

REPULIQUE ALGERIENNE DEMOCRETIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENEN
FACULTE DE PHYSIQUE



THÈSE DE DOCTORAT

Présentée en vue de l'obtention du grade de docteur

EN : PHYSIQUE

Spécialité : Physique des Rayonnements

Par : HAOUAT MOHAMED

Thème

*Optimisation de la reconstruction d'images par
l'holographie numérique*

Soutenue publiquement le : 19/10/2019, devant le Jury composé de :

M. A.C.CHAMI
M. A. KELLOU
M. M.DJEBLI
M.A.AISSANI
Mme S.CHOULI
M. P.PICART

Professeur (USTHB, Alger)
Professeur (USTHB, Alger)
Professeur (USTHB, Alger)
MCA (USTHB, Alger)
MCA (UMMBB, Boumerdes)
Professeur (Université du Mans, France) Invité

Président
Directeur de Thèse
Examineur
Examineur
Examineur

Remerciements

Ce travail a été achevé avec l'aide de notre Dieu ALLAH que je remercie tout d'abord, matin et soir, pour m'avoir donné la santé, la volonté et le courage pour mener à bien cette thèse.

A tous ceux qui m'ont appris à lire et à écrire, à tous ceux qui m'ont enseigné tout ce savoir, je vous dois reconnaissance et remerciements. C'est grâce à eux que j'ai gravi tout ce long chemin scientifique très laborieux.

Ce travail a été effectué au laboratoire d'Electronique Quantique de la faculté de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene « USTHB ».

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance pour mon directeur de thèse, le Professeur KELLOU ABDELHAMID, qui m'a accueilli dans l'équipe Laser. Je le remercie pour sa patience, son côté humain, et ses conseils pendant toutes ces années de travail. J'ai énormément appris avec le Professeur A. Kellou, et surtout pour m'avoir initié à la recherche moderne.

Tous mes sincères remerciements pour les membres de notre équipe de recherche : Mlle. ZIZI LOUIZA pour m'avoir accompagné au début de ma recherche, Mlle. GHERRAS NASSIBA pour tous les échanges que nous avons pu avoir ensemble, Mme. AMROUN DALILA, Mlle. BELHOUCIF REKIA, Mlle. KERMAOUI AICHA, BOUKHAOUI DJAMILA, ZANAN HAYAT, TERNICHE SAID, BECHEKER REZKI, BENMADANI YANIS pour leurs soutiens et leur esprit d'équipe. Je remercie particulièrement M. SI FODIL RACHID pour ses conseils précieux, pour sa gentillesse et toute sa disponibilité à mon égard.

Je n'oublie pas Mme. MALLEK DJOUHER pour son encouragement et soutien moral. Aussi, toute ma gratitude va à Mlle. AMI ISMAHAN pour toute son aide et démarches.

Mes remerciements vont aussi au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du MANS (France) pour leur bon accueil et pour avoir mis à ma disposition un équipement scientifique très précieux. Cela m'a permis d'enrichir profondément mes résultats expérimentaux. Je n'oublierai jamais l'apport du Pr. PICART PASCAL. Il a donné une orientation très importante à mon travail expérimental, réalisé au Laboratoire d'Electronique Quantique (Alger). Je lui exprime toute ma gratitude pour son soutien et surtout pour toute la confiance placée en moi. Les qualités humaines et scientifiques du Pr. PICART PASCAL sont remarquables et ne laissent personne indifférent.

Je tiens à remercier monsieur GARCIA-SUCERQUIA JORGE, pour son apport, son dynamisme scientifique, sa simplicité et son ouverture d'esprit. Sa rencontre dans le

Laboratoire d'Acoustique de l'Université du MANS (France) fut parmi les meilleures dans mon cursus scientifique.

Je remercie le Professeur LARBI BOUAMAMA, pour m'avoir bien accueilli dans l'Institut d'Optique et de Mécanique de Précision, de l'Universités de Sétif 1. Et de m'avoir donné l'opportunité de réaliser mon tout premier montage holographique. Pour sa simplicité, sa gentillesse et ses conseils précieux dans toutes les fois que je l'ai rencontrées quelque sois à Sétif ou à l'USTHB. Mes remerciements vont également à son étudiant mon ami SOUFIANE MEBAKREK AZZEM.

Mes remerciements vont au Pr. CHAMI AHMED-CHAFIK de la faculté de physique de l'USTHB de m'avoir honoré de présider mon jury de thèse et surtout d'avoir été mon enseignant en Master, lequel m'apprit énormément.

Mes remerciements vont également au Professeur DJEBLI MOURAD de la faculté de physique de l'USTHB qui a bien voulu juger ce travail.

Je remercie le Docteur AISSANI AHMED de la faculté de physique de l'USTHB pour avoir accepté de rapporter ce travail.

Je remercie le Docteur Souad CHOULI de l'Université M'hamed Bougara Boumerdès d'avoir accepté de faire partie de ce jury de thèse, et d'évaluer mon travail.

Je remercie ma famille : ma mère, mon père, les étoiles qui illuminent mon chemin, mes frères et sœurs FATIMA, ABOUBAKER, WASSILA, HANACHI, MAROUA, et mon petit ange FARAH. Vous êtes les cadeaux de Dieu.

A toi mon adorable femme, pour tout ce que tu as fait pour moi, ton aide indéniable et ton encouragement, ta contribution dans la rédaction de cette thèse. Merci d'être dans ma vie.

Pour toutes les personnes exceptionnelles que j'ai rencontrées dans ma vie : mes amis d'enfance, mes amis d'étude, les amis de la résidence universitaire, mes collègues de travail et surtout M.SAID BELKHOS. Ma pensée va aussi aux collègues des facultés de Physique et Chimie de l'USTHB.

Je n'oublie pas Mme. SOUMAYA KARA pour sa bienfaisance et son dévouement au cours de mon séjour au MANS (France).

Résumé

L'holographie est une méthode optique non invasive qui permet d'enregistrer et reconstruire l'information tridimensionnelle d'un objet. De nouvelles perspectives ont été atteintes avec les progrès développés à la fois dans le traitement informatique des images et l'acquisition sur matrices de détecteurs ayant des pixels suffisamment miniaturisés. Des techniques récentes de diagnostic se basent sur le potentiel de l'holographie numérique, les enjeux sont particulièrement importants dans les applications industrielles et médicales. Le processus se décompose en deux étapes. La première se résume à enregistrer sur un capteur matriciel CCD (charges coupled devices), les interférences entre deux ondes cohérentes, l'une sera utilisée comme référence et l'autre diffractée par l'objet. L'information codée sur la CCD sous forme d'une modulation d'intensité constitue notre hologramme. Ce dernier est établi sous forme de fichier et renferme l'information tridimensionnelle du milieu à étudier. La deuxième étape, appelée opération de restitution, consiste à la reconstruction de l'information enregistrée sur l'objet à l'aide des algorithmes qui simulent le processus de diffraction inverse. L'accomplissement de ces étapes obéit à certains critères (optiques, opto-mécaniques, optoélectronique et numériques) qu'il faudrait les optimiser.

Dans notre travail de Thèse, la motivation initiale était l'optimisation du montage expérimentale d'holographie numérique. Sa maîtrise est fondée sur le respect du critère de Shannon et aussi sur la faible résolution des capteurs d'enregistrement qui entraîne des restrictions sur l'angle entre l'onde objet et l'onde de référence. Pour améliorer le contraste d'interférence nous devons optimiser le rapport d'intensité entre les deux ondes, ces conditions se répercutent sur l'ajustage des éléments opto-mécaniques.

La qualité de l'image holographique est affectée principalement par la présence de l'image jumelle, l'ordre zéro et le bruit de speckle. Notre travail s'est focalisé sur les solutions à développer pour supprimer l'image d'ordre zéro, l'image jumelle et minimiser le bruit de speckle. La réduction du bruit de speckle dans l'image holographique est un problème qui est largement traité par les scientifiques. Le challenge est de réussir à éliminer un maximum du bruit tout en préservant la structure et les détails de l'image. Il existe un compromis entre la résolution de l'image et la réduction du bruit de speckle spécifique à chaque technique. Nous avons proposé une nouvelle approche simple rapide et facile, elle nécessite un seul enregistrement avec objectif principal la réduction du bruit de speckle tout en gardant une bonne résolution. Cette méthode pourrait engendrer des applications importantes dans l'interférométrie holographique.

MOTS CLES

Holographie numérique, reconstruction numérique, montage holographique, optimisation de l'enregistrement holographique, théorème d'échantillonnage, suppression de l'image jumelle et de l'ordre zéro, réduction de speckle.

Sommaire générale

..... Sommaire générale

Introduction Générale	01
Chapitre I : Théorie de l'holographie	
I.1 Introduction.....	08
I.2 Principe général de l'holographie optique	09
I.2.1 Enregistrement optique des hologrammes.....	09
I.2.2 Milieux d'enregistrements optiques	11
I.2.3 Reconstruction optique d'un champ d'onde.....	12
I.3 Principe de l'holographie numérique	14
I.3.1 Support d'enregistrement numérique	15
I.3.2 Enregistrement d'un hologramme numérique	16
I.3.3 Classification des montages d'enregistrement holographique.....	17
I.3.3.1 Classification des montages selon les parcours des ondes.....	17
I.3.3.2 Classification des montages selon l'angle entre les deux ondes	19
I.3.3.3 Classification des montages selon le front d'onde de référence.....	20
I.3.4 Dispositif d'enregistrement utilisé dans ce travail	23
I.3.5 Reconstruction numérique des hologrammes.....	24
I.3.5.1 Notions et rappels sur la diffraction.....	24
I.3.5.2 Méthodes de reconstruction	27
I.3.5.2.1 Méthode de Fresnel	29
I.3.5.2.2 Méthode de convolution.....	32
I.3.5.2.3 Comparaison entre la transformée de Fresnel et l'approche de convolution.....	36
I.3.5.2.4 Méthode de la transformée de Fourier	37
I.3.5.2.5 Autres méthodes de reconstruction	38
I.4 Les avantages de l'holographie numérique par rapport à l'holographie classique.....	38
I.5 Conclusion	39
Références bibliographiques	40

Chapitre II : Optimisation des images reconstruites par holographie numérique

II.1	Introduction	43
II.2	Optimisation de l'enregistrement d'un hologramme numérique	44
II.2.1	Conditions d'enregistrement d'un hologramme numérique	44
II.2.1.1	Distance minimale d'enregistrement	47
II.2.1.2	Réduction de l'angle d'imagerie	50
II.2.2	L'optimisation du rapport d'intensité I_R/I_O	52
II.3	Optimisation de la qualité de l'image reconstruite	53
II.3.1	Les différents facteurs qui affectent la qualité de l'image reconstruite	53
II.3.2	Quelques techniques pour améliorer la qualité de l'image reconstruite	54
II.3.2.1	Amélioration de la résolution	54
II.3.2.2	Refocalisation numérique des images reconstruites	57
II.3.2.3	Suppression de l'image jumelle et de l'image d'ordre zéro	60
II.3.2.4	Réduction du bruit de Speckle	60
II.4	Conclusion	60
	Références bibliographiques	62

Chapitre III : Suppression de l'image d'ordre zéro et l'image jumelle

III.1	Introduction	66
III.2	L'image jumelle et le terme d'ordre zéro	67
III.2.1	Influence des deux termes indésirables sur la qualité des reconstructions	68
III.2.1.1	Cas d'un hologramme en ligne	68
III.2.1.2	Cas d'un hologramme hors axe	69
III.3	Suppression de l'image jumelle et le terme d'ordre zéro	70
III.3.1	Suppression de l'image jumelle et l'ordre zéro dans l'holographie numérique hors axe	70
III.3.1.1	Cas de la séparation complète des trois composants de l'image reconstruite	70

III.3.1.1.1 Filtrage dans le domaine des fréquences spatiales de l'hologramme.....	71
III.3.1.1.2 Filtrage dans le plan image.....	72
III.3.1.2 Cas de la séparation incomplète des trois composants de l'image reconstruite	73
III.3.2 Suppression de l'image jumelle et l'ordre zéro dans l'holographie numérique en ligne.....	74
III.3.2.1 Méthodes expérimentales	74
III.3.2.1.1 La technique d'holographie numérique à décalage de phase PSDH.....	75
III.3.2.1.2 PSDH à quatre étapes	75
III.3.2.1.3 PSDH à trois étapes.....	78
III.3.2.1.4 PSDH à deux étapes	78
III.3.2.2 PSDH avantages et inconvénients	80
III.3.2.2.1 PSDH à décalage de phase inconnue	80
III.3.2.2.2 PSDH à un seul coup.....	81
III.3.2.3 Méthodes numériques	81
III.4 Méthode pour la suppression de terme d'ordre zéro.....	84
III.5 Conclusion	86
Références bibliographiques	87
Chapitre IV : Réduction de bruit de speckle dans l'holographie numérique	
IV.1 Introduction.....	95
IV.2 Origine du phénomène de speckle.....	96
IV.3 Métriques pour évaluer la réduction du bruit de speckle.....	98
IV.4 Techniques utilisées pour réduire le bruit de speckle	98
IV.4.1 Les méthodes optiques	99
IV.4.2 Méthodes numériques de traitement d'image	101
IV.5 Notre approche pour la réduction de bruit de speckle	104
IV.5.1 Analyse	104

IV.5.2 Résultats et discussions	106
IV.6 Conclusion et perspectives	111
Références bibliographiques	112

Introduction générale

Introduction générale

L'holographie tient son nom du mot grec « holos » qui signifie « l'ensemble » et « graphein » écrire. C'est un moyen d'enregistrement et de reconstruction de l'ensemble des informations contenues dans un front d'onde, à savoir l'amplitude et la phase, et pas seulement l'intensité comme en photographie ordinaire.

Inspiré par les travaux de W.L. Bragg [1], le physicien britannique-hongrois Dennis Gabor a introduit pour la première fois en 1947 le principe de l'holographie [2,4] comme un nouveau procédé de formation des images sans lentille par reconstruction des fronts d'onde. Son objectif était l'amélioration du microscope électronique en utilisant cette nouvelle approche pour éviter les aberrations. Ce travail a été récompensé par le prix Nobel en 1971. Les idées de Gabor ont été étendues dans le domaine optique par G.L. Rogers (1952) [5] et H.M.A. El-Sum and P. Kirkpatrick (1952) [6]. Mais l'intérêt pour l'holographie a baissé après quelques années pour des raisons liées à la mauvaise qualité de l'image holographique due d'une part à l'absence d'une source de rayonnement suffisamment cohérente et d'autre part à la superposition de l'image conjuguée et l'ordre zéro sur l'image objet reconstruite. Cette superposition était l'un des problèmes principaux de l'holographie à cette époque.

Dans les années 1960, avec le développement du laser qui est une puissante source de lumière cohérente, E.N. Leith et J. Upatnieks (1963) [7,8] ont proposé une solution efficace au problème de chevauchement de l'image jumelle et de terme d'ordre zéro sur l'image objet reconstruite par l'introduction de la technique d'holographie à référence inclinée dite hors axe. Ces travaux ont marqué d'une pierre blanche l'histoire du développement de l'holographie traditionnelle. Une autre découverte importante est celle due à Y.N. Denisyuk (1962) [9] qui a combiné les idées de Gabor à celles de Lippmann dans son invention d'un hologramme par réflexion. Le développement de l'interférométrie holographique dans plusieurs laboratoires, dès les années 1965, fut à l'origine du véritable départ de l'holographie dans l'industrie [10].

Les méthodes basées sur l'holographie optique ont connu un succès limité lié à la lourdeur du processus de développement chimique des plaques. De plus, la restitution optique des images nécessite une mise au point sur chacune des images. C'est la raison pour laquelle des techniques d'enregistrement et de reconstruction numériques ont été développées.

La première tentative de combiner l'holographie avec le numérique (ordinateur) a eu lieu au milieu des années 1960, où B.R. Brown et A. Lohmann (1966) [11] ont exploité la théorie décrivant la formation d'un hologramme pour synthétiser artificiellement des hologrammes par des méthodes numériques puis les transférer sur un transparent en vue d'une reconstruction optique. Peu de temps après, J.W. Goodman et R.W. Lawrence [12] ont été les premiers à réaliser la reconstruction numérique des hologrammes. Dans leur expérience le

motif d'interférence enregistré sur une plaque photosensible est agrandi optiquement pour l'adapter à la résolution des dispositifs de balayage (à cause des faibles résolutions disponibles à cette époque) utilisés pour sa numérisation. Après avoir numérisé l'hologramme, vient l'étape de le reconstruire numériquement. Au début et au milieu des années 1970, l'intérêt pour la numérisation de l'holographie a connu une avancée considérable [13-20]. Néanmoins, la faible vitesse et la capacité de mémoire des ordinateurs disponibles à cette époque plus l'absence des capteurs numériques de haute résolution qui permettent d'acquérir numériquement les hologrammes ont ralenti sa mise en œuvre. Pendant les années 1980, l'holographie numérique a connu une période de somnolence, ponctuée par les travaux de L.Onural et P.D. Scott [21-23] qui ont amélioré l'algorithme de reconstruction et qui l'ont appliqué à la mesure des particules. W.S Haddad et al, en (1992) ont décrit un microscope holographique basé sur la reconstruction numérique d'hologrammes de Fourier [24].

Vers le début des années 1990, avec les progrès technologiques apportés, notamment en matière de caméras matricielles à haute résolution et l'apparition des ordinateurs munis de nouvelles générations de microprocesseurs à grande vitesse, il était devenu possible d'effectuer l'enregistrement d'un hologramme directement numérisé. Dans les premières expériences [25], U. Schnars et W. Jüptner ont employé une caméra CCD pour enregistrer un hologramme et ont procédé à une reconstruction numérique afin de le reproduire, ce qui a fait du processus de l'holographie un processus entièrement numérique. Ils ont appelé cette technique «holographie directe», mais c'est le terme «holographie numérique» qui a été largement adopté par la communauté de la métrologie optique pour cette méthode. Les résultats obtenus ont dépassé leurs attentes en termes de flexibilité et de possibilités de traitements qui ne sont pas réalisables par l'holographie traditionnelle particulièrement le potentiel d'applications en temps réel. Dans un deuxième article, U. Schnars a introduit l'interférométrie holographique numérique comme étant un outil de mesure [26]. Cette approche de la métrologie holographique a été l'objet d'intérêt de groupes de recherche [27–31]. En 1999, l'équipe de E. Cuhe et al. [32] a présenté une technique de microscopie à phase quantitative par holographie numérique. Depuis, le nombre de chercheurs intéressés par cette technique a été en croissance constante, ce qui a contribué au développement de diverses techniques utiles pour améliorer les algorithmes et les résultats de la reconstruction et par conséquent élargir la gamme d'applications. Parmi ces application nous citons : l'étude du comportement vibratoire des structures [29, 33-35], la mesure de profil de surface [36-38], la mesure de paramètres de microcomposants [39], la détection des défauts dans les structures [40], la microscopie holographique à contraste de phase [32, 41-45] et la reconnaissance de formes d'objets [46-48]...etc. Pour une revue détaillée sur les applications récentes de cette méthode, on pourra consulter les références [50-52].

Malgré tous ses avantages, l'holographie numérique n'est pas exempte de certaines limitations qui seront discutées dans le chapitre II.

L'objectif recherché en holographie numérique est d'améliorer les méthodes d'acquisition des hologrammes et d'optimiser les procédures d'exploitation des images selon les

applications à réaliser. Les équipes de recherches se polarisent aussi sur les procédés adéquats à élaborer pour essayer de minimiser la présence de bruits qui affectent la qualité de l'image reconstruite. Leurs origines sont multiples et variées à la fois dans leur degré d'apparition et dans leur amplitude. Les plus importants sont les bruits relatifs au montage expérimental (l'image d'ordre zéro, l'image jumelle), ceux générés par la caméra (phénomène d'aliasing), et d'autres liés au modèle étudié. L'exploitation des images est aussi confrontée à l'existence du phénomène de speckle qui dégrade la perception des détails. Pour notre part, on s'intéresse particulièrement à la réduction de bruit de speckle pour optimiser les images reconstruites.

Le manuscrit de thèse est organisé en quatre chapitres :

Dans le Chapitre 1, nous rappelons brièvement des notions de base de l'holographie optique classique. Puis, nous décrivons le principe d'enregistrement d'un hologramme numérique ainsi que les différentes architectures utilisées pour l'effectuer. Dans la dernière section de ce chapitre, nous discutons la reconstruction numérique des hologrammes, où nous présentons les principales méthodes de reconstruction numérique : transformée de Fresnel et l'approche de convolution. Les résultats obtenus en appliquant ces algorithmes sont présentés et analysés.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des différents problèmes qui limitent le champ d'application de l'holographie numérique et qui inclut les problèmes rencontrés dans la phase d'enregistrement et les différents facteurs influant la qualité de l'image reconstruite. Les différentes stratégies adoptées pour résoudre ces problèmes afin d'optimiser les images reconstruites sont également discutées dans ce chapitre.

Le troisième chapitre traite le problème de l'image jumelle et le terme d'ordre zéro. En premier lieu, nous définissons brièvement ces deux termes gênant ainsi que leurs influences sur l'image réelle. Puis, nous abordons les différentes solutions proposées pour supprimer ces deux termes dans les deux cas de l'holographie hors axe et en ligne. Une description des solutions qui permettent d'éliminer uniquement l'image d'ordre zéro est également faite.

Le dernier chapitre est dédié à l'étude des méthodes pour la réduction du bruit de speckle. D'abord, nous définissons le bruit de speckle, son origine ainsi que son influence sur les résultats de reconstruction. Ensuite, nous présentons une brève illustration des différentes techniques utilisées pour réduire l'effet de ce bruit dans le cas de l'holographie numérique. L'étude de ces différentes méthodes nous a permis de développer une nouvelle technique purement numérique pour la réduction de bruit de speckle dans l'holographie numérique. Cette approche est présentée en détails dans ce chapitre. Les résultats obtenus en appliquant cette approche à des hologrammes expérimentaux sont discutés et comparés avec des résultats obtenus par d'autres approches de réduction de bruit de speckle.

Références bibliographiques

- [1] W.L. Bragg, "The x-ray microscope", *Nature*, vol. 149, 470, (1942).
- [2] D. Gabor, "A new microscopic principle", *Nature*, vol. 161, 777-778, 15(1948).
- [3] D. Gabor, "Microscopy by reconstructed wave-fronts", *Proceeding of the Royal Society*, vol. A197, 454-487, (1949).
- [4] D. Gabor, "Microscopy by reconstructed wave-fronts II", *The Proceeding of the Phy. Society*, vol. 64, 449-469, (1951).
- [5] G. L. Rogers. "Experiments in diffraction microscopy", *Proc. Roy. Soc. Edinb. A*, vol. 63(3), 193-221, (1952).
- [6] H. M. A. El-Sum and P. Kirkpatrick, "Microscopy by reconstructed wavefronts", *Phys. Rev.*, 85,763, (1952).
- [7] E. N. Leith and J. Upatnieks, "Reconstructed Wavefronts and Communication Theory", *Journ. Opt. Soc. Amer.*, vol. 52, 1123-1130, (1962).
- [8] E. N. Leith and J. Upatnieks, "Wavefront reconstruction with diffused illumination and Three-Dimensional Objects", *Journ. Opt. Soc. Amer.*, vol. 54, 1295-1301, (1964).
- [9] Y. N. Denisyuk, "Photographic reconstruction of the optical properties of an object in its own scattered field", *Sov. Phys. Dokl.*, vol. 7, 543, (1962).
- [10] R. L. Powell, K. A. Stetson, "Interferometric analysis by wavefront reconstruction", *Journ. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 12, 1593-1598 (1965).
- [11] B. R. Brown, A. Lohmann, "Complex spatial filtering with binary masks", *Appl. Optics*, vol. 5(6), 967-969 (1966).
- [12] J. W. Goodman, R. W. Lawrence, "Digital image formation from electronically detected holograms," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 11, 77-79 (1967).
- [13] T. S. Huang, B. Prasada, "Considerations on the generation and processing of holograms by digital computers", *MIT/RLE Quar. Prog. Rep.* 81, Apr. 15, 199-205 (1966).
- [14] A. W. Lohmann, D. Paris, Binary Fraunhofer holograms generated by computer, *Appl. Optics*, vol. 19, 1965, 297-301, (1967).
- [15] J. W. Goodman, R. W. Lawrence, Digital image formation from electronically detected holograms, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 11, 77-79, (1967).
- [16] L. B. Lesern, P. M. Hirsch, J. A. Jordan, "The Kinoform: A New Wavefront Reconstruction Device", *IBM Joum. Res. Dev.*, 13 (2), 150-155, (1969).
- [17] M. A. Kronrod, N. S. Merzlyakov, L. P. Yaroslavsky, Computer Synthesis of Transparency Holograms, *Sov. Phys. Technical Physics*, vol. 13, 414 – 418, (1972).
- [18] M.A. Kronrod, N.S. Merzlyakov, L.P. Yaroslavsky, Reconstruction of a Hologram with a Computer, *Sov. Phys. Technical Physics*, vol. 17, 419 – 420, (1972).
- [19] L. P. Yaroslavskii, N.S. Merzlyakov, *Methods of Digital Holography*, Consultants Bureau, New York, London (1980) (Russian Edition: L. Yaroslavsky, N. Merzlyakov, *Metody tsifrovoy golographii*, M., Nauka, Moscow, 1977).
- [20] W.H. Lee, "Computer Generated Holograms: Techniques and Applications," In: E. Wolf, Ed., *Progress in Optics*, v. XVI, North Holland, vol. 16, 121-230, (1978).
- [20] W. Dallas, "Digital Holography", in: Frieden, Ed., *Computers in Optical Research*, Topics in Appl. Phy., Springer, Berlin, vol. 41, 291-366, (1980).
- [21] L. Onural and P. D. Scott, "Digital decoding of in-line holograms", *Opt. Eng.*, vol. 26, 1124-1132, (1987).
- [22] G. Liu and P. D. Scott, "Phase retrieval and twin-image elimination for in-line Fresnel holograms", *Journ. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 4, 159-165, (1987).

- [23] L. Onural, and M. T. Ozgen, “Extraction of three-dimensional object-location information directly from in-line holograms using Wigner analysis”, *Journ. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 9, 252-260 (1992).
- [24] W. S. Haddad, D. Cullen, J. C. Solem, J. W. Longworth, A. Mcpherson, K. Boyer and C. K. Rhodes, “Fourier-transform holographic microscope”, *Appl. Optics*, vol. 31, 4973-8 (1992).
- [25] U. Schnars, W. Jüptner, “Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction”, *Appl. Optics*, vol. 33, 179-181 (1994).
- [26] U. Schnars, “Direct phase determination in hologram interferometry with use of digitally recorded holograms”, *Journ. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 11(7):2011–2015, (1994).
- [27] U. Schnars, Th. Kreis, and W. Jüptner “CCD-recording and numerical reconstruction of holograms and holographic interferograms”, In M. Kujawinska, R. J. Pryputniewicz, and M. Takeda, editors, *Interferometry VII: Techniques and Analysis*, of *Proc. of Soc. Photo-Opt. Instr. Eng.*, vol. 2544, 57–63, (1995).
- [28] G. Pedrini, Y. L. Zou, and H. J. Tiziani, “Digital double-pulsed holographic interferometry for vibration analysis”, *Journ. Modern Opt.*, vol. 42(2), 367-374, (1995).
- [29] G. Pedrini, Y. L. Zou, and H. J. Tiziani “Comparison of two reflecting surfaces by using digital holographic interferometry”, *Opt. Comm.*, vol. 118, 186-192, (1995).
- [30] Y. Zou, G. Pedrini, and H. Tiziani “Surface contouring in a video frame by changing the wavelength of a diode laser”, *Opt. Eng.*, vol. 35(4), 1074–1079, (1996).
- [31] St. Schedin, G. Pedrini, H. J. Tiziani, and F. Mendoza Santoyo, “Simultaneous threedimensional dynamic deformation measurements with pulsed digital holography”, *Appl. Optics.*, vol. 38(34), 7056-7062, (1999).
- [32] E. CuChe, F. Bevilacqua, and C. Depeursinge, “Digital holography for quantitative phase contrast imaging,” *Optics Lett.*, vol. 24, 291-293, (1999).
- [33] J. D. R. Valera, J.D.C. Jones, “Vibration analysis by modulated time-averaged speckle shearing interferometry”, *Measur. Sci. and Techn.*, vol. 6, 965-970, (1995).
- [34] P. Smigielski, V. Chalvidan, F. Albe, J. C. Pascal, X. Carniel, “Double exposure holographic cineholography for in-situ vibration analysis”, (SPIE's International Symposium on Optical Sciences, Engineering and Instrumentation, San Diego/CA, USA, 9-14 July, 1995).
- [35] J. C. Pascal, X. Carniel, V. Chalvidan, P. Smigielski, “Determination of phase and magnitude of vibration for energy flow measurements in a plate using holographic interferometry”, *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 25, 343-360, (1996).
- [36] I. Yamaguchi, J. Kato, S. Ohta, “Surface shape measurement by phase shifting digital holography”, *Opti. Rev.*, vol. 8(2), 85-89, (2001).
- [37] I. Yamaguchi, T. Ida, M. Yokota, K. Yamashita, “Surface shape measurement by phase shifting digital holography with a wavelength shift,” *Appl. Optics*, vol. 45 (29), 7610-7616, (2006).
- [38] U. P. Kumar, B. Bhaduri, M. P. Kothiyal, N. K. Mohan, “Two-wavelength micro-interferometry for 3-D surface profiling”, *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 47, 223-229, (2009).
- [39] S. Seebacher, W. Osten, T. Baumbach, W. Juptner, “The determination of material parameters of microcomponents using digital holography”, *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 36(2), 103-126, (2001).
- [40] M. De la Torre-Ibarra, F. M. Santoyo, C. P. López, and T. Saucedo, “Detection of surface strain by three-dimensional digital holography”, *Appl. Optics*, vol. 44(1), 27-31, (2005).

- [41] E. Cuche, P. Marquet, and C. Depeursinge, “Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of Fresnel off-axis holograms”, *Appl. Optics*, vol. 38, 6994–7001, (1999).
- [42] P. Ferraro, S. De Nicola, A. Finizio, G. Coppola, S. Grilli, C. Magro, and G. Pierattini, “Compensation of the inherent wave front curvature in digital holographic coherent microscopy for quantitative phase-contrast imaging,” *Appl. Optics* vol.42, 1938-1946, (2003).
- [43] P. Ferraro, D. Alferi, S. De Nicola, L. De Petrocellis, A. Finizio, G. Pierattini, “Quantitative phase-contrast microscopy by a lateral shear approach to digital holographic image reconstruction”, *Optics Lett.*, vol. 31, 1405-1407, (2006).
- [44] K. Chalut, W. Brown, A. Wax, “Quantitative phase microscopy with asynchronous digital holography”, *Optics Expr.*, vol. 15, 3047-3052 (2007).
- [45] J. Kuhn, T. Colomb, F. Montfort, F. Charriere, Y. Emery, E. Cuche, P. Marquet, C. Depeursinge, “Real-time dual-wavelength digital holographic microscopy with a single hologram acquisition”, *Optics Expr.*, vol. 15, 7231-7242, (2007).
- [46] J. J. E. Taboada, D. Mas, and J. Garcia, “Three dimensional object recognition by Fourier transform profilometry,” *Appl. Optics*, vol. 38, 4760–4765, (1999)
- [47] Y. Frauel, E. Tajahuerce, O. Matoba, A. Castro, and B. Javidi, “Comparison of passive ranging integral imaging and active imaging digital holography for three-dimensional object recognition”, *Appl. Optics*, vol. 43(2), (2004).
- [48] D. Kim and B. Javidi, “Distortion-tolerant 3-D object recognition by using single exposure on-axis digital holography”, *Optics Expr.*, vol. 12(22), 5539-5548, (2004).
- [49] B. Javidi, I. Moon, S. Yeom, and E. Carapezza, “Three dimensional imaging and recognition of microorganism using single-exposure on-line (SEOL) digital holography,” *Optics Expr.*, vol. 13, 4402- 4506, (2005).
- [50] M. Paturzo, V. Pagliarulo, V. Bianco, P. Memmolo, L. Miccio, F. Merola and P. Ferraro, “Digital Holography, a metrological tool for quantitative analysis: Trends and future applications”, *Optics and Lasers in Engineering*, vol. 104, 32-47, (2017).
- [51] Xiao Yu, Jisoo Hong, Changgeng Liu, Myung K. Kim, “Review of digital holographic microscopy for three-dimensional profiling and tracking”, *Opti. Eng.* vol. 53(11), 112306 (2014).
- [52] T. Tahara, X. Quan, R. Otani, Y. Takaki and O. Matoba “Digital holography and its multidimensional imaging applications: a review”, *Microscopy*, vol. 67(2), 55–67 ,(2018).

Chapitre I

Théorie de l'holographie

..... Sommaire

I.1	Introduction.....	08
I.2	Principe général de l'holographie optique	09
I.2.1	Enregistrement optique des hologrammes.....	09
I.2.2	Milieux d'enregistrements optiques	11
I.2.3	Reconstruction optique d'un champ d'onde.....	12
I.3	Principe de l'holographie numérique	14
I.3.1	Support d'enregistrement numérique	15
I.3.2	Enregistrement d'un hologramme numérique	16
I.3.3	Classification des montages d'enregistrement holographique.....	17
I.3.3.1	Classification des montages selon les parcours des ondes.....	17
I.3.3.2	Classification des montages selon l'angle entre les deux ondes	19
I.3.3.3	Classification des montages selon le front d'onde de référence.....	20
I.3.4	Dispositif d'enregistrement utilisé dans ce travail	23
I.3.5	Reconstruction numérique des hologrammes.....	24
I.3.5.1	Notions et rappels sur la diffraction.....	24
I.3.5.2	Méthodes de reconstruction	27
I.3.5.2.1	Méthode de Fresnel	29
I.3.5.2.2	Méthode de convolution.....	32
I.3.5.2.3	Comparaison entre la transformée de Fresnel et l'approche de convolution.....	36
I.3.5.2.4	Méthode de la transformée de Fourier.....	37
I.3.5.2.5	Autres méthodes de reconstruction	38
I.4	Les avantages de l'holographie numérique par rapport à l'holographie classique.....	38
I.5	Conclusion	39
	Références bibliographiques	40

I.1 Introduction

L'holographie est un procédé d'enregistrement et de reconstruction de l'ensemble des informations de l'onde lumineuse provenant d'un objet à savoir l'amplitude et la phase. Elle est basée sur une combinaison des phénomènes d'interférence et de diffraction. Son principe a été découvert en 1947 par Dennis Gabor [1] mais son utilisation n'a été possible qu'avec l'apparition des premiers lasers. Cependant l'holographie classique repose sur des contraintes expérimentales liées d'une part à la lourdeur associée aux développements des plaques holographiques et à la mise en œuvre du montage d'analyse [2]. Durant ces dernières années, les progrès technologiques développés notamment en matière de caméras matricielles ainsi que l'amélioration des traitements informatiques ont ouvert de nouvelles perspectives à l'holographie pour donner naissance à **l'holographie numérique**. Des techniques récentes de diagnostic basées sur le potentiel de l'holographie numérique [3] ont été développées. Les enjeux sont particulièrement importants dans les applications industrielles et médicales [4]. Le processus se décompose en deux étapes. La première se résume à enregistrer sur un capteur matriciel les interférences entre une onde cohérente de référence et l'onde diffractée par l'objet. L'information codée sur le capteur d'enregistrement sous forme d'une modulation d'intensité constitue notre hologramme. Il est créé dans l'ordinateur et renferme l'information tridimensionnelle du milieu à étudier. La deuxième étape appelée restitution, elle est assurée par la simulation numérique de la diffraction de l'onde de référence sur la matrice «hologramme numérique».

L'objectif de ce chapitre est de rappeler les différentes étapes du processus de l'holographie numérique, à s'avoir l'étape d'enregistrement et l'étape de reconstruction d'un hologramme numérique. Pour bien saisir le processus de l'holographie numérique, nous allons tout d'abord revenir sur le principe de l'holographie optique classique qui est à la base de l'holographie numérique. Le but de cette étude n'est pas de donner une description complète de la technique de l'holographie classique qui est déjà développée en détails dans plusieurs livres [5-8], mais de rappeler les notions de base de l'holographie, les conventions de vocabulaire et les symboles qui sont utilisés tout au long de cette thèse. Ceci étant fait, nous décrirons l'enregistrement d'un hologramme numérique ainsi que les différentes architectures utilisées pour l'enregistrement. Les différentes approches de reconstruction numérique sont citées et discutées, notamment la méthode de la transformée de Fresnel et l'approche de convolution qui sont habituellement les plus utilisées pour réaliser la reconstruction numérique. Les résultats obtenus en appliquant ces algorithmes sont présentés et analysés.

I.2 Principe général de l'holographie optique

L'holographie est un procédé d'enregistrement et de reconstruction d'images à 3 dimensions, basé sur l'interférence se produisant entre l'onde diffractée par l'objet et une autre onde dite de référence. Il permet, lors de l'étape d'enregistrement, de coder la totalité de l'information contenue dans le front d'onde objet sous forme d'un motif (intensité) d'interférence. Ce dernier est enregistré sur un support photosensible développé chimiquement par la suite. Ce traitement chimique permet de graver le motif d'interférence qui est en réalité un motif des franges microscopiques (généralement il n'est pas visible à l'œil nu) appelé communément hologramme. Durant le processus de la reconstruction, cet hologramme est placé dans les mêmes conditions d'enregistrement et éclairé par une onde de reconstruction ressemblante à l'onde de référence. La diffraction de cette onde par l'hologramme au plan où a été situé l'objet pendant l'enregistrement (plan de reconstruction) permet la reconstruction de l'objet. Bien que l'hologramme soit enregistré sur une plaque à deux dimensions il contient néanmoins l'information en 3D sur l'objet [10].

Cette section est consacrée à la description générale de l'holographie classique. L'objectif est de rappeler et comprendre les notions de base de l'enregistrement et de la reconstruction holographique des images.

I.2.1 Enregistrement optique des hologrammes

Le but de la technique d'holographie est d'enregistrer l'ensemble de l'information contenue dans le front d'onde diffracté par un objet, c'est-à-dire l'amplitude et la phase. Cependant, tous les supports d'enregistrement sont sensibles uniquement à l'intensité. La phase est perdue dans le processus d'enregistrement [10]. Donc, la question qui se pose est comment faire pour enregistrer l'information de la phase sur un support photosensible qui enregistre uniquement l'intensité? Coder l'information de phase de l'onde diffractée par l'objet sous forme de variation d'intensité enregistrable est la réponse de cette question. Cela sera possible seulement si on enregistre l'interférence entre l'onde diffractée par l'objet et une autre onde dite de référence avec une amplitude et une phase connues.

Le schéma de la figure I.1 décrit l'étape d'enregistrement d'un hologramme classique. Dans l'étape d'enregistrement, l'objet doit être illuminé par une onde cohérente et monochromatique de longueur d'onde λ . La lumière diffractée par la surface de l'objet produit un front d'onde complexe qui se propage vers le support d'enregistrement. Une autre source de lumière cohérente (l'onde de référence) illumine le support d'enregistrement. Les deux ondes se rencontrent sur le support d'enregistrement qui enregistre l'intensité de motif d'interférence entre les deux fronts d'ondes complexes. Ce motif d'interférence enregistré contient à la fois l'information sur l'amplitude et la différence de phase $\Delta\varphi$. Pour obtenir un meilleur motif d'interférence certaines conditions doivent être remplies. D'abord, pour que le phénomène d'interférence se produise, il faut que la différence de marche δ entre les deux ondes à interférer soit plus petite que la longueur de cohérence L de la source. Puis, pour obtenir une distribution d'intensité stable dans le temps au cours de l'enregistrement, $\Delta\varphi$ doit être stationnaire, c'est-à-dire que les deux ondes doivent être mutuellement cohérentes [10].

Pour remplir cette condition, les deux ondes doivent être issues du même point source. La séparation est réalisée dans le dispositif d'enregistrement. On doit également assurer que l'onde objet et l'onde de référence ont une même polarisation pour obtenir un bon contraste des franges holographique.

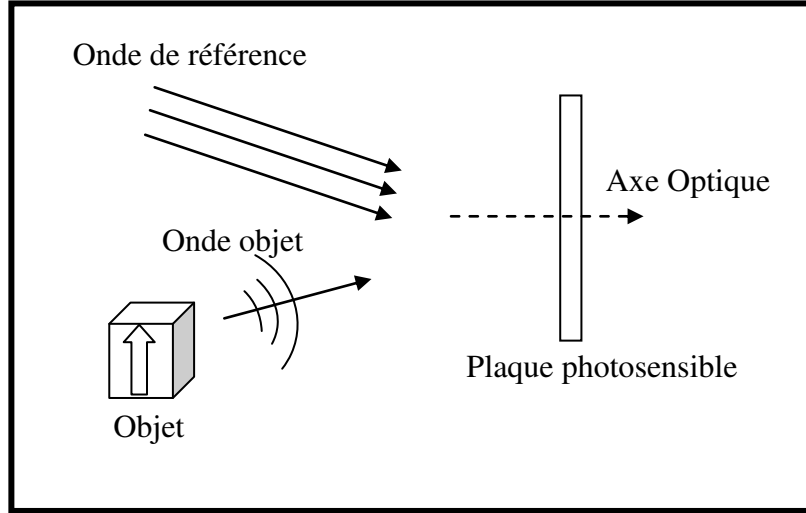


Figure I.1 : Enregistrement d'un hologramme optique

Après avoir schématisé la procédure d'enregistrement holographique d'un front d'onde diffracté par un objet, nous allons maintenant faire une description mathématique de ce qui est enregistré par le support d'enregistrement holographique. Dans le système de coordonnées (X,Y) de l'hologramme, les amplitudes complexes issues respectivement du front d'onde d'objet et de référence peuvent être écrites comme :

$$A_o(X,Y) = a_o(X,Y) \exp(-j\varphi_o(X,Y)) \quad (I.1)$$

$$A_r(X,Y) = a_r(X,Y) \exp(-j\varphi_r(X,Y)) \quad (I.2)$$

Avec a_o et a_r les modules des amplitudes complexes et φ_o et φ_r les phases respectives des deux fronts d'ondes objet et référence. Quand les deux ondes interfèrent entre elles au niveau de la surface du support d'enregistrement, l'interférence se traduit par un motif d'intensité représente le module au carré de la somme des deux amplitudes complexes. L'amplitude totale reçue par le support d'enregistrement holographique est donnée par : $A = A_o + A_r$. L'éclairement résultant s'écrit simplement $I = AA^* = |A_o + A_r|^2$. Lorsque nous développons cette équation nous trouvons :

$$I = |A_r|^2 + |A_o|^2 + A_r^* A_o + A_r A_o^* \quad (I.3)$$

Dans cette expression, il est facile d'expliquer les différentes contributions de l'intensité du motif d'interférence enregistré sur le support photosensible. A partir de cette équation, on peut constater que l'intensité d'un motif d'interférence holographique se décompose en quatre

termes dans lesquelles les deux premiers termes sont respectivement les termes d'intensité de l'onde de référence et de l'onde diffractée par l'objet. Ils ne varient pas dans le temps et dans l'espace et ne contiennent aucune information de phase et donc ne permettent pas de reconstruire l'objet. Par contre les deux derniers termes, $A_R^* A_O$ et $A_R A_O^*$, correspondent au terme objet et au terme objet conjugué, autrement dit « jumeaux ». Ils sont sensibles à la phase relative entre l'onde objet et l'onde de référence et par conséquent, ces deux termes sont utiles pour la reconstruction de l'objet.

L'équation (I.3) peut être encore écrite sous la forme :

$$I = a_R^2 + a_O^2 + 2a_R a_O \cos(\varphi_R - \varphi_O) \quad (\text{I.4})$$

A partir de cette équation, on peut voir que l'information complète (distribution complexe) en amplitude et en phase du front d'onde objet ou de son conjugué sont contenues dans l'intensité du motif d'interférence.

Après un temps d'exposition suffisant de la plaque photosensible qui dépend de la puissance lumineuse P du laser incident sur la plaque utilisé et de la densité d'énergie surfacique nécessaire pour obtenir un hologramme correcte W . Il peut être estimé par la relation

$T_{\text{exp}} = \frac{W}{P}$. La plaque est développée par les méthodes de la photographie tout en veillant à ce que sa transparence en amplitude, après développement, soit une fonction linéaire de l'intensité reçue pendant l'exposition. Sa transparence est donnée par son facteur de transmittance en amplitude $t(X, Y)$ donné par [9] :

$$t(X, Y) = t_0 + \beta T_{\text{exp}} I(X, Y) \quad (\text{I.5})$$

Pour une intensité constante dans le temps, t_0 représente la transmission de la plaque non exposée et β est la pente de la transmittance en amplitude. $t(X, Y)$, s'appelle fonction hologramme. A partir de l'équation (I.3) et l'équation (I.5), la fonction hologramme peut être réécrite comme :

$$t(X, Y) = t_0 + \beta T_{\text{exp}} \left[|A_R|^2 + |A_O|^2 + A_R^* A_O + A_R A_O^* \right] \quad (\text{I.6})$$

Cette équation montre que la phase et l'amplitude du front d'onde objet sont codées sur la plaque holographique. Il est important de noter que l'hologramme obtenu après développement chimique n'est pas directement visible, pour restituer le front d'onde objet il faut qu'on procède à un processus de reconstruction. Ce processus est décrit dans la partie suivante.

I.2.2 Milieux d'enregistrements optiques

Les milieux d'enregistrement sont des milieux photosensibles qui sont capables d'enregistrer les interférences lumineuses. Ces milieux sont très variés (plaques et films photographiques,

films thermoplastiques, cristaux, photopolymères...). Suivant les milieux, les interférences sont enregistrées sous différentes formes : variations de densité optique, variations d'épaisseur, variations d'indice de réfraction, et conduisent souvent à différents types d'hologrammes (hologrammes d'amplitude lorsqu'on a essentiellement des variations de densité optique, hologrammes de phase dans les autres cas) [10].

Afin d'obtenir un bon hologramme, le support photosensible doit avoir certaines propriétés. Tout d'abord, il doit posséder une sensibilité bien adaptée à la longueur d'onde du laser d'enregistrement. Sa résolution doit être assez élevée pour pouvoir enregistrer les franges d'interférences dont le pas est de l'ordre de micron. Cette propriété est souvent réalisable car la plupart des plaques photosensibles disponibles dans le marché possèdent une grande résolution qui dépasse généralement 1000mm^{-1} . La réponse à l'éclairement de la plaque doit présenter une bonne linéarité. Elles devraient être faciles à manipuler, réutilisables ou au moins recyclables et peu coûteuses [9]. Jusqu'à nos jours, aucun matériau répondant à tous ces critères n'a été trouvé. En conséquence, pour une application particulière, un choix adéquat du matériau photosensible doit être fait. Listons à présent les principaux matériaux constituant les supports photosensibles ainsi que leurs caractéristiques :

- les émulsions photographiques à halogénure d'argent.
- Les films thermoplastiques.
- Les cristaux photo-réfractifs.
- les photopolymères.

Les émulsions photographiques à halogénure d'argent sont commercialement disponibles sur des plaques de verre ou sur un film plastique. Elles ont l'avantage de présenter une forte sensibilité ainsi qu'une résolution spatiale élevée entre 1000mm^{-1} et 10000mm^{-1} . Ses inconvénients principaux sont la nécessité d'un processus de développement chimique long ainsi que leurs utilisations uniques. Ce type de support permet l'enregistrement d'hologrammes d'amplitude, mais si l'on procède à un blanchiment du support, des hologrammes de phase peuvent être également obtenus. Les films thermoplastiques présentent l'intérêt de permettre un développement sur place en quelques secondes seulement et sans bain chimique et ils sont réutilisables. Ils ont cependant une résolution plus faible, de l'ordre de 800mm^{-1} qui limite leur emploi à des champs angulaires faibles. Leur forte sensibilité par rapport à la plupart des halogénures d'argent les rend malgré tout très attractifs. Les cristaux photo-réfractifs et les photopolymères sont également utilisés dans quelques laboratoires pour des applications spécifiques [11,12].

I.2.3 Reconstruction optique d'un champ d'onde

La reconstruction du front d'onde de l'objet codé dans l'hologramme est fondée sur le principe de diffraction de la lumière. Pour restituer l'onde objet en amplitude et en phase, la plaque holographique développée doit être replacée dans sa position initiale et éclairée à nouveau par une onde de lecture similaire à l'onde de référence utilisée pour enregistrer l'hologramme. Le montage est semblable à celui de l'enregistrement, mais on a supprimé

l'onde objet ainsi que l'objet lui-même. Dans ce cas, l'hologramme va jouer le rôle d'un objet transparent diffractant. L'onde diffractée par l'hologramme notée $A_t(X, Y)$ se décompose en trois ondes qui se propagent dans des directions différentes comme l'illustre la figure. I.2.

L'amplitude complexe du champ transmis par l'hologramme est donnée par le produit de l'amplitude complexe de l'onde de reconstruction avec l'amplitude de transmission de l'hologramme [10].

$$A_t(X, Y) = A_R t \quad (I.7)$$

En remplaçant t par son expression on obtient :

$$\begin{aligned} A_t(x, y) &= A_R \left[t_0 + \beta T_{exp} I(x, y) \right] \\ &= |A_R| \left(t_0 + \beta T_{exp} |A_R|^2 \right) + \beta T_{exp} |A_R| |A_O|^2 + \beta T_{exp} |A_R|^2 A_O(x, y) + \beta T_{exp} |A_R|^2 A_O^*(x, y) \\ &= A_1(x, y) + A_2(x, y) + A_3(x, y) + A_4(x, y) \end{aligned} \quad (I.8)$$

A partir de cette équation, on peut constater que le champ reconstruit contient quatre termes qui sont :

$$\begin{aligned} A_1(x, y) &= |A_R| \left(t_0 + \beta T_{exp} |A_R|^2 \right) \\ A_2(x, y) &= \beta T_{exp} |A_R| |A_O|^2 \\ A_3(x, y) &= \beta T_{exp} |A_R|^2 A_O(x, y) \\ A_4(x, y) &= \beta T_{exp} |A_R|^2 A_O^*(x, y) \end{aligned} \quad (I.9)(I.10)(I.11)(I.12)$$

Le premier terme $A_1(x, y)$ restitue l'onde de référence à un coefficient de proportionnalité près. Le second terme $A_2(x, y)$ est parfois appelé terme d'ambiguïté. Comme l'intensité de l'onde objet est en générale non uniforme, il produit une onde qui se propage le long de la direction de l'onde de lecture à l'intérieur d'un cône dont l'ouverture angulaire dépend du spectre spatial de l'onde objet et il se comporte comme un nuage spatialement variable entourant $A_1(x, y)$ et qui couvre la partie centrale du champ reconstruit [13]. Les deux premiers termes forment ensemble l'ordre zéro de diffraction.

Le troisième terme $A_3(x, y)$ (correspondant à l'ordre +1 de diffraction) est le terme le plus pertinent car il restitue à un facteur constant près le champ complexe d'origine. Le facteur $\beta T_{exp} |A_R|^2$ n'influence que la luminosité de l'image. Pour un observateur regardant dans la direction où se trouvait l'objet, tout se passe comme si l'objet existait réellement; il observe une image tridimensionnelle qui est semblable à l'objet (grandissement 1) et au même endroit. Cette image est dite virtuelle [9].

Le quatrième terme $A_4(x, y)$ (correspondant à l'ordre -1 de diffraction), contient le complexe conjugué de l'onde diffractée par l'objet. Cette onde forme une image réelle de l'objet qui est

une autre copie de l'onde objet original, mais focalisée dans le côté opposé de l'hologramme et avec un relief inversé par rapport à l'observateur [14]. Le troisième et le quatrième terme s'appellent aussi termes d'interférences et ils génèrent deux images conjuguées (jumelles).

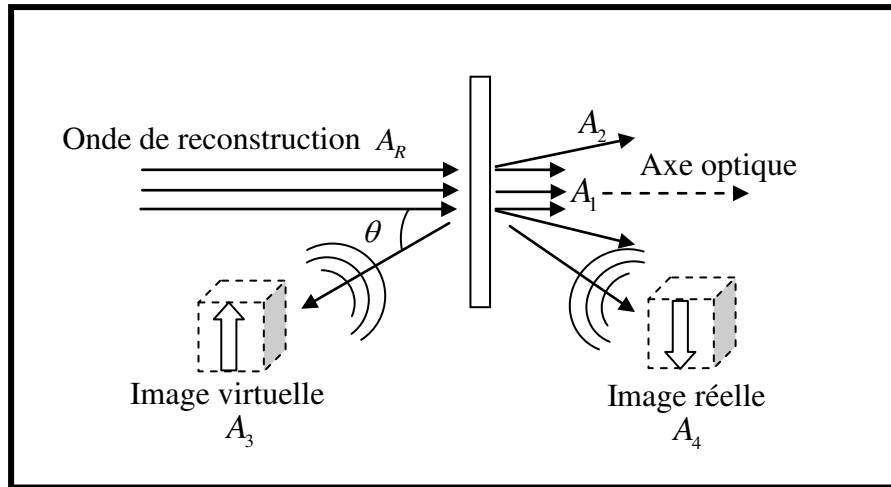


Figure I.2 : Reconstruction optique

Notons que dans la figure I.2 le schéma utilisé pour illustrer le processus de reconstruction est en configuration hors axe. Ce type de configuration a l'avantage de séparer spatialement les trois ordres de diffraction lors de la reconstruction. Ce n'est pas le cas lors de la reconstruction en configuration en ligne où les trois ordres sont superposés et où l'image virtuelle se trouve ainsi mélangée avec l'image réelle et l'ordre zéro de diffraction.

I.3 Principe de l'holographie numérique

Après l'avènement du laser dans les années 60, les domaines de l'application de la technique d'holographie classique ont connu une croissance remarquable. A titre d'exemple, nous citons : la mesure d'aérosols [15], la production et la correction des éléments optiques [16], le stockage et le traitement des informations [17] etc. Parmi ces applications, la plus attractive était l'interférométrie holographique. Cette dernière a été mise en œuvre pour la première fois en 1965 par plusieurs groupes de recherche [18-22] qui travaillaient indépendamment. L'intérêt de celle-ci réside dans le fait qu'elle donne la possibilité de mesurer des déplacements de surfaces relativement rugueuses avec une précision d'une fraction de micromètre et aussi la possibilité de faire la comparaison interférométrique entre deux fronts d'ondes enregistrés à des instants différents.

Cependant, l'holographie classique repose sur des contraintes expérimentales [2] liées d'une part aux milieux d'enregistrement. Bien que ces supports d'enregistrement classiques soient caractérisés par leur forte résolution spatiale qui atteint jusqu'à $1000mm^{-1}$ et qui est leur avantage majeur, ils présentent aussi certains inconvénients, entre autres la nécessité d'un temps d'exposition considérable qui se varie habituellement de quelques secondes à plusieurs minutes selon la puissance lumineuse du faisceau laser divergent au niveau de la plaque photosensible et la sensibilité de cette dernière, un autre inconvénient lié essentiellement à la

lourdeur associée aux développements des plaques holographiques. D'autre part, la mise en œuvre du montage d'analyse nécessite un montage de déplacement mécanique de l'hologramme qui ajoute une certaine complexité aux processus de restitution. Ces contraintes expérimentales ont limité l'application de l'holographie analogique dans certains domaines impliquant l'étude des scènes en temps réel ou des objets en mouvements ou qui subissent une déformation ou transformation. De plus, il est difficile de réaliser une étude quantitative de l'amplitude et de la phase de la scène enregistrée sur l'hologramme.

Le progrès technologique croissant durant ces dernières années, notamment en matière de caméras matricielles de haute résolution et des ordinateurs de haute vitesse, a plongé l'holographie dans l'ère du numérique et a donné naissance à un nouveau type d'holographie qui s'appelle l'holographie numérique [23]. L'holographie numérique est fondée sur le même principe de l'holographie optique évoqué précédemment. La différence entre elles réside dans les supports d'enregistrements utilisés et aussi dans la mise en œuvre du procédé de restitution de l'image de l'objet étudié. L'holographie numérique consiste à remplacer les supports photosensibles utilisés dans l'holographie classique par des capteurs électroniques reliés à un ordinateur via une carte d'acquisition vidéo. L'image capturée par le capteur matricielle est directement transmise à l'ordinateur sous forme de données numériques pour qu'elles soient traitées ultérieurement en temps réel. L'enregistrement numérique des hologrammes permet d'éviter la lourdeur associée au processus de développement chimique car les hologrammes sont numérisés et utilisables directement, grâce à la grande sensibilité des capteurs matricielles commercialisés. Les hologrammes numériques permettent en outre de réduire considérablement le temps d'exposition et la puissance laser nécessaires. Il est primordial de signaler que l'holographie numérique tient son nom non seulement du processus d'enregistrement mais surtout de la reconstruction de l'image de la scène étudiée. Cette dernière est assurée par la simulation numérique de la diffraction de l'onde de référence sur la matrice « hologramme numérique » [23]. Après la simulation de la restitution, on obtient des informations sur l'amplitude et la phase et les images sont affichées sur l'écran.

Dans la section suivante, nous allons décrire en détail les technologies des capteurs utilisés pour l'enregistrement numérique des hologrammes, les différentes configurations d'enregistrement et quelques algorithmes de reconstruction.

I.3.1 Support d'enregistrement numérique

Généralement, deux types de technologie de capteurs sont utilisés pour l'enregistrement numérique des hologrammes et qui sont la technologie CCD et CMOS. Dans cette thèse, on va s'intéresser uniquement au premier type de capteurs car il est utilisé dans notre dispositif expérimental et le seul disponible au niveau de notre laboratoire.

L'abréviation « CCD » signifie Charged Coupled Device et se traduit en français par DTC, c'est-à-dire 'dispositif à transfert de charges'. Ce capteur fut la première réalisation des détecteurs photosensibles, inventés par George E. Smith et Willard Boyle dans les années 70. Cette invention leur a valu le prix Nobel de physique en 2009. Elle est constituée de matrices d'éléments photosensibles appelés pixels permettant de discrétiser une scène. Les pixels ont

généralement une géométrie carrée. Le silicium est le principal matériau constituant de ces éléments. Leur taille est variable de $2\mu m$ à $20\mu m$.

Le processus de l'imagerie par CCD s'effectue en trois étapes [10]:

1. l'exposition à la lumière : l'effet photoélectrique interne convertit la lumière en une charge électronique sur chaque pixel.
2. transfert de charges : la fonction de transfert de charge déplace les paquets de charge à l'intérieur de chaque pixel.
3. les charges accumulées dans ce pixel sont converties en tension électrique amplifiée à la sortie.

Trois types de CCD sont habituellement utilisés :

- ✓ le « Interligne transfert CCD ».
- ✓ le « frame Transfert CCD ».
- ✓ le « Full frame transfert CCD ».

En principe, les trois types de CCD sont adaptés pour l'holographie numérique. L'avantage du capteur CCD de transfert interligne est qu'il est équipé d'un obturateur électrique, qui permet d'acquérir des hologrammes à une vitesse plus élevée [10].

La prise des images CCD est complètement différente de la technique utilisée en photographie conventionnelle. Ici, il faut se munir d'un ordinateur pour la prise des images CCD. Un logiciel d'acquisition des images accompagne généralement les caméras CCD et l'utilisateur doit en étudier le fonctionnement. Ce logiciel permet d'établir la communication entre la caméra et l'ordinateur, facilite la mise au point du CCD, accumule les images, les sauvegarde et y effectue certains traitements de base.

I.3.2 Enregistrement d'un hologramme numérique

La procédure d'enregistrement d'un hologramme numérique est semblable à celle de l'holographie classique. Elle consiste aussi à enregistrer le motif d'interférence entre une onde diffractée par un objet et une onde de référence avec cette différence que les milieux photosensibles utilisés dans l'holographie analogique sont remplacés par des matrices de photo détecteurs. Dans cette procédure, les hologrammes sont capturés principalement par deux types de capteurs matriciels qui sont : les capteurs CCD (Charges Coupled Devices) et les capteurs CMOS (Complementary Metal-Oxyde Semi-conductor).

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les capteurs d'enregistrements enregistrent l'intensité du motif d'interférence noté par $I(X, Y)$ dans l'équation (1.3). A la différence avec l'holographie analogique, dans l'holographie numérique cette intensité est proportionnelle à l'intensité enregistrée par le capteur matriciel. Le facteur de proportionnalité est l'efficacité quantique η du capteur [24]. Il est donné par:

$$I_c(X, Y) = \eta I(X, Y) \quad (I.13)$$

Du fait de cette proportionnalité, nous ne font pas la distinction entre ces deux intensités dans la suite, et nous la notons $I(X, Y)$.

L'utilisation de la technologie des capteurs électroniques dans l'enregistrement d'un hologramme numérique présente plusieurs avantages :

- ✓ L'utilisation de ces capteurs permet d'éviter le processus de développement chimique car les hologrammes sont obtenus directement, d'où un gain de temps considérable et c'est peut être l'avantage majeur de ces capteurs.
- ✓ Ces supports sont réutilisables une fois les données stockées.
- ✓ La grande sensibilité de ces capteurs numériques par rapport au support d'enregistrement analogique. A titre d'exemple, les capteurs matriciels à base de silicium sont en moyenne 10 fois plus sensibles que les plaques photosensibles à halogénure d'argent.
- ✓ Ils sont naturellement sensibles à tout le spectre visible, cependant des adaptations technologiques ont permis d'avoir des sensibilités dépendantes de la longueur d'onde de la source.

Malgré les avantages que cette technologie d'enregistrement a apporté à l'holographie, elle présente certains inconvénients qui sont essentiellement liés à l'architecture des capteurs comme les dimensions des pixels qui composent ces capteurs et la petite taille de la puce CCD/CMOS qui imposent certaines conditions d'enregistrement qui sont étudiées dans le deuxième chapitre.

I.3.3 Classification des montages d'enregistrement holographique

Plusieurs montages optiques sont possibles pour enregistrer un hologramme [9]. Une classification de ces montages est faite selon :

- les parcours des ondes objet et référence (identiques ou différents)
- l'angle entre les deux ondes incidentes sur le capteur (nul ou pas)
- la forme de l'onde de référence (plane ou sphérique)

I.3.3.1 Classification des montages selon les parcours des ondes

I.3.3.1.1 Pour un parcours identique « montage de Gabor »

Dans le montage en ligne, dit de « Gabor » en référence à l'inventeur de l'holographie [1], les parcours des ondes objet et référence sont identiques car l'onde qui éclaire l'objet sert aussi d'onde de référence. Ce montage est caractérisé par le fait que les deux ondes de référence et objet ne sont pas séparées et arrivent en parallèle au plan hologramme, d'où son nom « in line ». Dans l'étape d'enregistrement d'un hologramme de Gabor, l'objet doit être très transmissif pour assurer le fonctionnement de cette configuration, est éclairé par un faisceau cohérent et monochromatique. Une partie de ce faisceau sera diffracté par l'objet et constitue l'onde objet et l'autre partie qui passe à travers l'objet sert d'onde de référence. Ces deux ondes interfèrent dans le plan d'enregistrement qui est le support d'enregistrement et permet donc d'enregistrer la figure d'interférence qui constitue notre hologramme. Cette géométrie est illustrée dans la figure I.3.

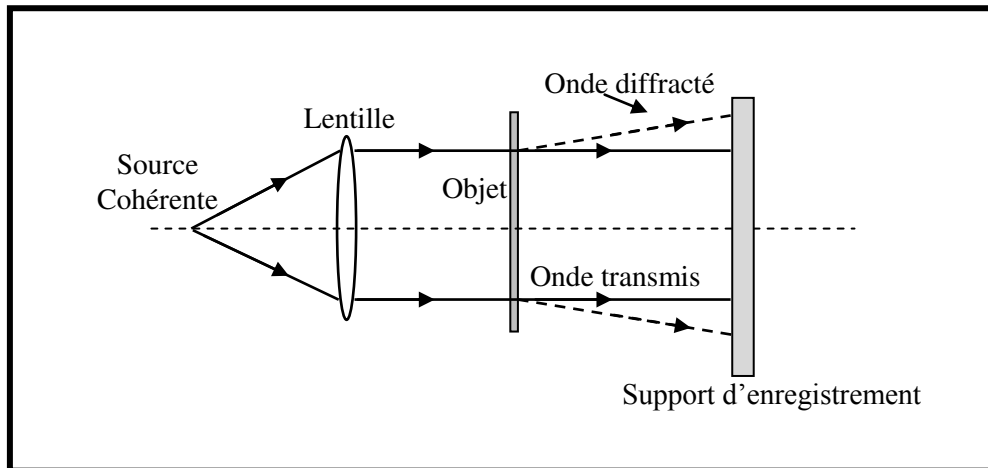


Figure I.3: Montage en ligne de « Gabor »

A partir de cette figure, on peut constater que ce montage nécessite l'utilisation d'un seul faisceau, elle présente donc l'avantage d'être simple. Sa simplicité, la rapidité de sa mise en œuvre et une utilisation d'un nombre réduit de composants optiques, rend cette technique accessible à des non opticiens. Ce montage est également caractérisé par sa stabilité qui permet une utilisation dans d'autres environnements que ceux des laboratoires d'optique. Pour toutes ces raisons, le montage de Gabor est l'architecture préférée pour la métrologie en mécanique des fluides. Une quantité considérable de travaux liés à cette configuration sont cités dans la littérature. On peut citer les travaux de Palero et al. (2005) [25], Pu et al.(2005) [26] et malgré son succès, l'holographie de Gabor présente certaines limitations qui restreignent son champs d'applications. Une limitation importante est liée aux conditions imposées par la nature de l'objet (la transparence de l'objet) cette configuration permet d'enregistrer des objets parfaitement absorbants sur un fond transparent mais pas un objet transparent sur un fond opaque. Une deuxième limitation est liée à la formation de l'image jumelle. En effet dans le montage de Gabor les axes de l'onde diffractée par l'objet et celui de l'onde de référence sont parallèles, ce qui a pour conséquence, lors de la reconstruction de l'hologramme, un chevauchement de l'image réelle et de l'image d'ordre zéro sur l'image de l'objet. Il est donc impossible d'isoler cette dernière image à partir des deux autres images indésirables. Un autre inconvénient de l'holographie de Gabor est qu'on ne peut pas faire varier la phase relative de l'onde de référence par rapport à l'onde objet. Pour pallier à cela, on peut utiliser un montage en ligne à deux bras dit parfois montage holographie dans l'axe. Cette configuration est décrite dans le paragraphe suivant.

I.3.3.1 .2 Pour un parcours différent (montage en ligne à deux bras)

Ce montage diffère de celui de Gabor par le fait que les parcours des ondes objet et de référence ne sont pas identiques. Cette technique consiste à séparer le faisceau d'illumination en deux, et à fabriquer un faisceau de référence indépendant que l'on pourra contrôler. Les faisceaux objet et référence sont recombinaés sur le capteur et arrivent en parallèle sur celui-ci. Généralement un interféromètre de Mach-Zender ou un interféromètre de Michelson sont

utilisés pour la réalisation de ce genre de montage. Un exemple de l'utilisation de ces deux configurations est montré dans la figure suivante.

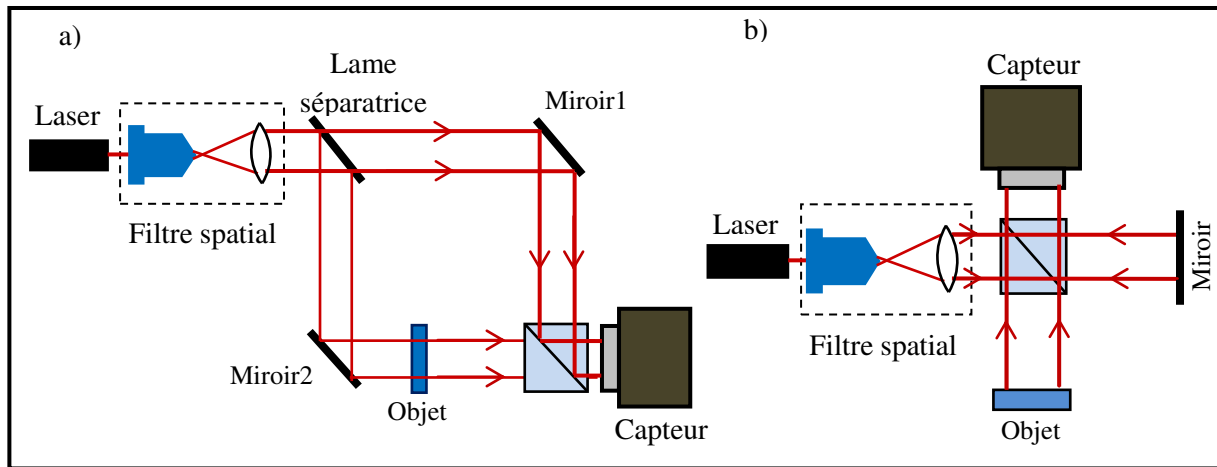


Figure I.4: Montage en ligne à deux bras ;a)Interféromètre de Mach-Zender, b) Interféromètre de Michelson

Ce montage se distingue aussi par rapport au montage original de Gabor par le fait qu'on peut l'employer pour réaliser des hologrammes d'objets transparents ou opaques, et cela par l'utilisation d'une configuration en réflexion ou en transmission qui permet d'éliminer la restriction imposée sur la nature des objets par le montage de Gabor. Cependant, l'image reconstruite souffre toujours de problème de la superposition de l'image d'ordre zéro et de l'image jumelle sur l'image réelle car les axes de l'onde de référence et l'onde diffractée par l'objet sont parallèles dans ce montage. Afin de séparer les trois ordres de diffraction lors de la reconstruction de l'hologramme, E. Leith et J. Upatniek [27] ont proposé un dispositif holographique dit « hors axe ». Cette technique est discutée brièvement dans le paragraphe suivant.

I.3.3.2 Classification des montages selon l'angle entre les deux ondes

Selon l'angle entre l'onde de référence et l'onde objet, on distingue deux types de montage qui sont le montage en ligne quand elle est nulle, c'est le montage dit dans l'axe et qui a été discuté dans le paragraphe précédent. Lorsqu'elle est différente de zéro, le montage est classé hors axe et il est décrit ci dessous.

I.3.3.2.1 Holographie hors axe

Pour résoudre le problème de la superposition des trois images constituant le champ reconstruit qui limitent le champ d'application de l'holographie de Gabor, E. Leith et J. Upatniek [27] ont proposé une autre configuration d'enregistrement dite holographie hors axe « off axis ». Elle consiste à séparer les directions des deux ondes d'objet et de référence par l'introduction d'un angle entre les directions des deux ondes. Ceci est généralement fait par l'inclinaison de l'onde de référence par rapport à l'axe optique comme il est indiqué dans la figure I.5. L'utilisation d'une onde de référence inclinée génère un décalage de phase linéaire

dans le plan hologramme qui se traduit par une séparation spatiale des trois composants de l'image lors de la reconstruction de l'hologramme.

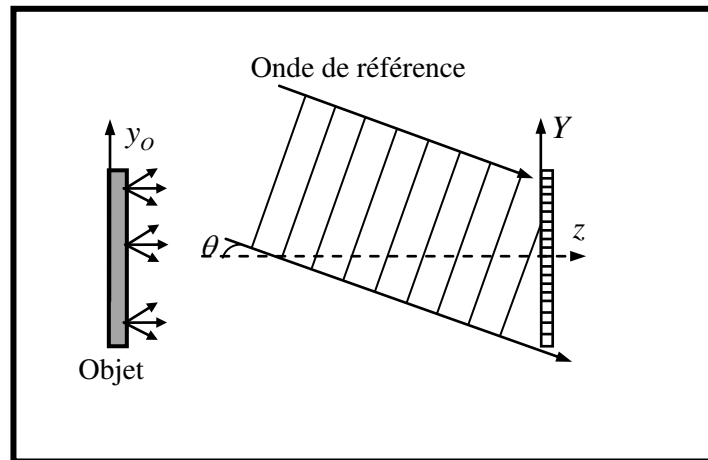


Figure I.5 : Montage hors axe

Cette configuration permet aussi d'éliminer les défauts liés au montage de Gabor tels que les restrictions imposées sur la nature de l'objet. Ce sont ses avantages qui expliquent la popularité de cette géométrie par rapport à l'architecture en ligne.

I.3.3.3 Classification des montages selon le front d'onde de référence

I.3.3.3.1 Holographie de Fresnel

C'est le plus utilisé car il n'impose pas de conditions particulières sur la nature des fronts d'onde [9]. L'enregistrement se produit à une distance finie de l'objet, qui respecte cependant les conditions d'échantillonnage. On parle aussi dans la littérature de « diffraction en champ proche ». La figure. I.6 montre la disposition des fronts d'onde dans cette configuration.

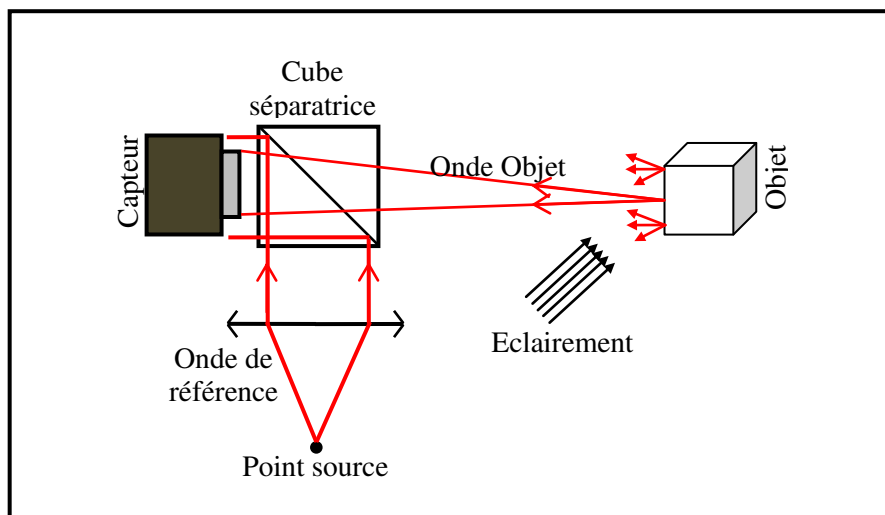


Figure I.6 : Configuration holographique pour enregistrer un Hologramme de Fresnel

L'onde de référence peut également être sphérique, contribuant à modifier la taille de l'objet reconstruit.

I.3.3.3.2 Holographie de Fraunhofer

Dans ce cas, l'objet est placé dans le plan focal d'une lentille placée entre l'objet et le capteur, de façon à former son image à l'infini. Cette configuration est alors dite à « champ lointain ». Elle permet de supprimer les contraintes liées à la courbure de l'onde objet. En effet, l'onde diffractée dans le plan d'enregistrement, en champ lointain, est considérée comme une superposition d'ondes planes : C'est l'approximation de Fraunhofer. Cependant, l'utilisation d'une lentille de collimation introduit des aberrations diverses liées à celle-ci.

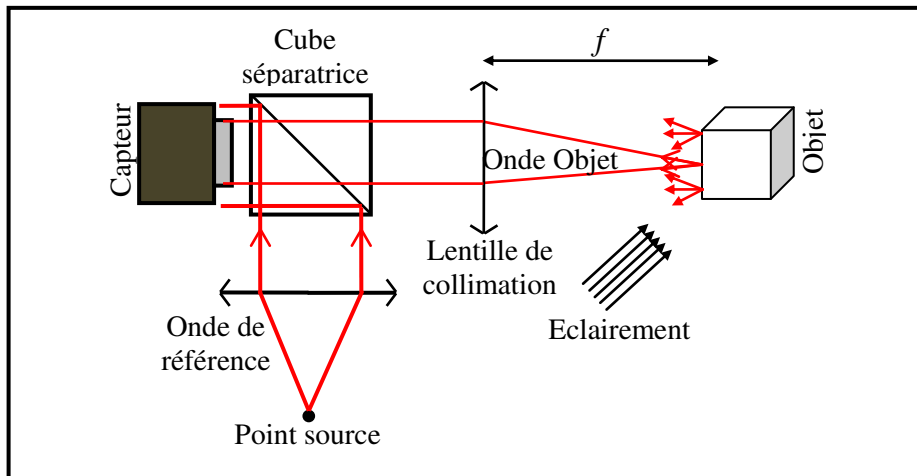


Figure I.7 : Configuration holographique pour enregistrer un Hologramme de Fraunhofer

I.3.3.3.3 Holographie de Fourier

Dans cette configuration holographique, l'objet et le point source de référence sont tous les deux situés dans le plan focal objet d'une lentille [9] comme il est montré dans la figure. I.8. Le support d'enregistrement placé dans le plan focal image de la lentille consiste à enregistrer l'interférence entre l'onde de référence et l'onde objet. Cette dernière n'est rien d'autre que la transformée de Fourier de l'amplitude complexe de champ d'onde diffracté par l'objet d'où le nom « holographie de Fourier » donné à cette configuration.

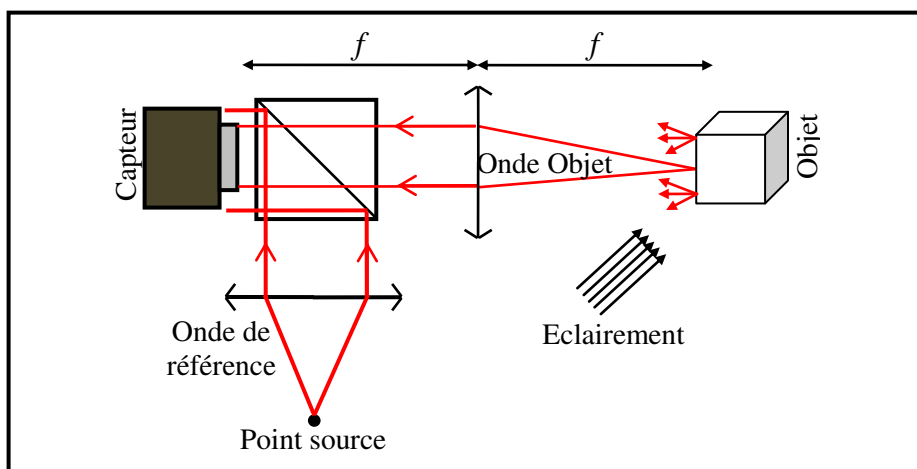


Figure I.8 : Configuration holographique pour enregistrer un Hologramme de Fourier

I.3.3.4 Holographie de Fourier « lens less » :

La configuration holographique de Fourier « lens less » (sans lentille) est une configuration dans laquelle le point source de référence est situé dans le plan objet. Les deux ondes objet et référence sont des ondes sphériques qui divergent avec la même courbure et par conséquent, ils interfèrent pour produire un diagramme de franges d'interférence sinusoidales avec une fréquence spatiale unique est constant.

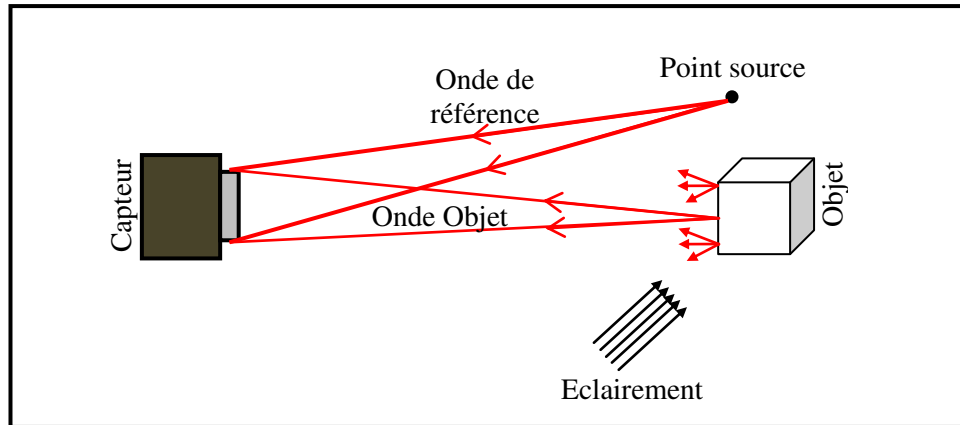


Figure I.9 : Configuration holographique pour enregistrer un Hologramme de Fourier
« Lens less »

I.3.3.5 Holographie image

Un hologramme est dit hologramme image si l'onde objet est focalisée dans le plan d'enregistrement comme le montre la figure. I.10. Dans cette configuration, l'image réelle de l'objet est enregistrée à la place du champ de l'onde diffractée par l'objet [9].

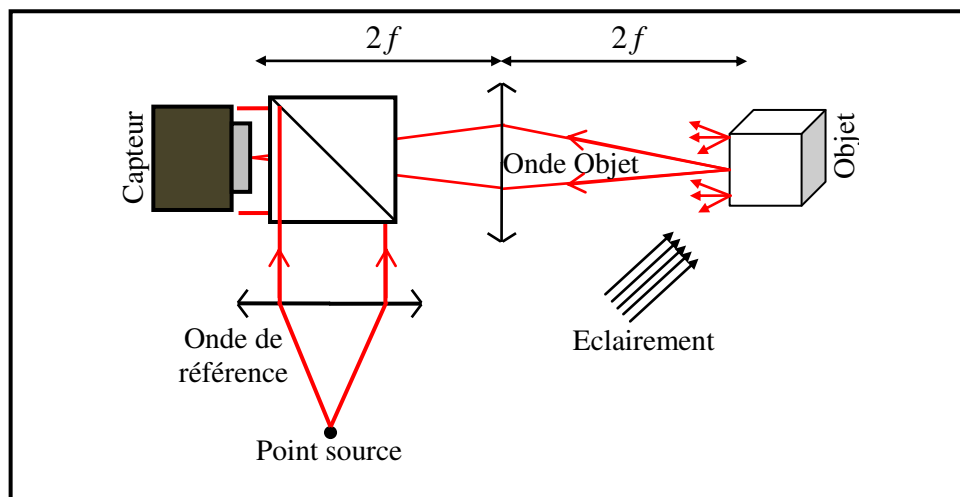


Figure I.10 : Configuration holographique pour enregistrer un Hologramme image

I.3.4 Dispositif d'enregistrement utilisé dans ce travail

La figure. I.11 représente le dispositif expérimental utilisé pour enregistrer les hologrammes numériques. Nous utilisons une configuration hors axe dans le schéma de Fresnel tout en supposant que l'onde de référence est plane.

Un laser Hélium-Néon stabilisé en puissance ($17mW$) avec une longueur d'onde de $632,8nm$ a été utilisé comme source lumineuse. Le faisceau laser est filtré et collimaté par une optique d'entrée. Le faisceau laser, après réflexion sur le miroir M_2 , arrive sur une lame séparatrice (beam splitter 50/50) qui permet de créer deux faisceaux cohérents, l'un éclaire l'objet et l'autre sert d'onde de référence. Le faisceau de référence est acheminé par réflexion à l'aide d'un miroir M_3 vers un cube séparateur après avoir passé à travers un ensemble de filtres de densité neutre, ces derniers sont utilisés dans le but d'ajuster le rapport d'intensité entre l'onde de référence et l'onde diffractée par l'objet. Le cube séparateur permet de recombinaison l'onde diffractée par l'objet et l'onde de référence et les dirige vers le plan CCD où elles interfèrent et produisent ainsi notre hologramme. Le capteur utilisé pour enregistrer les hologrammes est une caméra CCD JAI CV- M4+ (capteur monochrome ICX285AL de 1344×1024 pixels carrés avec 6.8 microns de côté). Notons qu'il est facile de modifier le montage d'holographie hors axe illustré sur la figure. I.11 pour faire de l'holographie en ligne, il suffit juste de changer l'orientation du miroir M_3 ou d'incliner légèrement le cube recombinaison avant le capteur CCD.

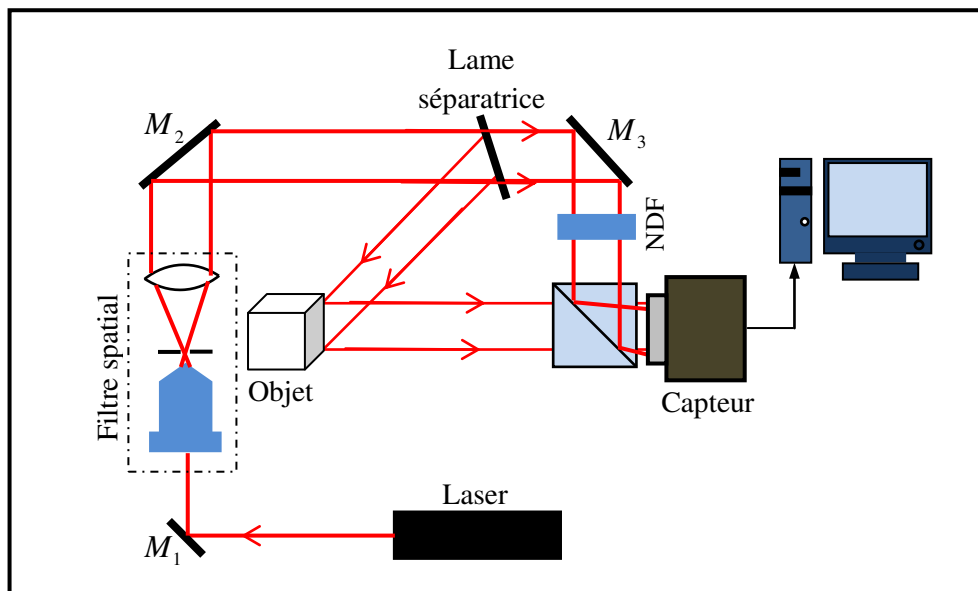


Figure I.11 : Dispositifs expérimentale pour enregistrer des hologrammes numériques

Une photographie de l'objet utilisé pour enregistrer l'hologramme est montrée dans la figure I.12 (a). C'est une pièce de monnaie de 5 DA avec une surface réfléchissante et un diamètre de $25mm$ placée à une distance de $895,5mm$ de la caméra CCD. L'hologramme typique obtenu par le dispositif d'enregistrement illustré dans la figure précédente est montré dans la

figure. I.12 (b). Cet hologramme présente un aspect aléatoire qui lui a été donné par le champ de speckle produit par l'onde diffractée par l'objet.

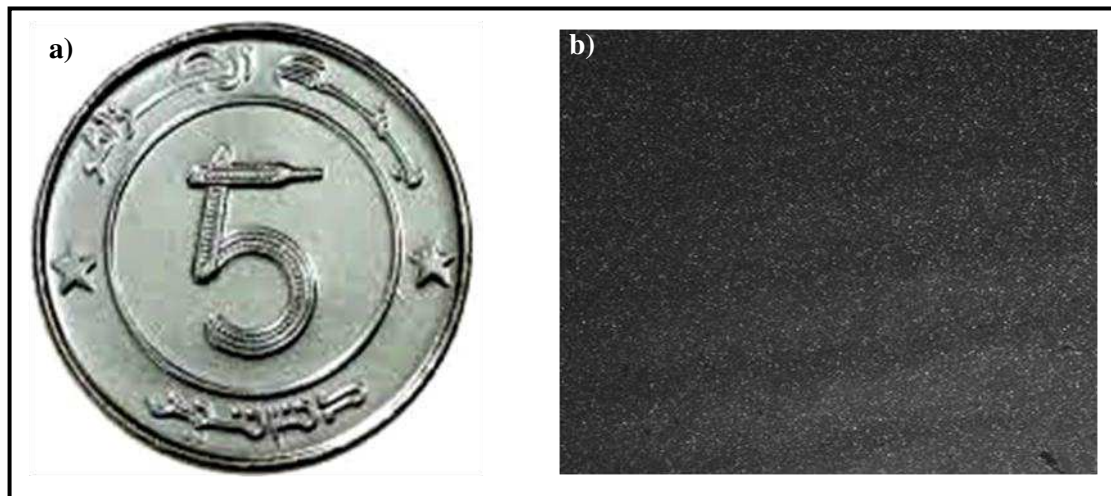


Figure I.12 : a) L'un des objets utilisés pour enregistrer des hologrammes numériques dans cette thèse. b) Hologramme numérique enregistré par une configuration hors axe dans la région de Fresnel.

I.3.5 Reconstruction numérique des hologrammes

En holographie conventionnelle, l'hologramme est développé puis replacé dans sa position initiale pour être éclairé à nouveau par l'onde de référence. La diffraction donne lieu à la propagation d'un front d'onde qui est une réplique exacte, en intensité et en phase, du front d'onde émis par l'objet pendant l'enregistrement. Dans l'holographie numérique, la restitution des informations de phase et d'amplitude de l'objet est assurée par la simulation numérique de la reconstruction optique, qui consiste à simuler numériquement la diffraction de l'onde de référence plane généralement, sur la matrice « hologramme numérique ». Pour réaliser cette tâche différents algorithmes de reconstruction ont été développés.

Dans ce paragraphe nous allons dans un premier temps rappeler le phénomène de diffraction, pour passer en suite à l'étude des différentes approches de reconstruction des hologrammes numériques.

I.3.5.1 Notions et rappels sur la diffraction

On rappelle que le phénomène de diffraction s'appuie sur le caractère ondulatoire de la lumière. Il traduit la propriété d'une onde lumineuse à s'éparpiller lorsqu'elle rencontre un obstacle. La diffraction devient très importante lorsque la taille de l'obstacle est comparable avec la longueur d'onde de la lumière.

La théorie de la diffraction repose sur le principe de Huygens Fresnel qui s'énonce ainsi : Chaque point P d'une surface atteint par la lumière peut être considéré comme une source secondaire émettant une onde sphérique. L'état vibratoire de cette source secondaire est proportionnel à celui de l'onde incident en P et à l'élément de surface dS entourant le point P . Les vibrations issues des différentes sources secondaires interfèrent entre elles, et le

nouveau front d'onde est l'enveloppe de toutes les ondes sphériques [10]. Le principe d'Huygens est illustré graphiquement dans la figure. I.13.

Dans les paragraphes suivants on donne un bref résumé des concepts nécessaires pour la description mathématique du phénomène de diffraction. Ces concepts sont importants pour comprendre la reconstruction numérique des hologrammes. Pour plus de détails sur les dérivations des équations données dans cette présente section, on vous renvoie au livre de Goodman [28].

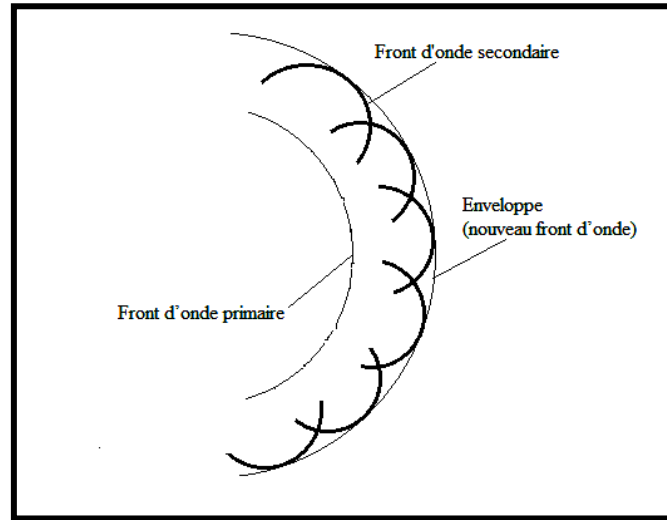


Figure I.13 : Principe d'Huygens

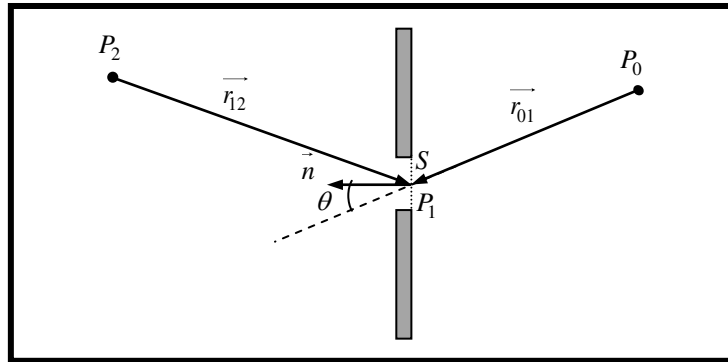


Figure I.14 : Phénomène de diffraction par une ouverture

Considérons à présent le phénomène de diffraction par une ouverture plane S percée dans un écran opaque infini comme le montre la figure. I.14. Supposons que l'ouverture soit éclairé en un point P_1 par une onde sphérique de longueur d'onde λ émise par une source ponctuelle monochromatique située en P_2 , la distance qui sépare les deux point est r_{12} . Selon le principe d'Huygens le point P_1 se comporte comme une source secondaire qui émet des ondes sphériques d'amplitude :

$$U(P_1) = A_0 \frac{\exp(jkr_{12})}{r_{12}} \quad (\text{I.14})$$

Ainsi, le champ diffracté en un point d'observation P_0 situé à une distance r_{01} de P_1 peut s'écrire comme suit :

$$\begin{aligned} U(P_0) &= \frac{1}{j\lambda} \iint_S U(P_1) \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \left[\frac{\cos(\vec{n}, \vec{r}_{01}) - \cos(\vec{n}, \vec{r}_{12})}{2} \right] ds \\ &= \frac{A_0}{j\lambda} \iint_S \frac{\exp(jk(r_{01} + r_{12}))}{r_{01}r_{12}} \left[\frac{\cos(\vec{n}, \vec{r}_{01}) - \cos(\vec{n}, \vec{r}_{12})}{2} \right] ds \end{aligned} \quad (I.15)$$

Cette relation est appelée formule de diffraction de Fresnel-Kirchhoff. Elle est symétrique en termes de r_{01} et r_{12} rendant le problème identique lorsqu'on échange les points source P_2 et d'observation P_0 . Ce principe est appelé théorème de réciprocité de Helmholtz. Cette formulation utilise une ouverture plane et une hypothèse sur les conditions aux limites imposées par la taille de celle-ci.

Une explication physique de cette intégrale peut être obtenue si elle est réécrite avec la forme ci-dessus:

$$U(P_0) = \iint_S U'(P_1) \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} ds \quad (I.16)$$

Avec

$$U'(P_1) = \frac{A_0}{j\lambda} \frac{\exp(jkr_{12})}{r_{12}} \left[\frac{\cos(\vec{n}, \vec{r}_{01}) - \cos(\vec{n}, \vec{r}_{12})}{2} \right] \quad (I.17)$$

Cette intégrale peut être interprétée comme la formulation mathématique du principe d'Huygens-Fresnel. Ce dernier principe permet d'interpréter l'équation (I.16) comme étant la superposition des ondes sphériques divergentes émises par toutes les sources secondaires P_1 de la surface élémentaire ds qui constitue l'ouverture diffractante S au point P_0 .

La nouvelle formulation donnée par Rayleigh Sommerfeld décrite par l'équation (I.18), permet de lever l'ambiguïté sur l'hypothèse des conditions aux limites.

$$\begin{aligned} U(P_0) &= \frac{1}{j\lambda} \iint_S U(P_1) \frac{\exp(jkr_{01})}{r_{01}} \cos(\vec{n}, \vec{r}_{01}) ds \\ &= \frac{A_0}{j\lambda} \iint_S \frac{\exp(jk(r_{01} + r_{12}))}{r_{01}r_{12}} \cos \theta ds \end{aligned} \quad (I.18)$$

De façon plus générale, la formulation de la diffraction est définie par :

$$U(P_0) = \frac{A_0}{j\lambda} \iint_S \frac{\exp(jk(r_{01} + r_{12}))}{r_{01}r_{12}} \psi ds \quad (I.19)$$

Où ψ désigne le facteur d'obliquité, et peut être décrit de plusieurs façons selon la formulation utilisée : $(\psi = [1 + \cos(\theta)]/2)$ pour la théorie de Kirchhoff et $\psi = \cos(\theta)$ pour la théorie de Rayleigh-Sommerfeld.

I.3.5.2 Méthodes de reconstruction

Comme nous l'avons indiqué auparavant, la reconstruction numérique des hologrammes est effectuée sur l'ordinateur dans lequel l'hologramme est stocké numériquement et la reconstruction est réalisée en simulant le processus de la reconstruction optique. La restitution de l'onde objet est faite en éclairant l'hologramme par une onde de reconstruction virtuelle qui simule effectivement l'onde de référence utilisée dans le processus d'enregistrement, puis la propagation de l'onde diffractée par l'hologramme jusqu'au plan de reconstruction se fait d'une manière numérique.

Pour plus de clarté, le système de coordonnées utilisé pour schématiser le processus de reconstruction numérique est montré dans la figure. I.15. Dans ce schéma, on distingue trois plans qui sont respectivement : le plan objet (x_o, y_o) situé à une distance $z = -d_o$ ($d_o > 0$), le plan hologramme (X, Y) situé à une distance $z = 0$ et le plan de reconstruction (x, y) situé à une distance $z = d_r$. Tous ces plans sont parallèles et l'axe z représente l'axe optique. Dans ce système de coordonnées, la propagation est physique entre le plan objet et le plan capteur ou hologramme, puis numérique entre le plan hologramme et le plan de reconstruction.

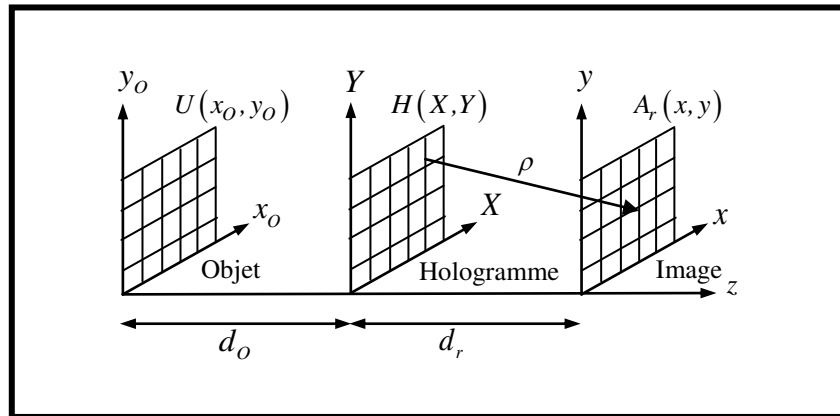


Figure I.15 : Géométrie et système de coordonnées en holographie numérique

Durant le processus de reconstruction numérique, l'hologramme préalablement enregistré sur une matrice CCD peut être considéré comme une ouverture diffractante. Lorsque cette ouverture est éclairée par une onde de reconstruction, l'amplitude du champ diffracté juste après le plan de l'hologramme est donné par $H(X, Y, 0) = I(X, Y) \times A_R(X, Y, 0)$ et le champ diffracté dans la plan image situé à une distance d_r par rapport au plan de l'hologramme peut être calculé numériquement en se servant de l'intégrale de diffraction décrite dans l'équation (I.18). En reprenant les notations de la figure I.15, cette intégrale s'écrit :

$$A_r(x, y, d_r) = \frac{1}{j\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H(X, Y, 0) \frac{\exp(jk\rho)}{\rho} \cos(\theta) dXdY \quad (I.20)$$

ρ est la distance entre un point dans le plan de l'hologramme et un point dans le plan d'observation et qui s'exprime de la façon suivante:

$$\rho = \sqrt{d_r^2 + (X - x)^2 + (Y - y)^2} \quad (I.21)$$

Pour simplifier, le front d'onde de reconstruction est généralement supposée plane, lisse et de même nature que le front d'onde de référence. Ainsi son amplitude est donnée tout simplement par l'équation :

$$A_r(x, y, 0) = Re + 0 \times i = \text{constante} \quad (I.22) .$$

Le facteur d'obliquité ψ est pris égal à 1 car les angles de diffraction sont très faibles dans l'holographie numérique pratique à cause de la résolution du capteur relativement faible. Ceci est valable pour tous les algorithmes de reconstructions dans cette thèse.

$$A_r(x, y, d_r) = \frac{-jd_r}{\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H(X, Y, 0) \frac{\exp\left(2j\pi / \lambda \sqrt{d_r^2 + (X - x)^2 + (Y - y)^2}\right)}{d_r^2 + (X - x)^2 + (Y - y)^2} dXdY \quad (I.23)$$

Dans l'équation (I.23), $A_r(x, y, d_r)$ est l'amplitude complexe du champ diffracté, calculée à une distance d_r après le plan CCD, voir la figure I.16, ce qui signifie que la mise au point est faite sur l'image réelle reconstruite (ordre -1). Pour la mise au point sur l'image virtuelle reconstruite (ordre +1), elle peut être obtenue si on calcule le champ complexe dans le plan situé à $(d_r = -d_o)$.

A partir de l'équation (I.23), les deux informations de phase et d'amplitude peuvent être obtenues après la reconstruction numérique, c'est l'un des avantages de la reconstruction numérique qui la différencie par rapport à la reconstruction optique où seulement l'information sur l'intensité est obtenue. Ainsi, cet avantage a ouvert de nouvelles perspectives d'application de l'holographie numérique. L'intensité est donnée par:

$$I_r(x, y) = |A_r(x, y, d_r)|^2 \quad (I.24)$$

et la phase par:

$$\varphi(x, y) = \arctan\left(\frac{\text{Im}(A_r(x, y, dr))}{\text{Re}(A_r(x, y, dr))}\right) \quad (I.25)$$

Où $\text{Re}(A_r(x, y, dr))$ et $\text{Im}(A_r(x, y, dr))$ représentent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire du champ complexe reconstruit.

L'équation (I.18) qui décrit l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld est la formule clef pour la reconstruction numérique des hologrammes mais à cause de la difficulté de sa manipulation numérique plusieurs approches ont été développées dans la littérature pour la reconstruction

de l'amplitude complexe du champ diffracté par un hologramme. Nous pouvons citer entre autres la reconstruction par transformée de Fresnel [23], la reconstruction par convolution [29,30] et la reconstruction par transformée de Fourier [10]. Ces méthodes ont des champs d'application différents selon la distance de propagation, la taille du capteur numérique utilisée et la longueur d'onde de reconstruction. Enfin il est nécessaire de signaler que toutes ces approches consistent à convertir l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld en une ou plusieurs transformées de Fourier ce qui facilite leur implémentation numérique et les rend plus efficaces. Ces approches sont discutées dans les paragraphes suivants.

I.3.5.2.1 Méthode de Fresnel

Comme nous l'avons signalé précédemment, l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld est la formule de base pour la reconstruction numérique des hologrammes mais elle reste difficile à manipuler numériquement. Il existe une possibilité d'introduire des approximations dans l'intégrale de diffraction dont la formulation est connue comme l'approximation de Fresnel. Cette approximation porte essentiellement sur la distance ρ . Dans la présente section, nous rappelons en détails ces approximations.

Une première simplification considère que la distance d_r entre le plan de reconstruction et le plan d'enregistrement doit être grande par rapport aux coordonnées x et y ainsi que par rapport aux coordonnées X et Y . Cette hypothèse permet de remplacer ρ par d_r au dénominateur de l'équation (I.21) mais pas dans l'argument de l'exponentielle ($e^{ik\rho}$) qui varie extrêmement vite. Dans ce dernier, ρ est exprimé sous la forme d'un développement en série de Taylor.

$$\rho = d_r + \frac{(X-x)^2}{2d_r} + \frac{(Y-y)^2}{2d_r} - \frac{1}{8} \frac{[(X-x)^2 + (Y-y)^2]^2}{d_r^3} + \dots \quad (\text{I.26})$$

Le quatrième terme peut être négligé, s'il est très petit par rapport à la longueur d'onde :

$$\frac{1}{8} \frac{[(X-x)^2 + (Y-y)^2]^2}{d_r^3} \ll \lambda \quad (\text{I.27})$$

Ou

$$d_r \gg \sqrt[3]{\frac{1}{8} \frac{[(X-x)^2 + (Y-y)^2]^2}{\lambda}} \quad (\text{I.28})$$

Dans ce cas, la distance ρ peut être écrite comme :

$$\rho = d_r \left(1 + \frac{1}{2d_r^2} ((X-x)^2 + (Y-y)^2) \right) \quad (\text{I.29})$$

En introduisant cette approximation dans l'expression I.23, on trouve l'approximation de Fresnel :

$$A_r(x, y, d_r) = -\frac{j \exp(2j\pi d_r / \lambda)}{\lambda d_r} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H(X, Y, 0) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda d_r} \left((X-x)^2 + (Y-y)^2\right)\right) dX dY \quad (\text{I.30})$$

En développant encore l'argument de l'exponentielle on trouve :

$$A_r(x, y, d_r) = -\frac{j \exp(2j\pi d_r / \lambda)}{\lambda d_r} \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda d_r} (x^2 + y^2)\right) \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H(X, Y, 0) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda d_r} (X^2 + Y^2)\right) \exp\left(-\frac{2j\pi}{\lambda d_r} (Xx + Yy)\right) dX dY \quad (\text{I.31})$$

En faisant le changement de variables suivant : $v = \frac{x}{\lambda d_r}$; $u = \frac{y}{\lambda d_r}$ cette intégrale devient une

simple transformée de Fourier bidimensionnelle du terme $H(X, Y, 0) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda d_r} (X^2 + Y^2)\right)$

$$A_r(x, y, d_r) = -\frac{j \exp(2j\pi d_r / \lambda)}{\lambda d_r} \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda d_r} (x^2 + y^2)\right) \times TF2 \left[H(X, Y, 0) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda d_r} (X^2 + Y^2)\right) \right] \left(\frac{x}{\lambda d_r}, \frac{y}{\lambda d_r} \right) \quad (\text{I.32})$$

La reconstruction numérique consiste à calculer numériquement la distribution de l'amplitude du champ diffracté dans le plan de reconstruction en utilisant l'expression donnée dans la relation (I.32). Cette relation peut être numérisée si la distribution de l'intensité de l'hologramme est échantillonnée sur une grille rectangulaire de dimensions $N \times M$ avec des pas p_x, p_y . p_x et p_y sont les distances entre les pixel voisins de la CCD dans les directions horizontale et verticale. Ainsi la double intégrale de l'expression (I.32) peut être convertie en une somme finie.

La version numérique discrétisée de cette intégrale est donnée par :

$$A_r(l, k, d_r) = -\frac{j \exp(2j\pi d_r / \lambda)}{\lambda d_r} \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda d_r} (l^2 \Delta \xi^2 + k^2 \Delta \eta^2)\right) \times \sum_{m=-M/2}^{m=M/2-1} \sum_{n=-N/2}^{n=N/2-1} H(n, m) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda d_r} (n^2 p_x^2 + m^2 p_y^2)\right) \times \exp\left[-2j\pi \left(\frac{nl}{N} + \frac{mk}{M}\right)\right] \quad (\text{I.33})$$

N et M représente le nombre de pixels de la caméra CCD. n, m, k, l sont des entiers. $p_x, p_y, \Delta\xi, \Delta\eta$ sont respectivement le pas d'échantillonnage dans le plan d'enregistrement et dans le plan image.

La relation (I.33) représente la transformée de Fresnel discrète. L'expression analytique de l'algorithme utilisé pour calculer la distribution du champ diffracté par l'hologramme est donnée par :

$$A_r(l, k, d_r) = -\frac{j \exp(2j\pi d_r / \lambda)}{\lambda d_r} \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda d_r} (l^2 \Delta\xi^2 + k^2 \Delta\eta^2)\right) \times FFT2\left(H(n, m) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda d_r} (n^2 p_x^2 + m^2 p_y^2)\right)\right) \quad (I.34)$$

Si le champ reconstruit est calculé avec un nombre de point $(K, L) \geq (M, N)$, il est nécessaire d'étendre la taille de l'hologramme à celle du plan image en complétant par des zéros tout autour (zéro-padding). Le pas d'échantillonnage dans le plan image dépend de la longueur d'onde de la source λ , de la distance de reconstruction d_r et du pas d'échantillonnage du plan d'hologramme p_x, p_y est donné par [38]:

$$\Delta\xi = \frac{\lambda d_r}{K p_x}; \Delta\eta = \frac{\lambda d_r}{L p_y} \quad (I.35)$$

L'étendue du champ reconstruit sera $K\Delta\xi = \lambda d_r / p_x$ et $L\Delta\eta = \lambda d_r / p_y$. On montre que la résolution spatiale dans le plan reconstruit est donnée par $\rho_x = \lambda d_o / N p_x$ et $\rho_y = \lambda d_o / M p_y$ [9,38] est imposée par le capteur. Ces quantités fixent la résolution dans le plan image. La résolution spatiale est donc proportionnelle à la distance d'enregistrement et inversement proportionnelle à la taille du capteur.

Rappelons également que le front d'onde reconstruit $A_r(l, k, d_r)$ est un tableau de nombres complexes dont on peut extraire l'intensité et la phase en calculant respectivement le module et l'argument de chacun de ses éléments.

Les résultats de la reconstruction de l'hologramme de la figure. I.12(b) sont montrés dans la figure ci dessous. Cette figure présente les amplitudes des champs reconstruits par la méthode de Fresnel avec une mise au point respective sur l'image virtuelle (gauche) et l'image réelle (droite). Les trois ordres de diffraction sont bien indiqués dans la figure. I.16.

Les paramètres utilisés pour réaliser la reconstruction sont une distance de reconstruction ($d_r = \pm 895,5 \text{ mm}$) et un horizon sur 2048×2048 point (zéro-padding). Le pas d'échantillonnage du plan image est donné par : $\Delta\eta = \Delta\xi = 40,69 \mu\text{m}$. Les résolutions suivants x et y sont données par $\rho_x = 62,00 \mu\text{m}$ et $\rho_y = 81,38 \mu\text{m}$. Le champ reconstruit couvre

une étendue de $83,33 \times 83,33 \text{ mm}$. A noter que les deux images sont reconstruites en utilisant les mêmes paramètres de reconstruction, ainsi les deux images ont la même étendue.

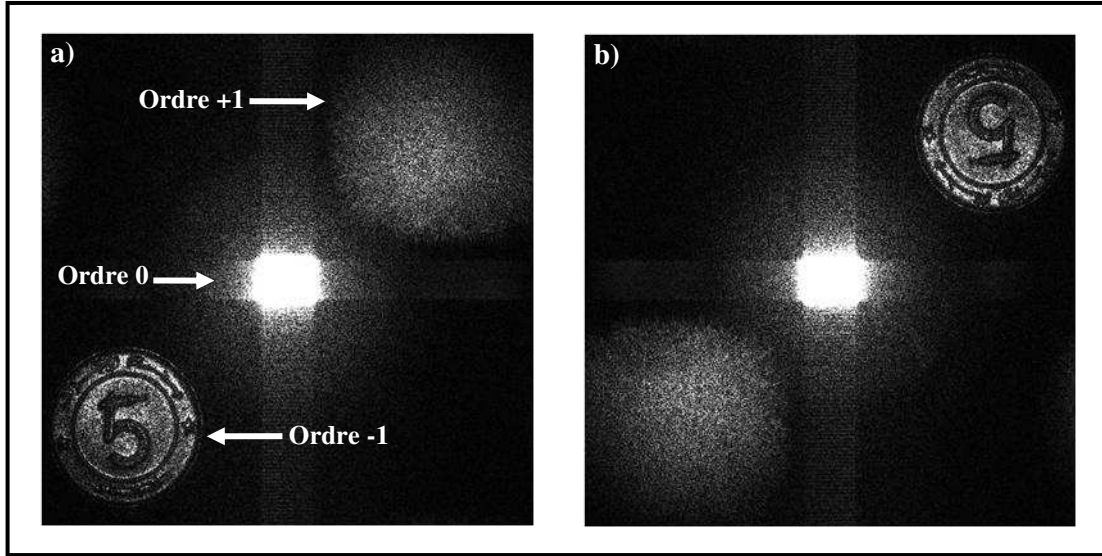


Figure I.16 : Les résultats des reconstructions par la méthode de Fresnel : a) Mise au point sur l'image virtuelle ($dr = -d_0$), b) Mise au point sur l'image réelle ($dr = +d_0$).

I.3.5.2.2 Méthode de convolution

L'approche de convolution permet de réécrire l'intégrale de diffraction comme une intégrale de superposition :

$$A_r(x, y, d_r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H(X, Y) \cdot g(x, y; X, Y) dXdY \quad (\text{I.36})$$

$g(x, y; X, Y)$ s'appelle fonction de réponse impulsionnelle du système. Elle peut être considérée comme un ensemble d'ondes sphériques qui se propagent à partir de chaque point de l'hologramme. Ces ondes sphériques se superposent dans le plan d'observation selon le principe d'Huygens Fresnel pour former l'image reconstruite.

Selon l'équation précédente, le système linéaire invariant dans l'espace est caractérisé par :

$$g(x, y; X, Y) = g(x - X, y - Y) \quad (\text{I.37})$$

Ce qui permet de réécrire l'intégrale précédente comme un produit de convolution :

$$A_r(x, y, d_r) = H(X, Y) \otimes g(x - X, y - Y) \quad (\text{I.38})$$

Le symbole $\otimes$ représente l'opérateur du produit de convolution.

En appliquant le théorème de convolution on aboutit à l'expression suivante :

$$TF(H(X, Y) \otimes g(x - X, y - Y)) = TF(H(X, Y)) \cdot TF(g(x - X, y - Y)) \quad (\text{I.39})$$

Donc, il en résulte que l'intégrale de diffraction est donnée par :

$$A_r(x, y, d_r) = TF^{-1} \left[TF(H(X, Y)) \cdot TF(g(x - X, y - Y)) \right] \quad (I.40)$$

On remarque que le calcul de l'intégrale de diffraction nécessite trois transformées de Fourier (deux transformées de Fourier directes et une transformée de Fourier inverse). Cela donne une lourdeur considérable au processus de reconstruction.

La version discrète de la fonction de réponse impulsionnelle est donnée par :

$$g(l, k) = \frac{i}{\lambda} \frac{\exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{d_r^2 + \left(l - \frac{N}{2} \right)^2 p_x^2 + \left(k - \frac{M}{2} \right)^2 p_y^2} \right]}{\sqrt{d_r^2 + \left(l - \frac{N}{2} \right)^2 p_x^2 + \left(k - \frac{M}{2} \right)^2 p_y^2}} \quad (I.41)$$

La transformée de Fourier $G(n, m) = TF \{ g(k, l) \}$ peut être calculée analytiquement :

$$G(n, m) = \exp \left\{ -i \frac{2\pi d_r}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2 \left(n + \frac{N^2 p_x^2}{2d_r \lambda} \right)^2}{N^2 p_x^2} - \frac{\lambda^2 \left(m + \frac{N^2 p_y^2}{2d_r \lambda} \right)^2}{M^2 p_y^2}} \right\} \quad (I.42)$$

Donc, nous avons seulement deux transformées de Fourier dans l'expression finale de la reconstruction du champ d'onde. L'expression analytique de l'algorithme basé sur l'approche de convolution est donnée par :

$$A_r(l, k, d_r) = TF^{-1} \left[TF(H(n, m)) \cdot G(l, k) \right] \quad (I.43)$$

La reconstruction par l'approche de convolution nécessite deux transformées de Fourier, l'une est directe et l'autre est inverse. En conséquence, l'horizon d'observation du champ reconstruit est identique à celui de l'hologramme $N\Delta\xi = Np_x$. Ceci signifie que le pas d'échantillonnage du plan de reconstruction est identique à celui du capteur image. Ce qui implique que seule une fraction du champ reconstruit par la méthode de Fresnel est reconstruit par la méthode de convolution. Ce qui nous amène de conclure que la méthode de convolution n'est pas adaptée à la reconstruction des objets ayant de grandes dimensions par rapport à l'horizon du capteur d'enregistrement car cette approche ne permet d'observer qu'un horizon de la taille de la caméra d'enregistrement. A titre d'illustration, considérons la reconstruction de l'hologramme de la pièce de 5 DA montrée dans la (figure. I.17).

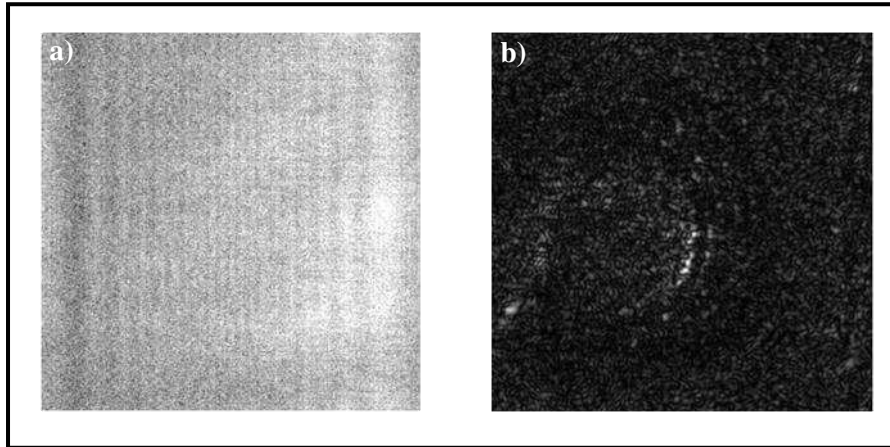


Figure I.17 : Les résultats de la reconstruction par l'approche de convolution.

La figure I.17 (a) montre l'image reconstruite directement à partir de l'hologramme précédent. Nous remarquons que seulement une portion de champ d'onde qui est localisé au centre des coordonnées et qui a à peu près la même taille que le terme DC est reconstruit. La figure I.17 (b) montre une image reconstruite quand on applique l'algorithme de convolution uniquement à l'ordre -1 . Elle est extraite de l'hologramme par un filtrage de ce dernier dans le domaine spectral. Cette méthode est discutée dans le chapitre 3. Dans cette image nous constatons qu'une petite partie de l'objet de l'ordre de grandeur de la taille du capteur d'enregistrement est reconstruite. Dans ce cas l'image reconstruite apparaît comme si l'on observe à travers une ouverture de taille $(N \times p_x) \times (M \times p_y)$ (dimensions de l'ouverture de la CCD). Donc l'approche de convolution est limitée par la dimension du capteur d'enregistrement, c'est-à-dire que cette approche ne permet de reconstruire que des objets ayant des dimensions égales ou inférieures à celles de la caméra d'enregistrement. Les objets ayant des dimensions très grandes par rapport au capteur ne pourront pas être reconstruits entièrement. Dans le paragraphe suivant, nous montrons l'adaptabilité de cette approche à la reconstruction des objets de grande taille par rapport à la taille de la matrice d'enregistrement.

- **L'adaptabilité de l'approche de convolution à des objets étendus**

Nous avons vu dans la section précédente que la reconstruction des hologrammes par l'approche de convolution est limitée à des objets dont la taille est inférieure à celle de la matrice d'enregistrement. Différentes techniques ont été proposées pour remédier à ce problème. Parmi ces techniques, nous citons : la méthode du zéro padding, la méthode de l'onde de référence numérique inclinée. Ces méthodes sont détaillées dans la référence [9]. Dans la référence [10], une lentille mince virtuelle a été implantée dans le processus de reconstruction, ainsi en se basant sur la propriété de grandissement des lentilles nous pourrions reconstruire le champ d'onde total. D'autres techniques ont été proposées dans le cadre du développement de l'holographie couleur, y compris la méthode de convolution par banc des filtres [31], algorithme de convolution à grandissement variable avec réponse impulsionnelle modulée [32] et d'autres méthodes peuvent être trouver dans les références [33-35]. A noter que toutes ces méthodes sont basées sur une analyse spectrale. Afin de montrer l'effet de ces

techniques sur les résultats de reconstruction, nous proposons l'utilisation de la technique du zéro-padding pour augmenter la taille du champ de vue de l'image reconstruite par l'approche de convolution.

Le champ de vue de l'approche de convolution peut être élargi par l'augmentation du nombre de pixels de l'hologramme d'entrée. Puisque on ne peut pas augmenter le nombre de pixels de la caméra CCD, on augmente le nombre de pixels de l'hologramme enregistré, en ajoutant des zéros autour de la matrice de cet hologramme enregistré. Si la matrice est augmentée pour former un hologramme de $2N \times 2M$, une plus grande partie de la distribution de l'amplitude du champ diffracté par l'hologramme est reconstruite. L'inconvénient de cette technique est le temps de calcul supplémentaire nécessaire. L'hologramme augmenté à $2N \times 2M$ contient 4 fois plus de pixels que l'hologramme original et nécessite donc un temps de calcul plus long. Il est très important de signaler que ce supplément de zéros n'ajoute pas d'informations pertinentes.

La figure I.18 montre deux images présentant l'ordre -1 reconstruit par la méthode de Fresnel puis par l'approche de convolution. Le but est de faire une comparaison entre les résultats obtenus par les deux approches. Il faut noter que les deux images sont reconstruites avec une augmentation du taille de la matrice hologramme jusqu'à (2048×2048) .

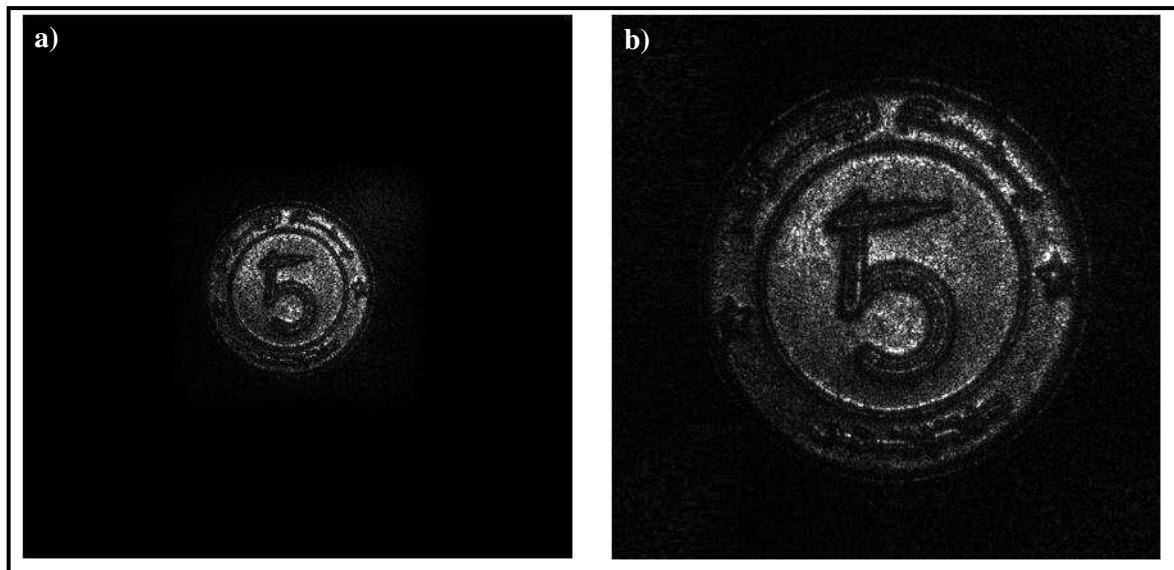


Figure I.18: Les images reconstruites par l'approche de Fresnel et l'approche de convolution.

Le pas d'échantillonnage dans l'image (a) qui a été reconstruit par la transformée de Fresnel est $\Delta\eta = \Delta\xi = 40,69\mu m$ cela est dû à la nouvelle taille de l'horizon de reconstruction qui est de 2048 point. Le pas d'échantillonnage dans l'image (b) qui est reconstruite par l'approche de convolution est égal à celui de la caméra $\Delta\eta = \Delta\xi = 6,8\mu m$. Cette image montre une augmentation du champ de vision par rapport à l'image (a). Comme la taille du pixel est fixe dans les deux cas, l'image reconstruite par l'approche de convolution peut être considérée comme un zoom de l'image obtenue par l'approche de Fresnel sans utilisation d'une moyenne

numérique et tout en gardant la même taille du speckel donnée par la taille du pixel du dispositif d'enregistrement.

On remarque aussi que dans les deux images reconstruites par les deux approches, la résolution est la même et que l'effet de zoom a lieu (la même résolution peut être montrée lorsque on prend un petit morceau de l'image reconstruite par l'approche de Fresnel et on fait un zoom sur cette partie).

I.3.5.2.3 Comparaison entre la transformée de Fresnel et l'approche de convolution

La transformée de Fresnel et l'approche de convolution sont les deux méthodes de reconstruction les plus utilisées dans la littérature. La plupart des autres méthodes dérivent de ces deux méthodes avec quelques améliorations. C'est pour cette raison que nous allons faire une brève comparaison entre ces deux approches pour cerner les avantages et les inconvénients de chacune ainsi que leurs domaines d'applications.

Ces deux méthodes de reconstruction sont pratiquement implémentées via l'algorithme de la transformée de Fourier rapide. D'abord le nombre de transformées de Fourier utilisées pour réaliser la reconstruction induit une différence entre ces deux méthodes de reconstruction. D'une part le nombre de transformées employées pour la mise en œuvre de l'algorithme de reconstruction influe sur la rapidité du calcul : A partir de l'équation (I.34) nous constatons que la transformée de Fresnel utilise une seule transformée de Fourier qui lui donne l'avantage d'être rapide par rapport à l'approche de convolution qui utilise deux transformées de Fourier l'une est directe et l'autre est inverse; voir l'équation (I.43). D'autre part, à cause de l'usage d'une seule transformée de Fourier dans la méthode de Fresnel, les pas d'échantillonnages dans le plan de l'image reconstruite $\Delta\eta$ et $\Delta\xi$ dépendent des paramètres d'arrangement holographique (la distance de reconstruction, l'horizon de reconstruction et la longueur d'onde de source) comme il est montré dans l'équation (I.35). Ainsi la taille du champ reconstruit dans ce cas est lié à ces paramètres. Concernant l'approche de convolution qui utilise deux transformées de Fourier le pas d'échantillonnage dans le plan de l'image reconstruit est identique à celui du capteur d'enregistrement et il est indépendant des paramètres d'arrangement holographique. Ainsi, le champ reconstruit a la même dimension physique que celui de l'enregistrement. Cette caractéristique est à la fois un avantage car elle a rendu cette approche plus utilisée pour reconstruire plusieurs profondeurs. C'est un inconvénient parce que pendant le processus de reconstruction seul un fragment de l'objet considéré qui correspond à la taille de la matrice de capteur d'enregistrement est reconstruit.

Une autre différence réside dans le fait que l'image reconstruite par l'approche de convolution peut être considérée comme un zoom de l'image obtenue par l'approche de Fresnel sans utilisation d'une moyenne numérique. De plus, contrairement à l'approche de Fresnel cette méthode n'est pas adaptée pour des objets de grandes tailles par rapport aux dimensions de la caméra d'enregistrement. Bien que différentes techniques ont été proposées pour l'adaptation de l'approche de convolution à des objets étendus ;voir la section (I.3.5.2.2), cela engendre une augmentation du temps de calcul.

Le choix de l'une de ces deux méthodes de reconstruction dépend de l'application envisagée. Habituellement, la transformée de Fresnel est utilisée plus souvent que l'approche de convolution quand les dimensions de l'objet d'étude sont plus grandes que les dimensions du capteur d'enregistrement. Alors que dans le domaine des particules, de la microscopie et d'autres applications où la taille des objets d'étude est inférieure à celle du capteur d'enregistrement, l'approche de convolution est préférable car elle ajoute un zoom aux résultats de reconstruction. Cette approche de reconstruction est bien adaptée aussi pour l'holographie couleur car le champ reconstruit par cette méthode est indépendant de la longueur d'onde de la source.

I.3.5.2.4 Méthode de la transformée de Fourier

Cette méthode de reconstruction est utilisée seulement pour la reconstruction des hologrammes de Fourier sans lentille. Le montage d'enregistrement holographique dit « Fourier lensless » utilisé pour enregistrer ce type d'hologramme a été défini et schématisé dans le paragraphe (I.3.5.2.4). Rappelons que dans ce montage, une onde sphérique qui diverge à partir d'un point source situé dans le plan de l'objet a été utilisée comme une onde de référence pour enregistrer l'hologramme numérique. Dans ce cas l'onde de référence au plan de la caméra CCD est décrite par :

$$A_r = \frac{\exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{d_r^2 + X^2 + Y^2}\right)}{\sqrt{d_r^2 + X^2 + Y^2}} \quad (I.44)$$

$$\approx \frac{1}{d_r} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d_r\right) \exp\left(-i \frac{\pi}{\lambda d_r} (X^2 + Y^2)\right)$$

Le terme $\sqrt{d_r^2 + X^2 + Y^2}$ est la distance entre le point source et le point de coordonnées (X, Y) dans le plan d'enregistrement. L'approximation utilisée dans cette équation est la même que celle qui a été utilisée pour dériver la transformée de Fresnel. En remplaçant l'équation (I.44) dans la formule de reconstruction (I.23) on trouve l'équation suivante :

$$A_r(x, y, d_r) = C \exp\left[+i \frac{\pi}{\lambda d_r} (x^2 + y^2)\right] TF^{-1}[H(X, Y)] \quad (I.45)$$

C est une constante complexe. Donc, un hologramme de Fourier lensless est reconstruit par une simple transformée de Fourier multipliée par un facteur de phase quadratique qui simplifie les mathématiques nécessaires pour la reconstruction numérique. L'inconvénient majeur de cette méthode de reconstruction est que nous n'avons pas la possibilité de la focalisation numérique de l'image reconstruite par la variation de la valeur de la distance de reconstruction d_r , car cette dernière a disparue dans l'expression de l'équation (I.45).

I.3.5.2.5 Autres méthodes de reconstruction

En plus des méthodes étudiées précédemment, plusieurs autres méthodes de reconstruction numérique et qui se basent sur d'autres approches sont également disponibles dans la littérature. Ces méthodes ont été développées pour des applications spécifiques. Parmi ces méthodes on trouve: la transformée de Fresnel Bluestein[31], l'approche de Hartley [32], la transformée en ondelettes [33], la transformée de Fresnel en cascade [34], la reconstruction par Fresnelettes [35]. Récemment une nouvelle méthode basée sur la « compressive sensing » (CS) a été utilisée pour la reconstruction des hologrammes numériques [36,37]. Vu les résultats de reconstruction obtenues par cette méthode, elle est devenue très intéressante.

Ces méthodes ont des champs d'application différents selon la distance de reconstruction, la taille de la caméra utilisée et la longueur d'onde. Pour plus de détails sur ces méthodes de reconstruction numérique, on se reportera aux références citées.

I.4 Les avantages de l'holographie numérique par rapport à l'holographie classique

L'holographie numérique a des avantages significatifs par rapport à l'holographie classique. Ces avantages sont dus essentiellement aux supports utilisés pour enregistrer les hologrammes numériques et aussi à la possibilité de traiter numériquement les données de l'hologramme.

Les avantages liés à l'utilisation des capteurs numériques comme supports d'enregistrement se résument comme suit:

- ✓ Une grande facilité d'enregistrement
- ✓ Les capteurs numériques sont réutilisables une fois les données stockées. Cela permet d'un côté de réduire le coût financier et d'un autre côté, la réalisation d'un nombre illimité d'acquisitions, contrairement à l'holographie classique, qui nécessite à chaque acquisition un nouveau support.
- ✓ Elle permet d'éviter la lourdeur associée au processus de développement chimique car les hologrammes sont numérisés et utilisables directement.
- ✓ Les capteurs numériques commercialisés sont caractérisés par une grande sensibilité, typiquement de $10^{-4} J/m^2$ à $10^{-3} J/m^2$ qui est meilleur par rapport à la sensibilité des émulsions photographiques utilisées dans l'holographie classique qui varie de $5 \times 10^{-3} J/m^2$ à $5 \times 10^{-1} J/m^2$ pour les halogénures d'argent et de $10^2 J/m^2$ à $10^4 J/m^2$ pour les photos polymères. Grâce à cette grande sensibilité, les hologrammes numériques permettent de réduire considérablement le temps d'exposition et la puissance laser nécessaire.
- ✓ l'acquisition rapide de plusieurs hologrammes successifs (Les hologrammes peuvent être enregistrés à une fréquence vidéo) ce qui permet l'étude des objets dynamiques.

Pour ce qui des avantages liés à la numérisation des hologrammes, on peut citer :

- ✓ L'accès numérique à la phase et à l'amplitude du front d'onde reconstruit permet une imagerie à contraste de phase ou à contraste d'amplitude.

- ✓ La reconstruction des hologrammes en temps réel (la possibilité de reconstruire 10 images/seconde).
- ✓ L'accès numérique à l'information enregistrée ouvre de nouvelles possibilités dans la résolution des problèmes tels que la suppression de l'image d'ordre zéros, la réduction de bruit de speckle et la compensation des aberrations, les mesures dynamiques, la détection des déformations dissimulées dans les figures de vibration, le multiplexage et le démultiplexage des informations pour la reconstruction à distance, la refocalisation des images reconstruite. Ces opérations peuvent être effectuées aussi bien avant que durant la reconstruction
- ✓ La reconstruction numérique des hologrammes permet aussi d'éliminer certaines difficultés liées au processus de reconstruction optique telle que l'exigence de l'utilisation de la même onde de référence pour éclairer l'hologramme.

Tous ces avantages ont rendu la technique d'holographie numérique accessible aux non spécialistes et réduit fortement la durée de traitement des hologrammes.

I.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons commencé par une revue générale de la technique d'holographie classique dans laquelle nous avons introduit quelques conventions de vocabulaire et les symboles qui sont utilisés tout au long de cette thèse. Puis nous sommes passés à l'étude de l'holographie numérique dans laquelle nous avons discuté les technologies des capteurs utilisés pour l'enregistrement des hologrammes numériques ainsi que le processus d'enregistrement d'un hologramme numérique et les différentes configurations d'enregistrement puis nous avons discuté en détail la reconstruction numérique d'un hologramme. Différentes approches de reconstruction numérique des hologrammes ont été présentées et discutées. Nous avons focalisé notre attention surtout sur l'approximation de Fresnel et l'approche de convolution qui sont dérivées directement à partir de l'intégrale de diffraction. La reconstruction des hologrammes numériques par l'utilisation de ces deux méthodes a été effectuée et les résultats obtenus sont analysés et comparés. Nous avons également cités les avantages et les inconvénients ainsi que les domaines d'applications de chacune de ces méthodes. Pour l'étude des objets macroscopiques qui se situent à une grande distance d'enregistrement (quelques dizaines de millimètre) la méthode de Fresnel est le meilleur choix en raison de l'utilisation d'une seule transformée de Fourier ce qui lui confère une certaine rapidité par rapport à la reconstruction par l'approche de convolution qui nécessite au moins deux transformées de Fourier. Cependant pour les objets microscopiques l'approche de convolution est préférable.

Malgré les avantages significatifs apportés par la technique d'holographie numérique, elle présente aussi certains inconvénients qui limitent ses champs d'applications. Ces inconvénients sont dus essentiellement à la technologie utilisée pour l'enregistrement des hologrammes numériques. Ces problèmes ainsi que les différentes méthodes utilisées pour résoudre ces problèmes et améliorer la qualité des images reconstruites font l'objet du prochain chapitre de cette thèse.

Références bibliographiques

- [1] D. Gabor, "A new microscopic principle", *Nature*, vol. 161, 777-778., (1948).
- [2] H. P. Hariharan, "optical holography ,principles techniques and applications", Cambridge univ. Press, p 114-116, (1984).
- [3] Loic Denis, "Traitement et analyse quantitative d'hologrammes numériques", Université de Saint-Etienne, thèse doctorat, (2006).
- [4] A. Anand, V. K. Chhaniwal, and B. Javidi, "Imaging embryonic stem cell dynamic using quantitative 3-D digital holographic microscopy", *IEEE Photonics*, vol. 3(3) 546-554, (2011).
- [5] P. Hariharan, "Optical Holography : Principles, techniques and applications", Cambridge Univ. Press, Sydney, 2nd edition, (1996).
- [6] R. J. Collier, C. B. Burckhardt, and L. H. Lin, "Optical holography". Academic Press, New York, (1971).
- [7] H. J. Caulfield, "Handbook of optical holography", Academic Press, New York, (1979).
- [8] G. W. Stroke, "An Introduction to Coherent Optics and Holography", Academic Press, New York, 2nd edition, (1969).
- [9] T. Kreis, "Holographic Interferometry – Principles and Methods", Akademie Verlag series in Optical Metrology vol. 1, Akademie Verlag GmbH, Berlin, (1996).
- [10] W. Jueptner and U. Schnars, "Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques", Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, (2005).
- [11] H. J. Tiziani, "Real- time Metrology with BSO Crystals", *Optica Acta*, vol. 29, 463-470, (1982).
- [12] X. Wang, R. Magnusson, A. Haji-Sheikh, "Real time holography with photorefractive interference holograms", *Appl. Optics*, vol. 32, 1983-1986 (1993).
- [13] V. L. Tuft, "Fringe resolution in digital holographic interferometry", Group of Technical Optics, Department of Physics, Norwegian University of Science and Technology Trondheim, Norway, thèse de doctorat, (2001).
- [14] P. Smigielski, "Holographie Industrielle", Edition Teknéa, Toulouse, (1994).
- [15] M. E. Fourney, J. H. Matkin et A. P. Waggoner, "Aerosol Size and Velocity Determination via Holography", *The Rev. of Scientific Instr.*, vol. 40, 205-213, (1969).
- [16] J. D. Trolinger, "Particle field holography", *Opt. Eng.*, vol. 14 (5), 383-392, (1975).
- [17] B.J. Thompson, J.H. Ward, and W.R. Zinky, "Application of hologram techniques for particle size analysis", *Appl. Opt.*, vol. 6 (3), 519-526, (1967).
- [18] R. J. Collier, E. T. Doherty and K. S. Pennington, "Application of moire techniques to holography", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 7(8), 223-225, (1965).
- [19] R. E. Brooks, L. O. Heinger, and R. F. Wuerker, "Interferometry with a holographically reconstructed comparison beam", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 7(9), 248-249, (1965).
- [20] R. L. Powell and K. A. Stetson, "Interferometry vibration analysis by wavefront reconstruction", *Journ. Opt. Soc. Amer.*, vol. 55(12), 1593-1598, (1965).
- [21] J. M. Burch, A. E. Ennos, and R. J. Wilton, "Dual and multiple-beam interferometry by wavefront reconstruction", *Nature*, vol. 5. 1015-1016, (1966).
- [22] K. A. Haines and B. P. Hildebrand, "Surface-deformation measurement using the wavefront reconstruction technique", *Appl. Optics*, vol. 5(4), 595-602, (1966).

- [23] U. Schnars and W. Jüptner, "Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction" *Appl. Optics*, vol. 33(2) :179-181, (1994).
- [24] F. Verpillat, "Suivi 3D de nanoparticules d'or par holographie digitale", *Instrumentation and Detectors. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, thèse de doctorat N° 66301*, (2012).
- [25] V. Palero, M. P. Arroyo, and J. Soria, "Digital holography for microdroplet diagnostics". *Experiments in Fluids*, 43(2-3), 185-195, (2007).
- [26] S.L. Pu, D. Allano, B. Patte-Rouland, M. Malek, D. Lebrun, and K.F. Cen "Particle field characterization by digital in-line holography: 3d location and sizing". *Experiments in fluids*, 39(1), 1-9, (2005).
- [27] E. N. Leith and J. Upatnieks, "Reconstructed wavefronts and communication theory", *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 52(10), 1123-1128, (1962).
- [28] J. W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics". McGraw Hill, Boston, 2nd edition edition, (1996).
- [29] Th. Kreis, M. Adams, W. Jüptner, "Methods of digital holography : a Comparison", in *Optical Inspection and Micromasurements II*, C. Goreckieds, *Proceedings SPIE*, vol. 3098, 224-233 (1997).
- [30] Th. Kreis, "Frequency analysis of digital holography with reconstruction by convolution", *Optic. Eng.*, vol. 41, 1829-1839 (2002).
- [33] L. Onural, "Diffraction From a Wavelet point of view", *Optics lett.*, vol. 18(11), 846-848, (1993).
- [35] M. lieblich, "On Fresnelets , Interferences Fringes, and Digital holography", *Ecole Polytechnique Fédérale Lausanne, thèse de doctorat N°2977*, (2004).
- [36] Y. Rivenson, A. Stern, and B. Javidi, "Overview of compressive sensing techniques applied in holography," *Appl. Optics*. vol. 52, A423-A432 (2013).
- [37] K. Choi, R. Horisaki, J. Hahn, S. Lim, D. Marks, T. Schulz, and D. Brady, "Compressive holography of diffuse objects", *Appl. Optics*, vol. 49, H1-H10 (2010).
- [38] P. Tankam, "Méthodes d'holographie numérique couleur pour la métrologie sans contact en acoustique et mécanique", *Laboratoire d'Acoustique, Université du Maine, thèse de doctorat*, (2010).

Chapitre II

Optimisation des images reconstruites par holographie numérique

..... Sommaire

II.1	Introduction	43
II.2	Optimisation de l'enregistrement d'un hologramme numérique	44
II.2.1	Conditions d'enregistrement d'un hologramme numérique	44
II.2.1.1	Distance minimale d'enregistrement	47
II.2.1.2	Réduction de l'angle d'imagerie	50
II.2.2	L'optimisation du rapport d'intensité I_R/I_O	52
II.3	Optimisation de la qualité de l'image reconstruite	53
II.3.1	Les différents facteurs qui affectent la qualité de l'image reconstruite	53
II.3.2	Quelques techniques pour améliorer la qualité de l'image reconstruite	54
II.3.2.1	Amélioration de la résolution	54
II.3.2.2	Refocalisation numérique des images reconstruites	57
II.3.2.3	Suppression de l'image jumelle et de l'image d'ordre zéro	60
II.3.2.4	Réduction du bruit de Speckle	60
II.4	Conclusion	60
	Références bibliographiques	62

II .1 Introduction

L'holographie numérique doit principalement son avantage par rapport à l'holographie classique à l'utilisation des capteurs électroniques comme support d'enregistrement, cependant elle est sujette également aux mêmes problèmes fondamentaux rencontrés en holographie classique, à savoir, la présence de l'image d'ordre zéro et de l'image jumelle et le bruit de speckle. A cause des caractéristiques des dispositifs d'enregistrement utilisés en holographie numérique, les effets de ces deux problèmes sont plus gênants que dans l'holographie optique. En outre la limite du nombre et de la taille des pixels du dispositif CCD/CMOS, c'est-à-dire la faible résolution de ce dernier par rapport aux émulsions holographiques à haute résolution, est le principal inconvénient de l'holographie numérique.

Avec la multiplication des applications de l'holographie numérique, l'acquisition des images reconstruites de haute qualité est devenue un thème de recherche très important dans ce domaine, qui mobilise beaucoup d'équipes de recherche. Actuellement, ces recherches portent essentiellement sur l'amélioration des méthodes d'acquisition des hologrammes numériques, sur l'optimisation de la résolution de l'image reconstruite, sur la suppression de l'image d'ordre zéro et de l'image jumelle et sur l'amélioration des techniques de traitement d'image numérique pour réduire le bruit de speckle dans l'image reconstruite afin de restaurer le maximum d'informations dans les trois dimensions.

L'objet de ce chapitre est de montrer l'influence des paramètres expérimentaux liés à l'architecture du montage sur l'optimisation de l'image reconstruite. On s'intéresse également à l'étude et à la réduction des différents bruits qui influent sur la qualité de l'image reconstruite et principalement à la suppression de l'image jumelle et l'image d'ordre zéro ainsi qu'à la réduction de bruit de speckle.

II.2 Optimisation de l'enregistrement d'un hologramme numérique

Pour produire des hologrammes de bonne qualité, les composants optiques et mécaniques doivent toujours être fixés de manière à prévenir les mouvements parasites ou les vibrations [1]. Les sources de vibrations comme les transformateurs, les ventilateurs, le refroidissement à l'eau, ou tout autre source doivent être tenues à l'écart du montage holographique. Un obturateur mécanique ne devrait pas être monté sur la même table isolée contre les vibrations que le montage holographique. Si les mouvements ne peuvent pas être évités, un laser pulsé doit être utilisé.

La qualité du faisceau laser élargi en éclairant l'objet peut être nettement amélioré en utilisant un filtre spatial, c'est-à-dire un objectif de microscope suivi d'un trou microscopique. Les poussières et les rayures sur les surfaces optiques produisent un bruit spatial. Le filtre spatial permet d'obtenir une source considérée comme ponctuelle générant une onde sphérique et supprime l'essentiel du bruit indésirable. Ainsi, il produit un éclairage propre qui est proche du profil gaussien idéal du faisceau laser.

Bien que ces procédures pour optimiser la géométrie d'enregistrement permettent d'améliorer l'enregistrement des hologrammes numériques, elles ne sont pas cependant suffisantes. L'enregistrement d'un hologramme ne peut être réussi qu'avec la vérification de certaines conditions imposées par la technologie d'enregistrement. Etant donné que les capteurs numériques sont des dispositifs discrets qui jouent le rôle d'un convertisseur analogique numérique qui transforme le signal continu (le motif de frange microscopique formé optiquement par l'interférence entre l'onde de référence et l'onde objet) en un signal numérique (hologramme discrétisé), cela nous oblige à éviter l'apparition du phénomène de repliement spectral lié au processus d'échantillonnage du signal. La théorie du signal a fourni depuis longtemps une explication sur l'origine de ce phénomène, ainsi qu'un critère simple permettant de l'éviter (le critère de Shanon). Cependant, le respect de ce dernier impose certaines conditions d'enregistrement. D'autres facteurs propres à la technologie d'enregistrement agissent pour limiter de manière significative les performances du système d'enregistrement holographique, notamment ceux liés à la taille finie de l'ouverture des capteurs et à la surface active du pixel.

En ce qui nous concerne, on s'intéresse particulièrement dans ce qui suit aux conditions d'enregistrement imposées par le faible pas d'échantillonnage et la nécessité de respecter le théorème de Shanon pour éviter le phénomène de repliement spectral. L'influence de la taille de la surface active du pixel et de la taille de l'ouverture du capteur ont déjà fait l'objet d'études détaillées dans les références [2-6] .

III.2.1 Conditions d'enregistrement d'un hologramme numérique

Comme nous l'avons déjà souligné dans le chapitre I, l'holographie numérique a bénéficié des avantages apportés par l'utilisation des capteurs électroniques comme milieux d'enregistrement, comme la facilité d'enregistrement et l'acquisition rapide de plusieurs hologrammes successifs. Cependant la limite du nombre et de la taille des pixels des capteurs

numériques disponibles imposent quelques conditions d'enregistrement. Etant donné que l'acquisition numérique des hologrammes est fondée sur l'échantillonnage de la figure primaire des franges microscopiques générées par la superposition de l'onde de référence et de l'onde objet, cela nous impose de remplir les conditions du théorème d'échantillonnage si une bonne reconstruction est prévue, dans le cas contraire nous aurons une perte d'information due au trop faible échantillonnage, ce qui engendrera un repliement spectral.

Les capteurs disponibles dans les marchés, actuellement, ont des tailles de pixels comprises entre $2\mu m$ à $20\mu m$ [9] et qui correspondent à une résolution spatiale comprise entre $50mm^{-1}$ et $500mm^{-1}$. Ces résolutions restent très inférieures à celles des supports photosensibles utilisés dans l'holographie analogique. Ces capteurs présentent de loin la plus basse résolution spatiale pour l'enregistrement d'un hologramme. La taille d'une puce CCD/CMOS standard n'est que de quelques millimètres, alors que la taille d'une plaque photosensible peut atteindre plusieurs centimètres. Comme résultat, ces deux contraintes (le respect du théorème d'échantillonnage et la faible résolution du capteur numérique) provoquent une limitation sur la taille de l'objet à étudier et sa position par rapport au support d'enregistrement.

Considérons pour l'instant un support d'enregistrement numérique, quelque soit la technologie utilisée (CMOS ou CCD). C'est généralement une matrice rectangulaire ou carrée qui comporte respectivement dans les directions X et Y du plan d'enregistrement $N \times M$ pixels de pas $p_x \times p_y$. Chacun de ces pixels est de dimension $\Delta x \times \Delta y$, voir la figure II.1(a).

Dans l'analyse qui suit, on suppose l'utilisation d'une onde de référence plane, ce qui est le plus fréquemment utilisé en holographie numérique. θ est l'angle entre l'onde objet émise d'un point marginal P et l'onde de référence. L'interfrange i ou la distance entre deux franges successives formant l'hologramme en H est donnée par [1]:

$$i = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (II.1)$$

Afin d'assurer une utilisation efficace des pixels CCD/CMOS, il est important que le théorème d'échantillonnage soit respecté à travers l'ensemble des pixels. Le théorème d'échantillonnage exige que l'interfrange i doit être échantillonnée avec au moins deux pixels voire la figure II.1(b), soit par exemple dans une direction x :

$$i \geq 2p_x \quad (II.2)$$

La condition décrite dans l'équation ci-dessus, peut être aussi exprimée en termes de fréquences spatiales. Dans le cas de l'holographie numérique, la fréquence d'échantillonnage f_e correspond à l'inverse de l'inter-pixel du capteur (p_x ou p_y selon la dimension prise en compte) et la fréquence du signal f_s étudiée est l'inverse de l'interfrange i soit [8]:

$$f_e = \frac{1}{\max(p_x, p_y)} \text{ et } f_s = \frac{1}{i} = \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda} \quad (\text{II.3})$$

Donc, la condition d'échantillonnage peut être réécrite à nouveau sous la forme suivante :

$$f_s \leq \frac{1}{2 \max(p_x, p_y)} \quad (\text{II.4})$$

Les paramètres de la matrice du support d'enregistrement à savoir p_x et p_y sont fixes. Nous ne pouvons pas augmenter l'échantillonnage spatial ce qui impose des limitations sur l'angle θ . Dans tous les cas pratiques, cet angle reste très petit, nous pouvons alors considérer que l'approximation $\sin \frac{\theta}{2} \approx \frac{\theta}{2}$ reste valable dans les calculs. La combinaison des deux équations précédentes permet l'obtention de la limite supérieure de l'angle θ :

$$\theta_{\max} = 2 \arcsin \left(\frac{\lambda}{4 \max(p_x, p_y)} \right) \approx \frac{\lambda}{2 \max(p_x, p_y)} \quad (\text{II.5})$$

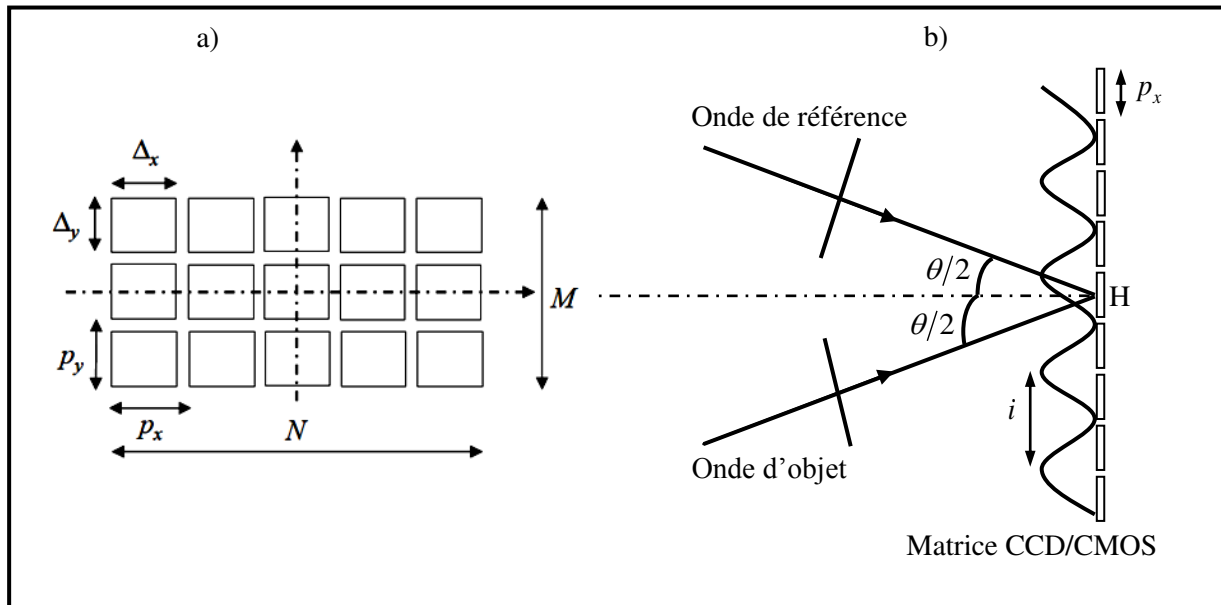


Figure II.1 : a) Représentation schématique d'un capteur numérique, b) Echantillonnage d'un motif de frange sinusoidal.

Cette approximation est valable pour les petits angles, en outre l'inter-pixel est la quantité qui limite l'angle maximale entre l'onde de référence et l'onde objet. En raison d'éclaircissement, nous présentons l'exemple suivant : pour un laser (He-Ne) avec une longueur d'onde de $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ et une caméra CCD avec un inter-pixel de $p_x = p_y = 6,8 \mu\text{m}$, l'angle maximale entre l'onde de référence et l'onde objet doit être inférieur à 2.81° si une bonne reconstruction est prévue.

L'angle entre le faisceau objet et le faisceau référence nécessite un réglage relativement fin afin de satisfaire aux conditions d'échantillonnage. Si cet angle d'enregistrement est plus grand que l'angle maximum acceptable, ce qui arrive lorsque les objets observés sont de grandes dimensions, l'hologramme sera sous-échantillonné. En conséquence, seuls les petits objets peuvent être enregistrés et ils doivent être placés loin du capteur d'enregistrement [9]. Pour les objets de grande taille, d'autres techniques servant à les enregistrer ont été proposées et que nous allons détailler ultérieurement.

II.2.1.1 Distance minimale d'enregistrement

La limitation de l'angle d'interférence induite par la faible résolution spatiale des capteurs d'enregistrement disponible est considérée comme un problème fondamental de l'holographie numérique. La restriction sur cet angle est obtenue soit par l'utilisation d'objets de dimensions latérales assez petites soit par le positionnement des objets assez loin du support d'enregistrement. Intéressons nous à ce cas là.

Pour un objet d'une certaine taille latérale, la distance d'enregistrement qui le sépare du capteur d'enregistrement doit être supérieure à une valeur minimale $d_{\min}$, de sorte que l'onde sphérique à partir de chaque point de l'objet interfère avec l'onde de référence dans le plan d'enregistrement avec un angle inférieur à $\theta_{\max}$ [10]. Dans l'analyse qui suit, on va étudier la distance minimale d'enregistrement dans le cas des configurations en ligne et hors axe.

A. Configuration en-ligne

Pour simplifier, on suppose l'utilisation d'une onde de référence plane tombant en incidence normale sur le capteur CCD. L'angle maximal $\theta_{\max}$ toléré a lieu entre l'onde objet émise du point du bord le plus bas de l'objet et l'onde de référence au point le plus élevé de la CCD voir la figure ci-dessous.

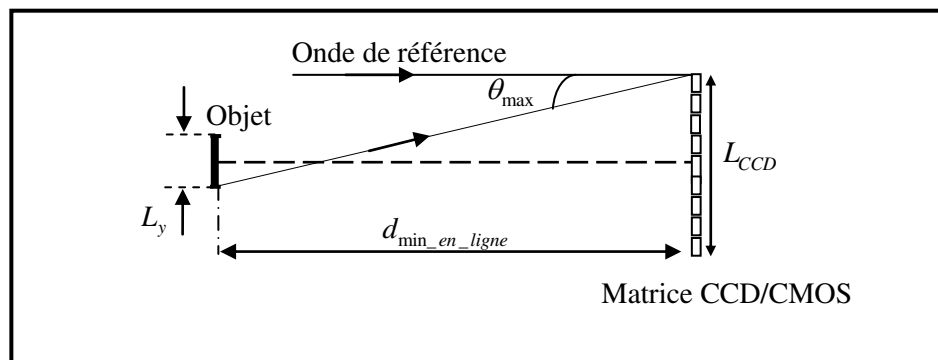


Figure II.2: Schéma simplifié d'un dispositif en ligne.

Pour simplifier l'étude, une seule dimension est prise en compte, supposons aussi que le centre de l'objet et celui de la matrice CCD sont tous les deux positionnés sur l'axe optique du système. D'après cette figure l'angle maximal d'interférence peut être donné par:

$$\tan(\theta_{\max}) = \frac{L_y/2 + L_{\text{CCD}}/2}{d_{\min}} \quad (\text{II.6})$$

On considère l'approximation $\tan(\theta_{\max}) \approx \theta_{\max}$ et on inverse l'équation (II.6) on obtient la distance d'enregistrement minimale admissible dans le cas de l'holographie en ligne:

$$d_{\min_en_ligne} = \frac{L_y + L_{\text{CCD}}}{2\theta_{\max}} \quad (\text{II.7})$$

L_y et L_{CCD} sont respectivement la taille latérale de l'objet et la taille du matrice CCD le long de l'axe Y .

Si on inverse l'égalité (II.7) on peut aussi définir la taille latérale maximale admissible de l'objet :

$$L_{y_max} = 2\theta_{\max} d_{\min_en_ligne} - L_{\text{CCD}} \quad (\text{II.8})$$

B. Configuration hors axe

Dans l'holographie hors axe, les axes de l'onde de référence et l'onde objet sont séparés et entièrement distincts dans le but d'assurer une séparation des trois ordres de diffraction lors de la reconstruction. Donc, dans cette configuration, un angle θ est introduit entre les axes de l'onde de référence et l'onde objet, cela est réalisé typiquement en plaçant l'objet à une distance de décalage " b " s'écartant de l'axe optique de système, tandis que l'onde de référence est plane et tombant en incidence normale sur le capteur d'enregistrement.

Afin d'assurer une séparation complète des images conjuguées l'une de l'autre et à partir de l'ordre zéro de diffraction, l'angle de séparation doit être supérieur à une valeur minimale $\theta_{\min} = \sin^{-1}(3B\lambda)$, où B est la fréquence maximale continue dans l'onde objet [10].

Supposons le cas d'un montage hors axes de Fresnel où un objet de taille latérale $L_x \times L_y$ est placé à une distance d par rapport au plan d'enregistrement, la largeur de la bande spectrale de l'objet dans le plan hologramme est confinée à l'intérieur d'un rectangle centré de dimensions $2B_x \times 2B_y$ où [10] :

$$2B_x = \frac{L_x}{\lambda d} \text{ et } 2B_y = \frac{L_y}{\lambda d} \quad (\text{II.9})$$

Si l'objet est décalé le long de l'axe Y comme il est illustré dans la figure ci-dessous, la largeur de la bande spectrale de l'objet $2B_y$ dans la direction Y présente un intérêt. En outre, l'angle minimal admissible $\theta_{\min}$ est donné approximativement par :

$$\theta_{\min} \simeq \frac{3L_y}{2d} \quad (\text{II.10})$$

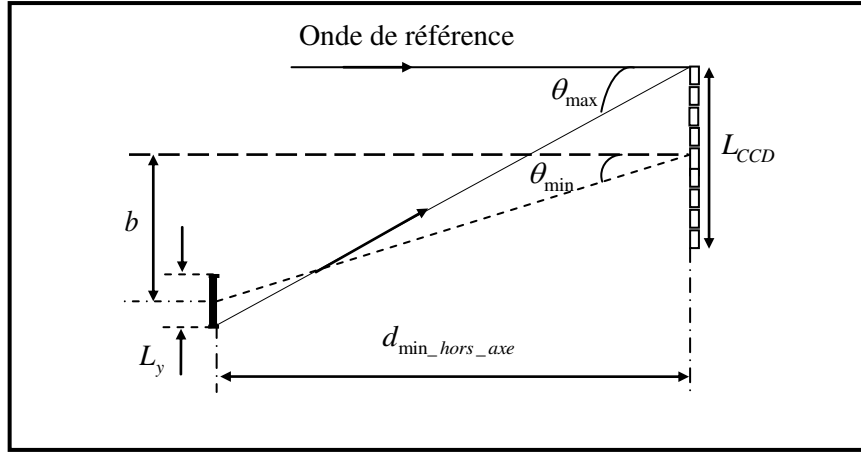


Figure II.3 : Schéma simplifié d'un dispositif hors axe.

L'enregistrement numérique d'un hologramme hors axe est lié par l'accomplissement de deux conditions simultanément. La première est la position de l'objet qui doit être déterminée avec soin de manière à assurer que l'angle de séparation est supérieure de l'angle minimale admissible $\theta_{\min}$, la deuxième est la conformité à la limitation de l'angle maximale d'interférence $\theta_{\max}$

Tenant compte de l'exigence des deux angles, la relation entre la distance minimale admissible $d_{\min_hors_axe}$ et la taille de l'objet peut être écrite comme suit:

$$d_{\min_hors_axe} = \frac{L_{CCD} + L_y + 2b}{2\theta_{\max}} \quad (\text{II.11})$$

Où $b = d_{\min_hors_axe} \times \theta_{\min}$ la combinaison de cette égalité avec l'équation (II.10) et l'équation (II.11) nous donne la relation finale de $d_{\min_hors_axe}$:

$$d_{\min_hors_axe} = \frac{L_{CCD} + 4L_y}{2\theta_{\max}} \quad (\text{II.12})$$

Si on inverse l'égalité (II.12) on peut aussi définir la taille maximale admissible de l'objet :

$$L_y = \frac{1}{4} (2d_{\min_hors_axe} \theta_{\max} - L_{CCD}) \quad (\text{II.13})$$

II.2.1.2 Réduction de l'angle d'imagerie

Comme nous l'avons vu précédemment, la restriction sur l'angle d'interférence est obtenue soit par l'utilisation d'objets de dimensions latérales assez petites, soit par l'emplacement des objets assez loin du capteur d'enregistrement. Cela limite l'application de l'holographie numérique aux objets de grande taille ou à des objets minuscules placés très proches du capteur électronique. Or dans la majorité des applications métrologiques par exemple, des objets de grande taille sont manipulés. Pour exemple, pour enregistrer un objet de dimension latérale de 50cm sur une caméra CCD avec un inter-pixel de $p_x = 6,8\mu\text{m}$, il nous faut 5.4m de distance entre l'objet et la CCD, ce qui n'est pas pratique, sachant que l'indice de réfraction varie significativement durant l'enregistrement holographique, l'isolation de la vibration devient plus difficile, ou plus simplement l'enceinte du laboratoire est limitée [1]. Des chercheurs ont fourni des efforts pour développer des techniques permettant d'enregistrer des objets de grandes tailles à des distances raisonnablement courtes [11-14].

Les auteurs de la référence [11] ont proposé une méthode simple pour résoudre le problème de l'enregistrement d'un objet de grande taille dans l'holographie numérique. Un schéma montrant le principe de cette méthode est illustré dans la figure II.4. Comme on peut le voir sur cette figure, une lentille divergente est placée entre l'objet et le capteur d'enregistrement. Cette lentille génère une image virtuelle de l'objet à une distance d du capteur, dans ce cas l'hologramme enregistré est formé par l'interférence entre l'onde émergente à partir de cette image virtuelle et l'onde de référence ce qui a pour effet de réduire considérablement l'angle d'imagerie. A noter que dans l'étape de reconstruction, pour un hologramme enregistré comme indiqué ci-dessus, nous avons à considérer la distance entre la petite image virtuelle de l'objet et la CCD, qui est maintenant $d = a + s'$ au lieu de la distance $a + s$.

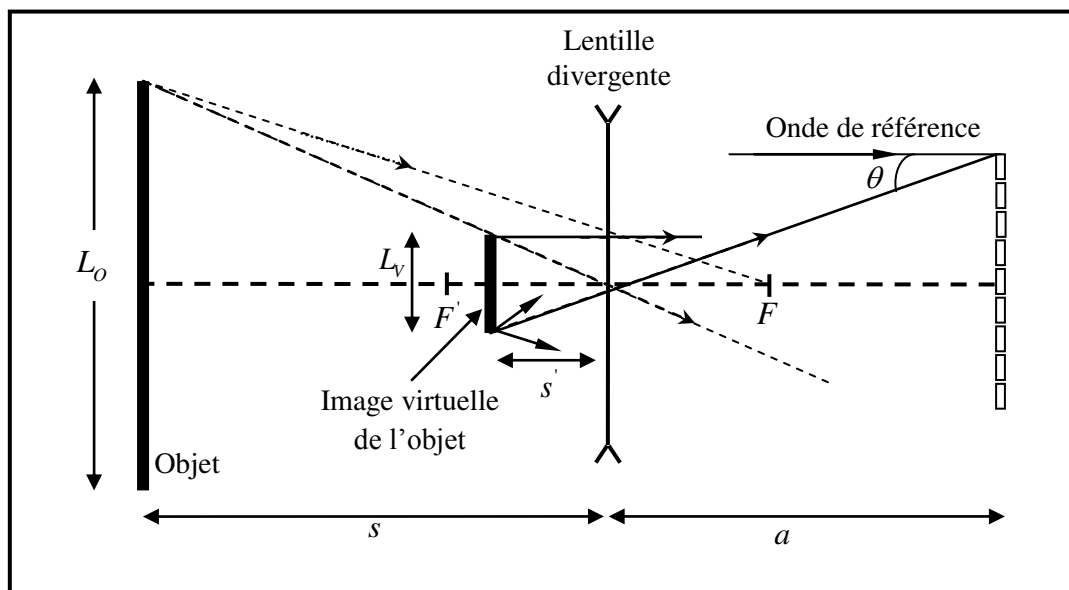


Figure II.4: Réduction de l'angle d'imagerie par l'utilisation d'une lentille divergente.

Une méthode alternative pour réduire l'angle d'imagerie consiste à utiliser une lentille convergente [1] comme il est indiqué dans la figure II.5(a). Dans ce cas, l'image réduite générée par la lentille convergente est réelle et apparaît renversée. Cependant, l'utilisation d'une lentille divergente, est plus pratique car la longueur totale $s + a$ de l'arrangement du montage est plus courte et par conséquent son utilisation est plus recommandée. Mundt et al.[12] ont développé une méthode fondée sur le même principe que les deux méthodes précédentes mais qui utilise un système de plusieurs lentilles convergentes et divergentes. La figure II.5(b) illustre un exemple d'un tel système avec deux lentilles divergentes. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de résoudre le problème de l'enregistrement des objets de grande taille tout en optimisant la configuration d'enregistrement en ce qui concerne la distance entre l'objet et le capteur d'enregistrement.

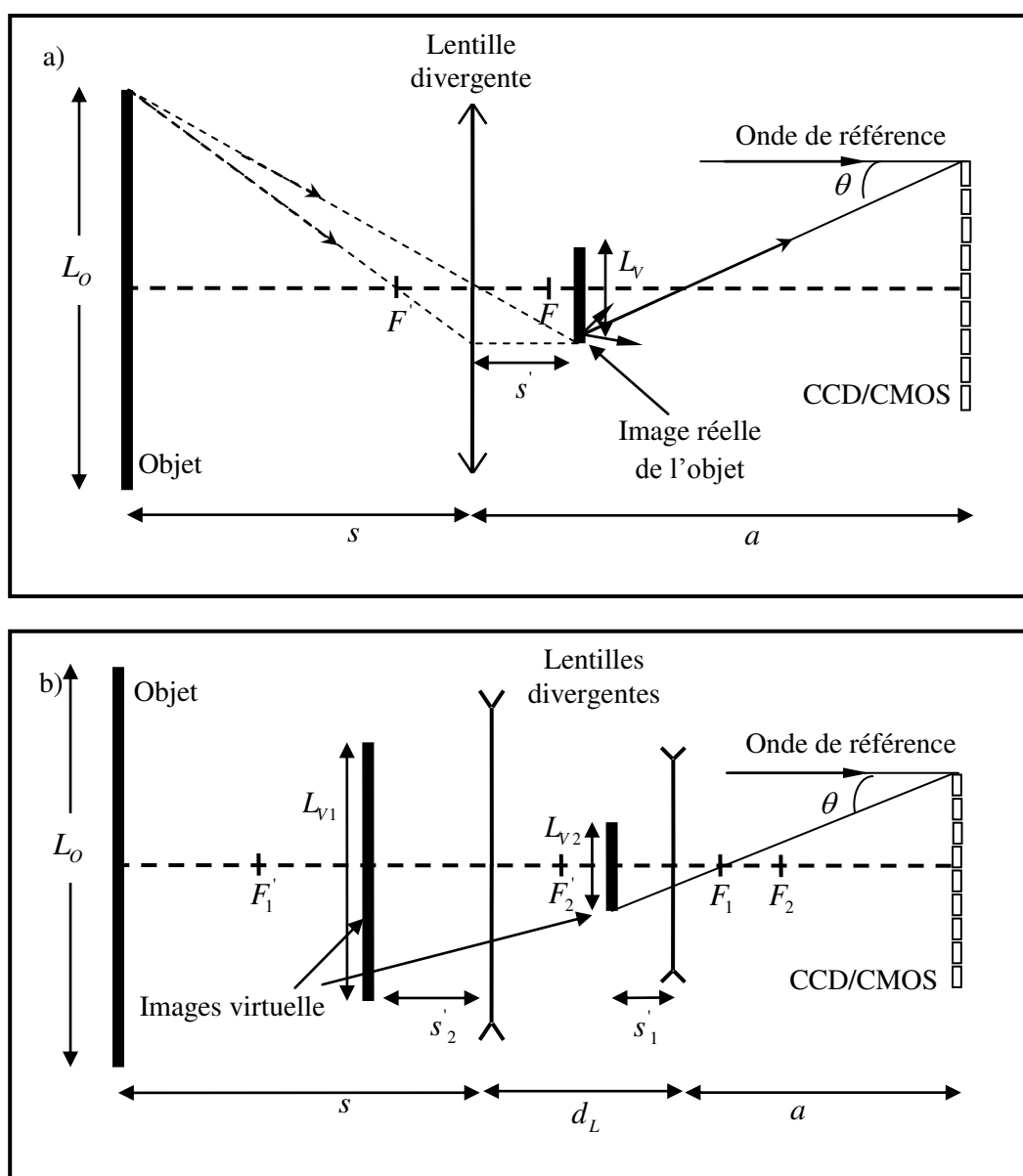


Figure II.5: Réduction de l'angle d'imagerie, a) par l'utilisation d'une lentille convergente, b) par l'utilisation d'un système à deux lentilles divergentes.

Une autre approche proposée par les auteurs des références [13, 14] pour réduire le grand angle de champs causé par la grande taille de l'objet, consiste à introduire une ouverture de dimension appropriée entre l'objet et la CCD, figure II.6. Cette ouverture bloque les faisceaux lumineux qui font un grand angle avec le faisceau de référence. Cette technique sert à restreindre l'angle maximal entre l'onde objet et l'onde de référence. Comme on peut le constater dans la figure II.6, seulement l'information des points venant de la région centrale de l'objet vont être complètement enregistrée, là où tous les pixels de la CCD contribuent à l'enregistrement de cette information. À cause de l'effet du vignettage, plusieurs enregistrements doivent être effectués en déplaçant l'ouverture pour couvrir le champ complet de tout l'objet.

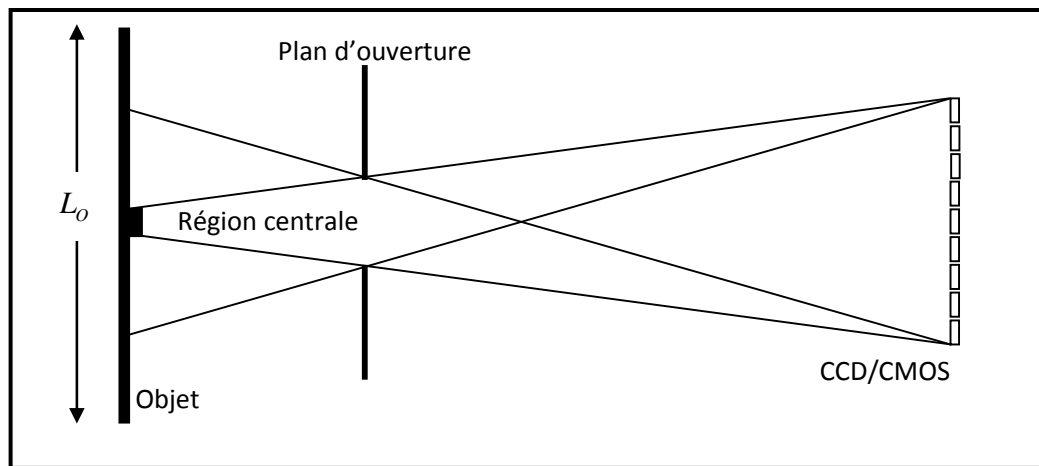


Figure II.6 : Réduction de l'angle d'imagerie par l'utilisation d'ouverture.

II.2.2 L'optimisation du rapport d'intensité I_R/I_O

L'hologramme est un profil d'interférence qui résulte de la superposition d'une onde de référence et une onde diffusée par un objet. Selon la théorie du phénomène d'interférences, le contraste maximal d'un motif d'interférence est obtenu lorsque les intensités des deux ondes à interférer sont égales [15]. Dans sa thèse, YAN Li [7] a expliqué que pour un signal très faible, le bruit de la CCD a un effet plus grand que celui dans le cas d'un signal plus fort et que dans l'holographie numérique l'onde objet est une lumière réfléchiée à partir de la surface de l'objet à étudier, cela signifie que l'intensité de l'onde objet est beaucoup plus faible que l'intensité de l'onde qui a été utilisé pour éclairer l'objet, donc l'intensité de l'onde diffusée à partir de la surface de l'objet est très faible par rapport à celle de l'onde référence. Puis à travers une analyse expérimentale basée sur l'acquisition de plusieurs hologrammes en variant le rapport d'intensité entre l'onde objet et l'onde de référence pendant chaque enregistrement et en comparant les images reconstruites à partir de ces différents hologrammes. On est sortie par un résultat qui est en accord avec la théorie des interférences citée précédemment et confirme que le meilleur contraste des franges d'un hologramme numérique peut être obtenu lorsque l'intensité de l'onde de référence et de l'onde objet sont proche l'une de l'autre.

Donc pour pouvoir enregistrer correctement un hologramme avec plus d'informations à partir de l'objet et également limiter le bruit de fond de manière à obtenir la meilleure image

holographique reconstruite possible, il doit y avoir une optimisation de rapport d'intensité I_R/I_O dans la procédure d'enregistrement. Le rapport d'intensité est ajusté en utilisant des filtres de densité neutre (NDF) pour atténuer l'intensité de l'onde de référence. Les filtres (NDF) sont mis dans le chemin optique de l'onde de référence et il doit avoir un grand facteur d'atténuation pour rendre les intensités des deux ondes comparables.

II.3 Optimisation de la qualité de l'image reconstruite

II.3.1 Les différents facteurs qui affectent la qualité de l'image reconstruite

Il existe différents types de bruit qui affectent la qualité des images reconstruites à partir des hologrammes numériques. Les sources de ces bruits sont multiples et très variées à la fois dans leurs origines et dans leurs degrés d'apparition. Les plus importants sont : le bruit de speckle et le bruit relatif à l'image d'ordre zéro et l'image jumelle. La qualité de l'image est également dégradée par les réflexions et les figures d'interférence parasites générées par tout genre d'objets (particules de poussière, support, lame de verre, polariseur, ... etc) qui se trouvent sur le chemin optique. Ces objets sont d'autant plus gênants qu'ils sont situés près du capteur. L'image reconstruite est aussi confrontée au bruit dû aux vibrations lors de l'enregistrement et aux aberrations.

Une autre liste de bruits comprend ceux qui sont générés par la caméra. La caméra réalise les opérations de détection, d'échantillonnage et de quantification. Ces trois opérations sont génératrices de bruit [16], parmi lesquels : Le bruit thermique dû aux fluctuations thermiques aléatoires des photo-détecteurs de la caméra et le bruit de non uniformité de pixel dû au fait que chaque pixel a une réponse légèrement différente. Ces deux derniers sont rencontrés lors de l'opération de détection. Dans l'opération d'échantillonnage, on compte le bruit induit par l'intégration sur le pixel et le phénomène d'aliasing causé par le sous échantillonnage de l'hologramme. Le bruit de quantification dû à la conversion analogique-numérique est plus important quand les objets sont petits et placés loin du capteur. Loin des bruits provoqués par la caméra, il peut y avoir un autre type : Le bruit de calcul dû à la mise en œuvre matérielle et à la représentation binaire des algorithmes numériques, ce bruit est extrêmement faible pour les ordinateurs modernes de précision 64 bits [17], mais il reste une source de bruit et dépend de l'algorithme de reconstruction utilisé.

La majorité de ces sources de bruit peut être modélisée comme une source de bruit additive. Plusieurs auteurs [18, 25] ont abordé ces sources de bruit et leurs influences sur la qualité de l'image reconstruite en holographie numérique et plusieurs contributions y sont faites dans le but de l'optimisation de la qualité des images reconstruites en mettant fin à ces bruits. Quelques techniques parmi elles sont discutées dans la section suivante.

II.3.2 Quelques techniques pour améliorer la qualité de l'image reconstruite

En holographie numérique, la qualité de l'image reconstruite peut être améliorée en optimisant les méthodes d'acquisition des hologrammes en s'appuyant sur les conditions appropriées pour l'enregistrement des hologrammes sur les capteurs numérique afin d'éviter le repliement spectral (aliasing), en perfectionnant les différents paramètres expérimentaux liés à l'architecture du montage. Egalement, Elle peut être améliorée considérablement en réduisant les différents bruits qui l'influent. Comme nous avons vu auparavant, les sources de bruit dans l'holographie numérique sont multiples et variées. Plusieurs équipes de recherche se sont penchées sur les procédés adéquats à élaborer pour essayer de minimiser la présence de ces bruits dans les images reconstruites dans l'holographie numérique. À titre d'illustration, nous citons quelques contributions pour réduire ces bruits :

L'auteur de la référence [16] a montré que l'effet des bruits du aux réflexions et aux figures d'interférence parasites peut être quasiment supprimé par soustraction d'une "image de fond", c'est à dire d'un hologramme sans l'objet d'intérêt. Mills et al. ont mené une analyse théorique et expérimentale de l'influence de la profondeur des bits sur la quantification [26]. Ils ont montré qu'une reconnaissance visuelle adéquate de l'image reconstruite est obtenue avec l'utilisation d'au moins 4 bits. Alors que l'utilisation d'une profondeur de bits inférieurs à 4 bits introduit un effet de bruit de speckle lié à la modulation de phase. Plus récemment et dans le même contexte, N. Pandey et B. Hennelly [17] ont étudié l'influence de l'erreur de quantification dans les hologrammes numériques sur la fidélité de l'intensité et de la phase de l'image reconstruite et ils ont dérivé un modèle théorique simple qui prédit l'effet de la quantification de l'hologramme numérique sur les valeurs d'intensité et de phase de l'image reconstruite. À partir de leur modèle théorique, ils ont proposé une méthode de réduction du bruit résultant de la quantification dans l'intensité de l'image reconstruite.

Mais les plus grands efforts sont consacrés au développement des techniques pour la suppression de l'image jumelle et l'image d'ordre zéro, pour réduire le bruit de speckle et pour améliorer la résolution de l'image reconstruite aussi pour la refocalisation numérique des images reconstruites. La grande importance qui a été donnée à ces techniques et leur rôle significatif dans l'optimisation de l'image reconstruite nous ont amené à nous y intéresser.

II.3.2.1 Amélioration de la résolution

La résolution d'une image reconstruite en holographie numérique est déterminée par l'ouverture numérique du capteur d'enregistrement, ou de manière équivalente par la plage des fréquences spatiales capturées par le système [27]. Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, la taille de la matrice CCD/CMOS disponible dans les marchés est limitée ce qui limite par conséquent la résolution de l'image reconstruite. Pour cela, différentes approches ont été développées afin de l'augmenter.

Les auteurs de la référence [28] ont expliqué que la résolution peut être améliorée en élargissant la zone sensible du capteur car en raison de la taille limitée des capteurs numériques commercialisés qui ne dépasse pas généralement quelques millimètres, le capteur

ne peut recevoir qu'une très petite partie de l'onde objet. Cependant, cela est irréalisable pratiquement car la fabrication d'un capteur avec un tel caractère entraîne une augmentation de la capacité, ce qui provoque un faible taux de transfert de charge. D'un autre côté, ils ont montré également que la résolution de l'image reconstruite peut être améliorée si la plus grande partie de l'onde d'objet atteint la puce CCD. En se basant sur cette idée, ils ont implanté un réseau de diffraction dans le dispositif d'enregistrement qui a pour rôle de rediriger les composantes de diffraction de haute fréquence vers la zone sensible du capteur. Cette situation est illustrée dans la figure II.7. Un réseau linéaire permet d'améliorer la résolution dans une seule direction, tandis qu'un réseau hexagonal permet une super-résolution dans les deux directions latérales [29].

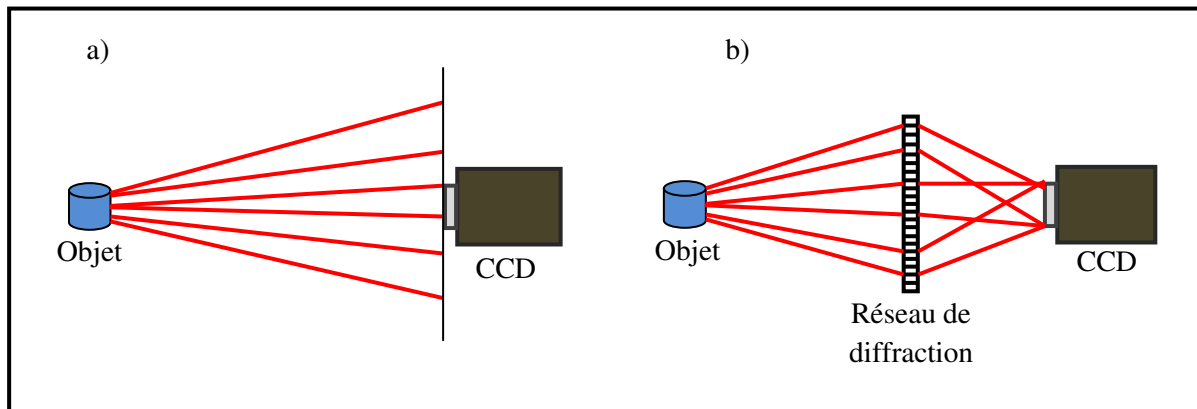


Figure II.7: Diagrammes de rayons de l'onde objet: (a) sans le réseau de diffraction; (b) avec le réseau.

La méthode la plus prometteuse et la plus couramment utilisée pour améliorer la résolution de l'image reconstruite en holographie numérique est la méthode de synthèse d'ouverture. La technique de synthèse d'ouverture ou «ouverture synthétique» fait référence aux techniques dans lesquelles plusieurs signaux cohérents individuels sont combinés de manière appropriée pour produire un signal de haute résolution. Le concept de synthèse d'ouverture a été utilisé dans de nombreux systèmes, tels que le radar à synthèse d'ouverture (SAR), le sonar à synthèse d'ouverture et les réseaux de télescopes radio... etc.

Le concept de synthèse d'ouverture est réalisable en holographie numérique de différentes manières. Les auteurs de la référence [30, 32] ont proposé de translater le capteur dans les directions latérales (x,y) avec des valeurs égales ou légèrement inférieures à la taille du capteur et acquérir de nombreux hologrammes qui sont par la suite synthétisés pour reconstituer un hologramme de synthèse de dimensions très supérieures à celles données par le capteur CCD, voir la figure II.8(a). La précision de l'assemblage des hologrammes peut être obtenue en superposant des parties des hologrammes et en maximisant le pic de corrélation. Le résultat est une image de résolution supérieure, équivalente à celle obtenue avec un hologramme de grande taille. Une méthode alternative consiste à capturer plusieurs hologrammes simultanément par plusieurs capteurs électroniques puis les synthétiser pour former un grand hologramme artificiel voir la figure II.8(b). Ceci peut être interprété comme la synthèse d'une grande ouverture par sommation de plusieurs petites ouvertures données par

chaque capteur. Dans cette méthode, le décalage entre deux hologrammes simples doit être déterminé avec une précision inférieure à la taille du pixel. Une autre façon de mettre en œuvre cette méthode consiste à générer plusieurs hologrammes numériques en faisant pivoter l'objet avant chaque enregistrement [33] voir la figure II.8(c). Toutes les stratégies proposées pour la mise en œuvre de la technique de synthèse d'ouverture sont basées sur la génération d'une zone de capteur élargi, ce qui entraîne une augmentation de l'ouverture numérique qui a pour résultat d'augmenter la résolution latérale de l'image reconstruite. Ces méthodes sont très efficaces pour augmenter la résolution du procédé, en revanche leur mise en œuvre est longue et inadaptée à l'étude des scènes dynamiques.

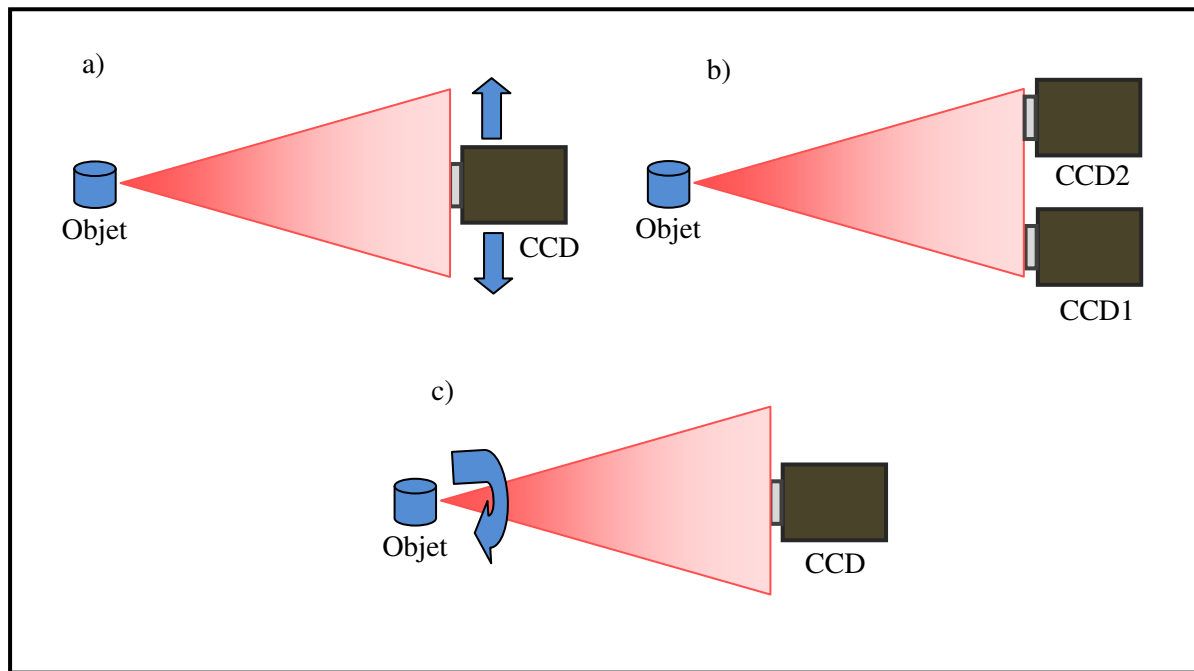


Figure II.8: Schéma montrant des techniques pour créer la synthèse d'ouverture (a) déplacement de la caméra, (b) l'utilisation de deux caméras, (c) rotation de l'objet.

Une autre façon d'améliorer la résolution de l'image reconstruite en holographie numérique consiste à échantillonner le motif d'interférence avec une résolution sous-pixel, ce qui permet de réduire la taille effective du pas d'échantillonnage. Cela permet à son tour de réduire la distance d'enregistrement, ce qui améliore la résolution optique. Trois différentes méthodes d'échantillonnage sous-pixel dite aussi technique de « super-résolution » pour l'amélioration de la résolution en holographie numérique ont été rapportées dans la référence [34]. Les trois méthodes sont basées sur la translation latérale du capteur avec des valeurs inférieures à la taille du pixel. Dans l'expérience montrée dans la référence précédente, l'objet a été rapproché du capteur d'enregistrement afin d'augmenter la résolution de l'hologramme reconstruit. À cette distance, l'hologramme enregistré sera sous-échantillonné. Le capteur d'enregistrement est ensuite déplacé avec des valeurs égales à la moitié de la taille du pixel, vers quatre positions différentes, appelées par exemple position A, B, C et D comme il est illustré dans la figure II.9(a). En pratique, les déplacements sous-pixel entre les différentes

positions sont générés par des contrôleurs de haute précision implémentés dans la géométrie d'enregistrement.

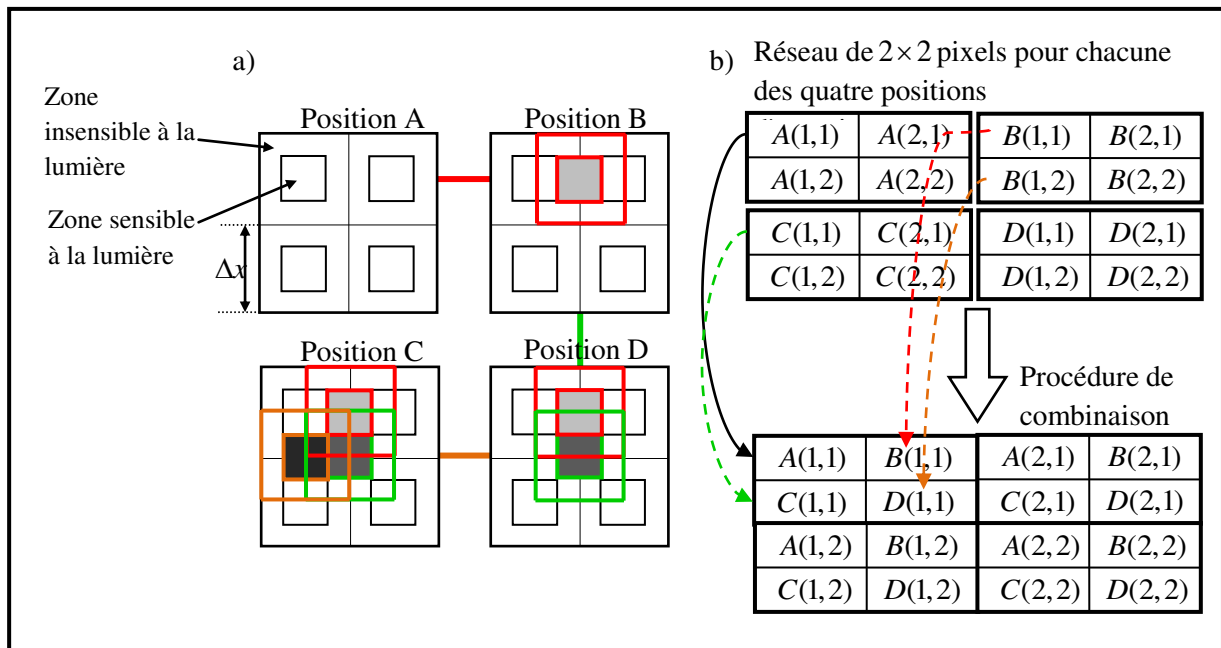


Figure II.9: a) Un schéma représentatif des positions relatives des pixels pour un échantillonnage sous-pixel, b) Procédure de combinaison pour obtenir un hologramme sous-pixel

Les hologrammes obtenus pour les quatre positions d'enregistrement sont combinés par la suite en un seul hologramme, par différentes méthodes [35]. Une procédure de combinaison simplifiée pour un réseau de 2×2 pixels est montrée sur la figure II.9(b). De cette manière, un pixel d'origine a été remplacé par quatre sous-pixels de la moitié de sa taille. Comme résultat, on obtiendra une image reconstruite d'une résolution supérieure à partir du nouvel hologramme.

II.3.2.2 Refocalisation numérique des images reconstruites

Dans l'holographie numérique, le champ d'onde objet est récupéré à partir de l'hlogramme enregistré numériquement par l'application de l'intégrale de diffraction qui peut être calculée par différentes approches telle que la transformé de Fresnel, la méthode de convolutionetc. L'une des particularités de la reconstruction numérique des hologrammes est que l'image objet peut être reconstruite à n'importe quelle distance, il suffit seulement de varier la valeur de la distance de reconstruction. Cependant, comme tout les systèmes d'imagerie, l'image reconstruite en holographie a une profondeur de focalisation finie, donc l'image objet reconstruite peut être focalisée (apparaît nette) si l'objet reconstruit est situé à l'intérieur de la profondeur de focalisation du système d'imagerie, tandis que l'image de l'objet situé en dehors de la profondeur de focalisation du système apparaîtra floue.

La figure II.10 montre une telle situation dans laquelle les deux premières images illustrent le cas de la reconstruction hors de la profondeur de focalisation alors que la dernière figure l'image reconstruite au meilleur plan focal.

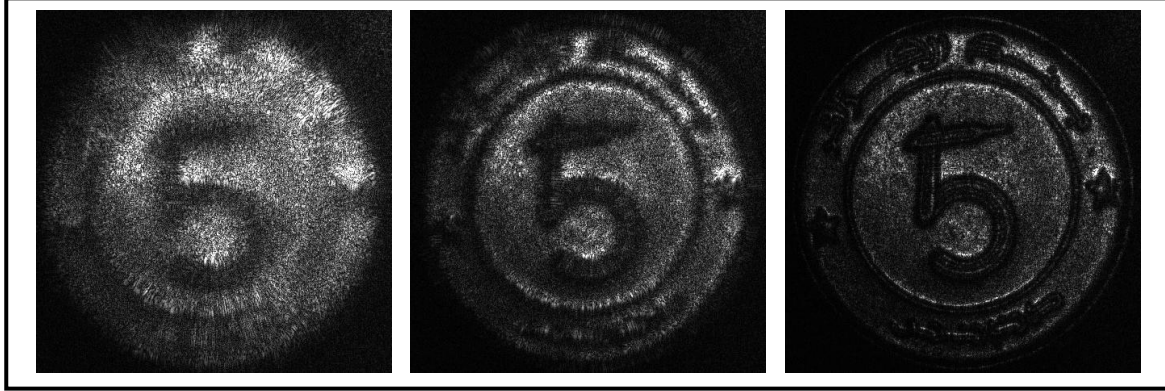


Figure II.10: Image objet reconstruite à 3 distances différentes. La transformation de Fresnel à été utilisé pour réaliser la reconstruction.

Afin de reconstruire une image objet focalisée, il est nécessaire de connaître à priori la distance de focalisation (la meilleure distance de reconstruction) qui doit être égale à la distance qui sépare l'objet et le capteur électronique dans le montage d'enregistrement. Quand cette distance est inconnue, on est obligé de refaire la reconstruction dans des plans différents en variant à chaque fois la distance de reconstruction jusqu'à ce qu'on trouve le meilleur plan de focalisation. Ce dernier est déterminé subjectivement par l'observateur. Cependant, cette manière de détermination de la distance de focalisation est lente mais aussi elle n'est pas précise, de plus dans certaine applications telles que la microscopie et l'analyse des particules, il est utile, voire nécessaire d'utiliser des critères pour estimer si l'image reconstruite est au meilleur plan focal [27].

Un nombre considérable de critères de refocalisation a été proposé et démontré au cours des dernières années [36-40]. Ces critères sont des métriques de netteté pour mesurer la focalisation d'une image. Généralement, le meilleur plan de focalisation est déterminé par la distance de reconstruction pour laquelle la fonction du critère considéré présente un extremum (maximum ou minimum) [39].

En illustration, nous proposons maintenant un exemple simple pour montrer comment nous pouvons déterminer le plan de mise au point de l'image objet. Dans cet exemple, le critère de variance décrit par l'équation (II.14) a été adapté comme une métrique de focalisation.

$$V(K, L) = \frac{1}{N} \sum_i^K \sum_j^L (I(K, L) - \bar{I}) \quad (\text{II.14})$$

Dans cette équation, $I(K, L)$ représente l'image ou une partie de l'image reconstruite (généralement les mesures de focalisation sont évaluées sur une partie sélectionnée de

l'amplitude ou de la phase de l'amplitude complexe reconstruit) et $\bar{I}$ désigne la valeur moyenne de $I(K, L)$.

La figure II.11 montre une courbe de variation de critères de refocalisation (dans notre exemple le critère de la variance) en fonction de la distance de reconstruction appliquée sur l'amplitude reconstruit de l'hologramme de 5 DA. Comme on peut le constater, la variance atteint son maximum lorsque l'objet est parfaitement net, dans ce cas les contours nets de l'objet se détachent et provoquent une augmentation de la variance. La distance correcte de mise au point qui correspond au plan focal de notre objet peut être extraite à partir de cette courbe, la valeur renvoyée dans cet exemple est 895,6 mm. La courbe de mise au point révèle également la profondeur de focalisation, par conséquent l'ouverture numérique effective du système (NA). La profondeur de champ varie généralement selon $\approx \frac{\lambda}{(NA)^2}$ [41]. Plus la

largeur de la courbe de mise au point est étroite, plus l'ouverture du système d'imagerie holographique numérique est grande.

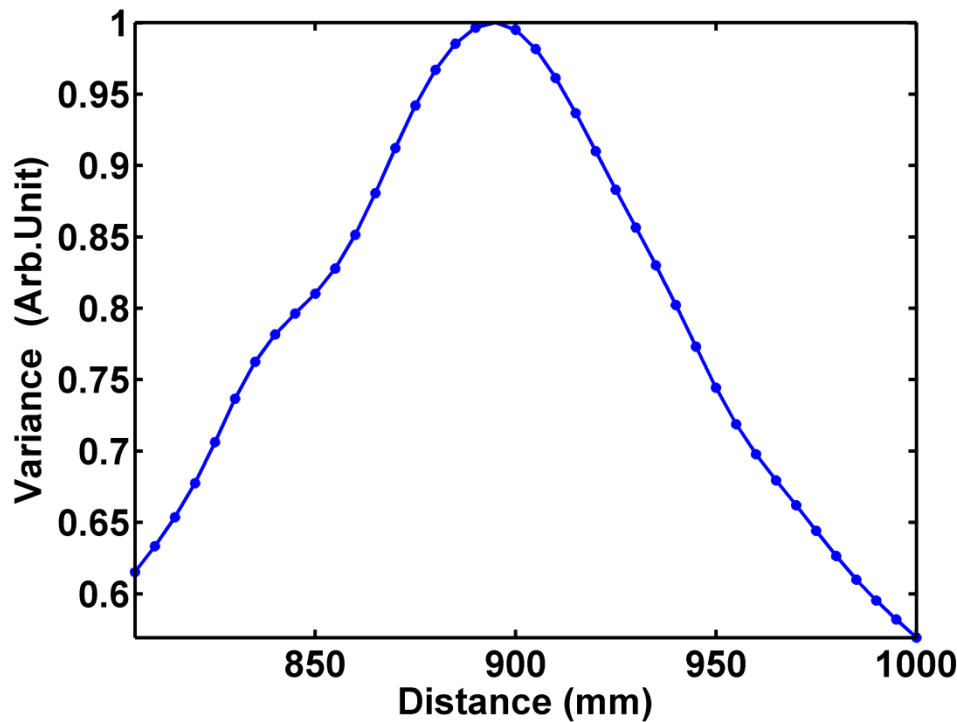


Figure II.11: La courbe de variance en fonction de la distance de focalisation dans une section de la reconstruction. La reconstruction à été réalisée par la méthode Fresnel.

Le critère de variance et plusieurs autres critères de refocalisation ont été analysés et comparés dans la référence [39] dans le but d'évaluer la robustesse de chacune de ces critères. A titre d'exemple nous citons : Critères d'Entropie (ENTR) [42,43], Critères d'Amplitude intégrée (Md) [44], Critères du Gradient (GRA) et du Laplacian (LAP) [45], Critères du coefficient de corrélation (CC) [40]...etc.

II.3.2.3 Suppression de l'image jumelle et de l'image d'ordre zéro

Dans l'holographie numérique, l'image objet reconstruite est toujours accompagnée de l'image jumelle et du terme d'ordre zéro. Ces deux termes sont une limitation pour la reconstruction de l'objet particulièrement dans la forme originale proposée par D. Gabor dite «en ligne» [5]. Dans ce schéma, ces deux termes indésirables viennent chevaucher l'image utile et cela dégrade fortement la qualité de l'image objet reconstruite. Par conséquent, ils limitent le champ d'application de l'holographie. La forte influence de ces deux termes sur l'image reconstruite est un problème fondamental pour l'holographie numérique et il mobilise l'attention de nombreux chercheurs depuis l'apparition de l'holographie jusqu'à nos jours pour laquelle beaucoup d'efforts sont faits pour le développement des techniques permettant d'atténuer l'effet de ces deux termes gênants ou les éliminer. En raison du dommage causé par ces deux images indésirables sur la qualité de l'image reconstruite, des centaines d'articles sont publiés dans la littérature traitant ce problème. Alors, pour discuter les différentes contributions faites dans ce contexte, nous avons consacré tout le chapitre III pour les synthétiser et faire ressortir tous les progrès réalisés dans ce domaine.

II.3.2.4 Réduction du bruit de Speckle

L'holographie numérique comme toute les techniques d'imagerie qui nécessitent une source de lumière cohérente pour son fonctionnement souffre du bruit de speckle également appelé bruit cohérent. Ce phénomène optique est défini plus précisément par la suite, mais à présent nous pouvons dire qu'il s'agit d'un phénomène d'interférence aléatoire, qui se produit essentiellement lorsqu'une lumière cohérente se réfléchit à partir d'une surface optiquement rugueuse ou transmise par un diffuseur stationnaire [46]. Le bruit de Speckle a une forte influence sur la qualité de l'image reconstruite car il peut affecter à la fois la qualité visuelle de l'imagerie et de l'affichage holographiques en limitant la résolution spatiale et la précision de la mesure quantitative de contraste de phase qui dégrade par conséquent la perception des détails les plus fins des objets en considération.

Au cours de ces dernières années, des efforts de recherche considérables ont été fourni pour réduire les effets de ce bruit sur la qualité de l'image reconstruite [47-51]. Les contributions majeures faites dans ce sens sont abordées dans le chapitre IV et constituent le point de départ de notre recherche et ont été utilisées comme base pour la technique développée dans le cadre de cette thèse.

III.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié les différents procédés à utiliser pour l'amélioration des images reconstruites en holographie numérique. L'amélioration de l'image reconstruite se réalise en optimisant les deux étapes de processus holographique c'est-à-dire par l'optimisation de l'enregistrement holographique et l'amélioration de la qualité de l'image reconstruite.

Tout d'abord nous avons abordé les principales conditions à respecter pour réussir l'enregistrement d'un hologramme numérique, qui sont lié essentiellement à l'architecture des

capteurs numériques utilisés en holographie à savoir la limite du nombre et de la taille des pixels qui les composent c'est-à-dire leurs faible résolution et à la discrétisation spatiale du motif enregistré qui imposent des conditions sévères sur la taille de l'objet et sa position par rapport au plan d'enregistrement. Ensuite, nous avons discuté les différentes conditions d'enregistrement concernant la taille de l'objet et sa position par rapport au support d'enregistrement pour ne pas violer le théorème d'échantillonnage plus quelques techniques pour la réduction de l'angle d'imagerie qui permet d'enregistrer des objets de grand taille à des distances raisonnables tout en respectant le critère de Shanon. Nous avons également discuté l'influence du rapport d'intensité Référence/Objet sur la qualité de l'image reconstruite ainsi que le rapport d'intensité optimale pour enregistrer un hologramme avec un bon contraste de frange.

Dans une deuxième partie, nous avons discuté les différents facteurs qui affectent la qualité de l'image reconstruite, les plus importants sont : le bruit de speckle, le bruit relatif à l'image d'ordre zéro et l'image jumelle et la faible résolution de l'image reconstruite due à la faible résolution des capteurs d'enregistrement actuelle. Dans la même partie, nous avons discuté les diverses techniques développées pour améliorer la qualité de l'image reconstruite. Ces derniers comportent des techniques pour déterminer le meilleur plan de focalisation de l'image reconstruite et des stratégies différentes pour améliorer la résolution de l'image reconstruite, inclues la méthode de synthèse d'ouverture et la méthode de super-résolution.

Références bibliographiques

- [1] T. Kreis, “ Handbook of holographic interferometry, optical and digital methods”, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, (2005).
- [2] T. Kreis, “Frequency analysis of digital holography”, *Opt. Eng.*, vol. 41, 771–778 (2002).
- [3] T. Kreis, “Frequency analysis of digital holography with reconstruction by convolution”, *Opt. Eng.*, vol. 41, 1829–1839, (2002).
- [4] J. Garcia-Sucerquia, W. Xu, S. K. Jericho, P. Klages, M. H. Jericho, and H. J. Kreuzer, “Digital in-line holographic microscopy”, *Appl. Opt.*, vol. 45, 836–850, (2006).
- [5] P. Picart, J. Leval, D. Mounier, and S. Gougeon, “Some opportunities for vibration analysis with time averaging in digital Fresnel holography”, *Appl. Opt.*, vol. 44, 337–343, (2005).
- [6] P. Picart and J. Leval, “General theoretical formulation of image formation in digital Fresnel holography”, *J. Opt. Soc. Am. A* vol. 25, 1744–1761, (2008).
- [7] Y. LI, “Digital holography and optical contouring” Liverpool John Moores Univ., these de doctorat, (2009).
- [8] P. tankam, “Méthodes d’holographie numérique couleur pour la métrologie sans contact en acoustique et mécanique“, Lab. d’Acoustique de l’Univ. du Maine, thèse de doctorat, (2010).
- [9] H. Halaq, “Interférométrie holographique numérique en temps réel“, Univ. De Strasbourg, thèse de doctorat, (2010).
- [10] L. Xu, J. Miao, A. Asundi, “Properties of digital holography based on in-line configuration”, *Opt. Eng.*, vol. 39(12), 3214–3219 (2000).
- [11] U. Schnars, T. Kreis, and W. Jüptner, “Digital recording and numerical reconstruction of holograms: Reduction of the spatial frequency spectrum“, *Opt. Eng.*, vol. 35(4), 977–982 (1995).
- [12] J. Mundt and T. Kreis, “Digital holographic recording and reconstruction of large scale objects for metrology and display“, *Opt. Eng.*, vol. 49(12), 125801–125801, (2010).
- [13] P. Rastogi and A. Sharma, “Systematic approach to image formation in digital holography“, *Opt. Eng.*, vol. 42(5), 1208–1214, (2003).
- [14] G. Pedrini, S. Schedin, and H. J. Tiziani, “Lensless digital holographic interferometry for the measurement of large objects“, *Opt. commu.*, vol. 171(1), 29–36, (1999).
- [15] W. Jueptner and U. Schnars, “Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques“. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, (2005).
- [16] Loic Denis, “Traitement et analyse quantitative d’hologrammes numériques”, Univ. de Saint-Etienne, thèse doctorat (2006).
- [17] N. Pandey and B. Hennelly, “Quantization noise and its reduction in lensless Fourier digital holography“, *Appl. Opt.*, vol. 50(7), B58–B70, (2011).
- [18] K.A. Grebenyuk, “Comparative analysis of mathematical models of the matrix photodetector used in digital holography,” *Opt. and Spectroscopy*, vol. 123(2), 200–204, (2017).
- [19] E. Stoykova, H. Kang, and J. Park, “Twin-image problem in digital holography-a survey,” *Chin. Opt. Lett.* Vol. 12, 060013, (2014).

- [20] X.-o. Cai, and H. Wang, "The influence of hologram aperture on speckle noise in the reconstructed image of digital holography and its reduction", *Opt. Commun.*, vol. 281(2), 232-237, (2008).
- [21] K.A. Stetson, "Effect of changing speckles in digital holography on measurements of static and vibratory displacements", *Appl. Opt.*, vol. 55(16), 4485-4489, (2016).
- [22] N. Pandey, and B. Hennelly, "Effect of additive noise on phase measurement in digital holographic microscopy", *3D Research*, vol. 2(1), 1-6, (2011).
- [23] M. Lesaffre, M. Verrier, M. Gross, "Noise and signal scaling factors in digital holography in weak illumination: Relationship with shot noise," *Appl. Opt.*, vol. 52(1), A81-A91, (2013).
- [24] N. Evtikhiev, S. N. Starikov, and P. A. Cheryomkhin, "Estimating how the dynamic range and noise of the recording cameras affect the quality of digital holograms", *J. Opt. Technol.*, vol. 80(5), 301-308, (2013).
- [25] Cheremkhin, P. A., Evtikhiev, N. N., Krasnov, V. V., Rodin, V.G., and Starikov, R.S., "Effect of CCD and CMOS fixed pattern noise on digital hologram reconstruction," *Proc. SPIE* 10558, 105580V (2018).
- [26] G.A. Mills, and I. Yamaguchi, "Effects of quantization in phase-shifting digital holography", *Appl. Opt.*, vol. 44(7), 1216-1225, (2005).
- [27] M. K. Kim, "Digital holographic microscopy principles, techniques, and applications", Springer Science+Business Media, LLC (2011).
- [28] C. Liu, Z. G. Liu, F. Bo, Y. Wang, and J. Q. Zhu, "Super-resolution digital holographic imaging method", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, 3143–3145, (2002).
- [29] M. Paturzo, F. Merola, S. Grilli, S. De Nicola, A. Finizio, and P. Ferraro, "Super-resolution in digital holography by a two-dimensional dynamic phase grating", *Opt. Exp.*, vol. 16, 17107–17118, (2008).
- [30] J. H. Massig, "Digital off-axis holography with a synthetic aperture", *Opt. Lett.* Vol. 27, 2179–2181, (2002).
- [31] L. Martinez-Leon, and B. Javidi, "Synthetic aperture single-exposure on-axis digital holography" *Opt. Exp.*, vol. 16, 161–169, (2008).
- [32] J. L. Di, J. L. Zhao, H. Z. Jiang, P. Zhang, Q. Fan, and W. W. Sun, "High resolution digital holographic microscopy with a wide field of view based on a synthetic aperture technique and use of linear CCD scanning", *Appl. Opt.*, vol. 47, 5654–5659, (2008).
- [33] T. Kreis, and K. Schluter, "Resolution enhancement by aperture synthesis in digital holography", *Opt. Eng.*, vol. 46, 055803–055807, (2007).
- [34] J. Kornis and B. Gombkőto, "Application of super image methods in digital holography", *Proc. SPIE*, vol. 5856, 245–253, (2005).
- [35] D. Claus, M. Fritzsche, D. Iliescu, B. Timmerman and P. Bryanston-Cross, "High-resolution digital holography utilized by the subpixel sampling method", *Appl. Opt.*, vol. 50 (24), 4711-4719, (2011).
- [36] F. Dubois, C. Schockaert, N. Callens, and C. Yourassowsky, "Focus plane detection criteria in digital holography microscopy by amplitude analysis", *Opt. Expr.*, vol. 14, 5895-, (2006).

- [37] C. Trujillo and J. Garcia-Sucerquia. “Automatic method for focusing biological specimens in digital lensless holographic microscopy” *Opt. Lett.*, vol. 39, 2569, (2014).
- [38] Y. Yang, B.-S. Kang, and Y.-J. Choo, “Application of the correlation coefficient method for determination of the focal plane to digital particle holography“, *Appl. Opt.*, vol. 47, 817, (2008).
- [39] S. K. Mohammed, L. Bouamama, D. Bahloul, and P. Picart, “Quality assessment of refocus criteria for particle imaging in digital off-axis holography”, *Appl. Opt.* vol. 56(13), F158-F166, (2017).
- [40] Y. Yang, B.-S. Kang, and Y.-J. Choo, “Application of the correlation coefficient method for determination of the focal plane to digital particle holography“ *Appl. Opt.*, vol. 47, 817, (2008).
- [41] N. Pandey, “Digital hologram recording systems: some performance improvements“, National University of Ireland, Maynooth, thèse de doctorant, (2011).
- [42] J. Gillespie, and R.A. King, “The use of self-entropy as a focus measure in digital holography“, *Patt. Recog. Lett.*, vol. 9, 19, (1989).
- [43] Z. Ren, N. Chen, and E.Y. Lam. “Extended focused imaging and depth map reconstruction in optical scanning holography“, *Appl Opt*, vol. 55, 1040, (2016).
- [44] L. Ma, H. Wang, Y. Li H. Jin, “Numerical reconstruction of digital holograms for three-dimensional shape measurement“, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 6, 396, (2004).
- [45] M.L. Tachiki, M. Itoh, and T. Yatagai, “Simultaneous depth determination of multiple objects by focus analysis in digital holography“, *Appl. Opt.*, vol. 47, D144, (2008).
- [46] J.W. Goodman, “Speckle Phenomena in Optics”, Ben Roberts and Co, Swansea, (2007).
- [47] M. Leo, R. Piccolo, C. Distanto, P. Memmolo, M. Paturzo et al., “Multilevel bidimensional empirical mode decomposition: a new speckle reduction method in digital holography”, *Opt. Eng.* Vol. 53, 112314 (2014).
- [48] V. Bianco, M. Paturzo, P. Memmolo, A. Finizio, P. Ferraro et al., “Random resampling masks: a non-Bayesian one-shot strategy for noise reduction in digital holography”, *Opt. Lett.* vol. 38, 619- 621 (2013).
- [49] Y. Morimoto, T. Matui, M. Fujigaki, and A. Matsui, “Three-dimensional Displacement Analysis by Windowed Phase-shifting Digital Holographic Interferometry”, *Strain*, vol. 44, 49–56 (2008).
- [50] F. Pan, W. Xiao, S. Liu, L. Rong., “Coherent noise reduction in digital holographic microscopy by laterally shifting camera”, *Opt. Comm.* V. 292, 68 72 (2013).
- [51] F. Pan, W. Xiao, S. Liu, F. Wang, L. Rong, and R. Li., “Coherent noise reduction in digital holographic phase contrast microscopy by slightly shifting object”, *Opt. Exp.* Vol. 19, 3862–3869 (2011).

Chapitre III

Suppression de l'image d'ordre zéros et l'image jumelle

..... Sommaire

III.1	Introduction.....	66
III.2	L'image jumelle et le terme d'ordre zéro.....	67
III.2.1	Influence des deux termes indésirables sur la qualité des reconstructions....	68
III.2.1.1	Cas d'un hologramme en ligne	68
III.2.1.2	Cas d'un hologramme hors axe	69
III.3	Suppression de l'image jumelle et le terme d'ordre zéro	70
III.3.1	Suppression de l'image jumelle et l'ordre zéro dans l'holographie numérique hors axe	70
III.3.1.1	Cas de la séparation complète des trois composants de l'image reconstruite	70
III.3.1.1.1	Filtrage dans le domaine des fréquences spatiales de l'hologramme.....	71
III.3.1.1.2	Filtrage dans le plan image.....	72
III.3.1.2	Cas de la séparation incomplète des trois composants de l'image reconstruite	73
III.3.2	Suppression de l'image jumelle et l'ordre zéro dans l'holographie numérique en ligne.....	74
III.3.2.1	Méthodes expérimentales	74
III.3.2.1.1	La technique d'holographie numérique à décalage de phase PSDH.....	75
III.3.2.1.2	PSDH à quatre étapes	75
III.3.2.1.3	PSDH à trois étapes.....	78
III.3.2.1.4	PSDH à deux étapes	78
III.3.2.2	PSDH avantages et inconvénients	80
III.3.2.2.1	PSDH à décalage de phase inconnue	80
III.3.2.2.2	PSDH à un seul coup.....	81
III.3.2.3	Méthodes numériques	82
III.4	Méthode pour la suppression de terme d'ordre zéro.....	84
III.5	Conclusion	86
	Références bibliographiques	87

III.1 Introduction

Dans l'holographie numérique, l'image objet reconstruite est toujours accompagnée de l'image jumelle et du terme d'ordre zéro. Ces deux termes sont une limitation pour la reconstruction de l'objet, particulièrement dans la forme originale proposée par D. Gabor dite «en ligne» [1,2]. Dans ce schéma, ces deux termes indésirables viennent chevaucher l'image utile et cela dégrade fortement la qualité de l'image objet reconstruite. Par conséquent, ils limitent le champ d'application de l'holographie. La forte influence de ces deux termes sur l'image reconstruite est un problème fondamental pour l'holographie numérique. Ils mobilisent l'attention de nombreux chercheurs depuis l'apparition de l'holographie et beaucoup d'efforts sont faits pour le développement de techniques permettant d'atténuer ou d'éliminer ces deux termes gênants.

Après l'invention de l'holographie par Dennis Gabor, Brag et Rogers [3] furent les premiers à tenter la suppression de ces deux termes indésirables en proposant une méthode pour éliminer l'image jumelle dans le plan de reconstruction. Dans ce plan, ils ont enregistré deux hologrammes du même objet. Le deuxième est enregistré à une distance double par rapport au premier, puis on le soustrait à partir de l'image reconstruite du premier hologramme. Cette méthode n'a pas été beaucoup utilisée à cause de la difficulté du processus de soustraction à cette époque. Dans les années qui suivirent l'invention de l'holographie, peu de travaux ont eu lieu car la technique de l'holographie n'était connue que par Gabor et ses associés. Citons le travail de l'Allemand Adolf Lohmann qui a appliqué les techniques de la théorie de la communication à l'holographie. Cela lui a permis de suggérer la méthode de la bande latérale unique «single-sideband» pour supprimer l'image jumelle [4]. Cependant, l'intérêt pour l'holographie a diminué au milieu des années 1950, même si l'activité n'a jamais complètement cessé. La raison principale de ce manque d'intérêt est la mauvaise qualité de l'image reconstruite qui souffrait du problème de chevauchement des deux images indésirables sur l'image réelle de l'objet.

Avec le venue du laser au début des années 1960 [5], de nombreux développements pour l'holographie sont apparus, dont les plus importants sont les travaux effectués par Leith et Upatnieks [6] qui ont développé de nouveaux concepts, en particulier le dispositif expérimental dite «hors axes» qui permet d'éviter le problème du chevauchement des trois composantes de l'image reconstruite. Vu ses résultats impressionnants, ce dispositif a été adopté par de nombreux chercheurs, depuis son premier usage par Leith et Upatnieks jusqu'à nos jours. Bien que cette nouvelle architecture ait été un outil puissant, il existe des systèmes et des situations dans lesquelles il est difficile, voir impossible de la mettre en œuvre en particulier les systèmes qui utilisent d'autres sources de rayonnement tel que le microscope électronique «le système qui a motivé l'invention de l'holographie par D. Gabor» [1]. En addition de cette contrainte, elle présente également d'autres inconvénients qui sont discutés plus loin.

L'holographie en ligne avec son installation simple d'enregistrement, sans avoir besoin d'éléments optiques additionnels (lentille, séparateur de faisceau et miroir) est adéquate pour certaines applications où elle reste un outil indispensable. Citons pour exemples : l'étude des particules et aérosols, l'holographie à rayon gamma et la microscopie à rayons X. Néanmoins, l'image jumelle et le terme d'ordre zéro restent des obstacles sérieux pour l'obtention de résultats de haute qualité et donc doivent être surmontés.

L'utilisation du traitement numérique dans l'holographie au début des années 1970 a conduit à la proposition de plusieurs alternatives pour réduire l'effet de ces deux termes indésirables sur l'image reconstruite [7-14]. Seulement, ces méthodes nécessitent soit des conditions spécifiques sur l'objet [12-14], soit des algorithmes complexes de phase retrouvaille (phase retrieval algorithms) qui se caractérisent par un calcul itératif intensif et nécessitent des informations préalables [7-11]. Les progrès rapides en matière de capteurs numériques (CCD et CMOS) et dans l'extraction et le traitement numérique des informations contenues dans un hologramme numérique ont permis une croissance continue de l'holographie numérique, y compris le développement de méthodes effectives pour éliminer les artefacts de l'image jumelle et du terme d'ordre zéro. L'objectif de ce chapitre est de faire une brève description de ces méthodes, de montrer les avantages, les inconvénients et les exigences de chaque technique afin de trouver la méthode la plus adéquate qui donne la meilleure suppression de ces artefacts pour un domaine d'application bien précis.

III.2 L'image jumelle et le terme d'ordre zéro

Dans cette section, nous allons nous intéresser à la définition de l'image jumelle et du terme d'ordre zéro, aux raisons de leurs présences et leurs conséquences sur la qualité de l'image reconstruite dans les cas de l'holographie en ligne et de l'holographie hors axe. Les concepts discutés dans cette partie sont utilisés dans le reste de ce chapitre.

Comme il a été montré dans le chapitre I, les capteurs CCD/CMOS tout comme les milieux photosensibles utilisés dans l'holographie optique enregistrent seulement l'intensité du motif d'interférence entre l'onde de référence et l'onde d'objet. Ce motif d'interférence est donné par l'équation suivante [15]:

$$I = |A_o + A_r|^2 = |A_r|^2 + |A_o|^2 + A_r^* A_o + A_r A_o^* \quad (\text{III.1})$$

Comme il est expliqué auparavant, l'équation (III.1) contient quatre termes qui sont respectivement l'intensité de l'onde de référence, l'intensité de l'onde diffractée par l'objet et les termes d'imagerie appelés également les ordres +1 et -1 de diffraction.

Lorsque nous appliquons la transformée de Fresnel ou l'une des autres méthodes de reconstruction à l'équation (III.1), nous obtenons un champ complexe dans le plan de reconstruction contenant les contributions de l'image conjuguée, de l'image réelle et de l'ordre zéro de diffraction. Plus explicite, le premier terme de l'équation (III.1) I_r est un simple éclairage dans le centre de l'image reconstruite (l'intensité non diffractée traversant la CCD). Le second terme I_o est en général non uniforme. Il produit un halo entourant l'éclairage

produit par l'onde de référence avec une étendue égale à environ deux fois l'étendue angulaire de l'objet. Ces deux composantes sont toujours superposées et forment ensemble ce qu'on appelle l'ordre zéro de diffraction ou terme DC. Le troisième et le quatrième génèrent deux images conjuguées qui sont l'image de l'objet (l'image réelle) et l'image virtuelle dite image conjuguée ou image jumelle indésirable, elle porte la même information que l'image réelle mais sur un autre plan de mise au point.

A l'exception de l'image réelle, les deux autres termes n'ont aucune utilité, mais par contre ils se comportent comme une source d'erreur qui corrompt l'image objet en brouillant sa phase et son amplitude. Elles nous empêchent de récupérer l'information complète contenue dans l'onde diffractée par l'objet à partir d'un hologramme. En pratique, l'influence de ces deux composantes indésirables sur la qualité de l'image reconstruite varie selon la géométrie d'enregistrement hors axe ou dans l'axe. C'est ce que nous allons démontrer dans les paragraphes suivants.

III.2.1 Influence des deux termes indésirables sur la qualité des reconstructions

III.2.1.1 Cas d'un hologramme en ligne

Comme nous avons déjà vu dans le chapitre I, dans l'holographie en ligne les axes de l'onde de référence et de l'onde diffractée par l'objet sont parallèles. Il résulte lors de la reconstruction de l'hologramme le chevauchement des trois composantes de l'image reconstruite. Pour illustrer cette situation un schéma de base du processus de reconstruction d'un hologramme en ligne est illustré dans la figure III.1.

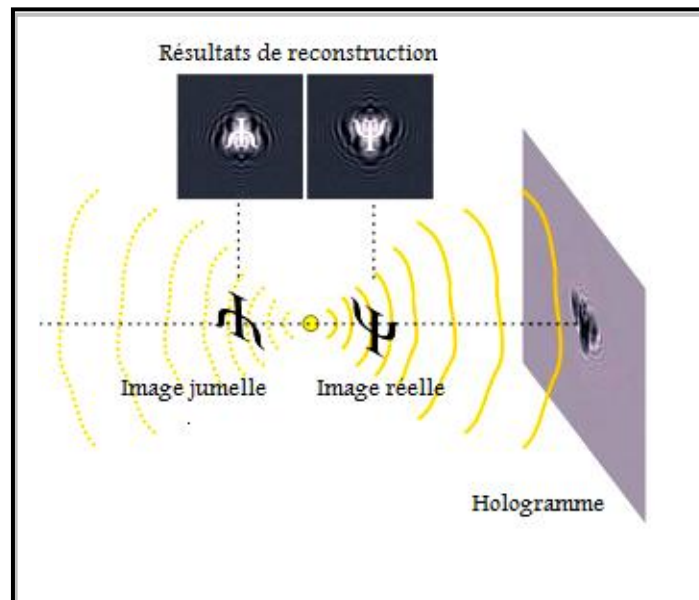


Figure III.1: Schéma montrant le processus de reconstruction d'un hologramme en ligne

A partir de cette figure, on peut constater que lors de la reconstruction d'un hologramme en ligne l'image objet et sa conjuguée sont toutes les deux présentes et elles apparaissent symétriques par rapport au plan hologramme. Lorsque la reconstruction est réalisée dans le plan de l'image réelle, l'image jumelle apparaît hors de mise au point, c'est comme elle est reconstruite à deux fois de la distance de reconstruction, tandis que si la reconstruction est

réalisée dans le plan de l'image conjuguée l'image réelle sera hors de mise au point. On rappelle que ces deux composantes de l'image reconstruite portent la même information mais elles se produisent dans différents plans de mise au point et que l'image focalisée à toujours son image non focalisée comme un arrière plan. La présence de cette image jumelle et de l'image d'ordre zéro dans le plan de reconstruction en état de superposition sur l'image d'intérêt et le fait qu'ils soient inséparables sont une limitation sérieuse de l'holographie en ligne car elles jouent le rôle d'un bruit hautement corruptif conduisant à une perte des détails de la structure et diminue la visibilité de l'image de l'objet et tout particulièrement pour les objets enregistrés en champ proche. Tout cela fait de ce bruit l'handicap principal des reconstructions à partir des hologrammes en ligne. Pour une exploitation complète de l'information codée dans un hologramme en ligne lors de la reconstruction, la suppression de l'image jumelle et de l'image d'ordre zéro est une tâche primordiale.

III.2.1.2 Cas d'un hologramme hors axe

Dans le but de surmonter cet handicap dans l'holographie en ligne, la géométrie hors axes a été introduite [6]. Dans cette technique l'onde diffractée par l'objet et l'onde de référence sont séparées par un angle θ comme cela est illustré dans la figure III.2(a). L'interférence de ces deux ondes génère un motif de franges microscopiques qui constitue l'hologramme et qui se comporte comme un réseau de diffraction lors de la reconstruction et produit par conséquent plusieurs ordres de diffractions séparés dans le plan de reconstruction, comme il est indiqué dans la figure III.2(b). Cette séparation peut être complète ou incomplète selon l'angle θ , ce qui demande plus de prudence dans son choix lors du processus d'enregistrement, pour assurer d'un côté la séparation complète des trois ordres de diffraction et d'un autre côté vérifier la condition de Shannon afin d'éviter le phénomène de chevauchement spectral.

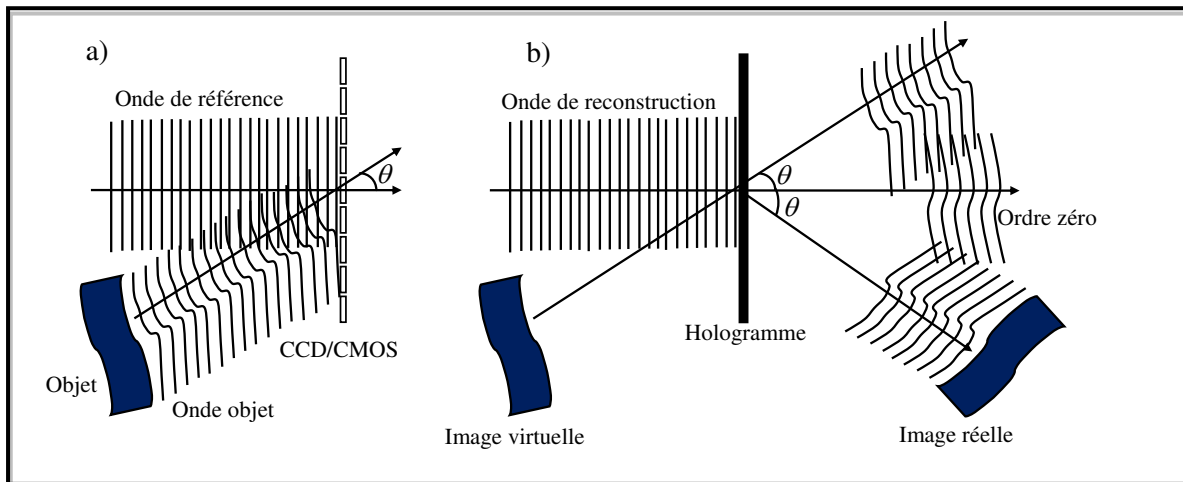


Figure III.2: Schéma montrant le processus d'enregistrement et de reconstruction d'un hologramme hors axe, ((a) enregistrement / (b) la reconstruction).

Si la condition de l'angle d'enregistrement est remplie, les trois composantes de l'image reconstruite seront complètement séparées dans le plan de reconstruction. Néanmoins, en raison de la taille finie de l'hologramme et à cause du processus d'échantillonnage, l'image réelle, l'image jumelle et l'image d'ordre zéro doivent être confinées dans une région

prédéfinie et sans chevauchement. L'image jumelle est redondante car elle contient les mêmes informations que l'image réelle mais dans un autre plan de mise au point. L'ordre zéro a une étendue double par rapport à celle de l'image réelle, donc elle occupe une grande partie de champ reconstruit. De plus, en raison de sa forte intensité, l'ordre zéro perturbe le champ reconstruit en couvrant une partie de l'image objet et dégrade la plage dynamique du système de visualisation. Toutes ces raisons nous mettent dans la nécessité de supprimer l'image jumelle et le terme d'ordre zéro pour avoir une image reconstruite avec une bonne visibilité et un contraste meilleur.

III.3 Suppression de l'image jumelle et le terme d'ordre zéro

De nombreuses techniques ont été développées pour éliminer ces deux images parasites et dans ce contexte un grand nombre d'articles a été publié [16-34]. Parmi ces techniques, on peut citer : la technique de décalage de phase dans le processus d'enregistrement numérique des hologrammes [16], la technique de filtrage spectrale dans le cas de l'holographie numérique hors axe [17]. Les auteurs dans les références [18] et [19] ont très bien résumé ces techniques dans leurs articles. Pour notre part, nous les avons classées selon deux grandes catégories: les méthodes utilisées dans l'holographie numérique hors axes et les méthodes utilisées dans l'holographie numérique en ligne.

III.3.1 Suppression de l'image jumelle et l'ordre zéro dans l'holographie numérique hors axe

Dans l'holographie hors axe, selon l'angle θ entre l'onde objet et l'onde de référence on peut avoir deux situations. Dans la première, la séparation des trois ordres de diffraction est complète et elle est suffisamment grande pendant le processus d'enregistrement, alors que dans la deuxième situation, la séparation est incomplète lorsque l'angle d'interférence est inférieure à l'angle minimale d'interférence permis, ce qui entraîne un chevauchement entre l'image virtuelle, l'image réelle avec le terme d'ordre zéro. Les techniques utilisées pour supprimer les deux images indésirables dans les deux cas de figure sont discutées dans cette section.

III.3.1.1 Cas de la séparation complète des trois composantes de l'image reconstruite

Cette situation survient dans le cas où l'angle d'interférence est suffisamment grand pendant le processus d'enregistrement, pour produire une séparation spatiale et spectrale complète des trois composantes du champ reconstruit. Dans ce cas et comme il est indiqué par Kreis [20] l'élimination de l'image jumelle et de l'ordre zéro est généralement triviale. Ceci est due à la séparation complète des trois composantes de l'hologramme dans le domaine des fréquences spatiales, l'une ou l'autre peut être extraite à travers un filtre passe bande. En pratique, on distingue deux stratégies de filtrage qui nous aident à isoler l'image d'intérêt des deux termes indésirables, qui sont le filtrage dans le domaine des fréquences spatiales de l'hologramme [17,22] et le filtrage dans le plan image [23].

III.3.1.1.1 Filtrage dans le domaine des fréquences spatiales de l'hologramme

Cette technique de filtrage exige la séparation complète des trois ordres dans le domaine des fréquences spatiales. Le filtrage peut être réalisé optiquement lors de la reconstruction classique en disposant deux lentilles dans une configuration dite $4f$ avec un masque approprié inséré dans le plan de Fourier de la première lentille. En 1999, E. Cuche et al [17] ont montré que cette procédure peut être effectuée numériquement par multiplication de la transformée de Fourier de l'hologramme avec un masque numérique bien défini. Le spectre filtré est ensuite ramené dans le plan spatial par une transformée de Fourier inverse. Finalement la reconstruction de l'hologramme filtré permet d'obtenir une image reconstruite avec une suppression complète des termes indésirables. La réussite de cette technique est liée à la précision de la fenêtre de filtrage c'est-à-dire à sa taille et à sa position. Nous avons appliqué cette technique sur l'hologramme de la pièce de monnaie. Les différentes étapes ainsi que les résultats obtenus par cette méthode sont montrés dans la figure III.3. La figure III.3(b) présente le spectre de Fourier à deux dimensions de l'hologramme. Dans ce spectre on peut constater que les contributions des fréquences spatiales correspondantes aux différents termes de diffraction sont complètement séparées. Les fréquences spatiales associées au terme d'ordre zéro sont localisées au centre du spectre de Fourier, tandis que les fréquences spatiales liées aux termes d'interférences (aux deux images jumeaux) sont situées symétriquement par rapport au centre du spectre.

La figure III.3(c) est obtenue en multipliant la transformée de Fourier de la matrice hologramme originale avec un masque composé par une fenêtre transparente centrée autour de la fréquence porteuse de l'onde correspondante à l'image réelle. L'application de la transformée de Fourier inverse sur le spectre de Fourier filtré nous permet d'obtenir l'hologramme filtré Figure III.3(d). La comparaison entre cette figure et la figure III.3(a) nous permet de constater l'amélioration de la visibilité des franges d'interférences dans l'hologramme filtré par rapport à l'hologramme original.

L'image reconstruite à partir de l'hologramme filtré, illustrée dans la figure III.3(e) indique d'un côté que les deux termes indésirables sont complètement éliminés par l'emploi de cette technique. D'un autre côté, on remarque dans la figure III.3(c) que le spectre de Fourier filtré contient seulement la contribution fréquentielle de l'onde objet décalée au centre de l'image. Ce décalage en fréquence peut être éliminé en translatant ces fréquences spatiales vers le centre du spectre avant d'appliquer la transformée de Fourier inverse. Une grande partie du spectre présenté dans la figure III.3(c) ne contient aucune information spectrale, donc il est possible de réduire la taille de l'image et par conséquent le temps de calcul.

Peizhen Qiu et Juguan Gu [24] ont proposé récemment une méthode semblable à celle de Cuche avec un meilleur rapport signal/ bruit dans l'image reconstruite. Un autre avantage est la suppression du bruit produit par les réflexions parasites dans le dispositif d'enregistrement holographique.

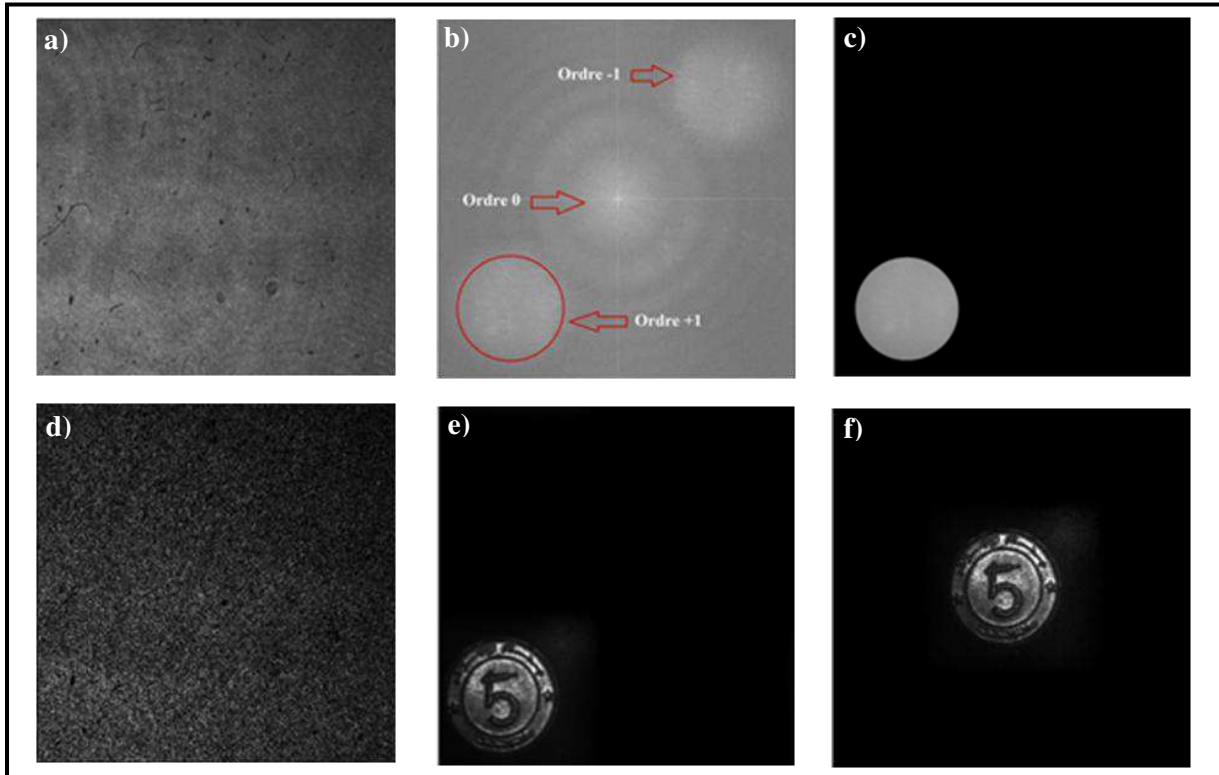


Figure III.3 : Cette figure montre les différentes étapes de la méthode de filtrage dans le domaine des fréquences spatiales.

III.3.1.1.2 Filtrage dans le plan image

Bien que la méthode de filtrage dans le plan de fréquence permet d'éliminer complètement les deux images indésirables, cette élimination est toujours accompagnée d'une perte d'une partie du spectre de fréquence du champ d'objet (les composants de haute fréquence). Cela est principalement dû au chevauchement entre les composantes des fréquences de l'onde objet réelle et de son onde conjuguée avec les fréquences associées à l'ordre zéro de diffraction. Cette perte provoque une diminution de la qualité de l'image objet reconstruite. Pour éviter cet inconvénient et filtrer l'image objet avec une bonne précision, les auteurs de la Réf. [23], ont proposé d'effectuer le processus de filtrage dans le plan de l'image reconstruite. Dans le cas de l'holographie hors axe, l'image objet dans le plan de l'image reconstruite par la méthode de Fresnel, peut être effectivement séparée de l'ordre zéro de diffraction si la condition de l'angle d'interférence est respectée. Dans cette situation, une fenêtre de filtrage numérique sera créée dans le plan de l'image reconstruite pour extraire l'image du champ objet. Cette dernière est translatée vers le centre du plan image et l'hologramme filtré numériquement peut être obtenu par une opération de diffraction inverse. Enfin, le champ objet est reconstruit par la théorie de la diffraction de spectre angulaire. Cette technique a été développée dans leurs travaux pour améliorer la qualité de l'image reconstruite par la méthode de spectre angulaire avec grandissement ajustable.

III.3.1.2 Cas de la séparation incomplète des trois composantes de l'image reconstruite

Les deux techniques de filtrage discutées ci-dessus permettent d'extraire le champ complexe de l'onde objet d'une manière efficace. Cette efficacité n'est possible que dans le cas d'une séparation spectrale complète des trois ordres de diffraction. Cependant, la séparation spectrale complète entraîne une perte de résolution car une partie significative, environ 3/4 de la bande passant spatiale, est occupée par les deux termes indésirables de l'équation hologramme qui réduit la largeur spectrale de l'onde objet reconstruite. Cette situation se voit clairement dans la figure III.4(a) qui schématise un spectre de Fourier d'un hologramme hors axe. Afin d'agrandir cette largeur spectrale dans l'holographie hors axe, la superposition du terme d'ordre zéro sur l'image objet est inévitable, ce qui donne un certain gain de résolution de l'image de l'onde objet, voir le schéma de la figure III.4 (b). Dans cette figure, il est clair que la séparation entre les différents termes n'est pas complète, cela complique la suppression de l'ordre zéro et entraîne des bruits dans l'image objet reconstruite.

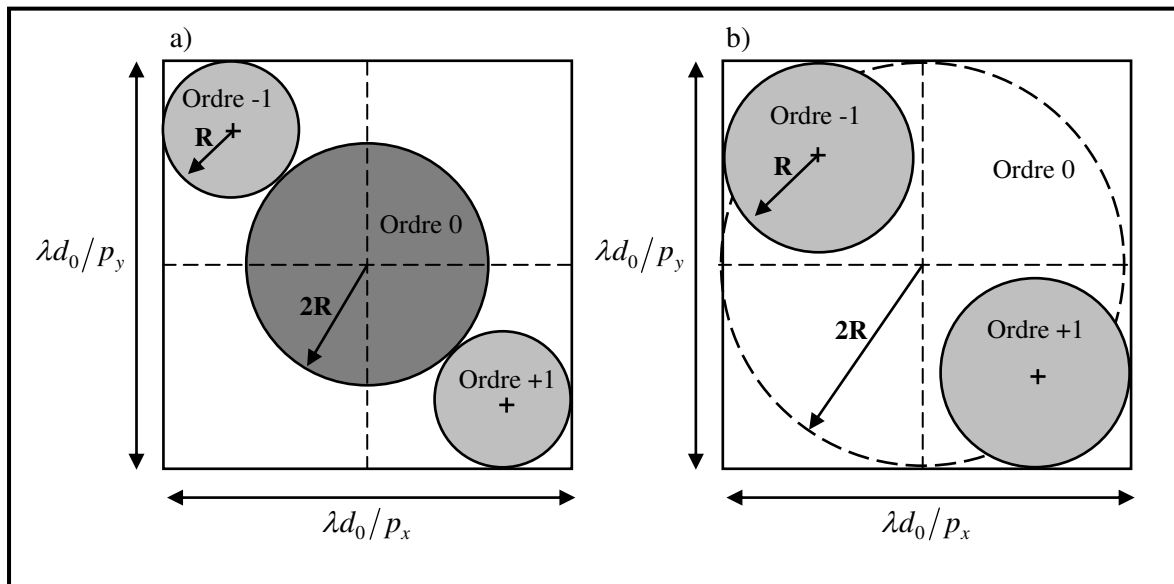


Figure III.4 : Spectre de Fourier d'un hologramme hors axe dans le cas a) séparation complète entre les trois ordres de diffraction b) chevauchement de l'ordre zéro avec les termes d'imagerie

Certaines techniques ont été proposées pour éliminer l'ordre zéro qui chevauche avec les termes d'imagerie dans l'holographie hors axe. Pavillon and al [25] ont proposé une méthode numérique pour éliminer le terme d'ordre zéro basée sur une procédure itérative. Elle estime l'ordre zéro à partir de l'information du champ de l'onde objet contenue dans le spectre de l'hologramme initial. Après une dizaine d'itérations, la procédure de filtrage converge vers une nouvelle version de champ d'onde objet dans laquelle l'ordre zéro est effectivement éliminé. Cependant, effectuer des itérations dans le domaine spectral est un processus qui nécessite un temps de calcul considérable à cause de l'application d'une transformée de Fourier inverse et la sélection d'une fenêtre de filtrage appropriée lors de chaque itération.

Une autre approche itérative basée sur la transformée Hilbert à deux dimensions a été proposée par Souillard and al [26] mais elle consomme également beaucoup de temps de calcul, car une transformée Hilbert à 2D est nécessaire dans chaque itération. Récemment Z. Ma and al. [27] ont développé une nouvelle approche itérative dans le domaine spatial. Dans cette approche, le temps de calcul est minimisé car elle n'exige pas d'effectuer une transformée de Fourier ni une transformée de Fourier inverse, en plus le nombre d'itérations requis dans la procédure de cette technique est inférieur à celui exigé dans le domaine spectral.

Des techniques de filtrage non linéaires ont été également suggérées [28-30]. Les auteurs des Réf. [28,29] ont démontré qu'un tel filtre peut donner de bons résultats mais elle revendique une onde de référence plus intense que l'onde objet, et l'ordre +1 doit être confiné dans un quadrant de spectre de Fourier. Pour éviter ces deux contraintes, Z. Ma and al. ont proposé depuis peu une nouvelle approche de filtrage non linéaire pour la suppression du terme d'ordre zéro dans l'holographie hors axe, et qui donne de bons résultats.

III.3.2 Suppression de l'image jumelle et l'ordre zéro dans l'holographie numérique en ligne

La configuration en ligne présente des avantages évidents par rapport à son homologue hors axe, en particulier, une installation d'enregistrement simple sans éléments optiques additionnels (lentille, séparateur de faisceau et miroir) et une utilisation efficace de la bande passante spatiale du capteur d'enregistrement. Ces avantages rendent cette géométrie préférable dans certains domaines d'applications où elle a prouvé son fort potentiel comme l'étude des particules et aérosols, l'holographie à rayons gamma, la microscopie à rayons Xetc. Dans ces deux derniers cas, l'holographie en ligne est encore l'architecture de référence en raison de l'absence d'éléments optiques qui peuvent détourner les faisceaux. Néanmoins, comme il est déjà expliqué, l'image jumelle et le terme d'ordre zéro restent un obstacle sérieux pour l'obtention d'un résultat de haute qualité à cause de leurs superpositions sur l'image désirée lors de la reconstruction d'un hologramme en ligne. Cette superposition influence la visibilité de l'image d'intérêt et empêche l'extraction des informations utiles sur l'objet d'étude, donc il est indispensable d'isoler le terme qui correspond à l'image réelle des deux autres composants indésirables. L'élimination de l'image jumelle et le terme d'ordre zéro dans ce type d'hologramme est une tâche difficile par rapport à l'autre type d'hologramme (hors axe). Jusqu'à présent un bon nombre de techniques a été proposé pour faire disparaître ces deux images indésirables dans le cas des hologrammes en ligne, certaines sont purement numériques et d'autres expérimentales. Dans cette section, nous allons rapporter les principales techniques de suppression de l'image d'ordre zéro et l'image jumelle dans le cas de l'holographie en ligne ainsi que les avantages et les inconvénients de chaque technique.

III.3.2.1 Méthodes expérimentales

Cette catégorie regroupe toutes les méthodes qui nécessitent une modification dans l'arrangement holographique pendant l'étape d'enregistrement. En réalité, ces méthodes demandent également des traitements numériques supplémentaires, alors elles peuvent être interprétées comme des méthodes hybrides. De nombreuses techniques expérimentales ont été

proposées pour éliminer les deux termes indésirables. On peut citer celle de la référence [31] mais la plus souvent utilisée est la méthode de décalage de phase [32], au vu des résultats obtenus et parce que cette dernière est à l'origine de la plupart des autres techniques de cette catégorie.

III.3.2.1.1 La technique d'holographie numérique à décalage de phase PSDH

La technique d'holographie à décalage de phase dite en anglais « Phase Shifting Digital Holography », connue également par son abréviation PSDH est une méthode très efficace pour supprimer l'image d'ordre zéro et l'image jumelle indépendamment de la géométrie du système (dans l'axe ou hors axe). Cette technique a été introduite pour la première fois dans l'holographie numérique par Yamaguchi et Zhang [16] en 1997. Elle nécessite l'enregistrement d'une série d'hologrammes généralement quatre, trois ou deux hologrammes entre lesquels on impose un déphasage entre l'onde de référence et l'onde d'illumination. Le montage optique utilisé dans cette technique est le même que celui utilisé pour enregistrer des hologrammes conventionnels, la seule différence est l'addition d'un élément de décalage de phase dans la direction de l'un des deux fronts d'onde à interférer selon les conditions et les exigences de dispositif d'enregistrement [16]. Ce dispositif de décalage de phase nous permettra de générer une variation contrôlée connue ou inconnue dans la phase de l'onde en considération entre deux enregistrements successifs. Ensuite, les hologrammes obtenus sont combinés numériquement afin d'éliminer les deux termes indésirables en laissant seulement le terme correspondant à l'onde objet dans le plan d'enregistrement. De nombreuses stratégies sont suivies dans cette technique. Elles se différencient soit par le nombre des hologrammes à enregistrer soit par la manière de les mettre en œuvre [33-46]. Quelques unes sont discutées dans la suite de cette section.

III.3.2.1.2 PSDH à quatre étapes

Cette technique consiste dans l'enregistrement d'une série de quatre hologrammes séparés dans le temps pour lesquels un décalage précis de phase $\Delta\varphi = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$ est introduit dans l'onde de référence avant chaque enregistrement. Ce décalage de phase est souvent réalisé par un miroir monté sur un transducteur piézoélectrique (PZT) placé sur le chemin de l'onde de référence [16] qui permet de déplacer le miroir d'une distance correspondant au déphasage souhaité. D'autres éléments optiques ont été également utilisés pour créer le décalage de phase, à titre d'exemple nous citons : le retardateur de phase à cristaux liquides [33-35], un modulateur acousto-optique [36] ou des composantes de polarisation transmises à travers des lames quart d'onde [37, 38]...

Il est très important de noter que cette technique est mise en œuvre expérimentalement toujours avec un montage à deux bras comme il est schématisé sur la figure ci-dessous. Cette dernière représente essentiellement un interféromètre de Mach-Zehnder qui est utilisé pour définir la géométrie d'enregistrement holographique en ligne. Pour simplifier, l'onde de références est supposée plane et en incidence normale par rapport au capteur

d'enregistrement. Son amplitude complexe est donnée par $E_R = A_R e^{i\varphi_R}$ et pour l'onde objet dans le plan hologramme l'amplitude est donnée par $E_O = A_O e^{i\varphi_O}$.

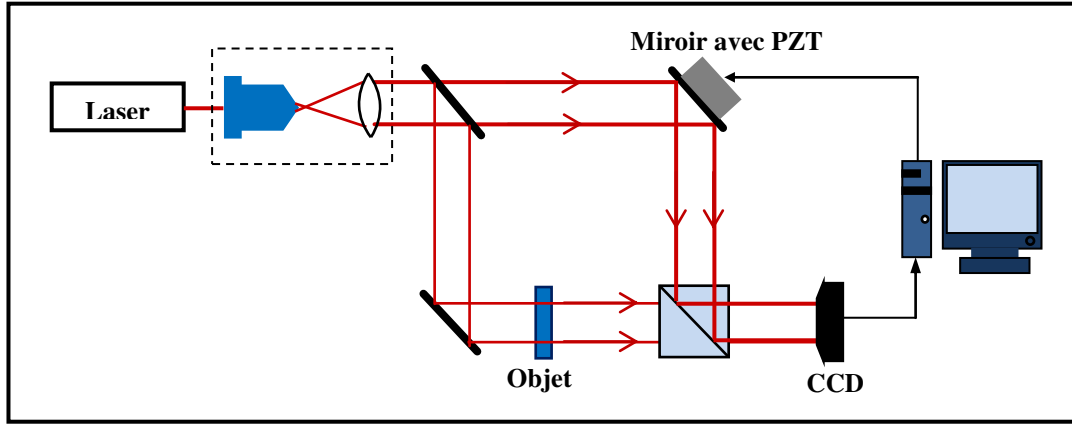


Figure III.5: Dispositif utilisé pour l'holographie à décalage de phase.

Il faut noter que le déphasage entre le faisceau de référence et le faisceau d'illumination est considéré comme étant constant au cours du temps. L'intensité enregistrée par le capteur CCD pour chaque acquisition dans ces conditions est donnée par :

$$\begin{cases} I_0 = I_R + I_O + 2A_RA_O \cos(\varphi) \\ I_{\pi/2} = I_R + I_O - 2A_RA_O \sin(\varphi) \\ I_\pi = I_R + I_O - 2A_RA_O \cos(\varphi) \\ I_{3\pi/2} = I_R + I_O + 2A_RA_O \sin(\varphi) \end{cases} \quad (\text{III.2})$$

Où $\varphi = \varphi_R - \varphi_O$. Une fois les quatre hologrammes enregistrés, la phase de l'onde objet dans le plan d'enregistrement peut être extraite à l'aide d'une simple combinaison numérique, voir l'équation suivante [16] :

$$\phi(x, y) = \tan^{-1} \frac{I(x, y; 3\pi/2) - I(x, y; \pi/2)}{I(x, y; 0) - I(x, y; \pi)} \quad (\text{III.3})$$

L'amplitude du champ de l'onde objet peut être obtenue à l'aide d'un enregistrement séparé de l'intensité de l'onde objet I_O en bloquant l'onde de référence [16].

$$A_O = \sqrt{I_O} \quad (\text{III.4})$$

Jusqu'à présent la phase et l'amplitude de l'onde objet sont connus. Nous pouvons désormais calculer le champ complexe total de l'onde objet dans le plan hologramme [16]:

$$E_O = A_O \text{Exp}^{-i\varphi_O} \quad (\text{III.5})$$

Nous constatons que le processus de cette technique nécessite au total cinq expositions de l'objet, quatre hologrammes et une exposition de l'objet seul. Le champ complexe de l'objet peut être alternativement calculé par [33]:

$$h(x, y) = \frac{1}{4A_R} \left[(I_0 - I_\pi) + i(I_{3\pi/2} - I_{\pi/2}) \right] \quad (\text{III.6})$$

A partir des équations précédentes, on peut facilement remarquer que cette procédure de PSDH permet de supprimer la contribution des deux termes indésirables dans le plan hologramme sans avoir besoin d'effectuer un autre traitement numérique supplémentaire. Enfin la propagation de ce champ d'onde jusqu'au plan de reconstruction permet de reconstruire l'image de l'objet sans la présence de l'image jumelle et l'image d'ordre zéro. Afin de montrer l'efficacité de cette technique de PSDH dans la suppression du terme d'ordre zéro et l'image jumelle, nous avons réalisé une simulation de son processus. Dans cette dernière, la source de lumière est un laser avec une longueur d'onde $\lambda = 632,8nm$, la distance entre le plan objet et le plan CCD est $d = 30cm$. La matrice du capteur d'enregistrement est supposé carré avec une taille du côté $L = 4,6mm$ et 1024×1024 pixel avec un espacement de $p_x \times p_y = 6,8\mu m$. L'objet était une image Lina. Elle est représentée sur la figure III.6 (a).

Dans cette expérience numérique, une série de quatre hologrammes en ligne sont générés avec un décalage de phase de $\frac{\pi}{2}$ introduit dans l'onde de référence entre chaque deux simulations successives. L'un des quatre hologrammes est montré dans la figure III.6 (b).

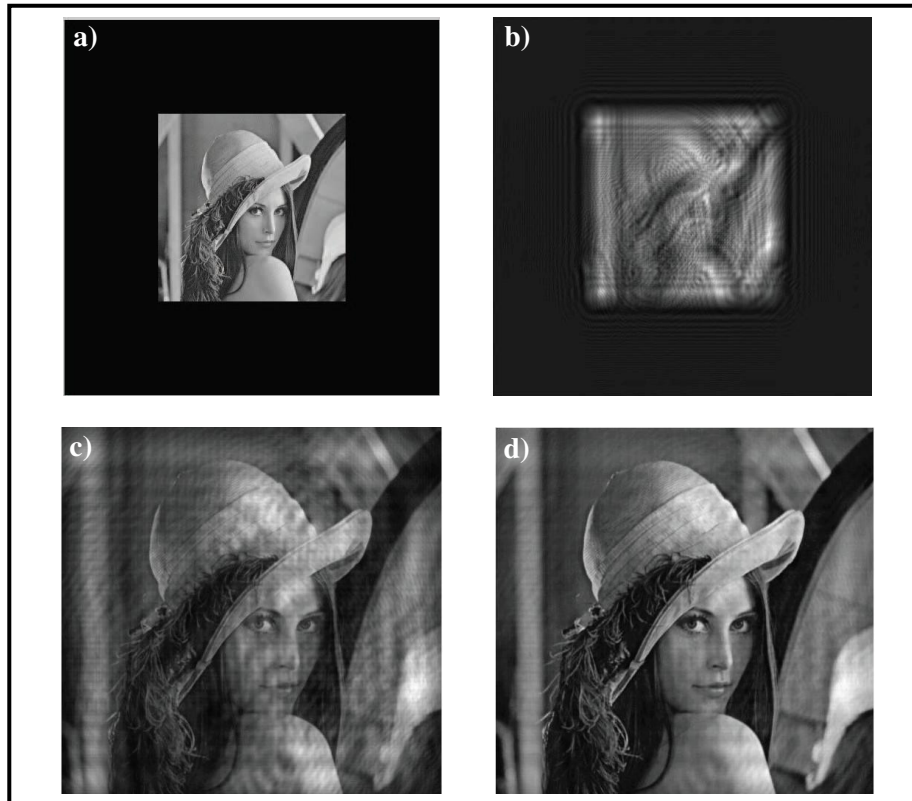


Figure III.6 : Simulation de PSDH, a) image d'entrée, b) l'un des hologrammes simulé, c) image reconstruite sans PSDH, d) image reconstruite avec PSDH à quatre étapes.

Les figures III.6 (c) et (d) montrent respectivement l'image reconstruite directement à partir de l'un des hologrammes sans avoir appliqué aucun traitement et l'image reconstruite par

l'application de la technique de PSDH à quatre étapes. Nous constatons que les contributions des deux termes indésirables sont presque complètement supprimés en laissant seulement l'image d'objet seule. Selon l'analyse théorique, la technique PSDH permet de supprimer complètement les deux termes corruptifs, cependant la comparaison entre la figure III.6 (d) et l'image objet d'entrée figure III.6 (a) montre que les deux termes indésirables ne sont pas complètement éliminés mais sont réduits suffisamment pour que l'image objet reconstruite soit de bonne qualité comme on peut le voir dans la figure III.6 (d). Cela prouve l'efficacité de cette technique pour la suppression des deux termes indésirables.

III.3.2.1.3 PSDH à trois étapes

L'algorithme de décalage de phase à trois étapes a été également proposé pour éliminer les deux termes indésirables [47]. Dans cet algorithme, le nombre d'hogrammes requis a été réduit de un. C'est-à-dire seulement trois hologrammes enregistrés avec trois décalages de phase de $0, \alpha$ et β sont nécessaires [48] :

$$\begin{cases} I_\alpha = A_R^2 + A_O^2 + A_R A_O e^{i(\varphi-\alpha)} + A_R A_O e^{-i(\varphi-\alpha)} \\ I_\beta = A_R^2 + A_O^2 + A_R A_O e^{i(\varphi-\beta)} + A_R A_O e^{-i(\varphi-\beta)} \\ I_0 = A_R^2 + A_O^2 + A_R A_O e^{i\varphi} + A_R A_O e^{-i\varphi} \end{cases} \quad (III.7)$$

L'amplitude complexe de l'onde objet dans le plan hologramme peut être obtenue à partir des équations précédentes par la combinaison suivante :

$$E_O = A_O e^{i\varphi} = \frac{1}{A_R} \frac{(I_\alpha - I_0)(e^{i\beta} - 1) - (I_\beta - I_0)(e^{i\alpha} - 1)}{(e^{-i\alpha} - 1)(e^{i\beta} - 1) - (e^{i\alpha} - 1)(e^{-i\beta} - 1)} \quad (III.8)$$

Dans le cas où $\alpha = \pi/2$ et $\beta = -\pi/2$ l'amplitude complexe de l'onde objet peut être simplement obtenue par:

$$E_O = \frac{1-i}{4A_R} [(I_0 - I_\alpha) + (I_0 - I_\beta)] \quad (III.9)$$

Donc le processus total de cet algorithme à trois étapes nécessite trois expositions de l'objet et une seule mesure de l'intensité de l'onde de référence.

III.3.2.1.4 PSDH à deux étapes

Guo and al. en 2002 [49] ont montré à travers une simulation numérique la possibilité de réaliser la technique de décalage de phase à deux étapes où seulement deux hologrammes numériques en ligne sont requises pour récupérer le champ complexe de l'onde objet original. Cette idée a été validée expérimentalement dans les années qui suivirent, par Guo et Devaney [50] et Wang and al [51]. Dans cette technique de PSDH à deux étapes conventionnelles, deux hologrammes et deux mesures d'intensité à savoir l'intensité de l'onde objet I_O et l'intensité

de l'onde de référence I_R sont indispensables. La contribution de l'onde objet originale dans le plan hologramme est calculée en utilisant l'équation suivante :

$$A_O(x, y) = \frac{(I_0 - A_O^2 - A_R^2) - e^{(-i\alpha)}(I_\alpha - A_O^2 - A_R^2)}{A_R[1 - e^{(-2i\alpha)}]} \quad (\text{III.10})$$

Où α est le décalage de phase introduit dans l'onde de référence entre les deux enregistrements holographiques. Il peut prendre toutes les valeurs dans l'intervalle $[0, \pi]$. Bien que le processus de l'algorithme de PSDH à deux étapes conventionnelles exige deux hologrammes seulement pour éliminer les contributions de l'image d'ordre zéro et l'image jumelle, il nécessite aussi l'enregistrement séparé des intensités de l'onde de référence et de l'onde objet, donc il a besoin au total de quatre enregistrements, ce qui augmente le temps d'enregistrement.

Meng and al [52] ont proposé un algorithme de PSDH à deux étapes dans lequel deux hologrammes en ligne et un enregistrement séparé de l'intensité de l'onde de référence sont nécessaires pour extraire le champ complexe de l'onde objet original. Bien que cet algorithme permet de réduire le nombre d'acquisition à trois, il est cependant limité par la condition de l'intensité de l'onde de référence qui doit être plus élevée que celle de l'onde objet, ce qui provoque une diminution du contraste des franges d'interférence. D'autres chercheurs [53] ont montré que le nombre des enregistrements nécessaires pour réaliser la technique de PSDH à deux étapes peut être réduit à deux seulement si la distribution de l'ordre zéro est uniforme sur tout le plan de capteur CCD, car dans ce cas un filtre passe bas de l'hologramme peut être vu comme le terme d'ordre zéro, ainsi son remplacement dans l'équation III.10 permet d'extraire le champ complexe de l'onde objet. Cependant la condition de l'uniformité du terme d'ordre zéro sur tout l'hologramme n'est pas facile à réaliser dans la pratique. Se basant sur la technique précédente, Liu and Poon [54] ont développé une méthode appelée PSDH à quadrature de phase à deux étapes seulement. Dans cette technique, le nombre d'enregistrements est réduit à deux hologrammes seulement, car elle consiste à estimer numériquement l'intensité de l'onde de référence à partir des deux hologrammes au lieu de l'enregistrer directement. Ce qui simplifie énormément la technique de PSDH. Mais cette technique est extrêmement extensive en terme de temps de calcul. Afin de réduire le temps de calcul, des chercheurs ont essayé d'optimiser la technique de Liu and Poon [55,56] par la suggestion d'autres manières pour estimer l'intensité de l'onde de référence, mais ces méthodes sont relativement complexes.

Récemment Zhou et Zhang [57,58] ont rapporté une autre stratégie plus simple et rapide pour extraire l'onde objet complexe à partir seulement de deux hologrammes en quadrature de phase. Cette technique a été ensuite optimisée par les auteurs des références [59] et [60].

III.3.2.2 PSDH avantages et inconvénients

L'introduction de cette technique PSDH dans la géométrie en ligne a permis de surmonter un grand obstacle rencontré dans cette architecture qui est les distorsions causées par la superposition des deux images indésirables sur l'image réelle de l'objet. Elle a montré une meilleure performance pour les supprimer par rapport aux autres méthodes existantes. Ces avantages lui ont permis de devenir la technique de pointe actuelle dans le décodage de l'information de phase avec un large domaine d'applications, telle que la microscopie par holographie numérique [47,61], le cryptage des images [62], la tomographie par diffraction optique [63,64], la mesure de forme et des déformations [56].

La technique PSDH souffre de quelques inconvénients dont l'inconvénient majeur est lié principalement à ses procédures expérimentales impliquant l'acquisition d'au moins deux hologrammes qui augmentent la complexité de l'ensemble du système et l'exigence de stabilité de l'environnement expérimentale qui empêche son utilisation dans certaines applications en temps réel telle que le suivi des particules mobiles, l'imagerie des cellules biologiques ou tout autre objet dynamique. Cette technique souffre également de certaines sources d'erreur qui diminuent son efficacité en terme de suppression des deux termes corruptifs. Pratiquement il existe au moins trois sources d'erreurs qui sont : le bruit produit par le capteur d'enregistrement, les bruits environnementaux (les perturbations de l'air, la poussière et les vibrations de la table optique) et la troisième et la plus importante est due essentiellement au dispositif de décalage de phase où il est difficile d'avoir des valeurs de décalage de phase précises pendant l'enregistrement. Donc il y a une différence entre les valeurs de décalage de phase appliqué dans le processus d'enregistrement et les valeurs théorique qui seront utilisées ultérieurement dans le processus de reconstruction numérique. Cette erreur de phase entre les valeurs réelles et théoriques n'influe pas seulement la précision de la suppression des deux termes indésirable mais elle va provoquer aussi un bruit qui dégrade considérablement la qualité des résultats de reconstruction et conduit à un échec dans le calcul de l'amplitude et la phase de l'objet en considération. Pas mal d'efforts ont été fournis pour estimer et éliminer les erreurs liés au décalage de phase. Par exemple, Chen and al. [66] et Gao and al. [67] ont développé des algorithmes itératifs pour déterminer les valeurs exactes de décalage de phase. Zhang [68] a proposé une méthode non itérative pour réduire le temps de calcul et Guo and al. [69] ont dérivé une formule analytique pour calculer le champ complexe de l'onde objet.

III.3.2.2.1 PSDH à décalage de phase inconnue

Dans les paragraphes précédents nous avons vu que le nombre d'hologrammes nécessaires dans le processus de la technique PSDH peut être réduit jusqu'à deux hologrammes seulement, mais le principe de la technique reste toujours le même, c'est-à-dire l'extraction du champ d'onde complexe de l'objet en combinant les hologrammes acquis avec des décalages de phase fixes et connues. Cependant, en pratique, il est très difficile de contrôler et de maintenir avec précision le décalage de phase et de petites erreurs dans les phases peuvent entraîner une erreur conséquente dans la phase de l'onde objet calculée. Pour éviter ces erreurs, Cai et al. [70] ont mis au point une méthode PSDH avec des décalages de phases

arbitraires et inconnues. Dans cette méthode, les valeurs de décalage de phase qui sont arbitrairement insérées dans l'étape d'enregistrement sont déterminées à travers une procédure numérique en analysant l'hologramme. Puis ces valeurs sont utilisées pour récupérer l'onde objet originale dans le plan hologramme. Des approches similaires basées sur diverses formules ont été utilisées dans de nombreuses expériences. [71–77].

III.3.2.2.2 PSDH à un seul coup

Pour mettre fin à la limitation de la PSDH concernant les objets dynamiques, différents groupes de recherche ont développé des techniques PSDH qui n'exigent qu'un seul enregistrement avec de nouvelles stratégies [78-86]. Certains ont choisi d'utiliser des capteurs d'enregistrement multiples pour capturer des hologrammes multiples simultanément [78,79]. Bien que cette stratégie permette d'atteindre le but visé, la difficulté rencontrée dans l'alignement très fine des cubes séparateurs complique encore plus le dispositif d'enregistrement.

Durant ces dernières années, pas mal de chercheurs ont étudié la possibilité d'enregistrer l'ensemble des hologrammes nécessaires pour le processus de la technique PSDH simultanément avec un seul capteur d'enregistrement. Deux types de techniques sont proposés pour la mise en œuvre de cette stratégie : la première s'appelle « parallel phase shifting digital holography » [80]. Dans cette technique, les quatre ondes de référence munies de différents décalages de phase sont spatialement multiplexées en une seule onde, l'opération pratique consiste à placer un dispositif matriciel sur la direction de l'onde de référence dans le système d'enregistrement et dont les cellules sont disposées périodiquement pour chaque carré 2×2 , avec les distributions de phase $0, \pi/2, \pi$ et $3\pi/2$ pour moduler l'onde de référence. Le dispositif matriciel est imagé sur le capteur d'enregistrement à l'aide d'une lentille. La taille des cellules du dispositif matricielle imagé correspond à la taille des pixels du capteur. Les quatre hologrammes nécessaires sont générés numériquement à partir de l'hologramme enregistré avec l'onde de référence multiplexé, en utilisant les pixels avec le même décalage de phase pour former un nouvel hologramme en maintenant les positions des pixels extraits et en interpolant les valeurs d'intensité dans les pixels qui l'entourent. Pour garantir la récupération de phase avec une grande précision, la variation de la surface de l'objet est supposée relativement petite [80]. Cette technique exige un alignement précis entre le dispositif matriciel et le capteur d'enregistrement et des algorithmes d'interpolation dans le processus de reconstruction. La qualité de l'image est moindre par comparaison avec la technique PSDH originale. Dans les travaux ultérieurs, le nombre des étapes de phase est ramené à trois étapes [81], voire deux étapes [82]. Les algorithmes d'interpolation et de reconstruction sont améliorés pour augmenter encore la qualité de l'image reconstruite [83-85]. Néanmoins, le principe de base et la configuration optique reste similaires aux premiers travaux décrits dans la référence [80]. L'autre technique est basée sur l'effet Talbot [86].

III.3.2.3 Méthodes numériques

La suppression numérique de l'image conjuguée et l'ordre zéro a été utilisée par plusieurs approches dans l'holographie en ligne [87-100]. L'avantage majeur de ces procédures est qu'elles nécessitent la capture d'un seul hologramme, donc une seule exposition de l'objet, qui les rend appropriées pour l'analyse des objets dynamiques. Ces approches peuvent être classées selon différents critères [18] :

- Les approches itératives et non itératives.
- Les techniques basées sur la diffraction et solutions aux problèmes inverses.
- La reconstruction des objets purement réels, des objets de phase et des objets complexes.
- La reconstruction d'objets plans et volumineux, etc...

La plupart de ces méthodes est dérivée des approches de phase retrouvaille (phase retrieval algorithms) et sont utilisées pour résoudre le problème de l'image jumelle pour des objets ou des situations spécifiques [18]. La majorité des solutions proposées récemment se base sur l'adoption de diverses simplifications sur la méthode de phase retrouvaille conventionnelle. Pour plus de détails, on peut consulter les deux références [18], [91]. En ce qui nous concerne et parmi toutes ces approches numériques proposées nous allons nous intéresser aux méthodes de filtrage de front d'onde complexe dans le plan de reconstruction faisant partie des méthodes non itératives. L'idée derrière cette technique est simple, parce qu'elle consiste à reconstruire l'hologramme dans le plan de mise au point de l'image jumelle indésirable, puis utiliser une technique de détection de contour pour déterminer les bords de l'image objet conjuguée et l'enlever à partir de champ reconstruit dans ce plan. Ensuite l'image filtrée est re-propagée jusqu'au plan de focalisation de l'image réelle (pour revenir au plan d'image réel).

Cette technique a été proposée pour la première fois par Denis et al [92]. M. D. Panah and B. Javidi [93] ont développé une méthode identique à cette technique. Ces méthodes sont limitées seulement à des objets microscopiques. Elles sont appliquées particulièrement dans le domaine des particules. Les auteurs de la référence [94] ont élargi cette méthode de filtrage pour l'appliquer dans le cas des objets macroscopiques et ils ont proposé d'utiliser des masques automatiques au lieu des procédures de filtrage manuelles.

À titre d'illustration, nous allons réintroduire dans les présents paragraphes la méthode de filtrage de front d'onde complexe utilisée dans la Réf [95]. Comme nous l'avons signalé précédemment, cette technique nécessite l'enregistrement d'un seul hologramme et son processus comprend trois étapes :

La première étape a pour but la reconstruction de l'image jumelle indésirable dans son plan de mise au point. En un premier lieu, elle consiste à supprimer le terme d'ordre zéro. Différentes approches numériques ont été proposées pour accomplir cette tâche dont quelques-unes sont discutées dans la suite de ce chapitre. Dans notre cas, on a utilisé la technique de soustraction d'intensité moyenne [96]. Une fois le terme d'ordre zéro éliminé, l'hologramme obtenu (l'hologramme sans l'ordre zéro) est propagé jusqu'au plan de mise au point de l'image jumelle indésirable. L'image d'intensité de champs reconstruit dans ce plan est illustrée dans

la figure III.7(a). A partir de cette image on constate que l'image jumelle est focalisée alors que l'image réelle est largement dispersée, cela veut dire que l'énergie optique de l'image réelle est beaucoup plus grande que celle de l'image conjuguée dans ce plan. C'est l'idée de base de cette technique. L'intensité de cette image est stockée sous le nom I_r' et sera utilisée dans la prochaine étape pour calculer un masque de segmentation.

La deuxième étape consiste à calculer le masque de segmentation à partir de l'intensité de l'image obtenue dans la première étape dans le but d'éliminer l'image conjuguée dans son plan de mise au point. On commence tout d'abord par déterminer les contours de l'image conjuguée dans son plan de focalisation à l'aide des algorithmes de segmentation. Plusieurs approches pour la segmentation des reconstructions holographiques en objet et arrière plan ont été développées [93, 94, 97, 98, 99]. Certaines d'entre elles ont été développées pour segmenter les reconstructions contenant des objets microscopiques [93,97] et qui sont caractérisées par une faible profondeur telle que les organismes biologiques et relativement un faible bruit de speckle par comparaison avec les reconstructions des objets macroscopiques. D'autres approches ont été développées pour segmenter des reconstructions contenant des objets macroscopique [94] dont lesquelles le bruit de speckle est une caractéristique fondamentale. Ces approches peuvent utiliser une seule reconstruction dans le cas des objets avec une faible profondeur de focalisation [95] où de multiples reconstruction indépendamment focalisés dans le cas contraire [94,93]. Pour plus des détails sur ces techniques, on peut consulter les références citées précédemment.

Dans notre exemple, nous allons réintroduire l'approche de segmentation développée dans la Réf [95]. Dans cette approche, le masque de segmentation est créé à travers un seuillage d'une seule carte de variance (focus map). Cette dernière est calculée à partir des résultats de reconstruction obtenus dans la première étape. Nous sélectionnons une fenêtre de taille $n \times n$ qui traite l'intensité de notre image focalisé I_r' en calculant la variance sur les fenêtres qui se chevauchent à l'aide de l'équation suivante :

$$V(k,l) = \frac{1}{n^2} \sum_{x=k-\left[\frac{n-1}{2}\right]}^{k+\left[\frac{n-1}{2}\right]} \sum_{y=l-\left[\frac{n-1}{2}\right]}^{l+\left[\frac{n-1}{2}\right]} [I_r'(x,y) - \mu]^2 \quad (\text{III.11})$$

Où μ est la valeur moyenne de la fenêtre actuelle. Un emplacement avec une valeur élevée de variance indique la présence probable d'un objet. Se basant sur cette idée et par le choix d'un seuil τ , la carte de variance $V(k, l)$ est transformée en un masque de segmentation :

$$I_{Masque}(k,l) = \begin{cases} 1 & \text{si } V(k,l) \leq \tau \\ 0 & \text{si } V(k,l) \geq \tau \end{cases} \quad (\text{III.12})$$

Où 0 désigne un pixel objet et 1 un pixel d'arrière plan. L'image binaire $I_{Masque}(k,l)$ obtenue forme notre masque de segmentation. Le masque de segmentation calculé dans notre exemple

est montré dans la figure III.7 (b). Ensuite, une opération de multiplication point par point entre le masque de segmentation et l'amplitude de l'image reconstruite I_r' , selon l'équation (III.13) permet d'éliminer l'image jumelle dans son plan de focalisation.

$$I_r^S(x, y) = I_r'(x, y) \cdot I_{Masque}(x, y) \quad (III.13)$$

Une fois que l'image jumelle indésirable est segmentée avec succès, on peut passer à la troisième et la dernière étape où nous propageons les résultats de segmentations au plan hologramme. Cela donne un nouvel hologramme sans l'image conjuguée et la propagation de ce nouvel hologramme jusqu'au plan de mise au point de l'image réelle donne une image reconstruite dans lequel l'influence de l'image jumelle est suffisamment réduite comme il est montré dans la figure III.7 (c). Si on se concentre bien sur le processus de cette technique, on peut clairement remarquer qu'une partie des informations relatives au terme de l'image réelle est également supprimée durant l'opération de segmentation de l'image conjuguée à cause de leurs superposition l'une sur l'autre. Cependant, nous avons tenté de discriminer davantage le terme d'image conjuguée défocalisé. Cette approche peut être encore améliorée en utilisant des techniques sophistiquées de détection de bord.

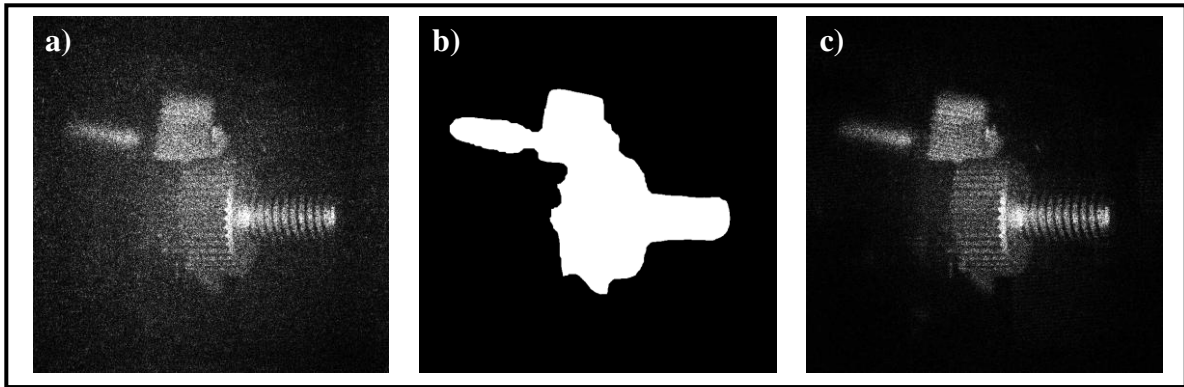


Figure III.7: a) l'image originale reconstruite, b) le masque de segmentation, c) l'image reconstruite finale {ces figures sont extraites du référence [95]}.

III.4 Méthodes pour la suppression du terme d'ordre zéro

Jusqu'à présent, une grande importance a été donnée à l'élimination de l'image jumelle même si quelques méthodes permettent de supprimer les deux termes simultanément. Nous avons discuté les différentes techniques utilisées pour supprimer l'image jumelle. Or comme nous l'avons vu dans la section(III.2.1), les effets du terme d'ordre zéro sont parfois plus destructifs que ceux de l'image jumelle et plus particulièrement dans l'holographie en ligne. Ce qui a poussé plusieurs équipes de recherche à mener des études pour trouver des solutions adéquates pour se débarrasser de ce terme gênant ou à la limite diminuer son influence sur les résultats de reconstruction holographique.

Kreis et Juptner [96] ont proposé de se débarrasser de ce terme gênant en se servant d'une approche purement numérique qui est connue dans la littérature sous le nom « méthode de soustraction d'intensité moyenne». Dans cette technique, ce qu'on appelle terme DC, qui

représente principalement la contribution de l'onde de référence dans l'ordre zéro, est éliminé par la soustraction de l'intensité moyenne de l'hologramme à partir de chaque valeur d'intensité stockée. Noter que les résultats obtenus par cette technique ne sont valables que pour les distributions d'intensité uniformes de l'onde de référence.

La suppression du terme d'ordre zéro par la méthode de soustraction d'intensité moyenne peut être interprétée comme un filtre passe haut avec une fréquence de coupure égale à la plus petite fréquence différente de zéro. Par conséquent, d'autres filtres passe-haut supprimant les plus petites fréquences spatiales peuvent être utilisés pour obtenir des effets comparables. Différentes manières d'appliquer le filtre passe haut ont été utilisées [100,96,20]. Cependant les résultats obtenus par ces techniques sont limités et propres à chaque filtre.

Chen et al [101] ont adopté une autre approche numérique utilisant un seul hologramme. L'idée de base consiste à éliminer complètement les deux composants de l'ordre zéro à travers un calcul numérique. Les auteurs de la référence [102] ont proposé de supprimer le terme d'ordre zéro par divers manipulations de décalage spatiale de l'image reconstruite. L'inconvénient de cette technique est que l'image objet reconstruite est accompagnée de plusieurs répliques de l'image objet originale, ce qui entraverait l'amélioration de la résolution spatiale de l'image reconstruite.

D'autres méthodes numériques pour supprimer l'image d'ordre zéro dans le cas de l'holographie hors axe ont également été proposées. L'une d'entre elles [103] calcule d'abord le Laplacien de l'hologramme hors axe puis l'application de la transformée de Fresnel sur les résultats obtenus donne une image reconstruite sans l'image d'ordre zéro. Une autre technique de filtrage proposée par L. Ma and al. [104] filtre l'hologramme directement dans le domaine spatial en utilisant un filtre FIR réel. La technique de filtrage dans le domaine des fréquences spatiales [17] peut être également utilisée pour supprimer uniquement l'image d'ordre zéro.

D'autres méthodes expérimentales ont été également proposées: la méthode de soustraction HRO (Hologramme, Référence, Objet) qui nécessite l'enregistrement séparée des trois images [105]: l'image de distribution d'intensité du faisceau de référence $|A_R|^2$, l'image de la distribution d'intensité du faisceau objet $|A_O|^2$ et l'image de l'intensité du motif d'interférence I_H entre l'onde de référence et l'onde objet. Le terme d'ordre zéro peut être complètement supprimé en calculant la différence d'intensité entre le motif d'interférence et l'intensité de l'onde de référence et l'intensité de l'onde objet. Le processus de cette technique peut être simplifié par une simple soustraction de l'intensité de front d'onde de référence si l'intensité de l'onde objet est négligeable devant l'intensité de l'onde référence [105].

Takaki and al. ont mis au point une technique de décalage de phase [106] impliquant l'acquisition de deux hologrammes afin de supprimer uniquement l'image d'ordre zéro. Une méthode alternative a été mise en place par Démoli et al [107] nécessite la soustraction des deux hologrammes du même objet capturés séquentiellement dans les mêmes conditions mais qui présentent des figures de speckle stochastiquement différentes. L'inconvénient de ces méthodes est qu'elles nécessitent des multiples enregistrements séparées et au cours de ces

multiples captures l'objet doit être statique, ce qui limite son application à des objets dynamiques.

Dans la microscopie holographique hybride Poon et al [108] ont proposé une approche basée sur le balayage d'un objet tridimensionnel par une lentille à zone plate de Fresnel dépendante de temps. Une telle technique donne des images reconstruites sans l'ordre zéro mais elle est lente à cause de l'opération de balayage.

III.5 Conclusion

La forte influence du terme d'ordre zéro et de l'image jumelle sur la qualité de l'image reconstruite a mis les spécialistes du domaine de l'holographie dans la nécessité de les éliminer et vu le grand nombre de techniques proposées pour cet objectif, nous avons jugé utile de leur consacrer tout un chapitre pour en discuter.

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons brièvement résumé les diverses techniques proposées pour supprimer ou atténuer l'image d'ordre zéro et l'image jumelle dans l'holographie numérique dans les deux cas : l'holographie hors axe et en ligne.

Dans le cas de l'holographie hors axe, on a montré les différentes stratégies menées pour la suppression des deux images gênantes dans deux situations distinctes qui sont: la technique de filtrage dans le domaine des fréquences spatiales pour le cas de la séparation complète des trois ordres de diffraction [17] et les approches itératives [25-27] plus les filtres non linéaires [28-30] dans le cas de la séparation incomplète des trois ordres.

Dans le cas d'holographie numérique en ligne, une variété de techniques expérimentales ont été proposées pour supprimer l'image jumelle et l'image d'ordre zéro [31-47]. Parmi ces différentes techniques, la méthode de décalage de phase a été la plus efficace, car elle donne la possibilité d'une suppression quasi complète de ces deux images parasites. Compte tenu des résultats remarquables obtenus par l'emploi de cette approche, nous l'avons exposée en détails en montrant ses avantages et ses inconvénients ainsi que les différentes solutions proposées pour surmonter ces inconvénients.

Dans notre recherche pour améliorer l'image reconstruite nous avons essayé, programmé et testé plusieurs techniques pour supprimer l'image jumelle et le terme d'ordre zéro. Cependant nous n'avons pas obtenu des résultats meilleurs que ceux de la littérature. Pour cette raison nous avons orienté notre étude vers le bruit de speckle dans le but de le réduire dans l'image reconstruite

Références bibliographiques

- [1] D. Gabor, "A new microscopic principle", *Nature*, vol. 161, 777-778, 15(1948).
- [2] D. Gabor, "Microscopy by reconstructed wave-fronts", *Proc. R. Soc.*, vol. A197, 454-487, (1949).
- [3] W. L. Bragg and G. L. Roger, "Elimination of the Unwanted Image in Diffraction Microscopy", *Nature (London)*, vol. 167, 190-191 (1951).
- [4] O. Bryngdahl and A. Lohmann, "Single-Sideband Holography", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 58(5), 620-624, (1968).
- [5] L. P. Yaroslavskii, N.S. Merzlyakov, *Methods of Digital Holography*, Consultants Bureau, New York, London (1980) (Russian Edition: L. Yaroslavsky, N. Merzlyakov, *Metody tsifrovoy golographii*, M., Nauka, Moscow, 1977).
- [6] E. N. Leith, and J. Upatnieks, "Wavefront reconstruction with continuous-tone objects," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 53, 1377-1381, (1963).
- [7] R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, "A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures," *Optik*, vol. 35, 227-246 (1972).
- [8] J. R. Fienup, "Phase retrieval algorithms: a comparison," *Appl. Opt.*, vol. 21(15), 2758-2769, (1982).
- [9] M. R. Teague, "Deterministic phase retrieval: a Green's function solution," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 73(11), 1434-1441, (1983)
- [10] G. Liu and P. D. Scott, "Phase retrieval for in line holograms," in *Proceedings of the Nineteenth Annual Conference on Information Sciences and Systems* (Johns Hopkins U. Press, Baltimore, Md.), 237-241, (1985).
- [11] G. Liu and P. D. Scott, "Phase retrieval and twin-image elimination for in-line Fresnel holograms," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 4(1), 159-165, (1987).
- [12] J. R. Fienup, "Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform," *Opt. Lett.*, vol. 3(1), 27-29, (1978).
- [13] G. Liu, "Object reconstruction from noisy holograms," *Opt. Eng.*, vol. 29(01), 19-24 (1990).
- [14] G. Koren, D. Joyeux, and F. Polack, "Twin-image elimination in in-line holography of finite-support complex objects," *Opt. Lett.*, vol. 16(24), 1979-1981, (1991).
- [15] W. Jueptner and U. Schnars. *Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, (2005).
- [16] I. Yamaguchi, and T. Zhang, "Phase-shifting digital holography," *Opt. Lett.*, vol. 22, 1268-1270 (1997).
- [17] E. Cuche, P. Marquet, and C. Depeursinge, "Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography" *Appl. Opt.*, vol. 39(23), 4070-4075 (2000).
- [18] E. Stoykova, H. Kang, and J. Park, "Twin-image problem in digital holography—a survey" *Chin. Opt. Let. COL*, vol. 12(6), 060013- (2014).
- [19] B. M. Hennelly, D. P. Kelly, N. Pandey, D. Monaghan, "Review of Twin Reduction and Twin Removal Techniques in Holography", In: *CICT : proc. of the China-Ireland inf. and comm. tech. conference*. National Univ. Irel. Mayn., 241-245 (2009).
- [20] T. Kreis, *Handbook of holographic interferometry: Optical and digital methods* (Wiley-VCH, 2005).

- [21] J. C. Li , Z.J. Peng, P. Tankam, P. Picart, “Design of the spatial filter window for digital holographic convolution reconstruction of object beam field”, *Opt. Commun.*, vol. 283, 4166–4170, (2010).
- [22] P. Picart and P. Tankam, “Analysis and adaptation of convolution algorithms to reconstruct extended objects in digital holography” , *Appl. Opt.*, vol. 52(1), A240-A253, (2013).
- [23] J.C. Li, Z.J. Peng, T. Patrice, et al., Digital holographic reconstruction of a local object field using an adjustable magnification, *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 28, 1292-1296,(2011).
- [24] P. Qiu, J. Gu, ‘‘Elimination of zero-order and conjugate images in off-axis digital holography’’,*Optik*, vol. 125(11), 2652-2655, (2014).
- [25] N. Pavillon, C. Arfire, I. Bergoënd, and C. Depeursinge, “Iterative method for zero-order suppression in off-axis digital holography,” *Opt. Express*, vol.18(15), 15318-15331 (2010).
- [26] F.B. Souldard, A. Purvis, R. McWilliam, J.J. Cowling, G.L. Williams, J.J.Toriz-Garcia, N.L. Seed, and P.A. Ivey, “Iterative zero-order suppression from an off-axis hologram based on the 2D Hilbert transform”, *Biom. Opt. and 3-D Imag.*, OSA Technical Digest, paper DSu3C.4.(2012).
- [27] Z. Ma, L. Deng, Y. Yang, H. Zhai, and Q. Ge , “Numerical iterative approach for zero-order term elimination in off-axis digital holography” *Opt. Exp.*, vol. 21(23), 28314-28324, (2013).
- [28] N. Pavillon, C.S.Seelamantula, J.Kühn, M.Unser, C.Depeursinge, ‘‘Suppression of the zero-order term in off-axis digital holography through nonlinear filtering’’ *Appl.Opt.*,vol. 48(34), H186-H195 (2009).
- [29] C.S.Seelamantula, N.Pavillon, C.Depeursinge, M.Unser, ‘‘Zero-Order-Free image reconstruction in digital holographic microscopy’’ in: *IEEE International Symposium on Biomedical Imaging from Nano to Macro*, 201-204 (2009).
- [30] Z. Ma, Y. Yang , Q. Ge, L. Deng, Z. Xu, X. Sun, “Nonlinear filtering method of zero-order term suppression for improving the image quality in off-axis holography” *Opt. Comm.*, vol. 315, 232-237, (2014).
- [31] B. S. Monaghan, D. P. Kelly, N. Pandey, and B. M. Hennelly, “Twin removal in digital holography using diffuse illumination,” *Opt. Lett.*, vol. 34, 3610-3612 (2009).
- [32] D. S. Monaghan, D. P. Kelly, N. Pandey, and B. M. Hennelly, “Twin suppression in digital holography by mean of speckle reduction,” In *Proc. China-Ireland Intern. Conf. on Info.and Comm. Tech.*, (Kildare, Ireland), 237–240, (2009).
- [33] S. C. Lai, B. King, and M. A. Neifeld, “Wave front reconstruction by means of phase-shifting digital in-line holography,” *Opt. Commun.*, 173, 155-160, (2000).
- [34] Y. Takaki, H. Kawai, and H. Ohzu, “Hybrid holographic microscopy free of conjugate and zero-order images,” *Applied Optics*, vol. 38, 4990-4996, (1999).
- [35] D. W. Griffin, “Phase-shifting shearing interferometer,” *Opt. Lett.* vol. 26, 140-142 (2001).
- [36] E. B. Li, J. Q. Yao, D. Y. Yu, J. T. Xi, and J. Chicharo, “Optical phase shifting with acoustooptic devices,” *Opt. Lett.*, vol 30, 189-191 (2005).
- [37] T. Kiire, S. Nakadate, and M. Shibuya, “Digital holography with a quadrature phase-shifting interferometer,” *Appl. Opt.*, vol. 48, 1308-1315 (2009).

- [38] T. Kiire, S. Nakadate, and M. Shibuya, "Simultaneous formation of four fringes by using a polarization quadrature phase-shifting interferometer with wave plates and a diffraction grating," *Appl. Opt.*, vol. 47, 4787-4792, (2008).
- [39] I. Yamaguchi, T. Matsumura, and J. Kato, "Phase-shifting color digital holography," *Opt. Lett.*, vol. 27, 1108-1110 (2002).
- [40] J. Kato, I. Yamaguchi, and T. Matsumura, "Multicolor digital holography with an achromatic phase shifter," *Opt. Lett.*, vol. 27, 1403-1405 (2002).
- [41] M. Roy, G. Cox, and P. Hariharan, "Low-coherence interference microscopy with an improved switchable achromatic phase-shifter," *Opt. Express*, vol. 13, 9125-9130 (2005).
- [42] K. Hibino, R. Hanayama, J. Burke, and B. F. Oreb, "Tunable phase-extraction formulae for simultaneous shape measurement of multiple surfaces with wavelength-shifting interferometry," *Opt. Express*, vol. 12, 557-5594 (2004).
- [43] I. Yamaguchi, T. Ida, M. Yokota, and K. Yamashita, "Surface shape measurement by phase shifting digital holography with a wavelength shift," *Appl. Opt.*, vol. 45, 7610-7616 (2006).
- [44] D. Kim, J. W. You, and S. Kim, "White light on-axis digital holographic microscopy based on spectral phase shifting," *Opt. Express*, vol. 14, 229-234, (2006).
- [45] C. S. Guo, X. Cheng, X. Y. Ren, J. P. Ding, and H. T. Wang, "Optical vortex phase-shifting digital holography," *Opt. Express*, vol. 12, 5166-5171 (2004).
- [46] M. P. Arroyo, and J. Lobera, "A comparison of temporal, spatial and parallel phase shifting algorithms for digital image plane holography," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 19 (7), 074006 (2008).
- [47] I. Yamaguchi, J. Kato, S. Ohta, and J. Mizuno, "Image formation in phase-shifting digital holography and applications to microscopy," *Appl. Opt.* vol. 40, 6177-6186 (2001).
- [48] M. K. Kim, "Digital Holographic Microscopy: Principles, Techniques, and Applications", Springer Series in Optical Sciences, (2011).
- [49] C. Guo and L. Zhang, "Phase-shifting error and its elimination in phase-shifting digital holography" *Opt. Lett.* vol. 27(19), 1687-1689 (2002).
- [50] P. Guo and A. J. Devaney, "Digital microscopy using phase-shifting digital holography with two reference waves" *Opt. Lett.*, vol. 29(8), 857-859 (2004).
- [51] Y. Wang, Y. Zhen, H. Zhang, and Y. Zhang, "Study on digital holography with single phase-shifting operation" *Chin. Opt. Lett.* **2**, vol. 2(3), 141-143 (2004).
- [52] X. F. Meng, L. Z. Cai, X. F. Xu, X. L. Yang, X. X. Shen, G. Y. Dong, and Y. R. Wang, "Twostep phase-shifting interferometry and its application in image encryption," *Opt. Lett.*, vol. 31, 1414-1416, (2006).
- [53] X. F. Meng, X. Peng, L. Z. Cai, A. M. Li, J. P. Guo, and Y. R. Wang, "Wavefront reconstruction and three-dimensional shape measurement by two-step dc-term-suppressed phase-shifted intensities," *Opt. Lett.*, vol. 34, 1210-1212 (2009).
- [54] J.-P. Liu and T.-C. Poon, "Two-step-only quadrature phase-shifting digital holography," *Opt. Lett.*, vol. 34, 250-252 (2009).
- [55] Zhang, S.Q.; Zhou, J.Y. A new estimation method for two-step-only quadrature phase-shifting digital holography. *Opt. Commun.*, vol.335, 183-188, (2015).

- [56] Chen, B.X.; Tian, Y.Z.; Zhao, N.N.; Wang, L.; Chen, D.X.; Liang, E.J. Optimization of two-step phase-shifting digital hologram algorithm and experimental verification. *Laser Optoelectron. Prog.* (In Chinese), vol. 52, 138-142, (2015).
- [57] J. Zhou and S. Zhang "Phase-Shift and Wavefront Retrieval for Two-Step-Only Phase-Shifting Digital Holography" *IEEE 11th Conf. on Industrial Electronics and Applications (ICIEA)*, 1185-1188, (2016).
- [58] Zhou, W.-J.; Yang, X.; Poon, T.-C. Reconstructing of two combined on-axis holograms with π -phase difference. In *Proc. of the IEEE 13th Intern. Conf. on Industrial Informatics*, Cambridge, UK, 746–749 (2015).
- [59] Zhou, W.-J.; Zhang, H.B.; Yu, Y.J.; Poon, T.-C. Experiments on a simple setup for two-step quadrature phase shifting holography. *IEEE Trans. Ind. Inform.*, vol. 12, 1564–1570 (2016).
- [60] W. J. Zhou , C. Zheng and T C. Poon "Fast Method of Recovering Reference-Wave Intensity in Two-Step-Only Quadrature Phase-Shifting Holography" *Appl. Sci.*, vol. 7(10), 1084-1 to 1084-9, (2017).
- [61]. T. Tahara, K. Ito, T. Kakue, M. Fujii, Y. Shimosato, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, *Biomed.*, "Parallel phase-shifting digital holographic microscopy." *Opt. Express*, 1(2):610-616, (2010).
- [62] S. Lai and M. A. Neifeld, "Digital wavefront reconstruction and its application to image encryption", *Opt. Commun.* Vol. 178(4), 283-289, (2000).
- [63] A. Devaney and J. Cheng, *Meas.*, "Optical diffraction tomography in an inhomogeneous background medium", *Sci. Technol.*, vol. 19, 085505 (2008).
- [64] Y. Sung, W. Choi, C. Fang-Yen, K. Badizadegan, R. R. Dasari, and M. S. Feld, "Optical diffraction tomography for high resolution live cell imaging", *Opt. Express*, vol. 17(1), 266-277 (2009).
- [65] I. Yamaguchi, "Principles and Applications of Phase-shifting Digital Holography", in *Proc. Digt. Holog. and 3-D Imag. DWA, DMA1* (2009).
- [66] W. Chen, C. Quan, C. J. Tay, and Y. Fu, "Quantitative detection and compensation of phase-shifting error in two-step phase-shifting digital holography," *Opt. Commun.*, vol. 282, 2800-2805, (2009).
- [67] C.S. Guo, L. Zhang, H. T. Wang, J. Liao and Y. Y. Zhu, "Phaseshifting error and its elimination in phase shifting digital holography", *Opt. Lett.* vol., 19, 1687-1689, (2002).
- [68] S. Zhang, "A non-iterative method for phase-shift estimation and wavefront reconstruction in phase-shifting digital holography", *Opt. Commun.*, vol. 268, 231-234,(2006).
- [69] C. S. Guo, X.-J. Zhang, and B. Sha, "Non-iterative blind phase-shifting algorithm for two-step phase-shifting interferometry based on an analytical formula," *Opt. Commun.* vol. 315, 275-279,(2014).
- [70] L. Z. Cai, Q. Liu, X. L. Yang, "Phase-shift extraction and wave-front reconstruction in phase-shifting interferometry with arbitrary phase steps", *Opt. Lett.*, vol. 28(19), 1808-1810, (2003).
- [71] X. F. Xu , L. Z. Cai , Y. R. Wang, X. F. Meng, H. Zhang, G. Y. Dong, X. X. Shen, "Blind phase shift extraction and wave front retrieval by two-frame phase-shifting interferometry with an unknown phase shift". *Opt. Commun.*, vol. 273(1), 54-59, (2007).

- [72] G. L. Chen , C. Y. Lin , H. F. Yau, M. K. Kuo, C. C.Chang, “Wave front reconstruction without twin-image blurring by two arbitrary step digital holograms”. *Opt. Express*, vol. 15(18), 11601-11607, (2007).
- [73] X. F. Xu , L. Z. Cai, Y. R. Wang , X. F.Meng, W. J.Sun, H. Zhang , X. C.Cheng, G. Y. Dong, X. X.Shen, “Simple direct extraction of unknown phase shift and wave front reconstruction in generalized phase-shifting interferometry: algorithm and experiments”, *Opt. Lett.* vol. 33(8),776-778, (2008).
- [74] X. F.Meng , L. Z. Cai, Y. R. Wang, X. L. Yang, X. F.Xu, G.Y. Dong, X. X. Shen, X. C.Cheng, Wave front reconstruction by two-step generalized phase-shifting interferometry. *Opt Commun* 2008;281(23):5701–5.
- [75] C. C. Chang, W. T. Hsieh, M. K. Kuo, “Digital holography with arbitrary phase-step reconstruction using multiple holograms”, *Proc. SPIE*, vol. 7358, 1–11 (2009).
- [76] W. T. Hsieh, M. K. Kuo, H. F. Yau, C. C. Chang, “A simple arbitrary phase-step digital holographic reconstruction approach without blurring using two holograms”. *Opt. Rev.*, vol. 16(4), 466–471 (2009).
- [77] W. T. Hsieh, M. K. Kuo, C. C. Chang, „Wave front reconstruction with fresnel holograms by arbitrary phase-step digital holography”. *JCCIT*, vol. 39(1),229-238, (2010).
- [78] O. Y. Kwon, D. M. Shough, and R. A. Williams, “Stroboscopic phase-shifting interferometry,” *Opt. Lett.* 12 (11), 855-857, (1987).
- [79] C. Trujillo and J. Garcia-Sucerquia, “Phase-shifting digital holographic microscopy by using a multi-camera setup”, *Opt. Lett.*, vol. 42 (23), 4841-4844,(2017)
- [80] Y. Awatsuji, M. Sasada, and T. Kubota, “Parallel quasi-phase-shifting digital holography,” *Appl. Phys. Lett.* vol. 85, 1069-1071 (2004).
- [81] Y. Awatsuji, A. Fujii, T. Kubota, and O. Matoba, “Parallel three-step phase-shifting digital holography,” *Appl. Opt.*, vol. 45, 2995-3002, (2006).
- [82] Y. Awatsuji, T. Tahara, A. Kaneko, T. Koyama, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “Parallel two-step phase-shifting digital holography,” *Appl. Opt.*, vol. 47, D183–D189 (2008).
- [83] Y. Awatsuji, M. Sasada, A. Fujii, and T. Kubota, “Scheme to improve the reconstructed image in parallel quasi-phase-shifting digital holography”, *Appl. Opti.*, vol. 45, 968-974, (2006).
- [84] S. Jiao And W. Zou, ”High-resolution parallel phase-shifting digital holography using a low-resolution phase-shifting array device based on image inpainting”, *Opt. Lett.*, vol. 42 (3), 482-485 (2017).
- [85] P. Xia, T. Tahara, T. Kakue, Y. Awatsuji, K. Nishio, S. Ura, T. Kubota, and O. Matoba, “Performance Comparison of Bilinear Interpolation, Bicubic Interpolation, and B-Spline Interpolation in Parallel Phase-Shifting Digital Holography”, *Opt. Rev.* vol. 20, 193-197, (2013).
- [86] L. Martinez-Leon, M. Araiza, B. Javidi, P. Andres, V. Climent, J. Lancis, and E. Tajahuerce, “Single-shot digital holography by use of the fractional Talbot effect,” *Opt. Express*, vol. 17, 12900-12909 (2009).
- [87] T. Litychevskaia, and H. W. Fink, “Solution to the twin image problem in holography”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 98, 233901–233904, (2007).
- [88] S. Lai, B. Kemper, G. V. Bally, Off-axis reconstruction of in-line holograms for twin-image elimination”, *Opt. Commu.*, vol. 169, 37–43, (1999).
- [89] L. Rong, Y. Li , S. Liu, W. Xiao, F. Pan, D. Wanga, “ Iterative solution to twin image problem in inline digital holography”, *Opt. and Lasers in Eng.*, vol. 51, 553–559, (2013).

- [90] J. Hattay, S. Belaid, T. Aguil, D. Lebrun, "A new wavelet-based reconstruction algorithm for twin image removal in digital in-line holography", *Opt. and Lasers in Eng.*, vol. 82, 159–172, (2016).
- [91] B. K. Chen, T. Y. Chen, S. G. Hung, S. L. Huang and J. Y. Lin, "Twin image removal in digital in-line holography based on iterative interprojections", *J. Opt.*, vol. 18, 065602 (5pp), (2016).
- [92] L. Denis, C. Fournier, T. Fournel, and C. Ducotter, "Numerical suppression of the twin image in in-line holography of a volume of micro-objects," *Meas. Sci. Technol.* vol. 19, 1–10 (2008).
- [93] M. D. Panah and B. Javidi, "Segmentation of 3D holographic images using bivariate jointly distributed region snake", *Opt. Exp.*, vol. 14, 5144-5153, (2006).
- [94] C. McElhinney, J. McDonald, A. Castro, Y. Frauel, B. Javidi, and T. Naughton, "Depth-independent segmentation of three-dimensional objects encoded in single perspectives of digital holograms," *Opt. Lett.* vol. 32, 1129-1231, (2007).
- [95] C. McElhinney, B. M. Hennelly, L. Ahrenberg, and T. J. Naughton, "Removing the twin image in digital holography by segmented filtering of in-focus twin image," in *Opt. and Photo. for Inform, Proc. SPIE* vol. 7072, 707208 (2008).
- [96] T. M. Kreis, and W. P. O. Juptner, "Suppression of the dc term in digital holography," *Opt. Eng.*, vol. 36, 2357-2360, (1997).
- [97] M. Gustafsson and M. Sebesta, "Refractometry of microscopic objects with digital holography", *Appl. Opt.*, vol. 43, 4796–801, (2004).
- [98] P. R. Hobson and J. Watson, "The principles and practice of holographic recording of plankton", *Journ. Opt. A: Pure Appl. Opt.* vol. 4, S34-S49 (2002).
- [99] E. Malkiel, J. N. Abras and J. Katz, "Automated scanning and measurements of particle distributions within a holographic reconstructed volume", *Meas. Sci. and Tech.* vol. 15(4), 601-612, (2004).
- [100] J. Pedrini, P. Frning, H. Fessler, and H. Tiziani, "In-line digital holographic interferometry," *Appl. Opt.* vol. 37, 6262-6269, (1998).
- [101] G. L. Chen, C. Y. Lin, M. K. Kuo, and C. C. Chang, "Numerical suppression of zero-order image in digital holography," *Opt. Express*, vol. 15, 8851-8856 (2007).
- [102] Y. Dong and J. Wu, "Space-shifting digital holography with dc term removal", *Opt. Lett.*, vol. 35, 1287-1289, (2010).
- [103] Liu, C., LI, Y., CHENG, X., LIU, Z., BO, F. & ZHU, J., "Elimination of zero-order diffraction in digital holography". *Opt. Eng.*, vol. 41, 2434-2437 (2002).
- [104] L. Ma, H. Wang, Y. Li and H. Zhang, "Elimination of zero-order diffraction and conjugate image in off-axis digital holography", *Journal of Modern Optics*, 56, pp 2377–2383, (2009).
- [105] U. Schnars and W. J'uptner. *Digital Holography: Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and Related Techniques*. Springer, Berlin, (2004).
- [106] Y. Takaki, H. Kawai, and H. Ohzu, "Hybrid holographic microscopy free of conjugate and zero-order images," *Appl. Opt.*, vol.38, 4990–4996 (1999).
- [107] N. Demoli, J. Mestrovic, I. Sovic, "Subtraction digital holography", *Appl. Opt.*, vol. 42(5), 798-804 (2003).

[108] T. C. Poon, K. B. Doh, B. W. Schilling, M. H. Wu, K. Shinoda, Y. Suzuki, "three dimensional microscopy by optical scanning holography", Opt. Eng., vol.34, 1338-1344, (1995).

Chapitre IV

Réduction du bruit de speckle dans l'holographie numérique

..... Sommaire

IV.1	Introduction.....	95
IV.2	Origine du phénomène de speckle.....	96
IV.3	Métriques pour évaluer la réduction du bruit de speckle.....	98
IV.4	Techniques utilisées pour réduire le bruit de speckle	98
IV.4.1	Les méthodes optiques	99
IV.4.2	Méthodes numériques de traitement d'image	101
IV.5	Notre approche pour la réduction de bruit de speckle	104
IV.5.1	Analyse	104
IV.5.2	Résultats et discussions	106
IV.6	Conclusion	111
	Références bibliographiques	112

IV.1 Introduction

L'holographie numérique est une technique très efficace pour la mesure des champs de déformations d'une surface objet [1]. Comme l'holographie numérique est une méthode d'imagerie cohérente, un hologramme numérique d'un objet naturellement rugueux est un motif de speckle modulé par des micro-franges, provenant de l'interférence cohérente entre le champ de speckle et l'onde de référence. Il s'ensuit que l'encodage utile du speckle est aussi un fort ennemi dans l'image reconstruite, car il affecte la qualité de l'image reconstruite et apparaît comme un bruit parasite. Les statistiques de speckle dans l'image reconstruite sont liés à la taille finie de l'ouverture du capteur CCD [1,2]. Au cours de ces dernières années, plusieurs auteurs ont proposé une grande variété de techniques pour réduire ce bruit. On peut les classer en deux catégories principales: les méthodes optiques [4-22] et les méthodes de traitement d'images [23-41]. Au cours de ce chapitre, ces méthodes sont brièvement discutées.

En premier lieu nous allons définir le bruit de speckle, son origine ainsi que son influence sur les résultats de reconstruction. Ensuite nous allons présenter une brève illustration des différentes techniques utilisées pour réduire l'effet de ce bruit dans le cas de l'holographie numérique. Puis nous allons présenter notre approche pour la réduction de bruit de speckle dans les hologrammes reconstruits numériquement. Dans cette méthode on calcule la moyenne de plusieurs images reconstruites. Ces images sont reconstruites à partir d'un seul hologramme en introduisant un léger décalage dans le noyau de Fresnel pendant chaque reconstruction. Ce décalage se traduit par un petit déplacement du champ reconstruit et par conséquent une translation du grain de speckle. Cela nous permet d'obtenir une série d'images reconstruites avec différents profils de speckle. La superposition de ces images permet de réduire le bruit de speckle de façon significative. Les résultats obtenus en appliquant cette approche à des hologrammes expérimentaux sont discutés et comparés avec des résultats obtenus par d'autres approches de réduction de bruit de speckle.

IV.2 Origine du phénomène de speckle

Lorsqu'une lumière cohérente se réfléchit à partir d'une surface optiquement rugueuse ou transmise par un diffuseur stationnaire, des figures d'interférences aléatoires sont produites à n'importe quelle distance d'observation. Ces figures sont caractérisées par une distribution spatiale aléatoire de l'intensité lumineuse présentant l'aspect de taches claires et de taches sombres. Il s'agit de granularité laser. Ces « grains » de lumière sont des speckles. Ainsi, le motif résultant est appelé un motif de speckle. Le contraste de ce motif de speckle dépend des propriétés de cohérence de la lumière d'éclairage, plus on réduit la cohérence de la source de lumière plus on diminue le contraste du motif de speckle [1].

Le phénomène de speckle peut être observé dans plusieurs domaines où se produit la propagation d'une onde cohérente (non nécessairement électromagnétique) après réflexion ou réfraction sur un objet rugueux de l'ordre de la longueur d'onde. A noter que le speckle apporte des informations importantes sur le milieu qui le produit. Donc il joue un rôle important dans des nombreux champs d'application comme le radar à ouverture synthétique et l'imagerie médicale par ultrasons. Mais tous ces avantages ne l'empêchent pas de se comporter comme un bruit affectant la qualité des images dans d'autres domaines comme l'holographie.

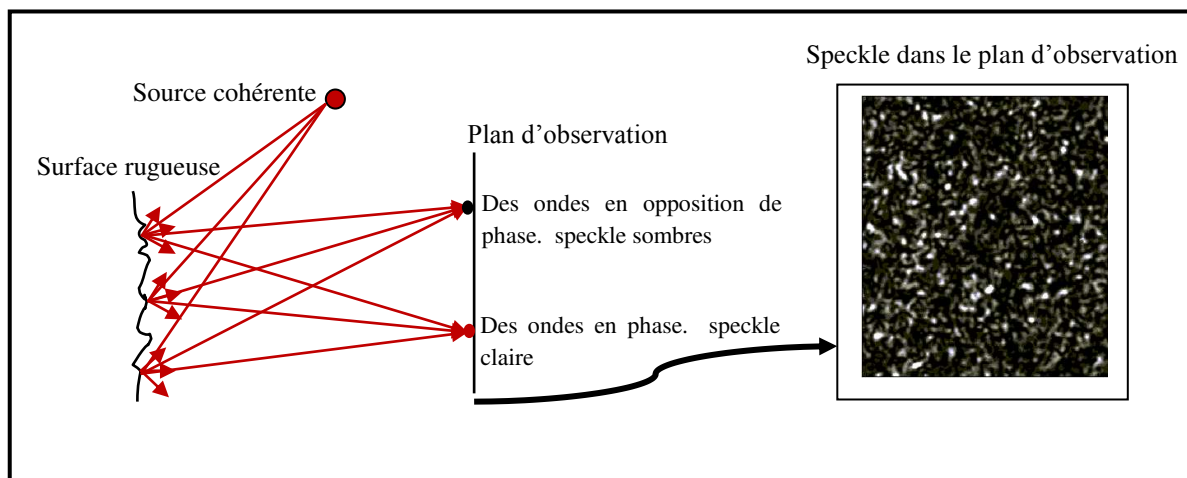


Figure IV.1 : Formation de speckle par une surface rugueuse.

En ce qui concerne les causes de l'apparition du phénomène de speckle, on peut trouver une explication intuitive très claire dans le livre de Goodman [42]. Dans ce document, il est expliqué que le speckle se produit lorsqu'un signal est composé d'une multitude de composants complexes additifs à phases indépendantes (c'est-à-dire des composants ayant à la fois une amplitude et une phase). Ces composants peuvent avoir à la fois des longueurs aléatoires (amplitudes) et des directions aléatoires (phase) ou ils peuvent avoir des longueurs connues et des directions aléatoires. Les directions aléatoires sont générées par les variations de la hauteur de la surface des objets réfléchissants diffus, ou la différence d'épaisseur, d'absorption et de variation de l'indice de réfraction dans le cas des objets transparents diffus.

La somme de ces composants entraîne une interférence constructive ou destructive dans le plan d'observation et est connue comme une marche aléatoire (random walk).

Considérons maintenant un exemple d'un motif de speckle produit par une surface rugueuse. Une source de lumière cohérente éclaire cette surface figure IV.1. En chaque point de la surface, la lumière incidente est diffractée dans toutes les directions et les ondelettes élémentaires provenant à partir de chaque point de la surface interfèrent dans le plan d'observation. L'amplitude résultante en un point dans le plan d'observation est la somme d'un grand nombre d'ondelettes cohérentes ayant chacune un module et une phase propre. L'amplitude résultante dans ce point a alors également un module et une phase aléatoire. Par conséquent, l'intensité lumineuse résultante en chaque point est également aléatoire et c'est sa répartition aléatoire qui produit le champ de speckle.

Intéressons nous au bruit de speckle dans l'holographie numérique. Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, un hologramme numérique est le résultat d'un mélange cohérent entre une onde de référence et une onde d'objet issue d'une scène naturelle. Soulignons que la plupart des scènes naturelles ont des surfaces rugueuses à l'échelle de la longueur d'onde de la lumière cohérente [1]. Il s'ensuit que la lumière réfléchi (ou transmise) à partir d'une telle surface est une onde de speckle comme il est montré précédemment. Ensuite, le mélange cohérent entre les deux ondes implique une interférence entre une onde lisse (référence) et une onde de speckle. La figure IV.2 (a) montre un hologramme enregistré numériquement dans lequel aucune texture particulière ne peut être observée à l'exception d'une distribution aléatoire des taches claires et des taches sombres. La figure IV.2(b) est un zoom de la figure IV.2(a) et montre la structure fine de l'hologramme. On peut voir des micro-franges modulant des grains sombres et brillants qui sont dus au motif de speckle généré par la surface rugueuse de l'objet.

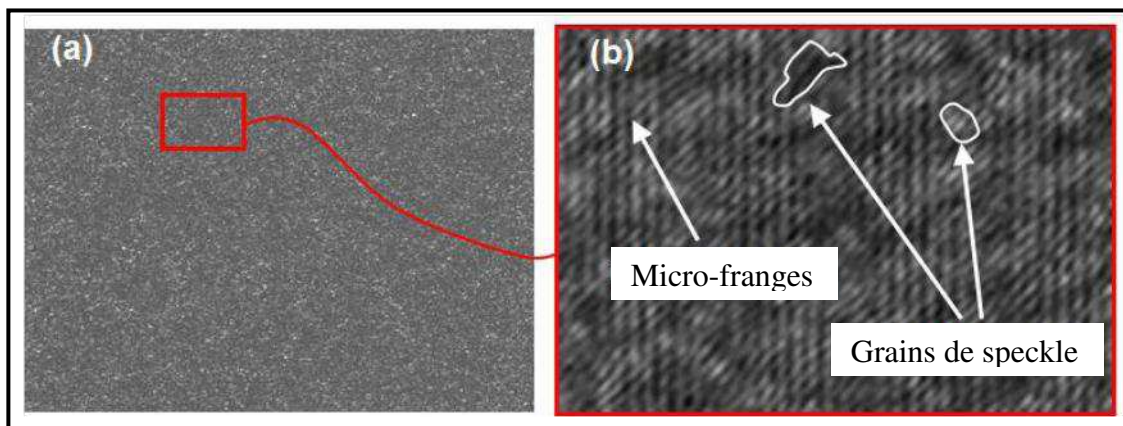


Figure IV.2 : a) Hologramme enregistré numériquement en utilisant un capteur matriciel de pixels, b) Zoom de l'hologramme numérique montrant la structure fine de l'hologramme.

Lors du processus de reconstruction ce motif de speckle est propagé numériquement jusqu'au plan où a été positionné l'objet. Ainsi, l'image d'amplitude dans le plan reconstruit est affectée par un bruit de speckle. Il s'ensuit que l'encodage utile du speckle est aussi un fort ennemi dans l'image reconstruite, car il peut affecter à la fois la qualité visuelle de l'imagerie et de l'affichage holographiques en limitant la résolution spatiale et la précision de la mesure

quantitative de contraste de phase et par conséquent une difficulté de visualiser précisément les petits détails des objets en considération. Au cours de ces dernières années, plusieurs auteurs ont proposé une grande variété de techniques pour réduire ce bruit dans les techniques générales d'imagerie laser comme dans l'image reconstruite par holographie numérique. Dans les sections suivantes, nous allons discuter brièvement les différentes techniques utilisées pour réduire ce bruit dans l'image reconstruite. Les notions abordées dans cette section font partie de la base d'une approche de réduction de bruit de speckle que nous avons développée tout au long de cette thèse.

IV.3 Métriques pour évaluer la réduction du bruit de speckle

Pour quantifier l'efficacité de la réduction du bruit de speckle dans l'image d'amplitude reconstruite I_n , nous avons utilisé l'indice de speckle ou le contraste de speckle C . Le contraste de speckle est le paramètre le plus couramment utilisé dans la littérature pour caractériser le bruit de speckle. Plus les valeurs du contraste de speckle sont élevées plus l'effet du bruit de speckle est important. Ce contraste de speckle est donné par [8, 33]:

$$C = \frac{\sigma_n}{M_n} \frac{M_1}{\sigma_1} \quad (\text{IV.1})$$

Où σ_n est la déviation standard de l'image d'amplitude moyenne et M_n signifie sa valeur moyenne pour n images moyennées. Théoriquement, la diminution de la valeur de contraste de N_s profils de speckle non corrélés est proportionnelle à $1/\sqrt{N_s}$ [8, 33]. La réduction du bruit de speckle a été également évaluée en mesurant la déviation relative.

Pour chaque pixel (k, l) dans l'image, la déviation relative peut être estimée sur une région uniforme selon l'équation suivante:

$$RD(k, l) = \frac{I_n(k, l) - M_n}{M_n} \quad (\text{IV.2})$$

$RD(k, l)$ prend des petites valeurs pour un faible bruit de speckle et de grandes valeurs pour un fort bruit de speckle.

Dans certaines techniques, la réduction de speckle est accompagnée par une perte de résolution spatiale. La perte de résolution spatiale peut être vérifiée en utilisant une Mire USAF (US Air Force 1951).

IV.4 Techniques utilisées pour réduire le bruit de speckle

Comme nous l'avons indiqué auparavant, de nombreux auteurs ont contribué par leurs recherches à la réduction du bruit de speckle en utilisant des techniques de filtrage. Ces méthodes peuvent être classées selon deux catégories principales: les méthodes optiques [3-22] et les méthodes de traitement d'image [23-41]. Dans la présente section, nous allons faire

une brève présentation des principales méthodes de chaque catégorie ainsi que les avantages et les limites de chacune.

IV.4.1 Les méthodes optiques

Pour la première catégorie, quelques méthodes sont basées sur la réduction de la cohérence de la lumière par ingénierie de la source laser [4,5]. Cela se traduit par l'utilisation de sources de lumière avec une cohérence spatiale réduite, telle que celle émise par les diodes laser ou par les diodes super luminescentes. Cependant, ces techniques présentent l'inconvénient d'élargir la réponse impulsionnelle et limitent la profondeur de focalisation. La technique des hologrammes multiples est également proposée pour réduire le bruit de speckle [6-16]. Cette technique est basée sur le calcul de la moyenne d'un certain nombre de profils de speckle qui ne sont pas en corrélation les uns avec les autres. Une telle série d'hologrammes peut être obtenues avec différentes longueurs d'onde [8,15], avec différentes positions latérales de la caméra CCD [13], avec un léger déplacement de l'objet [12,16], par changement de l'angle d'illumination à travers un miroir tournant éclairant l'objet [9] ou par le déplacement d'un diffuseur (un dépoli) qui est placé dans la direction de l'onde éclairant l'objet [7]. Afin de montrer le principe de la méthode des multiples hologrammes ainsi que l'amélioration apportée aux résultats de reconstruction pendant son application, nous avons adopté la stratégie du diffuseur (dépoli) mobile. Dans cette méthode, l'objet est éclairé avec un faisceau lumineux qui passe à travers un diffuseur. Cela génère une image mouchetée (specklée) de l'objet. Le diffuseur est ensuite déplacé pour générer un motif différent d'illumination sur l'objet et ainsi un motif différent de speckle dans l'image reconstruite.

Le montage d'enregistrement est un dispositif hors axe. C'est le même que celui qui est illustré dans la figure I.5 à l'exception de la présence d'un dépoli dans la direction de l'onde éclairant l'objet. L'objet d'étude est toujours la pièce de 5DA. Pour chaque position du dépoli, on enregistre un hologramme. Ainsi 16 hologrammes sont enregistrés pour 16 positions du diffuseur, voir la figure IV.3.

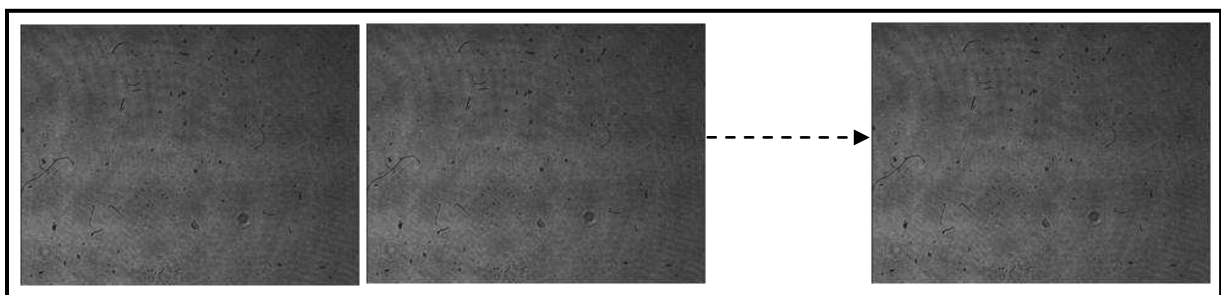


Figure IV.3: Série de 16 hologrammes obtenus avec différentes positions du diffuseur.

La reconstruction de ces hologrammes conduit à une série d'images reconstruites ayant différents motifs de speckle. Cette série d'images est illustrée dans la figure ci-dessous.

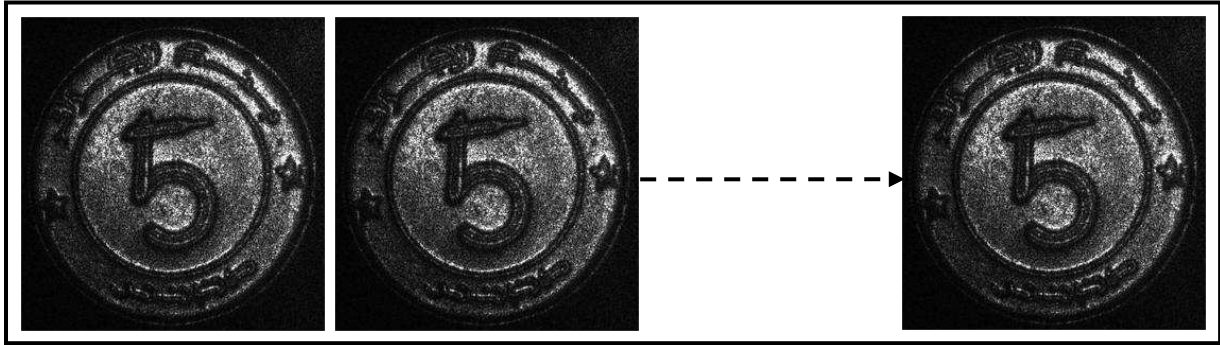


Figure IV.4: Série de 16 images reconstruites à partir des hologrammes précédents.

La moyenne de ces multiples reconstructions mène à une réduction de bruits de speckle sans aucune réduction dans la résolution spatiale [6,21]. La figure IV.5 (b) montre une image obtenue en calculant la moyenne de 16 images.

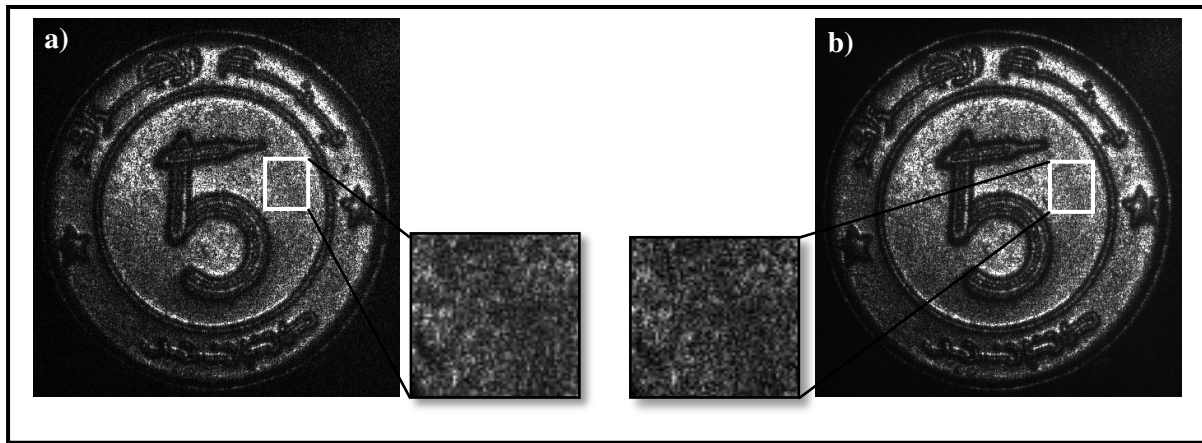


Figure IV.5 : a) Image reconstruite à partir d'un seul hologramme, b) Image obtenue par superposition de 16 images reconstruites

Comparons cette image obtenue par la superposition incohérente de 16 images figure IV.5(b) avec une image reconstruite à partir d'un seul hologramme figure IV.5(a) nous constatons une nette diminution du bruit de speckle. L'efficacité de la méthode est prouvée au niveau de la qualité en augmentant le nombre d'images superposées.

La figure IV.6 (a) montre la variation du contraste de speckle en fonction du nombre d'images superposées. Noter que les valeurs du contraste sont estimées en considérant une région uniforme de forme rectangulaire de 75×75 pixels (voir la figure précédente). Cette figure comprend également la courbe théorique du contraste qui est proportionnelle à $1/\sqrt{N_s}$. À partir de cette figure, on peut clairement voir que la courbe expérimentale est bien ajustée à la courbe théorique.

La figure IV.6 (b) et la figure IV.6 (c) montrent la déviation relative respectivement pour l'image reconstruite à partir d'un seul hologramme et l'image obtenue par la superposition de 16 images reconstruites pour différentes positions du dépoli. L'amélioration de la variation de la surface est remarquable.

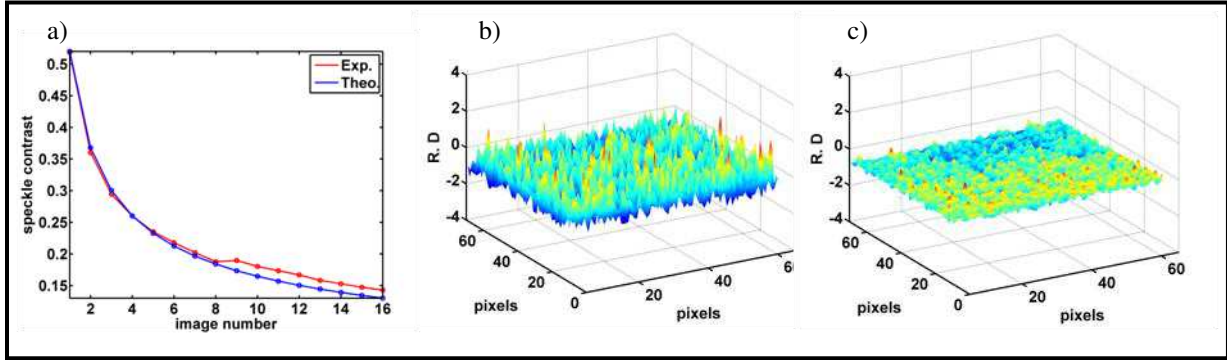


Figure IV.6: a) Courbe de contraste de speckle en fonction du nombre d'images, b) déviation relative pour une seule image et c) déviation relative pour l'image obtenue par la superposition de 16 images.

Bien que le bruit de Speckle peut être considérablement réduit par l'utilisation de la technique des hologrammes multiples, elle nécessite cependant l'utilisation de plusieurs éléments optiques qui rendent le système expérimental compliqué et coûteux, de plus elle nécessite plusieurs enregistrements ce qui limite son application.

Comme approche alternative, l'holographie numérique à ouverture synthétique peut être aussi utilisée pour réduire la taille de bruit de speckle dans l'image reconstruite [17-22]. Dans cette méthode de larges hologrammes sont synthétisés et par conséquent elle réduit la taille de speckle dans l'image reconstruite parce que la taille de speckle est inversement proportionnelle à la taille de l'hologramme. Cependant cette méthode nécessite également l'enregistrement de plusieurs hologrammes, qui consomme beaucoup de temps de calcul et elle est limitée à des objets statiques et à un environnement bien contrôlé.

IV.4.2 Méthodes numériques de traitement d'image

Dans le cas des méthodes de traitement d'image, plusieurs approches sont proposées avec l'usage des filtres conventionnels tels que le filtre médian, le filtre Wiener, le filtre Frost [23]. Dans la référence [24], ils ont adapté un filtre moyen non local « non locale means (NLM) » pour réduire le bruit de speckle dans le cas de l'holographie numérique. Récemment, une méthode intitulée « Multilevel bidimensional empirical mode decomposition » a été proposée [35] pour réduire l'effet de bruit de speckle dans l'image reconstruite. Dans cette technique bidimensionnelle, une décomposition empirique du mode a été utilisée pour décomposer l'image, qui est ensuite filtrée par un filtre Frost. L'utilisation de ces filtres permet de réduire le bruit de speckle mais cette réduction reste limitée et propre à chaque technique.

Des approches de traitement numérique alternatives aux méthodes expérimentales qui nécessitent de multiples enregistrements ont été mises au point. Elles sont efficaces et remplissent la relation $1/\sqrt{N_s}$. Parmi ces méthodes, nous citons la méthode « discrete Fourier filtering » (DFF) [27] et les méthodes des masques de ré-échantillonnages [28-34]. L'approche de masque de ré-échantillonnage consiste à multiplier l'hologramme par une série de masques (une petite ouverture mobile [36-38] ou une grande ouverture ré-échantillonnée

aléatoirement [33]) pour générer une série d'images reconstruites avec différents motifs de speckle. La superposition de ces images permet de réduire le bruit de speckle dans l'image finale.

A titre d'illustration, l'un des hologrammes de la série précédente a été traité par la méthode de masque de ré-échantillonnage. Dans cette approche, l'hologramme est multiplié par une série de masques (des petites ouvertures mobiles) afin d'extraire un certain nombre de sous-hologrammes comme il est schématisé dans la figure IV.7. La superposition des images reconstruites à partir de chaque sous-hologramme peut conduire à une image avec un bruit de speckle réduit [28,36]. Dans notre exemple, une série de 16 masques de taille de 256×256 pixels a été utilisée pour générer 16 sous-hologrammes. La reconstruction de ces sous-hologrammes par l'utilisation de l'algorithme de la transformée de Fresnel conduit à une série de 16 images avec des motifs de speckle non corrélés. Ces images sont moyennées pour obtenir une image finale avec un bruit de speckle réduit.

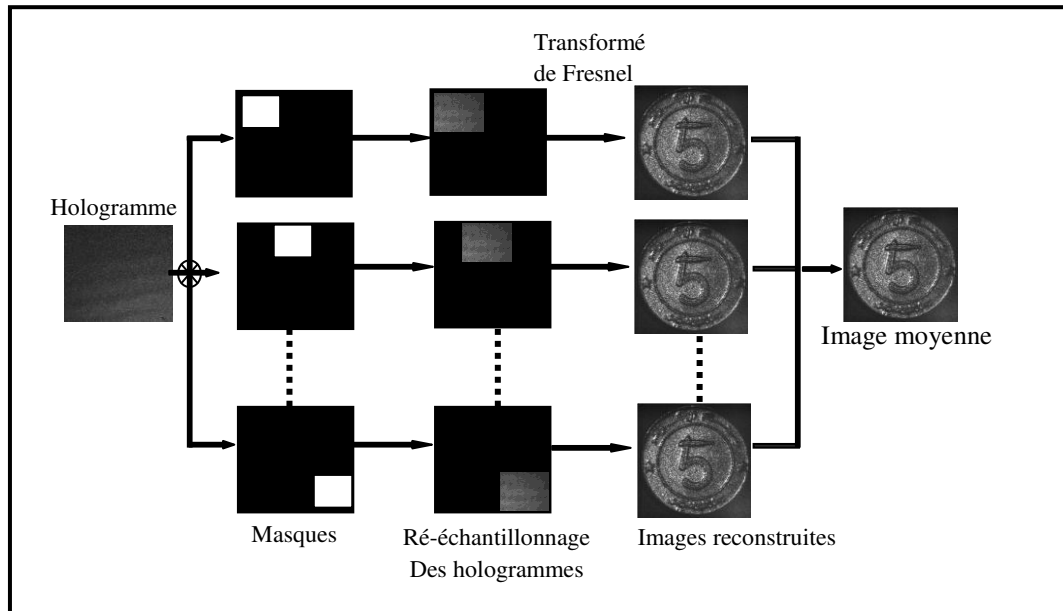


Figure IV.7: Illustration de la procédure de réduction du bruit de speckle par des masques de ré-échantillonnage.

La figure IV.8 montre une image obtenue par la superposition de 16 images non corrélées qui sont générées avec les 16 masques.

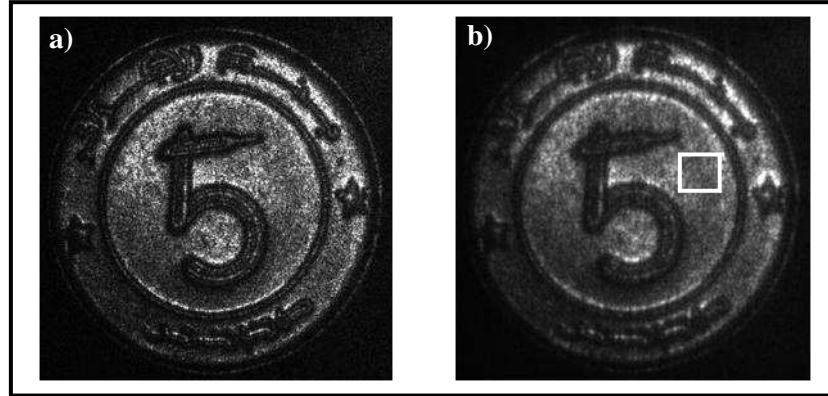


Figure IV.8: a) Image reconstruite à partir d'un seul hologramme, b) L'image obtenue par la superposition de 16 images générées par 16 masques.

La figure IV.9 (a) montre le contraste de speckle en fonction du nombre d'images superposées, qui est estimé en considérant une région uniforme de forme rectangulaire de 75×75 pixels (voir la figure précédente). A partir de cette figure, nous constatons que la courbe expérimentale corrobore bien la courbe théorique $1/\sqrt{N_s}$. La figure IV.9(b) et la figure IV.9(c) montrent respectivement la déviation relative pour l'image reconstruite à partir d'un seul hologramme et l'image obtenue par la superposition de 16 images reconstruites. En comparant ces deux figures, on remarque clairement l'amélioration de la variation de la surface.

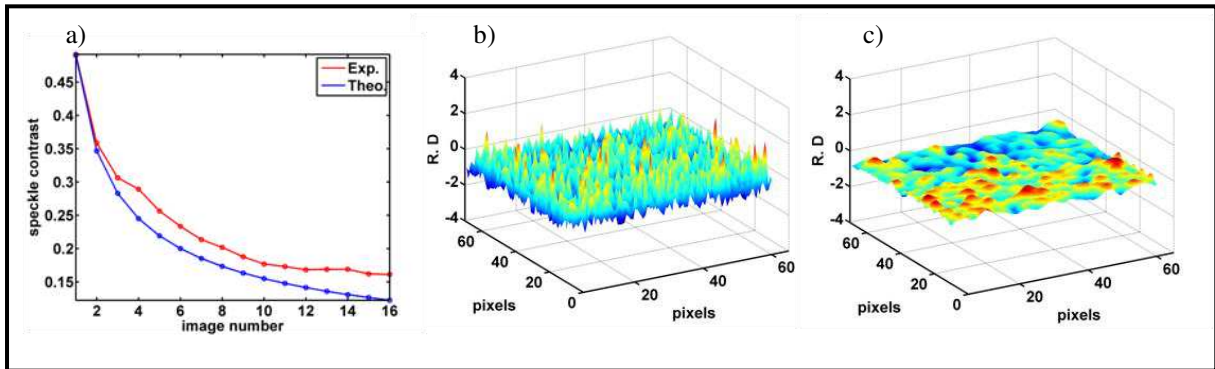


Figure IV.9: a) Courbe de contraste de speckle en fonction de nombre d'images, b) Déviation relative pour une seule image et c) Déviation relative pour l'image moyennée.

Bien que la plupart de ces méthodes soient efficaces et pratiques pour réduire le bruit de speckle, elles présentent un inconvénient majeur, il réside dans le fait que les résultats de la reconstruction sont un compromis entre la réduction du bruit de speckle et la résolution de reconstruction en raison de la réduction de la taille effectif de l'ouverture du sous-hologramme [37]. Plus explicitement, il est montré que la réduction de bruit de speckle diminue avec le nombre de sous-hologrammes N_s . Cependant, lorsque N_s est suffisamment grand, la taille d'ouverture effective du sous-hologramme devient petite, ce qui diminuera la résolution de reconstruction [36]. Selon la référence [36] il y a un nombre sélectif N_s pour obtenir l'image reconstruite optimale, cela signifie que le nombre adéquat des images à superposer est limité

dans cette méthode. Pour surmonter ce problème, des auteurs ont proposé d'utiliser des masques de ré-échantillonnage qui chevauchent entre eux [37]. La possibilité du chevauchement des ouvertures permet de dépasser la limite du nombre adéquat des images à superposer pour améliorer la qualité de l'image reconstruite. D'autres chercheurs ont également étudié l'influence de la forme des masques de ré-échantillonnage sur la résolution des résultats de reconstruction [38]. Dans ces références, des masques en forme d'ellipse et de diamant ont été proposés pour étudier l'influence de la forme du masque sur la résolution de reconstruction.

IV.5 Notre approche pour la réduction de bruit de speckle

Dans cette section, nous présenterons une approche alternative qui utilise un seul hologramme pour réduire le bruit de speckle dans la reconstruction numérique des hologrammes. La moyenne de plusieurs images reconstruites est calculée. Ces images sont reconstruites à partir d'un seul hologramme en introduisant un léger décalage spatial dans le noyau de Fresnel pour chaque reconstruction. Ce décalage se traduit par un petit jitter spatial (déplacement spatial) du champ reconstruit et par conséquent une translation du grain de speckle. Cela nous permet d'obtenir une série d'images reconstruites avec différents profils de speckle. La moyenne de ces images permet de réduire le bruit de speckle de façon significative.

Contrairement aux méthodes de réduction de bruit de speckle par hologrammes multiples qui nécessitent plusieurs enregistrements ou les méthodes numériques utilisées pour la réduction du bruit de speckle dans l'holographie numérique et qui nécessitent l'application de plusieurs stratégies de traitement d'images, dans l'approche proposée un seul hologramme numérique est enregistré et utilisé pour la génération des multiples images reconstruites. La superposition non corrélée de ces images permet de réduire le bruit de speckle, sans aucun autre traitement d'image. Nous démontrons que la méthode proposée peut être utilisée pour réduire le bruit de speckle dans l'image d'intensité et dans la carte de phase d'un objet sous une charge mécanique. Les résultats expérimentaux montrent une amélioration significative de la qualité de l'image reconstruite et de la carte de différence de phase.

IV.5.1 Analyse

Supposant $H(X, Y)$ est un hologramme enregistré dans le plan hologramme (X, Y) à une distance z ($z \neq 0$), l'amplitude de champ complexe reconstruite $A_r(x, y)$ dans le plan image (x, y) peut être calculée par la transformée de Fresnel selon l'équation (I.30) :

$$A_r(x, y) = -\frac{j \exp(2j\pi d_r / \lambda)}{\lambda d_r} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} H(X, Y) \exp\left(\frac{j\pi}{\lambda d_r} \left((X-x)^2 + (Y-y)^2\right)\right) dXdY \quad (\text{IV.3})$$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, la transformée de Fresnel est calculée en utilisant l'algorithme FFT (Fast Fourier Transformation) en prenant en compte l'échantillonnage

spatial avec $N \times M$ pixels carrés de pas $p_x = p_y$. Le champ complexe reconstruit A_r est un tableau de nombres complexes dont on peut extraire l'amplitude et la phase en calculant respectivement le module ($|A_r| = a_r$) et l'argument ($\varphi = \arg(A_r)$) de chacun de ses éléments.

Comme mentionné ci-dessus, ces champs reconstruits souffrent de bruit de speckle. Afin de réduire ce bruit dans l'image reconstruite, nous proposons de calculer plusieurs reconstructions à partir d'un seul hologramme en introduisant de petits déplacements spatiaux dans le noyau de Fresnel pour chaque image reconstruite. Un tel déplacement spatial génère une série d'images reconstruites avec un bruit de speckle non corrélé. Puis, le bruit de speckle est réduit par la superposition de cette série d'images. L'introduction des frémissements spatiaux « spatial jitters » (δ_x, δ_y) dans le noyau de Fresnel produit une nouvelle fonction de réponse impulsionnelle Eq. (IV.4):

$$h_F(X, Y, \delta_x, \delta_y) = -\frac{j}{\lambda d_r} \exp\left(\frac{2j\pi d_r}{\lambda}\right) \times \exp\left[\frac{j\pi}{\lambda d_r} \left((X + \delta_x)^2 + (Y + \delta_y)^2\right)\right] \quad (\text{IV.4})$$

L'introduction de ces jitters spatiaux dans le noyau de Fresnel se traduit par des petits déplacements spatiaux des images reconstruites et par conséquent un léger déplacement latéral des grains de speckle. Ce déplacement dépend directement des valeurs des jitters spatiaux. L'effet des petits jitters peut être compris comme suit: premièrement, la localisation spatiale de l'image reconstruite dépend des fréquences spatiales de l'onde de référence dans la configuration hors axe [1]; en second lieu, le déplacement du noyau de Fresnel avec (δ_x, δ_y) a pour conséquence d'induire un décalage virtuel de la fréquence spatiale ($\delta_x/\lambda d_r, \delta_y/\lambda d_r$) qui s'ajoute à la fréquence spatiale porteuse de l'onde de référence; enfin, cette quantité supplémentaire dans la fréquence spatiale porteuse induit une modification de l'emplacement de l'image. Afin de faire la moyenne des grains de speckle, les emplacements de l'image doivent varier de l'ordre de la taille moyenne du grain de speckle qui est donnée par $\rho_x = \lambda z/Np_x$ et $\rho_y = \lambda z/Mp_y$. Il s'ensuit que (δ_x, δ_y) doit être choisie comme une fraction de (ρ_x, ρ_y) afin de moyenner la fluctuation du speckle sans la distorsion de la résolution spatiale. En pratique, le calcul du jitter spatial peut être réalisé par l'utilisation du théorème de modulation de Fourier : pour une distance de reconstruction d_r , l'hologramme est multiplié par la phase complexe ($\exp(-2j\pi(X\delta_x/\lambda d_r + Y\delta_y/\lambda d_r))$). En conséquence, l'image reconstruite est légèrement décalée par une quantité (δ_x, δ_y). Comme nous l'avons signalé précédemment, la méthode proposée peut être également utilisée pour réduire le bruit de speckle dans la carte de différence de phase. Dans la métrologie par holographie numérique et les approches basées sur le speckle, les mesures quantitatives de phase sont effectuées par une soustraction entre la phase de l'objet concerné et une phase de "référence" [1,18]. Un

phénomène de décorrélation du speckle se produit lorsque l'objet varie dans le temps ou subit des changements de surface [1]. Cette décorrélation ajoute un bruit de haute fréquence spatiale au signal utile. Le lissage de la carte de phase est une option mais, lorsque les franges sont trop rapprochées, il existe un risque de générer des dislocations de phase. Dans ce manuscrit nous proposons d'appliquer les jitters spatiaux aux différences de phase.

Notons A_{r1}^k et A_{r2}^k , les deux amplitudes complexes des $k^{èmes}$ champs complexes calculés, respectivement, (avec, respectivement, les phases φ_1^k et φ_2^k) avant et après avoir soumis l'objet à des changements ou à des déformations. Avec N_s reconstruction, les champs complexes comprenant N_s jitters spatiaux (N_s déplacements avec des incréments spatiaux δ_x, δ_y), le champ complexe reconstruit corrélé moyen est ensuite donné par l'équation ci dessous:

$$\bar{A} = \frac{1}{N_s} \sum_{k=1}^{k=N_s} a_2^k a_1^k \exp(j(\varphi_2^k - \varphi_1^k)). \quad (IV.5)$$

Ensuite, la moyenne de la différence de phase entre φ_2 et φ_1 est estimée par :

$$\overline{\Delta\varphi} = \arg \{ \bar{A} \}. \quad (IV.6)$$

IV.5.2 Résultats et discussions

Afin de vérifier la validité expérimentale de l'approche proposée, nous l'avons appliqué à un hologramme numérique hors axe d'un dé proposé par M. PASCAL Picart et M. JORGE Garcia-Sucerquia. Le dé a été illuminé par un laser HeNe ($\lambda = 632,8nm$) à une distance $z = 720mm$ du capteur, qui comprend $M = 1024$ et $N = 1280$ pixels de taille $p_x = p_y = 6\mu m$. Les hologrammes numériques sont élargis avant la reconstruction jusqu'à $K = L = 2048$ points de données par la méthode de zéro-padding. Dans notre méthode, nous n'avons remarqué aucune influence du zero-padding tant que la résolution spatiale de l'hologramme brut est maintenue. La taille moyenne du grain de speckle est estimée à $\rho_x = \lambda z / N p_x = 59\mu m$ et $\rho_y = \lambda z / M p_y = 74\mu m$ pour l'image du dé. Les jitters spatiaux et leur quantité sont choisis selon la taille du grain de speckle.

La figure IV.10 montre les résultats obtenus en appliquant notre approche avec 4×4 jitters avec incrémental jitters de $\delta_x = 0.5\rho_x$ et $\delta_y = 0.5\rho_y$ qui est la moitié de la taille de speckle le long des deux directions du dé. La figure IV.10 (b) montre la reconstruction d'une seule image obtenue avec la transformée de Fresnel discrète et avec 4×4 jitters spatiaux. Avec une telle incrémentation du jitter spatial, le déplacement total des images est d'environ deux fois le grain de speckle, à la fois dans les directions horizontale et verticale. La figure IV.10 (b) montre que le bruit de speckle est fortement réduit dans les images moyennées.

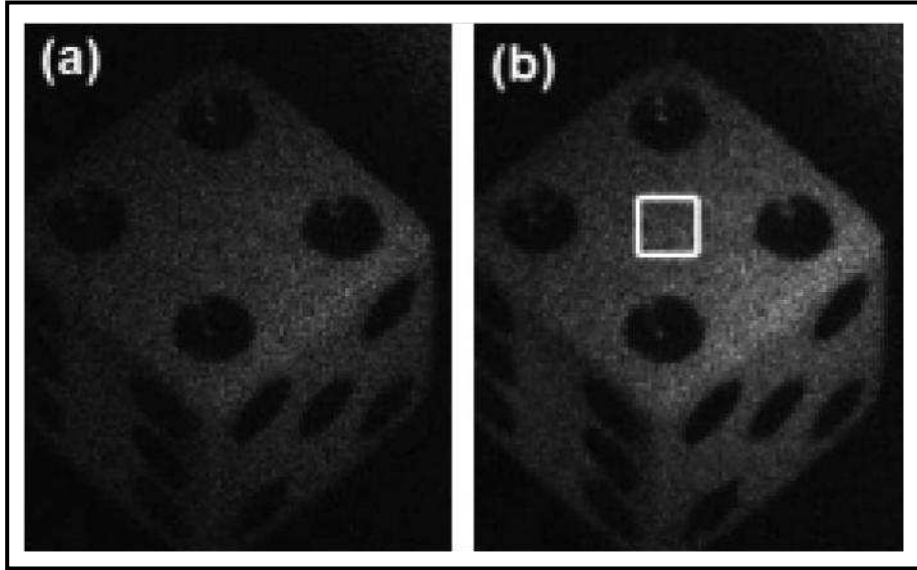


Figure IV.10 : a) L'image reconstruite sans l'application du jitter spatial pour le dé et b) L'image reconstruite quand on applique le spatial jitters à moitié de la taille des speckles

L'effet de la réduction du bruit de speckle peut être évalué quantitativement en mesurant le contraste de speckle C donné par la relation IV.1. Le contraste de speckle peut être évalué en faisant varier la valeur du jitter spatial et en considérant $N_s = 4 \times 4 = 16$ reconstructions. Le contraste est estimé dans une région uniforme de forme rectangulaire, comprenant 55×55 pixels ($3\text{mm} \times 3\text{mm}$) voir sur la figure IV.10 (b), le carré avec les lignes blanches. Les jitters spatiaux (δ_x, δ_y) sont variés de $\{0.5, 0.75, 1.00, 1.25, 1.50, 1.75, 2.00\}$ fois la taille des speckles dans les deux directions.

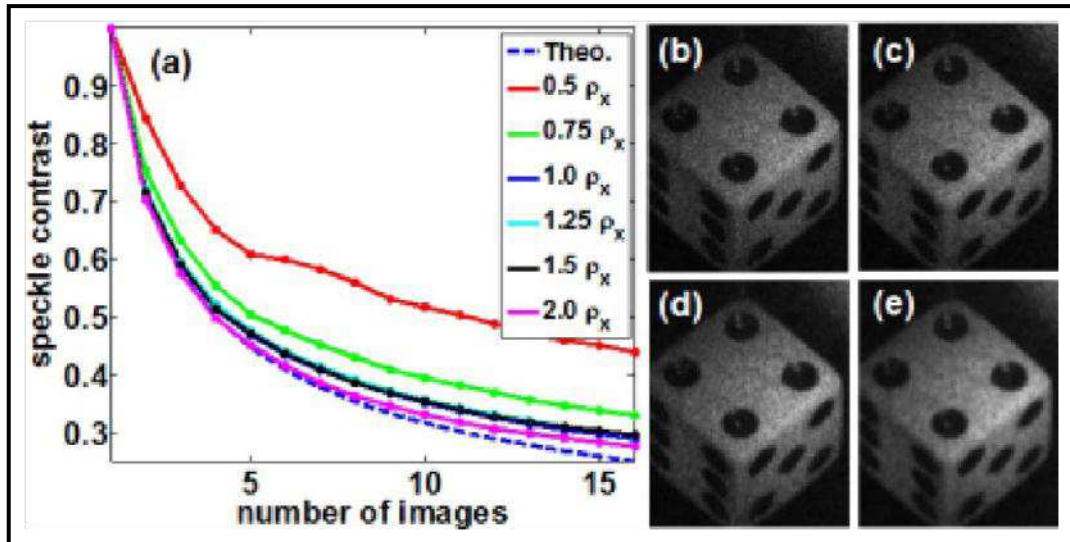


Figure IV.11 : Contraste de speckle pour le dé en variant le jitter par $\{0.5, 0.75, 1.00, 1.25, 1.50, 1.75, 2.00\}$ fois la taille de speckle et (b)–(e) les images moyennées pour respectivement 0.75, 1.00, 1.50 et 2.00.

La figure IV.11 (a) montre les valeurs du contraste de speckle en fonction de nombre d'images moyennées pour les différentes valeurs de jitter. La figure IV.11 (a) comprend également la courbe de contraste théorique qui est proportionnelle à $1/\sqrt{N_s}$. Ces figures montrent que la valeur de contraste diminue rapidement avec le nombre d'images moyennées, comme prévu. L'influence du jitter est notable. Lorsque le jitter est très petit par rapport à la taille du speckle (cas de 0,5 et 0,75), la courbe de contraste expérimentale s'écarte de la courbe théorique.

Cependant, en augmentant le jitter jusqu'à la taille du speckle, ou plus grand, la courbe expérimentale devient bien ajustée à la courbe théorique. Notons également que lorsque le jitter est trop grand, par exemple 2,00 fois la taille du speckle, l'image moyennée devient floue. Ceci peut être remarqué dans l'ensemble des sous-images données dans les figures IV.11 (b) – IV.11 (e). Pour un jitter égal à 2,00 fois la taille du speckle, la figure IV.11 (e) montre que l'image est légèrement floue. La figure IV.11 montre que cette méthode est efficace pour des valeurs des jitters spatiaux proches de la taille du speckle. De larges jitters spatiaux provoquent un flou dans les images et par conséquent ne conviennent pas pour améliorer la qualité de l'image. Afin de vérifier qualitativement l'influence de cette méthode sur la résolution spatiale, des expériences sont réalisées avec une Mire USAF éclairée à l'arrière avec un diffuseur mobile. Ainsi, 16 hologrammes sont enregistrés pour 16 positions du diffuseur. Comme cela a été montrée dans la section IV.4.1, la moyenne des multiples reconstructions conduit à une réduction du bruit de speckle sans aucune réduction de la résolution spatiale. Un hologramme de la série précédente a été traité avec l'approche proposée et celle de plusieurs fenêtres des masques mobiles [36,37]. La figure IV.12 (a) montre l'image obtenue en calculant la moyenne des 16 images reconstruites à partir des 16 hologrammes enregistrés avec 16 positions de diffuseur. Cette image est considérée comme une image de référence. La figure IV.12 (b) montre l'image obtenue avec l'approche proposée avec 16 jitter de 1,0 fois la taille de speckle. La figure IV.12 (c) montre l'image obtenue avec la méthode des masques mobiles [36,37] avec un ensemble de 16 masques de 256×256 pixels. Comme on peut le voir, la figure IV.12 (c) présente une résolution inférieure à celle de la figure IV.12 (b). Une évaluation qualitative est montrée sur la figure IV.12 (d) qui fournit des profils le long de la ligne rouge sur la figure IV.12 (a). Le profil rouge qui correspond à la figure IV.12 (c) est fortement déformée par rapport au bleu et au vert correspondant successivement à la figure IV.12 (a) et à la figure IV.12 (b). Ainsi, l'approche proposée est capable de réduire le bruit de speckle selon le taux de $1/\sqrt{N_s}$, tout en préservant la résolution spatiale dans l'image finale.

Notons que pour un plus grand nombre d'images superposées (> 16), la réduction du contraste de bruit de speckle est juste légèrement détectable et presque imperceptible à l'œil nu. C'est pour cette raison que la plupart des techniques qui réduisent le contraste du bruit de speckle par des méthodes qui suivent le taux de $1/\sqrt{N_s}$ limitent le nombre d'images utilisées à 16, comme nous avons fait dans ce document. Cependant, si la légère réduction du contraste de speckle au delà de la superposition de 16 images est souhaitable, un décalage spatial global entre la première et la dernière image, devrait être inférieure à celle qui produit une image

résultante floue, à savoir de l'ordre de 2 fois la taille du speckle. Notons également que le nombre de reconstructions peut être augmenté par une sélection aléatoire des jitters x-y dans une plage spécifiée qui ne serait pas supérieure à 2,0 fois la taille du speckle.

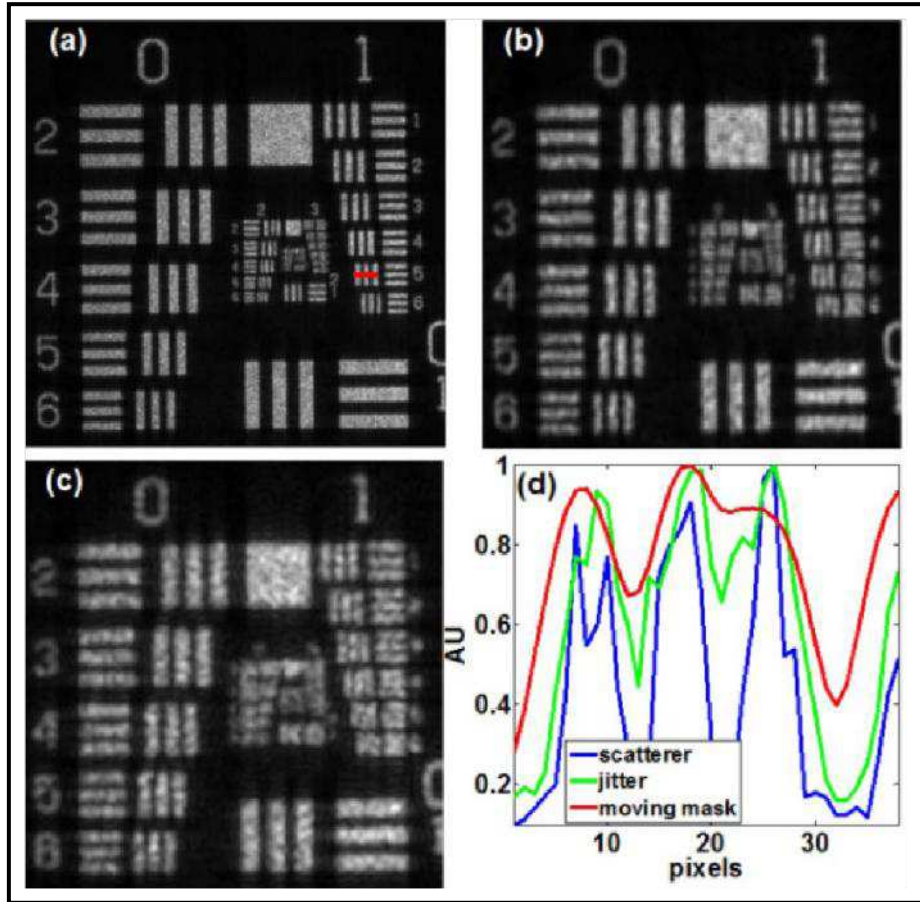


Figure IV.12 : a) Image moyenne avec 16 positions du diffuseur, b) Méthode proposée avec 16 jitters et un coefficient 1,00, c) Masque mobile avec 16 sous-masques, et d) Profils le long de la ligne rouge de la figure IV.12 (a).

En utilisant l'équation IV.2, la déviation relative est estimée sur la même région uniforme de 55×55 pixels indiqués dans la figure IV.10 (b). La figure IV.13 montre la déviation relative des images du dé. On peut voir que la déviation relative est élevée dans la figure IV.13 (a) qui correspond à l'image reconstruite à partir d'un seul hologramme, alors qu'il est fortement réduit sur la figure IV.13 (b) après l'application de notre approche. Ces résultats expérimentaux démontrent l'efficacité de la méthode proposée dans la réduction du bruit de speckle dans les images d'holographie numérique.

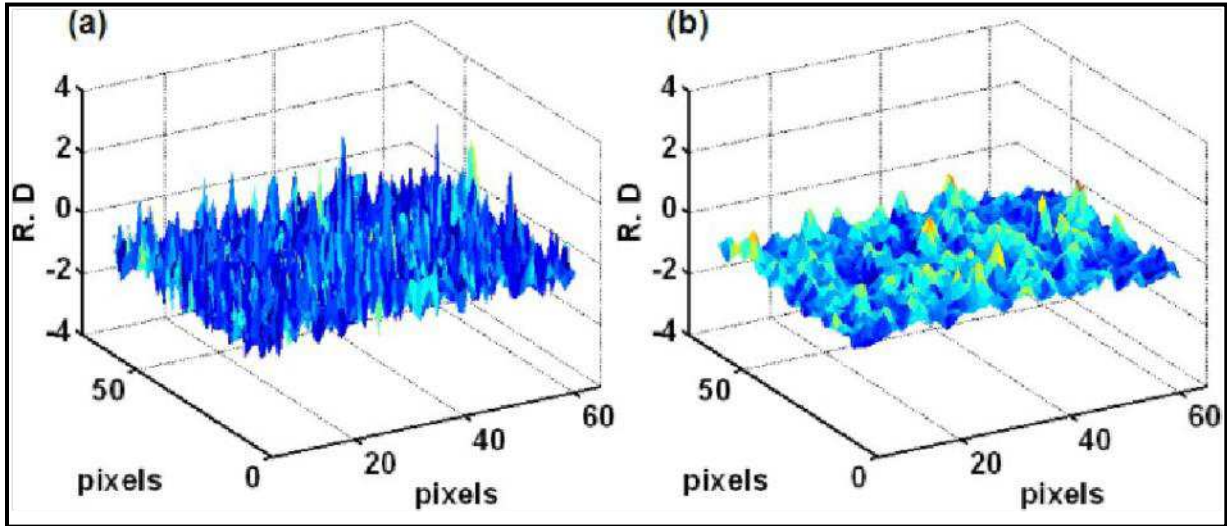


Figure IV.13 : La distribution de la déviation relative sur la région indiquée dans la figure IV.10 (b), a) Sans l'application des jitter et b) Après l'application de 4 x 4 jitter avec un coefficient 1,00.

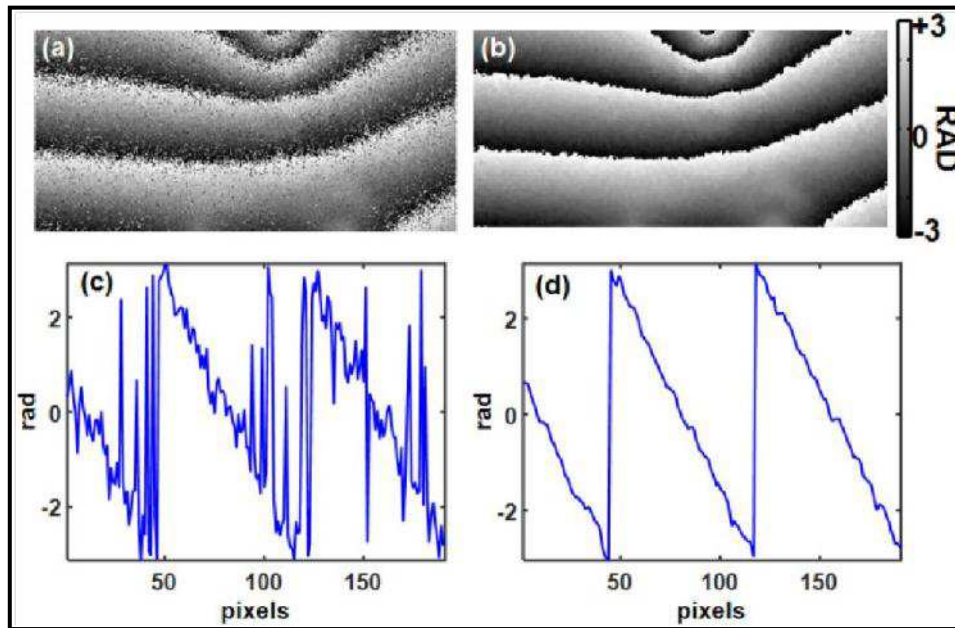


Figure IV.14 : a) Carte de phase brute avec un fort bruit de speckle, b) La phase obtenue après l'application de jitter spatiale, c) Un profil de la carte de phase brute, d) Un profil de la carte de phase après jitter spatiale.

La dernière expérience montre la réduction du bruit de speckle dans les cartes de la différence de phase. Deux hologrammes numériques sont enregistrés avant et après avoir soumis l'objet (poutre composite faite de bois et de balsa) à un chargement mécanique. Le jitter spatiale est appliquée avec une incrémentale de jitter égale à 1,00 fois la taille du grain de speckle, avec 4×4 images. À partir des 16 champs complexes reconstruits, le champ complexe moyen a été calculé selon l'équation (IV.5), et la différence de phase a été extraite avec l'équation (IV.6). La figure IV.14(a) montre la différence de phase brute obtenue à partir de deux

reconstructions simples avant et après le chargement mécanique [1,18]. La phase est corrompue par un fort bruit de décorrélation, comme cela est montré dans la figure IV.14 (c). La figure IV.14 (b) présente la phase obtenue après l'application de la méthode de jitter spatiale. La figure IV.14 (d) montre un profil de la carte de phase. Ces résultats démontrent que l'approche proposée est très bien adaptée pour réduire la forte décorrélation des speckles dans les cartes de différence de phase obtenues à partir des mesures de phase holographique. Ce travail a fait l'objet d'une publication dans le journal Optics letters [43].

IV.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une nouvelle méthode pour réduire l'effet de bruit de speckle dans l'image reconstruite par l'holographie numérique. Cette méthode est basée sur le calcul de la moyenne d'un certain nombre d'images non corrélées entre elles. Ces images sont obtenues à partir d'un seul hologramme en introduisant un jitter spatiale dans le noyau de Fresnel pour chaque reconstruction. Le jitter spatial doit être ajusté selon la taille de grain de speckle. Ces jitters spatiaux produisent des images reconstruites pour différentes positions dans le champ reconstruit et par conséquent une série d'images reconstruites avec différents profils de speckle. Les résultats expérimentaux montrent que l'utilisation de cette méthode permet de réduire le bruit de speckle de façon significative avec un seul enregistrement et par une simple approche numérique.

Les différents critères qui ont été utilisés pour analyser les résultats obtenus ont montré la validité de cette méthode. Cette nouvelle méthode est simple, rapide et facile à appliquer par comparaison avec les autres méthodes qui utilisent des hologrammes multiples parce qu'elle ne nécessite qu'un seul hologramme. Cette méthode peut avoir des applications importantes dans l'interférométrie holographique.

Références bibliographiques

- [1] P. Picart, *New Techniques in Digital Holography* (ISTE-Wiley), (2015).
- [2] X. Cai , H. Wang, “The influence of hologram aperture on speckle noise in the reconstructed image of digital holography and its reduction”, *Opt.Comm.* vol. 281, 232–237 (2008).
- [3] X. Cai, “Reduction of speckle noise in the reconstructed image of digital holography”, *Optik* vol. 121, 394–399 (2010).
- [4] J. Garcia-Sucerquia, “Noise reduction in digital lensless holographic microscopy by engineering the light from a light-emitting diode”, *Appl. Opti.* Vol. 52, A239 (2013).
- [5] B. Redding, M. A. Choma, and H. Cao, “Speckle-free laser imaging using random laser illumination”, *Nat. Phot.*, vol. 6, 355 (2012).
- [6] J. Garcia-Sucerquia, J. H. Ramirez, R. Castaneda., “Incoherent recovering of the spatial resolution in digital holography”, *Opt. Comm.* vol. 260, 62–67 (2006).
- [7] C. Quan , X. Kang, C. J. Tay., ”Speckle noise reduction in digital holography by multiple holograms”, *Opt. Eng.* Vol. 46, 115801 (2007).
- [8] T. Nomura, M. Okamura, E. Nitnai and T. Numata., “Image quality improvement of digital holography by superposition of reconstructed images obtained by multiple wavelengths”, *Appl. Opt.* vol. 47(19), D38–D43 (2008).
- [9] L. Rong, W. Xiao, F. Pan, “Reduction of speckle noise in digital holography by multiple holograms”, *Proc. of SPIE*, vol. 7382, 73823T-1-73823T-6, (2009).
- [10] L. Rong, W. Xiao, F. Pan, S. Liu, and R. Li, “Speckle noise reduction in digital holography by use of multiple polarization holograms”, *Chin. Opt. Lett.*, vol. 8(7), 653-655, (2010).
- [11] W. Xiao, J. Zhang, L. Rong, F. Pan, S. Liu, F. Wang, and A. He, “Improvement of speckle noise suppression in digital holography by rotating linear polarization state”, *Chin. Opt. Lett.*, vol. 9(6), 060901–060903, (2011).
- [12] F. Pan, W. Xiao, S. Liu, F. Wang, L. Rong, and R. Li., “Coherent noise reduction in digital holographic phase contrast microscopy by slightly shifting object”, *Opt. Exp.* Vol. 19, 3862–3869 (2011).
- [13] F. Pan, W. Xiao, S. Liu, L. Rong., “Coherent noise reduction in digital holographic microscopy by laterally shifting camera”, *Opt. Comm.* V. 292, 68 72 (2013).
- [14] J. Leng, X. Sang, and B. Yan, “Speckle noise reduction in digital holography with spatial light modulator and nonlocal means algorithm”, *Chin. Opt. Lett.*, vol. 12, Art. ID 040301, (2014).
- [15] J. Leng, X. Sang and B. Yana, “ Speckle suppression in digital holographic imaging with random phases and different wavelengths”, *Opt. Eng.*, vol. 53(3), 033105-(1-5), (2014).
- [16] J. Herrera-Ramirez, D. A. Hincapie-Zuluaga, and J. Garcia-Sucerquia, “ Speckle noise reduction in digital holography by slightly rotating the object”, *Opt. Eng.*, vol. 55(12), 121714(1-6), (2016).
- [17] J. H. Massig, “Digital off-axis holography with a synthetic aperture”, *Opt. Lett.*, vol. 52, 2179–2181, (2002).
- [18] T. Baumbach, E. Kolenović, V. Kebbel., W. Jüptner, “Improvement of accuracy in digital holography by use of multiple holograms”, *Appl. Opt.* 45, 6077-6085 (2006).

- [19] V. Mico, Z. Zalevsky, P. G. Martinez, and J. Garcia, "Synthetic aperture superresolution with multiple off-axis holograms", *J. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 23, 3162–3170, (2006).
- [20] D. Claus, "High resolution digital holographic synthetic aperture applied to deformation measurement and extended depth of field method", *Appl. Opt.*, vol. 49, 3187–3198, (2010).
- [21] D. Claus, D. Ilescu, B. H. Timmerman, P. J. Bryanston-Cross., "Resolution improvement in digital holography: Comparison between synthetic aperture method and spatial averaging method", *SPIE*, vol. 8001 80010Z-8 (2011).
- [22] A. Pelagotti, M. Paturzo, M. Locatelli, A. Geltrude, R. Meucci, A. Finizio, and P. Ferraro, "An automatic method for assembling a large synthetic aperture digital hologram", *Opt. Exp.*, vol. 20, 4831–4839, (2012).
- [23] V. S. Frost, J. A. Stiles, K. S. Shanmugan, J.C. Horltzman., "A model for radar images and its application to adaptive digital filtering of multiplicative noise", *J. IEEE Trans. Pattern Analysis and Machine Intelligence*, vol. 4, 157 (1982).
- [24] A. Uzan, Y. Rivenson, and A. Stern., "Speckle denoising in digital holography by nonlocal means filtering", *Appl. Opt.* vol. 52, A195–A200 (2012).
- [25] M. Leo, R. Piccolo, C. Distanto, P. Memmolo, M. Paturzo et al., "Multilevel bidimensional empirical mode decomposition: a new speckle reduction method in digital holography", *Opt. Eng.* Vol. 53, 112314 (2014).
- [26] J. Garcia-Sucerquia, J. A. H. Ramirez, D. V. Prieto, "Reduction of speckle noise in digital holography by using digital image processing", *Optik*, vol. 116, 44–48, (2005).
- [27] J. Maycock, B. M. Hennelly, J. B. McDonald, Y. Frauel, A. Castro, B. Javidi, and T. J. Naughton., "Reduction of speckle in digital holography by discrete Fourier filtering", *J. Opt. Soc. Amer.* vol. 24, 1617–1622 (2007).
- [28] Y. Morimoto, T. Nomura, M. Fujigaki, S. Yoneyama and I. Takahashi., "Deformation Measurement by Phase-shifting Digital Holography", *Exp. Mech.* vol. 45, 70 (2005).
- [29] Y. Morimoto, T. Matui, M. Fujigaki, and N. Kawagishi., "Subnanometer displacement measurement by averaging of phase difference in windowed digital holographic interferometry", *Opt. Eng.* Vol. 46, 025603 (2007).
- [30] Y. Morimoto, T. Matui, M. Fujigaki, and A. Matsui, "Three-dimensional Displacement Analysis by Windowed Phase-shifting Digital Holographic Interferometry", *Strain*, vol. 44, 49–56 (2008).
- [31] Y. Morimoto, T. Matui, M. Fujigaki, and N. Kawagishi., "Effects of Window Size on Accuracy and Spatial Resolution in Windowed Phase-Shifting Digital Holographic Interferometry", *Strain*, vol. 44, 366–373 (2008).
- [32] Y. Rostami, M. Abolhassani, "Speckle noise reduction by multiple reconstructions in digital off axis holography", *Optik*, vol. 124, 2101-2102, (2013).
- [33] V. Bianco, M. Paturzo, P. Memmolo, A. Finizio, P. Ferraro et al., "Random resampling masks: a non-Bayesian one-shot strategy for noise reduction in digital holography", *Opt. Lett.* vol. 38, 619- 621 (2013).
- [34] P. Memmolo, V. Bianco, M. Paturzo, B. Javidi, P.A. Netti et al. "Encoding multiple holograms for speckle-noise reduction in optical display", *Opt. Express.*, vol. 22, 25768-25775, (2014).

- [35] M. Leo, R. Piccolo, C. Distanto, P. Memmolo, M. Paturzo et al., “ Multilevel bidimensional empirical mode decomposition: a new speckle reduction method in digital holography ‘’, Opt. Eng. Vol. 53(11), 112314 (1-10), (2014).
- [36] D. Hincapié, J. Herrera-Ramírez, and J. Garcia-Sucerquia, “Singleshot speckle reduction in numerical reconstruction of digitally recorded holograms,” Opt. Lett., vol. 40(8), 1623–1626, (2015).
- [37] T. Fukuoka, Y. Mori, T. Nomura, “Speckle reduction by spatial-domain mask in digital holography”, J Disp. Technol., vol. 12(4), 315-322, (2016).
- [38] W. Zhang, L. Cao, H. Zhang, H. Zhang, C. Han, G. Jin, and Y. Sheng, “Quantitative study on a resampling mask method for speckle reduction with amplitude superposition”, App. Opt. vol. 56(13), F205-F212, (2017).
- [39] V. Bianco, P. Memmolo, M. Paturzo, A. Finizio, B. Javidi et al. “Quasi noise free digital holography”, Light Sci. Appl., vol 5, e16142, (2016).
- [40] L. P. Che, W. Xiao, F. Pan, B. Dong, Z. Zhong, “Reduction of speckle noise in digital holography by combination of averaging several reconstructed images and modified nonlocal means filtering”, Opt. Comm., vol. 426, 9–15, (2018).
- [41] W. Jeon, W. Jeong, K. Son, and H. Yang, “ Speckle noise reduction for digital holographic images using multi-scale convolutional neural networks”, Opt. Lett. vol. 43(17), 4240-4243, (2018).
- [42] J.W. Goodman, “Speckle Phenomena in Optics”, Ben Roberts and Co, Swansea, (2007).
- [43] M. Haouat, J. Garcia-Sucerquia, A. Kellou, and P. Picart, “Reduction of speckle noise in holographic images using spatial jittering in numerical reconstructions”, Opt. Lett. vol. 42(6), 1047-1050, (2017).

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale et perspectives

Dans le cadre des applications laser développées au sein du Laboratoire d'Electronique Quantique figure l'imagerie à trois dimensions ou l'holographie. Dans cette thèse nous nous sommes intéressés à l'holographie numérique au vu des limites que présente l'holographie classique. Pour bien exposer le travail réalisé, nous l'avons scindé en deux parties. La première partie a été consacrée à la mise en œuvre de la technique d'holographie numérique et à l'exposé des différentes méthodes d'enregistrement et de reconstruction des images. Dans la deuxième partie nous avons détaillé les différentes techniques de reconstruction des images de l'objet et les méthodes utilisées pour en améliorer la qualité.

Dans la première partie de ce travail nous avons exposé et expliqué théoriquement le processus de l'holographie numérique en détaillant les deux étapes constituant ce processus à savoir l'étape d'enregistrement et l'étape de la reconstruction. Ensuite nous avons réalisé un montage holographique pour enregistrer des hologrammes en utilisant des capteurs électroniques. Après une recherche bibliographique détaillée sur l'holographie classique et numérique nous avons aussi mis l'accent sur les avantages et les limites des différentes architectures d'enregistrement possibles. Puis nous avons présenté en détail la deuxième étape du processus holographique qui est la reconstruction numérique d'un hologramme. Différentes approches de reconstruction numérique des hologrammes ont été présentées et discutées. Nous avons focalisé notre attention surtout sur l'approximation de Fresnel et l'approche de convolution qui sont dérivées directement de l'intégrale de diffraction. Les avantages et inconvénients de ces approches ont été analysés. Nous les avons par la suite appliqués pour la reconstruction des hologrammes numériques enregistrés dans notre laboratoire. Les résultats obtenus ont été analysés et comparés.

Dans la deuxième partie, nous avons étudié les différentes procédures utilisées pour optimiser la reconstruction numérique des images. Dans ce contexte nous avons étudié au début l'influence de certains paramètres clé du processus holographie numérique et les différentes conditions à respecter pour un bon enregistrement. Ces derniers sont essentiellement liés au caractère numérique de l'holographie qui exige l'échantillonnage du motif d'interférence et impose par conséquent le respect du critère d'échantillonnage de Shannon-Nyquist. La faible résolution des capteurs d'enregistrement utilisés dans l'holographie numérique entraîne une restriction sur l'angle entre l'onde objet et l'onde de référence. Cette restriction se répercute sur l'ajustage des éléments opto-mécaniques du montage holographique et rend difficile l'application de l'holographie numérique à des objets de grande taille ou à des objets minuscules et très proches au capteur d'enregistrement. De façon générale, respecter le critère d'échantillonnage qui englobe et exprime l'influence de la majorité des paramètres d'enregistrement et de reconstruction assure l'optimisation d'un montage d'holographie numérique. L'influence du rapport d'intensité entre l'onde de référence et l'onde objet sur la qualité de l'image reconstruit a été également discuté. Ensuite nous avons introduit les différents facteurs qui affectent la qualité de l'image reconstruite à savoir : Le bruit de

speckle, l'image jumelle et l'image d'ordre zéros, la faible résolution de l'image reconstruite et les bruits additifs. Puis nous avons illustré cette partie par quelques techniques améliorant la qualité de l'image reconstruite telles que les techniques de synthèse d'ouvertures pour l'amélioration de la bande spectrale produite et les techniques de refocalisation numérique des images reconstruites. Parmi toutes les solutions proposées pour améliorer la qualité des images reconstruites en holographie numérique nous avons focalisé notre attention sur la suppression de l'image jumelle, l'image d'ordre zéro et la réduction de bruit de speckle qui sont considérés comme des bruits les plus indésirables dans l'holographie numérique.

L'image jumelle et le terme d'ordre zéro accompagnent toujours l'image réelle de l'objet et affectent énormément sa qualité. Il était indispensable de les supprimer afin de produire des images contenant des informations correctes sur l'objet d'étude. Parmi les nombreuses solutions proposées pour s'en débarrasser, la technique de filtrage dans le domaine des fréquences spatiales est très efficace dans le cas de l'holographie hors axe mais l'utilisation de cette architecture provoque une perte de résolution du dispositif d'enregistrement. La géométrie en ligne permet une exploitation complète de la résolution de dispositif d'enregistrement, cependant, les termes indésirables ont un effet de détérioration important sur la qualité de la reconstruction car ils chevauchent l'image désirable. Grâce à son efficacité, la technique de PSDH est pour l'instant la meilleure solution pour la suppression des termes indésirables dans l'holographie en ligne, mais elle nécessite l'enregistrement de plusieurs hologrammes avec différents déphasages dans l'onde de référence, ce qui limite son application sur des objets dynamiques. Pour surmonter cette limitation, des chercheurs ont proposé de minimiser le nombre des hologrammes exigés dans la procédure de la technique de décalage de phase. D'autres, ont proposé la réalisation de la technique de PSDH à un seul coup (avec un seul enregistrement). Bien que les résultats obtenus par l'emploi de ces stratégies soient comparables avec ceux obtenus par la technique de PSDH originale, ces derniers augmentent la complexité du système d'enregistrement.

Aussi, un autre type de bruit influe fortement sur les résultats de reconstruction holographique : le bruit de speckle. De nombreux auteurs ont contribué par leurs recherches à la réduction du bruit de speckle en utilisant des techniques de filtrage. Nous avons fait une brève présentation sur les principales méthodes utilisées pour réduire son effet dans le cas de l'holographie numérique, en mettant l'accent sur les avantages et les limites de chaque technique. Au final nous estimons avoir apporté notre contribution pour l'amélioration de l'image reconstruite en proposant une nouvelle approche numérique pour la réduction de bruit de speckle dans les hologrammes reconstruits numériquement. Cette nouvelle méthode est simple, rapide et facile à appliquer par comparaison avec les autres méthodes qui utilisent des hologrammes multiples. Elle ne nécessite qu'un seul enregistrement. Les résultats expérimentaux montrent que l'utilisation de cette méthode permet de réduire le bruit de speckle de façon significative. Ces résultats ont été discutés et comparés avec des résultats obtenus par d'autres approches de réduction de bruit de speckle. Sa validité a été également validée par l'utilisation des différents critères d'analyse. Ce qui fait que cette méthode peut avoir des applications importantes dans l'interférométrie holographique et ouvre ainsi plusieurs perspectives à notre travail.

Conclusion générale et perspectives

Dans ce qui suit, nous mettons en évidence un certain nombre d'idées pour les travaux futurs, qui sont :

- Amélioration à apporter au processus de reconstruction par l'application des méthodes numériques et traitement d'image.
- L'image jumelle et l'ordre zéro sont les principaux obstacles à surmonter pour une bonne reconstruction de l'image à partir d'un hologramme en ligne. Ainsi, notre perspective immédiate est l'élaboration d'une nouvelle méthode numérique générale pour les éliminer.
- Une autre perspective est de regrouper les différentes méthodes testées et programmées tout au long de notre travail en vue d'en faire un package avec une interface graphique. Nous envisageons également d'étendre et de valoriser notre savoir faire en holographie numérique, aux différents applications de l'holographie, nous pensons surtout à l'utilisation de l'interférométrie holographique pour l'analyse des objets microscopiques.