet une réduction du temps d'acquisition [110-112], l'OCT en lumière polarisée qui apporte des informations supplémentaires sur la structure et la composition des tissus [113-115], l'OCT Doppler, permettant de mesurer des vitesses de déplacement [116, 117] et la plus récente l'OCT plein champ est une approche conceptuellement différente de l'OCT classique qui utilise un capteur d'image tel qu'une caméra CCD. Des coupes transverses sont obtenues sans balayage à partir d'une combinaison d'images acquises au moyen d'un microscope interférométrique éclairé par une source de lumière thermique [118, 119].

La tomographie diffractive [120-125] est une extension de la technique de microscopie holographique, elle combine holographie et tomographie par changement des conditions d'illumination du spécimen ou par rotation du spécimen. Elle permet l'étude de spécimens microscopiques transparents sans marquage, avec des applications très diverses en biologie, physique des matériaux, contrôle qualité, etc... L'analyse tomographique est basée sur la relation de transformée de Fourier entre le champ mesuré et la distribution 3D de l'indice de réfraction. La méthodologie du problème inverse implique en réalité différentes étapes : en particulier le choix/élaboration du modèle de formation d'image utilisé (modèles de Born ou Rytov, Beam Propagation Methods, modèle de Lippmann Schwinger), et la reconstruction de l'indice de réfraction qui peut être basée sur différents algorithmes (Gerchberg- Saxton, Error-reduction, Hybrid Input-Output Algorithm, Regularised Inversion, deep learning...).

Beaucoup de progrès seront encore faits dans les années à venir en termes de vitesse et capacité de calcul numérique des ordinateurs, de vitesse d'acquisition et de sensibilité des détecteurs, et de manipulation de faisceaux optiques, et ces techniques connaîtront un fort développement.

5.2 Reconstruction 3D à partir de 3 angles de vues perpendiculaire entre eux

5.2.1 Principe

Présentons maintenant le principe de la reconstruction 3D réalisée avec 3 angles de vues perpendiculaires dans le cas de l'IPI. Une particule, simulée en forme de dendrite, est représentée sur la figure 5.2. Elle est constituée de 480 émetteurs ponctuels répartis sur toute la surface de son enveloppe. La particule est constituée de six branches principales, chacune mesurant $180 \mu\text{m}$ de long et $7 \mu\text{m}$ de large, avec de petites branches secondaires à leurs extrémités. Les Figs. 5.3 (a), (b), et (c) présentent respectivement les 3 projections de la particule dans les plans (x, y) , (x, z) et (z, y) . Afin de faciliter la compréhension, nous appellerons Vue 1 la projection de la particule dans le plan (x, y) , Vue 2 la projection de la particule dans le plan (x, z) et Vue 3 la projection de la particule dans le plan (y, z) comme illustré sur le Fig. 5.4.

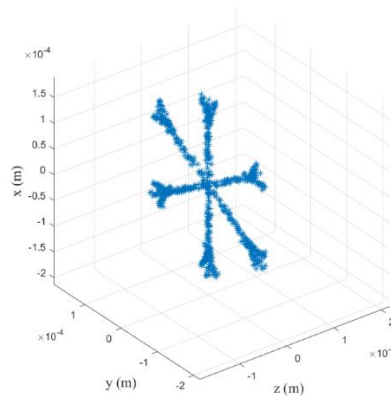


Figure 5.2 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de dendrite considérée, de $360 \mu\text{m}$ de large.

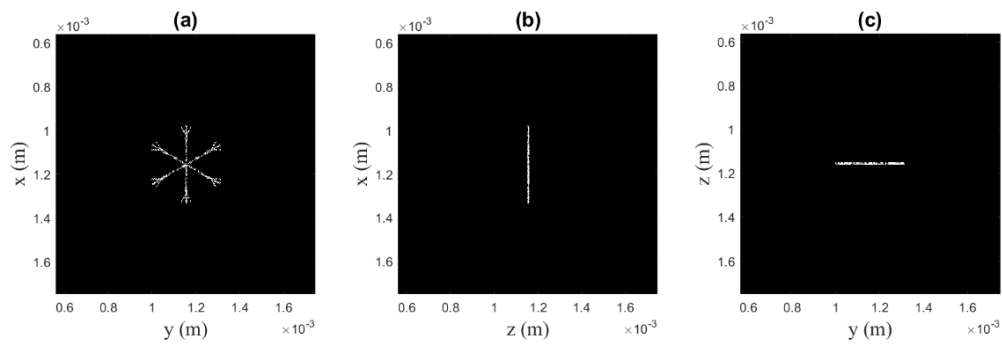


Figure 5.3 : Projection 2D de la particule représentée Fig. 5.2 dans le plan (x, y) en (a), dans le plan (x, z) en (b) et dans le plan (z, y) en (c).

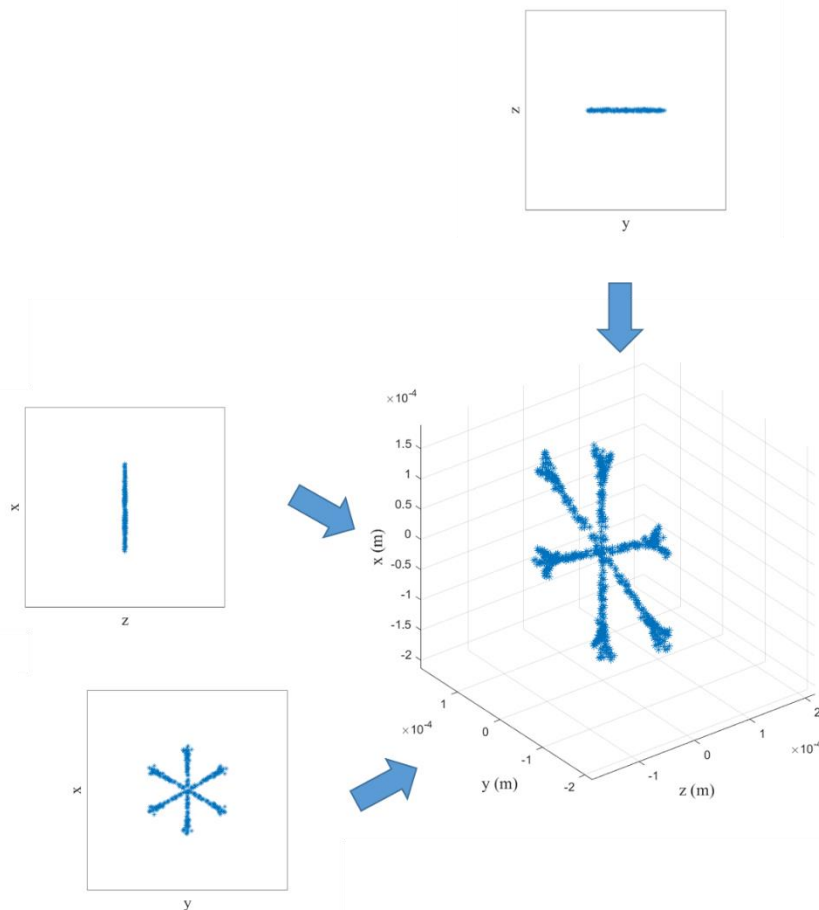


Figure 5.4 : Illustration des différentes vues utilisées pour reconstruire la forme 3D de la particule pour toutes les reconstructions 3D.

Ces trois vues vont maintenant être combinées pour effectuer la reconstruction 3D de la particule. Le principe de la reconstruction est illustré sur la figure 5.5 qui montre les trois faces

d'un cylindre et la reconstruction du cylindre à partir de ces trois faces. Une reconstruction plus précise nécessiterait plus d'angles de vue (ce que nous verrons dans la suite de ce chapitre). La procédure numérique utilisée pour effectuer la reconstruction 3D à partir de ces trois vues uniques est expliquée ci-dessous :

- (i) Les masques 1, 2 et 3 (voir figure 5.1) sont les 3 projections dans les plans (x, y) , (x, z) et (z, y) de la particule comme illustré dans la figure 5.4. A partir de ces différents masques 2D, nous définissons des fonctions 2D qui valent 1 dans la partie ouverte du masque, 0 ailleurs. On définit ainsi numériquement trois fonctions $Mask_1(x, y)$, $Mask_2(x, z)$ et $Mask_3(y, z)$.

- (ii) Une fois ces trois fonctions définies, trois matrices sont construites selon :
 - Les coefficients de la première matrice M_1 (liée à la vue 1 : projection dans le plan (x, y)) sont donnés par : $M_1(x_i, y_j, z_k) = Mask_1(x_i, y_j) \forall z_k$,
 - Les coefficients de la deuxième matrice M_2 (liée à la vue 2 : projection dans le plan (x, z)) sont donnés par : $M_2(x_i, y_j, z_k) = Mask_2(x_i, z_k) \forall y_j$,
 - Les coefficients de la troisième matrice M_3 (liée à la vue 3 : projection dans le plan (y, z)) sont donnés par : $M_3(x_i, y_j, z_k) = Mask_3(y_j, z_k) \forall x_i$.

- (iii) L'objet reconstruit est finalement donné par la nouvelle matrice M dont les coefficients sont donnés (pour tous les triplets (x_i, y_j, z_k) individuellement) par :

$$M(x_i, y_j, z_k) = M_1(x_i, y_j, z_k) \times M_2(x_i, y_j, z_k) \times M_3(x_i, y_j, z_k) \quad (5.1)$$

Les coefficients de M sont égaux à 1 dans la particule reconstruite, 0 à l'extérieur. (Notez que la matrice M n'est pas le produit mathématique des trois matrices M_1 , M_2 et M_3).

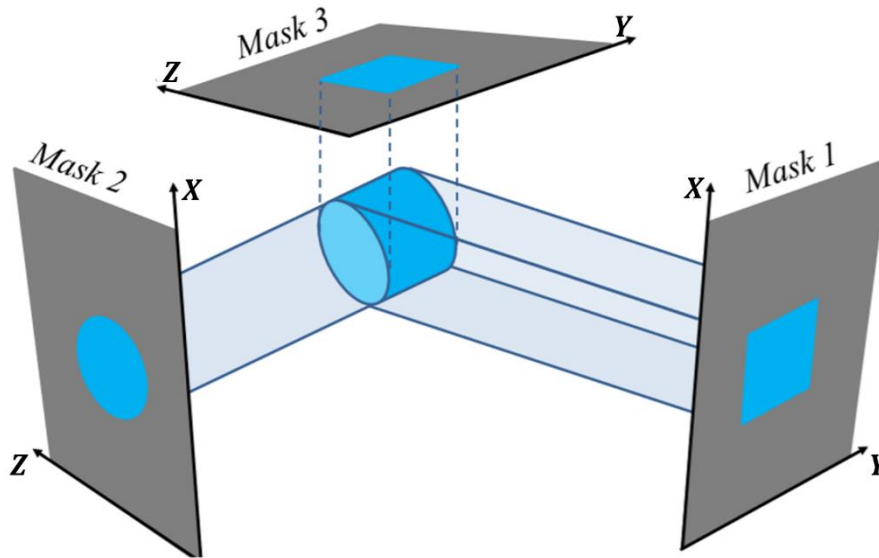


Figure 5.5 : Schéma représentant le principe de la reconstruction 3D d'un objet à partir des formes connues de trois faces perpendiculaires.

Le volume net obtenu de la forme 3D obtenue représentée sur la figure 5.2 à partir de 3 angles de vues est de $2,16 \times 10^4 \mu m^3$. Ce sera la valeur de référence pour les valeurs que nous allons obtenir par la suite en reconstruisant les images interférométriques.

5.2.2 Reconstruction 3D de particules simulées

La particule considérée est la particule représentée figure 5.2 et les 3 vues utilisées celles représentées Fig. 5.4.

Les images interférométriques en défaut de mise au point sont simulées à l'aide du simulateur présenté au chapitre 2. Le système optique considéré peut être décomposé comme suit : une première tranche d'air de la particule vers la lentille optique, l'objectif, et une deuxième tranche d'air de l'objectif au capteur CCD défocalisé. La défocalisation est caractérisée par le paramètre $B_{tot} = 0.0121m$ ici. La longueur d'onde est $\lambda = 532 nm$. Les images interférométriques de la particule de type dendrite sont calculées pour chaque vue (vues 1, 2 et 3) et présentées sur les Fig. 5.6 (a), 5.6 (b) et 5.6 (c) respectivement. x' , y' et z' désignent des coordonnées dans les plans des images interférométriques, tandis que x , y et z désignent des coordonnées dans le domaine de la particule. Pour l'étape suivante, seul le centre des images interférométriques est utilisé afin de réduire l'impact du bruit du diaphragme d'ouverture sur la reconstruction. Les images interférométriques simulées ont une résolution de $680 \times 680 pixels$ (la taille des pixels est de $5,4 \mu m$), une bonne résolution qui permet d'être plus précis dans les nuances de gris.

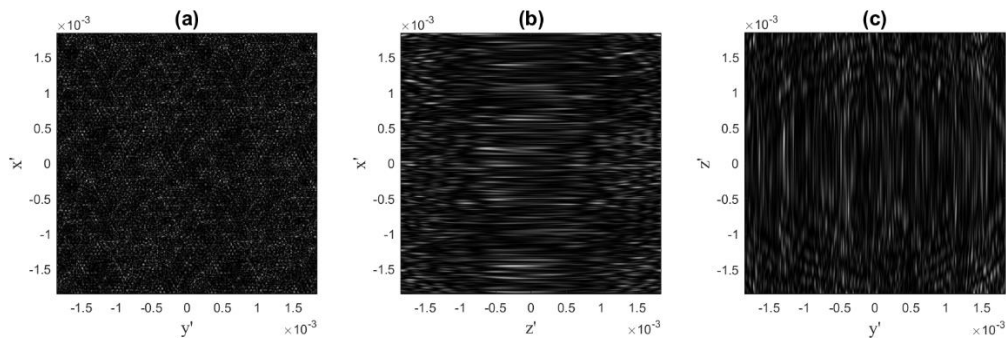


Figure 5.6 : Images interférométriques en défaut de mise au point : Vue 1 en (a), vue 2 en (b) et vue 3 en (c).

Afin de pouvoir appliquer l'algorithme itératif ER, un objet de départ $g_1(x, y)$ doit être construit comme vu précédemment dans le chapitre 3. Pour cela, un support S , obtenu à partir de la tri-intersection de la forme binarisée de la transformée de Fourier 2D du speckle, est nécessaire.

La Fig. 5.7 (a) (resp. 5.7 (b) et 5.7 (c)) montre le module binarisé de la transformée de Fourier 2D du speckle présenté en figure 5.6 (a) (resp. 5.6 (b) et 5.6 (c)), c'est-à-dire pour les 3 vues différentes 1, 2 et 3 définies précédemment. Selon la relation 4.1, ces formes correspondent à l'autocorrélation 2D de la forme de la particule pour chaque vue. Les figures 5.8 (a), 5.8 (b) et 5.8 (c) représentent alors, pour chacune de ces vues, un objet possible reconstruit à partir de la méthode de tri-intersection qui servira de support S pour l'objet de départ de l'algorithme itératif ER.

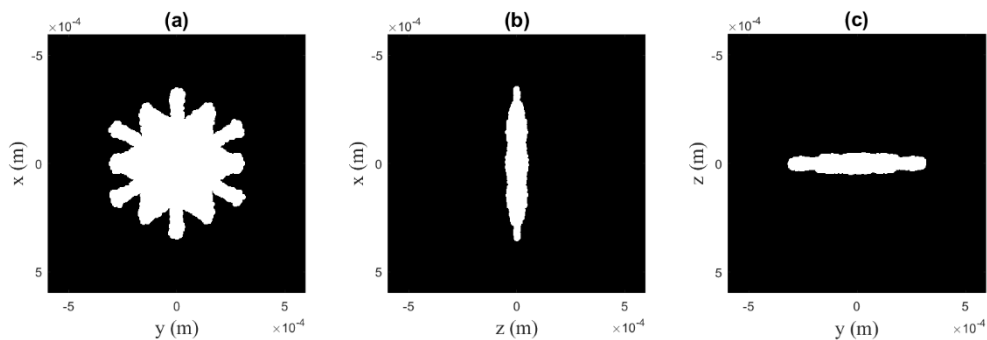


Figure 5.7 : Transformées de Fourier 2D binarisées des images interférométriques pour la vue 1 en (a), pour la vue 2 en (b) et pour la vue 3 en (c).

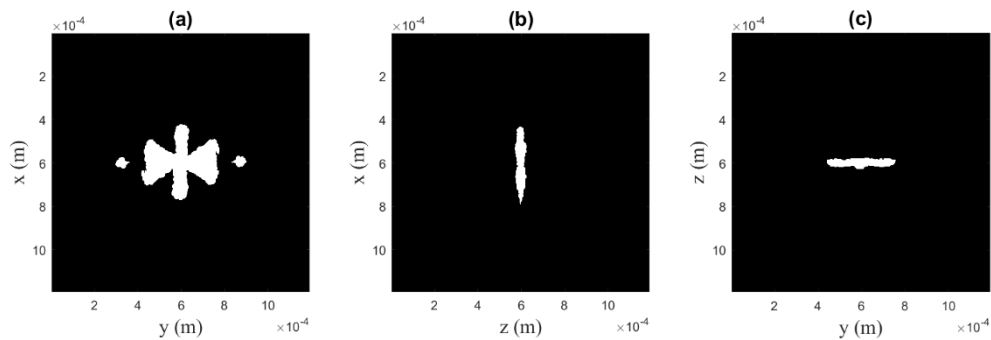


Figure 5.8 : Un objet possible obtenu à partir de la tri-intersection pour la vue 1 en (a) pour la vue 2 en (b) et pour la vue 3 en (c).

Une fois le support créé, les pixels appartenant à ce support (pixels blancs) sont remplacés par les pixels correspondants dans l'image de la transformée de Fourier 2D du speckle. Les Figs. 5.9 (a), (b) et (c) représentent, pour chacune de ces vues, les objets de départ $g_1(x, y)$.

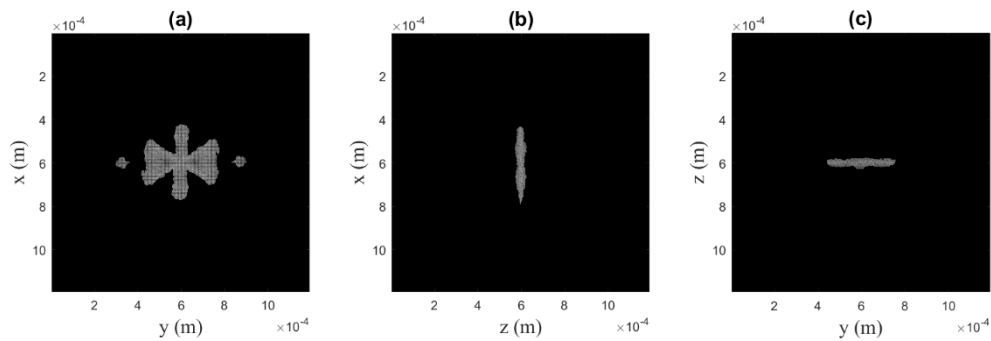


Figure 5.9 : L'objet de départ de l'algorithme de réduction d'erreur pour la vue 1 en (a), pour la vue 2 en (b) et pour la vue 3 en (c).

La dernière étape avant de commencer l'algorithme est la création du support "y" qui sera utilisé pour l'étape 4 de l'algorithme (voir Fig. 4.1), expliquée dans le chapitre précédent. Le support est calculé à partir d'un seuil fixé sur l'objet estimé, si la valeur des pixels est plus grande que le seuil ils deviennent blancs sinon ils deviennent noirs.

Après 3 itérations de l'algorithme ER, les reconstructions 2D des vues 1, 2 et 3 obtenues à partir des trois motifs de speckle illustrés à la Fig. 5.6 sont présentées respectivement dans les

Figs. 5.10 (a), (b), et (c). Pour la vue 1, qui en est l'exemple le plus parlant, les branches de la dendrite sont facilement identifiables ainsi que les branches secondaires qui aux extrémités des branches principales forment une sorte de "blocs". De plus, la taille des branches reconstruites est quantitativement satisfaisante : $180 \pm 20 \mu m$, selon la branche.

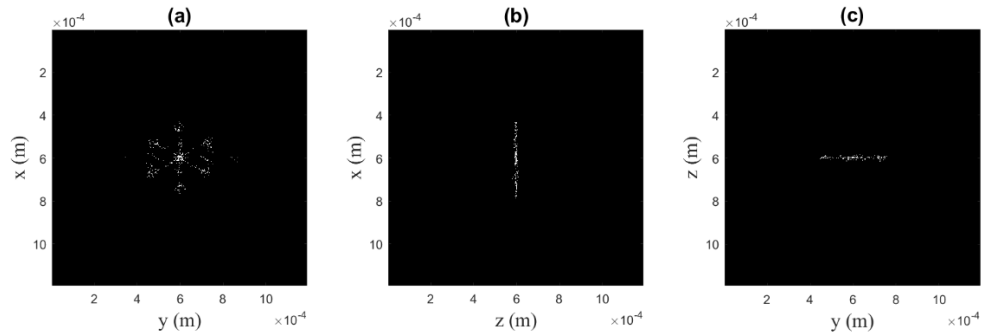


Figure 5.10 : Reconstructions 2D de la vue 1 en (a), de la vue 2 en (b) et de la vue 3 en (c).

En utilisant les trois faces reconstruites de la Fig. 5.10 (a, b et c), il est ainsi possible d'effectuer une reconstruction 3D de la particule dendritique. A partir des trois reconstructions planaires (projections dans les plans (x, y) , (x, z) et (y, z)), on réalise alors une reconstruction 3D de la particule à partir d'une rétroprojection des trois vues, comme détaillé dans la Fig. 5.5. La Fig. 5.11 montre alors 8 orientations différentes de la dendrite reconstruite en 3 dimensions.

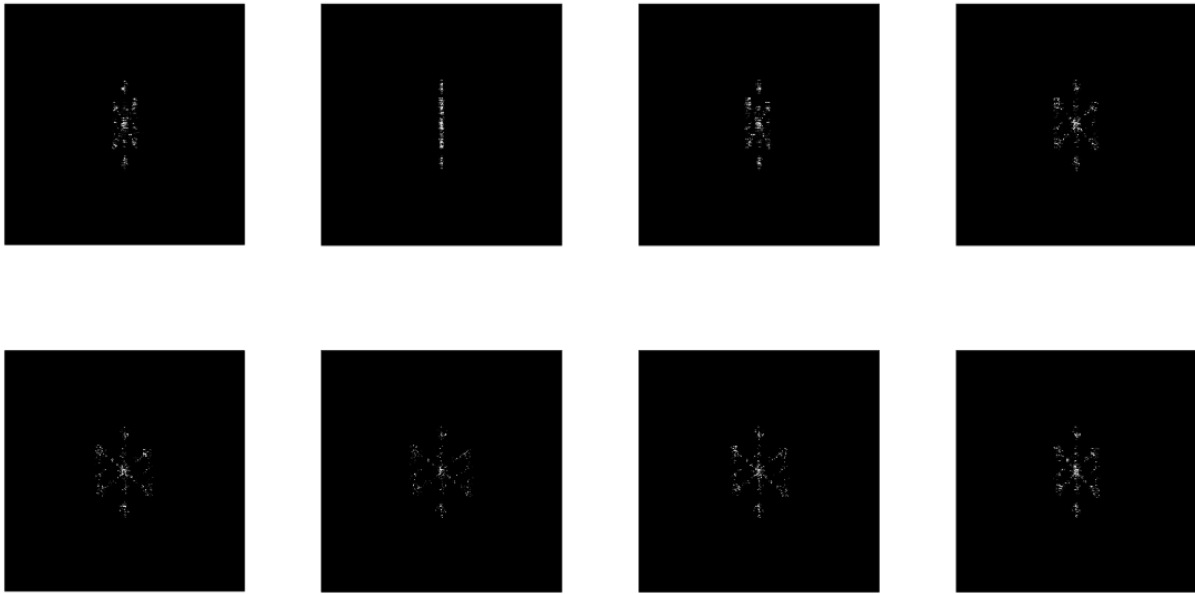


Figure 5.11 : 8 projections 2D arbitraires de la reconstruction 3D de la particule dendritique obtenue à partir de trois angles de vues.

On observe que la forme 3D reconstruite à partir de 3 angles de vues s'apparente bien à une dendrite. Les 6 branches principales sont bien identifiables ainsi que les « blocs » formés par les branches secondaires à leurs extrémités. Le volume reconstruit est d'environ $2.42 \times 10^{-14} \text{ m}^3$ soit $2.42 \times 10^4 \mu\text{m}^3$. Si on compare avec le volume net obtenu avec les 3 mêmes angles de vues dans la partie 5.2.1. ($2,16 \times 10^4 \mu\text{m}^3$) la précision du volume reconstruit est plutôt très bonne. Nous allons maintenant étudier des cas plus compliqués où la face principale de la particule ne se trouve pas alignée avec l'une des trois caméras.

Afin d'être plus proche de la réalité, il est nécessaire de pouvoir reconstruire la forme 3D d'une particule rugueuse lorsque celle-ci a une orientation aléatoire dans le plan (x, y, z) . En effet, les particules observées dans un écoulement se déplacent constamment. Dans ce qui suit, 8 différentes reconstructions 3D d'une même dendrite sont réalisées en combinant les trois faces obtenues à partir de trois vues différentes, selon la procédure illustrée à la Fig. 5.5. Ces différentes reconstructions 3D sont réalisées pour différentes orientations de la particule dans le plan (x, y, z) . Pour chaque orientation, la forme globale de la particule n'est pas modifiée : elle est toujours constituée de six branches principales, chacune mesurant $180 \mu\text{m}$ de long et $2 \mu\text{m}$ de large, avec de petites branches secondaires à leurs extrémités. L'orientation de la dendrite dans la reconstruction 1 est représentée dans la Fig. 5.12 celle-ci est tournée d'un angle $\frac{\pi}{4}$ selon l'axe des y par rapport à l'orientation de la dendrite représentée dans la Fig. 5.2. Dans les reconstructions 2,3,4,5,6,7 et 8 la dendrite subit une rotation d'un angle $\frac{\pi}{8}$ toujours autour de l'axe des y pour chaque nouvelle reconstruction. Les différentes orientations 3D de

la dendrite des reconstructions 2,3,4,5,6,7 et 8 sont ainsi présentées respectivement dans les Figs. 5.15, 5.18, 5.21, 5.24, 5.27, 5.30 et 5.33.

Pour chacune des 8 orientations considérées de la particule, les trois angles de vue perpendiculaires utilisés pour la reconstruction 3D sont ceux illustrés respectivement dans les Figs 5.13, 5.16, 5.19, 5.22, 5.25, 5.28, 5.31, et 5.34 (a, b et c): ils correspondent à des projections sur les plans (x, y) , (y, z) et (x, z) . Pour chaque orientation de la particule, trois images interférométriques (des trois angles de vue correspondant aux projections dans les plans (x, y) , (x, z) , et (y, z)) sont recalculées en supposant une nouvelle répartition aléatoire de 400 émetteurs ponctuels sur toute la surface de la particule de type dendrite. En utilisant de nouveau l'algorithme de réduction d'erreur, on obtient alors les trois reconstructions 2D des trois vues perpendiculaires (pour chacune des 8 reconstructions). Elles sont illustrées respectivement dans les Figs. 5.14, 5.17, 5.20, 5.23, 5.26, 5.29, 5.32, et 5.35 (a, b et c). A partir des trois reconstructions planaires (projections dans les plans (x, y) , (x, z) et (y, z)), on réalise alors une reconstruction 3D de la particule à partir d'une rétroprojection des trois vues (pour chacune des 8 orientations de la particule), comme illustrée Fig. 5.5. On observe resp. dans les Figs. 5.36 (a), (b), (c), (d), (e), (f), (g) et (h) la face principale des 8 reconstructions de la dendrite. En Annexe A, les Figs. A.1 à A.8 montrent respectivement 8 orientations différentes de la dendrite reconstruite en 3 dimensions pour les 8 reconstructions 3D effectuées.

La forme de la particule est dans les 8 cas de figure très bien reconstruite, on retrouve bien les 6 branches principales et l'on distingue bien les « blocs » formés par les branches secondaires aux extrémités. Même dans le cas de certaines orientations où les formes 2D reconstruites avec l'algorithme de reconstruction de phase sont moins précises, combinées avec les deux autres reconstructions 2D, nous obtenons un résultat 3D convenable, ce qui confirme que la méthode est pertinente pour la reconstruction 3D et la caractérisation de particule irrégulière dans un écoulement. D'un point de vue qualitatif la forme 3D de la particule pour chacune des orientations de départ est retrouvée.

a) Reconstruction 1 :

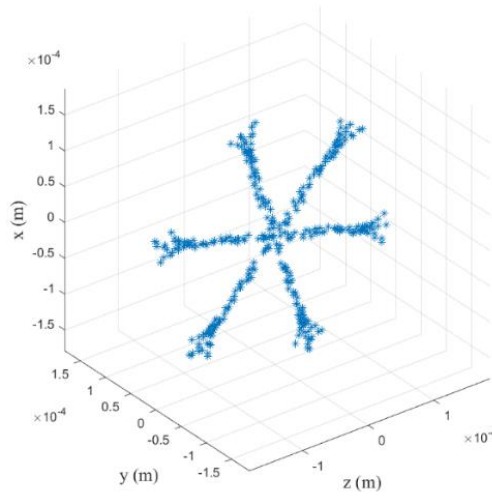


Figure 5.12 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de dendrite considérée, de $360 \mu\text{m}$ de large orientée d'un angle $\pi/4$ selon l'axe des y .

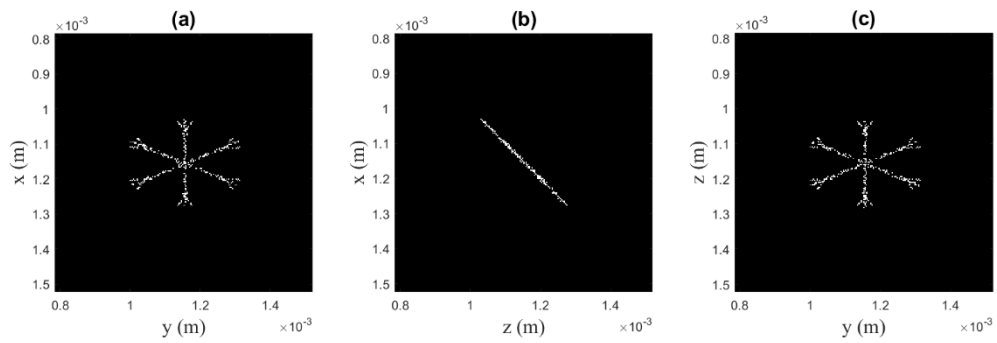


Figure 5.13 : Projection 2D de la particule représentée Fig. 5.12 dans le plan (x, y) en (a), dans le plan (x, z) en (b) et dans le plan (z, y) en (c).

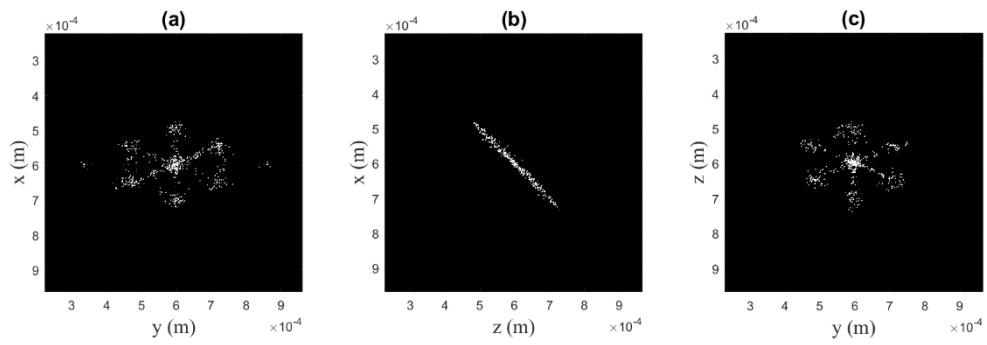


Figure 5.14 : Reconstructions 2D de la vue 1 en (a), de la vue 2 en (b) et de la vue 3 en (c) pour la 1^{ère} reconstruction 3D.

b) Reconstruction 2 :

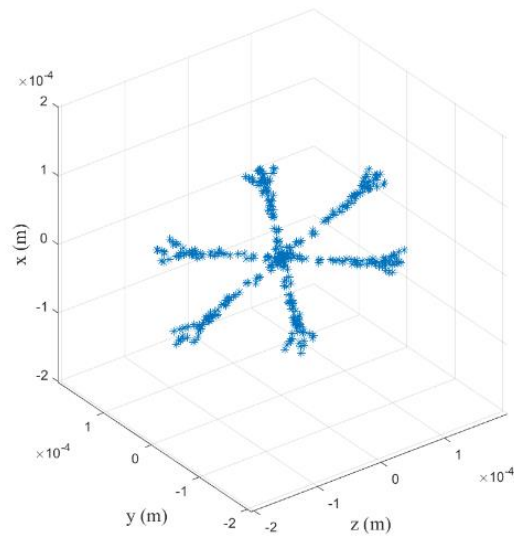


Figure 5.15 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de dendrite considérée, de $360 \mu\text{m}$ de large orientée d'un angle $\frac{\pi}{4} + 1 \times \frac{\pi}{8}$ selon l'axe des y .

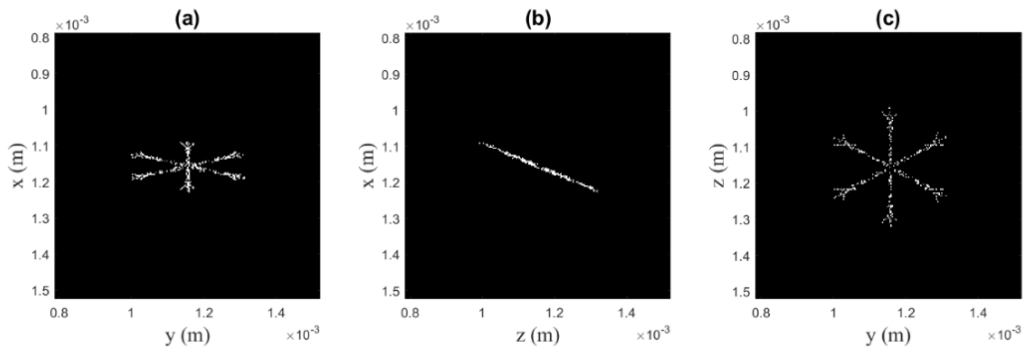


Figure 5.16 : Projection 2D de la particule représentée Fig. 5.15 dans le plan (x, y) en (a), dans le plan (x, z) en (b) et dans le plan (z, y) en (c).

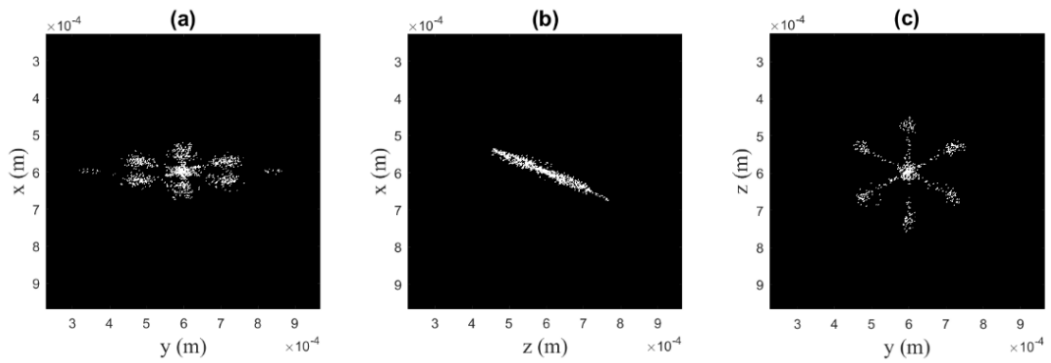


Figure 5.17 : Reconstructions 2D de la vue 1 en (a), de la vue 2 en (b) et de la vue 3 en (c) pour la 2^{ème} reconstruction 3D.

c) Reconstruction 3 :

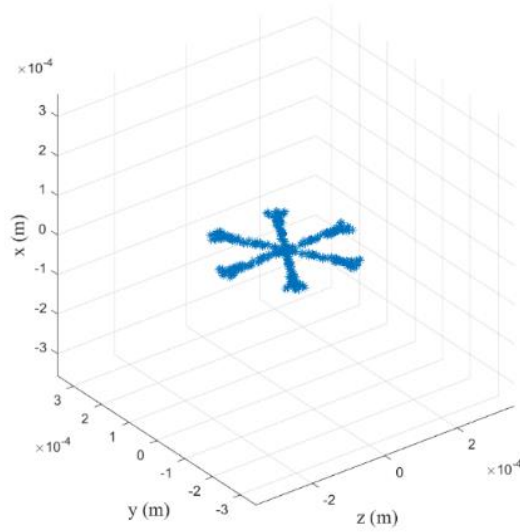


Figure 5.18 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de dendrite considérée, de $360\ \mu\text{m}$ de large orientée d'un angle $\frac{\pi}{4} + 2 \times \frac{\pi}{8}$ selon l'axe des y .

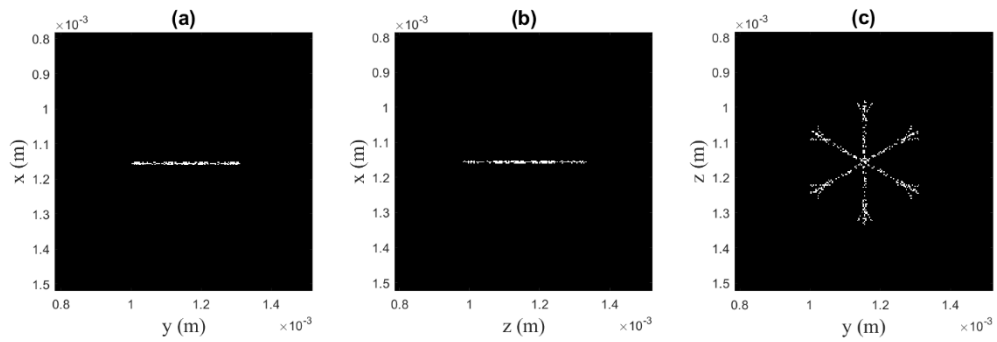


Figure 5.19 : Projection 2D de la particule représentée Fig. 5.18 dans le plan (x, y) en (a), dans le plan (x, z) en (b) et dans le plan (z, y) en (c).

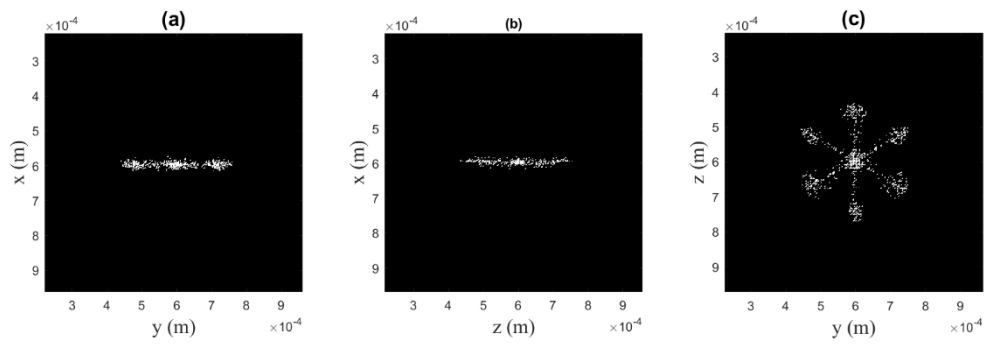


Figure 5.20 : Reconstructions 2D de la vue 1 en (a), de la vue 2 en (b) et de la vue 3 en (c) pour la 3^{ème} reconstruction 3D.

d) Reconstruction 4 :

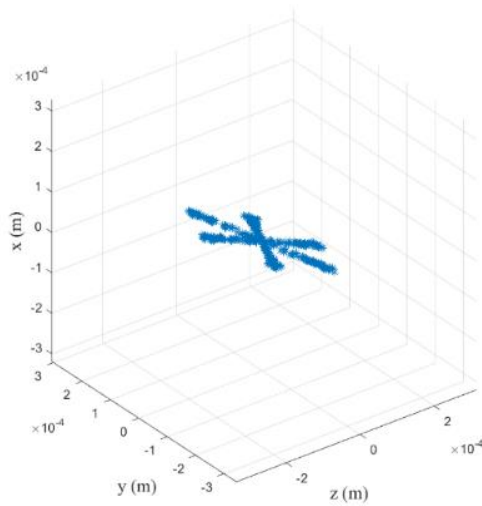


Figure 5.21 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de dendrite considérée, de $360 \mu\text{m}$ de large orientée d'un angle $\frac{\pi}{4} + 3 \times \frac{\pi}{8}$ selon l'axe des y .

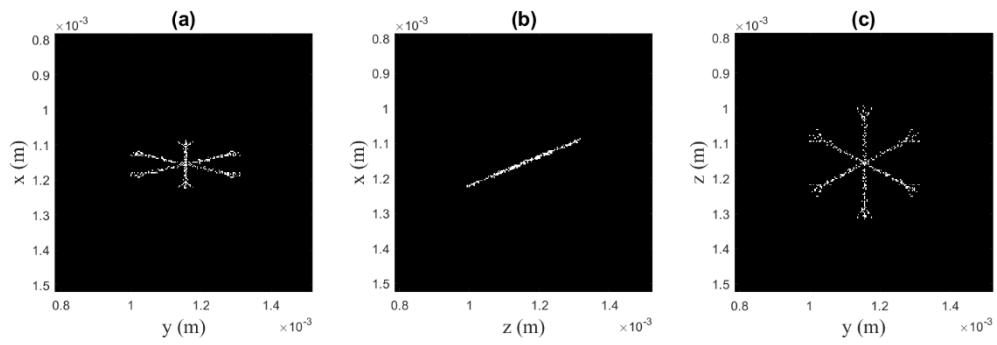


Figure 5.22 : Projection 2D de la particule représentée Fig. 5.21 dans le plan (x, y) en (a), dans le plan (x, z) en (b) et dans le plan (z, y) en (c).

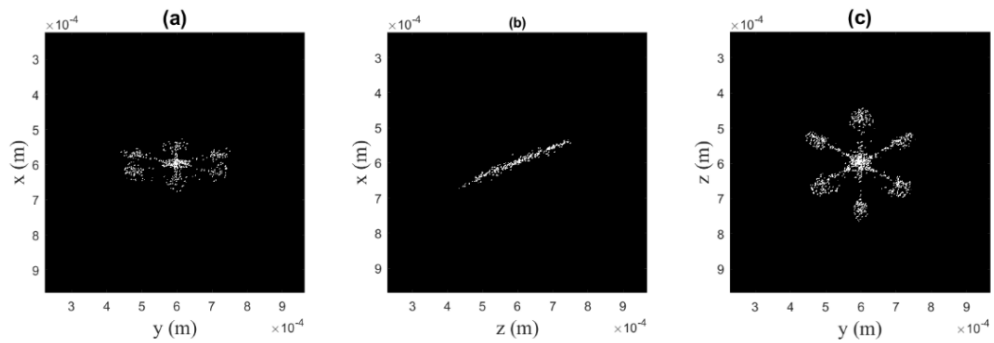


Figure 5.23 : Reconstructions 2D de la vue 1 en (a), de la vue 2 en (b) et de la vue 3 en (c) pour la 4^{ème} reconstruction 3D.

e) Reconstruction 5 :

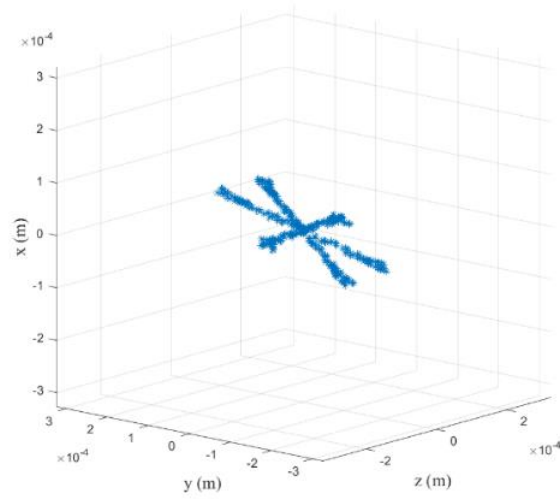


Figure 5.24 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de dendrite considérée, de $360 \mu\text{m}$ de large orientée d'un angle $\frac{\pi}{4} + 4 \times \frac{\pi}{8}$ selon l'axe des y .

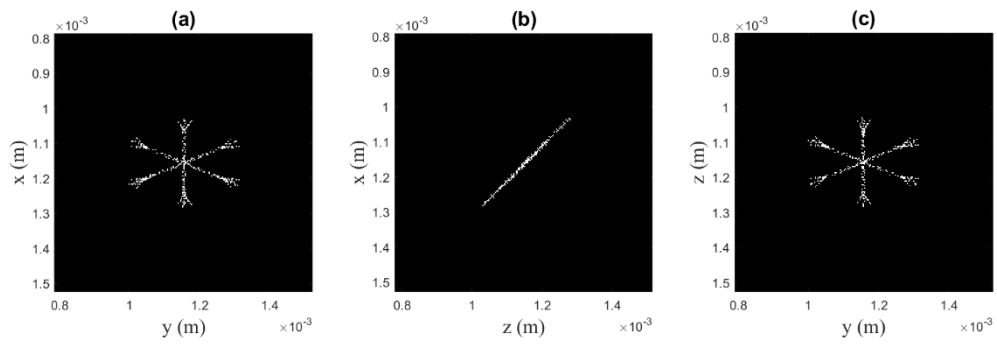


Figure 5.25 : Projection 2D de la particule représentée Fig. 5.24 dans le plan (x, y) en (a), dans le plan (x, z) en (b) et dans le plan (z, y) en (c).

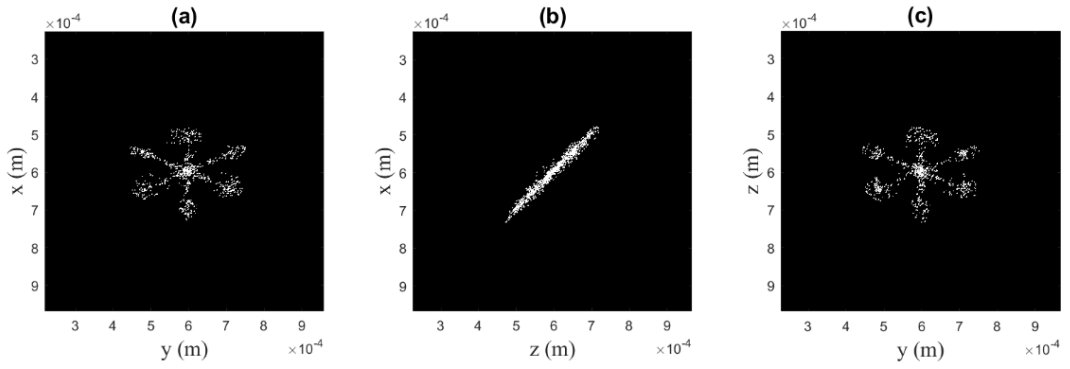


Figure 5.26 : Reconstructions 2D de la vue 1 en (a), de la vue 2 en (b) et de la vue 3 en (c) pour la 5^{ème} reconstruction 3D.

f) Reconstruction 6 :

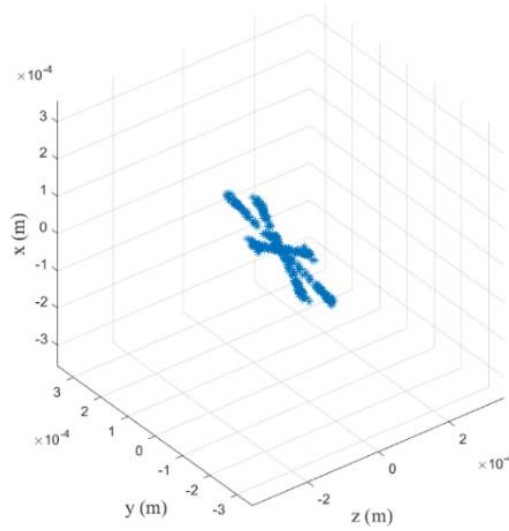


Figure 5.27 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de dendrite considérée, de $360 \mu\text{m}$ de large orientée d'un angle $\frac{\pi}{4} + 5 \times \frac{\pi}{8}$ selon l'axe des y .

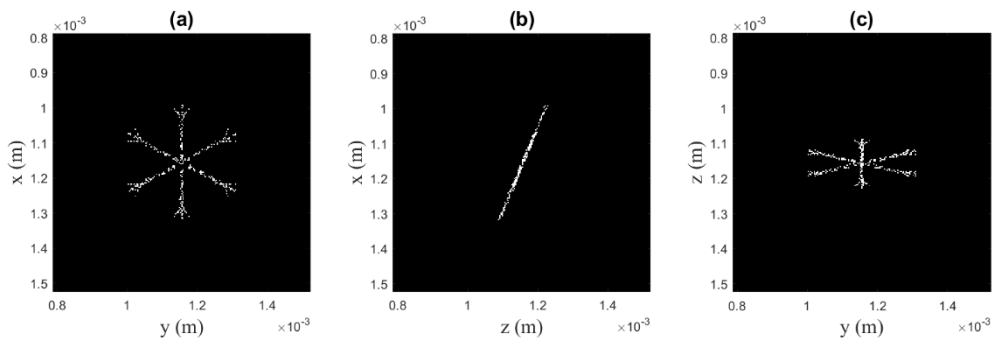


Figure 5.28 : Projection 2D de la particule représentée Fig. 5.27 dans le plan (x, y) en (a), dans le plan (x, z) en (b) et dans le plan (z, y) en (c).

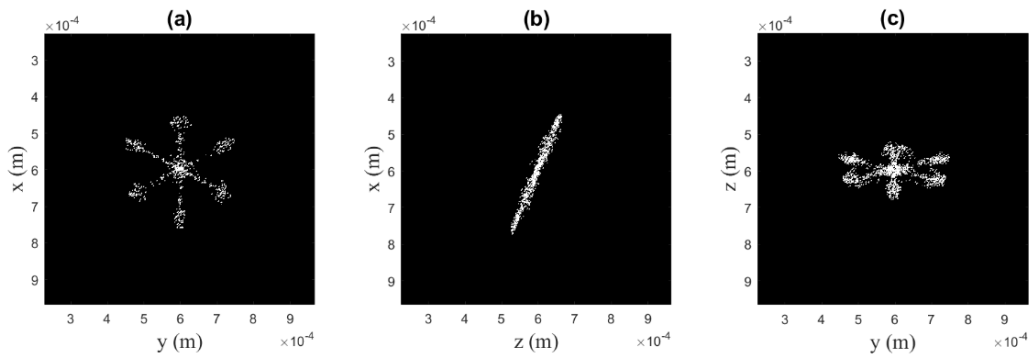


Figure 5.29 : Reconstructions 2D de la vue 1 en (a), de la vue 2 en (b) et de la vue 3 en (c) pour la 6^{ème} reconstruction 3D.

g) Reconstruction 7 :

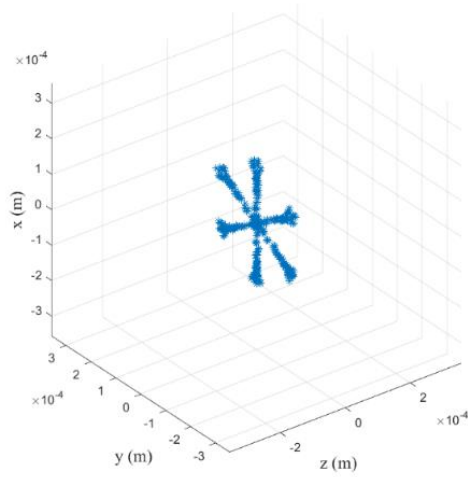


Figure 5.30 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de dendrite considérée, de $360 \mu\text{m}$ de large orientée d'un angle $\frac{\pi}{4} + 6 \times \frac{\pi}{8}$ selon l'axe des y .

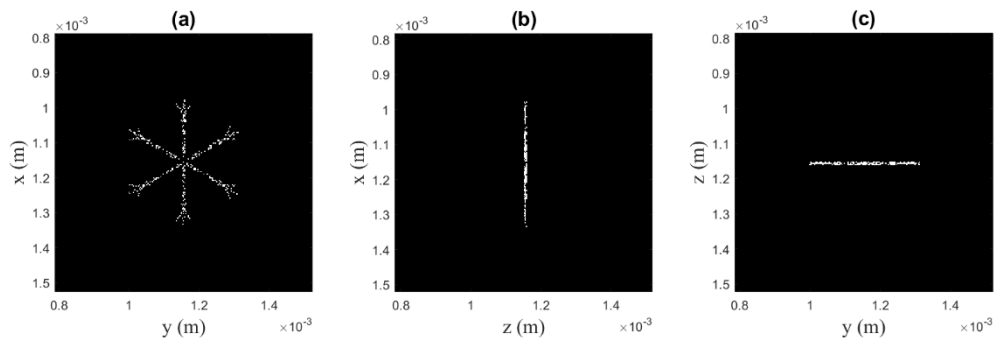


Figure 5.31 : Projection 2D de la particule représentée Fig. 5.30 dans le plan (x, y) en (a), dans le plan (x, z) en (b) et dans le plan (z, y) en (c).

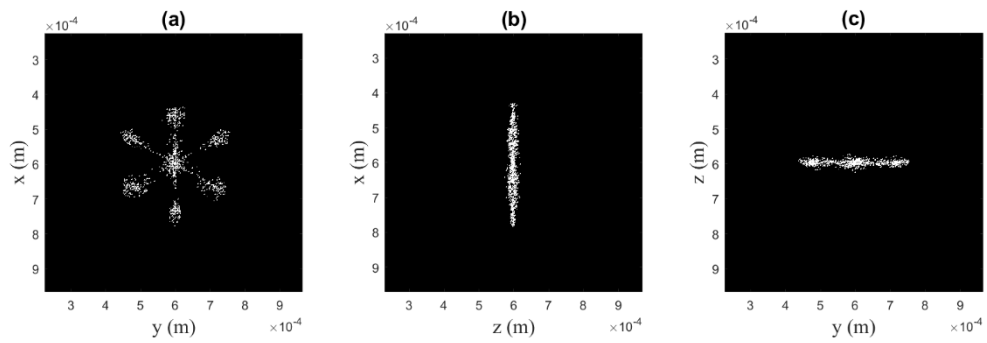


Figure 5.32 : Reconstructions 2D de la vue 1 en (a), de la vue 2 en (b) et de la vue 3 en (c) pour la 7^{ème} reconstruction 3D.

h) Reconstruction 8 :

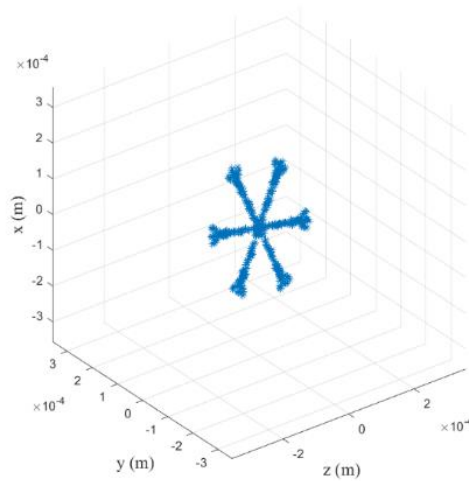


Figure 5.33 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de dendrite considérée, de $360 \mu\text{m}$ de large orientée d'un angle $\frac{\pi}{4} + 7 \times \frac{\pi}{8}$ selon l'axe des y .

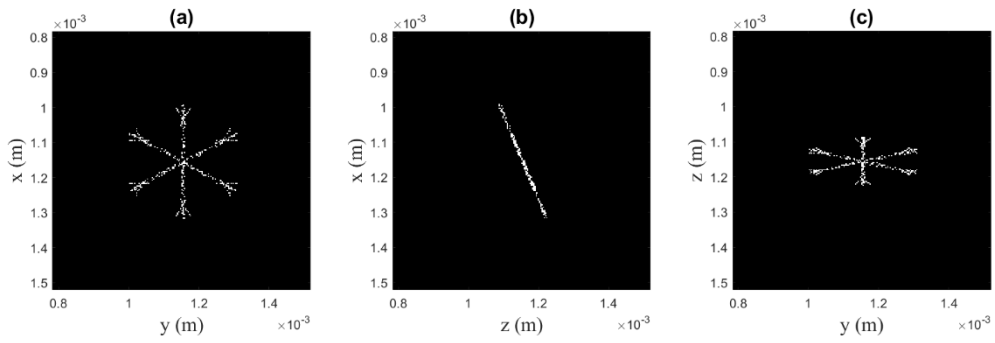


Figure 5.34 : Projection 2D de la particule représentée Fig. 5.33 dans le plan (x, y) en (a), dans le plan (x, z) en (b) et dans le plan (z, y) en (c).

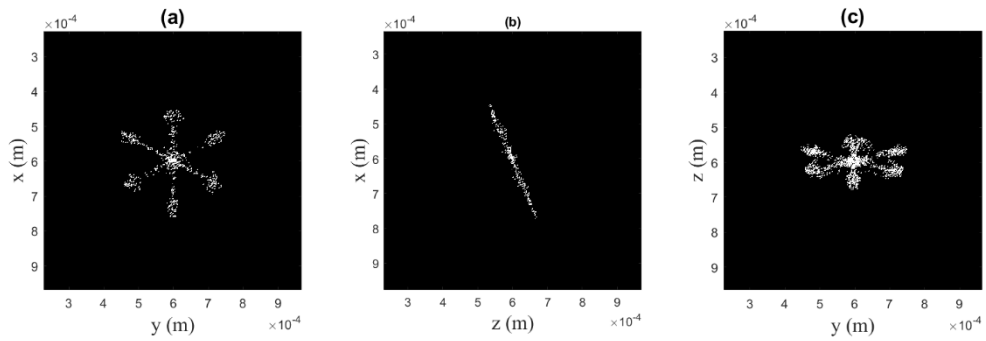


Figure 5.35 : Reconstructions 2D de la vue 1 en (a), de la vue 2 en (b) et de la vue 3 en (c) pour la 8^{ème} reconstruction 3D.

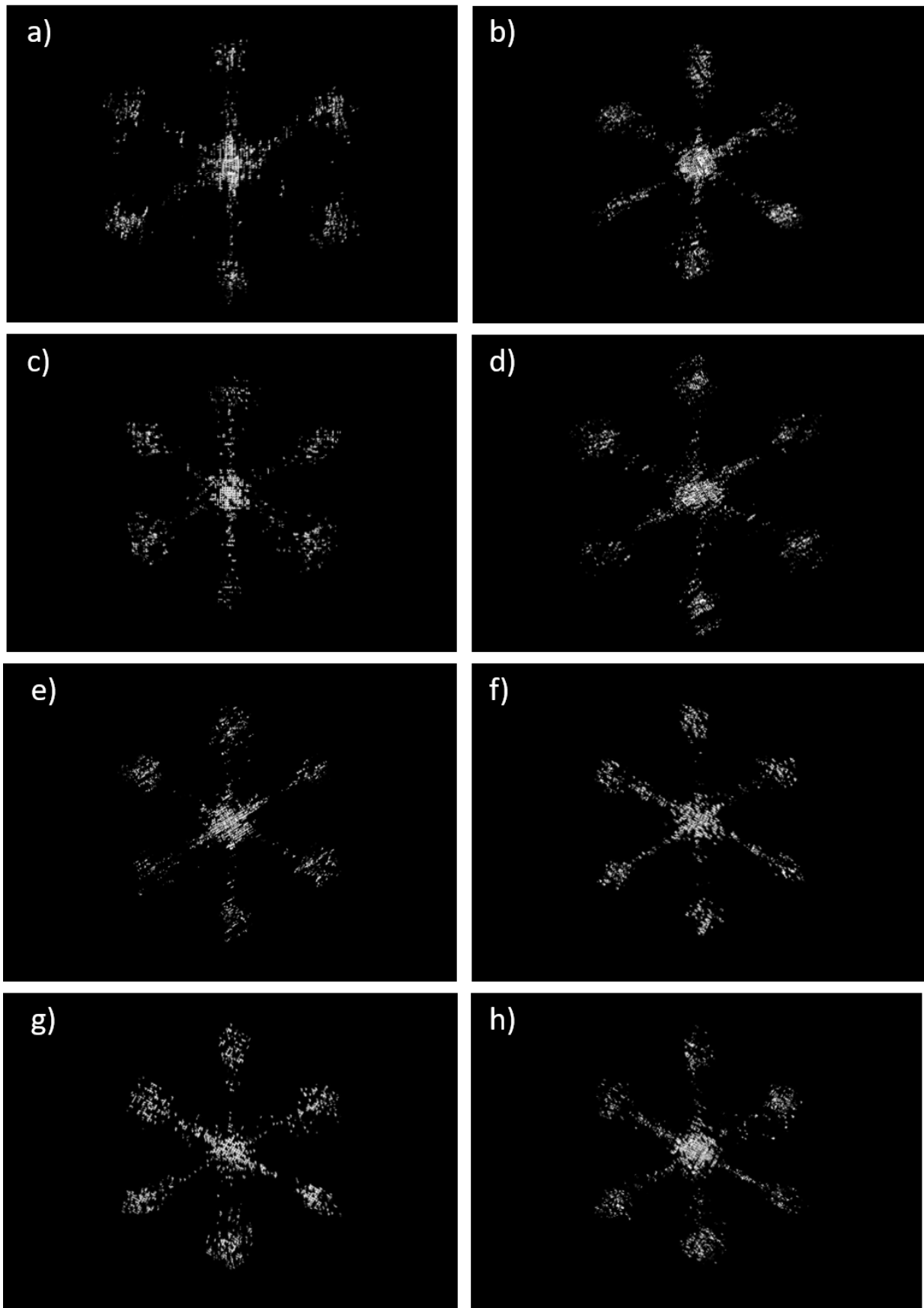


Figure 5.36 : Face principale des 8 reconstructions 3D de la dendrite après « rétroprojection » des trois vues pour 8 orientations différentes de la particule respectivement de (a)-(h).

Après ce processus de reconstruction 3D, les volumes des 8 formes 3D reconstruites sont évalués. Les volumes sont représentés par des croix noires sur la Fig. 5.37. Le volume de la particule créée, calculé dans la partie 5.2.1 à partir de 3 angles de vues est représenté par la droite rouge continue.

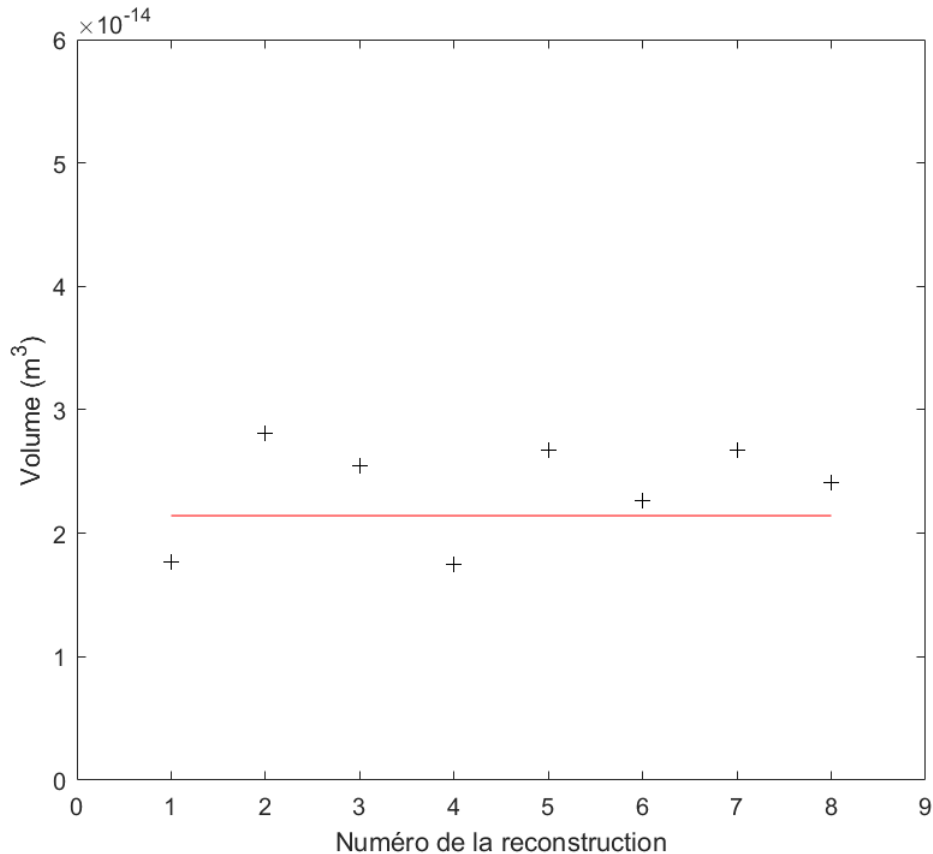


Figure 5.37 : Estimation du volume de la particule en forme de dendrite pour 8 différentes reconstructions 3D de la dendrite.

Ces différents résultats méritent discussion concernant la précision des différentes estimations de volumes de particules. La principale source d'erreur est la définition du seuil de binarisation après transformée de Fourier 2D pour obtenir l'objet initial et la binarisation après les reconstructions 2D pour calculer le volume. Par ailleurs la reconstruction 3D introduit également ses propres sources d'erreur : aucune connaissance des autres plans de vue de la particule. Ces erreurs sont très difficiles à estimer en se limitant à trois angles de vue. Cependant, la dispersion des estimations de volume de la particule sur la Fig. 5.37 reste relativement faible. De plus le volume net de la particule se trouve dans la gamme de volume estimée. Les reconstructions sont donc quantitativement conformes à la particule programmée initiale. Ce résultat confirme l'efficacité de la méthode pour la caractérisation des particules.

Dans la suite nous nous intéressons maintenant à la reconstruction 3D (toujours à partir de 3 angles de vues d'images expérimentales) de particules « programmées » à l'aide du DMD.

5.2.3 Application à des particules « programmées » avec DMD

Expliquons maintenant la procédure utilisée pour reproduire une expérience de reconstruction 3D de particule « programmée » à l'aide du DMD avec le montage de la Fig 5.10. Nous considérons une particule dendritique parfaitement connue. Cette particule est observée sous trois angles de vues, perpendiculaires entre eux. Les 3 faces de la particule sont programmées avec le DMD. Pour chaque angle de vue, la particule est composée d'un grand nombre de micro-miroirs à l'état passant, choisis aléatoirement dans le contour global de la particule. La particule en forme de dendrite considérée est représentée sur la Fig. 5.38. La particule programmée est composée de 2100 émetteurs ponctuels répartis aléatoirement sur l'ensemble de la surface de la particule. Elle est composée de six branches principales, chacune mesurant $567 \mu\text{m}$ de long et $37,8 \mu\text{m}$ de large, avec de petites branches secondaires à leurs extrémités.

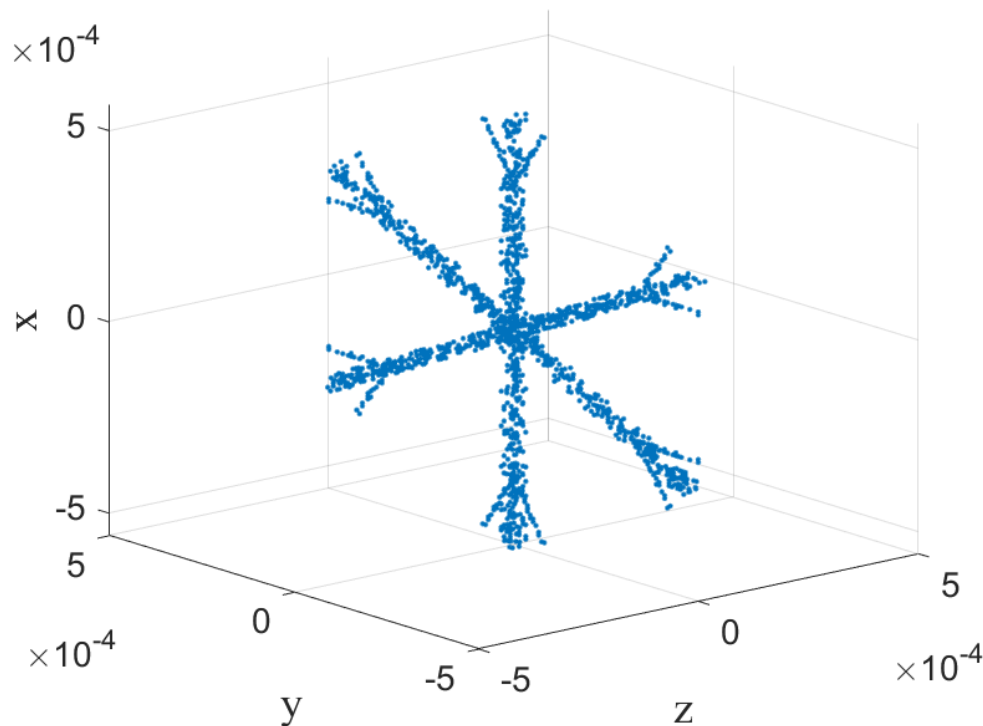


Figure 5.38 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de dendrite considérée, de $1134 \mu\text{m}$ de large.

Les Figs. 5.39 (a), (d) et (g) montrent les projections de la particule de la Fig. 5.38 dans le plan (x, y) , le plan (x, z) et le plan (y, z) respectivement. Ces trois projections sont programmées sur le DMD comme un ensemble de 2100 micromiroirs à l'état passant. Les images interférométriques expérimentales obtenues avec ces trois faces sont présentées dans les Figs. 5.39 (b), (e) et (h) respectivement. Les Figs. 5.39 (c), (f) et (i) montrent les reconstructions

2D obtenues individuellement à partir des trois images interférométriques en défaut de mise au point en utilisant l'algorithme de réduction d'erreur. La forme 3D est finalement obtenue en combinant les reconstructions 2D individuelles des 3 faces. La face principale de la particule reconstruite est présentée sur la figure 5.42 (b). La reconstruction finale est en fait très similaire à ce qui a été obtenu avec des interférogrammes simulés (voir Fig. 5.36), ce qui confirme l'extension possible de la procédure proposée aux images expérimentales. Le volume obtenu pour cette reconstruction est de $2.98 \times 10^{-12} m^3$. Le volume réel obtenu à partir des projections de la particule de la Fig. 5.38 dans le plan (x, y) , le plan (x, z) et le plan (y, z) est de $2.05 \times 10^{-12} m^3$. La face principale de la reconstruction 3D de la particule « programmée » est présentée sur la figure 5.42 (a). Le volume obtenu expérimentalement est légèrement supérieur au volume réel obtenu. Cela est dû au bruit présent dans les reconstructions 2D mais le résultat obtenu reste tout de même très satisfaisant

A titre de comparaison, un deuxième cas a été programmé avec le DMD. On considère une autre orientation de la particule dans le repère (x, y, z) . Nous considérons ici le pire des cas en termes de reconstruction 3D : c'est-à-dire que l'orientation de la particule est complètement arbitraire (en particulier, elle n'est pas parallèle à l'un des trois principaux plans d'orientation (x, y) , (y, z) ou (x, z)). La particule programmée est toujours constituée de 2100 émetteurs ponctuels répartis aléatoirement sur toute la surface de la particule, elle est représentée sur la Fig. 5.40. Le contour et la taille de la particule sont les mêmes que dans le cas précédent. Les Figs. 5.41 (a), (d) et (g) montrent les projections de la particule de la Fig. 5.40 dans le plan (x, y) , le plan (x, z) et le plan (y, z) respectivement. Les images interférométriques expérimentales obtenues avec ces trois faces sont présentées dans les Figs. 5.41 (b), (e) et (h) respectivement. Les Figs. 5.41 (c), (f) et (i) montrent les reconstructions 2D obtenues individuellement à partir des trois images interférométriques en défaut de mise au point. La forme 3D est finalement obtenue en combinant les reconstructions 2D des 3 faces. La face principale de la dendrite reconstruite est présentée sur la figure 5.42 (c). Dans ce cas les six branches principales se distinguent moins facilement que pour le cas précédent où la face principale de la particule se trouvait dans l'un des plans de projection. En effet de ces angles de vues les branches étant plus resserrées les reconstructions 2D reconstruites avec l'algorithme ER sont plus bruitées, on ne distingue que les 6 « blocs » formés par les branches secondaires aux extrémités des branches principales. Le volume obtenu pour cette reconstruction est de $3.15 \times 10^{-12} m^3$. Le volume bien que supérieur au volume réel reste tout de même dans les ordres de grandeur de celui-ci.

Les faces 2D des deux reconstructions 3D présentées dans les figures 5.42 (b) et 5.42 (c) donnent une bonne idée de la forme générale de la particule et correspondent bien à la face principale de la reconstruction de la particule « programmée » présentée dans la Fig. 5.42 (a). Avec le montage utilisé, l'image interférométrique semble donc efficace pour reconstruire la forme 3D et l'orientation de particules rugueuses transparentes dans un écoulement ainsi qu'estimer le volume de la particule étudiée avec une relativement bonne précision.

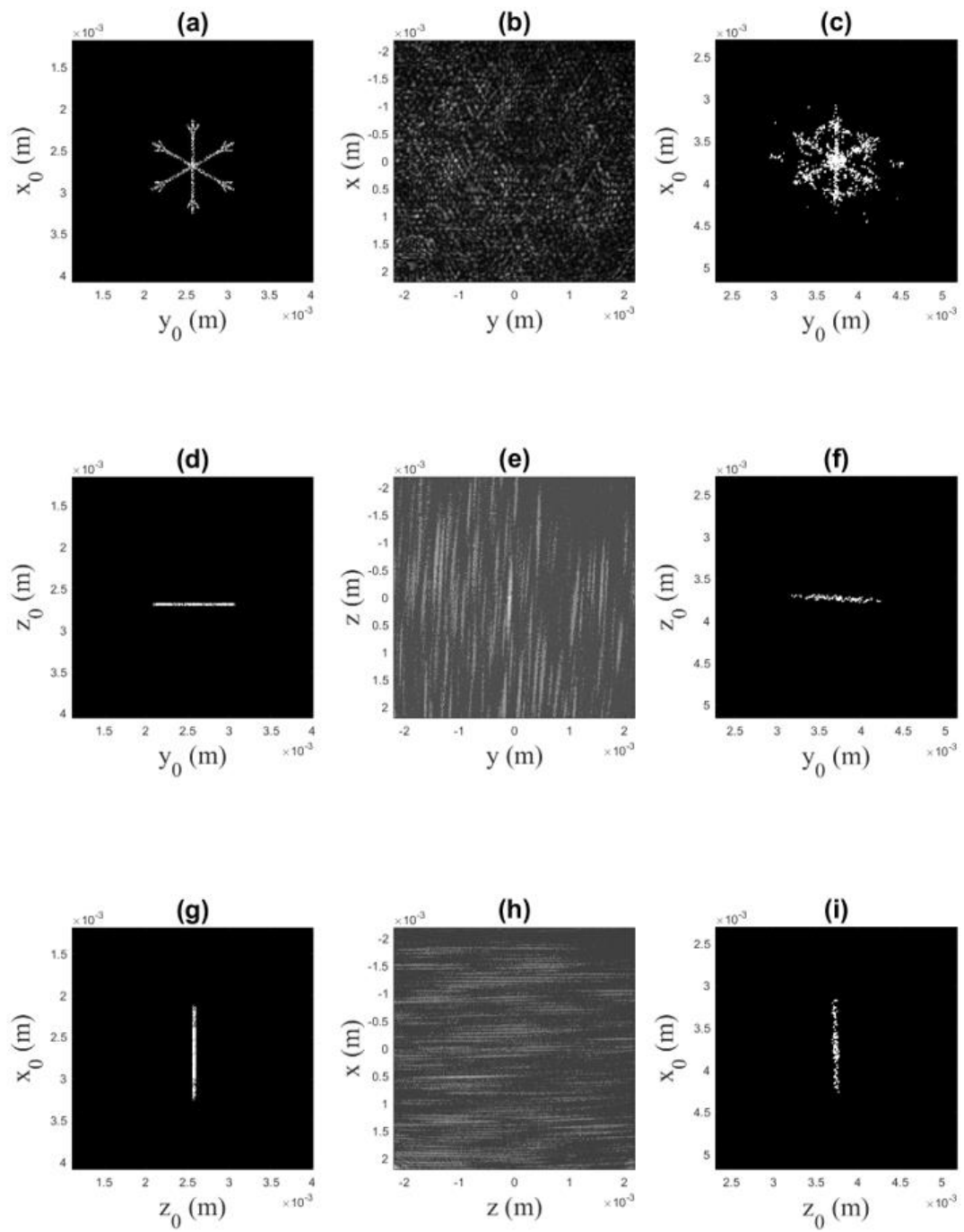


Figure 5.39 : Projection de la particule représentée Fig. 5.38 dans le plan (x,y) en (a), dans le plan (z,y) en (d) et dans le plan (x,z) en (g). Respectivement en (b), (e) et (h) le centre de l'image interférométrique correspondante et en (c), (f) et (i) la projection 2D reconstruite.

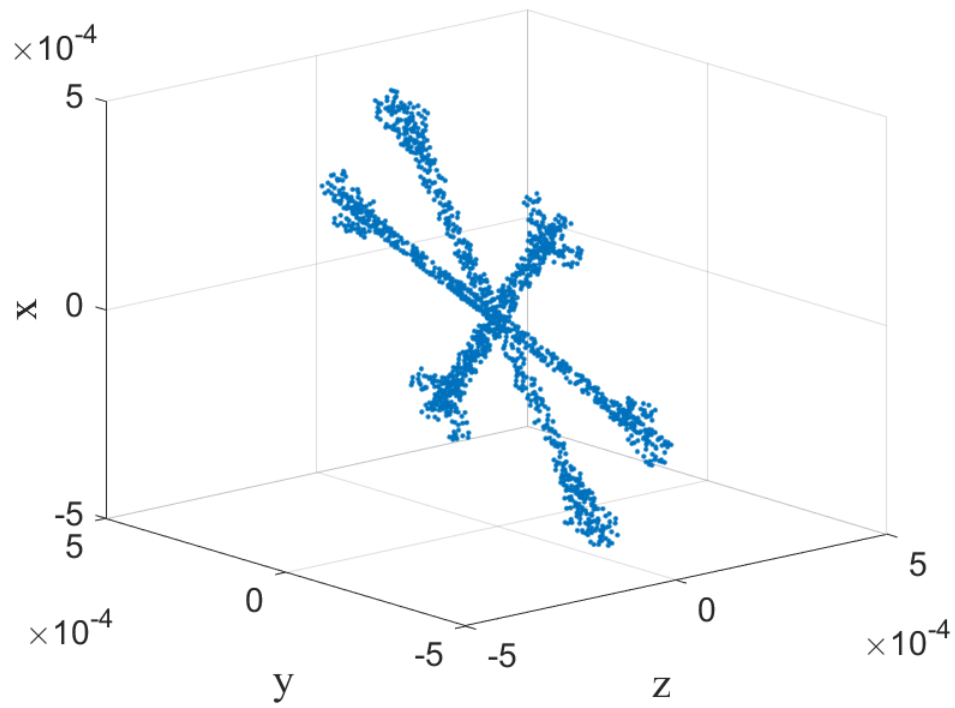


Figure 5.40 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de dendrite considérée, orientée arbitrairement de $1134 \mu\text{m}$ de large.

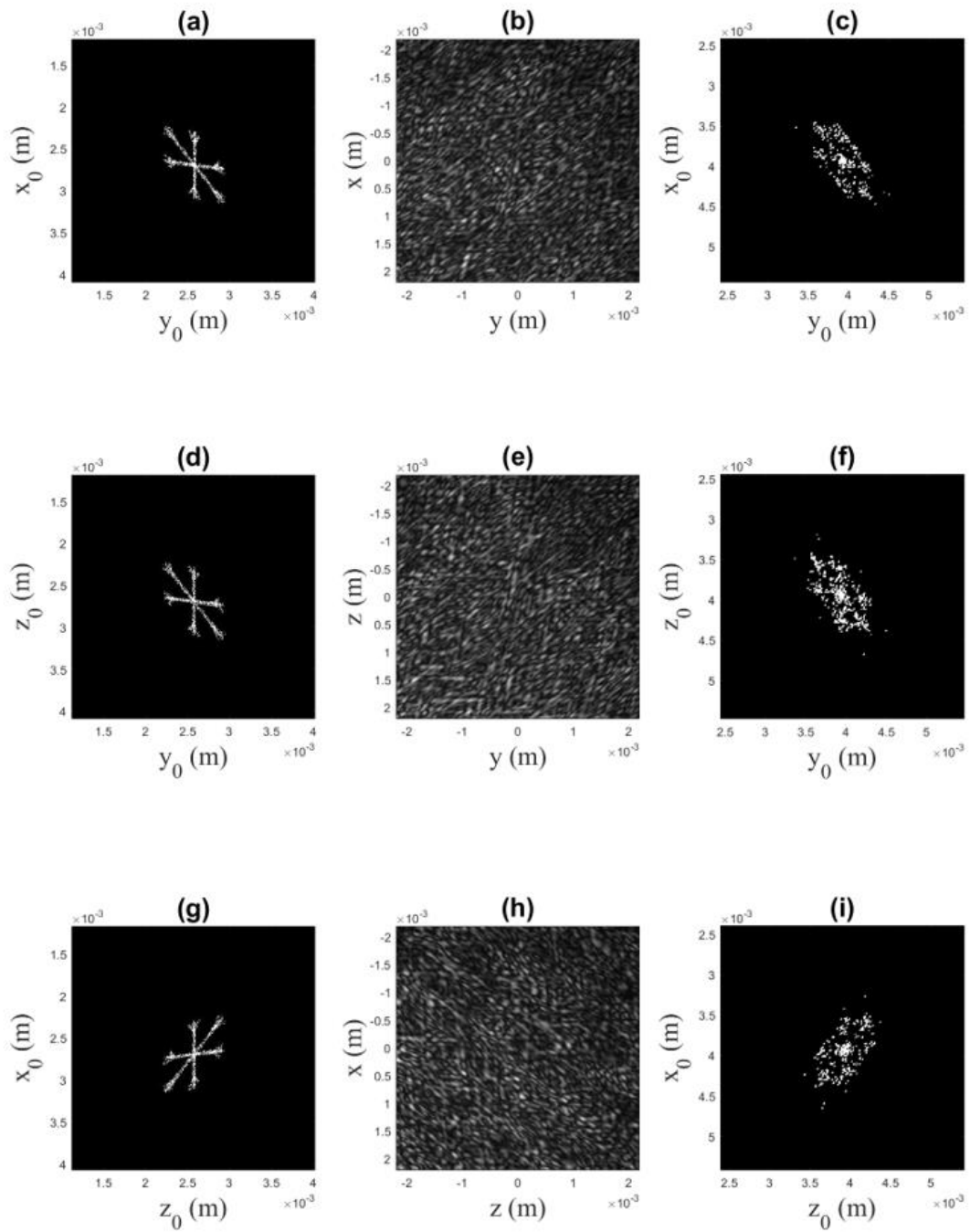


Figure 5.41 : Projection de la particule représentée Fig. 5.40 dans le plan (x,y) en (a), dans le plan (z,y) en (d) et dans le plan (x,z) en (g). Respectivement en (b), (e) et (h) le centre de l'image interférométrique correspondante et en (c), (f) et (i) la projection 2D reconstruite.

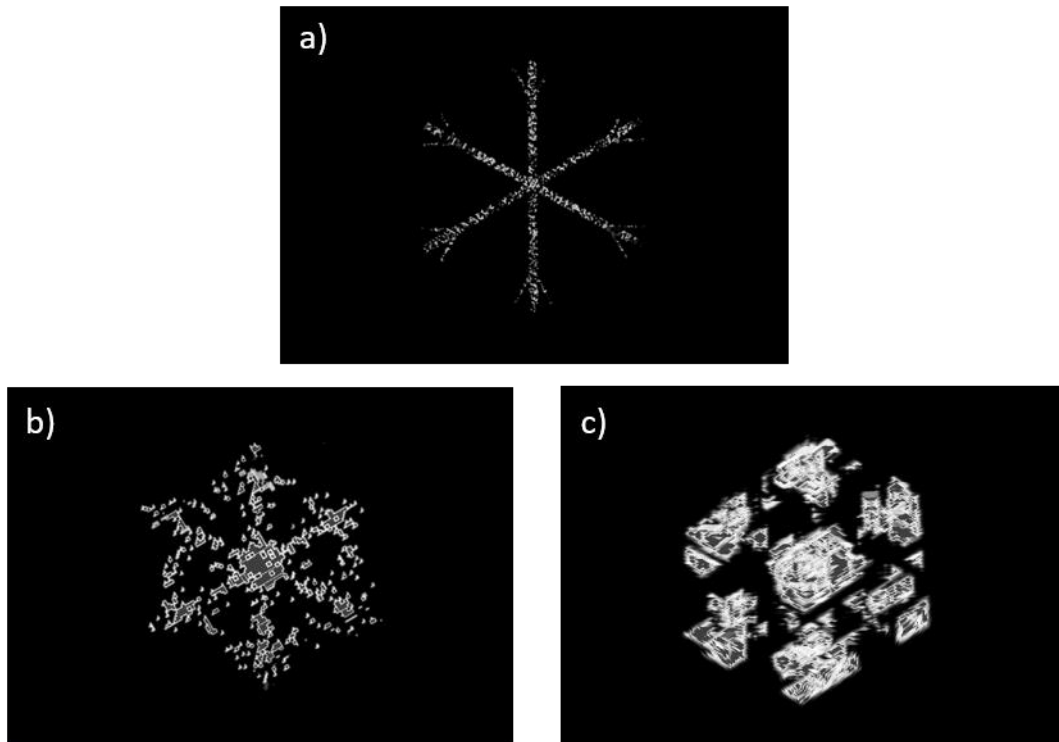


Figure 5.42 : Face principale de la particule en forme de dendrite programmée en (a) (issue des Figs 5.39 (a), (d) et (g)), à partir des trois projections reconstruites des Figs. 5.39 (c), (f) et (i) en (b) et à partir des trois projections reconstruites des Figs. 5.41 (c), (f) et (i) en (c).

5.2.4 Conclusion Partie 1

Dans cette partie, nous avons montré que la reconstruction 3D d'une particule peut se faire à partir d'un ensemble de trois images interférométriques simulées de cette particule (sous trois angles de vue perpendiculaires). Cela peut être fait en utilisant l'algorithme de réduction d'erreur (ER) qui permet d'obtenir la fonction $f(x, y)$ à partir des mesures du module de sa transformée de Fourier 2D $|F(u, v)|$, en reconstruisant la phase de sa transformée de Fourier 2D. La méthode de tri-intersection est d'abord utilisée pour initier la reconstruction pour chaque angle de vue, ce qui permet une meilleure convergence des reconstructions et une estimation plus précise du volume de la particule. La méthode a été testée numériquement sur une particule translucide rugueuse centro-symétrique de type dendrite. Elle montre un grand potentiel et devrait avoir de nombreuses applications dans d'autres domaines et pour d'autres types de particules [126-130]. Une démonstration expérimentale a également été réalisée à l'aide d'un montage spécifique basé sur l'utilisation d'une matrice de micro-miroirs (DMD) qui génère les images interférométriques de particules rugueuses programmables. Les résultats obtenus sont très encourageants. Les volumes obtenus restent assez proche du volume réel de la particule et les formes 3D reconstruites nous donnent globalement une bonne idée de la forme générale de la particule étudiée même dans les cas les plus extrêmes où la face principale de la particule ne se trouve pas dans l'un des champs de vision des caméras.

5.3 Reconstruction tomographique 3D multivues de particules « programmées »

Pour obtenir une meilleure estimation de la forme 3D, il est nécessaire de reconstruire avec plus de précision le contour 3D de la particule en ajoutant de nouveaux angles de vue. Cependant, la difficulté majeure dans l'ajout d'angles de vues est la rétroprojection des projections 2D reconstruites sous ces différents angles. Dans cette seconde partie du chapitre la forme tridimensionnelle d'une particule est estimée à l'aide d'un algorithme de reconstruction tomographique à partir des projections acquises.

Il est bien connu que les scanners en médecine acquièrent plus de 100 angles de vues pour effectuer une tomographie de haute précision des patients. Dans cette partie, nous étudions si une configuration où de nombreux capteurs CCD seraient situés autour des particules dans un flux peut être appliquée pour effectuer une tomographie de haute précision des particules en utilisant l'imagerie interférométrique. Le montage considéré est représenté sur la Fig. 5.43 dans le cas de huit angles de vues régulièrement espacés les uns des autres.

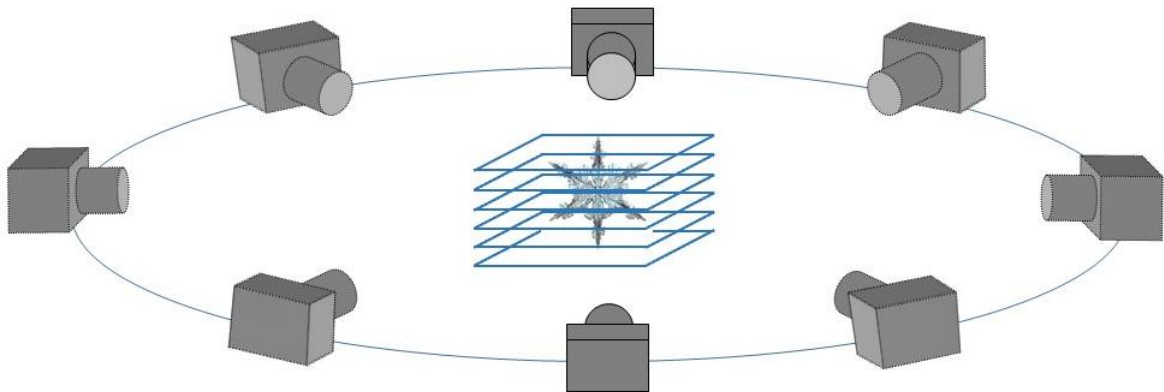


Figure 5.43 : Configuration expérimentale étudiée dans cette section : une particule irrégulière est observée simultanément sous différents angles de vues régulièrement séparés les uns des autres (8 caméras sur cette figure).

Dans cette partie, nous allons identifier combien de capteurs CCD seraient nécessaires pour obtenir une bonne reconstruction 3D de la particule étudiée. Expérimentalement, cette étude sera réalisée à l'aide d'un montage spécifique basé sur l'utilisation d'un DMD. Une particule rugueuse est programmée sur un DMD, elle est éclairée par un faisceau laser. Un système d'imagerie défocalisé enregistre le motif diffusé, qui reproduit l'image interférométrique d'une particule rugueuse irrégulière. La Fig. 5.44 résume les différentes étapes qui seront réalisées et expliquées dans les sections suivantes. La première étape est la programmation des 120 orientations de la particule avec le DMD, puis on éclaire le DMD avec une source de lumière cohérente. Les 120 images interférométriques sont enregistrées à l'aide du capteur

CCD. Puis à l'aide de l'algorithme de reconstruction de phase ER, on reconstruit individuellement les 120 projections 2D. La dernière étape est la reconstruction 3D à l'aide de l'algorithme de rétroprojection filtrée.

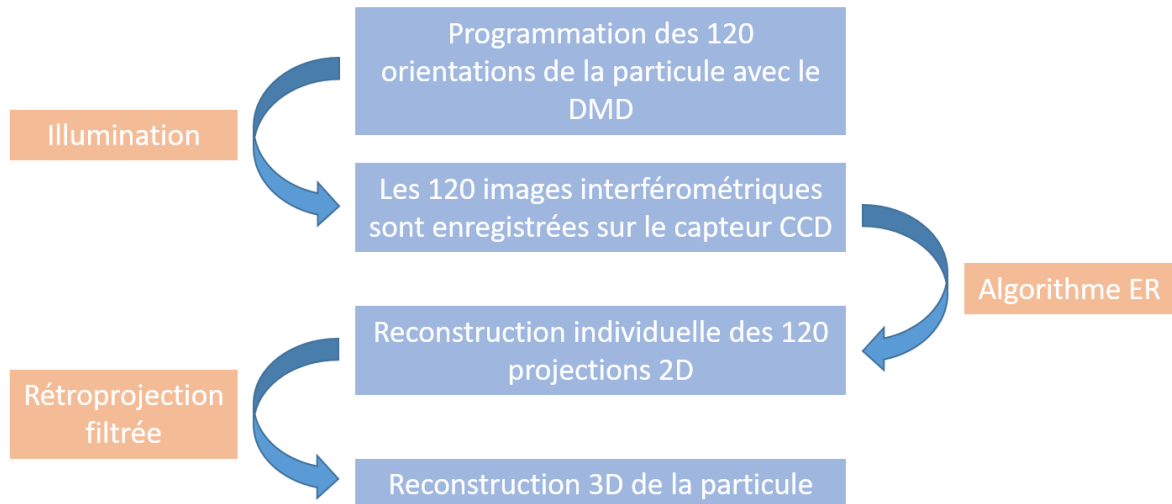


Figure 5.44 : Diagramme des étapes pour la reconstruction 3D de particule programmée avec le DMD (dans le cas de 120 angles de vues).

5.3.1 Théorie : la reconstruction tomographique

5.3.1.1 La problématique de la reconstruction tomographique

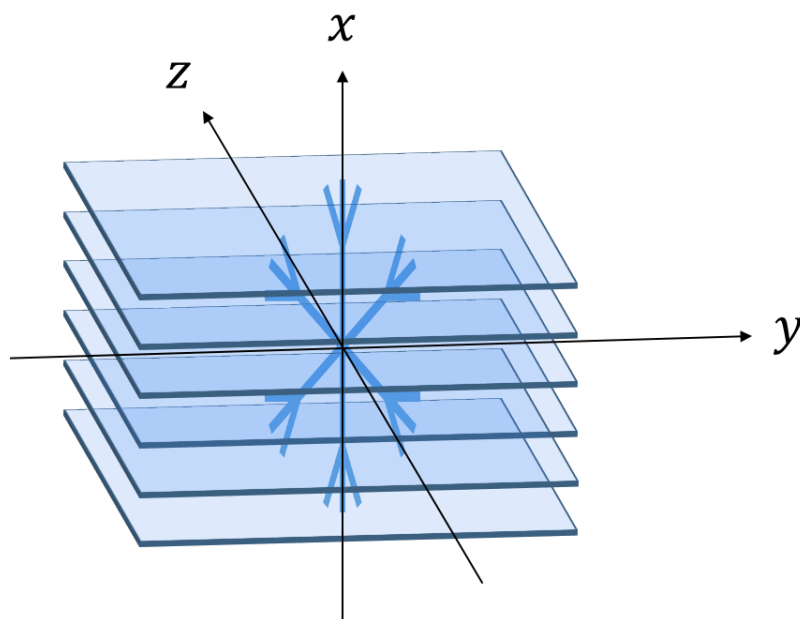


Figure 5.45 : Illustration de la reconstruction de la forme 3D de la particule obtenue par reconstruction séquentielle des sections parallèles.

Considérons une coupe de la particule (voir Fig. 5.45): on peut définir la distribution d'intensité par une fonction $f(y, z)$ qui, en chaque point de coordonnées (y, z) du plan de la coupe, donne la valeur de l'intensité. La caméra va tourner autour de la particule et sous chaque incidence acquérir une projection bidimensionnelle dont une ligne horizontale correspond à la projection d'une coupe. A une ligne de projection faisant un angle θ avec l'axe y correspond une fonction $p_\theta(u)$ qui en tout point de coordonnée u de la projection fait correspondre la somme de toutes les valeurs d'intensités rencontrées sur un axe perpendiculaire à l'axe u . Sur la Fig. 5.46, le repère cartésien (O, y, z) fixe est lié à la distribution d'intensité f tandis que le repère tournant (O, u, v) est associé à la caméra en rotation à l'incidence θ . Les coordonnées dans les deux repères sont reliées par les relations de l'équation 5.2 :

$$\begin{cases} y = u \cos(\theta) - v \sin(\theta) \\ z = u \sin(\theta) + v \cos(\theta) \end{cases} \Leftrightarrow \begin{cases} u = y \cos(\theta) + z \sin(\theta) \\ v = -y \sin(\theta) + z \cos(\theta) \end{cases} \quad (5.2)$$

Les projections monodimensionnelles $p_\theta(u)$ sous l'incidence θ s'écrivent :

$$\begin{aligned} p_\theta(u) &= \int_{-\infty}^{+\infty} f(y, z) dv = \int_{-\infty}^{+\infty} f(u \cos(\theta) - v \sin(\theta), u \sin(\theta) + v \cos(\theta)) dv \\ &= (\mathfrak{R}_\theta f)(u) \end{aligned} \quad (5.3)$$

\mathfrak{R} désigne l'opérateur de la transformée de Radon [131,132]. La transformée de Radon $p_\theta(u)$ de la distribution d'intensité $f(y, z)$ représente l'intégrale de lignes des valeurs de $f(y, z)$ le long de la ligne inclinée d'un angle θ par rapport à l'axe y .

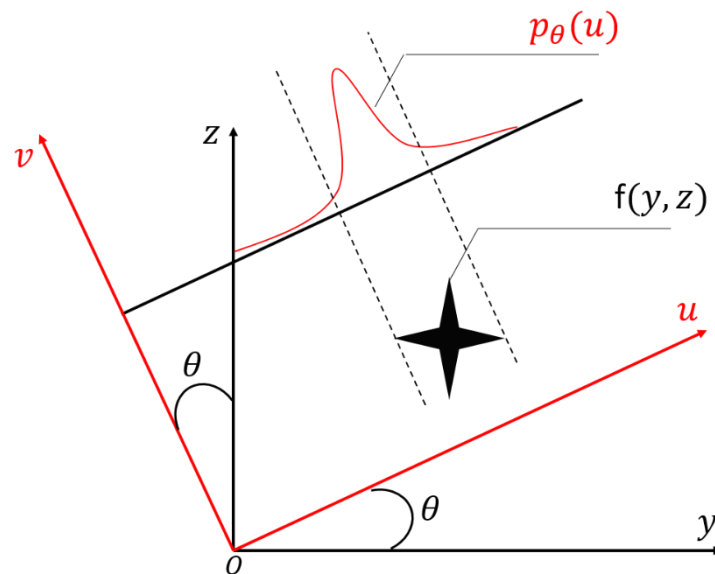


Figure 5.46 : Projection $p_\theta(u)$ de la distribution d'intensité $f(y, z)$ sous l'angle θ

Les projections obtenues par mesures expérimentales sont situées dans ce que l'on appelle l'espace de Radon ; le problème de la reconstruction tomographique va donc consister à passer de l'espace de Radon vers le domaine spatial, autrement dit il faut inverser la transformée de Radon afin d'estimer l'objet $f(y, z)$ à partir des projections $p_\theta(u)$ [133-134].

Inverser la transformée de Radon revient à résoudre le problème de reconstruction tomographique : on obtient alors la distribution d'intensité f en appliquant l'opérateur inverse de la transformée de Radon \mathfrak{R}^{-1} à l'ensemble des projections acquises :

$$f(y, z) = (\mathfrak{R}^{-1}(\mathfrak{R}_\theta f))(y, z) \quad \#(5.4)$$

Il est important de ne pas confondre inversion de la transformée de Radon et rétroprojection qui sont deux opérations bien distinctes. La rétroprojection est une alternative plus simple à mettre en œuvre mais elle ne donne pas la solution exacte à l'inversion de la transformée de Radon. En effet, l'image obtenue après rétroprojection n'est pas exactement l'image recherchée puisque, nous le verrons dans la partie suivante, elle s'accompagne d'un flou (artefact en étoile) contrairement à l'inversion de la transformée de Radon qui mène à une image exacte.

Cependant, pour pouvoir calculer l'inverse de la transformée de Radon, il est nécessaire de connaître les projections en continu sur l'intervalle $[0; \pi]$ $\{p_\theta(u) \mid 0 \leq \theta \leq \pi\}$. Or, dans la réalité expérimentale, les systèmes d'acquisitions ne permettent d'obtenir des projections que pour un nombre fini d'angles. De plus, les détecteurs sont en nombre limité et de dimension finie, ce qui entraîne un échantillonnage des projections dont on ne connaît, par conséquent, que des valeurs discrètes.

Des méthodes alternatives au calcul exact de la transformée de Radon inverse ont été développées. Ces méthodes de reconstruction se répartissent en trois classes :

- Les méthodes analytiques qui consistent à définir les équivalents discrets de la transformée de Radon ainsi que de l'opérateur de rétroprojection. Il est nécessaire de connaître les projections de façon quasi continue sur 360° autour de l'objet.
- Les méthodes algébriques qui consistent à exprimer le problème directement sous une forme discrète, sous la forme d'un système d'équations linéaires. La résolution s'effectue ainsi selon une approche algébrique itérative.
- Les méthodes statistiques qui utilisent une formulation probabiliste du problème de reconstruction et supposent que les données mesurées (projections) obéissent à une loi statistique

Dans la suite, nous nous focaliserons sur les méthodes de résolution analytiques. Les méthodes algébriques et statistiques ne seront pas utilisées.

5.3.1.2 Méthodes analytiques de reconstruction

Cette catégorie de méthodes consiste à calculer analytiquement l'inversion de la transformée de Radon que nous avons définie dans le paragraphe précédent. Le problème de

reconstruction s'exprime ici de façon continue, cependant, pour la réalisation des calculs, les formules d'inversion sont discrétisées.

5.3.1.2.1 Rétroprojection simple

La méthode la plus simple pour reconstruire un objet à partir de ses projections est de rétroprojeter la valeur de chaque projection $p_\theta(u)$ sur le plan de reconstruction. Pour un angle donné, la valeur de $p_\theta(u)$ est assignée à la somme des intensités qui se trouvent le long de la ligne d'intégration : c'est l'épandage des valeurs de la projection sur la portion de plan concernée. Ce processus d'épandage est effectué pour chaque angle de projection successivement. Ainsi, la superposition linéaire de toutes les rétroprojections forme l'image reconstruite. La figure 2 schématise le processus de rétroprojection sur deux angles de vues perpendiculaires entre eux.

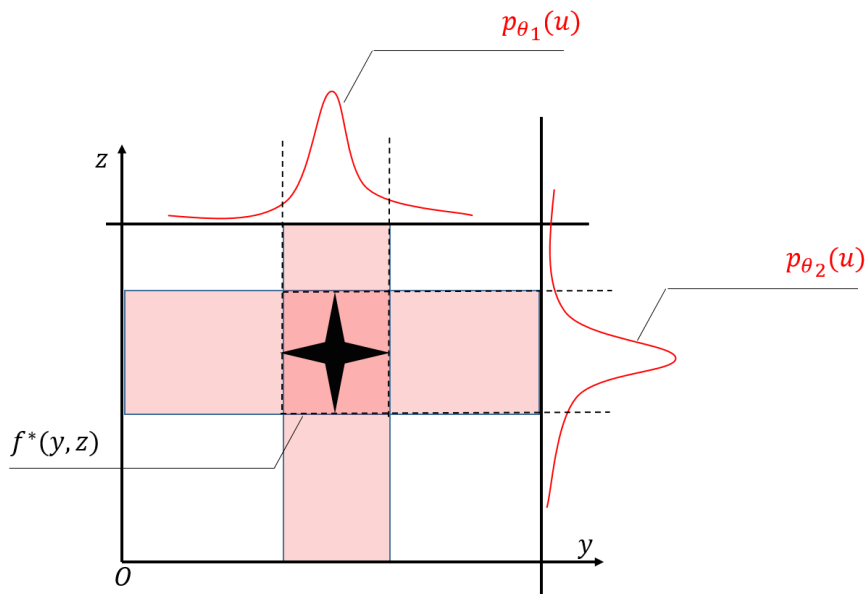


Figure 5.47 : Rétroprojection des projection $p_\theta(u)$ pour les différents angles θ

L'opération de rétroprojection peut être formalisée selon l'équation 5.4 où $f^*(y, z)$ constitue la fonction de distribution reconstruite après rétroprojection :

$$f^*(y, z) = \int_0^\pi p_\theta(u) d\theta \quad (5.5)$$

La figure 5.48 montre le résultat d'une reconstruction tomographique sur l'image référence « Shepp–Logan Phantom » [135] par rétroprojection simple avec un nombre d'angle de rétroprojection différent. L'image 5.48 (a) représente l'image « Shepp–Logan Phantom ». Les images 5.48 (b), 5.48 (c), 5.48 (d), 5.48 (e) et 5.48 (f) constituent les reconstructions pour, respectivement, 1, 4, 16, 32 et 64 projections.

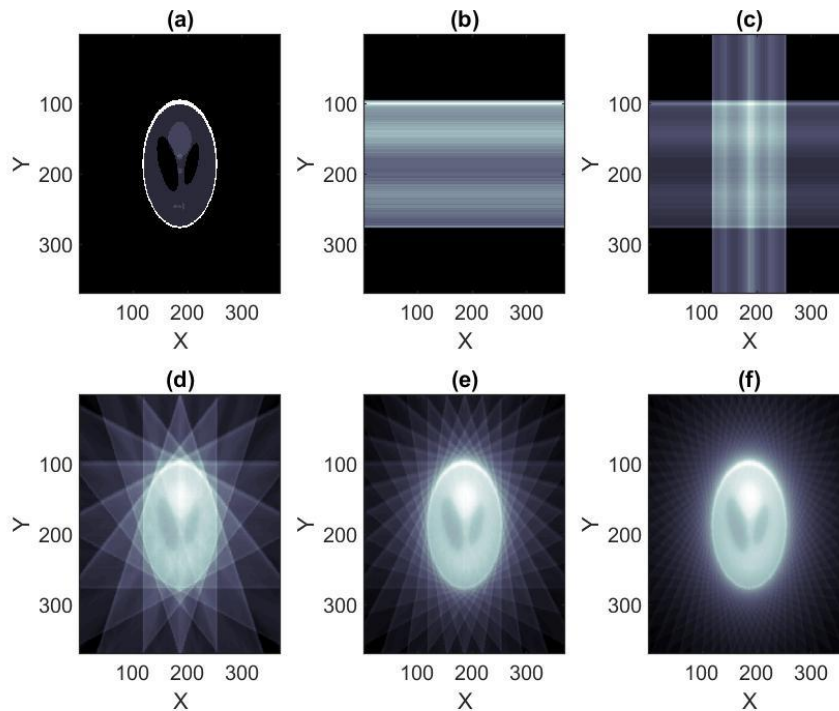


Figure 5.48 : Image « Shepp–Logan Phantom » (a) et reconstruction 2D de l’image pour, respectivement, 1, 4, 16, 32 et 64 projections de (b) – (f).

On observe que, plus le nombre d’angles augmente, plus on voit apparaître distinctement sur l’image les éléments de la coupe de la tête. Il apparaît également sur ces images des résidus lumineux, autour de la tête, dans une zone où n’existe à l’origine aucun signal. Il s’agit du « flou » de rétroprojection. Ces zones constituent ce que l’on appelle des artefacts en étoile qui peuvent déformer considérablement le résultat obtenu, particulièrement lorsque le nombre d’angles de vue est faible. L’image reconstruite par simple rétroprojection n’est donc pas parfaitement identique à l’image initiale et elle n’est pas notre distribution finale. Nous devons donc utiliser une méthode qui permette l’élimination de ces artefacts en étoile : celle-ci utilise la transformée de Fourier d’une image bidimensionnelle.

5.3.1.2.2 Théorème de la coupe centrale

Le théorème de la coupe centrale de Fourier [133,134] montre que la transformée de Fourier d’une projection par rapport à u est égale à la transformée de Fourier de l’image seulement dans la coupe centrale perpendiculaire à la direction de projection. Si nous calculons la transformée de Fourier $P_\theta(U)$ de la projection $p_\theta(u)$, nous obtenons :

$$P_\theta(U) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} p_\theta(u) e^{-i2\pi Uu} du \quad (5.6)$$

En remplaçant $p_\theta(u)$ par sa valeur donnée par l'équation 5.2, nous avons :

$$P_\theta(U) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} f(y, z) dv \right] e^{-i2\pi Uu} du \quad (5.7)$$

Les formules de transformation des coordonnées cartésiennes aux coordonnées polaires nous donnent :

$$Uu = U(y\cos(\theta) + z\sin(\theta)) = y(U\cos(\theta)) + z(U\sin(\theta)) = yU_y + zU_z \quad (5.8)$$

En posant $U_y = U\cos(\theta)$ et $U_z = U\sin(\theta)$.

De plus, $du \cdot dv = dy \cdot dz$.

On obtient donc finalement,

$$P_\theta(U) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(y, z) e^{-i2\pi(yU_y + zU_z)} dy dz \quad (5.9)$$

Cette double intégrale n'est autre que la transformée de Fourier bidimensionnelle de la distribution à estimer. Nous venons donc de démontrer que :

$$P_\theta(U) = F(U_y = U\cos(\theta), U_z = U\sin(\theta)) \quad (5.10)$$

Le théorème de la coupe centrale [131-134] permet ainsi d'envisager la reconstruction de la coupe tomographique de manière directe à l'aide de la transformée de Fourier inverse. Pour cela, on calcule dans un premier temps la TF 1D de chaque projection dont on reporte les valeurs dans le plan fréquentiel puis le calcul de la TF 2D inverse de ce plan donne la coupe tomographique. Cependant, le nombre de projections n'étant pas infini, le remplissage du plan fréquentiel est souvent hautement incomplet, surtout pour les hautes fréquences ; il persiste des vides qu'il faut combler par interpolations linéaires (voir Fig. 5.49). Cette étape de remplissage des plans de Fourier est longue et complexe ce qui rend cette méthode de reconstruction tomographique peu attractive et par conséquent très rarement utilisée.

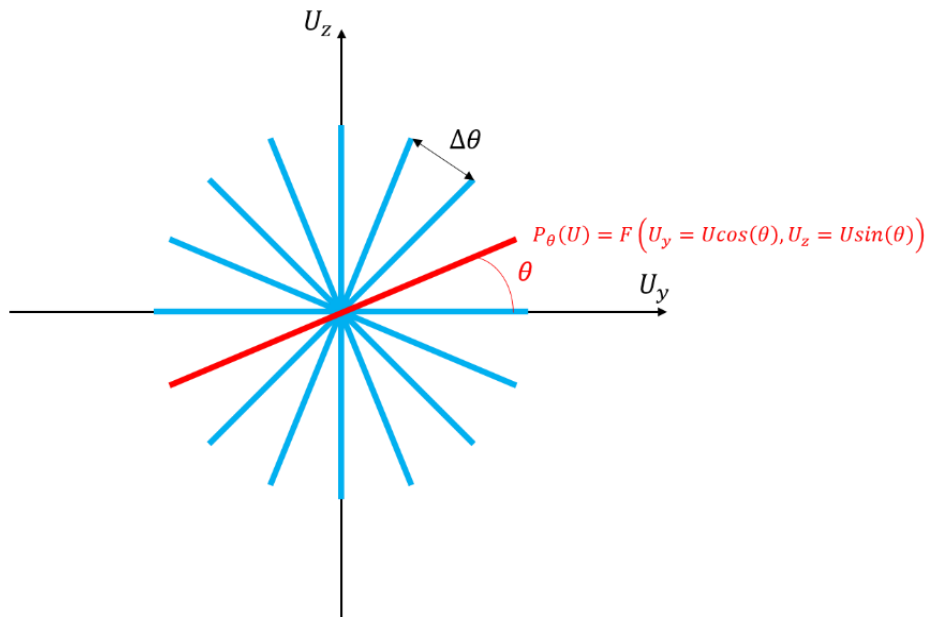


Figure 5.49 : Répartition des échantillons de la transformée de Fourier de la projection dans l'espace de Fourier de l'image (cas 2D)

5.3.1.2.3 Rétroprojection filtrée

L'algorithme de reconstruction analytique le plus courant est la rétroprojection filtrée FBP (Filtered Back Projection) [133,134,136] : il est en effet rapide et facile à utiliser en raison du faible nombre de paramètres fixé par l'utilisateur. Il équipe actuellement tous les dispositifs d'imagerie médicale : scanner x, SPECT «*Single Photon Emission Computed Tomography*», PET «*Positron Emission Tomography*». La rétroprojection filtrée a été mise en place puis développée par de nombreux chercheurs entre les années 1970 et 1980. La théorie mathématique a été développée par Cho, Ahn, Bohm et Huth (1974), Logan et Shepp (1975), Tanaka et Inuma (1975, 1976) et Lewitt (1979). On découvre ainsi les premiers algorithmes d'implémentation de rétro-projection des projections filtrées dans les publications de Rosenfeld et Kak (1982), Kak et Slaney (1988).

La rétroprojection filtrée est une méthode de résolution analytique dérivée du théorème de la coupe centrale. Pour réaliser une rétroprojection filtrée, il est nécessaire de transposer le problème dans l'espace de Fourier. La transformée de Fourier inverse permettant d'estimer $f(x, y)$ à partir de $F(U_y, U_z)$ s'écrit :

$$f(y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(U_y, U_z) e^{i2\pi(yU_y + zU_z)} dU_y dU_z \quad (5.11)$$

D'après le théorème de la coupe centrale (équation 5.9), on peut remplacer $F(U_y, U_z)$ par la transformée de Fourier des projections $P_\theta(U)$ dans l'équation 5.11 :

$$f(y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P_\theta(U) e^{i2\pi(yU_y + zU_z)} dU_y dU_z \quad (5.12)$$

On procède ensuite au passage en coordonnées polaires. Le passage en coordonnées polaires est un changement de variables $(U_y, U_z) \rightarrow (U, \theta)$ défini par l'application suivante :

$$F : \mathbb{R}_+ \times [0, 2\pi] \rightarrow \mathbb{R}^2 \quad (U, \theta) \rightarrow (U \cos(\theta), U \sin(\theta)) \quad (5.13)$$

La matrice jacobienne au point (U, θ) est :

$$J_F \begin{pmatrix} U \\ \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -U \sin(\theta) \\ \sin(\theta) & U \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

Le jacobien du passage en coordonnées polaires est :

$$U \cos^2(\theta) + U \sin^2(\theta) = U \quad (5.15)$$

On obtient donc :

$$f(y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P_\theta(U) e^{i2\pi U(y \cos(\theta) + z \sin(\theta))} U dU d\theta \quad (5.16)$$

L'intégrale selon θ peut être coupée en deux de 0 à π , puis de π à 2π :

$$\begin{aligned} f(y, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \int_{-\infty}^{+\infty} P_\theta(U) e^{i2\pi U(y \cos(\theta) + z \sin(\theta))} U dU d\theta \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_\pi^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P_\theta(U) e^{i2\pi U(y \cos(\theta) + z \sin(\theta))} U dU d\theta \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \int_{-\infty}^{+\infty} P_\theta(U) e^{i2\pi U(y \cos(\theta) + z \sin(\theta))} U dU d\theta \\ &+ \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \int_{-\infty}^{+\infty} P_{\theta+\pi}(U) e^{i2\pi U(y \cos(\theta+\pi) + z \sin(\theta+\pi))} U dU d\theta \end{aligned} \quad (5.17)$$

Du fait de la symétrie par rapport à l'origine, le point (U, θ) a la même valeur que le point $(-U, \theta + \pi)$: on peut donc utiliser la valeur absolue de U pour parcourir le plan fréquentiel et faire varier θ de 0 à π . Nous obtenons alors :

$$f(y, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \int_{-\infty}^{+\infty} P_\theta(U) e^{i2\pi U u} |U| dU d\theta \quad (5.18)$$

Avec $u = y\cos(\theta) + z\sin(\theta)$

L'intégrale interne représente la transformée de Fourier inverse de la transformée de Fourier de la projection, multipliée par la valeur absolue de U : cette intégrale interne est une projection filtrée $\hat{p}_\theta(u)$:

$$\hat{p}_\theta(u) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P_\theta(U) e^{i2\pi Uu} |U| dU \quad (5.19)$$

Il est donc possible de reconstruire $f(y, z)$ par :

$$f(y, z) = \int_0^\pi \hat{p}_\theta(u) d\theta \quad (5.20)$$

qui n'est autre que la rétroprojection des projections filtrées.

Le principe de la rétroprojection filtrée nécessite de multiplier la transformée de Fourier des projections par la valeur absolue de U que l'on appelle filtre rampe. Ce filtre met à zéro la composante continue et donc introduit des valeurs négatives. Le rôle de ces valeurs négatives est d'effacer progressivement les artéfacts en étoile laissés par les autres projections lors de l'opération d'épandage. La reconstruction est alors nettement meilleure, cependant, si le nombre de projection n'est pas suffisant, il persiste de très légers artéfacts en étoile.

Finalement, les étapes de l'algorithme de rétroprojection filtrée se résument comme suit :

- pour chaque incidence θ , on calcule la transformée de Fourier $P_\theta(U)$ de la projection $p_\theta(u)$,
- on multiplie cette transformée de Fourier par le filtre rampe,
- on calcule la transformée de Fourier inverse de chaque projection filtrée,
- on rétroprojète les projections filtrées.

5.3.1.3 Discrétisation des méthodes analytiques

En pratique, les données sont échantillonnées en fonction du nombre de projections ainsi que du nombre de points par projection. De plus, l'image reconstruite en tomographie est par nature une image numérique, représentée par ses coordonnées dans une base donnée. Les formules et opérateurs d'inversion continue présentés ci-dessus nécessitent quelques adaptations pour être appliqués au cas discret. Il est donc nécessaire de définir un opérateur de rétroprojection discret, qui implique une approximation des modèles d'intégrales et d'interpolations [137].

Pour cela, la fonction « iradon » (dans Matlab) est utilisée pour calculer la transformée de Radon inverse de la transformée de Radon de la fonction $f(y, z)$. Cette fonction est une implémentation de l'algorithme de rétroprojection filtrée discret. La fonction prend comme arguments d'entrées, la matrice des projections, l'angle θ des rétroprojections, l'algorithme d'interpolation (interpolation linéaire dans notre cas) utilisé dans la phase de rétroprojection et le filtre (filtre Ram-Lak dans notre cas) utilisé pour filtrer les projections.

En conclusion, la reconstruction des coupes tomographiques par rétro-projection filtrée reste la méthode la plus utilisée. Elle a pour principal avantage la rapidité. L'utilisation conjointe du filtre, permet d'avoir une bonne qualité des images. Toutefois, la méthode ne permet pas l'élimination complète d'artéfacts de reconstruction qui peuvent parfois être gênants. Bien qu'il existe plusieurs méthodes de reconstruction des images tomographiques notre choix s'est porté sur la FBP parce que c'est l'algorithme utilisé parallèlement dans les scanners d'aujourd'hui mais avec différentes géométries de projection qui se basent toutes sur le protocole de reconstruction des projections parallèles de Radon.

5.3.2 Application à des particules « programmées » avec le DMD

5.3.2.1 Cas d'une particule centro-symétrique

Expliquons maintenant la procédure utilisée pour reproduire une expérience de tomographie avec le dispositif de la Fig. 5.43. Nous considérons une particule dendritique dont la forme 3D est parfaitement connue. Cette particule est ensuite observée sous 120 angles de vue, comme on le ferait avec un scanner. Avec notre montage, ces 120 angles de vue de la particule correspondent en pratique à 120 orientations de la particule. Ces 120 orientations sont programmées avec le DMD. Pour chaque angle de vue, la particule est composée d'un grand nombre de micro-miroirs à l'état passant. Le choix des micro-miroirs à l'état passant se fait de manière aléatoire pour chaque vue, mais ils sont toujours situés dans le contour global de la particule dendritique. La différence entre deux vues successives est une rotation de la particule de 3° autour de l'axe x .

Pour chaque angle de vue (c'est-à-dire pour chaque orientation programmée sur le DMD) on considère uniquement le centre de l'image interférométrique ($I_{view}(x, y)$) enregistré sur le capteur CCD. La taille de ce découpage de l'image interférométrique est de 680×680 pixels (la taille de pixel du capteur CCD est de $6,45 \mu\text{m}$). Les reconstructions de la particule se font à partir de ces découpages pour les 120 images interférométriques obtenues expérimentalement.

La particule en forme de dendrite qui est d'abord considérée est représentée sur la Fig. 5.50. Il s'agit de la même particule que pour la section 5.2.3. Elle est constituée de 2100 émetteurs ponctuels, répartis sur toute la surface de la particule et se compose de six branches

principales, chacune mesurant $567 \mu\text{m}$ de long et $37,8 \mu\text{m}$ de large, avec de petites branches secondaires à leurs extrémités. Des missions de vol récentes ont montré que les nuages à forte teneur en eau glacée peuvent contenir des cristaux dont la taille se situe dans la plage $400 - 800 \mu\text{m}$ et dont les valeurs maximales peuvent aller jusqu'à 2mm [60]. Comme le montage DMD est bien adapté pour reproduire de telles dimensions (par ajout de nombreux miroirs dont la taille individuelle est $7,56 \mu\text{m}$), ce choix de taille a été fait pour mener à bien nos expériences.

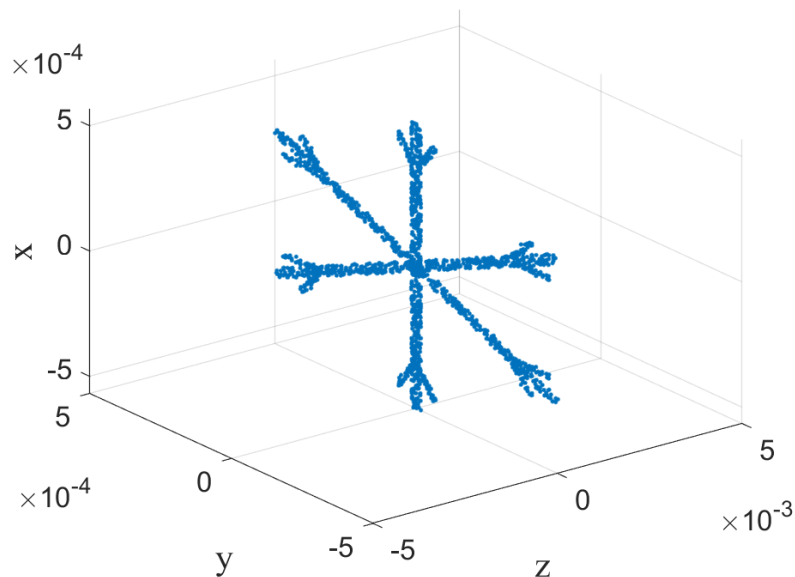


Figure 5.50 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de dendrite considérée, de $1134 \mu\text{m}$ de large.

On procède ensuite aux 120 reconstructions 2D de la particule dendritique, à partir de ses 120 images interférométriques, correspondant à des observations sous 120 angles de vues différents.

Quelques reconstructions 2D de la particule sous différents angles de vues sont représentées dans la Fig. 5.51. La figure 5.51 présente la projection dans le plan (x, y) de la particule en (a) n'ayant pas subi de rotation, en (c) avec une rotation d'un angle de 45° , en (e) avec une rotation d'un angle de 90° , en (g) avec une rotation d'un angle de 135° par rapport à l'axe des x et en (a), (c), (e) et (g) les reconstructions 2D respectives faites à partir des images interférométriques.

La prochaine étape consiste maintenant à procéder à la reconstruction 3D de la particule à partir de ces 120 reconstructions 2D individuelles.

La reconstruction 3D se fait coupe par coupe comme illustrée sur la Fig. 5.45. La particule 3D entière sera alors reconstruite en empilant les différentes coupes de la particule reconstruite.

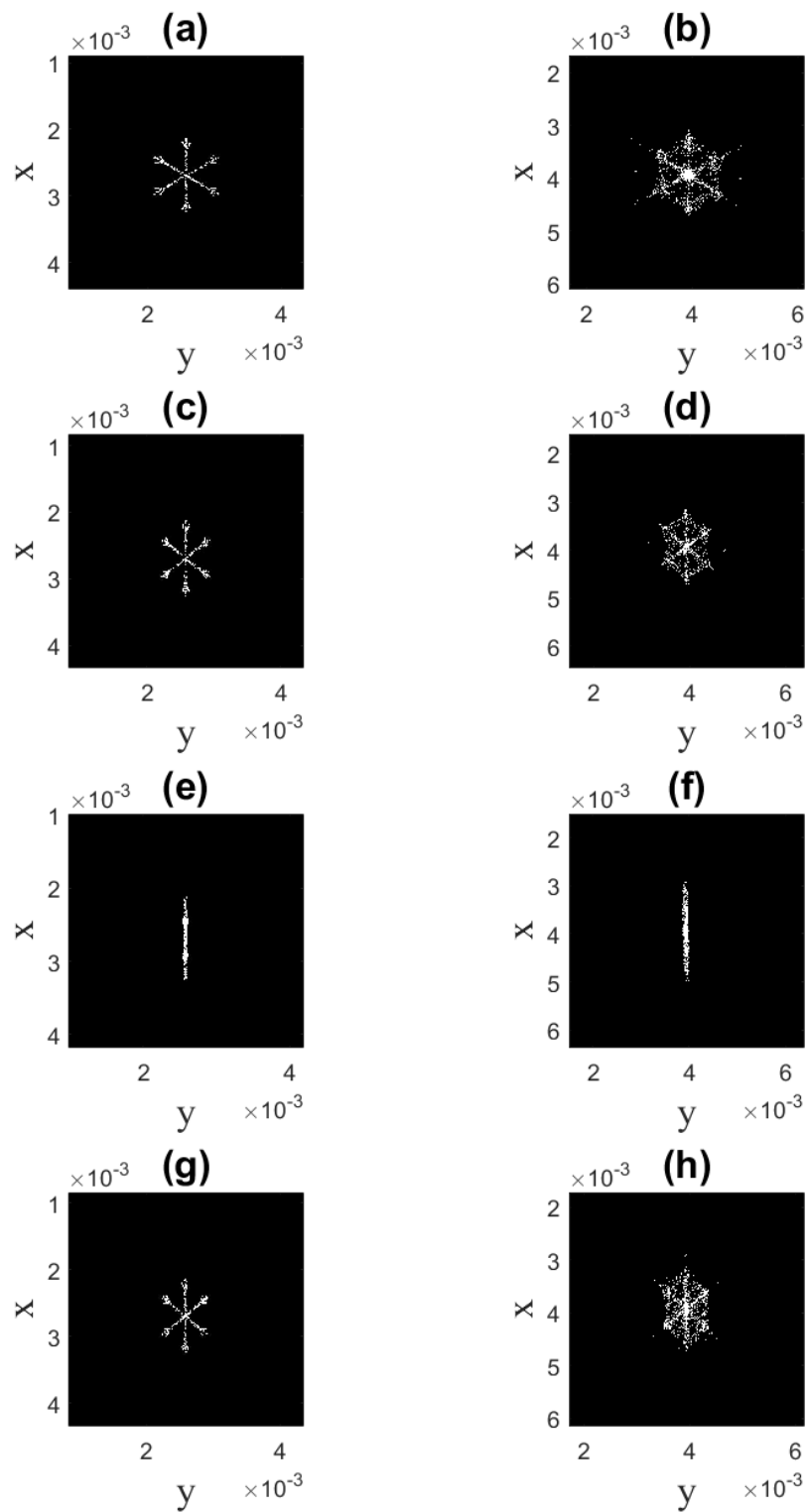


Figure 5.51 : Projection dans le plan (x, y) de la particule en (a) n'ayant pas subi de rotation, en (c) avec une rotation d'un angle de 45° , en (e) avec une rotation d'un angle de 90° , en (g) avec une rotation d'un angle de 135° par rapport à l'axe des x et en (a), (c), (e) et (g) ses reconstructions 2D respectives.

En utilisant les 120 projections 2D reconstruites, nous reconstruisons la forme 3D de la dendrite. Les dimensions des images de projection 2D sont de 680×680 pixels. Nous reconstruisons ainsi 680 coupes horizontales parallèles (c'est-à-dire le nombre de lignes de la partie sélectionnée de chaque image interférométrique) afin de reconstruire tranche par tranche la forme 3D. La forme 3D finale de la particule est obtenue en empilant ces 680 tranches reconstruites horizontales parallèles (voir illustration sur la Fig. 5.45). Une vue 2D de la particule reconstruite est présentée sur la figure 5.51 (c) (face principale de la particule dans le plan). La forme 3D reconstruite à partir de 120 vues est proche de la dendrite initiale reconstruite également en 3D dimensions avec les 120 projections nettes, présentée sur la Fig. 5.41 (a). Les branches principales sont clairement identifiables. Les branches secondaires (aux extrémités des six branches principales) sont moins identifiables. On observe uniquement un « bloc » compact aux extrémités de chaque branche principale. Les branches principales de la reconstruction 3D font environ $590 \mu\text{m}$ ($\pm 20 \mu\text{m}$) de long et $45 \mu\text{m}$ ($\pm 10 \mu\text{m}$) de large, si on compare avec la particule programmée ($567 \mu\text{m}$ de long et $37,8 \mu\text{m}$ de large), les dimensions sont assez proches. La surestimation de la taille de la dendrite provient essentiellement du seuil fixé pour calculer le nouveau support à chaque itération. Même si certaines des formes 2D reconstruites avec l'algorithme de reconstruction de phase sont moins précises, la combinaison des 120 vues permet une reconstruction 3D avec plus de détails et moins bruitée. En effet, certaines reconstructions 2D moins bruitées permettent d'améliorer la reconstruction 3D. Une fois les 120 reconstructions effectuées, la reconstruction tomographique prend deux minutes pour calculer la forme 3D de la particule.

En pratique, il semble impossible actuellement de synchroniser 120 capteurs tout autour de la région d'intérêt. Une reconstruction 3D a donc été réalisée en utilisant seulement 8 angles de vue (nous ne prenons donc en compte que huit vues des 120 reconstructions 2D, c'est-à-dire celles correspondant à un angle de rotation de 45° entre deux angles de vue) afin d'être au plus près d'une éventuelle étude expérimentale qui pourrait se faire dans une configuration à huit caméras. Une forme 3D est obtenue à partir des reconstructions 2D des 8 angles de vue. Une vue 2D de la particule reconstruite en 3D est présentée sur la Fig. 5.51 (b) (projection arbitraire). Par rapport à la forme 3D reconstruite avec 120 angles de vue, les dimensions des branches principales sont toujours de $590 \mu\text{m}$ ($\pm 20 \mu\text{m}$) de long et $45 \mu\text{m}$ ($\pm 10 \mu\text{m}$) de large mais les séparations entre ces branches sont plus floues. Le bruit est visible autour de la particule en raison de l'artefact causé par le manque d'angles de vue.

On remarque que l'augmentation du nombre de vues permet d'affiner la forme 3D obtenue et de réduire le bruit. Cependant, même si la reconstruction à 8 vues est plus bruitée, la forme globale de la particule et les dimensions sont bien retrouvées. Il reste prometteur de réaliser une tomographie de bonne précision dans le cas de particules centro-symétriques en utilisant l'imagerie interférométrique.

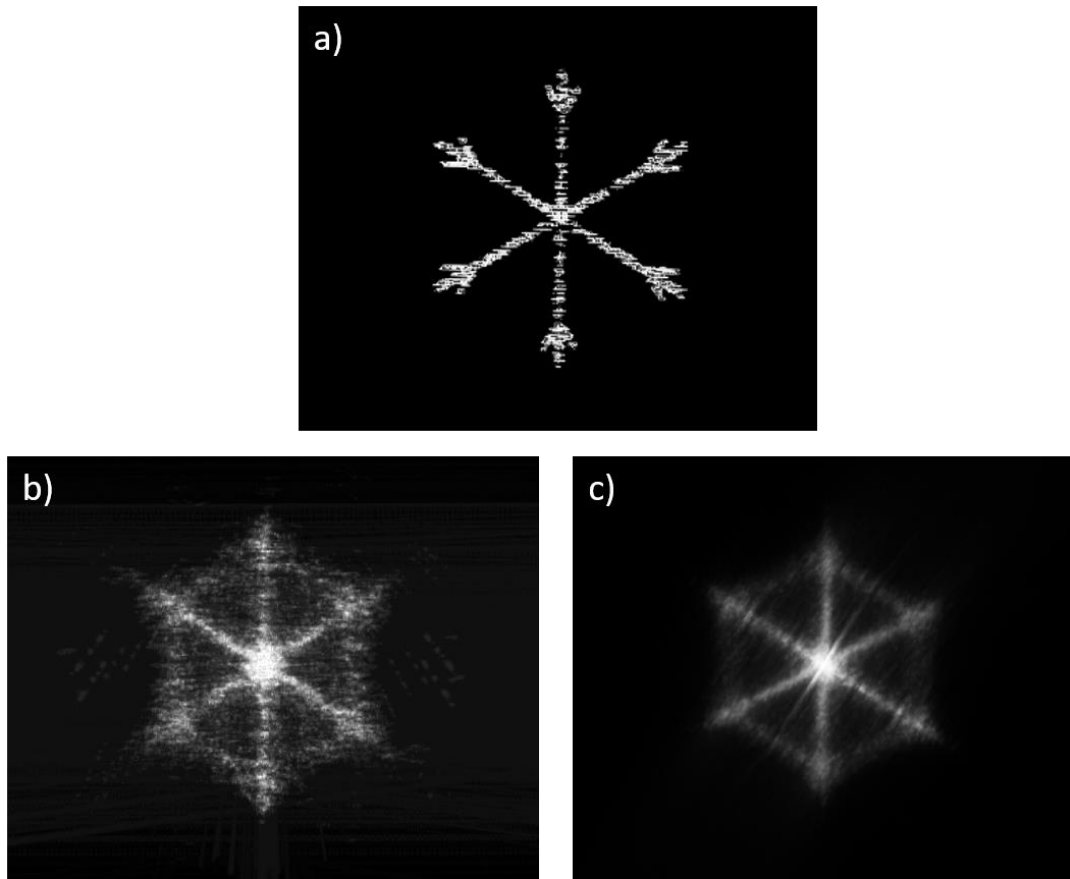


Figure 5.52 : Face principale de la particule en forme de dendrite des différentes reconstructions 3D réalisées en (a) à partir des 120 images des projections 2D nettes, en (b) à partir des 8 projections 2D reconstruites séparées de 45° les unes des autres et en (c) à partir des 120 projections 2D reconstruites séparées de 3° les unes des autres.

Discutons à présent des volumes calculés pour les différentes reconstructions 3D. Le volume réel calculé à partir de 120 angles de vues est de $4.68 \times 10^{-12} m^3$. Si l'on compare dans un premier temps avec le calcul du volume réel réalisé dans la partie 5.2.3 ($2.05 \times 10^{-12} m^3$) avec 3 angles de vues celui-ci est beaucoup plus faible. Cela peut s'expliquer par le fait qu'avec 120 projections les branches de la particule reconstruite en 3D sont beaucoup plus remplies qu'avec 3 angles de vues. Cela paraît donc normal d'obtenir un volume plus conséquent.

Si l'on compare maintenant avec les 2 autres volumes des reconstructions 3D calculés, on obtient pour la reconstruction avec 120 projections un volume de $5.09 \times 10^{-12} m^3$ et pour la deuxième reconstruction avec 8 projections un volume de $5.5 \times 10^{-12} m^3$. Le premier volume obtenu avec 120 vues est très proche du volume réel, le deuxième volume obtenu avec 8 vues est plus éloigné mais le résultat reste tout de même cohérent.

5.3.2.2 Cas d'une particule non centro-symétrique

Nous avons vu au chapitre précédent que la reconstruction 2D d'une particule rugueuse non centro-symétrique à partir de son image interférométrique est plus complexe à cause du

problème de l'image jumelle. La particule qui est maintenant considérée est une particule rugueuse de type Y inversé. Cette forme est non centro-symétrique. Elle est représentée sur la Fig. 5.53. Elle est composée de 1500 micro-miroirs à l'état passant répartis aléatoirement sur toute la surface de la particule. Elle se compose de trois branches principales, chacune mesurant $652 \mu\text{m}$ de long et $30 \mu\text{m}$ de large faisant un angle de 120° deux à deux. Le principe est le même que pour la particule précédente. Les reconstructions 2D individuelles sont effectuées pour les 120 vues en utilisant l'algorithme de réduction d'erreur et la reconstruction 3D finale en utilisant la rétroprojection filtrée. Trois reconstructions 3D sont réalisées, la première avec les 120 images des projections 2D de la particule « programmée », une vue 2D de la particule reconstruite est présentée sur la Fig. 5.54 (a) (angle de projection arbitraire). Une deuxième avec les 120 vues séparées de 3° les unes des autres, une vue 2D de la particule reconstruite est présentée sur la Fig. 5.54 (c) (angle de projection arbitraire). La dernière reconstruction 3D est réalisée avec 15 angles de vues séparées de 24° les unes des autres est présentée sur la Fig. 5.54 (b) (angle de projection arbitraire).

Les trois branches de la particule de type Y inversé sont clairement identifiables sur la reconstruction avec 120 vues. Si l'on compare avec la reconstruction 3D réalisée avec les 120 projections nettes illustrée Fig. 5.54 (a) la forme globale est bien restituée. Sur la troisième reconstruction avec 15 vues, du bruit est visible autour des branches comme pour la reconstruction 3D de la dendrite avec 8 vues mais les trois branches sont tout de même identifiables. On observe également la naissance de ce qui semble être une quatrième branche entre les deux branches inférieures dans les deux reconstructions 3D. Cette branche est probablement un morceau de l'image jumelle [98,99] du Y inversé. On ne la voit que très faiblement car elle n'est pas présente dans toutes les reconstructions 2D et est donc atténuée par les projections 2D où elle n'est pas présente.

Discutons maintenant des volumes calculés pour les différentes reconstructions 3D du Y inversé. Le volume réel calculé à partir de 120 angles de vues est de $3.56 \times 10^{-11} \text{m}^3$. Si l'on compare maintenant avec les volumes des reconstructions 3D calculés, on obtient pour la reconstruction avec les 120 projections reconstruites un volume de $3.75 \times 10^{-11} \text{m}^3$ et pour la deuxième reconstruction avec 15 projections seulement un volume de $4.58 \times 10^{-11} \text{m}^3$. Le volume obtenu avec 120 angles de vues est proche du volume réel. Le volume obtenu avec 15 angles de vues est lui aussi assez proche du volume réel mais le bruit dû au manque de projections augmente le volume.

En conclusion, la reconstruction tomographique 3D pour cette particule non centro-symétrique semble envisageable, même si le nombre de caméras doit être plus important.

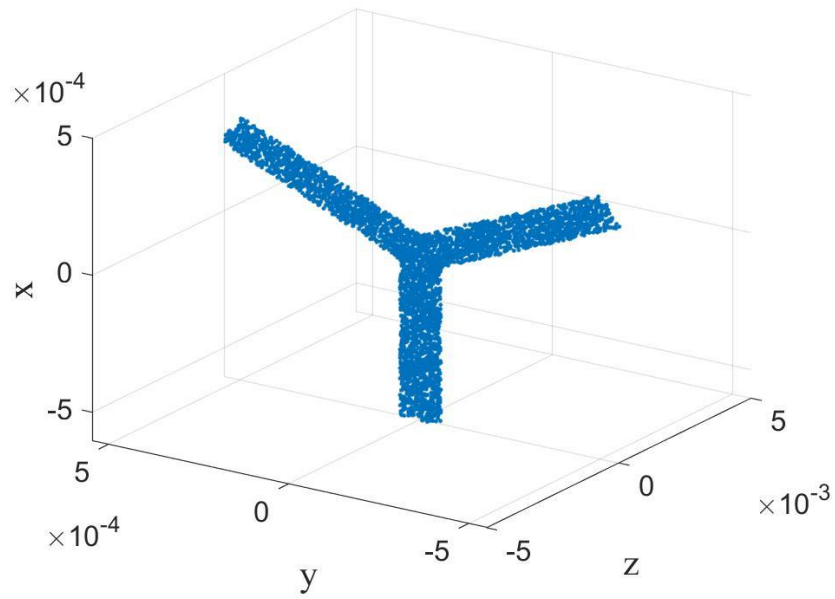


Figure 5.53 : Représentation en trois dimensions de la particule en forme de Y renversé considérée.

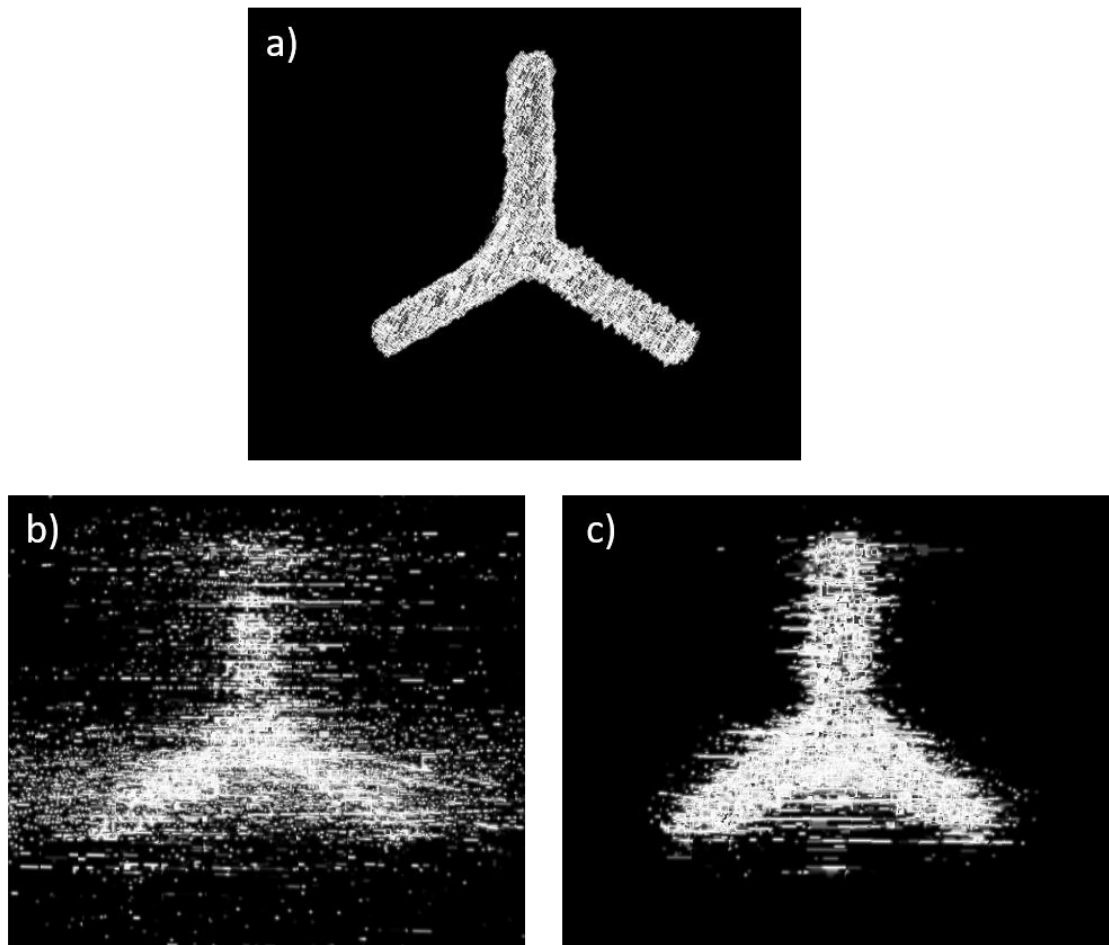


Figure 5.54 : Face principale de la particule en forme de Y renversé des différentes reconstructions 3D réalisées en (a) à partir des 120 images des projections 2D de la particule « programmée », en (b) à partir des 15 projections 2D reconstruites séparées de 24° les unes des autres et en (c) à partir des 120 projections 2D reconstruites séparées de 3° les unes des autres.

5.3.3 Conclusion Partie 2

La tomographie 3D de particules irrégulières dans un écoulement serait d'un grand intérêt dans de nombreux domaines comme la météorologie, la sécurité aéronautique, la recherche environnementale, la santé, la biologie, la sûreté nucléaire. En tomographie 3D, l'acquisition de nombreux angles de vue, nécessite des montages spécifiques. Cependant, contrairement à la médecine où le patient est immobile, comme dans un scanner, les particules se déplacent rapidement dans un flux. Une technique monocoup, avec des capteurs synchronisés disséminés autour de la particule apparaît nécessaire. L'imagerie interférométrique de particules est un candidat potentiel pour développer de tels systèmes. Mais différentes difficultés doivent être résolues. Premièrement, dans ce cas, les images enregistrées ne donnent pas directement la forme de la particule, mais son autocorrélation 2D. Des méthodes de reconstruction sont donc nécessaires. Dans ces conditions, la possibilité d'effectuer des reconstructions 3D précises à partir de différentes vues n'est pas évidente et doit être démontrée à l'aide de configurations simplifiées. Nous avons montré dans cette étude qu'une matrice de micro-miroirs (DMD) peut être utilisée pour reproduire artificiellement les images interférométriques qui seraient données par une vraie particule rugueuse. Une telle configuration offre la possibilité de tester la faisabilité de la tomographie 3D de particules à partir d'un grand nombre d'images interférométriques de la même particule avec différents angles de vue, à faible coût avant de se lancer dans la réalisation d'un instrument complet. Dans cette section, nous avons montré qu'une reconstruction 3D précise d'une particule rugueuse "programmée" peut être effectuée à partir d'un ensemble de 120 images interférométriques, comme dans une configuration CT-scan, avec une séparation angulaire de 3° entre deux vues. Différentes étapes sont nécessaires :

- la production de 120 images interférométriques de la même particule sous différents angles de vue. Cela a été fait avec des particules synthétiques "programmées" avec un DMD.
- pour chacune de ces 120 vues, la reconstruction de la projection 2D de la particule à partir de l'image interférométrique correspondante à l'aide d'un algorithme de reconstruction de phase (l'algorithme de réduction d'erreur (ER) dans cette étude).
- La reconstruction 3D de la particule à partir des 120 projections 2D obtenues à l'étape précédente. La rétroprojection filtrée est utilisée pour cette étape de reconstruction tomographique. Cela nécessite de multiplier la transformée de Fourier des projections 2D par une rampe de filtres avant la rétroprojection.

La méthode a d'abord été testée sur une particule rugueuse de type dendrite (forme centro-symétrique) puis sur une particule rugueuse de type Y inversé (forme non centro-symétrique). Le cas des formes non centro-symétriques est plus complexe car la reconstruction de chaque projection 2D à l'aide de l'algorithme ER souffre du problème d'image jumelle qui doit être résolu pour chaque reconstruction 2D. Nos résultats montrent la possibilité d'effectuer une reconstruction 3D quantitative précise de ces particules à partir de l'acquisition de 120 images interférométriques.

Dans la perspective d'une configuration simplifiée qui nécessiterait moins d'angles de vues, la même procédure a été testée en considérant seulement 8 ou 15 angles de vues, régulièrement choisis autour de la particule. La reconstruction 3D des particules s'est avérée moins précise et plus bruitée, mais toujours possible. Cette étude démontre la potentialité de l'imagerie interférométrique de particules pour réaliser la tomographie 3D de particules rugueuses dans un écoulement, en ne considérant qu'un nombre relativement faible d'angles.

CHAPITRE

6

6 Conclusions et perspectives

6.1 Conclusions

Dans le cadre de cette thèse l'objectif était, dans la continuité de la thèse de Mohamed Talbi, de reconstruire la forme 3D de particules irrégulières dans un écoulement ainsi que leur volume à partir de leurs images interférométriques en défaut de mise au point.

La première partie de cette thèse s'est donc naturellement portée sur la description de la technique d'imagerie en défaut de mise au point, développée en 1986 pour la première fois par Konig et al. [13] pour la caractérisation de gouttelettes d'eau (ILIDS) [14] et reprise en 2014 par Brunel et al. pour la caractérisation de particules rugueuses irrégulières [24,25,31-33,53,56]. Le modèle de diffusion de la lumière s'appuyant sur la théorie de Lorentz-Mie et reprise par Debye est décrit pour le cas d'une particule sphérique. Dans le cas plus compliqué d'une particule irrégulière, la diffusion de la lumière peut être modélisée par un ensemble d'émetteurs de Dirac distribués sur l'ensemble de la forme de la particule. La propagation de la lumière provenant de ces émetteurs à travers le système d'imagerie peut alors être décrite grâce à l'intégrale d'Huygens-Fresnel généralisée. Et grâce à une approche simplifiée du modèle théorique, il est alors possible d'estimer les dimensions et d'avoir une idée de la forme globale de la particule à partir de différentes méthodes. Une étude confirme à nouveau que l'autocorrélation 2D du contour de la forme projetée de la particule sur le plan du capteur CCD correspond à la transformée de Fourier 2D de son image interférométrique en défaut de mise au point. L'autocorrélation 2D d'une image nette ayant des dimensions deux fois supérieures à cette dernière, cette méthode permet d'estimer la taille d'une particule irrégulière ainsi que sa forme générale mais elle ne permet pas d'obtenir le contour exact de l'objet. En s'appuyant sur ce résultat, il devient possible de prédire des objets possibles dont l'autocorrélation 2D correspond à celle attendue en utilisant la méthode de tri-intersection.

Par la suite, nous avons premièrement effectué des mesures de tailles de cristaux de glace dans une colonne réfrigérante, et estimé leur volume à l'aide d'une configuration à double

vue. Nous avons estimé le niveau d'erreur dû au choix de la forme de la particule et nous avons vu qu'il reste relativement raisonnable en comparaison avec d'autres sources de bruit. Dans une seconde étude, nous avons effectué des mesures de tailles de cristaux de glace en tunnel givrant où la vitesse du vent peut atteindre $70 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Nous avons vu que la technique d'IPI peut être utilisée dans un environnement extrême où la vitesse du vent peut atteindre $70 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ en suivant la même procédure que pour les mesures d'IPI dans des environnements conventionnels. Ainsi, la technique d'IPI semble utilisable pour effectuer des mesures aéroportées.

Dans les chapitres suivant, la méthode de tri-intersection nous a servie de point de départ pour les algorithmes de reconstructions de phase.

Nous avons vu que l'algorithme de réduction d'erreur permet d'estimer avec une bonne précision les dimensions d'une particule irrégulière mais également de reconstruire son contour 2D projeté dans le plan du capteur CCD à partir de son image interférométrique en défaut de mise au point. Les formes 2D reconstruites à partir d'images interférométriques simulées d'une particule en forme de dendrite sont très satisfaisantes et prometteuses. Dans le cas expérimental où les images interférométriques sont générées par une particule « programmée » sur une matrice de micro-miroirs éclairée en lumière cohérente, les reconstructions 2D obtenues sont également très satisfaisantes. Dans le cas de particules non centro-symétriques le problème de reconstruction de l'image jumelle peut être réduit voire éliminé en affinant le support de l'objet initial de l'algorithme.

Nous avons ensuite montré que la reconstruction 3D d'une particule peut se faire à partir d'un ensemble de trois images interférométriques simulées de cette particule (sous trois angles de vue perpendiculaires). Cela peut être fait en utilisant l'algorithme de réduction d'erreur (ER) qui permet d'obtenir la fonction $f(x, y)$ à partir des mesures du module de sa transformée de Fourier 2D $|F(u, v)|$, en reconstruisant la phase de sa transformée de Fourier 2D. La méthode de tri-intersection est d'abord utilisée pour initier la reconstruction pour chaque angle de vue, ce qui permet une meilleure convergence des reconstructions et une estimation plus précise du volume de la particule. La méthode a été testée numériquement sur une particule translucide rugueuse centro-symétrique de type dendrite. Elle montre un grand potentiel et devrait avoir de nombreuses applications dans d'autres domaines et pour d'autres types de particules [126-130]. Une démonstration expérimentale a également été réalisée à l'aide d'un montage spécifique basé sur l'utilisation d'une matrice de micro-miroirs (DMD) qui génère les images interférométriques de particules rugueuses programmables. Les résultats obtenus sont très encourageants. Les volumes obtenus restent assez proche du volume réel de la particule et les formes 3D reconstruites nous donnent globalement une bonne idée de la forme générale de la particule étudiée même dans les cas les plus extrêmes où la face principale de la particule ne se trouve pas dans l'un des champs de vision des caméras.

Enfin, nous avons montré qu'une reconstruction 3D précise d'une particule rugueuse "programmée" peut être effectuée à partir d'un ensemble de 120 images interférométriques, comme dans une configuration CT-scan, avec une séparation angulaire de 3° entre deux vues. La méthode a d'abord été testée sur une particule rugueuse de type dendrite (forme centro-

symétrique) puis sur une particule rugueuse de type Y inversé (forme non centro-symétrique). Le cas des formes non centro-symétriques est plus complexe car la reconstruction de chaque projection 2D à l'aide de l'algorithme ER souffre du problème d'image jumelle qui doit être résolu pour chaque reconstruction 2D. Nos résultats montrent la possibilité d'effectuer une reconstruction 3D quantitative précise de ces particules à partir de l'acquisition de 120 images interférométriques.

Dans la perspective d'une configuration simplifiée qui nécessiterait moins d'angles de vues, la même procédure a été testée en considérant seulement 8 ou 15 angles de vues, régulièrement choisis autour de la particule. La reconstruction 3D des particules s'est avérée moins précise et plus bruitée, mais toujours possible. Cette étude démontre la potentialité de l'imagerie interférométrique de particules pour réaliser la tomographie 3D de particules rugueuses dans un écoulement, en ne considérant qu'un nombre relativement faible d'angles.

6.2 Perspectives

L'un des objectifs futurs serait de pouvoir reconstruire en trois dimensions la forme d'une particule irrégulière à partir d'un montage réel. Essayons d'identifier quelques difficultés qui pourraient survenir dans un montage réel.

- Premièrement, dans une configuration réelle, on peut soupçonner qu'une seule direction d'éclairage ne suffirait pas pour n'importe quel type de particule. En particulier dans le cas de particules rugueuses opaques, des zones d'auto-ombrage pourraient se produire, comme déjà observé avec des cendres [129]. L'utilisation de plusieurs directions d'éclairage serait probablement nécessaire.
- Deuxièmement, les différentes images d'une particule ne seraient pas parfaitement centrées. Dans une image réelle, l'image interférométrique d'une particule doit d'abord être identifiée, isolée et recadrée pour chaque angle de vue. A ce stade de notre étude, le traitement d'image appliqué aux parties sélectionnées des images récupère le centre des motifs de speckle avant chaque reconstruction 2D. Ensuite, toutes les reconstructions 2D sont à nouveau centrées avant la rétroprojection filtrée pour obtenir la reconstruction 3D. Une reconstruction 3D correcte est ainsi assurée. Néanmoins, une position non centrée de la particule dans le champ de vision induirait une incertitude sur la connaissance exacte de chaque angle de vue (limité au champ de vision du dispositif d'imagerie). Une limitation de la précision de la reconstruction 3D est donc attendue. Elle devra être étudiée plus en détail à l'avenir.

Différents aspects doivent donc être abordés à l'avenir pour identifier et résoudre certaines limitations possibles : l'utilisation de différentes directions d'éclairage dans le cas de particules opaques qui pourraient produire des zones auto-ombragées en utilisant une seule direction d'éclairage ; la reconstruction 3D de particules voisines dont les images interférométriques se recouvrent totalement ou partiellement ; la description des sources de bruit comme l'influence de la position 3D exacte de la particule dans le volume d'intérêt.

Les méthodes d'apprentissage profond [101-103,138] peuvent probablement offrir des solutions très intéressantes à certains de ces problèmes qui seront abordés dans des travaux futurs notamment avec la thèse d'Alexis Abad au laboratoire CORIA. Avec un élargissement du jeu de données avec des formes plus complexes pour entraîner le réseau, la méthode semble en effet intéressante pour améliorer la convergence de la reconstruction et traiter les sources de bruit.

ANNEXES

Annexe A

A.1/ Reconstruction 1

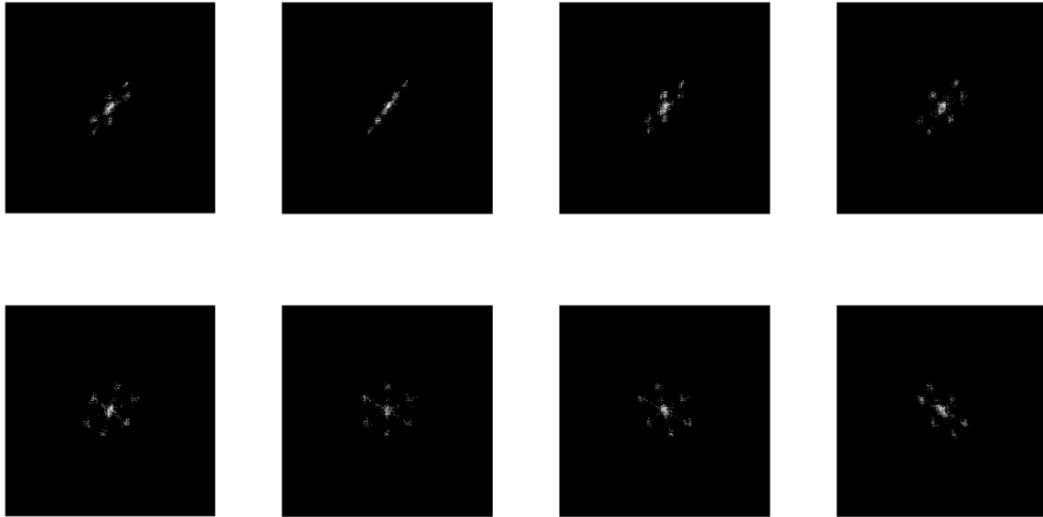


Figure A.1 : 8 projections 2D arbitraires de la reconstruction 3D de la particule dendritique obtenue à partir de trois angles de vues pour la 1^{ème} reconstruction 3D.

A.2/ Reconstruction 2

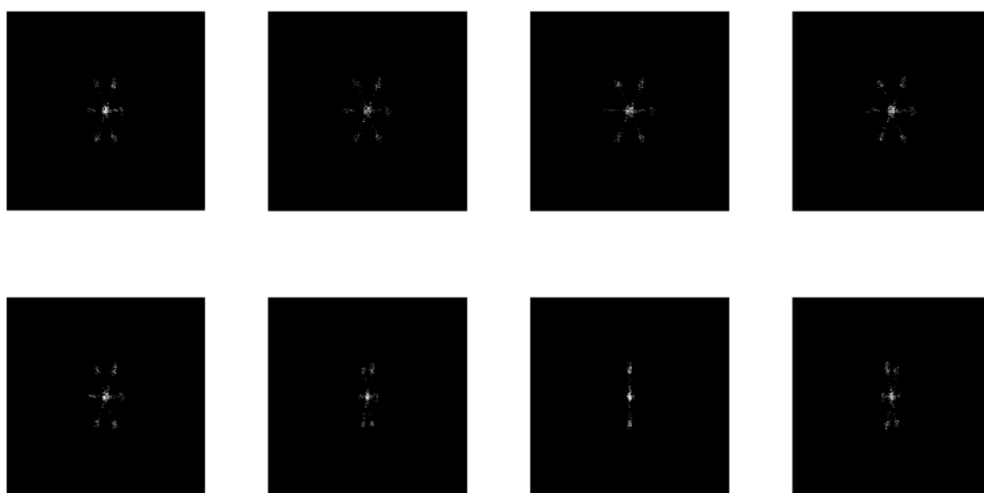


Figure A.2 : 8 projections 2D arbitraires de la reconstruction 3D de la particule dendritique obtenue à partir de trois angles de vues pour la 2^{ème} reconstruction 3D.

A.3/ Reconstruction 3

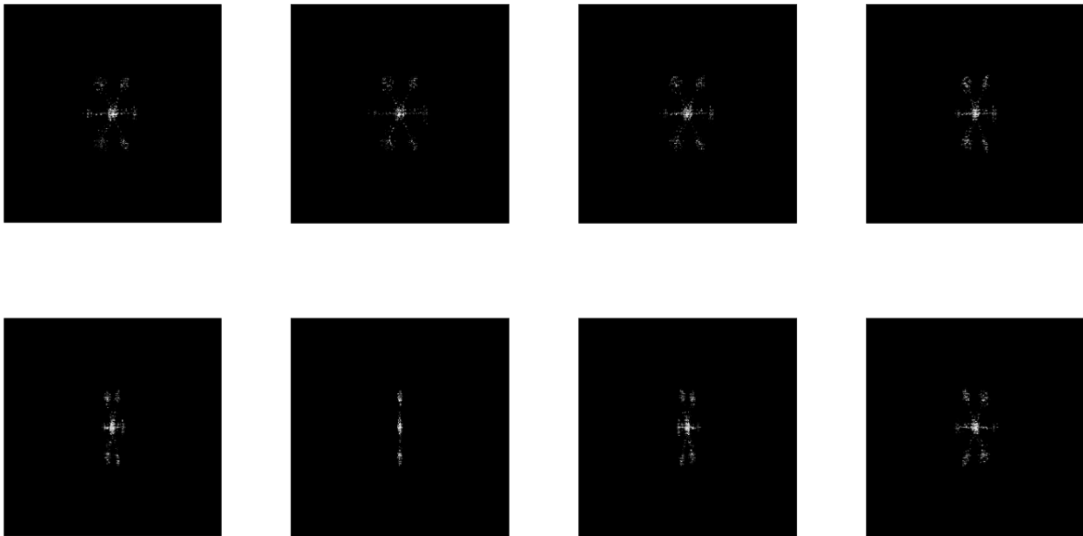


Figure A.3 : 8 projections 2D arbitraires de la reconstruction 3D de la particule dendritique obtenue à partir de trois angles de vues pour la 3^{ème} reconstruction 3D.

A.4/ Reconstruction 4

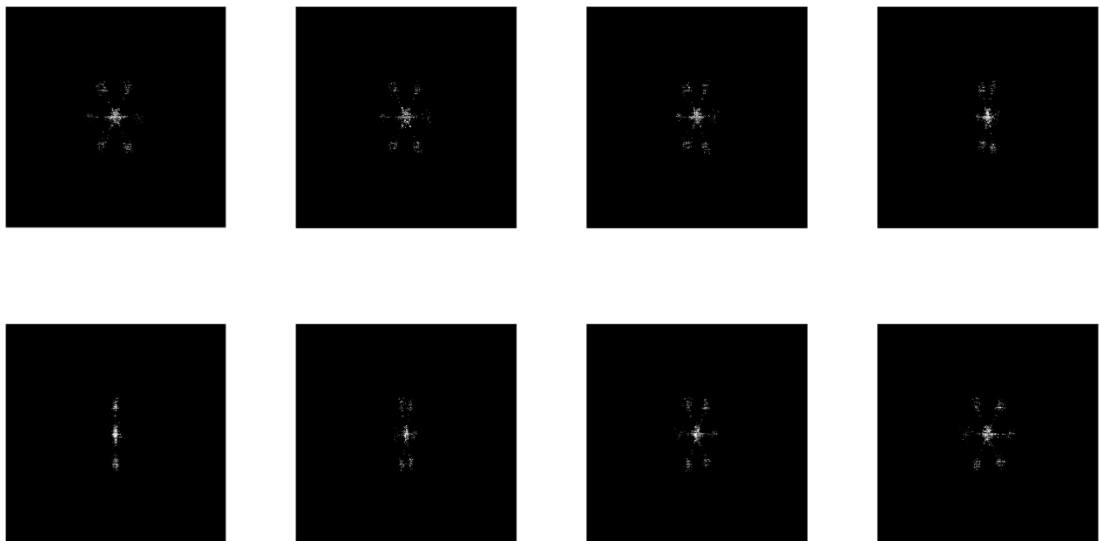


Figure A.4 : 8 projections 2D arbitraires de la reconstruction 3D de la particule dendritique obtenue à partir de trois angles de vues pour la 4^{ème} reconstruction 3D.

A.5/ Reconstruction 5

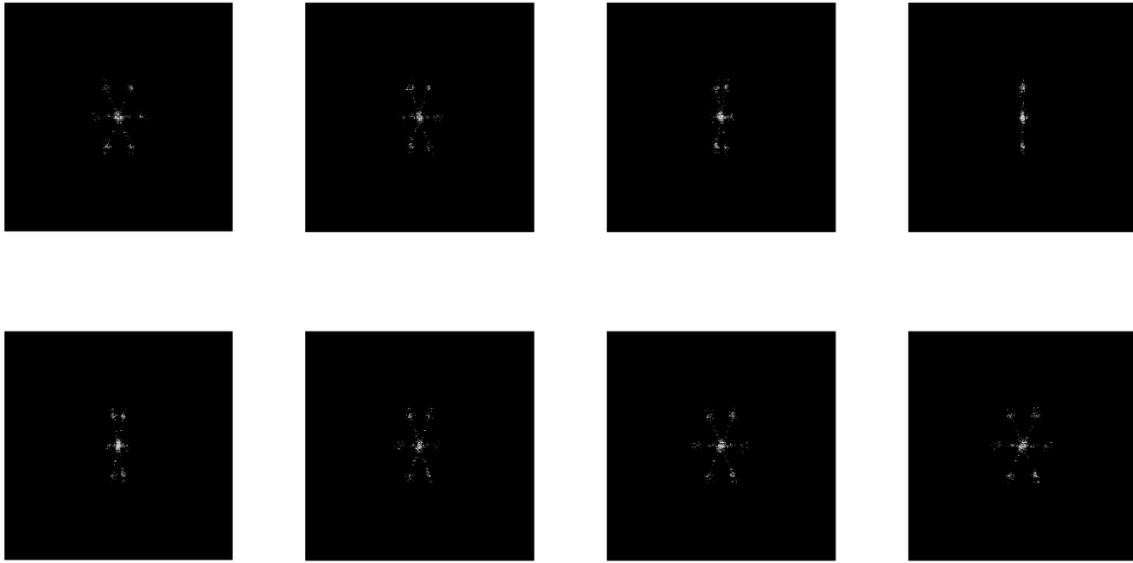


Figure A.5 : 8 projections 2D arbitraires de la reconstruction 3D de la particule dendritique obtenue à partir de trois angles de vues pour la 5ème reconstruction 3D.

A.6/ Reconstruction 6

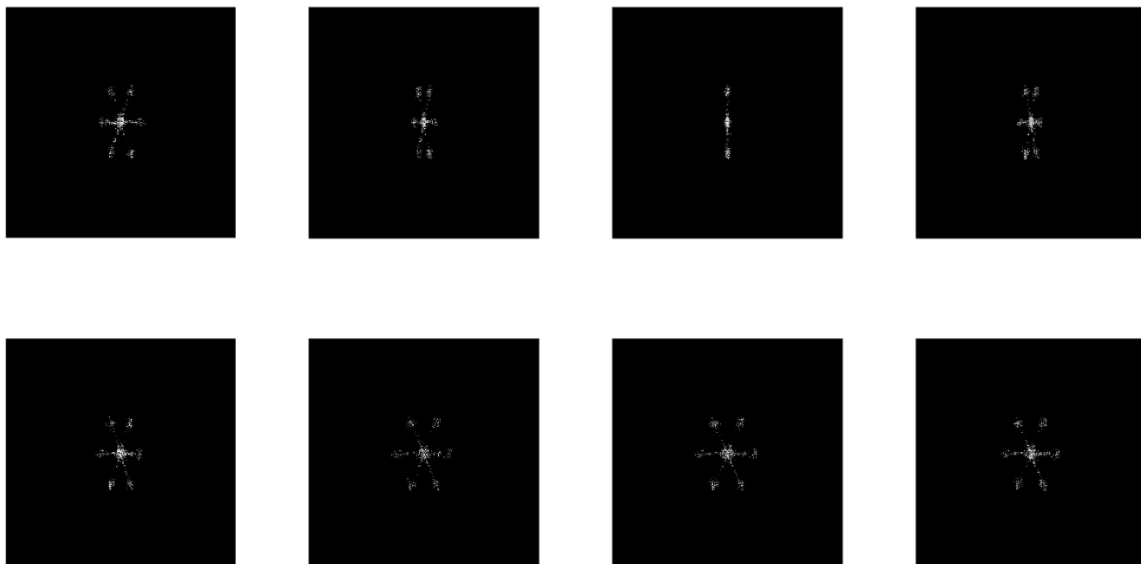


Figure A.6 : 8 projections 2D arbitraires de la reconstruction 3D de la particule dendritique obtenue à partir de trois angles de vues pour la 6ème reconstruction 3D.

A.7/ Reconstruction 7

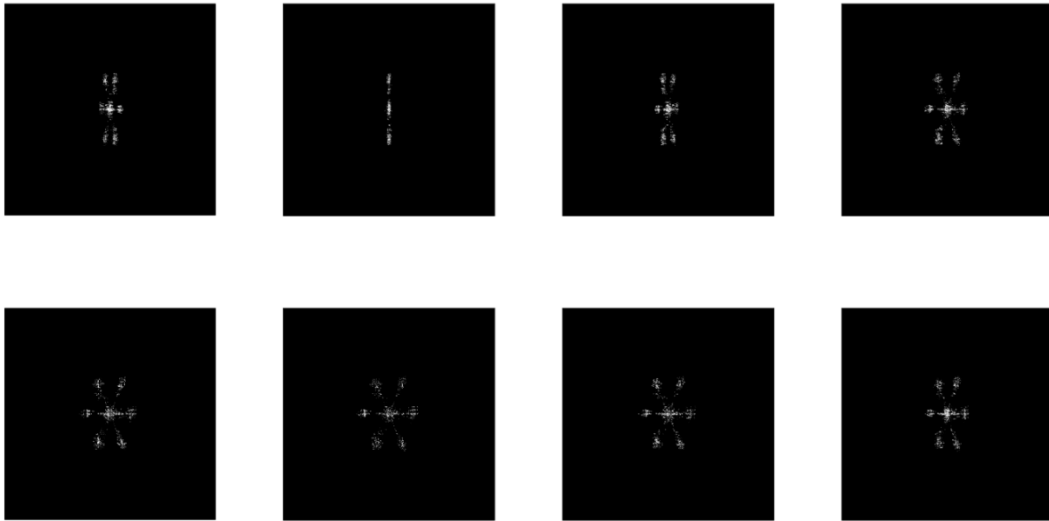


Figure A.7 : 8 projections 2D arbitraires de la reconstruction 3D de la particule dendritique obtenue à partir de trois angles de vues pour la 7^{ème} reconstruction 3D.

A.8/ Reconstruction 8

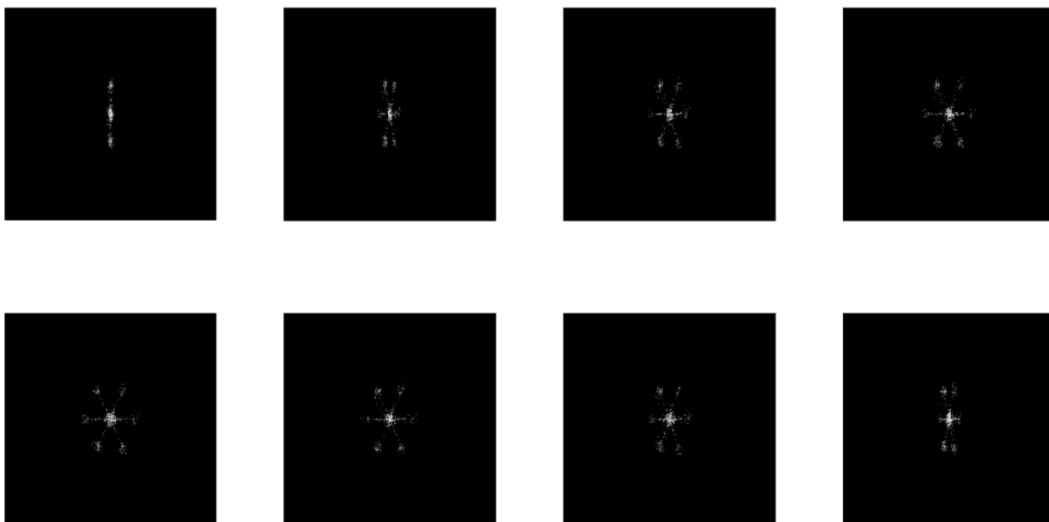


Figure A.8 : 8 projections 2D arbitraires de la reconstruction 3D de la particule dendritique obtenue à partir de trois angles de vues pour la 8^{ème} reconstruction 3D.

Liste des publications :

M. Brunel, B. Delestre, and M. Talbi, 3D-reconstructions for the estimation of ice particle's volume using a two views interferometric out-of-focus imaging set-up, *Rev. Sci. Instrum.* **90** 053109 (2019).

M. Brunel, B. Delestre, M. Talbi, M. Fromager, "Interferometric imaging for the tomography of rough particles in a flow: A case study", *Opt. Commun.* **479**, 126412 (2021).

B. Delestre, M. Talbi, A. Abad, and M. Brunel, "Tomography of irregular rough particles using the error-reduction algorithm with multi-views interferometric particle imaging," *J. Opt. Soc. Am. A* **38**, 1237-1247 (2021)

B. Delestre, M. Talbi, A. Abad, M. Fromager, and M. Brunel, "Experimental particle's shapes reconstructions from their interferometric images using the error-reduction algorithm", *Opt Commun.*, **498**:127229 (2021)

B. Delestre, M. Talbi, A. Abad, M. Fromager, and M. Brunel, "3D tomographic reconstruction of irregular rough particles from interferometric images", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **288**, 108193 (2022)

Conférences :

- M. Talbi, B. Delestre, M. Brunel, 15th International Conference on Fluid Control, Measurements, and Visualization (FLUCOME 2019), 27th-30th May, 2019.
- M. Brunel, B. Delestre, M. Talbi, oral presentation at the OSA Imaging and Applied Optics Congress, Propagation Through and Characterization of Atmospheric and Oceanic Phenomena, 24th-27th June, Munich, Germany (2019).
- B. Delestre, M. Talbi, A. Abad, M. Brunel, The 19th Electromagnetic and Light Scattering Conference (ELS) online, 12-16 July 2021.
- B. Delestre, A. Abad, M. Talbi, M. Brunel, The 20th International Symposium on Applications of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics, 11- 14 July 2022.

Références bibliographiques

- [1] C. Kunlin, Z. Yanguo, H. Feng L. Qinghai, "Influence of particle sizes on combustion characteristics of coal particles in oxygen-deficient atmosphere", *Energy*, Elsevier, 2019, vol. 170(C), pages 840-848.
- [2] E. Porcheron, P. Lemaitre, J. van Beeck, R. Vetrano, M. Brunel, G. Gréhan, and L. Guiraud, "Development of a spectrometer for airborne measurement of droplet sizes in clouds", *J. Eur. Opt. Soc.: Rapid Publ.* 10, 15030 (2015).
- [3] Z. Ulanowski, P. H. Kaye, E. Hirst, R. S. Greenaway, R. J. Cotton, E. Hesse, and C. T. Collier, "Incidence of rough and irregular atmospheric ice particles from Small Ice Detector 3 measurements", *Atmos. Chem. Phys.* 14, 16491662, (2014).
- [4] M. J. Berg, and G. Videen, "Digital holographic imaging of aerosol particles in flight", *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 112, 1776-1783 (2011).
- [5] F. G. Di Lemma, J. Y. Colle, M. Ernstberger, G. Rasmussen, H. Thiele, and R. J. M. Konings, "RADES an experimental set-up for the characterization of aerosol release from nuclear and radioactive materials", *J. Aerosol Sci.* 70, 36–49 (2014).
- [6] D. S. Surya Narayana, A. R. Sundararajan, and J. Harvey, "Characterization of uranium oxide aerosols", *J. Aerosol Sci.* 25(5), 909–922 (1994).
- [7] Horiba Scientific, "Application Note AN161: Scientific Particle Size Analysis of Cosmetics", (2018)
- [8] E. Babinsky and P. E. Sojka, "Modeling drop size distributions", *Prog. Energy Combust. Sci.* 28, 303–329 (2002).
- [9] T. R. Gerrity, P. S. Lee, F. J. Hass, A. Marinelli, P. Werner, and R. V. Lourenco, "Calculated deposition of inhaled particles in the airway generations of normal subjects", *J. Appl. Physiol.* 47, 867–873 (1979).
- [10] A. F. Tena and P. C. Clarà, "Deposition of inhaled particles in the lungs", *Arch. Bronconeumol.* 48, 240–246 (2012).
- [11] G. A. Somsen, C. van Rijn, S. Kooij, R. A. Bem, and D. Bonn, "Small droplet aerosols in poorly ventilated spaces and SARS-CoV-2 transmission", *Lancet Respir. Med.* 8, P658–P659 (2020).
- [12] E. Hislop, "Can we define and achieve optimum pesticide deposits", *Asp. Appl. Biol.* 14, 153–172 (1987).
- [13] G. König, K. Anders, A. Frohn, "A new light-scattering technique to measure the diameter of periodically generated moving droplets", *J. Aerosol Sci.* 17 (1986) 157–167.
- [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] J.P.A.J. Van Beeck, M.L. Riethmüller, « Détermination non-intrusive de la dimension et de la température des gouttes dans une pulvérisation », *Recueil des actes du 4e Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser (Poitiers, France)*, Laboratoire de Chimie Physique de la Combustion, Université de Poitiers-CNRS, pp.2.2.1-2.2.8, 1994.
- [16] J.P.A.J. van Beeck, M.L. Riethmüller, "Non-intrusive measurements of temperature and size of single falling raindrops", *Appl. Opt.* 34, No.10, pp.1633-1639. 1995.

- [17] J.P.A.J. van Beeck, M.L. Riethmuller. "Rainbow phenomena applied to the measurement of droplet size and velocity and to the detection of non-sphericity", *Appl. Opt.* 35, No.13, pp.2259- 2266. 1996.
- [18] J.P.A.J. van Beeck. "Rainbow phenomena, developpement of laser based nonintrusive technique for measuring droplet size", temperature and velocity. PhD -thesis, Eindoven University of Technology, ISN 91-386-0557-9. 1997.
- [19] J.P.A.J. van Beeck, D. Giannoulis, L. Zimmer, M L Riethmuller. "Global Rainbow Thermometry for Droplet-Temperature measurement", *Optics Letters*. 1999.
- [20] J.P.A.J. van Beeck, D. Giannoulis, L. Zimmer, M L Riethmuller. "Global Rainbow thermometry for average temperature measurement of spray droplet", 10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon. 2002.
- [21] J.P.A.J. van Beeck, L. Zimmer, M. L. Riethmuller. "Global rainbow thermometry for mean temperature and size measurement of spray droplets", *Part. Syst. Charact.*, Vol. 18, pp 196-204. 2001.
- [22] E. Porcheron, P. Lemaitre, A. Nuboer, V. Rochas, and J. Vendel, "Experimental investigation in the TOSQAN facility of heat and mass transfers in a spray for containment application", *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 237, pp. 1862-1871, 2007.
- [23] J. Jacquot Kielar, "Mesure de taille de gouttes d'eau et de cristaux de glace par imagerie interférométrique pour les applications aéropoortées", PhD thesis, Normandie, 2016.
- [24] 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", *Appl. Opt.* 55, 9154-9159 (2016).
- [25] M. Brunel, B. Delestre, M. Talbi, M. Fromager, "Interferometric imaging for the tomography of rough particles in a flow: A case study", *Opt. Commun.* 479 (2021) 126412.
- [26] Young Thomas, II. The Bakerian Lecture. On the theory of light and colours, *Phil. Trans. R. Soc.* 9212-48, 1802
- [27] A. Fresnel, « Premier mémoire sur la diffraction de la lumière », 1815
- [28] A. Michelson, "Studies in optics", p.17, 1995
- [29] 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.
- [30] Albert A Michelson and Edward W Morley, "Art. xlvii.—on a method of making the wavelength of sodium light the actual and practical standard of length", *American Journal of Science* (1880-1910), 34(204) :427, 1887.
- [31] 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", *Appl. Opt.* 54, 7773-7780 (2015).
- [32] J. Jacquot Kielar, P. Lemaitre, C. Gobin, Y. Wu, E. Porcheron, S. Coëtmellec, G. Gréhan, and M. Brunel, "Simultaneous interferometric in-focus and out-of-focus imaging of ice crystals", *Opt. Commun.* 372, 185-195 (2016).

- [33] M. Brunel, S. Gonzalez Ruiz, J. Jacquot, and J. van Beeck, "On the morphology of irregular rough particles from the analysis of speckle-like interferometric out-of-focus images", *Opt. Commun.* 338, 193–198 (2015).
- [34] R. Ragucci, A. Cavaliere, P. Massoli, "Drop sizing by laser light scattering exploiting intensity angular oscillation in the Mie regime", *Part. Syst. Charact.* 7 (1990) 221–225.
- [35] H. Shen, S. Coëtmellec, G. Gréhan, and M. Brunel, "Interferometric laser imaging for droplet sizing revisited: Elaboration of transfer matrix models for the description of complete systems", *Appl. Opt.* 51, 5357-5368 (2012).
- [36] H. Shen, S. Coetmellec, and M. Brunel, "Cylindrical interferometric out-of-focus imaging for the analysis of droplets in a volume", *Opt. Lett.* 37, 3945-3947 (2012).
- [37] M. Brunel, S. Coetmellec, G. Gréhan, H. Shen, "Interferometric out-of-focus imaging simulator for irregular rough particles", *J. Eur. Opt. Soc.: Rapid Publ.* 9, 14008 (2014).
- [38] HC Van de Hulst and RT Wang, "Glare points", *Applied optics*, 30(33) :4755–4763, 1991.
- [39] G Mie. *Annals of Physics*, 25 :377–445, 1908.
- [40] KF Ren, G Gréhan ,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.
- [41] W. Hergert and T. Wriedt, "The Mie Theory : basics and applications", volume 169. Springer, 2012.
- [42] 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.
- [43] Philip Laven, "Time domain analysis of scattering by a water droplet", *Applied optics*, 50(28) :F29–F38, 2011.
- [44] 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.
- [45] James A Lock, "Cooperative effects among partial waves in mie scattering", *JOSAA*, 5(12):2032–2044, 1988.
- [46] A. Gerrard and James M Burch, "Introduction to matrix methods in optics", Courier Corporation, 1975.
- [47] 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.
- [48] 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.
- [49] 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.
- [50] LI Junchang and PICART Pascal, "Holographie numérique : principe, algorithmes et applications », Lavoisier, 2012.

- [51] Stuart A Collins, "Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics", *JOSA*, 60(9) :1168–1177, 1970.
- [52] C Palma and V Bagini, "Extension of the Fresnel transform to ABCD systems", *JOSA A*, 14(8) :1774–1779, 1997.
- [53] M. Brunel, M. Talbi, L. Ouldarbi, S. Coëtmellec, and 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.
- [54] R. Fienup, T.R. Crimmins and W. Holsztynski, "Reconstruction of the support of an object from the support of its autocorrelation", *J. Opt. Soc. Am.* 7 3-13 (1982).
- [55] T. R. Crimmins, J. R. Fienup, and B. J. Thelen, "Improved bounds on object support from autocorrelation support and application to phase retrieval", *J. Opt. Soc. Am. A* 7, 3-13 (1990).
- [56] M. Talbi, G. Gréhan, and M. Brunel, "Interferometric particle imaging of ice particles using a multi-view optical system", *Appl.Opt.* 57, 6188–6197 (2018).
- [57] Barkey, M. Bailey, F. N. Liou, and J. Hallet, "Light-scattering properties of plate and column ice crystals generated in a laboratory cold chamber", *Appl. Opt.* 41, 5792–5796 (2012).
- [58] 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", *Appl.Opt.*55,4902–4909(2016).
- [59] M. Fromager, K. Aït Ameur, and M. Brunel, "Digital micromirror device as programmable rough particle in interferometric particle imaging", *Appl. Opt.* 56, 3594–3598 (2017).
- [60] M. Brunel, B. Delestre, and M. Talbi, "3D-reconstructions for the estimation of ice particle's volume using a two-views interferometric out-of-focus imaging set-up", *Review of Scientific Instruments* 90, 053109 (2019)
- [61] Talbi, M., Duperrier, R., Delestre, B., Godard, G., Brunel, M., "Interferometric Ice Particle Imaging in a Wind Tunnel", *Optics* 2021, 2, 216-227.
- [62] M. Brunel, G. Demange, M. Fromager, M. Talbi, H. Zapolsky, R. Patte, K. Aït Ameur, J. Jacquot-Kielar, S. Coetmellec, G. Gréhan, and B. Quevieux, "Instrumentation for ice crystal characterization in laboratory using interferometric out-of-focus imaging", *Rev. Sci. Instrum.*88,083108(2017).
- [63] T. Kawaguchi, Y. Akasaka, M. Maeda, "Size measurements of droplets and bubbles by advanced interferometric laser imaging technique", *Meas. Sci. Technol.* 2002, 13, 308.
- [64] C. Lacour, D. Durox, S. Ducruix, M. Massot, "Interaction of a polydisperse spray with vortices", *Exp. Fluids* 2011, 51, 295.
- [65] J. Jacquot-Kielar, Y. Wu, S. Coëtmellec, D. Lebrun, G. Gréhan, M. Brunel, "Size determination of mixed liquid and frozen water droplets using interferometric out-of-focus imaging", *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 2016, 178, 108.
- [66] J. Sun, Z. Li, P. Tian, R. Li, D. Jia, T. Liu, H. Zhang, "Measurement of cloud particles in a cloud chamber based on interference technology", *Appl. Opt.* 2019, 58, 8757-8764.
- [67] J. Jacquot-Kielar, M. Talbi, M. Brunel, "Third glare point effect in 90° Interferometric Laser Imaging for Droplet Sizing", *Opt. Commun.* 2020, 462, 125349.

- [68] H. Shen, L. Wu, Y. Li, W. Wang, "Two-dimensional shape retrieval from the interferometric out-of-focus image of a non-spherical particle – Part I: theory", *Appl. Opt.* 2018, 57, 4968-4976.
- [69] R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, "A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures," *Optik*, vol. 35, no. 2, pp. 227–246, 1972.
- [70] G.-Z. Yang, B.-Z. Dong, B.-Y. Gu, J.-Y. Zhuang, and O. K. Ersoy, "Gerchberg-Saxton and Yang-Gu algorithms for phase retrieval in a non-unitary transform system: a comparison," *Applied Optics*, vol. 33, no. 2, pp. 209–218, 1994.
- [71] J. R. Fienup, "Phase retrieval algorithms: a comparison," *Applied Optics*, vol. 21, no. 15, pp. 2758–2769, 1982.
- [72] J. R. Fienup, "Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform," *Optics Letters*, vol. 3, no. 1, pp. 27–29, 1978.
- [73] Sayre D, « Some implications of a theorem due to Shannon ». *Acta Crystallographica* 5, no 6 (1 novembre 1952): 843-843.
- [74] Harrison Robert W, « Phase Problem in Crystallography ». *Journal of the Optical Society of America A* 10, no 5 (1 mai 1993): 1046.
- [75] Millane R. P. « Phase Retrieval in Crystallography and Optics ». *Journal of the Optical Society of America A* 7, no 3 (1 mars 1990): 394.
- [76] Bonse U., et M. Hart, « AN X-RAY INTERFEROMETER ». *Applied Physics Letters* 6, no 8 (15 avril 1965): 155-56. <https://doi.org/10.1063/1.1754212>.
- [77] A. P. Petrakov, « X-Ray Phase-Contrast Method and Its Application to the Study of Blood Vessels with a Model Object ». *Technical Physics* 48, no 5 (mai 2003): 607-11.
- [78] P. Franz, T. Weitkamp, O. Bunk, et C. David, « Phase Retrieval and Differential Phase-Contrast Imaging with Low-Brilliance X-Ray Sources ». *Nature Physics* 2, no 4 (avril 2006): 258-61.
- [79] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, et I. Schelokov, « On the Possibilities of X-ray Phase Contrast Microimaging by Coherent High-energy Synchrotron Radiation ». *Review of Scientific Instruments* 66, no 12 (décembre 1995): 5486-92.
- [80] S. W. Wilkins, T. E. Gureyev, D. Gao, A. Pogany, et A. W. Stevenson, « Phase-Contrast Imaging Using Polychromatic Hard X-Rays ». *Nature* 384, no 6607 (novembre 1996): 335-38.
- [81] M. Jianwei, T. Ishikawa, Q. Shen, et T. Earnest, « Extending X-Ray Crystallography to Allow the Imaging of Noncrystalline Materials, Cells, and Single Protein Complexes ». *Annual Review of Physical Chemistry* 59, no 1 (1 mai 2008): 387-410.
- [82] B. Radu, P. Casazza, et D. Edidin, « On Signal Reconstruction without Phase ». *Applied and Computational Harmonic Analysis* 20, no 3 (mai 2006): 345-56.
- [83] W. Adriaan, « The Question of Phase Retrieval in Optics ». *Optica Acta: International Journal of Optics* 10, no 1 (janvier 1963): 41-49.
- [84] J. Dainty, J. Fienup, « Image Recovery: Theory and Application », Academic Press; Orlando, FL, USA: 1987. Phase retrieval and image reconstruction for astronomy; pp. 231–275.
- [85] D. Laurent, et V. Jugnon, « Convex Recovery From Interferometric Measurements ». *IEEE Transactions on Computational Imaging* 3, no 2 (juin 2017): 282-95.

- [86] S. Mark, « Inferring DNA Structures from Segmentation Data ». *Artificial Intelligence* 11, no 1-2 (août 1978): 85-114.
- [87] O. Bunk, A. Diaz, F. Pfeiffer, C. David, B. Schmitt, D. K. Satapathy, et J. Friso van der Veen, « Diffractive imaging for periodic samples: retrieving one-dimensional concentration profiles across microfluidic channels ». *Acta Crystallographica Section A Foundations of Crystallography* 63, no 4 (1 juillet 2007): 306-14.
- [88] J.V. Corbett, « The Pauli Problem, State Reconstruction and Quantum-Real Numbers ». *Reports on Mathematical Physics* 57, no 1 (février 2006): 53-68.
- [89] H. Teiko, L. Mazzarella, et M. M. Wolf, « Quantum Tomography under Prior Information ». *Communications in Mathematical Physics* 318, no 2 (mars 2013): 355-74.
- [90] M. Dierolf, A. Menzel, P. Thibault, P. Schneider, C. M. Kewish, R. Wepf, O. Bunk, et Franz Pfeiffer. « Ptychographic X-Ray Computed Tomography at the Nanoscale ». *Nature* 467, no 7314 (septembre 2010): 436-39.
- [91] Albert Fannjiang and Thomas Strohmer. "The numerics of phase retrieval". In: *Acta Numerica* 29 (2020), pp. 125–228
- [92] Emmanuel J Candes, Thomas Strohmer, and Vladislav Voroninski. "Phaselift: Exact and stable ` signal recovery from magnitude measurements via convex programming". In: *Communications on Pure and Applied Mathematics* 66.8 (2013), pp. 1241–1274.
- [93] Emmanuel J Candes, Xiaodong Li, and Mahdi Soltanolkotabi. "Phase retrieval via Wirtinger flow: ` Theory and algorithms". In: *IEEE Transactions on Information Theory* 61.4 (2015), pp. 1985–2007.
- [94] Wangyu Luo, Wael Alghamdi, and Yue M Lu. "Optimal spectral initialization for signal recovery with applications to phase retrieval". In: *IEEE Transactions on Signal Processing* 67.9 (2019), pp. 2347–2356.
- [95] Christopher A. Metzler, P. Schniter, A. Veeraraghavan and R. Baraniuk. "prDeep: Robust Phase Retrieval with a Flexible Deep Network." *ICML* (2018).
- [96] J. Dong, L. Valzania, A. Maillard, T. Pham, S. Gigan, M. Unser, "Phase Retrieval: From Computational Imaging to Machine Learning", *arXiv:2204.03554*, (2022)
- [97] M. Talbi, M. Fromager, F. Corbin, M. Brunel, Interferometric images of irregular rough particles in presence of time-dependent index inhomogeneities in front of the imaging system, *Appl. Opt.* 58, 5865-5872 (2019).
- [98] J. R. Fienup and C. C. Wackerman, "Phase-retrieval stagnation problems and solutions", *J. Opt. Soc. Am. A* 3, 1897–1907 (1986).
- [99] M. Guizar-Sicairos and J. R. Fienup, "Understanding the twin-image problem in phase retrieval", *J. Opt. Soc. Am. A* 29, 2367-2375 (2012)
- [100] B. Delestre, M. Talbi, A. Abad, M. Fromager, and M. Brunel, "Experimental particle's shapes reconstructions from their interferometric images using the error-reduction algorithm", *Opt Commun.*, 498:127229 (2021)

- [101] Zhang H , Li Z , Sun J , Fu Y , Jia D , Liu T . Characterization of particle size and shape by an IPI system through deep learning. *J Quant Spectrosc Radiat Transf* 2021;268:107642 .
- [102] Piedra P , Kalume A , Zubko E , Mackowski D , Pan Y , Videen G . Particle-shape classification using light scattering: an exercise in deep learning. *J Quant Spec- trosc Radiat Transf* 2019;231:140–56 .
- [103] F. Wang, Y. Bian, H. Wang, M. Lyu, G. Pedrini, W. Osten, G. Barbastathis and G. Situ, “Phase imaging with an untrained neural network”, *Light Sci Appl* 9, 77 (2020).
- [104] B. Kastler and D. Vetter, « Comprendre L'IRM, Manuel d'auto-apprentissage », Chapitre 1-3, pages 1-27, Septième édition, (2011).
- [105] Yohan Le Diraison, « Imagerie à courants de Foucault pour l'évaluation non-destructive de structures rivetées aéronautiques. Automatique / Robotique », École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, (2008).
- [106] Friedrich Coentlin, « Méthodes de reconstruction en tomographie de diffraction 3D », Ecole polytechnique de Montréal, (2016).
- [107] Huang D, Swanson EA, Lin CP, et al. Optical coherence tomography. *Science* 1991 ; 254 : 1178-81.
- [108] Fujimoto JG, Brezinski ME, Tearney GJ, et al. Optical biopsy and imaging using optical coherence tomography. *Nat Med* 1995 ; 1 : 970-2.
- [109] Fercher AF. Optical coherence tomography. *J Biomed Opt* 1996 ; 1 : 157-73.
- [110] Wojtkowski M, Leitgeb R, Kowalczyk A, et al. In vivo human retinal imaging by Fourier domain optical coherence tomography. *J Biomed Opt* 2002 ; 7 : 457-63.
- [111] Nassif N, Cense B, Park BH, et al. In vivo human retinal imaging by ultrahigh-speed spectral domain optical coherence tomography. *Opt Lett* 2004 ; 29 : 480-2.
- [112] Leitgeb RA, Drexler W, Unterhuber A, et al. Ultrahigh resolution Fourier domain optical coherence tomography. *Opt Express* 2004 ; 12 : 2156-65.
- [113] De Boer JF, Milner TE, Van Gemert MJC, Nelson JS. Two-dimensional birefringence imaging in biological tissue by polarization sensitive optical coherence tomography. *Opt Lett* 1997 ; 22 : 934-6.
- [114] Park BH, Saxer C, Srinivas SM, et al. In vivo burn depth determination by highspeed fiber-based polarization sensitive optical coherence tomography. *J Biomed Opt* 2001 ; 6 : 474-9.
- [115] Jiao S, Yao G, Wang LV. Two-dimensional depth-resolved Mueller matrix of biological tissue measured with double-beam polarization-sensitive optical coherence tomography. *Opt Lett* 2002 ; 27 : 101-3.
- [116] Chen Z, Miller TE, Srinivas S, et al. Noninvasive imaging of in vivo blood flow velocity using optical Doppler tomography. *Opt Lett* 1997 ; 22 : 1119-21.
- [117] Westphal V, Yazdanfar S, Rollins AM, Izatt JA. Real-time, high velocity-resolution color Doppler optical coherence tomography. *Opt Lett* 2002 ; 27 : 34-6.

- [118] Vabre L, Dubois A, Boccara AC. Thermal-light full-field optical coherence tomography. *Opt Lett* 2002 ; 27 : 530-2.
- [119] Dubois A, Grieve K, Moneron G, et al. Ultrahigh-resolution full-field optical coherence tomography. *Appl Opt* 2004 ; 43 : 2874-83.
- [120] U. S. Kamilov, I. N. Papadopoulos, M. H. Shoreh, A. Goy, C. Vonesch, M. Unser, and D. Psaltis. Optical Tomographic Image Reconstruction Based on Beam Propagation and Sparse Regularization. *IEEE Transactions on Computational Imaging* 2(1), 59–70 (2016).
- [121] T-A. Pham, E. Soubies, A. Goy, J. Lim, F. Soulez, D. Psaltis, and M. Unser. Versatile reconstruction framework for diffraction tomography with intensity measurements and multiple scattering. *Opt. Express* 26(3), 2749–2763 (2018).
- [122] J. Lim, K. Lee, K. Hwan Jin, S. Shin, S. Lee, Y. Park, and J.C. Ye, Comparative study of iterative reconstruction algorithms for missing cone problems in optical diffraction tomography, *Opt. Express* 23, 16933-16948 (2015).
- [123] F. Momey, L. Denis, T. Olivier, and C. Fournier, From Fienup’s phase retrieval techniques to regularized inversion for in-line holography: tutorial, *J. Opt. Soc. Am. A* 36, D62-D80 (2019).
- [124] J. Bailleul, B. Simon, M. Debailleul, L. Foucault, N. Verrier, and O. Haeberlé. Tomographic diffractive microscopy: Towards high-resolution 3-D real-time data acquisition, image reconstruction and display of unlabeled samples. *Opt. Commun.* 422, 28–37 (2018).
- [125] A. Berdeu, F. Momey, B. Laperrousaz, T. Bordy, X. Gidrol, J-M. Dinten, N. Picollet-D’hahan, and C. Allier. Comparative study of fully three-dimensional reconstruction algorithms for lens-free microscopy. *Appl. Opt.* 56(13), 3939–3951 (2017).
- [126] J. Sun, H. Zhang, W. Fan, and S. Chen, Comparison of aspect ratios of ellipsoidal particles through interferometric out-of-focus images, *J. Opt. Soc. Am. A* 38, 395-400 (2021).
- [127] R. S. Volkov, S. V. Chvanov , and D. D. Andriyanov, Diagnostics of the Presence of Solid Particles in Aqueous Aerosol Droplets by Their Interference Pattern, *Techn. Phys. Lett.* 45, 605–608 (2019).
- [128] X. Wu, L. Shi, Z. Lin, Y. Wu, M. Brunel, J. Jacquot, and G. Gréhan, Dual-beam interferometric particle imaging for size and shape characterization of irregular coal micro-particle: Validation with digital inline holography, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 241, 106728 (2020).
- [129] S. González Ruiz and J. van Beeck, Sizing of sand and ash particles using their speckle pattern: influence of particle opacity, *Exp. in Fluids* 58, 100 (2017). 33. J. C. Laning a
- [130] J. C. Laning and M. J. Berg, Orthographic imaging of free-flowing aerosol particles, *OSA Continuum* 2, 35143520 (2019).
- [131] Herman GT., *Fundamentals of computerized tomography: Image reconstruction from projection*. 2nd ed. Springer; 2009.
- [132] Kak AC, Slaney M., *Principles of computerized tomographic imaging*. New York, NY: IEEE Press; 1988.
- [133] S. Mallat, “A Wavelet Tour of Signal Processing”, Chapitre 2, p33-57 (Third Edition), 2009
- [134] J. M. Blackledge, “Digital Image Processing”, Chapitre 8, p246-272, 2005

- [135] L. A. Shepp and B. F. Logan, "The Fourier reconstruction of a head section," in IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 21, no. 3, pp. 21-43, June 1974
- [136] Dubois F., Reconstruction des images tomographiques par rétroprojection filtrée. ACOMEN 1998; 4(n°2):92–9 volume pages.
- [137] Kak, Avinash C., and Malcolm Slaney. Principles of computerized tomographic imaging. Society for Industrial and Applied Mathematics, 2001.
- [138] Zhang H, Li Z, Sun J, Fu Y, Jia D, Liu T. Characterization of particle size and shape by an IPI system through deep learning. J Quant Spectrosc Radiat Transf 2021;268:107642 .

Titre : Reconstruction 3D de particules dans un écoulement par imagerie interférométrique

Résumé en français :

Pour de nombreuses applications industrielles ou environnementales, il est important de mesurer la taille et le volume de particules de formes irrégulières. C'est par exemple le cas dans le cadre du givrage des aéronefs qui se produit durant les vols, où il est nécessaire de mesurer in-situ la teneur en eau et la teneur en glace dans la troposphère 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 [$50 \mu m$: quelques millimètres], distance particule/appareil de mesure de plusieurs dizaines de centimètres...). Au cours de ces travaux de thèse, nous avons montré que la reconstruction 3D d'une particule peut se faire à partir d'un ensemble de trois images interférométriques de cette particule (sous trois angles de vue perpendiculaires). Cela peut être fait en utilisant l'algorithme de réduction d'erreur (ER) qui permet d'obtenir la fonction $f(x, y)$ à partir des mesures du module de sa transformée de Fourier 2D $|F(u, v)|$, en reconstruisant la phase de sa transformée de Fourier 2D. La mise en œuvre de cet algorithme nous a permis de reconstruire la forme de particules irrégulières à partir de leurs images interférométriques. Des démonstrations expérimentales ont été réalisées à l'aide d'un montage spécifique basé sur l'utilisation d'une matrice de micro-miroirs (DMD) qui génère les images interférométriques de particules rugueuses programmables. Les résultats obtenus sont très encourageants. Les volumes obtenus restent assez proches du volume réel de la particule et les formes 3D reconstruites nous donnent une bonne idée de la forme générale de la particule étudiée même dans les cas les plus extrêmes où l'orientation de la particule est quelconque. Enfin, nous avons montré qu'une reconstruction 3D précise d'une particule rugueuse "programmée" peut être effectuée à partir d'un ensemble de 120 images interférométriques.

Mots clés : Imagerie interférométrique en défaut de mise au point, Diffusion de la lumière, Particule irrégulière, Cristaux de glace, Transformée de Fourier 2D, Autocorrélation 2D, Reconstruction de phase, Algorithme de réduction d'erreur, Reconstruction 3D, Tomographie

Résumé en anglais :

For many industrial or environmental applications, it is important to measure the size and volume of irregularly shaped particles. This is for example the case in the context of aircraft icing which occurs during flights, where it is necessary to measure in situ the water content and the ice content in the troposphere in order to detect and avoid risk areas. Our interest has been on interferometric out-of-focus imaging, an optical technique offering many advantages (wide measurement field, extended range of sizes studied [$50 \mu m$: a few millimeters], distance particle / measuring device several tens of centimeters ...). During this thesis, we showed that the 3D reconstruction of a particle can be done from a set of three interferometric images of this particle (under three perpendicular viewing angles). This can be done using the error reduction (ER) algorithm which allows to obtain the function $f(x, y)$ from the measurements of the modulus of its 2D Fourier transform $|F(u, v)|$, by reconstructing

the phase of its 2D Fourier transform. The implementation of this algorithm allowed us to reconstruct the shape of irregular particles from their interferometric images. Experimental demonstrations were carried out using a specific assembly based on the use of a micro-mirror array (DMD) which generates the interferometric images of programmable rough particles. The results obtained are very encouraging. The volumes obtained remain quite close to the real volume of the particle and the reconstructed 3D shapes give us a good idea of the general shape of the particle studied even in the most extreme cases where the orientation of the particle is arbitrary. Finally, we showed that an accurate 3D reconstruction of a "programmed" rough particle can be performed from a set of 120 interferometric images.

Key words : Interferometric out-of-focus imaging, Light scattering, Irregular particle, Ice crystals, 2D Fourier Transform, Two-dimensional autocorrelation, Phase retrieval, Error-reduction algorithm, 3D reconstruction, Tomography