

**RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITÉ FERHAT ABBAS - SÉTIF1
INSTITUT D'OPTIQUE ET DE MÉCANIQUE DE PRÉCISION**

THÈSE

Présentée pour obtenir le Diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Par :

Redouane ZEMMAMOUCHE

THÈME :

**Analyse des Figures de Speckle pour la Mesure de
Déformations par Corrélations d'Images Numériques**

Soutenue le : 20/09/2016

Devant le jury :

Président	Bouafia Mohamed,	Professeur, Université Ferhat Abbas Sétif 1
Rapporteur	Medjahed Aïcha,	M.C.A, Université Ferhat Abbas Sétif 1
Co-rapporteur	Marc Georges,	PHD, Lab. Lasers & NDT (CSL), Belgique
Examineurs	Benslama Malek,	Professeur, Université Mentouri, Constantine
	Bouchemat Mohamed,	Professeur, Université Mentouri, Constantine

RÉSUMÉ.

Une grande partie de la mécanique expérimentale repose sur la mesure des déplacements et déformations de surfaces. Le speckle est une structure granulaire qui résulte de l'interaction de la lumière laser avec une surface rugueuse. Ce phénomène est largement utilisé dans les techniques de contrôle non destructives. Les techniques de mesure des déformations sont classées sous deux grandes familles: les techniques interférométriques telles que l'interférométrie de speckle et l'holographie et les techniques non interférométriques, telle que : la photographie de speckle digitale. La photographie de speckle digitale (DSP) est une technique simple qui permet de déterminer le champ de déplacement dans le plan d'une structure. La technique repose sur le suivi du déplacement des grains de speckle dans le champ de la lumière laser diffusé par l'objet à étudier par la technique de corrélation d'images. La DSP est combinée à l'interférométrie de speckle électronique et à l'holographie digitale pour mesurer les trois composantes de déformations d'une structure.

ABSTRACT

Much of experimental mechanics are based on the measurement of the displacements and deformations of surfaces. Speckle is a granular structure that results from the interaction of the laser light with a rough surface. This phenomenon is widely used in non-destructive testing techniques. Deformations measurement techniques are classified under two main categories: interferometric techniques such as speckle interferometry and holography, and non interferometric technique such as digital speckle photography. Digital speckle photography (DSP) is a simple technique for determining the in-plane displacement field of a structure. The technique is based on monitoring the speckle grain movement in the field of laser light scattered by the object to be studied by the image correlation technique. The DSP is combined with the electronic speckle interferometry and digital holography to measure the three components of deformation of a structure.

Mots clés: Digital speckle photography, DSP, Speckle interferometry, ESPI, Digital holography, Images correlation.

Remerciements

Les recherches expérimentales poursuivies dans le présent mémoire ont été poursuivies à l'Université de Liège, au sein du centre spatial de Liège (CSL) en Belgique.

La réalisation de cette thèse a été possible grâce à la participation de plusieurs personnes à qui je voudrais témoigner toute ma reconnaissance.

Je voudrais tout d'abord adresser toute ma gratitude et ma profonde reconnaissance à ma directrice de thèse, Docteur Medjahed Aïcha, pour sa patience, ses encouragements, sa disponibilité, ses compétences et surtout ses judicieux conseils pour l'élaboration de ce travail.

J'adresse mes chaleureux remerciements au Docteur Marc Georges, responsable du laboratoire Lasers et contrôles non destructifs du Centre Spatial de Liège – Université de Liège pour son accueil dans son laboratoire, son soutien scientifique et ses conseils précieux. Merci de m'avoir fait confiance et de m'avoir inculqué le goût de la recherche.

Que Monsieur le professeur Bouafia Mohamed de l'Institut d'Optique et Mécanique de Précision qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse, trouve ici l'expression de ma respectueuse reconnaissance.

Il m'est agréable d'exprimer ma sincère gratitude à Monsieur le Professeur Benslama Malek de l'Université de Constantine, d'avoir bien voulu juger ce travail. Je me sens honoré par sa présence dans le jury.

Je tiens à remercier également Monsieur Bouchemat Mohamed, professeur à l'Université de Constantine, qui a voulu me faire l'honneur de participer à mon jury et de s'intéresser de près à mon travail.

J'adresse mes remerciements aux Docteurs Jean-François Vandenrijt et Languy Fabian pour leurs disponibilités, leurs conseils et leurs aides en programmation.

Merci au Docteur Fouad Boulakroune pour sa disponibilité et son aide en anglais.

Mes remerciements vont également aux Docteurs Khalfaoui Khaled et Boulmarka Aissa pour leurs aides en programmation.

Un immense et affectueux merci à Djalila, ma femme, qui m'a supporté et soutenu durant l'intégralité de cette thèse et surtout pendant mon séjour en Belgique.

Un grand merci à Noureldine Belfethi et Tarek Ben Chaabane pour leurs soutiens.

Mes remerciements et ma reconnaissance vont également à mes amis et collègues qui m'ont apporté leur support moral et intellectuel tout au long de ma démarche.

Enfin, je remercie le gouvernement Algérien pour le support financier du stage de longue durée qui m'a attribué.

A la mémoire de mon père El hocine et ma mère Messaouda

A la mémoire de ma grande mère El Safia

A ma femme Djalila

A mes enfants Walaa Eldinne, Afnane et Samed

A mes sœurs Meryeme, Samira, Hafida et Halima

A mes Frères Adnane et Hocine

A toutes ma famille

A tous mes amis

Table des Matières

Introduction Générale	1
Chapitre 1 : La Photographie de Speckle et Corrélation d'Images Numériques	
1.1. Phénomène de Speckle	4
1.2. Propriétés statistiques du Speckle	5
1.2.1. Fonction de densité de probabilité.....	5
1.2.2. Le contraste	6
1.3. Speckle objectif et subjectif.....	6
1.3.1. Speckle objectif	6
1.3.2. Speckle subjectif.....	7
1.4. Photographie de speckle	8
1.4.1. Photographie de speckle focalisée.....	9
1.4.2. Photographie de speckle non focalisé.....	10
1.4.3. Observation des franges et détermination des déplacements	12
1.4.3.1. Filtrage point par point et franges de Young	12
1.4.3.2. Filtrage à champ complet et franges isothétique	13
1.5. De la photographie de speckle classique à la photographie de speckle numérique	17
1.5.1. Corrélacion de l'intensité et de l'amplitude	18
1.5.1.1. Déplacement du speckle objectif.....	19
1.5.1.2. Déplacement du speckle subjectif	22
1.5.2. Détermination des déplacements par photographie de speckle digitale	25
1.6. Conclusion.....	28
Chapitre 2 : Interférométrie de Speckle Electronique	
2.1. Interférométrie de Speckle	29
2.2. Interféromètres adaptés à la mesure des déplacements hors du plan	31
2.3. Interféromètres adaptés à la mesure des déplacements dans le plan.....	34
2.4. Interféromètres à dédoublement.....	36
2.5. Conditions d'observation des franges de visibilité maximale.....	38
2.5.1. Intensité de saturation.....	39
2.5.2. Optimisation des franges dans le mode de soustraction	39
2.5.3. Résolution spatiale des systèmes d'enregistrement et leurs effets en ESPI	41
2.6. Analyse quantitative des franges	42
2.7. Conclusion.....	45

Chapitre 3 : Holographie Digitale

3.1. Introduction	46
3.2. Enregistrement et restitution des hologrammes	47
3.3. Holographie digitale	49
3.3.1. Reconstruction numérique par l'approximation de Fresnel	51
3.3.2. Reconstruction numérique par convolution.....	54
3.3.3. Reconstruction par la transformée de Fourier	55
3.4. Exigences de la résolution spatiale.....	56
3.5. Suppression de l'ordre zéro et de l'image conjuguée	57
3.5.1. Suppression de l'ordre zéro	57
3.5.2. Suppression de l'image conjuguée	58
3.5.3. Suppression de l'image conjuguée et l'ordre zéro par décalage de phase.....	58
3.6. Amélioration de la résolution des images reconstruites	59
3.7. Différentes Configurations holographique.....	60
3.7.1. Hologramme de Fresnel	60
3.7.2. Hologramme de Fraunhofer	61
3.7.3. Hologramme de Fourier	62
3.7.4. Hologramme de Fourier sans lentille	63
3.7.5. Hologramme image	63
3.8. Interférométrie holographique numérique	64
3.9. Conclusion.....	67

Chapitre 4 : Combinaison de l'ESPI et la DSP

4.1. Introduction	68
4.2. Rappel théorique	71
4.3. Partie expérimentale	74
4.3.1. Conditions expérimentales	74
4.3.2. Algorithme de calcul développé pour la mesure du champ de déplacement par DSP	76
4.3.3. Combinaison de l'ESPI et la DSP	78
4.4. Comparaison des déplacements calculés par DSP provenant des figures de speckle générées par les cinq méthodes	81
4.4.1 Analyse et Interprétation des résultats de mesures obtenus pour une configuration bien alignée	83
4.4.2 Analyse et interprétation des résultats de mesures obtenus pour une configuration mal alignée	84
4.5. Résultats trouvés par simulation numérique	90
4.6. Discussion et conclusion	96

Chapitre 5 : Combinaison de l'Holographie Digitale et la DSP

5.1. Introduction	98
5.2. Rappel théorique sur la combinaison de l'holographie digitale à la DSP	99
5.3. Partie expérimentale	101
5.3.1. Effet du Zeropadding sur les mesures par DSP	103
5.3.2. Application de la combinaison de l'holographie et la DSP pour la mesure des déformations en 3D	106
5.3.3. Application de la combinaison de l'holographie à la DSP pour la restauration de la phase	108
5.5. Conclusion.....	110
Conclusion générale	112
Bibliographie	115

Principales Notations

$p(I)$	Fonction de densité de probabilité
I	Distribution d'intensité de la figure de speckle
I_{ob}	Intensité de l'onde objet
I_r	Intensité de l'onde référence
$\langle I \rangle$	Intensité moyenne
c	Contraste de la figure de speckle
σ	Déviatiion standard de l'intensité
$\langle s_l \rangle$	Dimension moyenne latérale d'un grain de speckle objectif ou subjectif
$\langle s_L \rangle$	Dimension moyenne longitudinale d'un grain de speckle objectif ou subjectif
λ	Longueur d'onde
$x - y$	Plan objet
$X - Y$	Plan image
$\xi - \eta$	Plan de la lentille/Plan de reconstruction en holographie digitale
d_0	Distance d'observation d'un speckle objectif / distance objet lentille en specklesubjectif
D	Diamètre de la surface éclairée en speckle objectif
d_i	Distance lentille image en speckle subjectif
g	Grandissement de la lentille
F	Nombre d'ouverture de la lentille
f	Distance focale de la lentille
$U(X, Y)$	Distribution d'amplitude dans le plan image
$U_{ob}(x, y)$	Amplitude complexe de l'onde objet
a_{ob}	Module de l'amplitude complexe de l'onde objet
$U_r(x, y)$	Amplitude complexe de l'onde de référence
a_r	Module de l'amplitude complexe de l'onde de référence
$P_L(\xi, \eta)$	Fonction pupillaire
k	Nombre d'onde
(u_x, u_y)	Déplacement du speckle dans le plan objet
(a_x, a_y, a_z)	Composantes du déplacement du speckle dans le plan objet/vecteur de déplacement en holographie
(A_X, A_Y)	Déplacement du speckle dans le plan image
h	Transmittance du specklegramme/Transmittance de l'hologramme
τ	Temps d'exposition d'une plaque photographique
$\mathcal{F}/\mathcal{F}^{-1}$	Transformée de Fourier / Transformée de Fourier inverse, * Conjugué complexe
φ	Phase aléatoire du champ de speckle/ Hologramme
φ_{ob}	Phase de l'onde objet
φ_r	Phase de l'onde de référence
∇ Gradient	$\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$
$N \times M$	Nombre de lignes, nombre de colonnes de la caméra CCD
$c(k, l)$	Fonction de corrélation d'une image

(k, l)	Indices de la matrice d'une image
\bar{K}_i	Vecteur de propagation
I_{sat}	Intensité de saturation de la caméra
d	Distance de reconstruction/enregistrement
$Im[.]$	Partie imaginaire
$Re[.]$	Partie réelle
$\Delta x, \Delta y$	Taille du pixel de la camera CCD
$\Delta \xi, \Delta \eta$	Taille du pixel de l'hologramme reconstruit
f_{max}	Fréquence spatiale maximale à résoudre en holographie digitale
θ_{max}	Angle maximale entre l'onde objet et l'onde référence
δ_{opt}	Variation du chemin optique
S	Vecteur de sensibilité
$\Delta \varphi$	Variation de la phase due à la déformation
I_m	Terme de modulation
I_{av}	Terme d'intensité
γ	Terme de modulation normalisé
κ	Terme de modulation réel
r_x	Coefficient de corrélation

Abréviations

DSP	Digital Speckle Photography
CCD	Charged Coupled Device
FTM	Fonction de Transfert de Modulation
ESPI	Electronic Speckle Pattern Interferometry.
<i>SNR</i>	Signal to noise ratio
PZT	Piezo-electric transducer
FFT	Fast Fourier Transform
TPS	Temporal Phase Shifting
SPS	Spatial Phase Shifting
CSL	Centre Spatial de Liège

Introduction Générale

La métrologie optique a gagné durant ces dernières années beaucoup d'importance dans les laboratoires de recherches ainsi qu'en industrie. Elle est devenue aussi un outil très important dans le développement de nouveaux produits et processus.

Parmi les propriétés qu'ont rendu cette technique importante ; c'est qu'elle soit une méthode de mesure sans contact, sa précision de mesure est de l'ordre de la longueur d'onde d'éclairage et les mesures se font sur un champ complet fournissant ainsi des informations sur la totalité de l'image de l'objet étudié.

L'utilisation de caméras CCD, le développement de techniques d'acquisition et de traitement d'images ont contribué aussi à d'autres caractéristiques telles que : la fiabilité et la rapidité des mesures.

Comme la plupart des surfaces en industrie sont rugueuses, le champ lumineux diffusé par de telles surfaces ont un aspect granulaire distribué aléatoirement, appelé Speckle. Ce phénomène est dû à la superposition d'un grand nombre d'ondelettes d'intensités et de phases aléatoires. Tout changement dans la structure de la surface, peut être mesuré par la comparaison des champs de speckle diffusés, correspondant aux différents états de déformations de l'objet.

Parmi ces techniques, on trouve la technique de photographie de speckle digitale (DSP), qui est une technique simple utilisant un seul faisceau d'éclairage et l'enregistrement se fait directement ou à travers un système optique convergent. Les deux images de l'objet avant et après déformation, sont enregistrées par une caméra CCD et traitées numériquement par des logiciels de traitement d'images. Les déformations à mesurer sont supérieures au diamètre moyen d'un grain de speckle et le déplacement des champs de grains de speckle dans ce cas est déterminé numériquement par des algorithmes de corrélation.

La DSP peut fonctionner sans difficulté dans un environnement non stable malgré sa faible précision de mesure. L'augmentation de cette dernière peut être obtenue en appliquant des méthodes interférométriques ; mais celles-ci demandent une grande stabilité du système beaucoup plus petite que la longueur d'onde d'éclairage.

L'interférométrie de speckle est une technique bien adaptée à la mesure des déformations de structures. Le champ de speckle diffracté par un objet interfère avec une onde de référence ou un autre champ de speckle sur une caméra CCD. La soustraction de deux images correspondant à deux états de déformations de l'objet, donne une figure de franges d'égale déformation.

L'interférométrie de speckle permet de mesurer des déformations inférieures à la dimension moyenne d'un grain de speckle. Lorsque la méthode est combinée aux techniques de décalage de phase et au traitement d'images pour l'amélioration de la précision des mesures, on l'appelle interférométrie de speckle électronique (ESPI).

Une autre technique qui donne la même précision de mesure que l'interférométrie de speckle, est celle de l'holographie digitale. Cette dernière consiste à enregistrer l'interférence produite entre un faisceau objet et un faisceau de référence par une caméra CCD et la reconstruction du front d'onde de l'objet ou hologramme, est réalisée numériquement.

Le premier objectif de notre travail est de développer un algorithme de calcul de corrélation d'images qui permet de numériser deux états de figures de speckle et d'appliquer par la suite la fonction de corrélation entre leurs sous-images pour pouvoir mesurer des déplacements dans le plan.

Le second objectif est d'améliorer cet algorithme et de l'exploiter dans deux montages interférométriques, l'interférométrie de speckle et l'holographie digitale, pour pouvoir mesurer les trois composantes de déformations.

Cette étude aura pour but de mettre en évidence des points importants pour une application dans le futur des combinaisons entre la DSP et les techniques interférométriques. Il s'agit de minimiser les erreurs de mesures ainsi que la restauration des informations perdues dans la figure de franges sensible à la déformation hors du plan. Pour cela, il faut disposer d'une étude détaillée de ces techniques.

Dans le premier chapitre, sont évoquées les différentes configurations de la photographie de speckle focalisée et non focalisée pour la mesure des déplacements, ainsi qu'un bref rappel théorique sur la méthode de photographie de speckle digitale. Un autre point a été discuté, c'est celui de la mesure des déplacements par corrélation numérique d'images.

Le deuxième chapitre est consacré à la description du principe de l'interférométrie de speckle électronique pour la mesure des déformations. Les montages expérimentaux sensibles aux déplacements dans le plan et hors du plan sont exposés. La combinaison de ces montages avec la technique de décalage de phase, nous permet de visualiser et analyser les franges de corrélation liées aux déformations. L'extraction de la phase, nécessite un modulateur de phase pour générer les interférogrammes ainsi qu'un algorithme de calcul.

Le troisième chapitre décrit le processus d'enregistrement et de reconstruction d'un hologramme numérique. Nous rappelons les différentes approches de reconstructions numérique

du front d'onde objet et les techniques de suppression de l'ordre zéro et de l'image conjuguée. On décrit aussi les différentes configurations pour l'enregistrement d'un hologramme. Nous présenterons enfin, le principe de l'interférométrie holographique pour la mesure des déformations.

Le quatrième chapitre traite une première partie expérimentale qui est la combinaison entre l'interférométrie de speckle électronique sensible aux déplacements hors du plan et la photographie de speckle digitale. Un montage expérimental pour le contrôle et l'analyse des déformations en trois dimensions a été décrit. Il comporte un système d'acquisition et un algorithme développé par nous même pour la restauration des franges de corrélation dans le cas de larges déplacements accidentels d'objets dans le plan.

Le cinquième chapitre est consacré à l'application de la combinaison de l'holographie numérique avec la photographie de speckle digitale. On expose les résultats expérimentaux des déformations en trois dimensions même pour les grands mouvements dans le plan en utilisant la DSP pour restaurer la phase.

Photographie de Speckle et Corrélation d'Images Numériques

1.1. Phénomène de Speckle :

Lorsqu'un objet diffusant est éclairé par un faisceau laser, on a toujours l'impression que sa surface est recouverte d'une structure granulaire très fine répartie aléatoirement dans sa figure de diffraction, appelée speckle. Ce phénomène est dû au relief microscopique de la surface et la cohérence de la lumière laser. Si les variations d'épaisseur de telle surface sont supérieures ou égales à la longueur d'onde du laser, la lumière diffusée par chaque point de cette surface interfère avec un très grand nombre d'ondes lumineuses réfléchies par les autres points voisins comme le montre la figure 1.1. Le résultat de cette superposition d'ondes dont la phase est aléatoirement répartie, produit la figure d'interférence granulaire appelé speckle objectif. Si la surface éclairée par la lumière laser est observée à travers un système optique, cette dernière présente aussi une figure de speckle et dans ce cas on l'appelle speckle subjectif. Un exemple d'une figure de speckle est représenté par la figure 1.2.

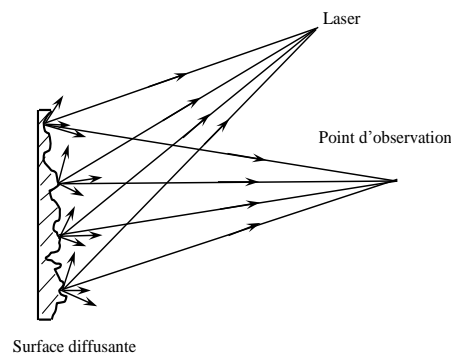


Figure 1.1. Contour microscopique d'une surface diffusante

L'intensité résultante dans un point donné sur l'écran d'observation est déterminée par la somme des amplitudes complexes des différents rayons lumineux qui arrivent à ce point. Si l'amplitude résultante est nulle, un speckle noir est observé par contre si tous les rayons qui arrivent sur ce point sont en phase, un speckle brillant est obtenu.

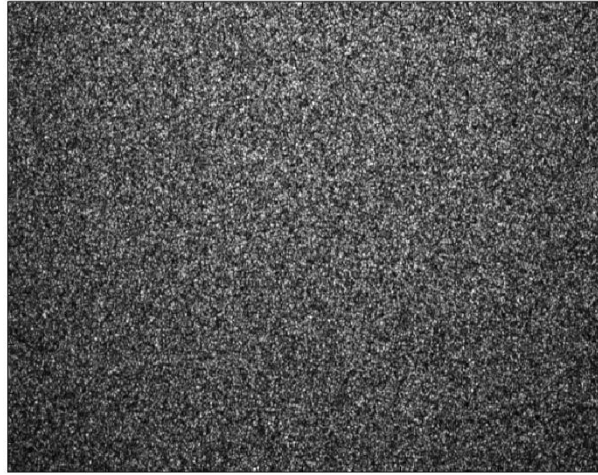


Figure 1.2. Figure de speckle produite par une plaque d'Aluminium recouverte d'une poudre blanche diffusante.

1.2. Propriétés statistiques du speckle :

Le speckle présente des propriétés statistiques, indépendantes de la rugosité de la surface du diffuseur et ne dépendant que des paramètres macroscopiques du système optique utilisé. La rugosité de l'objet n'a pour rôle que la modulation aléatoire de la phase des ondes diffusées et n'influence aucunement les lois des distributions statistiques d'intensité et de phase.

1.2.1. Fonction de densité de probabilité :

Le speckle est caractérisé par une distribution aléatoire de l'intensité et de la phase. La distribution d'intensité représentée par la fonction de densité de probabilité d'un speckle complètement développé et polarisé [1,2], est donnée par :

$$p(I) = \frac{I}{\langle I \rangle} \exp - \frac{I}{\langle I \rangle}, \quad I \geq 0 \quad (1.1)$$

$p(I)$, est la probabilité qu'un speckle qui a une intensité comprise entre les valeurs I et $I+dI$. $\langle I \rangle$, est l'intensité moyenne. L'intensité de speckle montré par la figure 1.3, obéit ainsi aux statistiques d'une exponentielle négative. L'intensité la plus probable dans le champ speckle est l'intensité nulle, cela est confirmé expérimentalement par la présence d'un grand nombre de grains noirs dans la figure de speckle.

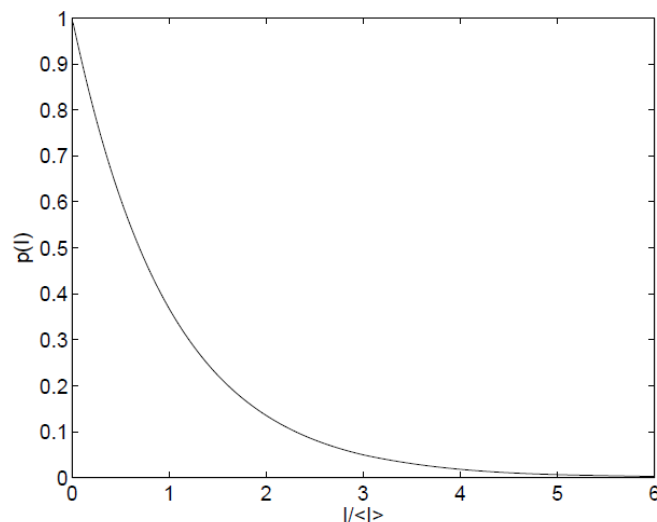


Figure 1.3. Fonction de densité de probabilité de la distribution de l'intensité dans un champ speckle

1.2.2. Le contraste :

Le contraste de la figure de speckle est donné par le rapport de la déviation standard est l'intensité moyenne [1,2] :

$$c = \frac{\sigma}{\langle I \rangle} \quad (1.2)$$

La déviation standard de l'intensité dans une figure de speckle est déterminée par :

$$\sigma^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = \langle I \rangle^2 \quad (1.3)$$

L'équation (1.3) démontre que pour un speckle complètement développé le contraste est unitaire.

1.3. Speckle objectif et subjectif :

1.3.1. Speckle objectif

La caractéristique la plus importante du speckle dans l'étude des déformations est sa dimension. Cette dernière est déterminée à partir des statistiques du second ordre du speckle, en particulier la fonction d'autocorrélation.

Dans le cas du speckle objectif, présenté dans la figure 1.4, toute l'aire éclairée de l'objet participe à la formation de chaque speckle individuel sur l'écran d'observation. Donc les dimensions moyennes des grains de speckle dans ce cas, dépendent de l'aire éclairée de la surface.

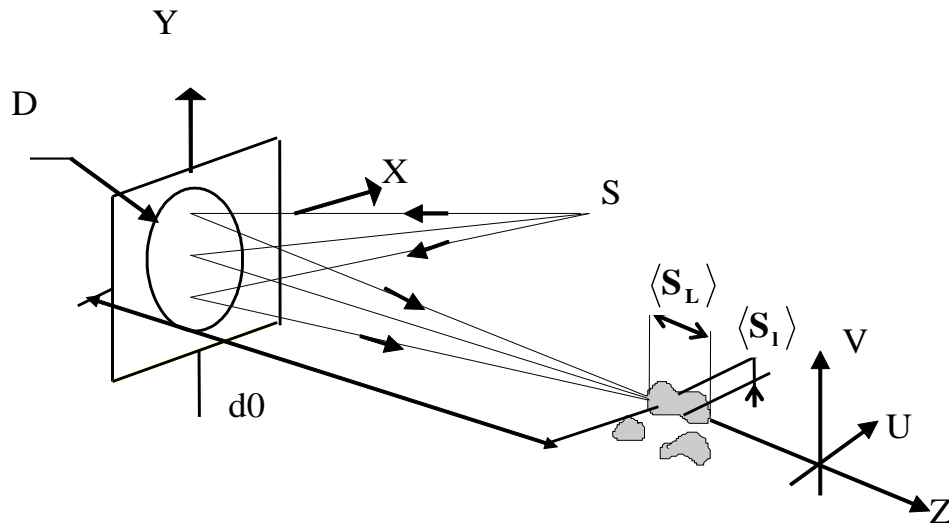


Figure 1.4. Formation du speckle objectif

Les dimensions moyennes latérales et longitudinales pour lesquelles l'amplitude, l'intensité ou la phase du speckle présentent une relation stable, sont données par les relations suivantes [3,4] :

$$\langle s_l \rangle = 1.22 \frac{\lambda d_0}{D} \quad (1.4)$$

$$\langle s_L \rangle = \frac{8\lambda d_0^2}{D^2} \quad (1.5)$$

Où λ est la longueur d'onde du laser, D le diamètre de la surface éclairée et d_0 la distance d'observation

1.3.2. Speckle subjectif

La figure 1.5, montre ce type d'arrangement. Les dimensions du speckle vont dépendre du système optique à travers lequel l'objet est observé. Dans ce cas les dimensions des grains de speckle sont données par la limite de résolution du système optique qui correspond aux diamètres du disque d'AIRY. Les dimensions latérales et longitudinales des grains de speckle subjectif formée dans le plan image d'une lentille de diamètre (a), et situé à une distance d_i de la lentille, sont données par [4,5]:

$$\langle S_l \rangle = 1.22 \frac{\lambda d_i}{a} = 1.22\lambda(1 + g)F \quad (1.6)$$

$$\langle S_L \rangle = 8 \frac{\lambda d_i^2}{a^2} = 8\lambda(1 + g)^2 F^2 \quad (1.7)$$

Où « F » est le nombre d'ouverture qui est le rapport entre la distance focale et le diamètre de l'ouverture de la lentille.

« g » est le grandissement de la lentille qui le rapport $\left(\frac{d_i}{d_o}\right)$; où d_i et d_o sont respectivement les distances lentille-image et lentille-objet.

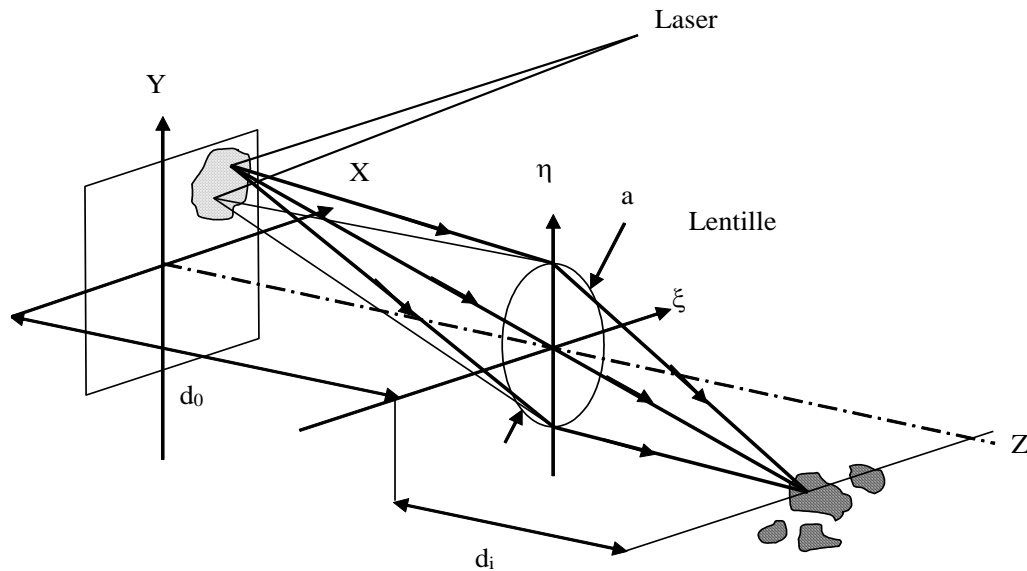


Figure 1.5. Formation du speckle subjectif

1.4. Photographie de speckle :

La photographie de speckle est une technique qui rend simple la mesure des déplacements dans le plan en utilisant des systèmes optiques simples. La procédure générale consiste à éclairer l'objet par un seul faisceau laser et faire un enregistrement photographique sur une seule plaque photographique de l'objet avant et après déplacement. La plaque développée est appelée specklogramme à double exposition [6].

Le plan d'enregistrement des figures de speckle doit être situé soit dans le plan image de l'objet ou bien dans le plan focal ou bien dans un plan intermédiaire du système optique.

Par conséquent, on distingue deux types de photographie de speckle selon la position du plan d'enregistrement, la photographie de speckle focalisée et non-focalisée. En général, la technique de photographie de speckle focalisée génère des franges sensibles aux déplacements dans le plan, par contre la photographie de speckle non-focalisée est sensible aux déplacements hors du plan.

1.4.1. Photographie de speckle focalisée

La méthode de photographie de speckle focalisée à double exposition développée par Archbal et al. [7], J.N.Butters et J.A.Leendertz [8], Archbal et Ennos [9], est la technique la plus utilisée pour déterminer les composantes de déplacement dans le plan basé sur l'effet speckle. Considérant la procédure d'enregistrement du specklogramme à double exposition illustrée dans la Figure (1.6). Une surface diffusante est éclairée par un faisceau laser divergent. La lentille L de focale f et d'ouverture numérique F forme dans le plan (X, Y) l'image de la surface objet. La plaque photographique est exposée à deux reprises, l'une avant et l'autre après déplacement.

En tenant compte du principe de l'optique géométrique, les distances d_o et d_i séparant l'objet et la lentille d'une part et la lentille et le plan d'enregistrement d'autre part, sont reliées à la distance focale f de la lentille par la relation $\frac{1}{d_o} + \frac{1}{d_i} = \frac{1}{f}$.

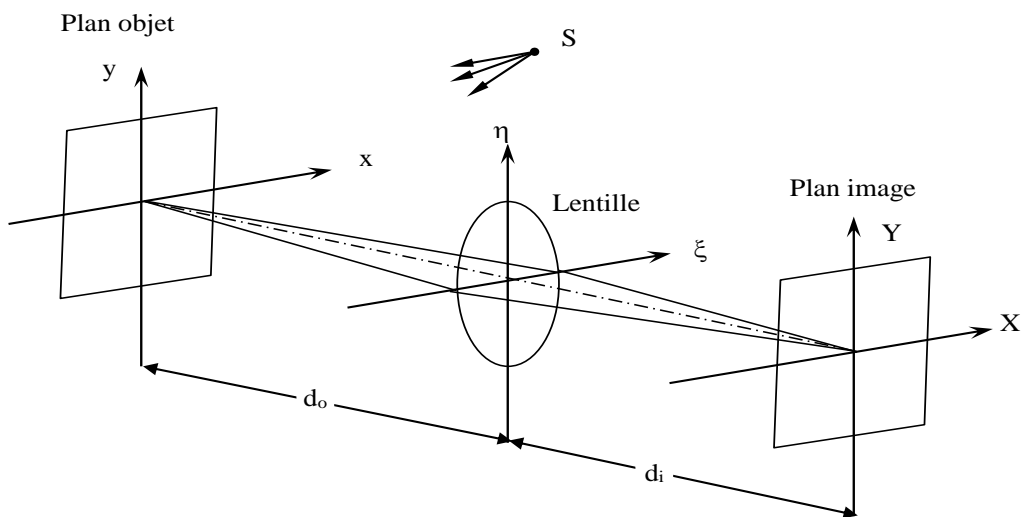


Figure 1.6 : Arrangement optique de photographie de speckle focalisé

La distribution d'amplitude de chaque point (X, Y) dans l'image de l'objet est exprimée par [10,11] :

$$U(X, Y) = K \iiint \int U_0(x, y) \cdot P_L(\xi, \eta) \cdot \exp \left\{ \frac{-ik[\xi(X + gx) + \eta(Y + gy)]}{d_i} \right\} dx dy d\xi d\eta \quad (1.8)$$

K est une constante complexe, $U_0(x, y)$ représente la distribution d'amplitude juste devant la surface objet, $P_L(\xi, \eta)$ est la fonction pupillaire, et g est le grandissement du système optique.

La distribution d'intensité enregistrée sur la plaque avant déplacement est proportionnelle à $[U(X, Y)U^*(X, Y)] = I(X, Y)$.

Lorsque l'objet subit une déformation de telle sorte que les points objet se déplacent d'une valeur qui dépasse le diamètre moyen d'un speckle, il y aura changement dans la distribution d'amplitude qui correspond à $U(X + A_X, Y + A_Y)$; où A_X et A_Y sont les composantes de déplacement des grains de speckle dans le plan (X, Y) avec $(A_X, A_Y) = g(u_x, u_y)$.

Avec (u_x, u_y) qui représentent les composantes de déplacement des grains de speckle dans le plan (x, y) .

L'intensité totale enregistrée sur la plaque après les deux expositions est donnée comme suit :

$$\begin{aligned} I_T(X, Y) &= U(X, Y)U^*(X, Y) + U(X + A_X, Y + A_Y)U^*(X + A_X, Y + A_Y) \\ &= I(X, Y) + I(X + A_X, Y + A_Y) \end{aligned} \quad (1.9)$$

Après le développement photographique du specklogramme à doubles expositions, ce dernier aura les propriétés d'une transparence; d'où l'amplitude de la fonction de transmittance $h(X, Y)$ définie par :

$$h(X, Y) = h_0 + \beta\tau[I(X, Y) + I(X + A_X, Y + A_Y)] \quad (1.10)$$

h_0 et β sont des constantes qui dépendent de l'émulsion photographique et τ est le temps d'exposition.

Lorsque le milieu d'enregistrement a une résolution suffisante de façon à séparer une grandeur moyenne d'un speckle individuel, deux figures de speckle identiques légèrement décalées l'une de l'autre seront enregistrées sur la plaque photographique.

L'information sur la déformation de l'objet est contenue dans les propriétés de corrélation entre les deux champs speckle enregistrés. Le processus de filtrage spatial optique est utilisé pour transformer ces propriétés de corrélations en franges visibles.

1.4.2. Photographie de speckle non focalisé

Plusieurs méthodes de photographie de speckle n'exigent pas la focalisation de la surface objet sur le plan image. C'est à dire que l'objet peut être placé en avant ou en arrière par rapport à son plan objet (voir Figure 1.7). Cette méthode est largement utilisée pour mesurer les différentes composantes de déformations. En conséquence, les caractéristiques du déplacement de speckle dans le plan image seront modifiées. L'espacement de franges produites par cette technique dépend de la forme du front d'onde d'éclairage et de la position du plan d'enregistrement [6].

Par un choix convenable de la géométrie d'éclairage et de la position du plan d'enregistrement, on peut séparer les déplacements hors du plan et rendre les décalages des grains de speckle sensibles seulement à ce type de mouvement.

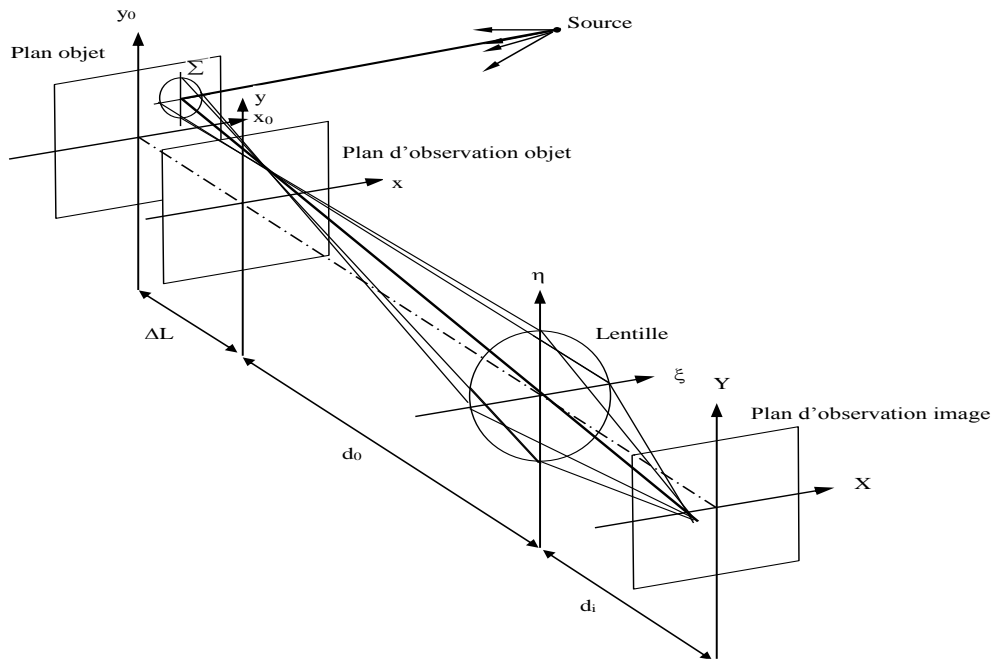


Figure 1.7. Arrangement optique de la photographie speckle non focalisé

Le plan d'observation image enregistre la figure de speckle produite dans le plan d'observation objet (x, y) (représenté par la surface Σ), homothétique de la pupille de la lentille d'enregistrement. Le specklogramme développé peut être analysé par l'une des techniques de filtrage spatial discutées dans les paragraphes qui suivent.

La méthode à double exposition (mesure des rotations hors du plan) proposée par Tiziani [12], est un exemple de photographie de speckle non focalisée. La technique nécessite un enregistrement du specklogramme dans le plan focal image de la lentille d'imagerie. La surface objet est éclairée par un faisceau parallèle sous un certain angle par rapport à la normale. Le speckle produit dans le plan focal image reste stationnaire lorsque l'objet se déplace latéralement dans son plan. A la présence d'inclinaison hors du plan, la figure de speckle dans le plan focal sera traduite latéralement. Les composantes de rotation seront ainsi déterminées à partir des franges modulant le halo de diffraction obtenue. L'utilisation d'un faisceau parallèle dans le système de Tiziani pose des limites sur les dimensions de l'objet à étudier. Pour cela Gregory [13] a proposé une configuration insensible aux composantes de déplacement dans le plan et fonctionnant en éclairage divergent. Le specklogramme est enregistré, non pas dans le plan focal de la lentille, mais dans un plan conjugué de la source d'éclairage si la surface diffusante était un miroir. Ce plan est appelé

plan d'inclinaison, qui est insensible aux déplacements dans le plan de l'objet, et les décalages des grains de speckle dans ce plan sont dus seulement aux inclinaisons hors du plan. Chiang et Juang [14] ont proposé une méthode pour la mesure des pentes d'objets déformés. Cette technique est conçue pour l'étude de la flexion des plaques. Le champ de déplacement dans le plan peut être négligé devant le champ de déplacement hors du plan en éclairant l'objet par une onde plane, en choisissant un plan d'observation objet défocalisé et en limitant l'observation à des régions situées au voisinage de l'axe optique.

1.4.3. Observation des franges et détermination des déplacements

1.4.3.1. Filtrage point par point et franges de Young

Le processus de filtrage point par point représenté par la figure 1.8, est effectué par une simple projection d'un faisceau laser mince sur une région quelconque du specklogramme à double expositions. L'observation de la figure de diffraction doit être située à une distance L plus grande que celle du diamètre du faisceau d'éclairage. Cette figure est un halo de diffraction dont le diamètre est inversement proportionnel au diamètre moyen d'un speckle individuel. Le halo est modulé par un système de franges équidistantes résultant de l'interférence à travers deux grains de speckle identiques mais légèrement décalés l'un de l'autre. Ces franges de Young contiennent les informations concernant la direction et la valeur du vecteur du déplacement [10,11].

Il faut noter que dans cette technique de filtrage, le déplacement des grains de speckle est constant dans l'aire éclairée du specklogramme, sinon aucune frange n'apparaîtra dans le halo de diffraction.

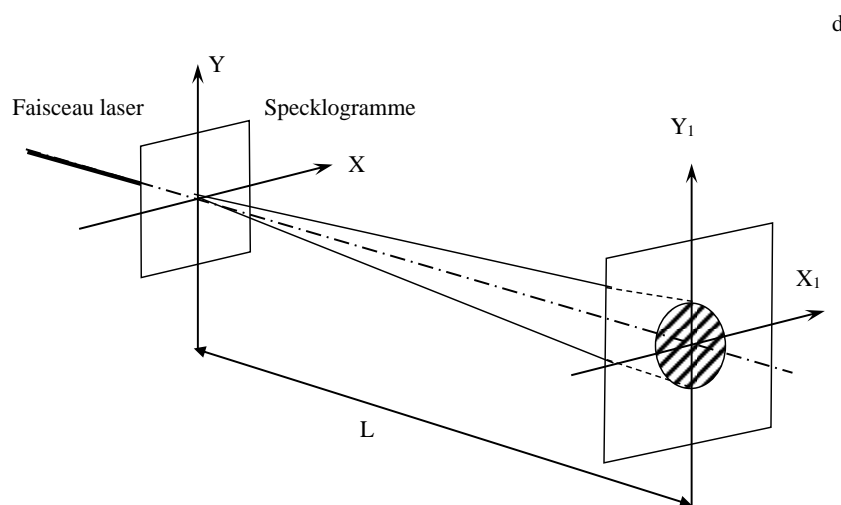


Figure 1.8 : Principe de Filtrage point par point d'un specklogramme à double expositions.

Pour opérer dans une région de diffraction de Fraunhofer, une lentille peut être introduite entre le specklogramme et le plan d'observation [15], et ainsi obtenir des franges de meilleure qualité.

L'amplitude complexe $U(X_1, Y_1)$ de l'onde lumineuse qui résulte de la diffraction du faisceau laser sur le specklogramme est présentée par la transformée de Fourier de la transmittance de l'équation (1.10).

Les constantes et le facteur multiplicateur dans l'équation (1.10) peuvent être ignorés, parce qu'ils n'influencent pas sur la distribution d'intensité [4,16]. L'équation de l'intensité devient :

$$U_1 = \mathcal{F}[I(X, Y) + I(X + A_X + Y + A_Y)] \\ = \iint [I(X, Y) + I(X + A_X, Y + A_Y)] \cdot \exp\left[-\frac{2\pi i(XX_1 + YY_1)}{\lambda L}\right] dXdY \quad (1.11)$$

L , représente la distance entre le specklogramme et le plan d'observation.

En utilisant la propriété de linéarité de la Transformée de Fourier, on réécrit l'équation (1.11) comme suit :

$$I_1(X_1, Y_1) = U_1(X_1, Y_1)U_1^*(X_1, Y_1) = 2|\mathcal{F}[I(X, Y)]|^2 \left[1 + \cos 2\pi \left(\frac{X_1 A_X + Y_1 A_Y}{\lambda L}\right)\right] \quad (1.12)$$

Le premier terme de l'équation (1.12) représente la Transformée de Fourier de la figure de speckle originale qui est la distribution du halo de diffraction.

Le halo est modulé par des franges en cosinus. Le maximum de ces franges est obtenu lorsque :

$$\cos 2\pi \left(\frac{X_1 A_X + Y_1 A_Y}{\lambda L}\right) = 1, \quad X_1 A_X + Y_1 A_Y = n\lambda L \quad (1.13)$$

« n » est un entier. Ces franges représentent une famille de droites situées dans le plan $X_1 Y_1$.

L'espacement de frange « p » est donné par :

$$p = \frac{\lambda L}{(A_X^2 + A_Y^2)^{1/2}} \quad (1.14)$$

$(A_X^2 + A_Y^2)^{1/2}$ est la valeur du vecteur de déplacement. Ces franges sont orientées perpendiculairement à la direction de déplacement.

1.4.3.2. Filtrage à champ complet et franges isothétiques

L'arrangement optique utilisé dans le filtrage à champ complet est présenté dans la figure (1.9). La transformée de Fourier de la transmittance du specklogramme est réalisée par la lentille

L_1 . Un filtre spatial sous forme d'un masque portant une petite ouverture, est placé dans le plan focal de la première lentille. Une seconde lentille dont le plan focal coïncide avec le plan de Fourier de la première lentille, collecte la lumière filtrée pour former une image de l'objet dans son plan focal image [17].

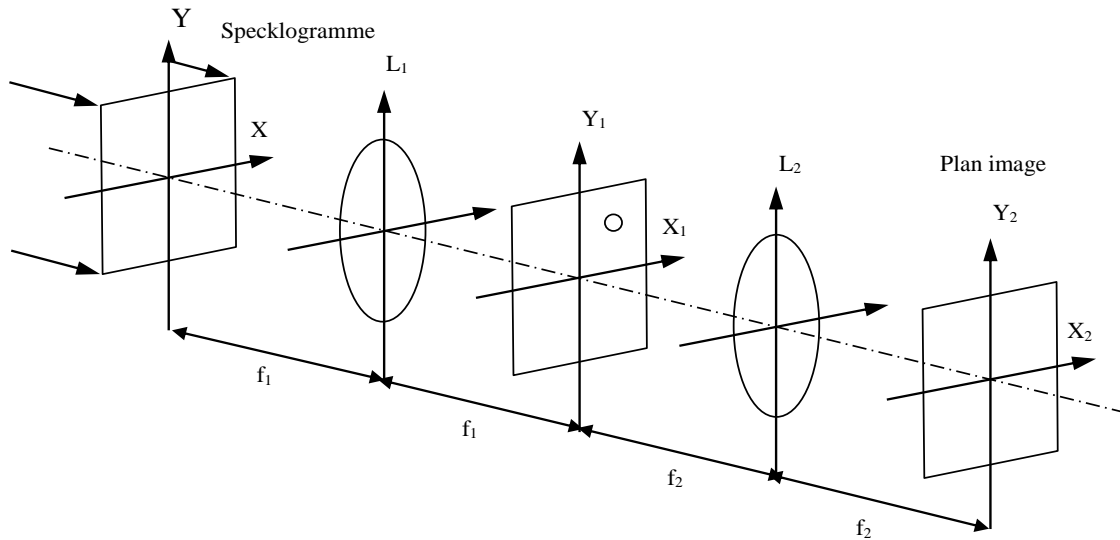


Figure 1.9 : Principe de Filtrage à champ complet

Le masque placé dans le plan de Fourier de la première lentille bloque toute information provenant de différentes fréquences spatiales à l'exception d'un petit faisceau qui traverse la petite ouverture placée à un point de coordonnées (X_f, Y_f) . L'image formée dans le plan final de la lentille L_2 , aura des composantes dont les fréquences spatiales sont : $\frac{X_f}{\lambda f_1}$, $\frac{Y_f}{\lambda f_1}$.

L'amplitude complexe dans le plan de Fourier de la lentille L_1 prend la forme :

$$\begin{aligned}
 U_1(X_1, Y_1) &= \mathcal{F}[I(X, Y) + I(X + A_X, Y + A_Y)] \\
 &= \iint_{-\infty}^{+\infty} [I(X, Y) + I(X + A_X, Y + A_Y)] \exp \left[-\frac{i2\pi}{\lambda f_1} (X_1 X + Y_1 Y) \right] dX dY \quad (1.15)
 \end{aligned}$$

La distribution d'intensité dans le plan de Fourier prend la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 I_1(X_1, Y_1) &= U_1(X_1, Y_1)U_1^*(X_1, Y_1) \\
 &= \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} I(X, Y) \exp \left[-\frac{i2\pi}{\lambda f_1} (X_1 X + Y_1 Y) \right] dX dY \left\{ 1 \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \exp \left[2\pi i \frac{(X_1 A_X + Y_1 A_Y)}{\lambda f_1} \right] \right\} \right|^2
 \end{aligned} \tag{1.16}$$

Etant donné que les composantes de déplacement A_X et A_Y sont des fonctions continues de coordonnées x et y , l'équation (1.16) peut être simplifiée pour donner :

$$I_1(X_1, Y_1) = I_0(X_1, Y_1) \cos^2 \left[\frac{\pi}{\lambda f_1} (X_1 A_X + Y_1 A_Y) \right] \tag{1.17}$$

Où $I_0(X_1, Y_1)$ est la transformée de Fourier de la figure de speckle initiale qui correspond au halo de diffraction. Ce halo est modulé par des franges en cosinus carré.

Lorsque la déformation est uniforme, des franges seront visualisées dans le halo correspondant à la variation du facteur harmonique. Si la déformation varie d'un point à l'autre (rotation dans le plan), aucune frange ne sera visible. Pour cela il faut sélectionner une bande particulière de fréquences par le positionnement d'une ouverture dans le halo à une distance (X_f, Y_f) .

Lorsque le filtre est placé sur l'axe à une distance $(X_f, 0)$, on obtient l'expression suivante (représentant les lignes de franges horizontales):

$$A_X(X, Y) = \frac{n\lambda f_1}{X_f} \tag{1.18}$$

Lorsque le filtre est placé sur l'axe Y_1 à une distance $(0, Y_f)$ on obtient l'expression suivante (représentant les lignes de franges verticales):

$$A_Y(X, Y) = \frac{n\lambda f_1}{Y_f} \tag{1.19}$$

Le filtrage à champ complet permet donc de visualiser les lignes d'égal déplacement dans le plan, ou isothétiques, relatives à la figure de speckle enregistrée, avec une sensibilité variable et dans une direction bien choisie.

A une distance X_f ou Y_f croissante, la densité des franges croit pour une même déformation.

Le filtrage à champ complet ne donne aucune frange lorsque le déplacement est uniforme.

Dans la photographie de speckle focalisé, le specklogramme qui contient deux figures de speckle décalés latéralement peut être analysé par l'une des deux méthodes précédentes pour obtenir le déplacement dans le plan produit par la surface objet.

En un point quelconque (x, y) de la surface diffusante, les décalages du speckle sont donnés par : [4,17]

$$u_x(x, y) = a_x(x, y) + \frac{x}{d_0} a_z(x, y) \quad (1.20)$$

$$u_y(x, y) = a_y(x, y) + \frac{y}{d_0} a_z(x, y) \quad (1.21)$$

a_x, a_y, a_z sont les déplacements produits par le point objet le long des directions x, y et z respectivement. Les grains de speckle se déplacent donc comme s'ils étaient liés rigidement à la surface objet. L'influence de la composante de déplacement hors du plan a_z sur la composante de déplacement dans le plan devient importante, dès que l'on s'éloigne de l'axe optique [17]. L'interprétation des franges de Young conduit à des grandes erreurs si l'on néglige $a_z(x, y)$. Ces erreurs sont données par :

$$\frac{\partial a_x}{a_x} = \frac{a_z}{a_x} \tan \psi_x, \quad \frac{\partial a_y}{a_y} = \frac{a_z}{a_y} \tan \psi_y \quad (1.22)$$

Où ψ_x et ψ_y sont les demi-angles de champs relatifs au point considéré.

Les équations (1.20) et (1.21) ne sont pas suffisantes pour la détermination de (a_x, a_y, a_z) . Pour résoudre ce problème, il faut créer un nouveau système d'équations similaires aux équations précédentes. Ceci peut être effectué par l'enregistrement simultané des intensités émises par un point dans deux directions différentes sur deux plaques photographiques distinctes [19]. Une analyse point par point des deux specklogramme permet une détermination de (a_x, a_y, a_z) et élimine l'erreur de mesure.

Finalement, une description géométrique est suffisante pour définir les déplacements du champ speckle en photographie de speckle focalisé. Les mesures ne sont pas affectées par la forme ou la direction (inclinaison) du faisceau d'éclairage. Ces paramètres ont une influence sur les déplacements du champ de speckle hors du plan et les mouvements des grains de speckle dans le plan pupillaire.

1.5. De la photographie de speckle classique à la photographie de speckle numérique

Dans la formule classique de la photographie de speckle, les figures de speckle correspondant à l'objet avant et après déformation sont enregistrées sur la même plaque photographique. Après le développement de la plaque, le specklegramme est exploité par un filtrage point par point ou un filtrage à champ complet. Pour déterminer le champ de déplacement ou de déformation d'objet, le filtrage est effectué sur un grand ensemble de points dans le specklegramme. Le filtrage en plusieurs points du specklegramme est habituellement nécessaire puisque le speckle ne se déplace pas obligatoirement de façon monobloc. Le filtrage point à point permet donc d'établir une carte complète des déplacements sur l'ensemble de l'objet. Cependant, il est essentiel que les grains de speckle appartenant à une même région de filtrage aient subi un déplacement similaire pour voir apparaître les franges de Young. Autrement, on observe une superposition de plusieurs franges qui sont impossibles à discerner. Vu le grand nombre d'informations à traiter, un calcul manuel consomme beaucoup de temps et conduit à des erreurs plus au moins graves.

Dans la version moderne de cette technique, appelée la photographie speckle digital (DSP), les deux images de l'objet avant et après déformation, sont enregistrées au moyen d'une caméra CCD et traitées numériquement à l'aide d'un ordinateur. Le déplacement des grains de speckle dans ce cas est déterminé numériquement par des algorithmes de corrélation [19,20]. L'utilisation des caméras CCD et le développement de techniques d'acquisition et de traitement d'images a fait de cette technique à la fois plus fiable, moins complexe et plus facile à utiliser.

Lorsqu'une surface diffusante éclairée par un faisceau laser subit un déplacement ou une déformation ou les deux à la fois, les grains de speckle qui se produisent dans le champ diffusé ou dans son image, indique ce déplacement accompagné d'un changement de structure.

Le déplacement du speckle causé par le déplacement d'une surface rugueuse est défini théoriquement par la position du pic de la fonction de corrélation entre les distributions d'intensités des figures de speckle dans un plan d'observation avant et après déplacement.

La position du pic de la fonction de corrélation est déterminée par son écart de la position du pic de la fonction d'autocorrélation de la surface avant déformation et qui se localise toujours à zéro. D'autre part la diminution dans la hauteur du pic de corrélation correspond au changement de la structure du speckle, appelé décorrélation. La figure 1.10 montre un exemple de calcul de déplacement par corrélation de speckle dans le champ de diffraction [20].

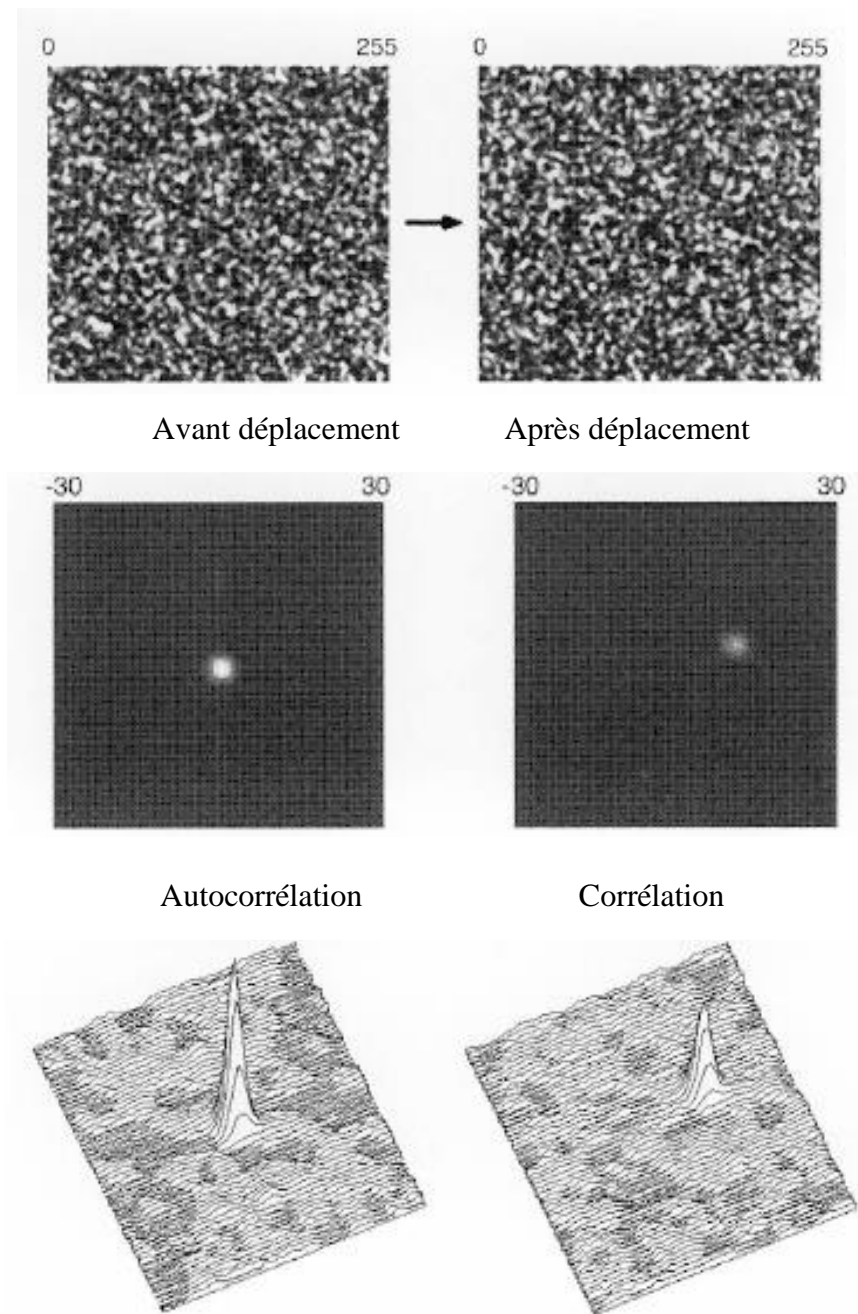


Figure 1.10 : Figure de speckle dans le champ de diffraction avant et après un déplacement et leurs fonctions de corrélation.

1.5.1. Corrélation de l'intensité et de l'amplitude

Si l'amplitude complexe du champ de speckle peut être représentée par un processus aléatoire Gaussien, la fonction de corrélation de l'intensité sera exprimée par les fonctions de corrélations des amplitudes complexes $U_1(X, Y)$ et $U_2(X, Y)$ par [21] :

$$\begin{aligned} & \langle I_1(X, Y) \cdot I_2(X + \bar{X}, Y + \bar{Y}) \rangle \\ & = \langle U_1(X, Y) \cdot U_1^*(X, Y) \cdot U_2(X + \bar{X}, Y + \bar{Y}) \cdot U_2^*(X + \bar{X}, Y + \bar{Y}) \rangle \end{aligned}$$

$$= \langle I_1(X, Y) \rangle \langle I_2(X + \bar{X}, Y + \bar{Y}) \rangle + | \langle U_1(X, Y) U_2^*(X + \bar{X}, Y + \bar{Y}) \rangle |^2 \quad (1.23)$$

Le premier terme de l'équation (1.23) est le produit entre les intensités moyennes avant et après déformation de l'objet et qui est constant.

Le second terme exprime la variation totale dans la corrélation de surface et qui est égale à la corrélation de la fluctuation d'intensité $\Delta I = I - \langle I \rangle$, donc on aura:

$$| \langle U_1(R) U_2^*(R + \bar{R}) \rangle |^2 = \langle \Delta I_1(R) \Delta I_2(R + \bar{R}) \rangle \quad (1.24)$$

Ainsi, la corrélation de l'intensité se réduit à la corrélation d'amplitude. La fonction de corrélation de l'amplitude complexe est calculée par l'application de l'intégrale de diffraction Fresnel-Kirchhoff d'une onde qui se propage du point source au plan d'observation en passant par l'objet.

Dans ce cas, l'étude du déplacement du speckle peut être faite selon une des deux configurations optiques suivantes:

- Speckle objectif ;
- Speckle subjectif.

1.5.1.1. Déplacement du speckle objectif :

Dans la configuration du speckle objectif représentée par la figure (1.11), $r(x, y)$ est la position d'un point sur la surface objet, et $R(x, y)$ la position d'un point image dans le plan d'observation.

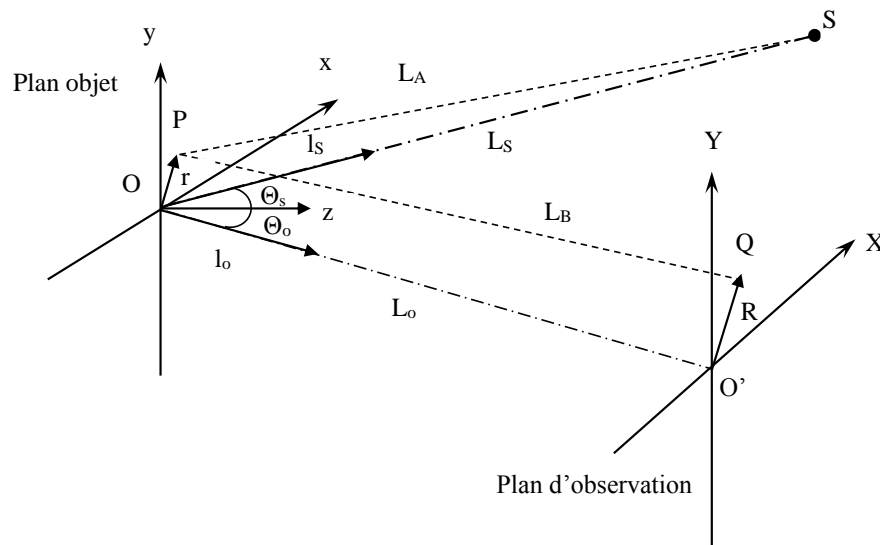


Figure 1.11 : Système de coordonnées pour le calcul du déplacement de speckle objectif dans le champ de diffraction.

L'amplitude complexe dans un point d'observation avant déformation de l'objet qui est la superposition des ondes sphériques diffusées par le point objet $r(x, y)$ est donnée par [19]:

$$U_1(R) = \int \sqrt{I_0(r)} \exp[i\varphi(r)] \exp[ik\{L_A(r) + L_B(r, R)\}] d^2r \quad (1.25)$$

Avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde.

Soit $I_0(r)$ la distribution de l'intensité du faisceau incident, $\varphi(r)$ la phase aléatoire dû à la réflexion de la lumière sur la surface, $L_A(r)$ le chemin optique entre s et r, $L_B(r, R)$ le chemin optique entre r et R.

En suppose que la rugosité de la surface est très fine devant le diamètre du spot incident et plus grande que la longueur d'onde du laser utilisé. Après la déformation, le point r se déplace vers $r+a(r)$ par le vecteur de déplacement $a(r)$, alors l'amplitude complexe est représentée par :

$$U_2(R) = \int \sqrt{I_0(r + a_T)} \exp[i\varphi(r)] \exp[ik\{L_A(r + a) + L_B(r + a, R)\}] d^2r \quad (1.26)$$

Où a_T est la composante de déplacement parallèle à la surface moyenne de l'objet.

Après substitution des équations (1.23) et (1.24), la fonction de corrélation de l'amplitude devient :

$$\begin{aligned} < U_1(R) U_2^*(R + \bar{R}) > \\ &= \int \int \sqrt{I_0(r) I_0(r + a_T)} \exp[ik\{L_A(r) \\ &\quad - L_A(r + a) + L_B(r, R) - L_B(r + a, R + \bar{R})\}] d^2r \end{aligned} \quad (1.27)$$

Lorsque le déplacement a_T est suffisamment petit que le diamètre du spot incident, la position du pic de $|< U_1(R) U_2^*(R + \bar{R}) >|$ dépend de l'exposant de l'équation (1.27), où on adopte l'approximation basée sur la supposition $|a| \ll L_A(r) = \overline{SP}$

$$L_A(r + a) = L_A(r) - l_A(r) \cdot a(r) \quad (1.28)$$

Avec $l_A(r)$ le vecteur unité le long de \overline{PS} .

De même, on fait l'approximation de la distance entre le point déplacé et le plan d'observation comme suit :

$$L_B(r + a, R + \bar{R}) = L_B(r, R + \bar{R}) - l_B(r, R + \bar{R}) a(r) \quad (1.29)$$

D'où nous avons introduit $L_B(r, R + \bar{R}) = \overline{PQ}$ et le vecteur unitaire $l_B(r, R + \bar{R})$ le long de \overline{PQ} .

Cependant le rapport de l'exposant φ de l'équation (1.27) sur k devient :

$$\begin{aligned} \frac{\varphi}{k} &= [l_A(r) + l_B(r, R + \bar{R})].a(r) + L_B(r, R) - L_B(r, R + \bar{R}) \\ &\approx [l_A(r) + l_B(r, R)].a(r) + L_B(r, R) - L_B(r, R + \bar{R}) \end{aligned} \quad (1.30)$$

Nous adoptons l'approximation $L_0 \gg |r|, |R|$, et en supposant que la déformation de la région éclairée est homogène, ainsi la distribution de déplacement de chaque point de surface est exprimée par une fonction linéaire de position. Donc au centre de la région éclairée l'équation (1.30) devienne comme suit :

$$\frac{\varphi}{k} = (l_s + l_0).a(0) + \frac{x \cdot \cos\theta_0}{L_0}(\bar{X} - A_X) + \frac{y}{L_0}(\bar{Y} - A_Y) \quad (1.31)$$

$l_s = l_A(0)$, est le vecteur unité dirigé de O à S.

Dans l'équation (1.31) le vecteur (A_X, A_Y) représente le déplacement de speckle causé par la déformation de l'objet :

$$\begin{aligned} A_X &= \frac{L_0}{\cos\theta_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} \{ [l_A(r) + l_B(r, 0)].a(r) \} \right]_{x=y=0} \\ &= a_x \left(\frac{L_0 \cos^2\theta_s}{L_s \cos\theta_0} + \cos\theta_0 \right) - a_z \left(\frac{L_0 \cos\theta_s \sin\theta_s}{L_s \cos\theta_0} + \sin\theta_0 \right) \\ &\quad - L_0 \left[\varepsilon_{xx} \left(\frac{\sin\theta_s}{\cos\theta_0} + \tan\theta_0 \right) - \Omega_y \left(\frac{\cos\theta_s}{\cos\theta_0} + 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (1.32)$$

$$\begin{aligned} A_Y &= -L_0 \left[\frac{\partial}{\partial y} \{ [l_A(r) + l_B(r, 0)].a(r) \} \right]_{x=y=0} \\ &= a_y \left(\frac{L_0}{L_s} + 1 \right) \\ &\quad - L_0 [\varepsilon_{xy}(\sin\theta_s + \sin\theta_0) - \Omega_x(\cos\theta_s + \cos\theta_0) - \Omega_z(\sin\theta_s + \sin\theta_0)] \end{aligned} \quad (1.33)$$

(a_x, a_y, a_z) , $(\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z)$ et $(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z)$ sont respectivement les coefficients de translation, rotation et de contrainte de la région éclairée de l'objet. Ces coefficients sont reliés au vecteur de déplacement par :

$$(a_x, a_y, a_z) = [a_x(0), a_y(0), a_z(0)] \quad (1.34)$$

$$(\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z) = \left\{ \left(\frac{\partial a_z}{\partial y} \right)_0, - \left(\frac{\partial a_z}{\partial x} \right)_0, \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial a_y}{\partial x} \right)_0 - \left(\frac{\partial a_x}{\partial y} \right)_0 \right] \right\} \quad (1.35)$$

$$\varepsilon_{xx} = \left(\frac{\partial a_x}{\partial x}\right)_0, \varepsilon_{yy} = \left(\frac{\partial a_y}{\partial y}\right)_0, \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial a_x}{\partial y}\right)_0 + \left(\frac{\partial a_y}{\partial x}\right)_0 \right] \quad (1.36)$$

θ_s et L_s sont l'angle d'incidence et le rayon de courbure du front d'onde du faisceau laser incident.

Par substitution de l'équation (1.31) dans l'équation (1.27) et en utilisant l'équation (1.24), on aboutit à :

$$\langle \Delta I_1(X, Y). \Delta I_2(X + \bar{X}, Y + \bar{Y}) \rangle = \left| \iint \sqrt{[I_0(x, y). I_0(x + a_x, y + a_y)]} \cdot \exp \left\{ -\frac{ik[x.(\bar{X}-A_x). \cos \theta_0 + y.(\bar{Y}-A_y)]}{L_0} \right\} dx. dy \right|^2 \quad (1.37)$$

Pour les petites valeurs de a_x et a_y comparées avec le diamètre du spot, la fonction de corrélation donnée par l'équation (1.37) prend son maximum pour les valeurs $\bar{X} = A_x$ et $\bar{Y} = A_y$:

$$\langle \Delta I_1(X, Y). \Delta I_2(X + \bar{X}, Y + \bar{Y}) \rangle = \left| \iint \sqrt{[I_0(x, y). I_0(x + a_x, y + a_y)]} \cdot dx. dy \right|^2 \quad (1.38)$$

La décorrélation de speckle est reliée à la valeur maximale de $\langle \Delta I_1(X, Y). \Delta I_2(X + \bar{X}, Y + \bar{Y}) \rangle$ qui est dépendante de la translation dans le plan comparé avec le diamètre du faisceau. Alors, le degré de corrélation est proportionnel aux aires chevauchées des spots laser décalés par la translation de l'objet.

1.5.1.2. Déplacement du speckle subjectif

Dans le cas des configurations contenant des lentilles, l'amplitude complexe au point d'observation R, peut être représentée comme une superposition linéaire d'amplitudes complexes arrivant de chaque point de l'objet. Pour cela, les amplitudes complexes avant et après la déformation de l'objet sont données par [19]:

$$U_1(R) = \int \sqrt{I_0(r)}. \exp[i\varphi(r)]. \exp[ikL_A(r)]. K(R, r) d^2r \quad (1.39)$$

$$U_2(R) = \int \sqrt{I_0(r + a_T)}. \exp[i\varphi(r)]. \exp[ikL_A(r + a)]. K(R, r + a) d^2r \quad (1.40)$$

$K(R, r)$ représente la fonction du système de transmission qui est la distribution de l'amplitude complexe causée par un point source placé au point objet r.

Pour l'étude du déplacement et de décorrélation de speckle dans le champ image présenté dans la figure (Fig.1.12), on considère seulement la région avec une intensité moyenne uniforme $I_0(r) = I_0 = \text{constante}$; et en utilisant l'approximation de l'équation (1.30), la fonction de corrélation de l'amplitude complexe prend la forme suivante :

$$\langle U_1(R).U_2^*(R + \bar{R}) \rangle = I_0 \int \exp[ik.l_A(r).a(r)].K(R,r).K^*(R + \bar{R},r + a)d^2r \quad (1.41)$$

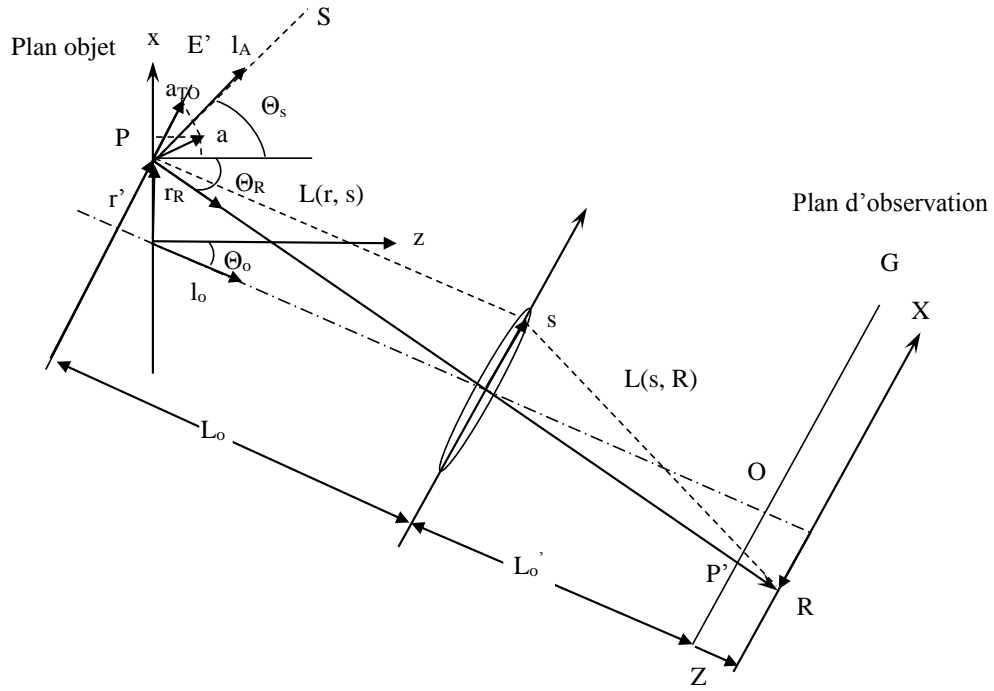


Figure 1.12 : Système de coordonnées pour la détermination de déplacement de speckle dans le champ image.

L'axe du système optique est incliné d'un angle θ_0 par rapport à l'axe z . Le plan d'observation se trouvant à une distance Z du plan gaussien G , est situé à l'intersection des rayons principaux à travers un point d'observation $(X, Y, Z) = (R, Z)$, provenant du point P du plan objet.

La fonction du système de transmission à travers l'ouverture de la lentille, peut être représentée par l'intégrale de diffraction de Fresnel-Kirchhoff donnée par:

$$\begin{aligned} K(R, Z, r + a(r)) \\ = \int \exp[ik. |L(r, s) - a|].P(s). \exp\left(-ik \frac{|s|^2}{2F}\right). \exp[ik. |(L'_0 + Z).l_0 + R - s|]d^2s \quad (1.42) \end{aligned}$$

$P(s)$ et F sont respectivement la fonction pupillaire et la distance focale de la lentille. En utilisant les approximations introduites par Yamaguchi [19], on obtient finalement :

$$\begin{aligned} \langle U_1(R, Z).U_2^*(R + \bar{R}, Z) \rangle = \exp\left\{ ik \left[m(r_R, 0).a(r_R) + \frac{R.\bar{R}}{L'_0 + Z} \right] \right\} \\ \cdot \int P^*(s)P(s + L_0[\nabla m(r, 0).a]_{r_R}). \exp\left\{ ik \frac{s}{L'_0 + Z} \cdot [\bar{R} - A(R, Z)] \right\} d^2s \quad (1.43) \end{aligned}$$

Le pic de la corrélation est localisé à $\bar{R} = A$, qui représente le déplacement de speckle donné par:

$$A = \frac{L'_0 + Z}{L_0} a_{T0} + \frac{L_0 Z}{L'_0} [\nabla m(r, 0) \cdot a]_{r_R} \quad (1.44)$$

Le vecteur de déplacement donné dans l'équation (1.44) a deux composantes ; une indépendante de Z et l'autre proportionnelle à la valeur de Z, qui s'écrivent comme suit:

$$A = -\frac{L'_0}{L_0} \cdot a_{T0} - \frac{Z}{L'_0} \left\{ \frac{L'_0}{L_0} a_{T0} - L_0 [\nabla m(r, 0) \cdot a]_{r_R} \right\} \quad (1.45)$$

Dans le système de coordonnées de la Fig.1.12, on peut facilement obtenir les relations des composantes dans le plan E', exprimées par :

$$a_{T0X} = a_x \cos \theta_R + a_z \sin \theta_R \quad (1.46)$$

$$a_{T0Y} = a_y \quad (1.47)$$

On utilise les équations (1.32) et (1.33) pour obtenir les nouvelles composantes du vecteur de déplacement de speckle :

$$\begin{aligned} A_X = & g \cdot (a_x \cos \theta_R + a_z \sin \theta_R) \\ & - \frac{Z}{L'_0} \left\{ g \cdot (a_x \cos \theta_R + a_z \sin \theta_R) - a_x \left(\frac{L_0 \cos^2 \theta_s}{L_s \cos \theta_R} + \cos \theta_R \right) \right. \\ & + a_z \left(\frac{L_0 \cos \theta_s \sin \theta_s}{L_s \cos \theta_R} + \sin \theta_R \right) \\ & \left. + L_0 \left[\varepsilon_{xx} \left(\frac{\sin \theta_s}{\cos \theta_R} + \tan \theta_R \right) - \Omega_y \left(\frac{\cos \theta_s}{\cos \theta_R} + 1 \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (1.48)$$

$$\begin{aligned} A_Y = & g \cdot a_y - \frac{Z}{L'_0} \left\{ g \cdot a_y - a_y \left(\frac{L_0}{L_s} + 1 \right) \right. \\ & + L_0 [\varepsilon_{xy} (\sin \theta_s + \sin \theta_R) - \Omega_x (\cos \theta_s + \cos \theta_R) \\ & \left. - \Omega_z (\sin \theta_s + \sin \theta_R) \right\} \end{aligned} \quad (1.49)$$

Où g est le grandissement de la lentille.

La valeur du pic de la fonction de corrélation qui définit le changement dans la structure du speckle accompagnant le déplacement est donnée par :

$$\langle \Delta I_1(R, Z) \cdot \Delta I_2(R + A, Z) \rangle = \int |P^*(s) P(s + A_p) d^2 s|^2 \quad (1.50)$$

Où

$$A_p = L_0 [m(r, 0) \cdot a]_{r_R} \quad (1.51)$$

Cette dernière est le déplacement de speckle sur le plan pupillaire. L'équation (1.50) affirme que la hauteur du pic de corrélation est proportionnelle au carré de la fonction de transfert de modulation (FTM) du système optique ; d'où la fréquence spatiale est proportionnelle au déplacement de speckle dans le plan pupillaire. Pour cette raison l'effet de déplacement de speckle dans le champ image dépend du déplacement de speckle dans le plan pupillaire.

1.5.2. Détermination des déplacements par photographie de speckle digitale

La photographie speckle digitale (DSP) est une méthode non interférométrique pour la mesure des déformations. Les techniques DSP utilisent des montages optiques simples semblables à ceux présentés par les figures 1.4 et 1.5. L'objet à étudier est éclairé par une source laser et une figure de speckle est obtenue sur une caméra CCD. Les mesures sont réalisées en analysant les déplacements de cette figure de speckle. Généralement, cette analyse se fait à partir de deux images du speckle. On prend la première alors que le système est dans son état initial. Cette image est l'image de référence. Ensuite, on fait subir à l'objet une déformation, qui provoque un déplacement des grains de speckle dans le plan image. On enregistre alors une seconde image qui pourra être comparée à la référence.

La DSP fonctionne avec le principe de corrélation d'images numériques. L'algorithme de calcul par DSP ne suit pas le mouvement des grains de speckle individuel ; mais le déplacement d'un certain nombre de grains de speckle qui agissent en tant que sous-image (Fig.1.13). La taille des sous-images détermine la résolution spatiale du champ de déplacement. Si la taille des sous-images devient très faible, la corrélation entre les images avant et après déplacement diminuera.

L'algorithme trouve la similarité statistique entre les sous images de référence et les différentes sous-images de l'image déplacée. La corrélation est développée pour chaque paire de sous images pour donner le déplacement moyen de chaque paire. Ce processus est répété pour tous les autres sous-images de l'image déplacée trouvée, jusqu'à ce que l'ensemble du champ de déplacement soit déterminée. La hauteur du pic de corrélation fournit le degré de similitude entre les sous-images et par conséquent, il détermine la précision de la mesure.

Il existe plusieurs méthodes pour le calcul des mouvements du speckle par corrélation. L'algorithme développé dans notre travail est basé sur l'algorithme proposé par Sjö Dahl [22], qui calcule le champ de déplacement avec une précision de l'ordre du sous pixel. Les dimensions typiques des sous images proposées par Sjö Dahl sont de l'ordre (32x32 pixels).

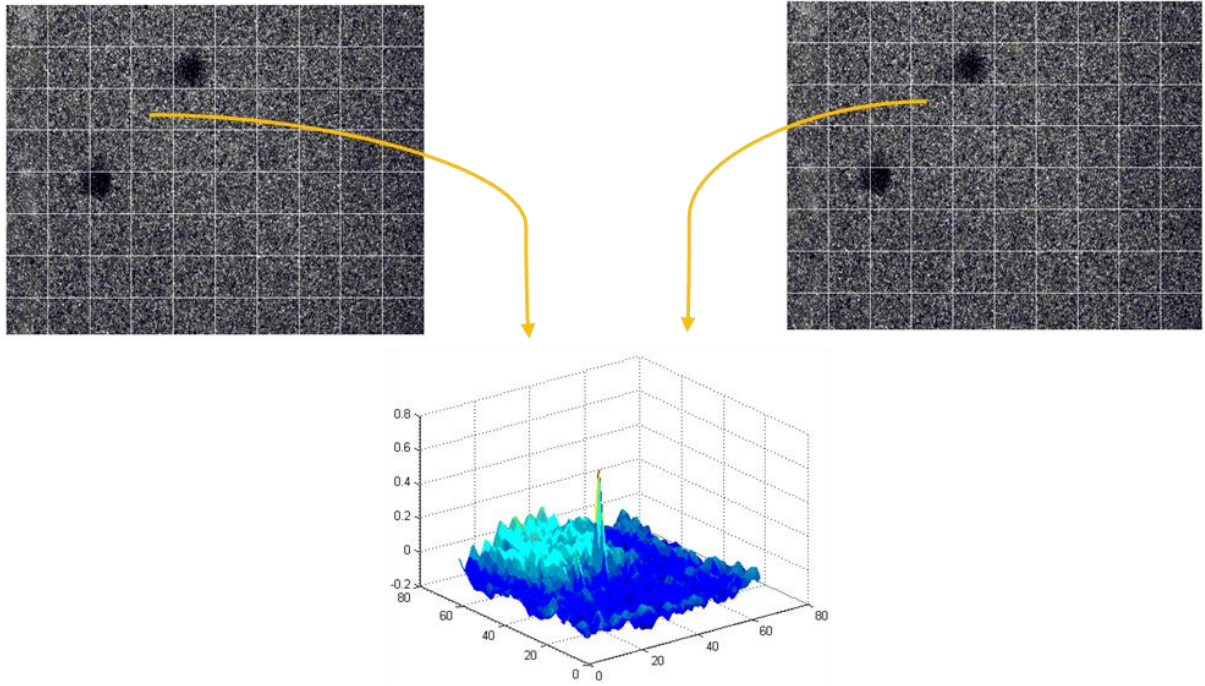


Figure 1.13 : Suivi du déplacement des grains de speckle par corrélation. L'image de la figure de speckle est divisée en sous-images.

Si on considère deux images h_1 et h_2 avant et après déplacement de l'objet de dimensions $N \times M$, la détermination du déplacement d'une image par rapport à l'autre consiste à déterminer le déplacement de chaque point sur h_2 relatif au point correspondant sur h_1 . On suppose que le déplacement est suffisamment petit, on peut considérer que ce déplacement est constant dans des petites sous images de h_1 et h_2 . Le résultat de cette opération peut révéler le déplacement moyen entre ces sous images. Si une sous image carré de côté n_1 de h_1 est dénotée par h_{s1} et la sous image correspondante de côté n_2 de h_2 est dénotée par h_{s2} , la corrélation entre h_{s1} et h_{s2} est définie par :

$$c(k, l) = \sum_{i=0}^{m-1} \sum_{j=0}^{m-1} [h_{s2}^*(i, j) h_{s1}(k + i, l + j)], \quad k, l = 0, 1, \dots, m - 1 \quad (1.52)$$

$$m = n_1 + n_2$$

Les transformées de Fourier discrètes de h_{s1} et h_{s2} sont définies par :

$$H_{s1} = \mathcal{F}(h_{s1}) = \frac{1}{m^2} \sum_{k=0}^{m-1} \sum_{l=0}^{m-1} \left\{ h_{s1}(k, l) \exp \left[\frac{-2\pi i (rk + sl)}{m} \right] \right\} \quad (1.53)$$

$$H_{s2} = \mathcal{F}(h_{s2}) = \frac{1}{m^2} \sum_{k=0}^{m-1} \sum_{l=0}^{m-1} \left\{ h_{s2}(k, l) \exp \left[\frac{-2\pi i (rk + sl)}{m} \right] \right\} \quad (1.54)$$

$$r, s = 0, 1, \dots, m - 1$$

Par la définition des transformées de Fourier discrètes, on peut réécrire l'équation (1.52) comme suit :

$$c(k, l) = \mathcal{F}^{-1}(H_{s2}^* H_{s1}) \quad (1.55)$$

k et l , sont les indices de la matrice, \mathcal{F}^{-1} est la transformé de Fourier inverse et le produit est effectué élément par élément. Ce calcul est similaire au filtrage point par point de la photographie de speckle classique. Dans ce cas, la zone h_s du specklogramme éclairée par le faisceau laser est la somme de h_{s1} et h_{s2} , et la figure de diffraction est représentée par $|\mathcal{F}(h_s)|^2 = H_s^* H_s$. La transformée de Fourier de cette figure de diffraction est la fonction d'autocorrélation de h_s , c'est telle qui donne le déplacement. Chaque point de $c(k, l)$ représente le taux de corrélation entre h_{s1} et h_{s2} . La position de la valeur maximale de $c(k, l)$, indique le déplacement moyen de h_{s2} par rapport à h_{s1} .

Le champ de déplacement résultant est représenté par une figure de flèches (Fig.1.14). Chaque flèche dans l'image représente un déplacement dans une sous-image. La longueur de chaque flèche représente l'amplitude de déplacement et la direction de la flèche indique la direction du déplacement. Si le déplacement entre les sous-images est grand, beaucoup de bruit est introduit dans la figure de déplacement, indiquant ainsi la présence d'une décorrélacion.

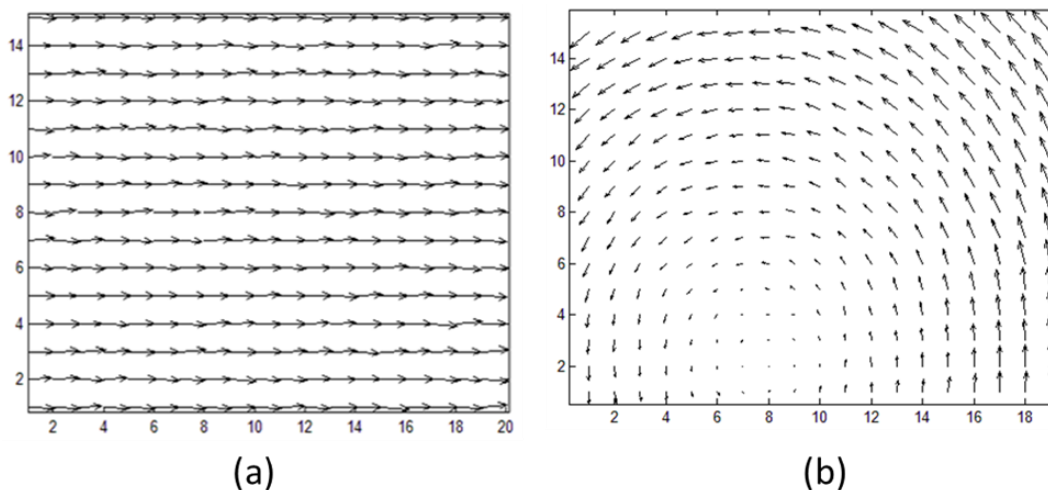


Figure 1.14. Champs des déplacements mesurés par notre algorithme de corrélation (DSP).

(a) Translation dans le plan ; (b) rotation dans le plan.

1.6. Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons apporté quelques bases théoriques nécessaires à la compréhension de l'origine du phénomène de speckle. Nous avons décrit les principales techniques de photographie de speckle utilisées pour la mesure des différentes composantes de déplacements et de déformations d'objets. La photographie de speckle focalisée mesure les déplacements dans le plan et les déplacements hors du plan sont mesurés par photographie de speckle non focalisée. Nous avons également présenté le principe de la photographie de speckle digitale, qui mesure les déplacements par la technique de corrélation d'images. Un algorithme de mesure par corrélation sera développé et présenté dans le quatrième chapitre.

Interférométrie de Speckle Electronique

2.1. Interférométrie de Speckle

Les méthodes d'interférométrie de speckle consistent à suivre l'évolution de la figure d'interférence d'un champ speckle diffracté par un objet et un champ de référence. Une onde plane, sphérique, ou un autre champ speckle peut servir comme onde de référence.

L'addition d'un champ de référence introduit un changement important dans le comportement de la figure de speckle lorsque l'objet se déforme. Pour comprendre ce comportement, on considère le cas du speckle subjectif. On sait que le speckle se déplace avec l'objet et on sait aussi que la structure du speckle ne change pas beaucoup avec le déplacement longitudinal de l'échantillon. La raison de ce comportement revient à la structure allongée des grains speckle (forme en cigare) derrière la lentille. Donc une petite translation axiale ne provoque aucun changement dans la phase relative de la lumière diffusée par la surface. Pour cette raison les méthodes de photographie de speckle sont moins sensibles au déplacement longitudinal.

Dans la plupart des montages pratiques de l'interférométrie de speckle, le système est placé de manière que l'angle d'incidence du faisceau de référence soit nul. Dans de tel arrangement l'angle de référence n'est pas important, parce que sa phase ne change pas lorsque l'échantillon se déplace.

Dans d'autres cas, l'onde de référence provient directement de l'objet et les angles d'incidence des faisceaux objet sont importants.

L'effet du faisceau de référence est de rendre le speckle très dépendant de la différence de phase entre la référence et l'objet. Lorsque l'objet se déforme, la phase relative des deux champs change en provoquant une variation dans la distribution de l'intensité dans la figure résultante.

Les premières applications de l'interférométrie de speckle étaient réalisées avec des plaques photographiques. Mais très rapidement, afin de contourner les problèmes liés au long processus de développement photographique, les technologies d'acquisition électronique comme les caméras CCD furent employées. Dans ce cas, l'interférométrie de speckle est appelée interférométrie de speckle électronique (ESPI) acronyme anglais signifiant Electronic Speckle Pattern Interferometry [6,16,23].

Dans les deux cas, le principe est le même. La figure de speckle dans le plan image résulte de l'addition d'un champ de speckle cohérent et un champ de référence. Soit $U_{ob}(x, y)$ l'amplitude complexe du faisceau objet en tout point du CCD [23,24] :

$$U_{ob}(x, y) = a_{ob}(x, y). \exp(i\varphi_{ob}(x, y)) \quad (2.1)$$

Où a_{ob} et φ_{ob} sont des fonctions réelles représentant respectivement l'amplitude et la phase de l'amplitude complexe du faisceau objet.

Le champ de référence est représenté par :

$$U_r(x, y) = a_r(x, y). \exp(i\varphi_r(x, y)) \quad (2.2)$$

Où a_r et φ_r représentent l'amplitude et la phase du faisceau de référence en chaque point du détecteur.

La distribution d'intensité dans un point dans le plan image est donnée par :

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= |U_{ob}(x, y) + U_r(x, y)|^2 \\ &= I_{ob}(x, y) + I_r(x, y) + 2\sqrt{I_{ob}(x, y)I_r(x, y)}\cos\varphi(x, y) \end{aligned} \quad (2.3)$$

$I_1(x, y)$ représente la figure de speckle enregistrée par la CCD avant déformation, et $\varphi(x, y)$ est la différence de phase stochastique donnée par:

$$\varphi(x, y) = \varphi_{ob}(x, y) - \varphi_r(x, y) \quad (2.4)$$

Lorsque l'objet subit une déformation, le chemin optique est modifié, résultant ainsi par une modification de la phase au niveau de la CCD d'une quantité de $\Delta\varphi(x, y)$. la distribution d'intensité correspondante est donnée par :

$$I_2(x, y) = I_{ob}(x, y) + I_r(x, y) + 2\sqrt{I_{ob}(x, y)I_r(x, y)}\cos[\varphi(x, y) + \Delta\varphi(x, y)] \quad (2.5)$$

Le specklegramme $I_2(x, y)$ est alors soustrait du specklegramme de référence $I_1(x, y)$ par un traitement numérique. La distribution d'intensité résultante, appelée interferogramme, vaut ainsi :

$$\begin{aligned} I_1(x, y) - I_2(x, y) &= 2\sqrt{I_{ob}(x, y)I_r(x, y)}\{\cos\varphi(x, y) - \cos[\varphi(x, y) + \Delta\varphi(x, y)]\} \\ &= 2\sqrt{I_{ob}(x, y)I_r(x, y)}\sin\left(\varphi(x, y) + \frac{\Delta\varphi(x, y)}{2}\right)\sin\left(\frac{\Delta\varphi(x, y)}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Le premier facteur en sinus nous donne le bruit de speckle stochastique. Il est modulé par le sinus de la moitié du déphasage induit par le déplacement de la surface. Cette modulation est visible si elle présente une fréquence nettement inférieure au bruit de speckle de haute fréquence.

Cette modulation à des valeurs positives et négatives. La CCD cependant visualise les signaux négatifs comme des aires obscures. Pour éviter cette perte de signal et afficher les franges

d'interférence en temps réel, il est nécessaire d'utiliser des intensités positives. On les obtient en affichant le module $|I_1 - I_2|$.

De nombreuses configurations d'interféromètres de speckle ont été proposées et utilisées pour une variété d'applications différentes. En fonction de la configuration optique, l'interféromètre de speckle peut être sensible à des déplacements hors du plan, dans le plan, ou les deux au même temps.

2.2. Interféromètres adaptés à la mesure des déplacements hors du plan :

L'arrangement optique de Leendertz [25] représenté par la Figure 2.1, est basé sur le principe de l'interféromètre de Michelson dans lequel les deux miroirs sont remplacés par des surfaces diffusantes. L'une des surfaces est soumise à la déformation, l'autre sert à fournir un speckle de référence immobile. Le champ de speckle résultant dans le plan image est formé par l'interférence de deux champs de speckle produits par les deux surfaces diffusantes.

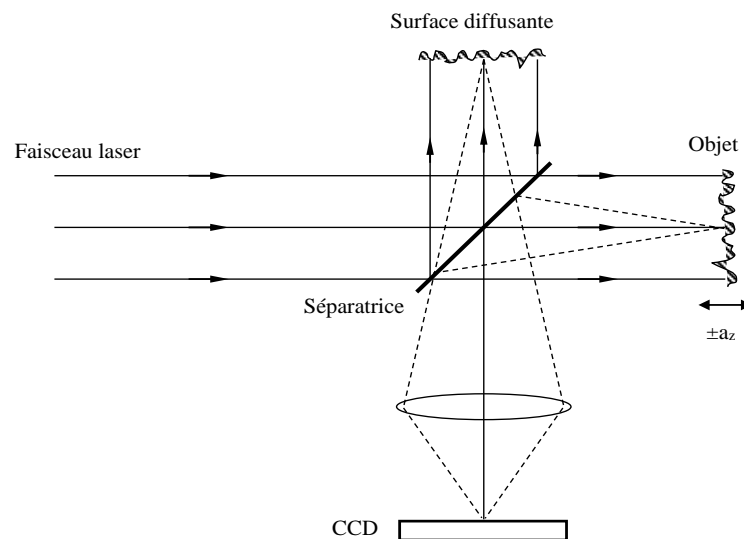


Figure 2.1 : Observation du déplacement hors du plan en utilisant un interféromètre de Michelson (interférence de deux champs de speckle)

Supposons que l'objet est éclairé avec une onde plane sous une incidence nulle. Lorsque l'objet se déplace d'une distance a_z parallèle à la normale de la surface objet, le changement de phase relatif entre les deux champs de speckle est donné par :

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} a_z \quad (2.7)$$

Si l'une des directions d'observations ou d'éclairages n'est plus parallèle à la normale à la surface, la différence de phase $\Delta\varphi$ prend une forme générale :

$$\Delta\varphi = (\bar{K}_2 - \bar{K}_1) \cdot \bar{a} \quad (2.8)$$

Où \bar{K}_1 et \bar{K}_2 sont les vecteurs de propagations dans les directions d'éclairage et d'observation et $\bar{a}(a_x, a_y, a_z)$ est le vecteur de déplacement. Cependant, les franges seront sensibles aux déplacements dans le plan et hors du plan. Une telle situation est produite lorsque le système d'éclairage est divergent ou dans le cas où l'objet n'est pas plan.

Si la déviation par rapport à la normale est petite (moins que 15°), on peut écrire l'approximation suivante [2] :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (\cos\theta_1 + \cos\theta_2) a_z \quad (2.9)$$

Où θ_1 et θ_2 sont les angles d'éclairage et d'observation.

Un autre arrangement qui donne la même sensibilité au déplacement hors du plan que le montage précédent, est présenté par la figure (2.2). L'objet est éclairé par un faisceau laser sous un angle θ_1 par rapport à la normale à la surface. Une image du speckle est formée par la lentille sur la CCD. Une onde de référence plane ou sphérique se propageant parallèlement à l'axe optique s'interfère avec cette image [2,16].

Lorsque l'objet se déplace d'une distance a_z hors de son plan, le changement dans la phase du faisceau objet relatif au faisceau de référence est donné par l'équation (2.9) avec $\theta_2 = 0$.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (1 + \cos\theta_1) a_z \quad (2.10)$$

Notant que l'angle d'incidence du faisceau de référence n'a pas d'effet sur le résultat.

En éclairant l'objet par une onde plane sans incidence normale à la surface, le changement de phase sera donné par l'équation (2.7). Cet interféromètre a trouvé une large application pour la mesure des déplacements ou vibrations hors du plan, et il est bien adapté avec la technique ESPI.

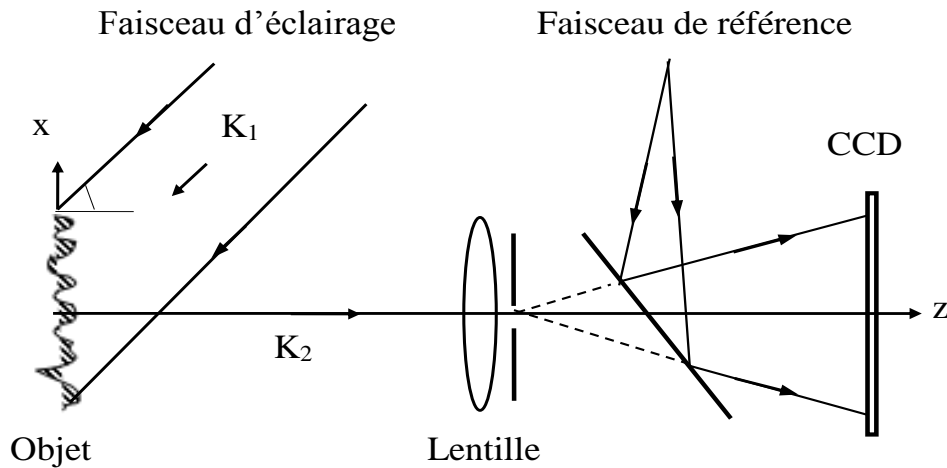


Figure 2.2. Arrangement optique composé d'une onde de référence et une onde objet sensible au déplacement hors du plan.

Un arrangement moins sensible aux déplacements hors du plan que les deux premiers interféromètres est représenté sur la figure 2.3. Deux faisceaux objets sont utilisés avec différents angles d'incidence. Deux champs speckle vont se produire au niveau de la CCD. Le déplacement de l'objet affecte les phases des deux faisceaux objet et la relation entre le changement de phase et le déplacement est de nouveau calculé [2,16] et qui est exprimé par :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (\cos\theta_{i1} - \cos\theta_{i2}) a_z \quad (2.11)$$

Où θ_{i1} et θ_{i2} sont les angles d'inclinaison des deux faisceaux par rapport à la normale à la surface de l'objet. L'observation se fait suivant la direction normale. Lorsque la différence entre θ_{i1} et θ_{i2} est petite, $(\cos\theta_{i1} - \cos\theta_{i2})$ devient aussi petit, et un déplacement hors du plan de l'ordre de 10 micromètre peut être observé. Un déplacement de cette valeur conduit à la décorrélation, ce qui limite la sensibilité du dispositif.

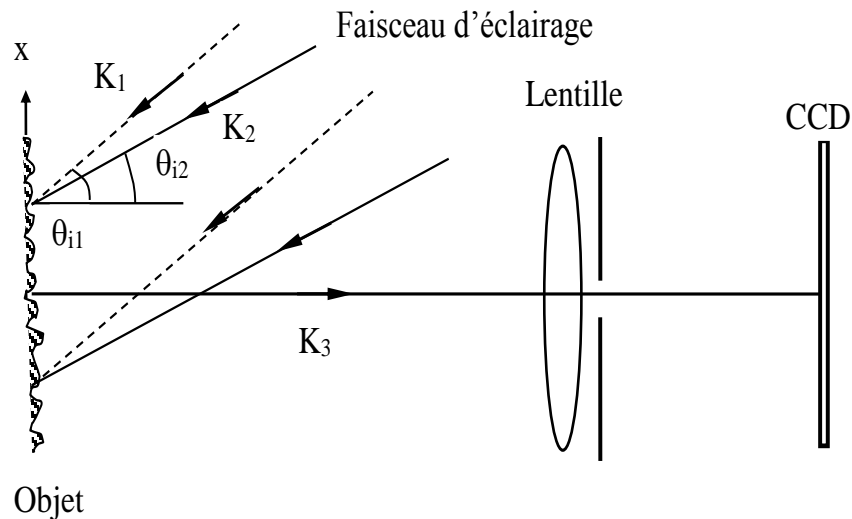


Figure 2.3. Arrangement optique d'un interféromètre sensible aux déplacements hors du plan à sensibilité réduite.

2.3. Interféromètres adaptés à la mesure des déplacements dans le plan

Le système optique de base utilisé pour la mesure des déplacements dans le plan est présenté dans la figure 2.4. L'objet est éclairé par deux ondes planes, symétriques par rapport à l'axe optique qui est normal à la surface objet. Ces deux ondes font un angle θ avec l'axe optique. La figure de speckle formée dans le plan image résulte des interférences des deux champs de speckle correspondant à chacun des deux faisceaux d'éclairage [6].

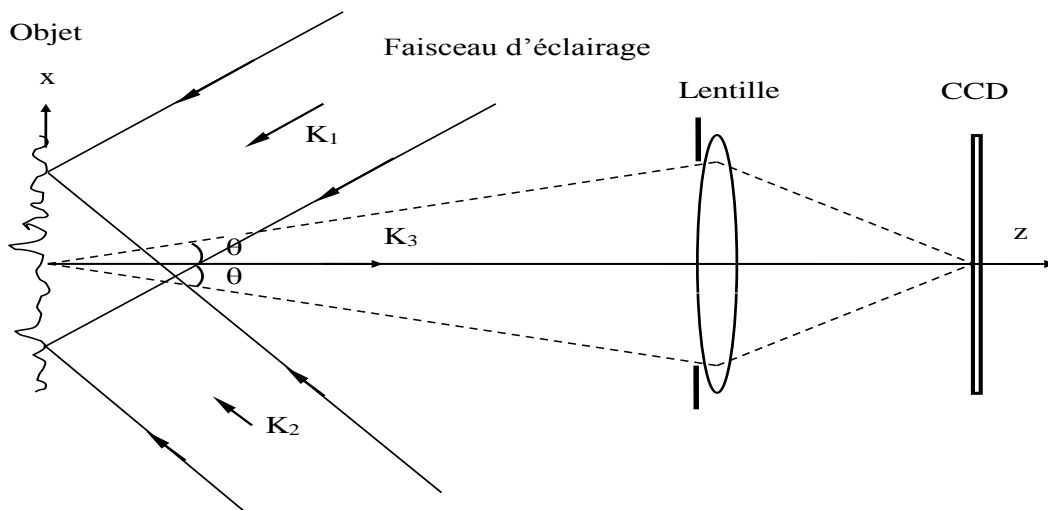


Figure 2.4. Arrangement de Leendertz pour l'observation des déplacements dans le plan.

Lorsque l'objet se déplace, le point P_1 sur la surface se déplace vers la position P_2 d'une quantité "a" (Fig.2.5).

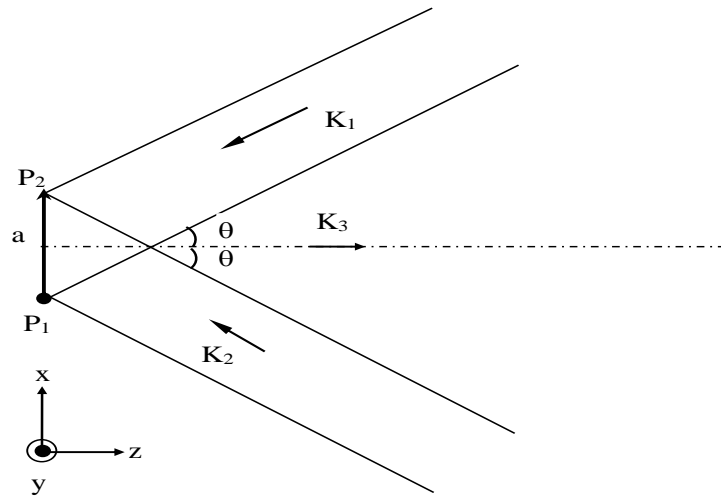


Figure 2.5. Déplacement dans une configuration dans le plan

Le changement de phase relatif entre les deux figures de speckle est donné par :

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1 \quad (2.12)$$

Avec $\Delta\varphi_1 = (\bar{K}_3 - \bar{K}_1) \cdot \bar{a}$ et $\Delta\varphi_2 = (\bar{K}_3 - \bar{K}_2) \cdot \bar{a}$ sont les changements de phase dû au déplacement correspondant pour chaque faisceau d'éclairage [2,24].

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_1 &= (\bar{K}_3 - \bar{K}_1) \cdot \bar{a} = \frac{2\pi}{\lambda} [k - (-\sin\theta \cdot i - \cos\theta \cdot k)] (a_x \cdot i + a_y \cdot j + a_z \cdot k) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} [a_x \sin\theta + a_z (1 + \cos\theta)] \end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_2 &= (\bar{K}_3 - \bar{K}_2) \cdot \bar{a} = \frac{2\pi}{\lambda} [k - (\sin\theta \cdot i - \cos\theta \cdot k)] (a_x \cdot i + a_y \cdot j + a_z \cdot k) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} [-a_x \sin\theta + a_z (1 - \cos\theta)] \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1 = (\bar{K}_1 - \bar{K}_2) \cdot \bar{a} = \frac{4\pi}{\lambda} a_x \sin\theta \quad (2.15)$$

Ce système fournit des franges d'égal déplacement a_x . Lorsque les deux axes des ondes d'éclairage appartiennent au plan (y, z), on obtient des lignes d'égal déplacement a_y . Cette configuration est l'une des plus rares méthodes de la métrologie speckle qui ne souffre pas des erreurs de champs, à condition que l'objet soit éclairé avec un faisceau strictement parallèle.

Une autre méthode de mesure des déplacements dans le plan a été décrite par Duffy [26]. L'image de la surface objet est formée à l'aide d'un objectif diaphragmé par deux ouvertures circulaires symétriques par rapport au centre de manière à prévoir deux directions d'observation (Figure 2.6).

Le speckle observé dans le plan image résulte des interférences des deux champs de speckle produits par la lumière qui traverse chaque ouverture.

Lorsque l'objet se déforme, le changement de phase résultant est donné par [4,16]:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1 = (\bar{K}_2 - \bar{K}_1) \cdot \bar{a} - (\bar{K}_3 - \bar{K}_1) \cdot \bar{a} = (\bar{K}_2 - \bar{K}_3) \cdot \bar{a} \\ &= \frac{4\pi}{\lambda} a_x \sin\theta \end{aligned} \quad (2.16)$$

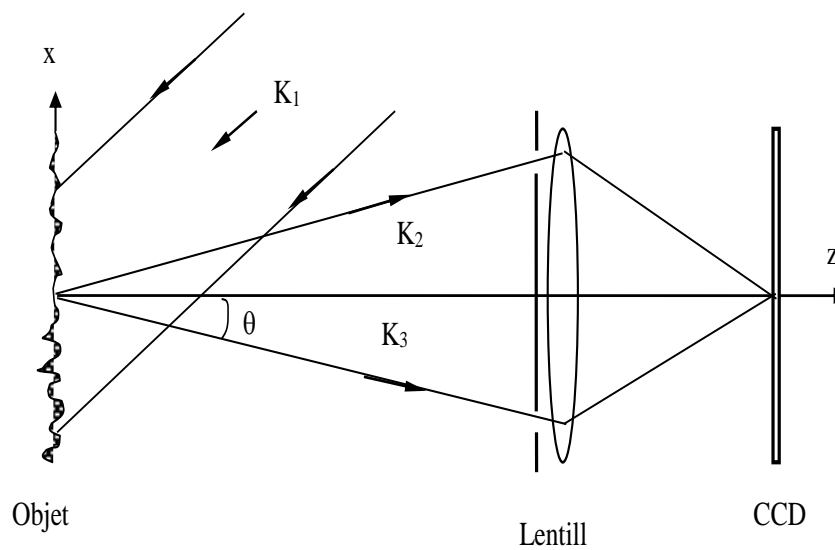


Figure 2.6. Arrangement optique de DUFFY pour la mesure des déplacements dans le plan.

2.4. Interféromètres à dédoublement :

La configuration à dédoublement appelée également shearographie, est une application particulière de l'interférométrie de speckle établie en premier lieu par Leendertz et Butters [27], Hung et Taylor [28] puis développée ensuite dans d'autres travaux [29-33]. Elle consiste à superposer deux images identiques de l'objet décalées latéralement d'une distance Δx_o selon le schéma de principe illustré par la figure (2.7). Ce décalage peut être effectué en modifiant l'orientation d'un des miroirs de l'interféromètre par un angle θ_l .

Considérons une situation où les contributions dans un point image sont reçues à partir de deux points objet (x, y) et $(x + \Delta x_o, y)$.

Chapitre 2 : Interférométrie de Speckle Electronique

Le dédoublement objet est relié au dédoublement image par la relation suivante :

$$\Delta x_o = \frac{\Delta x_i}{g} \quad (2.17)$$

Où g est le grandissement de la lentille.

Soit I_1 et I_2 les intensités enregistrées avant et après la déformation de l'objet,

$$I_1(x, y) = U_{ob}^2(x, y) + U_{ob}^2(x + \Delta x_o, y) + 2U_{ob}(x, y)U_{ob}(x + \Delta x_o, y)\cos\varphi(x, y) \quad (2.18)$$

$$I_2(x, y) = U_{ob}^2(x, y) + U_{ob}^2(x + \Delta x_o, y) + 2U_{ob}(x, y)U_{ob}(x + \Delta x_o, y)\cos[\varphi(x, y) + \Delta\varphi(x, y)] \quad (2.19)$$

Où $U_{ob}(x, y)$ et $U_{ob}(x + \Delta x_o, y)$ représentent les amplitudes des ondes dans n'importe quel point dans le plan image, reçues de deux points (x, y) et $(x + \Delta x_o, y)$.

$\varphi(x, y)$ est la phase aléatoire et $\Delta\varphi(x, y)$ est la différence de phase introduite par la déformation, qui peut être exprimée [6] par:

$$\Delta\varphi(x, y) = \delta(x + \Delta x_o, y) - \delta(x, y) \quad (2.20)$$

Où

$$\delta(x + \Delta x_o, y) = (\bar{K}_2 - \bar{K}_1) \cdot \bar{L}(x + \Delta x_o, y) \quad (2.21)$$

$$\delta(x, y) = (\bar{K}_2 - \bar{K}_1) \cdot \bar{L}(x, y) \quad (2.22)$$

$\bar{L}(x, y)$ et $\bar{L}(x + \Delta x_o, y)$ sont les vecteurs de déplacement des deux points (x, y) et $(x + \Delta x_o, y)$.

Supposant que le faisceau d'éclairage est situé dans le plan (x, z) et fait un angle θ avec l'axe z , et que l'observation est suivant l'axe z , alors on peut écrire :

$$\delta(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} [a_x \sin\theta + a_z (1 + \cos\theta)] \quad (2.23)$$

$$\delta(x + \Delta x_o, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \left[a_x + \left(\frac{\partial a_x}{\partial x} \right) \Delta x_o \right] \sin\theta + \left[a_z + \left(\frac{\partial a_z}{\partial x} \right) \Delta x_o \right] (1 + \cos\theta) \right\} \quad (2.24)$$

Donc l'équation (2.20), s'écrira comme suit :

$$\Delta\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\left(\frac{\partial a_x}{\partial x} \right) \sin\theta + \left(\frac{\partial a_z}{\partial x} \right) (1 + \cos\theta) \right] \Delta x_o \quad (2.25)$$

Les franges brillantes sont formées lorsque $\Delta\varphi = 2\pi n$

$$\left(\frac{\partial a_x}{\partial x} \right) \sin\theta + \left(\frac{\partial a_z}{\partial x} \right) (1 + \cos\theta) = \frac{n\lambda}{\Delta x_o} = \frac{n\lambda g}{\Delta x_i} \quad (2.26)$$

Pour un éclairage normal, c'est-à-dire pour angle $\theta = 0$, l'équation (1.46) sera:

$$\frac{\partial a_z}{\partial x} = \frac{n\lambda}{2\Delta x_o} = \frac{n\lambda g}{2\Delta x_i} \quad (2.27)$$

Ainsi, en shearographie, nous n'observons pas le déplacement de la surface directement, mais la dérivée de ce déplacement. Cette méthode est donc insensible aux mouvements de corps rigides [34].

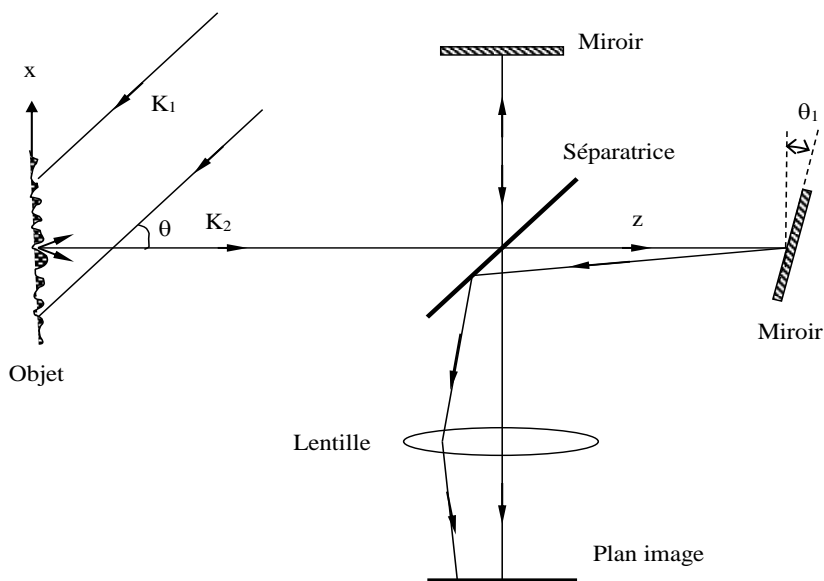


Figure 2.7 : Utilisation d'un Interféromètre de Michelson pour produire le dédoublement.

2.5. Conditions d'observation des franges de visibilité maximale :

Les conditions d'obtention d'un meilleur contraste dépendent du rapport entre l'intensité du faisceau de référence et l'intensité du faisceau objet. La valeur optimale de ce rapport dépend de plusieurs facteurs [2,35], qui sont :

- Le type d'interféromètre, d'où on distingue deux types d'interféromètres selon que le faisceau de référence utilisé pour moduler le champ speckle diffusé par l'objet est une simple onde de référence ou un autre champ speckle de référence ;
- Mode d'obtention des franges de corrélation (par soustraction ou par addition) ;
- La puissance de sortie de la source laser ;
- Le degré de corrélation.

2.5.1. Intensité de saturation :

Pour chaque type de caméra, un certain minimum d'intensité est nécessaire pour créer une tension de sortie de la caméra. L'augmentation de l'intensité incidente conduit à l'augmentation de la tension de sortie jusqu'à ce que l'intensité atteigne le niveau de saturation de la caméra. Au-delà de ce niveau, la tension de sortie reste constante pour toute autre augmentation dans l'intensité incidente.

Comme l'intensité dans une figure de speckle varie aléatoirement, et pour éviter toute perte d'information, il faut que l'intensité totale doive être inférieure au niveau de saturation de la caméra.

Lorsqu'un interféromètre avec un champ de speckle de référence est utilisé dans un mode de soustraction, l'intensité moyenne des deux faisceaux dans le plan image doit être la même et la valeur maximale de la somme des deux intensités doit être approximativement égale à l'intensité de saturation de la caméra.

Dans le cas d'une simple onde de référence, les meilleurs résultats sont obtenus lorsque l'intensité du faisceau de référence est déterminée par :

$$\frac{1}{4}I_{sat} \leq \langle I_r \rangle \leq \frac{1}{2}I_{sat} \quad (2.28)$$

I_{sat} est l'intensité de saturation de la caméra.

La somme des deux intensités correspond à l'intensité de saturation de la caméra.

2.5.2. Optimisation des franges dans le mode de soustraction:

L'expression d'interférence est formée d'un terme de bruit et un terme représentant le signal qui contient l'information concernant la déformation. Par conséquent, l'équation (2.3) peut être réécrite sous la forme suivante :

$$I_1 = I_b + I_s \cos \varphi \quad (2.29)$$

Où I_b et I_s sont les termes de bruit et du signal.

$$I_b = I_{ob} + I_r \quad (2.30)$$

$$I_s = 2\sqrt{I_{ob}I_r} \quad (2.31)$$

Le signal vidéo correspondant à l'intensité dans l'équation (2.29) est défini par ;

$$V_1 = V_b + V_s \cos \varphi \quad (2.32)$$

Après la déformation de l'objet, le nouveau signal est soustrait du signal de référence, et l'intensité sur la CCD sera exprimée par :

$$B\alpha V_s [\cos \varphi - \cos(\varphi + \Delta\varphi)] \quad (2.33)$$

Si le bruit électronique est nul, le contraste des franges est unitaire et le rapport de l'intensité le long des maxima et des minima des franges défini par le rapport signal/bruit électronique (SNR) du système est infini. Ce dernier est exprimé par :

$$SNR = \frac{\langle |V_s| \rangle}{n_e} \quad (2.34)$$

Où $\langle \rangle$ est la moyenne le long d'un maxima de frange.

On remarque que la seule source de bruit dans les franges est le bruit électronique qui est constant pour une caméra donnée. Dans ce cas, le SNR correspond à la valeur maximale B_{max} de l'équation (2.33).

Lorsqu'une onde sphérique est utilisée comme référence, la valeur du SNR est donnée par :

$$B_{max} = \frac{2\tau_R I_{sat}^2}{\left[1 + \tau_R + 2 \left(1 + \frac{\tau_R^2 \sigma_r^2}{I_{ref}^2} + 2\tau_R\right)\right]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.35)$$

σ_r est la déviation standard de l'intensité du faisceau de référence.

Et τ_R est représenté par l'équation suivante :

$$\tau_R = \frac{\langle I_r \rangle}{\langle I_{ob} \rangle} \quad (2.36)$$

On peut réécrire l'équation (2.35) sous la forme :

$$B_{max} = f(\tau_R) \cdot I_{sat}^2 \quad (2.37)$$

$f(\tau_R)$ prend une valeur maximale lorsque $\tau_R = 2$.

Par conséquent, les meilleures franges sont obtenues lorsque la valeur de l'intensité du faisceau de référence est deux fois la valeur de l'intensité du faisceau objet. Lorsque la puissance de la source laser est insuffisante, une augmentation dans le rapport τ_R est nécessaire pour améliorer la qualité des franges.

En cas d'interférence entre deux champs de speckle, la situation est différente.

Le rapport signal/bruit électronique sera donné par,

$$B_{max} = \frac{2\tau_R}{3(1 + \tau_R)^2} I_{sat}^2 \quad (2.38)$$

Le contraste optimal est obtenu lorsque $\tau_R = 1$, c'est à dire lorsque les intensités des deux faisceaux dans le plan image sont les mêmes[2].

2.5.3. Résolution spatiale des systèmes d'enregistrement et leurs effets en ESPI :

La résolution spatiale des caméras est considérablement inférieure à celle des émulsions photographiques. Ce facteur limite leur utilisation en interférométrie speckle pour l'exposition des franges de corrélation. La solution est d'utiliser une petite ouverture dans la lentille d'imagerie pour produire des grains de speckle suffisamment larges, de sorte que ces derniers peuvent être résolus convenablement par les détecteurs de la caméra CCD.

La résolution d'une caméra CCD est déterminée par le nombre, les dimensions et l'espacement des pixels d'une part, et de la réponse fréquentielle de l'autre part.

Le critère d'échantillonnage digital indique que la fréquence maximale dans le signal doit être inférieure ou égale à la moitié de la fréquence maximale du système d'échantillonnage. Pour satisfaire cette condition, l'espacement des pixels doit correspondre à la moitié de la longueur d'onde de la plus grande fréquence spatiale dans la figure de speckle [2, 16].

L'utilisation d'une petite ouverture affecte le rendement du système de plusieurs façons :

- La réduction de l'intensité lumineuse dans le plan image avec le court temps d'exposition qui caractérise une caméra, sont derrière le choix d'une source laser suffisamment puissante que celle utilisée en holographie ;
- Les grains de speckle sont clairement visibles sur la CCD, et le contraste des franges est considérablement inférieur à celle des franges holographiques ;
- Pour une meilleure clarté, l'espacement de franges doit être cinq fois le diamètre moyen du speckle (lorsque l'espacement des franges est similaire aux dimensions des grains de speckle, aucune frange n'est obtenue). Par conséquent, la déformation maximale qui peut être observée est limitée par la résolution du système d'enregistrement.

2.6. Analyse quantitative des franges :

Les techniques d'interférométrie de speckle électronique (ESPI) ont fourni des mesures seulement qualitatives sous forme de franges de corrélation nécessitant des opérateurs qualifiés pour les interpréter.

L'application du processus de traitement d'image digitale et des techniques de mesure de phase a permis d'obtenir des mesures quantitatives. Dans ce cadre, de nombreux groupes de recherches ont investi différentes approches pour l'automatisation de l'analyse des franges en ESPI.

Les techniques d'interférométrie par mesure de phase sont largement utilisées dans ce domaine pour la détermination de la phase d'une figure d'interférence. Ces techniques sont divisées en deux catégories : celles qui prennent l'information de phase séquentiellement, et celles qui les prennent simultanément. Les méthodes du premier type sont les techniques de mesure de phase temporelle ; celles du deuxième type, sont les techniques de mesure de phase spatiale.

Dans notre travail, nous nous intéressons seulement qu'aux méthodes temporelles.

Parmi ces techniques, c'est la méthode de décalage de phase (appelée *phase shifting* en anglais). Cette dernière est la méthode la plus répandue pour l'évaluation quantitative de la phase. Elle fut employée en interférométrie de speckle pour la première fois au début des années 1980 [38,39]. Ils existent plusieurs algorithmes de calcul permettant l'extraction de la mesurante de décalage phase.

L'idée de base est d'obtenir différentes images d'une figure de speckle, avec un incrément de phase constant entre deux images consécutives. On mesurant les intensités des différentes figures de speckle correspondants à l'objet avant et après déformation, on peut calculer la phase relative à cette déformation.

Le décalage de phase (l'incrément de phase) peut être introduit par le mouvement d'un miroir [40], l'inclinaison d'une lame de verre, mouvement d'un réseau, rotation d'une lame demi-onde ou d'un polariseur [41,42], ou enfin utilisé un modulateur acousto-optique. Ces systèmes sont capables de produire des décalages de phase discrets ou continus entre les deux faisceaux objet et référence.

Le système le plus utilisé dans les laboratoires de recherches, est celui d'un piézo-électrique (PZT) sur lequel est monté un miroir plan. Ce faisceau va servir comme faisceau de référence.

La figure (2.8) représente un schéma général d'un arrangement ESPI utilisant un PZT comme système de décalage de la phase [16, 36,37].

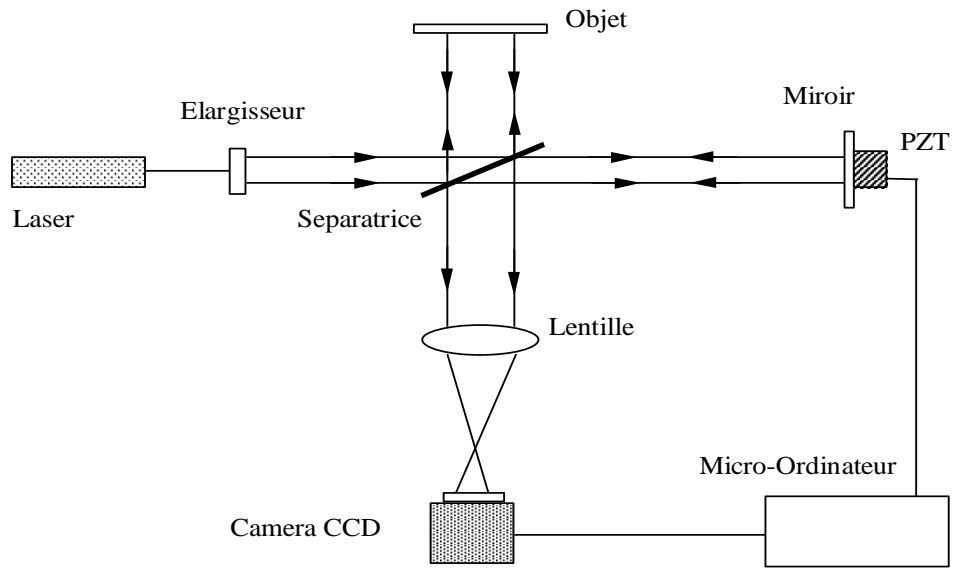


Figure 2.8 : Schéma d'un arrangement d'interféromètre speckle électronique utilisant un miroir monté sur un PZT comme système de décalage de phase.

Il existe un très grand nombre de technique de reconstruction possible en fonction du nombre d'acquisitions et de la valeur du décalage de phase [36]. Un des choix les plus couramment utilisé est l'algorithme à quatre pas avec des incréments de phase de 0° , $\pi/2$, π et $3\pi/2$. Pour cette technique que nous utiliserons dans nos mesures par ESPI, nous obtiendrons les équations suivantes :

$$I_0(x, y) = I_{av}(x, y) + I_m(x, y)\cos\varphi(x, y) \quad (2.39)$$

$$I_{90}(x, y) = I_{av}(x, y) + I_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + \pi/2] \quad (2.40)$$

$$I_{180}(x, y) = I_{av}(x, y) + I_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + \pi] \quad (2.41)$$

$$I_{270}(x, y) = I_{av}(x, y) + I_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + 3\pi/2] \quad (2.42)$$

Les images obtenues, sont appelées specklogrammes.

Où I_{av} est le terme d'intensité, $I_{av} = I_{ob} + I_r$, $I_m = 2\sqrt{I_{ob}I_r}$ est le terme de modulation et φ est la phase aléatoire de la figure d'interférence.

La résolution de système d'équations nous donne la valeur de déphasage sans ambiguïté de signe :

$$\varphi = \arctan\left(\frac{I_{270}(x, y) - I_{90}(x, y)}{I_0(x, y) - I_{180}(x, y)}\right) \quad (2.43)$$

Après déformation, quatre nouvelles images sont capturées :

$$I'_0(x, y) = I'_{av}(x, y) + I'_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + \Delta\varphi(x, y)] \quad (2.44)$$

$$I'_{90}(x, y) = I'_{av}(x, y) + I'_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + \pi/2 + \Delta\varphi(x, y)] \quad (2.45)$$

$$I'_{180}(x, y) = I'_{av}(x, y) + I'_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + \pi + \Delta\varphi(x, y)] \quad (2.46)$$

$$I'_{270}(x, y) = I'_{av}(x, y) + I'_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + 3\pi/2 + \Delta\varphi(x, y)] \quad (2.47)$$

La résolution de ce deuxième système d'équations, nous donne le nouveau déphasage :

$$\varphi' = \varphi + \Delta\varphi = \arctan\left(\frac{I'_{270}(x, y) - I'_{90}(x, y)}{I'_0(x, y) - I'_{180}(x, y)}\right) \quad (2.48)$$

Le changement de phase due à la déformation est donné par l'équation suivante:

$$\Delta\varphi = \varphi - \varphi' \quad (2.49)$$

Le calcul de la phase a pour objectif l'extraction d'une mesurante. Cependant, la phase mesurée par la méthode de décalage de phase est déterminée modulo 2π , elle est dite enroulée. Cela se traduit par un saut de 2π à 0 chaque fois que le déplacement engendre une variation de chemin optique de plus d'un multiple entier de la longueur d'onde (Fig.2.9). Afin de remonter au déplacement de l'objet, il est nécessaire de supprimer ces discontinuités. Cette opération s'appelle le déroulage de phase. On trouve une description détaillée des différentes méthodes de déroulage de la phase dans la référence [43].

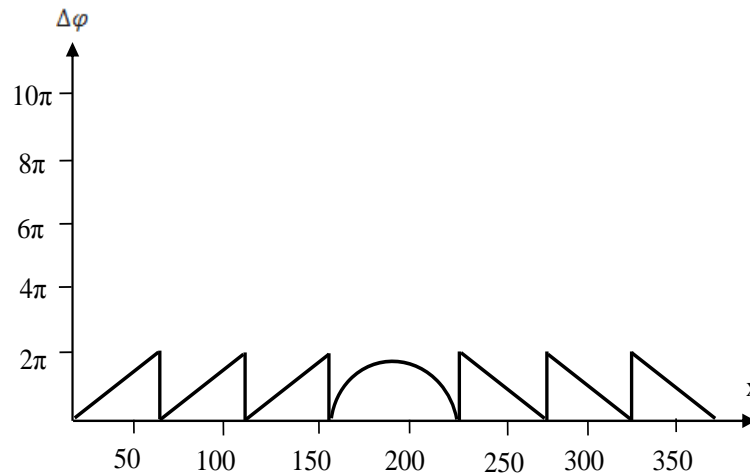


Figure 2.9 : Phase enroulée

Le déroulage de la phase est le processus avec lequel la valeur absolue de la phase (qui se prolonge au-delà de 2π), est exprimée de manière continue. Cette valeur est perdue lorsque le terme de phase

est enroulé sur lui-même avec une répétition de 2π . La technique de déroulage de la phase présente l'étape finale dans l'analyse des franges qui permet de comparer la phase enroulée de tous les points avec leurs voisins afin de repérer les sauts de phase de 2π . Suivant la nature du saut, c'est à dire positif ou négatif, nous incrémentons la phase du point considéré soit de 2π ou -2π (Fig.2.10).

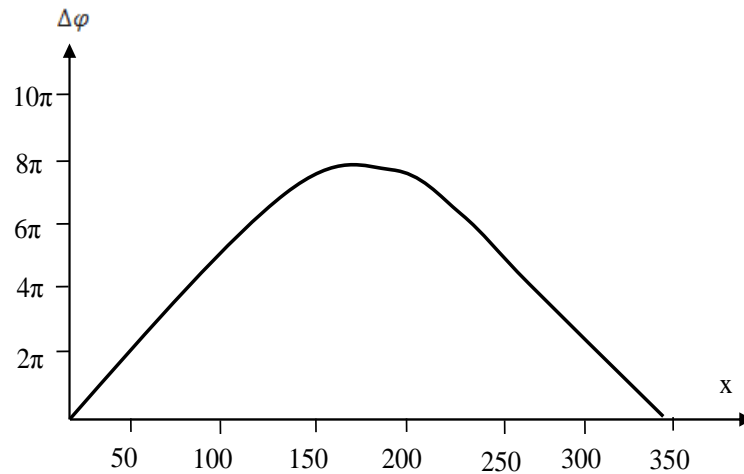


Figure 2.10 : Phase déroulée

2.7. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre un rappel théorique portant sur les différentes méthodes d'interférométrie de speckle en mettant plus particulièrement l'accent sur la mesure des déformations. La mesure des déplacements (dans le plan ou hors du plan) en interférométrie de speckle dépend de la géométrie d'éclairage dans les configurations ESPI. Les franges de corrélation correspondant aux déformations, sont le résultat d'interférence d'une figure de speckle diffusée par une surface rugueuse avec une onde de référence ou avec une autre figure de speckle diffusée par la même surface ou une autre surface de référence. Nous avons aussi discuté les différentes conditions pour obtenir des franges de corrélation avec un meilleur contraste. Finalement, nous avons décrit les techniques de décalage de phase et de déroulage de phase pour exploiter quantitativement les franges de corrélations et extraire par la suite les composantes de déplacement.

Dans le chapitre 4, nous allons combiner un interféromètre de speckle sensible aux déformations hors du plan avec la technique de photographie de speckle digitale pour mesurer les trois composantes de déplacement d'un objet.

Holographie Digitale

3.1. Introduction

L'holographie est une technique qui permet l'enregistrement et la reconstruction de l'amplitude et la phase d'un front d'onde. Elle consiste à enregistrer l'interférence entre un faisceau de référence et un faisceau objet sur un support photosensible. Le support porteur d'information s'appelle hologramme. Dans la seconde étape, appelée restitution, l'hologramme développé est éclairé par l'onde de référence utilisée lors de l'enregistrement pour restituer l'image de l'objet [24].

Cette technique a été proposée pour la première fois par D. Gabor en 1948 [45,46], dont l'objectif était l'application de cette nouvelle approche à la microscopie électronique pour éviter la formation des aberrations. Dans sa configuration, appelée holographie en ligne, il proposa d'éclairer un hologramme avec un faisceau parallèle qui traverse un objet transparent. La restitution de cet hologramme lui permit d'obtenir une image réelle confondue avec une image conjuguée sur le même axe optique [24,44].

La révolution de l'holographie a été lancée après l'invention du laser. En 1962 Leith et Upatnieks [47-49] ont introduit la technique de la référence inclinée dite hors axe, qui a permis la séparation des deux images reconstruites et par conséquent la capture d'objet opaque. Dans la même année Y.N. Denisyuk [50] a combiné les idées de Gabor à celle de Lippmann dans son invention d'un hologramme par réflexion. Ces développements ont déclenché une croissance explosive de l'activité en holographie, ce qui a conduit à la découverte de l'interférométrie holographique par Stetson et Powell en 1965 [51]. L'interférométrie holographique a permis de calculer le champ de déplacement des surfaces rugueuses avec une précision d'une fraction d'un micromètre.

Avec le progrès des systèmes d'imageries électroniques, il est devenu possible d'enregistrer les hologrammes directement avec une caméra CCD et d'effectuer la reconstruction par voie numérique. La reconstruction numérique des hologrammes a été initiée par Goodman et Lawrence [52], Kronrod et al [53]. Ils ont échantillonné des hologrammes (en ligne et de Fourier) enregistrés sur une plaque photographique. Ces hologrammes classiques numérisés ont été reconstruits numériquement.

La première fois qu'un hologramme de Fresnel a été enregistré par caméra CCD et reconstruit numériquement sans recourt à un enregistrement photographique intermédiaire, était fait en 1994,

par Schnars et Jüptner [54]. Par la suite, Schnars [55] a décrit la procédure par laquelle on peut déterminer la phase directement des hologrammes reconstruits en interférométrie holographique. En 1997, Yamaguchi et Zhang [56] ont introduit la technique de décalage de phase en holographie digitale pour supprimer l'image conjuguée et l'ordre zéro de diffraction.

3.2. Enregistrement et Restitution des Hologrammes

Tout champ lumineux est composé à la fois d'une distribution d'amplitude et d'une distribution de phase. Cependant, tous les milieux sensibles tels que les films photographiques enregistrent seulement l'intensité ; mais la phase est généralement perdue dans le processus d'enregistrement. Mais si on enregistre l'interférence de deux ondes de même fréquence, la répartition de l'intensité résultante est temporairement stable et dépend de la différence de phase entre ces deux ondes. Ce principe d'enregistrement est utilisé en holographie, où l'information de la phase est codée par interférence en intensité enregistrable [24].

La figure 3.1 représente une configuration de base pour l'enregistrement d'un hologramme. Un cube séparateur divise un faisceau laser en faisceau de référence et faisceau objet. L'interférence du faisceau de référence avec la lumière diffusée par l'objet est capturée dans le plan d'enregistrement.

L'amplitude complexe du faisceau objet en les tous points du support holographique est décrite par :

$$U_{ob}(x, y) = a_{ob}(x, y) \cdot \exp(i\varphi_{ob}(x, y)) \quad (3.1)$$

Où a_{ob} et φ_{ob} sont respectivement l'amplitude et la phase du faisceau objet.

Nous considérons $U_r(x, y)$, l'amplitude complexe du faisceau de référence dans le plan d'enregistrement :

$$U_r(x, y) = a_r(x, y) \cdot \exp(i\varphi_r(x, y)) \quad (3.2)$$

Où a_r et φ_r sont l'amplitude et la phase du faisceau de référence.

Ainsi, nous avons au niveau du support holographique l'intensité résultante de l'interférence du faisceau objet avec le faisceau de référence :

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |U_r(x, y) + U_{ob}(x, y)|^2 \\ &= |U_r(x, y)|^2 + |U_{ob}(x, y)|^2 + U_r^*(x, y) \cdot U_{ob}(x, y) + U_r(x, y) \cdot U_{ob}^*(x, y) \end{aligned} \quad (3.3)$$

La transmission $h(x, y)$ de la plaque photographique développée est proportionnelle à l'intensité $I(x, y)$:

$$h(x, y) = h_0 + \beta\tau I(x, y) \quad (3.4)$$

β est la pente de la transmittance de la matière photosensible, τ le temps d'exposition et h_0 est la transmission de l'hologramme non exposée (négligée en holographie digitale).

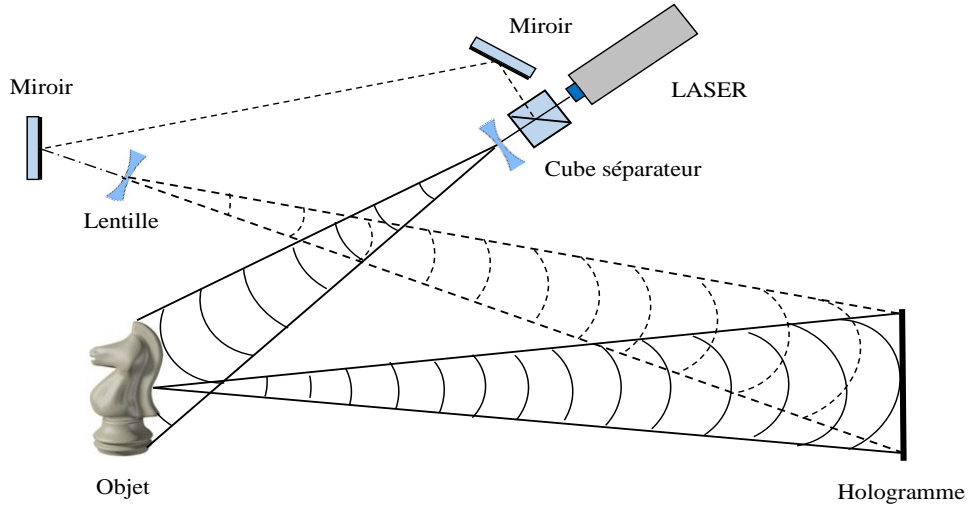


Figure 3.1. Enregistrement d'un hologramme.

Pour reconstruire l'onde objet en holographie classique, l'hologramme est éclairé par le même faisceau référence $U_r(x, y)$ (Fig.3.2). L'intensité lumineuse $I_h(x, y)$ située directement derrière l'hologramme s'écrit alors :

$$\begin{aligned} I_h(x, y) &= h(x, y) \cdot U_r(x, y) \\ &= [h_0 + \beta\tau(a_r^2 + a_{ob}^2)]U_r(x, y) + \beta\tau a_r^2 U_{ob}(x, y) \\ &\quad + \beta\tau U_r^2(x, y)U_{ob}^*(x, y) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Le premier terme $[h_0 + \beta\tau(a_r^2 + a_{ob}^2)]U_r$, est l'onde de référence multipliée par la transmittance moyenne, qui représente l'ordre zéro de diffraction (terme DC).

Le deuxième terme $\beta\tau a_r^2 U_{ob}$, représente une réplique exacte de l'onde objet $U_{ob}(x, y)$ multiplié par un terme d'intensité constant, et forme l'image virtuelle.

Le troisième terme $\beta\tau U_r^2(x, y)U_{ob}^*(x, y)$, est proportionnel au conjugué de l'onde objet originale.

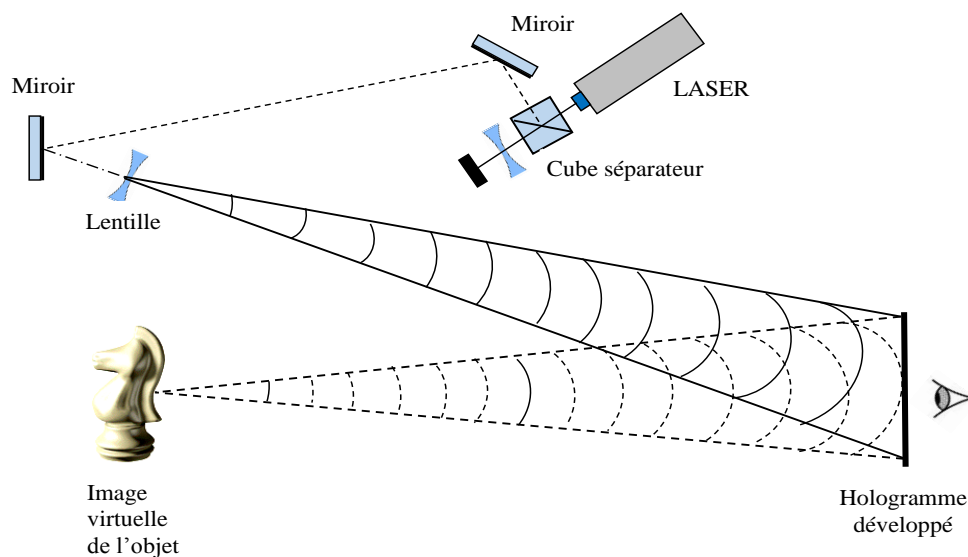


Figure 3.2 : Restitution d'un hologramme.

Lorsque l'angle entre les faisceaux référence et objet est nul, les trois termes se superposent. On parle alors d'holographie en ligne. Elle est souvent utilisée pour l'analyse des milieux transparents. Lorsqu'un angle est appliqué entre les deux faisceaux, on parle alors d'holographie hors axe. Dans ce cas les trois termes sont séparés l'un de l'autre dans le plan de reconstruction.

3.3. Holographie digitale

Comme le montre la figure 3.3.a, une onde plane de référence et l'onde réfléchi d'un objet tridimensionnel interfèrent au niveau d'un capteur CCD. L'hologramme résultant est enregistré électroniquement et stocké dans un ordinateur. En holographie classique, l'hologramme développé est éclairé par l'onde de référence utilisée lors de l'enregistrement pour reconstruire l'image de l'objet. Comme représenté sur la Figure 3.3.b, une image virtuelle apparaît à la position de l'objet d'origine et l'image réelle est formée également à une distance d ; mais du côté opposé par rapport à la CCD. En holographie digitale, ces images ne sont pas créées physiquement mais reconstruites numériquement par un ordinateur et sont exposées sur un écran. La reconstruction numérique revient à multiplier la fonction de transmission de l'hologramme stockée dans l'ordinateur par l'expression analytique du faisceau référence qui est censé reproduire le faisceau référence utilisé lors de l'enregistrement et ainsi simuler numériquement sa propagation [44].

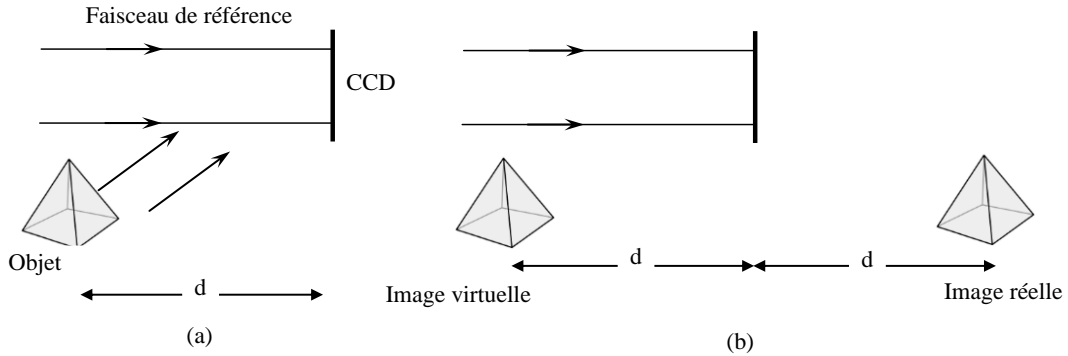


Figure 3.3 : Holographie digitale (a) Enregistrement (b) Reconstruction.

En utilisant les coordonnées spatiales de la figure 3.4, et à une distance d derrière l'hologramme, le champ de l'objet reconstruit peut être décrit par l'intégrale de Fresnel-Kirchhoff,

$$U(\xi', \eta') = \frac{i}{\lambda} \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) U_r(x, y) \frac{\exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \rho'\right)}{\rho'} dx dy \quad (3.6)$$

Avec

$$\rho' = \sqrt{(x - \xi')^2 + (y - \eta')^2 + d^2} \quad (3.7)$$

Cette dernière est la distance entre un point appartenant au plan d'hologramme (qui est la CCD) et un point dans le plan de reconstruction.

En holographie numérique l'onde de référence peut être une onde plane ou sphérique. Cette onde éclaire la caméra CCD, soit en incidence normale ou en incidence oblique. Une onde de référence collimatée tombant sous incidence normale est souvent préférée pour l'évaluation numérique, donc $U_r(x, y)$ peut s'écrire comme suit :

$$U_r(x, y) = U_r \quad (3.8)$$

L'équation (3.6) sert de base pour la reconstruction d'hologramme numérique, où l'intensité et la phase peuvent être calculées. En revanche dans la reconstruction classique, seule l'intensité est extraite [55]. Dans le cas de la reconstruction et pour l'obtention d'une image réelle non déformée, on remplace U_r de l'équation (3.6) par une onde de référence conjuguée U_r^* , ce qui l'expression mathématique suivante:

$$U(\xi, \eta) = \frac{i}{\lambda} \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) U_r^*(x, y) \frac{\exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} \rho\right)}{\rho} dx dy \quad (3.9)$$

Avec

$$\rho = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + d^2} \quad (3.10)$$

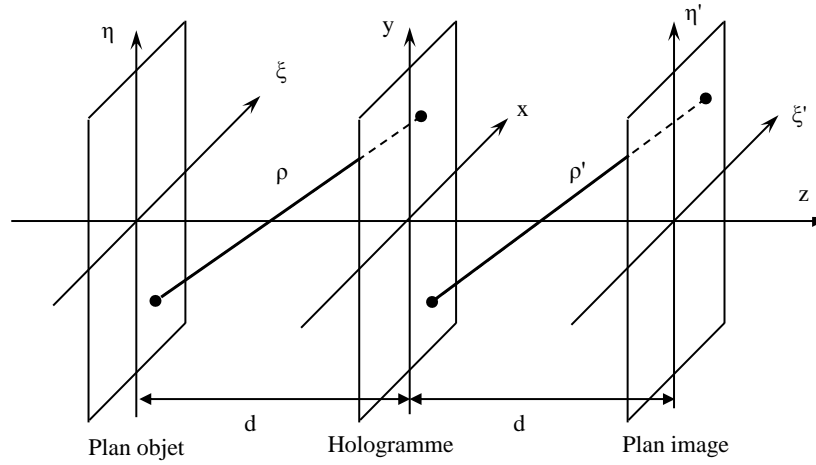


Figure 3.4 : Un montage optique représentant un système de coordonnées pour la reconstruction numérique d'un objet.

3.3.1. Reconstruction numérique par l'approximation de Fresnel

En prenant en considération que x et y ainsi que ξ et η sont faibles par rapport à la distance d , et en utilisant le développement en série de Taylor, l'équation (3.10) peut être réécrite comme suit [44]:

$$\begin{aligned} \rho &= d + \frac{(\xi - x)^2}{2d} + \frac{(\eta - y)^2}{2d} - \frac{1}{8} \frac{[(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2]^2}{d^3} + \dots \\ &\approx d + \frac{(\xi - x)^2}{2d} + \frac{(\eta - y)^2}{2d} \end{aligned} \quad (3.11)$$

En reportant l'expression de ρ dans l'équation (3.9), on obtient :

$$\begin{aligned} U(\xi, \eta) &= \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) U_r^*(x, y) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} ((\xi - x)^2 + (\eta - y)^2)\right] dx dy \\ &= \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (\xi^2 + \eta^2)\right] \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) U_r^*(x, y) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (x^2 + y^2)\right] \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda d} (x\xi + y\eta)\right] dx dy \end{aligned} \quad (3.12)$$

Cette équation est appelée l'approximation de Fresnel ou encore transformée de Fresnel en raison de sa similarité mathématique avec la transformée de Fourier. Cette approximation permet de reconstruire le champ d'onde dans un plan derrière l'hologramme. C'est la méthode la plus couramment utilisée par les chercheurs, et il s'agit aussi de l'approche que nous utiliserons dans le cadre de notre travail.

Les expressions de l'intensité et la phase sont données par :

$$I(\xi, \eta) = |U(\xi, \eta)|^2 \quad (3.13)$$

$$\varphi(\xi, \eta) = \arctan \frac{\text{Im}[U(\xi, \eta)]}{\text{Re}[U(\xi, \eta)]} \quad (3.14)$$

Où Re et Im sont les parties réelle et imaginaire de l'onde.

La reconstruction de l'image virtuelle utilisant l'approximation de Fresnel, peut être exprimée par:

$$U(\xi', \eta') = \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \exp\left[+i \frac{\pi}{\lambda d} (\xi'^2 + \eta'^2)\right] \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) U_r(x, y) \exp\left[+i \frac{\pi}{\lambda d} (x^2 + y^2)\right] \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda d} (x\xi' + y\eta')\right] dx dy \quad (3.15)$$

Pour numériser la transformée de Fresnel, les changements de variables suivants sont introduits:

$$u = \frac{\xi}{\lambda d}; \quad v = \frac{\eta}{\lambda d} \quad (3.16)$$

Ainsi l'équation (3.12) devient :

$$U(u, v) = \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \exp[-i\pi\lambda d(u^2 + v^2)] \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) U_r^*(x, y) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (x^2 + y^2)\right] \exp[i2\pi(xu + yv)] dx dy \quad (3.17)$$

On peut dire que cette équation est la transformée de Fourier inverse de la fonction $h(x, y) U_r^*(x, y) \exp\left[i \frac{\pi}{\lambda d} (x^2 + y^2)\right]$, d'où $U(u, v)$ devient:

$$U(u, v) = \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \exp[-i\pi\lambda d(u^2 + v^2)] \cdot \mathcal{F}^{-1}\left\{h(x, y)U_r^*(x, y) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d}(x^2 + y^2)\right]\right\} \quad (3.18)$$

Pour numériser $U(u, v)$ il faut échantillonner la fonction holographique $h(x, y)$ sur une grille rectangulaire de $N \times N$ pixels, dont chaque pixel est de dimension $\Delta x * \Delta y$. La forme discrète de l'équation (3.17) peut être écrite sous la forme suivante :

$$U(m, n) = \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \exp[-i\pi\lambda d(m^2\Delta u^2 + n^2\Delta v^2)] \\ \times \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} h(k, l)U_r^*(k, l) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d}(k^2\Delta x^2 + l^2\Delta y^2)\right] \exp[i2\pi(k\Delta x m\Delta u + l\Delta y n\Delta v)] \\ \text{pour } m = 0, 1, \dots, N-1; \text{ et } n = 0, 1, \dots, N-1 \quad (3.19)$$

Selon les propriétés de la transformée de Fourier, Δu et Δv peuvent être exprimés en termes de Δx et Δy par:

$$\Delta u = \frac{1}{N\Delta x}; \quad \Delta v = \frac{1}{N\Delta y} \quad (3.20)$$

Après la substitution, nous obtiendrons :

$$\Delta \xi = \frac{\lambda d}{N\Delta x}; \quad \Delta \eta = \frac{\lambda d}{N\Delta y} \quad (3.21)$$

Par l'application de ces relations, l'équation (3.19) se transforme en :

$$U(m, n) = \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \exp\left[-i\pi\lambda d \left(\frac{m^2}{N^2\Delta x^2} + \frac{n^2}{N^2\Delta y^2}\right)\right] \\ \times \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} h(k, l)U_r^*(k, l) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d}(k^2\Delta x^2 + l^2\Delta y^2)\right] \exp\left[i2\pi \left(\frac{km}{N} + \frac{ln}{N}\right)\right] \quad (3.22)$$

Cette dernière expression est la transformée de Fresnel discrète. La matrice $U(m, n)$ est évaluée par l'application de la transformée de Fourier discrète inverse sur le produit $h(k, l)U_r^*(k, l) \exp\left[i \frac{\pi}{\lambda d}(k^2\Delta x^2 + l^2\Delta y^2)\right]$. Ce calcul est effectué tout simplement en appliquant l'algorithme FFT. Grâce à cet algorithme, nous allons pouvoir reconstruire le faisceau objet original contenant la phase et l'amplitude (totalité de l'information). Les facteurs avant le terme de la somme affectent uniquement la phase globale et peuvent être négligés si l'on considère seulement l'intensité (voir Equation : 3.13).

Un exemple de reconstruction d'un hologramme d'une pièce métallique placée à 1400 mm de la caméra CCD, est visualisé par la figure 3.5.

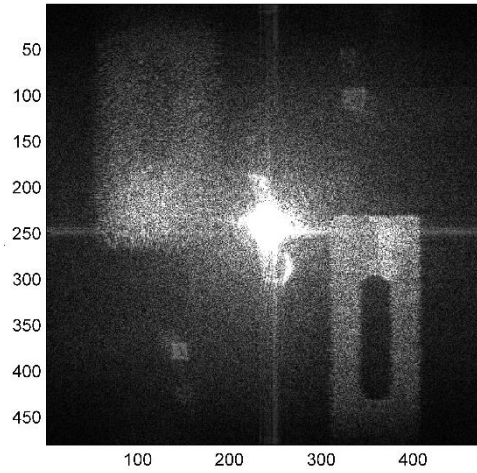


Figure 3.5 : Reconstruction numérique d'un hologramme d'une pièce métallique.

3.3.2. Reconstruction numérique par convolution

Avec l'approximation de convolution, la formule de reconstruction (Eq.3.9) peut être exprimée par l'intégrale suivante [44]:

$$U(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) U_r^*(x, y) g(\xi, \eta, x, y) dx dy \quad (3.23)$$

Avec la réponse impulsionnelle $g(\xi, \eta, x, y)$ qui est définie par :

$$g(\xi, \eta, x, y) = \frac{i \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{d^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \right]}{\lambda \sqrt{d^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}} \quad (3.24)$$

Selon l'équation (3.23), le système linéaire caractérisé par $g(\xi, \eta, x, y) = g(\xi - x, \eta - y)$, reste invariant. Ce qui permet de considérer l'intégrale précédente comme une convolution entre $h \cdot U_r$ et g . D'après cette approximation, la transformée de Fourier de la convolution de $h \cdot U_r$ avec g est le produit des transformées individuelles $\mathcal{F}(h \cdot U_r)$ et $\mathcal{F}(g)$. Il en résulte que l'équation (3.23) peut être calculée par :

$$U(\xi, \eta) = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F}(h(x, y) U_r^*(x, y)) \cdot \mathcal{F}(g(\xi, \eta, x, y)) \} \quad (3.25)$$

Pour le traitement numérique, la fonction discrète de la réponse impulsionnelle est calculée en faisant le remplacement des variables continues $(x - \xi)$ et $(y - \eta)$ en variables discrètes $k\Delta x$ et $l\Delta y$, ce qui donne :

$$g(k, l) = \frac{i \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{d^2 + k^2 \Delta x^2 + l^2 \Delta y^2} \right]}{\lambda \sqrt{d^2 + k^2 \Delta x^2 + l^2 \Delta y^2}} \quad (3.26)$$

Avec $k = 0, 1, \dots, N - 1; l = 0, 1, \dots, N - 1$.

La transformée de Fourier de $g(\xi, \eta, x, y)$ peut être calculée analytiquement par :

$$G(m, n) = \exp \left[-i \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda n}{N \Delta x} \right)^2 - \left(\frac{\lambda m}{N \Delta y} \right)^2} \right] \quad (3.27)$$

Avec $n = 0, 1, \dots, N - 1; m = 0, 1, \dots, N - 1$.

Les dimensions des pixels des images reconstruites par l'approche de convolution sont égales à celles de l'hologramme enregistré [44] :

$$\Delta \xi = \Delta x; \Delta \eta = \Delta y \quad (3.28)$$

3.3.3. Reconstruction par la transformée de Fourier

La configuration holographique de la figure 3.11 est appelée l'holographie de Fourier sans lentille (Lensless Fourier holography en anglais). Dans ce cas l'onde de référence est une onde sphérique qui diverge à partir d'un point situé dans le plan de l'objet [44]. L'onde de référence au plan de la caméra CCD est donc décrite par :

$$U_r = \frac{\exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{d^2 + x^2 + y^2} \right]}{\sqrt{d^2 + x^2 + y^2}} \approx \frac{1}{d} \exp \left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d \right) \exp \left(-i \frac{\pi}{\lambda d} (x^2 + y^2) \right) \quad (3.29)$$

En remplaçant cette expression dans la formule de la reconstruction de l'image virtuelle (Eq.3.15), on aboutit à l'équation suivante :

$$U(\xi, \eta) = C. \exp \left[+i \frac{\pi}{\lambda d} (\xi^2 + \eta^2) \right] \mathcal{F}^{-1} \{ h(x, y) \} \quad (3.30)$$

Avec C est une constante complexe. L'hologramme de Fourier sans lentille est reconstruit par la transformée de Fourier.

3.4. Exigences de la résolution spatiale

En holographie digitale, les franges d'interférence créées par la superposition des ondes objet et référence doivent pouvoir être résolues par la caméra CCD. La fréquence spatiale maximale (f_{max}) qui doit être résolue est déterminée par l'angle maximal θ_{max} entre l'onde de référence et les ondes diffusées des différents points de l'objet [44], qui est donnée par :

$$f_{max} = \frac{1}{d_f} = \frac{2}{\lambda} \sin \frac{\theta_{max}}{2} \quad (3.31)$$

Où d_f est la distance entre les franges d'interférence sur la CCD.

Le pas des pixels des capteurs actuels pour l'acquisition numérique d'image est limité, cependant leur résolution doit être suffisamment élevée pour qu'un interfrange couvre au moins deux pixels pour pouvoir respecter le critère de Shannon. Ainsi, pour un senseur numérique possédant des pixels de dimension Δx , la fréquence spatiale maximale résolue est donnée par :

$$f_{max} = \frac{1}{2\Delta x} \quad (3.32)$$

En holographie en ligne, l'angle entre les deux faisceaux est nul, ceci conduit à un interfrange infini. Par conséquent, les deux ordres de diffraction sont centrés avec la fréquence nulle (ordre zéro non diffracté) et le mécanisme de restitution de l'information est complexe. Cette approche nécessite de développer des algorithmes de séparation des ordres à base de décalage de phase.

La particularité de l'holographie numérique dite « hors axe », c'est qu'il faut introduire un angle θ entre les deux faisceaux incidents arrivant sur le capteur. Ainsi, l'angle entre l'onde de référence et l'onde objet doit satisfaire la condition suivante :

$$\theta_{max} = 2 \arcsin \left(\frac{\lambda}{4\Delta x} \right) \quad (3.33)$$

Cette équation ne dépend que de la longueur d'onde et du pas du pixel du senseur d'enregistrement. Elle ne comprend pas des informations explicites sur la taille de l'objet et la distance à laquelle il est localisé par rapport au détecteur. L'équation (3.33) est une condition nécessaire à l'enregistrement, mais pas suffisante, car elle ne précise pas si les trois ordres de diffraction se chevauchent ou non lors de la reconstruction du champ de l'objet. Il est démontré que la reconstruction optimale est obtenue si les trois ordres ne se chevauchent pas et si l'objet est entièrement inclus dans le champ diffracté. Ce ci impose des contraintes sur le choix de la distance d entre l'objet et le capteur [57]. Ainsi, pour un objet circulaire de rayon a , la distance d'enregistrement optimale est donnée par :

$$d = \frac{(2 + 3\sqrt{2})\Delta x}{\lambda} a \quad (3.34)$$

De même, pour un objet de forme carrée et de côté a , nous avons la condition d'optimisation suivante:

$$d = \frac{4\Delta x}{\lambda} a \quad (3.35)$$

Dans le cas de l'holographie en ligne combinée à la méthode de décalage de phase, l'ordre zéro et l'ordre -1 sont éliminés par l'algorithme de démodulation. Dans ce cas, pour un objet circulaire, la distance optimale d'enregistrement est donnée par :

$$d = \frac{2\Delta x}{\lambda} a \quad (3.36)$$

Pour un objet de forme carré la distance devient :

$$d = \frac{\Delta x}{\lambda} a \quad (3.37)$$

3.4.1. Suppression de l'ordre zéro et de l'image conjuguée

3.4.1.1. Suppression de l'ordre zéro

L'ordre zéro perturbe l'image reconstruite, car il occulte toutes les parties de l'objet qui se trouvent derrière. Lui. Kreis et Jüptner ont montré qu'il était possible de faire disparaître le terme d'ordre zéro [58]. Pour comprendre l'origine de l'ordre zéro, nous reprenons l'expression de l'intensité donnée par l'équation (3.3), cette dernière peut être réécrite en insérant les définitions de U_{ob} et U_r :

$$I(x, y) = |U_r(x, y) + U_{ob}(x, y)|^2 = a_r^2 + a_{ob}^2 + 2a_r a_{ob} \cos(\varphi_{ob} - \varphi_r) \quad (3.38)$$

Les deux premiers termes représentent le terme d'ordre zéro dans le plan de reconstruction. Le troisième terme est un composant cosinus qui varie entre les valeurs $\pm 2a_r a_{ob}$, et qui forme les termes d'ordre -1 et +1. L'intensité moyenne de tous les pixels de la matrice de l'hologramme est donnée par:

$$\langle I \rangle = \frac{1}{N^2} \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} I(k\Delta x, l\Delta y) \quad (3.39)$$

L'ordre zéro peut être supprimé par la soustraction de cette intensité moyenne de l'hologramme en chaque pixel, ce qui donne:

$$I'(k\Delta x, l\Delta y) = I(k\Delta x, l\Delta y) - \langle I \rangle \quad (3.40)$$

Cependant cette méthode est valable seulement dans le cas d'une onde de référence plane où on peut considérer que la référence a une amplitude constante dans l'hologramme.

Au lieu de la soustraction de l'intensité moyenne il est également possible de supprimer l'ordre zéro au moyen d'un filtre passe-haut des basses fréquences.

Une autre méthode de suppression est de capturer séparément les intensités des faisceaux de référence et objet. On peut alors soustraire les deux images d'intensité de l'hologramme avant la reconstruction pour obtenir une image libre de l'ordre zéro.

3.4.1.2. Suppression de l'image conjuguée

En utilisant une géométrie d'enregistrement comme celle de la figure 3.3, les images réelle et virtuelle seront situées à différents plans d'observation. Lors de la reconstruction numérique, nous pouvons choisir de se focaliser soit sur l'image réelle ou sur l'image virtuelle. L'autre image est généralement hors du focus en raison de la longue distance entre l'objet et le capteur CCD. Par conséquent, une seule image est clairement visible dans la reconstruction (Fig.3.5).

Il est également possible de supprimer l'image conjuguée par traitement numérique. La méthode la plus simple est de passer par la transformée de Fourier de l'hologramme pour ne conserver que la contribution fréquentielle de l'image focalisée de l'objet par l'application d'un masque [59]. Cette méthode est relativement simple mais s'avère peu utile en cas de recouvrement des images réelle et virtuelle.

3.4.1.3. Suppression de l'image conjuguée et l'ordre zéro par décalage de phase

Contrairement à l'holographie hors axe, l'amplitude complexe de l'onde objet peut être reconstruite directement par l'utilisation de la méthode de décalage de phase temporelle. Cette méthode décrite par Yamaguchi [56] conduit à la reconstruction d'une image libre de l'ordre zéro et de l'image conjuguée. Cette méthode est principalement utilisée en holographie digitale en ligne.

Dans l'équation (3.38), nous avons trois inconnues : le terme d'intensité $a_r^2 + a_{ob}^2$, le terme de modulation $2a_r a_{ob}$ et la phase représentée par la fonction cosinus $\varphi_r - \varphi_{ob}$. Ainsi, avec au moins trois valeurs pour $I(x, y)$, nous devrions être en mesure de résoudre ces trois inconnues. Cela peut se faire en décalant la phase de la fonction cosinus, par l'introduction d'un modulateur de phase

dans l'interféromètre holographique [60]. Un piézo-électrique monté sur un miroir permet de décaler la phase du faisceau de référence par un pas constant.

Considérons un hologramme déphasé avec un décalage de phase ayant comme incrément $2\pi/P$, avec P un entier. Nous pouvons écrire (3.38) comme suit:

$$I_p = a_r^2 + a_{ob}^2 + 2a_r a_{ob} \cdot \cos(\varphi_r - \varphi_{ob} + 2(p-1)\pi/P) \quad (3.41)$$

Avec $p=1, 2, 3, \dots, P$.

Pour $P = 4$, on obtient la méthode la plus largement utilisée (appelé algorithme à 4 images), qui a été proposé par Yamaguchi et Zhang [56], utilisant un saut de phase de $\frac{\pi}{2}$. Dans ce cas, nous avons :

$$\varphi_{ob} - \varphi_r = \arctan \left\{ \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \right\} \quad (3.42)$$

$$a_{ob} = \frac{1}{4a_r} \sqrt{[I_1 - I_3]^2 + [I_4 - I_2]^2} \quad (3.43)$$

Un exemple de l'application de la technique de décalage de phase en holographie digitale est montré par la figure 3.6. Dans cet exemple nous avons supprimé l'ordre zéro et l'image conjuguée de l'hologramme reconstruit dans la figure 3.5.

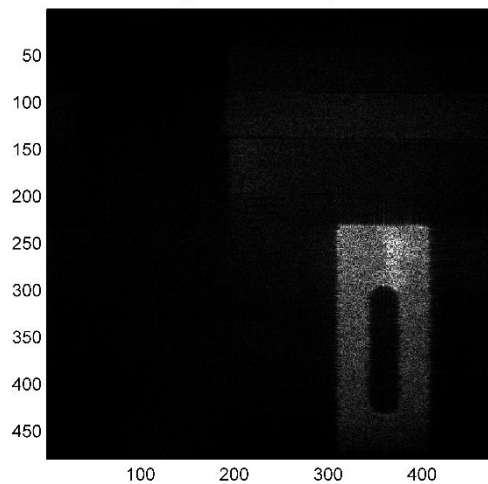


Figure 3.6 : Reconstruction de l'hologramme de la figure 3.5 par la technique de décalage de phase

3.5. Amélioration de la résolution des images reconstruites

La reconstruction d'un hologramme par la transformée de Fresnel avec $(K, L) = (M, N)$, donne une image de même nombre de pixels que l'hologramme d'origine. Si $(K, L) \geq (M, N)$, il est possible d'obtenir une image finale composée d'un plus grand nombre de pixels. Une méthode

qui s'appelle « zeropadding », consiste à ajouter $(K - M, L - N)$ zéros à la matrice de l'hologramme sans rajouter aucune information à l'hologramme, mais modifie la taille des pixels reconstruits :

$$\Delta\xi = \frac{\lambda d}{K\Delta x}, \quad \Delta\eta = \frac{\lambda d}{L\Delta y} \quad (3.44)$$

Donc la résolution intrinsèque de l'image reconstruite restera la même que précédemment mais avec un nombre de pixels supérieur, ce qui montre des dimensions plus fines. Définitivement, cela signifie que nous allons voir plus de texture dans l'image : la fonction de résolution sera finement échantillonnée et la structure granulaire de l'objet apparaît à l'observateur. Le zeropadding de l'hologramme a par conséquent de faire apparaître les grains de speckle dans l'image, mais sans diminuer leurs tailles [60]. Ce phénomène est illustré par la figure 3.7, et cela pour trois cas de zeropadding (480, 960 et 1440).

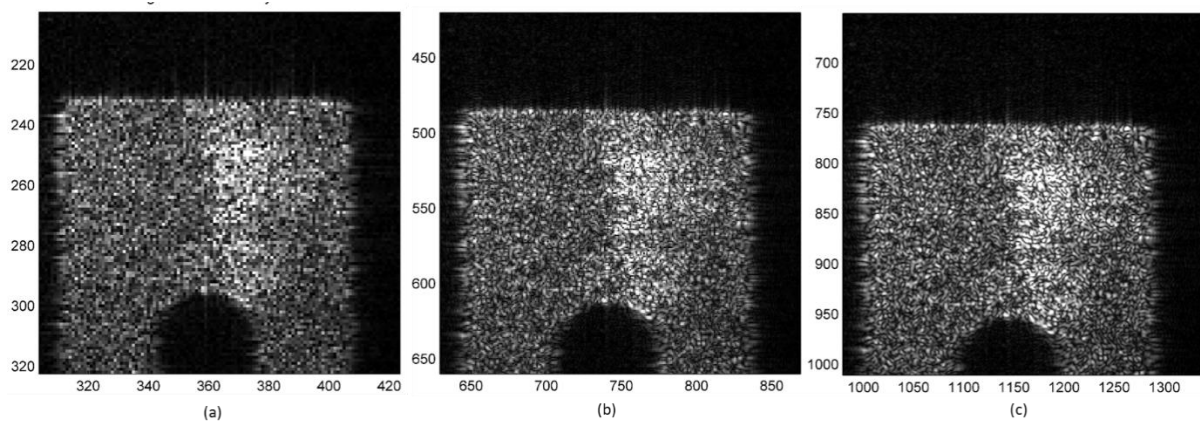


Figure 3.7 : La technique du zero-padding : (a) image originale 480x480 pixels ; (b) image 960x960 pixels et (c) image 1440x1440 pixels.

3.7. Différentes configurations holographiques

On distingue plusieurs configurations holographiques pour enregistrer des hologrammes en fonction de la nature, de la forme et de la provenance des fronts d'onde interférents sur le capteur.

3.7.1. Hologramme de Fresnel

La configuration de base de l'holographie de Fresnel est donnée par la figure 3.8. C'est généralement la plus utilisée, puisque elle n'impose pas de conditions particulières sur la nature des fronts d'ondes. Il s'agit de la configuration que nous utiliserons dans le cadre de notre thèse.

Un hologramme est dit hologramme de Fresnel si l'objet se trouve dans la région de diffraction en champ proche [60].

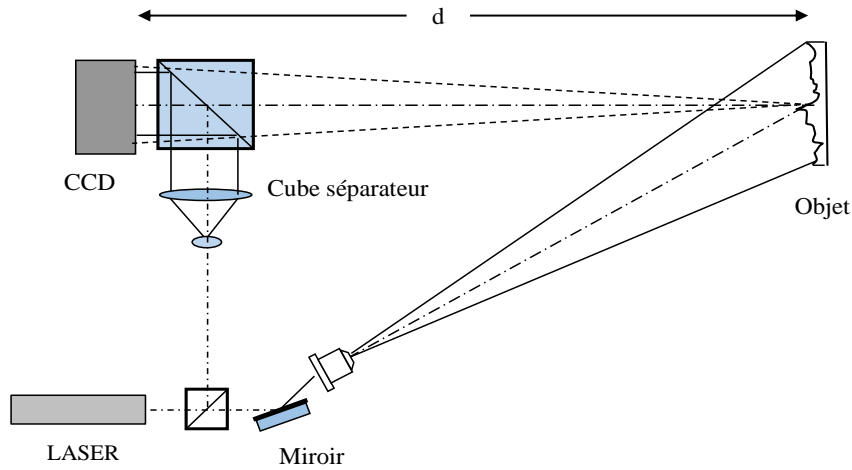


Figure 3.8 : Montage d'enregistrement d'un hologramme de Fresnel.

3.7.2. Hologramme de Fraunhofer

Un hologramme est dit hologramme de Fraunhofer s'il est enregistré à une distance infinie de l'objet (zone de diffraction de Fraunhofer) ou s'il est projeté à une distance infinie en utilisant une lentille (Fig.3.9). Si la taille de l'objet est beaucoup plus petite que la distance d , soit :

$$d \gg \frac{(x^2 + y^2)}{\lambda} \quad (3.45)$$

Nous pouvons négliger le terme de phase quadratique qui se trouve sous l'intégrale de l'équation (3.12). Dans ce cas $U(\xi, \eta)$ est approximativement une diffraction de Fraunhofer [61] :

$$U(\xi, \eta) = \frac{i}{\lambda d} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d\right) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda d} (\xi^2 + \eta^2)\right] \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) U_r^*(x, y) \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda d_r} (x\xi + y\eta)\right] dx dy \quad (3.46)$$

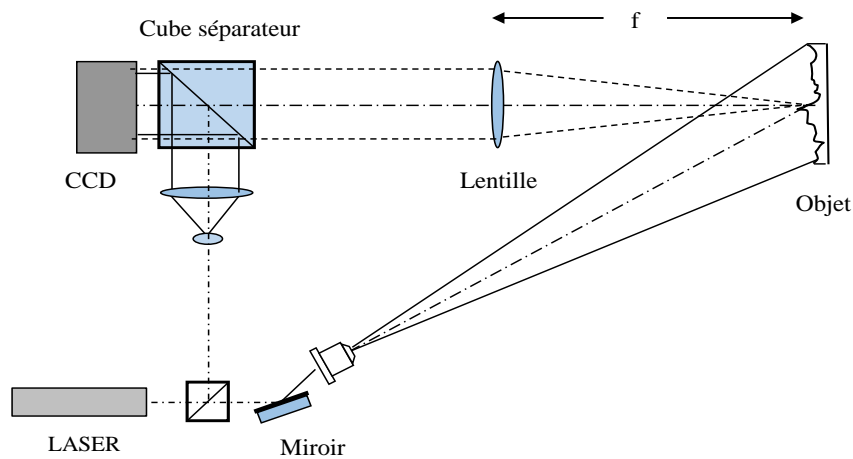


Figure 3.9 : Hologramme de Fraunhofer

3.7.3. Hologramme de Fourier

L'hologramme de Fourier est une variante de l'hologramme de Fraunhofer dans laquelle l'enregistrement est fait dans le plan focal image d'une lentille et l'objet est placé dans le plan focal objet, réalisant ainsi une transformation de Fourier (Fig.3.10). La reconstruction numérique est effectuée directement par le calcul de la transformée de Fourier de l'hologramme enregistré sans recourt à la multiplication par le terme de phase quadratique.

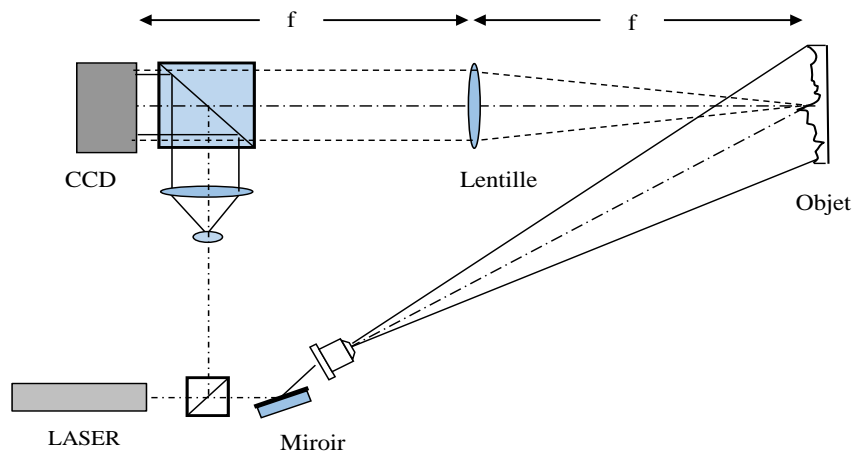


Figure 3.10 : Montage d'enregistrement d'un hologramme de Fourier.

3.7.4. Hologramme de Fourier sans lentille

Il est possible d'enregistrer un hologramme de transformée de Fourier sans lentille, lorsque l'onde de référence est sphérique divergente à partir d'un point situé dans le plan de l'objet. Le montage d'enregistrement est schématisé sur la figure 3.11. Les deux ondes sont ainsi sphériques et de même courbures, engendrant ainsi un réseau d'interfrange de pas constant [61]. La reconstruction du champ objet est calculée par la transformée de Fourier inverse de l'hologramme enregistré (voir équation : 3.30).

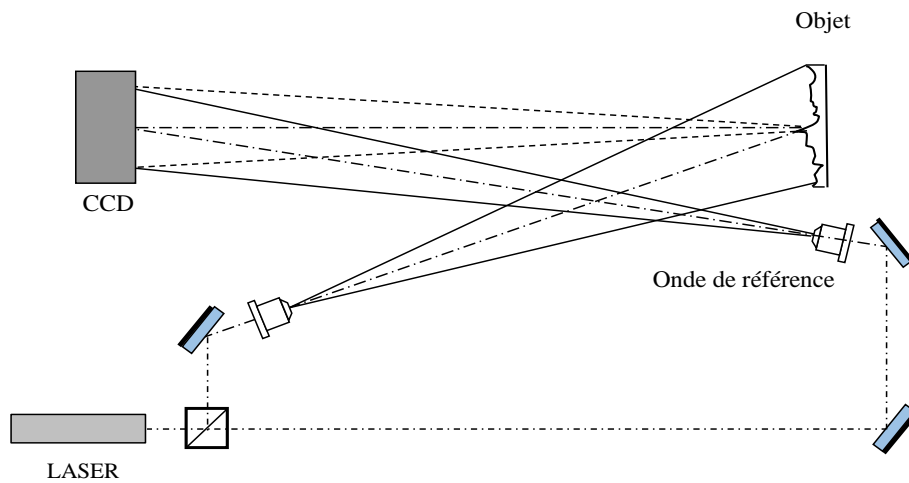


Figure 3.11 : Montage d'enregistrement d'un hologramme de Fourier sans lentille.

3.7.5. Hologramme image

Un hologramme est dit hologramme d'image si l'objet à reconstruire est focalisé dans le plan image par une lentille (Fig.3.12). Dans de telle configuration, l'influence de l'ouverture numérique du diaphragme de la lentille est significative. Il convient de souligner que l'hologramme enregistré représente l'hologramme de Fresnel de l'ouverture. Cela signifie que l'installation doit être optimisée selon les mêmes conditions que celles de l'holographie digitale de Fresnel. Ainsi, l'ouverture numérique de la lentille doit être adaptée en utilisant la condition suivante [60] :

$$\sin\alpha \leq \frac{\lambda}{(2 + 3\sqrt{2})\Delta x} \quad (3.47)$$

Si cette relation n'est pas remplie, les trois ordres de diffraction de l'hologramme de l'ouverture se confondent.

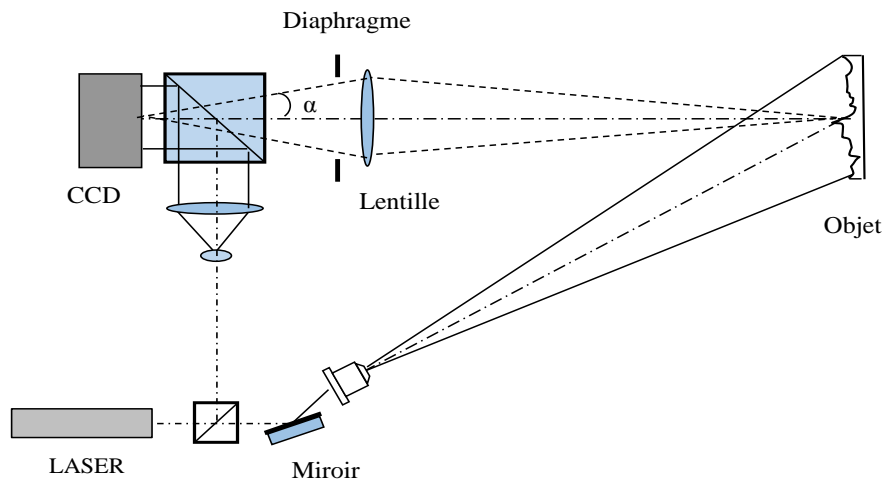


Figure 3.12 : Montage d'enregistrement d'un hologramme image.

3.8. Interférométrie Holographique Numérique

L'enregistrement holographique contient toute l'information sur un objet donné, c'est-à-dire son amplitude et sa phase. La phase optique contenue dans le champ numérique reconstruit est le paramètre clé pour l'interférométrie holographique et ses nombreuses applications. En effet, classiquement, les franges d'interférences produites par la superposition de deux hologrammes renseignent sur les déplacements subis par l'objet. Avec l'holographie numérique, il est possible d'obtenir directement la phase optique et de calculer des variations de phase, qui sont liées aux paramètres physiques du milieu.

Le résultat du calcul numérique du champ diffracté donne accès à une amplitude complexe sur un maillage correspondant au nombre de points de reconstruction de l'algorithme. A partir de cette amplitude complexe, on peut accéder à deux quantités : l'image d'amplitude (module) et l'image de phase (argument du champ). L'expression mathématique de la phase de l'objet est donnée par :

$$\varphi = \arctan \frac{\text{Im}[U]}{\text{Re}[U]} \quad \text{mod}(2\pi) \quad (3.48)$$

La phase du champ est calculée par une fonction arc tangente, avec pour conséquence que le résultat est contenu dans l'intervalle $[-\pi, +\pi]$, c'est-à-dire modulo 2π . Cette phase est aléatoire pour la plupart des cas car elle est liée à la rugosité de la surface de l'objet. L'objet reconstruit est donc entaché de speckle.

Les mesures sans contact à base de méthode holographique reposent sur la variation de phase optique de l'objet reconstruit lorsqu'il se déforme sous l'effet d'une sollicitation quelconque. Cette sollicitation peut être de différentes natures telles que: pneumatique, thermique, acoustique ou mécanique. L'objet soumis à une contrainte se déforme, ainsi le chemin optique suivi par la lumière pour parcourir le trajet source-objet-hologramme varie. Imaginons un point A appartenant à la source de lumière et un point B attaché à l'objet, lorsque l'objet est déformé légèrement par une sollicitation, le point B varie suivant un accroissement tridimensionnel. Le vecteur déplacement $a(a_x, a_y, a_z)$ engendre des variations de chemins optiques de A vers B et de B vers C (Fig.3.13). Les variations produites, sont très inférieures aux valeurs absolues de ses chemins et ont des modules de l'ordre de quelques dizaines ou centaines de longueurs d'ondes de la lumière d'éclairage. Notons K_e le vecteur « éclairage » de l'objet, K_o le vecteur « observation » de l'objet et n l'indice de réfraction où se trouve l'objet. La variation de chemin optique est calculée comme suit :

$$\delta_{opt}(ABC) = nK_e \cdot a - nK_o \cdot a = na \cdot (K_e - K_o) \quad (3.49)$$

Posons :

$$S = K_e - K_o \quad (3.50)$$

Ce vecteur se nomme vecteur sensibilité et correspond à la différence entre le vecteur éclairage et le vecteur d'observation de l'objet. Il indique la direction de déplacement dans laquelle la sensibilité du dispositif holographique est optimum. Pour analyser précisément les amplitudes des déplacements, il est strictement primordial de connaître les coordonnées de ce vecteur. La variation de phase optique induite par la variation de chemin optique source-objet-hologramme est donc donnée par la relation suivante :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta_{opt}(ABC) = \frac{2n\pi}{\lambda} a \cdot S \quad (3.51)$$

Lorsque l'objet se déplace suivant le vecteur déplacement a , ceci se traduit par une variation de phase, qui elle-même est due à la variation du chemin optique.

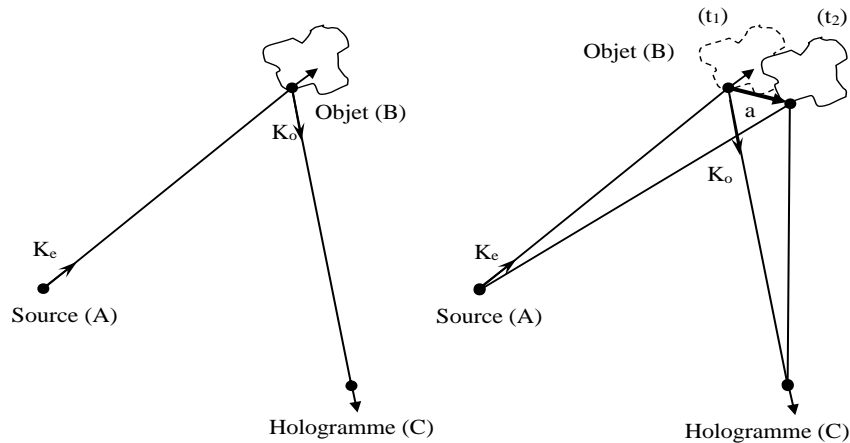


Figure 3.13 : Variation de chemin source-objet-hologramme.

La mesure de la variation de la phase optique générée par l'objet nécessite l'enregistrement et la reconstruction d'au moins deux hologrammes. Le premier correspond à un hologramme de référence et le second correspond à un hologramme ayant subi le déplacement au niveau de l'objet. Par conséquent la variation de phase peut être évaluée par calcul de la différence de phase entre les deux hologrammes. Soient φ_1 et φ_2 les phases du premier et du second hologramme, alors on a :

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 \quad \text{mod}(2\pi) \quad (3.52)$$

Cette variation de phase produira les franges d'interférence numérique, qui permettront de quantifier le déplacement de l'objet entre deux états. Les cartes de variations de phases ont une modulation de 2π , il est alors nécessaire de les dérouler pour l'obtention d'une continuité de la variation créée [61]. L'opération de déroulement de phase a été déjà expliquée au deuxième chapitre. La figure 3.14 représente un exemple de calcul de la différence de phase résultant d'un déplacement hors du plan de la pièce métallique de la figure 3.5.

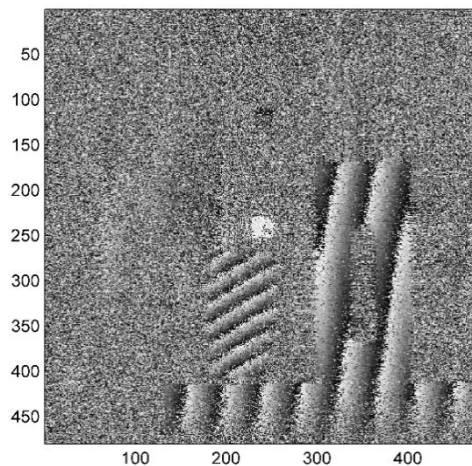


Figure 3.14 : Reconstruction numérique de la différence de phase

3.9. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté le principe d'enregistrement et de reconstruction d'une onde objet par holographie optique et holographie digitale.

On a présenté aussi les différentes méthodes de reconstruction numériques, où la méthode de la transformée de Fresnel a été donnée avec plus de détails, car son calcul est considéré comme le plus simple et aussi elle est la plus directe à condition que le théorème d'échantillonnage soit respecté dans le plan de l'hologramme.

Des techniques simples de suppression de l'ordre zéro et de l'image conjuguée ont été discutées et permettent d'augmenter la résolution spatiale des images reconstruites. Nous avons explicité par la suite les différents types d'hologrammes et la formation des images qui en découle. Finalement nous avons présenté la méthode d'interférométrie holographique numérique pour laquelle la phase du champ reconstruit est le principal paramètre. L'exploitation de la phase permettra de quantifier la déformation d'un objet.

L'introduction de ce chapitre est très importante car dans le chapitre cinq, nous allons exploiter la combinaison de l'holographie numérique avec la photographie de speckle digitale pour la mesure des déformations.

Combinaison de l'ESPI et la DSP

4.1. Introduction :

L'interférométrie de speckle électronique (ESPI) est une technique permettant la mesure des petites déformations inférieures à la dimension moyenne d'un grain de speckle d'un objet diffusant [62]. L'image de la surface de l'objet éclairée par un faisceau laser est combinée avec une onde de référence sur une caméra CCD. Ceci produira une figure d'interférence sur la caméra, appelée specklegramme. Deux états de déformations de l'objet sont enregistrés, et les specklegrammes résultants sont soustraits électroniquement l'un de l'autre. Cette opération conduit à la formation d'un interférogramme constitué de franges superposées sur l'image de l'objet. La sensibilité des techniques ESPI dépend du nombre de franges à résoudre dans un interférogramme. La distance entre deux franges consécutives est reliée à la longueur d'onde du laser et au nombre de pixels de la caméra CCD. En générale, les grandeurs de déformations mesurées par ESPI s'étendent à quelques micromètres dans le visible.

Dans les applications pratiques, l'objet est soumis aux mouvements rigides qui peuvent être plus grands que la grandeur à mesurer par ESPI. Dans ce cas, les informations de phase entre les specklegrammes disparaissent. Pour surmonter ce problème c'est à dire rétablir les informations perdues, certaines techniques ont été mises en œuvre.

La photographie de speckle digitale est une de ces techniques, elle est utilisée pour mesurer les grands déplacements dans le plan. Cette dernière permet l'étude des déplacements supérieurs au diamètre moyen de speckle. Le champ de déplacement est calculé à partir de la position du pic de corrélation entre les sous-images, typiquement de 32x32 pixels [22], des figures de speckle de l'objet avant et après déformation.

Pour exploiter quantitativement les informations de phase contenues dans les specklegrammes, plusieurs méthodes ont été adaptées avec l'ESPI. Comme déjà déclaré dans le chapitre II, on trouve la méthode de décalage de phase, dont la plus répandue est la technique de décalage de phase temporelle TPS (temporal phase shifting) [63].

Cette technique utilise plusieurs specklegrammes décalés en phase. En fonction du nombre de décalages et la valeur de l'incrément de phase, on peut remonter directement à la valeur de la phase initiale. Généralement, l'algorithme à quatre images avec un incrément de phase de $\pi/2$ est le plus utilisé [36, 63]. La méthode de décalage de phase temporelle suppose que la phase et l'intensité ne change pas pendant l'acquisition des specklegrammes. Cela signifie que la technique est réservée aux objets qui se déforment lentement.

- La combinaison entre la TPS-ESPI et la DSP a été utilisée par Sjö Dahl et Saldner [64] pour mesurer le champ de déformation en trois dimensions dans une configuration hors du plan. Ces auteurs utilisent les deux termes de modulation de speckle calculés à partir des specklegrammes décalés et qui correspondent aux deux états de déformation de l'objet. Ces deux termes sont utilisés pour calculer les déplacements dans le plan par DSP. La déformation hors-plan a été déterminée par ESPI.

Groves et al [66] ont proposé une combinaison entre la shearographie et la DSP en utilisant un interféromètre de Michelson pour la caractérisation des déformations dans les trois directions. Les déformations hors du plan sont déterminées par shearographie, et les déplacements dans le plan sont calculés par l'application de la DSP entre les figures de speckle obtenues par le blocage de l'un des deux faisceaux de l'interféromètre.

- D'autres auteurs ont utilisé des méthodes alternatives pour la quantification de la phase et l'extraction des figures de speckle pour le calcul par DSP dans les cas où les techniques TPS-ESPI ne sont plus utilisables. Ces dernières sont surtout adaptées pour les événements dynamiques observés avec des lasers pulsés.

Langehanenberg et al. [68] ont utilisé la technique de décalage de phase spatiale SPS (spatial phase shifting) [67] pour l'acquisition simultanée des déplacements en trois dimensions. La déformation hors du plan est mesurée par ESPI, alors que la DSP est appliquée sur les termes du contraste des interférogrammes de speckle pour déterminer le déplacement latéral [64].

Les recherches effectuées dans le cadre de la restauration de la phase dans le cas de grands mouvements de l'objet utilisant la combinaison de l'ESPI-DSP, sont peu nombreuses. Parmi les travaux entamés, on trouve :

- La combinaison entre la TPS-ESPI et la DSP qui a été utilisée par Sjö Dahl et Saldner [64], a été reprise par Anderson et al [65] ; mais cette fois-ci pour restaurer la phase perdue dans le cas de grands déplacements dans le plan.
- La combinaison entre la SPS-ESPI et la DSP a été utilisée aussi par Martínez-Celorio et al [69] ; mais cette fois-ci les auteurs bloquent le faisceau de référence pour enregistrer directement les images de speckle sans recourir à les récupérer de l'ensemble des images déphasées.
- Une autre alternative qui peut remplacer le décalage de phase temporelle ou spatiale, est la méthode de la transformée de Fourier (FT). La transformée de Fourier est appliquée sur un

Chapitre 4 : Combinaison de l'ESPI et la DSP

hologramme enregistré par l'inclinaison du faisceau de référence par rapport au faisceau objet. Dans le plan de Fourier, les hautes fréquences contiennent les informations de phase qui sont utilisées dans les mesures ESPI et les basses fréquences représentent le faisceau de référence ainsi que le faisceau objet. Dans ce cas, la figure de speckle est obtenue par filtrage des hautes fréquences dans le plan de Fourier. Cette technique a été utilisée par Per Gren [70] pour restaurer les informations perdues dans la phase d'interférence en combinant l'holographie TV pulsée avec la DSP.

Tous ces travaux effectués présentent des limitations qui peuvent se résumer en ces deux principes:

- Le premier consiste à bloquer le faisceau de référence et d'enregistrer séparément des figures de speckle de l'objet. Ces images sont sans doute les plus idéales pour être utilisées dans les mesures par DSP. Cependant, le blocage du faisceau de référence à chaque mesure ralentit le processus de mesure et nécessite l'utilisation et la synchronisation d'un obturateur dans la configuration optique.
- L'autre principe consiste à extraire une figure de speckle d'une séquence de specklegrammes déphasés. Ces travaux font appel aux termes de modulation, qui contiennent en même temps les informations du faisceau objet et du faisceau de référence, ce qui peut dégrader la modulation.

Dans le présent chapitre, nous envisagerons une nouvelle approche qui combine la TPS-ESPI à la DSP sans avoir recours aux limitations proposées par les autres auteurs.

Dans nos expériences, au lieu de bloquer le faisceau de référence ou utiliser les termes de modulation dans les images de phase décalées, nous allons employer les termes d'intensités pour calculer les déplacements dans le plan.

Nous présentons ainsi un algorithme de compensation des grandes rotations et de translations dans le plan avec une précision de l'ordre de fraction d'un pixel. Cette compensation est utilisée pour restaurer les informations perdues dans la figure de franges de la déformation hors du plan. Afin de confirmer notre approche, une comparaison avec les autres méthodes sera aussi présentée.

Nous démontrerons également que notre méthode fournit de bons résultats même pour de faibles modulations; par exemple dans le cas où le faisceau de référence est mal aligné avec le faisceau objet.

4.2. Rappel Théorique:

La combinaison de TPS-ESPI à la DSP, utilisée dans notre étude pour la mesure des déformations hors du plan et dans le plan, est représentée par la configuration optique donnée par la figure 4.1.

Théoriquement, la technique à quatre images (Four-step) est utilisée pour calculer la phase créée par la déformation de l'objet.

a. Mesure de la phase

Nous reprenons les distributions d'intensités des quatre images de l'objet non déformé du chapitre II, et qui sont données par :

$$I_0(x, y) = I_{av}(x, y) + I_m(x, y)\cos\varphi(x, y) \quad (4.1)$$

$$I_{90}(x, y) = I_{av}(x, y) + I_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + \pi/2] \quad (4.2)$$

$$I_{180}(x, y) = I_{av}(x, y) + I_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + \pi] \quad (4.3)$$

$$I_{270}(x, y) = I_{av}(x, y) + I_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + 3\pi/2] \quad (4.4)$$

Un saut de phase de $\pi/2$ entre les faisceaux objet et de référence, a été créé à l'aide d'un piézo-électrique.

On définit $I_{av}(x, y) = I_{ob}(x, y) + I_r(x, y)$ comme le terme d'intensité, avec $I_r(x, y)$ et $I_{ob}(x, y)$ sont respectivement les intensités des faisceaux référence et objet.

$I_m(x, y) = 2\sqrt{I_{ob}(x, y) \cdot I_r(x, y)}$, est le terme de modulation et $\varphi(x, y)$ est la phase aléatoire de la figure d'interférence.

La phase tirée des équations précédentes est donnée par :

$$\varphi(x, y) = \arctan\left(\frac{I_{270}(x, y) - I_{90}(x, y)}{I_0(x, y) - I_{180}(x, y)}\right) \quad (4.5)$$

Après déformation de l'objet, quatre nouvelles images sont capturées :

$$I'_0(x, y) = I'_{av}(x, y) + I'_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + \Delta\varphi(x, y)] \quad (4.6)$$

$$I'_{90}(x, y) = I'_{av}(x, y) + I'_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + \pi/2 + \Delta\varphi(x, y)] \quad (4.7)$$

$$I'_{180}(x, y) = I'_{av}(x, y) + I'_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + \pi + \Delta\varphi(x, y)] \quad (4.8)$$

$$I'_{270}(x, y) = I'_{av}(x, y) + I'_m(x, y)\cos[\varphi(x, y) + 3\pi/2 + \Delta\varphi(x, y)] \quad (4.9)$$

Où $\Delta\varphi(x, y)$ est le changement de phase causé par la déformation de l'objet le long du vecteur de sensibilité. Ce changement de phase est donné par l'équation suivante :

$$\Delta\varphi(x, y) = \arctan\left(\frac{I'_{270}(x, y) - I'_{90}(x, y)}{I'_0(x, y) - I'_{180}(x, y)}\right) - \arctan\left(\frac{I_{270}(x, y) - I_{90}(x, y)}{I_0(x, y) - I_{180}(x, y)}\right) \quad (4.10)$$

La composante de la déformation hors du plan $a_z(x, y)$ peut être déduite à partir de $\Delta\varphi(x, y)$:

$$\Delta\varphi(x, y) = \frac{4\pi}{\lambda}a_z(x, y) \quad (4.11)$$

Où λ est la longueur d'onde du laser utilisé.

On sait que la technique ESPI est limitée aux déformations inférieures au diamètre du speckle.

Si la déformation dans le plan est supérieure au diamètre du grain de speckle, la corrélation de speckle tend vers zéro, et l'information de phase due à la déformation hors du plan est perdue. Cette dernière peut être restaurée en utilisant la technique de la DSP.

Comme c'est déjà décrit dans le chapitre I, le champ de déplacement du speckle, est calculé à partir de la position du pic de la fonction de corrélation entre les sous-images des figures de speckle enregistrées avant et après déformation. La taille des sous-images utilisée dans notre travail, est de l'ordre de 32×32 pixels.

En DSP la taille moyenne d'un grain de speckle doit être supérieure à deux pixels pour satisfaire le théorème d'échantillonnage de Nyquist, ce qui est pleinement satisfait par notre configuration optique. Les mesures DSP sont limitées par la décorrélation des figures de speckle, et la précision des mesures est de l'ordre de quelques pourcent de la dimension d'un pixel [64].

b. Mesure du déplacement dans le plan

Comme c'est déjà mentionné, Sjö Dahl et Saldner [64] ont mesuré le déplacement dans le plan en utilisant les termes de modulation $I_m(x, y)$ et $I'_m(x, y)$, déduits des huit interférogrammes de phase enregistrés par ESPI et sont exprimés par :

$$I_m(x, y) = \frac{1}{2}\sqrt{(I_0(x, y) - I_{180}(x, y))^2 + (I_{270}(x, y) - I_{90}(x, y))^2} \quad (4.12)$$

$$I'_m(x, y) = \frac{1}{2}\sqrt{(I'_0(x, y) - I'_{180}(x, y))^2 + (I'_{270}(x, y) - I'_{90}(x, y))^2} \quad (4.13)$$

P. Langehanenberg et al [68] ont déterminé le déplacement latéral par DSP en prenant comme composante la distribution de modulation normalisée proposée dans la référence [71]. Dans cette référence, six algorithmes pour le calcul de la modulation du specklogramme sont décrits et comparés. L'algorithme à quatre images (méthode 3) qui convient à notre cas, exprime la modulation normalisée par cette équation :

$$\gamma(x, y) = \frac{I_m(x, y)}{2I_{av}(x, y)} \quad (4.14)$$

Dans notre nouvelle approche au lieu d'utiliser les termes de $I_m(x, y)$, $I'_m(x, y)$ ou bien $\gamma(x, y)$, nous utiliserons le terme $I_{av}(x, y)$, où deux nouvelles images sont créées à partir des huit specklogrammes de phase enregistrés précédemment :

$$I_{av}(x, y) = [I_0(x, y) + I_{90}(x, y) + I_{180}(x, y) + I_{270}(x, y)]/4 \quad (4.15)$$

$$I'_{av}(x, y) = [I'_0(x, y) + I'_{90}(x, y) + I'_{180}(x, y) + I'_{270}(x, y)]/4 \quad (4.16)$$

Le déplacement spatial entre $I_{av}(x, y)$ et $I'_{av}(x, y)$ est calculé par la DSP, donnant ainsi les composantes du champ de déformation dans le plan.

Par conséquent, toutes les trois composantes du champ de déformation sont déterminées à partir des mêmes enregistrements en combinant l'ESPI et la DSP.

c. Restauration de la phase par la DSP

Une autre application de cette combinaison, qui a un grand intérêt dans le présent travail, est de rétablir la phase perdue dans une configuration ESPI sensible aux déplacements hors du plan. Ces pertes peuvent être dues à de grands mouvements accidentels dans le plan, qui provoquent la dégradation du contraste des franges d'interférences.

La DSP est utilisée sur les termes d'intensités obtenues par les deux séries de specklegrammes pour calculer la valeur du déplacement causé par l'accident. Une fois que la corrélation est calculée, la figure de phase correspondant à l'état déformé de l'objet est décalée par la même quantité calculée par DSP avant de faire la différence de phase. Ensuite, la variation de phase provoquée par la déformation hors du plan sera rétablie.

4.3. Partie expérimentale :

4.3.1. Conditions expérimentales

Le montage optique mis en place pour la mesure des déformations hors du plan par ESPI est illustré par la figure 4.1.

Le laser utilisé est un laser Nd:YAG de longueur d'onde $\lambda = 532$ nm est d'une puissance de 400 mW. Le faisceau sortant du laser qui est polarisé linéairement à l'aide d'une lame demi-onde, traverse un cube séparateur CS1. Les deux faisceaux issus de ce dernier sont eux aussi polarisés linéairement. Le premier faisceau qui est le faisceau de référence, passe à travers une lame quart d'onde, puis arrive sur un miroir monté sur un support mobile contrôlé par un transducteur piézo-électrique pour générer un décalage de phase de $\pi/2$ nécessaire à la mesure quantitative en ESPI. Ce même faisceau retraverse la lame $\lambda/4$, le cube CS1, élargit ensuite par un objectif de microscope (OM) et est renvoyé sur la matrice de la CCD à l'aide d'un deuxième cube CS2.

Le deuxième faisceau appelé faisceau objet, passe à travers une lame demi-onde. Ce dernier est réfléchi à l'aide de deux miroirs puis élargit par un objectif de microscope et arrive enfin sur l'objet. L'angle sous lequel l'objet est éclairé, peut être contrôlé par l'inclinaison des deux miroirs ainsi que la distance se trouvant entre l'objet et la caméra. L'image de l'objet formée sur la CCD, est faite à l'aide d'un objectif photographique (O.PH).

La caméra CCD que nous avons utilisée, est une Micam VHR 1000 ayant une résolution de 752×582 pixels dont la dimension du pixel est de l'ordre de $8.6 \times 8.3 \mu\text{m}^2$.

On a adapté la surface de capture de la CCD sur 608×480 pixels pour limiter la surface de l'objet étudié, qui correspond à une surface de l'objet de $28 \times 21 \text{ mm}^2$.

La caméra CCD est reliée à un ordinateur doté d'une carte d'acquisition vidéo et d'un logiciel de traitement d'images développé au sein du centre spatial de Liège (CSL). Un objectif photographique OP avec une focale de 80 mm a été utilisé pour reproduire l'image de l'objet sur la matrice de la CCD. L'ouverture de l'OP est ajustée pour donner une taille de speckle de $16.7 \mu\text{m}$, qui correspond à un agrandissement de 0.17.

Les images déphasées par le piézo-électrique qui est contrôlé automatiquement par ordinateur, sont enregistrées et digitalisées sur 8 bits. Après l'acquisition des différents specklegrammes correspondants aux deux états de déformations, la phase est calculée par un algorithme développé sous environnement Labview 8.5.

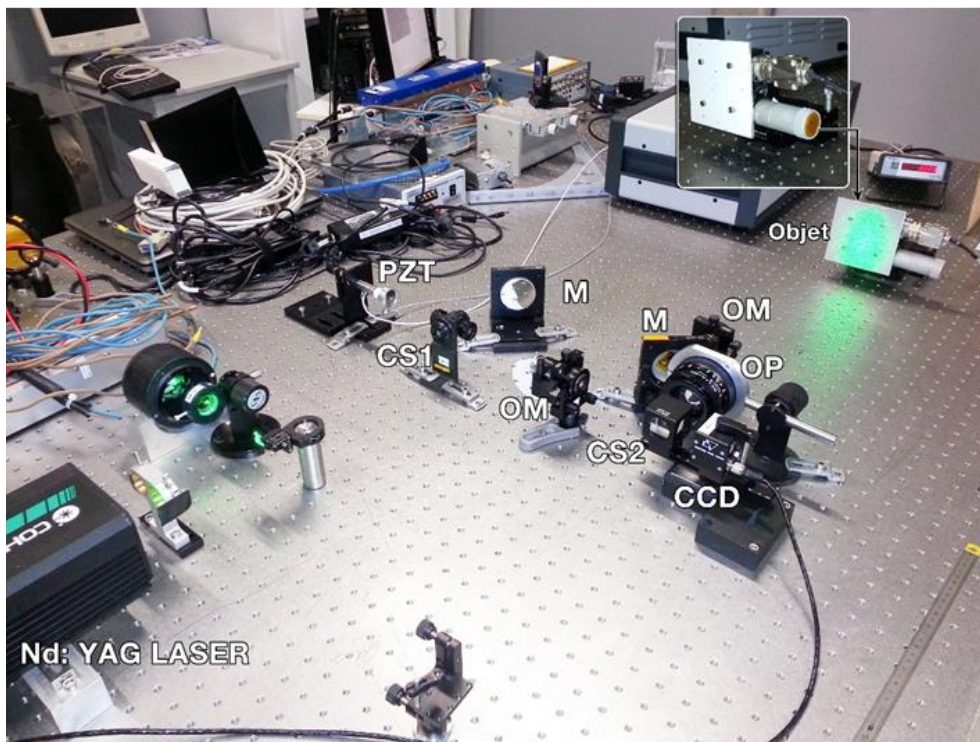
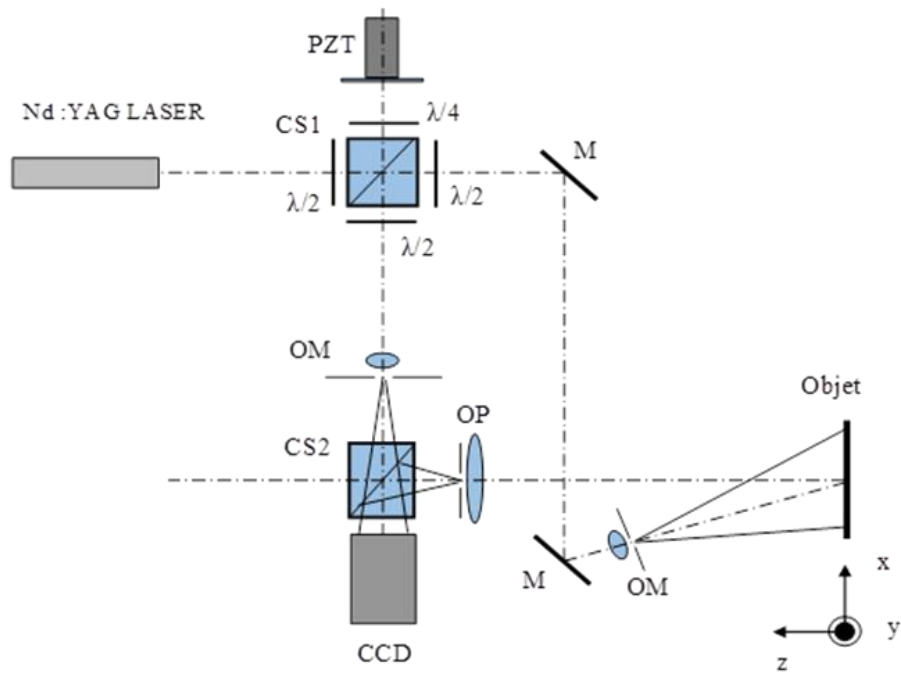


Figure 4.1 : Schéma de principe ainsi qu'une photographie d'un interféromètre adapté aux déformations hors du plan. PZT : Piézo-électrique ; CS : Cube séparateur ; M : Miroir ; OM : Objectif de microscope ; OP : Objectif photographique.

Pour introduire les incréments de phase correspondants à $\pi/2$, π et $3\pi/2$ dans le faisceau de référence, l'étalonnage du piézo-électrique est indispensable. Pour cela un deuxième algorithme a été développé sous Labview pour suivre en temps réel le défilement des franges causé par le changement de tension au bord du piézo-électrique.

Une augmentation progressive de la tension permet de repérer les quantités de phases voulues. Un saut de phase de $\pi/2$ généré par le PZT, correspond à 0.04V. Cette tension va être utilisée dans le programme de calcul de la phase citée précédemment avec un temps de 100 ms entre deux acquisitions.

Pour obtenir un meilleur contraste des franges, le rapport entre l'intensité du faisceau de référence et l'intensité du faisceau objet doit être bien adapté. Ce rapport est contrôlé par l'intermédiaire de la première lame demi-onde placée avant CS1. Le système d'acquisition nous permet de visualiser l'histogramme de la modulation entre les deux faisceaux, et ainsi la lame demi-onde est manipulée jusqu'à l'obtention d'une meilleure modulation.

4.3.2. Algorithme de calcul développé pour la mesure du champ de déplacement par DSP

Dans une première expérience, on utilise le montage de la figure 4.1 avec le faisceau de référence bloqué (montage de photographie de speckle). Afin de définir le déplacement par DSP, nous avons développé un algorithme de calcul sous Matlab.

Cet algorithme est appelé algorithme de corrélation et sera appliqué sur les images enregistrées directement par la caméra CCD. Ces images seront décomposées en 19x15 sous images de 32x32 pixels.

Une plaque d'aluminium, de dimensions 100x100 mm, recouverte d'une poudre blanche diffusante est montée sur une table de translation (x,y). Une deuxième table de rotation numérique fixée juste derrière la plaque d'aluminium, nous permet de tourner cette dernière dans son plan autour de l'axe z de 0.72 degré avec une précision de mesure de 0.001°.

L'application de l'algorithme de corrélation sur les deux images enregistrées donne le champ de déplacement de cette rotation.

Les sous images (a), (b) et (c) de la figure 4.2, montrent les vecteurs de déplacements variant du centre de rotation aux bords de l'image.

Les cas (d) et (e) de la figure 4.2, représentent l'écart entre les valeurs des déplacements réels (y_r) et calculés par DSP (y_c). Ces valeurs représentées sont prises sur l'axe qui passe par le centre de rotation dans la direction horizontale.

Chapitre 4 : Combinaison de l'ESPI et la DSP

On voit sur ces figures une bonne linéarité et que la variation calculée de y_c suit presque la même allure que celle correspondant à y_r . On note aussi une bonne concordance entre y_c et y_r , surtout pour les sous images de 64×64 .

Pour le cas des sous images de dimensions 16×16 pixels, l'application de la DSP montre un champ de déplacement bruité, ce qui donne une grande divergence entre y_c et y_r .

En générale les erreurs introduites entre y_c et y_r , dépendent de deux facteurs principaux :

- L'agrandissement du système d'imagerie, qui est le rapport entre la distance lentille-image et la distance objet-lentille ;
- La dimension des grains de speckle qui doit être de l'ordre de 2.4 pixels ce qui satisfait le théorème de Nyquist. Pour réaliser cette condition, la position du diaphragme de l'objectif photographique était mise sur le nombre d'ouverture $F=22$.

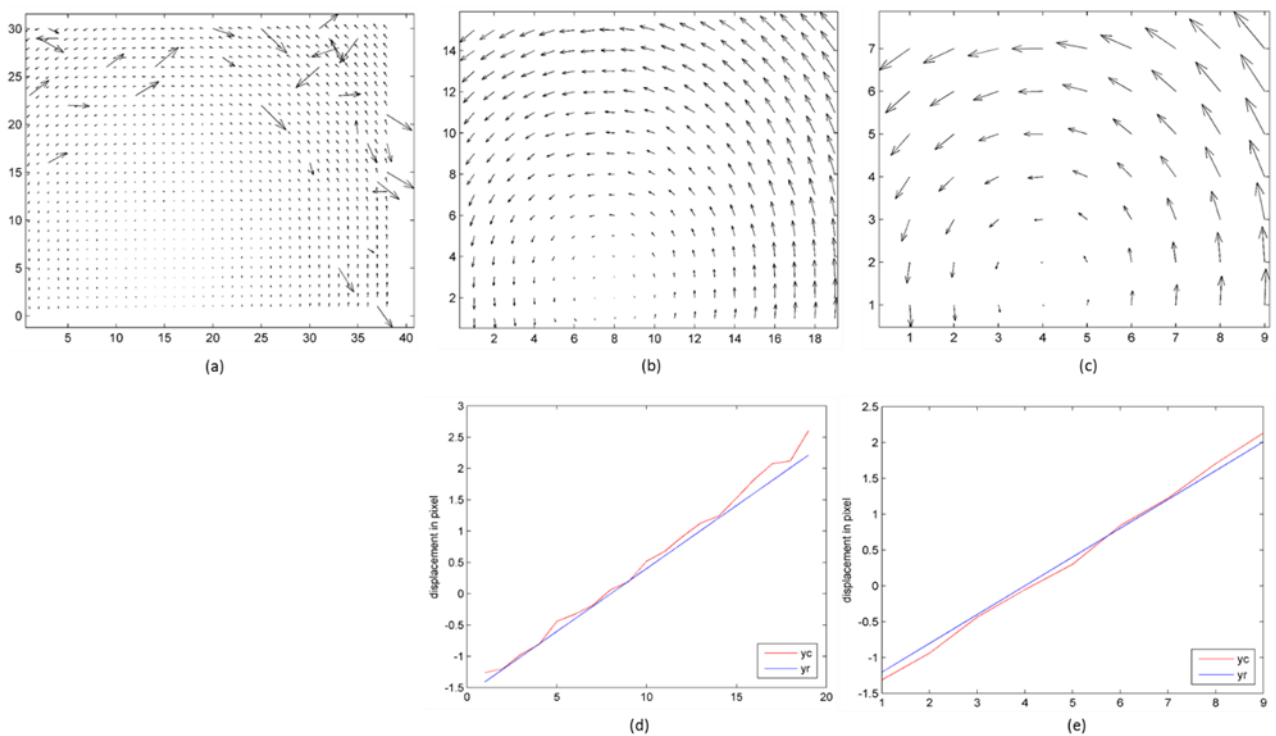


Figure 4.2 : Champs des déplacements mesurés par l'algorithme de corrélation (DSP).

- (a) Sous images 16×16 , (b) sous images 32×32 , (c) sous images 64×64 , (d) comparaison des déplacements réels et mesurés dans le cas (b) et (e) comparaison des déplacements réels et mesurés dans le cas (c).

4.3.3. Combinaison de l'ESPI et la DSP

Dans une deuxième expérience, nous allons combiner la technique d'interférométrie de speckle sensible aux déformations hors du plan avec la technique de DSP. Cette combinaison nous permet de mesurer les trois composantes de déformation.

Le calcul de la corrélation sur les figures de speckle enregistrées, sont exécutées cette fois ci sur les intensités $I_{av}(x, y)$ et $I'_{av}(x, y)$.

Notre objectif principal c'est de restaurer la phase calculée par ESPI lorsque l'objet subit un large déplacement dans le plan.

Une façon simple de le faire est d'enregistrer les 4 premiers specklogrammes à l'état initial, faire une rotation hors du plan de la plaque suivie d'un grand mouvement dans le plan, puis on enregistre les 4 specklegrammes correspondants à l'état déformé. On calcule ensuite la phase par ESPI entre différentes positions et la restaurer par la suite par la DSP.

a. Restauration de la phase en présence d'une grande translation dans le plan

Une première application de la restauration de la phase concerne la mesure d'une déformation hors du plan lorsque la plaque est soumise à une grande translation accidentelle dans le plan. La plaque est translatée dans son plan de 80 μm et le déplacement hors du plan consiste en une rotation autour de l'axe des y . Les huit images de phase des deux états de déformations de la plaque sont enregistrées. La figure de phase de la déformation calculée par ESPI et représentée sur la figure 4.3 (a). Cette dernière montre une disparition du contraste des franges sur la totalité de l'image. En utilisant les termes d'intensités comme décrit ci-dessus pour calculer le déplacement dans le plan par la DSP, nous obtenons le champ de déplacement présenté par la figure 4.3 (b). On obtient un déplacement de 1,641 pixel dans la direction x . La figure de phase correspondant à l'état déformé de l'objet est décalée par cette valeur. Après soustraction de cette image de la figure de phase de référence, la nouvelle carte de phase restaurée est illustrée sur la figure 4.3 (c).

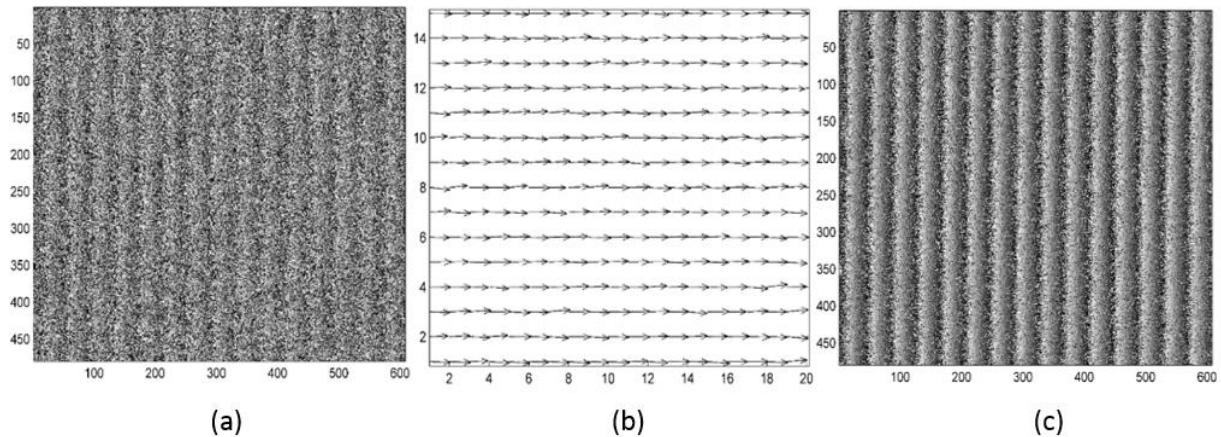


Figure 4.3 : Translations dans le plan et hors du plan d'une plaque d'Aluminium. (a) Figure de phase obtenue par ESPI. (b) Champ de la déformation obtenu avec DSP. (c) Carte de phase restaurée.

b. Restauration de la phase en présence d'une grande rotation dans le plan

Une autre application de la restauration de phase concerne le cas d'une rotation dans le plan qui est produite lors d'une déformation hors du plan. La figure 4.4 (a) représente la carte de phase donnée pour une rotation hors du plan (autour de l'axe y) et une rotation dans le plan (autour de l'axe z) de l'ordre de 0.7 degré.

Dans cet interférogamme, on constate la disparition des franges dans certaines zones ; ceci est dû à de très grands déplacements.

Le champ de déplacement est ensuite calculé par DSP, est représenté par la figure 4.4 (b). Dans cette dernière, on voit que les vecteurs de déplacements varient du centre de rotation aux bords de l'image.

Le plus grand déplacement obtenu à partir de la même image est de l'ordre de $\Delta d = 25,8 \mu\text{m}$. Cette valeur est supérieure à la dimension moyenne d'un grain de speckle ; ce qui explique la décorrélation observée dans la carte de franges mesurées par ESPI.

On procède maintenant à la restauration des informations perdues dans la carte de phase de la figure 4.4 (a), en utilisant bien sûr le résultat de déplacement calculé au-dessus.

La compensation du mouvement du speckle doit être effectuée dans les directions x et y de la manière suivante :

- On subdivise la carte de phase correspondant à l'état déformé de l'objet en bandes horizontales d'une taille de 608x32 pixels. La figure 4.4 (c) représente la marche effectuée

par notre méthode. Chaque bande est déplacée dans la direction des « x » par les valeurs représentées comme suit : [0.125, 0.037, 0.037, -0.168, -0.266, -0.565, -0.625, -0.715, -1.029, -1.046, -1.193, -1.335, -1.564, -1.699, -1.898] pixels.

Après ce traitement, le résultat obtenu est illustré par la figure 4.4 (d). On voit sur cette figure que l'information de phase qui était perdue dans la partie inférieure suivant la direction des « x » est totalement récupérée.

- La même procédure est reproduite dans la direction des déplacements des coordonnées y; mais cette fois-ci nous subdivisons la carte de phase déjà compensée suivant x, en bandes de taille 32 x 480 pixels (voir figure.4.4 (e)). Les déplacements calculés suivant l'axe des y (passant par le centre de rotation), sont donnés par les valeurs suivantes : [-1.451, -0.935, -0.983, -0.796, -0.414, -0.308, -0.025, -0.021, 0.158, 0.233, 0.643, 0.897, 1.039, 1.307, 1.396, 1.752, 2.137, 2.160, 2.484] pixels.

La figure 4.4 (f) montre le résultat final de la compensation dans les directions x et y. On constate que la figure de franges est complètement restaurée.

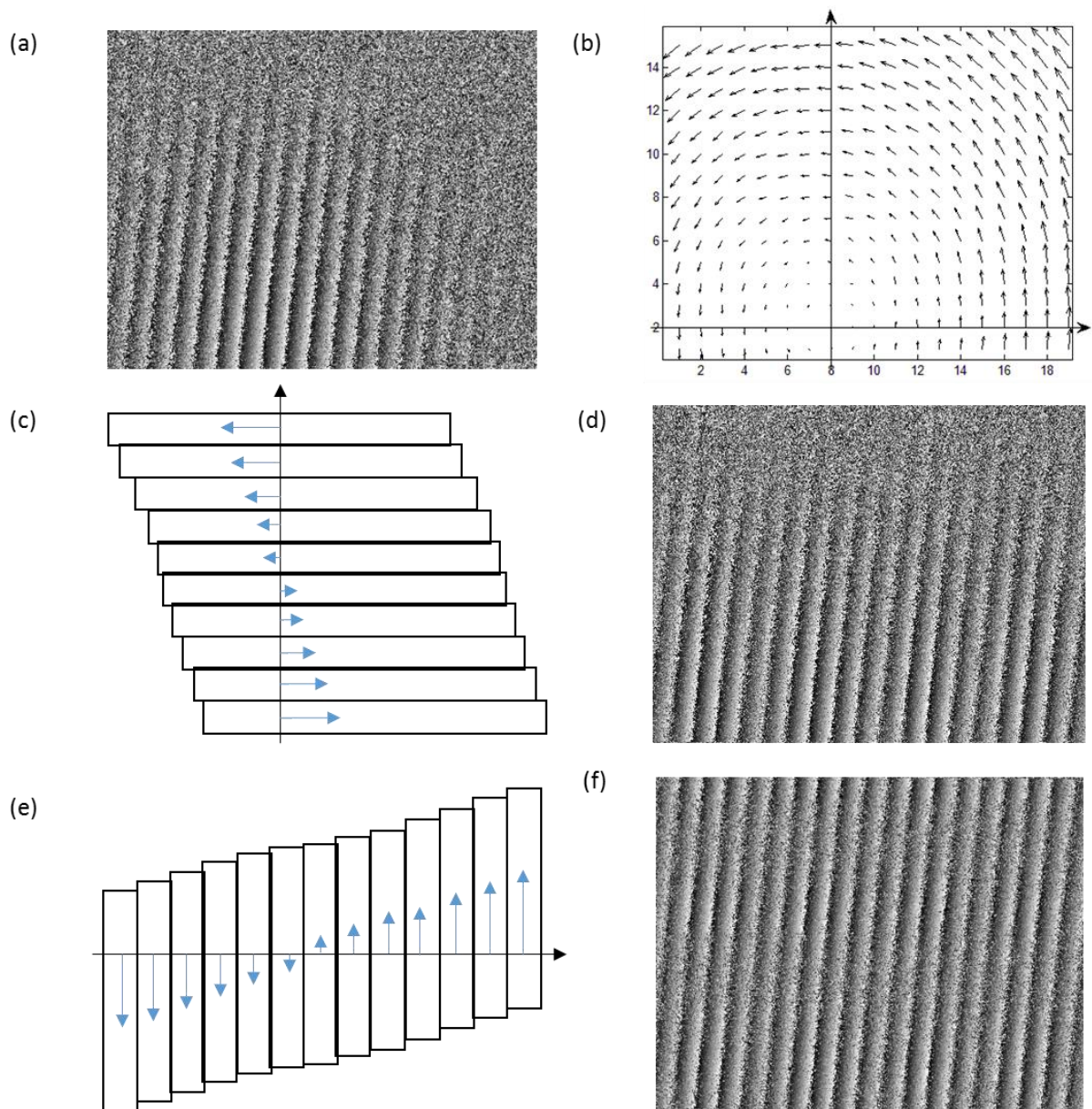


Figure 4.4 : Rotation dans le plan et translation hors du plan d'une plaque d'Aluminium :

- (a) Carte de phase obtenue par ESPI ; (b) : Champ de déplacement calculé par DSP ; (c) Méthode de restauration suivant x ; (d) : Carte de phase restaurée dans la direction x ; (e) : Méthode de restauration suivant y ; (f) : Carte de phase restaurée dans les deux directions x et y.

4.4. Comparaison des déplacements calculés par DSP provenant des figures de speckle générées par les cinq méthodes.

Cette partie est consacrée à une comparaison des méthodes, qui fournissent les images qui vont être utilisées dans l'algorithme de corrélation.

Nous rappelons que dans notre cas, nous utilisons le terme d'intensité moyenne $I_{av}(x, y)$ calculé à partir de l'ensemble des specklegrammes enregistrés par la technique de décalage de phase. Les autres auteurs par contre, il y a ceux qui utilisent le terme $I_m(x, y)$ de l'équation 4.12, d'autres utilisent le terme $\gamma(x, y)$ de l'équation 4.14, et enfin un autre groupe qui préfère la figure de speckle $I_{ob}(x, y)$ obtenue directement après le blocage du faisceau de référence.

En fait, la méthode idéale est la dernière, parce que seul le speckle généré par l'objet est nécessaire pour calculer la corrélation par DSP.

Lorsque la DSP est appliquée en combinaison avec la technique ESPI, la méthode $I_{ob}(x, y)$ exigerait une acquisition préalable de la figure de speckle de l'objet avec le faisceau de référence bloqué avant chaque séquence d'acquisition des specklegrammes, ce qui est désavantageux dans la pratique et prend beaucoup de temps.

L'utilisation du terme $I_m(x, y)$ ou $\gamma(x, y)$ pourrait être un problème dans le calcul des déplacements par DSP dans le cas d'une faible modulation du terme d'interférence. L'équation (4.1) représente le cas idéal dont la modulation dépend seulement de l'intensité du faisceau objet et du faisceau de référence. En fait, la modulation peut être affectée par plusieurs facteurs :

- Le premier facteur est bien connu dans l'interférométrie et est la différence de polarisation entre les faisceaux interférents. L'équation (4.1) est valable pour des polarisations identiques, ce qui n'est pas toujours le cas dans la pratique ; par exemple, le cas d'un objet dépolarisant la lumière et qui interfère plus loin avec un faisceau de référence polarisée linéairement ;
- Un deuxième facteur est l'intégration des grains de speckle dans un pixel. Cela a été discuté par Maack et al. [72]. Ils montrent que lorsque le nombre de grains de speckle intégrés sur un pixel est grand, la modulation sera diminuée. Cependant, ce problème est résolu dans notre cas ;
- Un troisième facteur est la façon avec laquelle les faisceaux objet et de référence sont combinés sur la caméra CCD, cela est largement décrit dans les références [73,74].

Pour un arrangement ESPI parfait comme présenté dans la figure (4.1), où le faisceau de référence et le faisceau objet sont conjugués, la modulation est maximale. Cela signifie que pour obtenir une valeur élevée de l'intensité de modulation, il faut que le faisceau de référence diverge depuis la pupille de sortie de l'objectif d'imagerie. Sinon, des variations spatiales de hautes fréquences

apparaissent dans l'image, dues aux variations de la phase stochastique $\Delta\varphi(x, y)$, qui vont diminuer le contraste de l'intensité de modulation.

Une question importante qui se pose ici, qu'arrive-t-il si la modulation est faible en raison du facteur de polarisation ou à cause d'une combinaison imparfaite des fronts d'onde objet et de référence ? Afin de discuter de cette diminution de modulation, nous avons besoin d'introduire un coefficient κ dans l'équation (4.1), qui contient différentes contributions à la modulation mentionnée ci-dessus. Ainsi, nous réécrivons l'équation (4.1) comme suit :

$$I_0(x, y) = I_{av}(x, y) + 2\kappa(x, y)\sqrt{I_r(x, y) \cdot I_{ob}(x, y)}\cos\varphi(x, y) \quad (4.17)$$

On définit κ par :

$$\kappa(x, y) = \frac{I_m(x, y)}{2\sqrt{I_r(x, y) \cdot I_{ob}(x, y)}} \quad (4.18)$$

Pour diminuer la modulation du terme cosinus dans l'équation (4.17), une façon simple de procéder expérimentalement est de désaxer le faisceau de référence, ce qui provoque un décalage entre les fronts d'onde de référence et d'objet. Nous allons analyser la façon dont se comportent les différentes méthodes pour extraire les figures de speckle utilisées dans le calcul par DSP.

4.4.1 Analyse et Interprétation des résultats de mesures obtenus pour une configuration bien alignée

La figure 4.5 montre les figures de speckle obtenues par chaque méthode dans le cas idéal. La figure 4.5 (a) est la figure de speckle $I_{ob}(x, y)$ enregistrée lorsque le faisceau de référence est bloqué. Cette image est évidemment considérée comme l'idéale pour la DSP et c'est elle qui va être comparée aux images des autres méthodes.

La figure 4.5 (b), est l'intensité moyenne calculée à partir de l'équation (4.15). Le speckle est clairement observable sur l'image ; mais l'effet du faisceau de référence est lui aussi observé. Même si un faisceau de référence avec une telle hétérogénéité n'a pas d'impact sur la qualité des résultats de l'ESPI, il pourrait affecter les performances de la méthode DSP. Pour cette raison, nous introduisons maintenant un autre procédé, qui consiste à retirer l'image du faisceau de référence $I_r(x, y)$ de $I_{av}(x, y)$, qui par définition donne le faisceau objet $I_{ob}(x, y)$. Cette procédure nécessite une seule capture préliminaire de $I_r(x, y)$; mais seulement une fois avant toutes les mesures, contrairement à la méthode de $I_{ob}(x, y)$, qui exige la capture préliminaire avant chaque séquence d'enregistrement de specklegrammes.

Cette nouvelle méthode suppose que l'intensité du faisceau de référence ne varie pas au cours de toutes les mesures. La figure 4.5 (c), montre le résultat de cette soustraction, ce qui est assez similaire à $I_{ob}(x, y)$.

Les figures 4.5 (d) - 4.5 (e), montrent les champs de speckle de $I_m(x, y)$ et $\gamma(x, y)$. Ces derniers ont une grande similarité entre eux et présentent également des variations semblables à $I_{av}(x, y)$.

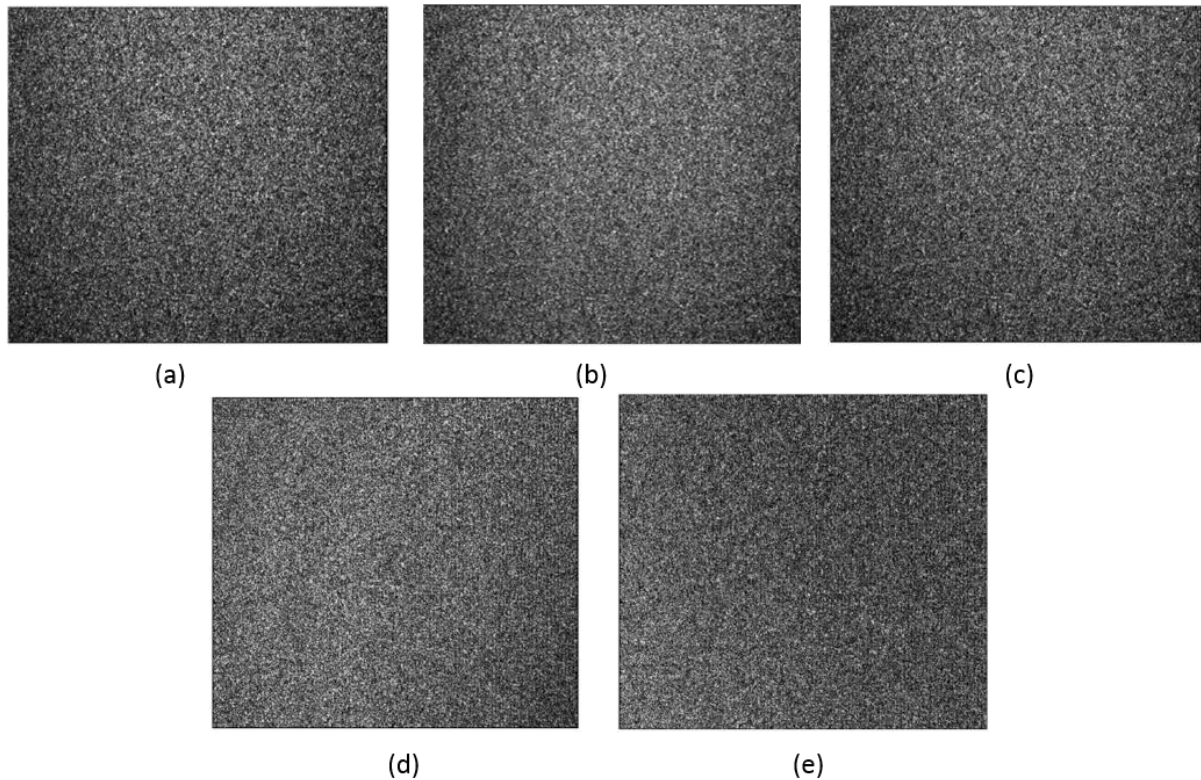


Figure 4.5 : Les images utilisées pour la DSP dans le cas des faisceaux bien alignés.
 $I_{ob}(x, y)$; (b) $I_{av}(x, y)$; (c) $I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$; (d) $I_m(x, y)$; (e) $\gamma(x, y)$.

4.4.2 Analyse et interprétation des résultats de mesures obtenus pour une configuration mal alignée

Pour procéder à la dégradation de la modulation de la figure d'interférence, une inclinaison du faisceau de référence d'un certain angle θ par rapport à l'axe optique est réalisée (Figure 4.6).

L'angle pour lequel la modulation est dégradée, est déterminé expérimentalement par l'introduction de deux miroirs M1 et M2. L'onde de référence est inclinée par rapport à sa position initiale d'une façon progressive jusqu'à l'obtention de l'angle convenable. Toutefois, si nous voulons appliquer la DSP en vertu d'un tel système mal aligné, nous pouvons comparer l'effet de la diminution de la modulation.

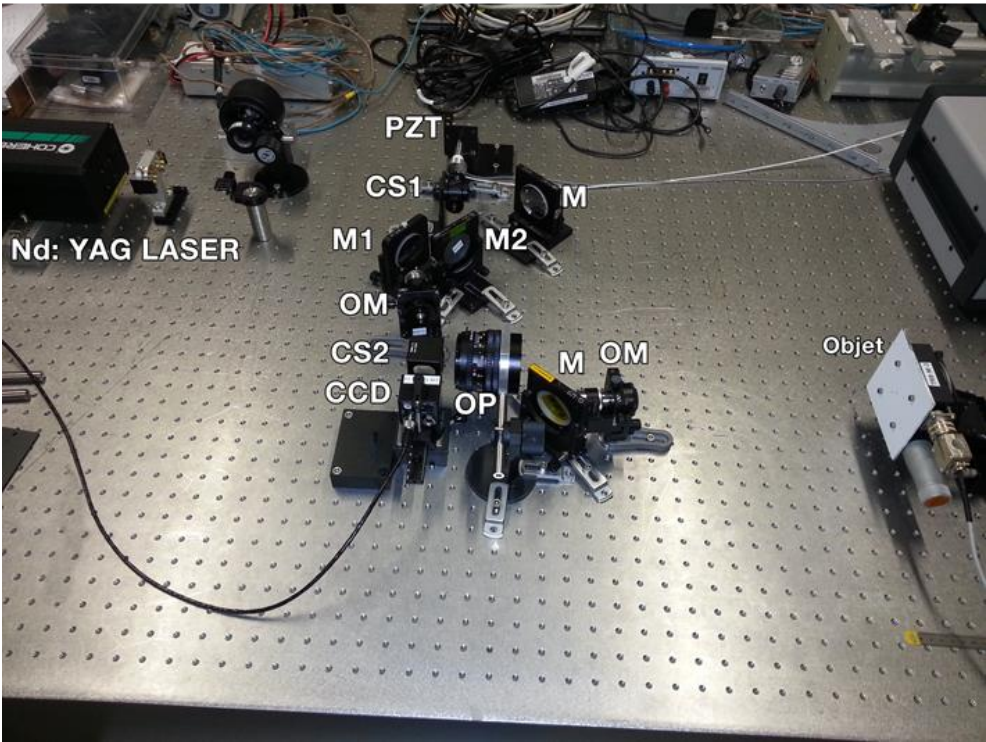
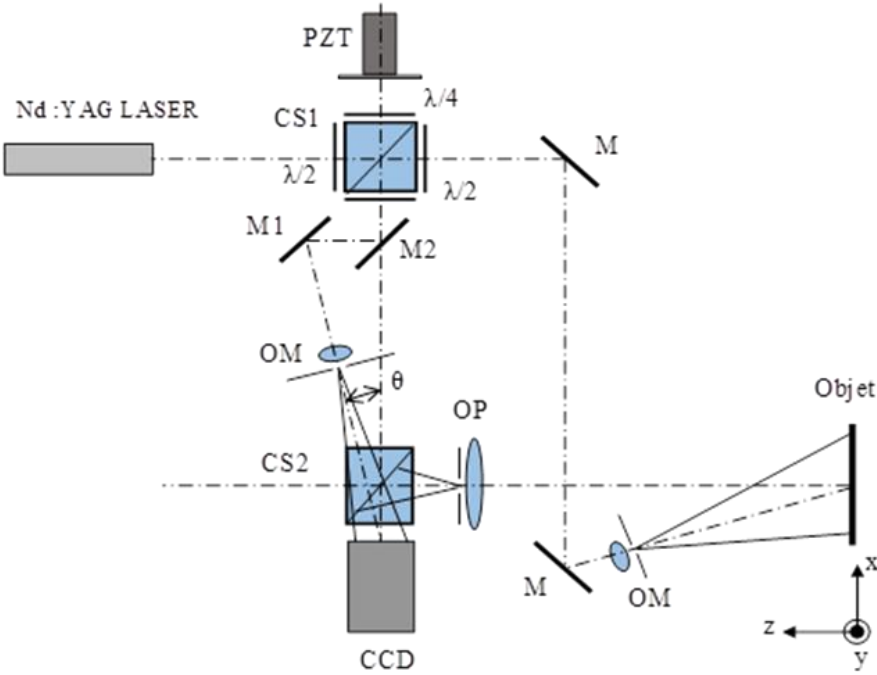


Figure 4.6 : Schéma de principe ainsi qu'une photographie d'arrangement ESPI utilisé pour la mesure des déformations hors du plan avec dégradation de la modulation.

Chapitre 4 : Combinaison de l'ESPI et la DSP

Avant de présenter les images obtenues pour les cinq méthodes expliquées ci-dessus ; dans le cas d'une configuration mal alignée, nous allons calculer le coefficient κ en utilisant l'équation (4.18). Ce dernier varie d'un point à l'autre dans l'image, donc nous calculons sa moyenne en fonction de la moyenne des intensités de $I_m(x, y)$.

Les résultats obtenus de $\langle I_m(x, y) \rangle$ et κ , pour différentes valeurs de l'angle θ . sont donnés par le tableau 4.1,

θ°	$\langle I_m \rangle$	κ
0	30 ± 13	$0,3 \pm 0,13$
6	$8 \pm 4,4$	$0,13 \pm 0,09$
10	$3 \pm 1,4$	$0,07 \pm 0,07$

Tableau.4.1

Nous observons sur ce tableau, qu'au fur et à mesure que θ augmente, $\langle I_m(x, y) \rangle$ et κ diminuent rapidement.

Pour confirmer ces résultats, une représentation des images obtenues par les cinq méthodes pour un angle de $\theta = 10^\circ$, est donnée par la figure 4.7.

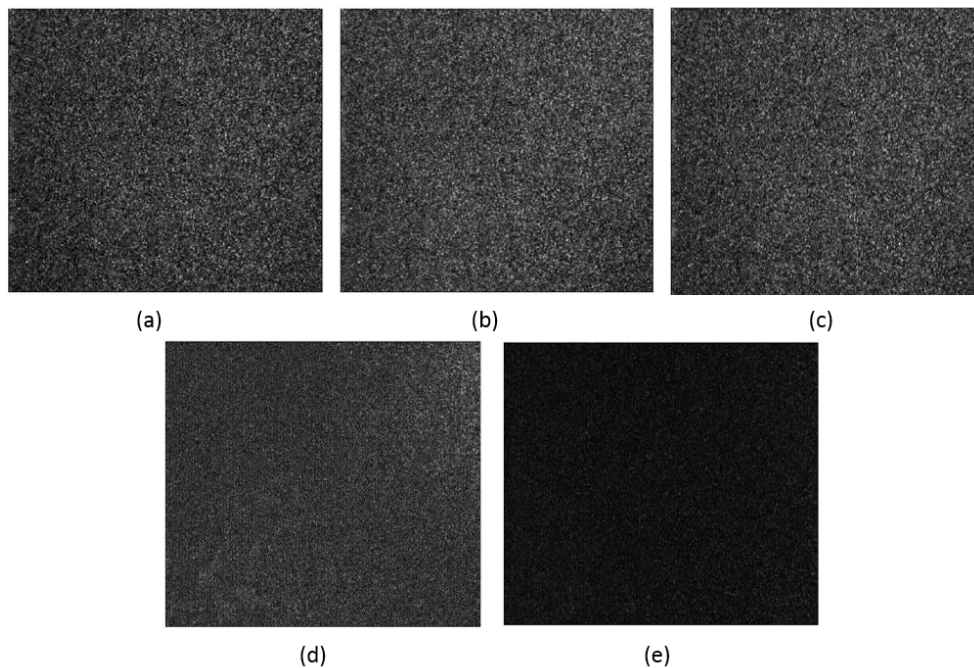


Figure 4.7 : Les images utilisées pour la corrélation dans le cas de faisceaux mal alignés.
(a) $I_{ob}(x, y)$; (b) $I_{av}(x, y)$; (c) $I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$; (d) $I_m(x, y)$; (e) $\gamma(x, y)$.

On remarque sur cette figure que les termes de modulation représentés par les images 4.7 (d) et 4.7 (e), ont une intensité beaucoup plus faible que celles données par les images 4.7 (a) - 4.7 (c).

On voit aussi que les grains de speckle sont moins visibles. Par conséquent, les résultats de l'application de la DSP utilisant la modulation devraient être modifiés.

a. Comparaison des résultats obtenus dans le cas d'une translation

Pour vérifier ces résultats, nous avons réalisé une expérience consistant à translater la plaque d'Aluminium dans son plan, puis calculer le déplacement par DSP.

Les résultats qu'on va trouver, vont être comparés avec ceux obtenus dans le cas où les deux faisceaux objet et référence sont bien alignés. La figure 4.8, présente le déplacement dans le plan calculé dans le cas d'une inclinaison de 10 degré.

Sur cette figure, on voit que les vecteurs de déplacements trouvés à l'aide des méthodes utilisant $I_{ob}(x, y)$, $I_{av}(x, y)$ et $I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$, donnent des résultats similaires ; c'est-à-dire que les vecteurs sont dans la même direction et de même dimension.

En revanche dans le cas des méthodes basées sur la modulation, $I_m(x, y)$ et $\gamma(x, y)$, les résultats ne sont plus conformes aux résultats précédents ; c'est-à-dire que la longueur ainsi que la direction des flèches sont complètement aléatoires.

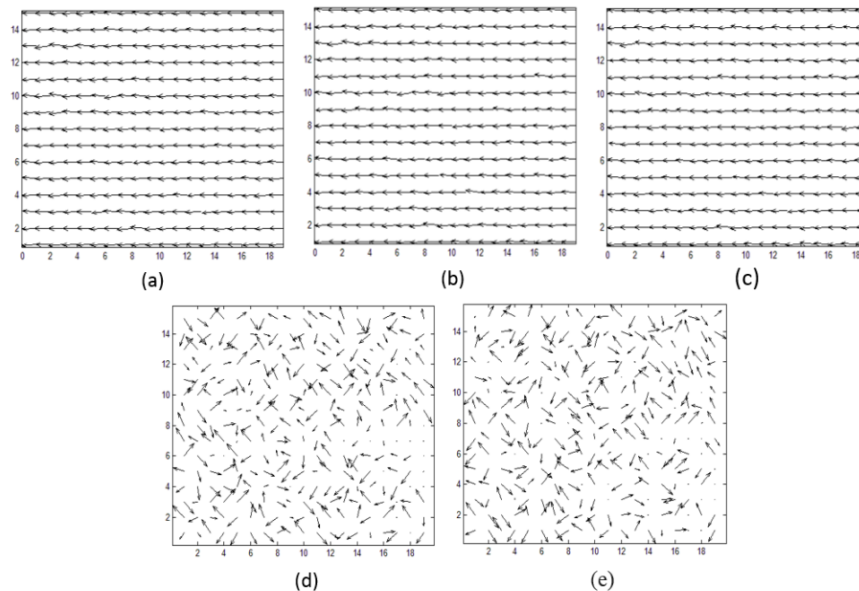


Figure 4.8 : Champs de déplacement dû à une translation dans le plan, obtenus par DSP dans le cas des faisceaux mal alignés:

(a) : $I_{ob}(x, y)$, (b) : $I_{av}(x, y)$, (c) : $I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$, (d) : $I_m(x, y)$, et (e) $\gamma(x, y)$.

Chapitre 4 : Combinaison de l'ESPI et la DSP

Le tableau 4.2 montre les valeurs moyennes de déplacements avec leurs écart-type en pixels, obtenus par DSP dans le cas de deux configurations une bien alignée et l'autre mal alignée et cela pour les différentes méthodes utilisées auparavant.

Ce tableau rassemble aussi l'erreur relative (en pour cent) de tous les déplacements calculés par rapport à l'erreur calculée par la méthode $I_{ob}(x, y)$ qui représente pour nous la méthode idéale.

Méthode	Faisceaux bien alignés $\theta = 0^\circ$ ($\kappa = 0,3$)		Faisceaux mal alignés $\theta = 6^\circ$ ($\kappa = 0,13$)		Faisceaux mal alignés $\theta = 10^\circ$ ($\kappa = 0,07$)	
	Déplacement en pixel	Erreur (%) relative à $I_{ob}(x, y)$	Déplacement en pixel	Erreur (%) relative à $I_{ob}(x, y)$	Déplacement en pixel	Erreur (%) relative à $I_{ob}(x, y)$
$\langle I_{ob}(x, y) \rangle$	$-1,104 \pm 0.049$		$-1,080 \pm 0.050$		$-1,096 \pm 0.047$	
$\langle I_{av}(x, y) \rangle$	$-1,065 \pm 0,064$	3,9	$-1,053 \pm 0.076$	2,7	$-1,075 \pm 0.052$	2,1
$\langle I_{av}(x, y) - I_{ref}(x, y) \rangle$	$-1,098 \pm 0.052$	0,6	$-1,087 \pm 0.058$	0,7	$-1,080 \pm 0.052$	1,6
$\langle I_m(x, y) \rangle$	$-1,100 \pm 0.061$	0,4	$-1,072 \pm 1,843$	0,8	$-2,200 \pm 18,070$	Pas fiable
$\langle \gamma(x, y) \rangle$	$-1,095 \pm 0.060$	0,9	$-0,974 \pm 1,406$	10,6	$-0,106 \pm 8,240$	Pas fiable

Tableau 4.2

Nous observons sur ce tableau, que dans le cas des faisceaux bien alignés, les valeurs trouvées pour les déplacements pour différentes méthodes, sont en bon accord avec celle de $\langle I_{ob}(x, y) \rangle$.

Dans le cas de la configuration mal alignée, de bons résultats sont obtenus avec les méthodes, $I_{av}(x, y)$ et $I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$. En revanche les méthodes $I_m(x, y)$ et $\gamma(x, y)$, fournissent des valeurs moyennes, qui s'écartent de la valeur de $I_{ob}(x, y)$ avec l'augmentation du désalignement. On remarque aussi que l'écart-type est considérablement élevé dans le cas d'un désalignement de 10° . Ceci rend ces méthodes non fiables pour le calcul des déplacements par DSP.

b. Comparaison des résultats obtenus dans le cas d'une rotation

Nous avons effectué la même expérience mais cette fois-ci avec une rotation dans le plan. La figure 4.9 montre le calcul des déplacements par DSP dans le cas de la configuration mal alignée.

Il est clair que les méthodes $I_m(x, y)$ et $\gamma(x, y)$ ne parviennent pas à définir les déplacements comme on l'observe dans les figures 4.9 (d) et 4.9 (e).

En outre, on voit que la méthode $I_{av}(x, y)$ présentée par la figure 4.9 (b), fournit quelques valeurs erronées, qui sont éliminées lorsque l'image préliminaire du faisceau de référence est soustraite (Fig.4.9 (c)).

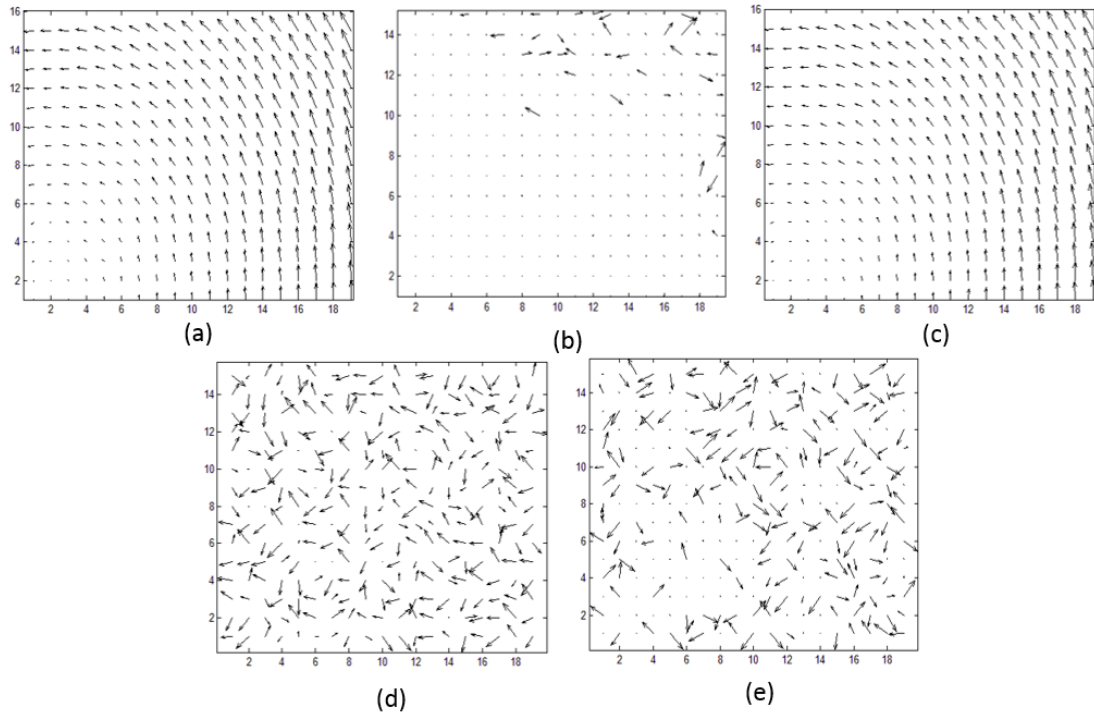


Figure 4.9 : Champs de déplacement dû à une rotation dans le plan, calculés par DSP dans le cas des faisceaux mal alignés:

(a) : $I_{ob}(x, y)$; (b) : $I_{av}(x, y)$; (c) : $I_{av}(x, y) - I_r$; (d) : I_m ; (e) : $\gamma(x, y)$.

En reproduisant la même procédure de restauration de la phase que celle de la figure 4.4; mais cette fois-ci dans le cas d'une configuration mal alignée où θ vaut 10° .

La figure 4.10 (a), représente la carte de phase donnée pour une rotation hors du plan obtenue par ESPI.

Sur cette figure, on voit que les franges sont perdues à cause du grand déplacement dû à la rotation dans le plan. En revanche, le contraste des franges décroît en raison de la configuration mal alignée.

Pour prouver encore l'exactitude de nos programmes, la DSP est appliquée sur les images calculées par la méthode $I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$, qui était la méthode la plus efficace.

Le déplacement dans le plan de mesure trouvé par DSP, est illustré par la figure 4.10 (b).

Ces déplacements sont utilisés maintenant pour restaurer la phase perdue de la figure 4.10 (a) tout en utilisant la méthode déjà expliquée précédemment.

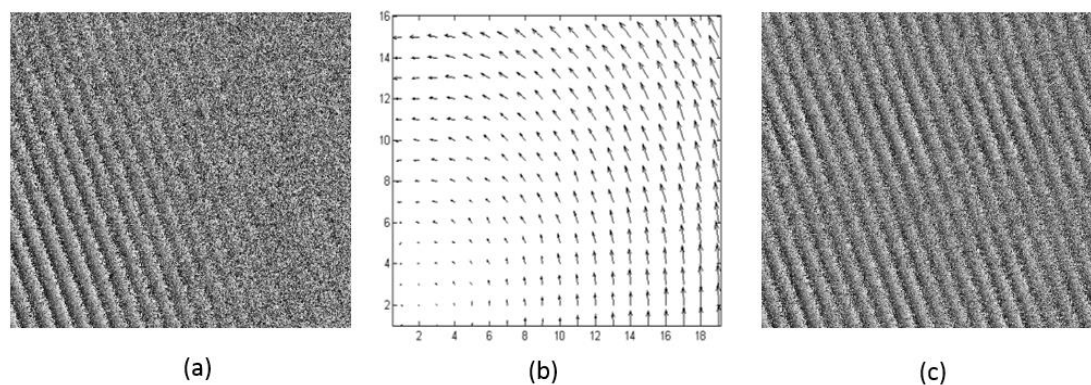


Figure 4.10 : Restauration d'une rotation hors du plan perturbé par la rotation dans le plan dans le cas d'une configuration mal alignée :

(a) : Carte de phase obtenue par ESPI ; (b) : Champ de déplacement calculé par DSP ; (c) : Carte de phase restaurée dans les deux directions x et y.

La carte de phase qui en résulte et qui est représentée sur la figure. 4.10 (c), montre la réapparition des franges. Ceci nous permet de dire que la méthode que nous avons utilisée, a prouvé son efficacité.

4.5. Résultats trouvés par simulation numérique

Pour résumer les résultats expérimentaux présentés dans la section précédente, nous avons vu que la technique DSP, basée sur les termes de modulation calculés à partir des specklegrammes décalés en phase, peut donner des résultats peu fiables lorsque le coefficient de modulation (κ) est faible.

La valeur idéale de κ est égale à un ; mais dans la pratique, il prend des valeurs plus petites. Pour le meilleur alignement, que nous avons pu atteindre jusqu'à présent dans notre configuration, une valeur moyenne de κ était de l'ordre de 0,3 (voir tableau 4.1). Nous avons vu que dans de telles circonstances, les différentes méthodes montrent un bon accord entre elles. Lorsque la valeur de κ est plus petite, les méthodes basées sur la modulation $I_m(x, y)$ et $\gamma(x, y)$, présentent des erreurs alors que les méthodes basées sur les termes d'intensités $I_{av}(x, y)$ et $I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$, donnent toujours de bons résultats.

Nous allons maintenant procéder à l'analyse des paramètres qui ont une influence directe sur la capacité de chaque méthode afin d'être utilisés avec la DSP.

Pour confirmer les résultats trouvés expérimentalement, nous allons procéder à une simulation numérique

Dans ce qui suit, nous allons simuler numériquement des specklegrammes à l'aide de l'équation (4.17). On ne simule pas une image complète, mais une ligne de 200 pixels, qui se trouve suffisamment bonne, tout en permettant un temps de calcul court.

L'intensité du faisceau objet $I_{ob}(x, y)$ est simulée avec une figure de speckle avec une dimension latérale de 2 pixels (ce qui correspond à la taille de notre grain de speckle expérimental).

Le faisceau de référence $I_r(x, y)$ est tout simplement une valeur constante (faisceau spatialement filtré). Dans la pratique, le faisceau de référence peut montrer certaines variations (par exemple, le profil Gaussien). Pour plus de simplicité dans nos calculs, ces dernières ont été négligées. La phase $\varphi(x, y)$ a été fixée par une valeur qui donne des franges étroites et résolues. Afin d'être conforme aux véritables résultats expérimentaux, nous avons considéré les valeurs simulées comme des entiers se situant entre 0 et 255 (numérisation sur 8 bits).

Pour simuler les valeurs de κ , nous utilisons également un motif aléatoire mais avec des paramètres qui donnent une valeur moyenne et une déviation similaire à celles observées expérimentalement et données dans le tableau 4.1.

Puisque nous utilisons des modèles aléatoires, toutes les simulations présentées dans cette section ont été répétées 20 fois et les valeurs calculées dans les divers cas sont des valeurs moyennes (moyenne de 20 mesures). Dans tous les cas, les écarts-types étaient de l'ordre de 2%.

Tout d'abord, nous avons simulé le cas d'un système bien aligné, qui correspond à $\kappa = 0.3$.

Nos simulations nous ont permis de tracer les profils de $I_{ob}(x, y)$ et $I_r(x, y)$, illustrés par la figure 4.11 (a) ; en prenant bien sûr en considération toutes les conditions expérimentales.

A partir de ces deux ensembles de valeurs, nous pouvons calculer $I_{av}(x, y)$, $I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$, $I_m(x, y)$ et $\gamma(x, y)$.

La simulation de la distribution des profils de ces expressions, sont montrés par les cas (b), (c) et (d) de la figure 4.11. Pour simplifier les calculs, nous avons omis $I_{av}(x, y)$.

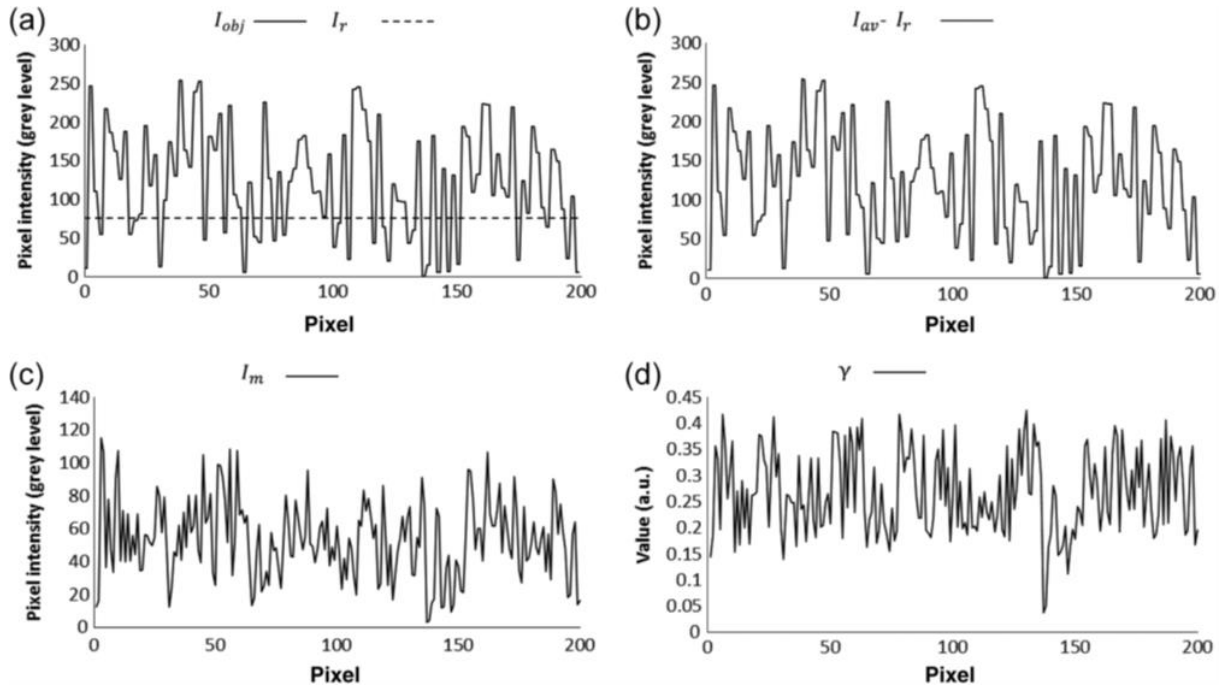


Figure 4.11 : Simulation numérique de : (a) : $I_{ob}(x, y)$ et $I_r(x, y)$; (b) : $I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$;
(c) : $I_m(x, y)$; (d) : $\gamma(x, y)$.

Nous pouvons voir que comme prévu, $I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$ donne un schéma similaire à celui de $I_{ob}(x, y)$. Les valeurs calculées de $I_m(x, y)$ sont en bon accord avec celles obtenues expérimentalement.

Le graphe de $I_m(x, y)$ montre des altérations qui ressemble un peu à celui de $I_{ob}(x, y)$, et qui peut être utilisé pour le calcul par DSP. Les valeurs de $\gamma(x, y)$ (varies entre 0 et 1) sont relativement faibles ; mais des altérations sont également observées ; mais avec moins de similarité avec $I_{ob}(x, y)$.

Afin d'analyser la similitude de tous ces graphes avec $I_{ob}(x, y)$, nous allons calculer le coefficient de corrélation entre chacun d'eux et $I_{ob}(x, y)$. Le coefficient de corrélation est défini comme suit :

$$r_X = \frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \langle X \rangle) (I_{ob,i} - \langle I_{ob} \rangle)}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (X_i - \langle X \rangle)^2 \cdot \sum_{i=1}^n (I_{ob,i} - \langle I_{ob} \rangle)^2}} \quad (4.19)$$

Où n est le nombre de pixels simulés (correspondant dans notre cas à 200) et X représente les quantités de $I_{av}(x, y)$, $I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$, $I_m(x, y)$ ou $\gamma(x, y)$.

Le tableau 4.3, montre les valeurs du coefficient de corrélation r_X en fonction des résultats simulés des différentes méthodes et cela pour une valeur de $\kappa = 0.3$.

Méthode	r_X
$I_{av}(x, y)$	1
$I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$	1
$I_m(x, y)$	0,78
$\gamma(x, y)$	0,12

Tableau 4.3

Nous voyons sur ce tableau que les deux premières méthodes basées sur les termes d'intensités sont parfaitement corrélées à $I_{ob}(x, y)$, alors que $I_m(x, y)$ et $\gamma(x, y)$ sont faiblement corrélées à ce dernier.

- Maintenant, nous allons étudier l'influence de certains paramètres d'intérêt. Premièrement, comme nous faisons usage à la technique de décalage de phase en ESPI, nous analysons l'effet d'une erreur dans l'incrément de phase pour les différentes méthodes.

L'algorithme à quatre images, qui est utilisé ici, prend un saut de phase de $\pi/2$. Comme on le sait en interférométrie, si un saut de phase différent de cette valeur est appliqué (par exemple, provenant d'un mauvais étalonnage du piézo-électrique), une erreur va apparaître dans la phase calculée [36]. Dans notre simulation, nous avons introduit un coefficient d'erreur au saut de phase $\pi/2$ dans le terme en cosinus de l'équation (4.17). Nous avons simulé une erreur relative comprise entre 0% et 50%. Les coefficients de corrélation résultants pour les quatre méthodes sont représentés sur la Figure 4.12.

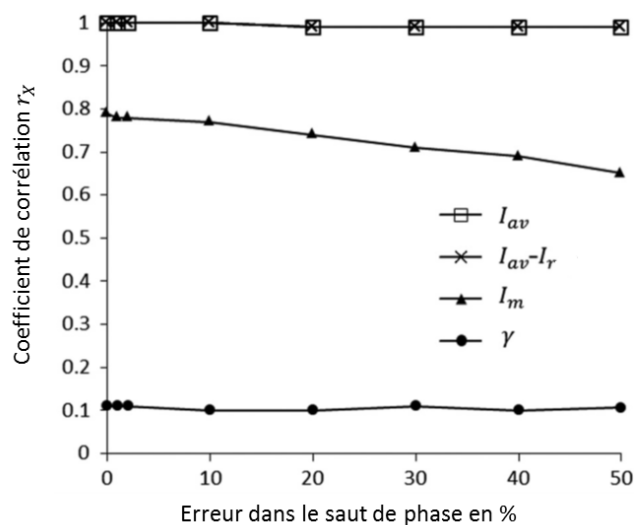


Figure 4.12 : Evolution du coefficient de corrélation en fonction de l'erreur relative dans le saut de phase.

Chapitre 4 : Combinaison de l'ESPI et la DSP

Nous observons sur cette figure, que les deux méthodes basées sur les termes d'intensités, donnent un coefficient de corrélation maximale équivalent 1 ; et cela pour des erreurs très faibles.

Quand l'erreur atteint un pourcentage de 10%, les termes d'intensités diminuent très faiblement et atteignent un taux de 0.99 et restent ensuite constants même pour des erreurs très grandes.

Pour le cas du terme de $I_m(x, y)$, on voit que le coefficient de corrélation est d'environ 0.78 quand l'erreur de déphasage est entre 0 et 10%. Ensuite ce terme commence à décroître jusqu'à atteindre le pourcentage de 65% (erreur du déphasage de 50%).

En revanche le terme $\gamma(x, y)$ reste toujours faible et stable ; c'est-à-dire proche de sa valeur du tableau 4.3. On peut en conclure que les erreurs du saut de phase produisent un impact très limité sur la performance de toutes les méthodes étudiées.

- Nous avons également étudié l'effet du bruit additif dans le terme d'intensité. Afin de le prendre en compte dans l'équation (4.17), on écrit : $I_{av} = I_{ob} + I_r + I_n$
Ce bruit peut provenir de l'incohérence du terme d'intensité. Ce bruit ne participe pas au terme d'interférence du specklegramme ; mais il diminue son contraste. Par définition ce bruit additif sera bien évidemment présent dans les méthodes basées sur $I_{av}(x, y)$, $I_{av}(x, y) - I_r(x, y)$ et $\gamma(x, y)$; mais pas dans le terme de $I_m(x, y)$.

Nous avons simulé I_n comme un pourcentage de la moyenne de l'intensité $I_{ob} + I_r$. La figure 4.13, montre l'évolution du coefficient de corrélation entre chaque méthode et I_{ob} . On voit que lorsque le pourcentage du bruit augmente et atteint 100%, le pourcentage du coefficient de corrélation pour chaque méthode reste pratiquement constant, donc on peut dire que le bruit rajouté a un effet négligeable.

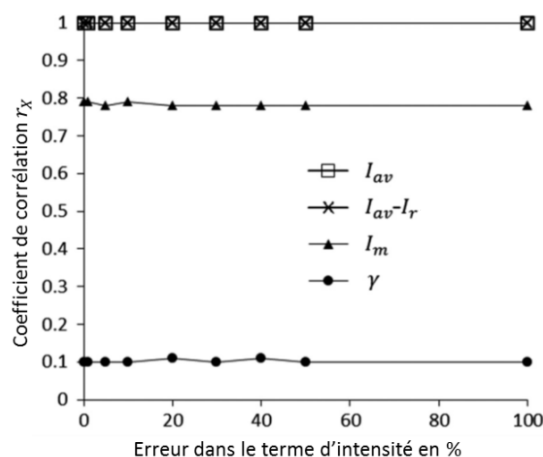


Figure 4.13 : Evolution du coefficient de corrélation en fonction du bruit pour les différents termes d'intensité.

- Enfin, nous avons étudié l'effet du taux τ_R donné par l'équation 2.36. Nous avons effectué les simulations en modifiant la valeur de I_r . Cette simulation a été reproduite pour les différentes valeurs de κ données par tableau 4.1, et aussi celle de $\kappa=1$.

La figure 4.14 (a), montre l'évolution du coefficient de corrélation en fonction de τ_R , pour $\kappa = 0,3$. Sur ces graphes, on voit que les méthodes basées sur les termes d'intensités présentent une corrélation parfaite avec I_{ob} , quel que soit le rapport τ_R . L'intensité moyenne $I_m(x, y)$ prend une valeur du coefficient de corrélation un peu plus faible mais ne varie pas en fonction de τ_R . En revanche, pour le facteur $\gamma(x, y)$, on voit que r_X croit en fonction τ_R , jusqu'à ce qu'il atteigne une valeur r_{Xmax} , proche de 0.75, puis reste constant.

La figure 4.14 (b) montre l'influence de κ sur le coefficient de corrélation pour chaque méthode X. On observe sur cette figure que lorsque κ atteint la valeur de 1, le coefficient de corrélation maximal est vaut 1.

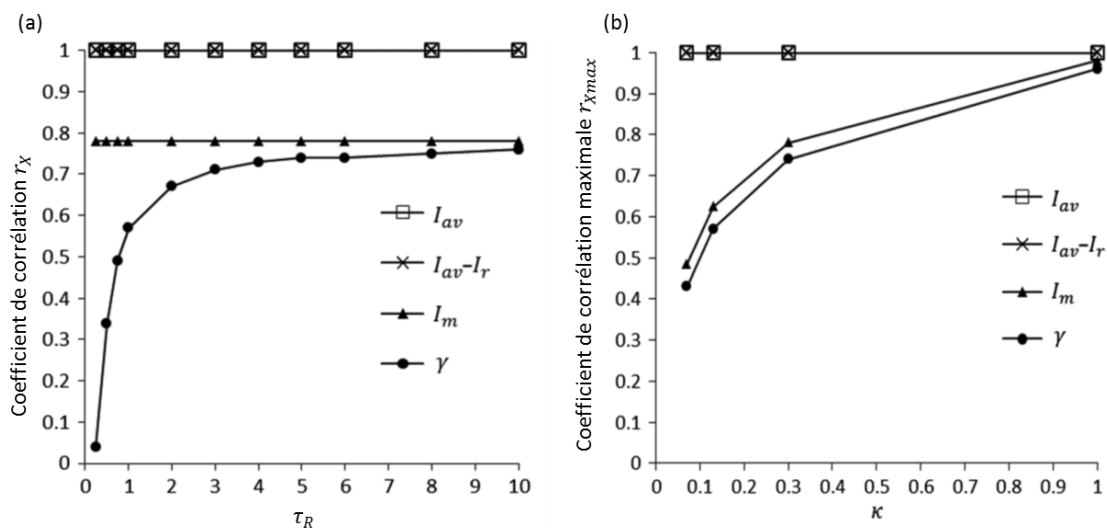


Figure 4.14 : (a) Evolution du coefficient de corrélation entre les différentes méthodes et I_{ob} en fonction du rapport τ_R avec $\kappa = 0.3$; (b) Coefficient de corrélation maximale en fonction de κ

De l'étude numérique ci-dessus, nous pouvons conclure que les méthodes basées sur les termes d'intensités montrent toujours une parfaite corrélation avec la méthode idéale I_{ob} . Les autres méthodes basées sur la modulation ont une corrélation inférieure, et en particulier la méthode de γ . L'augmentation du rapport τ_R peut améliorer de manière significative la méthode de γ ; mais cela dégrade le contraste des specklegrammes, ce qui n'est pas avantageux pour la combinaison de la DSP et ESPI. Enfin, il est clair que toutes les méthodes se comportent bien et de façon similaire entre elles lorsque le coefficient κ atteint sa valeur maximale. Ceci est le cas d'une

installation parfaitement alignée et avec des polarisations identiques des faisceaux de référence et objet.

4.6. Conclusion

Dans ce travail, nous avons proposé une méthode pour la mesure simultanée des trois composantes du champ de déplacement / déformation acquises par la technique ESPI avec décalage de phase temporelle combinée à la DSP.

Les déplacements hors du plan inférieurs aux dimensions des grains de speckle sont déterminés par ESPI, tandis que les déplacements dans le plan qui sont supérieurs aux dimensions des grains de speckle sont calculés par DSP.

A cette fin nous avons développé un algorithme de calcul pour mesurer les déplacements dans le plan par DSP.

Dans ce travail, nous avons proposé une méthode simple basée sur la moyenne des specklegrammes déphasés (terme d'intensité), qui est une simple addition d'images. En plus de l'avantage évident que la moyenne est beaucoup plus simple à calculer que la modulation. Nous avons montré que cette méthode est à l'abri de toutes les erreurs observées dans le cas de la modulation.

Nous avons aussi montré que cette méthode a donné de bons résultats même dans le cas d'un mauvais alignement de la configuration utilisée dans le cas de la combinaison de la DSP avec l'ESPI.

On a montré aussi que lorsque coefficient κ devient plus faible, les méthodes basées sur la modulation ne fonctionnent pas correctement. Par conséquent, l'application de notre méthode qui était simple est basée sur les termes d'intensités, a prouvée son efficacité.

Nous avons aussi présenté un algorithme pour compenser les grands mouvements dans le plan. C'est-à-dire l'information perdue dans la carte de phase, est complètement restaurée par un décalage de la carte de phase déformée par les déplacements calculés par DSP.

Cette méthode, a été aussi appliquée dans le cas de mesure des déformations hors du plan par ESPI dans le cas d'une configuration mal alignée. C'est le cas des objets perturbés par un large mouvement accidentel (rotation) dans le plan. La carte de phase restaurée par la DSP, basée sur les termes d'intensités des specklegrammes a montré de très bons résultats.

Chapitre 4 : Combinaison de l'ESPI et la DSP

Nous avons aussi étudié numériquement certains paramètres d'intérêt, ce qui pourrait avoir un impact sur les différentes méthodes pour leur bonne utilisation en DSP. Nous avons étudié la corrélation entre la méthode idéale qui utilise la figure de speckle de l'objet sans faisceau de référence et celle qui utilise toutes les autres méthodes qui calculent l'image de speckle à partir des séquences de specklegrammes déphasés.

Les résultats ont montré, qu'il n'y a aucun effet du bruit additif dans les faisceaux d'éclairage sur toutes les méthodes.

Une erreur dans le saut de phase n'a eu aucun effet sur la plupart des méthodes, sauf qu'on a remarqué une erreur négligeable sur la méthode de modulation.

Nous avons constaté un effet significatif du rapport entre les faisceaux objet et de référence sur l'une des méthodes basées sur la modulation. Lorsque l'intensité du faisceau de référence devient beaucoup plus élevée que celle de l'objet, toutes les méthodes ont tendance à se comporter de façon similaire.

En outre, nous avons montré que lorsque la modulation intrinsèque augmente (valeurs élevées du coefficient κ), toutes les méthodes se comportent de façon similaire et renvoient des mesures fiables dans le plan par DSP.

N.B : Cette méthode, a fait l'objet d'une publication intitulée :

Use of specklegrams background terms for speckle photography combined with phase-shifting electronic speckle pattern interferometry.
Optical Engineering 54(8), 084110 (August 2015)

Redouane Zemmamouche
Jean-François Vandenberg
Aïcha Medjahed
Ivan de Oliveira
Marc P. Georges

Combinaison de l'Holographie Digitale et la DSP

5.1. Introduction

En holographie numérique appelée aussi interférométrie digitale holographique (DHI), nous enregistrons l'interférence entre une onde de référence et une onde objet sur une caméra CCD. La reconstruction de l'hologramme est réalisée numériquement par ordinateur. Le processus de reconstruction est encore plus flexible et unique parce que la focalisation est ajustée numériquement et la distribution de phase qui ne peut être observée dans la reconstruction optique est facilement déduite quantitativement [75].

L'holographie de Fresnel en ligne est combinée avec la technique de décalage de phase temporelle [76] pour extraire l'amplitude et la phase de l'onde de l'objet sans l'ordre zéro et l'image conjuguée [60].

Comme c'est décrit dans le chapitre 3, le calcul de la différence de phase provoquée par une déformation, nécessite au moins deux hologrammes. Le premier correspond à un hologramme de référence, et le second correspond à l'état déformé. La variation de phase va produire des franges d'interférence numériques, modulo 2π , qui nous permettent de quantifier la déformation hors du plan de l'objet.

Dans un premier travail, nous proposons d'utiliser la technique de la DSP. Dans cette dernière, le champ de déplacement est calculé à partir de la position du pic de corrélation entre les sous-images [22] prélevées sur les figures de speckle reconstruites à partir des deux hologrammes des deux états de déformations.

Dans une deuxième application, nous présentons une méthode qui combine l'holographie numérique et la DSP pour étudier les déformations hors du plan en présence de grandes translations dans le plan. Nous utilisons l'algorithme proposé dans la référence [77] pour compenser les grands déplacements dans le plan ; mais avec une configuration holographique. Cette compensation est utilisée pour restaurer l'information perdue dans la figure de franges du déplacement hors du plan. A partir de l'ensemble d'hologrammes enregistrés, nous avons calculé la différence de phase pour fournir la carte de phase de la déformation hors du plan. La valeur du déplacement calculé par DSP entre les amplitudes reconstruites, a été utilisée pour restaurer l'information perdue dans la figure de franges.

On rappelle qu'en DSP, la taille du grain de speckle doit être supérieure à 2 pixels pour satisfaire le critère d'échantillonnage (critère de Nyquist). Pour satisfaire cette condition, nous

utilisons la technique de zeropadding pour améliorer la résolution des hologrammes et obtenir par la suite des grains de speckle de dimensions plus grandes que les pixels reconstruits.

5.2. Rappel théorique sur la combinaison de l'holographie digitale à la DSP

La géométrie de l'enregistrement de l'hologramme numérique correspond au cas de l'holographie en ligne associée à la technique de décalage de phase proposée par Yamaguchi [76]. Cependant, les ordres indésirables seront éliminés de l'hologramme final.

Soient $U_{ob}(x, y)$ et $U_r(x, y)$, les amplitudes complexes de l'objet et de l'onde de référence, au plan d'enregistrement. Les expressions de ces amplitudes sont données comme suit [60]:

$$U_{ob}(x, y) = a_{ob}(x, y) \cdot \exp(i\varphi_{ob}(x, y)) \quad (5.1)$$

$$U_r(x, y) = a_r(x, y) \cdot \exp(i\varphi_r(x, y)) \quad (5.2)$$

Où a_{ob}, a_r , sont respectivement les modules des amplitudes complexes, φ_{ob} et φ_r leurs phases optiques.

L'intensité totale, notée par $I(x, y)$ et enregistrée par le capteur CCD, est donnée par :

$$I(x, y) = |U_r(x, y) + U_{ob}(x, y)|^2 = a_r^2 + a_{ob}^2 + 2a_r a_{ob} \cos(\varphi_{ob} - \varphi_r) \quad (5.3)$$

L'équation (5.3) constitue ce qu'on appelle classiquement l'hologramme numérique. Il comprend trois ordres :

- L'ordre 0 est composé du terme $|U_r(x, y)|^2 + |U_{ob}(x, y)|^2$;
- L'ordre +1 est représenté par le terme $U_r^*(x, y) \cdot U_{ob}(x, y)$;
- L'ordre -1 est le terme $U_r(x, y) \cdot U_{ob}^*(x, y)$, appelé aussi l'image conjuguée.

Généralement, l'ordre +1 est le terme d'intérêt parce qu'il est lié directement à l'objet.

Par l'utilisation de l'holographie numérique à décalage de phase, l'amplitude complexe de l'onde objet peut être directement extraite sans l'ordre zéro et l'image conjuguée. Pour déterminer numériquement l'amplitude et la phase, nous utilisons la technique du décalage de phase qui consiste à acquérir quatre images pour lesquelles un décalage de phase de $\pi/2$ est appliqué dans l'un des bras de l'interféromètre. Nous obtenons ainsi les quatre hologrammes suivants :

$$I_1 = a_r^2 + a_{ob}^2 + 2a_r a_{ob} \cos(\varphi) \quad (5.4)$$

$$I_2 = a_r^2 + a_{ob}^2 + 2a_r a_{ob} \cos\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right) \quad (5.5)$$

$$I_3 = a_r^2 + a_{ob}^2 + 2a_r a_{ob} \cos(\varphi + \pi) \quad (5.6)$$

$$I_4 = a_r^2 + a_{ob}^2 + 2a_r a_{ob} \cos\left(\varphi + \frac{3\pi}{2}\right) \quad (5.7)$$

Dans ce cas, la phase est calculée par :

$$\varphi = \varphi_{ob} - \varphi_{ref} = \arctan\left\{\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}\right\} \quad (5.8)$$

Dans une reconstruction par un ordinateur, nous calculons l'amplitude de l'objet par la transformée de Fresnel donnée par l'équation (3.12) et ceci en combinant les quatre hologrammes déphasés [78]. La phase est obtenue par le calcul de l'argument de l'amplitude complexe.

Dans ce cadre nous avons développé un algorithme de reconstruction holographique en se basant sur les algorithmes proposés dans les références [78-80].

En holographie numérique, nous avons besoin d'enregistrer et de restituer au moins deux hologrammes pour mesurer une déformation d'un objet. Le premier correspond à un hologramme de référence, et le second correspond à un hologramme de l'état déformé de l'objet. En générale, la déformation hors du plan peut être extraite par le calcul de la différence de phase entre les deux hologrammes. Soient φ_1 et φ_2 , les phases du premier et du deuxième hologramme. Nous pouvons écrire que :

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 \text{ mod}(2\pi) \quad (5.9)$$

Cette variation de phase va produire des franges d'interférence numériques, modulo 2π , qui nous permet de quantifier la déformation de l'objet.

La photographie de speckle numérique peut être combinée avec l'holographie numérique pour mesurer le déplacement dans le plan causé par la déformation de l'objet dans la configuration holographique. Le déplacement dans le plan est calculé par l'application de la technique DSP entre les deux amplitudes reconstruites à partir des hologrammes de l'état initial et l'état déformée de l'objet.

Comme c'est déjà expliqué auparavant, la taille des grains de speckle résultant dans l'hologramme reconstruit correspond à la taille d'un pixel. Mais pour appliquer la technique DSP sur les amplitudes reconstruites, il faut prendre en considération que la taille du grain de speckle doit satisfaire le critère de Nyquist. Pour cette raison, nous devons appliquer la technique de zeropadding aux hologrammes reconstruits, qui consiste à inclure l'image de l'hologramme

enregistré dans une image de plus grande dimension, en complétant cette dernière par des pixels noirs. Dans notre cas, il faut donc multiplier la taille de l'hologramme par 2,4.

5.3. Partie expérimentale

Un schéma de principe ainsi qu'une photographie du montage expérimental sont représentés par la figure 5.1.

Cette configuration, comprend un laser Nd-YAG avec une longueur d'onde de 532 nm et une puissance de 400 mW. La capture des images est faite par une caméra CCD, qui est une Micam VHR 1000 avec 752×582 pixels de dimensions et $8.6 \times 8.3 \mu\text{m}^2$ par pixel. Un premier cube séparateur CS1, divise la lumière laser en une onde de référence et un faisceau objet. Le faisceau de référence est réfléchi par un miroir placé sur un élément piézo-électrique (M-PZT) pour introduire le décalage de phase lors de l'enregistrement. Ce dernier est élargi puis filtré par un objectif suivi d'un filtre spatial ensuite collimaté par un objectif photographique OP. Avant que Le faisceau de référence atteigne le détecteur CCD, il traverse un filtre atténuateur DO puis un deuxième cube séparateur CS2 (R50 / T50).

Le deuxième faisceau émergeant du cube séparateur CS1, atteint un premier miroir et un second qui sera ensuite agrandi par un élargisseur de faisceau (objectif +filtre), et arrive enfin à l'objet. Le faisceau réfléchi par ce dernier, traverse le CS2 puis interfère avec l'onde de référence sur la matrice de la CCD. Des hologrammes carrés de dimensions 480×480 pixels sont enregistrés à une distance de 1400 mm de l'objet par la caméra CCD. L'objet est une plaque d'aluminium, de dimensions 100×100 mm, recouverte d'une poudre blanche diffusante, montée sur une table de rotation qui elle aussi montée sur une table de translation.

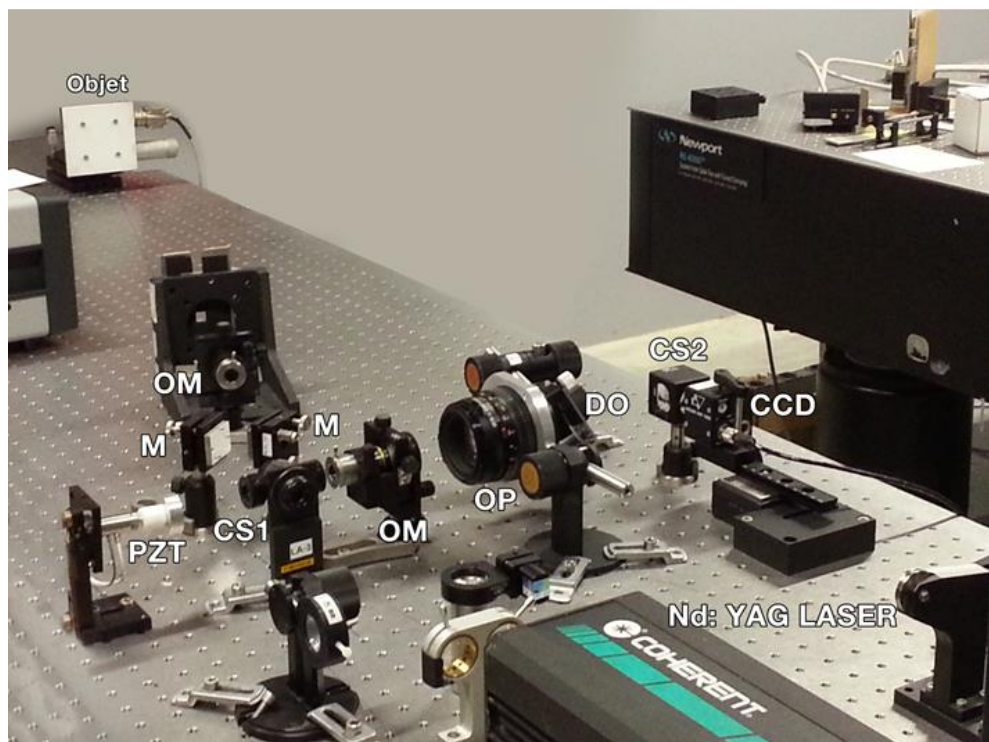
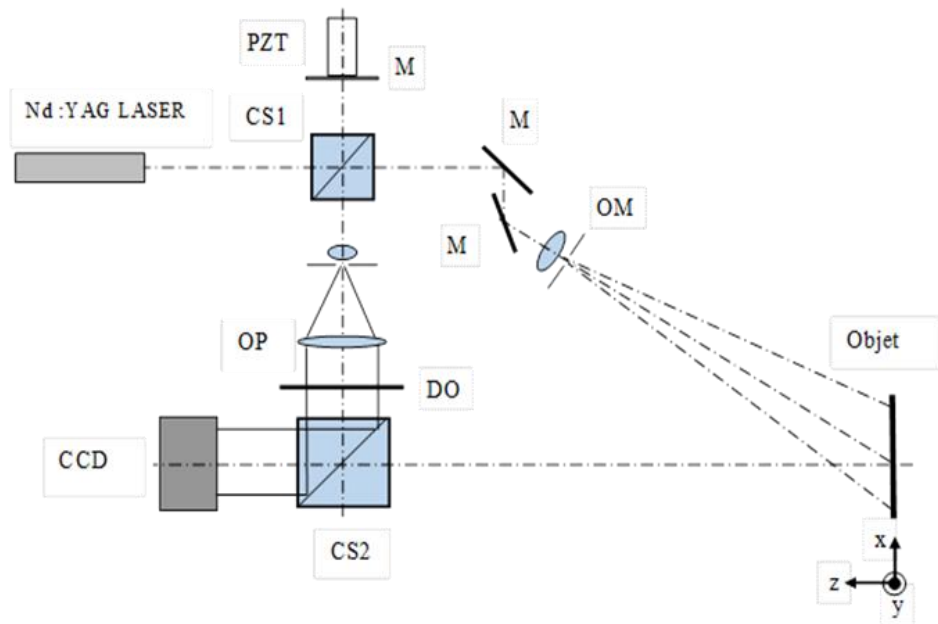


Figure 5.1 : Schéma de principe ainsi qu'une photographie du montage d'enregistrement d'un hologramme de Fresnel.

PZT : Piézo-électrique; CS : Cube séparateur; M : Miroir; OM : Objectif de microscope; OP : Objectif photographique; DO : Densité optique.

Dans notre expérience, les déplacements hors du plan provoqués par la plaque seront mesurés par holographie numérique et les mouvements dans le plan par DSP.

Pour connaître la taille des pixels de l'hologramme reconstruit, on enregistre un premier hologramme d'une petite pièce de dimensions (45x15 mm).

L'hologramme reconstruit est montré par la figure 5.2, et la taille du pixel calculé est de l'ordre de 152,54 μm suivant la longueur de la pièce.

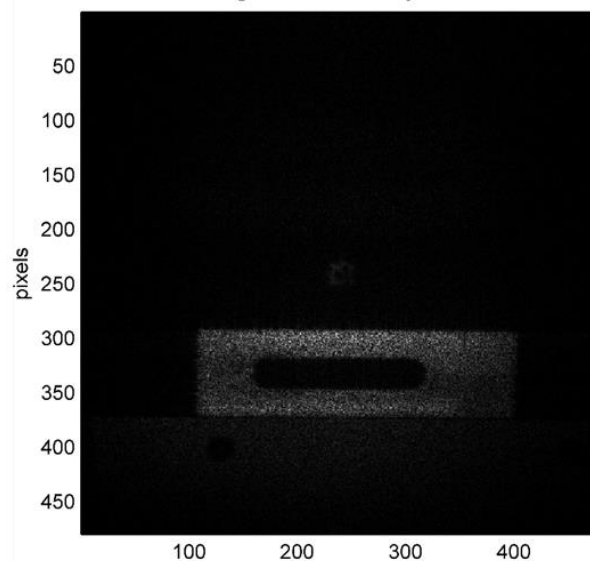


Figure 5.2 : Taille des pixels de l'hologramme reconstruit.

Nous avons par la suite enregistré deux hologrammes de la plaque d'Aluminium avec une translation latérale de 40 μm entre les deux enregistrements. Après reconstruction des deux amplitudes, on applique la technique DSP pour déterminer le déplacement de la plaque.

5.3.1 Effet du Zeropadding sur les mesures par DSP

Tout d'abord, nous allons étudier l'effet du zeropadding sur la précision des mesures par la technique DSP.

Nous allons prendre l'hologramme original de la figure 5.3 (a), qui correspond à la taille 480*480, puis on lui applique la DSP. Le résultat trouvé est donné par l'image 5.3 (b).

On procède maintenant à l'application de la technique du zeropadding sur l'hologramme original. Les deux hologrammes choisis ont les dimensions suivantes : le premier 960*960 pixels (figure 5.3 (c)), et deuxième 1152*1152 (figure 5.3 (e)).

Les résultats obtenus des champs de déplacements calculés par DSP de ces deux hologrammes, sont illustrés par les figures 5.3 (d) et 5.3 (f).

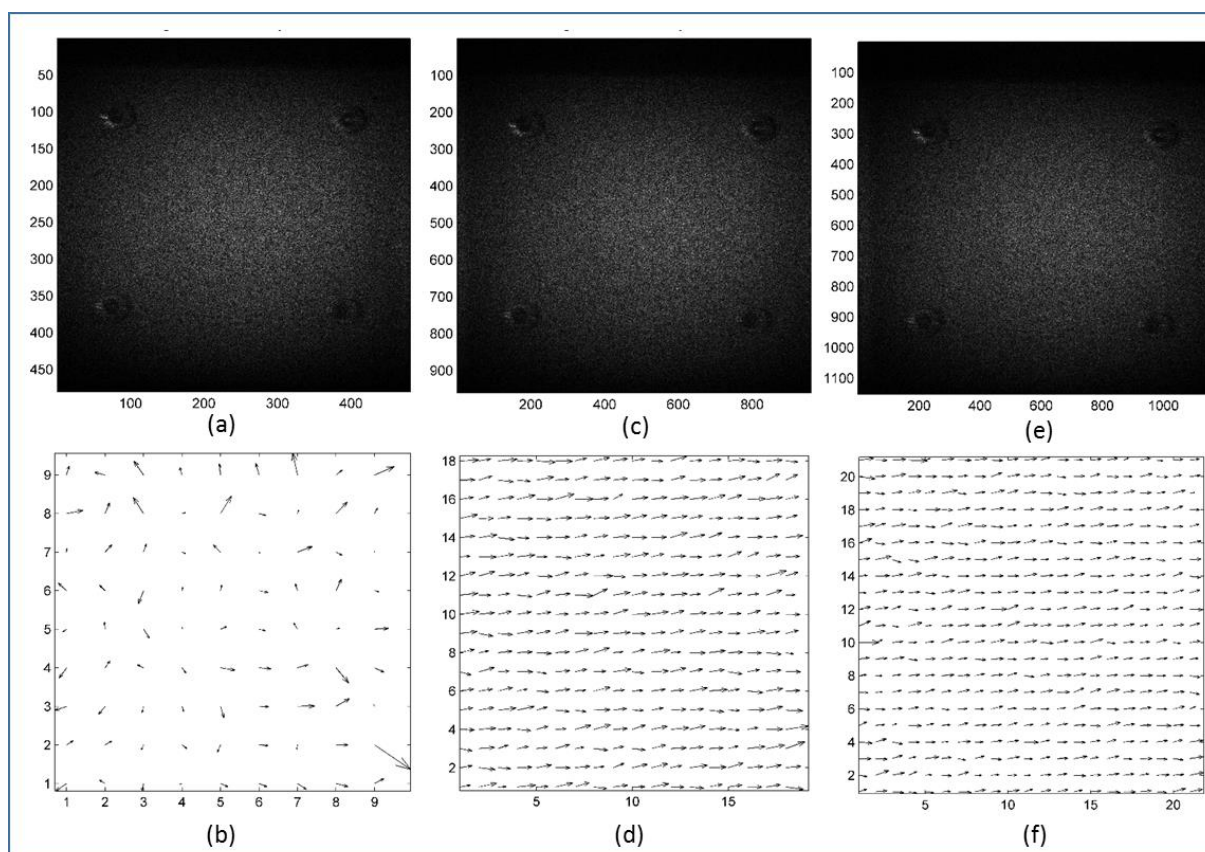


Figure 5.3 : Effet du zeropadding sur la précision de calcul par DSP.

L'hologramme original de taille 480* 480 pixels, montre une figure bruyante avec des flèches de dimensions et de directions différentes, qui ne donne aucune information sur la translation.

Pour le cas de la figure 5.3 (d), on remarque que les vecteurs ont la même direction et leurs dimension est pratiquement constante. Le déplacement moyen calculé à partir de cette figure, est de l'ordre de 0,205 pixels.

Le dernier cas représenté par la figure 5.3 (f), montre une nette amélioration de la direction ainsi que la dimension des vecteurs de déplacements. Le déplacement calculé, est de 0,266 pixels.

Connaissant la taille des pixels de l'hologramme reconstruit, on peut obtenir les déplacements calculés par DSP, dans le cas des figures 5.3 (d) - (f) et qui valent:

$$0.205 * 152.54 = 31.27 \mu\text{m}$$

$$0.266 * 152.54 = 40.57 \mu\text{m}.$$

Nous pouvons voir que la résolution parfaite de l'hologramme reconstruit qui nous permet d'appliquer la technique DSP avec une meilleure précision est celle du troisième cas (1152*1152)

pixels. La valeur du déplacement trouvé par ce dernier est conforme à la translation latérale provoquée entre les deux enregistrements, ce qui correspond au critère de Nyquist.

Par conséquent, nous pouvons utiliser ce résultat pour définir la taille des pixels de l'hologramme reconstruit avec une meilleure précision. Dans ce cas, nous divisons la valeur réelle de déplacement par la valeur du déplacement calculé par DSP:

$$\Delta\xi = \frac{40}{0.266} = 150.37\mu\text{m}$$

Pour confirmer ce résultat, on subdivise les hologrammes avant et après déformations (figure 5.3 (e)) en sous images de taille 16x16, 32x32 et 64x64 pixels respectivement.

La figure 5.4 représente les champs de déplacements calculés par DSP pour des sous images indiquées ci-dessus.

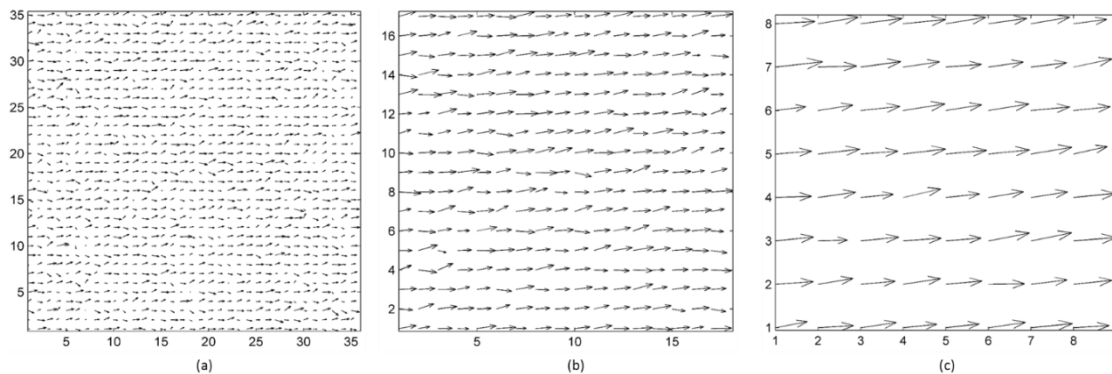


Figure 5.4 : Champs de déplacements calculés par DSP pour :

(a) Sous images 16x16 ; (b) Sous images 32x32 ; (c) Sous images 64x64 pixels.

La comparaison des valeurs moyennes calculées pour différentes tailles des sous images à corrélées par DSP, sont données par le tableau 5.1.

Taille des sous images	Déplacement moyen calculé par DSP en pixel	Déplacement moyen en μm
16x16	0.240	36.61
32x32	0.266	40.57
64x64	0.286	43.62

Tableau 5.1

Nous observons sur ce tableau que la meilleure taille de la sous image qui donne un déplacement proche du déplacement réel avec une erreur de l'ordre de $0.57\mu\text{m}$ est celle de 32×32 pixels.

5.3.2 Application de la combinaison de l'holographie et la DSP pour la mesure des déformations en 3D

Dans une deuxième application de la combinaison de l'holographie digitale et la DSP est de pouvoir mesurer les trois composantes de déplacement d'un objet.

L'objet qui est une plaque d'Aluminium dans cette expérience, est incliné dans la direction z de $5\mu\text{m}$ par la vis micrométrique de la table de translation. Cette inclinaison provoque en même temps une translation inconnue de la plaque dans la direction y (Figure 5.5). Un ensemble d'hologrammes sont enregistrés à travers la CCD et stockés sur un ordinateur.

L'algorithme de décalage de phase à quatre pas est utilisé pour calculer la différence de phase due à la déformation.

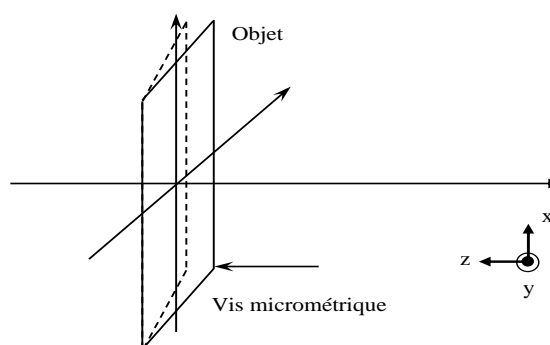


Figure 5.5 : Système de translation d'une plaque d'Aluminium mise sur une table de translation.

Pour déterminer la phase d'interférence finale, les phases de chaque état de l'objet sont calculées par l'algorithme de reconstruction que nous avons développé nous-même. La différence de phase permet de présenter la figure de franges correspondant à la déformation le long de la direction z (déformation hors du plan). Les deux amplitudes reconstruites à partir des hologrammes enregistrés sont utilisées pour calculer la translation dans le plan par DSP. La figure 5.6 (a) montre la figure de franges résultante de la déformation de la plaque et les figures 5.6 (b) et (c), représentent les deux amplitudes reconstruites pour les cas non déformé et déformé.

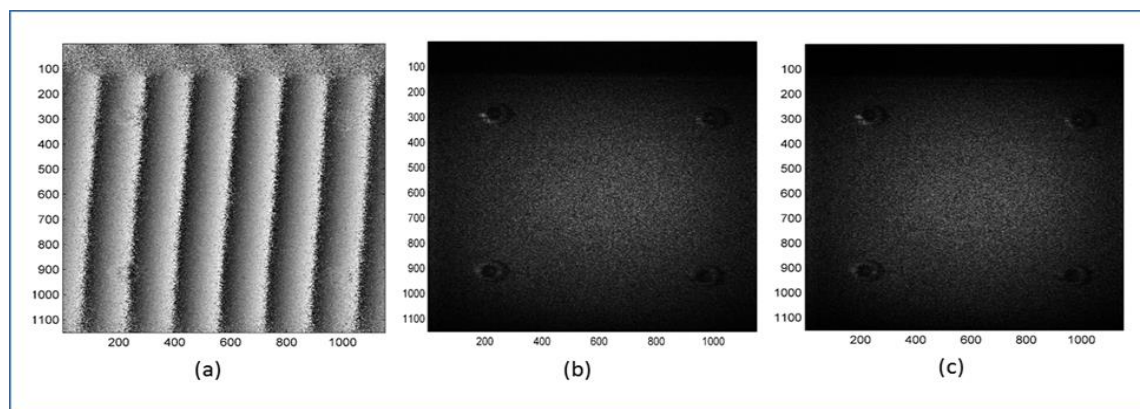


Figure 5.6 : Résultats expérimentaux obtenus par la déformation de la plaque métallique,

- (a) la phase d'interférence calculée directement à partir des hologrammes ;
- (b) hologramme reconstruit de l'objet non déformée ;
- (c) hologramme reconstruit de l'objet déformé.

Nous avons effectué le calcul de la DSP sur les deux hologrammes reconstruits sur une zone comprise entre 300 et 800 pixels, et cela pour éviter les quatre vis de fixation de la plaque.

La figure 5.7 présente le champ de déplacement dans le plan obtenu. La valeur moyenne trouvée comme déplacement dans la direction y , est d'environ 0.207 pixels.

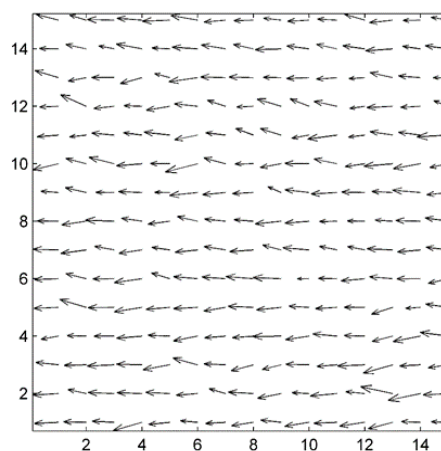


Figure 5.7 : Champ de déplacement dans le plan calculé par DSP

Une autre expérience similaire a été effectuée, et le résultat trouvé est représenté par la Figure 5.8. L'objet subit une combinaison d'une rotation autour d'un axe situé dans le plan d'objet (x, y), donnant un mouvement hors du plan, et une rotation autour d'un axe perpendiculaire au plan de l'objet, ce qui donne un déplacement dans le plan. La figure 5.8 (b) montre le champ de déplacement dans le plan, obtenu par la DSP dans une zone centrale de l'objet. Le centre de rotation est situé sur l'objet (donc hors de la zone affichée), le long de la diagonale passant par le coin

inférieur droit. Sur cette figure, les plus grands mouvements dans le plan obtenus, sont observés dans le coin supérieur gauche, et qui correspondent à un décalage de 0,13 pixels.

La figure 5.8 (a), montre la phase calculée par holographie numérique et correspond à une déformation hors du plan de l'ordre de $7.5 \mu\text{m}$.

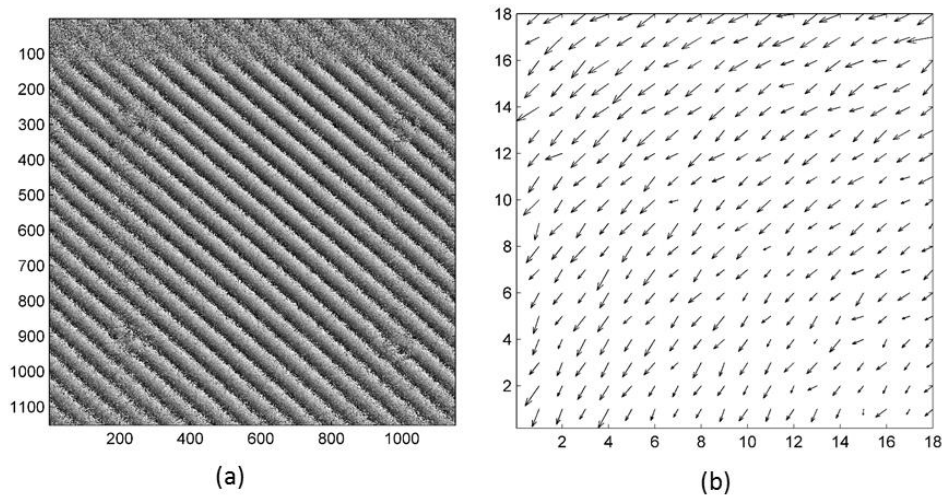


Figure 5.8 : Résultats expérimentaux obtenus pour une rotation dans le plan et une déformation hors du plan de la plaque métallique.

- (a) La phase d'interférence calculée directement à partir des hologrammes ;
- (b) Champ de déplacement calculé par DSP.

D'après les expériences réalisées, on peut dire que l'application de la combinaison de l'holographie numérique avec la photographie de speckle digitale permet de donner de bons résultats pour la mesure des trois composantes de déformations.

5.3.3 Application de la combinaison de l'holographie à la DSP pour la restauration de la phase

Si un grand mouvement se produit durant des déplacements / déformations hors plan, une décorrélation des figures de franges est obtenue.

De tels mouvements, peuvent provenir d'un événement accidentel ou en raison du phénomène de l'objet à étudier. La restauration des figures de franges décorréliées, a été déjà démontré dans de nombreuses publications en appliquant ESPI.

Notre expérience combine la DSP à la DHI pour restaurer la perte d'informations dans la figure de franges. À cette fin, nous allons provoquer une perte d'informations par l'introduction d'un grand mouvement dans le plan entre les deux expositions. Dans cette expérience, le déplacement

consiste en une inclinaison de la plaque dans la direction z d'environ $20\mu\text{m}$. Cette inclinaison va produire un déplacement hors du plan accompagné d'une large translation dans le plan. A partir de l'ensemble des hologrammes enregistrés, nous avons calculé la différence de phase pour fournir la carte du déplacement hors du plan (Figure 5.9 (a)). Comme on peut le constater, le contraste des franges a presque disparu dans la totalité de l'image de phase. Lorsque la DSP est appliquée aux deux hologrammes reconstruits, on obtient la carte de déplacement dans le plan présenté dans la figure 5.9 (b). Nous avons obtenu un déplacement moyen d'environ 2.085 pixels dans la direction y et qui correspond à $312\ \mu\text{m}$. Ce dernier induit un déplacement de $13\ \mu\text{m}$ hors du plan tout au long de l'objet observé.

La figure de phase correspondant au deuxième état de déformation de l'objet, est ensuite décalée de cette valeur. Cette nouvelle phase est soustraite de la phase de référence pour fournir la figure de franges restaurée de la déformation hors du plan comme il est montré dans la figure 5.9 (c).

Maintenant, les franges sont clairement visibles et peuvent être exploitées. La figure 5.9 (d), montre un graphique en trois dimensions du déplacement après avoir déroulé la phase de la figure 5.9 (c).

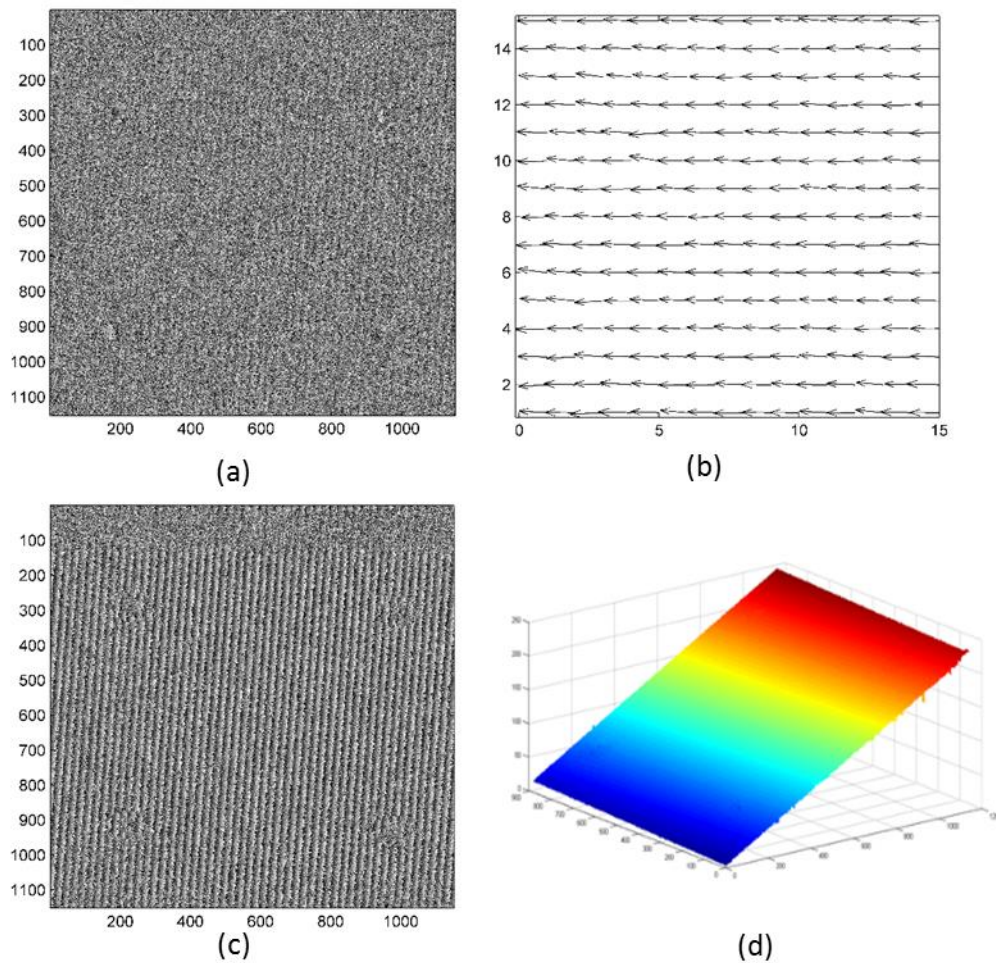


Fig.5.9. Restauration des mesures hors du plan dans le cas d'une perturbation par une large translation dans le plan :

- (a) Carte de phase de la déformation hors du plan obtenue par holographie numérique ;
- (b) Champ de déplacement calculé par DSP ;
- (c) Phase restaurée dans la direction y ;
- (d) Phase déroulée.

5.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une combinaison entre l'holographie numérique et la photographie de speckle digital. En holographie numérique nous reconstruisons les amplitudes complexes de l'objet avant et après déformation. Ces deux amplitudes sont comparées avec la DSP pour obtenir le déplacement dans le plan que l'objet a subi.

Dans une première application de cette combinaison, nous avons défini la taille des pixels de l'hologramme reconstruit par DSP en modifiant les dimensions des grains de speckle par la technique de zeropadding.

Nous avons également mesuré les trois composantes de la déformation simultanément à partir du même ensemble d'hologrammes déphasés. La déformation hors du plan est mesurée par holographie numérique, et le déplacement dans le plan par DSP.

Lorsque la figure de franges de la déformation hors du plan disparaît en raison d'un grand mouvement dans le plan, nous procédons à la restauration des franges (la phase) en utilisant l'algorithme de calcul de la DSP. Le déplacement trouvé est ensuite compensé dans le calcul de phase déformée.

Dans cette étude, nous avons démontré avec succès que la combinaison de la DSP avec la DHI, permet d'étendre l'application de cette dernière. D'abord, elle permet des mesures simultanées dans le plan et hors-plan, sans ajouter quoi que ce soit dans la configuration. Aussi la DSP permet la récupération de mouvements accidentels dans le plan qui induisent une perte de la phase dans une série de mesures hors-plan. Les hologrammes peuvent encore être corrigés à partir du mouvement dans le plan afin de rétablir la continuité des mesures hors-plan.

Conclusion générale

Le présent travail nous a permis à contribuer à la mise en œuvre pratique des techniques de speckle simple ainsi que leurs combinaisons avec des méthodes interférométriques.

Dans cette perspective, nous avons développé trois sections principales dépendantes l'une de l'autre :

- Une partie théorique étudiant les propriétés opto-mécaniques liées au phénomène de speckle photographique, l'interférométrie de speckle, l'holographie digitale et leurs combinaisons ;
- Une partie programmation sous environnement Matlab et labview ;
- L'ensemble des considérations des deux parties précédentes a été corrélé avec les expériences.

Nous avons abordé premièrement le problème de la détermination des déplacements dans le plan en mettant l'accent sur les techniques de photographie speckle et l'interférométrie de speckle où les figures de speckle sont enregistrées par caméra CCD et traitées numériquement par ordinateur.

Notre préoccupation a porté essentiellement sur cette technique appelée photographie de speckle digitale (DSP) où les déplacements dans le plan subit par un objet sont déterminés numériquement par la technique de corrélation d'images. Les déplacements à mesurer doivent être supérieurs aux dimensions moyennes des grains de speckle. La taille moyenne d'un grain de speckle doit couvrir au minimum deux pixels de la CCD pour satisfaire le théorème d'échantillonnage de Nyquist, qui est une condition nécessaire pour le calcul par DSP.

Un deuxième point a été relevé, c'est celui de la détermination des déformations hors du plan. Un interféromètre de speckle électronique a été adapté à ce type de mouvement, en utilisant la technique de décalage de phase.

L'holographie digitale, elle aussi a été utilisée pour restituer l'amplitude complexe du front d'onde de l'objet.

Pour évaluer l'ensemble des paramètres cités ci-dessus, nous avons mis au point des algorithmes de calculs ainsi que la mise en place de quelques montages expérimentaux.

Nous avons développé un premier algorithme pour mesurer les déplacements dans le plan en utilisant la DSP. L'algorithme proposé est basé sur la méthode de corrélation d'images. Ce dernier calcule les déplacements d'un objet par la comparaison entre un état de référence et un état

Conclusion Générale

déformé. La démarche de l'algorithme consiste à diviser les deux images de speckle enregistrées des deux états de déformations en sous images de taille 32x32 pixels. Chaque sous image de la première figure de speckle est corrélé avec la sous image correspondante dans la deuxième figure de speckle. Le déplacement est calculé par la détection de la position du pic de corrélation par rapport à la position du pic de la fonction d'auto-corrélation de l'image de référence. Cet algorithme a été vérifié en faisant des mesures de translation et de rotation dans le plan.

Dans une première expérience, nous avons présenté une méthode combinant l'ESPI et la DSP pour étudier les déformations hors du plan en présence de translation ou de rotation plus grandes que la taille moyenne des grains de speckle. Dans cette technique au lieu de bloquer le faisceau de référence ou utiliser les termes de modulation dans les images de phase décalées, nous avons utilisé les termes d'intensités. Des interférogrammes décalés par un saut de phase constant sont enregistrés, et la phase correspondant à la déformation hors du plan est calculée.

Lorsque l'objet subit de grands déplacements dans le plan, l'information de phase correspondant à la déformation hors du plan disparaît. A cette fin, nous avons développé un algorithme pour compenser les grands mouvements dans le plan et par la suite rétablir les informations perdues dans la figure de franges sensible à la déformation hors du plan. La perte d'information est complètement restaurée par un décalage de la carte de phase déformée par les déplacements calculés par DSP.

Avec cette méthode, nous avons aussi réalisé des expériences de mesures des déformations hors du plan par ESPI, qui ont été perturbées par un large mouvement accidentel (rotation) dans le plan et dans le cas d'une configuration mal alignée. La restauration de la carte de phase des déformations hors du plan par la DSP, basée sur les termes d'intensités des specklegrammes a approuvé son efficacité.

Dans une deuxième expérience nous avons réalisé un montage d'holographie de Fresnel avec décalage de phase pour mesurer des déformations hors du plan. Pour mesurer une déformation en holographie digitale, il suffit d'enregistrer une séquence d'hologrammes déphasés par un pas constant, puis reconstruire numériquement l'amplitude et la phase représentant la déformation. Nous avons développé un troisième algorithme qui nous a permis de reconstruire les deux amplitudes complexes des deux états de déformations de l'objet, et de supprimer l'ordre zéro et l'image conjuguée dans les hologrammes finaux.

La combinaison de la DSP avec l'holographie digitale nous a permis à nouveau de mesurer les trois composantes de déformation. Dans ce cas, la DSP est appliquée entre les deux amplitudes

Conclusion Générale

reconstruites en holographie digitale pour définir le déplacement dans le plan. Nous avons démontré également, qu'il est possible de déterminer par la DSP la taille du pixel de l'hologramme reconstruit avec une meilleure précision.

Dans une dernière application nous avons utilisé le champ de déplacement mesuré par DSP pour restaurer la figure de franges reconstruite par holographie digitale en présence de larges déplacements. Lorsque cet algorithme est appliqué aux deux hologrammes reconstruits, on obtient la carte de déplacement.

La figure de phase correspondant au deuxième état de déformation de l'objet, est ensuite décalée d'une quantité de la valeur moyenne de déplacement de cette carte. Cette nouvelle phase est soustraite de la phase de référence pour fournir la figure de franges restaurée de la déformation hors du plan. Les résultats obtenus de la phase restaurée dans le cas de grandes translations ou bien de grandes rotations dans le plan sont très satisfaisants.

Notre étude doit être considérée comme un travail exploratoire, si notre étude pouvait être poursuivie, approfondie et précisée, elle pourrait déboucher sur des techniques de contrôle non destructif dans beaucoup de nos laboratoires de recherches et aussi en industrie.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J.W. Goodman, "Statistical properties of laser speckle patterns," In laser speckle and related phenomena. J.C. Dainty, ed. (springer-Verlag, Berlin), 9-75 (1975).
- [2] Robert Jones, Catherine Wykes, "Holography and speckle interferometry," Cambridge University Press (1989).
- [3] Q.B. Li, F.P. Chiang, "Tree-dimensional dimension of laser speckle," Appl. Opt. 31, p. 6287-6291 (1992).
- [4] P. Jacquot, IMAC, "Photographie de speckle," Ed. Press polytechniques Romandes. Lausanne, 149-204 (1982).
- [5] J.E. Ward, D.P. Kelly, J.T. Sheridan, "Tree-dimensional speckle size in generalized optical systems with limiting apertures," J. Opt. Soc. Am. A 26, p. 1855-1864 (2009).
- [6] Pramod K. Rastogi, "Techniques of displacement and deformation measurements in speckle metrology," In Speckle metrology. Edited by Rajpal S.Sirohi. Marcel Dekker. Inc (1993)
- [7] E. Archbal, J.M. Burch, and A.E Ennos, "Recording of in-plane surface displacement by double-exposure speckle photography," Opt. Acta. 17, 883-898 (1970).
- [8] J.N. Butters and J.A. Leendertz, "A double exposure technique for speckle pattern interferometry," J. Phys. E: Sci. Instrum 4, 277-279 (1971).
- [9] E. Archbal and A.E. Ennos, "Displacement measurement from double exposure laser photography," Opt. Acta. 19, 253-271 (1972).
- [10] Rajpal S.Sirohi, "Speckle Methods in Experimental Mechanics," In Speckle metrology. Edited by Rajpal S.Sirohi. Marcel Dekker. Inc (1993).
- [11] Valery P. Shchepinov, Vladimir S. Pisarev and others, "Strain and stress analysis by Holographic and Speckle Interferometry," John Wiley and Sons (1996).
- [12] H.J. Tiziani, "A study of the use of laser speckle to measure small tilts of optically rough surfaces accurately," Opt. Commun. 5, 271-274 (1972).
- [13] D.A. Gregory, "Basic physical principles of defocused speckle photography: a tilt topology inspection technique," Opt. Laser Technol. 8, 201-213 (1976).
- [14] F.P. Chiang and R.M. Juang, "Laser speckle interferometry for plate bending problems," Appl. opt. 15, 2199-2204 (1976).
- [15] D.W. Li, J.B. Chen, and F.P. Chiang, "Statistical analysis of one-beam subjective laser-speckle interferometry," J. Opt. Soc. Am. A. Vol. 2. N° 5, 657-666 (1985).

- [16] Gary L. Cloud, "Optical method of engineering analysis," Cambridge University Press (1995).
- [17] J.B. Chen, F.P. Chiang, "Statistical analysis of whole-field filtering of specklegram and its upper limit of measurement," J.O.S.A. Vol. 1, N° 8, 845-849 (1984).
- [18] P. Jacquot and P.K. Rastogi, "Influence of out-of-plane deformation and its elimination in white light speckle photography," Opt. Lasers Eng. 2, 33-55 (1981).
- [19] I. Yamaguchi, "Theory and Applications of Speckle Displacement and Decorrelation," In Speckle Metrology, Edited by Rajpal S.Sirohi. Marcel Dekker, Inc (1993).
- [20] I. Yamaguchi, "Shape and Deformation Measurements by Digital Speckle Correlation and Digital Holography," Proceedings of the XIth International Congress and Exposition, Orlando, Florida USA (2008).
- [21] M. Sjö Dahl, "Calculation of speckle displacement, decorrelation, and object-point location in imaging systems," Appl. opt. 34(34), 7998-8010 (1995).
- [22] M. Sjö Dahl and L. R. Benckert, "Electronic speckle photography: analysis of an algorithm giving the displacement with subpixel accuracy," Appl. Opt. 32, 2278–2284 (1993).
- [23] Charles M. Vest, "Holography Interferometry," New York, John Wiley and sons (1979).
- [24] T. Kreis, "Holographic interferometry: principles and methods," 1^{re} Ed., Akademie Verlag (1996).
- [25] J.A. Leendertz, "Interferometric displacement measurement on surfaces utilizing speckle effect," J. Phys. E: Sci. Instrum 3, 214-218 (1970).
- [26] D.E. Duffy, "Moiré gauging of in-plane displacement using double aperture imaging," Appl. opt. 11, 1778-1781 (1972).
- [27] J.N. Leendertz and J.N. Butters, "An image-shearing speckle pattern interferometer for measuring bending moments," J. Phys. E: Sci. Instrum., 6, 1107-1110 (1973).
- [28] Y.Y. Hung, and C.E. Taylor, "Speckle-shearing interferometric camera – a tool for measurement of derivatives of surface displacements," Proc. SPIE, 41, 169-175 (1973).
- [29] P. Hariharan, "Speckle Shearing interferometry: a simple optical system," Appl. opt. 14, 2563 (1975).
- [30] Y.Y. Hung, and A.J. Durelli, "Simultaneous measurement of three displacement derivatives using a multiple image-shearing interferometric camera," J. Str. Anal. 14, 81-88 (1979).
- [31] D.K. Sharma, N. Krishna Mohau, and R.S. Sirohi, "A Holographic speckle shearing technique for the measurement of out-of-plane displacement, slope and curvature," Opt. Commun. 51, 230-235 (1986).

- [32] R.K. Mohanty, C. Joenathan, and R.S. Sirohi, "Speckle and speckle-shearing interferometers combined for the simultaneous determination of out-of-plane displacement and slope," *Appl. Opt.* 24, 3106-3109 (1985).
- [33] Y. Iwahashi, K. Iwata and R. Nagata, "Simultaneous measurement of three slope distributions with single-aperture speckle shearing interferometer," *Appl. Opt.* 25, 3, 328-329 (1986).
- [34] Y. Y. Hung and C. Y. Liang, "Image-shearing camera for direct measurement of surface strains," *Appl. Opt.* 18, 1046-1051 (1979).
- [35] E. Vikhagen, "Nondestructive testing by use of TV holography and deformation phase gradient calculation," *Appl. Opt.* 29, 137-144 (1990).
- [36] K. Creath, "Temporal phase measurement methods," In *Interferogram Analysis: Digital Fringe Pattern Measurement Techniques*, D. W. Robinson and G. T. Reid, Eds., pp. 94–140, Institute of Physics Publishing, Bristol, United Kingdom (1993).
- [37] G.H.Kaufmann, "Automatic fringe analysis procedures in speckle metrology," In *Speckle Metrology*. Edited by Rajpal S.Sirohi. Marcel Dekker. Inc (1993).
- [38] P. Hariharan, B.F. Oreb, N. Brown, "A digital phase-measurement system for real-time holographic interferometry," *Opt. Commun.* 41, 393-396 (1982).
- [39] P. Hariharan, "Qasi-heterodyne hologram interferometry," *Opt. Eng.* 24, 632-638 (1985).
- [40] J.C. Wyant and K. Creath, "Recent advance in interferometric optical testing," *Laser Focus, Electro-optics*, 118-132 (1985).
- [41] R.N. Shagam and J.C. Wyant, "Optical frequency shifter for heterodyne interferometers using multiple rotating polarization retarders," *Appl. Opt.* 17, 3034-3035 (1978).
- [42] H.Z. Hu, "Polarization heterodyne interferometry using simple rotating analyzer. 1: Theory and error analysis," *Appl. Opt.* 22(13), 2196-2200 (1983).
- [43] D. W. Robinson, "Phase Unwrapping Methods," In *Interferogram Analysis*, Ed. D. Robinson and G. Reid, Chap 6, Philadelphia Institute of physics (1993).
- [44] U. Schnars, C. Falldorf, J. Watson and W. Juptner, "Digital Holography and wavefront sensing: Principles, Techniques and Applications," Second edition, Edited by Springer (2015).
- [45] D. Gabor, "A new microscopic principle," *Nature* 161, p. 777-778 (1948).
- [46] D. Gabor, "Microscopy by reconstructed wavefronts," *Proc. Royal Society A* 197, p. 454-487 (1949).
- [47] E.N. Leith, J. Upatnieks, "Reconstructed wavefronts and communication theory," *J. Opt. Soc. Am.* 52, p. 1123-1130 (1962).

- [48] E.N. Leith, J. Upatnieks, "Wavefront reconstruction with continuous-tone objects," *J. Opt. Soc. Am.* 53, p. 1377-1381 (1963).
- [49] E.N. Leith, J. Upatnieks, "Wavefront reconstruction with difused illumination and three-dimensional objects," *J. Opt. Soc. Am.* 54, p. 1295-1301 (1964).
- [50] Y.N. Denisyuk, "On the reflection of optical properties of an object in a wave field of light scattered by it," *Dokl. Akad. Nauk* 144, p. 1275-1278 (1962).
- [51] R.L. Powell and K.A. Stetson, "Interferometric vibration analysis by wavefront reconstruction," *J. Opt. Soc. Am.* 55, 1593-1598 (1965).
- [52] J. W. Goodman and R. W. Lawrence, "Digital image formation from electronically detected holograms," *Applied Physics Letters*, 11:777–778 December (1967).
- [53] M. A. Kronrod, N. S. Merzlyakov, and L. P. Yaroslavskii, "Reconstruction of holograms with a computer," *Soviet Physics Technical Physics*, 17:333–334 (1972).
- [54] U. Schnars and W. P. O. Jüptner, "Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction," *Appl. Opt.* 33,179–181 (1994).
- [55] U. Schnars. "Direct phase determination in hologram interferometry with the use of digitally recorded holograms," *J. Opt. Soc. Am. A*, 11(7):2011–2015 (1994).
- [56] I. Yamaguchi and T. Zhang, "Phase-shifting digital holography," *Opt. Lett.* 22, 1268 (1997).
- [57] P. Picart, J. Leval, "General theoretical formulation of image formation in digital Fresnel holography," *J. Opt. Soc. Am.* Vol. 25, 1744-1761 (2008).
- [58] T. Kreis, W. Jüptner, "Suppression of the DC term in digital holography," *Opt. Eng.* 36, p. 2357- 2360 (1997).
- [59] E. CuChe, P. Marquet, C. Depeursinge, "Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital of-axis holography," *Appl. Opt.* 39, p. 4070-4075 (2000).
- [60] P. Picart, M. Gross and P. Marquet, "Basic fundamentals of digital holography," in *New techniques in digital holography*, Edited by Pascal Picart, John Wiley and Sons, Inc (2015).
- [61] J.C. Li, P. Picart, "Holographie numérique : principe, algorithmes et applications," Lavoisier (2012).
- [62] T. Kreis, "Handbook of Holographic Interferometry: Optical and Digital Methods," Wiley-VCH, Weinheim, Germany (2005).
- [63] K. Creath, "Phase-shifting speckle interferometry," *Appl. Opt.* 24, 3053–3058 (1985).
- [64] M. Sjö Dahl and H. O. Saldner, "Three-dimensional deformation field measurements with simultaneous TV holography and electronic speckle photography," *Appl. Opt.* 36, 3645–3648 (1997).

- [65] A. Andersson, A. Runnemalm, and M. Sjö Dahl, "Digital speckle pattern interferometry: fringe retrieval for large in-plane deformations with digital speckle photography," *Appl. Opt.* 38, 5408–5412 (1999).
- [66] R. M. Groves et al. "Single-axis combined shearography and digital speckle photography instrument for full surface strain characterization," *Opt. Eng.* 44(2), 025602 (2005).
- [67] G. Pedrini, B. Pfister, and H. Tiziani, "Double pulse-electronic speckle interferometry," *J. Mod. Opt.* 40 (1), 89–96 (1993).
- [68] P. Langehanenberg et al., "Detection of 3D-displacements by application of digital correlation technique and spatial phase shifting electronic speckle-pattern interferometry (SPS ESPI)," In *DGaOProceedings [online only]*, Vol. 105, p. P35 (2004).
- [69] R. A. Martínez-Celorio et al., "Out-of-plane displacement measurement by electronic speckle pattern interferometry in presence of large in-plane displacement," *Opt. Commun.* 208, 17–24 (2002).
- [70] P. Gren, "Pulsed TV holography combined with digital speckle photography restores lost interference phase," *Appl. Opt.* 40, 2304–2309 (2001).
- [71] S. Knoche et al., "Modulation analysis in spatial phase shifting electronic speckle pattern interferometry and application for automated data selection on biological specimens," *Opt. Commun.* 270, 68–78 (2007).
- [72] T. Maack, R. Kowarschik, and G. Notni, "Optimum lens aperture in phase-shifting speckle interferometric setups for maximum accuracy of phase measurement," *Appl. Opt.* 36, 6217–6224 (1997).
- [73] R. Jones and C. Wykes, "Holographic and Speckle Interferometry," 2nd ed. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom (1989).
- [74] M. Lehmann, "Optimization of wavefield intensities in phase-shifting speckle interferometry," *Opt. Commun.* 118, 199–206 (1995).
- [75] Ichirou Yamaguchi, Jun-ichi Kato, Sohgo Ohta, and Jun Mizuno, "Image formation in phase-shifting digital holography and applications to microscopy," *Appl. Opt.* 40, 6177–6186 (2001).
- [76] I. Yamaguchi and T. Zhang, "Phase shifting digital holography," *Opt. Lett.* 22, 1268–1270 (1997).
- [77] R. Zemmamouche, J.F. Vandenrijt, A. Medjahed, I. de Oliveira, M. Georges, "Use of specklegrams background terms for speckle photography combined with phase-shifting electronic speckle pattern interferometry," *Opt. Eng.* 54(8), 084110 (2015).

- [78] S. De Nicola, P. Ferraro, A. Finizio, and G. Pierattini, "Wave front reconstruction of Fresnel off-axis holograms with compensation of aberrations by means of phase-shifting digital holography," *Opt. Las Eng.* 37, 331-340 (2002).
- [79] J.C. Li, P. Picart, "Holographie numérique : principe, algorithmes et applications," Lavoisier (2012).
- [80] Ting-Chung Poon and Jung-Ping Liu, "Introduction to modern digital holography with Matlab," Edited by Cambridge University Press (2014).