



HAL
open science

Caractérisation des écoulements instationnaires 3D par tomographie holographique numérique multidirectionnelle

François Olchewsky

► **To cite this version:**

François Olchewsky. Caractérisation des écoulements instationnaires 3D par tomographie holographique numérique multidirectionnelle. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Lille 1, 2017. Français. <NNT: >. <tel-01899629>

HAL Id: tel-01899629

<https://hal.science/tel-01899629v1>

Submitted on 19 Oct 2018

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

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



HAL Authorization



THESE

présentée en vue
d'obtenir le grade de

DOCTEUR

en
Spécialité : Mécanique des milieux fluides

par

François OLCHEWSKY

DOCTORAT DELIVRE PAR L'UNIVERSITE LILLE 1

Titre de la thèse :

Caractérisation des écoulements instationnaires 3D par tomographie holographique numérique multidirectionnelle

Soutenue le 20 Novembre 2017 devant le jury d'examen :

Rapporteur	Michel GROSS	Directeur de recherche CNRS Université de Montpellier
Rapporteur	Denis LEBRUN	Professeur Université de Rouen, CORIA
Examineur	Serge SIMOENS	Directeur de recherche CNRS Ecole Centrale Lyon
Examineur	Corinne FOURNIER	Professeure associée Laboratoire Hubert Curien
Directeur de thèse	Jean-Michel DESSE	Docteur ingénieur de recherche (HDR) Onera
Co-directeur de thèse	Frédéric CHAMPAGNAT	Docteur ingénieur de recherche (HDR) Onera
Invité	Marc GEORGES	Docteur ingénieur Centre Spatial de Liège
Invité	Friedrich LEOPOLD	Docteur ingénieur Institut de recherche de Saint-Louis
Invité	Pascal PICART	Professeur LAUM

Thèse préparée à L'Onera
Ecole Doctorale SPI 072 (Lille I)

Remerciements

Cher lecteur veuillez accuser réception
Des quelques mots ici présents
Qui sont pour moi l'occasion
Des traditionnels remerciements.
Ce ne sont pas des alexandrins,
Mais les rimes d'un toulousain
Qui pour sa thèse a choisi comme ville
La mystérieuse cité de Lille.

Débutons par mes rapporteurs
Gross Michel et Lebrun Denis.
Vous qui dans votre grandeur
Avez validé ce manuscrit.
Sans ses examinateurs,
Que serait une soutenance ?
Corinne Fournier et Serge Simoens
M'en ont fait l'honneur.
Pour compléter cet état de l'art,
Ce sont les invités de ce jury
Friedrich Leopold, Pascal Picart
Et Marc Georges que je remercie.

J'en viens à directeurs
Jean-Michel Desse et Frédéric Champagnat.
Ces manitous au grand cœur,
Que je nomme ici là,
Pour la passion et l'implication
Dans leurs domaines de prédilection

Dans cette équipe holographie,
Je remercie Zacaria Essaïdi
Connu comme le pro du dépliement
Pour son aide de tous les instants.
Pour compléter la photographie,
Une partie des résultats

Vient des stagiaires Vincente Cardona
Cyprien Deleberghe et Sophie Lamy.

Je remercie les gens du DTIS
Qui ont su expliquer à un novice
Les subtilités des reconstructions 3D
Lors de mes venues dans leur unité.
En plus de mon directeur Frédéric,
Je tiens particulièrement à nommer
Guy le Besnerais, Pauline Trouvé,
Aurélien Plyer et Philippe Cornic.

Je remercie les gens du DMPE
Pour leurs conseils très précieux
En particulier François Nicolas
Dont les travaux furent une référence,
Ainsi que Francis Micheli et David Donjat
Pour leur accueil lors de nos expériences.

Pour en finir avec le scientifique,
Je remercie l'ISL et le LAUM pour leurs échanges prolifiques
Friedrich Leopold, Daniel Klatt, Dominique Willme et Frédérique Jagusinski
Pour les manips dans leur soufflerie.
Pascal Picart, Haiting Xia et Silvio Montresor
Pour leurs échanges qui valent de l'or

Je remercie bien sûr l'Onera
Pour le financement ma thèse, chapeau bas !
Mes chefs d'unité Bruno Mialon puis Quentin Gallas
Qui gèrent leur équipe avec audace.
La fée de la logistique Brigitte Duda,
Sans qui aucun résultat ne serait là.
Le maintenant docteur Anthony Arnault
Mon sympathique voisin de bureau.
Notre informaticien Claude Geiler
Qui nous donne des PC du tonnerre !
Ainsi que toutes les autres personnes du centre lillois
Grâce à qui j'ai passé trois ans dans la bonne humeur et la joie.

Je remercie l'école doctorale SPI et l'université Lille1
Qui pour les inscriptions sont un gouvernail
Catherine Perque, Malika Debuysshere et Thi Nguyen
Votre dévouement est sans faille.

J'en viens aux gens les plus importants,
Les amis et la famille évidemment !
Pour leur soutien de tous les instants
Avec qui j'ai partagé de merveilleux moments
Dont voici une partie
Les matchs de tennis, le trophée MSG
La carbonnade flamande, les escapades dans l'arrière pays
L'Ariane cross et toutes les soirées.
Ainsi que tous les mots appris
Pain au chocolat, drache, ducasse
Et j'en passe
A vous tous merci !

Table des matières

Remerciements	3
Glossaire	17
Introduction	19
1 État de l'art	21
1.1 Métrologie optique pour la mesure de la masse volumique	22
1.1.1 La strioscopie interférentielle	22
1.1.2 La BOS	25
1.1.3 L'holographie	28
1.2 Reconstruction 3D	33
1.2.1 La rétroprojection filtrée	33
1.2.2 La méthode algébrique	34
1.3 Conclusion	34
2 Amélioration de l'holographie numérique	37
2.1 Choix du meilleur montage optique : l'interféromètre de Mach-Zehnder	38
2.1.1 Limites de l'utilisation d'un laser continu pour résoudre un phénomène instationnaire	38
2.1.2 Limites du montage traditionnel de l'interféromètre de Michelson	40
2.2 Interférométrie à double référence	42
2.2.1 Principe de l'holographie à deux références polarisées orthogonalement	43
2.2.2 Introduction d'un prisme de Wollaston dans l'interféromètre de Mach-Zehnder pour générer deux motifs d'interférence	45
2.2.3 Dépouillement des interférogrammes en présence de deux motifs d'interférence	47
2.2.4 Conclusion sur l'holographie à double référence	49
2.3 Interférométrie holographique auto-référencée	50
2.3.1 Principe de l'interférométrie holographique auto-référencée	50
2.3.2 Application à la mesure d'un écoulement	52
2.3.3 Conclusion	57
2.4 Le traitement numérique	58
2.4.1 Filtrage du spectre de Fourier	58
2.4.2 Le dépliement de phase	63

2.4.3	Conclusion sur le traitement numérique	63
2.5	Conclusion	64
3	Comparaison 2D des techniques optiques	65
3.1	Comparaison entre l'holographie numérique et la strioscopie interférentielle sur un banc d'essai	66
3.1.1	Présentation des écoulements étudiés	66
3.1.2	Mesures de la déviation par strioscopie interférentielle	67
3.1.3	Mesures des chemins optiques par holographie numérique	75
3.1.4	Comparaison entre l'holographie numérique et la strioscopie interférentielle pour des jets d'air supersoniques et d'hélium laminaires	79
3.2	Comparaison entre l'holographie numérique et la BOS	82
3.2.1	Comparaison avec la BOS3D sur un jet sous-détendu du banc 113 de l'Onera Toulouse	83
3.2.2	Mise en place de l'holographie numérique dans la soufflerie S20 de l'ISL en vue d'une comparaison avec la CBOS	87
3.3	Conclusion	89
4	Reconstruction 3D stationnaire	91
4.1	Bases de données	92
4.1.1	Protocole d'enregistrement des données suivant plusieurs points de vue	92
4.1.2	Vérification de la stationnarité des jets	93
4.1.3	Précision sur l'angle du point de vue et la verticalité de la buse	96
4.2	Adaptation code de reconstruction 3D	98
4.2.1	Présentation du code de reconstruction de la BOS3D	99
4.2.2	Adaptation du code	100
4.3	Reconstruction 3D jets tridimensionnels	104
4.3.1	Protocole mis en place pour la reconstruction de la masse volumique	104
4.3.2	Résultats et comparaison des reconstructions des jets d'air et d'hélium	110
4.4	Reconstruction 3D banc 113	119
4.4.1	Reconstructions 3D des jets du banc 113 par mesures d'holographie numérique	119
4.4.2	Comparaison entre la reconstruction 3D avec des mesures par holographie numérique, la reconstruction avec des mesures par BOS3D et la simulation numérique pour le jet à NPR5	120
4.5	Conclusion	122
5	Reconstruction 3D d'écoulements instationnaires	125
5.1	Discussion sur le nombre de visées	126
5.1.1	La buse oiseau	126
5.1.2	La buse étoile	127
5.1.3	Bilan de l'étude de l'influence du nombre de visées	133
5.2	Reconstructions 3D d'écoulements instationnaires	133
5.2.1	Mise en place d'une holographie numérique à 6 visées	133

5.2.2	Création des bases de données pour la reconstruction 3D des jets instationnaires	134
5.2.3	Analyse des reconstructions 3D	136
5.3	Conclusion	139
	Conclusion générale	141
A	La strioscopie interférentielle	149
A.1	La séparation des faisceaux	149
A.1.1	Le biprisme de Wollaston	149
A.1.2	Le prisme de Sanderson	150
A.2	Traitement des interférogrammes	150
B	La Background Oriented Schlieren	151
B.1	Principe de la BOS	151
B.2	Résolution spatiale	152
C	L'holographie	153

Table des figures

1.1	Interférogrammes successifs des allées de Von Karman et synchronisation du signal Desse and Pegneaux [1992]	23
1.2	Interférogrammes à différents nombres de Reynolds d'un écoulement d'hélium dans l'air Carlomagno [1985]	24
1.3	Montage de l'interféromètre de Smeets [1972] avec compensation des vibrations.	25
1.4	Image d'un prisme de Sanderson avec l'applicateur de contrainte à gauche et comparaison des interférogrammes de Wollaston a) et de Sanderson équivalent b).	25
1.5	Visualisation et mesure du front d'onde 30 ms après l'explosion Mizukaki et al. [2014]	26
1.6	Déviations lumineuses autour du cylindre obtenues par BOS (à gauche) et vitesse et vorticités de l'écoulement obtenues par PIV (à droite) Richard and Raffel [2001]	27
1.7	Mise en évidence du flou d'astigmatisme dû à l'ombroscopie de l'écoulement autour d'un spike à Mach 3 Leopold et al. [2013]	27
1.8	Interférogramme enregistré juste avant le bang supersonique Smigielski et al. [1972]	29
1.9	Montage d'holographie sur plaque à multiples passages dans l'écoulement Surget and Duvant [1991]	30
1.10	Montage d'holographie sur plaque à multiples points de vue Timmerman [1997]	30
1.11	Phase modulo 2π de l'échange de chaleur entre l'air et un dissipateur thermique Zhao et al. [2013]	31
1.12	Interférogramme à trois longueurs d'onde de l'écoulement autour d'un cylindre à Mach 0,45 Desse et al. [2012]	31
1.13	Phase de l'interférogramme de speckle d'une ampoule éteinte (à gauche), phase de l'interférogramme de speckle de l'ampoule allumée (au centre) et phase modulo- 2π de la différence dans le plan de reconstruction Desse and Picart [2015]	32
2.1	Schéma de l'interféromètre de Michelson.	39
2.2	Illustration d'une zone floue.	39
2.3	Interférogramme obtenu avec le laser pulsé.	40
2.4	Interférogramme en montage Michelson.	41
2.5	Schéma de l'interféromètre de Mach-Zehnder avec laser pulsé.	41
2.6	Réglage du plan de focalisation par minimisation de l'ombroscopie.	42
2.7	Interférogramme en montage Mach-Zehnder.	42
2.8	Principe de la double référence.	44
2.9	Schémas des interférences.	44

2.10	Montage d'holographie numérique de type Mach-Zehnder avec une double référence.	45
2.11	Schéma montrant la correspondance entre les angles et la distance à laquelle est inséré le biprisme.	46
2.12	Schémas des angles entre les faisceaux.	47
2.13	Interférogramme à double références obliques sans écoulement.	48
2.14	Interférogramme à double références obliques avec écoulement.	48
2.15	Spectres de Fourier de la double référence avec sélection spectrale.	48
2.16	Phases de l'écoulement modulo- 2π	49
2.17	Phases de l'écoulement dépliées.	49
2.18	Phase de l'écoulement après association des deux polarisations.	49
2.19	Schéma du principe de l'holographie auto-référencée.	51
2.20	Schéma du montage auto-référencé.	53
2.21	Schéma de la position des miroirs aux quatre coins d'un carré.	53
2.22	Spectre de Fourier de l'interférogramme provenant d'un réseau carré.	54
2.23	Gradients de phase modulo- 2π sans écoulement.	54
2.24	Schéma de la position des miroirs dans la configuration cerf-volant.	55
2.25	Spectre de Fourier de l'interférogramme provenant d'un réseau en forme de cerf-volant.	55
2.26	Gradients de la phase suivant les six directions des six ordres du spectre de Fourier.	56
2.27	Mise en évidence du décalage δx	57
2.28	Comparaison du chemin optique (en μm) en sortie de la buse circulaire avec une pression d'éjection de 5 bars.	58
2.29	Éléments optiques pour le calcul de la tache d'Airy.	59
2.30	Écoulement à l'extrados d'un spike à Mach 2.	60
2.31	Écoulement au dessous d'un spike à Mach 2.	61
2.32	Comparaison du cosinus de la phase reconstruite en fonction du filtrage spectral avec l'interférogramme.	61
2.33	Sélections dans le spectre de Fourier.	62
2.34	Phases modulo- 2π en aval du cylindre en fonction de la sélection spectrale.	62
2.35	Différences de phases modulo- 2π en aval du cylindre en fonction de la sélection spectrale.	62
2.36	Facteur de fiabilité d'Herraez pour un écoulement autour d'un spike à Mach 2.	63
3.1	Schémas de la sortie des buses.	66
3.2	Illustration du passage de la section circulaire à la forme d'étoile dans la buse.	67
3.3	Schéma du montage de strioscopie interférentielle à simple traversée.	68
3.4	Illustrations des teintes de Newton en fonction de la translation du biprisme.	69
3.5	Teintes de Newton mesurées (en haut), interpolées (au centre) et modélisées (en bas) avec la correspondance en chemin optique (en nm).	69
3.6	Intensités lumineuses des trois capteurs enregistrées (cercles) et modélisées (trait plein) en fonction du chemin optique.	70
3.7	Interférogrammes du jet d'hélium sortant de la buse étoile à un angle donné.	70
3.8	Différences de chemin optique (en nm) du jet d'hélium issu de la buse étoile à un angle donné.	71

3.9	Différence de chemin optique (en nm) du jet d'hélium sortant de la buse étoile à un angle donné après soustraction d'une référence.	72
3.10	Jet d'air supersonique sortant de la buse étoile à un angle donné.	72
3.11	Histogrammes des incertitudes de mesure (en nm) pour le montage avec jet d'hélium.	73
3.12	Histogrammes des incertitudes de mesure (en nm) pour le montage avec jet d'air.	74
3.13	Mesure de la taille d'un pixel dans l'espace objet et de la séparation entre les deux faisceaux.	75
3.14	Déviations lumineuses (en rad) pour la buse étoile à un angle donné.	75
3.15	Schéma du montage d'interférométrie holographique de type Mach-Zehnder.	76
3.16	Phases (en rad) pour la buse étoile à un angle donné.	77
3.17	Histogrammes des incertitudes de mesure (en rad) pour le montage d'holographie avec jet d'hélium	77
3.18	Histogrammes des incertitudes de mesure (en rad) pour le montage d'holographie avec jet d'air.	78
3.19	Chemins optiques (en μm) pour la buse étoile à un angle donné.	78
3.20	Comparaison des chemins optiques (en μm) du jet d'hélium sortant de la buse étoile.	80
3.21	Différence entre les deux chemins optiques (en μm) du jet d'hélium.	80
3.22	Histogrammes des valeurs de chemin optique des derniers pixels des 60 lignes en sortie de l'écoulement d'hélium sortant de l'étoile.	81
3.23	Comparaison des chemins optiques (en μm) du jet d'air sortant de la buse étoile. Les deux figures ont la même allure mais la figure de gauche a un chemin optique non nul dans la partie droite illustrant la propagation après intégration des erreurs de mesure du gradient par strioscopie interférentielle.	81
3.24	Zoom sur les effets des erreurs de mesure de la déviation lumineuse par strioscopie interférentielle après intégration pour obtenir le chemin optique.	82
3.25	Schéma du montage d'holographie numérique de type Mach-Zehnder du banc 113.	84
3.26	Illustration des problèmes de contraste lors de l'acquisition des interférogrammes.	84
3.27	Sauts de phase dus au critère de fiabilité. A gauche, le disque de Mach est bien pris en compte. A droite, les sauts de phase sont passés au travers et le disque n'est pas bien mesuré.	85
3.28	Phases (en rad) instantanées et moyennées des jets d'air issus de la buse du banc 113 à différents NPR.	86
3.29	Déviations lumineuses (en mrad) du jet du banc 113 à NPR5.	88
3.30	Comparaison des déviations lumineuses (en mrad) du jet du banc 113 à NPR5 pour la BOS3D zoomée (en haut) et pour l'holographie numérique filtrée (en bas).	88
3.31	Photos des maquettes en soufflerie.	89
3.32	Phases (en rad) des écoulements étudiés dans la soufflerie S20.	89
4.1	Montages optiques pour la mesure de jets stationnaires par rotation de la buse avec bras de contrôle.	93
4.2	Protocole d'enregistrement des points de vue et mise en évidence de l'encombrement entre les deux interféromètres.	94

4.3	Interférogrammes de contrôle à différents angles entre 0° et 90° pour la buse étoile avec un jet d'hélium.	95
4.4	Dépouillement d'une ligne pour les trois interférogrammes de contrôle.	96
4.5	Phases (en rad) des jets équivalents au passage à 90°	96
4.6	Interférogrammes de contrôle à différents angles entre 90° et 180° pour la buse étoile avec un jet d'hélium.	96
4.7	Dépouillement d'une ligne pour les trois interférogrammes de contrôle.	97
4.8	Phases (en rad) pour la buse étoile avec le jet d'hélium choisies pour la reconstruction.	97
4.9	Photo de la buse et du point de rotation du montage.	98
4.10	Schéma de la L-curve Nicolas [2017]	100
4.11	L-curve du plan en sortie de buse.	105
4.12	Résidus en fonction de l'itération.	106
4.13	Reconstruction de l'indice de réfraction d'un plan du jet d'hélium laminaire en sortie de la buse étoile à différentes itérations de l'algorithme de reconstruction.	106
4.14	Reconstruction de l'indice de réfraction d'un plan du jet d'hélium laminaire en sortie de la buse étoile.	106
4.15	Vérification de l'hypothèse des faisceaux paraxiaux.	108
4.16	Ecarts entre le plan reconstruit avec des incertitudes par rapport au plan reconstruit sans incertitudes.	108
4.17	Histogramme des écarts à la valeur de reconstruction représentant les incertitudes de mesure.	109
4.18	Masses volumiques normalisées reconstruites des différents jets d'hélium.	112
4.19	Différences des masses volumiques normalisées d'un plan en sortie de buse.	113
4.20	Masses volumiques normalisées reconstruites des différents jets d'air.	116
4.21	Plan en sortie de buse circulaire du jet d'air mesuré par strioscopie interférentielle.	117
4.22	Illustration des différentes parties de la buse oiseau.	117
4.23	Zoom sur le bec de la buse oiseau. Isodensités de 1,2 et 1,3.	117
4.24	Zoom sur la première structure de l'étoile. Isodensité de 1,4.	118
4.25	Plan du jet d'air en sortie de la buse oiseau.	118
4.26	Plan du jet d'air en sortie de la buse étoile.	118
4.27	Reconstructions des jets du banc113 à différents NPR.	121
4.28	Coupe centrale de la masse volumique reconstruite par holographie numérique à NPR5.	121
4.29	Comparaisons du plan central du jet à NPR5 entre la CFD et les reconstructions	122
5.1	Isodensités à 1,2 et 1,4 des masses volumiques normalisées du jet d'air reconstruites en sortie de la buse oiseau en fonction du nombre de lignes de visée utilisées.	128
5.2	Coupe des masses volumiques normalisées du jet d'air reconstruites en sortie de la buse oiseau en fonction du nombre de lignes de visée utilisées.	129
5.3	Isodensités à 1,1 et 1,35 des masses volumiques normalisées du jet d'air reconstruites en sortie de la buse étoile en fonction du nombre de lignes de visée utilisées.	130
5.4	Coupe des masses volumiques normalisées du jet d'air reconstruites en sortie de la buse étoile pour des structures complexes en fonction du nombre de lignes de visée utilisées.	131

5.5	Coupe des masses volumiques normalisées du jet d'air reconstruites en sortie de la buse étoile pour une structure centrale en fonction du nombre de lignes de visée utilisées.	132
5.6	Schéma du montage d'interférométrie holographique numérique de type Mach-Zehnder utilisé dans le montage multivisées.	134
5.7	Schéma du montage d'interférométrie holographique numérique à 6 visées.	135
5.8	Photo du montage d'interférométrie holographique numérique à 6 visées.	135
5.9	Chemins optiques des six visées à un instant donné.	137
5.10	Mise en évidence de l'utilité d'un masque pour contraindre la reconstruction.	137
5.11	Plan reconstruit du jet d'hélium en sortie de la buse buse.	138
5.12	Reconstructions 3D des jets d'hélium instationnaires.	138
5.13	Reconstructions 3D des jets d'air instationnaires.	139
A.1	Séparation du faisceau entrant dans un biprisme de Wollaston.	149
A.2	Image et grandeurs du prisme de Sanderson.	150
A.3	Teintes de Newton et gradient de chemin optique correspondant en μm	150
B.1	Principe de la technique BOS Nicolas [2017]	151
B.2	Illustration du cercle de confusion en BOS	152
C.1	Interférogramme avec porteuse d'un écoulement d'air autour d'un cylindre à Mach 0,75.	154
C.2	Spectre de Fourier avec porteuse.	154
C.3	Sélection dans le spectre de Fourier avec écoulement.	154
C.4	Phases modulo- 2π sans porteuse.	154
C.5	Phases modulo- 2π avec porteuse.	155
C.6	Phase déroulée de l'écoulement autour d'un cylindre à Mach 0,75.	155

Glossaire

Sigles

DAAA : Département Aérodynamique, Aéroélasticité, Acoustique.

DTIS : Département Traitement de l'Information et Systèmes.

DMPE : Département Multi-Physique pour l'Energétique.

ELV : Expérimentation et Limite de Vol.

EVF : Estimation Vision Fusion.

ISL : Institut de recherche franco-allemand de Saint-Louis.

LAUM : Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine.

Notations

Optique

α : Angle de collage entre les deux prismes de Wollaston.

BOS : Background Oriented Schlieren. Technique optique de mesure de déviations lumineuses dues à des variations de masse volumique.

CBOS : Colored Background Oriented Schlieren. Variante de la BOS.

CGBOS : Colored-Grid Background Oriented Schlieren. Variante de la BOS.

d : Distance entre la lentille et le biprisme de Wollaston. E : Chemin optique.

ϵ : Déviation lumineuse.

f'_x : Focale de la lentille x .

γ : Angle entre les faisceaux de mesure et de référence.

i : Longueur de l'interfrange.

λ : Longueur d'onde.

n : Indice de réfraction du milieu.

n_e : Indice de réfraction extraordinaire du cristal.

n_o : Indice de réfraction ordinaire du cristal.

ϕ : Phase.

Φ : Diamètre des optiques.

PIV : Particle Image Velocimetry. Technique optique de mesure de la vitesse d'un écoulement.

SLM : Spatial Light Modulator. Élément optique de modulation de la lumière.

θ : Angle de séparation entre les deux faisceaux sortant du biprisme de Wollaston.

Mécanique des fluides

K : Constante de Gladstone-Dale.

NPR : Nozzle Pressure Ratio. Rapport entre la pression génératrice de l'écoulement et la pression extérieure.

ρ : Masse volumique.

v : Vitesse de l'écoulement.

Traitement du signal

A : Opérateur de prédiction des déviations.

D_x : Opérateur de déviation suivant la direction x .

Δ : Opérateur de dérivation.

λ : Paramètre de régularisation.

I : Critère à minimiser.

T : Opérateur de projection.

Introduction

En mécanique des fluides, la compréhension des phénomènes physiques complexes, l'initialisation et la validation des simulations numériques nécessitent de développer des outils métrologiques non intrusifs permettant de réaliser des mesures globales aussi appelées mesures de champ ayant une très haute résolution spatiale et temporelle.

Les outils métrologiques non intrusifs sont principalement des méthodes optiques, sensibles soit à la vitesse de l'écoulement, soit aux variations de l'indice de réfraction du milieu. Les techniques optiques les plus connues sont l'ombroscopie qui mesure le champ de la dérivée seconde de l'indice de réfraction, la strioscopie ou la BOS qui mesurent la dérivée première de l'indice de réfraction et l'holographie qui mesure la valeur absolue de l'indice de réfraction. Toutes ces méthodes permettent d'accéder à une des grandeurs caractéristiques de la mécanique des fluides, à savoir la masse volumique. Elles sont basées sur la relation de Gladstone-Dale qui relie la masse volumique ρ à l'indice de réfraction du milieu n par la constante de Gladstone-Dale K équation (1) et la définition du chemin optique E équation (2).

$$n - 1 = K\rho \quad (1)$$

$$E = \int_0^L n(l) dl \quad (2)$$

Ces mesures optiques sont donc basées sur le principe de la tomographie. En mesurant le chemin optique d'un écoulement tridimensionnel suivant plusieurs points de vue, il est possible de reconstruire l'indice de réfraction, et donc la masse volumique, en trois dimensions par résolution du problème inverse.

Parmi les mesures optiques, il y a celles qui mesurent une déviation lumineuse qui est la dérivée du chemin optique. Une de ces techniques est la Background Oriented Schlieren utilisée par [Todoroff \[2013\]](#) et [Nicolas \[2017\]](#). Un banc de mesure de déviation lumineuse suivant 12 lignes de visée a été mis en place. Il a permis la reconstruction 3D de masse volumique pour des écoulements de jets libres sous-détendus. Cependant, la résolution spatiale de la méthode est limitée par la théorie et les ondes de choc ne sont pas correctement résolues.

Celles qui mesurent la phase proportionnelle au chemin optique sont réalisées par holographie. La thèse de [Timmerman \[1997\]](#) a montré la faisabilité de reconstruire des champs 3D de masse volumique par holographie sur plaque. Cependant, les reconstructions ont été réalisées sur jets issus de buses de section circulaire donc avec des structures peu tridimensionnelles. Des

reconstructions de jets synthétiques tridimensionnels ont été réalisées par [Doleček et al. \[2013a\]](#) mais ces jets ont des variations de masse volumique très faibles non représentatives de celles présentes en aéronautique.

En résumé, les techniques optiques permettent de reconstruire le champ 3D de masse volumique. Des bancs de mesures ont été réalisés et testés avec des cas d'écoulements. Cependant, ces méthodes n'ont pas été comparées entre elles et il reste à montrer qu'elles sont valides lorsque les écoulements présentent de fortes variations d'indice de réfraction. De plus, le nombre de lignes de visée nécessaires à la reconstruction n'a pas été discuté surtout lorsque l'écoulement est complexe.

Dans ce document, la première partie est un état de l'art sur des méthodes optiques quantitatives, sensibles aux variations de masse volumique et les techniques de reconstruction 3D qui leurs sont associées.

La deuxième partie est consacrée aux développements de la technique de l'holographie numérique pour la mesure de forts gradients de masse volumique en deux dimensions grâce à la mise en place de montages originaux et le traitement numérique lié à l'obtention de la phase.

La troisième partie est consacrée à la comparaison des cartes de chemin optique obtenues par holographie numérique et de déviation lumineuse obtenues par BOS et strioscopie interférentielle autour de différents écoulements.

La quatrième partie s'articule sur la reconstruction en 3D avec l'adaptation du code BOS3D à la strioscopie interférentielle et à l'holographie numérique, la comparaison des reconstructions 3D entre les méthodes de mesure et la CFD.

La cinquième partie commence par une discussion sur le nombre de lignes de visée utilisées pour la reconstruction avec son influence sur la résolution et elle se termine par la mise en place d'une tomographie holographique numérique à six lignes de visées pour reconstruire en 3D l'évolution des écoulements tridimensionnels instationnaires.

Chapitre 1

État de l'art

Cet état de l'art se compose de deux parties. La première s'intéresse aux techniques optiques qui permettent une mesure quantitative, non intrusive et globale du chemin optique ou de sa dérivée appelée déviation lumineuse dans le domaine de la mécanique des fluides. Ces mesures, prises suivant plusieurs points de vue, sont les données d'entrée des techniques tomographiques listées dans la deuxième partie et qui permettent de reconstruire en 3D la masse volumique.

1.1 Métrologie optique pour la mesure de la masse volumique

Les premières méthodes optiques globales et non intrusives développées sont l'ombroscopie et la strioscopie classique. Elles sont qualitatives et ne permettent que la visualisation de projections de l'écoulement. Les techniques quantitatives se classent en deux catégories : les mesures de déviation lumineuse telles que la strioscopie interférentielle et la BOS et les mesures de chemin optique ou de phase telle que l'holographie.

1.1.1 La strioscopie interférentielle

La strioscopie interférentielle est utilisée pour mesurer la déviation lumineuse ou le chemin optique suivant les montages utilisés. Elle se base sur les propriétés optiques des cristaux biréfringents. Un faisceau lumineux est séparé en deux par un prisme biréfringent. Deux faisceaux polarisés orthogonalement en sortent avec un angle θ entre eux dépendants des caractéristiques du prisme. Ces deux faisceaux traversent donc le milieu d'intérêt de façon différente. Ils sont ensuite renvoyés dans le prisme qui les recombine. Les interférences observées sont alors dues à la différence des chemins optiques des deux faisceaux. Cette différence est approximée à un gradient de chemin optique et donc une déviation lumineuse. Une explication plus détaillée sur le principe est présentée en annexe A.

Deux types de prismes différents sont utilisés pour la mesure de l'indice de réfraction en mécanique des fluides : le biprisme de Wollaston et le prisme de Sanderson.

1.1.1.1 Biprisme de Wollaston

Le biprisme de Wollaston est la réunion de deux prismes biréfringents dont les axes sont orthogonaux. L'angle de séparation des deux faisceaux dépend de la nature du cristal et de l'angle entre les deux prismes. Il est utilisé en lumière incohérente ou avec un laser.

1.1.1.1.1 En lumière incohérente Son utilisation en mécanique des fluides remonte à [Gontier \[1957\]](#) qui a utilisé une source de lumière blanche et un montage à double traversée de l'écoulement étudié. Excepté le miroir de renvoi placé derrière l'écoulement, toutes les pièces

sont montées dans un boîtier. Ceci a permis d'effectuer rapidement des mesures dans différentes installations d'essais. Ce montage a été validé par la mesure des défauts d'épaisseur d'une lame de verre. Les résultats présentés ont une erreur d'épaisseur maximale de $0,3\mu\text{m}$ pour une variation d'épaisseur de $90\mu\text{m}$, soit une précision relative inférieure à 3% , par rapport à une mesure d'épaisseur par palmer.

Ces travaux ont été poursuivis par [Desse and Pegneaux \[1992\]](#) qui utilise des cristaux avec une forte biréfringence pour séparer complètement les deux faisceaux et effectuer un montage de type Michelson. Dans ce cas, il mesure directement le chemin optique d'un écoulement subsonique en aval d'un cylindre à Mach 0,2 dans une soufflerie bidimensionnelle figure 1.1. Comme l'écoulement est 2D, il en déduit directement la masse volumique normalisée de l'écoulement connaissant la largeur de la veine d'expérience.

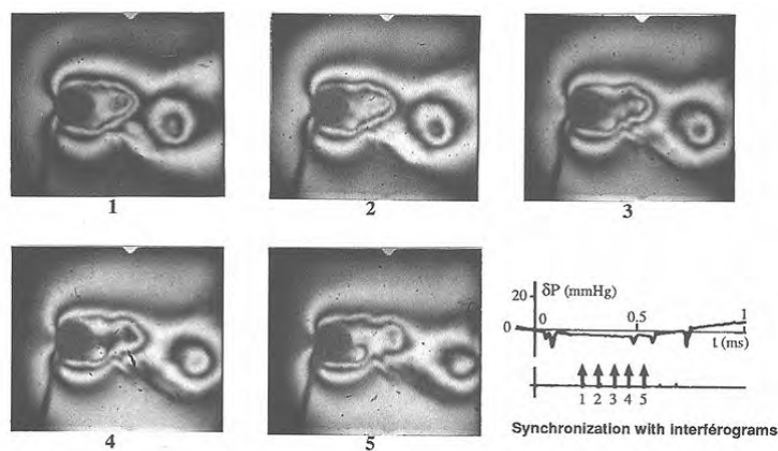


FIGURE 1.1 – Interférogrammes successifs des allées de Von Karman et synchronisation du signal [Desse and Pegneaux \[1992\]](#).

Dans la même équipe, [Rodriguez et al. \[1997\]](#) utilise la technique en double traversée. Il mesure les gradients d'indice de réfraction lors de l'interaction entre un jet chaud supersonique à Mach 1,8 et un écoulement bidimensionnel à Mach 1,5. L'écoulement résultant a une vitesse de l'ordre de $685\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. La source de lumière blanche continue a été remplacée par une étincelle de temps d'exposition 300ns. Les profils de masse volumique en considérant le jet axisymétrique sont donnés en analysant les couleurs obtenues sur les interférogrammes. Cette analyse est faite en partant de l'extérieur du jet de chaque côté dans la zone non perturbée et en s'arrêtant au centre. Si la masse volumique trouvée au centre du jet correspond pour les deux parties analysées, le jet est bien axisymétrique. Les résultats trouvés ont permis de valider la méthode optique pour des écoulements de jets supersoniques.

Plus récemment, une étude réalisée sur la mesure de la convection entre une surface chauffée et une surface isolée a été présentée par [Ramesh and Merzkirch \[2001\]](#). Il a utilisé une source à vapeur de mercure et un filtre pour avoir un éclairage monochromatique. Le montage est à simple traversée avec deux biprismes de Wollaston. En amont, une étude de calibration a été

réalisée en mesurant le nombre de Nusselt pour une plaque plane verticale avec un gradient de température et en le comparant à la valeur théorique calculée par [Ostrach \[1953\]](#). L'incertitude sur la mesure est de l'ordre de 4%. Connaissant ces valeurs, il mesure les transferts thermiques entre deux plaques suivant leurs caractéristiques.

1.1.1.1.2 En lumière cohérente Pour mesurer de plus fortes variations d'indice tout en restant dans le domaine de cohérence de la source, [Carlomagno \[1985\]](#) utilise un laser Hélium-néon. Il mesure alors la concentration d'hélium dans de l'air en sortie d'une buse circulaire suivant la vitesse d'éjection du gaz et le nombre de Reynolds figure 1.2.

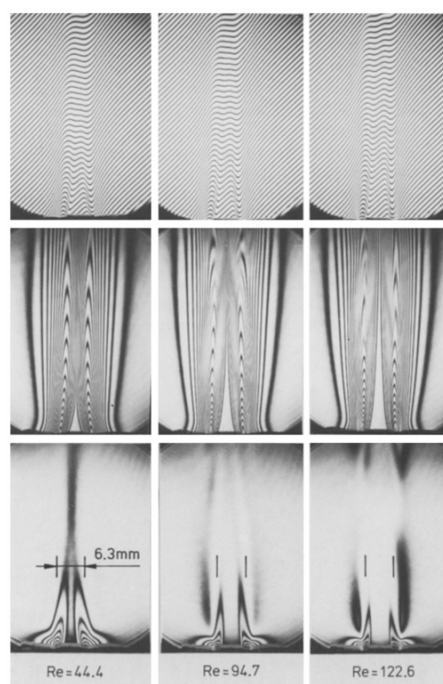


FIGURE 1.2 – Interférogrammes à différents nombres de Reynolds d'un écoulement d'hélium dans l'air [Carlomagno \[1985\]](#).

Pour mesurer les ondes de chocs dans des tubes à chocs, environnement dans lequel les vibrations extérieures faussent les mesures, [Smeets \[1972\]](#) propose un montage dans lequel le faisceau laser est séparé en deux en amont du biprisme de Wollaston figure 1.3. Les deux faisceaux arrivent dans le prisme avec un angle. Il en ressort quatre faisceaux appariés deux à deux. La première paire traverse l'écoulement et interfère sur une diode. La deuxième paire ne traverse pas l'écoulement et interfère sur une deuxième diode. L'analyse de cette deuxième paire permet de compenser les vibrations du montage et donne une mesure du choc plus précise.

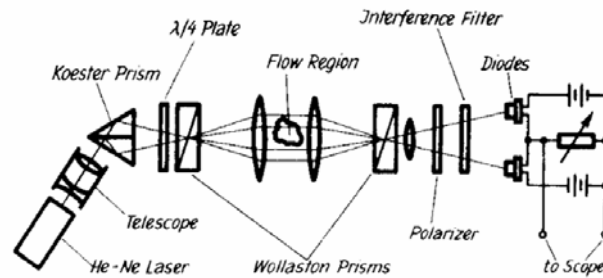


FIGURE 1.3 – Montage de l'interféromètre de Smeets [1972] avec compensation des vibrations.

1.1.1.2 Prisme de Sanderson

Un prisme de Sanderson est lui aussi composé d'un cristal biréfringent qui permet de séparer le faisceau en deux en appliquant une contrainte. Suivant la contrainte, il est possible de séparer plus ou moins les faisceaux pour jouer sur la sensibilité de la mesure. Cette technique est utilisée par Biss et al. [2008] qui montrent que ce prisme, à différentes contraintes choisies, a les mêmes performances que les biprismes de Wollaston équivalents figure 1.4. Ceci leur permet de remplacer une gamme de biprismes de Wollaston par un prisme de Sanderson unique.

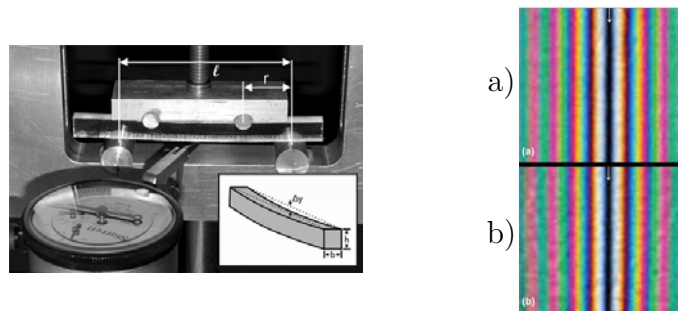


FIGURE 1.4 – Image d'un prisme de Sanderson avec l'applicateur de contrainte à gauche et comparaison des interférogrammes de Wollaston a) et de Sanderson équivalent b).

1.1.2 La BOS

La Background Oriented Schlieren est une technique de mesure de la déviation lumineuse apparue au début des années 2000 chez Raffel et al. [2000], Dalziel et al. [2000] et Meier [2002]. Cette technique est très populaire car le montage optique est simple et l'analyse des mesures de déviation d'un fond par corrélation d'image reprend les algorithmes utilisés pour traiter les images de vélocimétrie par images de particules ou les déformations d'objets en mécanique des structures. Une version détaillée du principe est disponible en annexe B. Un tour d'horizon des différentes techniques BOS ainsi que des principes de reconstruction de la masse volumique est écrit par Raffel [2015].

La BOS a d'abord été principalement mise en œuvre pour analyser les écoulements aérodynamiques autour d'un cylindre, d'un jet supersonique sortant d'une buse ou bien de bout de

pale d'hélicoptère.

Depuis lors, les deux axes d'amélioration de la technique sont les algorithmes de corrélation qui ne sont pas abordés ici ainsi que l'adaptation du montage optique, notamment du fond.

1.1.2.1 Le fond naturel

Pour des essais en extérieur, les équipes de recherches se sont intéressées à l'utilisation du paysage comme fond naturel. Ceci permet de faire des mesures grand champ sur des expériences à taille réelle.

[Richard and Raffel \[2001\]](#) utilisent le fond naturel pour mesurer les tourbillons de bout de pale d'hélicoptère.

Ces fonds naturels sont aussi très utilisés pour mesurer les explosions comme dans [Mizukaki et al. \[2014\]](#) illustré figure 1.5 et [Hargather \[2013\]](#).

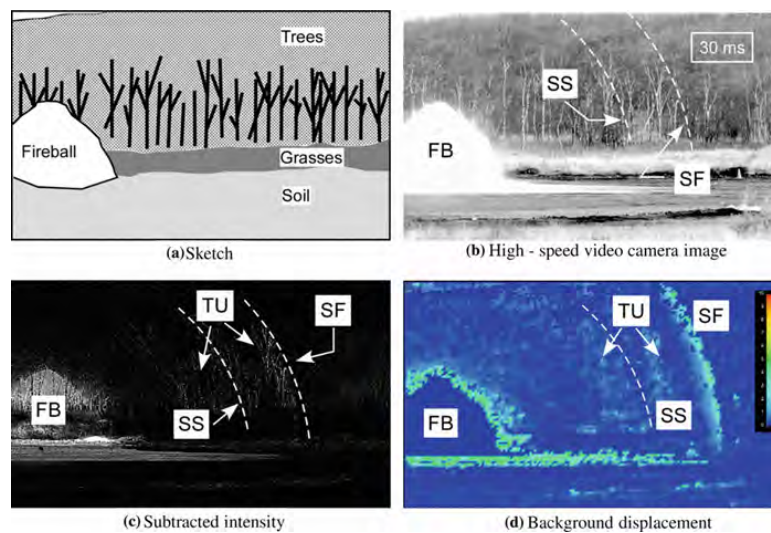


FIGURE 1.5 – Visualisation et mesure du front d'onde 30 ms après l'explosion [Mizukaki et al. \[2014\]](#).

Malgré des résultats concluants, les manques de maîtrise de l'éclairage et de résolution des hautes fréquences imposent l'utilisation de fonds définis.

1.1.2.2 Le fond défini

Pour des mesures en laboratoire ou en soufflerie, plusieurs styles de fond ont été utilisés.

Les fonds composés de mouchetis monochromes aléatoires avec un éclairage uniforme sont utilisés comme ceux développés en déformation des matériaux.

Dans [Richard and Raffel \[2001\]](#), une autre expérience avec un mouchetis est réalisée. Les mesures sont effectuées en soufflerie autour d'un cylindre. Ces mesures sont couplées à une mesure de Particle Image Velocimetry et les résultats sont en bon accord entre la mesure de la vitesse et de la déviation lumineuse figure 1.6.

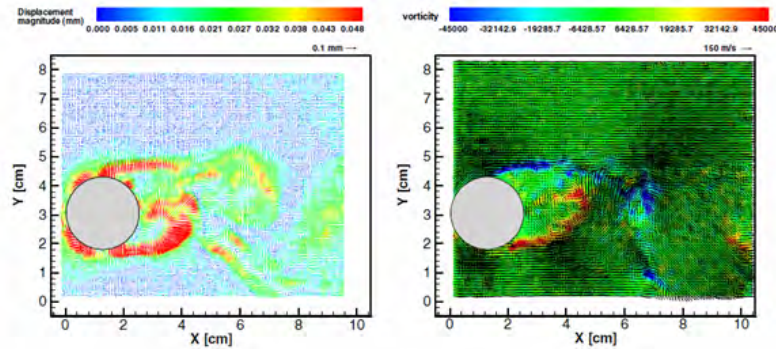


FIGURE 1.6 – Déviation lumineuse autour du cylindre obtenue par BOS (à gauche) et vitesse et vorticité de l'écoulement obtenu par PIV (à droite) [Richard and Raffel \[2001\]](#).

Dans sa thèse, [Todoroff \[2013\]](#) introduit un mouchetis semi-aléatoire pour faire de la corrélation d'image avec de petites fenêtres d'interrogation. Ceci lui permet d'avoir une résolution spatiale plus fine qu'avec un mouchetis aléatoire.

De par son principe, la mesure d'ondes de choc en BOS introduit une déformation floue du mouchetis illustrée figure 1.7 due à l'ombroscopie car la mise au point est faite sur le fond et non sur l'écoulement. Ce phénomène rend la corrélation moins précise au niveau des ondes de choc.

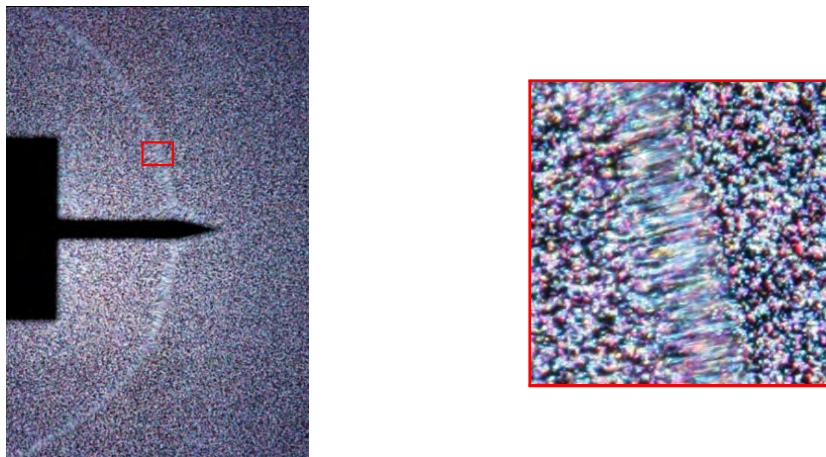


FIGURE 1.7 – Mise en évidence du flou d'astigmatisme dû à l'ombroscopie de l'écoulement autour d'un spike à Mach 3 [Leopold et al. \[2013\]](#).

Pour minimiser cet effet, [Ota et al. \[2011\]](#) proposent d'utiliser des lignes verticales et horizontales à la place du mouchetis pour estimer une valeur moyenne de la déviation lumineuse au niveau du choc. Ils nomment cette technique la Colored-Grid Background Oriented Schlieren (CGBOS).

[Leopold \[2007\]](#) utilisent la Colored Background Oriented Schlieren (CBOS). Un mouchetis aléatoire rouge est répété en couleurs verte et bleue avec des translations horizontales et verticales connues. Ainsi, ils peuvent faire des corrélations entre couleurs et déterminer une valeur moyenne des déviations lumineuses au niveau de l'onde de choc.

Une troisième technique est proposée par [Meier and Roesgen \[2013\]](#). Pour faire la mise au point de leur caméra sur l'écoulement et minimiser l'ombroscopie, ils utilisent comme fond un mouchetis constitué de grains de speckle. Comme le speckle n'est pas défini qu'au niveau de l'écran, ils peuvent faire la mise au point sur la zone voulue.

Toutes les techniques présentées jusqu'ici mesurent la déviation lumineuse qui est la dérivée du chemin optique. Pour mesurer une grandeur directement proportionnelle au chemin optique, il faut se tourner vers l'holographie.

1.1.3 L'holographie

L'holographie est une méthode de mesure basée sur la cohérence de l'onde. Bien qu'ayant déjà été démontré expérimentalement par [Gabor \[1948\]](#), son essor est arrivé avec l'invention du laser par [Maiman \[1960\]](#). Le principe est expliqué en annexe C.

Dans un premier temps, l'holographie s'est faite sur plaque argentique dont la résolution des réseaux d'interférence est de l'ordre de $7000 \text{ lignes.mm}^{-1}$ et est bien supérieure à celle des capteurs même récents qui ont une résolution 100 fois plus faible au mieux. Cependant, cette résolution est à pondérer par le capteur qui fait l'image des interférences sortant de la plaque. De plus, la nécessité de traiter la plaque et de la remettre exactement dans le positionnement de son enregistrement complexifient les expériences. Malgré sa résolution moindre, l'holographie numérique présente moins de contraintes et elle est la technologie utilisée de nos jours.

L'holographie, sur plaque ou numérique, trouve son utilité dans de nombreux domaines de la physique. Elle permet par exemple de reconstruire des tissus biologiques en 3D en microscopie comme dans [Marquet et al. \[2005\]](#) et [Shaked \[2016\]](#), de mesurer des déformations et les vibrations de structures comme dans [Pantelić et al. \[2007\]](#) et [Picart et al. \[2005\]](#) et de localiser des particules [Coëtmellec et al. \[2002\]](#), [Donnarumma et al. \[2016\]](#) et [Denis et al. \[2009\]](#). Elle peut s'appliquer dans de nombreux autres domaines non cités ici.

La suite de ce mémoire s'intéresse à l'holographie appliquée à la mécanique des fluides dans sa capacité à mesurer la phase d'un écoulement, directement liée à sa masse volumique. Deux étapes principales sont nécessaires : la partie expérimentale qui donne un champ de phase modulo- 2π et une partie de dépliement de phase pour retrouver la phase réelle.

Les premières expériences d'holographie sont réalisées avec des plaques holographiques argentiques par [Smigielski et al. \[1972\]](#), [\[Surget, 1974\]](#) et [Takayama \[1983\]](#) qui font une double exposition de la plaque holographique. La première exposition est réalisée sans écoulement puis la deuxième est faite en présence d'un écoulement. Entre ces deux expositions, un angle entre les lignes de mesure et de référence peut être introduit par rotation d'un miroir ou translation d'une optique pour faire apparaître une fréquence porteuse pour permettre une mesure quantitative de la phase de l'écoulement au niveau des ondes de choc par exemple figure 1.8.



FIGURE 1.8 – Interférogramme enregistré juste avant le bang supersonique [Smigielski et al. \[1972\]](#).

Par la suite, en fonction de la nature des écoulements à analyser, les montages sont modifiés pour s'adapter aux phénomènes à mesurer. Ainsi, [Surget et al. \[1978\]](#) utilisent un montage à double référence pour créer trois réseaux indépendants (un entre les deux références et deux avec l'onde de mesure et une onde de référence). Les deux réseaux comportant l'onde de mesure permettent de retrouver la phase modulo- 2π avec des franges inclinées différemment de sorte à avoir toujours au moins une des mesures qui soit bien résolue.

Pour des écoulements faiblement compressibles, [Surget and Duvant \[1991\]](#) utilisent un montage de Michelson avec plusieurs traversées de l'écoulement montré figure 1.9 pour augmenter la sensibilité. Cette multiple traversée est réalisée par des miroirs semi-réfléchissants placés de part et d'autre de l'écoulement. En ajustant le trajet optique du bras de référence, les interférences sont obtenues pour un nombre donné de traversées de l'écoulement grâce à une cohérence spatiale du laser inférieure à un aller-retour entre les deux miroirs semi-réfléchissants.

[Timmerman \[1997\]](#) enregistre sur une même plaque des interférogrammes provenant de différentes lignes de visées pour faire ensuite une reconstruction 3D de la masse volumique par des méthodes expliquées dans la partie 1.2. Le montage comprend un seul laser qui est divisé en 6 ou 9 interféromètres de Mach-Zehnder par des prismes et qui traversent l'écoulement suivant différents points de vue figure 1.10. Ils sont ensuite recombinaés par d'autres prismes, pour former différents interférogrammes au niveau de la plaque.

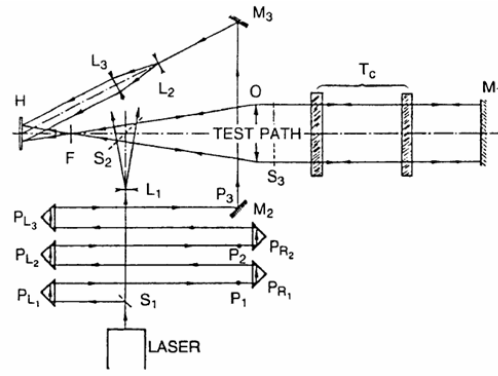


FIGURE 1.9 – Montage d'holographie sur plaque à multiples passages dans l'écoulement [Surget and Duvant \[1991\]](#).

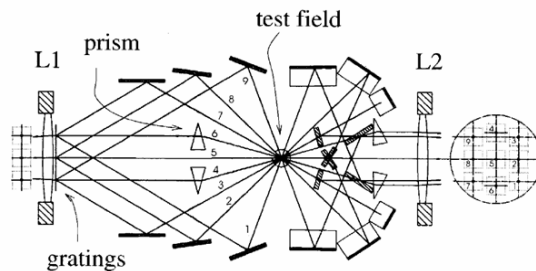


FIGURE 1.10 – Montage d'holographie sur plaque à multiples points de vue [Timmerman \[1997\]](#).

L'utilisation de plaques panchromatiques permet à [Desse et al. \[2002\]](#) de réaliser des interférences avec trois longueurs d'onde différentes ce qui donne des interférences en lumière blanche, voisines des teintes de Newton, tout en gardant l'avantage de la longueur de cohérence des lasers. Ainsi, le zéro est bien défini par une teinte blanche et les interférences d'ordres supérieurs sont colorées.

[Erbeck and Merzkirch \[2004\]](#) et [Fomin et al. \[2006\]](#) se servent d'une plaque holographique en faisant une double exposition de figures de speckle. Le déplacement de ce speckle avec et sans écoulement donne accès à la déviation lumineuse par des techniques de corrélation d'images comme celles utilisées en BOS.

Avec le développement technologique des capteurs CMOS, l'utilisation d'une plaque holographique n'est plus nécessaire pour avoir une bonne résolution spatiale et temporelle. L'endroit où se trouve la plaque est directement remplacé par le capteur de la caméra. La technique s'appelle alors holographie numérique.

En mécanique des fluides, les écoulements observés sont souvent transparents et peu réfractants. Les études étant faites en soufflerie avec des hublots à faces planes parallèles ou à l'air libre, la phase contient toutes les informations nécessaires sans avoir à se préoccuper de l'amplitude. C'est cette phase qui est mesurée en interférométrie. La différence entre holographie

numérique et interférométrie est expliquée par [de Groot \[2016\]](#). Il explique que la différence entre les deux techniques réside dans la possibilité en holographie numérique de reconstruire la phase et l'amplitude d'un objet par rétropropagation de l'interférogramme de speckle dans le plan choisi, ce que ne permet pas l'interférométrie. Dans la pratique, la plupart des montages d'holographie numérique pour mesurer la phase d'un écoulement en mécanique des fluides sont donc des montages d'interférométrie holographique car le speckle et la rétropropagation ne sont pas utilisés mais les termes d'holographie numérique ou bien d'interférométrie holographique subsistent car, au départ, des plaques holographiques étaient utilisées.

Des études pour la mesure de la température de l'écoulement ont été réalisées par [Doleček et al. \[2013b\]](#). Ils utilisent un montage optique de type Michelson pour mesurer la phase d'un jet synthétique sortant d'une buse axisymétrique dans une enceinte chauffée. Le fait de chauffer l'air dans l'enceinte permet de créer une variation de phase lors de l'injection du jet synthétique non chaud. Le phénomène étant considéré comme reproductible, plusieurs phases sont enregistrées en faisant tourner la buse tous les 10° sur 180° pour créer une base de données pour la reconstruction 3D de la température.

[Zhao et al. \[2013\]](#) s'intéressent à l'étude des interactions entre un dissipateur thermique et l'air figure 1.11.

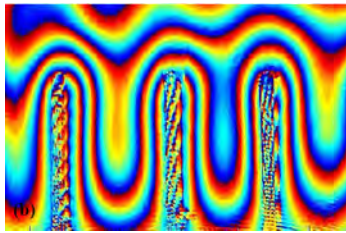


FIGURE 1.11 – Phase modulo 2π de l'échange de chaleur entre l'air et un dissipateur thermique [Zhao et al. \[2013\]](#).

[Desse et al. \[2012\]](#) réalisent un montage à trois longueurs d'onde en holographie numérique hors axe pour mesurer les tourbillons dans l'allée alternée de Von Karman en aval d'un cylindre figure 1.12. Les trois longueurs d'onde leur permettent de recalibrer la teinte blanche au point d'arrêt situé au nez du cylindre et de s'affranchir des perturbations extérieures.

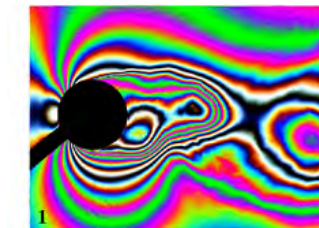


FIGURE 1.12 – Interférogramme à trois longueurs d'onde de l'écoulement autour d'un cylindre à Mach 0,45 [Desse et al. \[2012\]](#).

Lorsque les écoulements à mesurer ont lieu dans des enceintes fortement réfractantes, l'utilisation du speckle est nécessaire. [Desse and Picart \[2015\]](#) mesurent la phase de l'écoulement à l'intérieur d'une ampoule dû à l'échauffement du filament. Dans le montage d'interférométrie classique est ajouté un verre dépoli qui introduit ce speckle et permet d'éclairer de façon homogène l'intérieur de l'ampoule. La rétropropagation du specklegramme donne accès à la phase dans l'ampoule figure 1.13. Les résultats sont comparés à ceux d'holographie sur plaque et montrent une bonne correspondance entre les deux méthodes. L'holographie sur plaque est tout de même toujours mieux résolue. [Sun et al. \[2009\]](#) mesurent les allées alternées de von-Karman en aval d'un cylindre placé dans l'eau et comparent ces mesures 2D avec une simulation numérique. Ils concluent que la simulation et la mesure sont en adéquation proche du cylindre mais que des différences dues au modèle numérique utilisé apparaissent plus en aval.

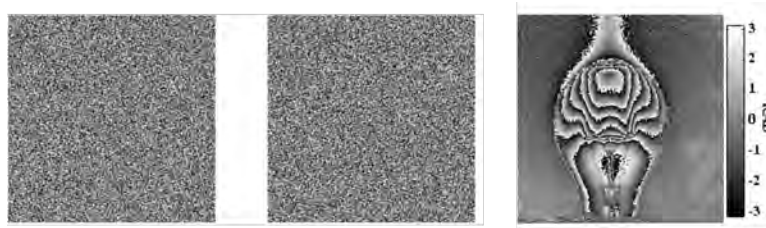


FIGURE 1.13 – Phase de l'interférogramme de speckle d'une ampoule éteinte (à gauche), phase de l'interférogramme de speckle de l'ampoule allumée (au centre) et phase modulo- 2π de la différence dans le plan de reconstruction [Desse and Picart \[2015\]](#).

1.1.3.1 Le dépliement de phase

Une fois l'interférogramme enregistré en holographie hors axe, l'ordre $+1$ du spectre de Fourier est filtré pour ne garder que l'information sur la phase comme expliqué dans annexe C. Cette phase est modulo- 2π . Pour retrouver la phase réelle, il faut appliquer un algorithme de dépliement (ou déroulement) de phase. Cette étape donne lieu à de nombreuses études et algorithmes différents.

Le dépliement de phase peut s'effectuer suivant deux grandes familles de méthodes : les méthodes à minimisation de norme et les méthodes à chemin calculé. Ce sujet est très vaste et a fait l'objet de travaux spécifiques. Ici sont citées les principales méthodes de dépliement. [Ghiglia and Pritt \[1998\]](#) publient un livre qui récapitule les différentes techniques recensées à l'époque.

Parmi les techniques qui minimisent une norme, l'algorithme de [Bioucas-Dias and Valadao \[2007\]](#) minimise une énergie markovienne.

Dans le cas de chemins calculés, l'algorithme de [Goldstein et al. \[1988\]](#) calcule des résidus sur la phase modulo- 2π et un facteur de distance maximale (en termes de pixel) choisi par l'opérateur permet de définir les pixels à ne pas déplier entre eux pour éviter les sauts de phase.

Un autre algorithme proposé par [Herráez et al., 2002] calcule un facteur de fiabilité entre deux pixels. Les pixels les plus fiables sont dépliés en premier. Ce chemin de dépliement n'est pas continu et contourne les sauts de phase potentiels.

Les mesures effectuées, il faut encore reconstruire la masse volumique en 3D.

1.2 Reconstruction 3D

La mesure de la déviation lumineuse ou de la phase de l'écoulement permet de bâtir une base de données qui sert à la reconstruction du champ de masse volumique en 3D par résolution d'un problème inverse. Ces méthodes sont appelées reconstructions tomographiques.

Pour les cas axisymétriques, une seule ligne de visée est nécessaire et elle est utilisée comme base pour toutes les lignes de projection. Dans ce cas, l'inversion de la transformée d'Abel ou les méthodes par approximation permettent de reconstruire le volume en 3D.

Pour des écoulements tridimensionnels, deux méthodes de reconstruction existent : la rétro-projection filtrée (Filtered Back-Projection) et la méthode algébrique (Algebraic Reconstruction Technique).

1.2.1 La rétroprojection filtrée

Cette technique est basée sur la correspondance entre l'espace de Fourier 3D de l'objet reconstruit et le plan de Fourier 2D de la projection mesurée en tenant compte de l'angle. Ceci se fait par la transformée de Radon Radon [1986] qui est une amélioration de la transformée d'Abel prenant en compte l'angle de vue.

Venkatakrishnan and Meier [2004] utilisent cette technique pour reconstruire la masse volumique autour d'un cône axisymétrique à partir de mesures BOS et comparent avec succès les résultats à des tables de calculs du cône.

Goldhahn and Seume [2007] reconstruisent un double jet non symétrique grâce à cette même technique avec des données BOS.

Concernant la reconstruction par rétroprojection filtrée avec des mesures d'holographie numérique, Doleček et al. [2013b] reconstruisent la température d'un jet synthétique asymétrique reproductible en faisant des mesures tous les 10° dans le plan perpendiculaire au jet.

Ces techniques de rétroprojection filtrée donnent de bons résultats au niveau des lignes de visée mesurée. Cependant, dans les zones non-mesurées, le manque d'informations donne des artefacts de reconstruction qui privilégient les zones avec des données.

1.2.2 La méthode algébrique

Les méthodes de reconstruction algébrique sont basées sur la minimisation d'un critère entre la mesure et la projection du volume suivant le point de vue de la mesure. Un critère de régularisation est aussi nécessaire pour limiter les effets du bruit de mesure.

Concernant l'holographie sur plaque, [Timmerman \[1997\]](#) utilise la méthode algébrique des gradients conjugués combinée avec des séries de Fourier-Bessel pour reconstruire des jets à l'air libre avec des données venant de 6 ou 9 points de vue.

Dans le cadre de mesures BOS pour lesquelles les données sont des gradients de chemin optique, [Ota et al. \[2011\]](#) et [Leopold et al. \[2013\]](#) reconstruisent en 3D les gradients de masse volumique suivant les trois axes. Une fois les trois solutions convergées, ils intègrent les résultats pour retrouver la masse volumique.

[Todoroff \[2013\]](#) et par la suite [Nicolas et al. \[2016\]](#) incluent directement le calcul de la masse volumique à chaque itération par la minimisation au sens des moindres carrés des gradients conjugués avec une régularisation de Tikhonov.

1.3 Conclusion

Dans ce chapitre d'état de l'art, les trois principales techniques de mesure de chemin optique ou de sa dérivée la déviation lumineuse ont été présentées avec leurs principales applications en mécanique des fluides. L'interférométrie différentielle aussi appelée strioscopie interférentielle, très utilisée avant l'apparition de la BOS et de l'holographie est maintenant en retrait car le montage optique est complexe comparé à la BOS pour des mesures de déviation lumineuse. La mesure directe du chemin optique par holographie numérique pour la mesure des fortes variations d'indice de réfraction et pour la reconstruction 3D n'a pas été discutée. En mécanique des fluides, le dépliement de phase imposé par l'holographie numérique n'a, lui non plus, pas été discuté alors que le traitement des sauts de phase rencontrés dans les écoulements transsoniques ou supersoniques n'est pas trivial. Dans un premier temps, cette thèse a pour but d'améliorer la technique d'holographie numérique pour mesurer des fortes variations d'indice. Pour cela, l'Onera de Lille dispose d'une soufflerie transsonique bidimensionnelle qui permet de générer des écoulements instationnaires bidimensionnels en aval de maquettes schématiques. Le chapitre 2 propose différents montages d'holographie numérique originaux ainsi qu'une discussion sur le filtrage de l'ordre +1 dans le spectre de Fourier et le choix de l'algorithme de dépliement de phase adapté. Dans le chapitre 3, des mesures d'holographie numérique et de strioscopie interférentielle sont réalisées autour de jets tridimensionnels et les résultats 2D sont comparés. De plus, d'autres mesures sont effectuées autour de jets et dans des souffleries pour comparer avec les techniques BOS. Le chapitre 4 est consacré à l'adaptation du code de reconstruction 3D de la masse volumique utilisé par la BOS3D aux spécificités des mesures de strioscopie interférentielle et d'holographie numérique ainsi qu'à la comparaison des résultats sur les différents cas étudiés. Enfin, le chapitre 5 discute de la résolution de la reconstruction suivant le nombre

de lignes de visée utilisées ainsi que l'implémentation d'un montage à six lignes de visée pour mesurer des écoulements instationnaires.

Chapitre 2

Amélioration de l'holographie numérique

2.1 Choix du meilleur montage optique : l'interféromètre de Mach-Zehnder

Dans cette section, nous expliquons le choix qui a été fait et qui consiste à utiliser un interféromètre de Mach-Zehnder pour mesurer les forts gradients d'indice de réfraction. Le cas test utilisé est un cylindre placé transversalement dans l'écoulement d'une soufflerie bidimensionnelle. C'est un cas test académique complexe car la topologie de l'écoulement révèle des points de décollement mobiles issus de l'intrados et l'extrados. Cette étude a été publiée dans [Desse and Olchewsky \[2017\]](#).

2.1.1 Limites de l'utilisation d'un laser continu pour résoudre un phénomène instationnaire

Les premières expériences réalisées par [Desse et al. \[2002\]](#) en holographie numérique trois couleurs utilisent trois lasers continus. Une cellule acousto-optique synchronisée avec la caméra couleur permet de régler le temps de pose à la valeur souhaitée. Le temps d'ouverture minimal de la cellule est de $\Delta t=150\text{ns}$.

Dans l'étude, nous nous limitons à une longueur d'onde à 532nm. En effet, l'avantage de l'holographie numérique à trois longueurs d'onde par rapport à une seule est la connaissance du zéro absolu. Or, dans les cas étudiés dans ce mémoire, la connaissance de ce zéro n'est pas nécessaire car les conditions amonts à l'écoulement sont connues et retrouvées au point d'arrêt situé au nez du cylindre et, pour les jets libres, les conditions extérieures aux jets sont également connues.

Dans le montage Michelson de la figure 2.1, la taille équivalente d'un pixel dans l'espace objet $T_{\text{Pixel objet}}$ pour un système afocal est :

$$T_{\text{Pixel objet théorique}} = \frac{f'_1 \cdot T_{\text{Pixel caméra}}}{f'_2} \quad (2.1)$$

où $f'_1=800\text{mm}$, $f'_2=70\text{mm}$ et $T_{\text{Pixel caméra}}=3,65\mu\text{m}$.

Ainsi, nous obtenons $T_{\text{Pixel objet}}=42\mu\text{m}$. Pour exploiter les interférogrammes, il faut que les structures n'aient pas parcouru plus d'un pixel pendant le temps d'exposition, sinon les franges deviennent floues et ne sont pas exploitables.

Dans la pratique, le système n'est pas rigoureusement afocal et nous avons $T_{\text{Pixel objet expérimental}}=36\mu\text{m}$.

Ceci nous donne donc une vitesse maximale pour l'écoulement de

$$v_{\text{Max}} = \frac{T_{\text{Pixel objet expérimental}}}{\Delta t} \quad (2.2)$$

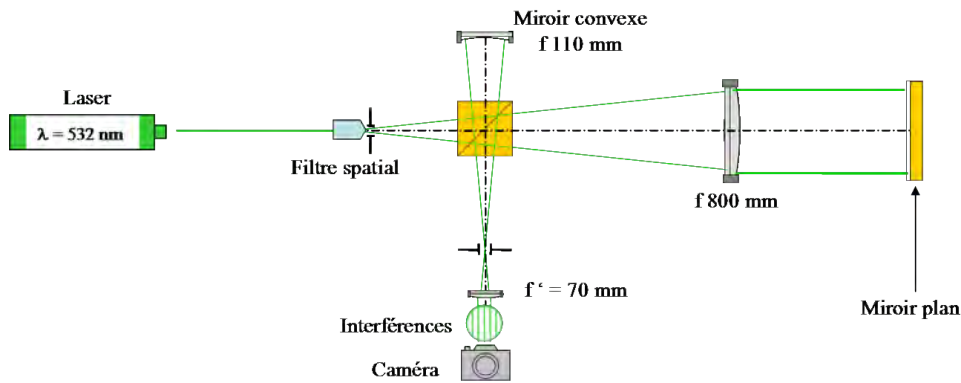
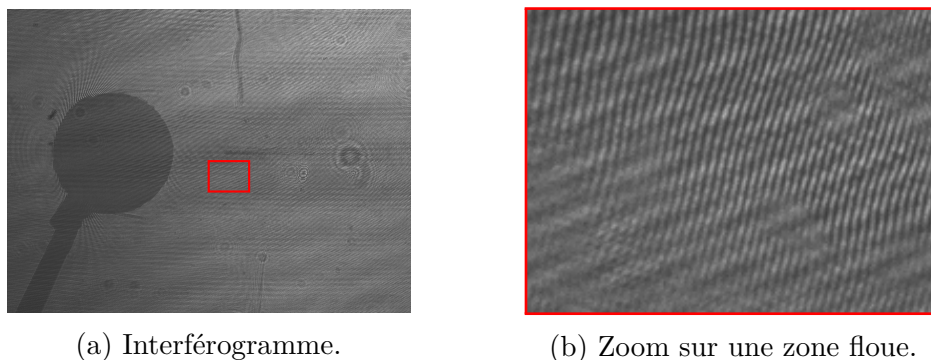


FIGURE 2.1 – Schéma de l'interféromètre de Michelson.

soit $v_{\text{Max}}=235\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, soit un nombre de Mach égal à 0,71. Pour des vitesses supérieures, les franges seront floues.

La figure 2.2 montre un interférogramme d'un écoulement à Mach 0,7 autour d'un cylindre. Les tourbillons émis ont une vitesse bien supérieure à $235\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ car de nombreuses zones floues sont visibles.



(a) Interférogramme.

(b) Zoom sur une zone floue.

FIGURE 2.2 – Illustration d'une zone floue.

Ainsi, même pour des nombres de Mach amont égaux à celui calculé précédemment, les émissions tourbillonnaires émises en aval du cylindre génèrent localement des vitesses supérieures à $230\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et les interférogrammes ne sont pas exploitables.

Comme la vitesse de formation des structures tourbillonnaires est intense et que leur propagation peut même remonter l'écoulement amont, des ondes de choc sont générées entre les gros tourbillons issus de l'intrados et l'extrados (ondes de choc horizontales au voisinage de l'axe de symétrie) et d'autres ondes de choc sont générées verticalement consécutivement à l'agglomération des petites structures tourbillonnaires émises à l'intrados et l'extrados du cylindre. Nous avons donc décidé d'utiliser un laser pulsé qui a un temps de pose bien plus court pour figer l'écoulement. Contrairement aux autres techniques de métrologie optique en mécanique des fluides telles que la PIV pour laquelle le laser doit être le plus incohérent possible pour évi-

ter les effets de speckle, l'holographie numérique nécessite d'utiliser un laser cohérent. Le laser utilisé dans la suite de cette thèse est un laser Nd :YAG injecté doublé et triplé en fréquence. Les longueurs d'onde exploitables sont de 1064nm, 532nm et 355nm. Nous utilisons la longueur d'onde de 532nm qui a une longueur de cohérence d'environ 3m et des pulsations de 5 à 6ns à une cadence de 10Hz.

En gardant les critères de l'équation 2.2, nous obtenons des interférogrammes nets jusqu'à une vitesse de l'écoulement $v_{\text{Max}}=6000\text{m.s}^{-1}$.

Ainsi, les interférogrammes obtenus à Mach 0,7 sont nets comme illustré sur la figure 2.3.

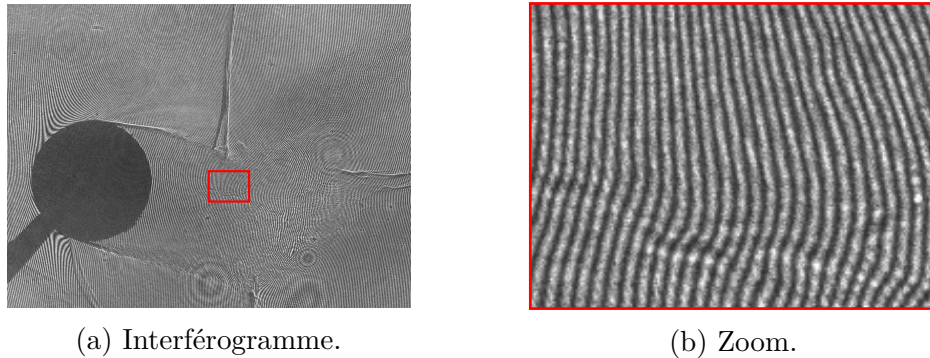


FIGURE 2.3 – Interférogramme obtenu avec le laser pulsé.

Malgré cette amélioration, des effets d'ombroscopie sont visibles au niveau des ondes de choc. Pour limiter ces effets, le montage Michelson a été remplacé par un Mach-Zehnder.

2.1.2 Limites du montage traditionnel de l'interféromètre de Michelson

Le plan de mise au point peut être vu comme l'équivalent de l'écran dans le montage BOS. Comme montré dans l'annexe B, les déplacements mesurés sont proportionnels à la distance entre l'écran et l'écoulement. Or, dans le cas de l'holographie, comme la mesure est faite sur la phase, ces déplacements doivent être minimisés, i.e. il faut mettre le plan de mise au point dans l'écoulement. Or, dans un montage Michelson, comme les faisceaux traversent deux fois l'écoulement, il y aura toujours au moins la traversée à l'aller ou au retour qui ne sera pas dans le plan focal. De plus, pour minimiser les déplacements, le meilleur plan de mise au point se situe au niveau du miroir de renvoi car, dans ce cas, les distances entre les écoulements aller et retour et le plan de mise au point sont égales et les déviations maximales dans l'écoulement sont minimisées. L'interférogramme de la figure 2.4 illustre cet effet de déplacement qui, dans le cas d'un fond uni donne de l'ombroscopie.

De plus, la sensibilité est doublée. Cependant, dans des écoulements transsoniques et supersoniques, les zones les plus importantes à mesurer sont celles au niveau des ondes de choc.

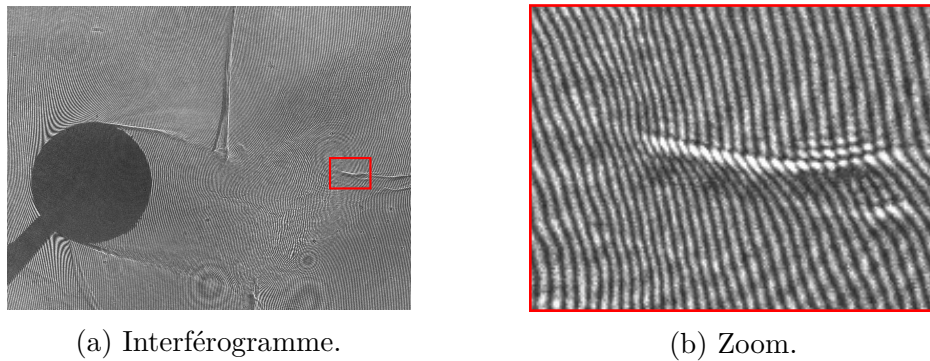


FIGURE 2.4 – Interférogramme en montage Michelson.

Or, ces zones ont les sauts de phase les plus grands. Un montage double traversée est donc inapproprié dans ce contexte.

Un montage de Mach-Zehnder a donc été monté figure 2.5. Le laser pulsé ayant une longueur de cohérence de 3m, il est possible de faire passer le faisceau de référence de l'autre côté de la soufflerie en gardant des interférences contrastées.

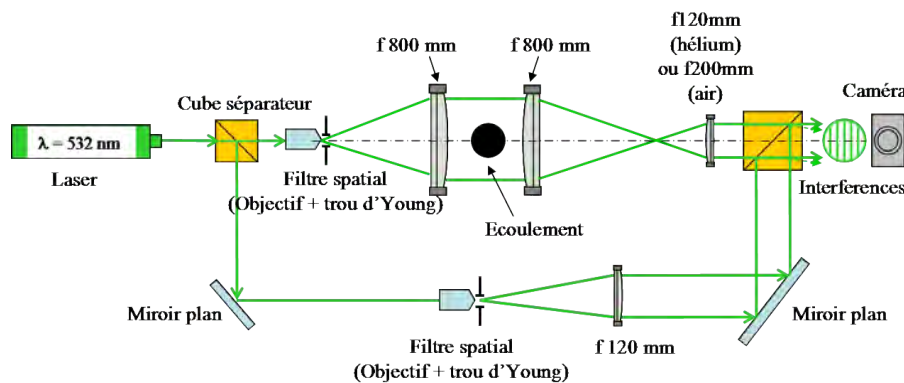
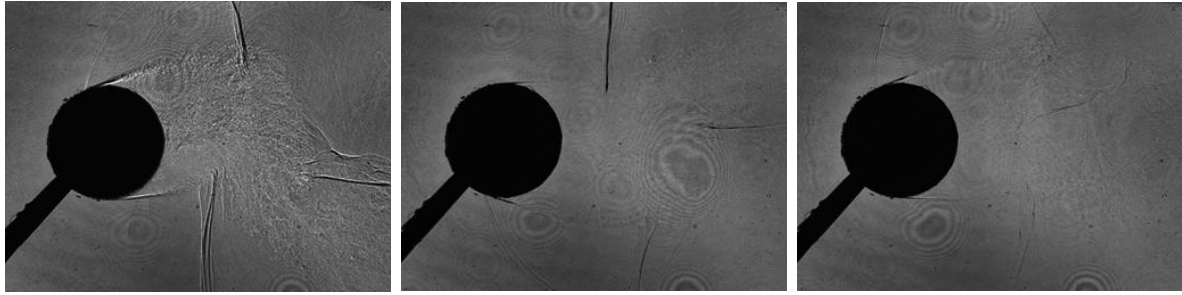


FIGURE 2.5 – Schéma de l'interféromètre de Mach-Zehnder avec laser pulsé.

Il est alors possible de mettre la caméra dans le plan image de l'écoulement. Après un réglage grossier basé sur la netteté du cylindre, le réglage fin se fait avec la présence d'onde de choc en minimisant les effets d'ombroscopie dues aux déviations lumineuses en cachant le bras de référence comme montré dans la figure 2.6.

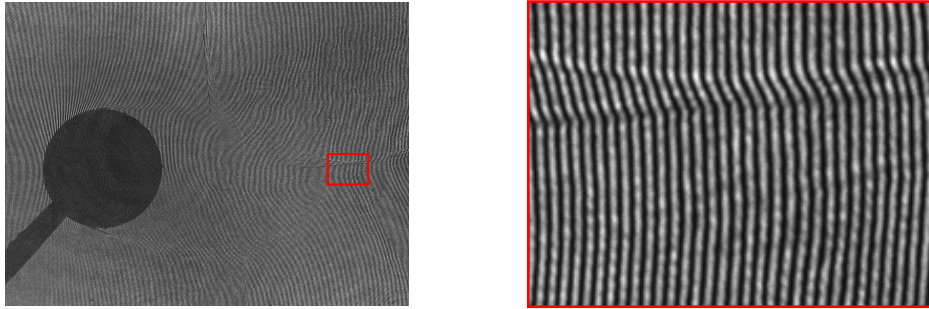
Une fois ce réglage effectué, le bras de référence est de nouveau envoyé sur la caméra et les interférogrammes sont enregistrés. Les interférences au niveau des ondes de choc ne sont plus atténuées par l'ombroscopie dans la figure 2.7.

Pour des essais en aérodynamique, la vitesse des écoulements et les fortes variations de masse volumique dans des zones spatiales très petites imposent l'utilisation d'un laser pulsé qui définit le temps de pose et d'un montage de type Mach-Zehnder qui permet de faire la mise



(a) Grande défocalisation. (b) Légère défocalisation. (c) Dans le plan focal.

FIGURE 2.6 – Réglage du plan de focalisation par minimisation de l'ombroscopie.



(a) Interférogramme.

(b) Zoom.

FIGURE 2.7 – Interférogramme en montage Mach-Zehnder.

au point sur l'écoulement et limiter les effets de l'ombroscopie. Ce montage est désormais celui de base utilisé à l'Onera. Cependant, dans certains cas, il n'est pas suffisant pour permettre des mesures quantitatives de l'écoulement. D'autres montages sont présentés dans les sections suivantes.

2.2 Adaptation du montage à l'étude de forts gradients multidirectionnels : L'interférométrie à double référence

L'interférométrie hors axe privilégie certains axes de reconstruction. Ainsi, quand les interférences sont parallèles à l'onde de choc, il est plus difficile de les mesurer. Dans la pratique, l'inclinaison donnée aux franges d'interférence est choisie pour être perpendiculaire au choc. Cependant, pour des écoulements complexes avec plusieurs chocs dans des directions différentes, des compromis sur l'inclinaison des franges sont faits. Pour ne pas avoir de chocs parallèles aux franges, il faut créer deux réseaux avec les franges dans des directions différentes de sorte que chaque choc ait au moins un réseau de franges qui ne lui soit pas parallèle. Nous avons posé un brevet sur cette technique d'interférométrie à double référence dans [Desse and Olchewsky \[2017\]](#).

Dans la littérature, plusieurs expériences sur l'holographie à double réseaux ont été réalisées. Il est possible de créer deux réseaux de franges en utilisant deux longueurs d'onde différentes. Cette technique est utilisée pour mesurer la déformation des matériaux par [Rajshekhar et al. \[2011\]](#), [Khmaladze et al. \[2008a\]](#), [Khmaladze et al. \[2008b\]](#) et [Kühn et al. \[2007\]](#). Une méthode alternative est proposée par [Khodadad et al. \[2015b\]](#) qui utilise deux lasers proches en longueurs d'onde pour effectuer une modulation et un battement en fréquence.

Cependant, comme expliqué dans la partie précédente, le temps de pose utilisé est de quelques nanosecondes pour figer l'écoulement. La synchronisation de deux lasers à cette précision n'est pas atteignable. Il faut que les deux réseaux de franges proviennent du même laser. Dans ce cas, les deux réseaux peuvent être formés en dédoublant l'onde qui traverse l'écoulement ou en dédoublant la référence.

Concernant le dédoublement de l'onde de mesure, [Tahara et al. \[2012\]](#) obtiennent deux composantes de la déformation d'objets diffusants. Avec l'utilisation de SLM et de polarisations orthogonales, [Barada et al. \[2012\]](#) et [Ochiai et al. \[2013\]](#) reconstruisent deux images imbriquées sur deux capteurs différents.

Pour le dédoublement de l'onde de référence, [Papp and Kornis \[2001\]](#) et [Dändliker et al. \[1982\]](#) les deux références ont la même polarisation et leurs interférences sont séparées par l'introduction d'un angle entre les deux. L'absence d'interférence entre les deux références est réalisée par [Wang et al. \[2015\]](#) et [Khodadad et al. \[2015a\]](#) en les polarisant orthogonalement. Les deux réseaux d'interférences viennent de l'objet étudié qui est diffusant et dépolarise l'onde de mesure. Les deux réseaux n'ont pas le même contraste si la dépolarisation n'est pas totale. Dans notre cas, cette technique ne fonctionne pas, car les écoulements sont des milieux transparents qui ne dépolarisent pas l'onde de mesure.

Cette section propose un montage optique avec deux ondes de référence polarisées orthogonalement. Ces ondes permettent de créer simultanément deux réseaux de franges ayant des contrastes équivalents et enregistrés sur une seule caméra de sorte que chaque choc ait au moins un réseau qui ne lui est pas parallèle.

2.2.1 Principe de l'holographie à deux références polarisées orthogonalement

Dans l'holographie à deux références, trois ondes sont présentes : les deux ondes de référence et l'onde de mesure. Toutes interfèrent potentiellement entre elles deux à deux ce qui donne trois interférences. Cependant, celles qui ont un intérêt comprennent l'onde de mesure. Les interférences entre les deux ondes de mesure n'apportent pas d'information utile et les autres réseaux d'interférences pourraient être dégradés mais, le fait d'avoir des références polarisées orthogonalement supprime ces interférences parasites. Il ne reste alors que les deux interférences utiles. Des réseaux de franges orthogonaux sont idéaux car ils permettent d'avoir toujours au moins un réseau qui n'est pas parallèle aux ondes de choc et leurs signatures dans le spectre

de Fourier sont les plus distants possibles. De plus, pour avoir une sensibilité équivalente pour les deux réseaux, il faut que les normes des deux angles entre une onde de référence et l'onde de mesure soient égales. Dans la figure 2.8, l'angle γ_1 est vertical et l'angle γ_2 est horizontal et $|\gamma_1|=|\gamma_2|$ et les polarisations des deux ondes sont rectilignes et orthogonales. L'onde de mesure a une polarisation rectiligne à 45° pour donner le même contraste des franges horizontales provenant des interférences avec l'onde de référence 1 figure 2.9a qu'avec les franges verticales des interférences avec la référence 2 figure 2.9b. Au final, deux motifs orthogonaux sont présents sur l'interférogramme figure 2.9c.

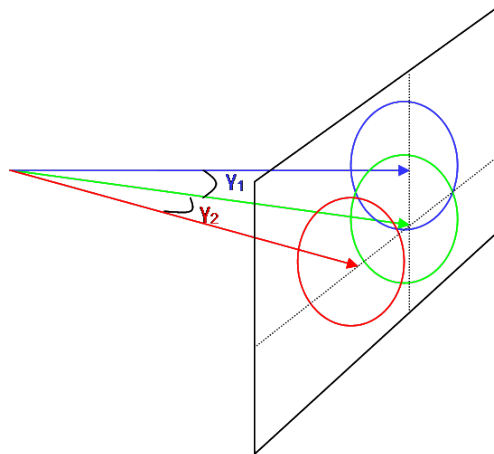
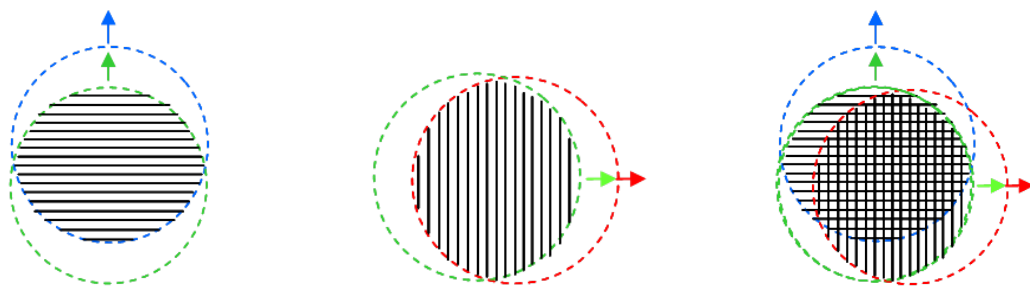


FIGURE 2.8 – Principe de la double référence.



(a) Interférences entre la mesure et la référence 1.

(b) Interférences entre la mesure et la référence 2.

(c) Interférogramme complet.

FIGURE 2.9 – Schémas des interférences.

2.2.2 Introduction d'un prisme de Wollaston dans l'interféromètre de Mach-Zehnder pour générer deux motifs d'interférence

Le montage optique utilisé pour générer les deux ondes de référence reprend l'interféromètre de type Mach-Zehnder de la figure 2.5 auquel est ajouté un biprisme de Wollaston sur le bras de référence ainsi que des lames demi-onde pour tourner les sens de polarisation comme le montre la figure 2.10. Le biprisme de Wollaston sépare le faisceau de référence en deux faisceaux ayant des polarisations linéaires orthogonales nommées les polarisations s et p. Le laser étant lui-même polarisé linéairement, il faut que le faisceau de référence rentre dans le cristal avec une polarisation linéaire placée à 45° de l'axe de biréfringence du premier des deux prismes pour avoir une égalité d'intensité entre les deux faisceaux qui sortent du biprisme. C'est le rôle de la lame demi-onde placée sur le bras de référence qui tourne de 45° la polarisation de l'onde de référence incidente. Cette équité des intensités permet d'avoir le même contraste pour les deux réseaux de franges.

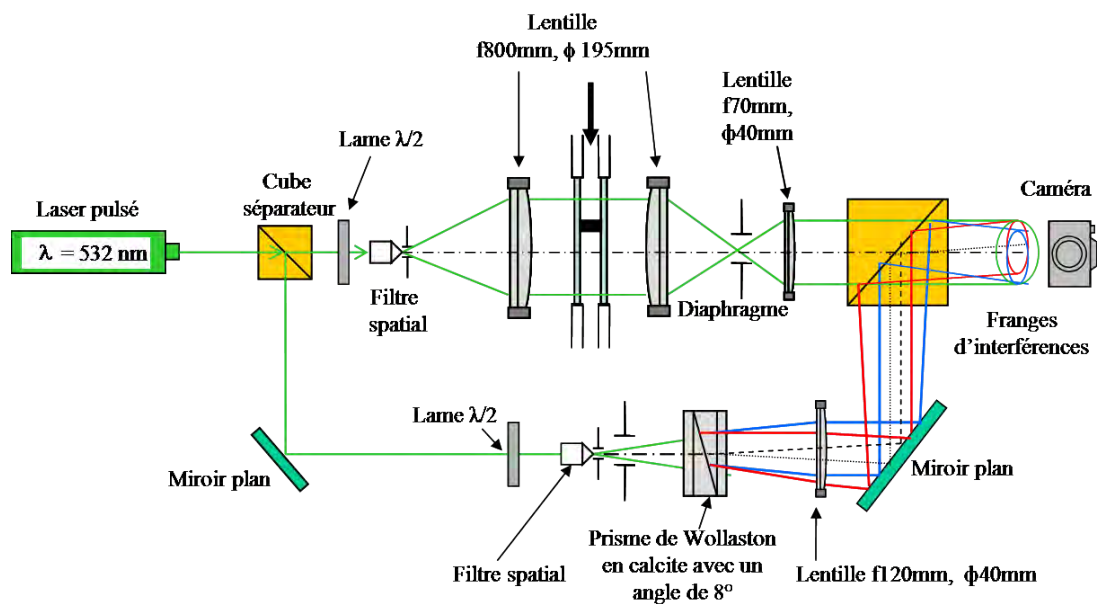


FIGURE 2.10 – Montage d'holographie numérique de type Mach-Zehnder avec une double référence.

Dans un premier temps le montage de type Mach-Zehnder est réglé en teinte plate sans le biprisme avec des faisceaux de mesure et de référence confondus.

Avec l'introduction du biprisme, l'angle entre les deux références, et donc les angles entre les références et la mesure, dans le plan de la caméra, dépend du cristal biréfringent choisi par ses indices ordinaire n_o et extraordinaire n_e , de l'angle de collage α entre les deux prismes, de la focale f' de la lentille de sortie et de la distance d entre le biprisme et cette lentille. Par souci de simplification, les angles que forment ces deux références en sortie du biprisme par rapport à la référence, dite virtuelle, qui était présente avant l'introduction du biprisme sont considérés comme égaux à la moitié de l'angle θ même si ce n'est pas tout à fait le cas (cf [Gontier \[1957\]](#)).

Un zoom de la partie dans laquelle le prisme est introduit avec les grandeurs est donné figure 2.11.

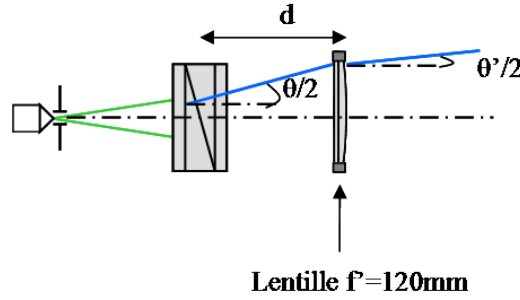


FIGURE 2.11 – Schéma montrant la correspondance entre les angles et la distance à laquelle est inséré le biprisme.

L'angle θ est donné par l'équation (2.3) et vaut $2,7^\circ$.

$$\theta = 2 \frac{n_e - n_o}{n_{air}} \tan(\alpha) \quad (2.3)$$

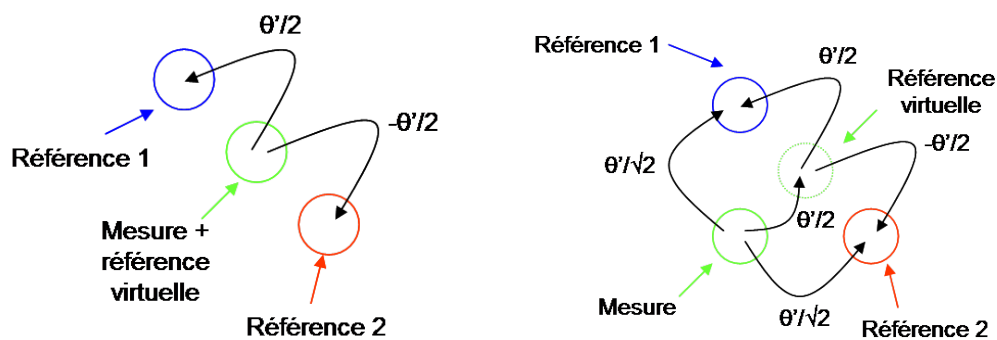
Par la relation de conjugaison en optique, le grandissement G peut être déduit et donne :

$$G = \frac{f'}{f' - d} = \frac{\theta}{\theta'} \quad (2.4)$$

En réunissant les deux équations précédentes, la relation entre les paramètres du montage et l'angle de sortie θ' devient :

$$\theta' = 2 \left(1 - \frac{d}{f'}\right) \frac{n_e - n_o}{n_{air}} \tan(\alpha) \quad (2.5)$$

Pour créer des franges verticales et horizontales, les deux faisceaux issus du biprisme de Wollaston doivent être séparés suivant une ligne diagonale. Pour réaliser cela, le biprisme doit être tourné de 45° par rapport à ces arêtes. La lame demi-onde du faisceau de référence forme donc un angle de $22,5^\circ$ par rapport à la verticale pour incliner la polarisation linéaire verticale du laser de 45° . Les deux faisceaux sortent avec un angle θ entre eux. Les angles dans le plan de la caméra sont modifiés par les paramètres du montage et sont noté $\theta'/2$ pour la référence 1 et $\theta'/2$ pour la référence 2. Les deux références sont alors de part et d'autre de la mesure sur une diagonale à -45° comme exposé figure 2.12a. Les deux réseaux créés sont orientés à 45° et sont superposés (l'ordre $+1$ d'un des réseaux correspond à l'ordre -1 de l'autre). Pour créer les réseaux horizontaux et verticaux, un angle de norme θ suivant la direction oblique à 45° est donné à la référence virtuelle grâce au miroir plan. Ceci modifie les positions et les angles entre la mesure et les références. La référence 1 (resp. 2) se retrouve à la verticale (resp. l'horizontale) de la mesure et l'angle entre les deux est vertical (resp. horizontal) et vaut $\theta'/\sqrt{2}$



(a) Après introduction du biprisme de Wollaston. (b) Après introduction d'un angle entre la mesure et la référence virtuelle.

FIGURE 2.12 – Schémas des angles entre les faisceaux.

comme illustré sur la figure 2.12b.

Pour avoir une bonne séparation des ordres dans le spectre de Fourier, l'interfrange i des réseaux doit être de l'ordre de 10 pixels au maximum. Avec la caméra utilisée, cela représente $36,5\mu\text{m}$. D'après l'équation (2.6), $\theta' \approx 1,2^\circ$.

$$\frac{\theta'}{\sqrt{2}} = 2 \arcsin \frac{\lambda}{2i} \quad (2.6)$$

En utilisant un biprisme de Wollaston en calcite avec un angle de collage de 8° , le seul paramètre sur lequel il est possible de jouer pour changer l'interfrange est le paramètre d de la figure 2.11. En associant les équations (2.5) et (2.6), $d \approx 68\text{mm}$. Cette distance est bien inférieure à la focale de la lentille et le montage avec l'interfrange voulue est réalisable.

Ce montage est utilisé pour mesurer les cartes de phase en aval du cylindre dans la soufflerie bidimensionnelle sonore. L'interférogramme sans écoulement est présenté figure 2.13. Le motif d'interférences forme un damier. En présence d'un écoulement, les zones de cisaillement forment de forts gradients d'indice de réfraction dans des directions parallèles à l'un des deux réseaux. Ce réseau disparaît même de l'interférogramme comme le montrent les zooms sur la figure 2.14.

2.2.3 Dépouillement des interférogrammes en présence de deux motifs d'interférence

Une fois les interférogrammes enregistrés, la première étape pour retrouver la phase consiste à filtrer les ordres $+1$ dans le spectre de Fourier. Ils sont présentés avec et sans écoulement dans la figure 2.15. Tous les ordres sont bien distincts et peuvent être filtrés indépendamment des autres. Une fois les phases modulo- 2π sans écoulement soustraites, des zones où la phase semble bruitée apparaissent aux endroits où le réseau concerné n'apparaît plus sur les interférogrammes. Ces zones sont différentes pour les deux phases modulo- 2π comme illustré figure 2.16.

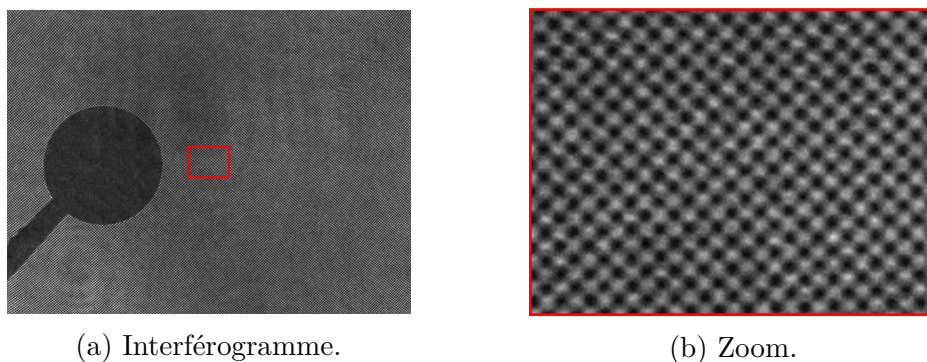


FIGURE 2.13 – Interférogramme à double références obliques sans écoulement.

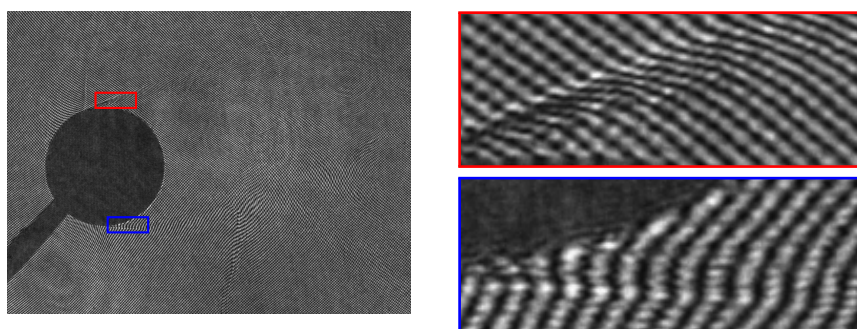


FIGURE 2.14 – Interférogramme à double références obliques avec écoulement.

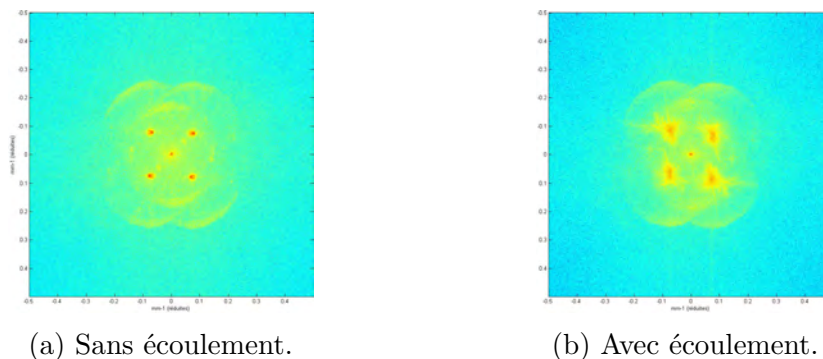


FIGURE 2.15 – Spectres de Fourier de la double référence avec sélection spectrale.

Ces phases sont ensuite déroulées et les sauts de phase sont présents dans les zones identifiées précédemment sur les figures 2.17a et 2.17b.

Comme les deux phases proviennent du même capteur, il est possible de les associer pixel à pixel directement. Ainsi, en gardant la partie haute de la phase dépliée obtenue par la polarisation p et en l'associant à la partie basse de celle obtenue par la polarisation s, la phase obtenue figure 2.18 ne présente plus de saut de phase.

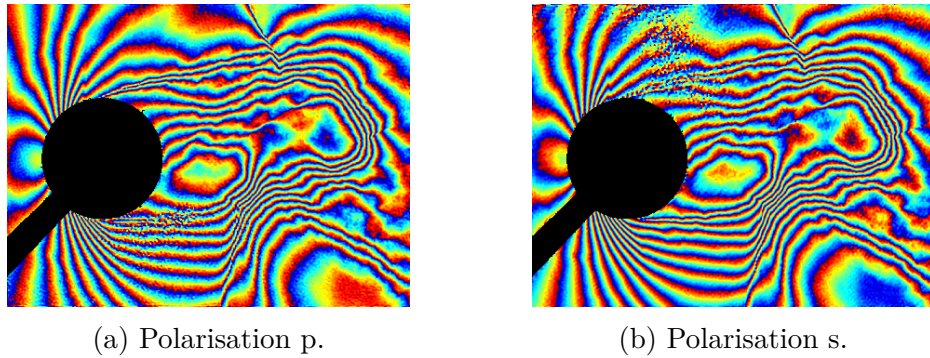
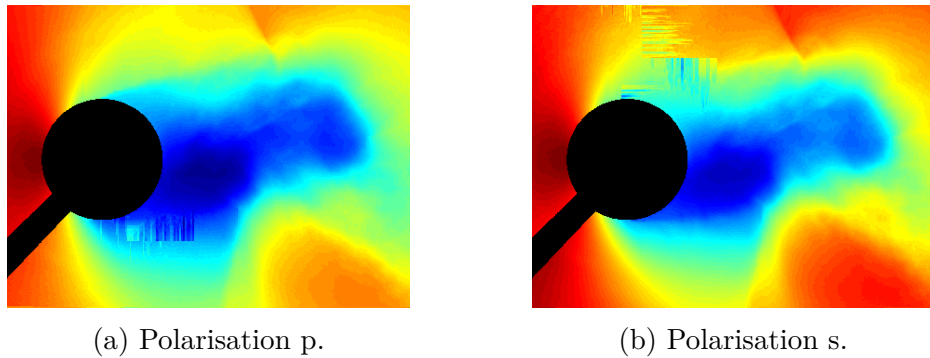
FIGURE 2.16 – Phases de l'écoulement modulo- 2π .

FIGURE 2.17 – Phases de l'écoulement dépliées.

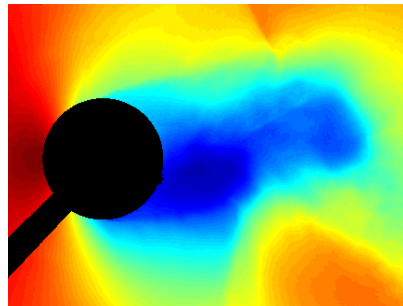


FIGURE 2.18 – Phase de l'écoulement après association des deux polarisations.

2.2.4 Conclusion sur l'holographie à double référence

L'holographie à double référence présentée ici se fait sur un seul capteur, il n'y a donc pas besoin de recalibrer les images entre elles et de se soucier des différences de grandissement. L'utilisation d'une seule longueur d'onde permet une synchronisation parfaite des deux mesures. Le fait d'avoir des références polarisées orthogonalement supprime naturellement le troisième réseau de franges susceptible de se former et qui bruite le signal sans apporter d'information.

La distance entre le biprisme et la lentille permet de jouer sur l'angle entre les faisceaux et d'adapter l'interfrange au capteur pour éviter le repliement de spectre. Le biprisme de Wollaston sépare de façon quasi-équivalente les deux faisceaux de référence par rapport à la mesure et la correction apportée à l'angle entre les faisceaux grâce au miroir plan permet de créer deux réseaux de franges orthogonaux avec des interfranges de même norme. Les deux réseaux ont donc la même sensibilité et les zones avec des sauts de phase présents après dépliement d'un des deux réseaux peuvent être directement remplacées par ces mêmes zones dépliées avec l'autre réseau.

Cependant, des limitations sont présentes. Le contraste des franges n'est pas optimal pour les deux réseaux. Soit l'un est privilégié soit il est de 50% pour chacun des deux. Ceci altère la qualité de chaque réseau. De plus, pour des gradients de phase très forts dans certaines directions, il est possible qu'une partie de l'information utile d'un des deux ordres se retrouve trop proche de l'autre ordre dans le spectre de Fourier pour pouvoir être filtré correctement. Dans ce cas, il faudrait deux capteurs qui récupèrent chacun un ordre mais les problèmes de grandissement différents et de recalage reviennent.

Dans la pratique, le montage de Mach-Zehnder est privilégié. Si le dépliement de phase présente des sauts à cause de gradients de phase parallèles au réseau de franges sans possibilité de trouver une meilleure orientation, alors le montage à double référence est utilisé car il n'y a pas beaucoup de changements à faire pour le mettre en œuvre et l'utiliser.

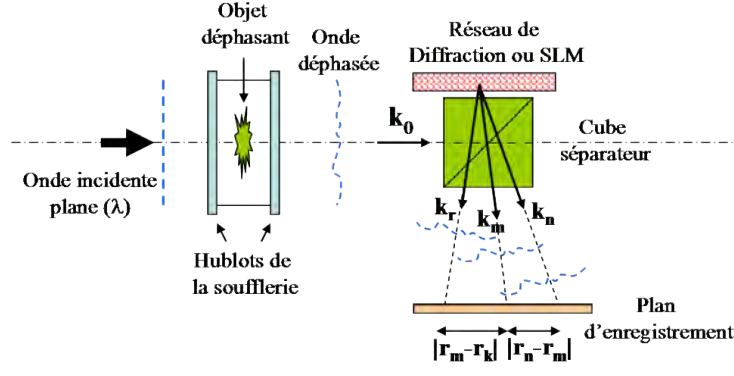
2.3 Adaptation du montage à des souffleries sans passage de référence : L'interférométrie holographique auto-référencée

Cette section présente un montage original d'holographie qui permet de faire des mesures dans des souffleries pour lesquelles le faisceau de référence ne peut pas être envoyé de l'autre côté de la veine. Il est basé sur le brevet [Picart and Malek \[2014\]](#) et a été publié dans [Desse et al. \[2015\]](#).

2.3.1 Principe de l'interférométrie holographique auto-référencée

L'onde plane traverse le phénomène et arrive sur un modulateur spatial de lumière (SLM) ou un réseau de diffraction. L'onde est diffractée en réflexion en plusieurs ondes ayant toutes la même information d'amplitude et de phase figure 2.19. Ces ondes interfèrent à une distance δz du réseau. Ces interférences ont une fréquence de modulation dépendant de l'angle entre les ondes et leur traitement donne la mesure de la différence de phase.

Soit $A(\vec{r})$ l'amplitude complexe objet avant la diffraction. Le front d'onde diffracté dans le



H

FIGURE 2.19 – Schéma du principe de l'holographie auto-référencée.

plan du capteur s'écrit :

$$O(\vec{r}) = A_0(\vec{r})e^{i\phi_0(\vec{r})} \quad (2.7)$$

Dans le cas où P réseaux sont inscrits sur le SLM, P ondes sont diffractées dans des directions différentes. Chacune a un vecteur d'onde de la forme :

$$\vec{k}_n = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{e}_n \quad (2.8)$$

où n varie de 1 à P , λ est la longueur d'onde du laser et \vec{e}_n le vecteur unité de la direction de propagation.

Pour chaque ordre de diffraction, le front d'onde propagé s'écrit alors :

$$O(\vec{r}, \vec{k}_n) = A_0(\vec{r} - \vec{r}_n) e^{i\vec{k}_n \cdot \vec{r} + i\phi_0(\vec{r} - \vec{r}_n)} \quad (2.9)$$

où \vec{r}_n est le vecteur translation dans la direction parallèle au capteur produit par la propagation de l'onde suivant la direction \vec{e}_n .

L'interférogramme enregistré sur le capteur s'écrit sous la forme :

$$H(\vec{r}) = \sum_{n=1}^P A_0^2(\vec{r} - \vec{r}_n) + 2 \operatorname{Re} \left(\sum_{n=1}^{P-1} \sum_{m=n+1}^P O(\vec{r}, \vec{k}_n) O^*(\vec{r}, \vec{k}_m) \right) \quad (2.10)$$

Dans l'équation (2.10), le premier terme correspond à l'ordre zéro tandis que le deuxième terme correspond aux interférences deux à deux entre les différents ordres diffractés et contient les informations sur la phase de l'objet. La phase entre les faisceaux n et m est en réalité une différence de phase $\Delta\phi_{nm}$ qui s'exprime sous la forme :

$$\Delta\phi_{nm}(\vec{r}) = (\vec{k}_n - \vec{k}_m) \cdot \vec{r} + \phi_0(\vec{r} - \vec{k}_n) - \phi_0(\vec{r} - \vec{k}_m) \quad (2.11)$$

En considérant que les vecteurs \vec{r}_n sont petits, l'équation (2.11) peut se simplifier en :

$$\Delta\phi_{nm}(\vec{r}) = (\vec{k}_n - \vec{k}_m) \cdot \vec{r} + |s_{nm}| \frac{\partial \phi_0(\vec{r})}{\partial \vec{r} \cdot \vec{e}_{nm}} \quad (2.12)$$

où $s_{nm}^{\vec{r}} = r_n^{\vec{r}} - r_m^{\vec{r}}$ et $(\vec{k}_n - \vec{k}_m) \cdot \vec{r}$ est la fréquence spatiale de modulation qui dépend de l'angle entre les deux faisceaux. En choisissant bien les angles de diffraction, il est possible de séparer chaque ordre dans le spectre de Fourier. Le filtrage de ces ordres donne des gradients de phase modulo- 2π suivant plusieurs directions qui sont pondérés par les termes $|s_{nm}^{\vec{r}}|$. Pour simplifier l'équation suivante, les notations suivantes sont utilisées : $\frac{\partial \phi_0(\vec{r})}{\partial \vec{r} \cdot \vec{e}_{nm}} = \frac{\partial \phi_0(\vec{r})}{\partial x_q}$, $|s_{nm}^{\vec{r}}| = \alpha_q$ et $D_q = \frac{1}{\alpha_q} |s_{nm}^{\vec{r}}| \frac{\partial \phi_0(\vec{r})}{\partial \vec{r} \cdot \vec{e}_{nm}}$ avec q variant de 1 à Q où Q est le nombre réel d'axes $\vec{r} \cdot \vec{e}_{nm}$ indépendants ($Q \leq P$). x_q est la direction de l'axe du gradient de phase. Dans le domaine de Fourier, cet axe a un axe correspondant noté u_q . Une fois les gradients D_q dépliés, il est possible de reconstruire la phase Ψ par intégration. Cette étape est faite par minimisation d'un critère de moindre carré pondéré comme dans Frankot and Chellappa [1988] et Velghe et al. [2005].

$$\Psi = \frac{1}{2i\pi} TF^{-1} \left(\frac{\sum_{q=1}^Q u_q \tilde{D}_q}{\sum_{q=1}^Q u_q^2} \right) \quad (2.13)$$

où \tilde{D}_q est la transformée de Fourier de D_q et TF^{-1} est la transformée de Fourier inverse.

2.3.2 Application à la mesure d'un écoulement

Le montage optique final est présenté figure 2.20. Le laser est un Nd :YAG continu doublé en fréquence. Le temps de pose est donné par une cellule acousto-optique. Le faisceau est élargi et épuré par un objectif de microscope conjugué à un trou d'Young. Il traverse l'écoulement en faisceaux parallèles grâce à une lentille de focale 800mm. Le miroir plan renvoie le faisceau dans le système afocal composé des lentilles de focales 150mm et 30mm. Ce système afocal conjugue l'écoulement avec la plaque holographique. Le faisceau est diffracté par la plaque holographique et passe à travers un deuxième système afocal composé de lentilles de 70mm et 120mm de focale. La caméra est décalée d'une distance δz du plan de conjugaison de la plaque holographique comme le montrent les faisceaux violet.

2.3.2.1 Impression des réseaux de diffraction sur une plaque holographique avec des miroirs aux quatre coins d'un carré

Une plaque holographique a été choisie comme objet diffractant car la résolution spatiale est environ 100 fois plus grande que celle d'un SLM. Les réseaux doivent être imprimés sur la plaque dans un premier montage optique avant de l'insérer dans le montage de la figure 2.20 servant à faire les mesures de gradients de phase. Le choix a été fait d'enregistrer quatre réseaux de diffraction sur la plaque. Comme les quatre réseaux sont enregistrés avec la même longueur d'onde, il faut réaliser un hologramme en réflexion car, en transmission, les différents réseaux interfèrent entre eux et se neutralisent. L'angle maximal entre deux faisceaux dépend de la taille des pixels de la caméra pour qu'il n'y ait pas de recouvrement spectral, de la longueur d'onde λ du laser et du grandissement G du deuxième système afocal composé des lentilles de 70mm et 120mm de focale. La caméra utilisée est une Hamamatsu Orca Flash 2.8. La taille des pixels est de $3,65 \mu\text{m}$. L'interfrange minimal i_{\min} de deux pixels est donc de $7,3 \mu\text{m}$. L'angle

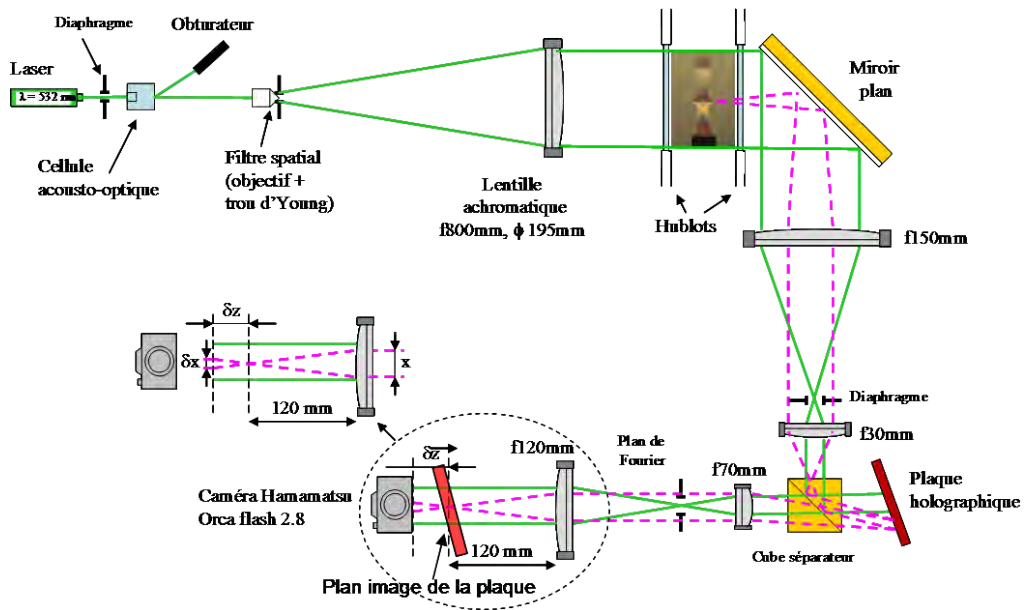


FIGURE 2.20 – Schéma du montage auto-référencé.

maximal θ_{max} entre deux faisceaux interférant sur la caméra est :

$$\theta_{max} = 2G \arcsin \frac{\lambda}{2i_{min}} \quad (2.14)$$

Ce qui donne $\theta_{max} = 7,2^\circ$.

Dans un premier temps, les miroirs pour enregistrer les quatre réseaux sont placés aux quatre coins d'un carré de côté $a=61\text{mm}$ avec le faisceau de référence placé au centre (cas 1) comme montré sur la figure 2.21. La distance D entre la plaque et les miroirs est de 1560mm ce qui donne des angles entre les miroirs de $2,2^\circ$ bien inférieurs à θ_{max} .

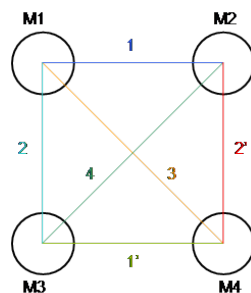


FIGURE 2.21 – Schéma de la position des miroirs aux quatre coins d'un carré.

L'enregistrement des quatre réseaux est fait de façon séquentielle. Un des miroirs est éclairé et interfère avec le réseau de référence. L'étape est répétée pour chaque miroir. Sinon, si tous les miroirs sont éclairés en même temps, des réseaux parasites sont formés avec les interférences

entre deux miroirs.

2.3.2.2 Mise en évidence de l'impossibilité de récupérer l'information de gradient de phase

La plaque est ensuite insérée dans le montage de la figure 2.20. Quatre ordres sont visibles dans le spectre de Fourier de la figure 2.22a et correspondent chacun aux interférences produites par les faisceaux provenant de deux réseaux distincts. Or, le choix de deux réseaux parmi quatre donne six, deux ordres sont confondus dans les ordres 1 et 2 comme le montre le zoom de l'ordre 1 figure 2.22b. Cette redondance des fréquences porteuses empêche le filtrage des ordres 1 et 2 car les angles entre les différents faisceaux ne sont pas rigoureusement égaux. Une fréquence porteuse apparaît lors de la transformée de Fourier inverse et empêche d'avoir uniquement la phase modulo- 2π du phénomène étudié. Cet effet se voit figure 2.23 avec le gradient de phase horizontal modulo- 2π sans écoulement des ordres $+1$ et $+1'$ par rapport au gradient de phase à $+45^\circ$ modulo- 2π . Sans écoulement, les gradients de phase représentent les défauts du montage optique qu'il faudra soustraire aux gradients avec écoulement pour ne garder que les gradients dus à l'écoulement. Cette fréquence porteuse ne s'annule pas avec la soustraction.

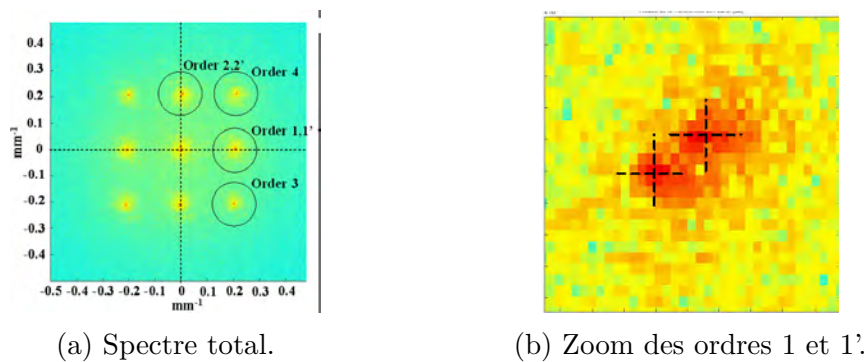
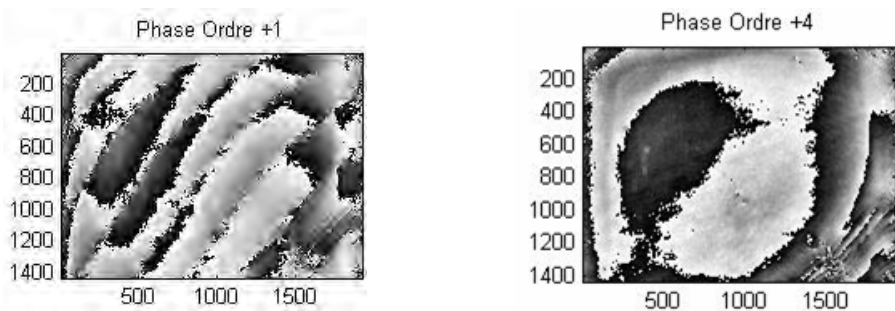


FIGURE 2.22 – Spectre de Fourier de l'interférogramme provenant d'un réseau carré.



(a) Gradient horizontal (ordres 1 et 1'). (b) Gradient à $+45^\circ$ (ordre 4).

FIGURE 2.23 – Gradients de phase modulo- 2π sans écoulement.

2.3.2.3 Impression des réseaux de diffraction sur une plaque holographique avec des miroirs placés en cerf-volant

Golay [1971] propose une configuration qui maximise la compacité, c'est-à-dire l'espace dans le spectre de Fourier, sans redondance des porteuses. Cependant, pour faciliter la mise en place des miroirs, la configuration choisie est une forme de cerf-volant 2.24. L'angle le plus grand est celui entre les miroirs M_1 et M_4 qui sont espacés de $2\sqrt{2}a$ soit un angle $\theta_{M_1M_4}=6,3^\circ$ toujours inférieur à θ_{max} .

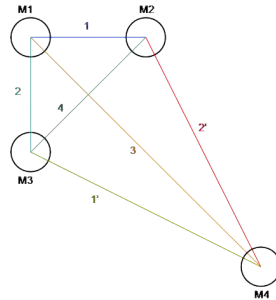
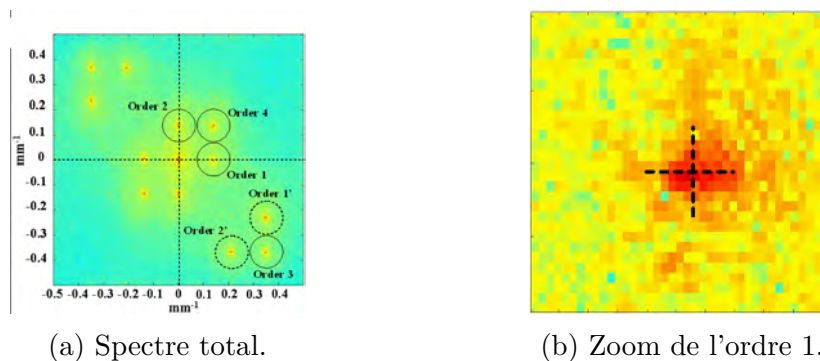


FIGURE 2.24 – Schéma de la position des miroirs dans la configuration cerf-volant.

2.3.2.4 Récupération et pondération des gradients de phase

Dans ce cas, une fois la plaque enregistrée et mise dans le montage de la figure 2.20, six ordres distincts apparaissent dans le spectre de Fourier de la figure 2.25 et peuvent être filtrés indépendamment les uns des autres. L'ordre 1' se retrouve sur une ligne à -30° et l'ordre 2' à -60° .



(a) Spectre total.

(b) Zoom de l'ordre 1.

FIGURE 2.25 – Spectre de Fourier de l'interférogramme provenant d'un réseau en forme de cerf-volant.

Les étapes de filtrage, transformée de Fourier inverse, soustraction du gradient de phase modulo- 2π sans écoulement et dépliage de phase sont effectuées pour un écoulement d'air provenant d'une buse circulaire de diamètre 5,6mm et dont la pression d'éjection est de 5 bars. Les six gradients de phase avec le terme de pondération sont présentés figure 2.26. Pour remonter à la phase Ψ de l'équation (2.13), il faut pondérer les six ordres par des valeurs récapitulées

dans le tableau 2.1 pour lequel Δ_0 et u_0 sont des valeurs normalisées de l'ordre 2.

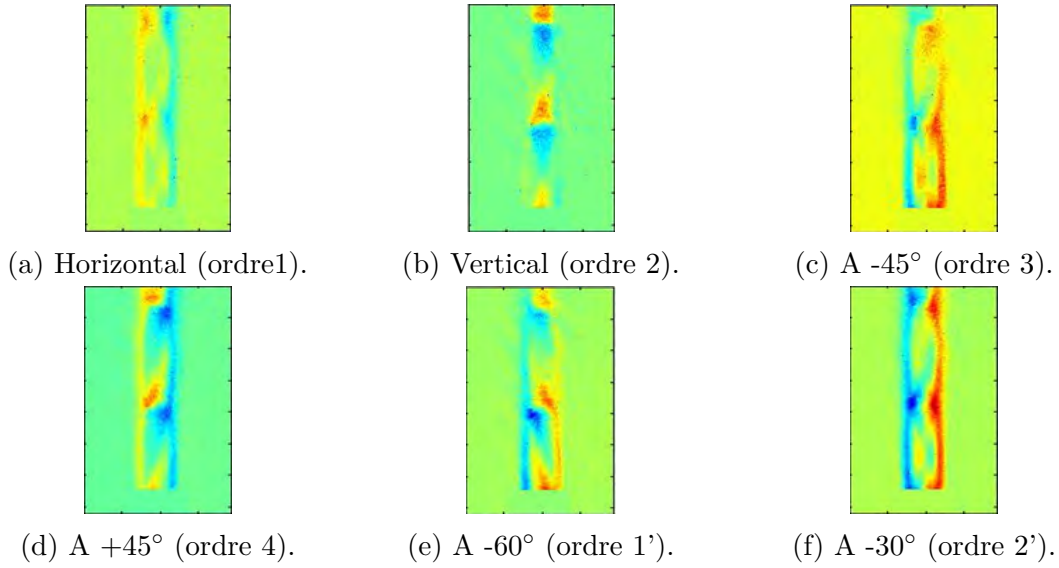


FIGURE 2.26 – Gradients de la phase suivant les six directions des six ordres du spectre de Fourier.

Ordre	(u_q, v_q)	α_q	Angle
1	$(1,075u_0, -0,0249u_0)$	$1,0078\Delta_0$	$-1,41144^\circ$
2	$(0, u_0)$	Δ_0	90°
3	$(2,4813u_0, -2,6567u_0)$	$3,6353\Delta_0$	$-46,9549^\circ$
4	$(1,0075u_0, 0,9751u_0)$	$1,4021\Delta_0$	$44,0655^\circ$
1'	$(1,4776u_0, -2,6318u_0)$	$3,0183\Delta_0$	$-60,6885^\circ$
2'	$(2,4813u_0, -1,6567u_0)$	$2,9836\Delta_0$	$-33,7298^\circ$

TABLE 2.1 – Tableau présentant les paramètres de pondération des différents ordres de diffraction.

La valeur Δ_0 est le dernier terme à calculer. Il vient du fait que la mesure des gradients de phase se fait défocalisée d'une distance δz comme indiqué dans la figure 2.20. Suivant ce décalage, les images sont plus ou moins dédoublées et le gradient mesuré est donc différent. Le paramètre Δ_0 a pour valeur :

$$\Delta_0 = \frac{\lambda \delta z}{p_{ix} p} \quad (2.15)$$

où p_{ix} est la grandeur d'un pixel de la caméra ($3,65\mu\text{m}$) et p le pas du réseau de frange. p se détermine par la mesure de la fréquence porteuse dans le spectre de Fourier où, pour l'ordre 2, la fréquence normalisée par la taille du pixel est de 0,15. Ainsi, $p = \frac{p_{ix}}{0,15} = 25\mu\text{m}$.

δz peut être mesuré directement par rapport au plan de mise au point de la caméra mais il est difficile d'être précis sur la mise au point. Une méthode plus fiable est de mesurer les grandeurs x et dx présentées figure 2.20 dans la partie zoomée lors de l'expérience et de faire une conversion de triangles semblables. Ainsi, $\delta z = \frac{f \delta x}{x}$. x représente la distance entre les centres des deux faisceaux diffractés par les réseaux enregistrés par les miroirs M_1 et M_2 . Sa valeur est de 1,8 mm. dx représente la translation entre les deux images dans le plan du capteur. Sa valeur peut être mesurée en visualisant l'onde de compression de la première structure. En zoomant, comme le montre la figure 2.27, le décalage est de 46 pixels (788-742) soit $168 \mu\text{m}$. Au final, $\delta z = 11,2$ mm.

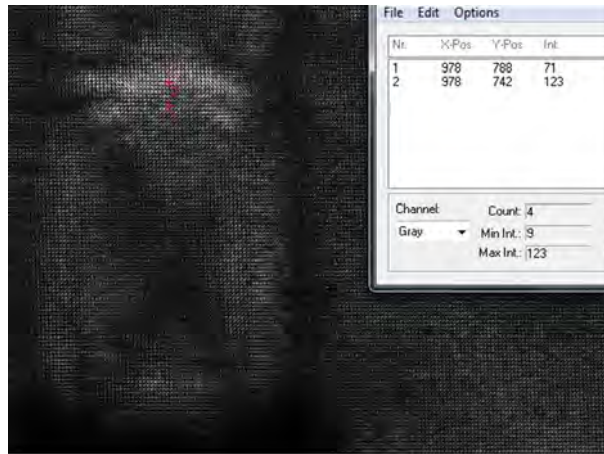


FIGURE 2.27 – Mise en évidence du décalage δx .

2.3.2.5 Reconstruction de la phase à partir des gradients pondérés et comparaison avec des résultats d'autres montages optiques

La phase Ψ est calculée par l'algorithme de [Velghe et al. \[2005\]](#) en tenant compte des angles des ordres dans le spectre de Fourier qui donnent les directions des gradients et des coefficients de pondération. La phase est ensuite ramenée à un chemin optique. Ce dernier est comparé aux chemins optiques mesurés par l'holographie numérique avec un montage de type Michelson et à la strioscopie interférentielle à biprisme de Wollaston dans la figure 2.28. Les zones de compression sont localisées à la même hauteur et l'ordre de grandeur du chemin optique est respectée ce qui valide la reconstruction de la phase à partir des six gradients.

2.3.3 Conclusion

L'holographie auto-référencée donne des résultats comparables aux méthodes plus classiques de mesure de la phase qu'est l'holographie numérique de type Michelson ou de mesure de la déviation lumineuse qu'est la strioscopie interférentielle à biprisme de Wollaston. Elle est plus robuste vis-à-vis des vibrations car les deux côtés de la veine d'essai n'ont pas besoin d'être solidaires contrairement aux autres techniques car la partie qui doit être stable est comprise entre le réseau de diffraction et la caméra, éléments qui se situent du même côté. Le fait de

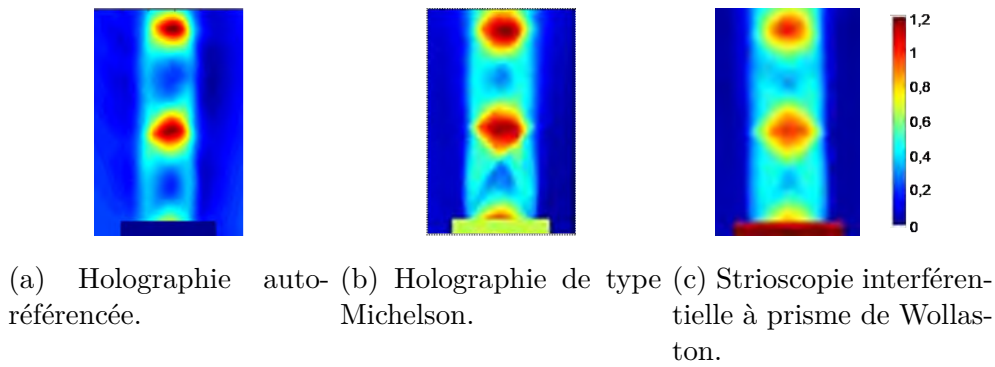


FIGURE 2.28 – Comparaison du chemin optique (en μm) en sortie de la buse circulaire avec une pression d'éjection de 5 bars.

pouvoir utiliser plusieurs directions de franges pour la reconstruction de la phase permet de supprimer un ordre qui ne se déplie pas bien.

Les limites viennent de la complexité de l'expérience. Il faut développer une plaque holographique en amont. Une fois les réseaux enregistrés, le grandissement est figé pour bien séparer les ordres dans le spectre de Fourier. Si l'expérimentateur veut changer le grandissement, il doit créer un nouveau réseau avec les angles de diffraction adéquats. Contrairement à l'holographie classique qui mesure le chemin optique, les mesures ici sont des gradients de chemin optique. De plus, il est nécessaire de défocaliser la caméra ce qui introduit de l'ombroscopie qui peut flouter les mesures.

Pour toutes ces raisons, l'holographie auto-référencée est un montage optique qui n'est utilisé que dans des cas bien particuliers quand l'holographie de type Mach-Zehnder avec laser pulsé ne peut pas être utilisée.

2.4 Le traitement numérique

Après le choix d'un montage optique adapté à l'environnement et aux écoulements étudiés, le dernier critère d'amélioration est le traitement numérique. Il comprend l'étape de sélection spectrale du spectre de Fourier puis celle de dépliage de phase.

2.4.1 Filtrage du spectre de Fourier

Le spectre de Fourier de l'image enregistrée dépend uniquement de la taille et du nombre de pixels de la caméra. La sélection spectrale dépend quand à elle de la tache d'Airy et donc du montage. En effet, tout le spectre de Fourier n'a pas forcément une vraie information mais peut apporter des artefacts de phase s'il est en dehors de la résolution maximale limitée par la tache d'Airy. Pour que la résolution soit maximale et limitée par la résolution du capteur, il faut donc

que la tache d'Airy dans l'espace caméra soit plus petite que la taille du pixel. Dans le montage Mach-Zehnder classique de la figure 2.5, la pupille du système est fixée par le diamètre 195 mm de la deuxième lentille de focale 800 mm. Cette tache d'Airy est conditionnée par la dernière lentille placée sur le faisceau de mesure et qui forme un système afocal avec la lentille de 800 mm de focale. Dans cette étude, sa focale est nommée f'_2 . Sa valeur maximale est calculée pour atteindre une tache d'Airy Φ_{Airy} de diamètre égal à la taille du pixel soit $3,65\mu\text{m}$. Les données des calculs sont exposées figure 2.29.

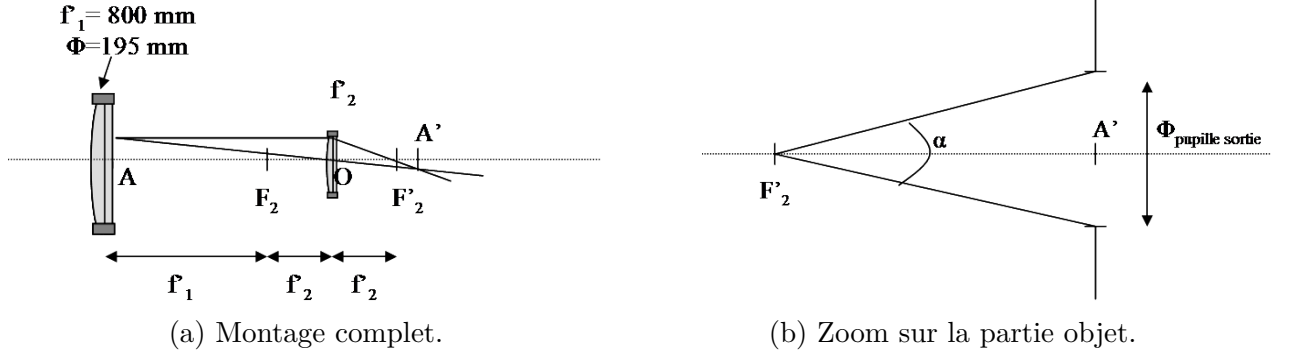


FIGURE 2.29 – Eléments optiques pour le calcul de la tache d'Airy.

La formule de la tache d'Airy est :

$$\Phi_{\text{Airy}} = \frac{1,22\lambda}{\sin(\alpha)} \quad (2.16)$$

Dans cette formule, l'angle α se calcule par :

$$\alpha = 2 \arctan\left(\frac{\Phi_{\text{Pupille sortie}}}{2|A'F'_2|}\right) \quad (2.17)$$

Dans cette équation (2.17), $A'F'_2 = A'O + OF'_2 = A'O + f'_2$ et $\Phi_{\text{Pupille sortie}} = g_y \Phi_{\text{Pupille}}$ où g_y est le grandissement. Les deux grandeurs $A'O$ et g_y se déduisent de la relation de conjugaison et donnent :

$$g_y = \frac{f'_2}{f'_2 + OA} \quad (2.18)$$

$$OA = \frac{OA f'_2}{OA + f'_2} \quad (2.19)$$

Ces valeurs sont remplacées dans l'équation (2.17) pour donner :

$$\alpha = 2 \arctan\left(\frac{\Phi_{\text{Pupille}}}{2f'_2}\right) \quad (2.20)$$

Ainsi, la valeur maximale de la focale f'_2 peut être calculée et donne $f'_{2\max}=1088$ mm. Dans la pratique, suivant les expériences réalisées et les zooms souhaités, la focale varie entre 70 mm et 200 mm.

La sélection spectrale de l'ordre +1 peut être quelconque dans le spectre de Fourier du moment qu'elle n'englobe pas les informations des ordres 0 et -1.

Dans la théorie, tout le spectre qui ne contient ni l'ordre 0 ni l'ordre -1 peut être sélectionné. En pratique, des réflexions parasites brulent le signal. La sélection contenant l'information est donc prise la plus petite possible. Cependant, même si le spectre de Fourier semble ne pas contenir d'information à certains endroits, il y a quand même un peu d'information cachée dans le bruit. Ici, l'interférogramme d'étude est enregistré en soufflerie autour d'un spike à Mach 2 dont l'essai est présenté dans la Section 3.2.2. Cet interférogramme présenté figure 2.30a, dont spectre de Fourier est présenté figure 2.30b, est étudié ici pour mettre en évidence l'importance du traitement numérique.

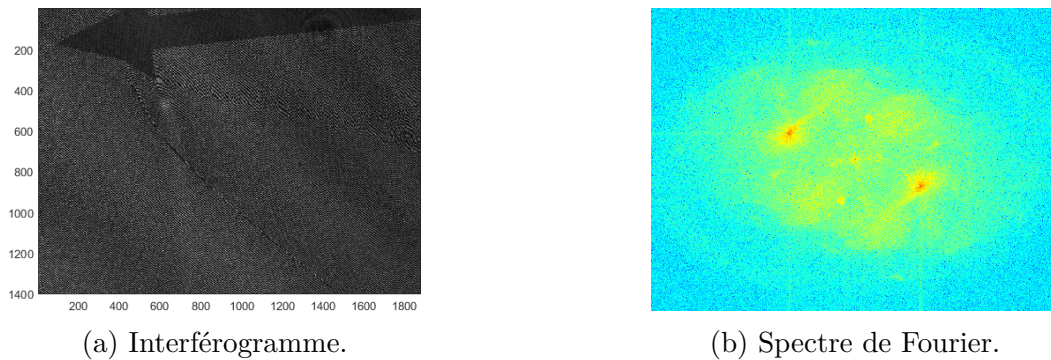


FIGURE 2.30 – Ecoulement à l'extrados d'un spike à Mach 2.

Une première sélection spectrale est présentée figure 2.31a. Après ce filtrage, une transformée de Fourier inverse est appliquée. Un zoom du cosinus de la phase modulo- 2π reconstruite est présenté figure 2.32b. Comme la fréquence porteuse est conservée, ce cosinus est directement comparable à l'interférogramme de la figure 2.32a. Les fréquences spatiales qui s'étalent autour de la porteuse sont bien visibles. Par contre, au niveau du choc, il y a une perte d'information alors qu'il n'y a pas de repliement spectral. Les franges ont une inclinaison très différente de la porteuse avec un passage quasiment à 90° . La sélection spectrale doit comprendre cette zone. Il se produit le même phénomène au niveau de la pointe où des franges verticales se forment mais ne sont pas prises en compte dans la sélection spectrale. Le spectre de la figure 2.31b prend en compte ces franges qui sont cachées dans le bruit. Le cosinus de la phase modulo- 2π reconstruite présenté figure 2.32c est très similaire à l'interférogramme. Le dépliement de ces zones sera correct.

Le bruit provenant d'une sélection spectrale trop grande apporte cependant une information sur les zones de saut de phase. En effet, dans un interférogramme, si les franges ne répondent pas au critère de Shannon ou que l'ombroscopie floute les franges dans une zone, la transformée

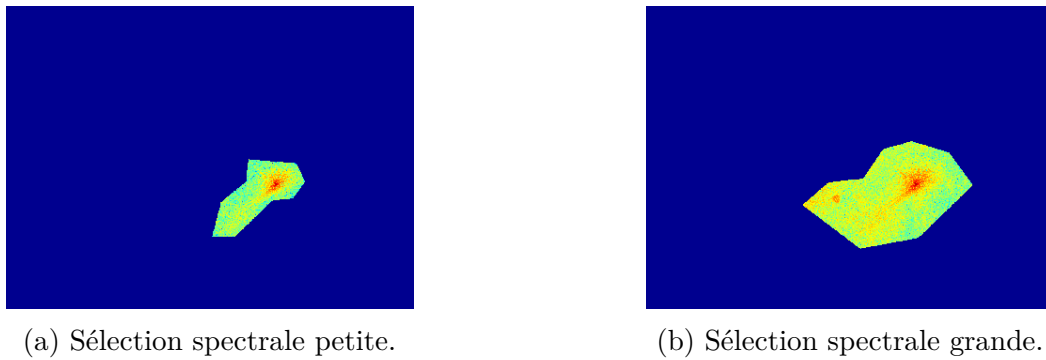


FIGURE 2.31 – Ecoulement au dessous d'un spike à Mach 2.

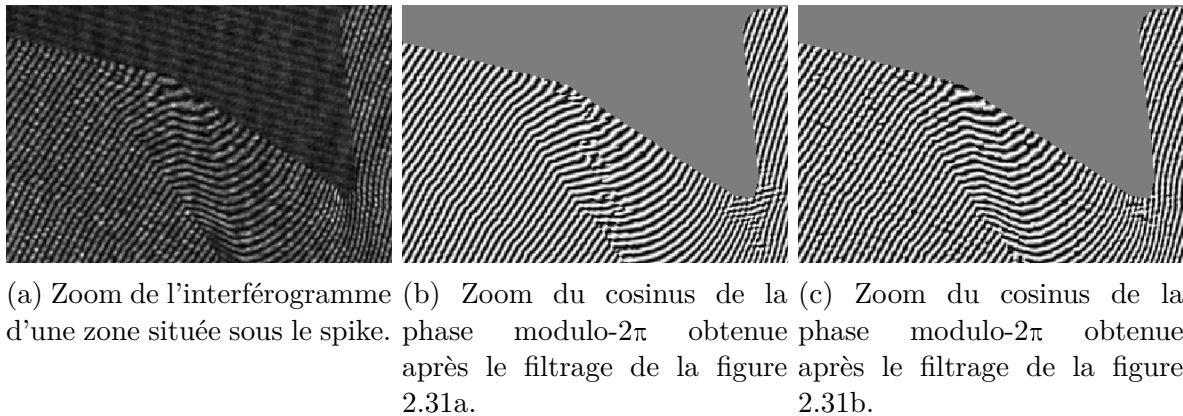


FIGURE 2.32 – Comparaison du cosinus de la phase reconstruite en fonction du filtrage spectral avec l'interférogramme.

de Fourier inverse de la sélection spectrale met une phase aléatoire dans cette zone qui dépend du bruit. Pour une sélection spectrale différente, le bruit étant différent, la même zone aura une phase aléatoire différente. Par soustraction de ces deux cartes de phase modulo- 2π , les zones qui seront bien dépouillées ont une valeur nulle alors que les zones dans lesquelles il y aura des sauts de phase ont une valeur aléatoire non forcément nulle. Il est donc possible de détecter les zones qui poseront problème lors du dépliement de phase. Ce phénomène est testé sur un interférogramme provenant du cylindre dans la soufflerie sonique. Trois sélections spectrales sont utilisées figure 2.33, une circulaire autour de l'ordre +1, une rectangulaire ne gardant que l'information utile et une troisième prenant tout le demi-espace.

Après soustraction d'une phase de référence provenant des mêmes sélections spectrales, la porteuse est enlevée et les phases modulo- 2π sont présentées figure 2.34. Elles sont à première vue similaires. Par contre, lors de la soustraction de deux phases, les zones où des sauts de phase peuvent se produire apparaissent. Ces soustractions sont présentées figure 2.35. Les parties vertes sont strictement égales à zéro. Les autres parties sont données par le bruit de phase et correspondent soit à des zones pour lesquelles la sélection spectrale est trop sélective comme le montre la zone circulaire qui présente des zones non-nulles autour du cylindre. Par contre, entre les deux sélections rectangulaires, les zones différentes sont celles donnant des sauts de

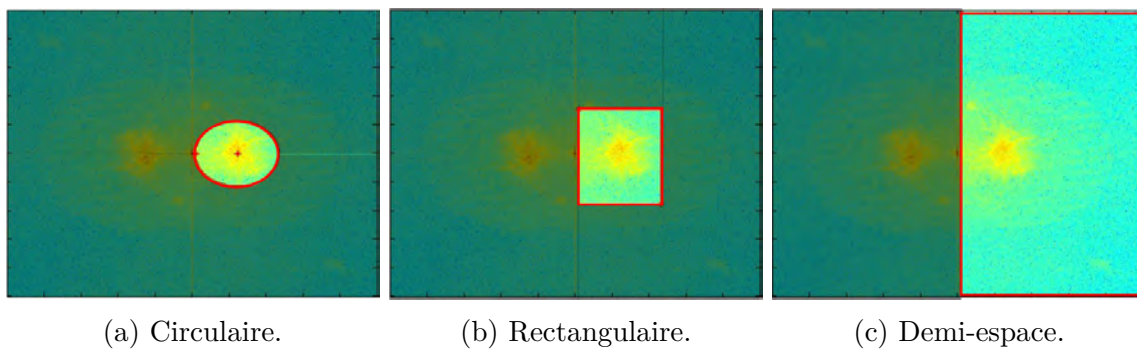


FIGURE 2.33 – Sélections dans le spectre de Fourier.

phase.

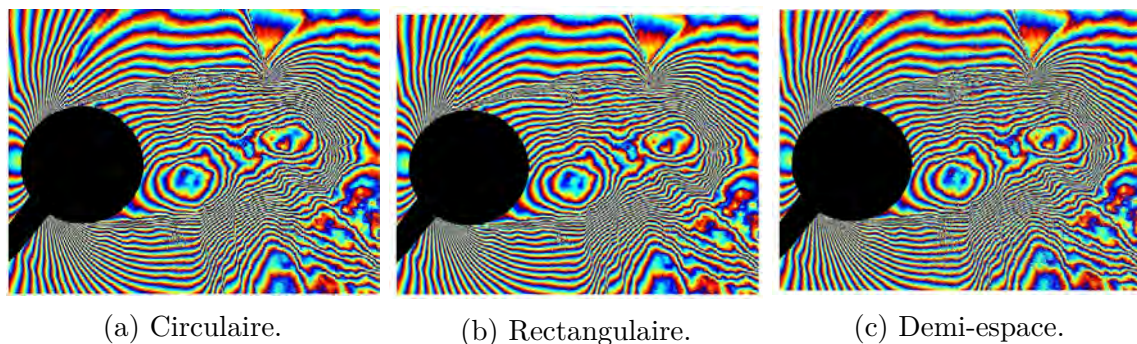


FIGURE 2.34 – Phases modulo- 2π en aval du cylindre en fonction de la sélection spectrale.

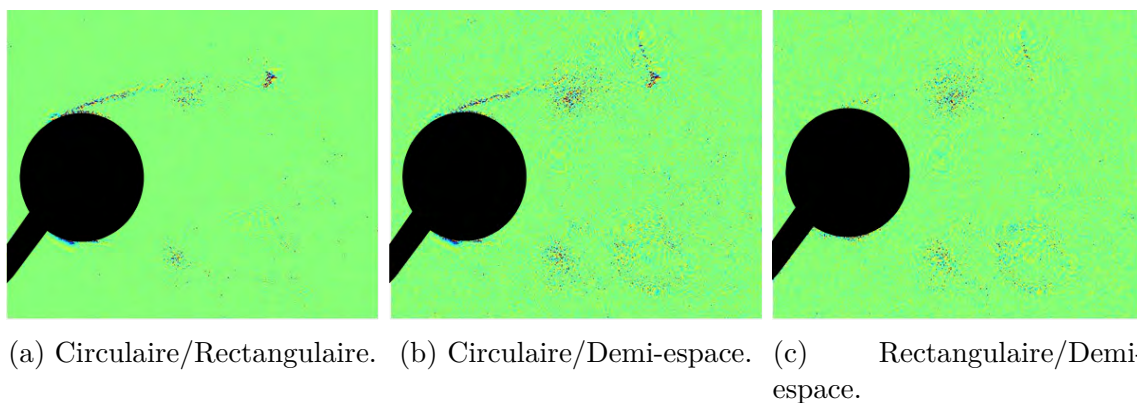


FIGURE 2.35 – Différences de phases modulo- 2π en aval du cylindre en fonction de la sélection spectrale.

2.4.2 Le dépliement de phase

Le dépliement de phase utilisé à l’Onera a été développé par Pascal Picart. L’algorithme est dit à chemin continu car, à partir d’un pixel défini par l’expérimentateur ou à défaut le pixel central de la phase modulo- 2π , quatre quadrants sont définis en dépliant une ligne et une colonne par rapport à ce pixel puis chaque quadrant est déplié ligne par ligne ou colonne par colonne. Cependant, lorsqu’un saut de phase apparaît, il est projeté jusqu’au bout de l’image. Ces sauts de phase sont dus à une perte d’information par repliement de spectre ou par effet d’ombroscopie. Dans les deux cas, cette perte est localisée sur quelques pixels. Avec des algorithmes de déploiements à chemin non-continu, [Essaïdi et al. \[2017\]](#) a montré que cette perte d’information est très localisée et permet de mesurer tout de même la phase avec une bonne précision. L’algorithme le plus robuste pour mesurer les forts gradients d’indice en mécanique des fluides est celui proposé par [Herráez et al. \[2002\]](#). Le facteur de qualité introduit permet de contourner les zones avec absence d’information fiable qui est souvent au niveau d’une zone de choc comme montré sur la figure 2.36. Ce facteur de fiabilité tient compte des différences de phase modulo- 2π entre un pixel et ses voisins. Or, lorsque les phases de part et d’autre du choc sont décalées exactement de 2π , la fiabilité est maximale.

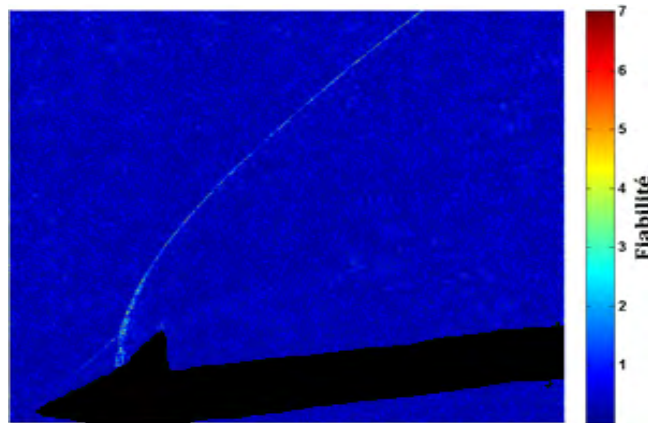


FIGURE 2.36 – Facteur de fiabilité d’Herraez pour un écoulement autour d’un spike à Mach 2.

2.4.3 Conclusion sur le traitement numérique

Dans le cas de la mécanique des fluides, le spectre de Fourier peut avoir un étalement spectral très large avec des directions privilégiées correspondant à des forts gradients de masse volumique. Pour pouvoir réaliser la sélection spectrale souhaitée, il faut s’assurer que la pupille du système ne limite pas la sélection spectrale. Cette sélection doit être aussi petite que possible tout en prenant en compte toute l’information pour minimiser le bruit dû aux réflexions parasites. Par ailleurs, le dépliement de phase par un chemin discontinu calculé par un critère de fiabilité a montré les meilleurs déploiements de phase en mécanique des fluides. Cependant, le critère de fiabilité a besoin d’être amélioré pour éviter certaines erreurs quand le déphasage entre les deux côtés d’un gradient de masse volumique est exactement un modulo- 2π . Les sélections spectrales plus grandes introduisent aussi un bruit aléatoire dans les zones où des sauts de phase sont

susceptibles de se produire. La différence entre deux phases provenant des sélections spectrales différentes peut être un bon critère de fiabilité.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, l'holographie numérique est développée pour les besoins spécifiques de la mesure de la masse volumique en mécanique des fluides et notamment son application en soufflerie avec des écoulements instationnaires. Pour cela, un montage de base fondé sur un interféromètre de Mach-Zehnder avec un laser pulsé permet de mesurer la majeure partie des écoulements avec un traitement numérique adapté de sélection spectrale et de dépliement de phase. Pour des écoulements plus complexes avec de nombreux gradients de masse volumique, le montage peut être légèrement modifié pour devenir de l'holographie à double référence et créer deux réseaux de franges perpendiculaires qui permettent de s'affranchir de la limitation de résolution parallèlement aux franges. De plus, pour des souffleries où il n'est pas possible de passer un faisceau de référence de l'autre côté de la veine d'essai, un réseau de diffraction formé par une plaque holographique ou un SLM peut être inséré dans le montage optique pour faire de l'holographie auto-référencée qui mesure alors les gradients de masse volumique suivant différentes directions choisies par l'expérimentateur. Du côté numérique, les sélections spectrales exotiques en mécanique des fluides imposent un montage avec une tache d'Airy inférieure à la taille des pixels de la caméra. Les déploiements de phase par un chemin non-continu dirigé par un critère de fiabilité sont les meilleurs candidats retenus.

La validation des mesures faites par holographie numérique, impose de comparer les résultats avec d'autres moyens de mesure existants et listés dans l'état de l'art. Le chapitre 3 s'intéresse aux comparaisons des phases ou déviations lumineuses enregistrées lors de campagnes d'essais communes aux différentes méthodes.

Chapitre 3

Comparaison des cartes de phase
obtenues par holographie numérique
avec les déviations lumineuses obtenues
par strioscopie interférentielle et BOS

Pour valider les performances de l'holographie numérique, des essais ont été réalisés sur des jets tridimensionnels à l'Onera Lille, des jets sous-détendus sur le banc 113 de l'Onera de Toulouse et sur des écoulements supersoniques autour d'un cône et d'une ogive équipée de spike dans la soufflerie S20 de l'Institut de recherche franco-allemand de Saint-Louis. De plus, la strioscopie interférentielle a été implémentée à Lille pour réaliser des mesures comparatives.

Ce chapitre présente l'implémentation de la strioscopie interférentielle sur le banc lillois ainsi que les différents montages optiques utilisés en holographie numérique. Les moyens de comparaison des mesures 2D sont introduits et les résultats sont discutés.

3.1 Comparaison entre l'holographie numérique et la strioscopie interférentielle sur un banc d'essai

3.1.1 Présentation des écoulements étudiés

Les deux méthodes optiques sont comparées sur les mêmes écoulements. Pour cela, nous avons décidé de générer différents types d'écoulements issus de buses ayant des géométries différentes. Un cas test simple est considéré avec une buse circulaire de diamètre 6 mm figure 3.1a. Deux cas plus complexes de forme tridimensionnelle appelées oiseau figure 3.1b et étoile figure 3.1c sont aussi étudiés. Ces formes ont été choisies pour générer des champs de masse volumique complexes lors de l'étape de reconstruction 3D des chapitres 4 et 5. Ces buses de longueur 300mm ont toutes une section d'entrée circulaire de diamètre 6 mm. Le passage de la section d'entrée circulaire à la section de sortie est réalisée dans la buse tout en gardant une aire constante pour éviter les décollements comme le montre la figure 3.2. Ceci permet de garder des débits d'écoulement constants dans les trois cas. Deux types de jets sont testés avec ces buses. Le premier est un jet laminaire d'hélium pour mesurer la diffusion de l'hélium dans l'air. Le deuxième est un jet d'air supersonique avec une pression en sortie de buse de 3,5 bars qui génère des ondes de compression et de détente. Ces buses sont placées verticalement pour générer des jets verticaux.

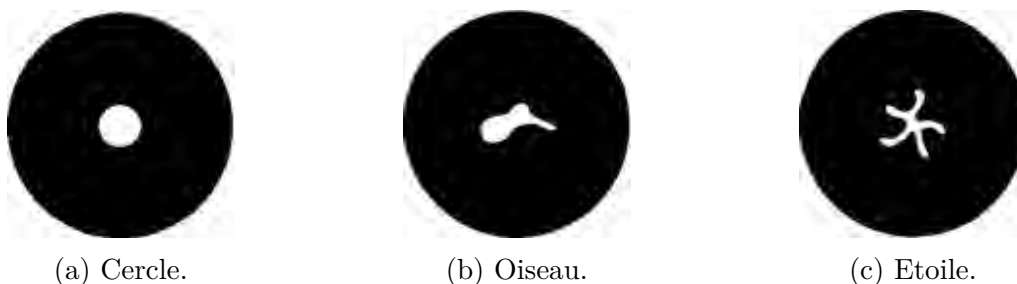


FIGURE 3.1 – Schémas de la sortie des buses.

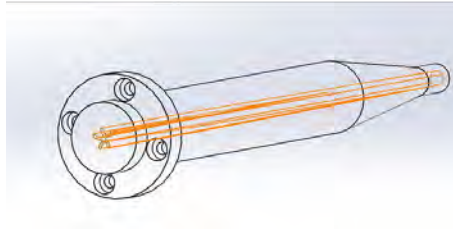


FIGURE 3.2 – Illustration du passage de la section circulaire à la forme d'étoile dans la buse.

3.1.2 Mesures de la déviation par strioscopie interférentielle

Cette sous-partie explique le montage choisi pour réaliser la strioscopie interférentielle, les choix faits pour dépouiller les interférogrammes obtenus et les résultats obtenus avec une discussion sur les incertitudes de mesure.

3.1.2.1 Choix d'un montage simple traversée avec deux biprismes de Wollaston

L'objectif final de cette partie est de comparer les cartes d'épaisseur optique obtenues à partir des cartes de phase de l'holographie numérique avec les cartes de déviation lumineuse obtenues avec la strioscopie interférentielle. Pour faciliter cette comparaison, le montage de strioscopie interférentielle utilisé est à simple traversée du jet avec des faisceaux parallèles dans la zone de l'écoulement pour ressembler au montage de type Mach-Zehnder. Ainsi, deux biprismes de Wollaston identiques (i.e. de même cristal biréfringent et de même angle de collage) sont nécessaires. Le montage est présenté figure 3.3. La source de lumière est une lampe à xénon de 150 watts haute pression avec un spectre qui fournit une lumière blanche. Ce choix d'une lumière multi longueur d'onde est fait pour avoir un ordre 0 d'interférences lumineuses bien défini et pour pouvoir déduire la différence de chemin optique entre les deux faisceaux à partir de la couleur de la teinte de Newton. Cette source est focalisée dans le premier biprisme au moyen d'un collimateur. Elle passe auparavant à travers un polariseur dont les axes sont à 45° des axes de biréfringence du biprisme. Les deux faisceaux qui en sortent sont polarisés orthogonalement, ont même intensité et ont une séparation angulaire horizontale. Comme ce biprisme est placé au foyer objet de la première lentille de 800mm de focale, les deux faisceaux traversent l'écoulement en faisceaux parallèles espacés horizontalement d'une distance $2f_1 \tan \frac{\theta}{2}$. Ils sont ensuite refocalisés dans le deuxième biprisme de Wollaston au moyen d'une deuxième lentille de focale 800 mm. Les deux faisceaux sont alors recombinaés et sortent avec des polarisations orthogonales. L'analyseur, dont les axes sont à 45° par rapport à ceux du biprisme, permet de remettre les deux faisceaux dans le même état de polarisation pour qu'ils puissent interférer. Si les axes du polariseur et de l'analyseur sont parallèles, la différence de chemin optique nulle aura une teinte blanche. S'ils ont des axes croisés, la différence de chemin optique aura la couleur complémentaire. Le faisceau recombinaé passe ensuite au travers d'une dernière lentille de focale 120mm (resp. 200mm) pour l'hélium (resp. l'air) qui détermine le grandissement de l'écoulement au niveau de la caméra. Celle-ci est placée dans le plan focal de la lentille pour faire une image nette de la buse et de l'écoulement.

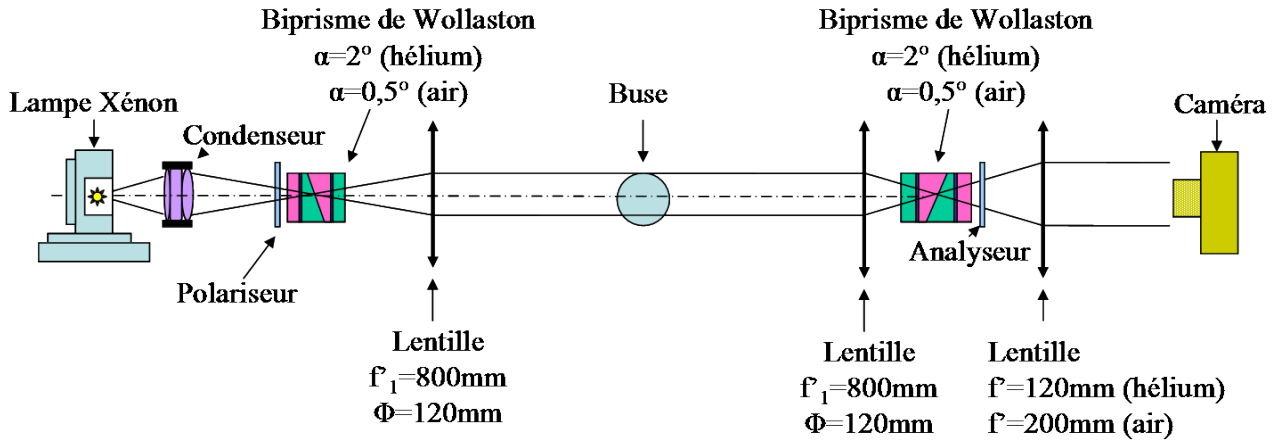


FIGURE 3.3 – Schéma du montage de strioscopie interférentielle à simple traversée.

La caméra utilisée est la 3CCD C7780-20 de Hamamatsu. Chacun des trois capteurs sont formés de 1344×1024 pixels carrés de côté $6,45\mu\text{m}$ et de fréquence d'enregistrement maximale de $9,1\text{Hz}$. Avec cette taille de pixel et les optiques utilisées, la tache d'Airy ne limite pas la résolution de la caméra. De plus, chaque capteur a un temps d'ouverture indépendant des autres variant de $128\mu\text{s}$ à 10s . Ainsi, les temps d'exposition peuvent varier pour maximiser la dynamique de chaque capteur lors de l'étude d'écoulements stationnaires.

3.1.2.2 Etalonnage de la caméra

Pour mesurer les différences de chemin optique précisément, il faut étalonner la caméra. Pour cela, les deux biprismes sont placés de sorte à obtenir la teinte plate. Les trois temps d'exposition des capteurs sont alors ajustés pour avoir la meilleure dynamique. En effet, c'est à la teinte plate blanche que le maximum d'intensité est présent pour les trois capteurs. L'intensité est codée sur 8 bits soit 256 niveaux. Les valeurs obtenues en terme d'intensité et de temps d'exposition sont données dans le tableau 3.1. L'étalonnage des teintes de Newton est ensuite réalisé. Pour cela, deux façons de procéder ont été testées. La première consiste à défocaliser le deuxième biprisme ce qui introduit les différentes teintes de Newton sur la caméra en une seule étape. Cependant, du fait de la défocalisation, les intensités de chaque teinte de Newton sont un peu sous-estimées. La seconde méthode qui est retenue ici laisse le second biprisme dans le plan focal. Une différence de marche est introduite en le translatant dans la direction perpendiculaire et horizontale au faisceau. Ainsi, en enregistrant une image à chaque pas de translation, celle-ci correspond à une teinte de Newton qui est homogène sur tout le capteur. Des exemples sont présentés figure 3.4. Les teintes obtenues à chaque pas de translation sont ensuite reliées pour former le spectre des teintes en fonction de la différence de marche. Une interpolation sur les intensités de chaque capteur d'un facteur 10 est réalisée pour diminuer les sauts de teintes dans le spectre. De plus, pour avoir la correspondance entre la teinte et le chemin optique associé, une modélisation est faite de la même manière que Desse [1997]. Les trois spectres lumineux sont présentés figure 3.5. Les comparaisons des trois capteurs de la figure 3.6 montrent une bonne adéquation entre les intensités mesurées et modélisées pour

le capteur vert. Par contre, pour les deux autres couleurs, les pics d'intensité se déphasent au fur et à mesure. En effet, les données spectrales de la lampe ne sont connues que dans la zone 400 nm à 800 nm. Or, ce spectre est plus large et le capteur bleu de la caméra est sensible à des longueurs d'onde plus basses. Il y a un décalage de la modélisation vers la droite. Pour le capteur rouge, le décalage est vers la gauche car il mesure des ondes dans l'infrarouge proche. Cependant, comme la seule utilité de la modélisation est d'associer un chemin optique aux teintes de Newton expérimentales avec précision, les données du capteur vert suffisent.

Couleur	Temps d'exposition (en μs)	Intensité (en bits)
Rouge	700	202
Vert	250	198
Bleu	700	201

TABLE 3.1 – Tableau présentant le temps d'exposition et l'intensité maximale pour les trois capteurs de la caméra.



(a) Teinte blanche de la différence de chemin optique nulle. (b) Teinte orange correspondant à une différence de chemin optique connue. (c) Teinte verte correspondant à une autre différence de chemin optique.

FIGURE 3.4 – Illustrations des teintes de Newton en fonction de la translation du biprisme.

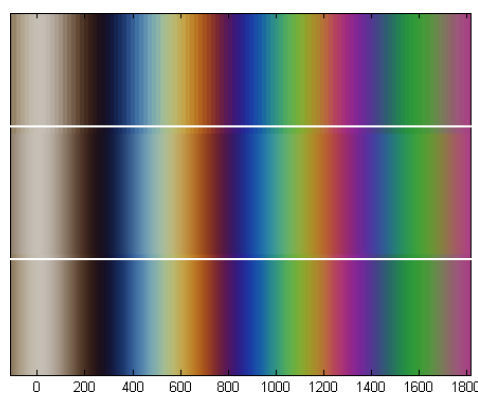


FIGURE 3.5 – Teintes de Newton mesurées (en haut), interpolées (au centre) et modélisées (en bas) avec la correspondance en chemin optique (en nm).

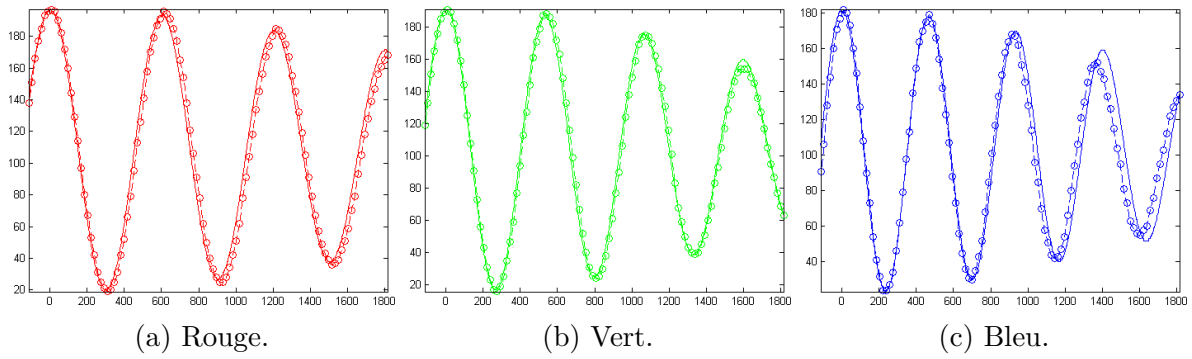


FIGURE 3.6 – Intensités lumineuses des trois capteurs enregistrées (cercles) et modélisées (trait plein) en fonction du chemin optique.

3.1.2.3 Obtention des déviations lumineuses par dépouillement des interférogrammes en pourcentage de couleur

Une fois l'étalonnage effectué, les interférogrammes peuvent être enregistrés. En premier lieu, il faut introduire une différence de chemin optique non nulle entre les deux faisceaux. En effet, les teintes de Newton étant symétriques par rapport à la frange centrale, la même teinte sera mesurée pour des différences positive et négative. L'introduction de cette différence non nulle se fait, comme pour l'étalonnage, en translatant le deuxième biprisme d'une distance assez grande pour que la frange centrale n'apparaisse pas sur l'interférogramme avec écoulement. Des exemples d'interférogrammes sans écoulement et avec écoulement pour la buse circulaire avec un écoulement d'hélium depuis un point de vue donné sont présentés figure 3.7.

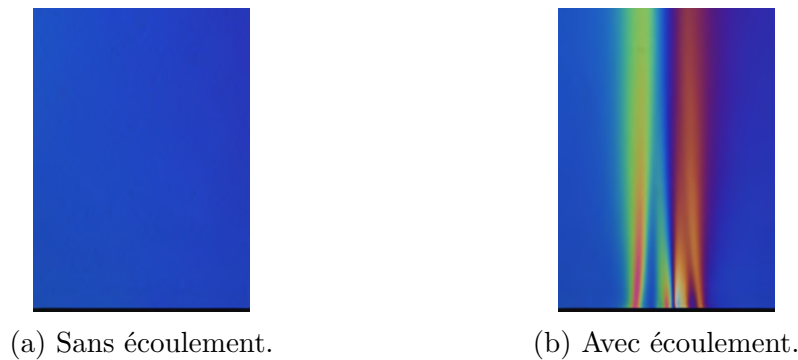


FIGURE 3.7 – Interférogrammes du jet d'hélium sortant de la buse étoile à un angle donné.

Chaque teinte est la combinaison des trois intensités mesurées sur les capteurs qui ont été interpolées d'un facteur 10. Des pourcentages de chaque couleur nommés P_R, P_V et P_B en référence aux capteurs rouge, vert et bleu sont calculés pour chaque teinte de Newton par l'équation :

$$P_R = 100 \frac{I_R}{I_R + I_V + I_B} \tag{3.1}$$

où I_R, I_V et I_B sont les intensités des trois couleurs de la teinte.

Pour chaque pixel de l'interférogramme, ces pourcentages d'intensités relatives sont aussi calculés. Ces pourcentages sont comparés à ceux des teintes de Newton étalonnées et la différence de chemin optique au niveau du pixel est donnée par la teinte de Newton pour laquelle l'équation (3.2) est minimale.

$$E = \sqrt{(P_{RPixel} - P_{RTeinte})^2 + (P_{VPixel} - P_{VTeinte})^2 + (P_{BPixel} - P_{BTeinte})^2} \quad (3.2)$$

Pour les interférogrammes de la figure 3.7, les différences horizontales de chemin optique obtenus sont présentées figure 3.8. La soustraction entre les différences de chemin optique avec et sans écoulement permet de supprimer la différence de chemin optique initiale mais aussi de supprimer les défauts du montage optique. La différence de chemin optique de l'écoulement est celle de la figure 3.9. Le changement de profil de différence de chemin optique en fonction de la hauteur de l'écoulement témoigne de la diffusion de l'hélium dans l'air ambiant. Les deux parties latérales, à l'extérieur de la buse représentent l'air au repos. Pour deux rayons qui ont traversé de l'air au repos, la différence de chemin optique attendue est nulle ce qui est bien le cas sur les côtés de l'écoulement et valide la soustraction effectuée.

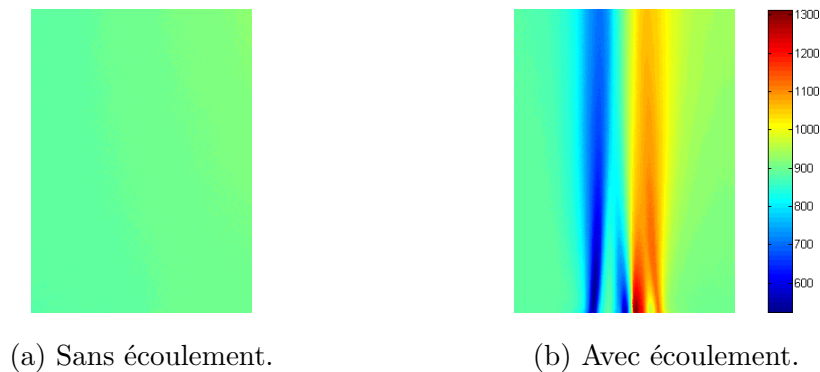


FIGURE 3.8 – Différences de chemin optique (en nm) du jet d'hélium issu de la buse étoile à un angle donné.

Les mêmes opérations sont effectuées pour le jet d'air supersonique à 3,5 bars. La différence de chemin optique finale est donnée figure 3.10b. Les différences de chemin optique les plus fortes sont localisées au voisinage des ondes de compression et de détente, phénomène connu en mécanique des fluides.

3.1.2.4 Calcul des incertitudes de mesure

Les incertitudes sur la mesure proviennent de sources différentes. Certaines sont quantifiables comme l'erreur due à la discrétisation des teintes de Newton ou le bruit de photon de la caméra mais d'autres ne le sont pas comme la fluctuation d'intensité de la lampe, les variations de masse

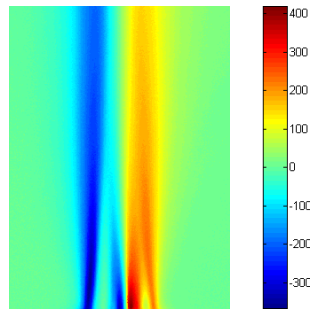
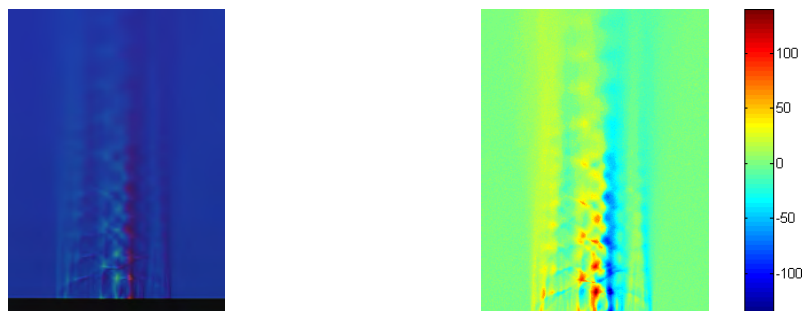


FIGURE 3.9 – Différence de chemin optique (en nm) du jet d’hélium sortant de la buse étoile à un angle donné après soustraction d’une référence.



(a) Interférogramme avec écoulement. (b) Différence de chemin optique (en nm) après soustraction d’une référence.

FIGURE 3.10 – Jet d’air supersonique sortant de la buse étoile à un angle donné.

volumique de l’air ambiant ou bien les vibrations du montage. Pour caractériser l’incertitude globale, plusieurs interférogrammes sans écoulement sont dépouillés. Comme les écoulements d’air et d’hélium ne sont pas faits avec les mêmes biprismes ni le même grandissement, deux études d’incertitudes ont été réalisées.

3.1.2.4.1 Montage pour l’écoulement d’hélium Pour ce montage, les biprismes ont un angle de collage de 2° et la lentille de sortie a une focale de 120 mm. L’étalonnage des teintes de Newton donne un pas de 2,3 nm entre deux teintes. La carte de différence de chemin optique moyenne est calculée et les écarts des cartes de différence à cette moyenne sont présentés dans l’histogramme 3.11a. Les quatre profils sont gaussiens ce qui atteste d’un bruit de mesure aléatoire. Une information de biais de mesure apparaît lors de l’analyse de ces quatre profils. En effet, une translation du profil gaussien de ± 2 nm est visible. Elle correspond au décalage d’une teinte de Newton dont l’écart donné dans la discussion sur l’étalonnage est de 2,3 nm et elle est provoquée par les vibrations du montage optique qui décalent légèrement un biprisme par rapport à l’autre. Les autres incertitudes sont aléatoires et sont de ± 6 nm. La somme de toutes ces incertitudes montrée dans l’histogramme 3.11b donne donc une incertitude totale de ± 8 nm.

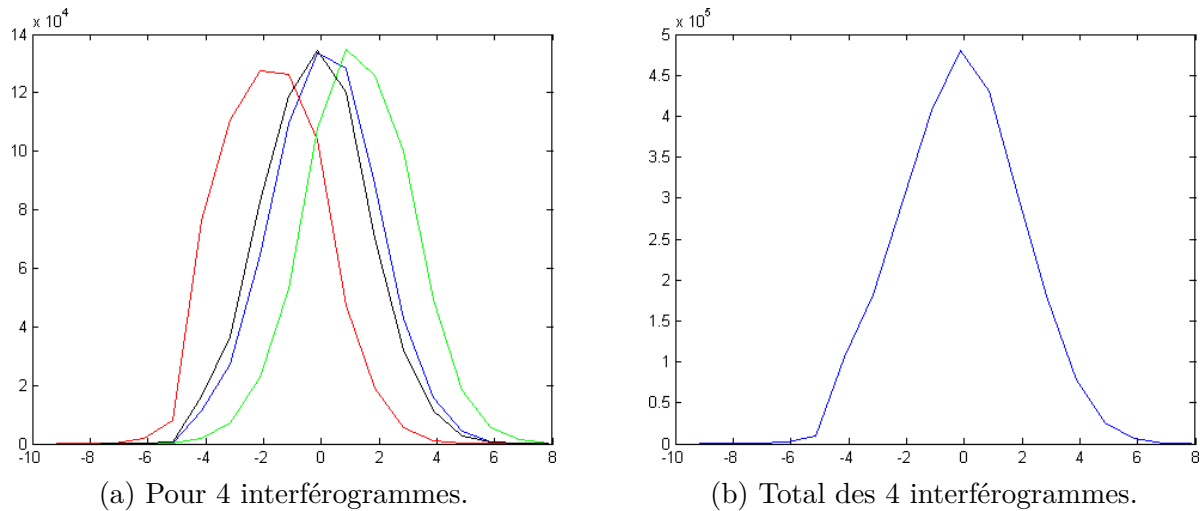


FIGURE 3.11 – Histogrammes des incertitudes de mesure (en nm) pour le montage avec jet d'hélium.

3.1.2.4.2 Montage pour l'écoulement d'air Pour ce montage, les biphismes ont un angle de collage de $0,5^\circ$ et la lentille de sortie a une focale de 200 mm. Le changement de l'angle de collage du biprisme s'explique par la nature très différente des interférogrammes provenant du jet d'air supersonique de la figure 3.10a par rapport au jet d'hélium de la figure 3.7b. En effet, les différences de chemin optique sont très localisées et des différences entre deux faisceaux trop espacés lissent les résultats. Un angle de collage du biprisme plus petit améliore la qualité des résultats. Le changement de la lentille de sortie est expliqué plus bas dans la Section 3.1.4.

L'étalonnage des teintes de Newton donne un pas de 1,8 nm entre deux teintes. Comme pour l'hélium, l'analyse de quatre histogrammes 3.12a montre un biais d'une teinte de Newton, soit 1,8 nm, à cause des vibrations et une incertitude de ± 4 nm. L'histogramme total 3.12b donne une incertitude de ± 6 nm. Ces incertitudes sont plus faibles que pour l'hélium car le fait d'utiliser des biphismes avec un angle plus petit sépare moins les deux faisceaux. Ces deux faisceaux ne traversent donc pas la zone de l'écoulement avec le même espacement que dans le cas de l'hélium et les différences de chemin optique dues aux mouvements de l'air ambiant sont plus petites.

3.1.2.5 Passage de la différence de chemin optique à la déviation lumineuse

La relation entre la différence de chemin optique ΔE et la déviation lumineuse ϵ est donnée dans l'équation (3.3) où Δx est la distance de séparation entre les deux faisceaux au niveau de l'écoulement et s'exprime comme dans l'équation (3.4) avec f_1 la focale de 800 mm et θ l'angle de séparation entre les deux faisceaux. D'après l'équation (2.3), θ dépend de l'angle de collage du biprisme. Il y a donc une différence entre le montage utilisé pour le jet d'hélium et celui utilisé pour le jet d'air. Les valeurs théoriques du décalage Δx sont de $503\mu\text{m}$ pour l'hélium et $126\mu\text{m}$ pour l'air.

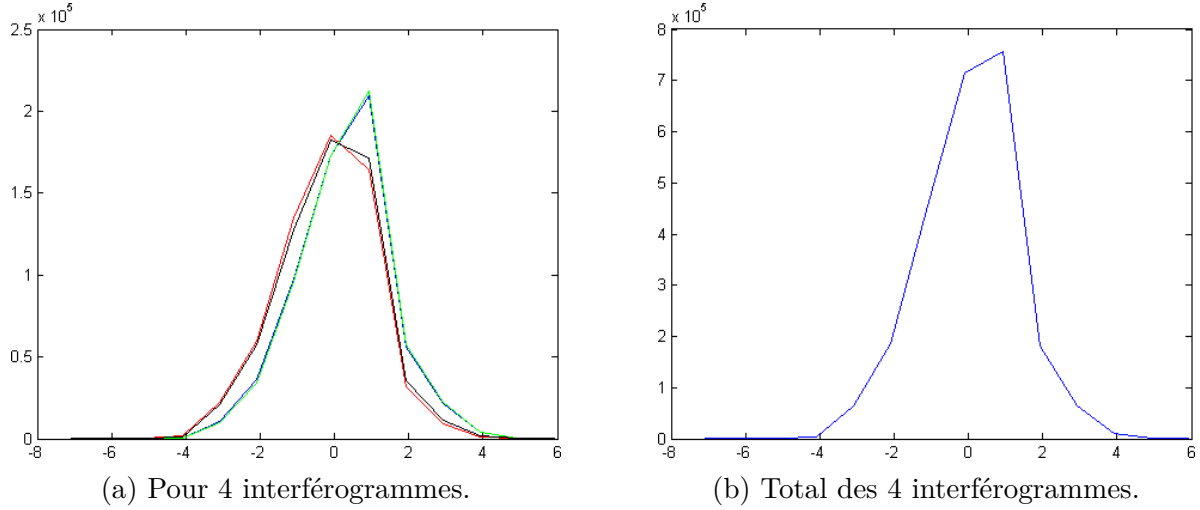


FIGURE 3.12 – Histogrammes des incertitudes de mesure (en nm) pour le montage avec jet d’air.

$$\epsilon = \frac{\Delta E}{\Delta x} \quad (3.3)$$

$$\Delta x = 2f_1' \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3.4)$$

Une façon expérimentale de déterminer cet écart ainsi que le grandissement réel du montage consiste à calculer le nombre de pixels qui définit la largeur de la buse. Cette dernière a un diamètre d connu de $30 \text{ mm} \pm 0,1 \text{ mm}$. Sur l’image de la teinte blanche de la figure 3.13, la buse est dédoublée donc d correspond à la partie noire et une des deux parties grises. La deuxième partie grise correspond au décalage Δx entre les deux faisceaux. Pour l’hélium, la buse a un diamètre d correspondant à $694 \text{ pixels} \pm 2 \text{ pixels}$ et $\Delta x = 12 \text{ pixels} \pm 2 \text{ pixels}$. Par une règle de trois, nous obtenons $\Delta x = 519 \pm 7 \mu\text{m}$ pour l’hélium qui est proche de la valeur théorique. De plus, la taille d’un pixel dans le plan de la buse correspond à $42,2 \pm 0,1 \mu\text{m}$. Le grandissement réel $G_{\text{réel}}$ qui est le rapport entre la taille du pixel de la caméra sur la taille d’un pixel dans le plan objet est donc de $0,1493 \pm 0,003$ et s’approche du grandissement théorique $G_{\text{théorique}} = 0,15$ qui est le rapport des focales. Par le même procédé, pour l’air, nous trouvons $d = 1154 \text{ pixels}$ et $\Delta x = 5 \pm 2 \text{ pixels}$. Ainsi, $\Delta x = 130 \pm 10 \mu\text{m}$, un pixel correspond à $26,0 \pm 0,05 \mu\text{m}$ dans le plan objet et le grandissement réel est de $0,248 \pm 0,004$ à comparer au grandissement théorique de $0,25$.

Les cartes de déviation lumineuse pour les deux jets sortant de la buse en forme d’étoile sont données figure 3.14. Les incertitudes peuvent être calculées par la relation de l’équation (3.5) en prenant comme valeur typique de $\Delta E = 300 \text{ nm}$ pour l’hélium et 100 nm pour l’air. De même, la valeur typique de ϵ choisie est de $5 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$ pour l’hélium et $1 \cdot 10^{-3} \text{ rad}$ pour l’air. De ces valeurs, l’incertitude sur les déviations lumineuses est de $2 \cdot 10^{-5} \text{ rad}$ pour l’hélium et de $1 \cdot 10^{-4} \text{ rad}$

pour l'air.

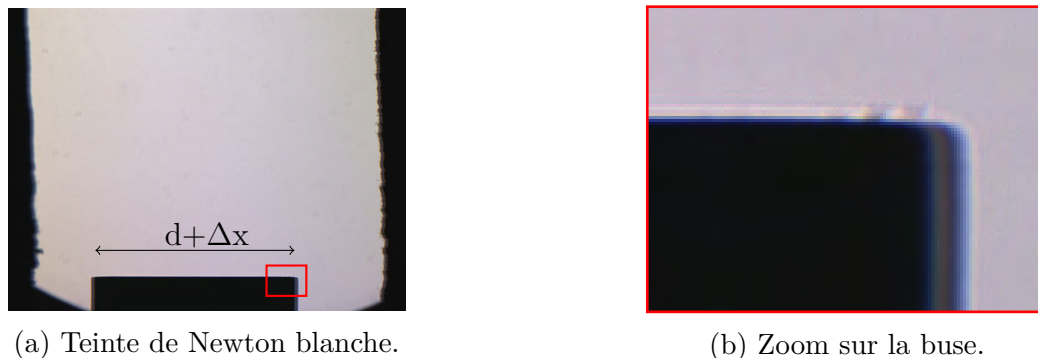


FIGURE 3.13 – Mesure de la taille d'un pixel dans l'espace objet et de la séparation entre les deux faisceaux.

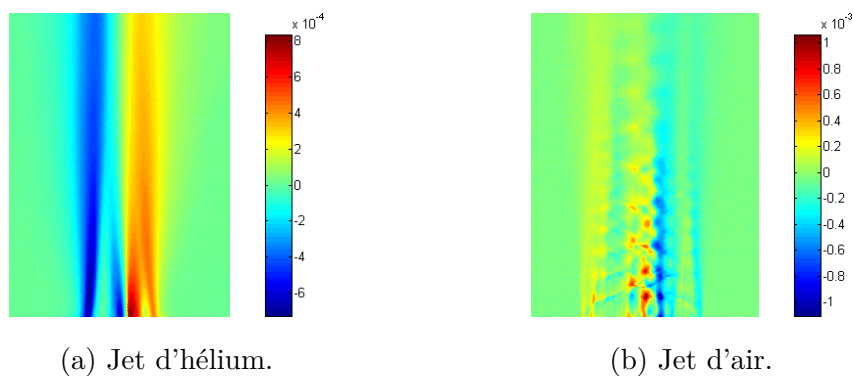


FIGURE 3.14 – Déviations lumineuses (en rad) pour la buse étoile à un angle donné.

$$\Delta\epsilon = \left(\frac{\Delta(\Delta E)}{\Delta E} + \frac{\Delta(\Delta x)}{\Delta x} \right) \epsilon \quad (3.5)$$

3.1.3 Mesures des chemins optiques par holographie numérique

Cette partie présente toute la procédure mise en place pour mesurer par holographie numérique le chemin optique des écoulements provenant des buses.

3.1.3.1 Spécificités du montage de type Mach-Zehnder pour l'étude des jets

Dans le but de réaliser des mesures comparables à la strioscopie interférentielle, le bras de mesure du montage de Mach-Zehnder de la figure 3.15 reprend les mêmes optiques que le montage de strioscopie interférentielle et la même caméra 3CCD C7780-20 de Hamamatsu. Seul le capteur vert qui recueille les interférences à 532nm est utilisé. Ainsi, aux erreurs de montage près, les mesures de strioscopie interférentielle et d'holographie numérique sont comparables

pixel à pixel. Comme les écoulements étudiés sont stationnaires, le laser utilisé est continu et le temps de pose est fixé par la caméra. Pour avoir le même ordre de grandeur que dans le cas du montage de strioscopie interférentielle, le temps de pose de chaque interférogramme est de $200\mu\text{s}$.

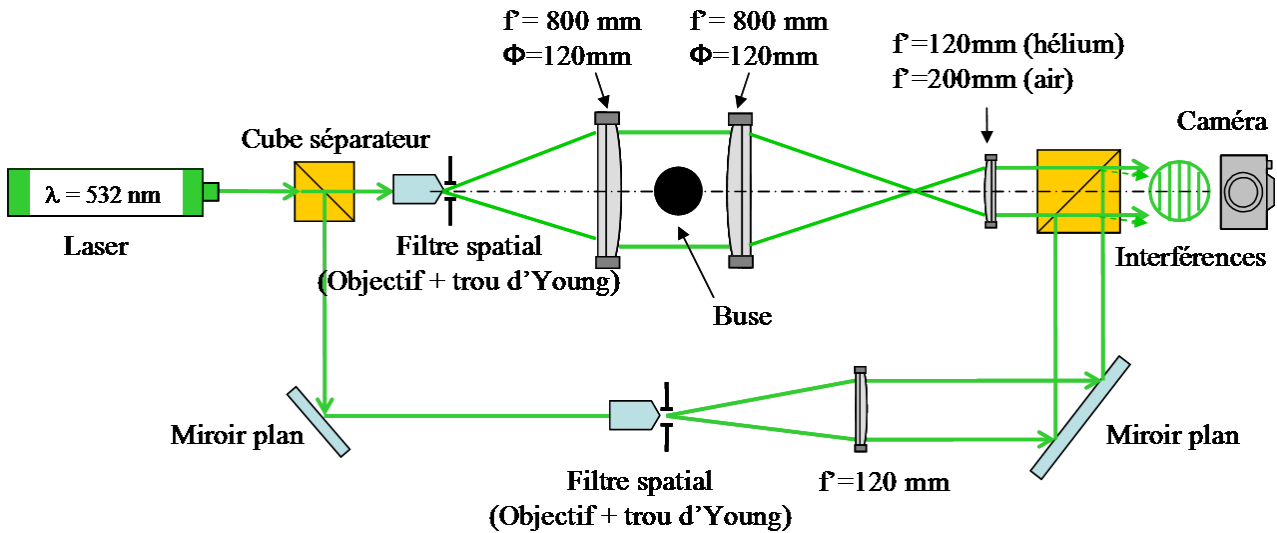


FIGURE 3.15 – Schéma du montage d'interférométrie holographique de type Mach-Zehnder.

Les franges introduites sont horizontales pour être perpendiculaires aux gradients de masse volumique verticaux qui sont les plus importants.

3.1.3.2 Obtention des cartes de phase

Comme présenté dans l'annexe C, l'ordre $+1$ du spectre de Fourier est filtré pour obtenir une valeur quantitative de la phase modulo- 2π . Les cartes de phase présentées figure 3.16 sont issues d'une soustraction entre un interférogramme avec écoulement et un autre sans écoulement. Ainsi, la phase mesurée est celle de l'écoulement par rapport à l'air ambiant avant le jet. Dans les deux cas, avec jet d'hélium ou jet d'air supersonique, les bords ont bien une phase nulle car la mesure est faite dans l'air ambiant. Pour l'hélium, la phase mesurée est négative car il est moins dense que l'air. Pour l'air supersonique, les zones de détente et de compression, bien qu'intégrées, sont visibles comme dans le cas de la strioscopie interférentielle.

3.1.3.3 Calcul des incertitudes

Comme pour la strioscopie interférentielle, les sources de bruit sont multiples et difficilement quantifiables. La mesure d'incertitude est donc réalisée en comparant plusieurs cartes de phase modulo- 2π sans écoulement. Les grossissements étant différents, deux études sont effectuées.

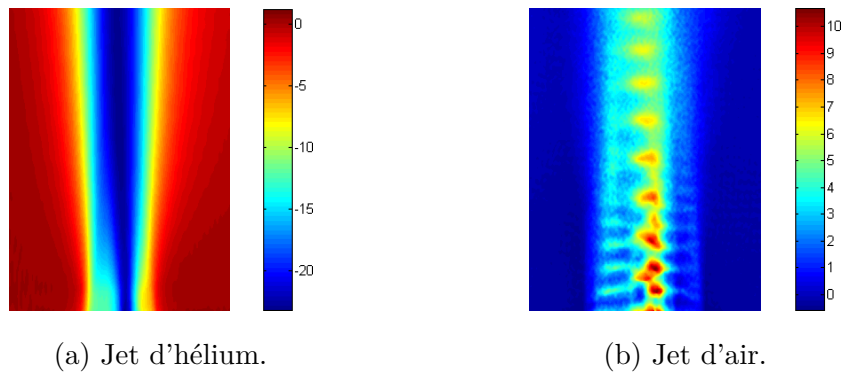


FIGURE 3.16 – Phases (en rad) pour la buse étoile à un angle donné.

3.1.3.3.1 Montage pour l'écoulement d'hélium Dans ce montage, la lentille de sortie a une focale de 120 mm. Comme dans le cas de la strioscopie interférentielle, quatre cartes de phase sans écoulement sont moyennées et les écarts à cette moyenne sont présentés sur l'histogramme de la figure 3.17. Les incertitudes ont la même allure de gaussienne avec un biais dû aux vibrations. Dans ce cas, les phases ont une incertitude totale de $\pm 0,06$ rad.

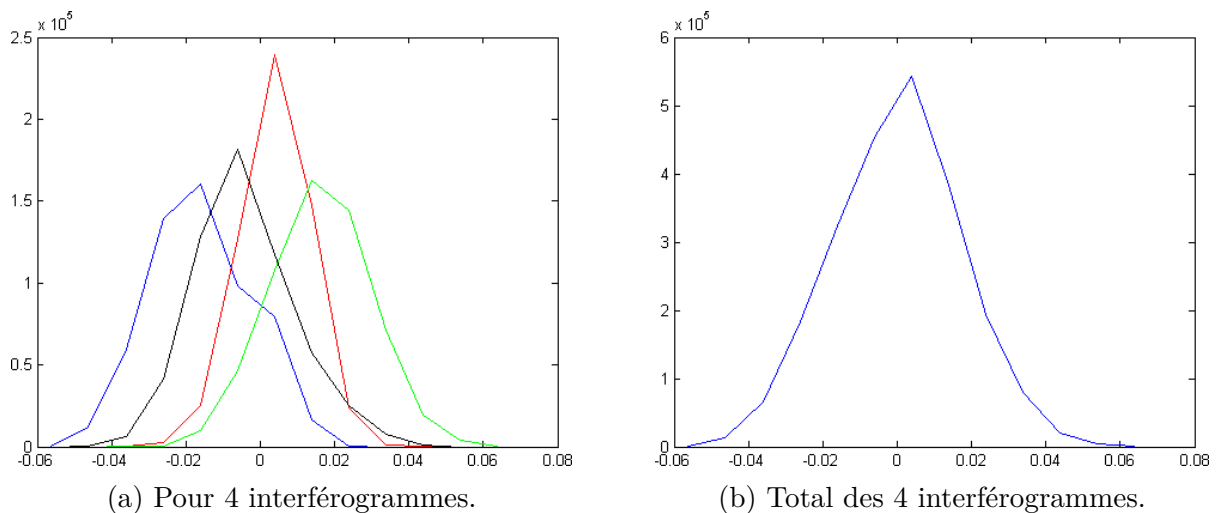


FIGURE 3.17 – Histogrammes des incertitudes de mesure (en rad) pour le montage d'holographie avec jet d'hélium

3.1.3.3.2 Montage pour l'écoulement d'air Dans ce cas, la lentille de sortie a une focale de 200 mm. Les incertitudes sont présentées sur l'histogramme 3.18. Comparativement au jet d'hélium, les incertitudes sont beaucoup plus grandes et varient de $\pm 0,4$ rad sans que nous ayons trouvé d'explication quand à cette différence.

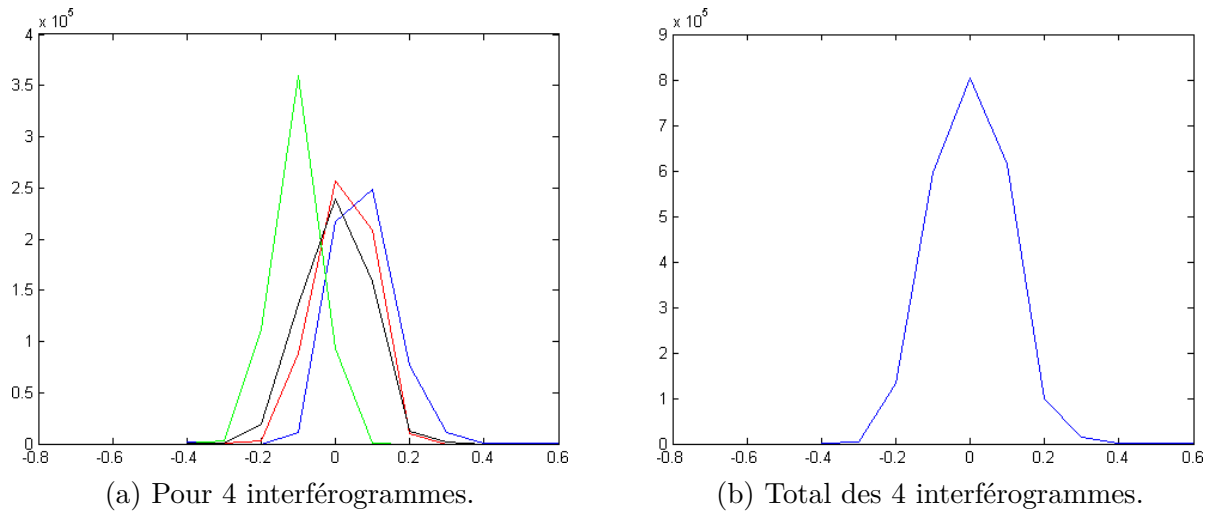


FIGURE 3.18 – Histogrammes des incertitudes de mesure (en rad) pour le montage d’holographie avec jet d’air.

3.1.3.4 Passage au chemin optique

En utilisant l’équation (3.6), il est possible de remonter au chemin optique de l’écoulement. Ceux-ci sont présentés dans la figure 3.19. Les incertitudes sur ces mesures sont pour l’hélium de $\pm 5\text{nm}$ et pour l’air de $\pm 34\text{nm}$.

$$E = \frac{\phi\lambda}{2\pi} \quad (3.6)$$

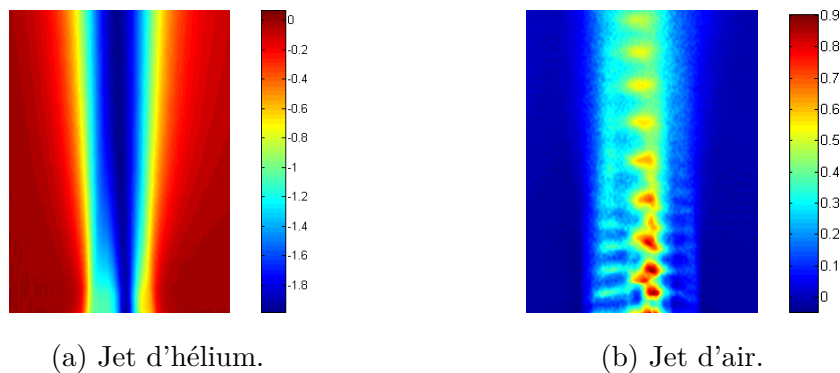


FIGURE 3.19 – Chemins optiques (en μm) pour la buse étoile à un angle donné.

3.1.4 Comparaison entre l'holographie numérique et la strioscopie interférentielle pour des jets d'air supersoniques et d'hélium laminaires

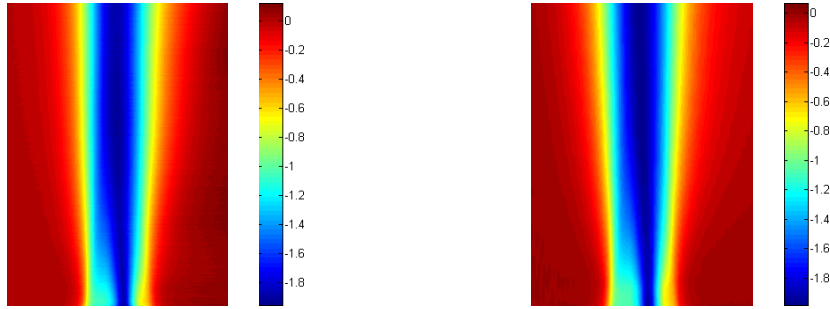
Après avoir effectué les mesures par les deux méthodes optiques, une comparaison peut être effectuée. Pour cela, nous avons le choix entre intégrer les mesures de déviation lumineuse de la strioscopie interférentielle ou bien dériver les mesure de chemin optique de l'holographie numérique. Comme les montages optiques ont la même résolution et des faisceaux parallèles, nous avons choisi d'intégrer les données de strioscopie interférentielle.

L'intégration des déviations lumineuses horizontales mesurées par strioscopie interférentielle se fait par la méthode des rectangles en sommant les pixels horizontalement suivant l'équation (3.7) où i représente la i -ème ligne, j la j -ème colonne, E le chemin optique, ϵ la déviation lumineuse et p'_{pixel} la taille du pixel dans le plan de l'écoulement.

$$E(i, j) = E(i, j - 1) + \epsilon(i, j)p'_{\text{pixel}} \quad (3.7)$$

Le résultat de cette intégration est présenté figure 3.20a. Le chemin optique intégré ressemble à celui obtenu par holographie numérique et les échelles sont identiques. La soustraction entre les deux chemins optiques en figure 3.21 montre que le jet d'air est plus fort en sortie de buse. Ceci est visible à la partie rouge dans la différence qui prouve que dans la mesure d'holographie, le jet d'hélium diffuse moins vite en sortie de buse. Cette différence est assez forte puisqu'elle atteint $0,1\mu\text{m}$ pour un jet dont la valeur extrême est de $-1,8\mu\text{m}$ soit environ 5%. Par contre, dans la partie haute du jet, le phénomène inverse se produit. La partie bleue en haut à gauche du jet prouve que l'hélium diffuse plus sur la gauche pour la mesure holographique que pour la mesure strioscopique. Ces différences sont de l'ordre de $0,25\mu\text{m}$ soit 14% du chemin optique extrême. De plus, l'hélium diffuse aussi plus sur le côté droit pour l'holographie. Même avant de discuter des différences dues aux techniques de mesure, ces deux jets, bien qu'ayant la même allure et la même échelle de mesure, apparaissent différents. Ceci s'explique par la volatilité de l'hélium dans l'air. Les deux montages ne peuvent pas être mis en place simultanément. Les deux expériences ont eu lieu à plusieurs jours d'intervalle et la diffusion de l'hélium dans l'air dépend beaucoup des conditions extérieures comme par exemple la température de la salle, la pression atmosphérique, le taux d'humidité etc. Entre les deux expériences, il n'est donc pas possible de retrouver exactement les mêmes conditions et donc le même jet d'hélium dans l'air.

Malgré ces difficultés, certaines conclusions sur la comparaison des méthodes sont possibles. En sortie de buse, les deux côtés du jet sont dans l'air ambiant au repos. Le chemin optique doit donc être nul dans ces parties. Les histogrammes de la figure 3.22 montrent les valeurs de chemin optique des derniers pixels à droite de l'image des 60 lignes en sortie de la buse étoile. Cette zone correspond aux endroits où l'air est au repos sans hélium. Pour l'holographie numérique, toutes ces valeurs sont comprises dans les incertitudes de mesure de $\pm 10\text{nm}$. Ces valeurs valident les mesures effectuées. Par contre, pour la strioscopie interférentielle, les valeurs apparaissent avec un biais de mesure de l'ordre de 90nm . Celui-ci peut être dû à la valeur de la déviation lumineuse ϵ dans laquelle un biais est possible sur la mesure de séparation des



(a) Intégration de la déviation lumineuse mesurée par strioscopie interférentielle.

(b) Holographie numérique.

FIGURE 3.20 – Comparaison des chemins optiques (en μm) du jet d'hélium sortant de la buse étoile.

faisceaux Δx ou bien dans la mesure de la valeur d'un pixel p'_{pixel} dans l'espace de l'écoulement. Cependant, ce biais est sommé sur tous les pixels d'une ligne soit sur 651 pixels. Le biais rapporté à un pixel est de 0,14nm soit bien en dessous de l'incertitude de mesure qui est de 76nm.

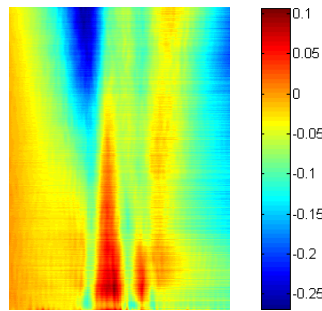


FIGURE 3.21 – Différence entre les deux chemins optiques (en μm) du jet d'hélium.

Concernant le jet d'air, l'intégration est plus difficile. En effet, comme le montre la figure 3.23a, pour certaines lignes où les ondes de compression sont très localisées, des déviations lumineuses ne sont pas mesurées. L'intégration est de ce fait mauvaise et des valeurs de chemin optique fortement négatives apparaissent dans l'air au repos sur le côté de la buse. La non détection d'une de ces déviations lumineuses localisée illustrée figure 3.24 vient du fait que le gradient de la compression est trop localisé. Il est donc intégré à l'intérieur d'un pixel avec d'autres photons qui ne l'ont pas traversé. Au final, la couleur du pixel est un mélange des deux et ne correspond pas à une teinte de Newton existante comme le montre la figure 3.24b. Localement, certaines déviations lumineuses ne sont donc pas mesurées quand les gradients des ondes de compression sont plus petits que la taille d'un pixel. En intégrant les déviations lumineuses, ces données manquantes sont propagées comme illustré figure 3.24d. Pour l'holographie numérique de la figure 3.24e, même si le gradient de la zone de compression est convolué par la taille du pixel, ceci n'a pas d'impact sur la mesure du chemin optique des pixels voisins. Il est tout de même remarquable que les deux cartes de chemins optiques ont des zones de

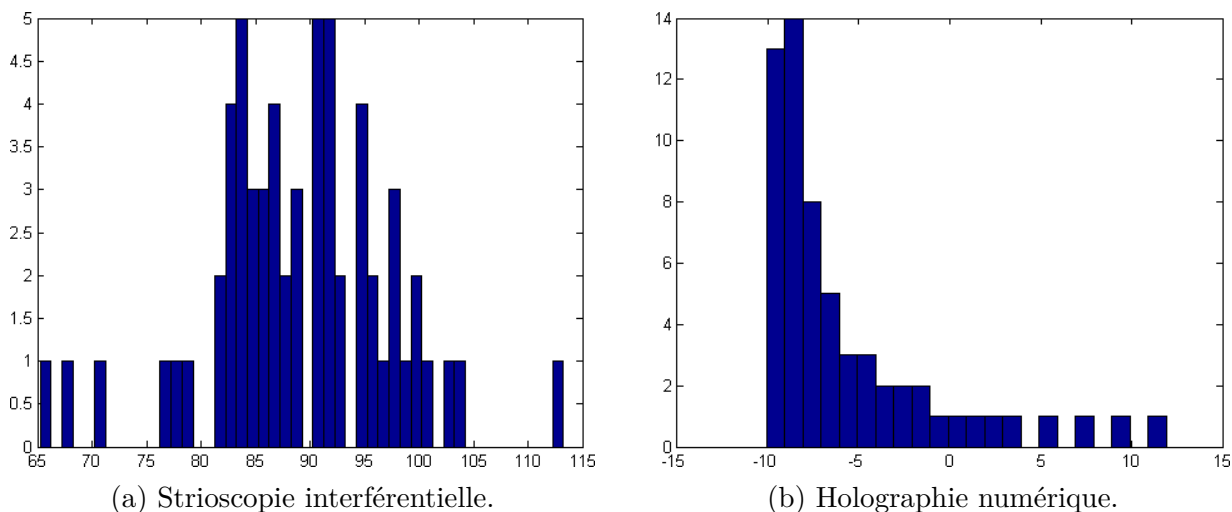


FIGURE 3.22 – Histogrammes des valeurs de chemin optique des derniers pixels des 60 lignes en sortie de l'écoulement d'hélium sortant de l'étoile.

compression qui ont le même ordre de grandeur d'environ $0,9\mu m$.

C'est pour cette raison que la focale de la lentille de sortie est passée de 120 mm pour l'hélium à 200 mm pour l'air. Le grandissement est plus grand dans la mesure des jets d'air que dans la mesure des jets d'hélium pour diminuer ce phénomène de mélange des teintes de Newton à l'intérieur d'un même pixel. Ce grandissement n'a pas été augmenté plus car, malgré ces erreurs qui restent locales pour la déviation lumineuse, un plus grand grandissement diminue la taille de la zone de reconstruction ce qui empêche d'étudier la propagation des zones de compression suivant la hauteur du jet.

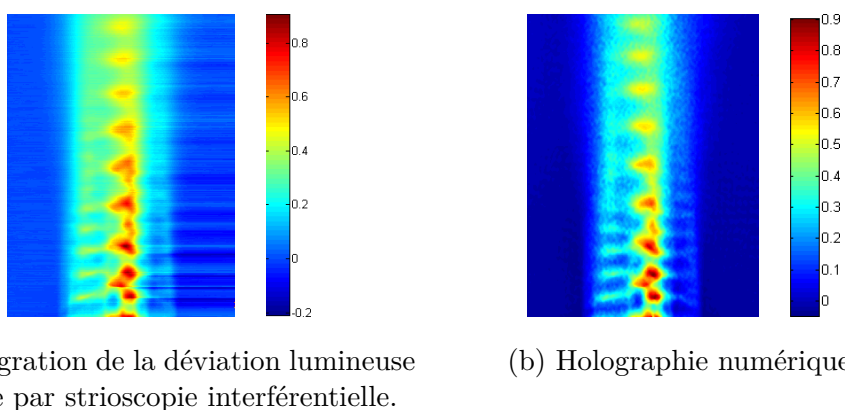


FIGURE 3.23 – Comparaison des chemins optiques (en μm) du jet d'air sortant de la buse étoile. Les deux figures ont la même allure mais la figure de gauche a un chemin optique non nul dans la partie droite illustrant la propagation après intégration des erreurs de mesure du gradient par strioscopie interférentielle.

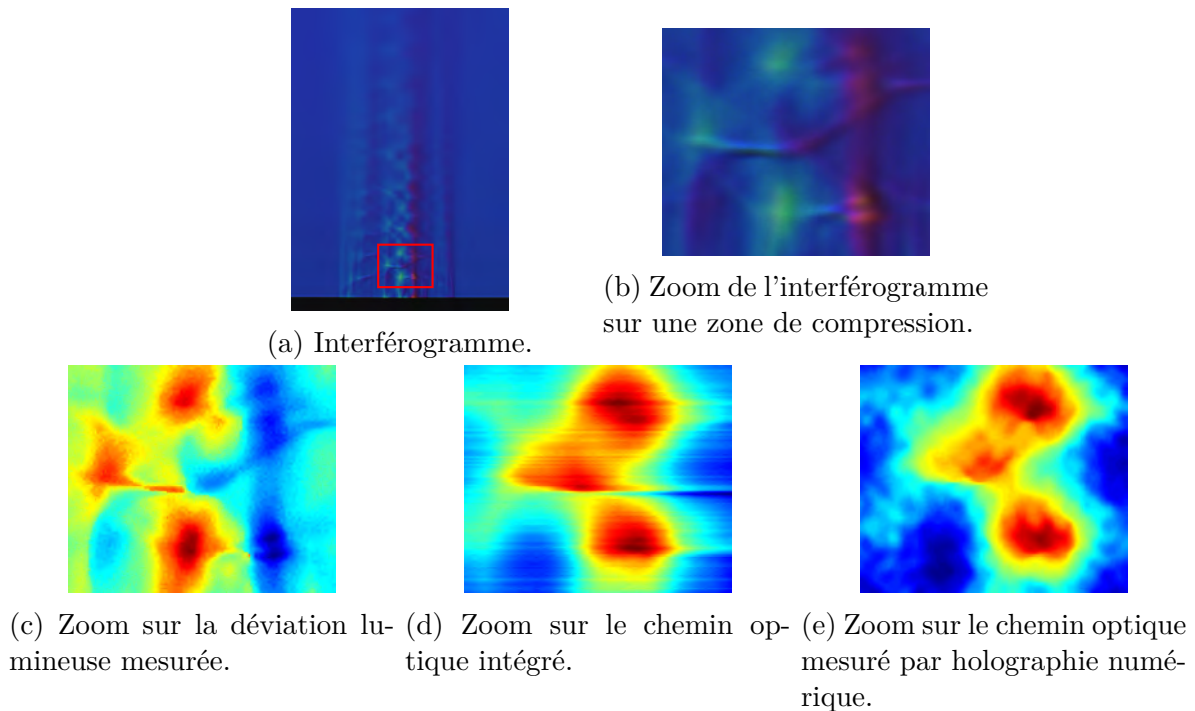


FIGURE 3.24 – Zoom sur les effets des erreurs de mesure de la déviation lumineuse par strioscopie interférentielle après intégration pour obtenir le chemin optique.

Les comparaisons entre les chemins optiques obtenus par holographie numérique et ceux provenant de l'intégration des déviations lumineuses mesurées par strioscopie différentielle donnent des résultats équivalents pour les jets d'air malgré un biais de mesure qui apparaît après l'intégration des données de strioscopie. Pour les jets d'air, les deux chemins optiques ont la même allure générale mais les gradients des zones de compression dans certaines zones dont la taille est plus petite que celle du pixel peuvent ne pas être bien mesurés par la strioscopie interférentielle.

3.2 Comparaison entre l'holographie numérique et la BOS

Pour comparer l'holographie numérique à la BOS, deux expériences ont été menées. La première a eu lieu à l'Onera de Toulouse où une équipe du DMPE développe la BOS3D sur un jet sous-détendu. La deuxième s'est passée à l'Institut de recherche franco-allemand de Saint-Louis qui développe la CBOS dans une soufflerie autour de maquettes de cône et d'ogive équipée de spike. Le but de ces essais est de pouvoir comparer expérimentalement les deux méthodes sur les mêmes cas d'études pour pouvoir conclure sur les avantages et inconvénients de l'holographie par rapport à différentes techniques BOS.

3.2.1 Comparaison avec la BOS3D sur un jet sous-détendu du banc 113 de l'Onera Toulouse

Le banc 113 est constitué d'une buse circulaire de 22 mm de diamètre approvisionnée par un réservoir pressurisé à 80 bar et d'un système de régulation de température. Ce régulateur permet de délivrer un jet à 20°C en sortie de buse pour éviter le phénomène de condensation. Le rapport de pression entre l'air en sortie de buse et l'air extérieur appelé NPR (Nozzle Pressure Ratio) peut varier de 2 à 8.

3.2.1.1 Présentation du montage BOS3D de l'équipe de l'Onera Toulouse

Cette étude du banc 113 par BOS3D a fait l'objet d'un article par [Nicolas et al. \[2017\]](#). Elle n'est pas le fruit de la présente thèse. Les principaux résultats des mesures de déviation lumineuse à différents NPR sont présentés ici. Pour plus de détails, le lecteur est invité à consulter l'article.

3.2.1.2 Montage d'holographie mis en place et cartes de phase obtenues

Le montage que nous avons mis en place autour du banc 113 ne comporte qu'une table anti-vibration. Contrairement aux montages de Mach-Zehnder présentés jusqu'ici, le bras de mesure du schéma de la figure 3.25 est replié pour tenir sur la table ce qui rend le montage plus compact. La caméra utilisée est la Orca Flash 2.0 dont les pixels font $3,65\mu\text{m}$ et le laser est pulsé. La lentille de sortie a une focale de 70mm. Le grandissement théorique du système afocal est donc de 0,0875. Ce grandissement, plus faible que dans les autres expériences, permet d'avoir un plus grand champ de vue car ce jet est environ 4 fois plus grand que les précédents. Dans la pratique, le système composé des lentilles de 800mm et de 70mm de focale n'est pas afocal. Ceci permet de jouer sur le grandissement et d'ajuster l'image à la taille du capteur. Avec l'ajustement choisi, nous avons mesuré un grandissement $G=0,101$.

Le jet d'air en sortie de la buse présente des instationnarités le long des couches de cisaillement à l'extérieur du jet, mais les structures de compression et détente sont elles bien stationnaires et axisymétriques en théorie. Dans la pratique, la pression génératrice fluctue légèrement et fait osciller ces structures. Pour chaque NPR étudié, des interférogrammes sont enregistrés pendant 90 s à la cadence du laser soit 10 Hz ce qui permet de réaliser une moyenne stationnaire et axisymétrique avec 900 interférogrammes.

Lors de l'enregistrement des données, nous avons constaté que plusieurs interférogrammes avaient un mauvais contraste de franges comme montré figure 3.26. Ce phénomène n'apparaît que lorsque le banc 113 est en fonctionnement. Peut-être est ce dû à des fluctuations de tension dans le réseau électrique qui influent sur la cohérence du laser. Ces problèmes de contraste introduisent du bruit dans la carte de phase modulo- 2π . Le dépliement est alors faux dans certains cas. Un tri des phases dépliées est donc nécessaire avant de les moyennner.

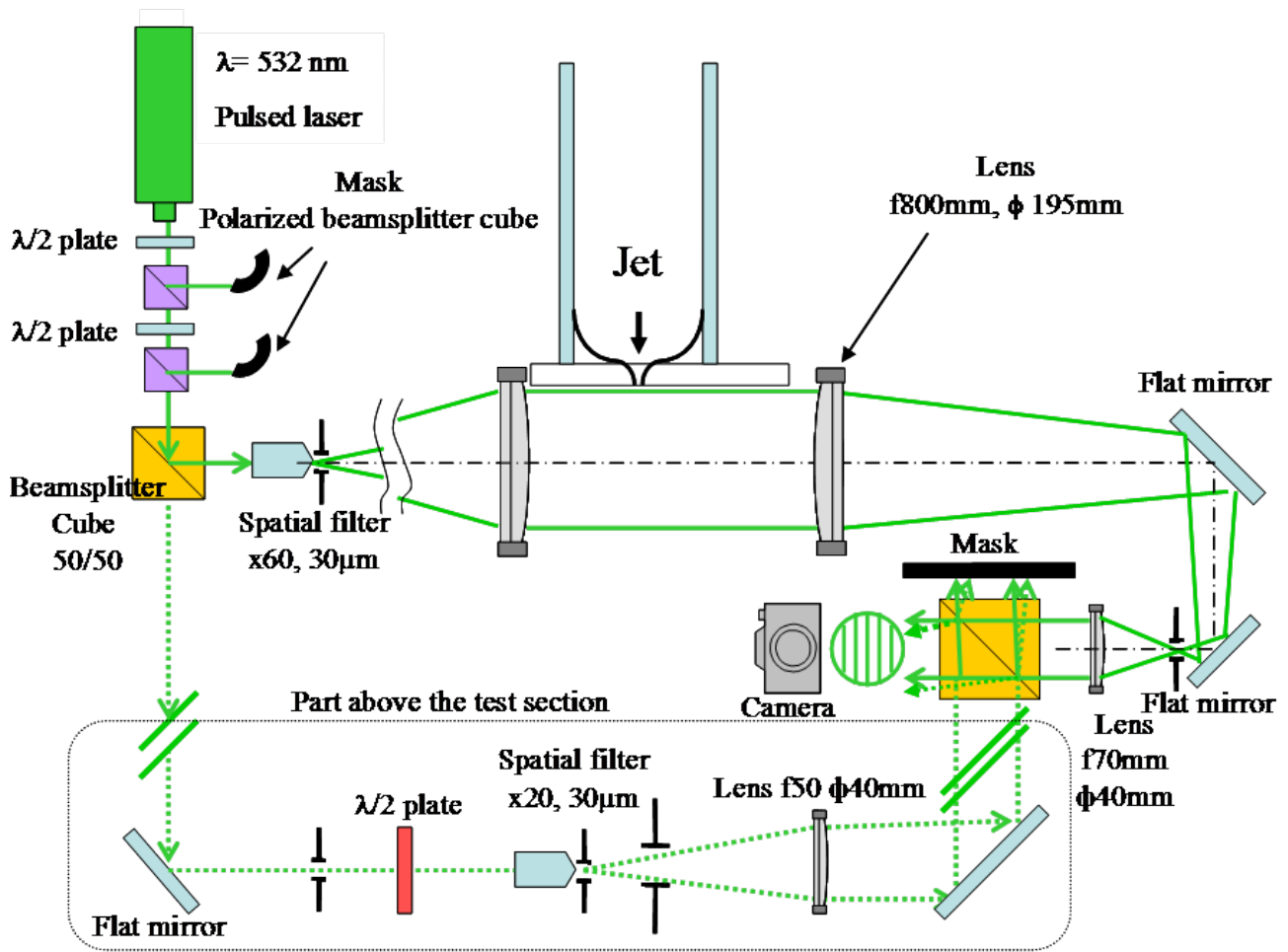
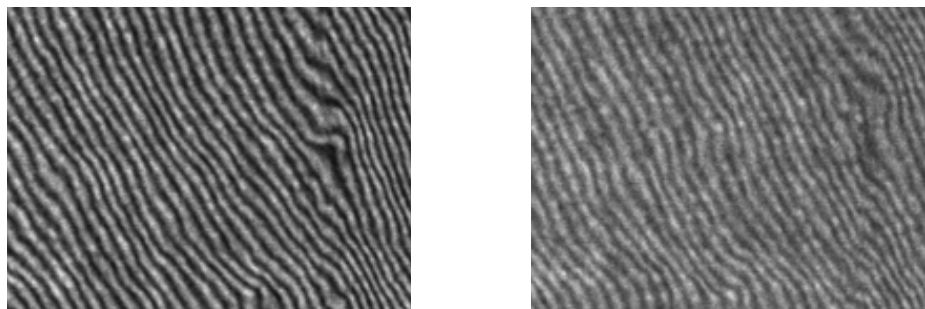


FIGURE 3.25 – Schéma du montage d’holographie numérique de type Mach-Zehnder du banc 113.

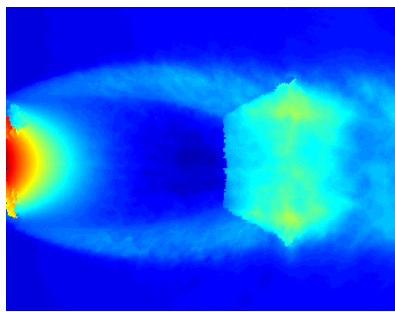


(a) Zoom d’un interférogamme avec un bon contraste. (b) Zoom d’un interférogamme avec un mauvais contraste.

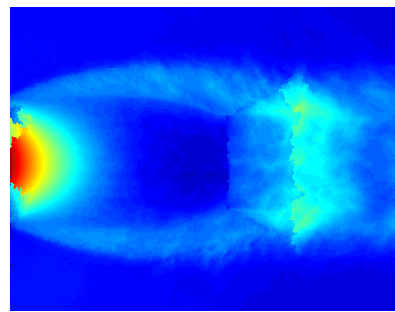
FIGURE 3.26 – Illustration des problèmes de contraste lors de l’acquisition des interférogammes.

Pour des NPR supérieures à 3, les ondes de choc présentes sont si fortes que, dans certains cas, le déphasage entre deux franges est exactement de 2π et le critère de fiabilité de [Herráez et al. \[2002\]](#) implique un mauvais dépliement des cartes de phase comme le montre la figure

3.27. Les deux zones de gauche où le dépliement est mauvais en sortie de buse viennent de gouttes de condensation qui brouillent les franges d'interférences. Cependant, ceci n'est pas gênant pour les mesures que nous faisons car nous nous intéressons à la zone de la première onde de choc. Au dessus d'un certains NPR comme ici pour $\text{NPR}=8$, un disque de Mach se crée dans l'écoulement qui marque une transition entre une zone de dépression avant le choc et une zone de surpression après. C'est une zone avec de forts gradients de masse volumique et donc de forts gradients de chemin optique comme le montre la carte de phase obtenue avec un bon dépliement. Cependant, sur certains interférogrammes, le dépliement passe au travers de ce disque de Mach car le critère détermine une partie de cette zone comme fiable. De ce fait, le disque de Mach n'est pas bien pris en compte. Il faut faire un deuxième tri des phases dépliées pour ne garder que celles dont le dépliement est correct.



(a) Bon dépliement.



(b) Mauvais dépliement.

FIGURE 3.27 – Sauts de phase dus au critère de fiabilité. A gauche, le disque de Mach est bien pris en compte. A droite, les sauts de phase sont passés au travers et le disque n'est pas bien mesuré.

Les phases des écoulements pour un NPR variant de 2 à 8 sont présentées figure 3.28. Les moyennes sont bien symétriques. Les cartes de phase sont bien à 0 dans l'air ambiant à l'intrados et l'extrados. Les maximums de phase varient de 25rad pour NPR2 à 250rad pour NPR8. Ces plages de mesures sont réalisées en gardant le même montage optique qui montre sa grande plage de mesure.

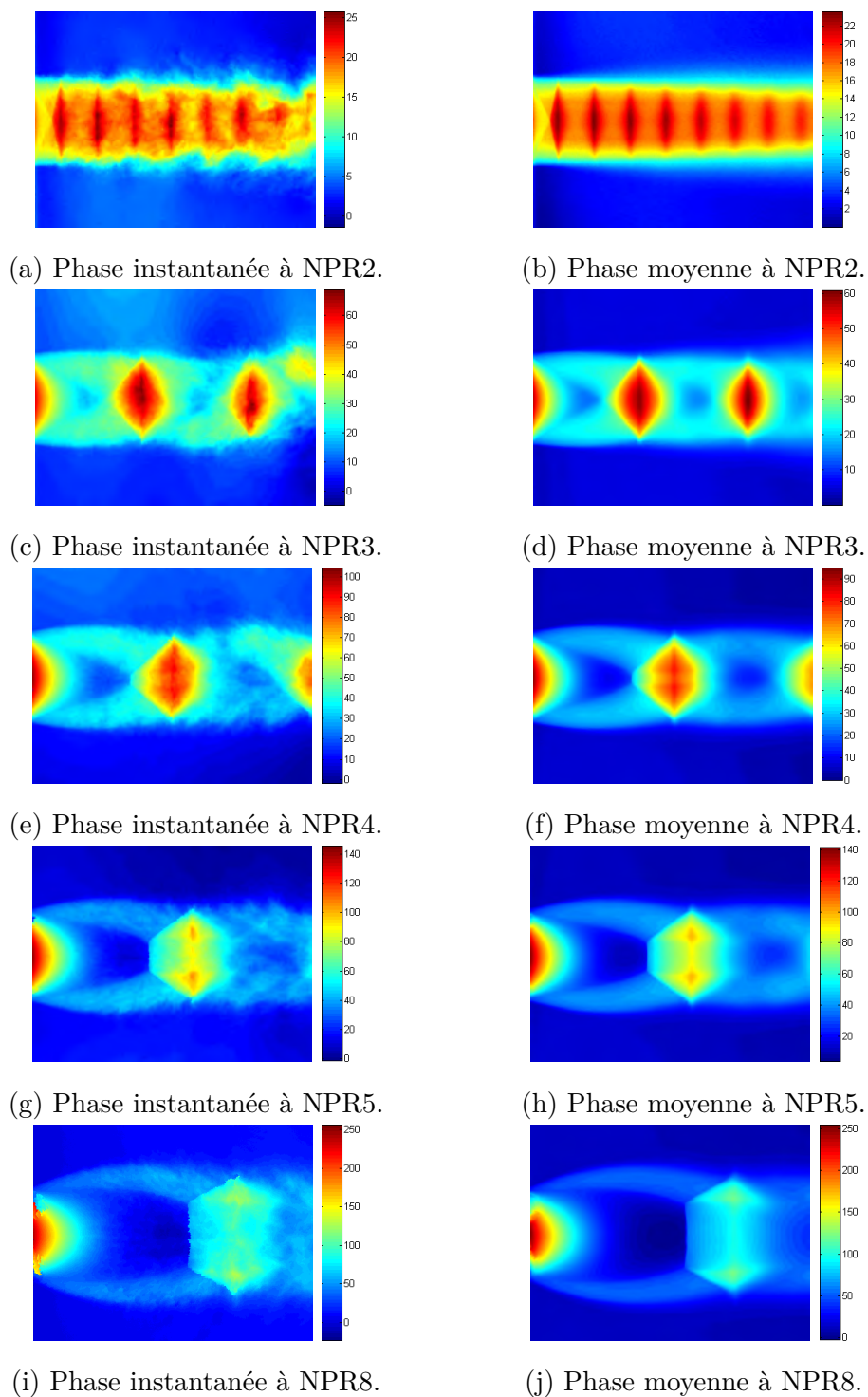


FIGURE 3.28 – Phases (en rad) instantanées et moyennées des jets d'air issus de la buse du banc 113 à différents NPR.

3.2.1.3 Comparaison par dérivation du chemin optique holographique avec l'introduction d'un cercle de confusion représentatif de la BOS

Tout d'abord, il faut trouver un moyen de comparer les mesures effectuées en BOS3D et holographie numérique. En effet, contrairement aux essais réalisés en strioscopie interférentielle et holographie numérique dans la partie précédente et pour lesquels les optiques sont les mêmes et, surtout, les rayons lumineux traversent l'écoulement en faisceaux parallèles, la BOS3D a des optiques différentes et des rayons lumineux non parallèles. Une comparaison pixel à pixel n'est donc pas réalisable et, de plus, l'intégration des déviations lumineuses ne donnera pas le chemin optique car les rayons ne sont pas parallèles. Il a donc été convenu avec l'équipe du DMPE de faire des comparaisons 2D de déviations lumineuses en dérivant les chemins optiques obtenus par l'holographie numérique.

Les résultats pour NPR5 moyenné sont présentés figure 3.29. La BOS3D permet de visualiser trois structures de choc contre un peu moins de deux pour l'holographie soit un champ de mesure environ deux fois plus grand pour cette mesure. En effet, la simplicité du montage optique BOS lui permet d'avoir un grand champ de mesure qui dépend du capteur et de l'objectif associé. Dans le cas de l'holographie numérique, la taille du champ est limitée par les lentilles de focale 800 mm soit ici 195 mm dans l'espace du jet. Pour augmenter la taille du champ récupérable, il faut augmenter le diamètre de ces lentilles. Cette remarque sur le champ de mesure faite, l'analyse des mesures montre que le premier disque de Mach, pour lequel la déviation lumineuse doit être maximale car le gradient de masse volumique est le plus fort, a bien une valeur maximale en holographie numérique de l'ordre de 15mrad et que le reste du jet a des valeurs plus faibles et peu visibles avec cette échelle. En ce qui concerne la BOS3D, la valeur maximale de mesure est de l'ordre de 1,9mrad. Cette valeur est beaucoup plus faible que celle mesurée par l'holographie numérique et elle n'est pas localisée au niveau du disque de Mach mais sur les côtés du choc.

Pour pouvoir comparer plus finement les deux méthodes et montrer qu'elles ont mesuré le même jet, il faut filtrer les déviations lumineuses obtenues par holographie numérique pour simuler le disque de confusion introduit par le montage BOS comme rappelé dans l'annexe B. Les données fournies par l'équipe du DMPE permettent de calculer un cercle de confusion de rayon de l'ordre de $900\mu\text{m}$. Ceci correspond à un filtrage circulaire des données d'holographie avec un rayon de 25 pixels. La déviation lumineuse obtenue est comparée à celle mesurée en BOS3D sur le champ commun aux deux techniques dans la figure 3.30. Une fois filtrée, la déviation lumineuse de l'holographie numérique a une échelle équivalente à celle de la BOS3D avec un maximum autour des 1,9 mrad. Les jets ont la même allure sauf au niveau du disque de Mach où l'holographie a le maximum à 1,9 mrad alors que la BOS3D sous-estime la valeur.

3.2.2 Mise en place de l'holographie numérique dans la soufflerie S20 de l'ISL en vue d'une comparaison avec la CBOS

Une autre expérience a été réalisée pour comparer l'holographie numérique à une technique BOS, en l'occurrence la CBOS [Leopold \[2007\]](#) de l'Institut de recherche franco-allemand de

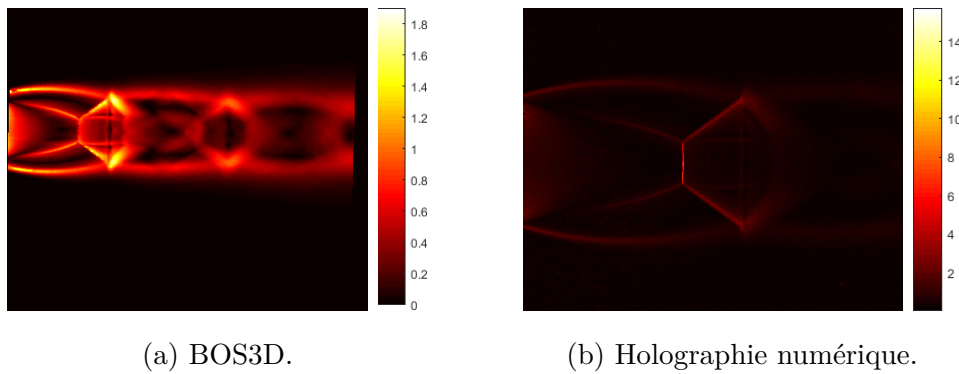


FIGURE 3.29 – Déviations lumineuses (en mrad) du jet du banc 113 à NPR5.

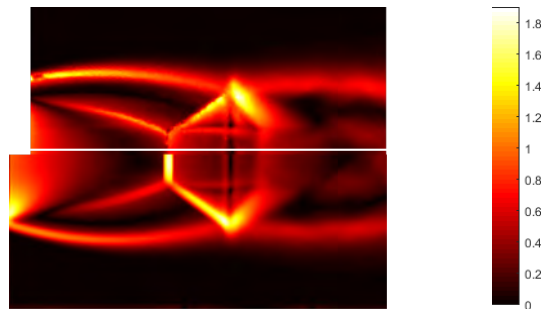


FIGURE 3.30 – Comparaison des déviations lumineuses (en mrad) du jet du banc 113 à NPR5 pour la BOS3D zoomée (en haut) et pour l’holographie numérique filtrée (en bas).

Saint-Louis présentée dans l’état de l’art. Elle a été effectuée dans la soufflerie S20 de l’ISL sur des écoulements à Mach 2 autour deux maquettes. La première est un cône d’angle $\alpha=28^\circ$ et de diamètre 4cm présentée figure 3.31a. C’est un cas d’étude académique qui présente des solutions analytiques connues. La deuxième est une ogive équipée d’un spike présentée figure 3.31b. Ce cas est plus complexe. Dans les deux cas, les essais sont dans un premier temps faits avec la maquette dans l’axe de la soufflerie puis en mettant un angle de 6° entre l’axe de la maquette et l’axe aérodynamique.

Au moment de la rédaction de ce mémoire, les comparaisons avec la CBOS ne sont pas encore faites. Seuls les résultats d’holographie numérique sont présentés ici.

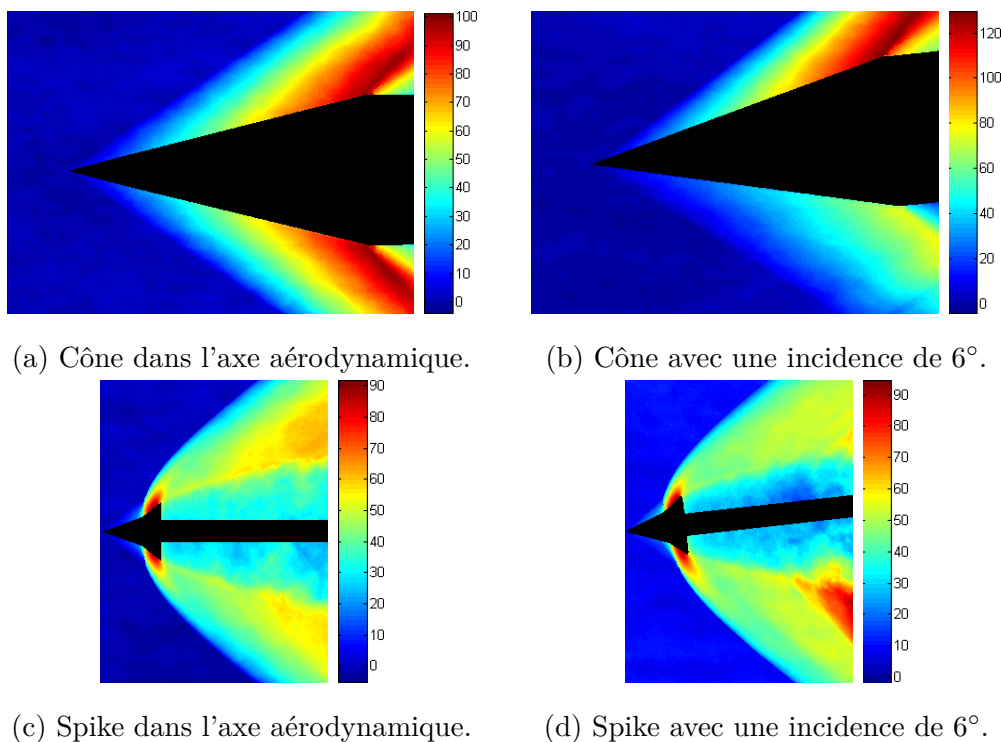
Le montage d’holographie numérique utilisé est un interféromètre de Mach-Zehnder classique avec le bras de référence qui passe au dessus de la soufflerie. Les phases mesurées sont présentées figure 3.32. L’analyse de ce données 2D permet déjà d’avoir une idée sur les perturbations aérodynamiques introduites par le spike en incidence. En effet, entre le cône axisymétrique et en incidence, l’échelle de la phase passe de 100rad à 120rad avec une forte dissymétrie entre les deux côtés. En ce qui concerne le spike, l’échelle reste autour des 90rad et la dissymétrie autour de la pointe du spike est très faible. La différence entre les deux côtés est une zone de compression dans le bas de l’image proche de l’ogive et non du spike.



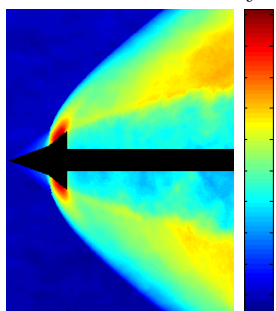
(a) Cône.

(b) Spike.

FIGURE 3.31 – Photos des maquettes en soufflerie.



(a) Cône dans l'axe aérodynamique.

(b) Cône avec une incidence de 6° .

(c) Spike dans l'axe aérodynamique.

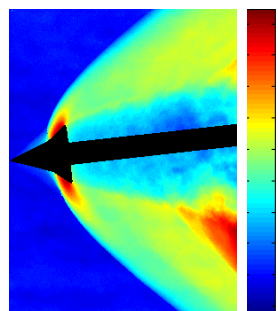
(d) Spike avec une incidence de 6° .

FIGURE 3.32 – Phases (en rad) des écoulements étudiés dans la soufflerie S20.

3.3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons effectué des mesures d'écoulements par holographie numérique qui montrent que, bien que le montage optique soit plus lourd que celui de la BOS, il est transposable dans plusieurs types d'installations allant du laboratoire à la soufflerie de recherche. Nous avons aussi mis en place un montage de strioscopie interférentielle en gardant en partie les optiques de l'holographie numérique pour effectuer une comparaison des mesures 2D fines, i.e. pixel à pixel.

Les premières comparaisons entre l'holographie numérique et la BOS3D de l'Onera de Toulouse autour d'un jet sous-détendu mettent en avant les avantages de chacune des méthodes. D'un côté, l'holographie numérique a une finesse de résolution ainsi que la capacité de mesurer de plus fortes variations de masse volumique. D'un autre côté, la BOS3D nécessite moins de matériel et visualise de plus grands volumes.

Cependant, des comparaisons plus fines ne sont pas possibles car les rayons ne traversent pas l'écoulement de la même manière dans ces deux méthodes. De plus, le but final étant de reconstruire la masse volumique en 3D, les comparaisons 2D peuvent donner une idée des résultats en 3D mais une comparaison directement sur les volumes 3D semble plus pertinente. C'est ce que nous nous proposons de faire dans le chapitre 4.

Chapitre 4

Reconstruction 3D de jets stationnaires et comparaison des méthodes

Maintenant que nous avons mis en place les bancs de striescopia interférentielle et d'holographie numérique, nous voulons reconstruire la masse volumique des différents écoulements. La méthode de reconstruction est une méthode tomographique qui nécessite des données suivant différents points de vue pour les écoulements tridimensionnels. Dans ce chapitre, nous nous limitons à des écoulements stationnaires qui permettent d'enregistrer les données à des instants différents. La première partie explique le protocole mis en place pour enregistrer plusieurs points de vue des écoulements. Dans la deuxième partie, nous présentons le code de reconstruction développé par Nicolas [2017] au cours de sa thèse qui est notre base de départ ainsi que la façon dont nous l'avons adapté à nos données de déviation lumineuse et de chemin optique. La troisième partie est consacrée à la reconstruction et la comparaison des jets d'air et d'hélium issus des buses circulaires, oiseau et étoile. Enfin, dans la dernière partie, nous reconstruisons les jets mesurés par holographie numérique sur le banc 113 de l'Onera Toulouse et comparons les résultats d'un de ces jets avec la reconstruction obtenue par mesure BOS3D par l'Onera/DMPE ainsi qu'à la simulation numérique qu'ils ont effectuée.

4.1 Création des bases de données pour la reconstruction 3D

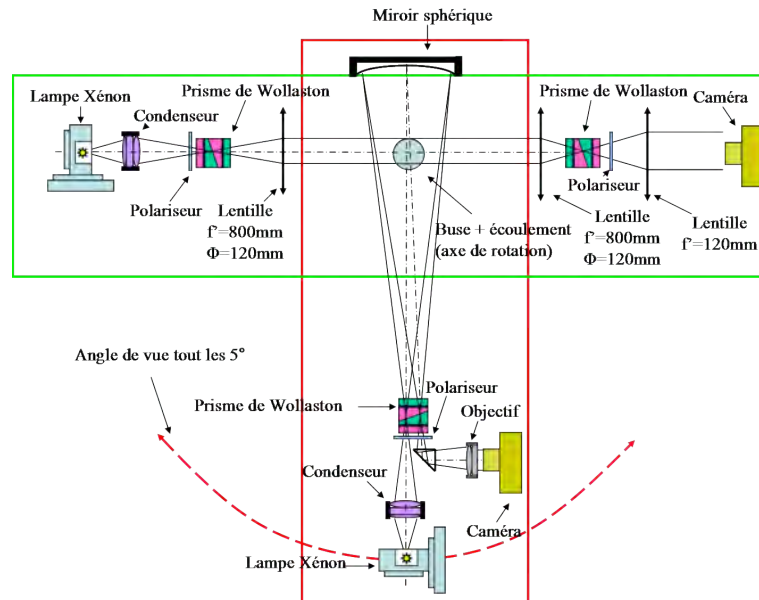
Dans la littérature, pour des écoulements instationnaires, Timmerman [1997] utilisent 6 à 9 visées simultanées mesurées par holographie sur plaque pour reconstruire le champ de masse volumique. Plus récemment, Nicolas et al. [2017] utilisent 12 visées simultanées équiréparties autour du jet en BOS3D. Dans le cas d'écoulements stationnaires, Leopold et al. [2013] font des mesures de CBOS en tournant la maquette dans leur écoulement par pas de 5° ce qui leur donne 36 visées. De façon analogue, Doleček et al. [2013b] considèrent leur jet comme répétitif et ils font 18 visées en tournant leur écoulement tous les 10° sur 180° . Comme les jets issus des buses sont fortement tridimensionnels et que construire 12, 18 voire 36 visées demande beaucoup de matériel et crée un encombrement spatial qui paraît incompatible avec des mesures en aéronautique, nous avons décidé dans un premier temps de restreindre le problème à des écoulements stationnaires. Ainsi, en n'utilisant qu'un seul montage d'holographie numérique, nous pouvons effectuer un très grand nombre de points de vue en tournant les buses.

4.1.1 Protocole d'enregistrement des données suivant plusieurs points de vue

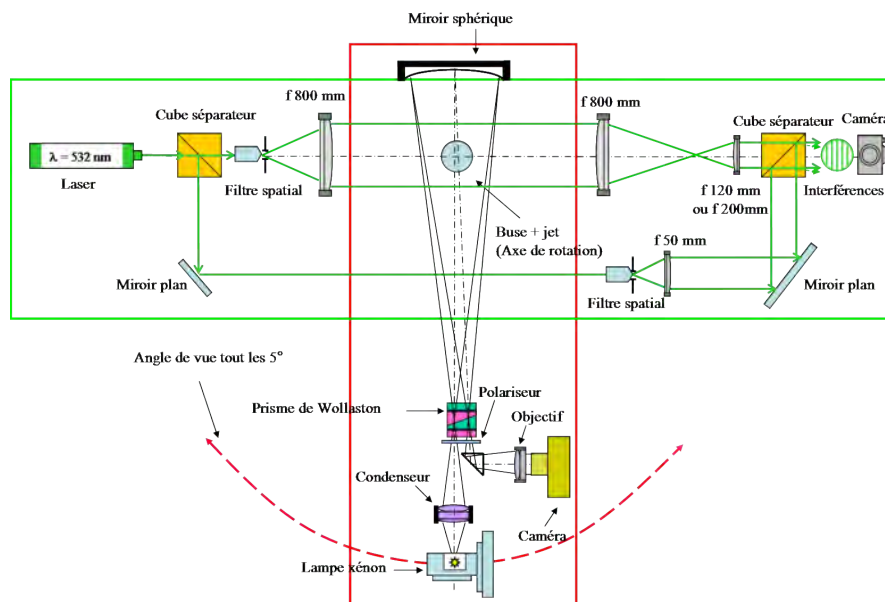
Nous avons décidé d'enregistrer des mesures tous les 5° sur 180° soit 36 lignes de visée. Les jets d'air supersoniques sortant des buses sont stationnaires dans les conditions de pression et température du laboratoire. Par contre, les jets d'hélium laminaires dépendent beaucoup des paramètres extérieurs et la moindre perturbation de l'air ambiant déstabilise le jet.

4.1.2 Vérification de la stationnarité des jets

Pour contrôler la stabilité, un bras de strioscopie interférentielle à biprisme de Wollaston a été ajouté au montage comme illustré figure 4.1. Sur ce bras à double traversée, les rayons ne sont pas parallèles mais ils tournent en même temps que la buse pour visualiser le jet toujours selon le même axe.



(a) Strioscopie interférentielle.



(b) Holographie numérique.

FIGURE 4.1 – Montages optiques pour la mesure de jets stationnaires par rotation de la buse avec bras de contrôle.

Ainsi, les interférogrammes enregistrés par ce bras doivent être rigoureusement identiques. Les caméras du bras de mesure (interférométrie de Mach-Zehnder ou strioscopie interférentielle) et du bras de contrôle sont synchronisées. Les interférogrammes sont enregistrés à 6Hz pendant 10s. 60 images de contrôle synchronisées à 60 images de mesure sont donc enregistrées pour chaque point de vue. Le bras de contrôle est un montage de strioscopie interférentielle car les interférogrammes en teintes de Newton sont interprétables par l'expérimentateur sans traitement de l'image. Un dépouillement de ces interférogrammes de contrôle est ensuite réalisé. Les interférogrammes du bras de contrôle qui se correspondent le mieux par un critère de moindres carrés permettent de sélectionner les interférogrammes de mesure pour chaque point de vue.

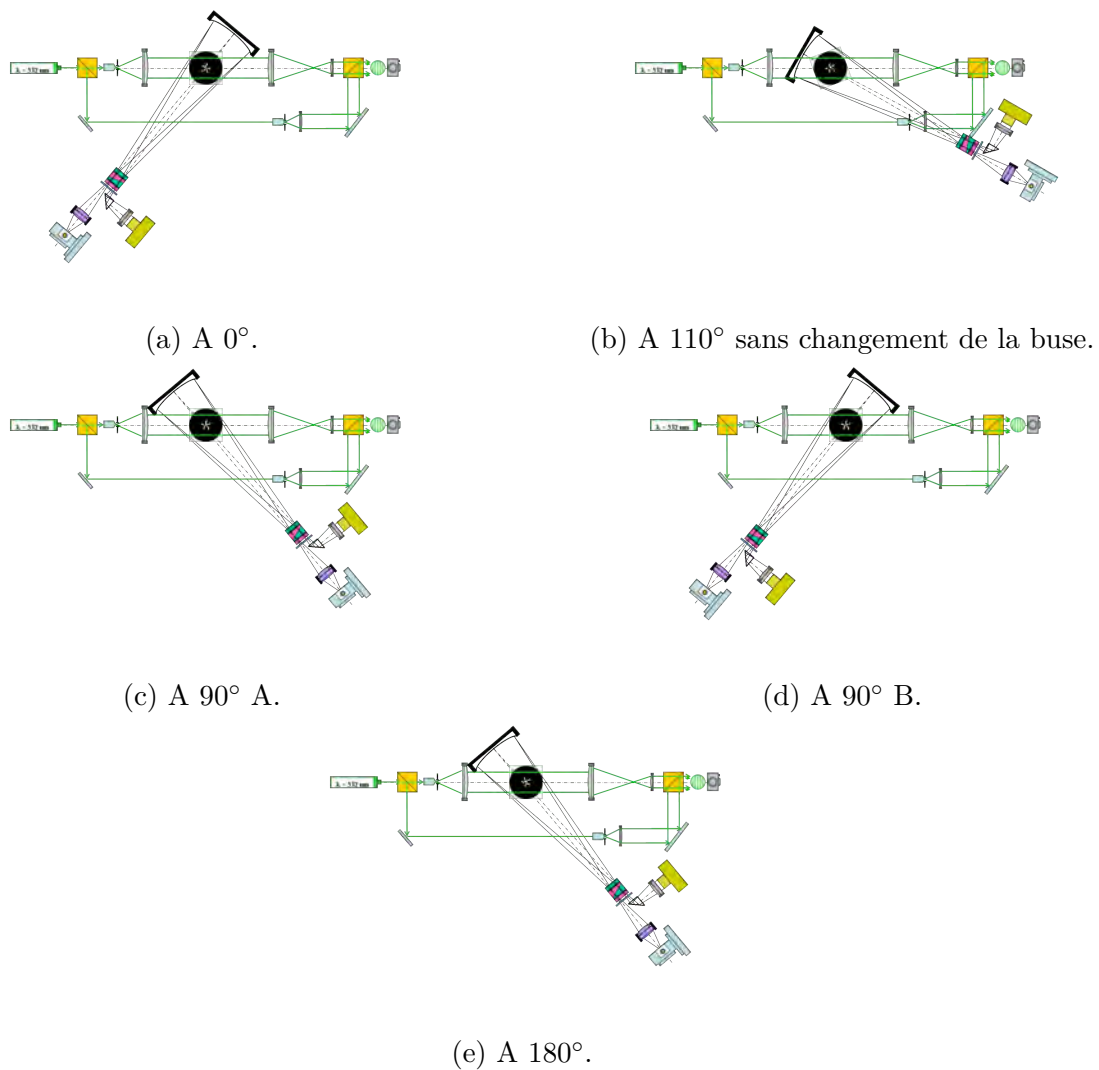


FIGURE 4.2 – Protocole d'enregistrement des points de vue et mise en évidence de l'encombrement entre les deux interféromètres.

Dans la pratique, il n'est pas possible de faire tourner l'interféromètre de contrôle avec la buse sur 180° . En effet, au départ, un angle est mis entre les deux interféromètres de sorte

que l'un ne gêne pas les mesures de l'autre comme illustré figure 4.2a. Ce point de vue est appelé point de vue à 0° . La buse et l'interféromètre de contrôle sont ensuite tournés pour faire les mesures tous les 5° . Arrivés à un certain angle, les deux interféromètres se gênent comme illustré figure 4.2b. Il n'est pas possible de faire les mesures. Pour palier à ce problème, nous avons décidé de faire les mesures en deux étapes. De 0° à 90° , la buse et l'interféromètre de contrôle tournent de la même manière. Cette mesure à 90° est appelée 90° A comme illustré figure 4.2c. Ensuite, l'interféromètre de contrôle est ramené à la position initiale (celle de la mesure à 0°) et la buse est tournée de 90° dans sa monture de sorte que, pour le bras de mesure, la buse est toujours vue à 90° . Cette mesure est appelée 90° B et est illustrée figure 4.2d. Il est alors possible de refaire pivoter la buse et l'interféromètre de contrôle de 90° et les mesures de 90° à 180° sont possibles. Ainsi, le contrôle de la stationnarité du jet d'hélium se fait en trois parties. Dans un premier temps, les interférogrammes de contrôle de 0° à 90° A ont tous la même allure comme illustré figure 4.3. Les trois interférogrammes présentés ont été choisis car le critère des moindres carrés est minimal. Les dépouillements d'une ligne en sortie de buse de la figure 4.4 pour ces trois écoulements confirme que les trois jets sont quasiment les mêmes. Dans un deuxième temps, le contrôle de la stationnarité du jet au passage de l'angle 90° se fait grâce au bras de mesure qui voit le même angle. La phase à 90° B qui minimise le critère des moindres carrés avec la phase à 90° A est présentée figure 4.5. L'interférogramme du bras de contrôle correspondant présenté figure 4.6a devient le nouvel interférogramme de référence pour les angles 90° B à 180° . Trois d'entre eux sont présentés figure 4.6 et les dépouillements d'une ligne en sortie de buse de la figure 4.7 confirme que les jets sont quasiment identiques.

Les trois interférogrammes de mesure, synchronisés avec ces interférogrammes de contrôle, sont traités et les phases sont présentées figure 4.8. Ces phases sont différentes surtout en sortie de la buse car le jet est tridimensionnel. De plus, nous pouvons remarquer que les phases des angles 0° et 180° sont symétriques car le jet est vu depuis la même direction mais dans des sens opposés.

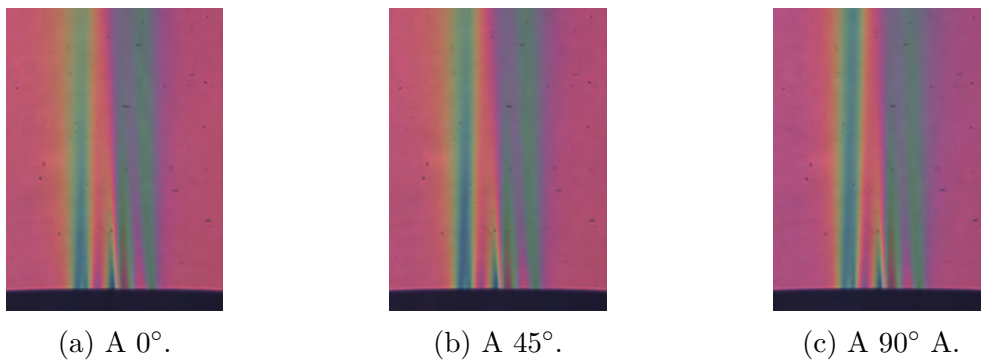


FIGURE 4.3 – Interférogrammes de contrôle à différents angles entre 0° et 90° pour la buse étoile avec un jet d'hélium.

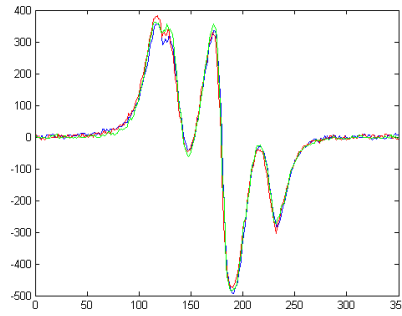


FIGURE 4.4 – Dépouillement d’une ligne pour les trois interférogrammes de contrôle.

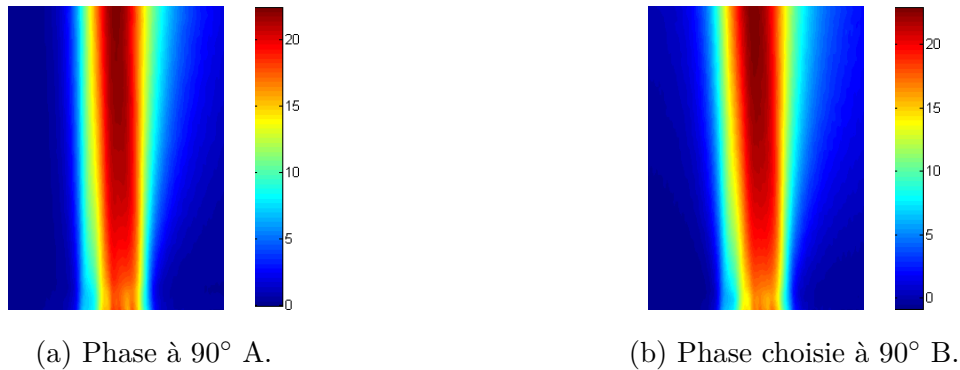


FIGURE 4.5 – Phases (en rad) des jets équivalents au passage à 90°

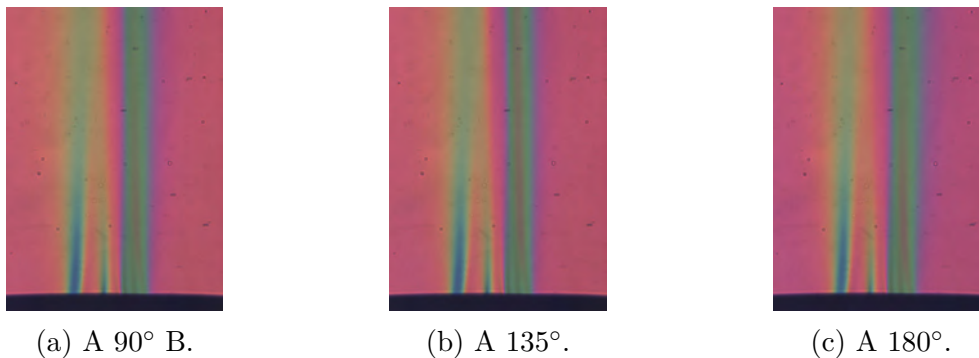


FIGURE 4.6 – Interférogrammes de contrôle à différents angles entre 90° et 180° pour la buse étoile avec un jet d’hélium.

4.1.3 Précision sur l’angle du point de vue et la verticalité de la buse

L’interféromètre de contrôle a un miroir sphérique dont le centre de courbure mesure 2,4 m. Il a donc une longueur de l’ordre de 3 m. Comme il est solidaire de la buse, l’angle de rotation de l’interféromètre peut être mesuré avec une très bonne précision. En effet, si nous considérons que la distance dans le plan horizontal R entre l’axe de rotation de la buse et les roues de l’interféromètre de contrôle est de 2,5 m, par la relation (4.1), l’arc de cercle L pour un angle de 5° est de 21,8 cm. Cette mesure est faite avec une précision ΔL de 0,1 cm ce qui donne une

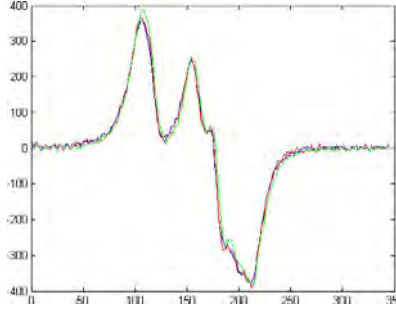


FIGURE 4.7 – Dépouillement d’une ligne pour les trois interférogrammes de contrôle.

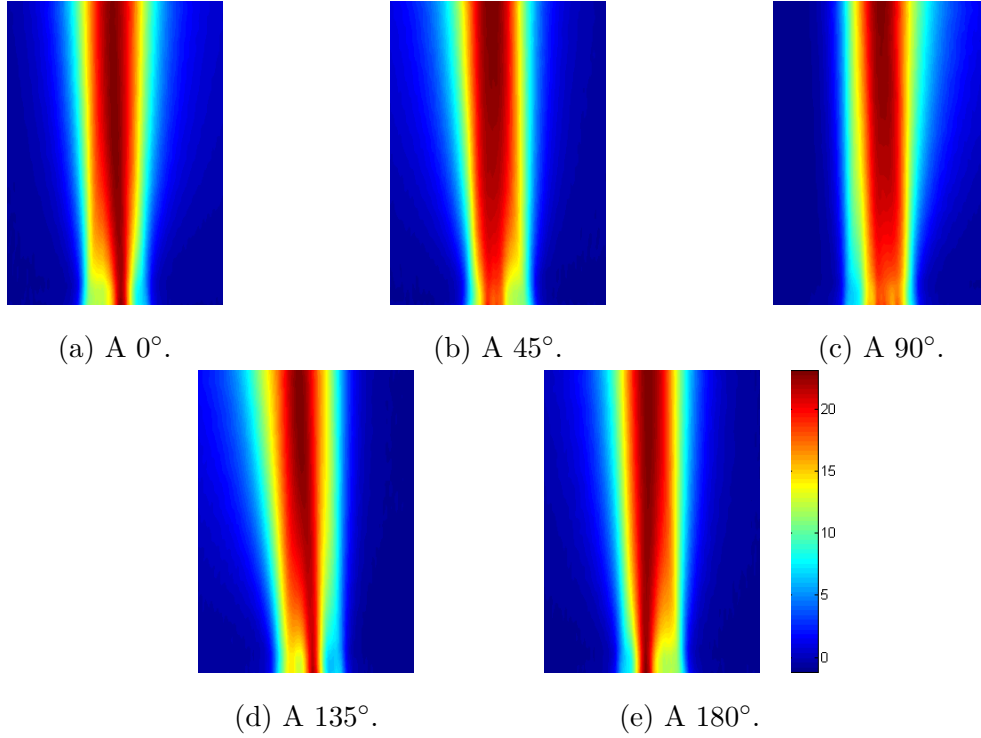


FIGURE 4.8 – Phases (en rad) pour la buse étoile avec le jet d’hélium choisies pour la reconstruction.

incertitude sur l’angle de $\Delta\theta = \frac{\Delta L}{L}\theta = 1,4'$.

$$L = \theta R \quad (4.1)$$

Cependant, avec ce bras de levier, si le sol du laboratoire n’est pas parfaitement plan, des contraintes s’appliquent au niveau de l’axe de rotation et font pivoter la buse qui n’est alors plus exactement verticale. Ces problèmes de verticalité sont critiques pour la reconstruction. Nous devons donc recalibrer la buse entre les différents angles. Les écarts maximums constatés entre deux angles sont de 10 pixels pour l’hélium. Avec la taille des pixels mesurée dans le chapitre 3, ceci correspond à $420\mu\text{m}$. D’après l’équation (4.1), comme la sortie de la buse est à

une distance $d=23$ cm de l'axe de rotation comme montré sur la figure 4.9, nous pouvons en déduire que l'angle maximal de rotation est de $0,1^\circ$.

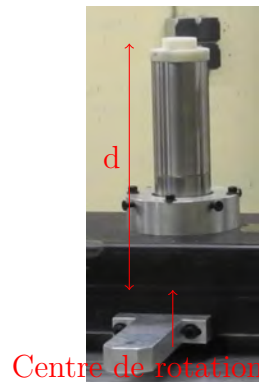


FIGURE 4.9 – Photo de la buse et du point de rotation du montage.

4.2 Reconstruction 3D : Méthode utilisée et adaptations aux mesures d'holographie numérique et de strioscopie interférentielle

La reconstruction 3D vise à retrouver le champ de masse volumique à partir d'intégrales linéiques (cas de l'holographie) de ce champ et de ses gradients (cas de la strioscopie interférentielle).

Sous hypothèse paraxiale, cette intégrale peut être approchée par celle d'un rayon non dévié. Cette approximation permet de considérer les mesures holographiques numériques et de strioscopie interférentielle comme des intégrales sur des chemins rectilignes. Cette hypothèse fondamentale permet de relier les problèmes étudiés au corpus de la reconstruction tomographique à rayons X en imagerie médicale [Hiriyannaiah, 1997], sa validité sera examinée en Section 4.3.1.3.

Nous nous sommes appuyés sur certaines bibliothèques Matlab développées par Nicolas [2017] dans le cadre de sa thèse dédiée à la BOS3D, nous les avons adaptées au contexte de l'holographie numérique et de la strioscopie interférentielle. Ce choix a été fait car le formalisme mathématique adopté par F. Nicolas est suffisamment général pour s'adapter aux types de mesures que nous avons traitées. Par exemple, contrairement aux méthodes classiques de la BOS3D, la méthode développée par F. Nicolas reconstruit directement le masse volumique sans passer par une étape de reconstruction des gradients de masse volumique suivie d'une intégration de l'équation de poisson Atcheson et al. [2008]. Son adaptation aux mesures de chemins optiques par holographie numérique donnera donc des résultats sans avoir à les dériver.

4.2.1 Présentation du code de reconstruction de la BOS3D

Comme expliqué dans [Nicolas et al. \[2016\]](#), le code cherche à minimiser $I(\rho)$, un critère des moindres carrés avec une régularisation quadratique de Tikhonov

$$I(\rho) = \|A\rho - \epsilon\|^2 + \lambda\|\Delta\rho\|^2 \quad (4.2)$$

où ρ est le volume de masse volumique, ϵ l'ensemble des déviations mesurées par BOS, A l'opérateur qui prédit les déviations à partir de ρ , λ le paramètre de régularisation et $\Delta\rho$ le gradient de la masse volumique.

La méthode de résolution de cette équation est celle des gradients conjugués. C'est une méthode itérative basée sur l'équation :

$$\rho_k = \rho_{k-1} + \alpha_k d_k \quad (4.3)$$

avec $\Delta\rho=0$ et où d_k est la direction de descente définie par :

$$d_k = -g_k + \beta_k d_{k-1} \quad (4.4)$$

avec $d_0=g_0$ et

$$g_k = \Delta I(\rho_k) = 2 \left(A^T (A\rho_k - \epsilon) - \lambda\Delta\rho_k \right) \quad (4.5)$$

où Δ est le gradient.

Dans ces équations, β_k est choisi pour permettre une direction de descente orthogonale selon l'équation :

$$\beta_k = \frac{\|g_{k+1}\|^2}{\|g_k\|^2} \quad (4.6)$$

et α_k est le pas de descente dans la direction d_k :

$$\alpha_k = -\frac{g_k^T d_k}{d_k^T (A^T A - \lambda\Delta) d_k} \quad (4.7)$$

Dans le terme A se trouvent les opérateurs projection T et gradient D et dans A^T les opérateurs gradient adjoint D^T et rétroprojection T^T .

Dans le cas de la BOS3D, les déviations lumineuses suivant chaque axe de visée sont exprimées dans le repère du volume de reconstruction noté $[x,y,z]$ par une calibration des caméras dans l'espace. L'opérateur $A=TD$ où T est la matrice des projections et décrit la contribution de chaque voxel à une déviation donnée et D la matrice des gradients du volume reconstruit.

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \\ \epsilon_z \end{bmatrix} = A\rho = T \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} \rho \quad (4.8)$$

Le paramètre de régularisation λ est un compromis entre la fidélité aux données mesurées et un lissage pour s'affranchir du bruit de mesure. Pour trouver sa valeur optimale, il faut calculer la L-curve introduite par Saxild-Hansen [2010]. Cette courbe représente le terme de régularisation $\|\Delta\rho\|^2$ en fonction de la fidélité aux données $\|A\rho - \epsilon\|^2$ pour différents λ . La courbe forme un L comme montré figure 4.10 dont le point de courbure maximale est le paramètre optimal car il minimise le lissage tout en minimisant le critère des moindres carrés.

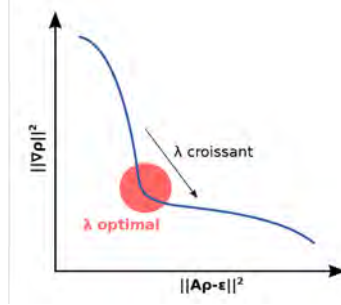


FIGURE 4.10 – Schéma de la L-curve Nicolas [2017].

4.2.2 Adaptation du code

Nous avons adapté et optimisé ce code de reconstruction de la masse volumique par BOS3D aux mesures faites par holographie numérique et striescopie interférentielle.

Tout d'abord, comme nous mesurons des jets composés d'un gaz différent du gaz du milieu extérieur, l'équation de Gladstone-Dale n'est pas immédiate car la constante de Gladstone-Dale dépend de la nature du gaz et la masse volumique totale dépend des pressions partielles de chaque gaz présent dans l'écoulement. Nous reconstruisons donc l'indice de réfraction du volume auquel nous appliquerons ensuite l'équation de Gladstone-Dale.

De plus, comme expliqué dans le chapitre 3, les mesures de déviations lumineuses et de chemins optiques sont faites en soustrayant une valeur initiale donnée par l'air ambiant. La valeur d'indice de réfraction reconstruite sera donc une valeur relative par rapport à l'indice de réfraction de l'air ambiant que nous notons Δn .

Avant de poursuivre, il est nécessaire de bien préciser les deux repères distincts utilisés : le premier noté $[x, y, z]$ lié au volume de reconstruction est fixe dans le référentiel du laboratoire et le deuxième noté $[h, o, v]$ est celui de la caméra. Il représente les axes vertical et horizontal de la caméra et l'axe orthogonal au plan de la caméra et bouge dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'angle γ de vue mesuré. Les relations entre ses deux repères sont données dans les équations (4.9), (4.10) et (4.11).

$$\vec{e}_v = \vec{e}_z \quad (4.9)$$

$$\vec{e}_h = \cos(\gamma)\vec{e}_x + \sin(\gamma)\vec{e}_y \quad (4.10)$$

$$\vec{e}_o = -\sin(\gamma)\vec{e}_x + \cos(\gamma)\vec{e}_y \quad (4.11)$$

4.2.2.1 Cas de l'holographie numérique

L'holographie numérique mesure directement le chemin optique E . Le critère des moindres carrés avec une régularisation quadratique de Tikhonov à minimiser est présenté équation (4.12). L'opérateur A qui est composé des opérateurs gradient D et projection T pour la reconstruction avec des déviations lumineuses est remplacé par le seul opérateur projection T . La partie régularisation garde la même forme.

$$I(\Delta n) = ||T(\Delta n) - E||^2 + \lambda||\Delta(\Delta n)||^2 \quad (4.12)$$

Les équations de la méthode des gradients conjugués deviennent

$$(\Delta n)_k = (\Delta n)_{k-1} + \alpha_k d_k \quad (4.13)$$

$$d_k = -g_k + \beta_k d_{k-1} \quad (4.14)$$

$$g_k = \Delta I((\Delta n)_k) = 2 \left(T^T (T(\Delta n)_k - E) - \lambda \Delta(\Delta n)_k \right) \quad (4.15)$$

$$\beta_k = \frac{||g_{k+1}||^2}{||g_k||^2} \quad (4.16)$$

$$\alpha_k = -\frac{g_k^T d_k}{d_k^T (T^T T - \lambda \Delta) d_k} \quad (4.17)$$

Comme l'opérateur gradient D n'est plus présent, il n'est plus nécessaire de séparer les mesures de chemins optiques E selon les trois axes du volume de reconstruction comme c'est le cas pour les mesures de déviations lumineuses dans l'équation (4.8). Ainsi, pour chaque visée, une seule opération de projection et de rétroprojection est nécessaire pour les équations (4.15) et (4.17) contre trois opérations de gradients, trois projections, trois rétroprojections et trois gradients adjoints dans le cas de la BOS3D.

Ces simplifications et gains en temps de calcul sont valables quelles que soient les directions des rayons dans l'écoulement. Or, comme nous travaillons en faisceaux parallèles, que les grandissements sont les mêmes sur toutes les lignes de visée et que, pour chacune d'elles, $\vec{e}_v = \vec{e}_z$, il est possible de simplifier encore la projection et rétroprojection en les ramenant à un cas 2D dans le plan $[x,y]$ pour reconstruire un plan en utilisant la ligne correspondante sur chaque point de vue. L'opérateur de projection T a donc une base 2D qui est répétée sur la troisième dimension. Concernant la régularisation, elle peut aussi se limiter au cas 2D en ne prenant en compte que les gradients suivant les axes x et y . De ce fait, chaque plan est indépendant

des autres. Chaque plan peut être reconstruit indépendamment des autres ce qui permet une parallélisation des reconstructions et donc un gain de temps et de mémoire.

La reconstruction plan par plan vient du fait que nous avons choisi $\vec{e}_v = \vec{e}_z$. Cette égalité n'est vraie que si la buse est bien verticale. Comme montré dans la Section 4.1.3, la buse est verticale à $\theta_{verticalité}=0,1^\circ$ près. Pour pouvoir reconstruire plan par plan, il faut donc que ce défaut de verticalité sur la totalité d'un plan de reconstruction soit inférieure à la hauteur d'un voxel. Si nous prenons comme taille verticale du voxel la taille d'un pixel T_{pixel} , nous devons vérifier pour les écoulements d'hélium que la taille maximale D_{max} du volume de reconstruction suivant les axes x et y vérifie l'inégalité (4.18). Pour l'hélium (resp. l'air), ceci correspond à 25mm (resp. 15mm) car $T_{pixel}=42\mu m$ (resp. $26\mu m$).

$$D_{max} \leq \frac{T_{pixel}}{\sin(\theta_{verticalité})} \quad (4.18)$$

4.2.2.2 Dans le cas de la strioscopie interférentielle

La strioscopie interférentielle mesure des différences de chemins optiques qui ont été ramenées à des déviations lumineuses. Le critère à minimiser est le même que celui de la BOS3D de l'équation (4.8). Dans ce cas, les opérateurs gradient D et gradient adjoint D^T sont présents.

Comme pour l'holographie, les rayons sont parallèles, les grandissements égaux pour tous les points de vue et $\vec{e}_v = \vec{e}_z$ pour chacun d'eux. De plus, comme les déviations sont mesurées suivant les axes \vec{e}_h qui sont des combinaisons linéaires de \vec{e}_x et \vec{e}_y d'après l'équation (4.10), il est possible de faire la même simplification de reconstruction plan par plan que pour l'holographie.

A ce stade, le critère des moindres carrés à minimiser peut s'écrire sous la forme explicitée dans (4.19). Dans ce cas, deux opérations de chaque opérateur (gradient, projection, rétroprojection et gradient adjoint) sont nécessaires au lieu de trois dans le code de la BOS3D.

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \end{bmatrix} = A\Delta n = T \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \end{bmatrix} \Delta n \quad (4.19)$$

Les mesures de déviations lumineuses suivant chaque point de vue doivent être explicitées suivant les axes x et y du volume. Le fait que les rayons soient parallèles et suivent la direction \vec{e}_o permet d'écrire la relation (4.20). La minimisation des moindres carrés devient l'équation (4.21) qui est équivalente à (4.22) avec D_h l'opérateur gradient suivant la direction \vec{e}_h . Cependant, le volume étant discrétisé par des voxels suivant les dimensions x et y, pour les points de vue qui ne sont pas à 0° et 90° , \vec{e}_h est différent de \vec{e}_x et \vec{e}_y . Ceci ne permet pas d'utiliser directement cette simplification qui permettrait de passer de deux opérations pour chaque opérateur à une seule. Par contre, si la commutation entre les opérateurs D_h et T est possible, l'opérateur D_h revient à un simple gradient horizontal du chemin optique obtenu par le terme $T\Delta n$.

$$\epsilon_h = \vec{\epsilon} \cdot \vec{e}_h = \vec{\epsilon} \cdot (\cos(\gamma)\vec{e}_x + \sin(\gamma)\vec{e}_y) = \cos(\gamma)\epsilon_x + \sin(\gamma)\epsilon_y \quad (4.20)$$

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \cos(\gamma)\epsilon_h \\ \sin(\gamma)\epsilon_h \end{bmatrix} = A\Delta n = T \begin{bmatrix} D_x \\ D_y \end{bmatrix} \Delta n \quad (4.21)$$

$$\epsilon = \epsilon_h = A\Delta n = TD_h\Delta n \quad (4.22)$$

Cette commutation est possible car, dans le repère [h,o,v] de la caméra, un rayon se propage suivant la direction \vec{e}_o sur une distance L. L'équation de la déviation lumineuse d'un rayon mesurée par la strioscopie interférentielle s'écrit

$$\vec{\epsilon} \cdot \vec{e}_h = \epsilon_h = Cte \int_0^L \vec{grad}(\Delta n) dl \cdot \vec{e}_h \quad (4.23)$$

Dans cette équation, le gradient de la différence d'indice de réfraction peut se décomposer dans la base orthonormée [h,o,v]. La projection sur \vec{e}_h donne au final une équation avec une seule composante dans l'équation (4.24)

$$\vec{\epsilon} \cdot \vec{e}_h = \epsilon_h = Cte \int_0^L \frac{\partial(\Delta n)}{\partial e_h} dl \quad (4.24)$$

Or, comme l'intégration se fait suivant \vec{e}_o qui est orthonal à \vec{e}_h , il y a équivalence entre l'intégration de la dérivée et la dérivée de l'intégration de l'équation (4.25). Cette commutation est appliquée à l'équation (4.22) qui devient (4.26).

$$\epsilon_h = Cte \frac{d}{de_h} \left(\int_0^L \Delta n dl \right) \quad (4.25)$$

$$\epsilon = \epsilon_h = D_h T \Delta n \quad (4.26)$$

Au final, la reconstruction du volume se fait plan par plan avec un opérateur $A=D_h T$ qui est le gradient de la projection de la masse volumique. Chaque plan étant indépendant, une parallélisation de ces reconstructions permet de gagner en temps de calcul. De plus, la commutation des opérateurs gradient et projection de l'opérateur A mais aussi des opérateurs gradient adjoint D_h^T et rétroprojection T^T permet un gain de temps et de mémoire en n'effectuant ces opérations qu'une seule fois chacune au lieu de deux fois pour chaque plan si la commutation n'est pas faite dans le calcul des équations (4.5) et (4.7).

4.3 Application à la reconstruction en 3D et à la comparaison de la masse volumique de jets tridimensionnels

Une fois le code modifié, les reconstructions sont réalisables. Dans cette partie, toutes les différentes étapes qui permettent d'optimiser, de valider et d'estimer les incertitudes de la reconstruction de l'indice de réfraction ainsi que de passer de cet indice à la masse volumique sont expliquées. Les reconstructions sont ensuite présentées pour les deux méthodes puis comparées.

4.3.1 Protocole mis en place pour la reconstruction de la masse volumique

Les exemples pris ici pour illustrer les différentes étapes sont les jets d'hélium et d'air sortant de la buse étoile mesurés par holographie numérique.

Les voxels dans le volume reconstruit ont des côtés de la même taille que les côtés des pixels dans le plan de la buse soit des voxels de $42 \times 42 \times 42 \mu\text{m}^3$ pour l'hélium et $26 \times 26 \times 26 \mu\text{m}^3$ pour l'air. Les volumes reconstruits ont des dimensions limitées par la verticalité de la buse comme expliqué dans la Section 4.2.2.1. Pour l'hélium, du fait de sa diffusion, la zone de reconstruction choisie pour un plan est maximale soit $25 \times 25 \text{mm}^2$. Pour l'air, vu que la diffusion est moindre, la zone de reconstruction est choisie légèrement plus petite que la valeur maximale pour gagner en temps de calcul. Un plan mesure donc $14 \times 14 \text{mm}^2$.

4.3.1.1 Détermination du paramètre de régularisation optimal par la L-curve

Pour faire la reconstruction, il faut déterminer le paramètre de régularisation λ optimal grâce à la L-curve. Comme chaque plan est reconstruit indépendamment des autres, il est possible de déterminer un λ optimal pour chaque plan. Cependant, cette régularisation est un terme de lissage qui atténue les bruits de mesure rétroprojetés dans le volume de reconstruction. Elle dépend donc du bruit de mesure mais aussi du nombre de points de vue utilisés pour la reconstruction et, dans une moindre mesure, de la forme reconstruite. Ces L-curves sont faites en prenant des paramètres λ variant de 10^{-2} à 10^2 par pas de 0,4 dans la puissance. Ceci nous donne 11 reconstructions des plans avec la valeur optimale de λ au point d'inflexion. Comme cette valeur est la même pour des plans différents, nous avons choisi par la suite de la déterminer en ne reconstruisant qu'un seul plan ce qui permet un gain de temps. Pour le cas d'un plan du jet d'hélium en sortie de la buse étoile, la L-curve présentée figure 4.11 donne un paramètre de régularisation optimal de 1.

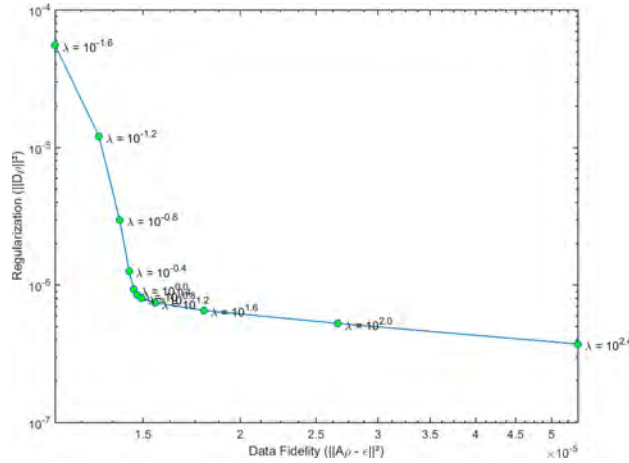


FIGURE 4.11 – L-curve du plan en sortie de buse.

4.3.1.2 Détermination du nombre d'itérations avant convergence de la reconstruction

La minimisation du critère I se faisant par la méthode itérative du gradient conjugué, il faut déterminer le nombre d'itérations nécessaires effectuer la reconstruction. Le critère I composé des termes de moindres carrés et de la régularisation de Tikhonov sont enregistrés à chaque itération pour chaque plan reconstruit. La figure 4.12a montre les trois termes pour dans une échelle semi-logarithmique pour 50 itérations pour un plan reconstruit en sortie de buse. Les moindres carrés sont représentés en bleu, la régularisation en rouge et le résidu qui est la somme des deux en vert. Ce résidu est bien strictement décroissant et tend vers une asymptote. Le zoom de la figure 4.12b montre que cette asymptote est quasiment atteinte au bout d'une douzaine d'itérations. Ces douze itérations sont représentées figure 4.13 et la forme d'étoile apparait bien petit à petit.

La reconstruction de ce plan est donnée avec son échelle figure 4.14. Cette différence d'indice de réfraction est celle de l'écoulement par rapport à l'air ambiant car les données de déviations lumineuses en entrée du code de reconstruction sont mesurées par rapport à l'air ambiant. Ainsi, les bords du volume sont bien à 0 car c'est toujours de l'air ambiant et le centre du jet est composé à 100% d'hélium et a une valeur de différence d'indice de réfraction de $-2,4 \cdot 10^{-4}$. Cette valeur est à comparer avec la différence entre les indices de réfraction de l'air dans les conditions de température et de pression standards qui est de 1,00027 et celle de l'hélium de 1,000036. Le Δn théorique dans les conditions de température et pression standards est donc de $-2,4 \cdot 10^{-4}$. Les valeurs intermédiaires sont composées d'un mélange d'air et d'hélium.

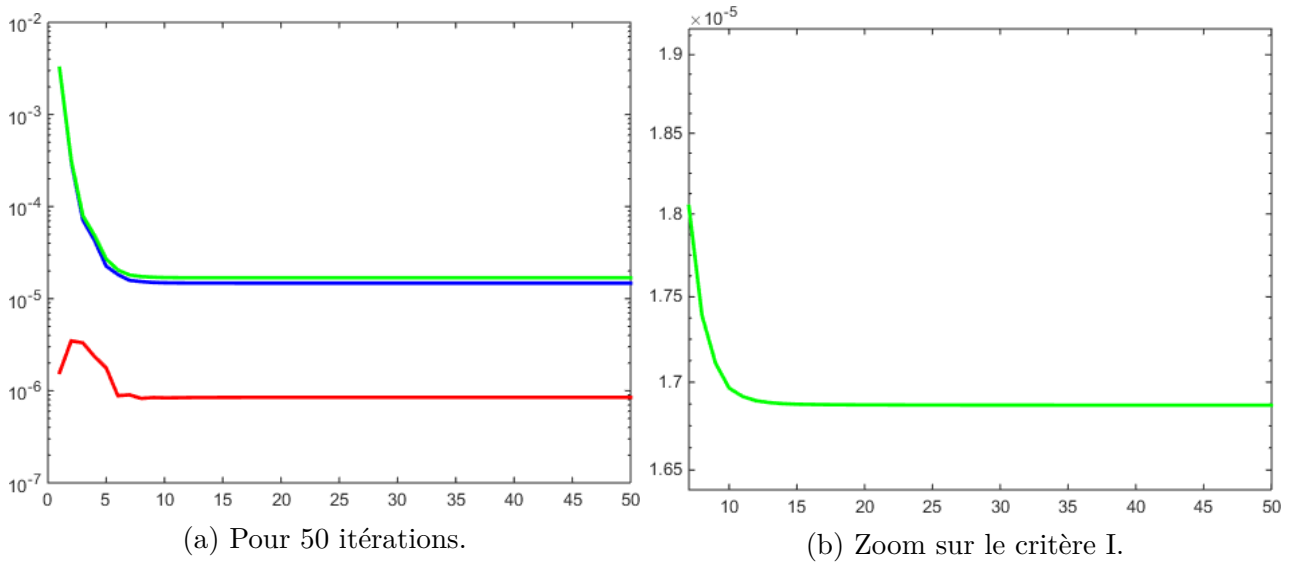


FIGURE 4.12 – Résidus en fonction de l'itération.

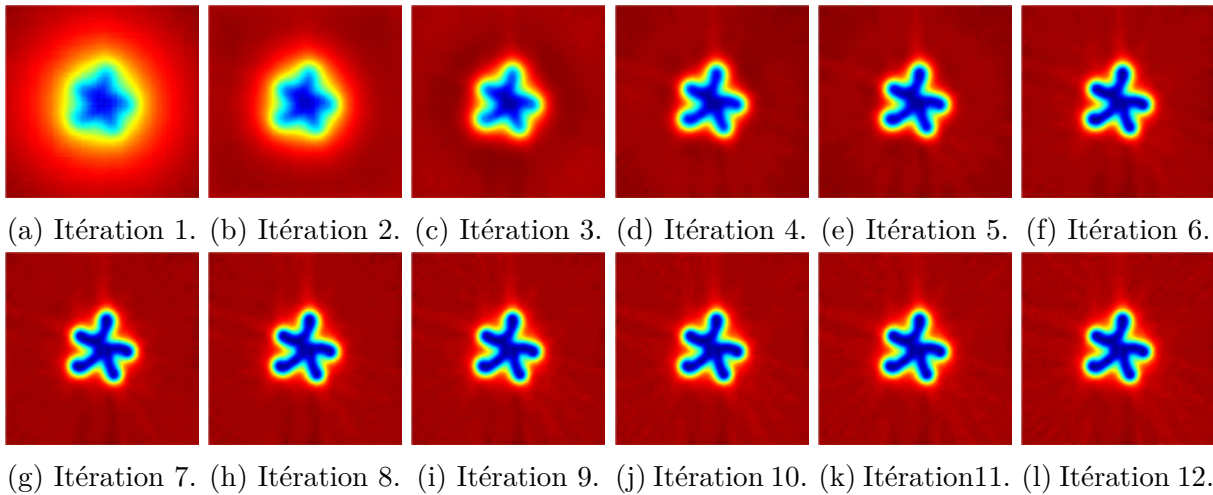


FIGURE 4.13 – Reconstruction de l'indice de réfraction d'un plan du jet d'hélium laminaire en sortie de la buse étoile à différentes itérations de l'algorithme de reconstruction.

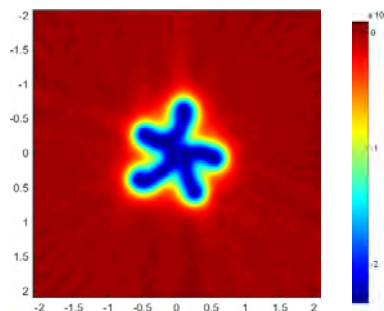


FIGURE 4.14 – Reconstruction de l'indice de réfraction d'un plan du jet d'hélium laminaire en sortie de la buse étoile.

4.3.1.3 Validation de l'hypothèse des faisceaux paraxiaux

Cette reconstruction a comme hypothèse que les faisceaux sont paraxiaux, c'est-à-dire que leurs déviations dans le volume sont très faibles comparées à la taille d'un voxel et que l'approximation d'une projection du rayon en ligne droite est valide.

Pour réaliser cette vérification, il faut résoudre l'équation de propagation des rayons [Born and Wolf \[1959\]](#) écrite équation (4.27) où n est l'indice de réfraction, \mathbf{L} le chemin des rayons lumineux, s son abscisse curviligne de telle sorte que $\mathbf{u} = \frac{d\mathbf{L}}{ds}$ vérifie la propriété $\|\mathbf{u}\|=1$ et $\mathbf{x} = \mathbf{L}(s)$.

$$\frac{d}{ds} (n(\mathbf{x})\mathbf{u}(\mathbf{x})) = \Delta n(\mathbf{x}) \quad (4.27)$$

Soit \mathbf{X} un vecteur dans \mathbb{R}^6 défini par

$$\mathbf{X} = \begin{bmatrix} \mathbf{X}_1 \\ \mathbf{X}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{L}(s) \\ n(s)\frac{d\mathbf{L}}{ds}(s) \end{bmatrix} \quad (4.28)$$

D'après l'équation (4.27), nous obtenons une équation différentielle ordinaire (4.29) qui peut être intégrée par un Runge-Kutta en initialisant un point d'entrée dans le volume $\mathbf{L}(0)$ et une direction de départ du rayon $n(\mathbf{L}(0))\mathbf{u}_0$:

$$\mathbf{X} = \begin{bmatrix} \frac{d\mathbf{L}}{ds} \\ \Delta n(\mathbf{L}(s)) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{X}_2/n(\mathbf{X}_1) \\ \Delta n(\mathbf{X}_1) \end{bmatrix} = f(\mathbf{X}) \quad (4.29)$$

Ce Runge-Kutta est codé sur Matlab et les données pour le plan reconstruit en sortie de buse donne des faisceaux en sortie du volume qui sont décalées pour le jet d'hélium d'au maximum $10\mu\text{m}$ dans le plan $[xy]$ et de $2\mu\text{m}$ sur l'axe horizontal pour des voxels de $42\mu\text{m}$ de côté. Pour trois rayons passant au centre du jet, trois faisceaux déviés en pointillés bleus, non-déviés en vert et les voxels en rouge sont représentés dans le plan $[xy]$ en entrée du volume pour un angle à 90° figure 4.15a et en sortie du volume pour ce même angle figure 4.15b. Pour ce qui est de la déviation sur la hauteur, les mêmes ordres de grandeur sont mesurés.

De même, pour le jet d'air, Les voxels font $26\mu\text{m}$ de côté et les déviations maximales mesurées par le Runge-Kutta sont de $6\mu\text{m}$ dans le plan $[xy]$ et $1,2\mu\text{m}$ sur la hauteur.

4.3.1.4 Incertitudes estimées par Monte-Carlo

Une fois l'hypothèse des faisceaux paraxiaux vérifiée, les incertitudes de reconstruction peuvent être mesurées. Elles sont estimées sur l'indice de réfraction car, en considérant que la constante de Gladstone-Dale est donnée sans incertitude, ces incertitudes sont les mêmes pour la masse volumique. Pour les estimer, plusieurs reconstructions du plan en sortie de buse de la figure 4.14 sont effectuées en tenant compte des incertitudes de mesure des déviations lumineuses calculées dans la Section 3.1.3.3. Ces incertitudes sont ajoutées de façon aléatoire aux mesures suivant chaque axe de visée par une méthode de Monte-Carlo.

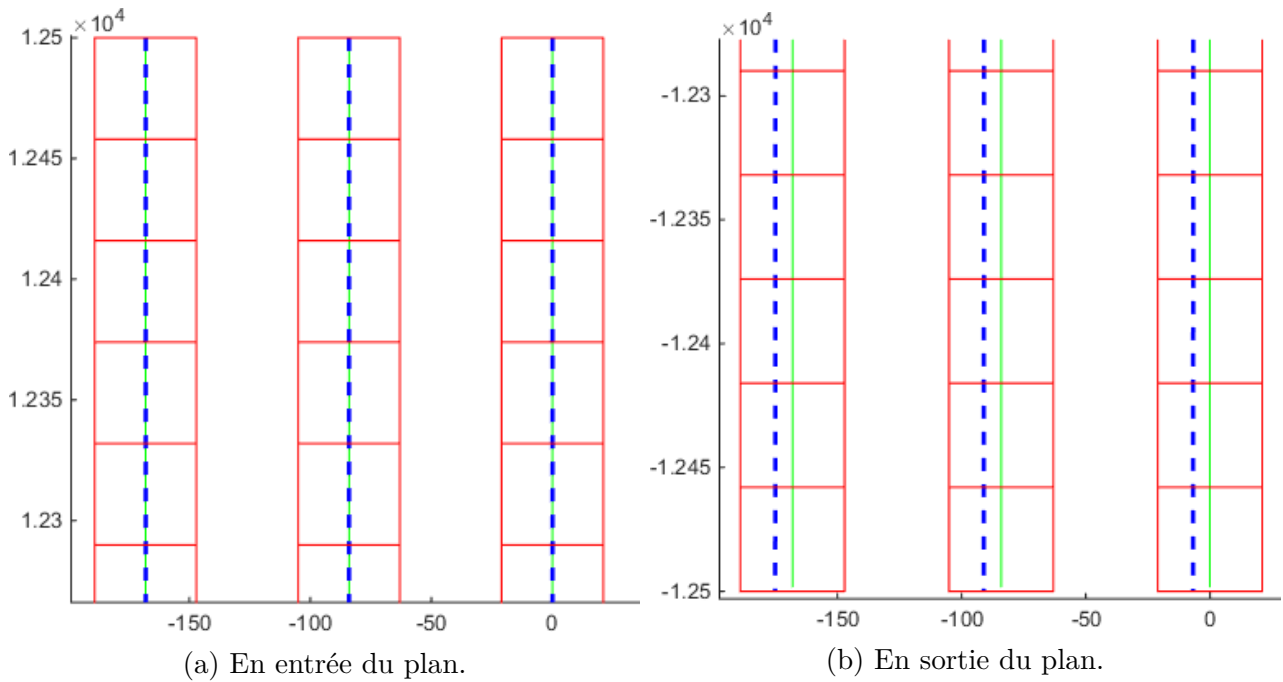


FIGURE 4.15 – Vérification de l’hypothèse des faisceaux paraxiaux.

Pour un plan en sortie de buse, 100 reconstructions de la différence d’indice de réfraction avec des données d’entrées tenant compte des incertitudes de mesure ont été effectuées. Les écarts du plan reconstruit avec insertion aléatoire des incertitudes par rapport à celui reconstruit avec les mesures brutes sont présentés figure 4.16. L’histogramme de la figure 4.17 représente les écarts des 100 reconstructions à la reconstruction des mesures brutes. Les incertitudes forment bien une gaussienne centrée en zéro avec une largeur de $2 \cdot 10^{-6}$ pour un plan de reconstruction dont la valeur représentative de l’indice de réfraction est de $-2,4 \cdot 10^{-4}$ soit une incertitude sur le plan reconstruit de 1%.

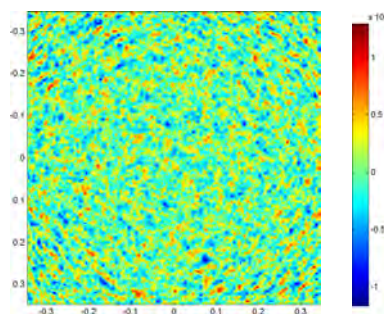


FIGURE 4.16 – Ecart entre le plan reconstruit avec des incertitudes par rapport au plan reconstruit sans incertitudes.

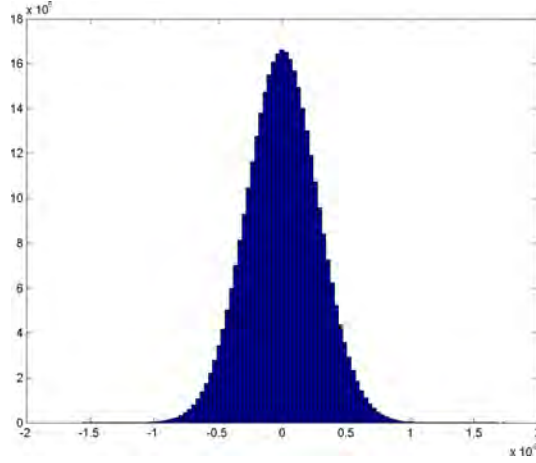


FIGURE 4.17 – Histogramme des écarts à la valeur de reconstruction représentant les incertitudes de mesure.

4.3.1.5 Passage de la différence d'indice de réfraction à la masse volumique de l'écoulement

Maintenant que nous avons validé les reconstructions d'indice de réfraction des jets d'air et d'hélium, nous utilisons l'équation de Gladstone-Dale (1) pour passer à la grandeur utilisée en mécanique des fluides : la masse volumique.

4.3.1.5.1 Cas de l'air Pour le jet d'air, ce passage se fait directement en appliquant la relation de Gladstone-Dale de l'équation (1) avec la constante de l'air $K_{\text{air}}=226.10^{-6}\text{m}^3.\text{kg}^{-1}$.

4.3.1.5.2 Cas de l'hélium Pour le jet d'hélium, la relation (4.30) de Merzkirch [1974] où ρ_{air} et $\rho_{\text{hélium}}$ sont les masses volumiques partielles de l'air et de l'hélium et K_{air} et $K_{\text{hélium}}$ les constantes de Gladstone-Dale des deux gaz permet montre que l'équation est à deux inconnues : ρ_{air} et $\rho_{\text{hélium}}$.

$$n - 1 = K\rho = K_{\text{air}}\rho_{\text{air}} + K_{\text{hélium}}\rho_{\text{hélium}} \quad (4.30)$$

Pour résoudre ce problème, il faut une deuxième équation reliant les deux masses volumiques partielles. Cette deuxième équation vient de l'introduction des indices de réfraction partiels des deux gaz par Galametz [1994] qui vérifient l'égalité (4.31).

$$n - 1 = (n_{\text{airpartiel}} - 1) + (n_{\text{héliumpartiel}} - 1) \quad (4.31)$$

Comme l'écoulement est incompressible, il est possible de déduire l'indice de réfraction partiel de l'air ainsi que celui de l'hélium par la relation (4.33) où Δn_{voxel} est la valeur de la différence d'indice de réfraction reconstruite, P_{air} et $P_{\text{hélium}}$ les pourcentages d'air et d'hélium

qui permettent de calculer les indices de réfraction partiels.

$$\Delta n_{\text{voxel}} = P_{\text{air}}(n_{\text{air}} - 1) + P_{\text{hélium}}(n_{\text{hélium}} - 1) \quad (4.32)$$

$$= P_{\text{air}}(n_{\text{air}} - 1) + (1 - P_{\text{air}})(n_{\text{hélium}} - 1) \quad (4.33)$$

Avec ces indices de réfraction partiels, nous en déduisons les pressions partielles ρ_{air} et $\rho_{\text{hélium}}$ par la relation (4.35) où $K_{\text{air}}=226.10^{-6}\text{m}^3.\text{kg}^{-1}$ et $K_{\text{hélium}}=196.10^{-6}\text{m}^3.\text{kg}^{-1}$ à 532nm à température standard.

$$\rho_{\text{air}} = P_{\text{air}} \frac{n_{\text{air}} - 1}{K_{\text{air}}} \quad (4.34)$$

$$\rho_{\text{hélium}} = P_{\text{hélium}} \frac{n_{\text{hélium}} - 1}{K_{\text{hélium}}} \quad (4.35)$$

Enfin, la masse volumique totale est la somme des masses volumiques partielles comme indiqué équation (4.36).

$$\rho = \rho_{\text{air}} + \rho_{\text{hélium}} \quad (4.36)$$

4.3.2 Résultats et comparaison des reconstructions des jets d'air et d'hélium

Ce protocole est suivi pour toutes les reconstructions qui sont présentées ici. Elles ont toutes été réalisées en utilisant 36 points de vue dans la reconstruction soit une mesure tous les 5° sur 180°. Les échelles sont normées par la masse volumique de l'air ambiant et les échelles sont normées par le diamètre de 6mm de la buse circulaire équivalente.

4.3.2.1 Les jets d'hélium

Pour les trois différents jets d'hélium, les volumes reconstruits mesurent 25x25x37,8mm³ soit 4,2x4,2x6,3D en coordonnées normées par la buse circulaire de diamètre D=6mm équivalente. Ils sont composés de 595x595x900 voxels de taille 42x42x42mm³. Le fait de choisir des plans de 25mm de côté vient de la valeur maximale calculée pour qu'un plan de la reconstruction corresponde bien à une ligne sur chaque caméra (cf Section 4.2.2.1). Comme l'hélium diffuse beaucoup, nous avons choisi la valeur maximale.

Les masses volumiques normalisées par la masse volumique de l'air extérieur, dont les paramètres de reconstruction sont donnés dans le tableau 4.1, sont présentées figure 4.18. Sur ces figures, cinq tranches sont représentées à différentes hauteurs dans le jet ainsi que l'isosurface

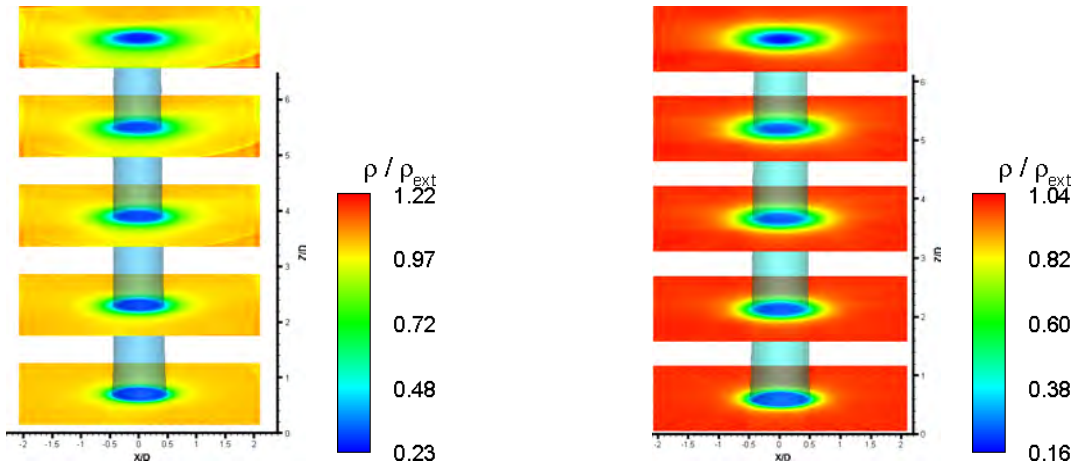
Paramètres	Holographie numérique			Strioscopie interférentielle		
	Cercle	Oiseau	Etoile	Cercle	Oiseau	Etoile
Taille du volume (en mm^3)	25x25x37,8					
Taille du volume normalisé	4,2x4,2x6,3					
Taille du voxel (en μm^3)	42x42x42					
Nombre de voxels dans le volume	595x595x900					
Nombre de visées utilisées pour la reconstruction	36					
Paramètre λ de régularisation optimal	$10^{0,8}$	$10^{0,4}$	$10^{0,4}$	10^0	10^0	10^0
Temps d'une itération pour les 900 plans (en s)	68			70		
Nombre d'itérations avant convergence	15	10	14	100	110	110
Temps total de reconstruction du volume (en min)	17	11,3	15,9	116	128	128

TABLE 4.1 – Tableau récapitulatif des reconstructions d'hélium.

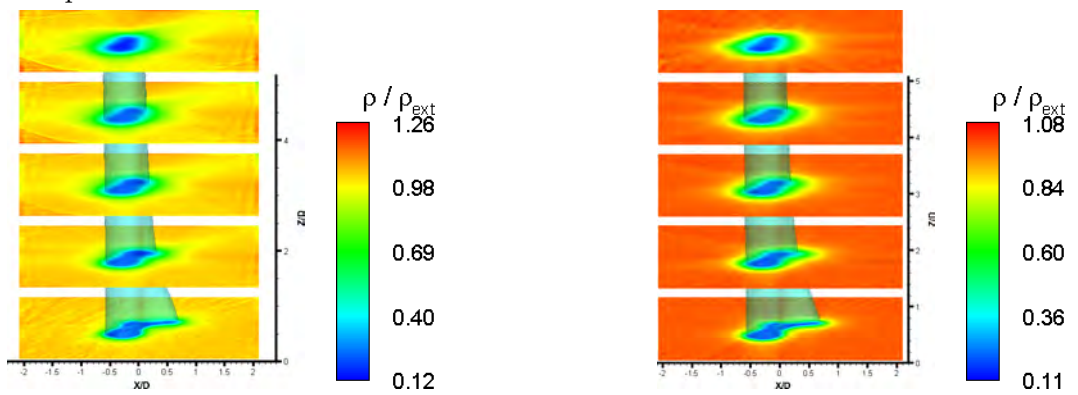
représentant la densité normalisée de 0,4.

Dans un premier temps, nous dressons les similitudes entre les reconstructions obtenues par les deux méthodes. Elles respectent la forme de la buse en sortie de jet puis l'hélium diffuse dans l'air et les formes 3D disparaissent petit à petit de la même façon dans les deux cas comme l'attestent les isosurfaces. Pour les buses oiseau et étoile, la masse volumique normalisée minimale varie entre 0,11 et 0,13 et les résultats sont comparables. Pour rappel, la masse volumique normalisée de l'hélium dans les conditions de pression et température standards (à 0°C et 1atm) est de 0,139.

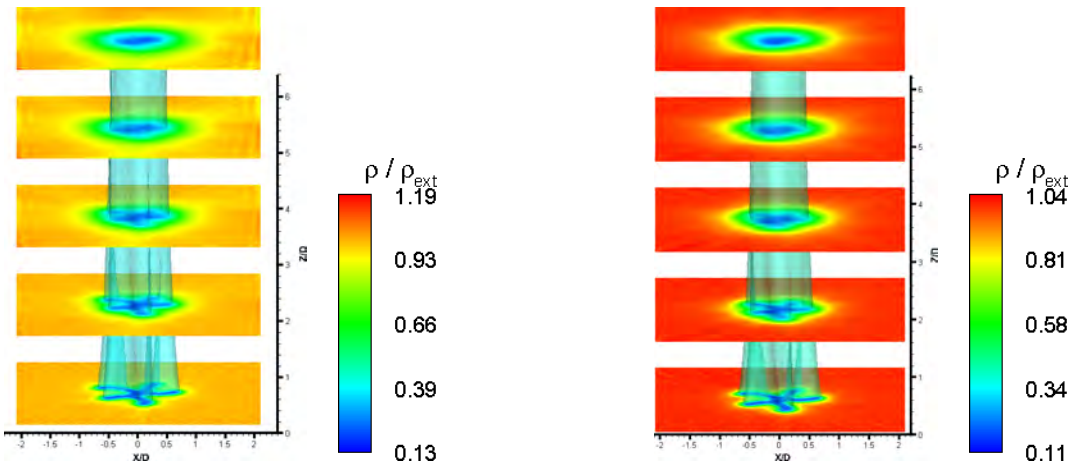
Les différences des plans reconstruits en sortie des buses tridimensionnelles sont présentées figure 4.19. Nous constatons que ces différences normalisées varient de 0,1 à -0,1 pour une masse volumique normalisée comprise entre 0,11 et, au maximum, 1,26. Ces différences sont donc très fortes mais viennent du fait que les données n'ont pas été enregistrées en même temps pour les deux moyens de mesures. Les deux jets ne sont donc pas les mêmes comme nous l'avons déjà montré en 2D dans le chapitre 3 et la diffusion de l'hélium dans l'air dépend des conditions



(a) Jet de la buse circulaire mesuré par holographie numérique. (b) Jet de la buse circulaire mesuré par strioscopie interférentielle.



(c) Jet de la buse oiseau mesuré par holographie numérique. (d) Jet de la buse oiseau mesuré par strioscopie interférentielle.



(e) Jet de la buse étoile mesuré par holographie numérique. (f) Jet de la buse étoile mesuré par strioscopie interférentielle.

FIGURE 4.18 – Masses volumiques normalisées reconstruites des différents jets d'hélium.

extérieures qui ont aussi changé un peu.

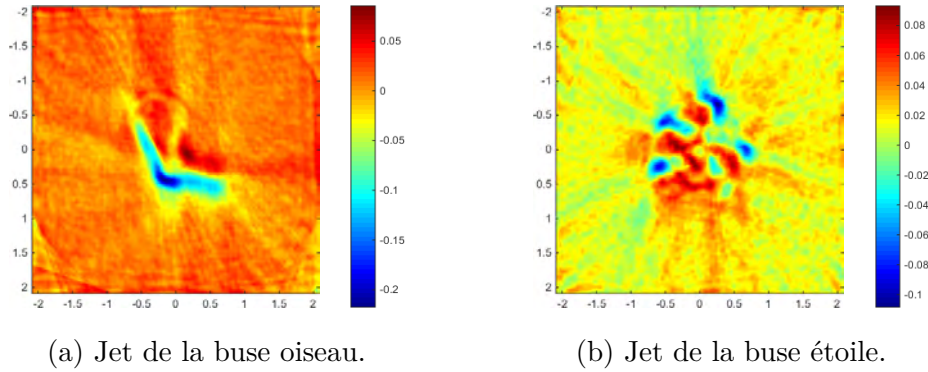


FIGURE 4.19 – Différences des masses volumiques normalisées d’un plan en sortie de buse.

Une comparaison plus fine des résultats n’est donc pas possible car les jets sont différents. Cependant, ces jets différents ne peuvent pas expliquer deux différences significatives entre les reconstructions.

La première est la valeur minimale de la masse volumique de l’hélium pur pour les deux reconstructions des jets sortants de la buse circulaire. En effet, les valeurs indiquées par l’échelle sont de 0,23 pour l’holographie numérique et 0,16 pour la strioscopie interférentielle. Ces valeurs sont bien éloignées des valeurs des deux autres jets car, comme l’écoulement sortant de cette buse est censé être axisymétrique, une seule ligne de visée a été enregistrée et est reproduite sur tous les autres axes. Ce jet n’est en fait pas tout à fait axisymétrique ce qui explique les différences pour la masse volumique normalisée d’hélium pur.

La deuxième qui saute aux yeux est la différence sur la valeur maximale des masses volumiques normalisées qui rend le fond orangé pour les jets reconstruits avec l’holographie numérique. Dans cet écoulement, la masse volumique maximale est celle de l’air ambiant. Comme les données sont normalisées par cette valeur, la masse volumique normalisée ne doit pas dépasser 1. C’est le cas pour les reconstructions faites avec les données obtenues par strioscopie interférentielle pour lesquelles le maximum varie de 1,04 à 1,06 qui est une erreur de l’ordre de 5%. Par contre, pour les reconstructions faites avec les données d’holographie numérique, ces valeurs vont de 1,19 à 1,26 et elles sont fausses. Si nous analysons d’où viennent ces valeurs, nous constatons que pour chacune des trois reconstructions, les deux premiers plans représentés figures 4.18a, 4.18c et 4.18e ont une teinte orangée uniforme qui correspond à une valeur autour de 1. Les comparaisons des figures 4.19 attestent de cette valeur autour de 1. Par contre, dans les trois plans supérieurs, une partie des écoulements semble attirée par les bords du volume. Sur ces bords, il y a donc des parties vertes inférieures à 1 et des parties rouges supérieures à 1 pour compenser car les chemins optiques sur les bords doivent être de zéro car dans l’air extérieur. Or, sur certaines lignes de visée, si l’hélium diffuse un peu plus que d’habitude à cause d’un courant d’air, le chemin optique y sera sensible et peut ne pas retomber à zéro alors que sa dérivée restera proche de zéro. L’hypothèse que nous avançons pour expliquer ces erreurs de reconstruction des jets d’hélium pour les mesures d’holographie numérique est que le jet a

trop diffusé dans la partie supérieure et rend caduque l'hypothèse des bords à l'air libre prise pour la reconstruction.

En ce qui concerne les paramètres de reconstruction, nous constatons que la régularisation est plus forte pour l'holographie numérique. Le temps d'une itération est supérieur de 2s pour les données de déviations lumineuses et vient des opérations de gradient et gradient adjoint qui n'existent pas pour les données de chemins optiques. La valeur la plus différente qui donne un avantage à l'holographie est le nombre d'itérations nécessaires avant la convergence qui varie de 10 à 15 contre 100 à 110 pour la stioscopie interférentielle. La reconstruction est de 7 à 10 fois plus rapide pour l'holographie numérique dans le cas des jets d'hélium.

4.3.2.2 Les jets d'air

Pour les trois différents jets d'air, les volumes reconstruits mesurent $14 \times 14 \times 23,4 \text{ mm}^3$ soit $2,3 \times 2,3 \times 3,9$ en coordonnées normées par la buse circulaire de diamètre $D=6 \text{ mm}$ équivalente. Ils sont composés de $538 \times 538 \times 900$ voxels de taille $26 \times 26 \times 26 \text{ mm}^3$. Les plans de 14 mm de côté sont légèrement plus petits que la valeur maximale calculée qui permet d'associer une ligne de la caméra à un plan de reconstruction. Comme le jet d'air diffuse moins que l'hélium, nous pouvons prendre une valeur plus petite ce qui permettra de gagner en temps de calcul.

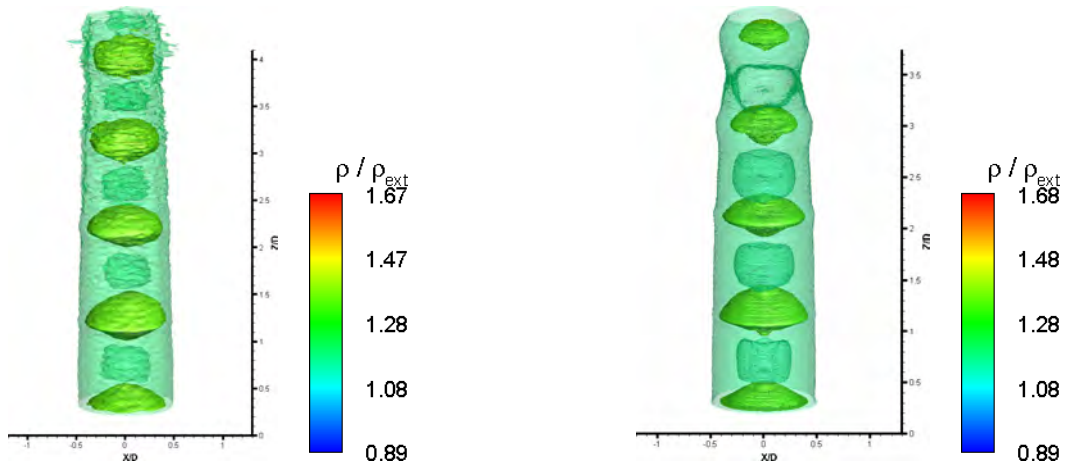
Les masses volumiques normalisées par la masse volumique de l'air extérieur, dont les paramètres sont donnés dans le tableau 4.2, sont présentées figure 4.20. Contrairement aux jets d'hélium, ces reconstructions ne sont représentées qu'avec des isodensités car ces dernières rendent visibles les zones de compression et de détente caractéristiques des jets sous pression.

Paramètres	Holographie numérique			Strioscopie interférentielle		
	Cercle	Oiseau	Etoile	Cercle	Oiseau	Etoile
Taille du volume (en mm^3)	14x14x23,4					
Taille du volume normalisé	2,3x2,3x3,9					
Taille du voxel (en μm^3)	26x26x26					
Nombre de voxels dans le volume	538x538x900					
Nombre de visées utilisées pour la reconstruction	36					
Paramètre λ de régularisation optimal	$10^{1,2}$	$10^{0,8}$	$10^{0,4}$	10^0	$10^{0,4}$	$10^{0,4}$
Temps d'une itération pour les 900 plans (en s)	52			55		
Nombre d'itérations avant convergence	25	19	16	90	100	90
Temps total de reconstruction du volume (en min)	21,7	16,5	13,9	82,5	91,7	82,5

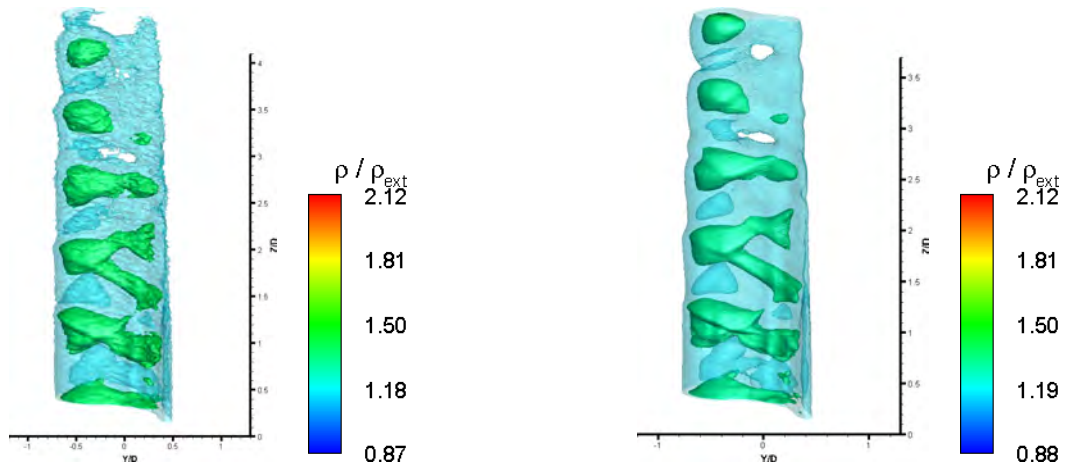
TABLE 4.2 – Tableau récapitulatif des reconstructions d'air.

Les jets sortants des buses circulaires ont une forme caractéristique avec des zones de détente dont la masse volumique normalisée est inférieure à 1 et de compression de masse volumique normalisée supérieure à 1 bien connues en mécanique des fluides. Ces zones de compression et de détente ont une intensité et une fréquence spatiale qui dépendent de la vitesse d'éjection, de la section de la buse et des conditions extérieures. Cependant, comme pour les jets d'hélium, les structures et les échelles de ces deux jets sont assez différentes car nous n'avons pris qu'une seule ligne de visée en considérant que le jet était axisymétrique ce qui n'est pas tout à fait le cas comme le montre le plan en sortie de buse reconstruit par strioscopie interférentielle de la figure 4.21.

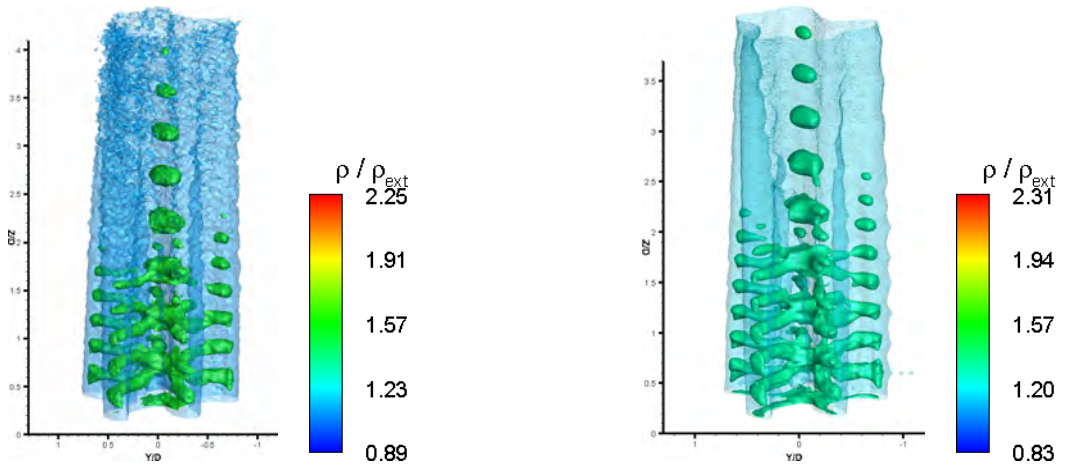
Par contre, pour les jets tridimensionnels, les reconstructions ont les mêmes allures. Concernant la buse oiseau, le jet comprend trois parties distinctes illustrées sur la figure 4.22 que nous appelons bec, tête et corps. Chacune de ces parties se comporte comme la buse circulaire et émet des structures de compression et de détente avec des fréquences et intensités qui dépendent aussi de la vitesse d'éjection, de la section de chaque forme et des conditions extérieures. Pour visualiser les structures sortants du bec, il faut changer les isosurfaces et zoomer sur la zone



(a) Jet de la buse circulaire mesuré par holographie numérique. Isodensités de 1,2 et 1,4. (b) Jet de la buse circulaire mesuré par striescopie interférentielle. Isodensités de 1,2 et 1,4.



(c) Jet de la buse oiseau mesuré par holographie numérique. Isodensités de 1,2 et 1,4. (d) Jet de la buse oiseau mesuré par striescopie interférentielle. Isodensités de 1,2 et 1,4.



(e) Jet de la buse étoile mesuré par holographie numérique. Isodensités de 1,1 et 1,35. (f) Jet de la buse étoile mesuré par striescopie interférentielle. Isodensités de 1,1 et 1,35.

FIGURE 4.20 – Masses volumiques normalisées reconstruites des différents jets d'air.

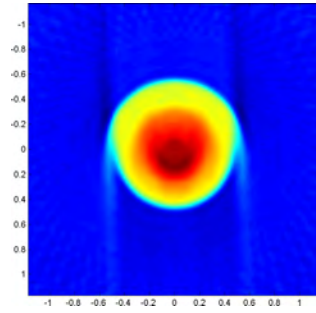


FIGURE 4.21 – Plan en sortie de buse circulaire du jet d’air mesuré par strioscopie interférentielle.

comme montré figure 4.23. Un phénomène de couplage entre ces différentes structures permet de stabiliser les jet.

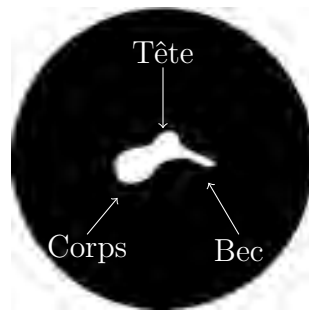
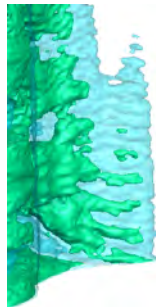
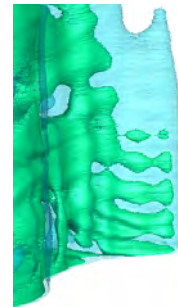


FIGURE 4.22 – Illustration des différentes parties de la buse oiseau.



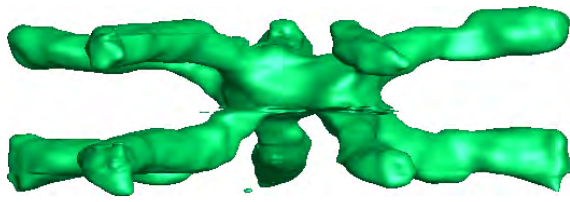
(a) Mesuré par holographie numérique.



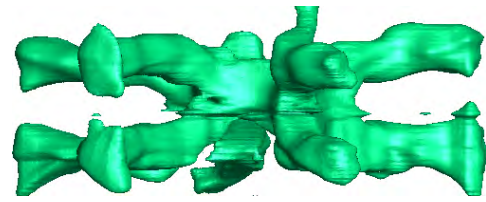
(b) Mesuré par strioscopie interférentielle.

FIGURE 4.23 – Zoom sur le bec de la buse oiseau. Isodensités de 1,2 et 1,3.

Dans le cas de la buse étoile, six zones sont distinguables : le centre et les cinq bras. Chacune a aussi ses zones de détente et de compression avec leurs propres intensités et fréquences spatiales et un couplage s’effectue entre elles. Un zoom sur la première zone de compression du centre de l’étoile est donné figure 4.24 pour mieux voir les couplages entre les différentes parties.



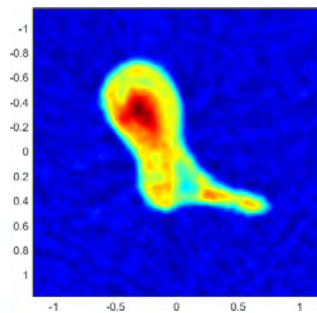
(a) Mesuré par holographie numérique.



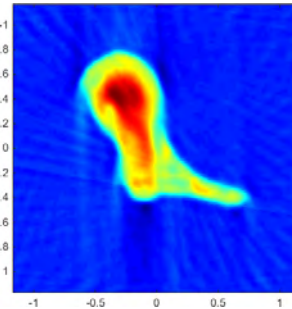
(b) Mesuré par strioscopie interférentielle.

FIGURE 4.24 – Zoom sur la première structure de l'étoile. Isodensité de 1,4.

Même en haut du volume, les jets reconstruits par les deux méthodes ont la même allure. Il n'y a plus le problème de diffusion du gaz en dehors du volume reconstruit. Les jets reconstruits par les mesures de strioscopie interférentielle ont une allure plus lisse et moins bruitée que ceux reconstruits par les mesures d'holographie numérique. En regardant les plans reconstruits en sortie de buse des figures 4.25 et 4.26 nous constatons qu'ils ont la même allure. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, les mesures faites en strioscopie interférentielle sont à la limite de la résolution possible avec les biprismes de Wollaston utilisés.

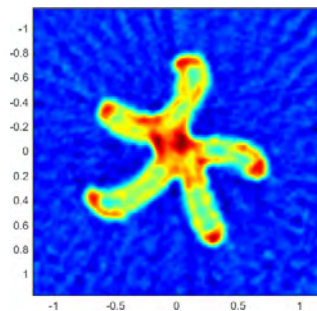


(a) Mesuré par holographie numérique.

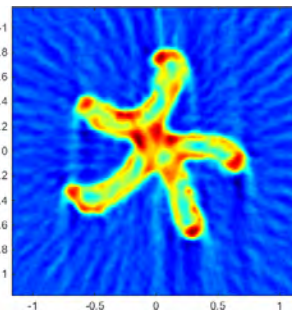


(b) Mesuré par strioscopie interférentielle.

FIGURE 4.25 – Plan du jet d'air en sortie de la buse oiseau.



(a) Mesuré par holographie numérique.



(b) Mesuré par strioscopie interférentielle.

FIGURE 4.26 – Plan du jet d'air en sortie de la buse étoile.

4.3.2.3 Conclusion

Les jets reconstruits en utilisant les données d'holographie numérique et de strioscopie interférentielle ont des allures et des échelles similaires. D'un côté, les reconstructions par mesures de strioscopie interférentielle sont plus lisses, les structures de compression dans les écoulements d'air sont mieux dessinées et les reconstructions des jets d'hélium montrent que, lorsque toutes les visées n'ont pas vue exactement le même écoulement, la reconstruction est plus robuste. De l'autre, le nombre d'itérations pour arriver à la convergence de la reconstruction par mesures d'holographie numérique est cinq à dix fois plus petit suivant les jets ce qui diminue d'autant le temps de calcul.

4.4 Reconstructions des jets du banc 113 mesurés par holographie numérique et comparaison avec la BOS3D

Maintenant que l'holographie numérique a été comparée en 3D à la strioscopie interférentielle, nous nous intéressons à la comparaison avec la BOS3D sur les essais réalisés sur le banc 113.

4.4.1 Reconstructions 3D des jets du banc 113 par mesures d'holographie numérique

Lors de ces essais, une seule ligne de visée a été utilisée. Les reconstructions sont possibles car, en moyenne, l'écoulement est axisymétrique comme montré dans le chapitre 3. Les mesures moyennées sont donc utilisées sur les 36 lignes de visée utilisées pour les reconstructions.

Ce jet est horizontal mais la reconstruction plan par plan est toujours réalisable en prenant des plans dans le repère $[xz]$ et en parallélisant suivant la troisième dimension y . Par souci de clarté et pour bien distinguer la dimension des reconstructions suivant un plan, les volumes reconstruits pour les jets du banc 113 sont donnés suivant les axes xzy . Ainsi, les dimensions de reconstruction d'un plan sont les deux premières.

Comme mesuré dans le chapitre 3, le pixel dans le plan du jet font $36 \times 36 \mu m^2$ et les cartes de phase représentent 1920×1440 pixels. Une reconstruction du volume avec la taille de résolution des voxels de $36 \times 36 \times 36 \mu m^3$ donne un volume de $1440 \times 1440 \times 1920$ voxels. La reconstruction n'est pas possible pour un tel volume car la mémoire de l'ordinateur est trop faible. De plus, pour la comparaison en 2D entre holographie numérique et BOS3D, nous avons mesuré pour NPR5 une déviation maximale au niveau du disque de Mach de 15 mrad . Une étude rapide de la déviation donne la taille des voxels pour que l'approximation paraxiale soit respectée. La buse faisant 22 mm de diamètre, nous pouvons choisir des plans de reconstruction un peu plus grands soit 30 mm . Si la déviation a lieu au centre du jet, il reste donc 15 mm au rayon pour sortir du volume. Ce rayon sortira du volume à la distance $D_{dev} = 15 \tan(15 \cdot 10^{-3}) = 225 \mu m$

du rayon non dévié. Ce calcul simplifié nous donne une valeur approximative de la taille des voxels du volume qui vérifient l'approximation paraxiale utilisée dans l'algorithme de reconstruction. Des voxels de $36\mu m$ de côté ne vérifient donc pas cette approximation pour le jet à NPR5. Des cartes de phase mesurées, nous en créons de nouvelles dont la taille d'un pixel est de $7*36\mu m=252\mu m$ et ce pixel est la moyenne des $7*7=49$ pixels de la phase mesurée.

Ces nouvelles cartes de phase sont traitées par l'algorithme de reconstruction. Le volume final mesure $30*30*70mm^3$ et comprend $120*120*274$ voxels de taille $252*252*252\mu m^3$. Les reconstructions obtenues pour les différents NPR sont présentées figure 4.27 avec pour chacune un paramètre de régularisation $\lambda=1$. Les jets sont représentés par des isosurfaces qui mettent en évidence les zones de compression et de détente. Dans ce cas, les masses volumiques ne sont pas normalisées car celles de BOS3D ne le sont pas non plus et la comparaison se fera donc avec les valeurs réelles de masse volumique. Comme dans le cas de la buse circulaire de la partie précédente, le jet est composé de zones de compression et de détente. Plus la pression génératrice augmente et plus les structures sont intenses et espacées. La masse volumique maximale dans les zones de compression varie de $1,8kg.m^{-3}$ pour NPR2 jusqu'à $6,4kg.m^{-3}$ pour NPR8. De plus, pour les NPR inférieurs à 3, la zone de compression a une forme de losange alors que pour les NPR supérieurs à 4, cette zone a une base qui n'est plus un losange mais une forme torique. La base de cette forme est appelée le disque de Mach. Ce disque correspond à la zone où le gradient de masse volumique est le plus grand. Notons cependant que la masse volumique la plus grande est présente dans le tore. La coupe centrale de la masse volumique à NPR5 de la figure 4.28 illustre cette forte variation au niveau du disque de Mach et le fait que la masse volumique maximale dans la structure soit dans la partie torique.

En prenant des voxels aussi gros, nous sommes sûrs que l'approximation paraxiale est vérifiée jusqu'à NPR5. Nous aurions pu faire cette étude du maximum de déviation pour chaque NPR et avoir un volume mieux résolu pour des NPR plus faibles et moins résolu pour NPR8 mais les volumes reconstruits ainsi montrent déjà la zone de compression avec une résolution suffisante pour interpréter les résultats et faire les comparaisons avec la BOS3D et la simulation numérique.

4.4.2 Comparaison entre la reconstruction 3D avec des mesures par holographie numérique, la reconstruction avec des mesures par BOS3D et la simulation numérique pour le jet à NPR5

Les reconstructions de BOS3D et de simulation numérique ont été réalisées par l'équipe du DMPE de l'Onera de Toulouse. Les résultats des comparaisons 3D sont rappelés ici. La comparaison de la coupe centrale du jet à NPR5 pour les deux reconstructions et la CFD sont données figure 4.29. Le disque de Mach reconstruit par les mesures d'holographie numérique a la même échelle et une position équivalente à la CFD alors que la BOS3D le reconstruit plus loin dans le jet et sans un saut aussi marqué. Ceci fait écho à la comparaison 2D du chapitre 3 où, même en introduisant un filtre simulant le cercle de confusion sur les mesures d'holographie numérique, les déviations mesurées au niveau du disque de Mach montrent une déviation nette

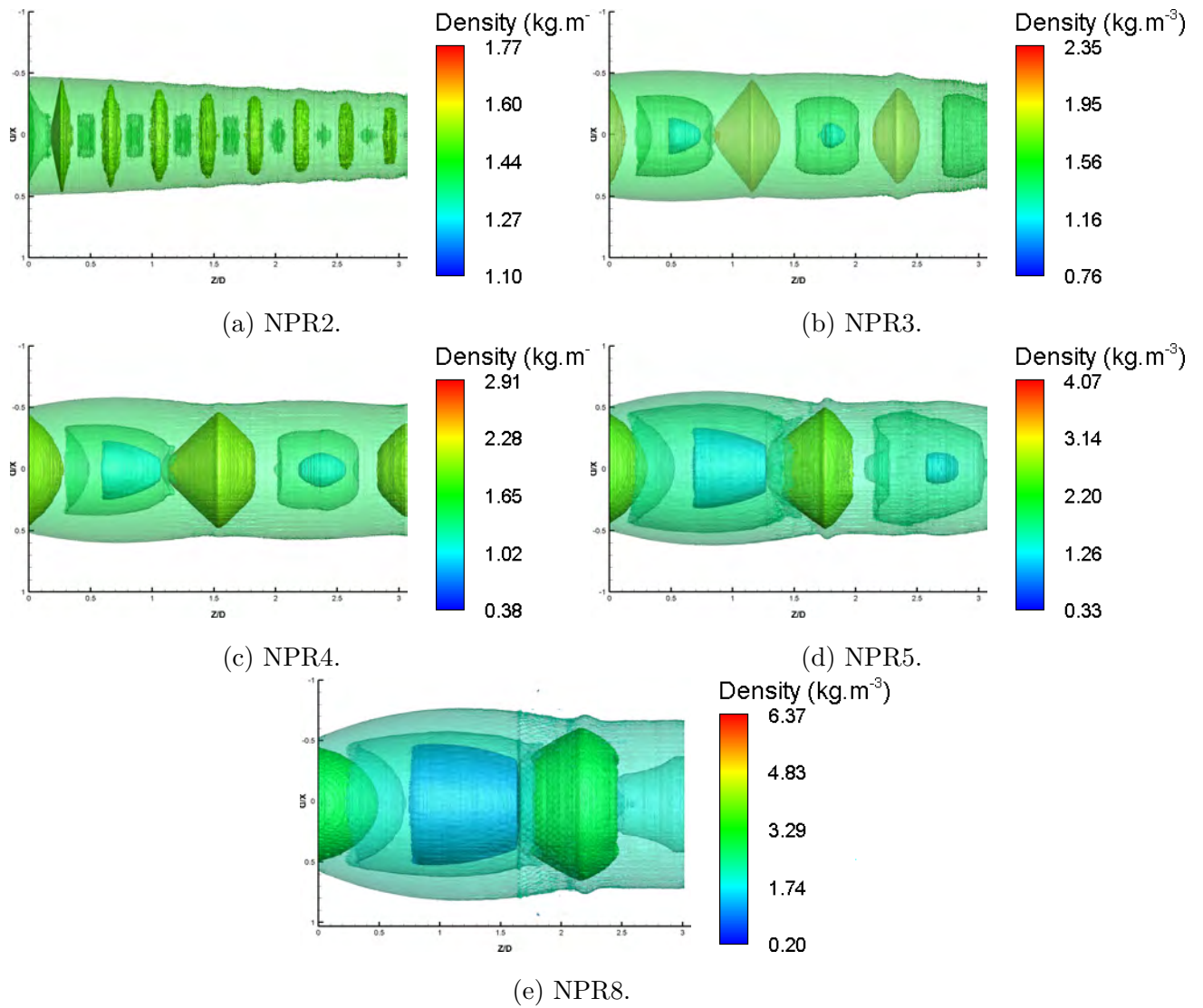


FIGURE 4.27 – Reconstructions des jets du banc113 à différents NPR.

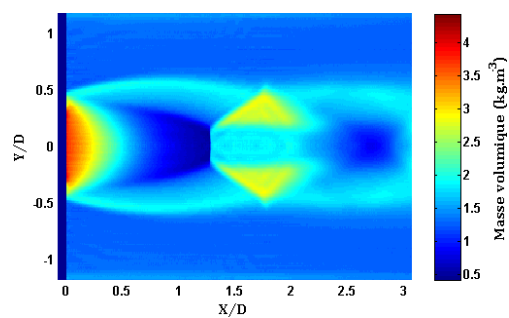
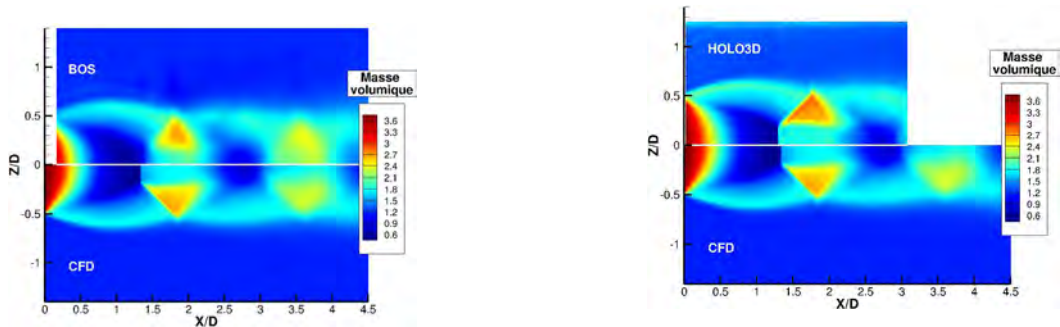


FIGURE 4.28 – Coupe centrale de la masse volumique reconstruite par holographie numérique à NPR5.

en holographie numérique contrairement aux mesures BOS3D. Par contre, en ce qui concerne la deuxième structure, elle n'est pas mesurée en holographie numérique car le champ de mesure est réduit à la taille des lentilles ou à la taille du capteur suivant le grandissement souhaité. Ici, c'est le grandissement qui limite la mesure à 70mm car la lentille de champ mesure 195mm et est le champ maximal théoriquement mesurable. Pour cette deuxième structure, le choc étant moins fort et le disque de Mach ayant disparu, la CFD et la reconstruction BOS3D ont la même valeur de masse volumique et à peu près la même localisation. Pour des variations de masse volumique moins brusques, la BOS3D est donc une technique qui permet de reconstruire la masse volumique en résolvant les zones de détente et de compression.



(a) Comparaison entre BOS3D et CFD.

(b) Comparaison entre holographie numérique et CFD.

FIGURE 4.29 – Comparaisons du plan central du jet à NPR5 entre la CFD et les reconstructions

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en place un protocole d'enregistrement des interférogrammes d'holographie numérique et de strioscopie interférentielle pour des écoulements stationnaires pour créer les bases de données en vue de la reconstruction 3D de la masse volumique.

Dans un deuxième temps, nous avons adapté le code de reconstruction de la BOS3D utilisé à l'Onera de Toulouse par le DMPE car ce code reconstruit directement la masse volumique ce qui a permis de passer des données de déviations lumineuses à celles de chemins optiques. Lors de cette adaptation, nous avons tiré profit du fait que les faisceaux traversent le milieu en rayons parallèles pour faire des reconstructions plan par plan et gagner ainsi en temps et en mémoire nécessaire pour le calcul. De plus, dans le cas de la strioscopie interférentielle, nous avons montré, toujours en faisceaux parallèles, que nous pouvons commuter les opérateurs gradient et projection et ainsi diviser par trois les opérations de la minimisation des moindres carrés.

Une fois ce code adapté, nous l'avons utilisé pour reconstruire les champs de masse volumique des jets stationnaires sortants des buses. Les comparaisons entre les différentes méthodes montrent d'un côté que l'holographie numérique converge plus rapidement vers la solution ce qui fait gagner en temps de reconstruction par rapport à la strioscopie interférentielle. De l'autre

côté, les jets d'hélium stationnaires semblent moins perturbés par la diffusion sur les bords du volume et les jets d'air ont des structures qui sont plus lisses et mieux dessinées. Avec ces comparaisons, nous avons validé que les masses volumiques reconstruites sont les mêmes pour des mesures de chemins optiques ou bien de déviations lumineuses.

Enfin, pour la première fois, nous avons comparé des reconstructions de masse volumique entre holographie numérique et BOS. Ces comparaisons, faites sur le jet sous-détendu du banc 113, nous ont permis de montrer que l'holographie numérique résout mieux les fortes variations de masse volumique.

La campagne d'essais effectuée à l'ISL autour d'un cône et d'un spike n'a pour le moment pas donné lieu à des reconstructions 3D car la présence d'une maquette dans le champ de mesure implique des modifications du code pour tenir compte qu'une partie de l'écoulement est caché pour chaque visée. Cela fait partie des perspectives apportées par les travaux de cette thèse.

Toutes les reconstructions présentées dans ce chapitre sont pour des écoulements stationnaires. Or, comme cela a déjà été fait pour la BOS3D, nous voulons aussi reconstruire des écoulements instationnaires. Le chapitre suivant est consacré aux modifications à apporter pour étudier des écoulements instationnaires.

Chapitre 5

Reconstruction 3D d'écoulements instationnaires

Dans ce chapitre, nous voulons reconstruire des jets instationnaires. Pour cela, nous devons réaliser un montage optique qui contient toutes les visées pour faire un enregistrement instantané des interférogrammes. Dans le chapitre 4, nous avons fait des reconstructions avec 36 visées. Comme il n'est pas possible d'en construire autant autour des jets, nous étudions dans une première partie l'influence du nombre de visées utilisées dans la reconstruction des jets stationnaires sachant que, moins nous utilisons de visées, plus les reconstructions sont dégradées. Une fois ce nombre de ligne de visée discuté, nous mettons en place un banc optique d'holographie numérique à plusieurs directions de visée pour enregistrer simultanément les interférogrammes des écoulements instationnaires et pour les reconstruire en 3D.

5.1 Détermination du nombre minimal de lignes de visée capable de reconstruire la structure des écoulements

Pour cette détermination du nombre de lignes de visée, nous nous sommes limités aux jets d'air tridimensionnels car comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les jets d'hélium ne sont pas tout à fait stationnaires et réduire le nombre de lignes de visée donnera encore plus de poids à celles qui ne mesurent pas exactement le même jet.

5.1.1 La buse oiseau

Les jets d'air reconstruits ont les mêmes dimensions que ceux du chapitre précédent soit $14 \times 14 \times 23,4 \text{ mm}^3$ et les voxels mesurent $26 \times 26 \times 26 \mu\text{m}^3$. Comme l'ont montré [Nicolas et al. \[2016\]](#), les meilleures reconstructions sont effectuées pour des mesures réparties de façon équiréparties autour du jet. Ceci veut dire que lorsque nous parlons de 18 lignes de visée, ces 18 visées sont prises tous les 10° sur 180° et non pas tous les 5° sur 90° .

Les paramètres des reconstructions sont donnés dans le tableau 5.1 et ces reconstructions sont montrées figure 5.1. Le temps d'une itération diminue avec le nombre de lignes de visée car les opérateurs de projection et rétroprojection ont moins de données à traiter. Ainsi, une reconstruction avec 6 lignes de visée prend environ trois fois moins de temps qu'avec 36 visées. Ce temps n'est pas divisé par six comme le nombre de visées car le volume de reconstruction et la régularisation ont la même taille dans les deux cas.

Les isosurfaces montrent que les structures sortant du corps et de la tête gardent la même allure même si ces surfaces sont plus bruitées car la reconstruction possède moins de données. De plus, les échelles montrent que les compressions maximales sont moins bien mesurées avec moins de visées car le manque d'informations induit des inhomogénéités dans l'air extérieur reconstruit qui n'ont pas de sens physique. Ces inhomogénéités sont illustrées figure 5.2. Ces erreurs de reconstruction ont été mises en évidence dans [Nicolas et al. \[2016\]](#) qui utilisent un masque pour contraindre la reconstruction dans la zone de l'écoulement et limiter ces effets.

Nombre de visées utilisées	36	18	12	9	6
Angle entre les visées (en °)	5	10	15	20	30
Nombre de reconstructions possibles	1	2	3	4	6
Temps d'une itération pour les 900 plans (en s)	52	32	26	23	20
Nombre d'itérations avant convergence	19				
Temps total de reconstruction du volume (en min)	16,5	10,1	8,2	7,3	6,3

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif des reconstructions du jet d'air sortant de la buse oiseau suivant le nombre de visées.

5.1.2 La buse étoile

L'écoulement d'air en sortie de la buse étoile est plus complexe, les reconstructions avec différentes visées de la figure 5.3 montrent que les structures centrales sont bien reconstruites mais que les petites venant des cinq extrémités disparaissent des reconstructions lorsque nous utilisons 12 visées ou moins. De plus, les mêmes effets de diminution de la masse volumique maximale sont observés quand le nombre de visées est diminué. Dans ce jet plus complexe, deux plans reconstruits à des hauteurs différentes sont représentés. Le premier figure 5.4 représente des structures dans les bras de l'étoile et la diminution du nombre de visées dégrade fortement la localisation et l'intensité des zones de compression. Le deuxième figure 5.5 représente une structure centrale sans compression dans les bras. Dans ce deuxième cas, le plan à reconstruire est moins complexe et la zone de compression est mieux localisée même si les inhomogénéités dans l'air extérieur dues à la reconstruction diminuent l'intensité de cette zone de 2,1 pour 36 visées à 1,75 pour 6 visées. La complexité du jet 3D influence donc le nombre de lignes de visées nécessaires pour résoudre les zones de compression.

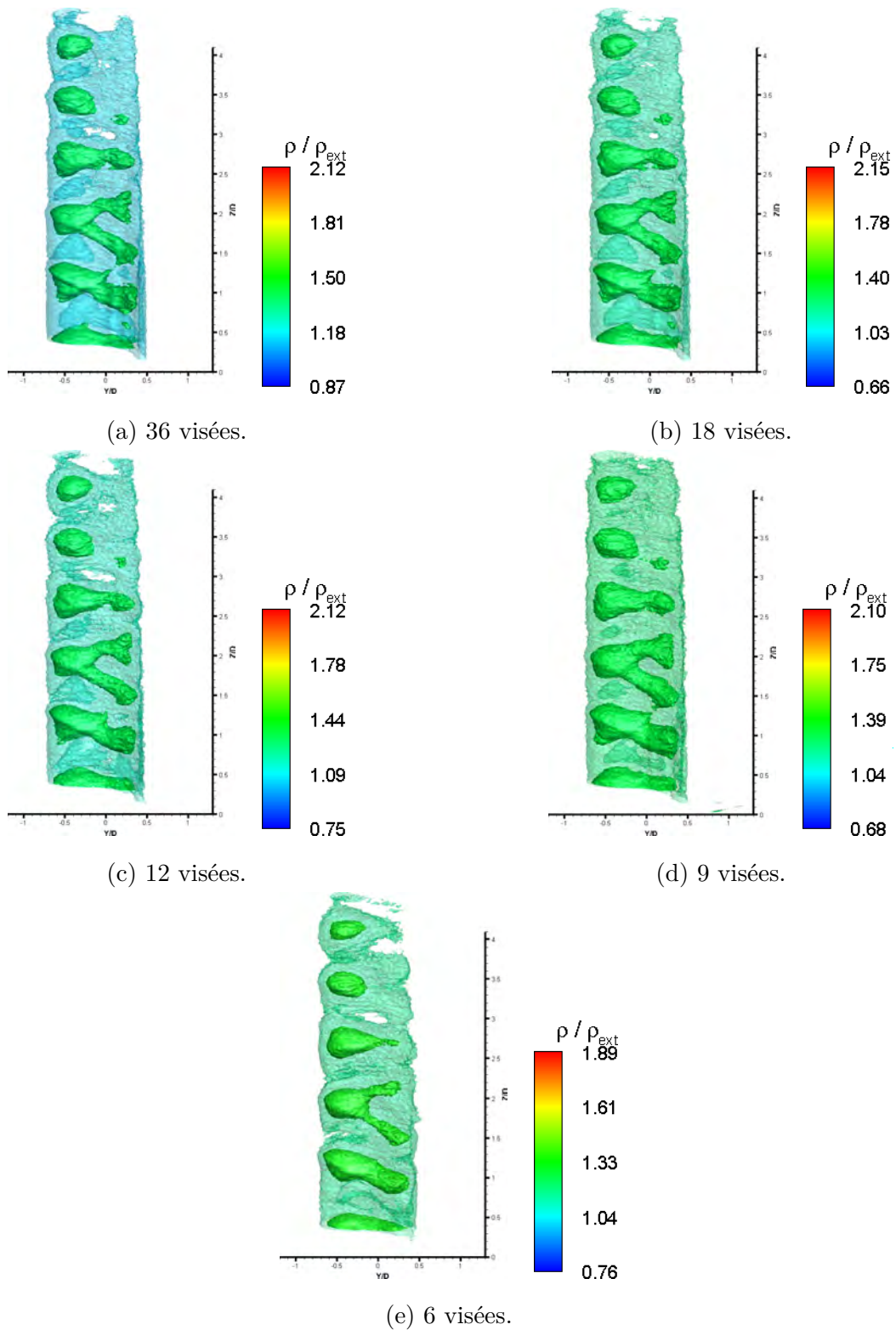


FIGURE 5.1 – Isodensités à 1,2 et 1,4 des masses volumiques normalisées du jet d'air reconstruites en sortie de la buse oiseau en fonction du nombre de lignes de visée utilisées.

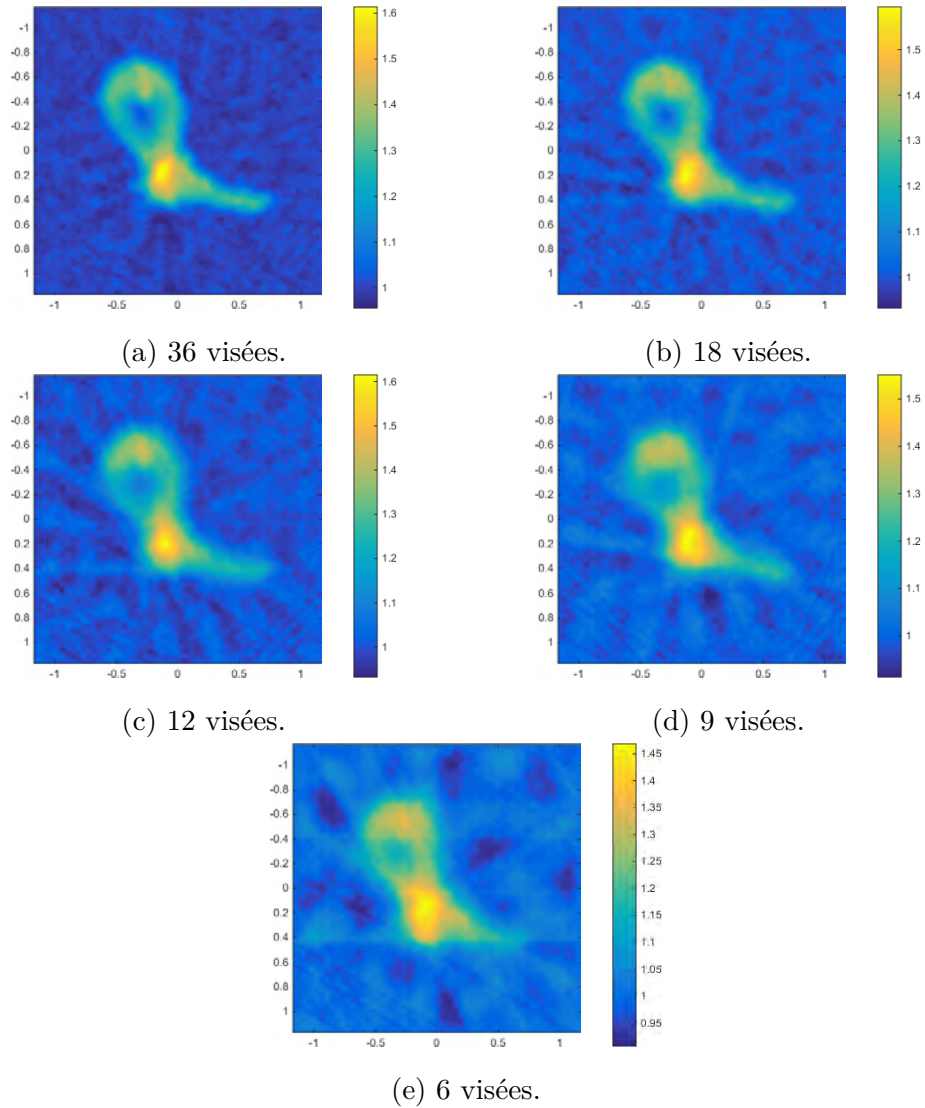


FIGURE 5.2 – Coupe des masses volumiques normalisées du jet d'air reconstruites en sortie de la buse oiseau en fonction du nombre de lignes de visée utilisées.

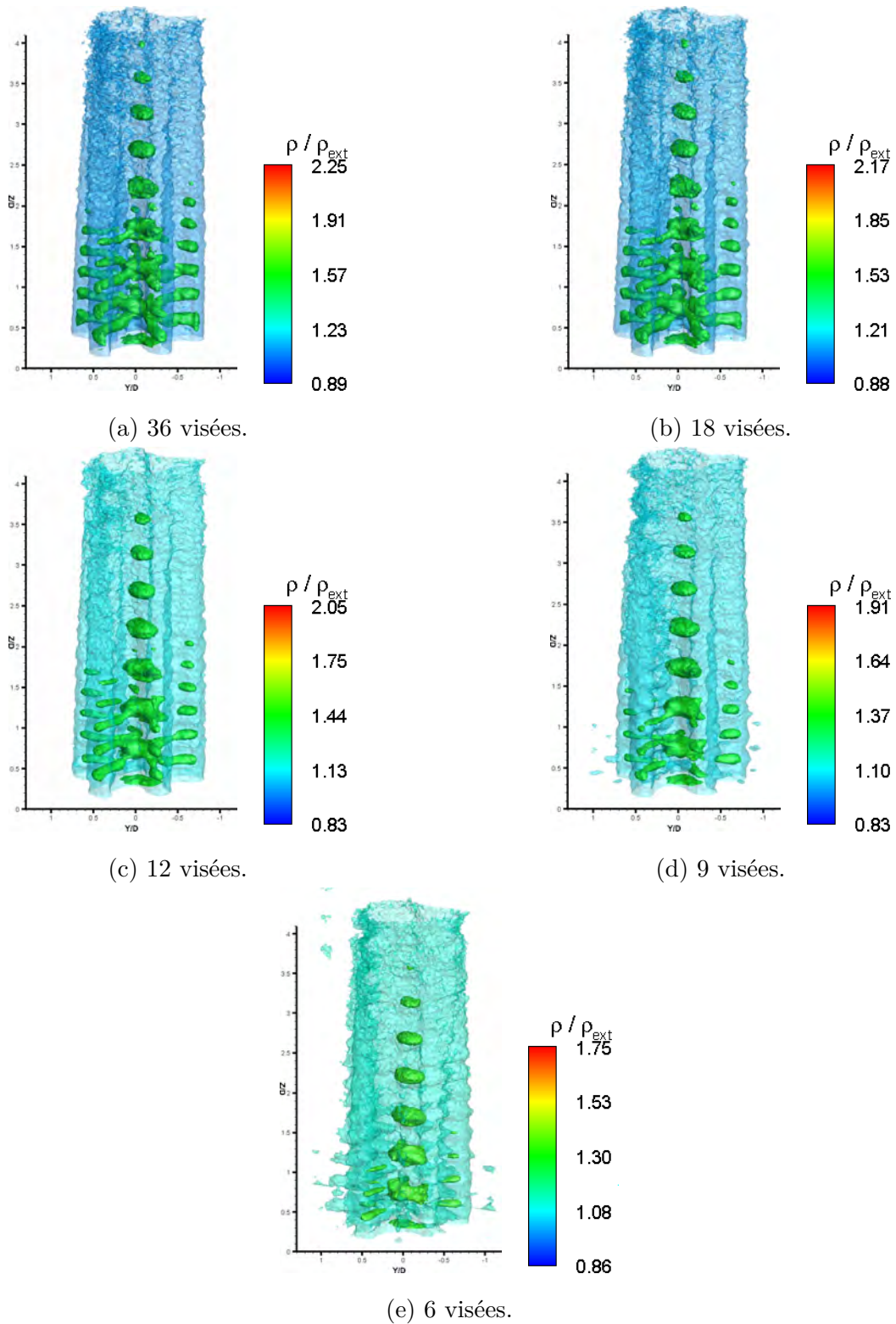


FIGURE 5.3 – Isodensités à 1,1 et 1,35 des masses volumiques normalisées du jet d'air reconstruites en sortie de la buse étoile en fonction du nombre de lignes de visée utilisées.

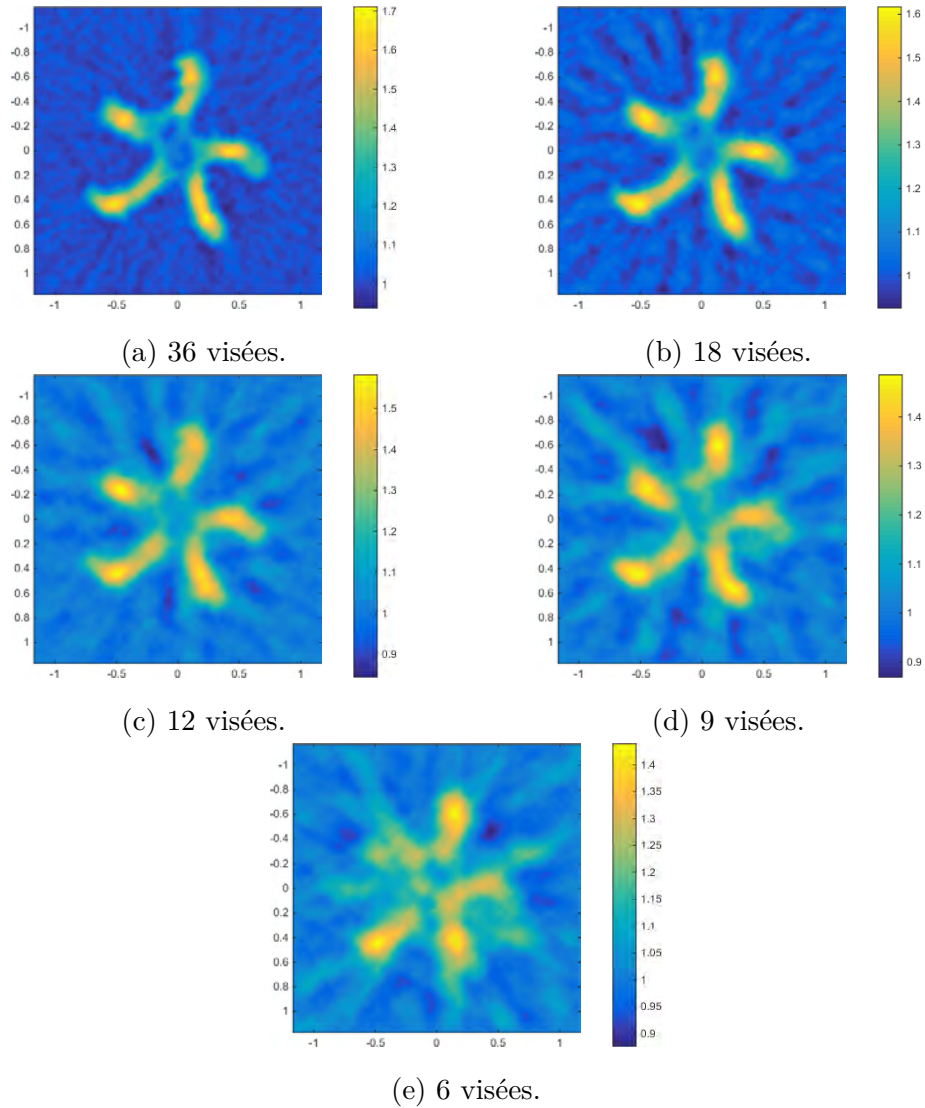


FIGURE 5.4 – Coupe des masses volumiques normalisées du jet d'air reconstruites en sortie de la buse étoile pour des structures complexes en fonction du nombre de lignes de visée utilisées.

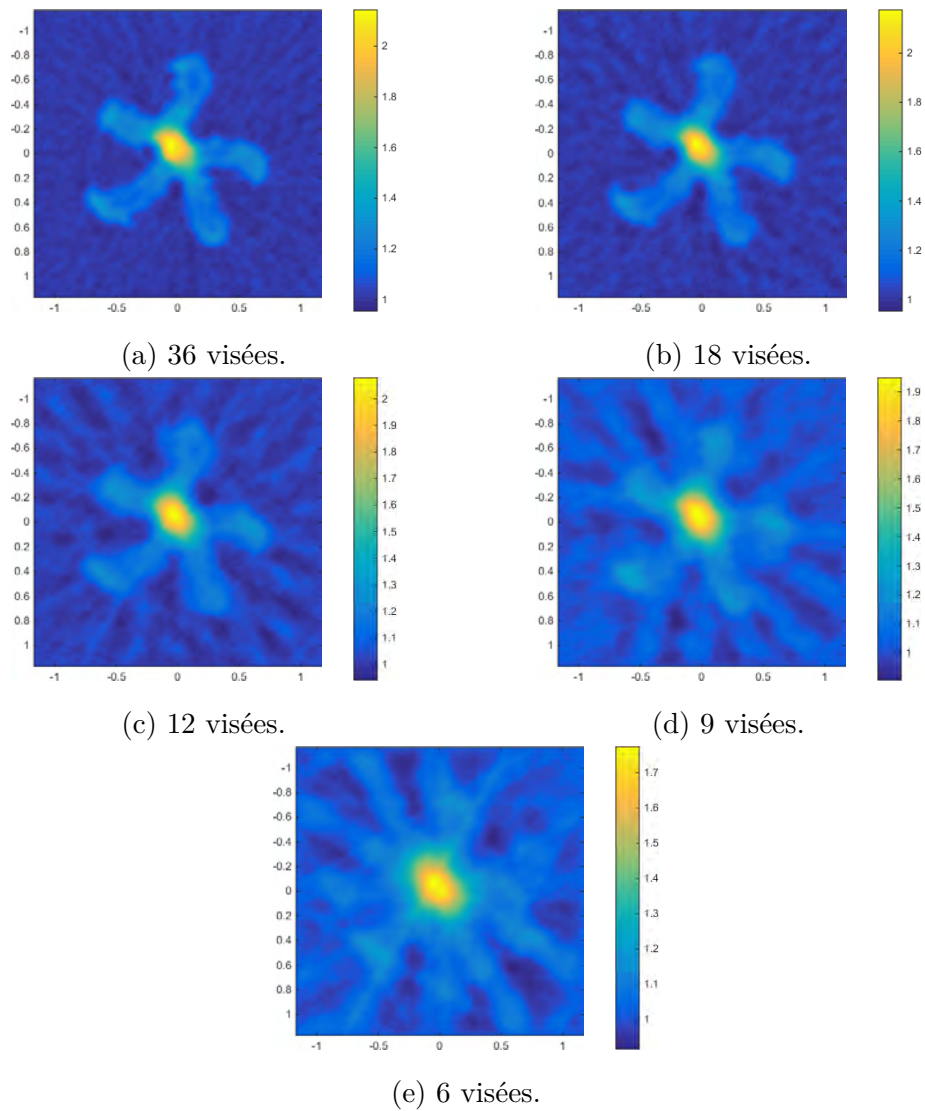


FIGURE 5.5 – Coupe des masses volumiques normalisées du jet d'air reconstruites en sortie de la buse étoile pour une structure centrale en fonction du nombre de lignes de visée utilisées.

5.1.3 Bilan de l'étude de l'influence du nombre de visées

Cette étude du nombre de visées nécessaires a permis de déterminer que les structures du jet en forme d'oiseau sont résolues pour 6 lignes de visée mais que leur intensité est sous-estimée par l'algorithme de reconstruction qui donne une masse volumique non homogène dans des zones où il n'y a que de l'air ambiant. Pour résoudre ce problème, il faut donc contraindre le volume autour de l'écoulement en appliquant un masque de reconstruction comme dans [Atcheson et al. \[2008\]](#). De plus, pour l'écoulement plus complexe qu'est le jet d'air en sortie de la buse étoile, les petites structures des bras ne sont pas résolues en-dessous de 9 lignes de visée alors que les plus grosses le sont. Pour étudier des jets instationnaires (surtout pour l'hélium lorsqu'il diffuse dans l'air), nous avons donc décidé de construire un montage à six visées qui est sensé reconstruire trois des quatre jets tridimensionnels.

5.2 Reconstructions 3D d'écoulements instationnaires

5.2.1 Mise en place d'une holographie numérique à 6 visées

Maintenant que nous avons montré que six visées étaient suffisantes pour reconstruire avec une résolution suffisante au moins trois des quatre jets tridimensionnels, nous mettons en place un montage à six interféromètres de Mach-Zehnder égaux. En effet, pour pouvoir reconstruire les jets plan par plan, en plus des caractéristiques énumérées dans le chapitre 4 Section 4.2.2.1, il faut que toutes les visées aient le même grandissement. Cette dernière condition n'a pas été donnée dans le cas stationnaire car, comme nous n'avons utilisé qu'un seul interféromètre et que c'est le jet qui tournait, toutes les visées ont le même grandissement.

Le schéma de la figure 5.6 présente un des six montages Mach-Zehnder. Pour des questions de coût et de poids, les deux grosses lentilles de champ de 800mm de distance focale du montage d'holographie numérique en écoulement stationnaire de la figure 3.15 sont remplacés par des miroirs concaves de focale 1000mm. Le bras de mesure n'est donc plus droit mais analogue à un montage en Z. Le faisceau de mesure représenté en bleu, après passage par une lentille de focale 50mm qui sert à l'élargir, est envoyé sur un premier miroir plan qui le renvoie sur le premier miroir concave. La distance entre la lentille et le miroir concave est de 1050mm (la somme des deux focales) pour que le faisceau ressorte en rayons parallèles. Il traverse alors l'écoulement et arrive sur le deuxième miroir concave qui le renvoie vers le deuxième miroir plan. Ce dernier est placé de l'autre côté, par rapport au premier miroir plan, du plan entre les deux miroirs concaves car, pour des petits angles (inférieurs à 10°), cela permet de négliger l'astigmatisme induit par le chemin en zigzag. Le faisceau est ensuite renvoyé dans une lentille de 120mm de focale et ressort au niveau de la caméra. Cette caméra est mise au point sur l'écoulement pour minimiser les effets des déviations lumineuses comme expliqué dans le chapitre 2. Le faisceau de référence, représenté en rouge, passe quand à lui en dehors de l'écoulement et est élargi au moyen de deux lentilles de focale 35mm et 50mm et va interférer sur la caméra au moyen d'un cube séparateur. La caméra est une Basler ace acA1920-40gm dont les caractéristiques qui nous intéressent sont 1920x1200 pixels de taille $5,86 \times 5,86 \mu m^2$ à une cadence maximale de 42Hz et

synchronisable par connexion ethernet.

Ce montage est dupliqué 6 fois pour créer les 6 visées équiréparties tous les 30° autour du jet. Le schéma est présenté figure 5.7 et la photo en figure 5.8. Le laser utilisé est le laser pulsé de longueur d'onde 532nm à 10Hz et de pulsation 5 à 6 ns déjà utilisé pour les montages du banc113 et de la soufflerie S20 de l'ISL. Les 6 lignes de visée sont éclairées par ce même laser qui est séparé en 6 faisceaux d'intensités équivalentes. Pour que ces 6 faisceaux ait la même intensité, le faisceau sortant du laser, qui a une polarisation linéaire verticale, passe à travers une lame demi-onde qui change l'angle de polarisation linéaire du faisceau de sorte qu'au passage du cube à séparation de polarisation, $1/3$ de l'intensité sorte vers la droite du schéma avec une polarisation linéaire horizontale et les $2/3$ sortent vers le bas avec une polarisation linéaire verticale. Le $1/3$ de l'intensité passe à nouveau à travers une lame demi-onde pour retrouver une polarisation linéaire verticale qui permet de passer à travers toutes les autres optiques sans être partiellement dépolarisé. Ce $1/3$ est ensuite réparti de façon équitable entre les visées 1 et 2 grâce à un autre cube à séparation 50/50. En ce qui concerne les $2/3$, ils sont séparés équitablement entre les visées 3, 4, 5 et 6. Ainsi, chaque visée a en entrée $1/6$ de l'intensité de départ. Le fait d'ajuster ces intensités permet d'ajuster la puissance du laser pour que chaque ligne de visée ait la même meilleure dynamique avec ses 256 niveaux de gris.

Les 6 caméras sont synchronisées par le signal TTL provenant du laser. Comme dans les autres expériences, le temps d'exposition est celui d'une pulsation laser soit 6ns. Les caméras sont ouvertes pendant $100\mu\text{s}$ pour recueillir un unique pulse laser dans cette fenêtre de temps.

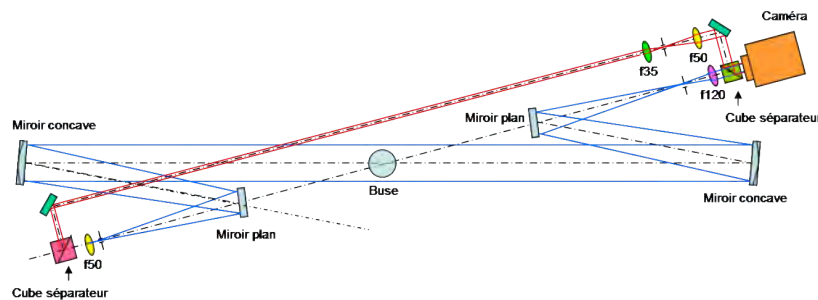


FIGURE 5.6 – Schéma du montage d'interférométrie holographique numérique de type Mach-Zehnder utilisé dans le montage multivisées.

5.2.2 Création des bases de données pour la reconstruction 3D des jets instationnaires

Une fois le montage mis en place, nous enregistrons les interférogrammes des différents jets provenant des buses. Les six interférogrammes sont recalés par rapport à la buse par post-traitement pour que les rayons qui passent par le centre du jet correspondent aux pixels centraux des chemins optiques suivant les six visées. Les grandissements sur les six axes sont calculés par rapport à la taille de la buse et sont donnés dans le tableau 5.2. Les mesures sur

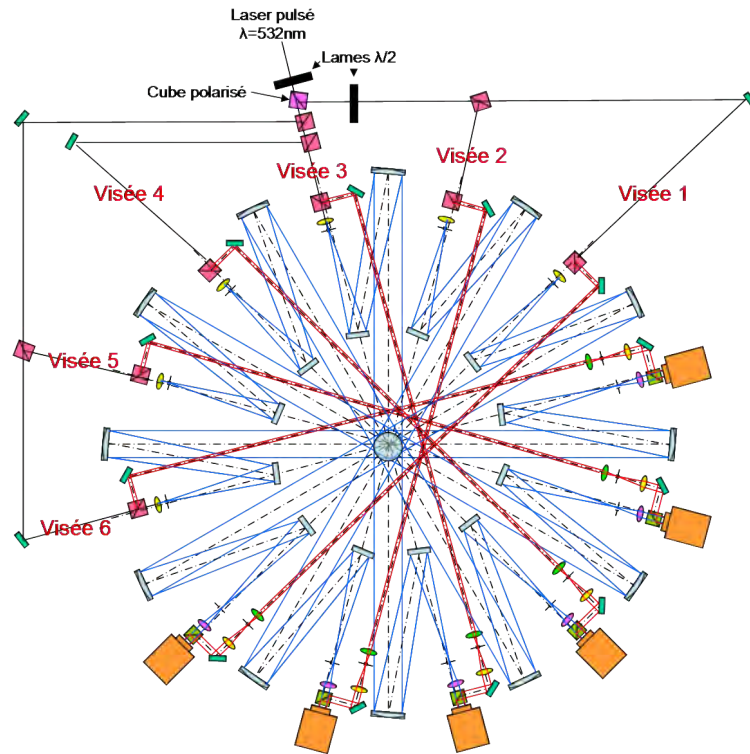


FIGURE 5.7 – Schéma du montage d'interférométrie holographique numérique à 6 visées.



FIGURE 5.8 – Photo du montage d'interférométrie holographique numérique à 6 visées.

la taille de la buse en pixels étant faite avec une incertitude de deux pixels, nous considérons que toutes les visées ont la même taille qui correspond à $47,1\mu\text{m}$. Les pixels des caméras faisant $5,86\mu\text{m}$, le grandissement est donc de 0,124 et correspond au rapport entre la focale de

120mm de la lentille et la focale de 1000mm du miroir concave. Le système est donc bien afocal.

Numéro de la visée	1	2	3	4	5	6
Taille de la buse (en pixels)	637	637	636	637	639	637
Taille d'un pixel dans l'espace de l'écoulement (en μm)	47,1	47,1	47,2	47,1	46,9	47,1

TABLE 5.2 – Taille d'un pixel dans l'espace de l'écoulement en fonction de la visée.

Les chemins optiques des six visées du jet d'hélium en sortie de la buse étoile à un instant donné sont représentés figure 5.9. En sortie de buse, le jet semble laminaire puis, vers les 2/3, il devient turbulent car des volutes qui le déstabilisent apparaissent.

5.2.3 Analyse des reconstructions 3D

5.2.3.1 Introduction d'un masque pour améliorer la reconstruction

En analysant la zone de diffusion de l'hélium en haut du jet des figures 5.9a à 5.9f, nous reconstruisons un volume de taille $30 \times 30 \times 42,4 \text{ mm}^3$, soit $5 \times 5 \times 7D$ en adimensionnant l'échelle par le diamètre de la buse circulaire équivalente, pour que les bords du volume en haut soient bien dans l'air extérieur. Ce volume contient donc $638 \times 638 \times 900$ voxels de taille $47,1 \times 47,1 \times 47,1 \mu m^3$.

La reconstruction d'un plan en sortie de buse de la figure 5.10a montre que la forme d'oiseau se distingue légèrement avec le bec vers le bas mais l'échelle indique que la masse volumique de l'hélium est autour de 0,33 assez éloigné des 0,139 théoriques donc que le jet n'est pas un jet d'hélium pur. Le problème vient du manque d'informations pour la reconstruction. En se limitant à une reconstruction de 14mm de côté, la forme est beaucoup mieux respectée comme le montre la figure 5.10b ainsi que l'échelle de masse volumique qui atteint les 0,14. La valeur maximale est tout de même au dessus de 1 car les inhomogénéités dans l'air ambiant sont toujours présentes.

De même pour le jet d'hélium en sortie de la buse étoile, l'introduction d'un masque en sortie de buse permet de reconstruire le jet plus précisément comme le montre le plan en sortie de buse de la figure 5.11.

5.2.3.2 Reconstructions 3D

L'ajout du masque améliore la reconstruction, par contre, au bout d'une certaine hauteur, l'hélium diffusant dans l'air, la largeur de la zone de diffusion augmente, il faut donc desserrer le masque. Les reconstructions de la figure 5.12 montrent la diffusion de l'hélium dans l'air

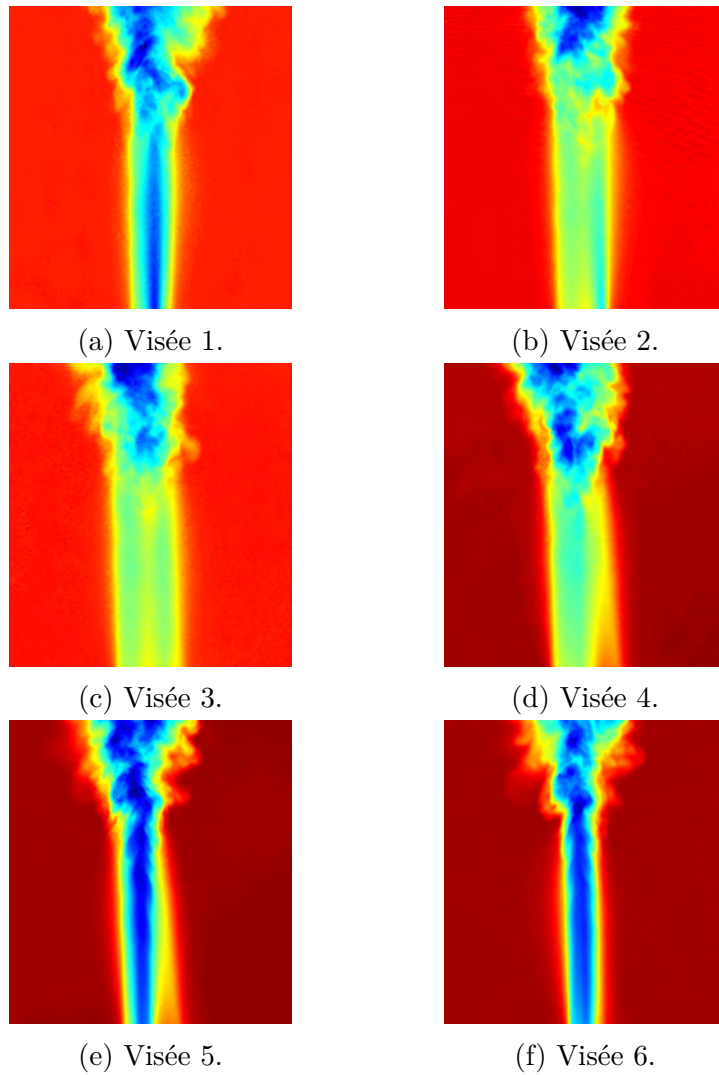


FIGURE 5.9 – Chemins optiques des six visées à un instant donné.

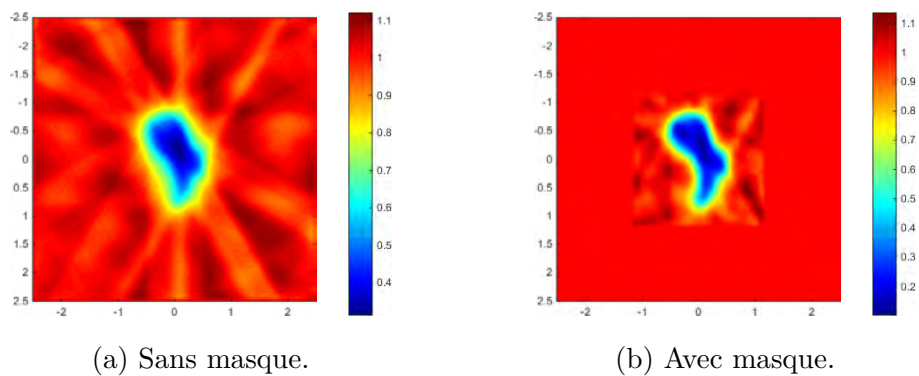


FIGURE 5.10 – Mise en évidence de l'utilité d'un masque pour contraindre la reconstruction.

pour différents plans et avec la même isosurface à 0,4 que dans le cas stationnaire. Pour mieux

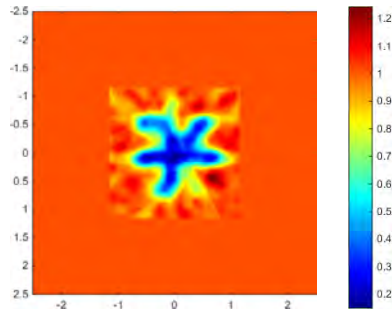


FIGURE 5.11 – Plan reconstruit du jet d'hélium en sortie de la buse buse.

visualiser le bec de l'oiseau, le volume a été tourné de 90° par rapport au plan présenté figure 5.10b. Sur la partie avec le masque, nous voyons bien la forme en sortie de buse et son évolution avec la diffusion. De plus, dans les deux cas, la fin du masquage à une certaine hauteur induit des discontinuités visibles sur les isodensités. Pour palier à cette discontinuité, il faudrait que la différence de masquage entre deux plans se fasse de façon continue et non pas abrupte comme ici. Cela fait partie des perspectives pour améliorer les reconstructions.

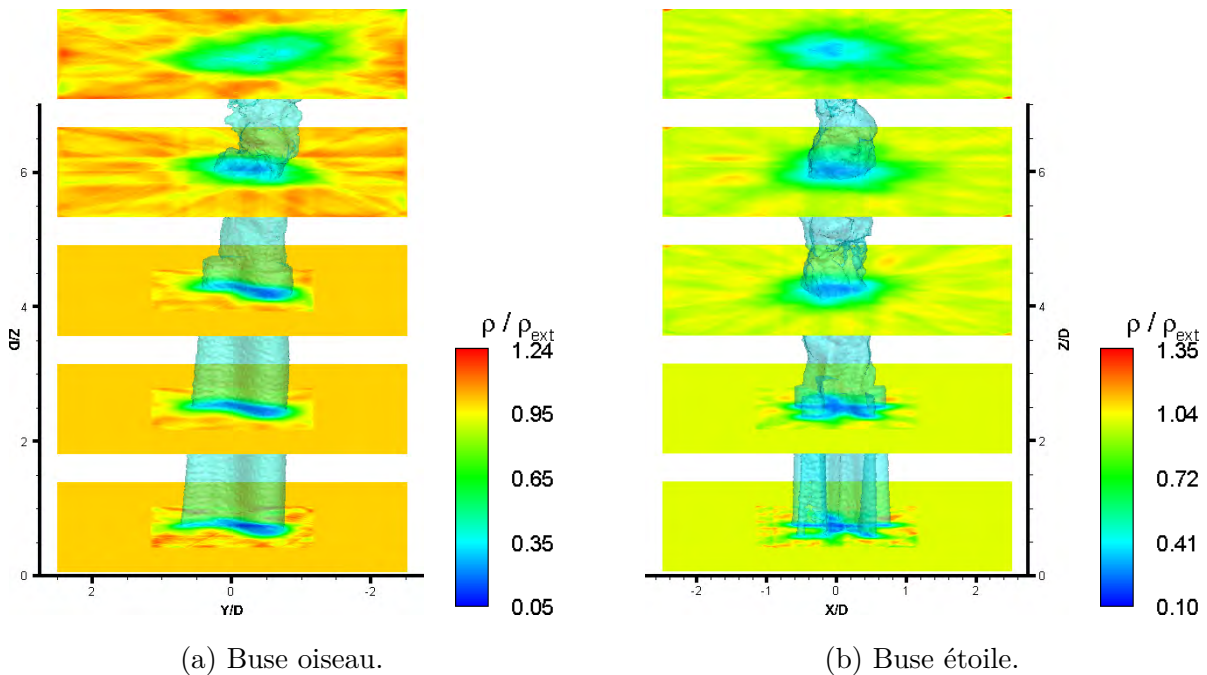


FIGURE 5.12 – Reconstructions 3D des jets d'hélium instationnaires.

En ce qui concerne les jets d'air, le volume peut être restreint à 14mm de côté car le jet supersonique diffuse moins sur les côtés que le jet l'hélium. Les reconstructions sont présentées figure 5.13. Pour la buse oiseau, les structures du corps et de la tête sont bien reconstruites comme dans le cas stationnaire avec six visées. Pour la buse étoile, le même constat est fait. Il n'y a pas une meilleure reconstruction des petites structures des bras. L'hypothèse de jets pas complètement stationnaires est donc écartée et le jet de la buse étoile est trop complexe pour

être reconstruit avec seulement six visées.

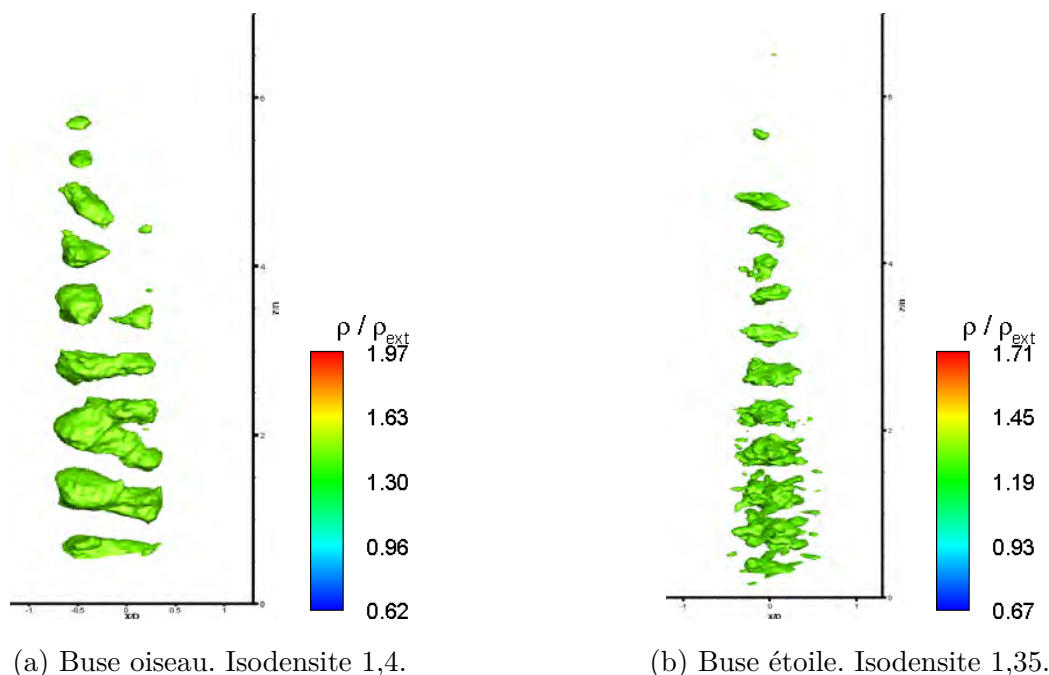


FIGURE 5.13 – Reconstructions 3D des jets d’air instationnaires.

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons déterminé sur des écoulements stationnaires que le nombre de visées nécessaires à la reconstruction d’un jet dépend de sa complexité tridimensionnelle.

Dans un deuxième temps, nous avons construit un banc de mesure à six interféromètres de Mach-Zehnder équirépartis autour des jets pour reconstruire des jets instationnaires. Nous avons alors mis en évidence que, comme pour la BOS3D, le volume de reconstruction doit être limité au maximum autour de l’écoulement à l’aide de masques pour minimiser les erreurs de reconstruction. Pour le moment, nous définissons ces masques à la main mais cela pourrait être automatique et c’est une des perspectives des suites de cette thèse.

Les reconstructions des deux jets d’hélium et pour du jet d’air de la buse oiseau ont des formes ou des structures bien résolues et que six visées suffisent. Par contre, pour le jet d’air de la buse étoile qui est le jet le plus complexe des quatre, les structures de compression des bras ne sont pas bien résolues ce qui signifie que six visées ne donnent pas assez d’informations pour la reconstruction du volume. Pour essayer de résoudre ce jet, la perspective est d’utiliser neuf visées.

Conclusion générale

La finalité de ces travaux de recherche visait à reconstruire la masse volumique des écoulements instationnaires 3D en développant l'holographie numérique aux mesures de forts gradients de masse volumique caractéristiques des phénomènes aérodynamiques étudiés en soufflerie à l'Onera et de comparer les résultats obtenus avec ceux de la BOS, autre technique développée à l'Onera/DMPE.

Développement de l'holographie numérique en mécanique des fluides

Au cours de cette étude, nous avons commencé par développer certaines méthodes holographiques dans la soufflerie de recherche transsonique de l'Onera Lille en utilisant différents montages optiques permettant de résoudre notamment le passage des ondes de choc, phénomènes qui génèrent de forts gradients de masse volumique. Nous avons remplacé le montage de type Michelson utilisant comme source lumineuse un laser continu et un temps d'exposition des interférogrammes de 150ns fixé par une cellule acousto-optique par un montage de type Mach-Zehnder limitant les effets induits par les déviations lumineuses et utilisant un laser pulsé à 6ns qui fige l'écoulement, ce qui permet d'analyser des phénomènes très rapides. Ce nouveau montage, dit de base, a ensuite été complexifié par l'ajout d'éléments optiques permettant de s'adapter au type d'écoulement à mesurer ou aux contraintes spatiales que représentent des mesures en soufflerie. De plus, le traitement des données a été amélioré en optimisant la zone de sélection spectrale à conserver dans le spectre de Fourier et en utilisant un dépliement de phase à critère de fiabilité développé par [Herráez et al. \[2002\]](#) car celui-ci s'adapte particulièrement bien aux phases mesurées en mécanique des fluides.

Comparaison 2D de différentes techniques optiques

Une fois l'holographie numérique adaptée à la mesure des écoulements, nous avons effectué plusieurs campagnes d'essais pour comparer l'holographie aux autres techniques optiques.

Lors de la première campagne, faite dans les locaux de l'Onera Lille, nous avons fait des mesures de jets d'air et d'hélium sortant de buses tridimensionnelles par holographie numérique

et par strioscopie interférentielle, méthode développée il y a plusieurs années au sein de l'unité. Nous avons fait ces montages en gardant une partie des optiques identiques et la même caméra de sorte à faire des comparaisons fines pixel à pixel. Ces comparaisons 2D ont montré que les deux moyens de mesure sont équivalents pour ces jets mais que l'holographie numérique a une plage de mesure plus grande car nous étions en limite de sensibilité de la strioscopie interférentielle avec les biprismes de Wollaston disponibles.

La deuxième campagne s'est déroulée à l'Onera Toulouse au DMPE qui développe la BOS3D sur le banc 113 autour d'un jet sous-détendu. Les comparaisons 2D entre l'holographie numérique et la BOS3D ont montré que les points forts de la BOS3D sont la simplicité du montage optique et le grand champ de mesure accessible. Par contre, dans cette technique, la sensibilité de la mesure et la résolution spatiale limitée par le cercle de confusion sont proportionnelles à la distance entre le fond et l'écoulement. Un compromis est à faire car, on ne peut pas à la fois minimiser ce cercle de confusion et maximiser la sensibilité, ce qui conduit à une perte de résolution et donc de mesure des forts gradients d'indice. La résolution BOS est donc donnée par le cercle de confusion et non la résolution de la caméra. Cette perte de résolution n'est pas présente en holographie numérique car la mise au point de la caméra est faite directement sur l'écoulement. La résolution obtenue est donc la taille du pixel de la caméra dans l'espace objet, i.e. la taille du pixel multipliée par le grandissement du montage. Pour comparer les mesures d'holographie numérique et de BOS3D, nous avons dérivé les données d'holographie puis filtré par une fenêtre circulaire simulant le cercle de confusion. Nous en avons déduit que les deux méthodes, une fois l'holographie filtrée, ont des mesures équivalentes pour des déviations modérées mais que, même filtrées, les données d'holographie résolvent des gradients de masse volumique plus forts qu'en BOS3D. Cette comparaison n'est tout de même pas aussi fine que souhaitée car du côté BOS3D, les faisceaux traversent l'écoulement avec des rayons divergents alors qu'en holographie, les rayons sont parallèles ce qui limite les conclusions en 2D.

Enfin, la troisième série de mesures faites dans la soufflerie de recherche S20 de l'ISL autour d'un cône et d'une ogive équipée d'un spike à Mach 2 a été réalisée pour comparer l'holographie numérique à la CBOS. Les phases ont été dépliées avec succès malgré les forts gradients de masse volumique et les comparaisons seront faites dans un futur proche.

En résumé, ces comparaisons entre les trois méthodes, dont nous ne connaissons pas d'autres études comparatives équivalentes, ont montré que la BOS a un plus grand champ de mesure et un montage optique simple qui permet de mesurer des déviations lumineuses pour des gradients de masse volumique qui ne sont pas trop localisés, la strioscopie interférentielle, dont le montage optique est complexe et le champ de vue est restreint, mesure des différences de chemin optique pour des gradients de masse volumique qui peuvent être localisés mais pas trop forts et l'holographie numérique, dont le montage optique est complexe et le champ de vue est restreint, mesure des phases, et donc directement des chemins optiques, pour des gradients de masse volumique localisés et forts. Ces données étant 2D, il faut reconstruire les masses volumiques en 3D pour comparer et donner des conclusions sur les méthodes de mesure.

Contributions algorithmiques

Pour effectuer ces reconstructions, nous avons choisi d'adapter le code de reconstruction utilisé par le DMPE pour la BOS3D et publié dans [Nicolas et al. \[2016\]](#) car il reconstruit directement la masse volumique contrairement à la plupart des autres codes qui reconstruisent les gradients et ils sont ensuite intégrés pour obtenir la masse volumique.

L'adaptation du code aux chemins optiques mesurés par holographie numérique qui reconstruit directement la masse volumique nous a donc semblé la meilleure option. Ce code minimise un critère composé d'un terme de moindres carrés et d'un terme de régularisation de Tikhonov par la méthode itérative des moindres carrés dans l'approximation des faisceaux paraxiaux, i.e. dont la trajectoire des rayons dans l'écoulement peut être approximée à une ligne droite. Le terme des moindres carrés compare les déviations lumineuses mesurées suivant plusieurs visées aux projections des gradients de masse volumique suivant ces mêmes visées. Dans ce terme, trois gradients suivant les trois axes du volume et trois projections par visée sont effectuées. Le terme de régularisation est un lissage de la reconstruction qui atténue les bruits de mesure et de reconstruction. Dans le cas de l'holographie numérique, il n'y a plus de gradient dans les moindres carrés et les projections de la masse volumique sont comparées aux chemins optiques mesurés. Ainsi, il n'y a plus qu'une seule projection par ligne de visée. De plus, nous avons montré que, comme les mesures sont faites en faisceaux parallèles et que les axes verticaux des caméras de chaque visée sont confondus avec l'axe vertical du volume, nous pouvons reconstruire le volume plan par plan avec une parallélisation sur la hauteur ce qui permet un gain de temps et de mémoire dans le calcul. Pour que cette reconstruction plan par plan soit effective, nous avons légèrement modifié le terme de régularisation en ne l'appliquant que dans le plan et non en 3D.

En ce qui concerne les reconstructions des données de strioscopie interférentielle, les mesures sont aussi effectuées avec des faisceaux parallèles, les axes verticaux des caméras sont aussi confondus avec l'axe vertical du volume et, de plus, les déviations mesurées sont suivant les axes horizontaux des caméras. Nous pouvons donc faire la même simplification de reconstruction plan par plan du volume. De plus, toujours grâce au parallélisme des rayons, nous avons montré que nous pouvons commuter les opérations de projection et de gradient dans le terme de moindres carrés. Ainsi, au lieu d'effectuer deux projections des deux gradients de masse volumique du plan reconstruit pour chaque visée, nous effectuons le gradient suivant l'axe horizontal de la caméra de la projection de la masse volumique pour chaque visée. La mémoire et le temps de calcul sont donc réduits. Ces adaptations reposent sur l'hypothèse que les reconstructions de chaque plan peuvent être indépendantes des autres plans. Nous vérifions cela avec les mesures faites lors des différentes campagnes d'essais.

Validation et comparaison des reconstructions 3D stationnaires

Dans un premier temps, comme nous ne connaissons pas le nombre de visées nécessaires à la reconstruction, nous reconstruisons des jets stationnaires en faisant tourner les buses pour avoir plusieurs points de vue. Ces jets sont des jets d'hélium et d'air en sortie de trois buses, une axisymétrique circulaire de 6mm de diamètre et deux tridimensionnelles : l'une en forme d'oiseau et l'autre en forme d'étoile. Les bases de données sont créées en faisant 36 vues correspondant à une mesure tous les 5° sur 180°.

Les reconstructions sont effectuées avec le logiciel Matlab sur un ordinateur du commerce. Pour les jets d'hélium, comme il diffuse beaucoup dans l'air, le volume de reconstruction est pris le plus grand possible et correspond à $25 \times 25 \times 37,8 \text{ mm}^3$ avec $595 \times 595 \times 900$ voxels de taille $42 \times 42 \times 42 \mu\text{m}^3$. Une itération pour reconstruire les 900 plans prend 68s pour les données d'holographie numérique et 70s pour les données de strioscopie interférentielle. Cette légère différence vient de l'opération de gradient dans le terme de moindres carrés qui est en plus dans la strioscopie interférentielle. Nous avons constaté une plus grande différence dans le nombre d'itérations avant convergence qui varie suivant les jets de 10 à 15 pour l'holographie numérique ce qui donne un temps de calcul total de 11,3min à 17min alors que pour la strioscopie interférentielle, le calcul nécessite de 100 à 110 itérations ce qui allonge le temps total de reconstruction à 116min à 128min. En comparant les reconstructions, nous avons remarqué que, pour les deux méthodes, les formes tridimensionnelles sont bien présentes en sortie de buse et que la diffusion de l'hélium dans l'air estompe ces formes tridimensionnelles suivant l'axe du vertical du jet. Cependant, en remontant plus haut dans le jet, nous avons remarqué des artefacts de reconstruction du fait que les bords du volume ne sont pas à zéro dans le cas de l'holographie numérique alors que ce n'est pas le cas dans la strioscopie interférentielle. L'hypothèse émise est que les différentes visées sont prises à des instants différents. Si sur une des visées l'hélium diffuse plus sur un côté, car la diffusion de l'hélium dépend beaucoup des conditions dans le laboratoire et notamment des courants d'air, la mesure de la phase initiale et donc du chemin optique n'est pas égale à zéro en bord de volume sur cette visée alors que, dans la mesure de la déviation lumineuse, même non nulle, celle-ci est très voisine de zéro. La reconstruction est donc moins perturbée. En résumé, les petites instationnarités qui provoquent des fluctuations du milieu non perturbé ont un plus grand impact sur la reconstruction des mesures d'holographie numérique.

En ce qui concerne les jets d'air compressibles, les volumes de reconstructions peuvent être plus petits car il diffuse beaucoup moins que l'air. Nous observons les mêmes ordres de grandeur sur le nombre d'itérations nécessaires à la convergence et les volumes reconstruits définissent correctement les zones de détente et de compression connus en mécanique des fluides. Nous remarquons également les couplages entre ces structures pour les écoulements tridimensionnels. Dans ces reconstructions, il n'y a pas de diffusion sur les bords ce qui confirme les difficultés que nous avons eu à réaliser des écoulements d'hélium stationnaires. De plus, les données de strioscopie interférentielle apparaissent plus lisses et les structures mieux dessinées. Les reconstructions des jets du banc 113 mesurés par holographie numérique doivent être dégradées par rapport à la résolution maximale obtenue pour rester dans l'approximation paraxiale car ces

jets provoquent des gradients d'indice plus forts que ceux sortant de nos buses. Alors que notre résolution au niveau de la caméra est de $36 \times 36 \mu m^2$, les voxels du volume reconstruit sont de $252 \times 252 \times 252 \mu m^3$. Les reconstructions sont comparées à la simulation numérique et aux reconstructions par BOS3D. Ces comparaisons confirment celles effectuées en 2D car les zones de fortes variations de masse volumique sont bien reconstruites en holographie numérique comme le montre la comparaison avec la simulation alors que ce n'est pas le cas en BOS3D. De plus, la taille d'un voxel en BOS3D imposée par le cercle de confusion est de $1 \times 1 \times 1 mm^3$ soit des voxels quatre fois plus gros que pour l'holographie. Par contre, pour les variations de masse volumique plus faibles, il y a équivalence dans les niveaux de masse volumique reconstruits et le champ reconstruit en BOS3D est plus grand. Les temps de calcul des reconstructions n'ont pas pu être comparés car le code pour la BOS3D est implémenté sur GPU alors que nos calculs en holographie sont faits sous Matlab.

Les reconstructions des écoulements de la soufflerie S20 de l'ISL ne sont quand à eux pas reconstituables, pour le moment, car le code de reconstruction ne fonctionne que pour des données sans maquette qui cache une partie de l'écoulement. D'autres adaptations sont à faire dans ce cas là. Une fois ces comparaisons faites pour des jets stationnaires, nous nous sommes concentrés dans le dernier chapitre sur la reconstruction de jets instationnaires par holographie numérique.

Reconstructions 3D de jets instationnaires

Dans un premier temps, pour déterminer le nombre de visées nécessaires à la reconstruction, nous avons reconstruit les jets stationnaires d'air sortant des buses tridimensionnelles en forme d'oiseau et d'étoile en changeant le nombre de visées utilisées. Ceci nous a amené à la conclusion que six visées étaient suffisantes pour reconstruire les structures principales du jet sortant de la buse oiseau mais que pour le jet sortant de l'étoile, qui est plus complexe, il en faudrait au moins 9, voire 12. Cependant, comme les visées ont été prises à différents instants, peut être que les plus petites structures de l'étoile n'étaient pas tout à fait stationnaires.

Pour répondre à cette question, nous avons donc mis en place six interféromètres de Mach-Zehnder équirépartis autour du jet soit une visée tous les 30° . Ces six interféromètres sont éclairés par le même laser pulsé qui fige l'écoulement et permet de synchroniser toutes les visées. Les jets d'hélium et d'air instationnaires ont été enregistrés, traités puis reconstruits. Les reconstructions des jets d'hélium avec six visées nous ont incité à reprendre une technique expliquée en BOS3D qui consiste à limiter la zone de reconstruction au maximum pour éviter des artefacts de reconstruction qui viennent du manque de données et qui ont pour effet de diffuser l'écoulement dans tout le volume de reconstruction et à rendre inhomogènes les zones non perturbées de l'air ambiant. En limitant ces zones au cas par cas, nous avons pu reconstruire les jets d'hélium avec une forme bien dessinée en sortie de buse puis la diffusion qui l'estompe et un peu plus haut le jet instationnaire qui éclate. Pour le jet d'air en sortie de la buse oiseau, les zones de compression et de détente ont aussi été bien résolues ainsi que l'aspect instationnaire. Par contre, pour le jet d'air de la buse étoile, nous avons montré que l'écoulement est trop

complexe pour que toutes les zones de compression soient résolues avec six visées avec le code de reconstruction utilisé.

Perspectives

Au cours de cette étude qui visait à reconstruire les champs de masse volumique instationnaires 3D et à comparer l'holographie numérique à d'autres techniques déjà plus matures, plusieurs améliorations ou perspectives nous sont apparues.

En ce qui concerne la mesure par holographie numérique, nous pourrions tester sa mise en place, au moins pour une visée, dans une soufflerie industrielle de l'Onera. De plus, le dépliement de phase, l'utilisation de l'algorithme à chemin non-continu développé par [Herráez et al. \[2002\]](#) a grandement amélioré le nombre d'interférogrammes exploitables mais le critère de fiabilité est toujours une source de déchet notamment quand un saut de phase au niveau d'une onde de choc est exactement de 2π . La modification de ce critère pourrait améliorer le nombre d'images exploitables.

En ce qui concerne la reconstruction des données d'holographie numérique, l'hypothèse des faisceaux paraxiaux permet de reconstruire plan par plan et de paralléliser les reconstructions des plans pour un gain de temps et de mémoire. Cependant, cette hypothèse limite la résolution qui est accessible par la mesure dans le cas de forts gradients. Une résolution plus fine du volume est donc possible en modifiant le code mais les reconstructions plan par plan ne seront plus possibles. Une évaluation sur les gains potentiels en précision est à faire en raffinant la résolution.

La thèse de [Todoroff \[2013\]](#) proposait deux régularisations possibles pour la reconstruction. La première, celle de Tikhonov utilisée ici et dans [Nicolas \[2017\]](#) qui est la suite de ses travaux sur la BOS3D est basée sur une norme L2 qui comporte un seul paramètre. La seconde régularisation appelée de variation totale est de type L1L2 et elle comporte deux paramètres. Elle a été laissée de côté car elle est plus difficile à optimiser du fait des deux paramètres. Or, une régularisation de type L2 a une tendance à lisser de façon excessive les forts gradients dans la reconstruction par rapport à une norme de type L1L2. Ce choix de se limiter à la régularisation de Tikhonov pour les mesures BOS3D est compréhensible car les forts gradients du banc 113 ne sont, à l'heure actuelle, pas résolus en BOS3D. Aux vues des mesures effectuées en holographie numérique, il se peut qu'une régularisation de type variation totale soit plus appropriée à la reconstruction du disque de Mach.

La reconstruction des volumes par le code sous Matlab donne des résultats pour des temps de calcul de l'ordre de 15min. Son implémentation sur GPU permettrait de gagner énormément en temps de calcul et de reconstruire en quelques secondes le volume.

Nous avons vu que la reconstruction d'écoulements instationnaires avec six visées est possible pour des écoulements qui ne sont "pas trop 3D et/ou complexes". Il faudrait définir qu'est ce que veut dire "pas trop complexe" ou bien essayer de faire un montage à neuf visées, i.e. une mesure tous les 20° , pour voir si nous pouvons résoudre correctement les zones de compression de la buse étoile.

De plus, les reconstructions des jets stationnaires en utilisant moins de 36 visées ont été analysées en ne considérant qu'un seul jeu de données. Par exemple, avec 6 visées équiréparties, nous n'avons pris qu'un jeu de données correspondant aux mesures à $[0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ]$. Or, d'autres données ont été enregistrées et nous pouvons nous demander si une reconstruction en utilisant $[5^\circ, 35^\circ, 65^\circ, 95^\circ, 125^\circ, 155^\circ]$ donne les mêmes résultats ou bien reconstruit mieux certaines zones du volume.

Enfin, les mesures effectuées dans la soufflerie S20 de l'Institut Saint-Louis n'ont pas été reconstruites pour le moment car le code doit être modifié pour prendre en compte le fait qu'une maquette masque certains rayons sur chaque directions de visée.

Annexe A

La strioscopie interférentielle

La strioscopie interférentielle (aussi appelée interférométrie différentielle) est basée sur la séparation d'un faisceau en deux parties distinctes qui traversent l'écoulement suivant des chemins différents et sont ensuite recombinaison au niveau d'un capteur. Cette recombinaison produit des interférences qui sont mesurables et donnent une valeur quantitative de la différence de chemin optique entre les deux faisceaux.

La séparation du faisceau en deux s'effectue à l'aide d'un prisme constitué d'un cristal biréfringent. Ce prisme remplace le couteau de la strioscopie classique. Deux types de prismes sont utilisés dans la littérature : le biprisme de Wollaston et le prisme de Sanderson.

A.1 La séparation des faisceaux

A.1.1 Le biprisme de Wollaston

Ce biprisme est la réunion de deux prismes de cristal biréfringent qui sont collés avec un angle α donné et dont les axes optiques \vec{a} et \vec{b} sont croisés. L'angle θ entre les deux faisceaux en sortie dépend des indices ordinaire n_o et extraordinaire n_e qui sont donnés par le type de cristal choisi et de l'angle de collage α . L'équation est donnée dans (A.1). Pour plus de détails, le lecteur peut se référer à [Gontier \[1957\]](#).

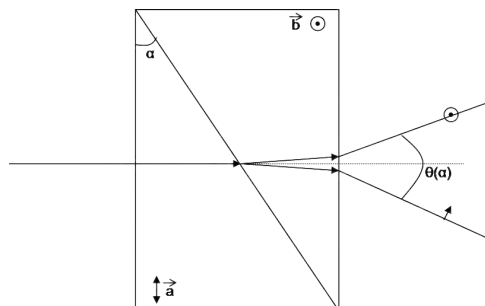


FIGURE A.1 – Séparation du faisceau entrant dans un biprisme de Wollaston.

$$\theta = 2(n_e - n_o)\tan(\alpha) \quad (\text{A.1})$$

A.1.2 Le prisme de Sanderson

Ce prisme est constitué d'un cristal biréfringent. L'angle de séparation θ entre les deux faisceaux dépend de plusieurs paramètres intrinsèques au cristal (f_σ un paramètre photo-élastique, L la largeur du cristal, l la longueur du cristal et E le module d'élasticité) ainsi que de la contrainte qui lui est appliquée et qui se traduit par un déplacement Δy , de la distance du point de fixation r montrés figure A.2 et de la longueur d'onde λ . L'équation est présentée dans (A.2). Pour plus de détails, le lecteur peut se référer à [Biss et al. \[2008\]](#).

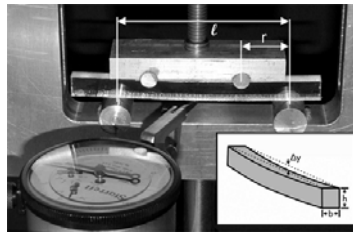


FIGURE A.2 – Image et grandeurs du prisme de Sanderson.

$$\theta = \frac{24\lambda EL\Delta y}{(4r^2 - 3l^2)f_\sigma} \quad (\text{A.2})$$

A.2 Traitement des interférogrammes

Les montages peuvent être fait avec une lumière cohérente. Dans ce cas, les interférogrammes sont constitués de franges d'interférence monochromatiques qui donnent des cartes de gradient de phase modulo- 2π . Il faut ensuite déplier ces gradients de phase pour obtenir la valeur réelle. Ces étapes sont les mêmes que celles effectuées en holographie numérique et présentées en annexe C.

En lumière incohérente, les interférogrammes obtenus sont similaires à des teintes de Newton A.3. L'analyse de la couleur d'un pixel donne donc directement accès à son gradient de chemin optique. Cette analyse a été discutée par [Desse \[1997\]](#).

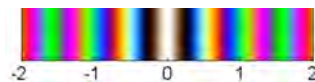


FIGURE A.3 – Teintes de Newton et gradient de chemin optique correspondant en μm .

B.2 Résolution spatiale

Contrairement à la strioscopie interférentielle et à l'holographie numérique, la résolution de la BOS n'est pas celle des pixels de la caméra multipliée par le grandissement. En effet, deux facteurs limitent la résolution : la taille de la fenêtre de corrélation et le cercle de confusion.

Le cercle de confusion vient du fait que la caméra est mise au point sur le fond et non l'écoulement. Comme montré sur la figure B.2, le cercle de confusion dépend de la distance entre le fond et l'écoulement ainsi que de l'ouverture de l'objectif. L'ouverture peut être réduite en utilisant un éclairage du fond plus puissant. Par contre, la taille du cercle de confusion et le déplacement ont des sensibilités opposées selon la distance fond écoulement. Un compromis doit être trouvé et il est l'un des enjeux de la BOS.

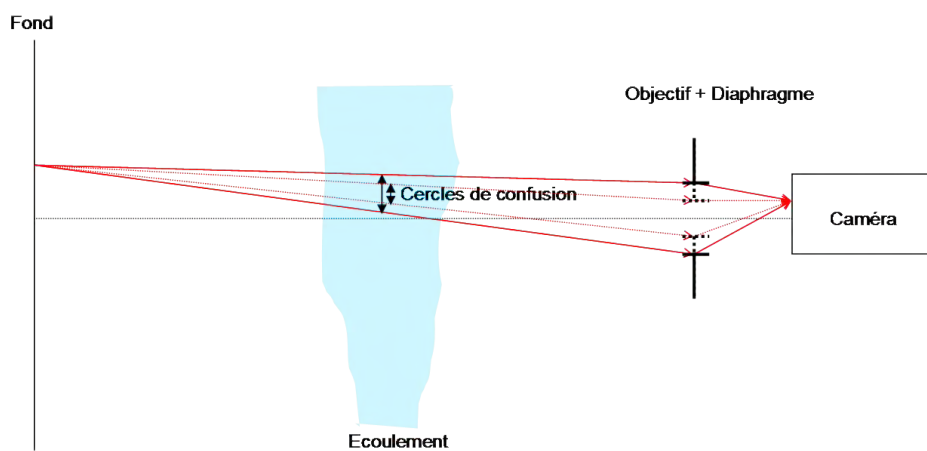


FIGURE B.2 – Illustration du cercle de confusion en BOS

Annexe C

L'holographie

L'holographie est une technique basée sur la cohérence de l'onde. En plus de l'information d'amplitude qui est enregistrée dans toute expérience utilisant un détecteur, une expérience d'holographie permet d'enregistrer la phase de l'onde de mesure en la comparant à une onde de référence par la création d'interférences.

Dans un premier temps, des plaques holographiques ont été utilisées car la résolution de l'image diffractée est celle de la taille des grains des particules, c'est-à-dire quelques nanomètres. La résolution du montage est donc celle de la caméra qui fait l'image de ce réseau de diffraction. Avec l'amélioration des capteurs, en enlevant la plaque et en mettant le capteur directement à sa place, l'holographie est devenue numérique.

L'holographie peut être faite en ligne ou hors axe. L'hors axe est fait en mettant un angle entre l'onde de mesure et l'onde de référence ce qui induit une fréquence porteuse C.1. Cette dernière permet de séparer l'information de phase qui est dans l'ordre 1 des autres informations qui restent dans l'ordre 0 dans le plan de Fourier. Sans écoulement, la phase est sinusoïdale et se traduit dans le spectre de Fourier par un dirac. Avec écoulement, la phase n'est plus sinusoïdale et un étalement du spectre autour de l'ordre 1 est visible C.2. Après sélection de cet ordre 1, la porteuse peut être retirée par translation de cet ordre 1 en 0 C.3. La transformée de Fourier inverse de ce nouveau spectre de Fourier donne la phase modulo- 2π . La soustraction d'une phase prise sans écoulement permet de soustraire la phase due au montage optique (défauts du montage et porteuse si cela n'a pas été fait avant) C.4 et C.5. Au final, les deux différences sont exactement les mêmes.

La phase obtenue est modulo- 2π . Or, l'écoulement n'a pas de discontinuité, une étape numérique appelée dépliement (ou déroulement) de la phase est nécessaire pour gommer ces discontinuités entre $-\pi$ et π introduites par les outils mathématiques. A la fin, la phase réelle de l'écoulement est obtenue C.6.

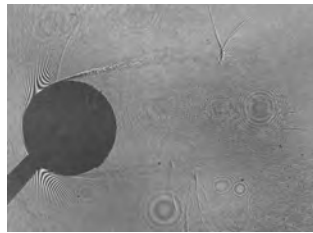


FIGURE C.1 – Interférogramme avec porteuse d'un écoulement d'air autour d'un cylindre à Mach 0,75.

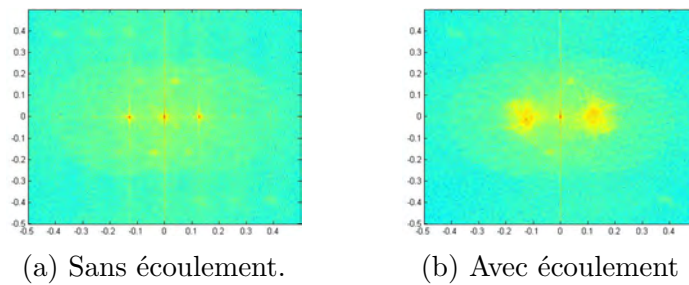


FIGURE C.2 – Spectre de Fourier avec porteuse.

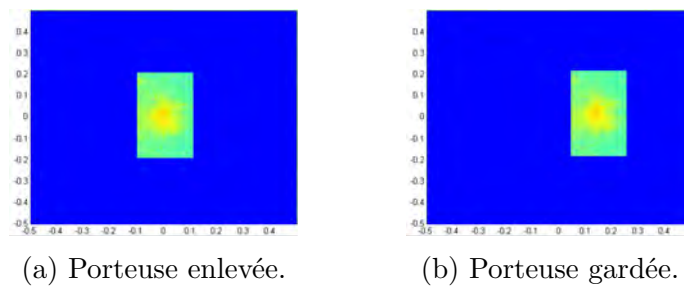


FIGURE C.3 – Sélection dans le spectre de Fourier avec écoulement.

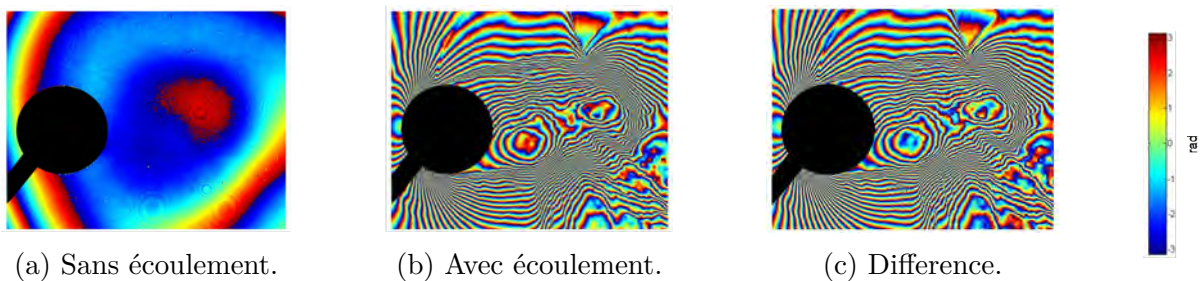
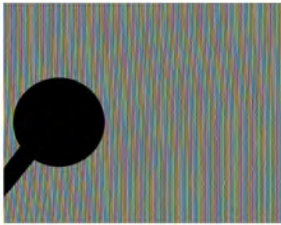
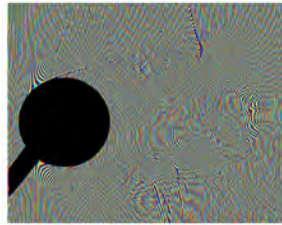


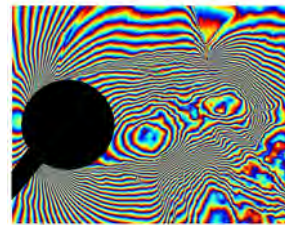
FIGURE C.4 – Phases modulo- 2π sans porteuse.



(a) Sans écoulement.



(b) Avec écoulement.



(c) Difference.

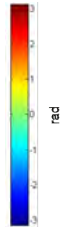


FIGURE C.5 – Phases modulo- 2π avec porteuse.

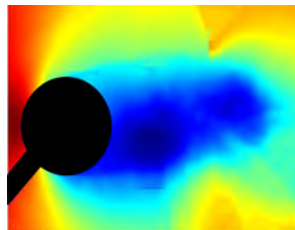


FIGURE C.6 – Phase déroulée de l'écoulement autour d'un cylindre à Mach 0,75.

Production scientifique

Brevet

J.-M. Desse and F. Olchewsky. Interféromètre holographique numérique à deux faisceaux de référence pour analyser un milieu transparent, 03 2017.

Publications

J. Desse and F. Olchewsky. Digital holographic interferometry for analysing high-density gradients in fluid mechanics. In I. Naydenova, D. Nazarova, and T. Babeva, editors, *Holographic Materials and Optical Systems*, chapter 13. InTech, Rijeka, 2017. doi : 10.5772/66111. URL <http://dx.doi.org/10.5772/66111>.

J.-M. Desse, P. Picart, and F. Olchewsky. Quantitative phase imaging in flows with high resolution holographic diffraction grating. *Opt. Express*, 23(18) :23726–23737, Sep 2015. doi : 10.1364/OE.23.023726. URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-23-18-23726>.

F. Olchewsky, Z. Essaïdi, J.-M. Desse, F. Nicolas, F. Champagnat, and P. Picart. Reconstruction of 3d flows by digital holographic interferometry and differential interferometry. *Journal of Visualization*.

H. Xia, S. Montresor, R. Guo, J. Li, F. Olchewsky, J.-M. Desse, and P. Picart. Robust processing of phase dislocations based on combined unwrapping and inpainting approaches. *Opt. Lett.*, 42(2) :322–325, Jan 2017. doi : 10.1364/OL.42.000322. URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-42-2-322>.

Communications

F. Olchewsky and J.-M. Desse. Applications originales de l’holographie numérique en mécanique des fluides. In *Congrès Francophone des Techniques Laser*, 2016.

F. Olchewsky, J.-M. Desse, and P. Picart. Réseau de diffraction pour holographie sans référence. In *CMOI-FLUVISU 2016*, 2015.

- F. Olchewsky, J.-M. Desse, F. Nicolas, F. Champagnat, A. Plyer, and Z. Essaïdi. 3d reconstruction of helium jet by multidirectional polarized white light differential interferometry. In *International Symposium on Flow Visualisation 2016*, 2016a.
- F. Olchewsky, J.-M. Desse, and P. Picart. Off-axis digital holography spatial carrier frequency filtering. In *Imaging and Applied Optics 2016*, page DW1H.4. Optical Society of America, 2016b. doi : 10.1364/DH.2016.DW1H.4. URL <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=DH-2016-DW1H.4>.
- F. Olchewsky, Z. Essaïdi, J.-M. Desse, F. Nicolas, F. Champagnat, and P. Picart. Reconstruction de jets 3d par tomographie holographique numérique multidirectionnelle. In *HOLOPHI4*, 2016c.
- F. Olchewsky, Z. Essaïdi, J.-M. Desse, F. Nicolas, F. Champagnat, and P. Picart. Comparaison de l'holographie numérique et de la strioscopie interférentielle utilisées pour la reconstruction des champs 3d de jets d'air et d'hélium. In *Congrès Francophone de Mécanique*, 2017a.
- F. Olchewsky, Z. Essaïdi, J.-M. Desse, F. Nicolas, F. Champagnat, and P. Picart. Comparaison du champ 3d de masse volumique par holographie numérique et interférométrie à prisme de wollaston. In *CMOI-FLUVISU 2017*, 2017b.
- F. Olchewsky, Z. Essaïdi, J.-M. Desse, F. Nicolas, F. Champagnat, and P. Picart. 3d gas density reconstruction using two optical techniques. comparison experiments and cfd simulation. In *ODAS*, 2017c.
- F. Olchewsky, Z. Essaïdi, J.-M. Desse, F. Nicolas, F. Champagnat, and P. Picart. 3d gas density reconstruction by digital holographic interferometry. In *Digital Holography and Three-Dimensional Imaging*, page Th2A.3. Optical Society of America, 2017d. doi : 10.1364/DH.2017.Th2A.3. URL <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=DH-2017-Th2A.3>.

Bibliographie

- B. Atcheson, I. Ihrke, W. Heidrich, A. Tevs, D. Bradley, M. Magnor, and H.-P. Seidel. Time-resolved 3d capture of non-stationary gas flows. *ACM Trans. Graph.*, 27(5) :132 :1–132 :9, Dec. 2008. ISSN 0730-0301. doi : 10.1145/1409060.1409085. URL <http://doi.acm.org/10.1145/1409060.1409085>.
- D. Barada, T. Ochiai, T. Fukuda, S. Kawata, K. Kuroda, and T. Yatagai. Dual-channel polarization holography : a technique for recording two complex amplitude components of a vector wave. *Optics letters*, 37(21) :4528–4530, 2012.
- J. M. Bioucas-Dias and G. Valadao. Phase unwrapping via graph cuts. *IEEE Transactions on Image processing*, 16(3) :698–709, 2007.
- M. M. Biss, G. S. Settles, M. E. Staymates, and S. R. Sanderson. Differential schlieren-interferometry with a simple adjustable wollaston-like prism. *Applied optics*, 47(3) :328–335, 2008.
- M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Pergamon Press, 1959.
- G. M. Carlomagno. Schlieren interferometry in the mass diffusion of a two-dimensional jet. *Experiments in fluids*, 3(3) :137–141, 1985.
- S. Coëtmellec, D. Lebrun, and C. Özkul. Application of the two-dimensional fractional-order fourier transformation to particle field digital holography. *J. Opt. Soc. Am. A*, 19(8) :1537–1546, Aug 2002. doi : 10.1364/JOSAA.19.001537. URL <http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-19-8-1537>.
- S. Dalziel, G. O. Hughes, and B. R. Sutherland. Whole-field density measurements by ‘synthetic schlieren’. *Experiments in Fluids*, 28(4) :322–335, 2000.
- R. Dändliker, R. Thalmann, and J.-F. Willemin. Fringe interpolation by two-reference-beam holographic interferometry : reducing sensitivity to hologram misalignment. *Optics Communications*, 42(5) :301–306, 1982.
- P. J. de Groot. Holography : Just a fancy word for interferometry? In *Imaging and Applied Optics 2016*, page DM3I.1. Optical Society of America, 2016. doi : 10.1364/DH.2016.DM3I.1. URL <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=DH-2016-DM3I.1>.

- L. Denis, D. Lorenz, E. Thiébaud, C. Fournier, and D. Trede. Inline hologram reconstruction with sparsity constraints. *Opt. Lett.*, 34(22) :3475–3477, Nov 2009. doi : 10.1364/OL.34.003475. URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-34-22-3475>.
- J.-M. Desse. Recording and processing of interferograms by spectral characterization of the interferometric setup. *Experiments in Fluids*, 23(4) :265–271, 1997.
- J. M. Desse and J. C. Pegneaux. *Direct Measurement of the Density Field Using High Speed Differential Interferometry*, pages 368–372. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1992. ISBN 978-3-642-84824-7. doi : 10.1007/978-3-642-84824-7_64. URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-84824-7_64.
- J.-M. Desse and P. Picart. Stochastic digital holography for visualizing inside strongly refracting transparent objects. *Appl. Opt.*, 54(1) :A1–A8, Jan 2015. doi : 10.1364/AO.54.0000A1. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-54-1-A1>.
- J.-M. Desse, F. Albe, and J.-L. Tribillon. Real-time color holographic interferometry. *Applied optics*, 41(25) :5326–5333, 2002.
- J.-M. Desse, P. Picart, and P. Tankam. Digital color holography applied to fluid and structural mechanics. *Optics and Lasers in Engineering*, 50(1) :18 – 28, 2012. ISSN 0143-8166. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.optlaseng.2011.06.018>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0143816611001965>. Advances in Flow Visualization.
- R. Doleček, V. Kopecký, P. Psota, and V. Lédl. Digital holographic setup for measurement of asymmetric temperature field and tomographic reconstruction. In *EPJ Web of Conferences*, volume 48, page 00003. EDP Sciences, 2013a.
- R. Doleček, P. Psota, V. Lédl, T. Vít, J. Václavík, and V. Kopecký. General temperature field measurement by digital holography. *Applied optics*, 52(1) :A319–A325, 2013b.
- R. Dolecek, P. Psota, V. Lédl, and T. Vít. Heat and mass transfer measurement using method of digital holographic tomography. *Proceedings of the SPIE, Volume 10151, id. 1015119 7 pp.(2016)*., 151, 2016.
- D. Donnarumma, A. Brodoline, D. Alexandre, and M. Gross. 4d holographic microscopy of zebrafish larvae microcirculation. *Opt. Express*, 24(23) :26887–26900, Nov 2016. doi : 10.1364/OE.24.026887. URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-24-23-26887>.
- R. Erbeck and W. Merzkirch. Speckle photographic measurement of turbulence in an air stream with fluctuating temperature. *Experiments in Fluids*, 6(2) :89–93, 2004.
- Z. Essâïdi, F. O. F. Leopold, F. Jagusinski, D. Klatt, P. Picart, and J.-M. Desse. Comparaison d’algorithmes de dépliement de phase dans le cas de forts gradients d’indice de réfraction. In *CMOI-FLUVISU 2017*, 2017.
- N. Fomin, E. Lavinskaya, and K. Takayama. Limited projections laser speckle tomography of complex flows. *Optics and lasers in engineering*, 44(3) :335–349, 2006.

-
- N. A. Fomin and E. F. Nogotov. Statistical analysis of turbulence by single-exposure speckle photography. In *Optical Science, Engineering and Instrumentation'97*, pages 370–381. International Society for Optics and Photonics, 1997.
- R. T. Frankot and R. Chellappa. A method for enforcing integrability in shape from shading algorithms. *IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence*, 10(4) :439–451, 1988.
- D. Gabor. A new microscopic principle. *Nature*, 161(4098) :777–778, 1948. URL <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-34250769340&partnerID=40&md5=816e703296bf46bf3a2887b28969e6cd>. cited By 2062.
- I. Galametz. *Visualisation et mesure de masse volumique dans un mélange gazeux en tube à choc*. PhD thesis, 1994.
- D. C. Ghiglia and M. D. Pritt. *Two-dimensional phase unwrapping : theory, algorithms, and software*, volume 4. Wiley New York, 1998.
- M. J. Golay. Point arrays having compact, nonredundant autocorrelations. *JOSA*, 61(2) : 272–273, 1971.
- E. Goldhahn and J. Seume. The background oriented schlieren technique : sensitivity, accuracy, resolution and application to a three-dimensional density field. *Experiments in Fluids*, 43(2-3) :241–249, 2007.
- R. M. Goldstein, H. A. Zebker, and C. L. Werner. Satellite radar interferometry : Two-dimensional phase unwrapping. *Radio science*, 23(4) :713–720, 1988.
- G. Gontier. *Contribution à l'étude de l'interférométrie différentielle à biprisme de Wollaston*. Number 338. Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'air, 1957.
- M. Hargather. Background-oriented schlieren diagnostics for large-scale explosive testing. *Shock Waves*, 23(5) :529–536, 2013.
- C. Herman and E. Kang. Experimental visualization of temperature fields and study of heat transfer enhancement in oscillatory flow in a grooved channel. *Heat and Mass Transfer*, 37 (1) :87–99, 2001.
- M. A. Herráez, D. R. Burton, M. J. Lalor, and M. A. Gdeisat. Fast two-dimensional phase-unwrapping algorithm based on sorting by reliability following a noncontinuous path. *Applied Optics*, 41(35) :7437–7444, 2002.
- H. P. Hiriyanaiyah. X-ray computed tomography for medical imaging. *IEEE Signal Processing Magazine*, 14(2) :42–59, Mar 1997. ISSN 1053-5888. doi : 10.1109/79.581370.
- M. M. Hossain and C. Shakher. Temperature measurement in laminar free convective flow using digital holography. *Applied optics*, 48(10) :1869–1877, 2009.

- A. Khmaladze, M. Kim, and C.-M. Lo. Phase imaging of cells by simultaneous dual-wavelength reflection digital holography. *Optics express*, 16(15) :10900–10911, 2008a.
- A. Khmaladze, A. Restrepo-Martínez, M. Kim, R. Castañeda, and A. Blandón. Simultaneous dual-wavelength reflection digital holography applied to the study of the porous coal samples. *Applied optics*, 47(17) :3203–3210, 2008b.
- D. Khodadad, E. Amer, P. Gren, E. Melander, E. Hällstig, and M. Sjö Dahl. Single-shot dual-polarization holography : measurement of the polarization state of a magnetic sample. In *VI International Conference on Speckle Metrology, Speckle 2015, August 24-26, 2015, Guanajuato, Mexico*, pages UNSP–96601E, 2015a.
- D. Khodadad, P. Bergström, E. Hällstig, and M. Sjö Dahl. Fast and robust automatic calibration for single-shot dual-wavelength digital holography based on speckle displacements. *Applied optics*, 54(16) :5003–5010, 2015b.
- H. Ko* and K. Kihm. An extended algebraic reconstruction technique (art) for density-gradient projections : laser speckle photographic tomography. *experiments in fluids*, 27(6) :542–550, 1999.
- J. Kühn, T. Colomb, F. Montfort, F. Charrière, Y. Emery, E. CuChe, P. Marquet, and C. Depeursinge. Real-time dual-wavelength digital holographic microscopy with a single hologram acquisition. *Optics Express*, 15(12) :7231–7242, 2007.
- F. Leopold. The application of the colored background oriented schlieren technique (cbos) to free-flight and in-flight measurements. In *Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, 2007. ICIASF 2007. 22nd International Congress on*, pages 1–10. IEEE, 2007.
- F. Leopold, M. Ota, D. Klatt, and K. Maeno. Reconstruction of the unsteady supersonic flow around a spike using the colored background oriented schlieren technique. 2013.
- T. Liu, W. Merzkirch, and K. Oberste-Lehn. Optical tomography applied to speckle photographic measurement of asymmetric flows with variable density. *Experiments in fluids*, 7(3) : 157–163, 1988.
- T. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187(4736) :493–494, 1960. doi : 10.1038/187493a0. URL <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-33847446049&doi=10.1038%2f187493a0&partnerID=40&md5=1998ce36c81c843320115b808aa11753>. cited By 1612.
- P. Marquet, B. Rappaz, P. J. Magistretti, E. CuChe, Y. Emery, T. Colomb, and C. Depeursinge. Digital holographic microscopy : a noninvasive contrast imaging technique allowing quantitative visualization of living cells with subwavelength axial accuracy. *Opt. Lett.*, 30 (5) :468–470, Mar 2005. doi : 10.1364/OL.30.000468. URL <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-30-5-468>.
- A. H. Meier and T. Roesgen. Improved background oriented schlieren imaging using laser speckle illumination. *Experiments in fluids*, 54(6) :1549, 2013.

-
- G. Meier. Computerized background-oriented schlieren. *Experiments in Fluids*, 33(1) :181–187, 2002.
- W. Merzkirch. *Flow Visualization*. Academic Press, 1974.
- T. Mizukaki, K. Wakabayashi, T. Matsumura, and K. Nakayama. Background-oriented schlieren with natural background for quantitative visualization of open-air explosions. *Shock Waves*, 24(1) :69–78, 2014.
- F. Nicolas. *Instantaneous density fields reconstruction by 3DBOS, application to complex flows in large windtunnel*. Theses, Université de Toulouse ; Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace (ISAE), Mar. 2017. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01576594>.
- F. Nicolas, V. Todoroff, A. Plyer, G. Le Besnerais, D. Donjat, F. Micheli, F. Champagnat, P. Cornic, and Y. Le Sant. A direct approach for instantaneous 3d density field reconstruction from background-oriented schlieren (bos) measurements. *Experiments in fluids*, 57(1) :13, 2016.
- F. Nicolas, D. Donjat, O. Léon, G. Le Besnerais, F. Champagnat, and F. Micheli. 3d reconstruction of a compressible flow by synchronized multi-camera bos. *Experiments in Fluids*, 58(5) :46, 2017.
- T. Ochiai, D. Barada, T. Fukuda, Y. Hayasaki, K. Kuroda, and T. Yatagai. Angular multiplex recording of data pages by dual-channel polarization holography. *Optics letters*, 38(5) :748–750, 2013.
- S. Ostrach. An analysis of laminar free-convection flow and heat transfer about a flat plate paralalled to the direction of the generating body force. 1953.
- M. Ota, K. Hamada, H. Kato, and K. Maeno. Computed-tomographic density measurement of supersonic flow field by colored-grid background oriented schlieren (cgbos) technique. *Measurement Science and Technology*, 22(10) :104011, 2011.
- D. Pantelić, L. Blažić, S. Savić-Šević, and B. Panić. Holographic detection of a tooth structure deformation after dental filling polymerization. *Journal of biomedical optics*, 12(2) :024026–024026, 2007.
- Z. Papp and J. Kornis. Digital holography by two reference beams. *Proc. Optical Engineering for Sensing and Noanotechnology, SPIE*, 4416 :112–115, 2001.
- P. Picart and M. Malek. Système d’imagerie holographique auto-référence, 05 2014.
- P. Picart, J. Leval, D. Mounier, and S. Gougeon. Some opportunities for vibration analysis with time averaging in digital fresnel holography. *Appl. Opt.*, 44(3) :337–343, Jan 2005. doi : 10.1364/AO.44.000337. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-44-3-337>.
- J. Radon. On the determination of functions from their integral values along certain manifolds. *IEEE transactions on medical imaging*, 5(4) :170–176, 1986.

- M. Raffel. Background-oriented schlieren (bos) techniques. *Experiments in Fluids*, 56(3) :60, 2015.
- M. Raffel, C. Tung, H. Richard, Y. Yu, and G. Meier. Background oriented stereoscopic schlieren (boss) for full scale helicopter vortex characterization. In *International Symposium on Flow Visualization*, volume 2, 2000.
- G. Rajshekhar, S. S. Gorthi, and P. Rastogi. Simultaneous measurement of in-plane and out-of-plane displacement derivatives using dual-wavelength digital holographic interferometry. *Applied optics*, 50(34) :H16–H21, 2011.
- N. Ramesh and W. Merzkirch. Combined convective and radiative heat transfer in side-vented open cavities. *International journal of heat and fluid flow*, 22(2) :180–187, 2001.
- H. Richard and M. Raffel. Principle and applications of the background oriented schlieren (bos) method. *Measurement Science and Technology*, 12(9) :1576, 2001.
- O. Rodriguez, J. Desse, and J. Pruvost. Interaction between a supersonic hot jet and a coaxial supersonic flow. *Aerospace science and technology*, 1(6) :369–379, 1997.
- M. Saxild-Hansen. Air tools-a matlab package for algebraic iterative reconstruction techniques. Master’s thesis, Technical University of Denmark, DTU, DK-2800 Kgs. Lyngby, Denmark, 2010.
- N. T. Shaked. Using cell micro-manipulation for holographic imaging of the 3-d refractive index profiles of cells in suspension. In *Imaging and Applied Optics 2016*, page DT4G.3. Optical Society of America, 2016. doi : 10.1364/DH.2016.DT4G.3. URL <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=DH-2016-DT4G.3>.
- G. Smeets. Laser interferometer for high sensitivity measurements on transient phase objects. *IEEE transactions on Aerospace and Electronic Systems*, (2) :186–190, 1972.
- P. Smigielski, A. Hirth, and C. They. The application of holography to sonic boom investigations. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, AES-8(6) :751–756, Nov 1972. ISSN 0018-9251. doi : 10.1109/TAES.1972.309605.
- R. Snyder and L. Hesselink. Measurement of mixing fluid flows with optical tomography. *Optics letters*, 13(2) :87–89, 1988.
- W. Sun, J. Zhao, J. Di, Q. Wang, and L. Wang. Real-time visualization of karman vortex street in water flow field by using digital holography. *Optics express*, 17(22) :20342–20348, 2009.
- J. Surget. Holography set-up with two reference sources. *Nouvelle Revue d’Optique*, 5(4) :201–217, 1974. doi : 10.1088/0335-7368/5/4/301. URL <https://www.scopus.com/inward/record.uri?eid=2-s2.0-0016081235&doi=10.1088%2f0335-7368%2f5%2f4%2f301&partnerID=40&md5=8d18e731777fb1601416592224cca979>. cited By 2.

-
- J. Surget and S. G. Duvant. Multipass holographic interferometry for low-density gas flow analysis. In *19th Intl Congress on High-Speed Photography and Photonics*, pages 65–72. International Society for Optics and Photonics, 1991.
- J. Surget, J. Delery, and J.-P. Lacharme. Holographic interferometry applied to the metrology of gaseous flows. volume 136, pages 192–201, 1978. doi : 10.1117/12.956158. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.956158>.
- T. Tahara, A. Maeda, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba. Parallel phase-shifting dual-illumination phase unwrapping. *Optical Review*, 19(6) :366–370, Nov 2012. ISSN 1349-9432. doi : 10.1007/s10043-012-0059-x. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10043-012-0059-x>.
- K. Takayama. Application of holographic interferometry to shock wave research. In *1983 International Technical Conference/Europe*, pages 174–180. International Society for Optics and Photonics, 1983.
- B. H. Timmerman. *Holographic interferometric tomography for unsteady compressible flows*. PhD thesis, TU Delft, Delft University of Technology, 1997.
- V. Todoroff. *Mesure d'un champ de masse volumique par Background Oriented Schlieren 3d. Etude d'un dispositif expérimental et des méthodes de traitement pour la résolution du problème inverse*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse-INPT, 2013.
- S. Velghe, J. Primot, N. Guérineau, M. Cohen, and B. Wattellier. Wave-front reconstruction from multidirectional phase derivatives generated by multilateral shearing interferometers. *Optics letters*, 30(3) :245–247, 2005.
- L. Venkatakrishnan and G. Meier. Density measurements using the background oriented schlieren technique. *Experiments in Fluids*, 37(2) :237–247, 2004.
- C. S. Vikram. Holographic recording of moving objects. *Nouvelle Revue d'Optique Appliquée*, 3(6) :305, 1972. URL <http://stacks.iop.org/0029-4780/3/i=6/a=302>.
- M. Wang, K. Wang, W. Zhang, M. Zheng, and J. Wu. Noise suppression with double image spectrum extraction and hadamard calculation in digital holography. *Optics Communications*, 353 :6–9, 2015.
- J. Zhao, J. Di, B. Wu, J. Wang, Q. Wang, and H. Jiang. Visual and dynamic measurement of temperature fields by use of digital holographic interferometry. In *Optical Measurement Systems for Industrial Inspection VIII*, volume 8788, 2013.

Caractérisation des écoulements instationnaires 3D par tomographie holographique numérique multidirectionnelle

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans le cadre du développement métrologique des méthodes optiques appliquées à la mécanique des fluides pour la caractérisation des phénomènes aérodynamiques complexes 2D et 3D. Parmi ces méthodes, l'holographie numérique donne accès à la phase de l'écoulement, grandeur directement reliée à l'intégration de l'indice de réfraction de l'écoulement, la masse volumique étant déduite par la relation de Gladstone-Dale. Si la mesure de la phase est effectuée suivant plusieurs directions de visée, la masse volumique de l'écoulement peut être reconstruite en 3D par tomographie. Après avoir développé l'holographie numérique à la mesure des forts gradients de masse volumique caractéristiques des essais en soufflerie, trois campagnes d'essais ont été effectuées sur des écoulements 3D stationnaires pour comparer les performances de l'holographie numérique par rapport à la strioscopie interférentielle et la Background Oriented Schlieren (BOS) qui donnent accès à la déviation lumineuse, l'intégration de la dérivée de l'indice. L'algorithme de reconstruction 3D développé par l'Onera/DMPE pour la BOS3D, basé sur la minimisation d'un critère des moindres carrés régularisé par Tikhonov par la méthode des gradients conjugués, a été adapté aux mesures de phase. Les reconstructions avec 36 visées ont été comparées aux reconstructions obtenues par strioscopie interférentielle et BOS. Enfin, l'analyse sur le nombre de visées nécessaires à la reconstruction a montré sa dépendance avec la complexité 3D du jet, ce qui a conduit à mettre en oeuvre un banc d'holographie numérique à six visées simultanées pour reconstruire avec succès des jets libres instationnaires.

Mots-clés : OPTIQUE ; HOLOGRAPHIE NUMERIQUE ; TOMOGRAPHIE ; STRIOSCOPIE ; RECONSTRUCTION TRIDIMENSIONNELLE

Characterization of 3D unsteady flows by multidirectional digital holographic tomography

This PhD work is part of the metrological development of optical methods applied to Fluid Mechanics to characterize 2D and 3D complex aerodynamic phenomenon. One of these techniques is digital holography which measures flow phase, directly linked to the refractive index integration. Gas density is deduced thanks to Gladstone-Dale relationship. If phase measurements are done along several viewpoints, gas density can be rebuilt in 3D by tomography. Firstly, digital holography was developed to measure high density gradients encountered in compressible wind tunnels. Then, three campaigns were made on steady 3D flows to compare performances of digital holography to differential interferometry and Background Oriented Schlieren (BOS) which measure light deviation, integration of the derivative of refractive index. 3D reconstruction algorithm developed by Onera/DMPE for 3DBOS, based on conjugated gradients method of a least squared regularized by Tikhonov minimization criterion, was adapted to phase measurements. Reconstructions with 36 different viewpoints were compared to reconstructions obtained by differential interferometry and BOS. Finally, the analysis of the viewpoint number needed to reconstruction showed its dependency with 3D complexity of the jet, what led to the implementation a digital holographic set-up with six simultaneous viewpoints to rebuild with success unsteady flows.

Keywords : OPTIC ; DIGITAL HOLOGRAPHY ; TOMOGRAPHY ; SCHLIEREN TECHNIQUE ; 3D RECONSTRUCTION