



HAL
open science

Application de la granularite laser à la métrologie des microdéplacements

Pierre Slangen

► **To cite this version:**

Pierre Slangen. Application de la granularite laser à la métrologie des microdéplacements. Optique [physics.optics]. Université de Liège, Belgique, 1995. Français. NNT : . tel-01962494

HAL Id: tel-01962494

<https://hal.science/tel-01962494v1>

Submitted on 9 Jan 2019

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

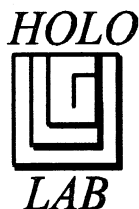
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Liège
Faculté des Sciences

*Application de la granularité laser
à la
métrologie des microdéplacements*

Thèse défendue, à Liège, le 03/07/1995

Jury composé de
Y. Lion, Prof., ULg,
V. Toal, Prof., Dublin Institute of Technology, Ireland
C. Jamar, Prof., ULg, Centre Spatial de Liège
J.-C. Golinval, Chef de Travaux, ULg
L. Berwart, Chef de Travaux, ULg



Année académique
1994-1995

Travail présenté par
Pierre Slangen
pour l'obtention du titre de
Docteur en Sciences Physiques

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Y. Lion qui m'a permis d'effectuer ce travail au sein du Laboratoire de Physique Générale (*HOLOLAB*) ainsi que pour ses conseils et ses remarques lors du déroulement et de la rédaction de ce travail.

J'exprime toute ma gratitude au Professeur V. Toal qui, lors de ces différentes visites au Laboratoire, m'a éclairé de ses connaissances en interférométrie speckle.

Je tiens également à remercier Monsieur L. Berwart, Chef de Travaux, qui m'a aidé tout au long de ce travail.

Pour la collaboration avec le L.T.A.S. et les travaux que nous avons réalisés ensemble en étude des vibrations, je tiens à remercier Monsieur J.-C. Golinval, Chargé de Cours.

Je remercie Monsieur C. Jamar, Directeur du C.S.L., et son personnel, pour leur collaboration en métrologie optique et pour le prêt de matériel électronique.

J'exprime mes plus vifs remerciements et toute ma sympathie à Monsieur Y. Renotte, Chef de Travaux, qui m'a permis de découvrir l'optique, et plus particulièrement les techniques interférométriques, depuis mes travaux de licence jusqu'à l'accomplissement de cette thèse.

J'aimerais remercier toutes les personnes qui ont collaboré à la réalisation de la station de DSPI, et plus particulièrement Monsieur Christophe De Veuster, doctorant à *HOLOLAB*, pour l'excellent travail fourni lors de son travail de fin d'études.

Merci à Messieurs S. Habraken et J.-M. Mestrez, doctorants à *HOLOLAB*, pour l'ambiance de la vie quotidienne et les petits coups de pouce divers.

Rien de tout ceci n'aurait été possible sans le soutien de ma famille et l'affection de mes proches ...

Je dédie ce travail à la mémoire de Pierre Lamproye.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1: LES PRINCIPALES TECHNIQUES OPTIQUES DE MÉTROLOGIE	
1.1. LES TECHNIQUES DE MOIRÉ	3
1.2. LA PHOTOGRAPHIE SPECKLE	4
1.2.1. MÉTHODE POINT PAR POINT.....	4
1.2.2. MÉTHODE DU CHAMP COMPLET	5
1.3. INTERFÉROMÉTRIE CLASSIQUE	5
1.4. L'INTERFÉROMÉTRIE HOLOGRAPHIQUE	6
1.5. L'INTERFÉROMÉTRIE SPECKLE	8
CHAPITRE 2: DESCRIPTION THÉORIQUE DU SPECKLE	
2.1. HISTORIQUE	9
2.2. ASPECT OPTIQUE DU SPECKLE	9
2.2.1. SPECKLE OBJECTIF	9
2.2.2. SPECKLE SUBJECTIF.....	11
2.3. ASPECT STATISTIQUE DU SPECKLE	13
2.3.1. COMBINAISONS COHÉRENTE ET INCOHÉRENTE DE DEUX FIGURES DE SPECKLE.....	15
2.3.2. COMBINAISON COHÉRENTE D'UNE FIGURE DE SPECKLE ET D'UN FAISCEAU DE RÉFÉRENCE D'INTENSITÉ UNIFORME	16
CHAPITRE 3: LA PHOTOGRAPHIE SPECKLE	
3.1. INTRODUCTION	17
3.2. LA PHOTOGRAPHIE SPECKLE	17
3.3. DÉPOUILLEMENT DE LA PHOTOGRAPHIE SPECKLE	18
3.3.1. MÉTHODE POINT PAR POINT	19
3.3.2. MÉTHODE DU CHAMP COMPLET	20
3.3.4. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	22
1. <i>Enregistrement</i>	22
2. <i>Dépouillement</i>	23

A. Dépouillement point par point	23
B. Dépouillement champ complet.....	23
3.4. COMPARAISON DES MÉTHODES DE DÉPOUILLEMENT	25
3.5. CONCLUSION	25
 CHAPITRE 4: L'INTERFÉROMÉTRIE SPECKLE	
4.1. INTRODUCTION	27
4.2. PRINCIPE.....	27
4.3. PRINCIPAUX TYPES D'INTERFÉROMÈTRES UTILISÉS EN ESPI.....	29
4.3.1. INTERFÉROMÈTRES SENSIBLES AUX MOUVEMENTS HORS DU PLAN DE L'OBJET (OPI)	29
4.3.2. INTERFÉROMÈTRES SENSIBLES AUX MOUVEMENTS DANS LE PLAN DE L'OBJET (IPI)	30
4.4. RÉALISATION DE L'ESPI.....	30
4.4.1. LE SYSTÈME DE SAISIE DES IMAGES	30
4.4.2. FORMATION DES FRANGES D'ESPI	31
1. <i>Addition des deux signaux vidéo</i>	31
2. <i>Soustraction des deux signaux vidéo</i>	33
4.4.3. OPTIMISATION DES FRANGES OBTENUES PAR ESPI	34
1. <i>Interféromètre</i>	34
2. <i>Caméra</i>	34
3. <i>Stockage des images</i>	34
4. <i>Traitement des images</i>	35
5. <i>Affichage des images (DSPI)</i>	35
4.4.4. DOMAINE D'APPLICATION DE L'ESPI	35
1. <i>Sensibilité</i>	35
2. <i>Objet</i>	35
3. <i>Profondeur de champ</i>	35
4. <i>Mesure</i>	36
4.5. ANALYSE DES IMAGES.....	36
4.5.1. PRINCIPE DU DÉCALAGE DE PHASE.....	37
4.5.2. COMPARAISON DES DIFFÉRENTS ALGORITHMES	40
1. <i>Réalisation pratique du décalage de phase</i>	40
2. <i>Principales sources d'erreur</i>	41
3. <i>Influence des erreurs pour différents algorithmes de calcul de la phase</i>	42
A. Erreurs du système de génération du décalage de phase (phase-shifter).....	42
B. Erreurs du système d'acquisition des images	43
C. Erreurs de dérives	44

D. Conclusions.....	44
4.5.3. CARACTÉRISTIQUES DU DÉCALAGE DE PHASE.....	45
1. Précision du phase shift.....	45
2. Stabilité de la phase.....	45
3. Décorrélation de la phase.....	45
4.5.4. OBTENTION DES FRANGES.....	46
4.5.5. DÉROULAGE DE PHASE.....	46
Localisation de l'objet:.....	47
4.5.6. CALCUL DU DÉPLACEMENT.....	47
CHAPITRE 5: DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	
5.1. INTRODUCTION.....	49
5.2. DESCRIPTION DU SYSTÈME DSPI.....	49
5.2.1. COMPOSANTS MÉCANIQUES.....	49
5.2.2. COMPOSANTS OPTIQUES.....	50
5.2.3. COMPOSANTS INFORMATIQUES.....	51
5.2.4. INTERFÉROMÈTRE À COMPOSANTS SÉPARÉS.....	52
5.2.5. INTERFÉROMÈTRE À FIBRES OPTIQUES.....	54
5.3. CODAGE DE LA PHASE.....	56
5.3.1. ACQUISITION DES SPECKLEGRAMMES.....	56
5.3.2. CODAGE DE LA PHASE POUR LE DÉCALAGE DE PHASE.....	57
5.4. ETUDE DE LA PHASE.....	60
CALIBRATION DES INTERFÉROMÈTRES.....	60
1. Principe de la calibration.....	61
A. Enregistrement.....	62
B. Reconstruction et analyse.....	63
2. Interféromètre dans le plan.....	65
A. Etalonnage du système à fibres.....	66
B. Mesure de la dérive.....	68
3. Interféromètre hors plan.....	69
A. Etalonnage du piézoélectrique.....	69
B. Mesure de la dérive.....	74
5.5 OPTIMISATION.....	75
5.5.1. CARACTÉRISTIQUES DU MONTAGE OPTIMISÉ.....	77
5.6. DÉROULAGE DE PHASE.....	79
5.6.1. PRINCIPE.....	79
5.6.2. PROBLÈMES RENCONTRÉS.....	83

5.6.3. SOLUTION PROPOSÉE.....	84
5.6.4. DIGRO: ALGORITHME À CROISSANCE DE DISQUES	85
1. Point de départ	85
2. Croissance de disques.....	86
3. Imposition d'une précision	91
4. Limitation de l'algorithme.....	92
5.7. LISSAGE DU PROFIL DÉROULÉ.....	92
5.8. GESTION DU SYSTÈME DSPI.....	93
 CHAPITRE 6: PRÉSENTATION DES RÉSULTATS	
6.1. INTRODUCTION	95
6.1.1. CONFIGURATION - RÉGLAGES.....	95
6.2. MESURE DE DÉPLACEMENTS HORS PLAN.....	97
6.2.1. CONJUGAISON OPTIQUE DES FAISCEAUX OBJET ET RÉFÉRENCE	97
6.2.2. MESURE EN TEMPS MOYENNÉ	99
1. Introduction.....	99
2. Résultats obtenus par DSPI.....	100
A. Soustraction du specklegramme vibrant et du faisceau de référence seul	100
B. Soustraction du specklegramme vibrant et du specklegramme "repos".....	100
C. Soustraction de deux specklegrammes vibrants.....	100
D. Max-Min scanning.....	101
E. Décalage de phase	102
3. Application	102
A. Détection et visualisation des modes propres par PSDSPI.....	103
B. Analyse dynamique par éléments finis	104
C. Analyse modale expérimentale par impact	105
D. Comparaison des résultats.....	107
3. Interprétation du système de franges en temps moyenné:	108
6.2.3. MESURE PAR DOUBLE EXPOSITION.....	110
1. Contraintes appliquées aux objets.....	110
2. Soustraction simple.....	110
3. Décalage de phase.....	111
4. Résultats obtenus par décalage de phase	112
A. Déplacement pur	112
B. Déformation et détection de défauts.....	113
6.3. MESURE DE DÉPLACEMENTS DANS LE PLAN.....	116
6.3.1. ROTATIONS	116
<i>Influence d'un déplacement hors plan</i>	<i>117</i>

6.3.2. DÉFORMATIONS	117
6.4. DISCUSSION DES RÉSULTATS.....	118
CONCLUSION.....	120
RÉFÉRENCES.....	120
ANNEXES.....	120

INTRODUCTION

Avec l'avènement de technologies nouvelles (matériau composite, céramique, élaboration de structures complexes et de prototypes coûteux), un nouveau besoin est apparu en métrologie: le contrôle non destructif. Les méthodes couramment utilisées sont les techniques mécaniques, les ultrasons, la thermographie infrarouge, et les techniques optiques. Parmi celles-ci, on peut distinguer notamment l'holographie et l'interférométrie speckle. Les techniques optiques sont bien adaptées car elles n'exercent aucun contact avec l'objet à analyser et ainsi elles ne le perturbent pas. De plus, elles fournissent, pour la plupart, une cartographie des déplacements de l'objet entier.

Dans cet ouvrage, nous nous intéresserons plus particulièrement aux techniques qui utilisent le speckle car elles sont moins sensibles aux perturbations extérieures à la mesure que l'interférométrie holographique.

Une surface optiquement rugueuse est caractérisée par un relief de surface dont les variations sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière qui l'éclaire. Lorsqu'une telle surface est éclairée par la lumière cohérente provenant d'un laser, elle présente un aspect granuleux. Cet aspect granuleux est appelé speckle ou granularité laser (tavelure).

Considéré d'abord comme une source de bruit en métrologie utilisant des lasers, le speckle peut également servir de porteur d'information et ainsi être utilisé en métrologie.

Nous détaillerons plus particulièrement deux méthodes: la photographie speckle et surtout l'interférométrie speckle par voie électronique numérique (DSPI: Digital Speckle Pattern Interferometry).

La photographie speckle a une gamme de mesures qui s'étend de quelques micromètres à quelques centaines de micromètres tandis que la DSPI, couplée au décalage de phase, permet d'effectuer des mesures dans une gamme qui s'étend entre quelques dizaines de nanomètres et quelques dizaines de micromètres.

Ces deux techniques sont donc particulièrement bien adaptées à la métrologie des microdéplacements d'un objet. Ces microdéplacements peuvent être engendrés par des variations de température, par des efforts de contrainte ou encore par des vibrations. La conception et la réalisation d'un système complet d'acquisition et de traitement des images de speckle sont les objectifs principaux que nous nous sommes dès lors fixés dans le cadre du travail de doctorat.

CHAPITRE 1

PRESENTATION DES PRINCIPALES TECHNIQUES OPTIQUES DE METROLOGIE

Les techniques optiques sont particulièrement bien adaptées à la métrologie de petites pièces et aux tests non destructifs puisque, n'ayant aucun contact avec l'objet, elles ne le perturbent pas. De plus, elles permettent d'obtenir directement une cartographie des déplacements ou des défauts de l'objet examiné, pour des contraintes appliquées faibles (stress thermique, variation de pression, application d'une force, mise en vibration,). Cependant, si les mesures sont à effectuer dans la masse, la contrainte doit être suffisante afin d'obtenir une perturbation de la surface.

Les principales méthodes utilisées sont l'effet de moiré, la photographie speckle, l'interférométrie classique, l'interférométrie holographique et l'interférométrie speckle. On peut les classer en deux catégories: photographique et interférométrique.

Rem.: Bien que cette technique soit en plein essor, nous ne nous intéresserons pas à la thermographie infrarouge.

1.1. Les techniques de moiré

L'effet de Moiré se produit en optique lorsque deux réseaux ou deux grilles se juxtaposent avec un angle faible entre eux. La figure qui en résulte présente une fréquence spatiale plus faible que les grilles individuelles. Un cas classique de Moiré résulte de la composition du tramage de la télévision avec celui d'un vêtement à fines rayures ou encore lorsqu'un fin rideau tramé est replié sur lui-même.

En métrologie optique, on utilise souvent des franges linéaires collimatées et d'interfrange connu. On peut les projeter sur un objet dont la surface a été recouverte par un autre réseau, ce qui engendre le moiré. Une autre méthode consiste à projeter les franges sur l'objet et à enregistrer celui-ci photographiquement ou via une caméra. Après déformation, un nouvel enregistrement est effectué et superposé au premier pour produire le moiré. La forme des franges obtenues est représentative de la déformation induite. Le moiré peut être utilisé tant pour l'analyse dans le plan que hors plan d'un objet. L'application la plus utilisée du moiré est la profilométrie de surface.

1.2. La photographie speckle

En photographie speckle, l'objet à analyser (diffusant ou rendu diffusant par un traitement approprié) est éclairé par un faisceau laser étendu afin de générer du speckle. Cette figure de speckle est enregistrée sur un matériau photosensible de haute résolution spatiale grâce à un appareil photographique. Tout comme pour le moiré, on remarquera que seule l'intensité de l'onde lumineuse est enregistrée, et non sa phase. Après déplacement de l'objet, une nouvelle photographie est effectuée sur la même plaque d'enregistrement. Une fois développée, la photographie est l'enregistrement fidèle des deux figures de speckle. Ces deux images, identiques, sont décalées d'une distance dépendant des deux positions de l'objet. Cette distance, déterminée par le grandissement photographique, doit être supérieure à la taille moyenne du grain de speckle (grains décorrélés). Dans ces conditions, la photographie speckle est particulièrement bien adaptée pour la mesure des déplacements dans le plan et peut être adaptée à la mesure hors plan. La gamme de mesure se situe entre quelques dizaines et quelques centaines de micromètres avec une sensibilité limite de l'ordre de $0.1 \mu\text{m}$.

Deux techniques principales d'analyse complémentaires sont alors envisageables.

1.2.1. MÉTHODE POINT PAR POINT:

Lorsqu'on éclaire une petite zone de la plaque par le rayon non étendu du laser, chaque paire de grains de speckle se comporte comme des trous de Young et génère une figure de diffraction constituée de franges parallèles et d'un halo central.

En chaque point d'analyse, le déplacement subi par l'objet est caractérisé par une amplitude inversement proportionnelle à l'interfrange et une direction perpendiculaire aux franges.

Comme toute méthode d'analyse ponctuelle, l'exploitation des données nécessite un balayage de l'image photographique de l'objet.

1.2.2. MÉTHODE DU CHAMP COMPLET

Si on place la photographie dans un corrélateur de Fourier, et que l'on effectue un filtrage approprié dans le plan de Fourier, on obtient à la sortie du corrélateur une image complète de l'objet. Cette image comporte des franges dont l'inclinaison et l'interfrange sont liés à un déplacement particulier (direction, amplitude) correspondant au filtre utilisé dans le plan de Fourier.

Si sa mise en oeuvre est plus complexe que la méthode point par point, son principal avantage est de fournir une cartographie complète, pour un type de déplacement donné, et ce en une seule fois.

Nous détaillerons plus loin dans cet ouvrage cette technique qui utilise le speckle en métrologie. Ce travail a été effectué lors d'un stage ERASMUS à l'Ecole des Mines d'Alès (France, 04/92-07/92).

Une technique similaire permet également de mesurer les déplacements dans le plan en utilisant la corrélation de deux images de speckle prises à des instants différents. La corrélation des images est réalisée par traitement informatique et fournit des résultats dans une gamme de mesures très étendue, dépendant essentiellement du grandissement photographique utilisé, et avec une précision liée à la résolution spatiale du récepteur (matrice ou barrette CCD).

1.3. Interférométrie classique

Depuis la découverte du phénomène d'interférences, la possibilité de coder une variation de chemin optique en une variation de l'intensité de la lumière a été largement exploitée en métrologie.

L'interférométrie classique doit ses lettres de noblesse à Michelson qui réalisa un interféromètre qui porte d'ailleurs son nom.

L'interféromètre de Michelson (Fig.1.1) est de nos jours encore constamment utilisé pour mesurer de faibles perturbations. Un faisceau monochromatique est séparé en deux par division d'amplitude du front d'onde. L'onde lumineuse divisée parcourt les deux bras de l'interféromètre puis est recombinaisonnée par le diviseur de faisceau (BS).

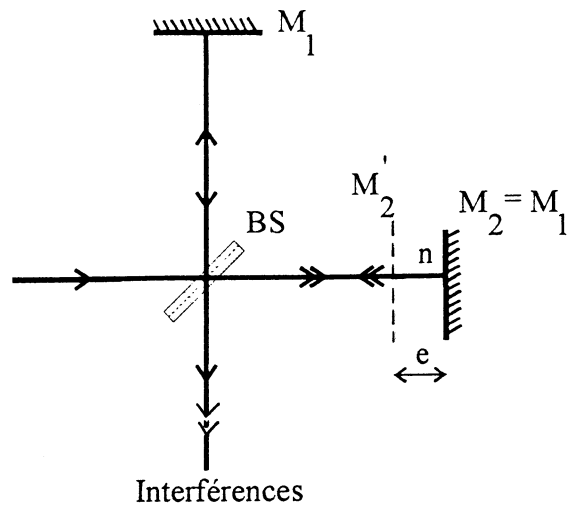


Fig. 1.1: Interféromètre de Michelson.

Si la différence des chemins optiques ($OPD = 2.n.e$) ne dépasse pas la longueur de cohérence L_C de la source utilisée, on peut alors observer la formation de franges d'interférence. L'interfrange représente un déplacement de $\lambda/2$, et on peut dès lors par comptage des franges, en déduire quantitativement la différence de chemin optique.

Cette technique convient donc tant pour la mesure de déplacement que pour la mesure de variations de l'indice de réfraction. D'autres types d'interféromètres existent également (Twyman-Green, Mach-Zender, ...) mais nécessitent, tout comme celui de Michelson, que les objets soient parfaitement réfléchissants ou transparents. Dans le cas contraire, l'objet à mesurer doit être muni d'un petit miroir ou ne doit être éclairé que sur une très petite surface, ce qui n'est pas toujours possible.

Pour des objets non spéculaires, on a recours à des méthodes interférométriques plus sophistiquées, telles que l'interférométrie holographique ou speckle.

1.4. L'interférométrie holographique

L'holographie est elle-même une technique interférométrique, qui permet d'enregistrer l'amplitude et la phase de l'onde lumineuse diffusée par chaque point d'un objet diffusant éclairé en lumière "cohérente". Ceci est réalisé en enregistrant sur un matériau approprié l'interférence du faisceau diffusé par l'objet avec un faisceau de référence. Le phénomène d'interférences, qui nécessite une source de lumière cohérente (laser), génère des franges dont l'interfrange est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière utilisée. Le matériau d'enregistrement doit donc être assez sensible dans les zones d'émission spectrale des lasers utilisés (rouge pour He-Ne et Kr^+ , vert ou bleu pour Ar^+ , Nd-YAG doublé, He-Cd et Kr^+ ...).

De plus, sa résolution spatiale (exprimée en nombre de paires de lignes par millimètre: lp/mm) doit être d'au moins quelques milliers de lp/mm afin de pouvoir résoudre l'interfrange. Enfin, sa mise en oeuvre doit être assez simple. Les matériaux d'enregistrement les plus connus sont les émulsions argentiques, la gélatine bichromatée, les photopolymères, les thermoplastiques et, plus récemment, les cristaux photoréfractifs. Les trois derniers cités présentent l'avantage de pouvoir facilement être développés ou s'autodéveloppent in-situ. L'hologramme, après développement, restitue une image tridimensionnelle de l'objet.

L'interférométrie holographique utilise cette image tridimensionnelle afin de la comparer avec l'objet éclairé sous contrainte. Si l'objet subit des déformations (de l'ordre du micromètre), l'interférence entre les deux images génère des franges caractéristiques de la déformation.

Les principales techniques d'*interférométrie holographique* sont classées en différentes catégories: franges gelées et franges en temps réel (live).

En interférométrie holographique par *double exposition*, on effectue deux enregistrements holographiques de l'objet, dans deux positions différentes, et ce sur le même milieu enregistreur. Cette technique est particulièrement bien adaptée à l'utilisation d'un laser pulsé qui permet de figer les deux états de l'objet.

En interférométrie holographique en *temps moyenné*, on étudie plus particulièrement les objets en vibration stationnaire, ce qui permet d'obtenir directement une cartographie du mode vibratoire. Toutefois cette technique ne permet pas d'effectuer la détection en fréquence du mode de vibration. On a donc recours aux techniques en temps réel.

En interférométrie holographique en *temps réel*, l'image holographique est comparée directement à l'objet éclairé qui subit la déformation. Ceci permet de suivre l'évolution de la déformation au cours du temps ou de détecter le mode de vibration.

Afin d'augmenter le contraste des franges, on peut utiliser l'effet stroboscopique au moyen d'un hacheur (chopper) de lumière, c'est l'interférométrie holographique *stroboscopique*.

Ces deux dernières techniques demandent un repositionnement très précis de l'hologramme après développement ou de le développer in-situ, ce qui n'est pas toujours aisé.

1.5. L'interférométrie speckle

L'interférométrie de speckle consiste à comparer l'interférence entre un faisceau de référence (qui peut être un speckle ou un faisceau de phase et d'intensité uniforme) et l'image du speckle de l'objet, avant et après déformation. Il est possible de réaliser l'interférométrie speckle par voie photographique ou par voie électronique en utilisant une caméra. Vu sa facilité de mise en oeuvre et les progrès technologiques réalisés dans le domaine des caméras et du traitement d'images, nous nous attacherons plus particulièrement à l'ESPI (Electronic Speckle Pattern Interferometry).

Rem.: On trouve différentes appellations équivalentes de l'interférométrie de speckle: ESPI (Electronic Speckle Pattern Interferometry), DSPI (Digital Speckle Pattern Interferometry), TV-Holography, holographie électro-optique; nous les définirons au chapitre 4. Nous essaierons de n'utiliser que le terme DSPI tout au long de cet ouvrage.

En DSPI, on enregistre les images directement sur une caméra CCD (Charge Coupled Device). A priori, la résolution de la DSPI est inférieure aux techniques holographiques, car on utilise le speckle, source de bruit en holographie, comme porteur de l'information.

Toutefois la DSPI permet d'effectuer le même type de mesure qu'en holographie, mais toutes les données sont saisies par la caméra CCD et transférées vers un logiciel de traitement d'images afin de les exploiter.

Lorsqu'on couple la DSPI avec le décalage de phase, il est même possible d'obtenir les déplacements quantitatifs subis par l'objet.

En général, la gamme de mesure s'étale de quelques dizaines de nanomètres à quelques dizaines de micromètres.

CHAPITRE 2

DESCRIPTION THEORIQUE DU SPECKLE

2.1. Historique

Le phénomène du speckle est connu déjà depuis Newton, qui l'avait associé au fait que les étoiles scintillaient mais pas les planètes [1]. C'est au 19^{ème} siècle que Exner le mentionne lors de ses travaux sur les anneaux de diffraction de Fraunhofer [2]. A peu près quarante ans plus tard, en 1914, Von Laue fournira une étude quasi complète des propriétés statistiques du speckle présent dans les anneaux de Fraunhofer [3].

Mais c'est à partir de 1960 que le speckle est redécouvert lors de l'avènement des premiers lasers à gaz dont le faisceau projeté sur le mur du laboratoire engendre une tache granuleuse et scintillante [4]. Enfin, une analyse de la granularité laser ou tavelure l'associe à la diffusion de la lumière cohérente par une surface optiquement rugueuse [5].

2.2. Aspect optique du speckle

Toute personne ayant vu une surface illuminée par un faisceau laser aura déjà observé la curieuse apparence granuleuse de cette surface.

L'effet de speckle apparaît seulement lorsque la surface est optiquement rugueuse, c'est-à-dire que les variations du relief de surface sont de l'ordre de quelques longueurs d'onde de la lumière incidente. Lorsqu'une telle surface est éclairée par un laser, l'intensité de la lumière diffusée varie aléatoirement avec la position du point; c'est ce qu'on appelle le speckle *objectif*.

Lorsqu'une surface rugueuse est éclairée par la radiation laser et qu'une image de la surface est formée via un système optique, l'image présente une variation d'intensité similaire mais, dans ce cas, le speckle est appelé *subjectif* [6].

2.2.1. SPECKLE OBJECTIF

Chaque point de la surface S de dimension $L \times L$ contribue à l'intensité lumineuse d'un point donné $M(x, z)$ du plan d'observation (figure 2.1). Si la position de M varie, l'amplitude de chaque composante varie très peu, mais leur phase respective s'altère rapidement.

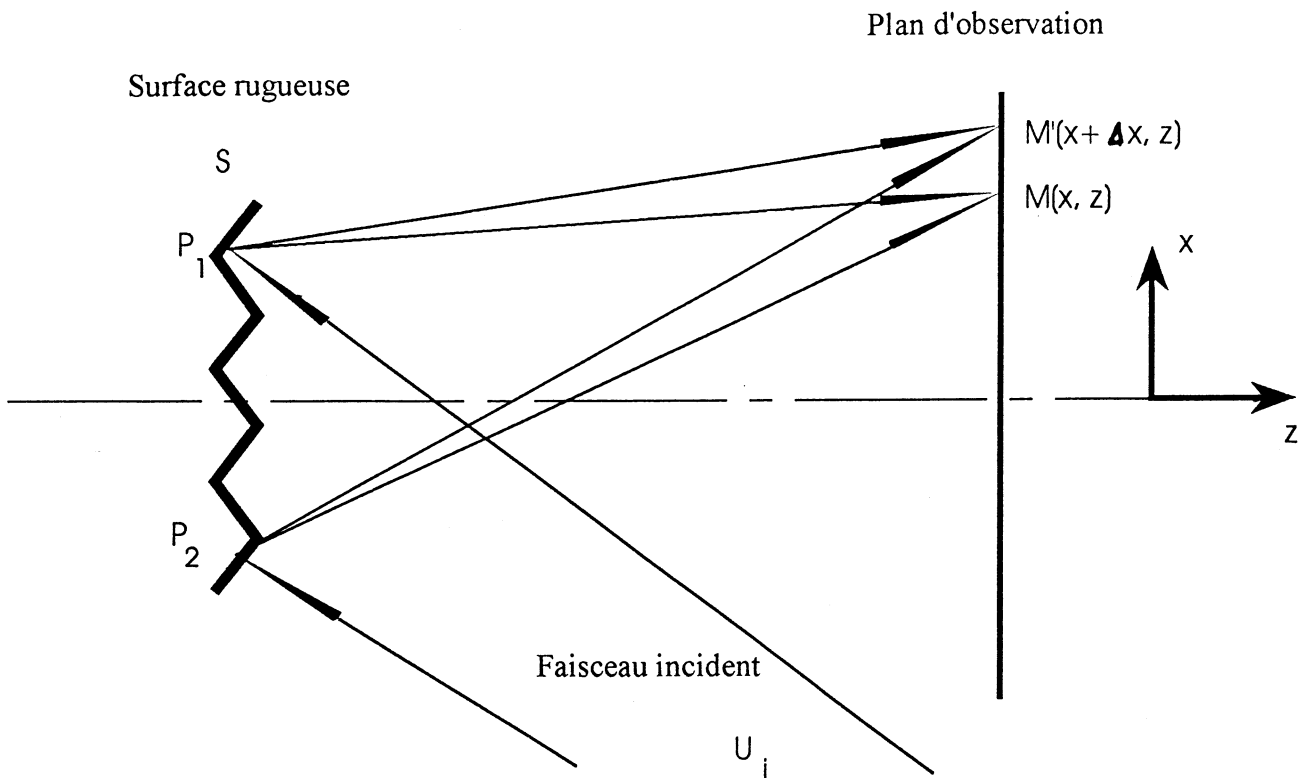


Fig.2.1: Formation du speckle objectif.

La différence de marche entre les points P₁ et P₂ (distants de L), et M, est donnée, pour y constant, par:

$$\delta = (P_1M - P_2M) \cong \frac{xL}{z} + \frac{1}{2} \frac{L^2}{z} \quad (\text{Eq.2.1})$$

La différence de marche entre P₁ et P₂ et un point adjacent M'(x + Δx, z) est donnée par:

$$(P_1M' - P_2M') \cong \frac{xL}{z} + \frac{1}{2} \frac{L^2}{z} + \frac{\Delta x L}{z} \quad (\text{Eq.2.2})$$

La variation de chemin relatif de M à M' vaut donc:

$$\Delta\delta = \frac{\Delta x L}{z} \quad (\text{Eq.2.3})$$

Pour les maxima,

$$\Delta\delta \approx \lambda$$

Si Δx représente la taille du speckle, donnée par la distance séparant deux maxima consécutifs, on a

$$\frac{\Delta x L}{z} \cong \lambda \Rightarrow \Delta x \cong \frac{\lambda z}{L} \quad (\text{Eq.2.4})$$

La figure de speckle peut être considérée comme étant constituée d'un ensemble de réseaux de fréquence spatiale variable; la fréquence spatiale maximale, f_{\max} , est celle du réseau formé par l'interférence de la lumière diffusée par les bords de la surface éclairée; la valeur de f_{\max} est directement liée à la taille de la surface et à la distance d'observation.

Ce type de speckle est appelé objectif parce que sa taille, $\lambda z/L$, ne dépend que du plan de l'espace où il est observé et non pas du système optique utilisé pour le voir. Ceci n'est pas le cas du speckle observé dans le plan d'une image.

2.2.2. SPECKLE SUBJECTIF

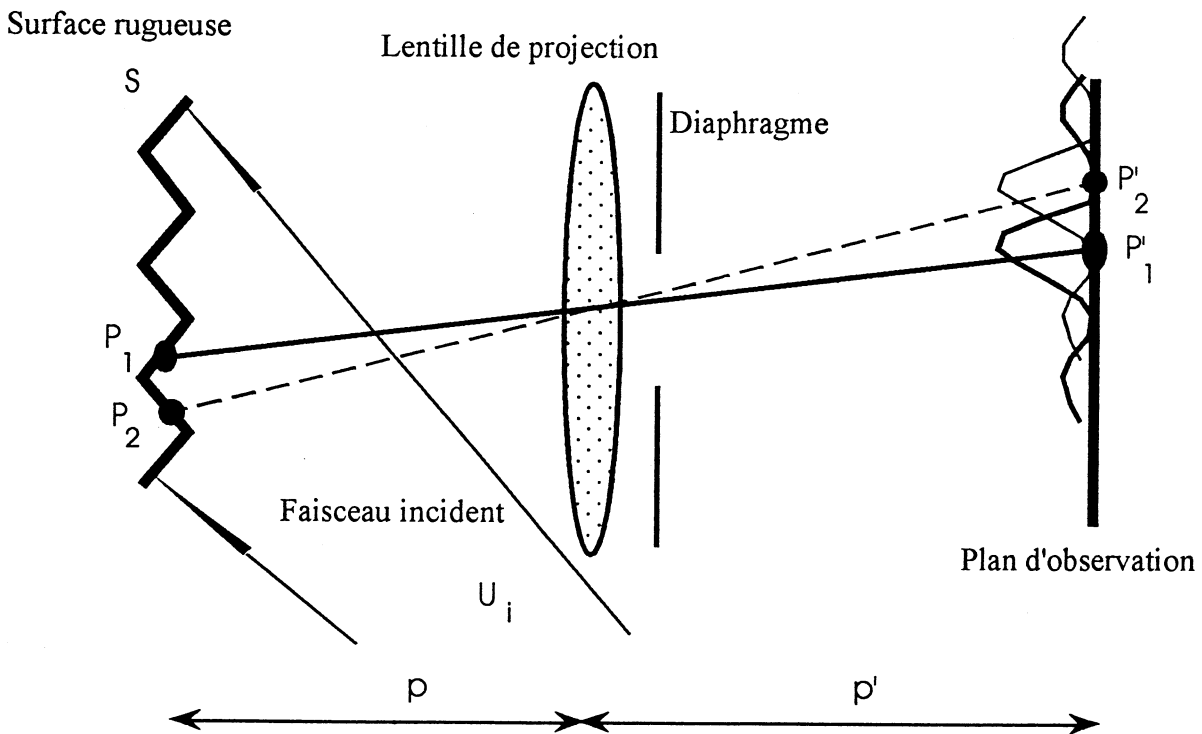


Fig.2.2: Formation du speckle subjectif.

Lorsque l'image de l'objet éclairé en lumière laser est formée par un système optique, la distribution spatiale du speckle, subjectif, est déterminée par la diffraction du système optique.

Le point P_1 forme une figure de diffraction centrée au point P'_1 (Fig.2.2). La distribution lumineuse en P'_1 est décrite par une fonction de Bessel du type J_1 pour une ouverture circulaire et du type sinc pour une ouverture rectangulaire. La lumière émergeant de P_1 a une phase aléatoire associée à la variation de sa position x sur l'objet. Mais le point P'_1 est aussi illuminé par des points adjacents à P_1 car ces points

gènèrent également une figure de diffraction qui recouvre celle reçue en P'_1 et émergeant de P_1 . Ces figures de diffraction ont également une phase aléatoire liée à leur position sur la surface.

Un point P_2 , tel que le premier minimum de sa distribution d'amplitude coïncide avec P'_1 , ne contribue pas à l'amplitude complexe de la lumière reçue en P'_1 . On négligera les contributions des maxima secondaires des points adjacents en P_1 .

L'intensité de la lumière reçue en P'_1 est constituée de la contribution d'un ensemble de points centré sur P_1 , dont le diamètre d_{obj} est donné par le double de la distance P_1P_2 .

La distance $P'_1P'_2$ est en fait le rayon du disque d'Airy, soit:

$$P'_1P'_2 = 1,22 \frac{\lambda p'}{D} \quad (\text{Eq.2.5})$$

où D est l'ouverture du diaphragme, et p' la distance de la lentille au plan image. La taille du speckle produit est de l'ordre de grandeur du double de cette distance, soit:

$$d_{sp} = \frac{2,4 \lambda p'}{D} \quad (\text{Eq.2.6})$$

La distance P_1P_2 , qui est le rayon de l'élément de la surface objet qui diffuse la lumière au point P est donné par:

$$d_{obj} = \frac{2,4 \lambda p}{D} \quad (\text{Eq.2.7})$$

où p est la distance objet-lentille.

On constate que la taille du speckle dans le plan image dépend de l'ouverture de la lentille, c'est pourquoi on l'appelle speckle subjectif. On observe cet effet en comparant la taille du speckle lorsqu'on regarde un objet à l'oeil nu puis au travers d'une ouverture plus petite que la pupille de l'oeil. Dans ce dernier cas, la taille du speckle aura augmenté.

La fréquence spatiale maximum est maintenant déterminée par l'ouverture du diaphragme de la lentille et par la distance lentille-plan d'observation:

$$\frac{1}{f_{max}} \cong \frac{\lambda p'}{D} \quad (\text{Eq.2.8})$$

En pratique, on travaille avec des speckles dont la taille varie de $5 \mu\text{m}$ à $100 \mu\text{m}$.

2.3. Aspect statistique du speckle

En interférométrie de speckle, au moins un des faisceaux interférant est une figure de speckle. En conséquence, il est important de pouvoir préciser la distribution de l'intensité lumineuse du champ de speckle afin de caractériser au mieux les différents interféromètres. Dans le cas du speckle subjectif qui nous préoccupe, nous nous bornerons à décrire les statistiques relatives à un champ de speckle - parfaitement monochromatique et polarisé linéairement dans la même direction en tout point - en nous basant essentiellement sur les travaux développés par J.W. Goodman [7].

La taille d'un grain de speckle est définie comme la moyenne statistique de la distance séparant des régions adjacentes d'intensité minimale et maximale.

Dans le cas d'un objet lambertien et éclairé uniformément, on peut considérer le plan de la pupille du système (Fig.2.3) comme une surface rugueuse de luminance uniforme. Dès lors, on peut calculer la fonction d'autocorrélation $R_I(r)$ du speckle qui en résulte dans le plan image.

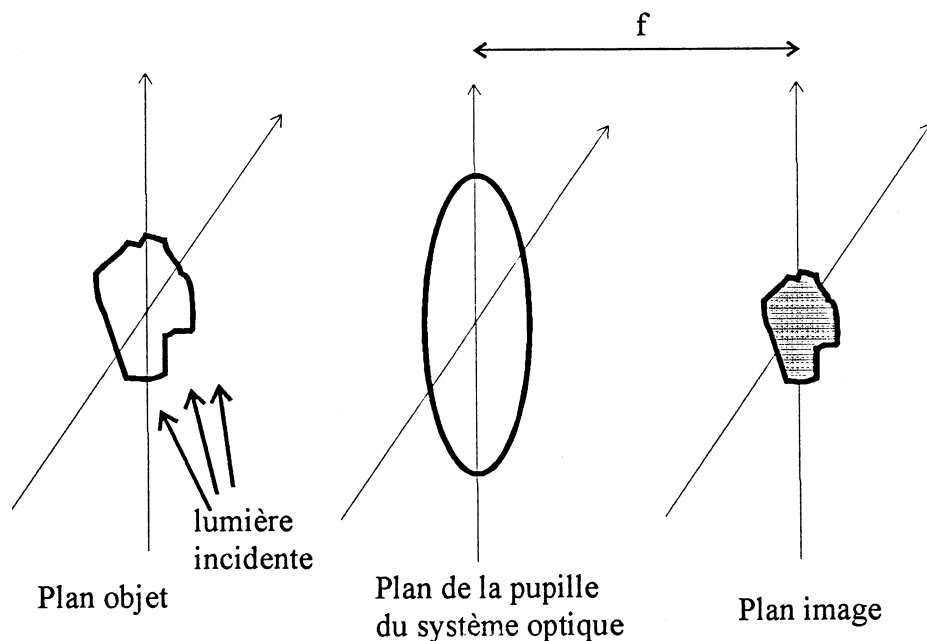


Fig.2.3: Schéma de formation du speckle.

Dans le cas d'une pupille circulaire de diamètre D , et si on assimile la distance image-lentille à la distance focale de la lentille, on a:

$$R_1(r) = I_0^2 \left[1 + 4 \left| \frac{J_1 \left(\frac{\pi D r}{\lambda f} \right)}{\frac{\pi D r}{\lambda f}} \right|^2 \right], \quad (\text{Eq.2.9})$$

où r est la distance entre deux points dans le plan image, I_0 l'éclairement moyen, λ la longueur d'onde du laser et f la distance entre les plans de la pupille et du détecteur.

Le premier minimum de la fonction de Bessel d'ordre 1 donne la taille d_s du speckle:

$$d_s = \frac{1.22 \lambda f}{D}. \quad (\text{Eq.2.10})$$

On remarque ainsi que d_s est indépendant de la position dans le plan image.

La phase du champ de speckle est uniformément distribuée ($p(\varphi_s) = 1/2\pi$ pour l'intervalle $[-\pi, \pi]$) tandis que l'amplitude de l'éclairement est régie par une statistique exponentielle négative de densité de probabilité

$$p(I) = \frac{1}{I_0} \exp\left(-\frac{I}{I_0}\right) \quad (\text{Eq.2.11})$$

où I_0 est l'éclairement moyen et $p(I)$ donne la probabilité pour que l'éclairement du point considéré soit compris entre I et $I+dI$ (courbe 1, Fig.2.4.).

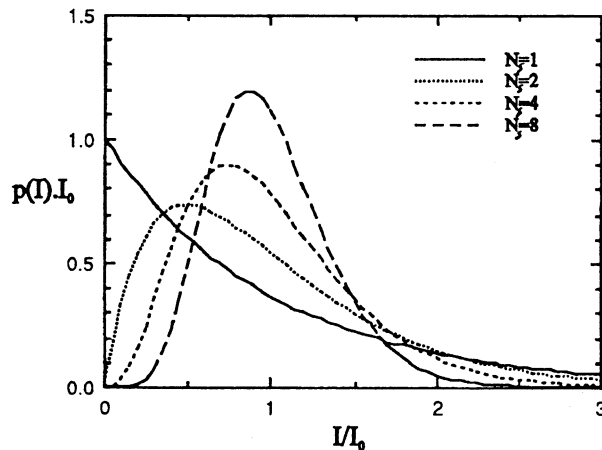


Fig.2.4: Distribution de l'éclairement.

On en déduit que les grains de speckle sombres sont donc prédominants.

Si on définit le contraste du speckle par σ_1/I_0 , avec σ_1 l'écart-type (égale à la moyenne dans ce cas précis), on constate qu'il est unitaire mais que ceci n'est vérifié en pratique que si la hauteur des rugosités de surface est supérieure à la longueur d'onde du laser.

Lorsqu'on mesure l'éclairement dans le champ de speckle, en utilisant par exemple une matrice CCD, la dimension finie des éléments photosensibles doit impérativement être comparée à la taille des grains de speckle.

Si chaque cellule photodéetectrice de la caméra CCD reçoit l'éclairement de N_s grains de speckle, une approximation pour $p(I)$ est donnée par:

$$p(I) = \frac{1}{\Gamma(N_s)} \left(\frac{N_s}{I_0}\right)^{N_s} I^{N_s-1} \exp\left(-N_s \frac{I}{I_0}\right) \quad (\text{Eq.2.12})$$

où $\Gamma(N)$ est la fonction gamma définie par $\int_0^{+\infty} e^{-t} t^{N-1} dt$.

Plus N_s est grand, plus on a de grains de speckle dont l'éclairement propre est situé près de l'éclairement moyen, donc le contraste dans la figure de speckle diminue avec N_s . On s'arrangera donc pour que la taille du speckle soit supérieure à celle des photodéetecteurs de la caméra.

En pratique, il est également possible que la surface diffusante dépoliarise complètement la lumière. Dans ce cas extrême, la figure de speckle peut être considérée comme l'addition en intensité de deux figures de speckle générées par des faisceaux d'éclairement polarisés perpendiculairement. (*équivalente $N_s=2$*)

La densité de probabilité devient alors (courbe 2, Fig.2.4):

$$p(I) = \left(\frac{4I}{I_0^2}\right) \exp\left(-\frac{2I}{I_0}\right), \quad (\text{Eq.2.13})$$

2.3.1. COMBINAISONS COHÉRENTE ET INCOHÉRENTE DE DEUX FIGURES DE SPECKLE

Dans cet ouvrage, nous utiliserons le terme specklegramme pour désigner le résultat de l'addition cohérente d'une figure de speckle avec un autre faisceau lumineux.

Lorsqu'on travaille en interférométrie dans le plan (cf. infra), on additionne deux figures de speckle de manière cohérente sur la surface du détecteur. Dans ce cas, on obtient un specklegramme dont la taille du speckle ne change quasiment pas et dont la densité de probabilité ne varie pas non plus, même si la figure obtenue ne ressemble en rien aux deux premières lorsqu'on l'observe [8].

Toutefois, si les deux figures de speckle sont additionnées de manière incohérente, la densité de probabilité est encore donnée par l'équation 2.13.

2.3.2. COMBINAISON COHÉRENTE D'UNE FIGURE DE SPECKLE ET D'UN FAISCEAU DE RÉFÉRENCE D'INTENSITÉ UNIFORME

Le type le plus simple d'interféromètre est celui où l'on ajoute un faisceau d'intensité lumineuse uniforme à une figure de speckle. Nous détaillerons plus loin dans ce travail les différents moyens pour y parvenir. L'ajout de ce faisceau de référence, se propageant colinéairement aux rayons qui engendrent le speckle, a un effet tant sur la taille du speckle que sur la densité de probabilité d'éclairement du specklegramme.

Le diamètre des grains de speckle est approximativement doublé tandis que

$$p(I) = (2 / I_0) \exp[-(1 + 2I / I_0)] J_0(2\sqrt{2I / I_0}), \quad (\text{Eq.2.14})$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre zéro et où on considère que l'intensité lumineuse moyenne de la figure de speckle et l'intensité lumineuse du faisceau de référence sont égales.

Cette distribution de l'éclairement diffère très peu de la distribution de la figure de speckle seule; en particulier, l'éclairement le plus probable est toujours zéro.

CHAPITRE 3

PHOTOGRAPHIE SPECKLE

3.1. Introduction

A l'occasion d'un stage ERASMUS réalisé à l'Ecole des Mines d'Alès (Alès, France) [9], l'occasion nous a été donnée de nous familiariser avec une technique basée également sur la granularité laser: la photographie speckle.

Dans ce chapitre, les bases de cette technique sont brièvement décrites et les résultats obtenus au cours de ce stage sont présentés.

La photographie speckle permet de travailler dans un domaine de déplacements compris entre quelques dizaines et quelques centaines de micromètres, ce qui en fait une technique d'analyse complémentaire à la DSPI que l'on présentera en détails dans les chapitres suivants.

3.2. La photographie speckle

C'est en 1968 que Burch et Tokarski [10] établissent les bases de la photographie speckle. Les granularités (grains de speckle) sont autant de repères dont le déplacement traduit l'évolution de l'objet. Différents montages ont été développés afin de mesurer les différentes composantes des déplacements [11]. Le dispositif expérimental peut donc être adapté pour être sensible à des déplacements dans le plan ou hors du plan de l'objet (focused et defocused speckle photography) mais aussi aux gradients de déplacement (shearing speckle photography).

La photographie speckle consiste à enregistrer le speckle subjectif d'un objet éclairé en lumière cohérente (il est également possible de travailler en lumière blanche) et peut s'appliquer notamment à la mesure des déformations d'un objet sous contrainte.

Deux enregistrements sont réalisés: - la figure de speckle de l'objet au repos,

- la figure de speckle de l'objet après déformation.

Ces deux photographies sont enregistrées successivement sur le même matériau photosensible (émulsion holographique, matériau thermoplastique, ...), dont la résolution spatiale est élevée (plusieurs centaines de lp/mm) afin de pouvoir résoudre la taille du speckle généré par le système optique de projection

(environ $7 \mu\text{m}$ (143 lp/mm), pour un grandissement unitaire, une ouverture numérique de 5.6 et à la longueur d'onde de 514 nm).

En photographie speckle, on peut mesurer des déformations dont l'amplitude est comprise entre quelques micromètres et quelques centaines de micromètres, à condition que l'amplitude du déplacement projeté sur la surface photosensible (grandissement photographique $M=1$ si montage à $2f$) soit au moins égale à la taille des grains de speckle subjectif. Cette condition permet de considérer la double photographie comme un ensemble de paires de "trous de Young".

Dans ce chapitre, nous nous bornerons à l'étude des mouvements dans le plan de l'objet en utilisant la photographie speckle focalisée, qui consiste, comme son nom l'indique, à enregistrer le speckle subjectif de l'objet focalisé sur le matériau enregistreur (Fig.3.1). Ceci conditionne la sensibilité dans le plan de l'objet [12].

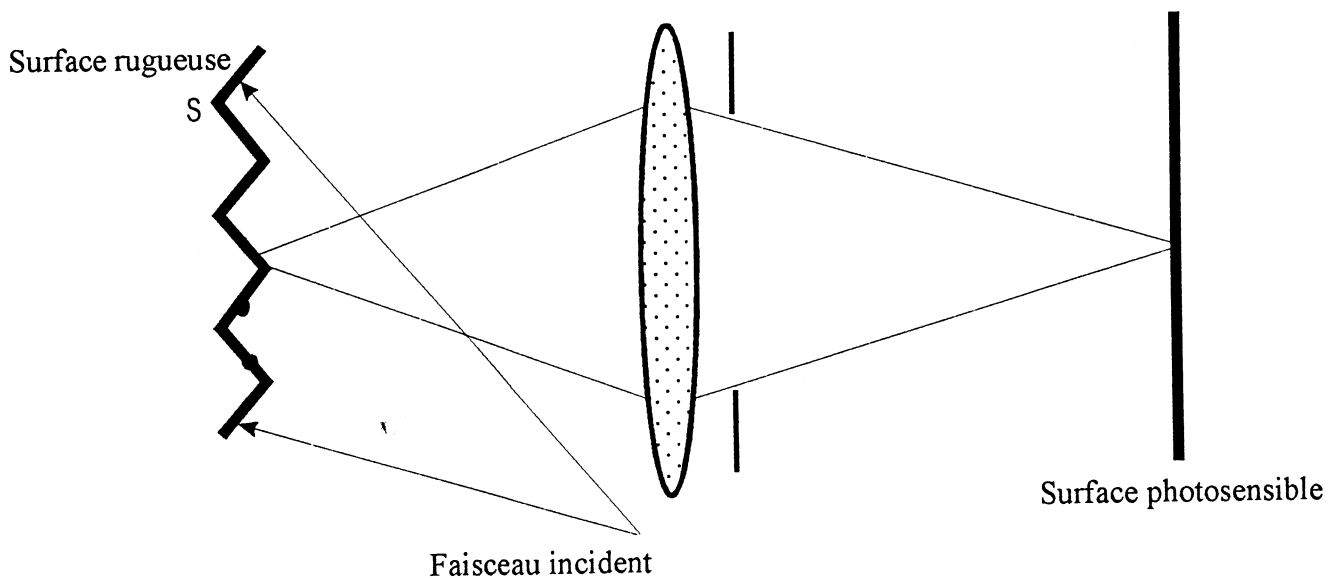


Fig.3.1: Photographie speckle focalisée.

Après avoir enregistré une photographie speckle (double exposition), il faut dépouiller le résultat afin d'obtenir la valeur du déplacement en chaque point.

3.3. Dépouillement de la photographie speckle

Le dépouillement de la photographie speckle s'effectue principalement de deux manières différentes: - point par point

- champ complet.

3.3.1. MÉTHODE POINT PAR POINT

La méthode point par point n'analyse qu'une partie de la photographie speckle à la fois. Le faisceau laser non élargi insole le point (tache) de mesure directement sur la photographie speckle. Une variante consiste à éclairer l'objet en focalisant le faisceau du laser sur une petite partie circulaire de la surface de l'objet. Comme la taille de la zone éclairée est réduite, toutes les paires de granularités homologues restituent un même système de franges. Les deux systèmes de speckle résultant de la double photographie jouent en fait le rôle de trous de Young et on peut observer un système de franges sur l'écran (Fig.3.2). Le principal avantage du montage point par point est de fournir des mesures ponctuelles et absolues.

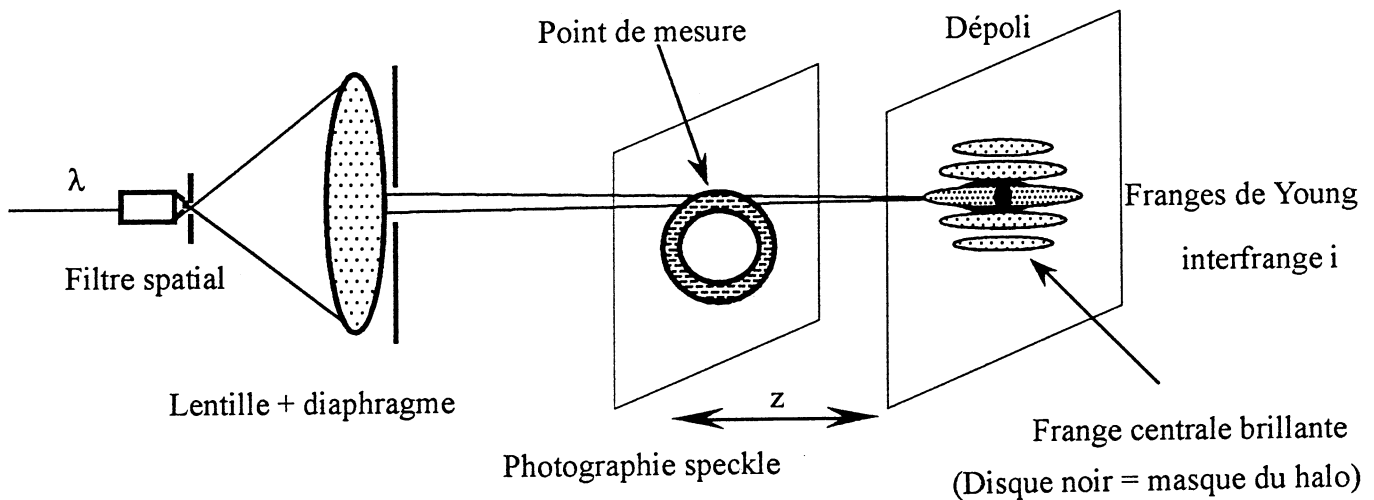


Fig.3.2: Dépouillement point par point.

Les paramètres à mesurer sont la direction des franges et l'interfrange; la perpendiculaire aux franges donnant la direction du déplacement tandis que le module du déplacement est donné par

$$d = \frac{\lambda \cdot z}{M \cdot i}$$

avec λ , la longueur d'onde de restitution,
 z , la distance écran - photographie speckle,
 M , le grandissement photographique,
 i , l'interfrange.

La gamme de mesure varie entre quelques dizaines de micromètres et quelques centaines de micromètres avec une précision statistique proche du centième de micromètre pour les cas les plus favorables.

3.3.2. MÉTHODE DU CHAMP COMPLET

La méthode du champ complet permet de visualiser globalement une direction de déplacement privilégiée choisie par l'opérateur. Elle fait appel au filtrage dans le plan de Fourier et au corrélateur optique (Fig.3.3).

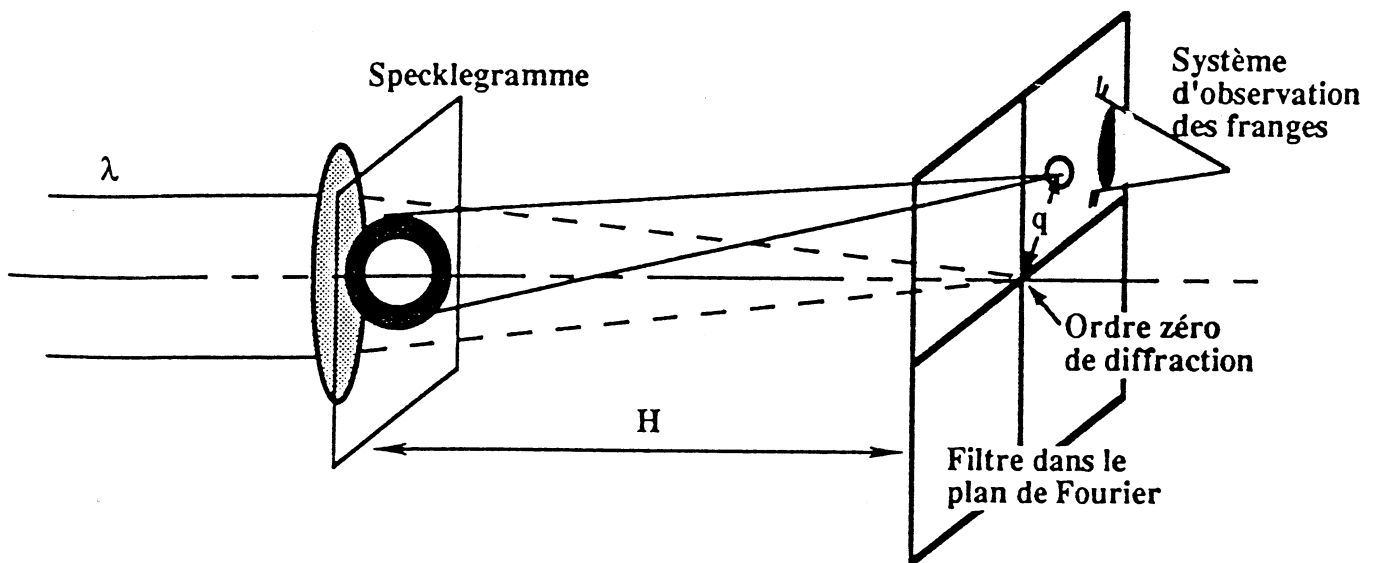
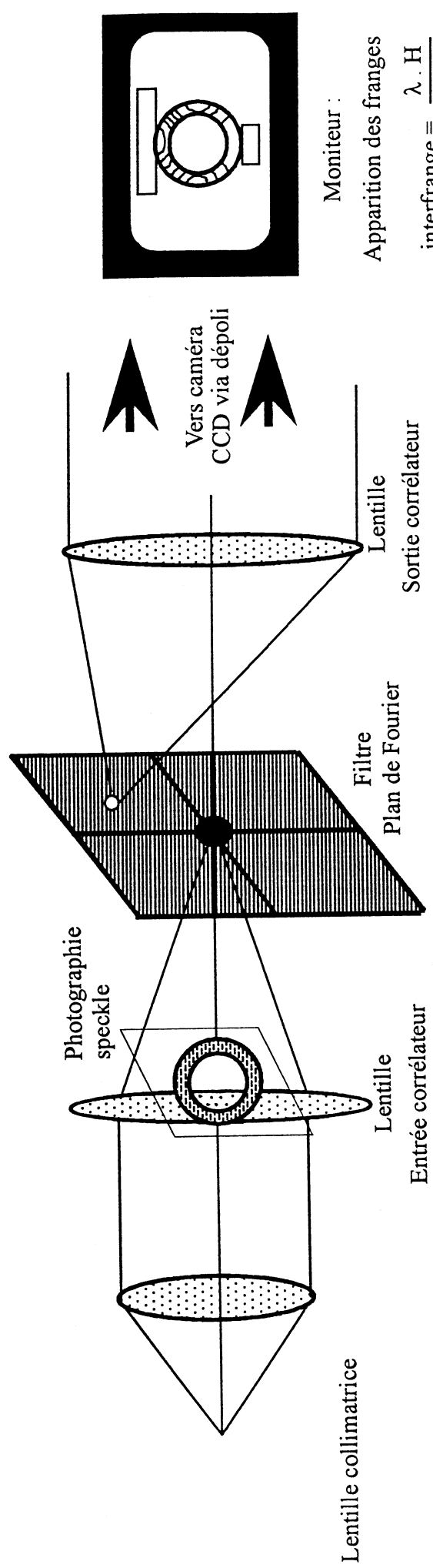


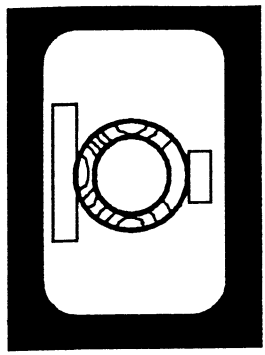
Fig.3.3: Dépouillement champ complet.

Comme chaque paire de grains de speckle génère un système de franges de Young dans le plan de Fourier, si une frange claire passe par le trou du filtre, la zone des grains "source" est réimagée à la sortie du corrélateur. De cette manière, les parties lumineuses de l'image filtrée correspondent aux zones de la photographie speckle dont le décalage des granularités est un multiple de la fréquence spatiale fixée par le filtre. Ce procédé est donc à sensibilité réglable [13]. Une mesure absolue nécessite la connaissance de l'ordre absolu des franges. D'autre part, pour déterminer les deux composantes dans le plan, il faut effectuer deux filtrages de directions différentes.

Le schéma expérimental est présenté à la figure 3.4. La direction du déplacement est choisie par l'orientation du trou de filtrage par rapport à l'axe optique (Fig.3.5), tandis que la sensibilité de la mesure est donnée par la valeur de l'interfrange Δu .



Moniteur :



Apparition des franges

$$\text{interfrange} = \frac{\lambda \cdot H}{q \cdot M}$$

Fig.3.4

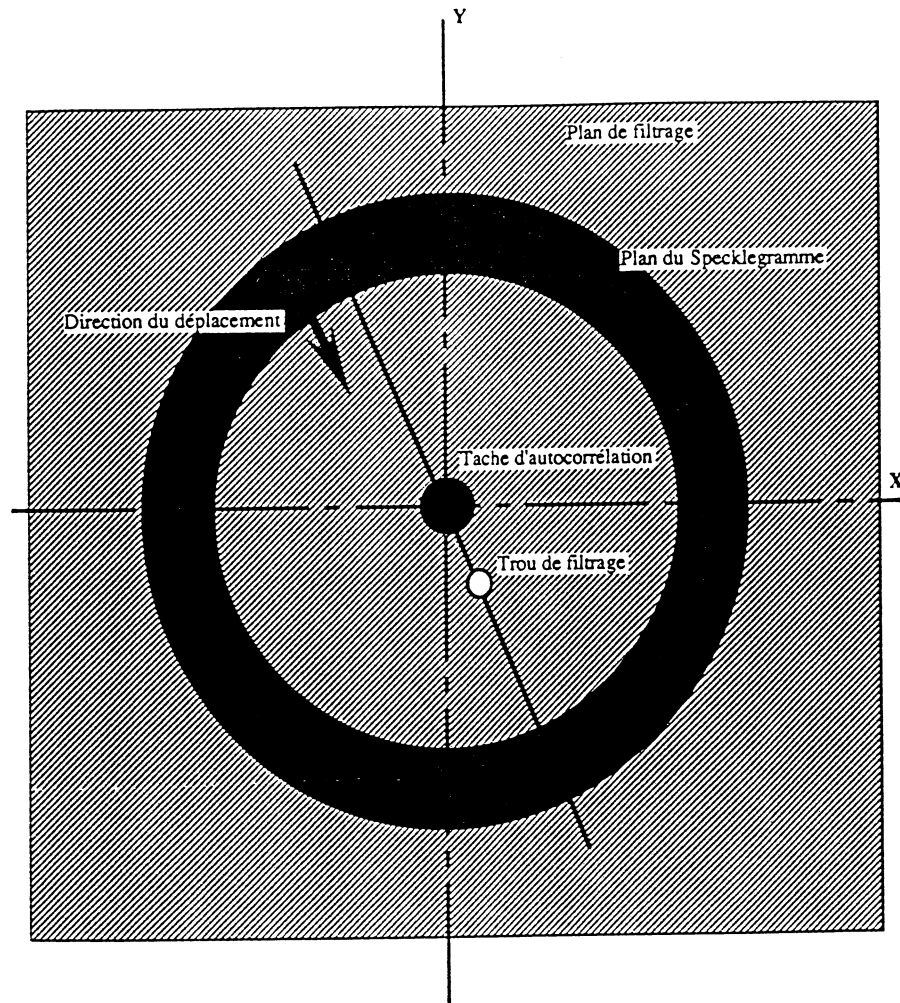


Fig.3.5: Filtrage dans le plan de Fourier.

On a

$$\Delta u = \frac{\lambda \cdot H}{q \cdot M}$$

avec λ , la longueur d'onde de restitution,

H , la distance photographie speckle - filtre,

q , la distance trou - axe optique et

M , le grandissement photographique.

Pour connaître la valeur du déplacement dans la direction choisie, il suffit de compter le nombre de franges depuis un point fixe connu et de multiplier par l'interfrange. La distance q permet de fixer la sensibilité de la mesure en sélectionnant la valeur de l'interfrange, ce qui conditionne le nombre de franges qui apparaissent sur l'objet. Elles doivent être en nombre suffisant (supérieur à deux) afin d'avoir une précision de mesure correcte.

Toutefois, si on veut que les franges restent bien contrastées et bien définies, donc exploitables, il n'en faut pas trop sur l'écran de visualisation (moins de dix).

L'avantage de la méthode du champ complet réside dans le fait que le filtrage de Fourier supprime les composantes continues de déplacement, tels que les mouvements rigides.

De plus, elle fournit une vue globale de l'objet.

3.3.4. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

1. Enregistrement

Nous avons appliqué la photographie speckle focalisée à l'étude académique d'un anneau d'aluminium (AU4G) dont le diamètre extérieur vaut 67,02 mm, le diamètre intérieur 51,09 mm, et dont l'épaisseur est égale à 25,07 mm.

Le schéma expérimental d'enregistrement est décrit à la figure 3.6 et illustré par la photo 3.1.

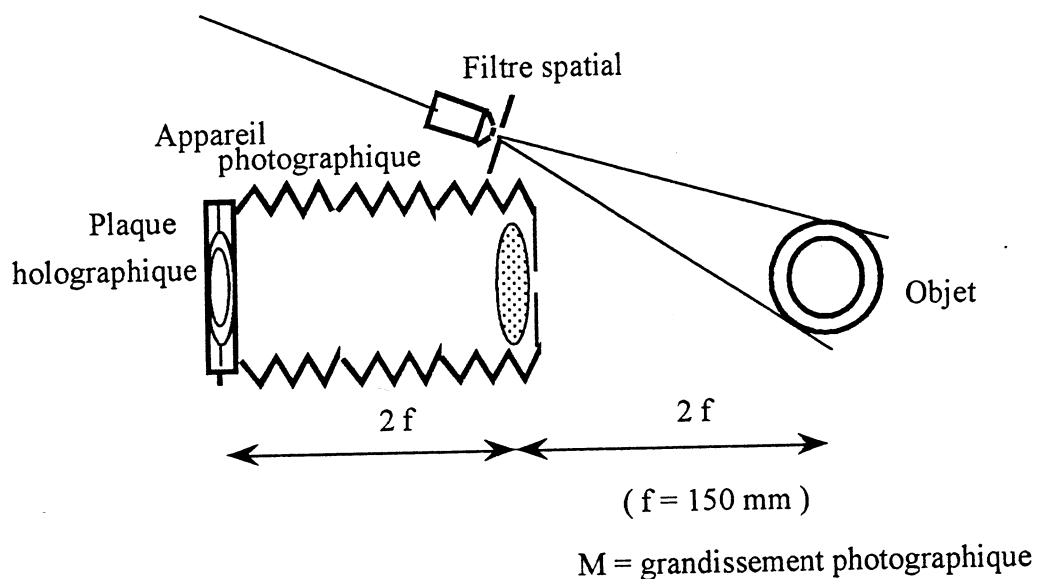


Fig.3.6: Dispositif d'enregistrement.

Le milieu enregistreur doit être capable de résoudre les détails du speckle (quelques micromètres) et doit avoir une plage de sensibilité compatible avec une raie d'émission laser (514,5 nm pour Ar^+ ou 632,8 nm pour He-Ne par exemple). Nous avons utilisé les plaques AGFA-GEVAERT HOLOTEST 8E75HD et les bains de développement (G282C et G350) dans les conditions standardisées.

La déformation appliquée est un écrasement vertical dirigé du haut vers le bas, d'amplitude égale à 100 μm mesurée au comparateur mécanique.

2. Dépouillement

Deux types de dépouillement sont réalisables afin d'exploiter les données des photographies speckle: le dépouillement point par point et le dépouillement champ complet. Le dépouillement point par point ayant été largement étudié par J.L. Guey [14], nous nous sommes attachés au dépouillement champ complet.

A. Dépouillement point par point

Cette méthode de dépouillement a été automatisée à l'Ecole des Mines d'Alès par J-L GUEY. Le schéma expérimental utilisé est décrit à la figure 3.7.

Via une caméra CCD (Cohu) et une carte d'acquisition d'images Data Translation DT 2861 [15] couplée au logiciel de dépouillement réalisé par J.-L. GUEY, on obtient une cartographie complète des déplacements suivant un maillage défini par l'opérateur. Une table X-Y Charly Robot est asservie au maillage et translate la photographie speckle tandis que le faisceau laser incident reste fixe et peut ainsi effectuer le balayage du maillage choisi.

Un exemple de résultat est montré à la figure 3.8.

B. Dépouillement champ complet

Nous avons réalisé le montage de dépouillement champ complet décrit à la figure 3.4. Il est illustré aux photos 3.2 et 3.3. Lors du dépouillement, nous avons constaté que la distribution des franges changeait en fonction du signe de q . Un exemple de dépouillement est fourni dans le tableau 3.1, pour différentes valeurs de q (distance trou - axe optique); les autres paramètres étant fixés. Un résultat est illustré à la photo 3.4.

Si le dépouillement selon l'axe des Y est aisément interprétable en connaissant un point fixe (base de l'anneau), il n'en est pas de même pour les autres directions de déplacement. En effet, comme on ne connaît pas, a priori, le mouvement d'un des points, on ne peut plus déterminer l'ordre des franges. Toutefois les résultats restent interprétables si l'on effectue des mesures de déplacement relatif d'un point par rapport à un autre mais ceci rend l'automatisation de la mesure extrêmement complexe.

Champ complet : Valeur de l'interfrange						
Bord de la tache d'autocorrélation pour						
λ	H (cm)	M	q (mm)	Interfrange(μm)	nbre frange(s)	Dép (μm)
514,5	11,3	0,5	2,5	46,5	3	139,5
			2,55	45,6		136,8
			2,6	44,7		134,2
			2,65	43,9		131,6
			2,7	43,1		129,2
			2,75	42,3		126,8
			2,8	41,5		124,6
			2,85	40,8		122,4
			2,9	40,1		120,3
			2,95	39,4		118,2
			3	38,8		116,3
			3,05	38,1		114,4
			3,1	37,5		112,5
			3,15	36,9		110,7
			3,2	36,3		109,0
			3,25	35,8		107,3
			3,3	35,2		105,7
			3,35	34,7		104,1
			3,4	34,2		102,6
			3,45	33,7		101,1
			3,5	33,2		99,7
			3,55	32,8		98,3
			3,6	32,3		96,9
			3,65	31,9		95,6
			3,7	31,4		94,3
			3,75	31,0		93,0
			3,8	30,6		91,8
			3,85	30,2		90,6
			3,9	29,8		89,4
			3,95	29,4		88,3
			4	29,1		87,2
			4,05	28,7		86,1
			4,1	28,4		85,1
			4,15	28,0		84,1
			4,2	27,7		83,1
			4,25	27,4		82,1
			4,3	27,0		81,1
			4,35	26,7		80,2
			4,4	26,4		79,3
			4,45	26,1		78,4
			4,5	25,8		77,5
			4,55	25,6		76,7
			4,6	25,3		75,8
			4,65	25,0		75,0
			4,7	24,7		74,2
			4,75	24,5		73,4
			4,8	24,2		72,7
			4,85	24,0		71,9
			4,9	23,7		71,2
			4,95	23,5		70,5
			5	23,3		69,8
			5,05	23,0		69,1
			5,1	22,8		68,4
			5,15	22,6		67,7
			5,2	22,4		67,1
			5,25	22,1		66,4

Tab.3.1

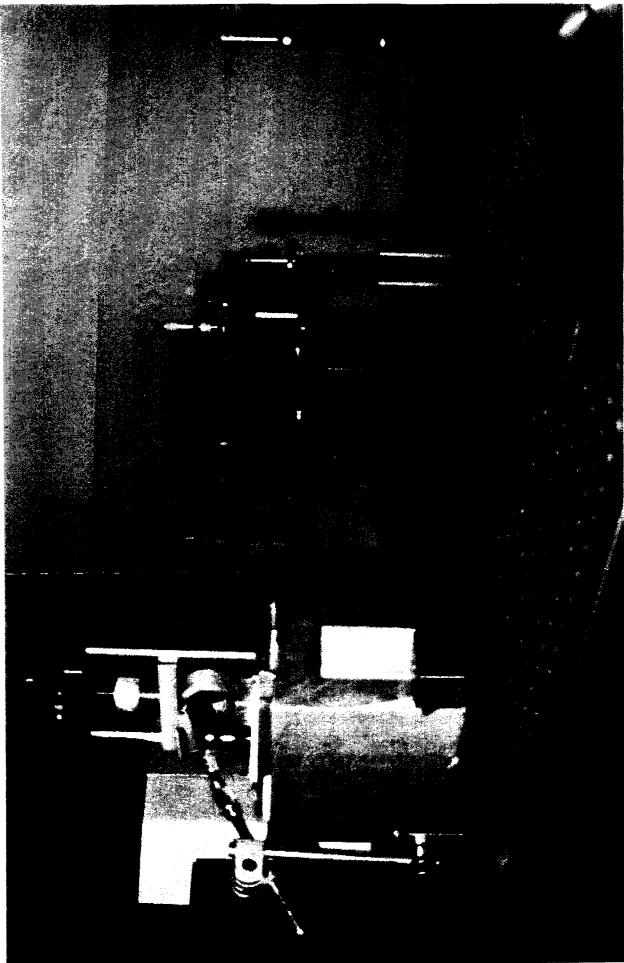


Photo 3 1



Photo 3 2

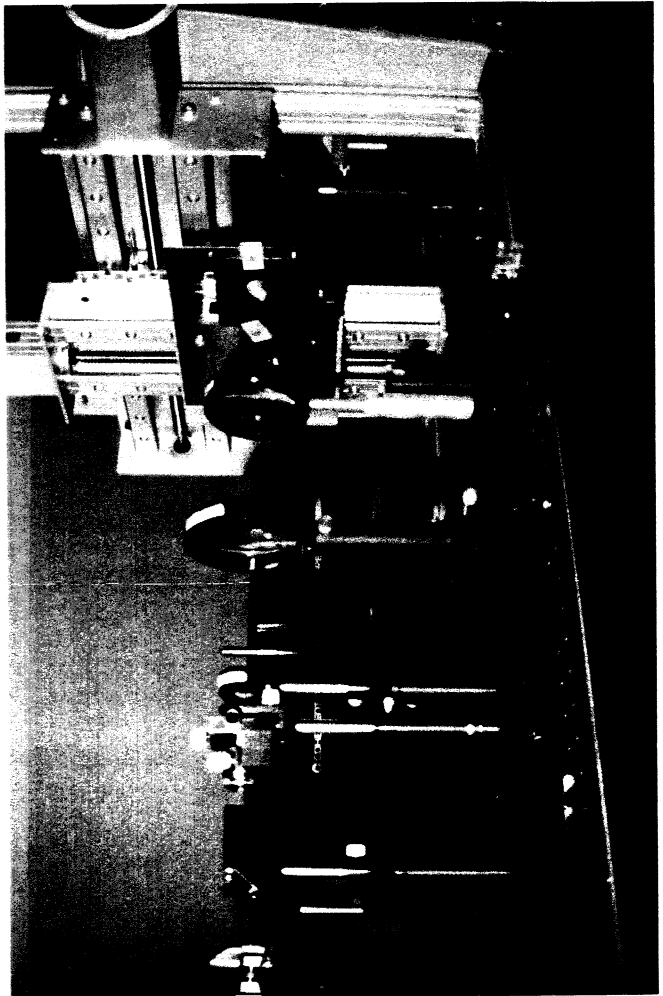


Photo 3 3



Photo 3 4

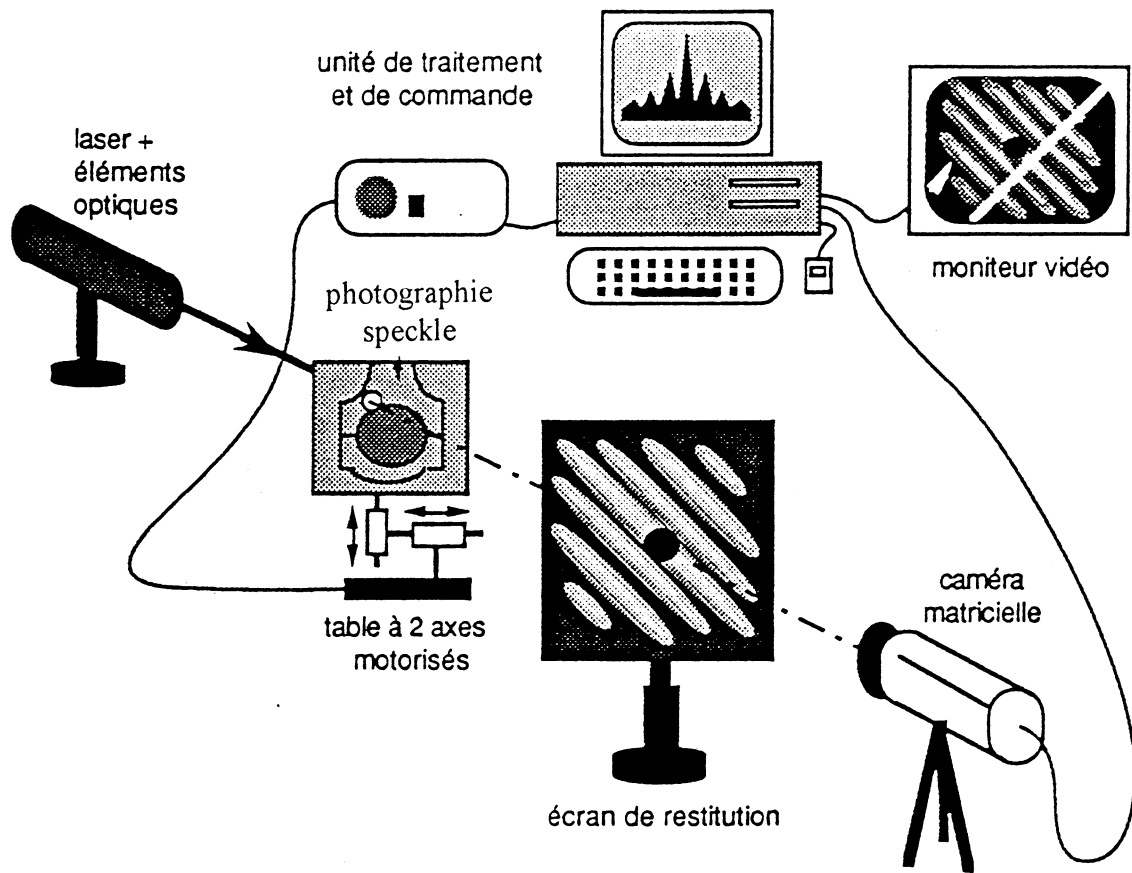


Fig.3.7: Schéma du dispositif de dépouillement point par point.

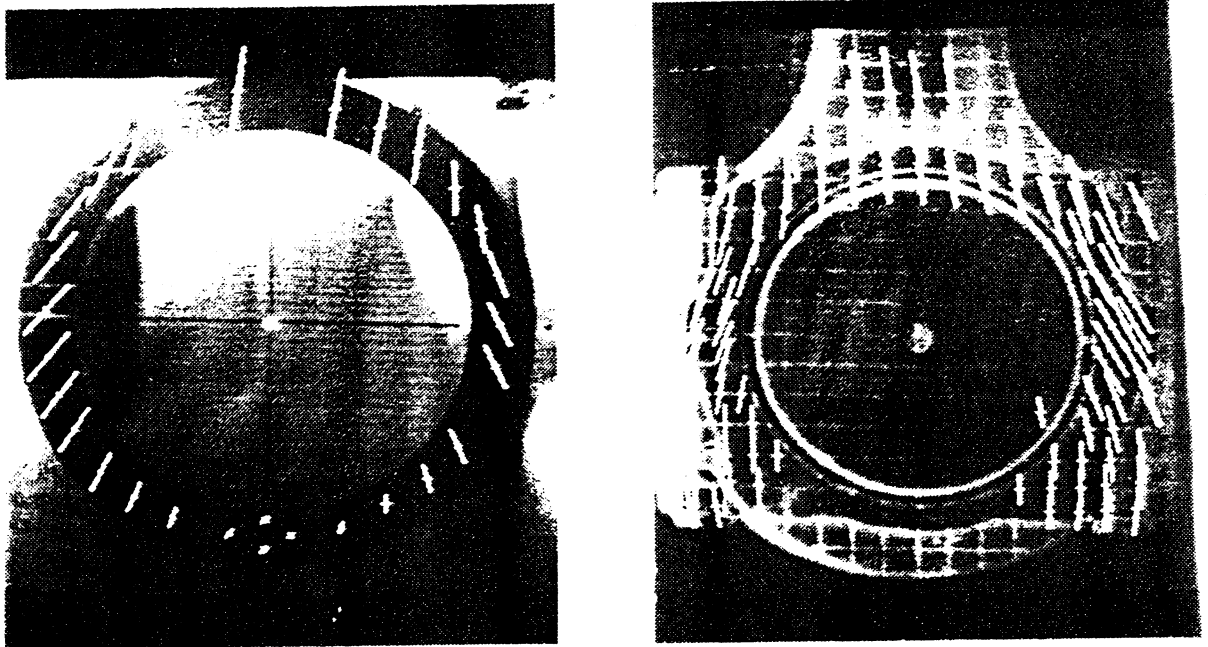


Fig.3.8: Résultat du dépouillement automatisé: Anneau en compression diamétrale
Bielle en traction (source J.-L. Guey).

3.4. Comparaison des méthodes de dépouillement

En résumé, nous pouvons comparer les deux méthodes de dépouillement.

Point par point: - information directe sur un point précis.

- via dépouillement automatique comprenant une table X-Y asservie, permet d'éditer une cartographie globale des déplacements.
- gamme limitée entre 3 et 80 franges, de sensibilité réglable.

Champ complet:- sélection directe de la direction de déplacement à analyser.

- visualisation directe de la pièce entière et des déplacements traduits en interfranges.
- sensibilité réglable et grands déplacements permis.
- ne nécessite pas de table X-Y encombrante, une petite plateforme 2D manuelle d'amplitude 10 mm suffit.
- pas de dépouillement automatique.

On constate tout de suite que ces deux méthodes ne se concurrencent nullement mais sont en fait tout à fait complémentaires.

En effet, la méthode point par point peut fournir le déplacement complet en un point et l'utilisation de ces données pour le champ complet permet de définir l'ordre des franges et de remonter au déplacement absolu. De plus, elles peuvent facilement être intégrées ensemble sur la même station laser de dépouillement.

3.5. Conclusion

La photographie speckle permet d'effectuer des mesures de déplacement, tant hors plan que dans le plan de l'objet. La gamme de mesure varie entre quelques dizaines et quelques centaines de micromètres, ce qui rend cette technique tout à fait complémentaire de l'interférométrie de speckle qui permet essentiellement de mesurer des déplacements de l'ordre du micromètre et inférieurs.

Nous avons réalisé avec succès l'enregistrement de photographies de figures de speckle par double exposition (une au repos et l'autre après déformation).

La sensibilité du système d'enregistrement était adaptée aux composantes de déplacement dans le plan de l'objet.

Deux types de dépouillement sont réalisables afin d'exploiter les données des photographies speckle: le dépouillement point par point et le dépouillement champ complet. Le dépouillement point par point ayant été largement étudié par J.L. Guey, nous nous sommes attachés au dépouillement champ complet.

Le dépouillement champ complet consiste à placer la photographie speckle dans un corrélateur de Fourier et à effectuer un filtrage passe-bande dans le plan de Fourier. Ceci nous a permis d'obtenir une vue complète de l'objet et de visualiser les zones d'isodéplacement pour une direction de déplacement donnée.

CHAPITRE 4

INTERFEROMETRIE SPECKLE

4.1. Introduction

Comme nous l'avons déjà mentionné, dans le cadre général de l'interférométrie speckle [16], nous nous intéresserons plus particulièrement à l'Electronic Speckle Pattern Interferometry (ESPI) [17, 18]. Dans la littérature, on trouve de nombreuses appellations équivalentes telles que Digital Speckle Pattern Interferometry (DSPI) [19, 20], TV-Holography [21] ou encore parfois Electro-Optic Holography (EOH). La différence entre DSPI et ESPI s'explique par l'utilisation d'une caméra "digitale" (CCD) et non plus d'une caméra "électronique" (à tube). La TV-Holography est typiquement utilisée par Ö.J. Lökberg et al. .Nous émettrons quelques réserves au sujet de l'appellation EOH qui peut être confondue avec une technique connexe qui consiste à enregistrer l'hologramme d'un objet directement sur le CCD de la caméra et ce, moyennant diverses précautions [22].

Dans cet ouvrage, nous utiliserons préférentiellement ESPI et DSPI.

De nombreux ouvrages traitent de l'interférométrie de speckle. La bible de référence est incontestablement le livre publié par C. Wykes et R. Jones [6]. Plus récemment, l'ouvrage édité par P.K. Rastogi décrit exhaustivement les techniques interférométriques [22]. Dans le texte qui suit, nous présenterons les techniques les plus utilisées en ESPI et particulièrement celles que nous avons développées au Laboratoire de Physique Générale (*HOLOLAB*).

4.2. Principe

L'ESPI consiste à visualiser, après traitements électronique et d'image, la figure représentant la corrélation des éclaircissements d'un specklegramme de l'objet non perturbé et d'un specklegramme de l'objet perturbé.

Un specklegramme résulte de l'interférence du speckle d'un objet éclairé et d'un faisceau de référence. Le faisceau de référence peut être également un speckle. Soit l'interférence d'un front d'onde objet U_O et d'un front d'onde de référence U_R .

Le cas le plus général consiste à exprimer U_O et U_R comme des speckles et on a:

$$U_O = A_O \exp i\varphi_O \text{ et } U_R = A_R \exp i\varphi_R \text{ où } A_{O,R} \text{ est l'amplitude de } U_{O,R} \quad (\text{Eq.4.1})$$

$$\varphi_{O,R} \text{ est la phase de } U_{O,R}. \quad (\text{Eq.4.2})$$

L'éclairement d'un point dans le plan image vaut:

$$I = I_O + I_R + 2 \sqrt{I_O I_R} \cos \phi \quad \text{où} \quad \begin{aligned} I_O &= U_O U_O^* \\ I_R &= U_R U_R^* \\ \phi &= \varphi_R - \varphi_O \end{aligned} \quad (\text{Eq.4.3})$$

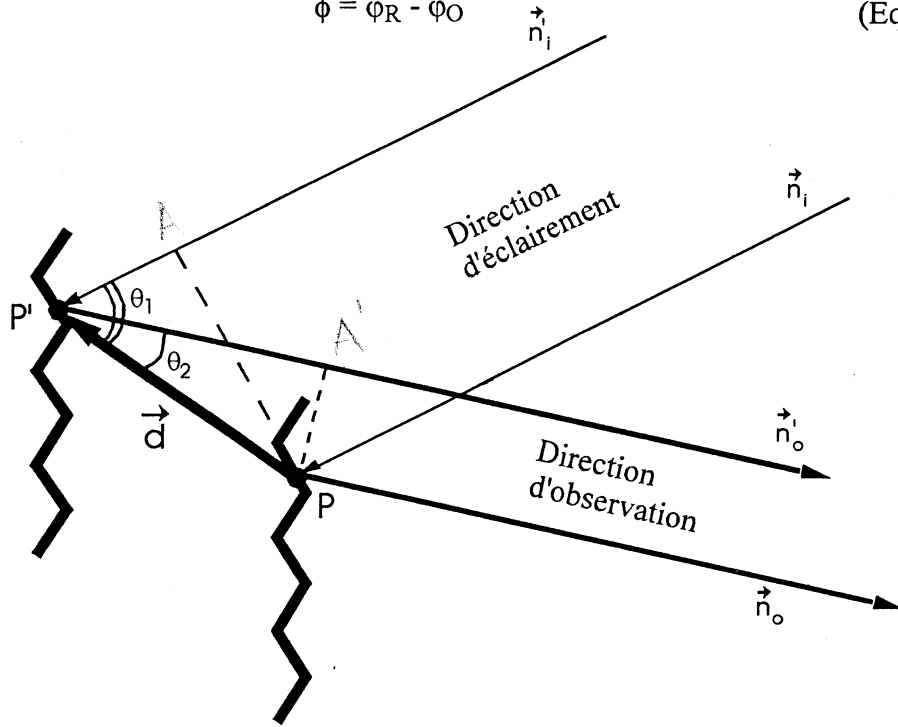


Fig.4.1: Variation de phase générée par un déplacement \vec{d} .

Si l'objet est déplacé d'une distance \vec{d} (d_x, d_y, d_z) par rapport à sa position initiale, il en résulte une variation de phase $\Delta\phi(\vec{d})$ (Fig.4.1).

$$\Delta\phi(d) = \frac{2\pi}{\lambda} (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) d \quad (\text{Eq.4.4})$$

avec θ_1 l'angle d'illumination et θ_2 l'angle d'observation à condition que l'on ne s'écarte pas trop des conditions d'incidence normale. Ceci entraîne une variation de l'éclairement de I à I' :

$$I' = I_O + I_R + 2 \sqrt{I_O I_R} \cos (\phi + \Delta\phi(d)) \quad (\text{Eq.4.5})$$

Si $\Delta\phi = 2n\pi$, la corrélation entre I et I' est maximum, tandis que si $\Delta\phi = (2n+1)\pi$ la corrélation est nulle.

Ainsi une variation de la corrélation de l'éclairement des speckles entraîne l'apparition de franges comparables à des franges d'interférence.

4.3. Principaux types d'interféromètres utilisés en ESPI

4.3.1. INTERFÉROMÈTRES SENSIBLES AUX MOUVEMENTS HORS DU PLAN DE L'OBJET (OPI)

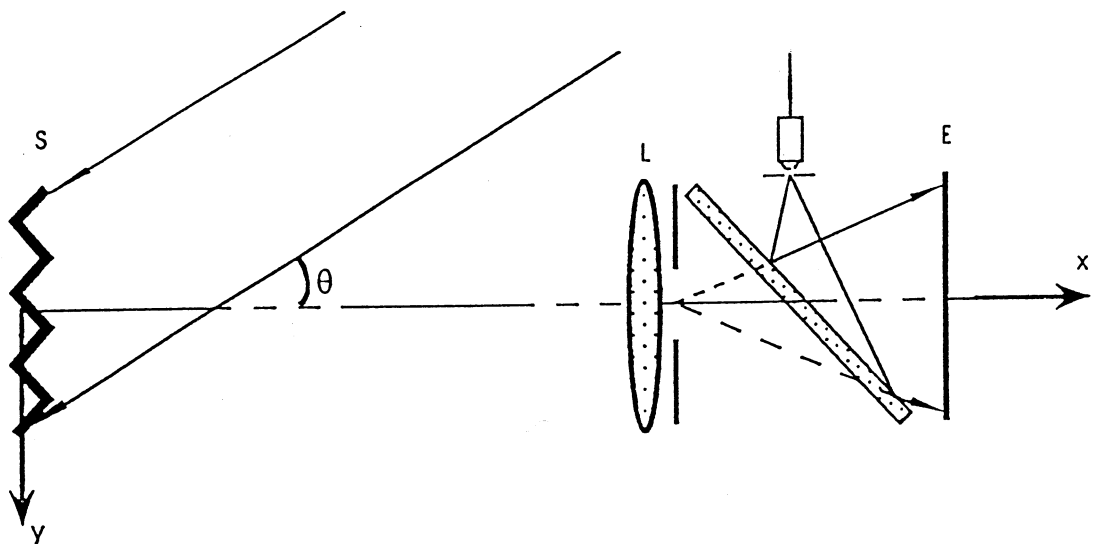


Fig.4.2: Interféromètre hors plan.

Cet interféromètre est sensible au mouvement hors-plan (suivant x), le faisceau de référence, émis par une source ponctuelle, est divergent, uniforme en intensité, et dans l'axe du système optique. La lentille L forme l'image du speckle de l'objet sur la surface photosensible de la caméra. Le facteur de corrélation de phase vaut:

$$\Delta\phi(d) = \frac{2\pi}{\lambda} d (1 + \cos \theta) \quad (\text{Eq.4.6})$$

Remarque. Il est également possible de travailler avec des interféromètres sensibles aux gradients de déplacement ou au cisaillement (shearing).

4.3.2. INTERFÉROMÈTRES SENSIBLES AUX MOUVEMENTS DANS LE PLAN DE L'OBJET (IPI)

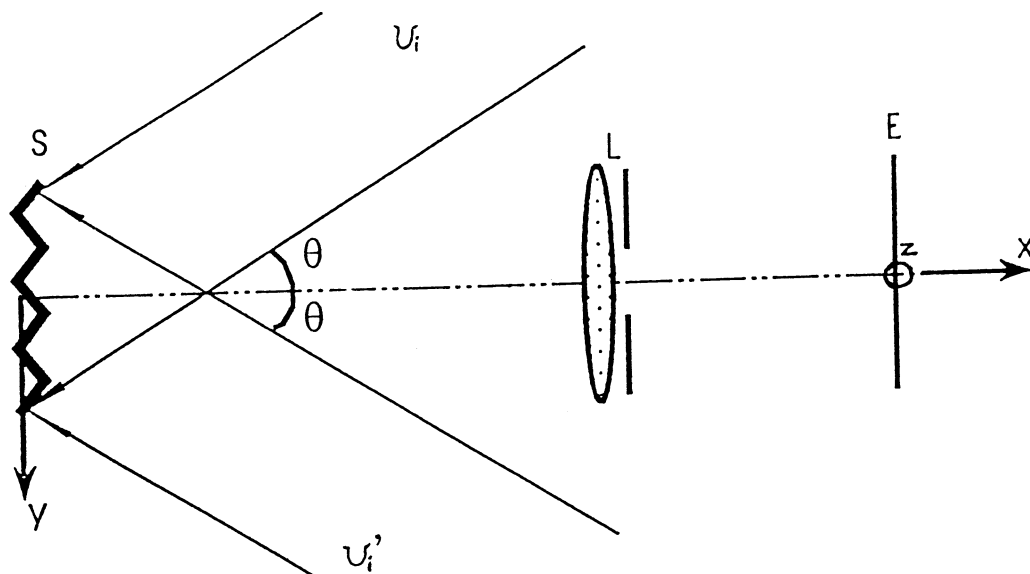


Fig.4.3: Interféromètre dans le plan.

Cet interféromètre fournit des franges qui sont sensibles aux déplacements dans le plan de l'objet. Si un élément de l'objet est déplacé de \vec{d} (d_x , d_y , d_z), la phase relative des deux faisceaux U'_i et U_i est donnée par (Fig.4.3):

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda} d_y \sin \theta \quad (\text{Eq.4.7})$$

La phase relative de U'_i et U_i est constante pour tout plan parallèle au plan xz de telle manière que les composantes de déplacement d_x et d_z se trouvant dans ces plans n'introduisent pas de changement dans la phase relative. Ce type d'interféromètre permet d'effectuer des mesures du déplacement dans le plan tout en s'affranchissant du déplacement d_x hors plan.

4.4. Réalisation de l'ESPI

4.4.1. LE SYSTÈME DE SAISIE DES IMAGES

Le système de saisie des images convertit une image formée sur la face d'entrée d'une caméra en une image équivalente affichée sur un moniteur de télévision. Pour travailler

en ESPI, on place la surface photosensible de la caméra dans le plan d'observation E des différents interféromètres décrits ci-dessus.

Une caméra analogique est munie d'une couche photosensible qui génère une charge électrique proportionnelle à l'éclairement lumineux reçu; un balayage électronique horizontal, d'un certain nombre standard de lignes (ex. 625), délivre un signal variant dans le temps en rapport avec l'intensité de l'image: c'est le signal vidéo.

Une caméra digitale est, quant à elle, constituée d'une surface de cellules photodétectrices qui est balayée électroniquement afin de produire un signal équivalent.

Le système de capture d'image doit être capable de résoudre l'image détectée.

Pour une caméra digitale, sa réponse en fréquence $f_{\max, \text{système}}$ dépend essentiellement de la taille et de l'espacement des cellules photodétectrices ainsi que de la réponse du système électronique. La fréquence spatiale de l'image est donnée par la fréquence $f_{\max, \text{signal}}$ du speckle subjectif généré par l'optique du système (Eq.1.8). Pour obtenir un signal convenable à la sortie de la caméra il faut:

$$f_{\max, \text{signal}} \leq \frac{f_{\max, \text{système}}}{2} \quad (\text{Eq.4.8})$$

De plus, afin d'augmenter le rapport S/B, la dynamique de la caméra doit être aussi élevée que possible et le rapport I_{\max}/I_{\min} doit être typiquement de 10^2 à 10^3 , où I_{\min} est l'intensité nécessaire pour engendrer un signal à la sortie de la caméra et I_{\max} l'intensité de saturation de la caméra. Expérimentalement, les conditions optimales sont réalisées lorsqu'on travaille juste sous la saturation.

Après amplification et traitement éventuel, le signal vidéo est utilisé pour moduler un faisceau d'électrons qui balaie l'écran du moniteur de télévision. Idéalement, la brillance de l'écran de télévision doit varier linéairement avec l'intensité de l'image d'entrée.

4.4.2. FORMATION DES FRANGES D'ESPI

La formation des franges peut être réalisée principalement de deux manières distinctes, soit par addition, soit par soustraction des deux specklegrammes.

1. Addition des deux signaux vidéo

Soit

$$I_1 = I_O + I_R + 2 \sqrt{I_O I_R} \cos \phi \quad (\text{Eq.4.9})$$

l'éclairement du front d'onde initial et,

$$I_2 = I_O + I_R + 2 \sqrt{I_O I_R} \cos(\phi + \Delta\phi) \quad (\text{Eq.4.10})$$

l'éclairement du front d'onde déplacé.

Si le signal vidéo de sortie V_{out} est proportionnel à $I_1 + I_2$, on a:

$$V_{\text{out,add}} = 2 I_O + 2 I_R + 4 \sqrt{I_O I_R} \cos\left(\phi + \frac{1}{2} \Delta\phi\right) \cos \frac{\Delta\phi}{2} \quad (\text{Eq.4.11})$$

Le contraste de la figure peut être obtenu comme étant l'écart-type de l'éclairement donné par:

$$\sigma_{12} = 2 \left[\sigma_O^2 + \sigma_R^2 + 8 \langle I_O \rangle \langle I_R \rangle \cos^2 \frac{\Delta\phi}{2} \right]^{1/2} \quad (\text{Eq.4.12})$$

avec σ_O et σ_R les écart-types de I_O et I_R . Or, si $\langle I \rangle = I/2$,

$$\sigma_{12,\text{max}} = 2 \left[\sigma_O^2 + \sigma_R^2 + 2 I_O I_R \right]^{1/2} \quad \text{si } \Delta\phi = 2n\pi, n = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{Eq.4.13.})$$

et

$$\sigma_{12,\text{min}} = 2 \left[\sigma_O^2 + \sigma_R^2 \right]^{1/2} \quad \text{si } \Delta\phi = (2n+1)\pi, n = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{Eq.4.14})$$

Un cas particulier de l'addition est l'ESPI en temps moyenné où l'on acquiert en continu les specklegrammes d'une vibration sinusoïdale. Si on veut observer des franges obtenues en temps moyenné, la période de la vibration doit être inférieure au temps d'intégration de la caméra et l'éclairement pour une vibration sinusoïdale est alors donné par:

$$I = I_O + I_R + 2 \sqrt{I_O I_R} J_0\left(\frac{4\pi a_O}{\lambda}\right) \cos \phi \quad (\text{Eq.4.15})$$

Si l'on affiche ceci directement à l'écran, seule une variation du contraste pourra être vue, et le rapport S/B est très mauvais. Par contre, après filtrage passe-haut et rectification, la brillance de l'écran du moniteur est une fonction en $J_0^2(4\pi a_O/\lambda)$ où a_O représente l'amplitude de la vibration par rapport à la surface de l'objet. La rectification du signal consiste à ramener les valeurs négatives en positif.

Si l'addition des deux signaux se réalise aisément (il suffit d'accumuler deux images en un temps plus court que le temps de saisie d'une image), on remarque cependant que la visibilité des franges n'est pas très bonne. Ceci provient du fait qu'à un minimum de corrélation correspond un minimum non nul de la brillance du moniteur.

La visibilité des franges peut être améliorée en travaillant par soustraction des deux signaux, mais la soustraction nécessite la mise en mémoire de l'un des signaux, et donc la mise en oeuvre d'un système de stockage d'images, analogique (magnétoscope) ou digital (fichier informatique contenant l'adresse de chaque pixel et la valeur de son niveau de gris). Nous utiliserons le système digital de mémorisation en travaillant avec des blocs image de 512 x 512 pixels codés en niveaux de gris (généralement 256, soit 8 bits). Plus le nombre de pixels et plus le nombre de niveaux de gris sont élevés et meilleure sera la qualité des franges.

2. Soustraction des deux signaux vidéo

Dans ce cas-ci,

$$\begin{aligned} V_{\text{out,sous}} &= 4\sqrt{I_O I_R} [\cos \phi - \cos (\phi + \Delta\phi)] \\ &= 4\sqrt{I_O I_R} \sin\left(\phi + \frac{1}{2}\Delta\phi\right) \sin\frac{\Delta\phi}{2} \end{aligned} \quad (\text{Eq.4.16})$$

Ce signal a des valeurs positives et négatives. Comme le moniteur de télévision est incapable de transcrire un signal négatif, il est impératif de le rectifier avant l'affichage si l'on veut éviter une perte d'information. La brillance du moniteur est alors proportionnelle à $|V_{\text{out,sous}}|$

$$B \propto \left[I_O I_R \sin^2\left(\phi + \frac{\Delta\phi}{2}\right) \sin^2\frac{\Delta\phi}{2} \right]^{1/2} \quad (\text{Eq.4.17})$$

Le long d'une courbe de $\Delta\phi$ constant, la valeur moyenne de B varie entre B_{max} et B_{min} avec

$$\begin{aligned} B_{\text{max}} &\propto \sqrt{I_O I_R} \quad \text{pour } \Delta\phi = (2n+1)\pi \\ B_{\text{min}} &= 0 \quad \text{pour } \Delta\phi = 2n\pi \end{aligned} \quad (\text{Eq.4.18, 4.19})$$

Un filtrage passe-haut augmente encore la visibilité des franges par suppression du bruit basse fréquence et des variations de l'éclairement moyen des deux specklegrammes. La soustraction permet également d'améliorer la qualité des franges obtenues en temps moyenné. Il suffit de stocker en mémoire l'image de l'objet au repos et d'en soustraire l'image obtenue en temps moyenné. Remarquons cependant que, par rapport à l'addition, le contraste est inversé.

4.4.3. OPTIMISATION DES FRANGES OBTENUES PAR ESPI

Le but de l'optimisation consiste à produire, sur l'écran de contrôle, des franges de visibilité maximale, c'est-à-dire de diminuer l'intensité des franges sombres et d'augmenter l'intensité des franges claires au maximum. Ceci implique certaines contraintes aux différents systèmes.

1. Interféromètre

Le montage doit être le plus stable possible afin d'éviter une décorrélation entre les deux specklegrammes. Toutefois cette condition est moins stricte qu'en interférométrie holographique. Un moyen pratique simple pour tester la stabilité consiste à effectuer la soustraction de deux images de l'objet non perturbé prises à des instants différents. Si l'image obtenue est uniformément noire, la corrélation est parfaite et la stabilité correcte (cf. infra).

2. Caméra

Sa sensibilité doit être la plus élevée possible et doit bien entendu correspondre à une zone d'émission du laser utilisé. Plus sa résolution spatiale est élevée, plus la taille du speckle à détecter pourra être petite, ceci permet une densité élevée de franges et d'aspect moins granuleux.

La stabilité géométrique de la caméra est également cruciale. Dans le cas d'une caméra analogique, elle dépend de la stabilité des champs électromagnétiques de balayage et est donc difficile à contrôler.

La stabilité d'une caméra digitale CCD est excellente et intrinsèque à son mode de fonctionnement.

3. Stockage des images

Pour la soustraction, il ne faut pas de dérive lors du stockage; les points "image" à comparer ne doivent pas changer de place. Ceci était assez complexe, mais néanmoins possible à réaliser avec un magnétoscope. Une précision adéquate est atteinte lorsqu'on utilise une mémoire digitale d'image (digital frame store) utilisant au moins 6 bits par pixel.

4. Traitement des images

Différents traitements des images tels que des filtrages passe-bande et des seuillages sont, lorsque bien choisis, susceptibles d'améliorer grandement la visibilité des franges.

5. Affichage des images (DSPI)

Juste avant l'affichage, on peut traiter le signal digitalisé avec des tables de conversion des niveaux de gris ("look-up tables (LUT)"), ce qui permet, lorsqu'on travaille avec un moniteur couleur, de transformer les niveaux de gris en une série discrète de couleurs choisies.

De plus, si un traitement informatique des données du dépouillement est couplé au système, il est possible d'afficher directement la déformée de la pièce étudiée.

4.4.4. DOMAINE D'APPLICATION DE L'ESPI

1. Sensibilité

Si un objet est éclairé sous un angle θ et observé normalement, un déplacement de $\lambda/2\sin\theta$ produira l'apparition d'une frange. La sensibilité est donc de l'ordre de quelques centaines de nanomètres. Elle peut néanmoins être poussée à 0,01 nm lorsqu'on travaille en modulation de phase (Ö.J. Lötkberg et al). Cette technique qui consiste à déterminer la phase de l'objet déformé en la comparant à une phase connue (objet au repos) sera développée au § 4.5 de cet ouvrage.

2. Objet

La taille de l'objet qui peut être examinée dépend de la cohérence du laser, du produit de la puissance laser par la sensibilité de la caméra et de la stabilité mécanique du montage. Pour un interféromètre sensible dans le plan, si l'objet n'est pas plan, les franges deviennent sensibles au mouvement hors plan.

Si l'objet est trop petit, la force pour le déformer augmente et des translations du solide entier peuvent survenir. Ceci délocalise les franges en-dehors de l'objet, décorrèle les specklegrammes et diminue fortement la visibilité des franges.

3. Profondeur de champ

Comme on utilise des nombres d'ouverture élevés, donc de petits diaphragmes, il n'y a pas de restriction sur la profondeur de champ, hormis celle de la longueur de cohérence du laser.

4. Mesure

Si l'on veut mesurer un déplacement ou une déformation quelconque, les paramètres gouvernant le choix de la technique la plus appropriée sont les suivants (pour une caméra donnée):

- (a) la direction et l'amplitude du mouvement
- (b) la vitesse du mouvement
- (c) l'aire de la surface à observer en une seule fois
- (d) la géométrie et le fini de la surface.

(a) et (b) permettent de choisir le type d'interféromètre, (c) et (d) son agencement. La puissance du laser et la cohérence requise sont également fixées par (b), (c) et (d).

4.5. Analyse des images

L'analyse des images obtenues en interférométrie speckle a pour but de transformer la cartographie de franges en une carte des déplacements (déformation, gradient de déplacement, vibration) en tout point de l'objet. Si on travaille par soustraction ou par addition simple, les franges sont alternativement claires puis sombres et il faut alors employer des moyens très puissants pour travailler à des précisions inférieures à la frange. Dans le cas du temps moyenné, le codage des franges est modulé par la fonction de Bessel et les noeuds de vibrations sont les franges les plus brillantes. Toutefois, le bruit inhérent aux specklegrammes permet difficilement de détecter et d'interpréter les franges peu contrastées.

Si on travaille manuellement, le dépouillement est très long et très fastidieux. Dans le cas du dépouillement assisté par ordinateur [23], le problème majeur est de programmer l'interprétation de la vue globale de l'interférogramme par l'oeil de l'utilisateur averti. De plus, le bruit des specklegrammes doit être filtré de manière appropriée afin de conserver au mieux l'information (croissance des franges "fines" sans recouvrement des franges "épaisses", seuillage, filtrage...).

Les transformées de Fourier peuvent également être utilisées, tant pour filtrer que pour interpréter les specklegrammes [24]. Si le principe est très simple (transformée de Fourier et filtrage des composantes indésirables dans l'espace de Fourier), l'application numérique est extrêmement complexe et grande consommatrice de temps de calcul.

La méthode couramment utilisée pour simplifier le traitement des interférogrammes est le décalage de phase [25, 26, 27, 28, 29, 30]. Cette technique permet de coder et de déterminer la phase, en tout point de l'objet, et de la comparer avant et après la perturbation encourue par l'objet. Diverses procédures existent, qui utilisent un ou plusieurs décalages de phase entre chaque acquisition d'image. Le décalage de phase peut être effectué soit par pas discrets (phase stepping), soit en continu (phase shifting) (Fig.4.4). Toutefois, on trouve couramment le vocable "phase shifting" pour les deux techniques. Pour rester général, nous garderons le terme français "décalage de phase" tout au long de cet ouvrage.

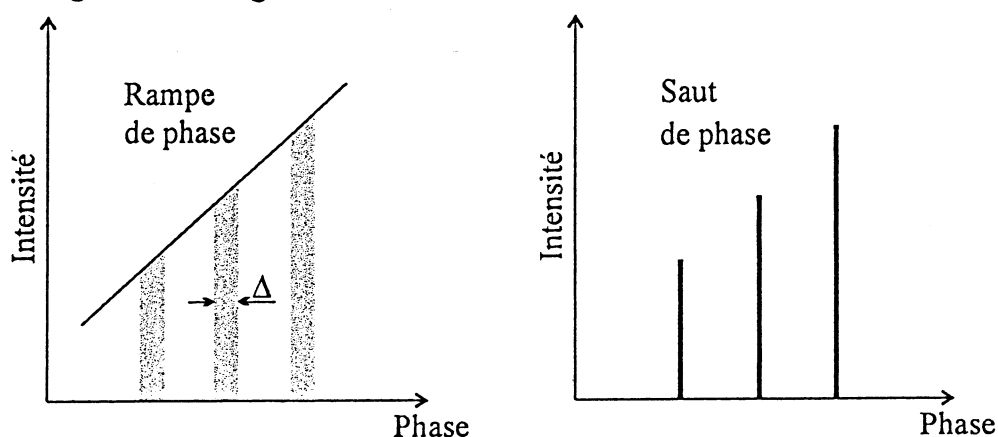


Fig.4.4: Schéma de principe: Phase shifting et phase stepping.

4.5.1. PRINCIPE DU DÉCALAGE DE PHASE

Si on réécrit l'équation 4.9 sous une forme condensée, l'éclairement reçu dans le plan (x,y) de la caméra est donné par:

$$I(x,y) = I_B(x,y) + I_M(x,y)\cos\phi(x,y) \quad (\text{Eq.4.20})$$

avec $I_B(x,y)$ l'éclairement du fond continu (background), $I_M(x,y)$ l'éclairement de modulation et $\phi(x,y)$ la phase, à condition d'avoir une cohérence parfaite et un même état de polarisation.

On distingue trois inconnues: - I_B
 - I_M
 - ϕ .

Pour résoudre ce système, il faut mesurer au moins trois éclaircissements différents en chaque pixel. Chaque éclaircissement est obtenu en décalant la phase d'une quantité déterminée (phase shift ou incrément de phase).

Les incréments de phase imposés doivent être connus si on travaille avec un système minimum de trois équations à trois inconnues. Par contre, avec un système de 4 équations à 4 inconnues, on peut vérifier que les valeurs obtenues par calcul sont bien celles imposées.

Pour un incrément de phase α_i , le i -ème éclaircissement est donné par:

$$I_i(x, y) = I_B(x, y) + I_M(x, y) \operatorname{sinc}(\Delta/2) \cos[\phi(x, y) + \alpha_i] \quad (\text{Eq. 4.21})$$

où le facteur $\operatorname{sinc}(\Delta/2)$ est dû à la variation de la phase pendant le temps d'intégration du CCD et l'éclaircissement varie en cosinus en fonction de la phase (Dans le cas du phase stepping, $\Delta = 0$ et le terme en $\operatorname{sinc}(\Delta/2) = 1$, ce qui améliore la modulation).

On réécrit l'équation 4.21 sous la forme

$$I_i(x, y) = \Psi_0(x, y) + \Psi_1(x, y) \cos(\alpha_i) + \Psi_2(x, y) \sin(\alpha_i) \quad (\text{Eq. 4.22})$$

$$\text{avec } \Psi_0(x, y) = I_B(x, y) \quad (\text{Eq. 4.23})$$

$$\Psi_1(x, y) = I_M(x, y) \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta}{2}\right) \cos[\phi(x, y)] \quad (\text{Eq. 4.24})$$

$$\Psi_2(x, y) = I_M(x, y) \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta}{2}\right) \sin[\phi(x, y)] \quad (\text{Eq. 4.25})$$

La phase entre les faisceaux de référence et objet est alors déterminée par:

$$\phi(x, y) = \tan^{-1} \left[\frac{\Psi_2(x, y)}{\Psi_1(x, y)} \right], \quad (\text{Eq. 4.26})$$

On peut définir la modulation mesurée comme

$$I_M^{\text{mes}}(x, y) = I_M(x, y) \operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta}{2}\right) = \sqrt{\Psi_1^2(x, y) + \Psi_2^2(x, y)}. \quad (\text{Eq. 4.27})$$

Rem.: On définit la visibilité des franges en normalisant l'éclaircissement de modulation mesuré par l'éclaircissement du fond continu en tout point:

$$V(x, y) = \frac{I_M^{\text{mes}}(x, y)}{I_B(x, y)} = \frac{\sqrt{\Psi_1^2(x, y) + \Psi_2^2(x, y)}}{\Psi_0(x, y)} \quad (\text{Eq. 4.28})$$

En utilisant deux éclaircissements supplémentaires (fractions connues de $I_i(x, y)$) donnés par $I_i(x, y) \cos(\alpha_i)$ et $I_i(x, y) \sin(\alpha_i)$, on peut résoudre un système de trois équations à trois inconnues tel que:

$$\begin{pmatrix} N & \sum \cos(\alpha_i) & \sum \sin(\alpha_i) \\ \sum \cos(\alpha_i) & \sum \cos^2(\alpha_i) & \sum \cos(\alpha_i) \sin(\alpha_i) \\ \sum \sin(\alpha_i) & \sum \cos(\alpha_i) \sin(\alpha_i) & \sum \sin^2(\alpha_i) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_0(x,y) \\ \Psi_1(x,y) \\ \Psi_2(x,y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum I_i(x,y) \\ \sum I_i(x,y) \cos(\alpha_i) \\ \sum I_i(x,y) \sin(\alpha_i) \end{pmatrix} \quad (\text{Eq.4.29})$$

où N représente le nombre de décalages de phase effectués pour chaque position de l'objet. Dans le cas particulier où $\alpha_i = i 2\pi/N$ avec $i = 1, \dots, N$, la solution du système est grandement simplifiée par suppression des termes non diagonaux du déterminant ($\sum \cos\alpha_i, \sum \sin\alpha_i, \sum \sin\alpha_i \cos\alpha_i$) et on a:

$$\begin{pmatrix} N & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_0(x,y) \\ \Psi_1(x,y) \\ \Psi_2(x,y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum I_i(x,y) \\ \sum I_i(x,y) \cos(\alpha_i) \\ \sum I_i(x,y) \sin(\alpha_i) \end{pmatrix} \quad (\text{Eq.4.30})$$

Trois incréments de phase sont nécessaires pour le résoudre (N=3). La phase ϕ peut être calculée par:

$$\phi(x,y) = \tan^{-1} \left[\frac{\sum I_i(x,y) \sin(\alpha_i)}{\sum I_i(x,y) \cos(\alpha_i)} \right] \quad (\text{Eq.4.31})$$

et on résout le système grâce à la mesure des éclaircissements I_i pour chaque α_i .

Pour N = 3 (algorithme "3 buckets" ou "3-frame"),

$\alpha_1 = 2\pi/3, \alpha_2 = 4\pi/3$ et $\alpha_3 = 2\pi$ et

$$\phi(x,y) = \arctan \left[\frac{(I_1 - I_2)}{(2I_3 - I_1) - I_2} \sqrt{3} \right] \quad (\text{Eq.4.32})$$

Pour N = 4 (algorithme "4 buckets" ou "4-frame"),

$\alpha_1 = \pi/2, \alpha_2 = \pi, \alpha_3 = 3\pi/2$ et $\alpha_4 = 2\pi$, et alors

$$\phi(x,y) = \arctan \left[\frac{(I_1 - I_3)}{(I_4 - I_2)} \right] \quad (\text{Eq.4.33})$$

De plus, on peut vérifier la valeur du phase shift grâce à

$$\alpha(x, y) = \arccos \left[\frac{(I_1 - I_2) + (I_3 - I_4)}{2(I_2 - I_3)} \right] \quad (\text{Eq.4.34})$$

L'algorithme de Carré utilise quatre décalages de phase tels que

$\alpha_1 = -3\alpha/2$, $\alpha_2 = -\alpha/2$, $\alpha_3 = \alpha/2$ et $\alpha_4 = 3\alpha/2$ avec α quelconque et

$$\phi(x, y) = \arctan \left[\frac{\sqrt{[(I_1 - I_4) + (I_2 - I_3)][(3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4))]}{(I_2 + I_3) - (I_1 + I_4)} \right] \quad (\text{Eq.4.35})$$

Son principal intérêt réside dans le fait qu'il ne nécessite pas de calibration du système produisant le décalage de phase tant que le système reste linéaire et α constant.

D'autres algorithmes utilisant des décalages de phase plus nombreux existent mais ne feront pas l'objet de cette thèse.

4.5.2. COMPARAISON DES DIFFÉRENTS ALGORITHMES

Cette étude a principalement été réalisée par K. Creath [27] et a été revue récemment par C. Joenathan [31].

1. Réalisation pratique du décalage de phase

Le décalage de phase peut être réalisé de différentes manières au sein de l'interféromètre. Les principales méthodes sont illustrées à la figure 4.5 (déplacement d'un miroir fixé à un transducteur piézoélectrique, étirement d'une fibre optique, rotation d'une lame à faces parallèles, rotation d'un polariseur). Les deux premières méthodes sont dynamiques (à cause des transducteurs piézoélectriques) tandis que les deux dernières peuvent être statiques, ce qui permet notamment de travailler, dans le cas de l'algorithme "3 buckets", avec 3 faisceaux décalés de α_i l'un par rapport à l'autre. Dans ce cas, et si on dispose de trois caméras, on peut effectuer des mesures quasiment en temps réel [32].

Les plus utilisés sont les systèmes piézoélectriques et à polarisation. Si on emploie des optiques (miroirs ou lames), il est impératif que leur qualité optique soit constante sur l'entièreté du faisceau afin de produire un décalage uniforme. Si on utilise un miroir fixé au transducteur piézoélectrique, l'alignement est également crucial afin de ne pas entraîner de déplacement du faisceau lors du mouvement de décalage.

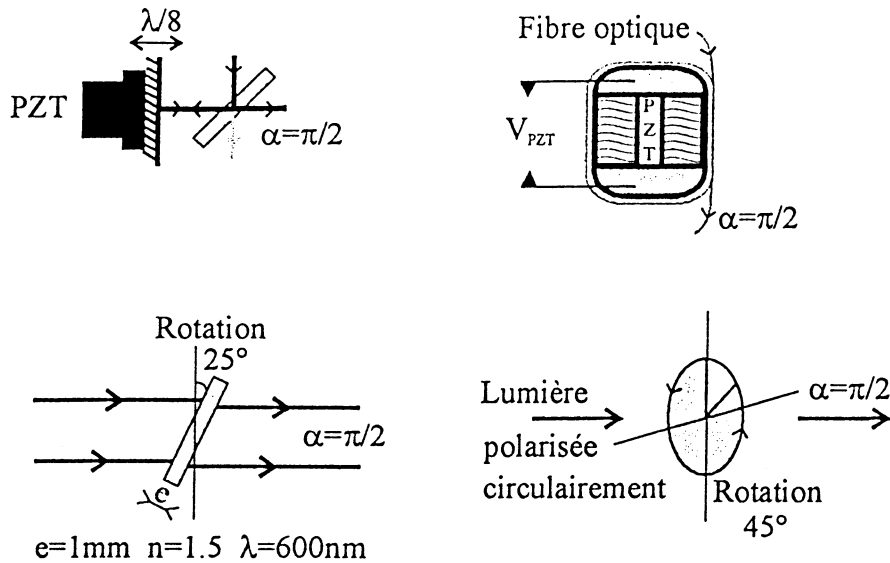


Fig.4.5: Principaux systèmes de génération du décalage de phase.

2. Principales sources d'erreur

Différentes erreurs peuvent affecter les mesures de la phase. Toutes les précautions doivent être prises afin de les réduire au minimum. Les principales sources d'erreurs peuvent être scindées en trois catégories:

- les erreurs de dérive: turbulences de l'air, vibrations du système ou même du bâtiment, dérive du transducteur piézoélectrique.
- les erreurs d'étalonnage: calibration et non-linéarité du système générant le décalage de phase.
- les erreurs d'acquisition: non-linéarité du détecteur, sensibilité différente d'une cellule CCD à l'autre, conversion analogique/numérique.

Des erreurs systématiques peuvent également apparaître et sont provoquées notamment par les aberrations des optiques de l'interféromètre, par une mauvaise qualité du faisceau de référence ou encore par des réflexions parasites.

Les erreurs provoquées par les vibrations ou par les turbulences de l'air ainsi que les erreurs systématiques peuvent être réduites en moyennant un certain nombre de specklegrammes pour chaque décalage. Ceci est assez rapide si on dispose d'une carte d'acquisition d'images capable de réaliser cette opération mais restreint les mesures à des déformations statiques.

Chaque type d'erreur peut être minimisé par un algorithme de calcul de la phase approprié. Cependant, il n'existe pas d'algorithme "universel" capable de les réduire toutes en même temps. Le paragraphe suivant reprend les différents types d'erreurs et

leur influence sur le calcul de la phase pour les principaux types d'algorithmes utilisés couramment ("3-frame", "4-frame", "Carré" et "5-frame").

3. Influence des erreurs pour différents algorithmes de calcul de la phase

A. Erreurs du système de génération du décalage de phase (phase-shifter)

On peut modéliser les erreurs provoquées par le "phase-shifter" en affectant le décalage généré d'une constante du premier ordre ($\alpha' = \alpha.(1+\varepsilon)$) ou du second ordre ($\alpha' = \alpha.(1+\varepsilon^2)$). On peut comparer l'influence de la valeur de ε en remplaçant α par α' dans l'équation 4.21. Les graphiques suivants sont obtenus pour l'erreur sur la phase (soustraction de la valeur réelle et de la valeur calculée entre 0 et 360°) et la valeur P-V ("peak to valley") de cette erreur pour différents ε :

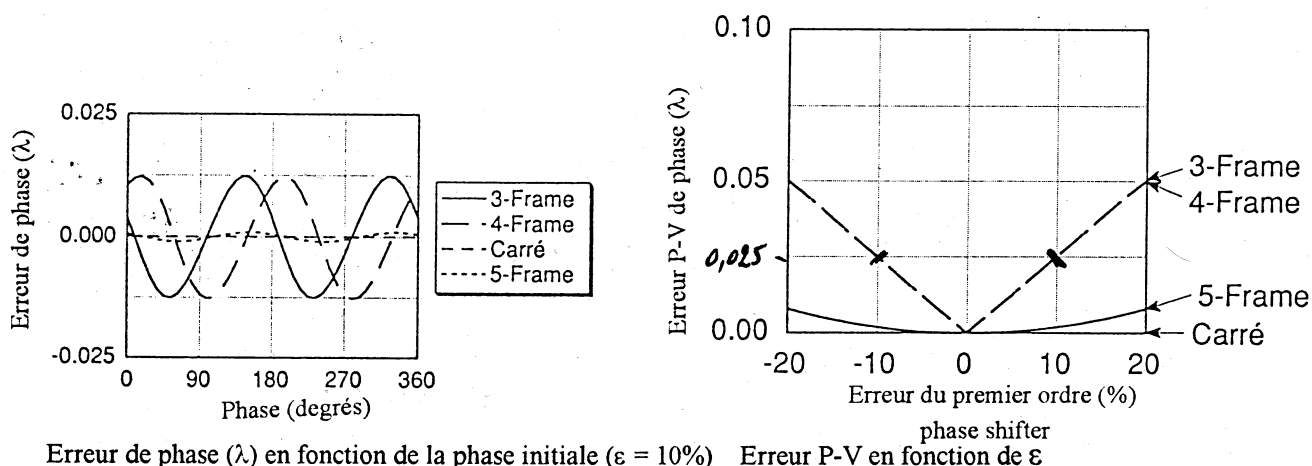
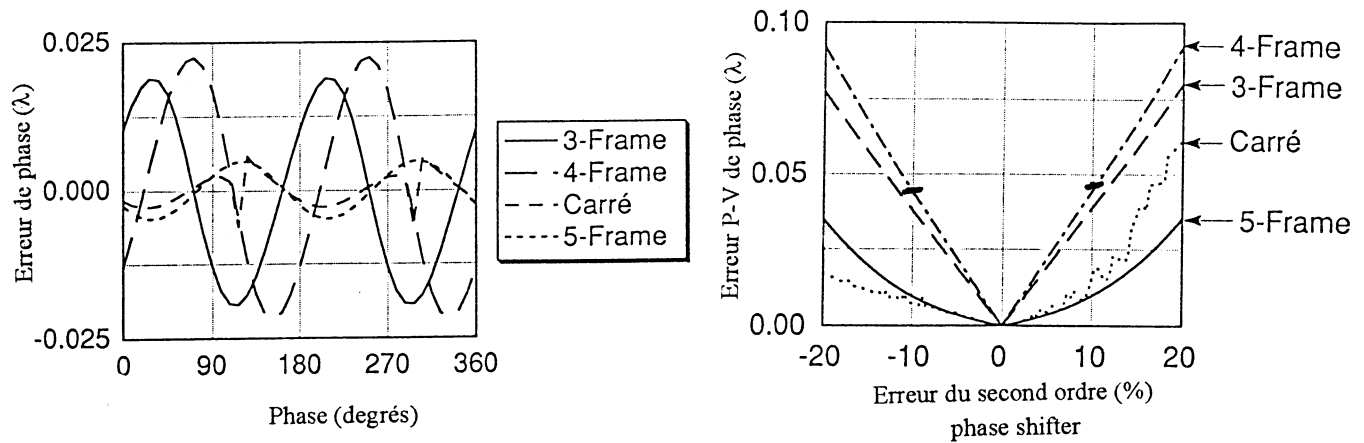


Fig. 4.6: Erreur du phase shifter du 1^{er} ordre.

On remarque essentiellement que l'algorithme de Carré ainsi que le "5-frame" sont peu sensibles à cette erreur tandis que le "3-frame" et le "4-frame" peuvent générer une erreur de l'ordre de 0.025λ (P-V) pour $\varepsilon = 10\%$. Nous avons vérifié les courbes présentées et pour certains cas très défavorables, l'erreur peut augmenter jusqu'à 0.04λ (P-V) toujours pour $\varepsilon = 10\%$ et pour les "3 et 4-frame".

On peut tirer les mêmes conclusions dans le cas d'une variation en ε^2 (Fig. 4.7).

Toutefois, les erreurs de non-linéarité peuvent être éliminées en déterminant le décalage adéquat le plus précisément possible. Ceci requiert une calibration en tension soignée si on utilise un transducteur piézoélectrique.



Erreur de phase (λ) en fonction de la phase initiale ($\epsilon = 10\%$) Erreur P-V en fonction de ϵ

Fig.4.7: Erreur du phase shifter du 2^{ème} ordre.

B. Erreurs du système d'acquisition des images

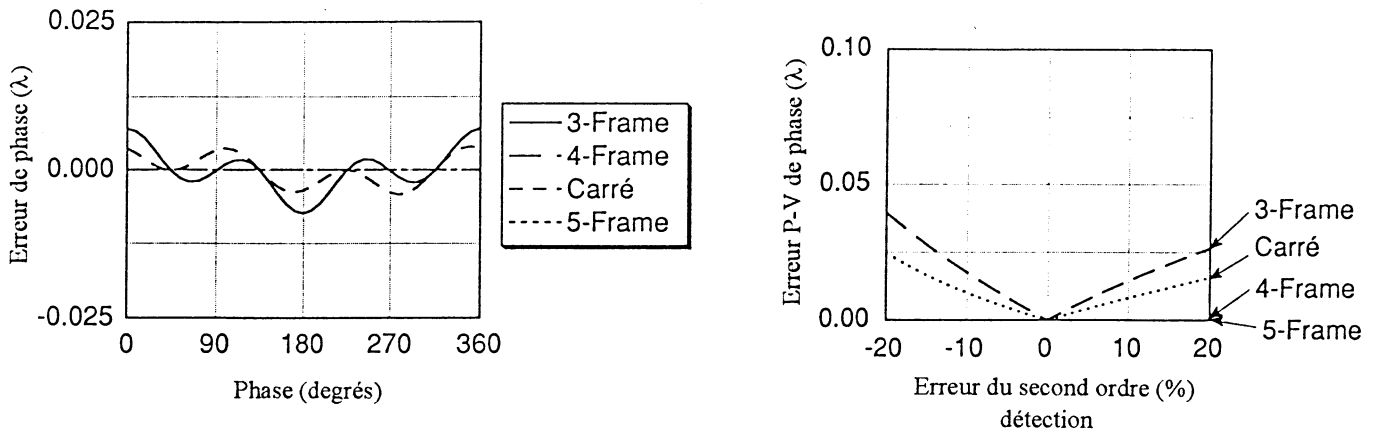
Ces erreurs sont extrêmement préjudiciables si elles sont générées au sein de la matrice CCD par des différences de réponse entre chaque cellule sensible. Toutefois les constructeurs veillent à minimiser ce genre de phénomène.

On peut à nouveau modéliser les erreurs de la chaîne de détection en transformant l'éclairement reçu par des termes du second ordre ($I' = I + \epsilon I^2$) et du troisième ordre ($I' = I + \epsilon I^3$). Dans la plupart des applications, le terme en I^3 est le plus souvent rencontré.

Les figures 4.8 et 4.9 montrent, respectivement, l'influence du terme en I^2 et du terme en I^3 sur le calcul de la phase.

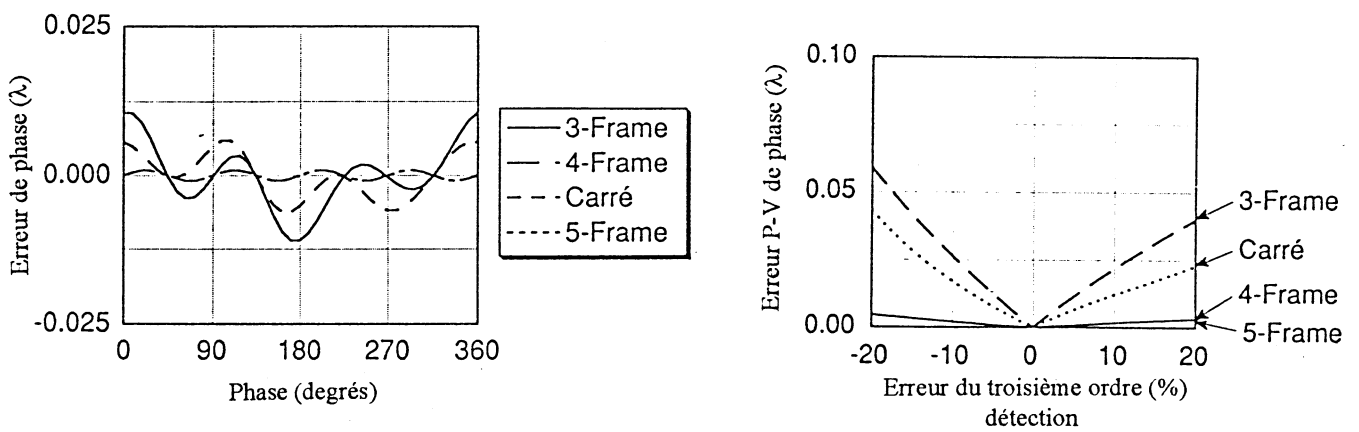
On remarque qu'il n'y a pas d'erreur pour le "4-frame" et le "5-frame", que l'amplitude de l'erreur dépend du signe de ϵ et que l'algorithme de Carré est beaucoup plus sensible à ces perturbations ($\approx 0.025\lambda$ (P-V) pour $\epsilon = 10\%$ en module).

Une autre erreur peut être générée par la chaîne de détection lorsque les images sont saisies via un convertisseur Analogique/Numérique afin de transformer l'éclairement en niveau de gris. La discrétisation des niveaux peut influencer le codage de la phase. Si on utilise un minimum de 8 bits (256 niveaux de gris) à la numérisation, l'erreur est tout à fait négligeable.



Erreur de phase (λ) en fonction de la phase initiale ($\epsilon = -10\%$) Erreur P-V en fonction de ϵ

Fig.4.8: Erreur du 2^{ème} ordre pour la chaîne de détection,



Erreur de phase (λ) en fonction de la phase initiale ($\epsilon = -10\%$) Erreur P-V en fonction de ϵ

Fig.4.9: Erreur du 3^{ème} ordre pour la chaîne de détection.

C. Erreurs de dérives

Principalement causées par le bruit, les turbulences de l'air et les vibrations du bâtiment, ces erreurs ne peuvent être réduites qu'en isolant le système. On recourt le plus souvent à des tables anti-vibrations, recouvertes et fermées par des volets (plexiglas ou plastique souples). Mais ceci ne résout pas les problèmes si on doit effectuer les mesures en environnement industriel, sauf éventuellement si on travaille avec un laser pulsé. Une autre solution consiste parfois à moyenner les specklegrammes avant de les traiter par l'algorithme de calcul de la phase.

D. Conclusions

On remarque que plus on acquiert d'images ou plus on utilise de "frame" pour le calcul, plus l'erreur sur le calcul de la phase diminue. Toutefois, cela implique un temps de

capture des données beaucoup plus long. De plus, quand on augmente le nombre de "frame", l'algorithme de traitement devient plus complexe, ce qui augmente également le temps de calcul pour chaque image de phase.

D'un point de vue expérimental, il faut réaliser un compromis entre la vitesse d'acquisition et de traitement et la précision du calcul. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser l'algorithme "4-frame" qui réalise au mieux ce compromis. S'il est plus sensible à des non-linéarités du phase-shifter que l'algorithme de Carré, ces erreurs peuvent être compensées par une calibration précise. Enfin, il est moins sensible aux non-linéarités de la chaîne de détection (cet avantage est plus d'ordre financier que d'ordre scientifique mais requiert toutefois toute notre attention car cela implique que l'on peut travailler avec une caméra de bas de gamme, donc moins chère).

4.5.3. CARACTÉRISTIQUES DU DÉCALAGE DE PHASE

Les points ci-dessous seront détaillés au § 5.5 pour le cas pratique qui nous intéresse.

1. Précision du phase shift

La précision du phase shift est liée principalement à deux grandeurs:

- la précision du système générateur du décalage,
- la stabilité des bras de l'interféromètre.

2. Stabilité de la phase

Lorsqu'on regarde l'évolution de la phase pour un pixel de I_M élevé, on constate que celle-ci a tendance à dériver au cours du temps. Toutefois, cette dérive est négligeable si on effectue les mesures de phase successives dans des incréments de temps relativement courts.

3. Décorrélation de la phase

Elle est principalement générée par le changement de la phase du speckle en fonction des déplacements des points de la surface de l'objet au cours du mouvement ou de la déformation. Dans le cas des déplacements hors plan, l'erreur sur la phase augmente si l'ouverture D de la lentille de projection augmente; une ouverture plus grande entraînant une diminution de la taille du speckle (Fig.4.10).

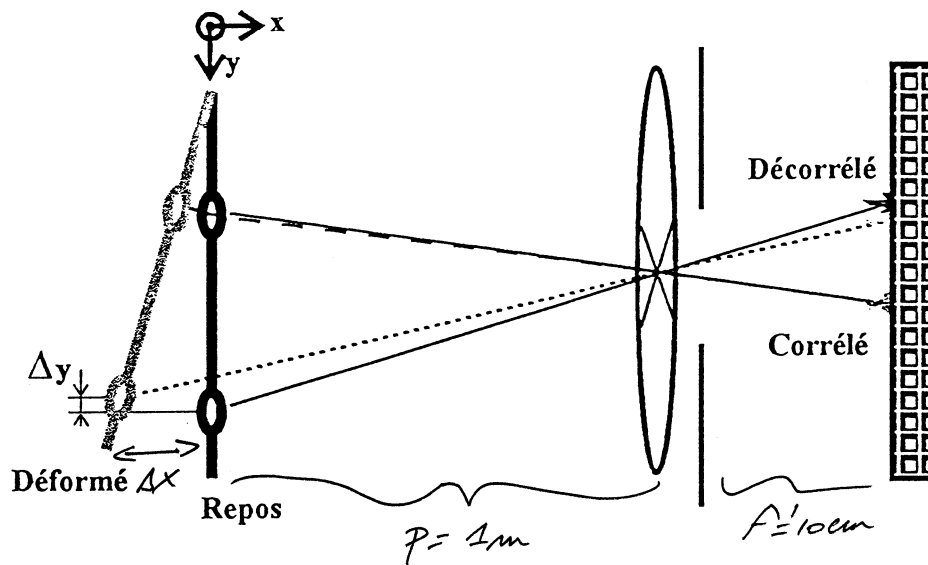


Fig.4.10: Décorrélation due à un mouvement hors plan de grande amplitude.

4.5.4. OBTENTION DES FRANGES

On considère le cas de la double exposition et un ensemble de 4 incréments de phase par enregistrement de l'éclairement pour chaque exposition.

$$\left. \begin{array}{l} \text{Enregistrements sur le CCD} \\ \text{avant:} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \\ \alpha_4 \end{array} \Rightarrow \phi_1$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Enregistrements sur le CCD} \\ \text{après:} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \\ \alpha_4 \end{array} \Rightarrow \phi_2$$

$$\left. \begin{array}{l} \left. \begin{array}{l} \text{Enregistrements sur le CCD} \\ \text{avant:} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \\ \alpha_4 \end{array} \Rightarrow \phi_1 \\ \left. \begin{array}{l} \text{Enregistrements sur le CCD} \\ \text{après:} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \\ \alpha_4 \end{array} \Rightarrow \phi_2 \end{array} \right\} \Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$$

4.5.5. DÉROULAGE DE PHASE

Même si on tient compte des signes du sinus et du cosinus, l'arctangente ne fournit les valeurs de son argument qu'à 2π près. Si on veut obtenir une cartographie de phase continue, il faut détecter et supprimer les discontinuités de 2π d'un pixel au pixel voisin.

Théoriquement, on réalise cette opération en ajoutant des multiples de 2π à la phase du pixel considéré jusqu'à ce que la différence de phase avec le pixel voisin soit inférieure à π .

Le terme choisi dans la littérature pour cette opération est le déroulage de phase ou "*phase unwrapping*".

En pratique, comme chaque pixel ne contient pas forcément l'information correcte, suite à des variations de l'éclairement du CCD et/ou de l'objet, ainsi qu'à des décorrélations locales possibles; il faut rechercher et invalider ces pixels lors du déroulage car ils influenceraient la phase de leurs voisins (cf. infra).

Pour pouvoir dérouler des objets de formes quelconques (y compris comprenant des trous) nous utiliserons la technique qui consiste à créer un masque pour chaque valeur ϕ_i de la phase. Ce masque contient les coordonnées des différents pixels détectés par la procédure décrite ci-après.

Localisation de l'objet:

Par (4.31), ϕ est donné, en tout point (x,y), par

$$\phi = \arctan \frac{\sum_i^N I_i \sin \alpha_i}{\sum_i^N I_i \cos \alpha_i} \quad (\text{Eq.4.36 et 4.37})$$

$$\text{et } I_{Mes} = \frac{1}{2} \sqrt{(I_1 - I_3)^2 + (I_4 - I_2)^2}.$$

En définissant un éclairement de modulation seuil I_s , on fixe un critère de sélection de l'appartenance du pixel à l'objet. En tout point (x,y), on calcule la valeur de I_{Mes} . Si $I_{Mes} < I_s$, le pixel n'appartient pas à l'objet et on entre le niveau de gris 0 à sa coordonnée (x,y). Les pixels où le CCD sature sont également détectés de la même manière (absence de modulation).

De cette manière, on obtient un masque de localisation de l'objet, ce qui permet également de tenir compte de trous physiques de l'objet pour les traitements ultérieurs.

4.5.6. CALCUL DU DÉPLACEMENT

La variation de phase produite par la déformation résulte de la soustraction, point par point, de ϕ_1 et ϕ_2 , codées en niveau de gris. On y applique le masque de localisation,

puis on procède au déroulage de phase; après quoi on obtient la cartographie continue de la phase. La dernière opération consiste à corriger les points du masque par une valeur moyenne sur les pixels voisins. Le déplacement en tout point de l'objet est obtenu en convertissant le déphasage, calculé par la méthode décrite ci-dessus, grâce aux équations caractéristiques du montage utilisé (OPI (Eq.4.6) ou IPI (Eq.4.7)).

CHAPITRE 5

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

5.1. Introduction

Nous avons développé un système complet de DSPI en nous basant sur les différents critères énumérés dans le chapitre précédent. Principalement, et ce en fonction du matériel disponible au cours de ce travail, nous avons plus particulièrement axé nos recherches sur la mesure quantitative de déplacements statiques ou quasi-statiques (perturbation lente par rapport au temps d'acquisition des images). Les montages utilisés sont sensibles hors plan ou dans le plan.

Les différents composants étant interchangeable, nous les décrirons une fois pour toutes.

Certains composants, mécaniques ou électroniques, ont été conçus et réalisés pour notre laboratoire et sont détaillés en annexe

Différents programmes informatiques ont été réalisés en langage *C Microsoft*, langage compatible avec la carte d'acquisition d'images *I2S*. Les principaux programmes de calibration, d'acquisition et de traitement sont repris en annexe. Dans cet ouvrage, nous les décrirons préférentiellement par des organigrammes ou par des modes opératoires. Ils ont été développés pour être utilisables par tout opérateur.

Les principaux composants d'un système DSPI sont de trois types: mécanique, optique et informatique.

5.2. Description du système DSPI

5.2.1. COMPOSANTS MÉCANIQUES

La partie mécanique est essentiellement constituée d'une table anti-vibrations (*Newport*), dont la principale caractéristique est d'isoler le système interférométrique des perturbations du bâtiment. Ses fréquences propres de vibration sont très basses (quelques dizaines de Hz). La structure du tablier est en nid d'abeilles et les pieds sont rigides (contrairement à certains modèles équipés de pieds hydrauliques). Sous les pieds, on a ajouté un réservoir de sable et une couche de balles de tennis afin d'augmenter l'isolation par rapport au sol. Sur la table, on peut boulonner les

différents composants du système DSPI (caméra, laser, lentilles, ...) ainsi que l'objet à étudier.

5.2.2. COMPOSANTS OPTIQUES

Les composants optiques (lentilles, filtres spatiaux, laser, ...) sont utilisés pour éclairer l'objet et pour former son image sur la surface photosensible de la caméra. Ils sont disposés pour obtenir une sensibilité hors plan (OPI) ou dans le plan (IPI).

Tous les composants optiques (lentilles, séparateurs variables,...) ont un fini de surface (P-V) de $\lambda/8$, sauf le miroir collé sur le transducteur piézoélectrique et la lame séparatrice 50/50 qui renvoie sur ce miroir qui ont un fini de surface égal à $\lambda/10$.

Le filtre spatial est composé d'un objectif de microscope (OM) qui focalise le faisceau incident sur un trou dont le diamètre est de l'ordre de quelques microns (pinhole, PH)). Ceci permet d'effectuer un filtrage passe-bas dans l'espace de Fourier (transformée réalisée par l'objectif de microscope) et d'éliminer les hautes fréquences générées par les poussières ou les défauts des miroirs de renvoi. Le couple OM/PH est choisi en fonction du diamètre du faisceau incident (de profil d'intensité gaussien) et de la longueur d'onde de travail. Le faisceau émergeant du filtre spatial est divergent et le profil d'intensité reste gaussien. Toutefois, une perte non négligeable de puissance est constatée.

Dans le cas du montage hors plan, l'optique de projection de l'image de l'objet vers la surface photosensible de la caméra est constituée d'une lentille et d'un diaphragme séparés, tandis que pour les montages dans le plan on utilise un objectif standard (monture C) de distance focale appropriée à l'encombrement du système.

Plusieurs lasers ont été utilisés. Pour des petits objets, on emploie un laser He-Ne d'une puissance de 13 mW à 632.8 nm. La longueur de cohérence du laser He-Ne est de l'ordre de 30 cm, ce qui implique un accord des chemins optiques (Optical Path Matching, OPM) entre les faisceaux qui interfèrent sur la surface photosensible de la caméra CCD. Un laser Ar^+ muni d'un étalon et donc de longueur de cohérence beaucoup plus élevée (quelques mètres), a été utilisé notamment pour des grands objets (panneaux structurels). Sa puissance est de quelques watts à la longueur d'onde de 514 nm (vert). Un laser YAG pompé par diode a également été testé pour son utilisation en DSPI; il délivre une puissance continue de 400 mW à la longueur d'onde

de 532 nm (grâce au doublage en fréquence de la radiation initiale) et sa longueur de cohérence est typiquement d'une centaine de mètres. Son principal avantage est son faible encombrement pour une puissance lumineuse relativement importante.

Nous avons également développé une station de mesure à fibres optiques (monomodes, accordées à la longueur d'onde de 632.8 nm), qui permet une gestion beaucoup plus aisée des bras de l'interféromètre. Deux fibres d'entrée sont couplées à deux fibres de sortie via un coupleur à gain variable (*Canadian Instrument*). Nous la décrirons plus en détail au §5.2.5. La station à fibres optiques est particulièrement bien adaptée aux mesures dans le plan lorsqu'elle est couplée avec le laser He-Ne. Pour les mesures hors plan, il est préférable de travailler avec un laser Kr⁺ muni d'un étalon afin d'obtenir une longueur de cohérence élevée et de travailler à une longueur d'onde voisine de 632.8 nm (647 nm) qui est optimale pour les fibres optiques .

5.2.3. COMPOSANTS INFORMATIQUES

Le coeur de la partie informatique est un ordinateur PC compatible 486DX 50MHz (16MB RAM), muni d'une carte d'acquisition d'images *I2S* (*Matrox*) gérée par le logiciel et la librairie d'instructions *PC-SCOPE*. Contrairement à la carte d'acquisition *Data Translation DT2861* utilisée en photographie speckle, la carte *I2S* possède une mémoire qui ne comporte que quatre blocs image (BIM) de 512 x 512 pixels codés sur 8 bits. Dès que l'on dépasse cette capacité, il devient nécessaire de stocker les blocs image en les écrivant sur le disque dur ou en mémoire vive (RAM), ce qui allonge le temps d'acquisition ou de traitement. De plus, la carte *I2S* ne permet pas de moyenner des images avant l'acquisition ou de traiter directement les images (entrée ou sortie) avec des tables de conversion des niveaux de gris ("Look-Up Table", LUT). Enfin, elle ne possède pas d'unité arithmétique et logique (ALU) qui permettrait un traitement arithmétique direct et rapide des pixels. Cependant la bibliothèque de fonctions *I2S* (écriture et lecture du niveau de gris des pixels ou de lignes de pixels, sauvegarde, routine de sélection d'une zone d'intérêt par souris, ...) permet de réaliser le traitement d'images désiré via le langage *C 7.00* de *Microsoft*.

Différents composants électroniques et optoélectroniques (caméra CCD, transducteurs piézoélectriques, drivers, photodiode, ...) permettent la connexion au PC de différents capteurs, la transmission et la réception de données diverses (tension

des transducteurs piézoélectriques, tension de la diode de détection, ...), la capture des images ainsi que la gestion du décalage de phase:

- deux caméras CCD (*I2S*, capteur 2/3 pouce, gain manuel variable, sensib. 3.5 lux),
(*Vista*, capteur 1/3 pouce, gain "auto" variable ou fixe, 0.1 lux),
- une carte Analogique↔Numérique (ADDA) d'entrée et de sortie de données *Industrial I/O Card* (12 bits),
- un driver électronique basse tension (entrée -5/+5V, 2 sorties) connecté à la carte ADDA pour l'alimentation des transducteurs piézoélectriques (compression/dilatation) DA1 et DA2 des fibres,
- un convertisseur Numérique/Analogique (DAC, 0-500V 10 bits), qui assure la conversion des tensions issues du port série de l'ordinateur vers le transducteur piézoélectrique (translation) DLP (*Dr Lutz Pickelmann*) muni du miroir à $\lambda/10$.
- une photodiode PIN au Silicium *BPW34* ($\approx 0.4\text{A/W}$ à 630 nm), reliée à la carte ADDA.

Le schéma bloc de la chaîne d'acquisition et de traitement des images est repris à la figure 5.1, où la surface sensible de la caméra CCD est placée dans le plan image du système optique.

5.2.4. INTERFÉROMÈTRE À COMPOSANTS SÉPARÉS

Nous entendons par interféromètre à composants séparés, un interféromètre où les différents composants optiques sont fixés sur la table optique et peuvent être manipulés les uns indépendamment des autres. Typiquement, nous utilisons ce type d'interféromètre en configuration OPI.

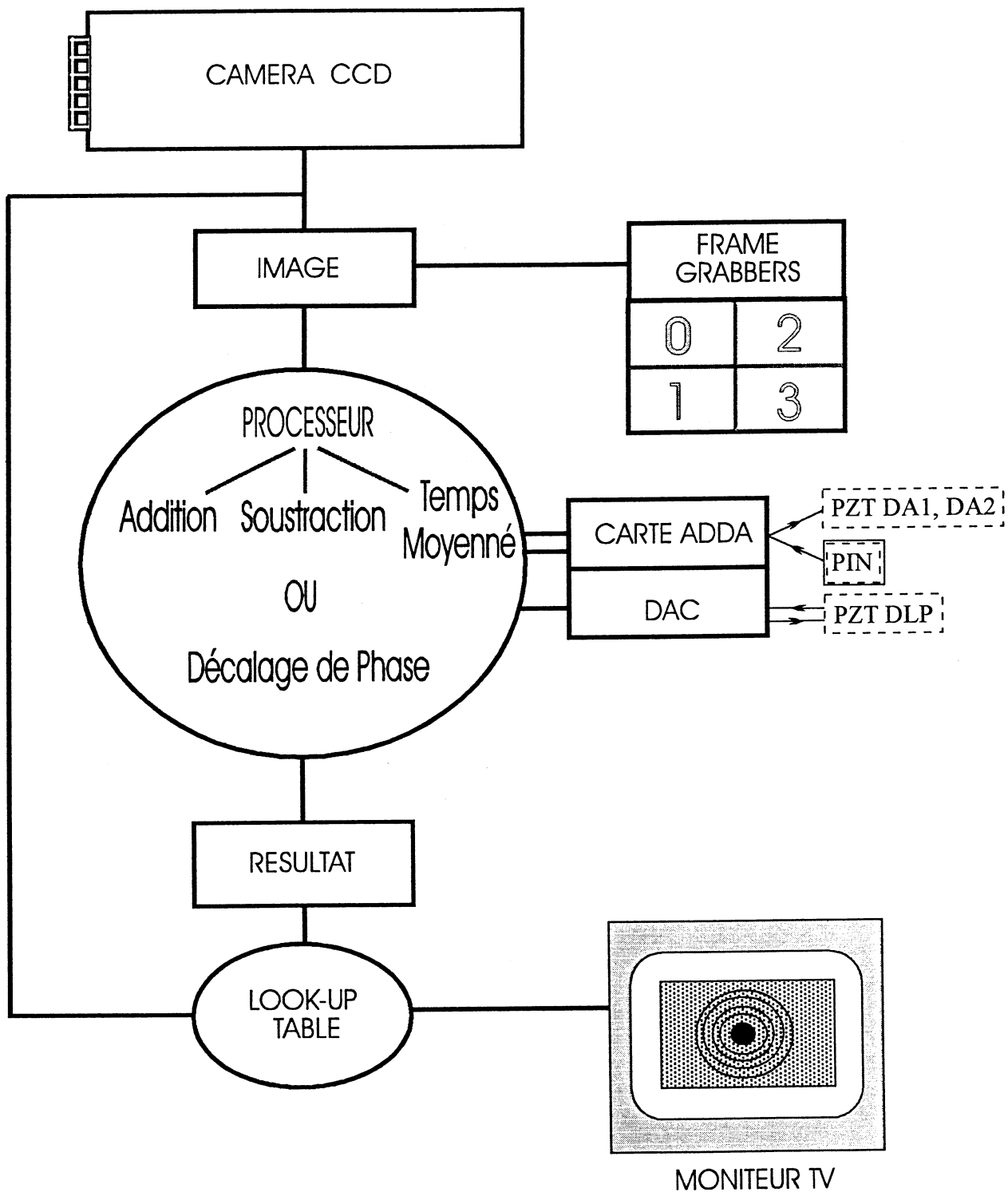


Fig.5.1: Schéma du traitement des images

5.2.5. INTERFÉROMÈTRE À FIBRES OPTIQUES

Le système utilisé, construit par *Canadian Instrument*, est illustré à la figure 5.2. Nous l'utiliserons essentiellement en configuration IPI.

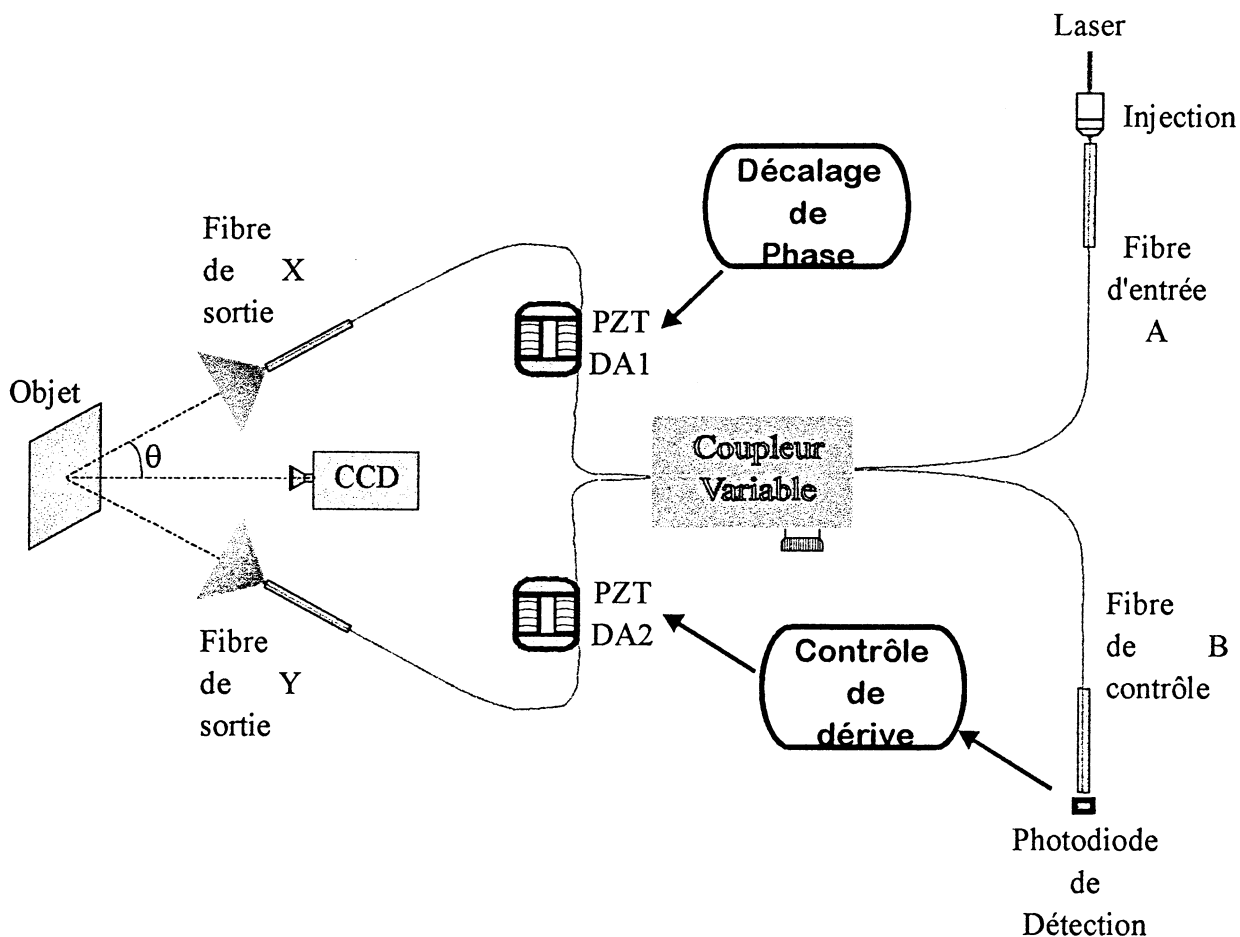


Fig.5.2: Interféromètre à fibres optiques (configuration sensible dans le plan).

Il est composé de 2 fibres optiques "d'entrée" A et B, d'un coupleur variable et de deux fibres de sortie X et Y, chacune enroulée autour d'un barreau piézoélectrique (PZT DA1 et PZT DA2). Le séparateur et les transducteurs piézoélectriques sont protégés par un boîtier transparent amovible. Les fibres (Spectran SMC A063B: $n_{co}/n_{cl}=1.4616/1.4575$), d'une longueur de 1m (non compris l'enroulement autour des barreaux piézoélectriques), sont monomodes et accordées à la longueur d'onde de 632.8 nm. Le diamètre du coeur (core) vaut $3.8\mu\text{m}$ et le diamètre de la gaine (cladding) vaut $125\mu\text{m}$. Vu leur faible longueur, on peut négliger leur coefficient d'atténuation. Elles sont terminées par un cylindre de verre capillaire poli à 6 degrés et de qualité optique. Ce cylindre joue le rôle de mandrin (chuck) et permet de manipuler aisément la fibre. Comme les fibres ne sont pas revêtues d'une gaine protectrice

supplémentaire (overcladding), elles sont extrêmement sensibles aux variations de température et d'humidité, ainsi qu'aux chocs. Nous avons donc protégé les parties extérieures au boîtier par un "tube clair" en PVC souple ($\Phi_{ext}=15\text{mm}$, $\Phi_{int}=9\text{mm}$).

Le principal élément du système est le coupleur variable qui permet de diviser le faisceau injecté dans une des fibres d'entrée. La séparation est effectuée par glissement de la fibre d'entrée sur un substrat optique guidant vers les fibres de sortie ce qui permet un couplage variable de 0 à 90 % au moyen d'une vis micrométrique. Le taux d'atténuation est assez faible et l'injection est aisément réalisée grâce au système de micropositionnement *ULTRALign561* de *Newport* boulonné sur la table holographique.

Le système d'injection est constitué d'un objectif de microscope de grossissement 20x, vissé sur un porte-objectif en forme de T, et d'un système de microdéplacement X, Y, Z, muni de vis différentielles (Fig.5.3). Les vis différentielles permettent une reproductibilité et une précision des réglages extrêmement élevées (cf. Annexe ULTRALIGN).

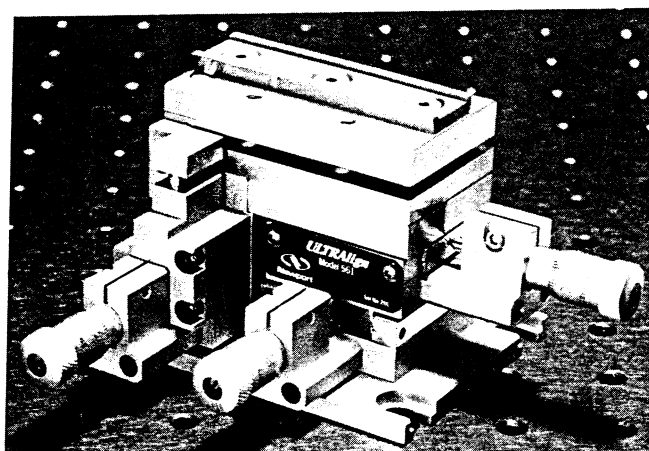


Fig. 5.3: Dispositif d'injection *ULTRALign561*.

Le faisceau du laser [He-Ne ($\lambda=632.8\text{ nm}$) ou Kr+ ($\lambda=647\text{ nm}$)] est focalisé par l'objectif de microscope vers le coeur de la fibre en respectant le cône d'injection d'angle maximum θ_a (Fig. 5.4).

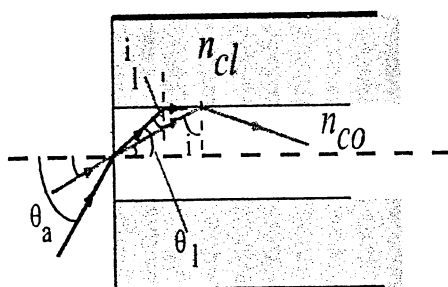


Fig.5.4: Injection du faisceau laser dans la fibre.

Pour des puissances d'injection élevées, de l'ordre de 500 mW (laser Kr⁺), il est vivement conseillé de défocaliser un peu le faisceau afin de ne pas détruire le mandrin ou la fibre. Pour les caractéristiques du coupleur variable et du système d'injection, on se référera utilement à l'annexe FIBRIN.

L'utilisation des fibres optiques couplées à une source laser de longueur de cohérence élevée (quelques mètres pour le laser Kr⁺ avec étalon) simplifie énormément le dispositif interférométrique utilisé en DSPI. De plus, grâce au coupleur variable, il est très aisé de régler la balance des puissances lumineuses injectées dans la fibre "objet" et dans la fibre "référence".

Grâce aux transducteurs piézoélectriques, on peut travailler en décalage de phase afin d'obtenir les valeurs quantitatives des déplacements mesurés.

5.3. Codage de la phase

Le but de ce travail étant d'effectuer des mesures quantitatives de déplacement, nous avons utilisé la technique du décalage de phase. Pour rappel, la technique du décalage de phase consiste à calculer la phase en chaque point de l'objet avant et après déformation, puis de soustraire les deux images de phase obtenues afin d'obtenir la variation de phase engendrée par la déformation. Compte tenu de la configuration hardware dont nous disposons avec la carte d'acquisition d'images *I2S Matrox* (4 mémoires image maximum) et l'étude théorique réalisée au chapitre 4 de cet ouvrage, nous avons choisi de travailler avec l'algorithme "4 buckets" ou "4-frame". Il permet d'exploiter au maximum les 4 mémoires image de la carte *I2S Matrox* et réalise un bon compromis entre le temps de calcul de la phase et la précision y afférente.

5.3.1. ACQUISITION DES SPECKLEGRAMMES

L'acquisition des images est réalisée via une des deux caméras CCD couplées à la carte de traitement. La fréquence de saisie des images est de 50Hz pour la caméra *IVC500* de *I2S*, tandis qu'elle peut être poussée à 10000Hz pour la caméra *Vista*. Dans tous les cas, la connexion RS170 entre la caméra et la carte s'effectue à la fréquence de 50Hz. Chaque specklegramme résulte de l'interférence de deux faisceaux

sur la surface photosensible de la caméra. En montage hors plan, le faisceau objet est le speckle subjectif de l'objet et la référence est un faisceau faiblement divergent, de profil d'intensité gaussien, émergeant d'un filtre spatial. En sensibilité dans le plan, les deux faisceaux sont des speckles subjectifs. Les exemples repris dans le texte suivant font référence à des déplacements hors plan.

Le programme développé permet à l'utilisateur de choisir la caméra et le système interférométrique (transducteur DLP ou DA1 et DA2), ainsi qu'une zone d'intérêt de l'objet. Il est également possible de choisir le temps d'attente entre les différentes positions de l'objet ainsi que le nombre total d'images de phase. Comme on utilise l'algorithme "4-frame" chaque image de phase requiert la saisie de 4 specklegrammes. Ces quatre specklegrammes sont soit stockés sur le disque dur ou sur un RAM disque (disque virtuel en mémoire étendue), soit exploités directement. Pour un bloc image (BIM) complet de 512 x 512 pixels codés sur 8 bits, le temps de stockage est de 330ms. Si les BIMs sont stockés, la limite physique du temps de déplacement de l'objet (mesure en quasi-statique) est de l'ordre de la seconde.

5.3.2. CODAGE DE LA PHASE POUR LE DÉCALAGE DE PHASE

La phase de chaque état de l'objet puis la variation de phase obtenue entre chaque état (pour le type d'interféromètre choisi) est codée entre 0 et 255 en suivant l'algorithme appelé APMAL*. La bibliothèque de fonctions fournie avec la carte de traitement d'images I2S ne pouvant calculer des soustractions algébriques (la fonction BIMSUB de I2S redresse les valeurs négatives à zéro), nous avons dû créer le logiciel permettant d'effectuer cette opération.

La séquence $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ a été choisie pour la valeur des incréments de phase et la phase est déterminée en tout point par l'équation 4.33:

$$\phi(x, y) = \arctan \left[\frac{(I_1 - I_3) \frac{\pi/2}{2\pi}}{(I_4 - I_2) \frac{3\pi/2}{\pi}} \right]$$

*écrit en 4.33: référence →

①	②
$\pi/2 \rightarrow \pi$	
③	④
$3\pi/2 \rightarrow 2\pi$	

Chaque bloc image est lu et placé ligne par ligne dans un vecteur BUFI. La détermination du numérateur N et du dénominateur D est réalisée en chaque point. Afin d'éviter des divisions par zéro lors du calcul de l'arctangente, un test sur D permet d'attribuer directement le niveau de gris de la phase en fonction du signe de N.

En effet, si D est inférieur à un seuil choisi par l'opérateur (typiquement 1), le niveau de gris affecté sera 192 ($N > 0$) ou 64 ($N < 0$), correspondant respectivement à une valeur de la phase de $\pi/2$ ou de $-\pi/2$.

Pour extraire la valeur de la phase, on utilise la fonction `ATAN2` du langage C. Cette fonction retourne l'argument entre $[-\pi, \pi]$ en tenant compte du signe de N et D .

Rem.: Pour les pixels de D très petit mais $D > 1$, si N est également petit, la phase calculée peut prendre des valeurs quelconques. Ceci peut être une source d'erreur pour les opérations suivantes. Cependant, nous avons mesuré, dans l'image de la différence de phase, les niveaux de gris associés aux pixels déclarés invalides après déroulage (n'appartenant pas à la frange déroulée dans une précision donnée, cf. infra). Pour la majorité des pixels invalides, le niveau de gris est égal à zéro, car il résulte de la soustraction de deux niveaux de gris constants (64 ou 192) affectés lors de la construction du BIM de phase (en supposant, en accord avec la théorie, que la modulation est constante entre les deux figures de phase qui sont prises en considération pour la différence de phase). Les niveaux de gris (différents de zéro) des autres pixels invalides restants sont répartis uniformément avec une occurrence très faible (moins de 10 pixels invalides par niveau). Ceci justifie dès lors notre manière de fixer le niveau de gris du pixel de départ, pour le déroulage, à 127 car il y a très peu de chance qu'il soit un pixel invalide et il est positionné loin des sauts de franges.

Suite au calcul par `ATAN2`, le niveau de gris résultant est obtenu en codant la phase entre 0 et 255 et en attribuant le niveau 128 à une phase nulle. La figure et le tableau de correspondance ci-dessous montrent le résultat obtenu.

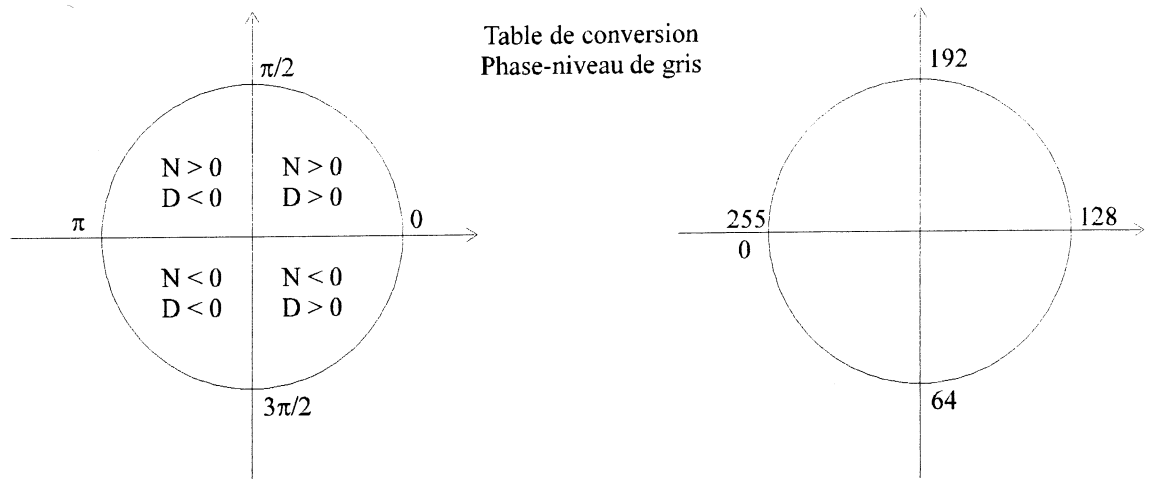


Fig. 5.5: Table de conversion phase-niveau de gris

Le tableau 5.1 contient les résultats obtenus par APMAL, quatre tests ont été réalisés en entrant les valeurs de chaque buffer image par le clavier de l'ordinateur. La deuxième partie du tableau montre les valeurs de la phase et du niveau de gris correspondant. L'argument calculé par ATAN2 est comparé à celui obtenu par l'arctangente classique. On voit que ATAN2 permet de localiser le cadran, contrairement à ATAN (l'action de ATAN2 étant un ajout ou un retrait de π). Même si l'opération ATAN2 nécessite un peu plus de temps de calcul que ATAN, elle permet d'éviter des tests informatiques supplémentaires et ainsi d'accélérer le codage de la phase en chaque point. Ceci est prépondérant pour certaines applications où on ne peut pas se permettre de stocker les différents specklegrammes sur le disque dur. Dans la première partie du tableau, les colonnes TEST_i contiennent les niveaux de gris affectés aux buffers de 0 à 3 pour chaque essai. Pour la seconde partie du tableau, on calcule les valeurs de N et D et on compare les résultats obtenus par ATAN et ATAN2 et le niveau de gris équivalent.

Il est également possible d'effectuer un codage similaire, opérations arithmétiques comprises, en utilisant les tables de conversion des niveaux d'entrée et de sortie (LUT). Pour éviter de calculer en virgule flottante, on peut convertir N et D en base logarithmique (base 10 vers base 256), ce qui réduit la division en une simple soustraction que l'on peut effectuer en entier. Cette méthode utilisant les LUTs est particulièrement appropriée lorsqu'on utilise un ordinateur dont le processeur est assez lent ou que l'on dispose d'une carte de numérisation munie d'une unité arithmétique et logique (ALU) directe [33].

BUFFER	TEST 1	TEST 2	TEST 3	TEST 4		
0	250	236	65	50		
1	154	58	96	15		
2	186	179	153	60		
3	64	89	76	30		
	N=0-2 1-3	D=3-1 4-2	valeur ATAN2	valeur ATAN	action ATAN2	ng
TEST 1	64.00	-90.00	2.52	-0.62	PI+	230
TEST 2	57.00	31.00	1.07	1.07	/	171
TEST 3	-88.00	-20.00	-1.79	1.35	PI-	55
TEST 4	-10.00	15.00	-0.59	-0.59	/	103

Tableau 5.1: Test de conversion de la phase en niveau de gris.

5.4. Etude de la phase

CALIBRATION DES INTERFÉROMÈTRES

La calibration des interféromètres permet la mesure des incréments de phase obtenus lorsqu'on applique une tension aux transducteurs piézoélectriques (PZT), et l'évaluation de la dérive temporelle du système [34].

Bien que certains algorithmes de calcul de la phase s'affranchissent de la connaissance précise du décalage de phase, il est vivement recommandé de procéder à cet étalonnage lorsqu'on travaille avec l'algorithme "4 buckets" que nous avons déjà décrit dans ce travail. Rappelons que le faible temps de calcul de cet algorithme est un

de ses avantages. La précision est relativement élevée à condition de réaliser le décalage de phase de $\pi/2$ précisément. De plus, comme la carte image *I2S (Matrox)* ne comporte que quatre buffers, l'algorithme "4 buckets" est particulièrement bien adapté à la configuration hardware de notre système. Cependant la non-linéarité du système de décalage doit être assez faible car l'algorithme "4 buckets" ne permet pas de la corriger [35].

L'algorithme de Carré, qui lui aussi utilise quatre buffers, n'a pas été utilisé car il consomme au moins quatre fois plus de temps de calcul et demande de toute façon de répéter un décalage de phase de valeur constante entre chaque acquisition.

1. Principe de la calibration

L'introduction d'un interféromètre de Michelson dans l'interféromètre de DSPI (Fig.5.6) est un moyen aisé de mesurer la dérive temporelle et de calibrer les décalages de phase.

Certains auteurs utilisent également un interféromètre de Fizeau [36]. Si on utilise un interféromètre à fibres, il est également possible de mesurer le décalage de phase en observant le signal d'interférences engendré par la superposition des réflexions sur les faces de sortie des fibres [37].

Les faisceaux de chaque bras de l'interféromètre de Michelson sont orientés l'un par rapport à l'autre afin de produire des franges linéaires dont l'interfrange dépend du grandissement de l'objectif de microscope du filtre spatial et de la distance du filtre spatial à la caméra. Le profil d'intensité des franges générées par l'interféromètre de Michelson est sinusoïdal.

Afin d'augmenter la précision de la mesure, il est conseillé de travailler avec trois franges claires sur la surface du CCD (Fig.5.7: franges du Michelson).

Le principe de l'étalonnage consiste à mesurer l'interfrange (en pixels) entre les franges sombres puis à comparer le déplacement des franges par rapport à l'interfrange suite à un incrément de tension ou de temps.

Rem.: Dans le texte qui suit, les mesures de déphasages sont des mesures de chemin optique et non le déplacement réel des transducteurs piézoélectriques.

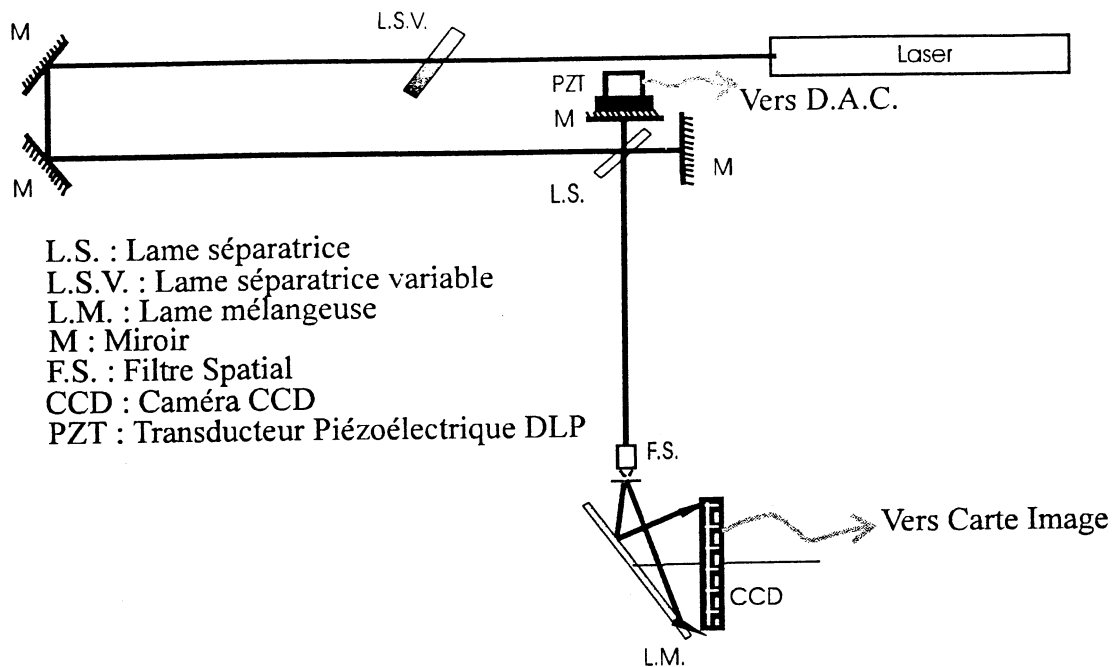


Fig.5.6: Schéma de calibration de l'interféromètre hors plan (OPI).

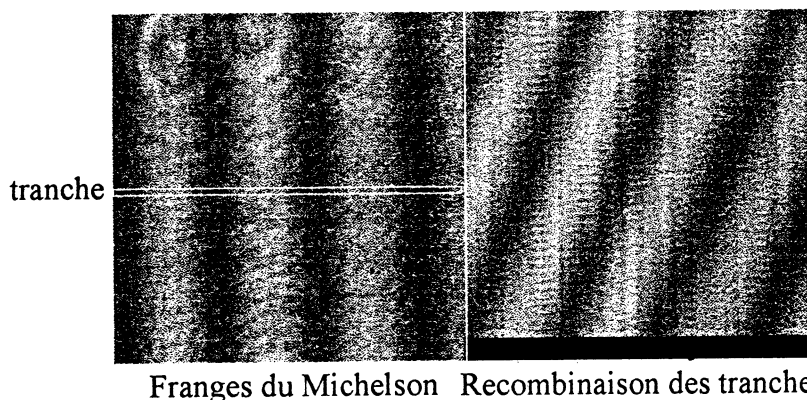


Fig.5.7: Franges de calibration: Enregistrement et recombinaison.

Deux logiciels, d'acquisition et de traitement automatique du résultat, ont été développés.

A. Enregistrement

Le premier logiciel enregistre l'évolution des franges dans une tranche de pixels de position et d'épaisseur données. Pendant que la phase varie dans l'interféromètre, à cause de l'application d'une tension aux PZTs ou d'une dérive temporelle, la caméra enregistre en continu l'évolution des franges. Seule la tranche d'intérêt est stockée en mémoire vive ou sur le disque de l'ordinateur. Chaque fichier "tranche" est étiqueté en fonction de son moment d'enregistrement (en tension ou en temps).

L'épaisseur de la tranche est fonction de la rapidité du déplacement, du nombre de pas d'analyse (incrément de tension ou de temps) et de la qualité des franges. Plus la tranche est fine et moins elle occupe de place en mémoire, ce qui augmente la rapidité du stockage des images. Typiquement, on travaille avec des tranches d'environ 10 pixels de large, ce qui occupe 5250 octets en mémoire.

B. Reconstruction et analyse

L'algorithme de reconstruction et d'analyse est utilisé pour relire et recombinaison les tranches les unes en dessous des autres et ce dans leur ordre d'enregistrement (Fig.5.7: recombinaison).

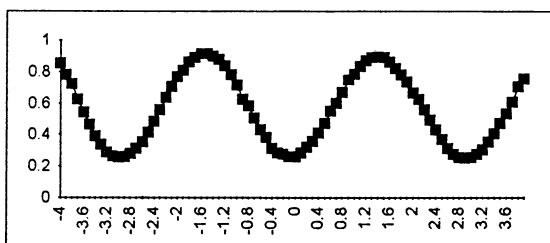
La modulation moyenne du profil de franges sur l'épaisseur de la tranche est obtenue en moyennant la valeurs des pixels correspondants sur chaque ligne. Afin d'éviter la détection de plusieurs minima au sein de la même frange sombre, le profil d'intensité est lissé par une minimisation aux moindres carrés de l'erreur entre une tangente au profil calculée et le profil lui-même. Les minima du profil de franges sont obtenus en détectant un changement de signe de la dérivée première du profil. Ceci permet de calculer la longueur d'onde en pixels pour chaque tranche et d'en déduire la longueur d'onde moyenne pour l'ensemble du profil reconstruit. Les positions des différents minima de chaque tranche sont alors comparées tranche par tranche. Les écarts, divisés par la longueur d'onde moyenne, donnent la différence de chemin optique subie entre chaque tranche.

Les différentes valeurs sont stockées dans un fichier "tableur" et indexées en tension ou en temps afin d'obtenir un graphique de l'évolution de la phase dans l'interféromètre. Un exemple type est montré par le tableau 5.2.

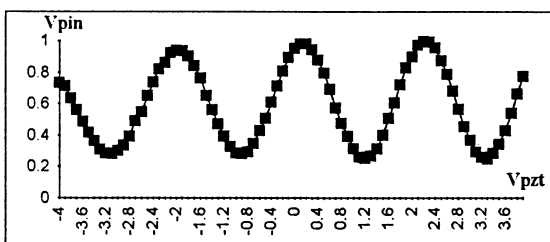
Ce fichier tableur reprend également les caractéristiques de la séquence (calibration en temps ou en tension, valeur de l'incrément, type de transducteur piézoélectrique, longueur d'onde, ...).

Fichier	Vpzt da1	Vpin (da1)	Vpin (da2)	Délai (s)	Dérive (Vpin)
1000	-4	0.855	0.735	0	0.838
1100	-3.9	0.781	0.713	1	0.808
1200	-3.8	0.723	0.635	2	0.879
1300	-3.7	0.625	0.559	3	0.884
1400	-3.6	0.542	0.484	4	0.828
1500	-3.5	0.462	0.418	5	0.877
1600	-3.4	0.391	0.364	6	0.884
1700	-3.3	0.337	0.31	7	0.872
1800	-3.2	0.288	0.286	8	0.869
1900	-3.1	0.261	0.281	9	0.872
2000	-3	0.252	0.3	10	0.86
2100	-2.9	0.256	0.335	11	0.869
2200	-2.8	0.278	0.393	12	0.86
2300	-2.7	0.313	0.488	13	0.86
2400	-2.6	0.354	0.547	14	0.855
2500	-2.5	0.413	0.652	15	0.842
2600	-2.4	0.484	0.737	16	0.852
2700	-2.3	0.557	0.821	17	0.845
2800	-2.2	0.635	0.86	18	0.828
2900	-2.1	0.706	0.921	19	0.828
3000	-2	0.767	0.938	20	0.806
3100	-1.9	0.806	0.935	21	0.806
3200	-1.8	0.862	0.901	22	0.813
3300	-1.7	0.891	0.84	23	0.774
3400	-1.6	0.913	0.762	24	0.784
3500	-1.5	0.913	0.652	25	0.767
3600	-1.4	0.899	0.559	26	0.799
3700	-1.3	0.877	0.471	27	0.767
3800	-1.2	0.835	0.393	28	0.774
3900	-1.1	0.781	0.325	29	0.723
4000	-1	0.713	0.283	30	0.713
4100	-0.9	0.625	0.278		
4200	-0.8	0.584	0.293		
4300	-0.7	0.503	0.344		
4400	-0.6	0.43	0.427		
4500	-0.5	0.383	0.508		
4600	-0.4	0.313	0.611		
4700	-0.3	0.283	0.711		
4800	-0.2	0.274	0.808		
4900	-0.1	0.256	0.894		
5000	0	0.259	0.952		
5100	0.1	0.281	0.982		
5200	0.2	0.32	0.979		
5300	0.3	0.357	0.945		
5400	0.4	0.41	0.879		
5500	0.5	0.471	0.796		
5600	0.6	0.549	0.694		
5700	0.7	0.598	0.574		
5800	0.8	0.667	0.474		
5900	0.9	0.745	0.393		
6000	1	0.784	0.313		
6100	1.1	0.833	0.259		
6200	1.2	0.869	0.252		
6300	1.3	0.889	0.266		
6400	1.4	0.894	0.313		
6500	1.5	0.891	0.398		
6600	1.6	0.862	0.505		
6700	1.7	0.821	0.606		
6800	1.8	0.781	0.72		
6900	1.9	0.735	0.828		
7000	2	0.664	0.899		
7100	2.1	0.625	0.974		
7200	2.2	0.559	0.996		
7300	2.3	0.491	0.994		
7400	2.4	0.43	0.955		
7500	2.5	0.371	0.874		
7600	2.6	0.313	0.786		
7700	2.7	0.274	0.679		
7800	2.8	0.254	0.564		
7900	2.9	0.249	0.452		
8000	3	0.254	0.366		
8100	3.1	0.276	0.293		
8200	3.2	0.305	0.259		
8300	3.3	0.354	0.249		
8400	3.4	0.405	0.283		
8500	3.5	0.471	0.342		
8600	3.6	0.532	0.43		
8700	3.7	0.608	0.54		
8800	3.8	0.706	0.662		
8900	3.9	0.757	0.774		

Calibration pzt DA1 (633nm)



Calibration pzt DA2 (633nm)



Dérive (633 nm)

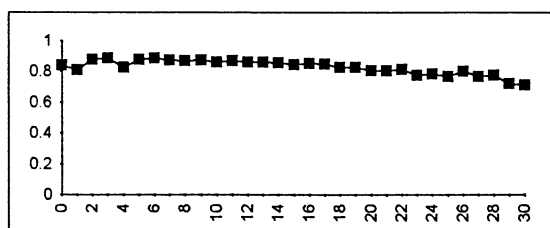


Tableau 5.2: Fichier de calibration

2. Interféromètre dans le plan

L'interféromètre sensible à la composante de déplacement dans le plan est présenté à la figure 5.8. On n'a utilisé que le système à fibres car il est très aisé à manipuler.

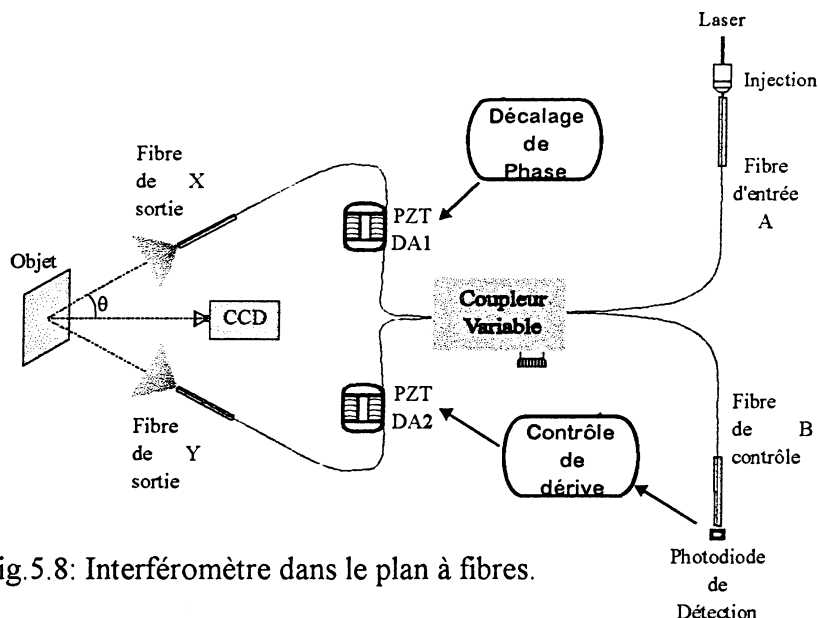


Fig 5.8: Interféromètre dans le plan à fibres.

Chaque transducteur piézoélectrique (DA1 ou DA2) est commandé par l'ordinateur via une sortie de la carte de conversion digital-analogique (ADDA). Les drivers des transducteurs piézoélectriques ont été réalisés afin de travailler avec des tensions d'entrée comprises entre -5V et +5V. Les schémas électroniques et les connexions sont repris en annexe FIBRIN.

Lorsqu'on applique une tension au transducteur piézoélectrique, celui-ci se dilate ou se contracte, entraînant dans son mouvement la fibre optique collée à l'ensemble "transducteur piézoélectrique + enrouleur plexiglas" (Fig.5.9). On génère ainsi une différence de chemin optique dépendant de l'allongement de la fibre et pouvant atteindre jusqu'à deux micromètres pour chaque fibre de sortie.

Les courbes d'étalonnage ont été obtenues en plaçant chaque fibre dans un bras de l'interféromètre de Michelson. Les franges d'interférences sont projetées sur le récepteur CCD de la caméra via un objectif de microscope de grandissement 40x. La distance à la caméra est fixée pour obtenir environ quatre franges sur le moniteur.

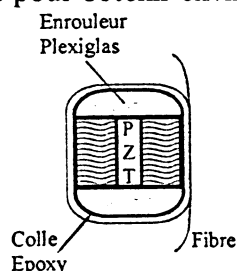


Fig.5.9: Enroulage de la fibre sur le transducteur piézoélectrique.

L'utilisation de l'interféromètre de Michelson a également permis de calibrer le système de contrôle de la phase. Celui-ci est constitué d'une photodiode reliée à la carte ADDA et dont la tension de sortie dépend de l'intensité lumineuse de la lumière émise par la fibre de contrôle B. Le signal en B résulte de l'interférence entre les faisceaux réfléchis sur les faces de sortie des fibres X et Y.

A. Etalonnage du système à fibres

Après une première calibration, (Fig.5.10: courbe ■), on remarque un comportement non linéaire en début de courbe. La calibration s'effectue sur une gamme de tension entre - 4V et + 4V.

Comme à chaque calibration le transducteur piézoélectrique retourne d'une valeur extrême à l'autre, il s'ensuit une compression ou une dilatation brutale du système complexe constitué par le transducteur piézoélectrique, l'enrouleur en plexiglas, la fibre et la colle époxy. On peut associer ce phénomène à une relaxation mécanique du système. En utilisant un temps d'attente avant la montée en tension, nous avons pu éviter ce comportement non linéaire et ainsi assurer une meilleure fiabilité de l'étalonnage. Un temps d'attente d'une seconde suffit (Fig.5.10: courbes ▲ et ◆). Au vu des différentes courbes réalisées, on constate que la pente S est bien reproductible. Les différentes valeurs sont reprises dans le fichier *inplano.xls* (page suivante). La pente moyenne S vaut $(0.163 \pm 0.009) \lambda/V$ pour le transducteur DA1 et $S = (0.230 \pm 0.01) \lambda/V$ pour le transducteur DA2.

La différence de pente entre les deux transducteurs piézoélectriques est essentiellement due à l'impossibilité pour le constructeur de reproduire le même périmètre de fibre enroulée le long de chaque barreau en plexiglas.

De plus, chaque transducteur piézoélectrique possédant son propre driver électronique, il n'est pas non plus possible d'avoir le même gain pour chacun d'eux.

Grâce aux courbes d'étalonnage, nous avons pu sélectionner les valeurs de tension à appliquer à chaque fibre afin de générer les décalages de phase nécessaires à l'acquisition des specklegrammes pour DA1 ($4 \Delta\phi$ de $\lambda/4$) et à la compensation de la dérive des bras de l'interféromètre à fibres entre chaque mesure pour DA2. Nous avons également calibré le système de contrôle de la phase, constitué de la photodiode

da1	0s	0s	0s	0s	1s	1s	1s	1s	1s	2s
-4.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
-3.8	0.045	0.067	0.082	0.095	0.024	0.039	0.032	0.032	0.031	0.032
-3.6	0.070	0.110	0.136	0.137	0.052	0.071	0.067	0.065	0.069	0.063
-3.4	0.129	0.145	0.179	0.176	0.084	0.127	0.110	0.108	0.100	0.095
-3.2	0.143	0.188	0.218	0.221	0.118	0.169	0.149	0.148	0.135	0.133
-3.0	0.189	0.234	0.258	0.260	0.160	0.201	0.188	0.180	0.163	0.175
-2.8	0.238	0.280	0.301	0.298	0.188	0.226	0.223	0.216	0.208	0.218
-2.6	0.272	0.308	0.337	0.362	0.213	0.258	0.252	0.252	0.242	0.242
-2.4	0.304	0.336	0.362	0.386	0.247	0.310	0.284	0.289	0.273	0.267
-2.2	0.321	0.368	0.394	0.421	0.289	0.339	0.333	0.321	0.308	0.319
-2.0	0.353	0.414	0.426	0.453	0.310	0.377	0.380	0.361	0.339	0.347
-1.8	0.384	0.446	0.469	0.477	0.338	0.413	0.419	0.404	0.374	0.379
-1.6	0.409	0.478	0.508	0.509	0.362	0.441	0.454	0.436	0.412	0.421
-1.4	0.444	0.517	0.533	0.544	0.397	0.480	0.482	0.465	0.436	0.439
-1.2	0.465	0.549	0.555	0.565	0.453	0.512	0.511	0.498	0.467	0.477
-1.0	0.496	0.581	0.584	0.600	0.484	0.543	0.546	0.523	0.488	0.505
-0.8	0.531	0.620	0.616	0.628	0.505	0.600	0.578	0.559	0.519	0.540
-0.6	0.559	0.652	0.637	0.656	0.533	0.631	0.614	0.592	0.540	0.579
-0.4	0.590	0.691	0.659	0.695	0.564	0.674	0.646	0.628	0.571	0.625
-0.2	0.608	0.726	0.680	0.720	0.603	0.702	0.681	0.660	0.602	0.656
0.0	0.639	0.754	0.709	0.744	0.645	0.720	0.720	0.689	0.623	0.691
0.2	0.674	0.783	0.745	0.776	0.672	0.751	0.745	0.718	0.661	0.716
0.4	0.713	0.811	0.795	0.804	0.697	0.783	0.773	0.747	0.695	0.737
0.6	0.758	0.839	0.816	0.850	0.728	0.815	0.802	0.776	0.727	0.772
0.8	0.782	0.871	0.848	0.895	0.756	0.843	0.841	0.794	0.761	0.789
1.0	0.807	0.907	0.874	0.913	0.794	0.871	0.862	0.819	0.782	0.828
1.2	0.838	0.946	0.902	0.944	0.833	0.900	0.922	0.848	0.810	0.856
1.4	0.873	0.970	0.938	0.979	0.861	0.935	0.944	0.884	0.861	0.877
1.6	0.908	0.992	0.967	1.011	0.913	0.967	0.983	0.931	0.889	0.909
1.8	0.940	1.027	1.006	1.046	0.955	0.991	1.011	0.963	0.931	0.944
2.0	0.968	1.052	1.038	1.085	0.979	1.012	1.039	0.999	0.955	0.968
2.2	0.996	1.073	1.081	1.102	1.000	1.048	1.078	1.024	0.989	1.000
2.4	1.020	1.101	1.113	1.141	1.024	1.079	1.114	1.053	1.014	1.025
2.6	1.048	1.130	1.135	1.162	1.049	1.118	1.160	1.089	1.048	1.056
2.8	1.093	1.165	1.181	1.197	1.098	1.164	1.185	1.125	1.083	1.081
3.0	1.132	1.204	1.217	1.239	1.125	1.182	1.220	1.161	1.111	1.123
3.2	1.174	1.240	1.267	1.264	1.143	1.210	1.245	1.194	1.149	1.161
3.4	1.216	1.268	1.296	1.316	1.178	1.245	1.284	1.230	1.180	1.200
3.6	1.244	1.293	1.321	1.359	1.209	1.277	1.334	1.262	1.218	1.214
penite	0.158	0.164	0.161	0.165	0.162	0.165	0.172	0.163	0.157	0.159
moyenne totale	0.163	min=	0.157	max=	0.172	erreur=	0.009			
da2	0s	0s	0s	0s	0s	1s	1s	1s	2s	3s
-4.0	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
-3.8	0.028	0.004	-0.014	0.007	0.007	0.036	0.032	0.039	0.039	0.028
-3.6	0.057	0.021	0.011	0.043	0.018	0.064	0.071	0.091	0.078	0.064
-3.4	0.081	0.046	0.050	0.083	0.064	0.118	0.117	0.127	0.120	0.103
-3.2	0.124	0.074	0.079	0.133	0.107	0.164	0.171	0.165	0.159	0.149
-3.0	0.177	0.106	0.125	0.176	0.146	0.200	0.206	0.204	0.216	0.181
-2.8	0.219	0.148	0.157	0.205	0.182	0.260	0.249	0.236	0.265	0.230
-2.6	0.269	0.173	0.193	0.241	0.214	0.293	0.299	0.281	0.322	0.291
-2.4	0.304	0.205	0.243	0.298	0.268	0.342	0.341	0.328	0.361	0.326
-2.2	0.347	0.244	0.293	0.341	0.318	0.392	0.388	0.366	0.403	0.365
-2.0	0.403	0.304	0.339	0.395	0.371	0.450	0.430	0.408	0.442	0.414
-1.8	0.463	0.346	0.368	0.431	0.400	0.492	0.477	0.447	0.488	0.461
-1.6	0.509	0.385	0.411	0.474	0.450	0.532	0.523	0.482	0.534	0.507
-1.4	0.548	0.427	0.464	0.521	0.493	0.585	0.576	0.532	0.573	0.552
-1.2	0.580	0.470	0.511	0.574	0.550	0.639	0.633	0.595	0.605	0.598
-1.0	0.619	0.523	0.557	0.621	0.596	0.681	0.669	0.634	0.662	0.652
-0.8	0.679	0.568	0.586	0.661	0.632	0.724	0.708	0.665	0.697	0.716
-0.6	0.718	0.611	0.635	0.700	0.679	0.767	0.740	0.708	0.729	0.757
-0.4	0.753	0.671	0.671	0.757	0.714	0.799	0.804	0.760	0.779	0.798
-0.2	0.803	0.720	0.707	0.811	0.761	0.842	0.843	0.816	0.832	0.836
0.0	0.842	0.773	0.750	0.851	0.818	0.895	0.879	0.855	0.885	0.886
0.2	0.881	0.816	0.800	0.890	0.868	0.956	0.921	0.893	0.920	0.935
0.4	0.944	0.854	0.853	0.926	0.918	1.002	0.964	0.951	0.973	0.981
0.6	0.994	0.900	0.900	0.966	0.954	1.042	1.007	1.003	1.016	1.017
0.8	1.036	0.943	0.935	1.012	1.011	1.102	1.042	1.066	1.062	1.066
1.0	1.072	0.992	0.993	1.059	1.068	1.149	1.089	1.108	1.111	1.113
1.2	1.128	1.031	1.035	1.113	1.121	1.206	1.149	1.144	1.157	1.155
1.4	1.174	1.084	1.092	1.160	1.168	1.252	1.199	1.179	1.214	1.198
1.6	1.227	1.126	1.142	1.195	1.218	1.306	1.238	1.227	1.274	1.264
1.8	1.263	1.158	1.196	1.256	1.275	1.359	1.295	1.284	1.317	1.311
2.0	1.323	1.204	1.242	1.303	1.343	1.420	1.341	1.315	1.363	1.349
2.2	1.379	1.271	1.303	1.346	1.379	1.463	1.391	1.365	1.402	1.410
2.4	1.439	1.321	1.346	1.404	1.421	1.509	1.430	1.408	1.451	1.453
2.6	1.492	1.359	1.400	1.450	1.471	1.559	1.490	1.447	1.511	1.502
2.8	1.528	1.416	1.453	1.501	1.518	1.609	1.547	1.502	1.547	1.561
3.0	1.570	1.455	1.496	1.558	1.568	1.659	1.611	1.577	1.593	1.607
3.2	1.630	1.504	1.549	1.601	1.614	1.702	1.658	1.607	1.632	1.669
3.4	1.680	1.557	1.599	1.651	1.650	1.748	1.697	1.654	1.681	1.747
3.6	1.715	1.610	1.642	1.702	1.689	1.780	1.747	1.716	1.720	1.777
penite	0.230	0.222	0.225	0.228	0.234	0.239	0.229	0.226	0.228	0.235
moyenne totale	1.710	min=	1.610	max=	1.780	erreur=	0.010			

de détection et de la fibre B. Lors de la calibration en tension, la tension de sortie de la photodiode varie sinusoidalement. Les courbes d'étalonnage résultantes sont présentées aux figures 5.11.a et b.

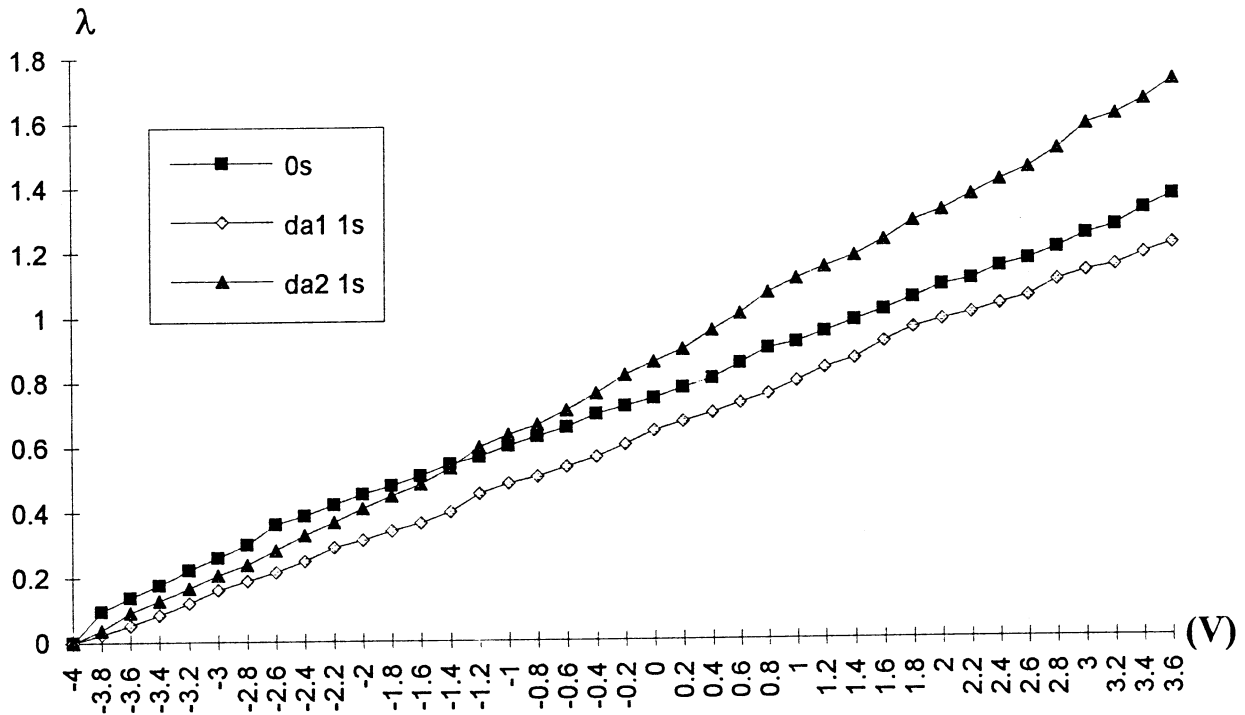


Fig.5.10: Calibration en tension des PZTs (DA1 et DA2) à 647 nm.

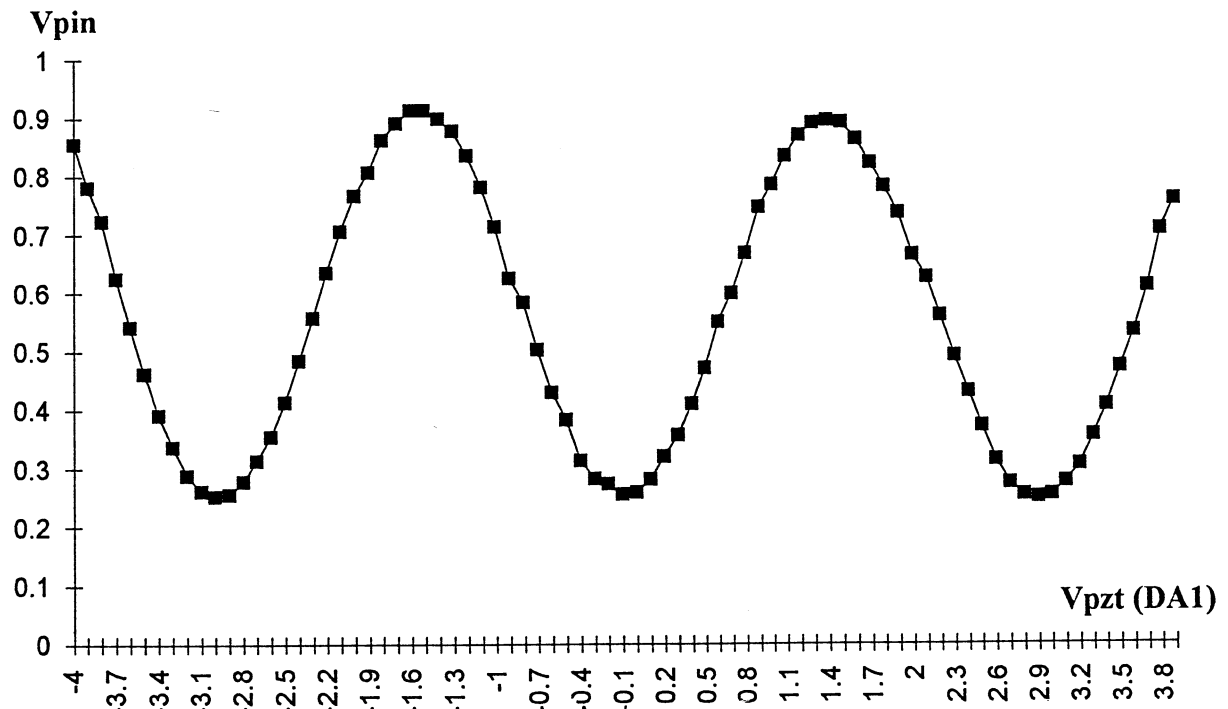


Fig.5.11.a: Tension de sortie de la photodiode:

Calibration en tension du PZT DA1 à 633 nm.

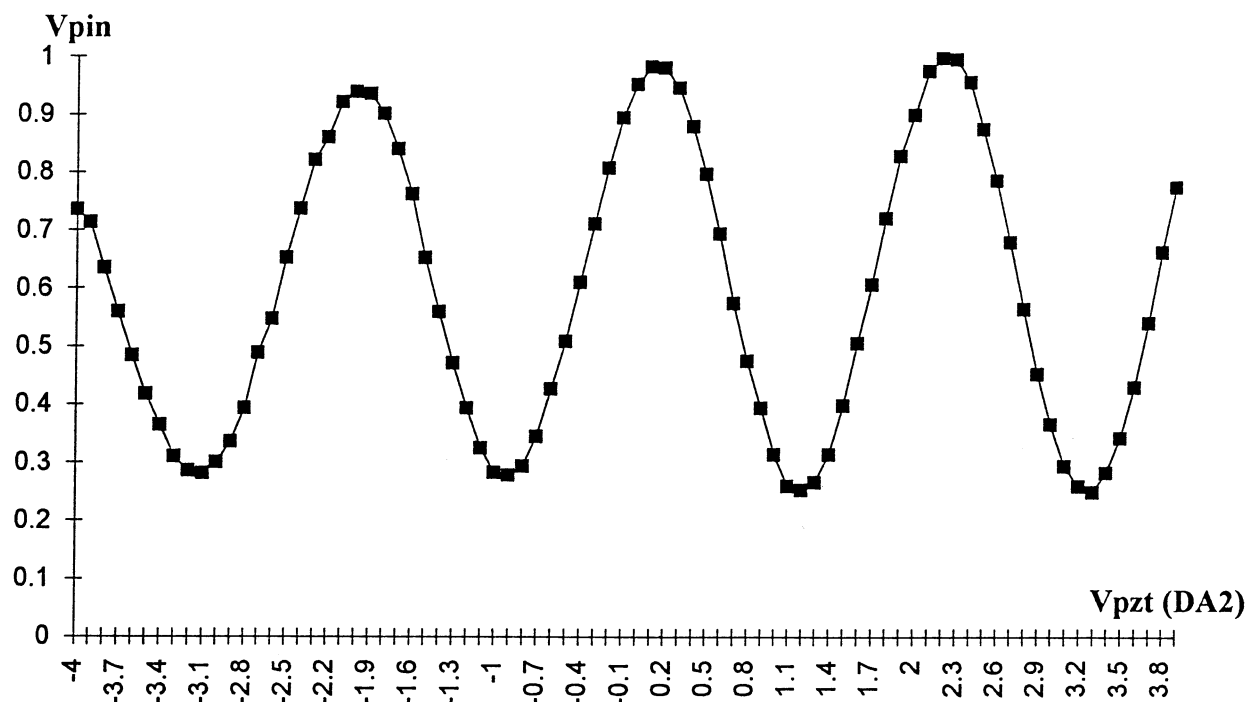


Fig.5.11.b: Tension de sortie de la photodiode:
Calibration en tension du PZT DA2 à 633 nm.

B. Mesure de la dérive

La mesure de la dérive temporelle peut être obtenue en mesurant à la sortie de la fibre B l'intensité de la lumière de retour, qui est modulée par l'interférence des faisceaux réfléchis par les extrémités de X et Y. De plus cette dérive peut être compensée en appliquant une tension appropriée à DA2 [38, 39].

Sur la figure 5.11, on constate qu'une différence de chemin optique de λ correspond à environ 1.5V ($2V_{pin}^{max}$) de variation de tension à la photodiode. En mesurant la dérive (Fig.5.12), il est possible de la compenser en appliquant la tension appropriée à DA2. Grâce à l'isolation des fibres par un tube clair en PVC et à leur faible longueur, on constate que la dérive est très faible et de l'ordre de $\lambda/250$ par seconde lorsque l'environnement du laboratoire est calme. Si les différents specklegrammes sont enregistrés dans des laps de temps faibles (quelques secondes), on peut même s'affranchir de corriger la dérive car on est en dessous du seuil de sensibilité du driver du transducteur piézoélectrique (10mV).

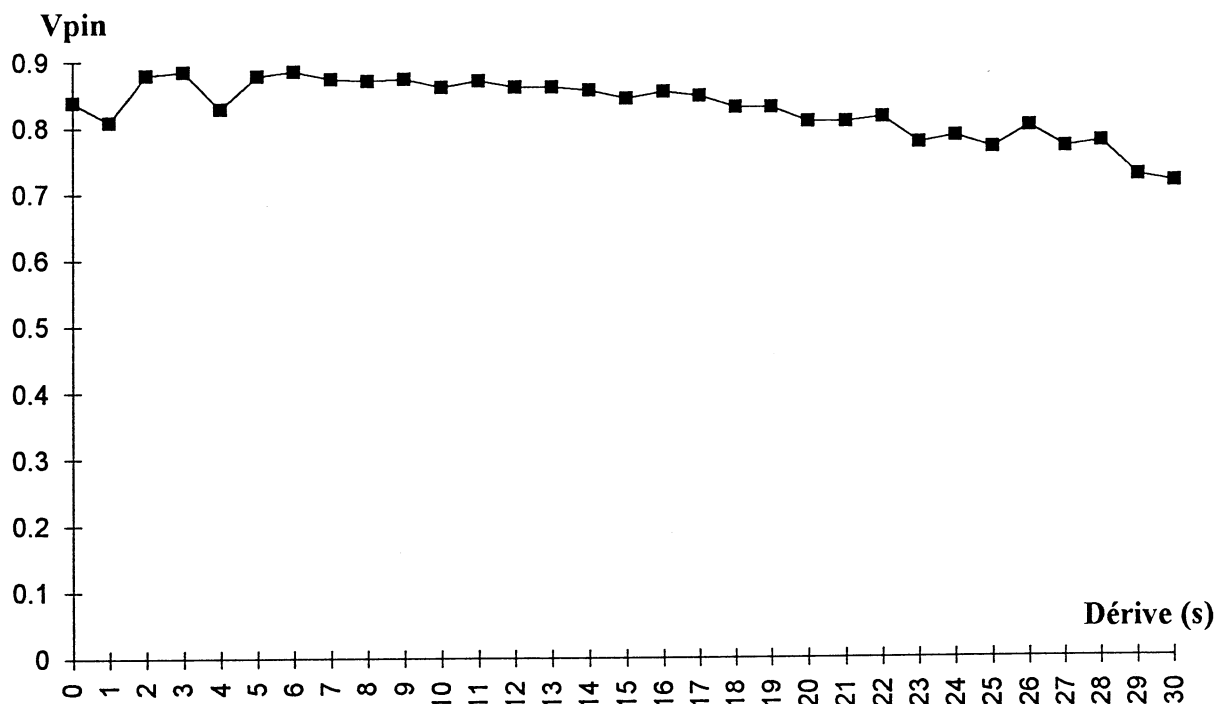


Fig.5.12: Tension de sortie de la photodiode: Dérive temporelle.

3. Interféromètre hors plan

A. Etalonnage du piézoélectrique

Le schéma expérimental a déjà été présenté à la figure 5.6. C'est le montage hors plan (OPI) classique auquel on a ajouté le second miroir du Michelson derrière la lame séparatrice. Cette dernière permet de placer le miroir du piézoélectrique à 90 degrés du faisceau incident afin d'obtenir un décalage de phase homogène sur toute la surface du faisceau réfléchi.

Le transducteur piézoélectrique utilisé (*Dr. Lutz Pickelmann*, DLP) est alimenté en tension de 0 à 500V grâce à un convertisseur digital/analogique (DAC) de 1024 pas via le port série de l'ordinateur. Les tensions indiquées dans le texte qui suit sont toutes des tensions digitales, soit $1V_{\text{digital}}=500/1024 V_{\text{pz}}$.

A 633 nm, une variation de tension d'environ 150V produit une différence de phase de 2π . Les tensions à appliquer pour obtenir les décalages désirés de $\pi/2$, π , et $3\pi/2$ valent respectivement 436, 475, et 508 V, pour une tension de départ de 400V (Fig.5.13).

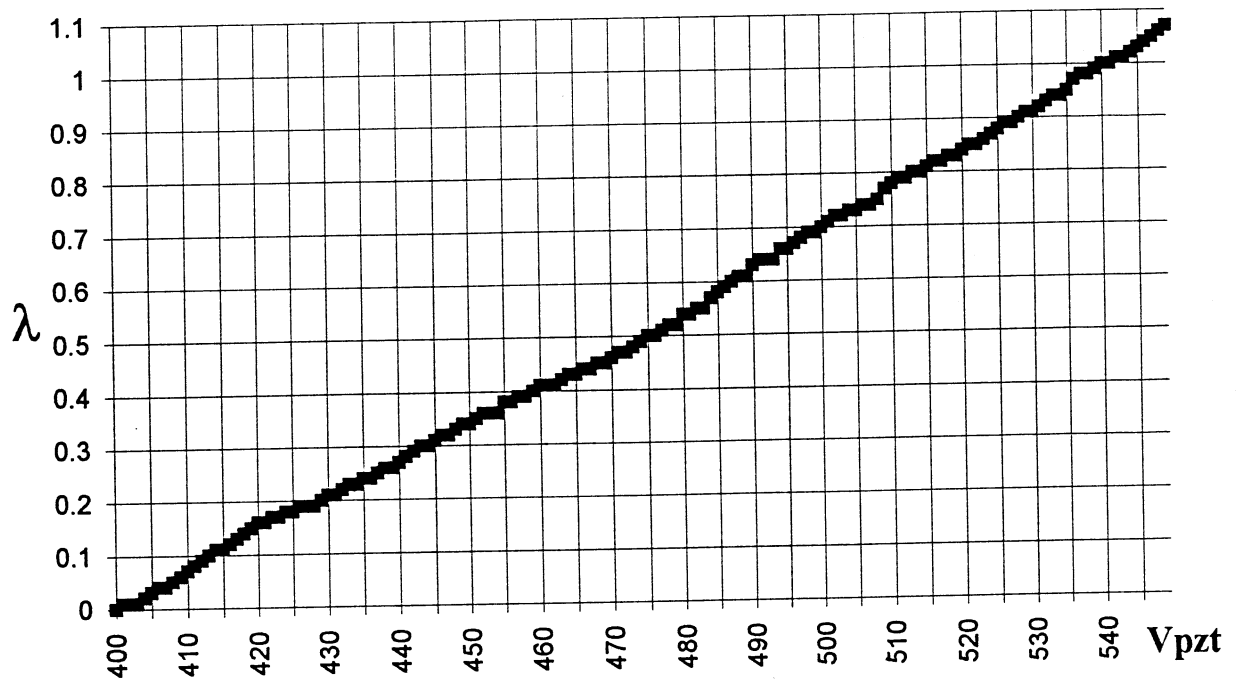


Fig.5.13: Calibration du PZT (DLP) à 633 nm.

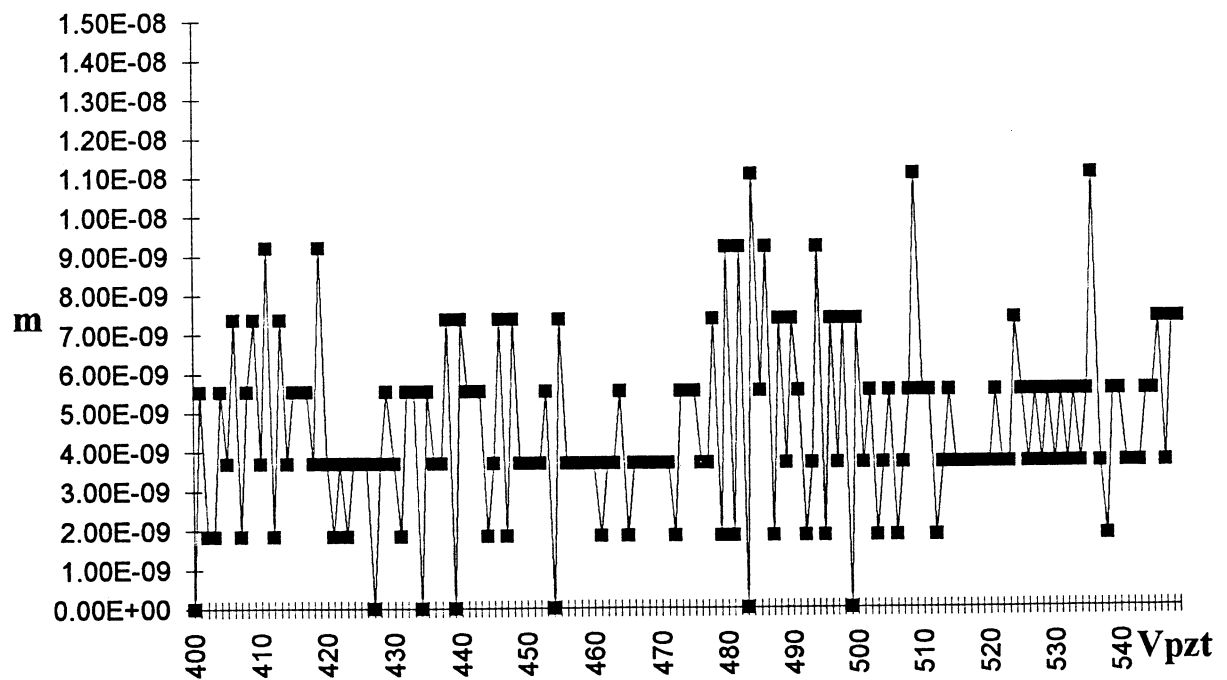


Fig.5.14: Variation de chemin optique par pas de 1V (PZT DLP), à 633nm.

La figure 5.14 représente la variation de chemin optique engendrée par des incréments de tension de 1V. Cette variation de tension ne produit pas toujours de déplacement du transducteur piézoélectrique. Lorsqu'on travaille avec des incréments de 5V, la variation de chemin optique est distribuée aléatoirement autour de la valeur moyenne et diffère toujours de zéro (Fig.5.15). La figure 5.16 montre l'évolution de la phase pour différents pixels et ce pour des incréments de 5V. On constate que la distribution aléatoire influence chaque pixel de la même manière. On remarque également que le pixel (200, 251) est modulé insuffisamment.

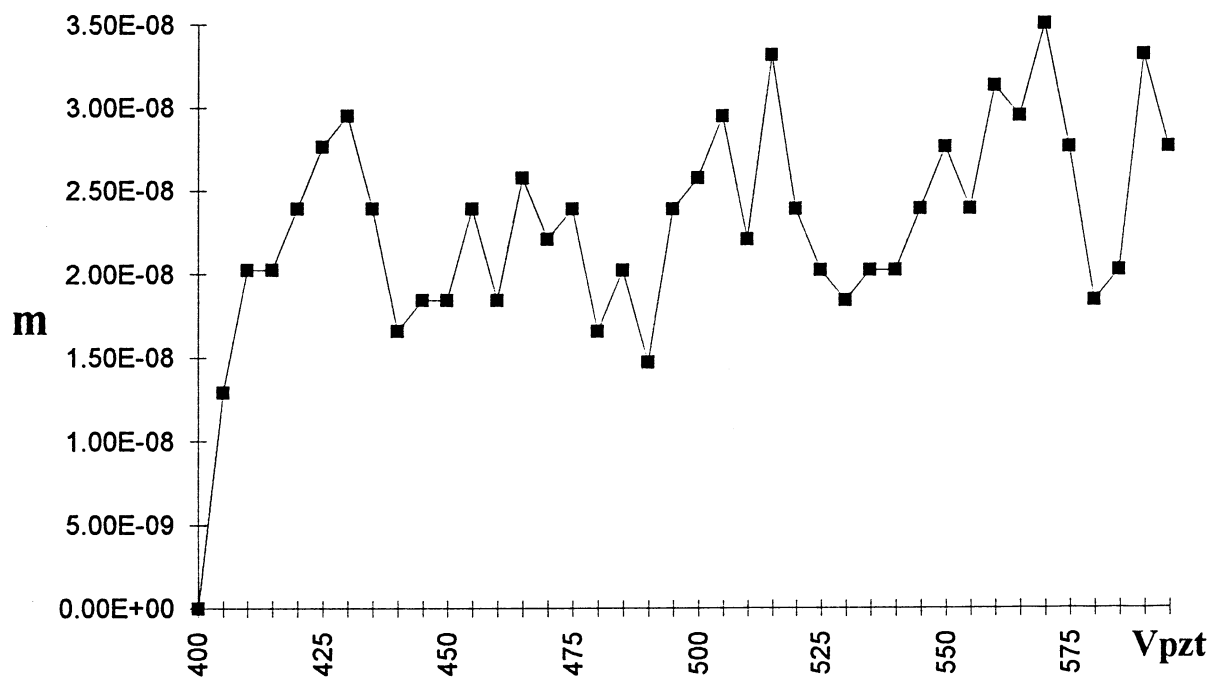


Fig.5.15: Variation de chemin optique par pas de 5V (PZT DLP), à 633nm.

Des calibrations successives ont montré qu'un déphasage de λ était obtenu pour des variations de tension comprises entre 139 et 156V, ce qui entraîne une erreur relative de $\lambda/1500$ par volt. Si on affecte cette erreur aux décalages de phase appliqués pour l'algorithme "4 buckets", on obtient une erreur absolue de l'ordre de $\lambda/40$ par décalage. Cette erreur est inférieure à l'erreur critique de 10% que nous avons discutée au § 4.5.

Afin de vérifier les valeurs obtenues, nous avons utilisé la dernière équation de l'algorithme "4 buckets" qui permet de calculer la valeur du décalage en combinant les quatre specklegrammes enregistrés et décalés de $\pi/2$:

$$\Delta\alpha(x, y) = \arccos \left[\frac{I_1(x, y) - I_2(x, y) + I_3(x, y) - I_4(x, y)}{2(I_2(x, y) - I_3(x, y))} \right]$$

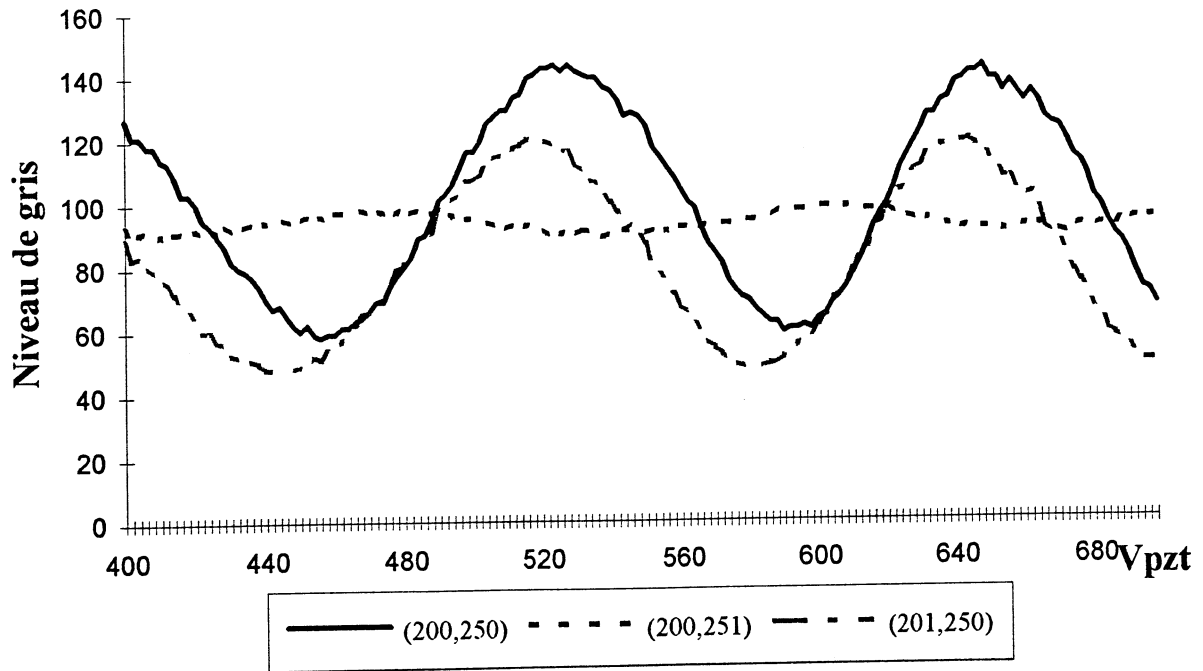


Fig.5.16: Calibration (PZT DLP) à 633 nm:

Evolution de la phase codée en niveau de gris.

La figure 5.17 montre la distribution statistique du décalage de phase obtenu en chaque point de la surface du CCD.

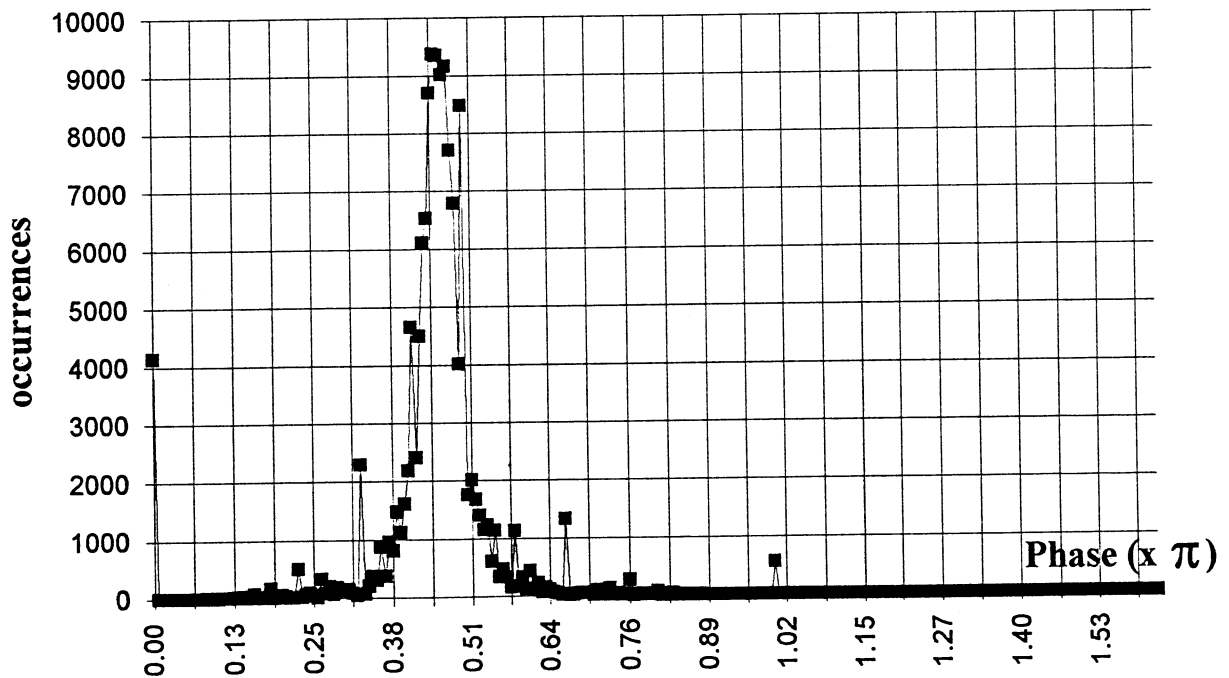


Fig.5.17: Distribution de $\Delta\alpha$ en π rad à la surface du CCD.

Nous présentons un cas limite où la valeur moyenne du décalage est de 0.45π , ce qui implique une erreur de 10%, et il faudra éventuellement procéder à une nouvelle détermination de l'incrément de tension correct. On remarque également que certains pixels subissent des décalages aberrants. Lors du traitement ultérieur des images, ces pixels sont détectés par leur faible modulation et sont rejetés par création d'un masque (cf. infra).

Les occurrences à zéro représentent les pixels pour lesquels $I_2(x,y)-I_3(x,y)$ est nul et dont la valeur de $\Delta\alpha$ ne peut être calculée. Statistiquement, le nombre de ces pixels ne représente que 1.5% d'une image de 512x512 pixels.

Des tests en dynamique ont également été réalisés. La tension du transducteur piézoélectrique a été augmentée de 400V à 551V puis ramenée à 400V par pas de 3V. Le résultat de ces tests est présenté à la figure 5.18 et montre un phénomène d'hystérésis non négligeable. Cet hystérésis justifie l'utilisation de la séquence $0, \pi/2, \pi$, et $3\pi/2$ afin d'éviter des retours en arrière lors de l'application des décalages de phase.

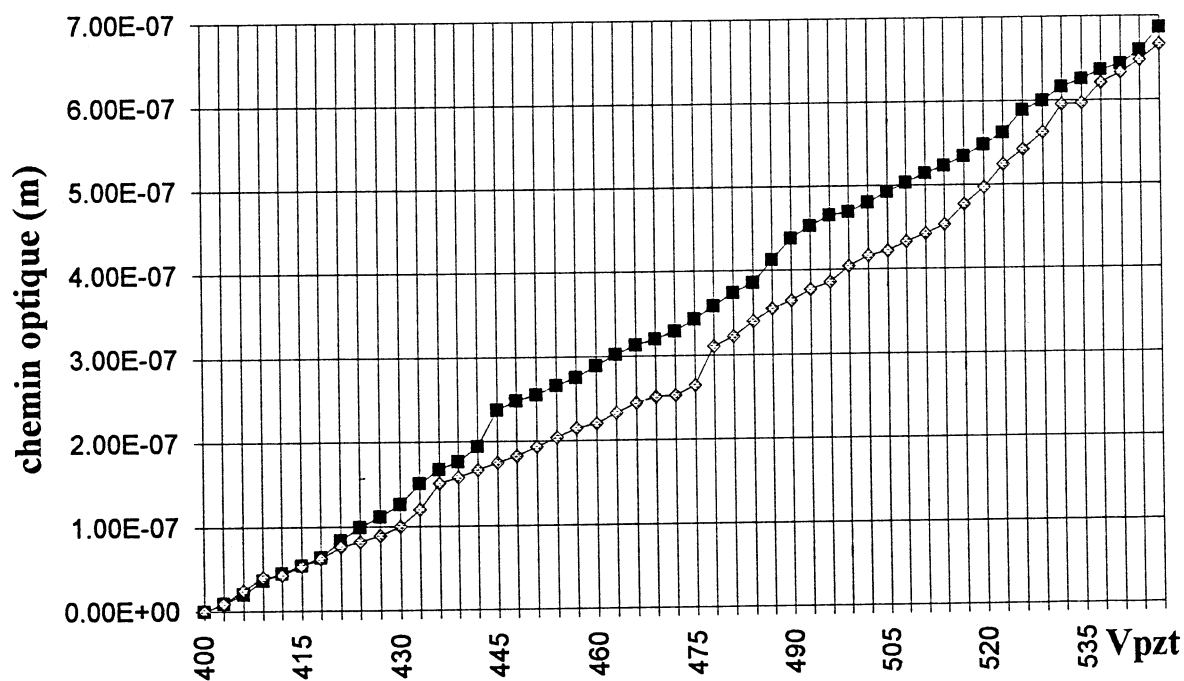


Fig.5.18: Effet d'hystérésis pour le PZT (DLP).

B. Mesure de la dérive

La dérive temporelle du système hors plan a été mesurée avec le PZT hors tension et avec le PZT soumis à la tension de départ du décalage de phase. Les figures 5.19 et 5.20 montrent l'évolution de la dérive temporelle avec le transducteur piézoélectrique hors tension et soumis à 400V, respectivement.

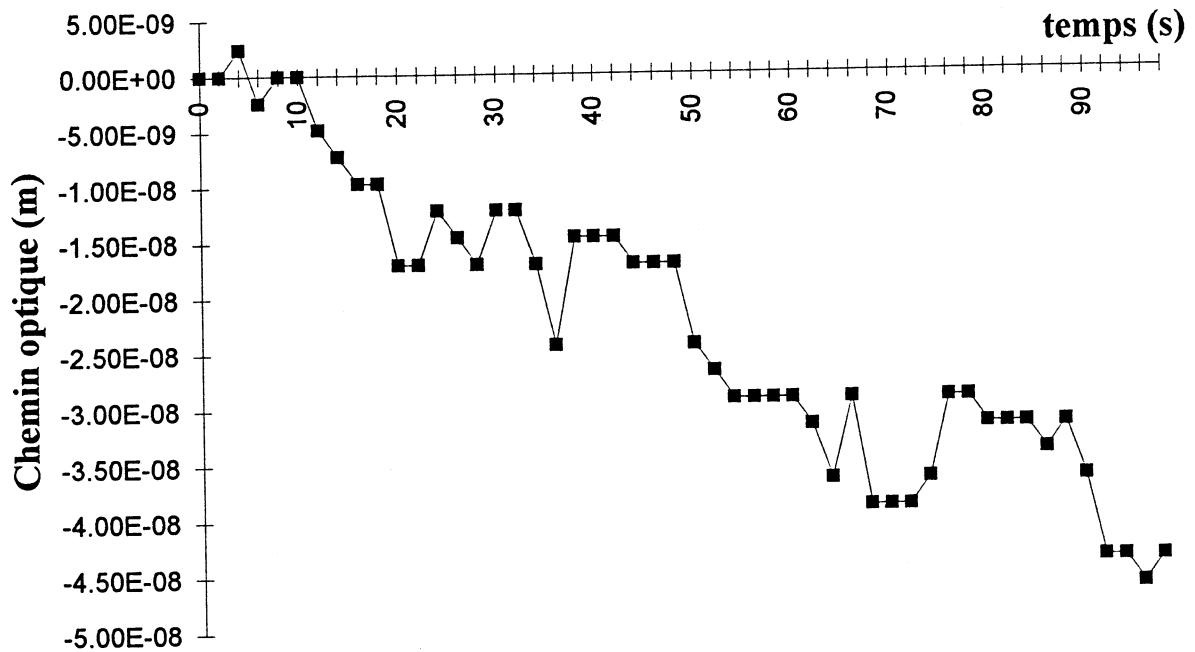


Fig. 5.19: Dérive temporelle: PZT DLP hors tension,

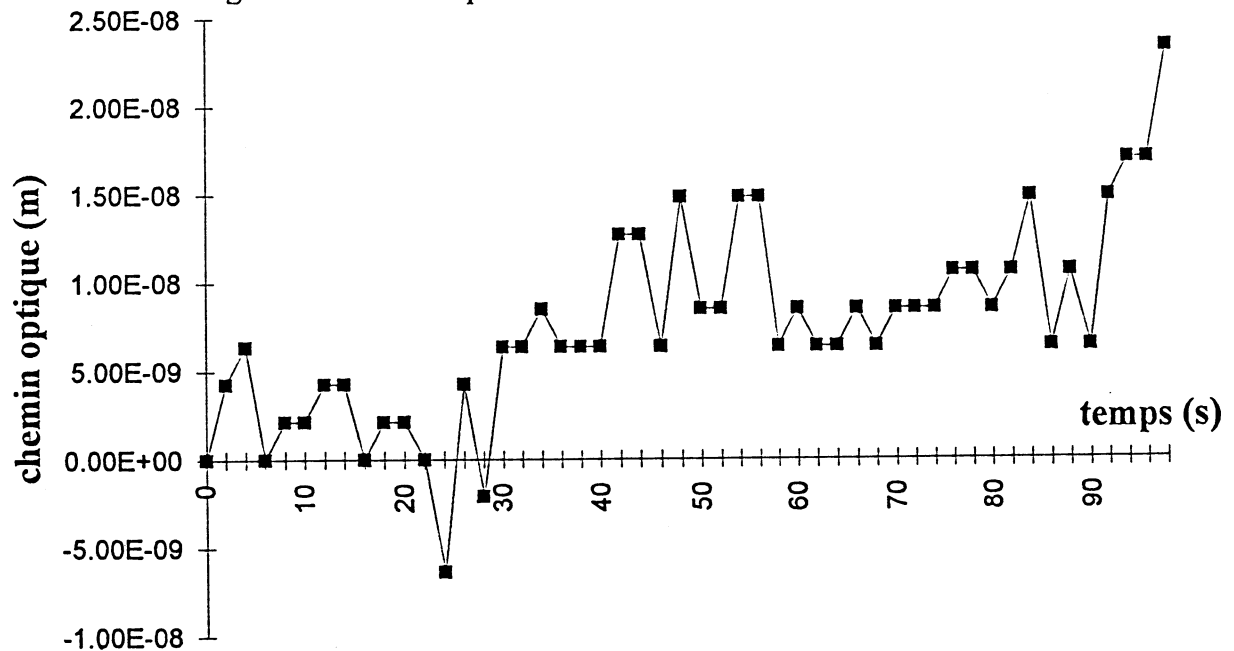


Fig. 5.20: Dérive temporelle: PZT DLP 400V.

Lorsque le transducteur piézoélectrique est hors tension, la dérive temporelle est de 50nm en 100 secondes, soit $\lambda/1200$ par seconde. Tandis que lorsque le transducteur piézoélectrique est sous tension (400V), la dérive temporelle est réduite à $\lambda/2500$ par seconde (25.10^{-4} rad/s). Ces valeurs, qui paraissent très faibles, sont tout à fait comparables avec celles obtenues dans d'autres laboratoires [40].

5.5 Optimisation

L'optimisation du système consiste à déterminer le rapport I_R/I_O (cas hors plan) ainsi que le diamètre du diaphragme du système optique qui minimisent l'erreur sur la phase. L'erreur sur la phase est obtenue en soustrayant deux images de phase consécutives de l'objet au repos. Théoriquement, la variation de phase moyenne est égale à zéro (objet au repos et dérive négligeable). On compare la valeur de la différence de phase en tout point avec la différence de phase moyenne (réelle) et on calcule pour toute la surface de l'objet, l'erreur RMS de la variation de phase.

On choisit de travailler avec l'erreur RMS car elle favorise la contribution des erreurs élevées et constitue un critère plus sévère que l'erreur moyenne. De plus, comme les éventuels pixels mal modulés génèrent l'erreur la plus élevée par rapport à l'erreur moyenne, le choix de l'erreur maximale comme critère d'optimisation n'est pas valable puisque ces pixels sont éliminés lors des traitements informatiques ultérieurs.

Les résultats sont illustrés aux figures 5.21.a. et 5.21.b. . Pour chaque essai, on a attendu quinze minutes après chaque réglage du diaphragme ou du rapport des intensités afin de minimiser au maximum les effets de dérives et de perturbations extérieures sur les paramètres étudiés.

On constate que la variation du rapport des intensités dans l'intervalle étudié (entre 1 et 4) n'influence que très peu l'erreur de phase RMS. Ceci est d'ailleurs vérifié aussi pour la valeur moyenne de l'erreur de phase RMS pour chaque I_R/I_O donné (Fig.5.22). En accord avec la théorie, nous avons dès lors fixé le rapport optimal à une valeur légèrement supérieure à 1. La courbe de la figure 5.21 pour $I_R/I_O=1.28$ ainsi que la courbe représentant la valeur moyenne pour chaque I_R/I_O constant montrent que la valeur optimale du diamètre du diaphragme circulaire est de 8 mm. Ceci est confirmé par la figure 5.23 obtenue par moyennage des courbes à I_R/I_O constant.

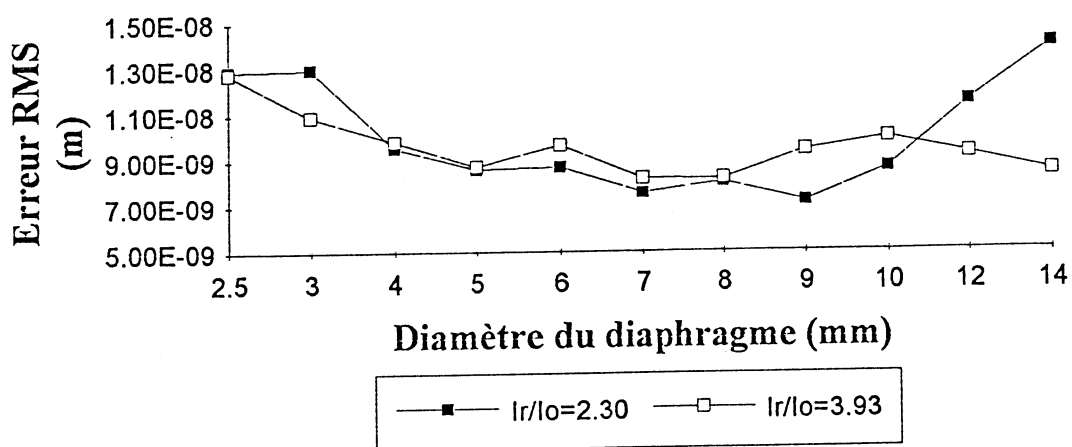
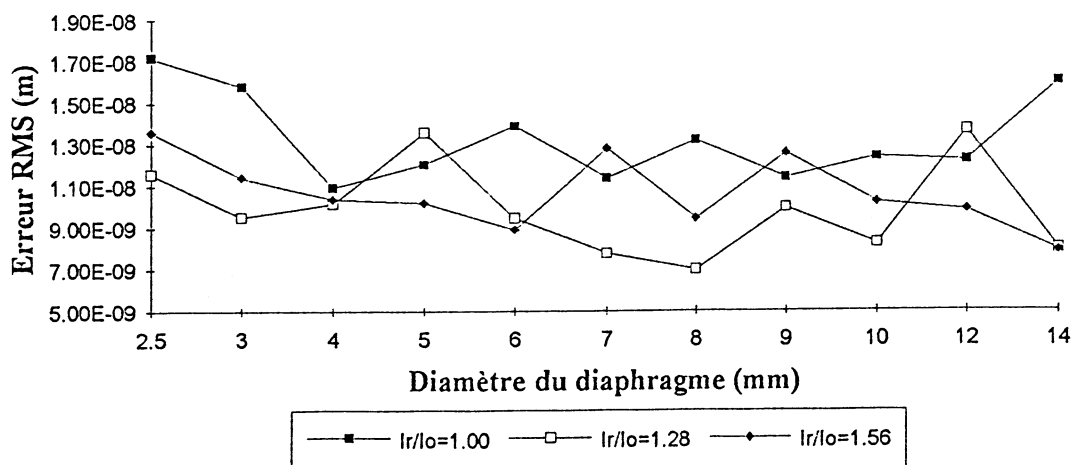


Fig.5.21.a. et b.: Evolution de l'erreur RMS de phase.

Comme le montage utilise une lentille de 10 cm de distance focale, la taille du speckle subjectif engendré est de l'ordre de $38 \mu\text{m}$ (Eq.2.7 en tenant compte de l'interférence avec le faisceau de référence). Les éléments photosensibles de la caméra utilisée (*I2s IVC500*) ont une taille de $17 \mu\text{m} \times 11 \mu\text{m}$, la relation entre la taille des grains de speckle et la taille des cellules photosensibles est donc vérifiée.

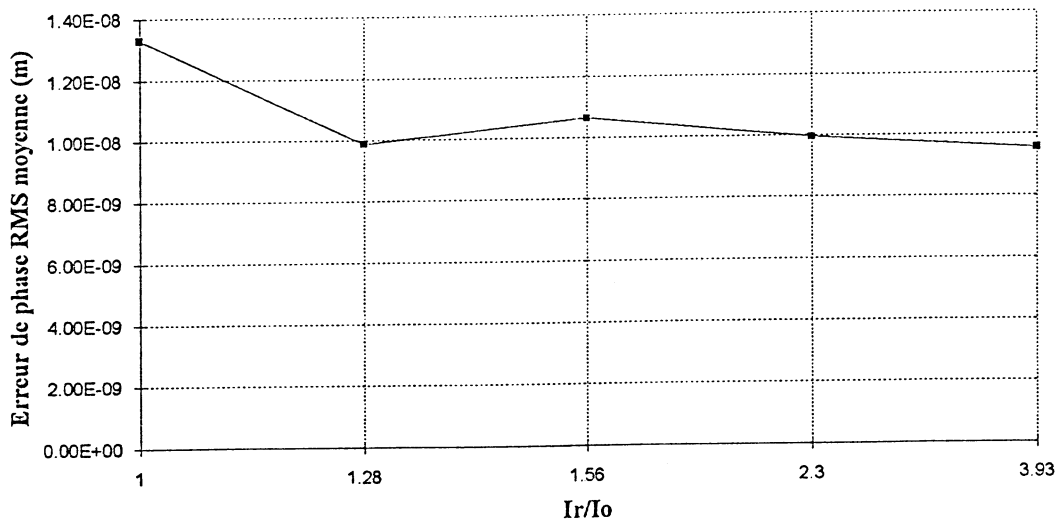


Fig.5.22: Erreur de phase RMS moyenne pour chaque I_R/I_0 .

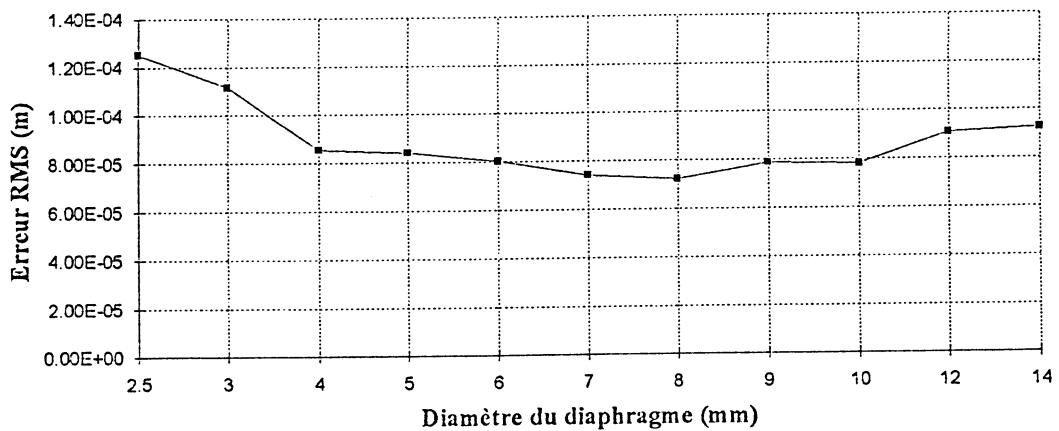


Fig.5.23: Estimation du diamètre de diaphragme optimal.

5.5.1. CARACTÉRISTIQUES DU MONTAGE OPTIMISÉ

Les figures ci-dessous (5.24, 5.25, 5.26) montrent la distribution de l'erreur sur la phase pour le montage optimisé. La figure 5.24 montre la meilleure distribution obtenue pour dix échantillons, la figure 5.25 la plus mauvaise distribution et la figure 5.26 la distribution moyenne. En regardant les différentes valeurs en chaque point, on a constaté que l'erreur ne dépasse jamais 20 niveaux de gris, soit $\lambda/13$ (une longueur d'onde = 256 niveaux de gris).

Cependant, si des vibrations ou des déplacements d'air extérieurs viennent perturber l'interféromètre cette erreur peut augmenter drastiquement.

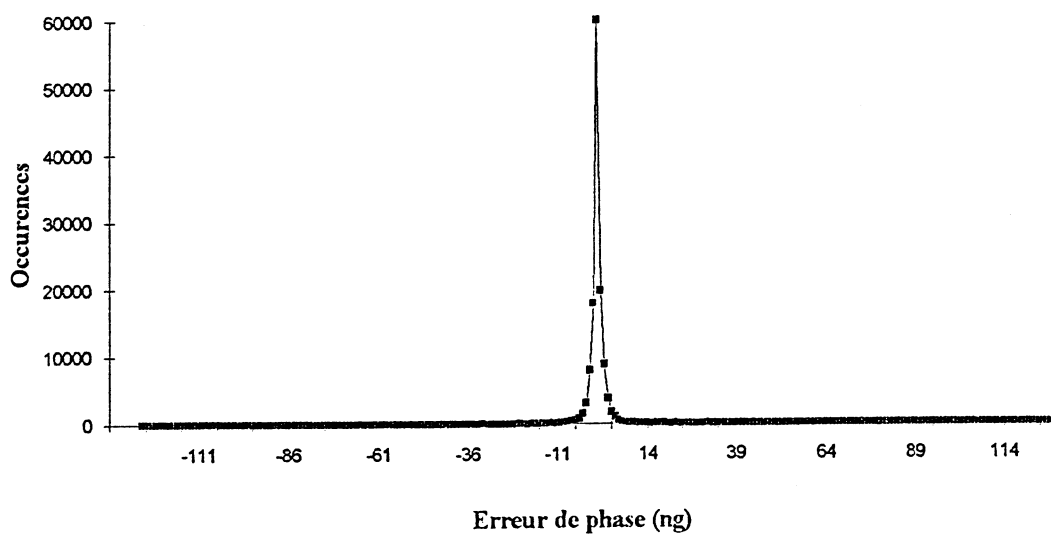


Fig.5.24: Distribution du bruit sur la phase.

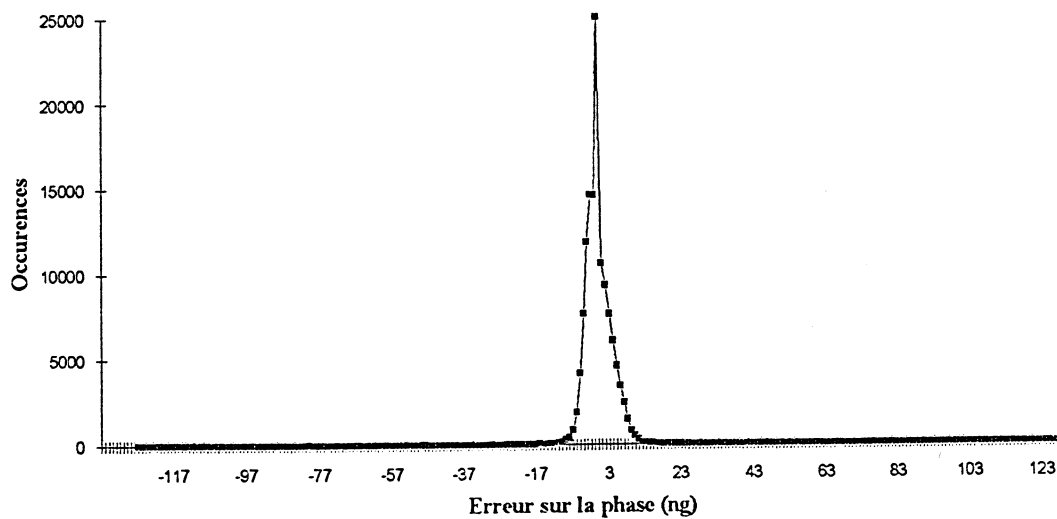


Fig. 5.25: Distribution du bruit sur la phase.

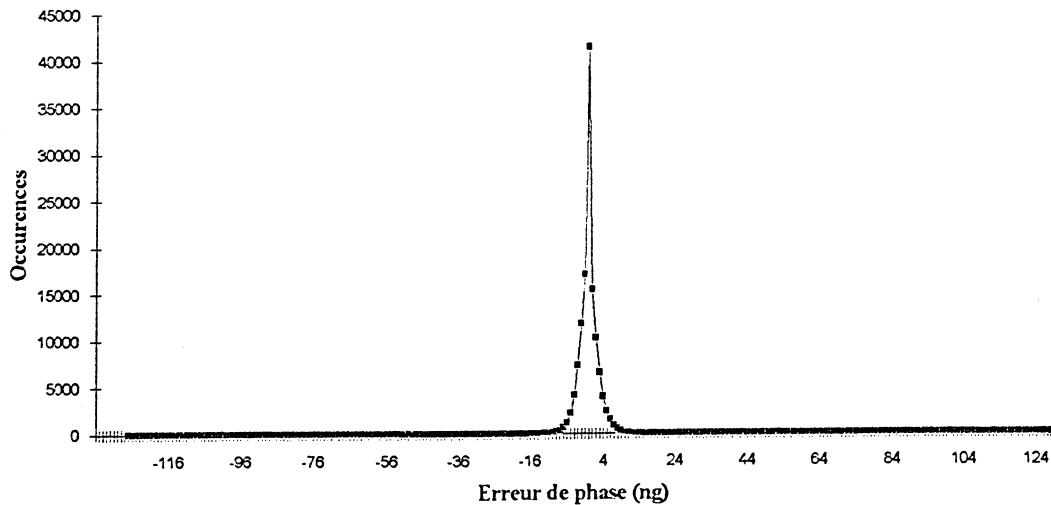


Fig. 5.26: Distribution du bruit sur la phase.

5.6. Déroulage de phase

5.6.1. PRINCIPE

Le déroulage de phase (phase unwrapping) [19, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48] consiste à détecter et relever les discontinuités de 2π , générées par le calcul de l'arctangente, après soustraction de deux images de phase. Nous emploierons le terme "enroulé" pour un pixel qui n'a pas encore été déroulé. On parle aussi parfois de dépliage de phase. Nous utiliserons les deux termes (déroulage et dépliage) dans le texte qui suit.

Pour relever les discontinuités de 2π , on calcule la différence de niveau de gris entre le pixel à dérouler et ses voisins. On ajoute des multiples de 2π au niveau de gris du pixel jusqu'à ce que la différence de phase avec la moyenne de ses voisins soit inférieure à une précision donnée, ce qui assure l'appartenance à la frange. Le nombre de rehaussement de 2π dépend directement du nombre de franges déjà dépliées.

La figure 5.27 montre le résultat du déroulage d'un profil linéaire en dents de scie.

Le profil continu des niveaux de gris, en pointillé, est obtenu en fixant les conditions aux limites du système (point $x = 0$ immobile).

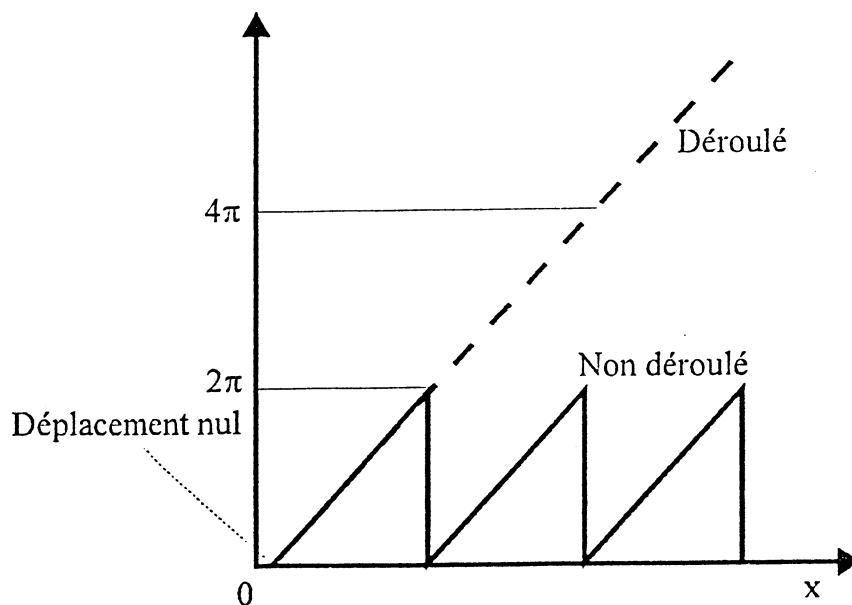


Fig.5.27: Déroulage d'un profil en dents de scie.

La condition limite permet de connaître les sens du déplacement de manière certaine car il peut y avoir confusion entre un éloignement d'une plaque encadrée sur son bord gauche et le rapprochement d'une plaque encadrée sur son bord droit (Fig. 5.28).

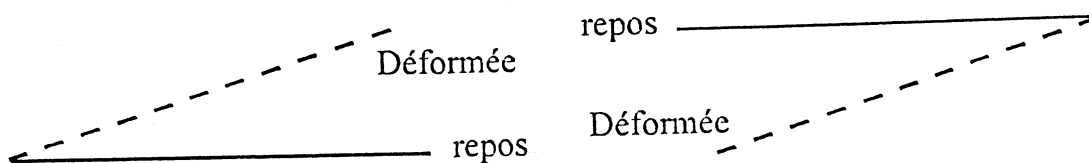
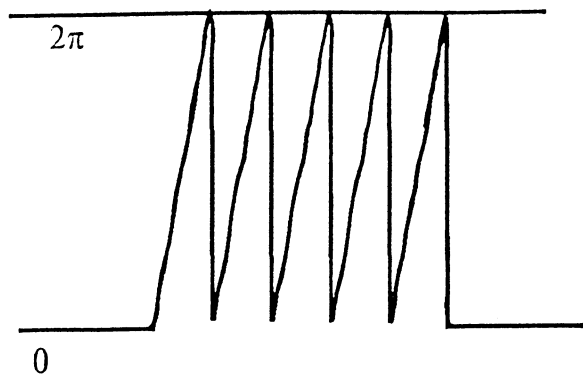
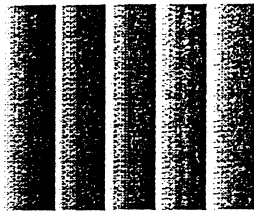


Fig.5.28: Influence des conditions limites sur le sens du déplacement.

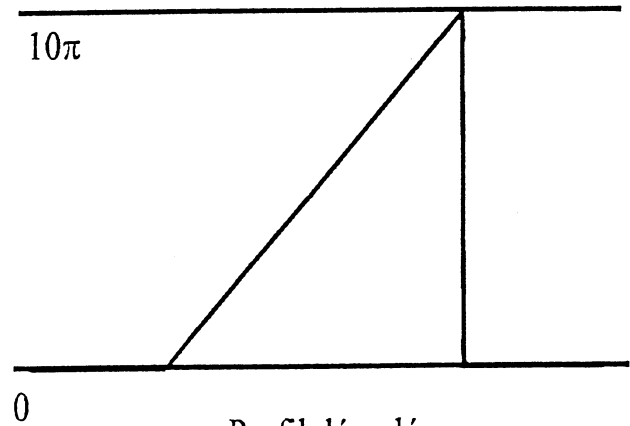
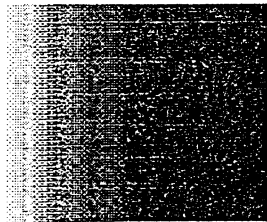
Ceci est vrai si on considère que le profil de franges obtenu après soustraction, qui varie entre $[-2\pi, 2\pi]$ est redressé en ajoutant 2π en chaque point de différence de phase négative afin de pouvoir être visualisé sur l'écran. Cette opération est différente de la rectification qui consiste à prendre le module du profil de franges.

Le déroulage de phase est assez simple à effectuer si on l'applique à des profils de franges théoriques générés par ordinateur. Nous l'avons testé avec succès sur une rampe linéaire monodirectionnelle et sur une cloche gaussienne bidimensionnelle (symétrique ou asymétrique) (Fig.5.29).

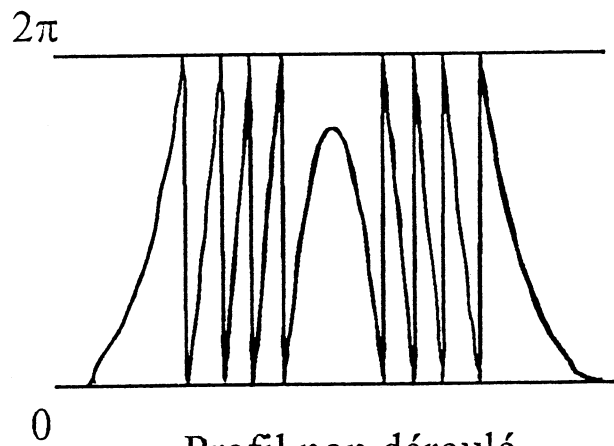
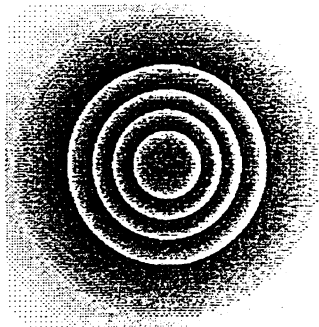
L'étude du déroulage de phase sur des profils théoriques permet de vérifier l'exactitude du résultat attendu. Dans le cas de la rampe linéaire, chaque frange représentant $\lambda/2$ de déplacement, on s'attend à trouver un déplacement total de $5\lambda/2$.



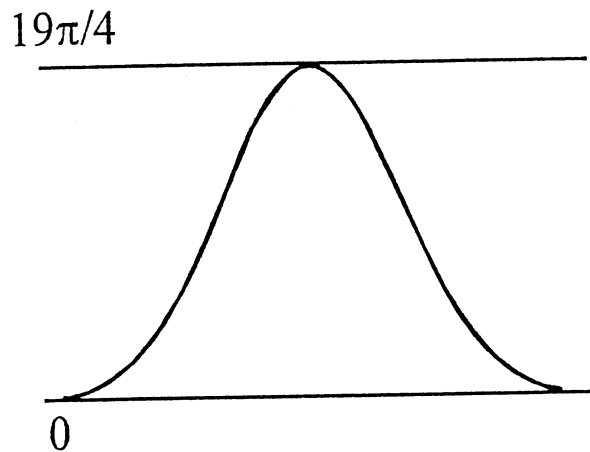
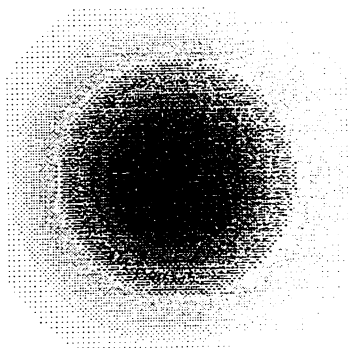
Profil non déroulé



Profil déroulé



Profil non déroulé



Profil déroulé

Fig.5.29: Profils enroulés et déroulés: rampe linéaire et cloche gaussienne.

Pour la cloche gaussienne, on remarque que le sommet de la gaussienne ne représente qu'une fraction de frange. Cela implique la possibilité du déroulage de franges non entières et justifie l'emploi du décalage de phase comme technique de mesure quantitative de résolution largement inférieure à la longueur d'onde.

Un problème à résoudre lors du déroulage est notamment la directionnalité des franges. L'exemple le plus évident est celui de la rampe linéaire qui, si elle est déroulée parallèlement aux franges, ne change pas par rapport au profil enroulé. Par contre, pour des profils symétriques (cloche gaussienne), ce problème ne se pose pas. Une solution éventuelle est d'effectuer un déroulage suivant les lignes puis suivant les colonnes de la figure de phase mais ceci peut devenir très long et très complexe pour raccorder les données. De plus, sur des franges réelles, le bruit inhérent au speckle et à d'autres perturbations engendre une propagation de l'erreur de déroulage qui peut être fatale au résultat final.

Il faut donc abandonner le déroulage linéaire (Fig.5.30) au profit d'un déroulage bidimensionnel (Fig.5.31).

1-D

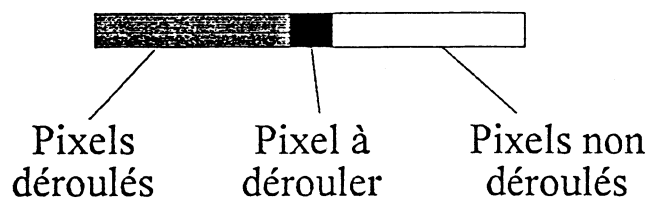


Fig.5.30: Déroulage linéaire (monodimensionnel).

2-D

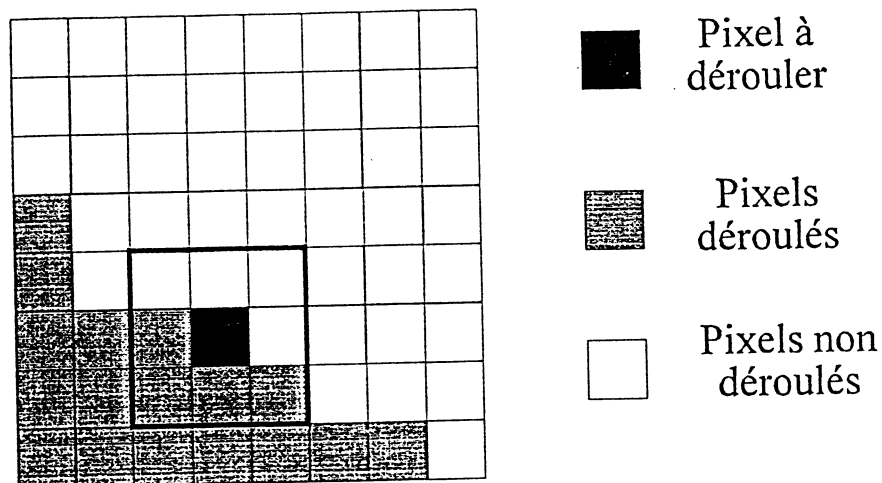


Fig.5.31: Déroulage bidimensionnel (kernel de 3 x3 pixels).

5.6.2. PROBLÈMES RENCONTRÉS

Le déroulage bidimensionnel doit tenir compte des pixels voisins (qui peuvent être invalides (modulation trop faible cf. chap.4) ou déjà déroulés). Les pixels voisins du pixel enroulé sont considérés dans une matrice (kernel) carrée de dimension impaire maximale 5 x 5, centrée sur le pixel considéré. Des kernels de dimension plus élevée peuvent générer des erreurs systématiques près de bandes étroites de pixels invalides qui peuvent séparer des régions de phase différentes (sauts de 2π). Le déroulage est effectué en soustrayant le niveau de gris du pixel enroulé à la moyenne des niveaux de gris de ses voisins modulo 2π .

Certains algorithmes utilisent une pile de stockage contenant les coordonnées des pixels à dérouler. L'ordre dans lequel les pixels y sont placés détermine la forme du front de dépliage. Cette pile est vidée et complétée pendant le déroulage. Les principaux problèmes liés à l'utilisation d'une pile sont un encombrement de la mémoire de l'ordinateur et surtout des erreurs de propagation générées par l'ordre dans lequel les pixels voisins sont entrés dans la pile ainsi que par l'ordre de déroulage autour des pixels invalides.

	4	
3		1
	2	

	4	
2		1
	3	

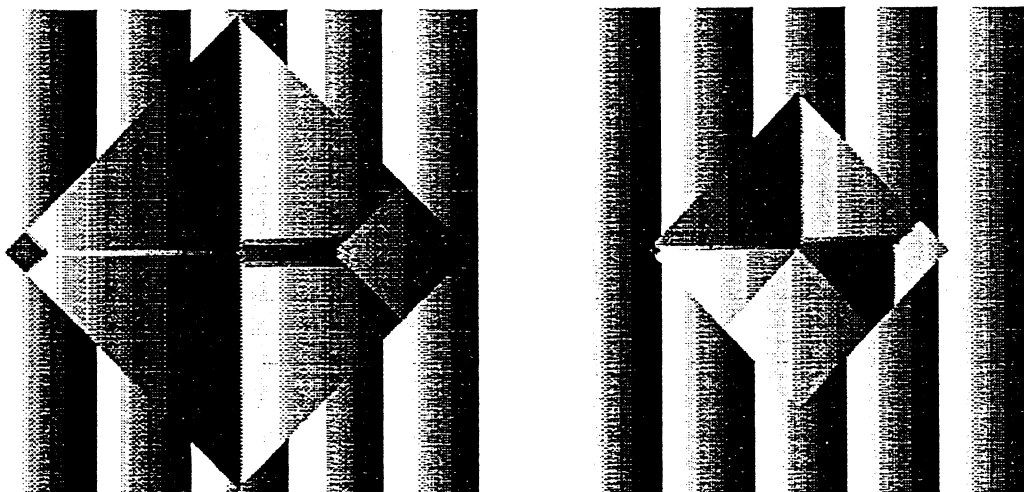


Fig.5.32: Erreurs de propagation générées par l'ordre dans la pile.

Cette erreur, purement numérique, est réduite si les pixels voisins se succèdent en spirale dans le kernel plutôt que selon les médianes du kernel centré sur le pixel enroulé. Un exemple est présenté à la figure 5.32.

De plus, il faut ajouter des tests supplémentaires sur les pixels présents dans la pile afin qu'ils ne s'y retrouvent pas plusieurs fois, ce qui évite un accroissement infini de la taille de la pile et arrête le déroulage lorsque la mémoire disponible qui lui était attribuée est saturée.

La forme du front de dépliage influence énormément la propagation d'erreurs. Certains algorithmes existants travaillent avec des formes en carré ou en losange. La gestion correcte de telles formes et l'utilisation d'une pile les rendent grands consommateurs de mémoire et de temps de calcul. De plus le pixel se trouvant au sommet e.g. d'un losange ne peut être déplié que par rapport à un seul voisin. Dans le cas de franges simulées, ceci est déjà contraignant mais si on considère des franges de DSPI où le bruit est omniprésent à cause du speckle, les erreurs générées aux sommets se propagent très rapidement car il ne peut y avoir de moyennage par rapport à l'unique pixel voisin (qui est le sommet).

La procédure employant une pile a donc été rejetée car elle demande trop de mémoire, un temps de calcul très long, et une propagation d'erreurs liée à la forme du front de dépliage importante dans le cas de franges bruitées et ce, même en utilisant un masque contenant les pixels invalides qui ne seront pas déroulés.

5.6.3. SOLUTION PROPOSÉE

Pour remédier à ces différents problèmes, nous avons développé un nouvel algorithme de déroulage [49] qui permet d'éviter les erreurs numériques autres que celles liées à la précision de stockage des nombres. Un front de déroulage original générant des cercles secondaires périphériques (cf. infra) réduit notamment la propagation de l'erreur due au bruit présent dans les franges. C'est le premier avantage de cet algorithme. Aucun filtrage n'est donc nécessaire avant le déroulage, ce qui constitue un second avantage puisqu'on limite l'augmentation de l'erreur de phase liée à un filtrage éventuel. De cette manière, toute la précision présente dans le profil de phase résultant de la soustraction (que nous appellerons interférogramme dans la suite) est conservée lors du déroulage.

Une autre propriété de l'algorithme réside dans le fait qu'il ne prend en compte que l'information (appartenance à une frange) se trouvant dans un intervalle de précision défini par l'opérateur. Ceci constitue le troisième avantage de cet algorithme qui assure la précision donnée en chaque pixel déroulé.

Ces deux derniers avantages assurent également que l'erreur générée par l'octroi d'un niveau de gris (différence de phase) aux pixels invalides est fortement diminuée.

5.6.4. DIGRO: ALGORITHME À CROISSANCE DE DISQUES

L'algorithme déroule une image (interférogramme enroulé de 508 x 508 pixels codés en 256 niveaux de gris) en mémoire RAM en utilisant principalement deux blocs image de taille équivalente. Ces deux blocs image sont localisés dans la mémoire image de la carte *I2S* et représentent chacun un masque spécifique. Chaque masque est codé par un niveau de gris qui dépend de l'état du pixel considéré (déroulé ou non, invalide ou valide, appartenant à l'objet ou non).

Le premier masque contient la localisation de l'objet sur l'écran et provient du logiciel de calcul de la différence de phase. Il est mis à jour lors du déroulage: tous les pixels ne possédant pas la précision requise sont déclarés invalides et rejetés pour le déroulage (cf. infra).

Le second masque contient l'état de déroulage des pixels (déroulés ou non déroulés). Il est de niveau de gris uniforme au début et évolue au fur et à mesure de la progression du déroulage.

Un troisième bloc image de la carte contient l'interférogramme enroulé avant son chargement en mémoire vive. Il est écrasé à la fin du processus de déroulage pour afficher l'image déroulée.

1. Point de départ

L'algorithme de déroulage cherche d'abord un point de départ au voisinage du centre de l'écran, afin d'éviter des problèmes de directionnalité. Pour être valide, le point de départ doit avoir un niveau de gris proche de 127 (cf. Rem. §5.3.2.). Cette valeur est éloignée de celle qui correspond aux sauts de 2π (0 et 255 en niveau de gris), où les risques d'erreurs sont élevés (franges bruitées). En effet, autour des sauts de 2π , on peut remarquer la présence de pixels de niveau de gris 0 mêlés à des pixels de niveau de gris 255. La valeur de 127 assure aussi que le pixel est correctement modulé, ce qui signifie que I_{Mes} (Eq.4.37) est plus élevé que les variations de l'éclairement dues au

bruit local. Comme une phase (Eq.4.33) de $\pm\pi$ ($ng=127$) impose $(I_1-I_3)/(I_4-I_2) = 0$, il en résulte que (I_1-I_3) doit être proche de zéro et que simultanément (I_4-I_2) doit être grand en module. En conséquence, la relation 4.37 devient $I_{Mes} \approx (I_4-I_2)/2$. Pour un pixel mal modulé ($I_{mes}\approx 0$ car $I_1 \approx I_2 \approx I_3 \approx I_4$), il résulte une indétermination pour le calcul de la phase ($\phi = \text{atan}(0/0)$). De plus pour un pixel mal modulé, les phases calculées avant et après la déformation sont quasiment égales et leur différence engendre un niveau de gris proche de 0 ou de 255, c'est à dire près des sauts de 2π .

2. Croissance de disques

Le déroulage avec des formes de front en carré ou en losange montre une dépendance avec l'orientation des franges. Pour éviter ces problèmes de directionnalité, on peut utiliser un front de déroulage circulaire. Les pixels sont dépliés les uns après les autres dans une spirale qui génère le cercle (Fig.5.33).

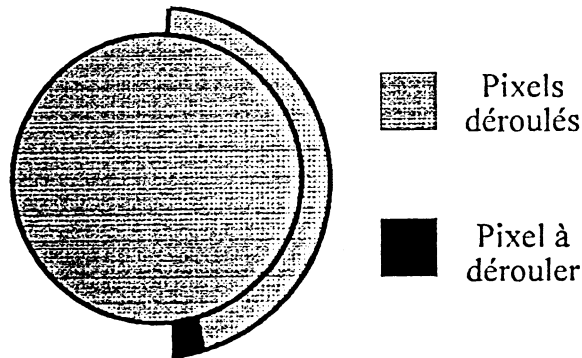


Fig.5.33: Croissance du cercle principal.

Avant de dérouler un pixel, un test vérifie si il est valide et non déroulé.

Toutefois ce type de déroulage propage quand même des erreurs lorsqu'il doit contourner un agrégat (cluster) de pixels invalides (Fig.5.34).

Un décalage des niveaux de gris peut notamment apparaître à la jonction des côtés de déroulage. On peut aussi montrer que le sens de propagation du front influence également la qualité du dépliage (voir fig.5.35). Le cercle 1 ne déroulera pas les mêmes pixels que le cercle 2.

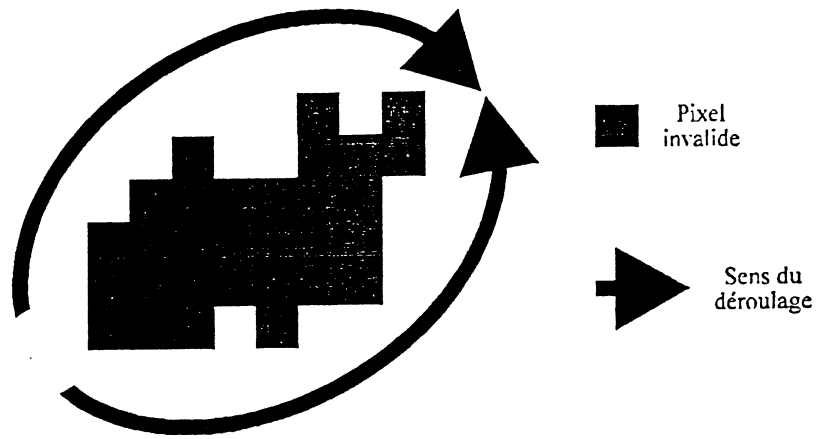


Fig.5.34: Contour d'un agrégat de pixels invalides.

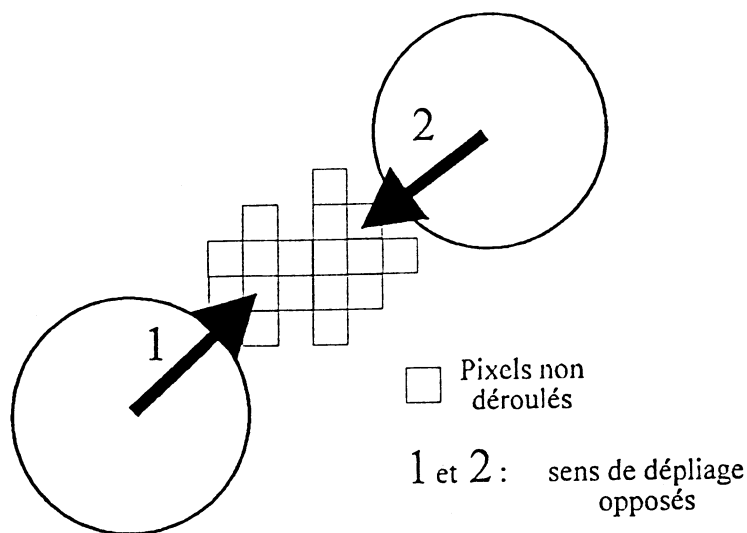


Fig.5.35: Influence du sens de propagation du dépliage.

Après le passage d'un seul cercle (par exemple le cercle 1), tous les pixels potentiellement déroulables ne sont pas déroulés mais ils auraient pu l'être par un cercle émanant d'une autre direction (par exemple le cercle 2). La région où tous les pixels valides déroulables ne sont pas tous déroulés est appelée région partiellement déroulée.

De plus, ce front circulaire est incapable de déplier des régions entourées partiellement par des pixels invalides. Les pixels déroulables ("blancs") ne seront jamais déroulés par un cercle se propageant suivant la flèche en trait continu alors qu'ils l'auraient été suivant la flèche en trait interrompu. (Fig.5.36).

Nous avons apporté une solution élégante à tous ces problèmes en élaborant un front de dépliage quasi-circulaire muni de cercles secondaires.

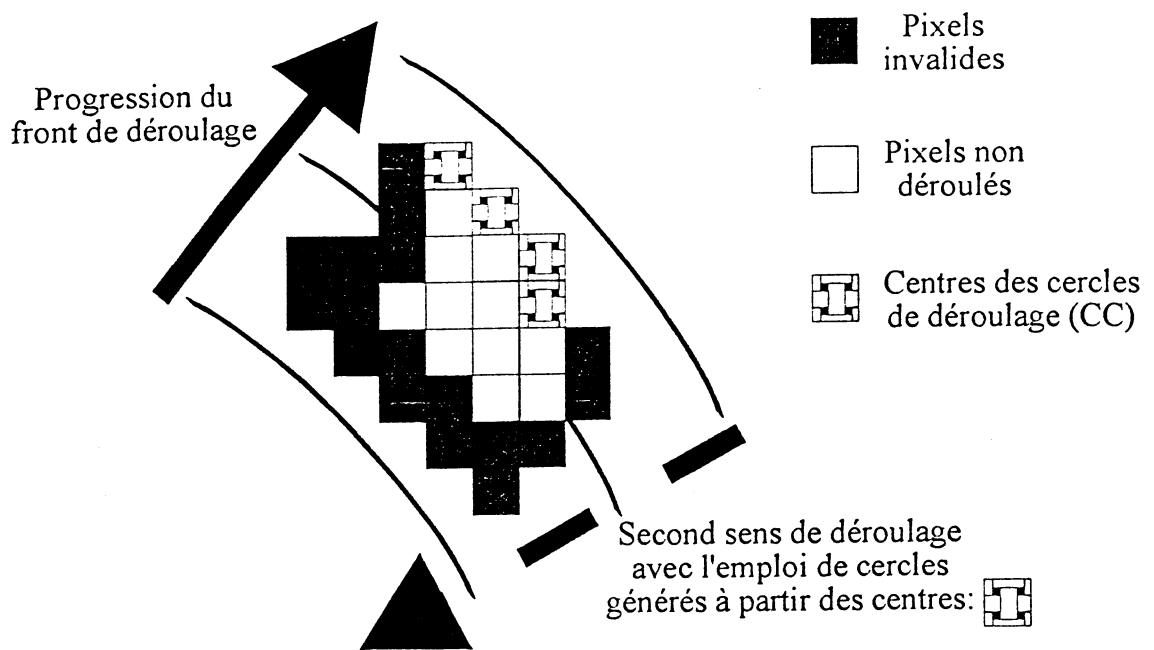


Fig.5.36: Influence du sens de propagation du dépliage:
barrières de pixels invalides.

Chaque point du front circulaire principal devient le centre d'un cercle secondaire qui génère le front de déroulage, tel une onde se propageant en accord avec le principe de Huygens. Cette méthode supprime tous les désavantages énumérés ci-dessus.

Les régions "jamais ou partiellement déroulées" deviennent dès lors parfaitement déroulées grâce aux cercles secondaires qui se propagent notamment suivant la flèche en trait pointillé (Fig.5.36).

On remarque d'abord qu'il n'y a plus de problème de directionnalité. Le déroulage est réalisé dans chaque direction; d'abord par un cercle secondaire dont le centre appartient à un cercle primaire intérieur, puis dans la direction opposée par un cercle secondaire dont le centre appartient à un cercle primaire extérieur. Ainsi, en repassant sur les régions partiellement déroulées en sens opposé, les pixels qui satisfont la précision requise sont déroulés. La figure 5.37 montre que les pixels déroulés par le cercle 2 (cercle secondaire dont le centre appartient à un cercle primaire extérieur) sont insérés dans les "trous" laissés par le cercle 1 (cercle secondaire dont le centre appartient à un cercle primaire intérieur).

Ensuite les problèmes liés à la jonction des fronts séparés par des clusters de pixels invalides sont également résolus.

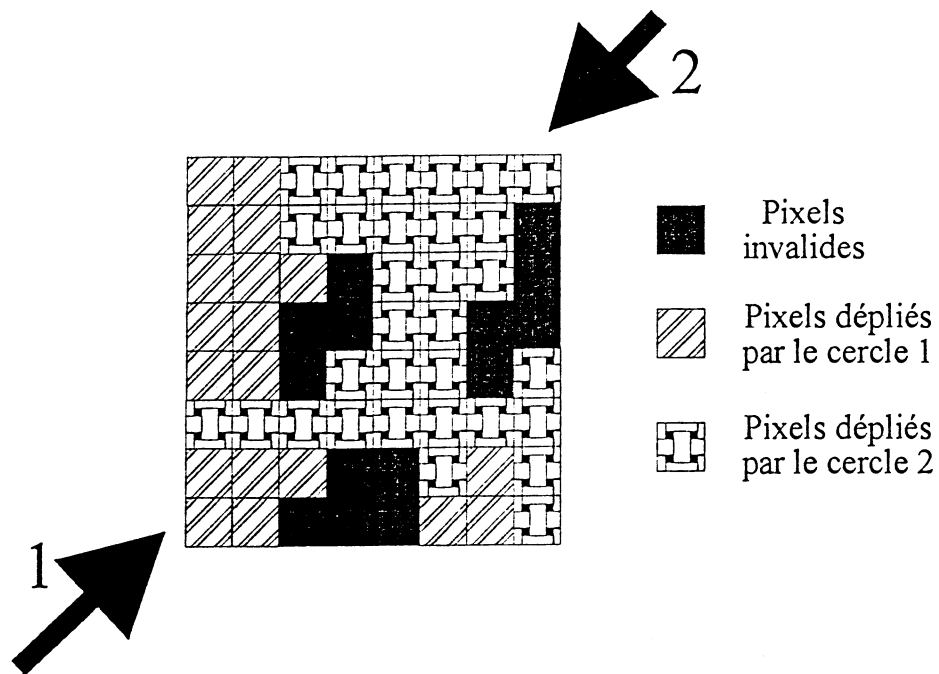


Fig.5.37: Effet du déroulage par des directions opposées.

En effet, en imposant une précision de déroulage, seuls les pixels, dont la valeur de la différence entre leur niveau de gris et la moyenne des voisins se situe dans l'intervalle donné par la précision, sont déroulés. Ainsi lorsqu'un cercle secondaire déplie les pixels dans le voisinage d'un cluster de pixels invalides, les deux parties du front de déroulage ne peuvent se joindre que si la différence de phase entre les pixels se trouvant de chaque côté de la jonction est dans l'intervalle imposé.

Enfin, on arrive aussi à dérouler les régions qui n'auraient jamais été déroulées parce qu'elles étaient entourées partiellement par des pixels invalides. Ceci est réalisé grâce aux cercles secondaires de centre CC (Fig.5.36). Le résultat est illustré à la figure 5.37.

Pour des franges simulées et sans bruit, le rayon idéal du cercle secondaire est de 1 pixel. Dans ce cas, le nombre de voisins déroulés varie de 5 (premier passage) à 3 (deuxième passage) (Fig.5.38).

Pour des franges réelles où le bruit est présent, le diamètre des cercles secondaires doit au moins être aussi grand que la longueur du plus grand cluster de pixels invalides. Ceci permet de contourner le cluster dans les deux sens de déroulage et ainsi d'éviter une discontinuité à leur jonction.

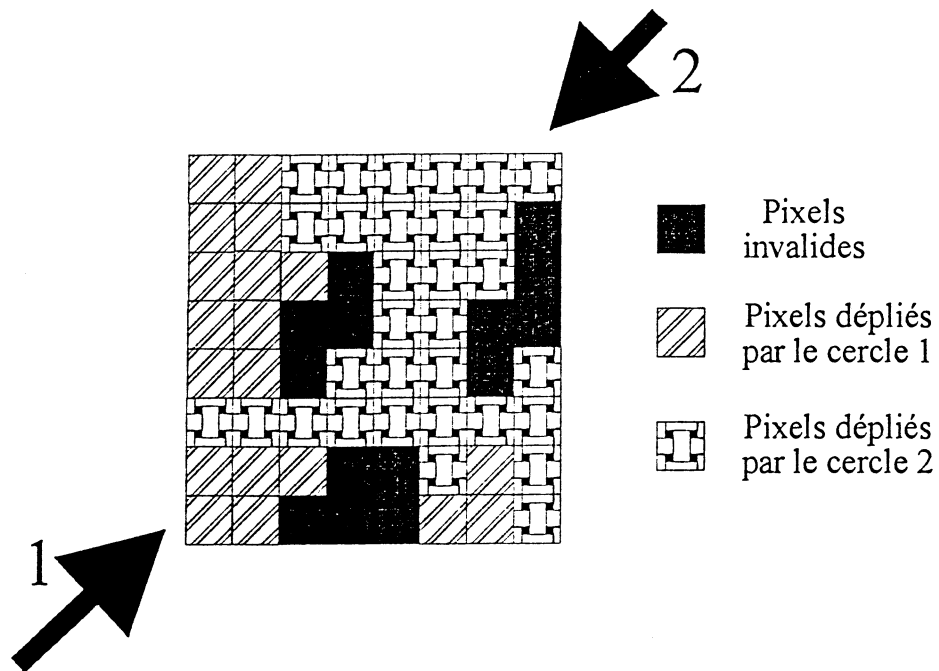


Fig.5.37: Effet du déroulage par des directions opposées.

En effet, en imposant une précision de déroulage, seuls les pixels, dont la valeur de la différence entre leur niveau de gris et la moyenne des voisins se situe dans l'intervalle donné par la précision, sont déroulés. Ainsi lorsqu'un cercle secondaire déplie les pixels dans le voisinage d'un cluster de pixels invalides, les deux parties du front de déroulage ne peuvent se joindre que si la différence de phase entre les pixels se trouvant de chaque côté de la jonction est dans l'intervalle imposé.

Enfin, on arrive aussi à dérouler les régions qui n'auraient jamais été déroulées parce qu'elles étaient entourées partiellement par des pixels invalides. Ceci est réalisé grâce aux cercles secondaires de centre CC (Fig.5.36). Le résultat est illustré à la figure 5.37.

Pour des franges simulées et sans bruit, le rayon idéal du cercle secondaire est de 1 pixel. Dans ce cas, le nombre de voisins déroulés varie de 5 (premier passage) à 3 (deuxième passage) (Fig.5.38).

Pour des franges réelles où le bruit est présent, le diamètre des cercles secondaires doit au moins être aussi grand que la longueur du plus grand cluster de pixels invalides. Ceci permet de contourner le cluster dans les deux sens de déroulage et ainsi d'éviter une discontinuité à leur jonction.

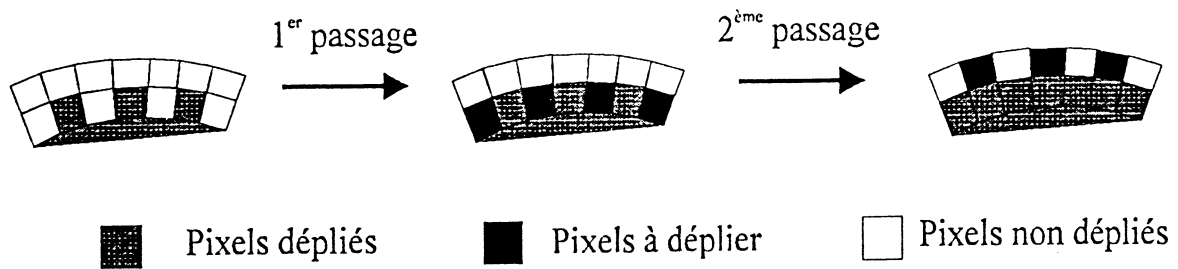


Fig.5.38: Effet des deux passages successifs: rayon unitaire du cercle secondaire. Mais augmenter la taille des cercles secondaires diminue le nombre de pixels voisins déroulés. Cette diminution devient critique dans le cas de franges très bruitées et la déficience en pixels voisins déroulés réduit l'efficacité du déroulage correct de l'interférogramme.

Pour le déroulage d'un pixel, s'il y a seulement un voisin valide et si la différence entre le niveau de gris du pixel enroulé et son voisin est égale à la précision, une erreur de l'ordre de la précision est transmise. Si cela se répète avec les pixels enroulés suivants, une erreur croissante pouvant rapidement atteindre quelques λ se propage. Pour éviter la propagation d'une telle erreur, il faut imposer un nombre minimum de pixels déroulés dont la moyenne du niveau de gris est comparée au niveau de gris du pixel enroulé. Cette opération est réalisée dans un kernel de dimension 5×5 centré sur le pixel enroulé.

En cours de déroulage, on vérifie chaque fois l'état des deux masques (le premier contient les pixels invalides et le second l'état de déroulage des pixels).

Un test supplémentaire permet d'éviter la génération de cercle secondaire lorsque son centre est entouré de pixels invalides et qu'il possède moins de deux voisins déroulés; ce qui augmente la vitesse de déroulage dans le cas de franges très bruitées.

La séquence de déroulage proprement dite s'effectue d'abord en soustrayant le niveau de gris du pixel enroulé de la moyenne des pixels déroulés voisins. Il faut un minimum de quatre pixels déroulés parmi les voisins; la moyenne de leur niveau de gris apportant assez d'information pour empêcher une propagation d'erreur. Le choix de quatre voisins réalise un compromis entre la prise en compte du plus grand nombre de voisins déroulés lors du moyennage dans un kernel de 5×5 et la possibilité de dérouler n'importe quelle géométrie de franges. En effet, augmenter le nombre de voisins limite la courbure du profil de déroulage parce que le pourcentage de pixels

voisins déroulés diminue, ce qui limite la précision de déroulage dans le voisinage de pixels invalides avec comme conséquence directe l'arrêt du déroulage dans cette région.

Enfin, pour respecter le théorème de Shannon, la taille des kernels de pixels voisins doit rester aussi petite que possible afin d'éviter le moyennage sur des franges étroites où chaque pixel possède alors un niveau de gris très éloigné de son voisin.

3. Imposition d'une précision

L'imposition d'une précision de $\lambda/4$ pour la différence entre les pixels voisins et le pixel enroulé a été introduite par Stetson [41]. Dans notre cas, l'opérateur peut fixer une précision inférieure ou égale à $\lambda/4$ qui, en pratique, peut atteindre $\lambda/32$. L'imposition d'une précision de λ/n permet de détecter les pixels invalides. Si la différence de niveau de gris entre le pixel enroulé et la moyenne de ses voisins est supérieure à λ/n , le pixel est déclaré invalide et n'est pas déroulé. Ceci constitue un avantage important sur d'autres types d'algorithmes car seuls les pixels vérifiant la précision requise sont pris en compte. Les pixels invalides ainsi détectés sont ajoutés au masque de localisation.

A ce stade, la différence de niveau de gris entre le pixel enroulé et la moyenne de ses voisins ainsi que la valeur modulo λ (2π) de cette différence a été calculée, ce qui constitue le principe de base du déroulage. Si la différence modulo λ est comprise entre λ/n et $(n-1)\lambda/n$, le pixel est invalide car il n'appartient pas à la frange avec la précision requise; il ne sera pas déroulé et ne servira pas non plus au déroulage des autres pixels. Dans les autres cas, le pixel est déroulé en lui additionnant ou en lui soustrayant (si le saut de λ est positif ou négatif) autant de fois λ qu'il y en a dans la différence "sans modulo λ ". Le tableau 5.4 illustre la procédure suivie.

	Soustraction modulo 2π	Traitement du pixel
$\left] -\frac{\lambda}{n}, \frac{\lambda}{n} \right[$	$> -\lambda/n$ et $< \lambda/n$	valeur du pixel inchangée
$\left] \frac{\lambda}{n}, (n-1)\frac{\lambda}{n} \right[$	$> \lambda/n$ et $< (n-1)\lambda/n$	pixel invalide
$\left] (n-1)\frac{\lambda}{n}, (n+1)\frac{\lambda}{n} \right[$	$> (n-1)\lambda/n$ et $< (n+1)\lambda/n$	valeur du pixel déroulée

Tableau 5.4: Procédure de déroulage.

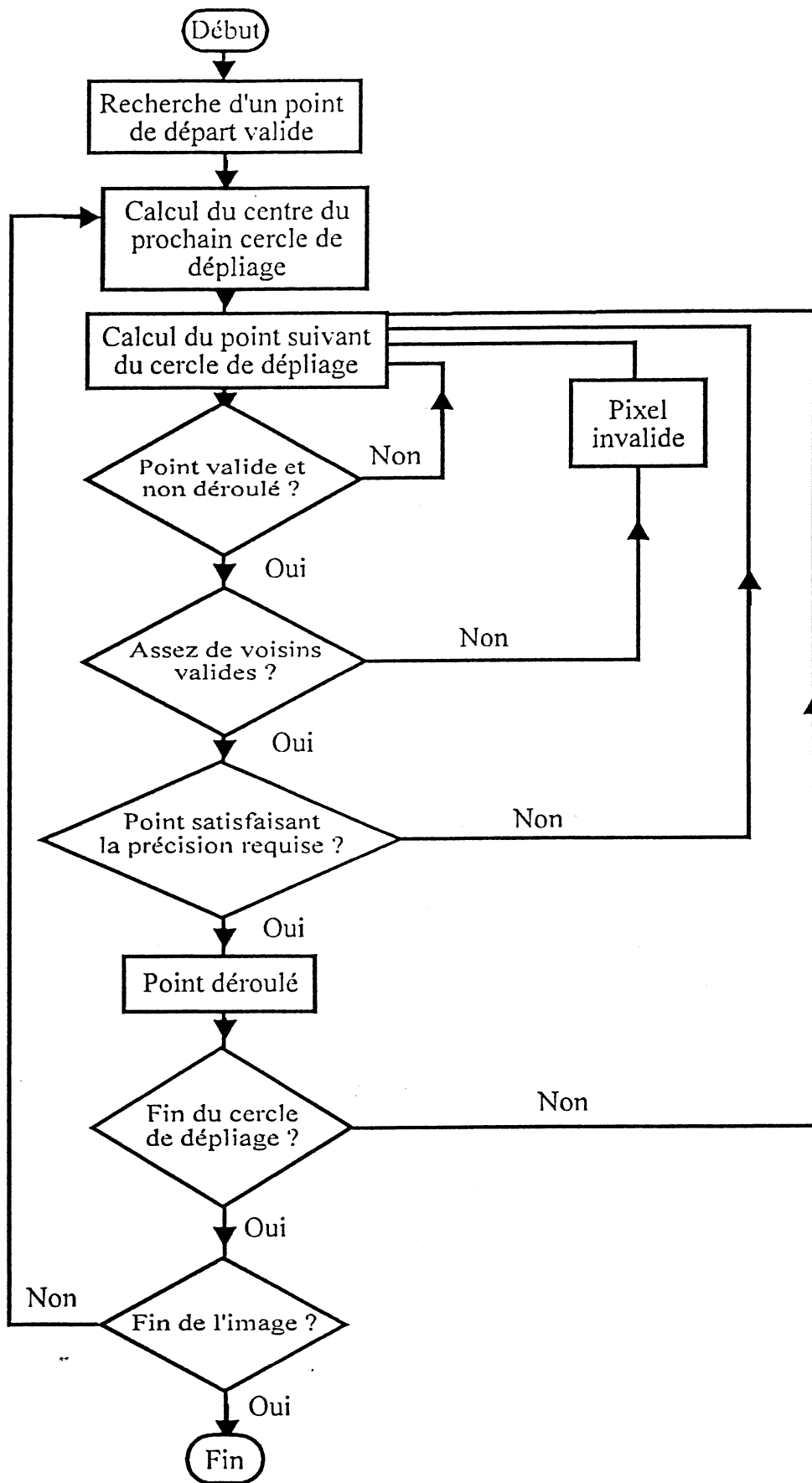


Fig.5.39

4. Limitation de l'algorithme

La seule contrainte est la résolution physique du montage, liée à l'interféromètre, à l'ordinateur et à la caméra. Comme une image comporte au maximum 512 x 512 pixels codés sur 256 niveaux de gris (on travaille au maximum avec 508 x 508 pixels pour l'encombrement de la mémoire), 50 franges compteraient au mieux 10 pixels de large, ce qui limite dans le meilleur des cas la précision à $\lambda/10$. En effet, dans ce cas, on discrétise chaque frange par 25 niveaux de gris équivalent à $\lambda/10$ chacun. On constate que cela limite le nombre de franges exploitables sur l'image, si on veut respecter la précision donnée. Dans les franges de DSPI, il faut ajouter le speckle dont la taille finie est de l'ordre du pixel voire de quelques pixels. Ceci limite également la largeur de la frange en pixels. En pratique, cette limite atteint à nouveau une dizaine de pixels par frange. On constate que l'on est limité à des déplacements dont l'amplitude maximum est de quelques dizaines de micromètres entre deux mesures consécutives.

Pour conclure la discussion sur DIGRO - algorithme de déroulage que nous avons développé au service de Physique Générale (*HOLOLAB*) - la figure 5.39 présente l'organigramme général.

Les paramètres principaux (taille des cercles secondaires, nombre de voisins déroulés) ont été fixés pour dérouler la majorité des interférogrammes rencontrés en DSPI. Cependant, ils peuvent également être choisis par l'opérateur averti afin de les optimiser pour un type bien précis de franges (par exemple gros clusters d'invalides, sans bruit) en fonction des différents critères imposés dans le texte précédent.

En utilisant DIGRO, nous avons pu dérouler des interférogrammes (résultant de déplacements statiques ou quasi-statiques) d'une taille maximale de 508 x 508 pixels en quelques minutes (de 3 à 10 minutes en fonction de la précision requise).

5.7. Lissage du profil déroulé

Comme nous le précisons au début, aucun filtrage n'a été requis avant le déroulage afin de conserver l'information originelle en chaque pixel. Lors du déroulage, les pixels déclarés invalides n'ont pas fait partie du traitement. Ceci a permis notamment d'éviter la propagation d'une erreur suite à l'attribution d'un déplacement erroné à un

pixel invalide. Afin de pouvoir obtenir le déplacement en chaque point, y compris les pixels invalides, il faut leur affecter une valeur. Cette valeur est calculée en tenant compte de l'état des voisins du pixel invalide considéré.

Le traitement consiste à lisser le profil déplié en minimisant en chaque point l'erreur au sens des moindres carrés entre le profil (sans les pixels invalides) et un plan de dimension fixée par l'opérateur centré sur le pixel à lisser [43, 44, 45].

Le programme se termine en demandant à l'utilisateur de sélectionner, grâce à la souris, un point de déplacement nul (encastrement, appui, ...) ce qui lui permet d'obtenir directement à l'écran le déplacement en d'autres points choisis par rapport à ce point de référence.

5.8. Gestion du système DSPI

La station de mesure DSPI est gérée essentiellement par des programmes informatiques, de type interactif, qui permettent même à un utilisateur non averti de s'en servir (une fois le dispositif interférométrique réglé ...).

Ceci est vrai tant pour les programmes de calibration que pour les programmes d'acquisition et de traitement des images.

Les programmes de calibration fournissent des fichiers tableurs explicites, reprenant les caractéristiques de l'interféromètre et du système de décalage de phase utilisé. Pour les mesures de stabilité (repos-repos), le programme affiche l'objet sur l'écran vidéo en utilisant une LUT permettant de montrer la qualité du résultat.

Le logiciel principal d'acquisition est le logiciel APMAL, qui est décrit en annexe. Il permet de sélectionner la zone d'intérêt au moyen de la souris, la longueur d'onde de travail, le nombre d'images de phase à calculer et l'intervalle de temps entre chaque acquisition.

Depuis l'acquisition des specklegrammes par le logiciel APMAL et ses variantes adaptées pour le déplacement hors plan et dans le plan, les interférogrammes obtenus sont stockés sur le disque dur de l'ordinateur ainsi que leur masque correspondant (localisation des pixels invalides).

Pour dérouler par DIGRO, il suffit de charger les interférogrammes dans la mémoire image et d'entrer le nom d'un fichier texte qui leur sera associé. Ce fichier contient ce

que nous avons appelé les paramètres de compression des niveaux de gris. En effet, après déroulage, les niveaux de gris peuvent varier dans l'intervalle $[ng_{\min}, ng_{\max}]$ qui peut être supérieur à l'intervalle $[0, 255]$ de la carte image. Ainsi avant d'être transféré de la mémoire vive à la carte image pour l'affichage puis stockage, le profil déroulé doit être comprimé dans l'intervalle $[0, 255]$.

Grâce aux paramètres de compression, l'exploitation du profil lissé peut ensuite s'effectuer par des logiciels graphiques permettant une représentation tridimensionnelle en fausses couleurs.

Les caractéristiques (position et déplacement) du point de condition limite sont également stockées dans un fichier. Ceci permet différentes cartographies de déplacement par rapport à différents points. Il est également possible de visualiser les résultats pour un maillage (x, y) choisi par l'opérateur.

Si la représentation tridimensionnelle est bien adaptée au déplacement hors plan, elle peut être assez confuse pour le déplacement dans le plan.

Pour les profils déroulés d'interférogrammes dans le plan, on utilise une visualisation par flèches, qui sont orientées dans le sens du déplacement et dont la taille est proportionnelle à l'amplitude du déplacement dans la direction de sensibilité.

Comme DIGRO demande beaucoup de place en mémoire (matrice de dimension 508×508 en nombres entiers), il ne peut être exécuté qu'en environnement DOS avec une mémoire optimisée (environ 600Kb). Si l'analyse est continue, depuis l'acquisition jusqu'au lissage, des programmes batch (.BAT) permettent d'exécuter les différents programmes les uns à la suite des autres tout en gérant l'accès de la mémoire.

Les exemples de résultats obtenus seront présentés dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 6

PRESENTATION DES RESULTATS

6.1. Introduction

Les résultats sont présentés en deux parties: mesures hors plan et mesures dans le plan. Pour les mesures hors plan, nous distinguons le cas du temps moyenné et de la double exposition.

Pour les mesures quantitatives par décalage de phase, en montage hors plan, nous montrons le profil de phase enroulé, le profil de phase déroulé et lissé (kernel de 5x5) ainsi qu'un graphique 3-D correspondant. Dans la plupart des cas, un graphique des gradients de déplacement est également présenté. Ce type de graphique affiche des vecteurs dont l'amplitude est directement proportionnelle au gradient des niveaux de gris pour un maillage défini par l'utilisateur. En chaque point du maillage, le niveau de gris est comparé à celui des pixels voisins. Le vecteur "gradient" sera orienté vers la zone de variation maximale avec une amplitude proportionnelle à cette variation.

En montage dans le plan, nous utilisons un graphique en vecteurs de déplacements, dont l'amplitude est directement proportionnelle au déplacement en chaque point du maillage et dont la direction et le sens sont déterminés par la sensibilité du montage.

Pour rappel, les détails des programmes utilisés sont repris en annexe.

6.1.1. CONFIGURATION - RÉGLAGES

La station ESPI, dans sa configuration actuelle, est composée d'éléments optiques et électroniques fixés solidement à la table.

Le montage interférométrique utilisé est sensible aux composantes de déplacement hors plan (OPI) ou aux composantes de déplacement dans le plan (IPI).

La sensibilité, dépendant des angles d'illumination et d'observation, est donnée par $\lambda/(1+\cos\theta)$, soit environ 320 nm par interfrange avec $\theta = 10^\circ$ pour OPI et par $\lambda/2\sin\theta$ pour IPI, soit environ 925 nm par interfrange avec $\theta = 20^\circ$ ($\lambda = 632.8\text{nm}$).

Pour OPI, la lentille de projection a une distance focale de 10 cm et généralement, on travaille entre $f/10$ et $f/30$. La distance objet-lentille vaut 127 cm. Cette configuration engendre des speckles subjectifs d'environ 30 μm qui restent résolubles par la caméra dont les pixels mesurent 11 μm x 17 μm pour 8,8 mm par 6,6 mm de côté (surface du CCD).

Pour IPI, on utilise un objectif standard de distance focale appropriée à la taille de l'objet. La taille du speckle est également réglée en ajustant le diaphragme de l'optique.

L'éclairement reçu par la caméra doit pouvoir atteindre le seuil de saturation de la surface photosensible. Pour satisfaire cette condition, il faut que l'éclairement de la surface à étudier soit suffisant. En effet, le speckle généré est projeté sur la surface sensible; son intensité, ainsi que sa taille, dépendent directement des caractéristiques du système optique.

Si le diaphragme est trop ouvert, l'éclairement est élevé mais la taille du speckle est considérablement réduite, et on dépasse les limites de résolution de la caméra. De plus, si le mouvement "hors plan" étudié engendre un déplacement latéral des points de la surface, on atteint rapidement la limite de corrélation des specklegrammes.

Par contre, si l'ouverture du diaphragme est trop petite, l'éclairement chute radicalement et le diamètre des grains de speckle est très élevé; le bruit dû à cette granularité gêne considérablement la perception et la localisation du réseau de franges. De plus, pour OPI, il faut fortement atténuer le faisceau de référence afin de s'approcher de la valeur unitaire optimale de I_R/I_0 .

L'ouverture du diaphragme est donc un paramètre clé qui doit être ajusté en fonction de chaque expérience, comme nous le discutons dans le chapitre 5.

Les différents facteurs influençant la sélection de l'ouverture sont :

- l'état de surface de l'objet,
- la taille de l'objet,
- la sensibilité de la caméra,
- la distance focale de la lentille et le diaphragme,
- la puissance laser disponible,
- la résolution de la caméra.

Les trois premiers facteurs influencent l'intensité lumineuse reçue tandis que les trois derniers déterminent la taille du speckle. L'état de surface conditionne aussi la taille du speckle: dans le cas limite d'un objet presque spéculaire, l'effet de speckle devra être renforcé par un coating diffusant (peinture argentée ou poudre blanche de ressuage *Turco NAD Developer*). Quand c'est possible, les objets à étudier sont toujours traités afin d'obtenir un état de surface bien diffusant.

6.2. Mesure de déplacements hors plan

L'interféromètre est sensible à la composante hors plan du déplacement (OPI).

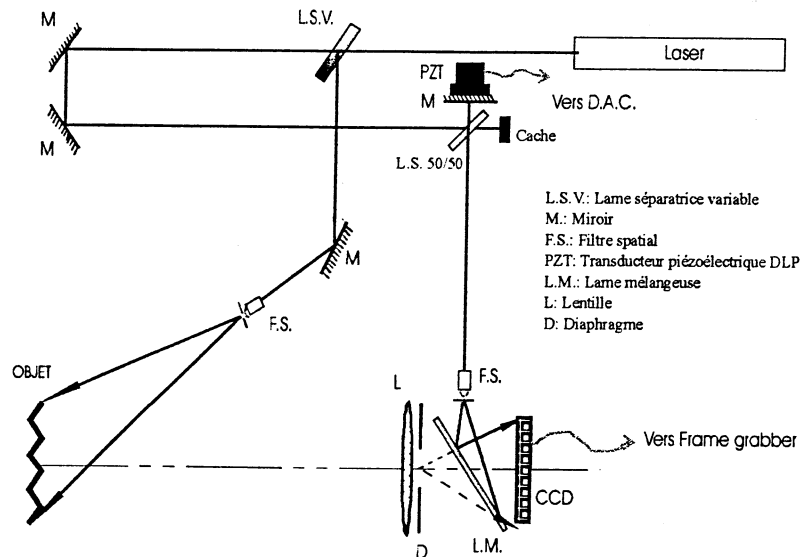


Fig.6.1.a: Interféromètre OPI.

Il est constitué d'éléments séparés (miroirs, filtres spatiaux, ...). Dans le cas du décalage de phase, on utilise un miroir monté sur le transducteur piézoélectrique DLP pour générer les incréments de phase dans le bras de référence.

6.2.1. CONJUGAISON OPTIQUE DES FAISCEAUX OBJET ET RÉFÉRENCE

Afin d'obtenir un faisceau de référence homogène, la lumière est filtrée spatialement par un pinhole disposé au foyer O de l'objectif de microscope (10 X). Le faisceau de référence est alors sphérique et émerge d'un cône dont le pinhole est le sommet (Fig.6.1.b). Le faisceau objet provient du diaphragme O' de la lentille-objet, qui peut être considéré comme petit et agissant comme le sommet d'un autre cône de lumière. Dans le cas d'un OPI, un angle entre les deux cônes de lumière (décalage entre O et O') causerait des franges d'interférences de fréquence spatiale supérieure ou égale à la résolution spatiale de la caméra. Ceci entraîne la perte d'information liée au speckle [6]. Par conséquent, les positions du pinhole de la référence et du diaphragme de la lentille doivent être identiques. Comme elles sont physiquement distinctes, la lame de recombinaison permet leur superposition. Si l'aspect théorique est simple, le repositionnement exact est impossible en pratique. Le long des axes X et Y, les

sommets des cônes vont être séparés l'un de l'autre par des distances x et y . Dans la direction longitudinale, le long de l'axe Z , il peut également exister une déviation z par rapport à la conjugaison. Ainsi des désalignements, tant latéraux que longitudinaux, créeront des variations additionnelles de la phase de la figure d'interférence dans le plan image.

En considérant la géométrie du système de la figure 6.1.b ci-dessous, ces variations peuvent être négligées si:

$$\Delta x < \frac{l_0 \lambda}{x_r}$$

$$\Delta y < \frac{l_0 \lambda}{y_r}$$

$$\Delta z < \frac{l_0^2 \lambda}{W x_r}$$

où x_r et y_r sont, respectivement, la résolution spatiale selon X et Y du capteur, l_0 est la distance lentille-caméra et W est la largeur de la surface sensible. Pour Δz , on suppose $x_r > y_r$.

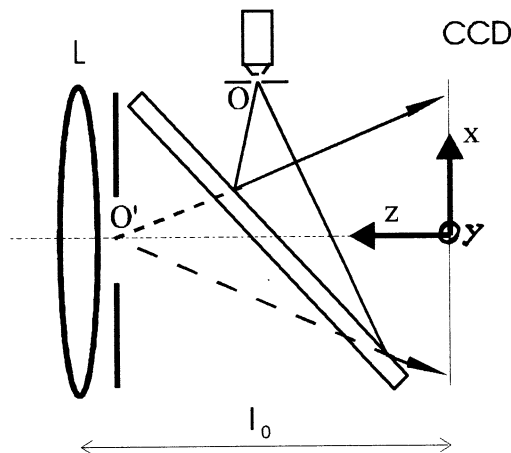


Fig 6.1.b: Conjugaison optique des faisceaux objet et référence.

Dans notre cas, la largeur de la matrice CCD est de 8,8 mm, la distance lentille-caméra est de 10 cm et la résolution spatiale en x vaut 0,017 mm.

Ceci nous permet de calculer les valeurs suivantes:

$$\Delta x < 3,7 \text{ mm}$$

$$\Delta y < 5,8 \text{ mm}$$

$$\Delta z < 42,3 \text{ mm}$$

On constate immédiatement que le placement du pinhole sur une table de microdéplacement est nécessaire pour réaliser la conjugaison des faisceaux, ainsi que l'emploi d'une lame de recombinaison (mélangeuse) facilement orientable.

Après les différents réglages des éclairagements et de la longueur des bras de l'interféromètre (pour laser He-Ne seulement), nous avons appliqué la DSPI à l'étude de différentes déformations, en double exposition et en temps moyenné.

6.2.2. MESURE EN TEMPS MOYENNÉ

1. Introduction

Comme nous le mentionnions dans le chapitre 1, les techniques optiques de métrologie s'avèrent particulièrement intéressantes et très performantes lorsqu'elles sont appliquées en analyse modale des structures. C'est particulièrement le cas lorsque les pièces à analyser sont légères et/ou de faible dimension.

En mécanique, d'un point de vue théorique, on peut utiliser la méthode des éléments finis pour prédire le comportement vibratoire d'un objet en se basant sur ses caractéristiques (dimensions, masse spécifique, module de Young, coefficient de Poisson, ...) ainsi que sur la manière dont il est encasté (conditions aux limites) [50]. Pour vérifier ces modèles, on a recours à l'expérience qui permettra d'affiner le système de modélisation afin qu'il corresponde au mieux aux conditions réelles (encastrement non parfait, inhomogénéité de la pièce, défauts, ...). En pratique, l'analyse modale est effectuée le plus souvent en excitant la pièce avec un excitateur électrodynamique (pot de vibration) ou avec un marteau de choc et en recueillant les données grâce à un accéléromètre fixé à la pièce. Cependant, comme la masse de l'accéléromètre est non nulle, la distribution de masse de la pièce à étudier est donc perturbée et l'effet sur les fréquences des modes propres peut devenir non négligeable (décalage des fréquences).

Dans ce cas, l'utilisation des techniques optiques est particulièrement bien adaptée et entre autres celle de la DSPI, et ce même pour des pièces encombrantes. Nous avons appliqué la DSPI plus particulièrement à l'analyse modale d'une plaque rectangulaire encastrée.

2. Résultats obtenus par DSPI

En DSPI, plusieurs méthodes de travail sont possibles, en fonction du matériel utilisé, et avec des succès différents [51, 52, 53, 54]. Nous avons d'abord travaillé par soustraction simple de deux specklegrammes sans utiliser le décalage de phase [55]. Nous avons ensuite développé la technique du "max-min scanning" décrite par E. Vikhagen [56], qui utilise énormément d'images pour une augmentation de la qualité des franges toutefois assez faible. Enfin nous avons appliqué le décalage de phase à notre système, ce qui augmente fortement la qualité des franges de DSPI [53, 57, 58, 22].

A. Soustraction du specklegramme vibrant et du faisceau de référence seul

C'est la méthode la plus simple pour diminuer le bruit de fond, mais elle est peu reproductible si le faisceau de référence n'est pas saisi quasiment en même temps que le specklegramme. Elle consiste à soustraire, en chaque point de l'objet, le niveau de gris du specklegramme "vibrant" et le niveau de gris du faisceau de référence. Le contraste des franges reste cependant faible. La qualité médiocre des franges obtenues ne permet d'ailleurs pas leur impression.

B. Soustraction du specklegramme vibrant et du specklegramme "repos"

Les résultats obtenus par cette méthode sont peu satisfaisants: les images sont très bruitées et peu reproductibles. Ceci est essentiellement dû à l'aspect aléatoire du speckle et au bruit dans l'environnement de l'interféromètre (air, vibrations parasites,...).

C. Soustraction de deux specklegrammes vibrants

L'image obtenue est exploitable mais la répartition des niveaux de gris est trop étroite; elle manque de contraste et de luminosité. Le rapport signal/bruit étant assez faible, l'amplification par un facteur multiplicatif ou le seuillage des niveaux

de gris (étalement de la distribution des niveaux de gris entre 0 et 255) n'amène que peu d'amélioration (Fig.6.2 et 6.3).

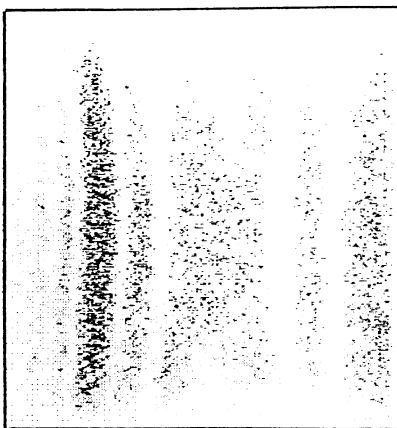


Fig.6.2: Amplification des niveaux de gris par un facteur multiplicatif.

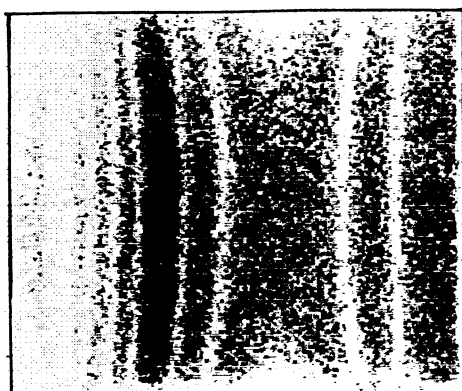


Fig.6.3: Seuillage de l'image.

Nous avons essayé d'augmenter la qualité des franges en appliquant différents types de traitements d'images (filtrage passe-bas, érosion, dilatation). Mais l'information de base reste trop bruitée et la lourdeur du traitement a posteriori est un obstacle de taille. Nous avons dès lors recherché des conditions d'acquisition qui fournissent directement des franges exploitables.

D. Max-Min scanning

Cette technique consiste à comparer, pixel par pixel, le niveau de gris de plusieurs specklegrammes par rapport à un specklegramme de référence (tous les specklegrammes sont obtenus en temps moyenné). Cette opération utilise les quatre buffers images. Elle se déroule comme suit:

Un premier specklegramme de référence est stocké dans un buffer (quadrant 512x512 de la mémoire image). On en acquiert ensuite un autre et on compare la valeur des pixels par rapport à ce specklegramme de référence. On effectue ainsi la

détection des valeurs maximales et minimales de chaque pixel. Un buffer contient l'image "maximale" et un autre l'image "minimale". Cette opération peut être répétée sur un nombre d'images sélectionné par l'opérateur. Plus le nombre d'images est grand, meilleure sera la cartographie min-max. Le résultat devient déjà satisfaisant à partir de 5 images.

On effectue la soustraction entre les buffers min et max puis le résultat est affiché. On obtient ainsi une cartographie de franges bien contrastée avec un rapport signal/bruit élevé. Ceci est obtenu grâce au moyennage statistique effectué sur l'état des pixels et ce pour plusieurs images (Fig.6.4).

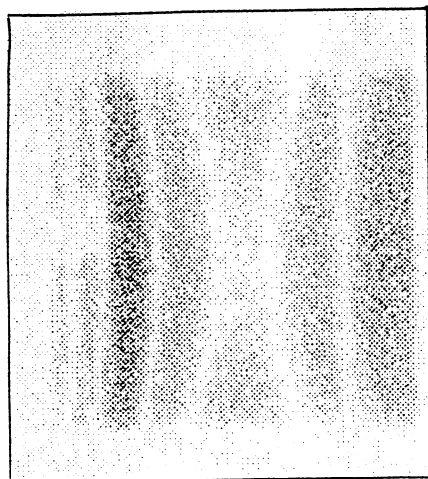


Fig.6.4: Max-Min scanning sur 20 images.

E. Décalage de phase

Grâce au logiciel APMALF que nous avons développé, quatre specklegrammes en temps moyenné sont décalés en utilisant l'algorithme "4-frame". La figure de phase résultante est soustraite à la figure de phase de l'objet au repos ou à une autre figure de phase du même mode. On obtient alors des franges d'excellente qualité, mais on perd l'information (frange brillante) concernant les noeuds de vibration. Les résultats [59, 60] sont présentés dans le texte qui suit.

3. Application

La station de DSPI en décalage de phase (PSDSPI) a été utilisée pour la détection et la détermination des modes normaux d'une plaque rectangulaire encastrée. La plaque est mise en vibration par résonance. L'excitateur est soit un haut-parleur, soit un transducteur piézoélectrique. L'utilisation du haut-parleur est préférable car il est sans contact avec la pièce. Cependant, comme le couplage est faible, il est

difficile d'exciter les modes de hautes fréquences, car l'énergie d'excitation est trop faible.

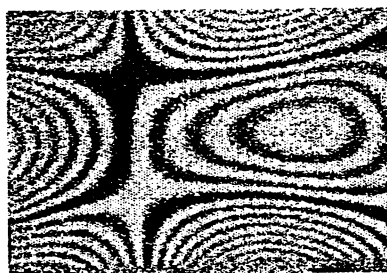
A. Détection et visualisation des modes propres par PSDSPI

La plaque est fixée dans un étau fixé à la table optique: le côté libre est long de 7.44 cm, ce qui détermine les conditions aux limites pour le calcul par éléments finis. La plaque est excitée acoustiquement en utilisant un haut-parleur piloté par un générateur de tension sinusoïdale à fréquence variable. Le specklegramme en temps moyenné est affiché en continu sur l'écran de contrôle. Lors du balayage en fréquence, la plaque vibre en passant par différents modes propres.

Les modes sont détectés par l'opérateur lorsque les franges se figent (résonance stationnaire). A la fréquence détectée, on applique alors le décalage de phase afin d'obtenir la cartographie de franges. La comparaison est effectuée entre l'image de phase de l'objet au repos et le profil de phase en temps moyenné du mode considéré.

La précision de détection de la fréquence propre, de l'ordre de quelques Hz, est liée essentiellement à la précision du générateur de fréquence, mais aussi à l'acuité de l'utilisateur à qui il incombe de discerner le gel des franges. Toutefois, dans le cas d'objets plus lourds, on peut leur fixer un petit accéléromètre qui détectera la résonance et permettra ainsi de s'affranchir du jugement humain, ou encore se baser sur une étude mécanique préliminaire.

Le principal intérêt de la DSPI est qu'elle permet non seulement de visualiser (Fig.6.5) mais aussi de détecter le mode propre de vibration (Fig.6.6).



3510 Hz

Fig.6.5: Mode de vibration à 3510 Hz, encastrement côté droit.

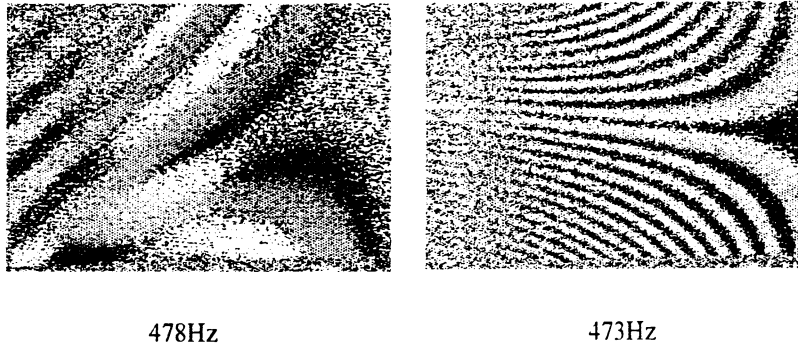


Fig.6.6 Détection du mode: Premier mode de torsion (473 Hz).

Les autres modes détectés ont été comparés avec les résultats prédits par la méthode des éléments finis ou obtenus par une analyse modale expérimentale classique.

B. Analyse dynamique par éléments finis

La plaque cantilever est en aluminium et ses dimensions sont 74.4 x 50 x 1 mm. Les propriétés de l'aluminium qui nous intéressent pour l'analyse par éléments finis sont notamment le module de Young $E = 6.725 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$ et la masse spécifique $\rho = 2640 \text{ kg/m}^3$. Le modèle éléments finis est présenté à la figure 6.7 et a été créé avec le logiciel SAMCEF [61].

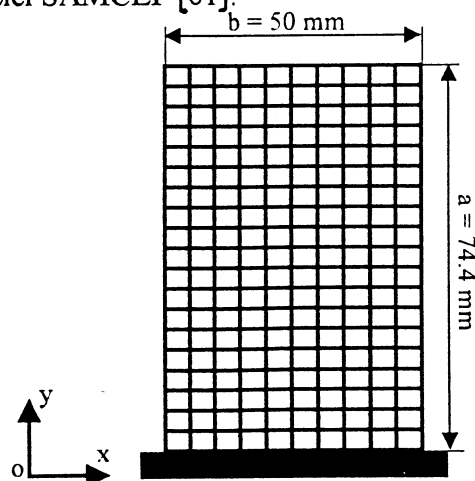


Fig.6.7: Modèle éléments finis de la plaque encastree.

La plaque est modélisée en utilisant 200 éléments quadratiques à quatre noeuds, dont résultent 1265 degrés de libertés (DOFs). Le degré de corrélation entre le modèle éléments finis et le modèle expérimental PSDSPI a été réalisé en comparant les deux premières fréquences propres. Le module d'élasticité (Young) a été corrigé en se

basant sur la formule qui donne les fréquences fondamentales d'une plaque encastree [62]:

$$f_{ij} = \frac{\lambda_{ij}^2}{2\pi a^2} \sqrt{\frac{E h^3}{12 \gamma (1-\nu^2)}} ; i = 1, 2, 3 \dots ; j = 1, 2, 3 \dots$$

où

i = nombre de demi-ondes du mode selon l'axe horizontal y ,

j = nombre de demi-ondes du mode selon l'axe horizontal x ,

λ_{ij} = paramètre sans dimension de fréquence dépendant des conditions limites appliquées aux côtés de la plaque,

a = longueur de la plaque,

b = largeur de la plaque,

E = module de Young,

h = épaisseur de la plaque,

γ = masse par unité de surface,

ν = coefficient de Poisson.

De plus, comme la plaque n'est pas encastree dans l'étau de manière parfaitement rigide, nous avons trouvé que la relaxation des degrés de liberté de rotation autour de l'axe x permettait une amélioration significative de la corrélation entre les dix premières fréquences calculées et expérimentales.

C. Analyse modale expérimentale par impact

La méthode classique d'analyse modale utilisant un marteau d'impact et un accéléromètre a été réalisée. Le dispositif expérimental est présenté à la figure 6.8. La figure 6.9 montre l'implantation des points de mesure sur la plaque.

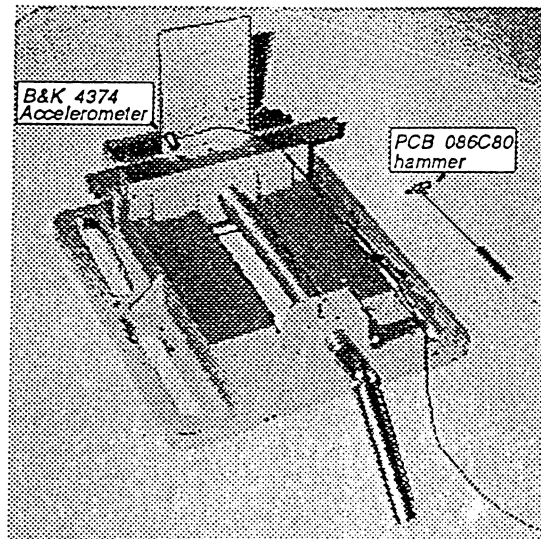


Fig.6.8: Dispositif de mesure par impact.

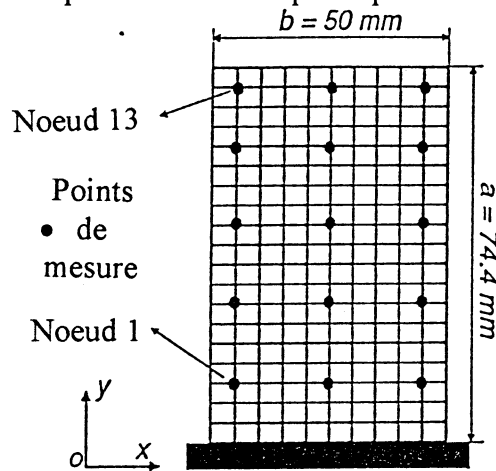


Fig.6.9: Maillage de mesure par impact.

Afin de limiter l'influence de la masse de l'accéléromètre (0.65 gramme sans le câble) sur les mesures, le relevé des fonctions de transfert a été effectué en déplaçant le marteau en chaque point de la plaque et en conservant l'accéléromètre fixé au noeud 1. Quinze réponses ont été mesurées au total. Chacune des quinze courbes de réponse en fréquence (FRF) a été mesurée en 2048 fréquences dans une largeur de bande de 0 à 2047 Hz. Un exemple de FRF est montré à la figure 6.10.

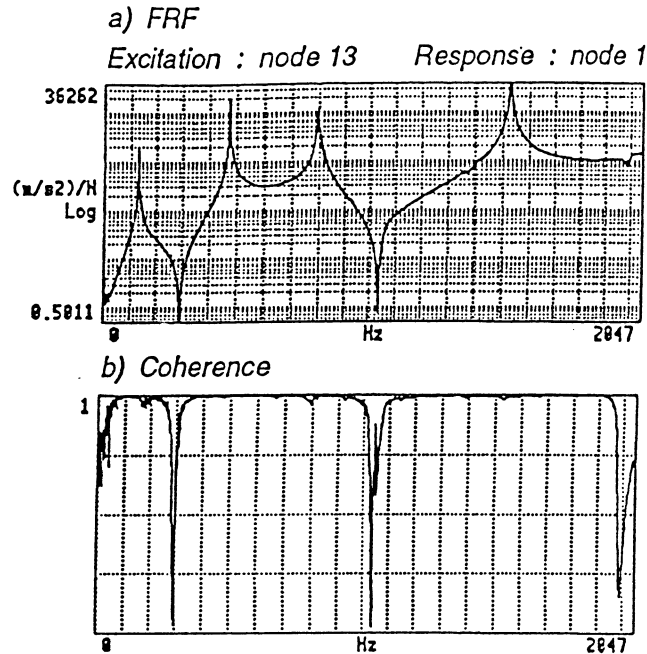


Fig.6.10: Courbe de réponse en fréquence.

L'extraction des paramètres modaux a été réalisée en utilisant la méthode "Least Squares Complex Exponential" (L.S.C.E.) [63].

D. Comparaison des résultats

Le degré de corrélation entre le modèle par éléments finis et les modèles expérimentaux obtenus a été réalisé par la comparaison des fréquences propres (tableau 6.1) ainsi que par une inspection visuelle des modes (Fig.6.11).

Mode n°	FE (Hz)	DSPI Error		Impact testing Error	
		(Hz)	(%)	(Hz)	(%)
1	131.9	133	0.83	128.1	-2.88
2	473.3	473	-0.06	472.9	-0.08
3	841.2	839	-0.23	796.5	-5.31
4	1598.1	1597	-0.07	1531.2	-4.19

Tableau 6.1: Fréquences propres mesurées et prédites.

On constate que lorsque l'on considère de petites structures, les techniques classiques d'analyse modale souffrent de certaines limitations.

D'abord l'utilisation d'un système attaché à la pièce, tel qu'un excitateur électrodynamique ou un excitateur piézoélectrique, n'est pas appropriée pour l'analyse modale de petites structures car il peut modifier énormément les propriétés modales

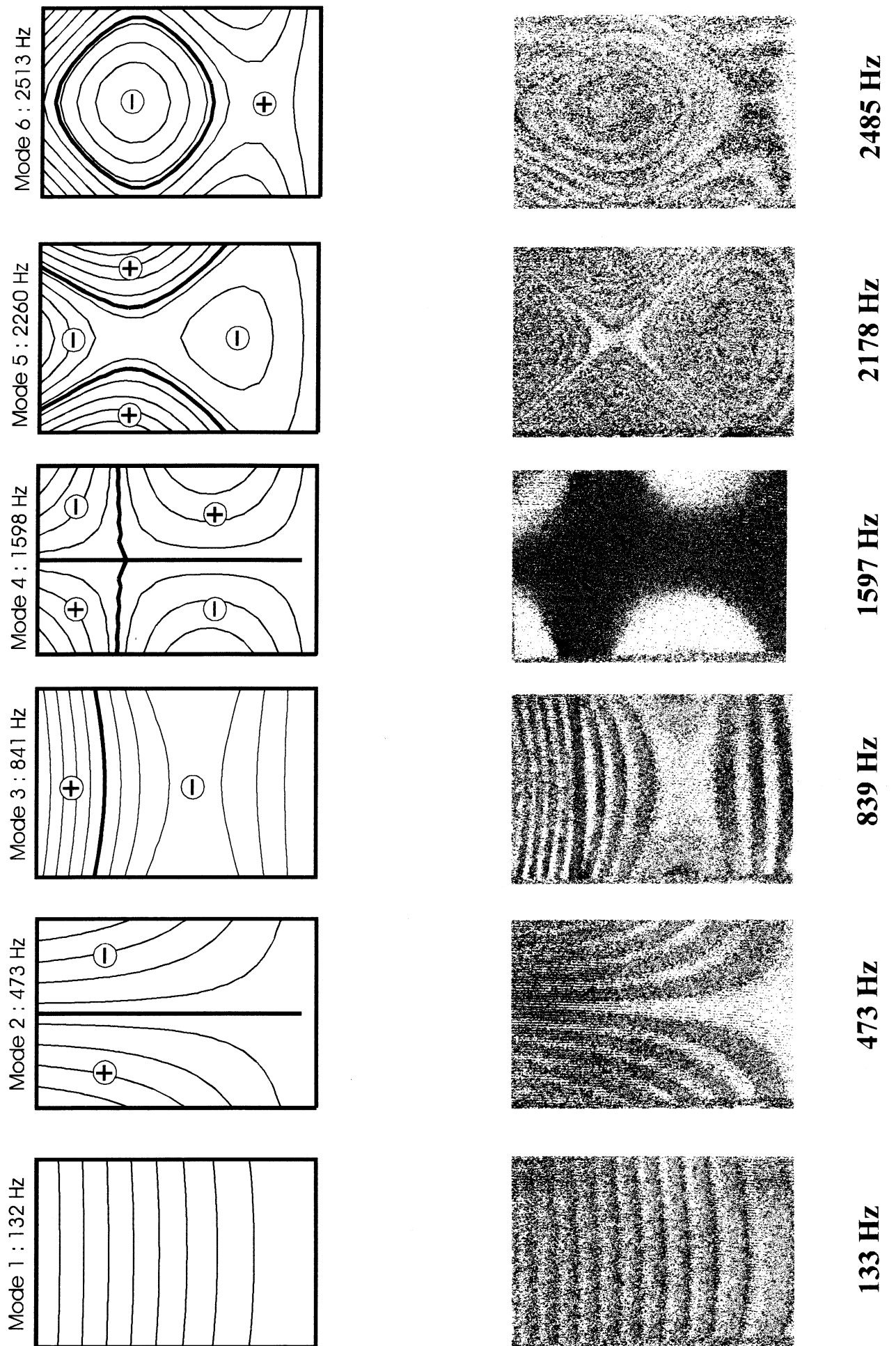


Fig 6.11: Comparaison visuelle des modes FEM et DSPI

de la structure. De plus, un excitateur électrodynamique est limité par sa gamme de fréquences de travail. Le marteau d'impact est un moyen simple d'exciter des structures en vibration. Toutefois, d'autres difficultés émanent de la nature transitoire de la vibration pendant laquelle les mesures sont réalisées. Un autre problème provient des difficultés de contrôler la force d'excitation, la position de l'impact et son orientation par rapport à la normale à la surface.

De plus, l'utilisation d'accéléromètres (ou de jauges de contrainte) perturbe également le comportement dynamique de la structure. Dans le cas étudié, lorsqu'on gardait le marteau en un point d'excitation fixe, les résonances de la plaque se situent à des fréquences légèrement différentes au fur et à mesure que l'on déplace le point de mesure (l'accéléromètre décrit le maillage). Cet effet est d'autant plus prononcé que la fréquence de résonance est élevée.

En tant que méthode de mesure sans contact, la DSPI ne souffre pas des mêmes limitations que ces techniques. De plus, elle permet d'obtenir une cartographie complète des déplacements, sans limitation du nombre de points par un maillage fini.

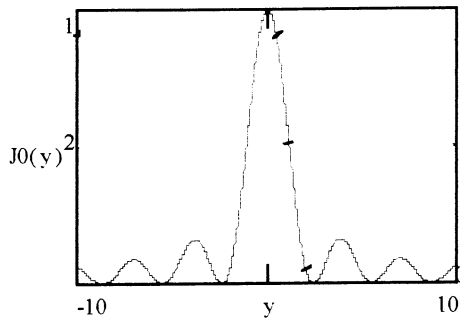
Toutefois, un inconvénient est qu'elle ne permet pas d'obtenir les fonctions de transfert, ce qui est impératif pour faire une analyse modale complète.

Enfin, bien que le résultat qualitatif soit déjà très intéressant (détermination de la fréquence et du mode propre), si on veut obtenir des mesures de déplacement quantitatives, il faut interpréter les franges obtenues.

3. Interprétation du système de franges en temps moyenné:

L'interprétation du système de franges en temps moyenné est assez complexe car il faut tenir compte de la modulation de l'éclairement par la fonction J_0^2 de Bessel. Comme notre étude s'est plus particulièrement attachée au dépouillement de profil de phase obtenu en double exposition (cas statique et quasi-statique), nous ne citerons ici que les principales méthodes déjà existantes dans la littérature.

Rappelons que les franges obtenues sont modulées par la fonction de Bessel d'ordre zéro. Ainsi aux noeuds de vibration, la fonction J_0^2 est maximum et on observe une frange très brillante. Pour les autres points de dépouillement, il faut tenir compte de la valeur des différents zéros de la fonction pour remonter au déplacement en chaque point.



Graphique de la fonction J_0^2

Le dépouillement manuel des specklegrammes en temps moyenné est long et fastidieux, et il se résume alors en un dépouillement suivant les points d'un maillage donné.

Des systèmes de DSPI ont été spécialement développés pour mesurer des vibrations. Les plus connus ont été élaborés par O.J. Lökberg et par K.A. Stetson [64, 22].

Le système RETRA 1000 de O.J. Lökberg est notamment destiné à la mesure des très faibles amplitudes de vibration. Il est même capable de mesurer les vibrations de l'air engendrées par un haut-parleur.

Le principe consiste à travailler dans la zone linéaire du premier maximum de J_0^2 en utilisant une modulation sinusoïdale de la phase du faisceau de référence. La modulation de la référence est placée à une valeur qui détermine le point de fonctionnement au centre de la partie linéaire de J_0^2 . Après avoir calculé la pente de cette droite, l'algorithme "4-frame" est appliqué au système, ce qui permet d'obtenir l'amplitude et la phase de la déformation.

Pour réaliser cela, il faut disposer du matériel qui permet de moduler sinusoïdalement le faisceau de référence et de générer les décalages de phase.

De plus, la carte de traitement d'images doit pouvoir acquérir jusqu'à 16 images en mémoire et posséder une unité de traitement arithmétique et logique (ALU) pour traiter les images à la vitesse d'acquisition (frame speed) avec des LUTs. Toutefois ceci est réalisé au détriment de la résolution spatiale car les images ont une taille de 128 x 128 pixels. Enfin, la qualité des images est augmentée en effectuant un moyennage sur les specklegrammes dès leur saisie.

6.2.3. MESURE PAR DOUBLE EXPOSITION

Le terme double exposition désigne la prise de deux images séparées dans le temps par l'application d'une contrainte à l'objet. Les figures de phase sont obtenues par le logiciel APMAL, puis sont traitées par DIGRO pour le déroulage et sont lissées par UMASS. Ensuite, elles peuvent être exploitées par des logiciels de présentation (BIM3D, VALMAILLO, VALMAILI) (cf. annexe) qui permettent la visualisation des résultats en graphique 3-D et en vecteurs.

1. Contraintes appliquées aux objets

Dans tous les cas, la contrainte appliquée à l'objet doit être appropriée au type de mesure que l'on veut effectuer. Nous scinderons le terme déplacement que nous avons utilisé dans le texte précédent en plusieurs catégories :

- les déplacements purs (rotation, inclinaison (tilt)),
- les déformations,
- les perturbations générées par des défauts.

Pour les mesures de déplacements purs, on utilise des platines de rotation ou l'action d'une vis micrométrique.

Pour les mesures de déformations, les variations de température ou de pression sont couramment utilisées. L'application d'une force peut aussi être employée.

Pour la détection de défauts, toutes les méthodes précitées peuvent convenir; le but étant de faire apparaître le défaut par une inhomogénéité dans la distribution de franges.

Nous avons d'abord travaillé par simple soustraction puis par décalage de phase.

2. Soustraction simple

Dans le cas de la soustraction simple, on saisit deux specklegrammes de l'objet à étudier, l'un avant et l'autre après déformation. La différence des niveaux de gris entre chaque specklegramme résulte de la variation de l'éclairement en chaque grain de speckle générée par le changement de chemin optique provoqué par la déformation.

Après soustraction; on obtient une cartographie de franges sombres et claires (Fig.6.12). L'exploitation qualitative de ce type de franges est simple mais le bruit inhérent au speckle est un inconvénient majeur pour le dépouillement automatique. De plus, un dépouillement subfrange est quasiment impossible. Pour augmenter la qualité

des franges et permettre une exploitation quantitative des résultats, nous avons appliqué le décalage de phase à notre système (algorithme "4-frame").

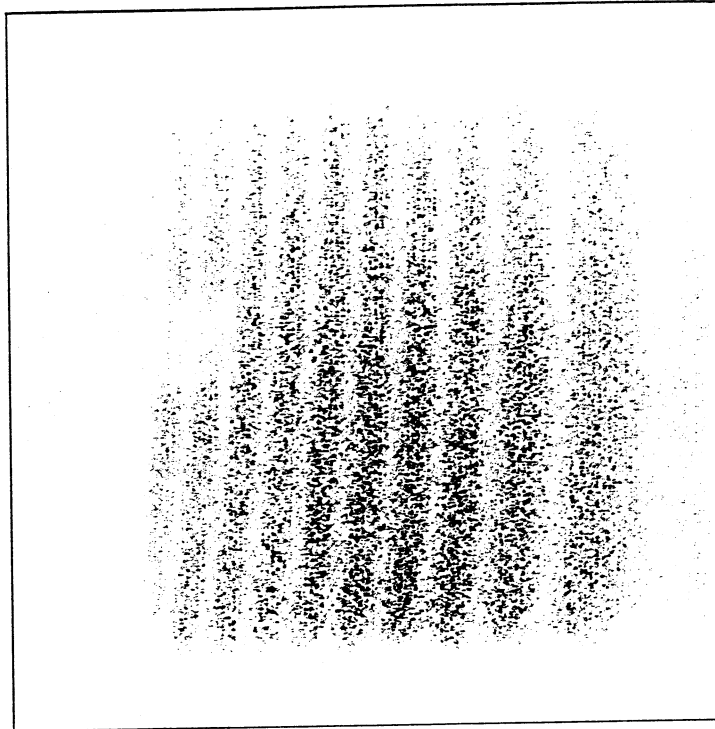


Fig.6.12: Soustraction simple: tilt de $3\mu\text{m}$ coin supérieur gauche, encastrement côté droit (côté gauche: carré à faible contraste généré par adhésif rétro réfléchissant).

3. Décalage de phase

Comme nous l'avons déjà décrit, le décalage de phase permet de coder la phase en tout point de l'objet avant et après déformation. La soustraction des deux figures de phase résultantes permet d'obtenir une cartographie de franges codées en niveaux de gris. Ceci est réalisé par le logiciel APMAL.

Grâce au codage en niveaux de gris, on peut dérouler avec l'algorithme DIGRO le système de franges (une frange = 2π de déphasage) pour obtenir un profil de phase continu.

Ce profil de phase est ensuite lissé par l'algorithme UMASS, qui permet d'affecter un déplacement aux pixels invalides. Le profil de phase continu est stocké sur le disque dur de l'ordinateur pour pouvoir être exploité par des logiciels graphiques permettant la représentation tridimensionnelle ou en vecteurs d'amplitude proportionnelle au gradient de déplacement en chaque point d'un maillage. Si nécessaire, il est également possible d'obtenir un listing complet des déplacements de l'objet. Ce listing comprend la position et le déplacement en chaque point ainsi que le type de mesure effectuée.

4. Résultats obtenus par décalage de phase

Les objets sont fermement fixés à la table optique et sont éclairés uniformément, quand c'est possible, par un faisceau lumineux issu d'un filtre spatial. Généralement, ils ont été pulvérisés de poudre de ressuage *Turco NAD Developer* afin d'augmenter la diffusion de la lumière incidente et l'effet de speckle.

A. Déplacement pur

Inclinaison

Les specklegrammes obtenus ont été générés en éclairant l'objet avec un laser He-Ne qui délivre une puissance de 10 mW à la longueur d'onde de 632.8 nm.

Nous avons effectué les mesures de déplacement pur (en excluant les déplacements rigides du solide entier (rigid body motion)) sur le cas type d'une plaque encadrée. Un côté est rigidement maintenu dans un étau tandis que le côté opposé n'est fixé qu'en un point. La perturbation qui engendre le déplacement est générée par l'appui d'une vis micrométrique au centre de la plaque. La figure 6.13 présente deux des résultats obtenus; un filtre médian a été appliqué afin d'augmenter la qualité de l'impression (le filtre médian réalise le classement en ordre croissant des niveaux de gris des pixels d'un kernel de dimension 3 x 3 centré sur le pixel filtré et octroie à ce dernier la valeur centrale (médiane) de ce classement. Il est particulièrement bien adapté à l'élimination du speckle dans les images). Le profil de franges obtenu est caractéristique du décalage de phase (profil en dents de scie).

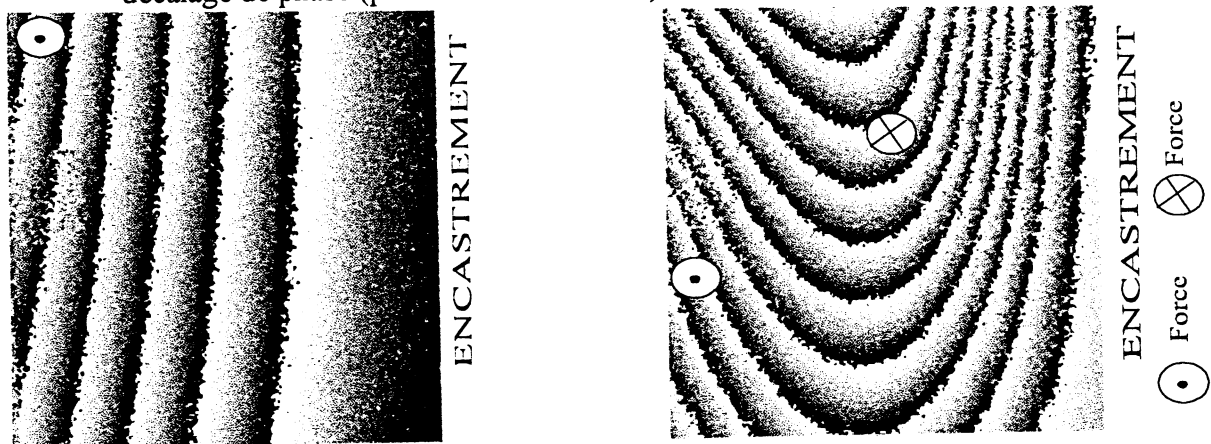
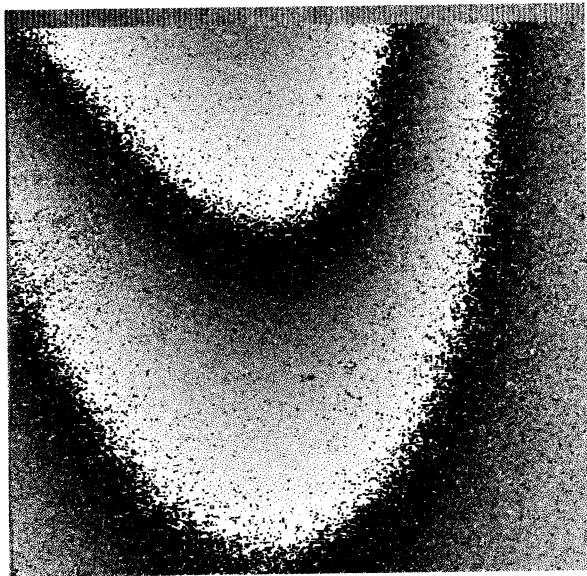
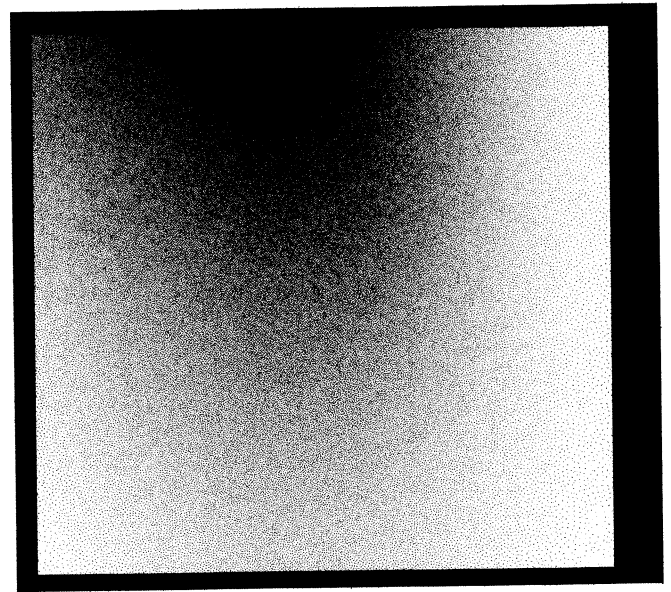


Fig 6.13: Franges de décalage de phase

La figure 6.14 présente un résultat obtenu pour une force de poussée plus faible. On peut observer le BIM enroulé et le BIM déroulé ainsi qu'une représentation tridimensionnelle des déplacements. Dans tous les cas présentés, le bleu profond correspond au déplacement minimal et le rouge vif au déplacement maximal. Les



tord: enroulé



tord: déroulé

Cartographie hors plan

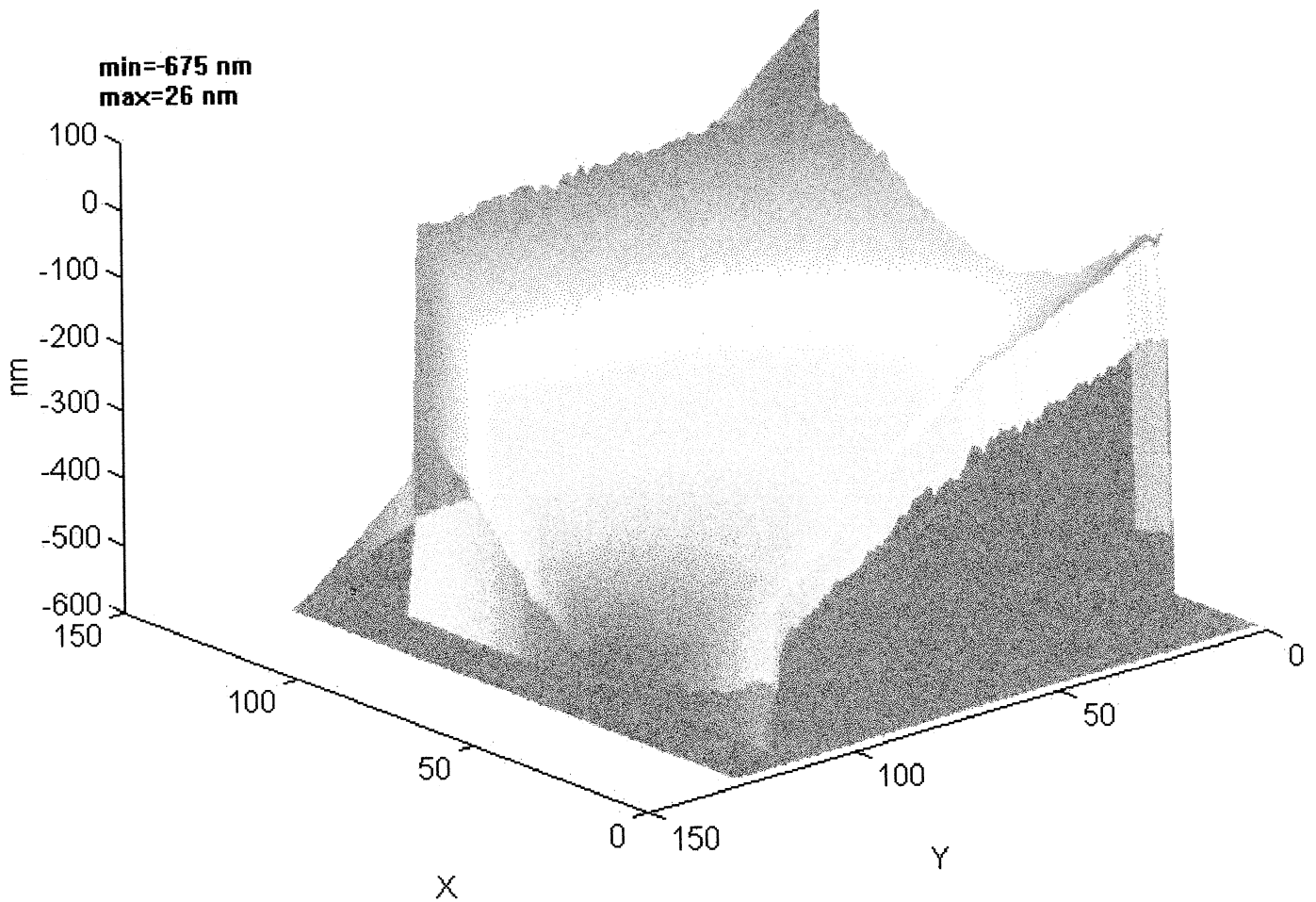


Fig.6.14

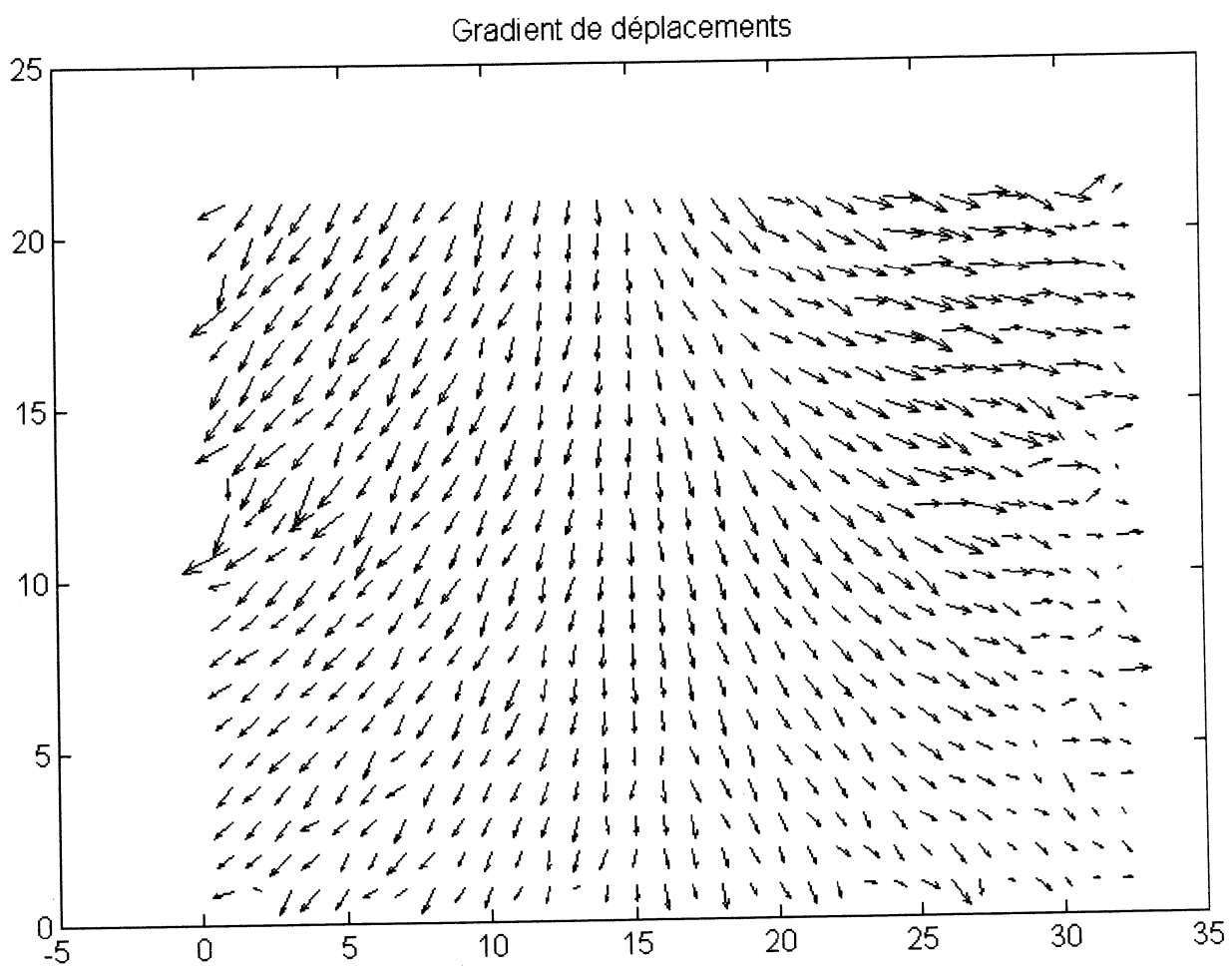


Fig.6.15

nuances entre ces extrêmes sont affichées selon une rampe de couleurs (ici, on n'en aperçoit que le sommet). Le point de déplacement nul (ngnul) est choisi au centre de l'encastrement (côté droit).

La figure 6.15 présente les gradients de déplacement pour un maillage défini.

Rotation

Les specklegrammes obtenus ont été générés en éclairant l'objet avec un laser YAG, pompé par une diode laser, qui délivre 400 mW à la longueur d'onde de 532 nm. Ce laser est idéal pour la station DSPI car il génère une puissance lumineuse suffisante et il est très cohérent, il est très peu encombrant et ne nécessite pas de grosse unité électrique.

En plaçant un cube d'aluminium sur une platine de rotation, nous avons également qualifié notre système en rotation hors plan. La figure 6.16 (fichier "rotopyag") montre le résultat obtenu lorsque l'on définit un point de l'axe de rotation comme fixe (ngnul sur axe parallèle aux franges au centre de l'image). On remarque que la pièce n'était pas parfaitement centrée car les déplacements extrêmes ne sont pas égaux. Sur le graphique des gradients de déplacement (Fig.6.17), on constate que, pour une rotation pure, les vecteurs du gradient de déplacement sont identiques en chaque point de l'objet (pas de déplacement relatif des points de l'objet).

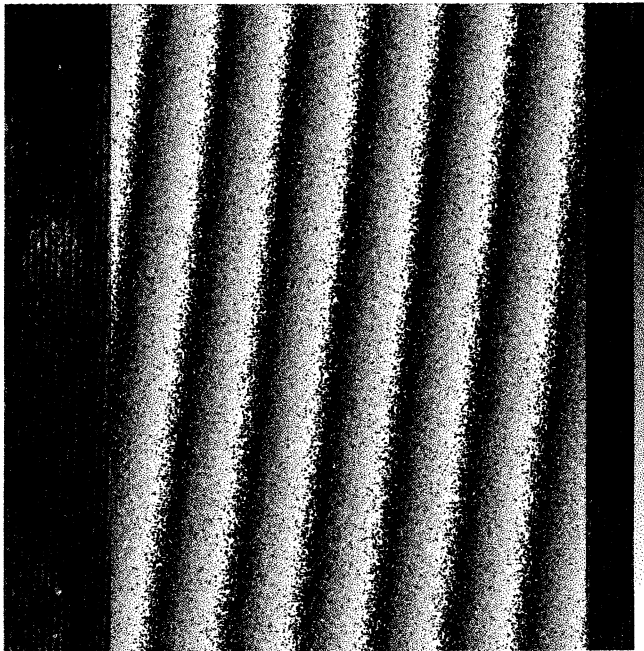
Tableau 6.2: Listing des déplacements suivant un maillage défini.

B. Déformation et détection de défauts

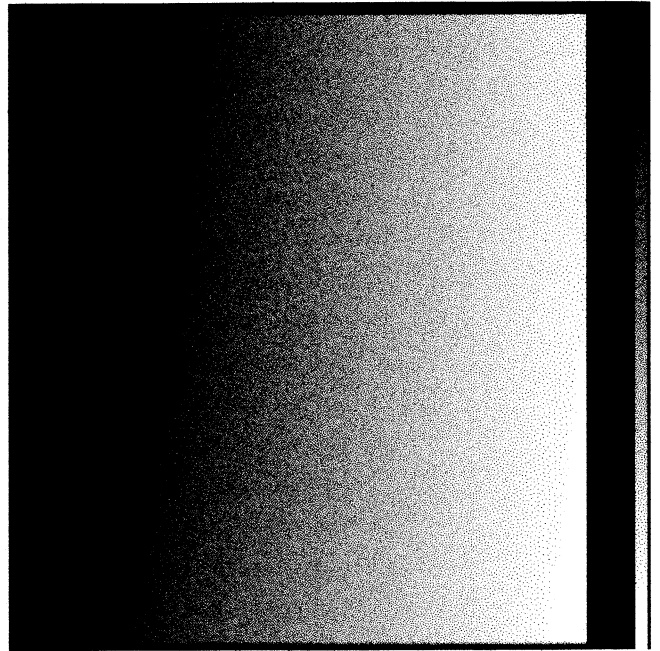
Les specklegrammes obtenus ont été générés en éclairant l'objet avec un laser Ar⁺ qui délivre une puissance de l'ordre du watt à la longueur d'onde de 514 nm.

Les objets étudiés sont des panneaux structurels d'avionique (que nous appellerons P1 et P2 pour des raisons de confidentialité) en matériau composite qui comportent des défauts de fabrication témoins. La taille de P1 et P2 est de l'ordre du mètre carré. Dans les résultats présentés, les images "wingn2" et "wingl" se rapportent à différentes zones de P1 et les images "trou" et "beam" à différentes zones de P2.

Ce travail a été effectué en collaboration avec le Centre Spatial de Liège (Département d'Optique non linéaire), qui a réalisé une étude en parallèle par holographie en temps réel. Dans ce cas, on utilise un matériau d'enregistrement non-linéaire (cristal de BSO, 1 cm² de surface, sensibilité ≈ 1 mJ/cm²), qui permet d'enregistrer un hologramme sans aucun développement. Un premier hologramme de l'objet est enregistré puis un autre de l'objet perturbé lui est superposé. Il en résulte



rotopyag: enroulé



rotopyag: déroulé

Cartographie hors plan

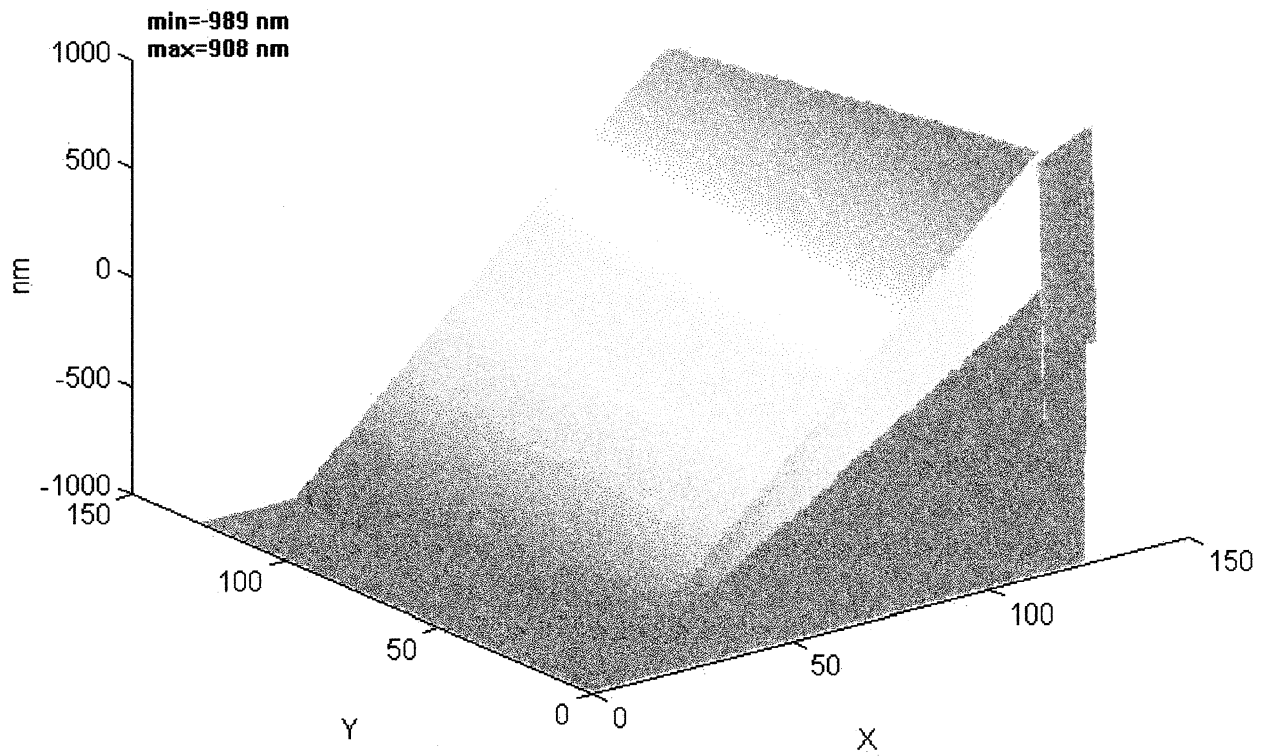


Fig.6.16

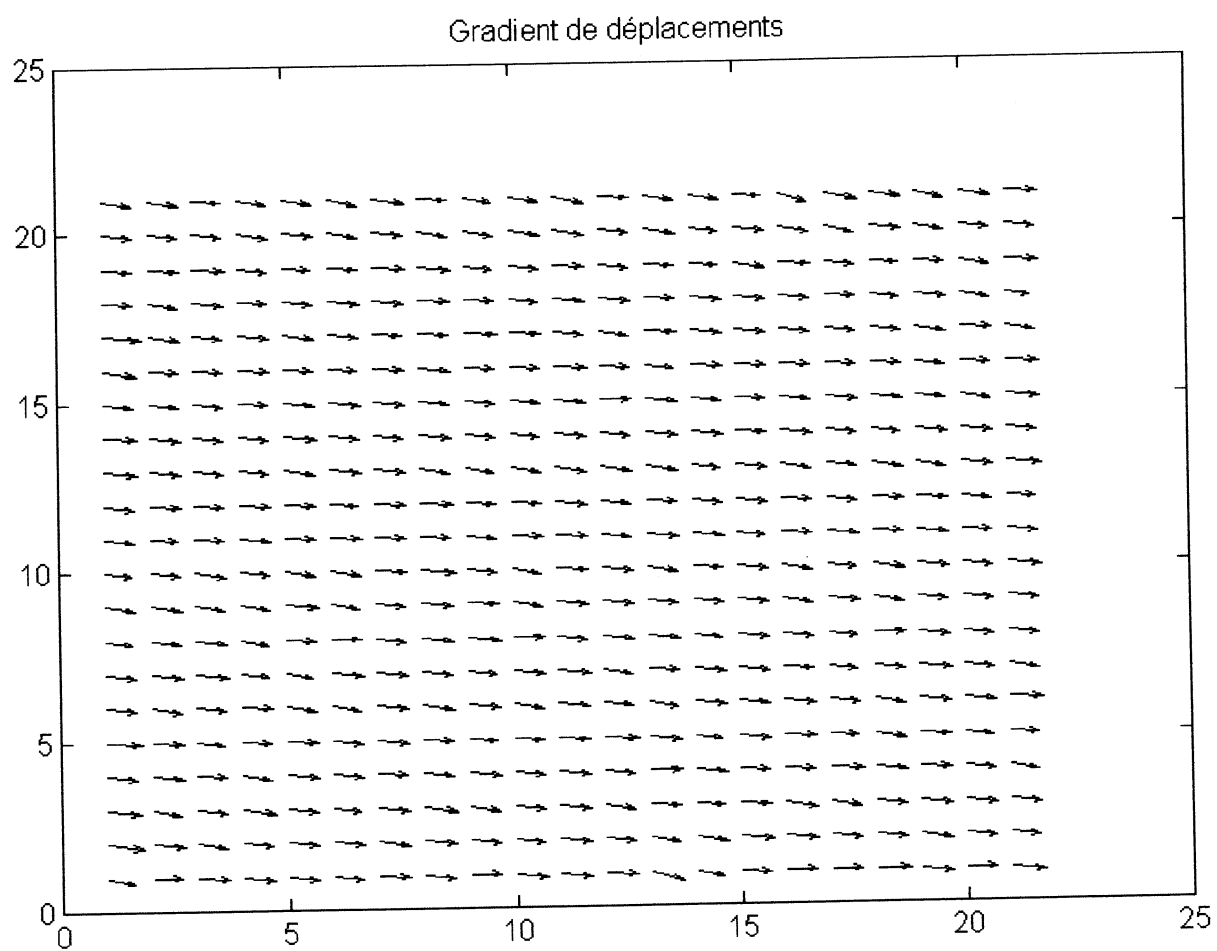


Fig.6.17

FICHIER d:\excel\apsxl\doct.xls:maillage de ropyagu5.bmp				
Pas	X:74	Y:98		05/05/1994
Cadre de maillage				delay: 10 s
xmin= 86	ymin= 14	xmax= 459	ymax= 503	
Facteur de conversion= 0.128853				
Point de zerodeplacement		x= 271	y=258	
x	y	dep (nm)		
86	14	-978.9		
160	14	-636.3		
234	14	-301.8		
308	14	32.6		
382	14	367.1		
456	14	701.5		
86	112	-930		
160	112	-579.2		
234	112	-244.7		
308	112	97.9		
382	112	432.3		
456	112	766.8		
86	210	-881		
160	210	-530.2		
234	210	-203.9		
308	210	146.8		
382	210	473.1		
456	210	815.8		
86	308	-815.8		
160	308	-489.5		
234	308	-146.8		
308	308	195.8		
382	308	546.6		
456	308	864.7		
86	406	-775		
160	406	-440.5		
234	406	-89.7		
308	406	244.7		
382	406	595.5		
456	406	913.6		

Tab.6.2

des franges d'interférences caractéristiques du déplacement. Comme c'est une méthode holographique, elle requiert un matériau à haute résolution spatiale (environ 2000 lp/mm, soit un interfrange de 0.5 μm pour les franges d'interférences qui forment l'hologramme), ce qui engendre une sensibilité beaucoup plus importante aux perturbations extérieures que la DSPI qui utilise les grains de speckle de taille largement supérieure (environ 20 μm). L'interférométrie holographique permet de suivre l'évolution de la déformation et d'enregistrer l'interférogramme obtenu en l'observant grâce à une caméra placée derrière le cristal photoréfractif. Pour une distance caméra-objet de 1,5 m, la zone visualisée de l'objet est d'environ 20 x 30 cm avec une caméra munie d'un objectif de 26 mm de distance focale et ouvert à 1. En DSPI, nous utilisons le montage classique OPI. Avec une lentille de 10 cm de distance focale, la zone de mesure vaut 8 x 6 cm. Cette zone de mesure pourrait être agrandie en remplaçant la lentille par un zoom classique couplé avec un système de lentille de relais (le zoom forme l'image primaire qui est transférée sur le CCD par la lentille de relais).

Les mesures holographiques ont été réalisées classiquement (pas de décalage de phase) tandis que nous avons utilisé la DSPI à décalage de phase (PSDSPI), ce qui permet d'obtenir des résultats quantitatifs.

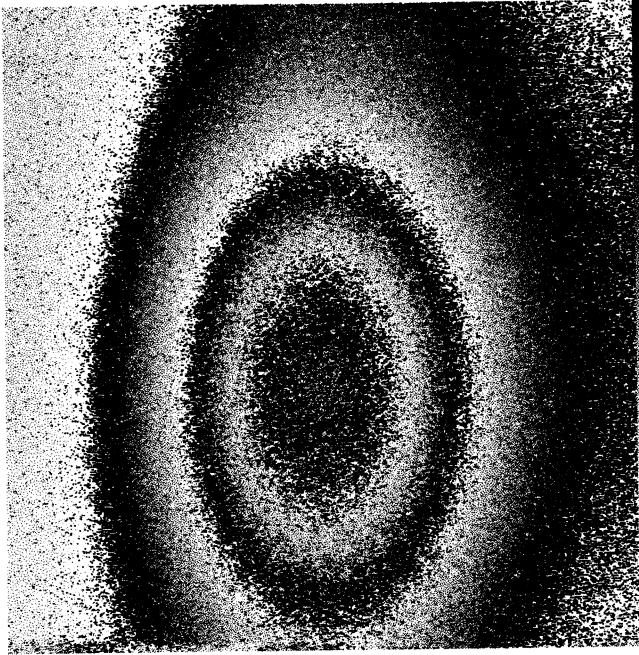
Déformation

La figure 6.18 montre les franges de DSPI provoquées par l'application d'une contrainte thermique locale (doigt de bois refroidi à la température de l'azote liquide) au panneau P1. Les franges sont obtenues en soustrayant la phase calculée après 32 s de la phase après 24 s de l'application du doigt froid pendant 3 s sur l'arrière de l'objet (réchauffement). Le maximum de déplacement vaut environ 700 nm après correction de la sensibilité (angle de 15°), le point de déplacement nul est situé dans le coin supérieur droit. La figure 6.19 montre les gradients de déplacement.

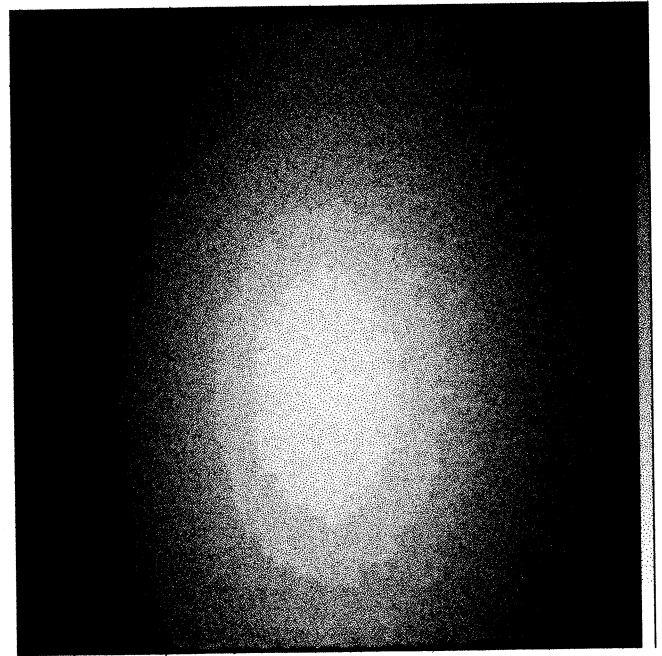
Détection de défauts

La méthode la plus efficace de sollicitation s'est avérée être une variation de température par palier. La source de chaleur est soit une lampe infrarouge, soit un radiateur infrarouge qui chauffe uniformément la face avant de la zone d'étude.

Pour le panneau P1, les défauts témoins sont difficilement mis en évidence. Dans le temps qui nous était imparti, nous n'avons pas pu les détecter correctement.



wingn2: enroulé



wingn2: déroulé

Cartographie hors plan

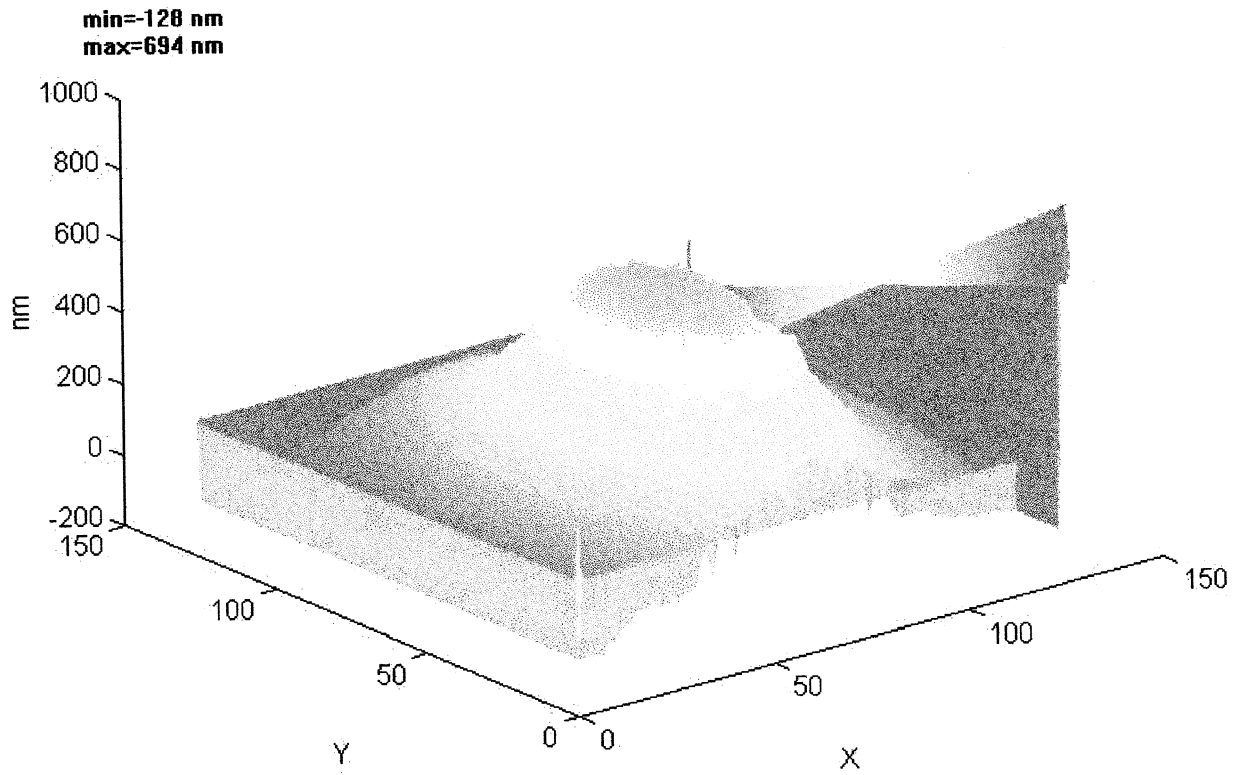


Fig.6.18

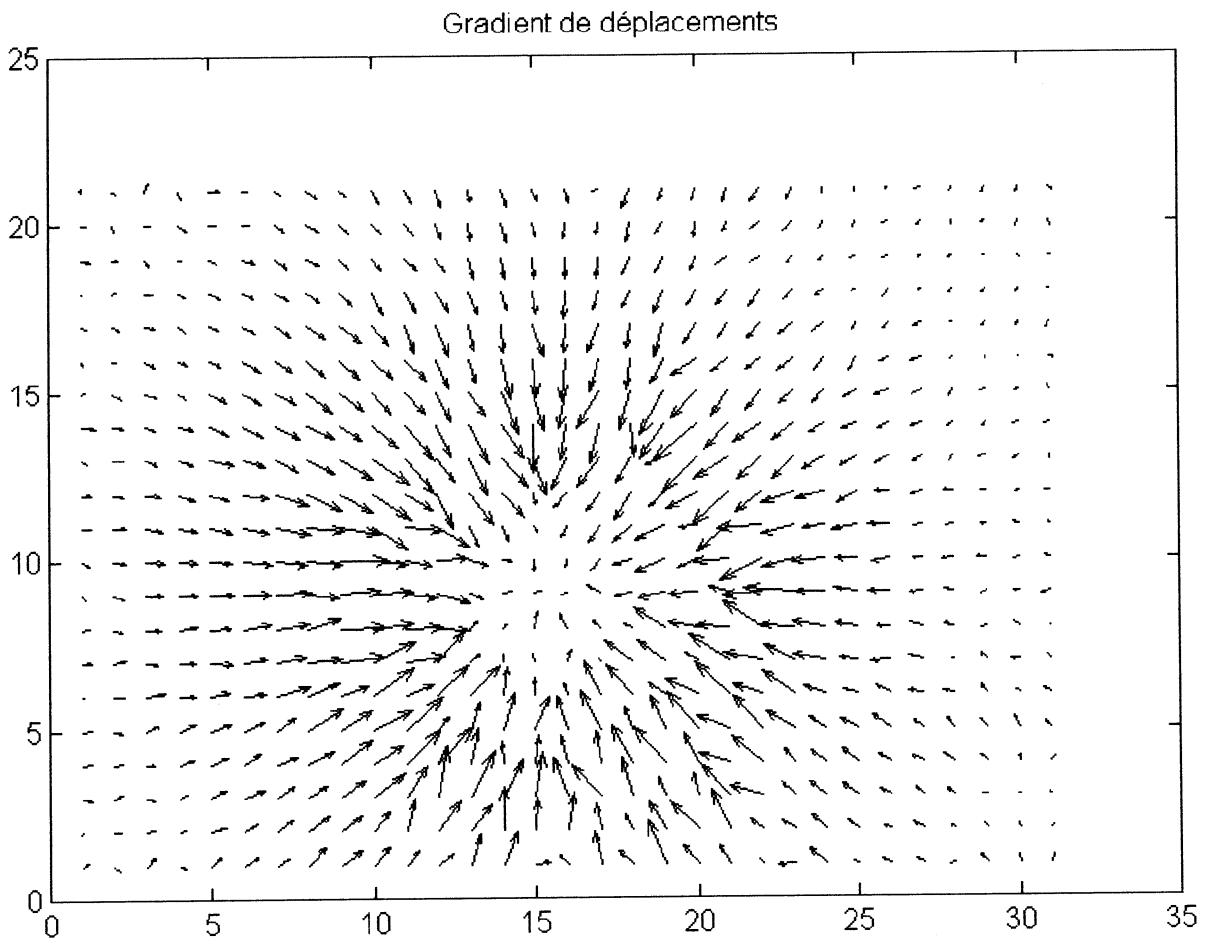


Fig.6.19

Par contre, on distingue très bien les différents composants du panneau. Les figures 6.20 et 6.21 mettent en évidence la présence d'un raidisseur de la structure, situé sur la face arrière (différence de phase entre $T=43^{\circ}\text{C}$ et $T=15^{\circ}\text{C}$).

Les franges obtenues sont typiques de la présence d'un défaut ou d'une inhomogénéité de la structure; elles sont brisées ou discontinues là où se situe le raidisseur.

Pour le panneau P2, la sollicitation est identique (palier de température).

Les figures 6.22 et 6.23 mettent en évidence la présence d'un défaut d'impact, qui est particulièrement bien visible lorsqu'on regarde les gradients de déplacements.

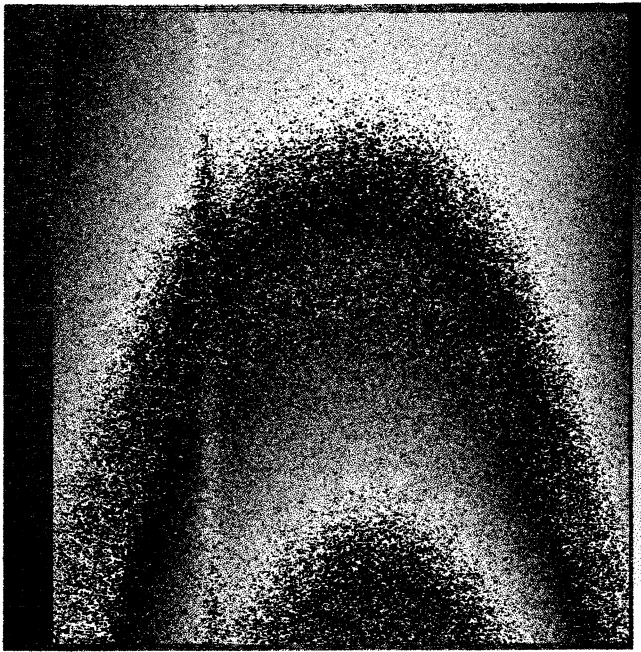
Une autre zone du panneau 2 contenait des variations d'épaisseur du matériau. Les figures 6.24 et 6.25 présentent les résultats obtenus pour une différence de température de 1°C (état de départ à 35.2°C) réalisée en 30 s. On distingue très bien le saut d'épaisseur et éventuellement un défaut de collage (côté inférieur, au centre).

Comparaison des résultats

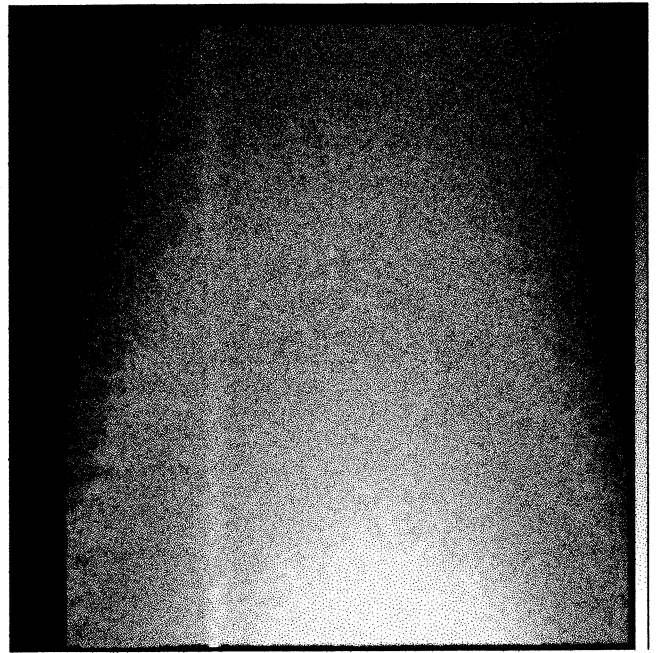
Les figures 6.26 et 6.27 présentent deux des interférogrammes obtenus par interférométrie holographique, pour P1 et P2.

Les résultats obtenus sont tout à fait comparables tant pour la DSPI que pour l'interférométrie holographique. Si on applique le décalage de phase à l'interférométrie holographique, il est également possible d'obtenir des mesures de déplacement quantitatives. Dans ce cas, on applique le décalage de phase dans le faisceau de référence de l'hologramme que l'on vient superposer à celui qui est déjà enregistré dans le cristal photoréfractif.

La différence majeure entre les deux techniques est que la DSPI enregistre directement les images sans passer par un milieu de transfert qui forme les franges d'interférence. De plus, comme nous le signalions dans le texte plus haut, la DSPI est beaucoup moins sensible (environ 40 fois) aux perturbations extérieures que l'interférométrie holographique. Ceci est très important notamment quand on étudie des objets de grande taille, qu'on ne peut pas toujours fixer rigidement à la table optique. Enfin, elle ne requiert pas autant d'énergie lumineuse car la qualité des franges ne dépend que de la sensibilité de la caméra, et pas d'un milieu enregistreur quelconque.



wingl: enroulé



wingl: déroulé

Cartographie hors plan

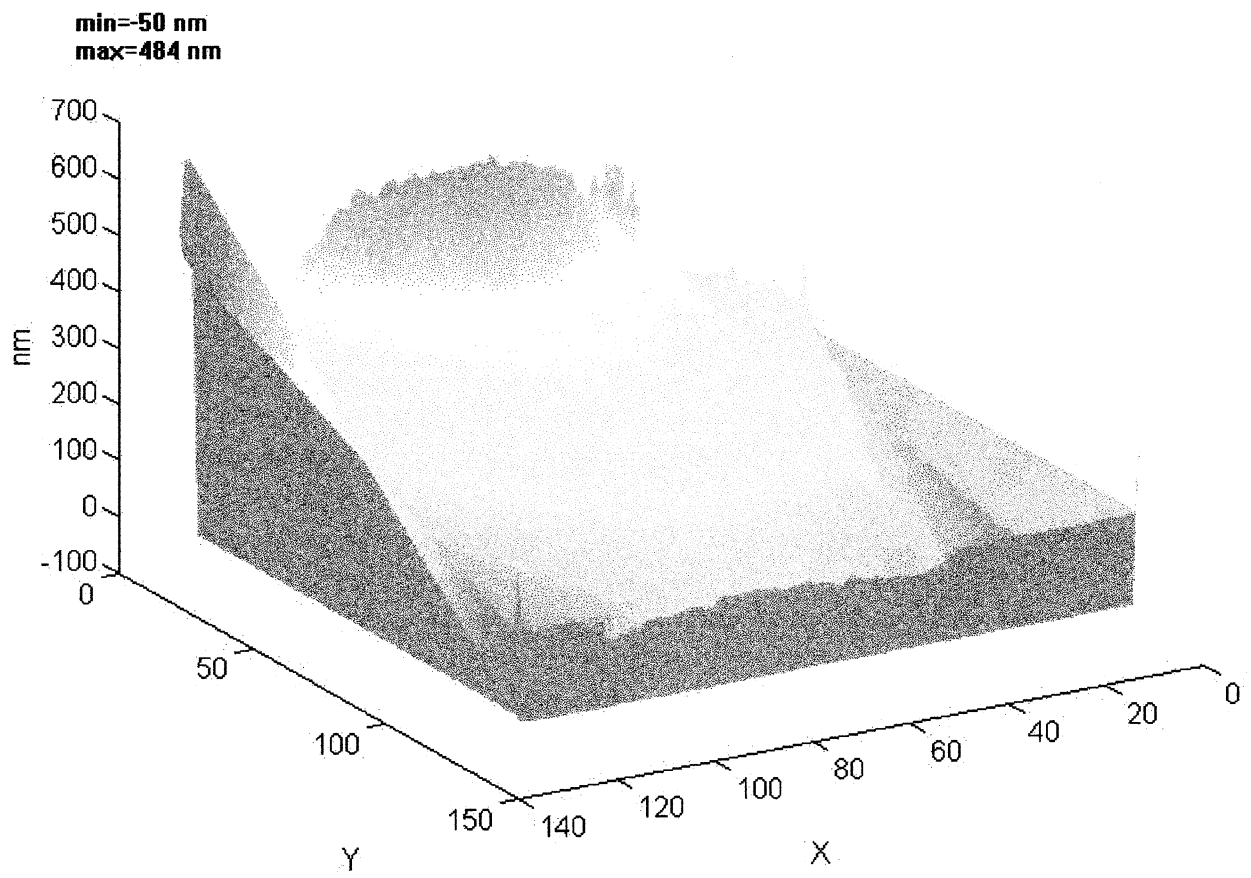


Fig.6.20

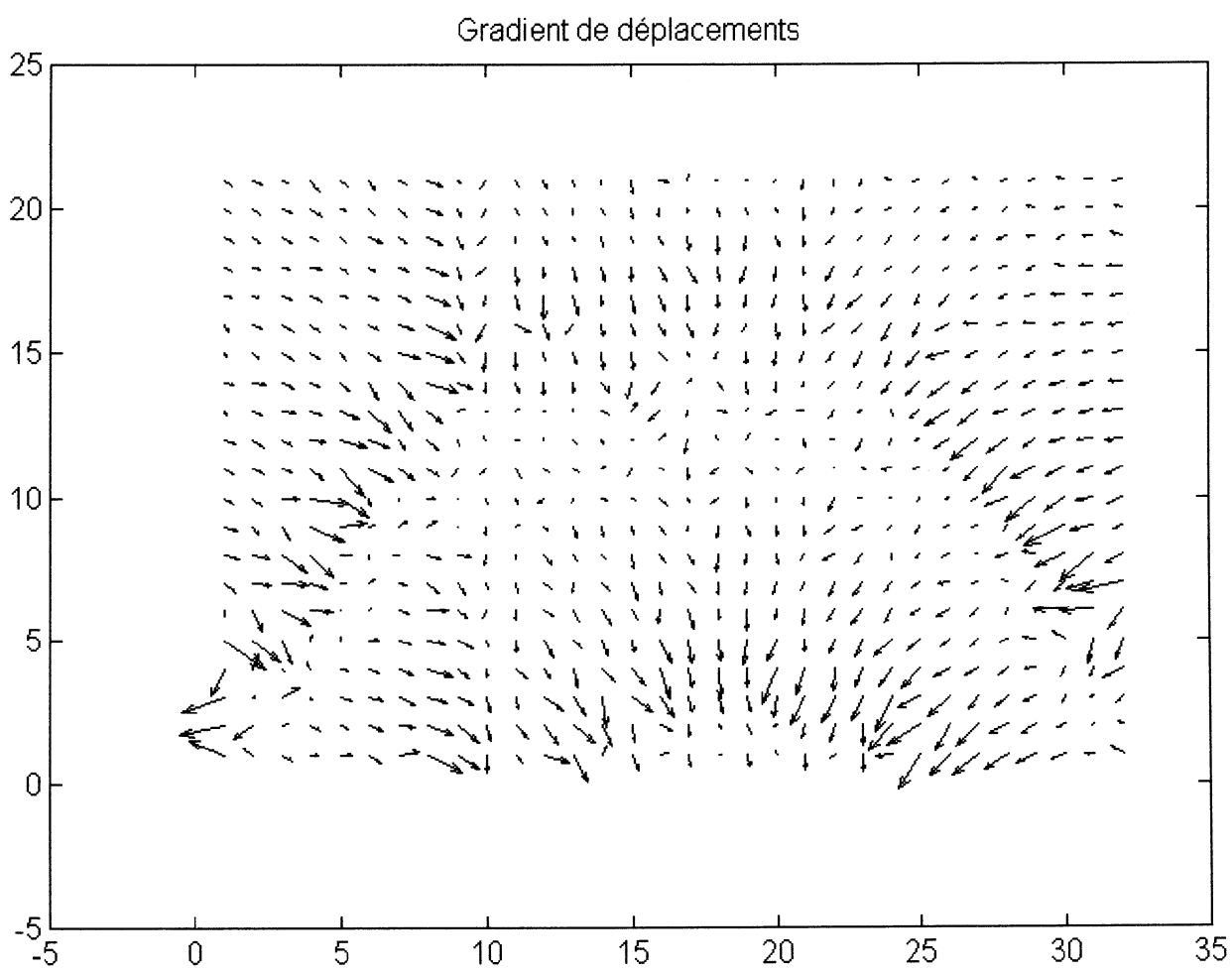
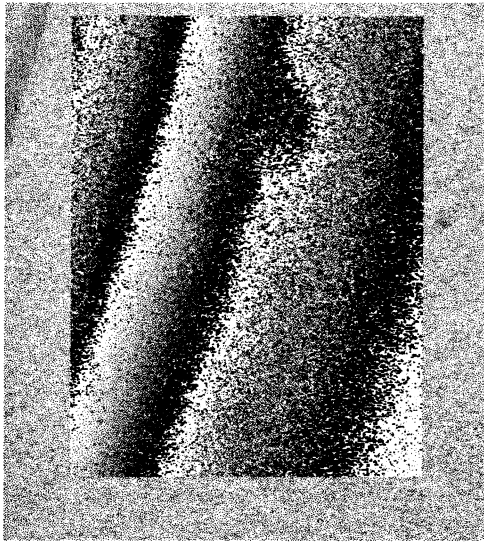
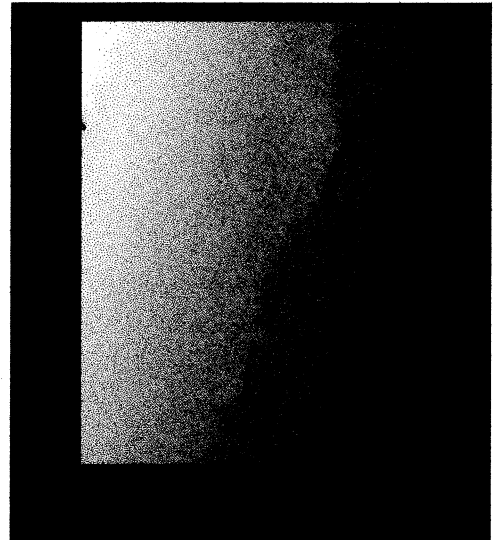


Fig.6.21



trou: enroulé



trou: déroulé

Cartographie hors plan

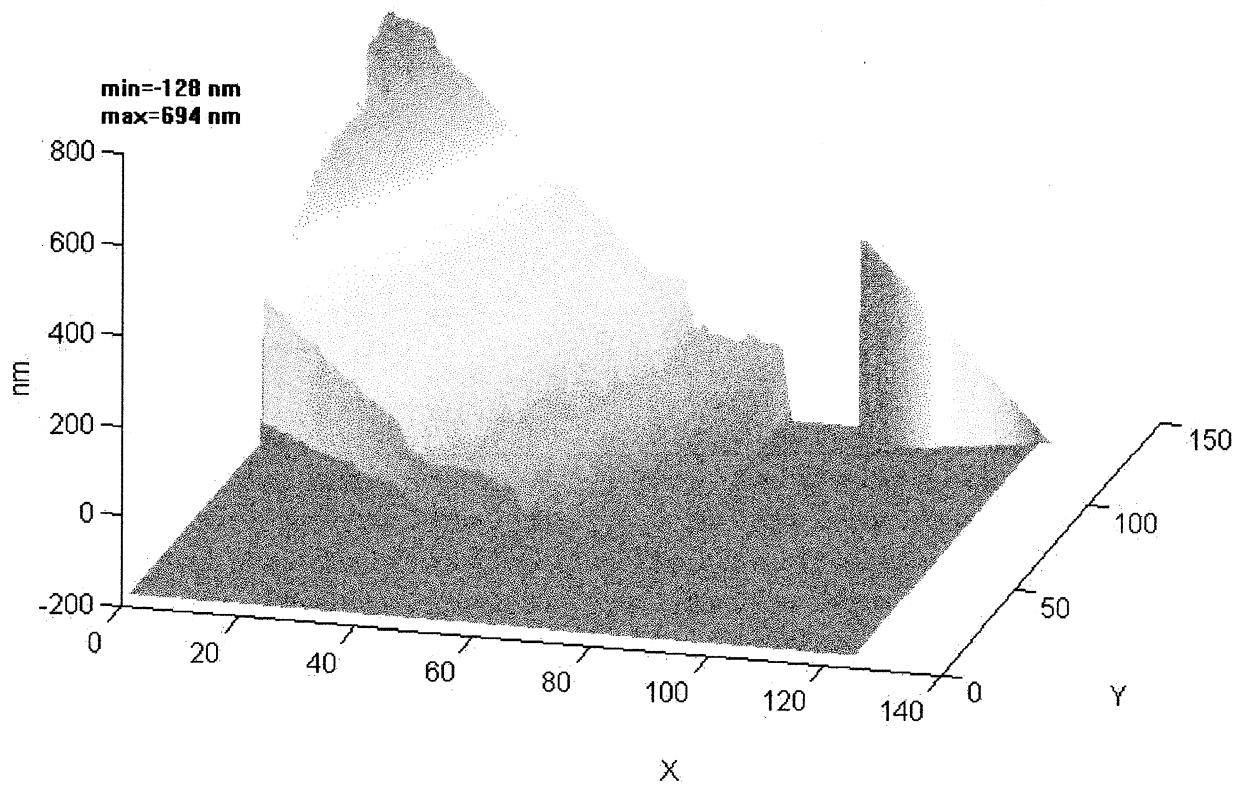
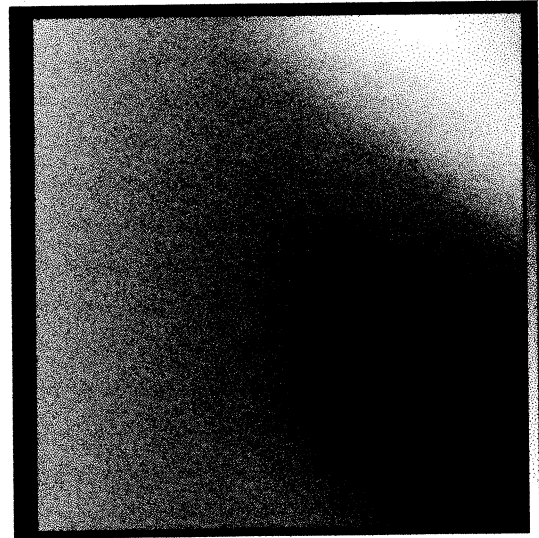


Fig.6.22



beam: enroulé



beam: déroulé

Cartographie hors plan

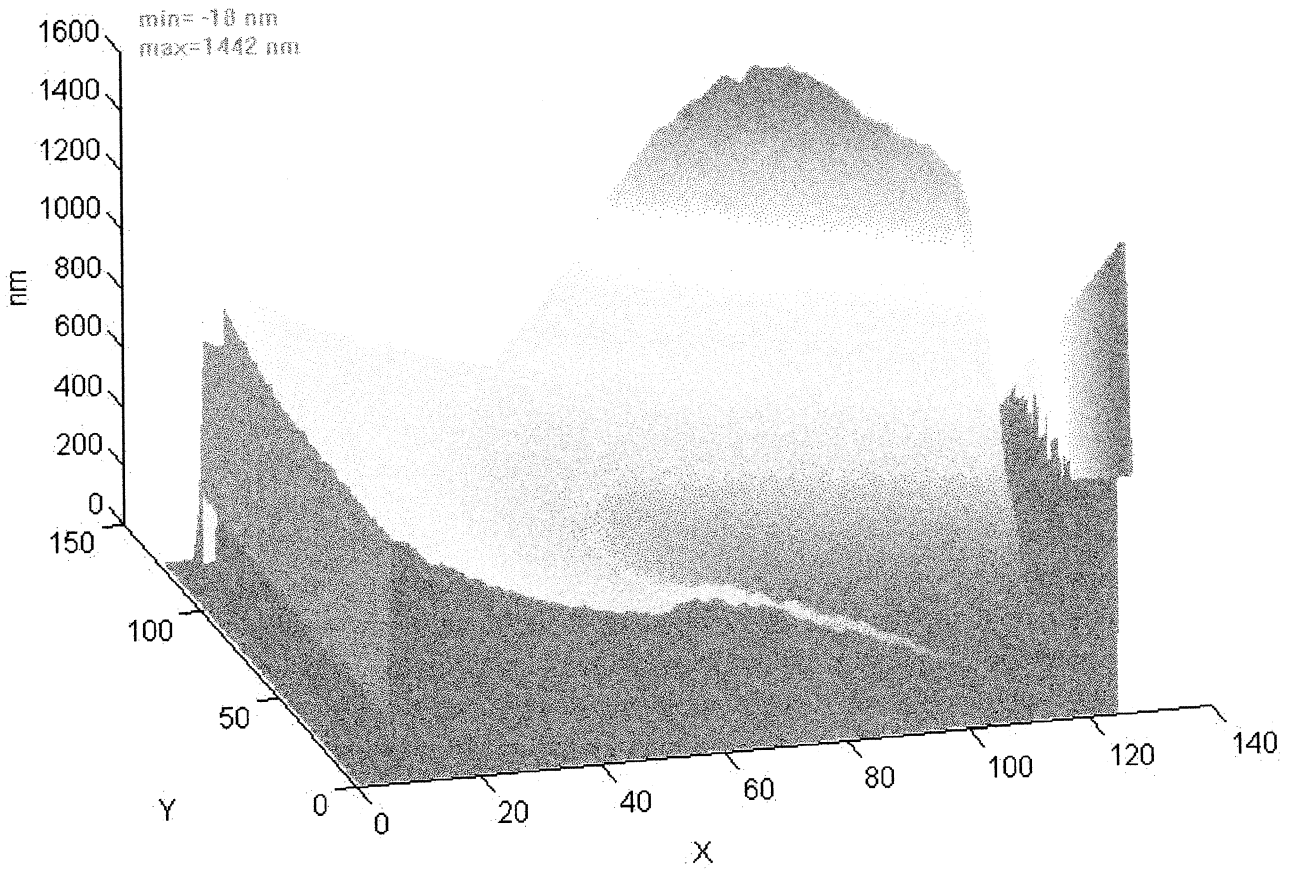


Fig. 6.24

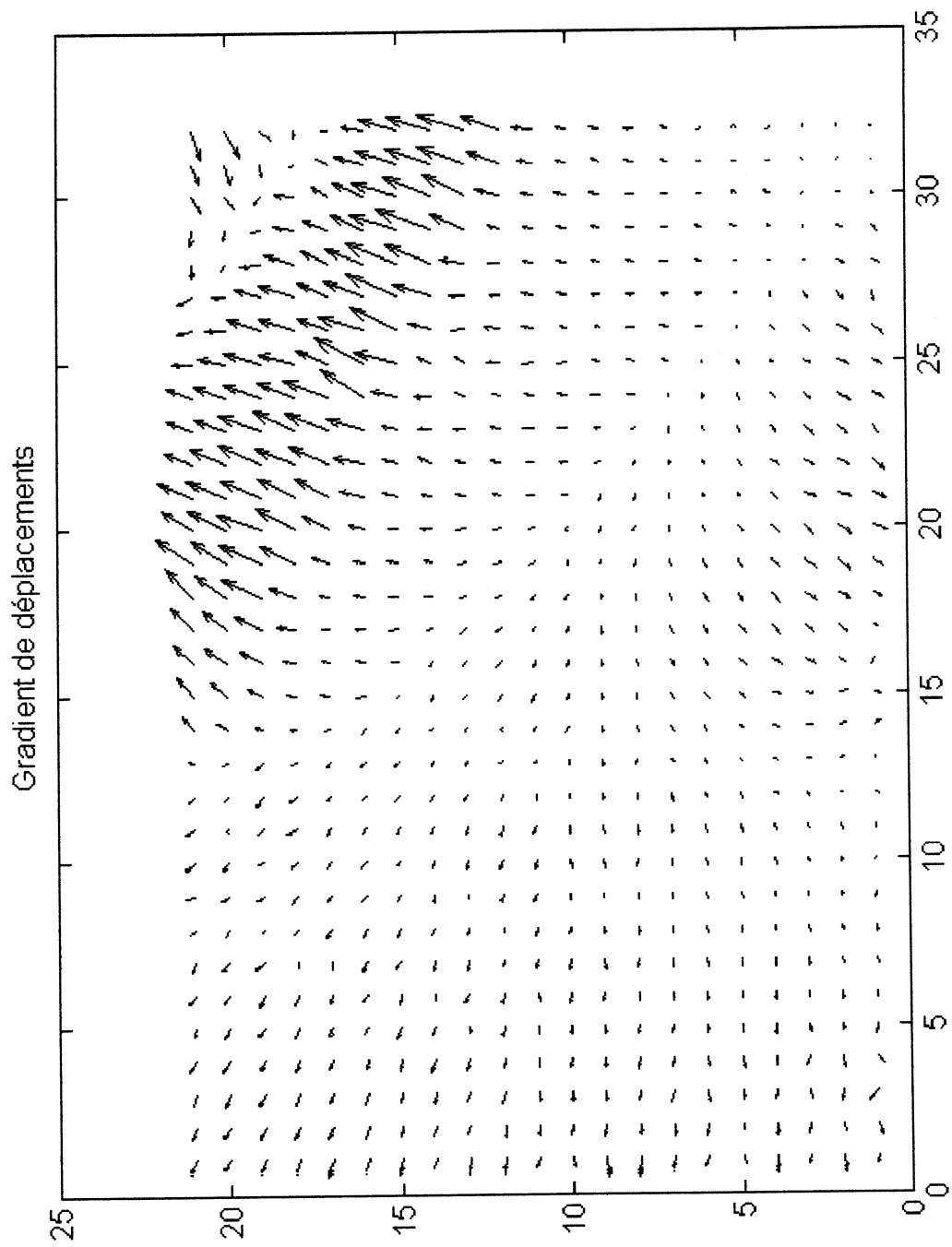


Fig.6.25

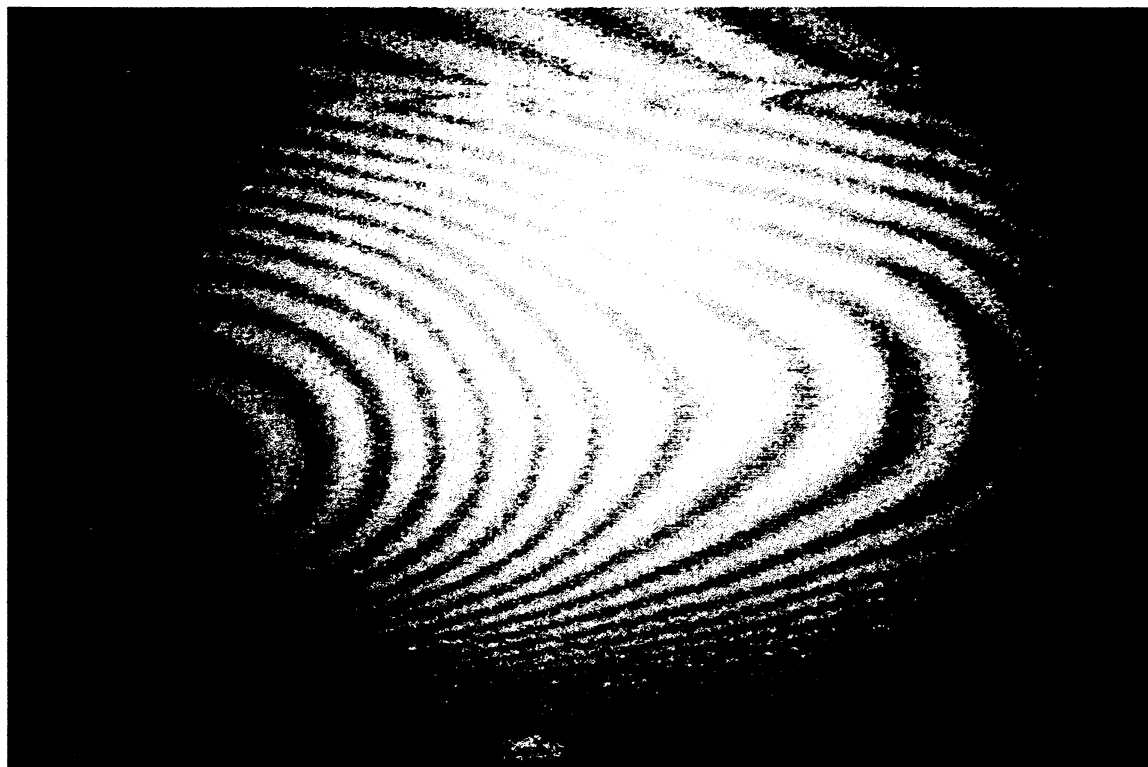


Fig.6.26: P1 Mise en évidence du raidisseur (zone étudiée 20x30 cm)

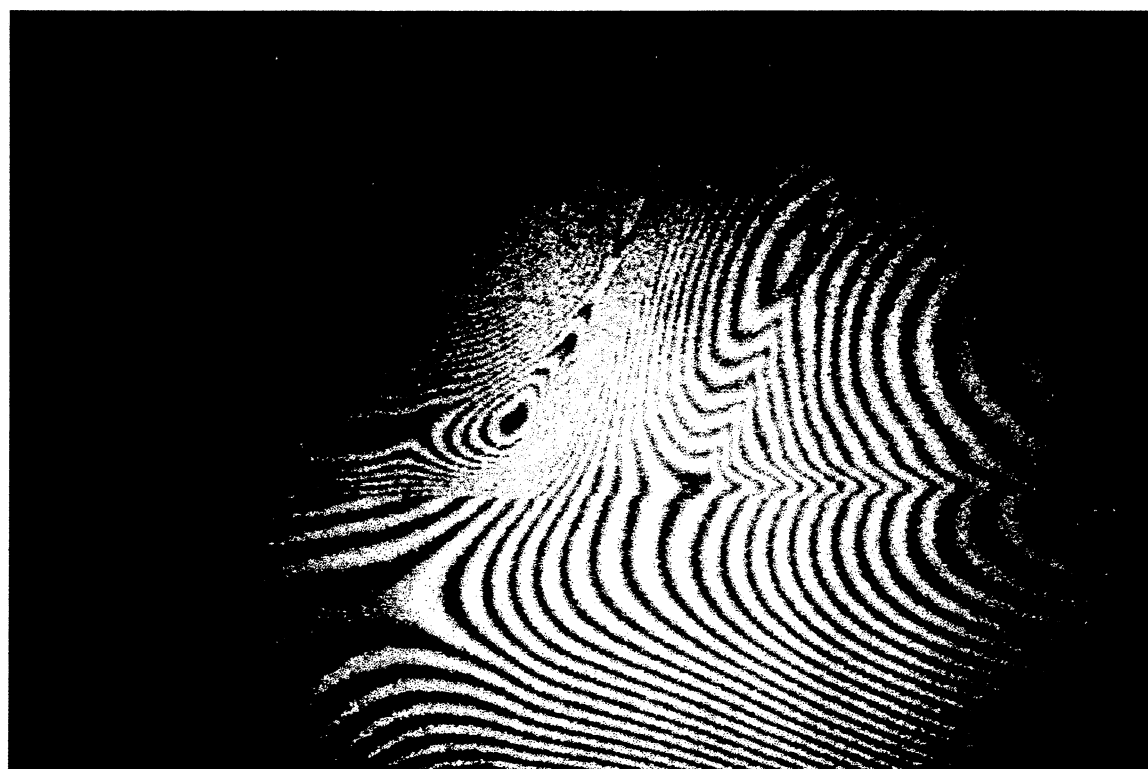


Fig.6.27: P2 Mise en évidence du coin d'épaisseur (zone étudiée 20x30 cm)

6.3. Mesure de déplacements dans le plan

L'interféromètre est sensible à la composante dans le plan du déplacement (IPI) (voir Fig.5.2).

Nous avons exclusivement utilisé l'interféromètre à fibres pour les mesures dans le plan car il est beaucoup plus maniable qu'un ensemble d'éléments discrets. Tous les résultats sont obtenus par décalage de phase, en utilisant les transducteurs piézoélectriques DA1 ou DA2 pour générer les incréments de phase en dilatant un enroulement de fibres. La dérive éventuelle au sein du système à fibres est mesurée à la sortie de la fibre de contrôle grâce à une photodiode au Si, qui détecte les variations d'intensité lumineuse générées par l'interférence des faisceaux réfléchis sur les faces des fibres A et B d'illumination.

Grâce à ce système, nous avons mesuré la composante horizontale d'une rotation dans le plan de l'objet ainsi que les déformations (composante horizontale) d'un objet sous contraintes.

Les mesures sont effectuées en double exposition. On compare deux états de phase successifs. Les objets sont éclairés symétriquement par les fibres A et B, l'angle entre les faisceaux conditionne la sensibilité du système (un interfrange équivaut à un déplacement de $\lambda/2\sin\theta$) qui peut être adaptée en fonction de l'amplitude du déplacement afin de former un nombre de franges exploitable. La caméra est située sur la bissectrice de l'angle formé par les deux fibres tandis la direction de sensibilité (composante dans le plan) est déterminée par la projection orthogonale sur l'objet du plan formé par les faces de sortie des fibres et la surface sensible de la caméra. Les résultats portent le nom des fichiers images générés.

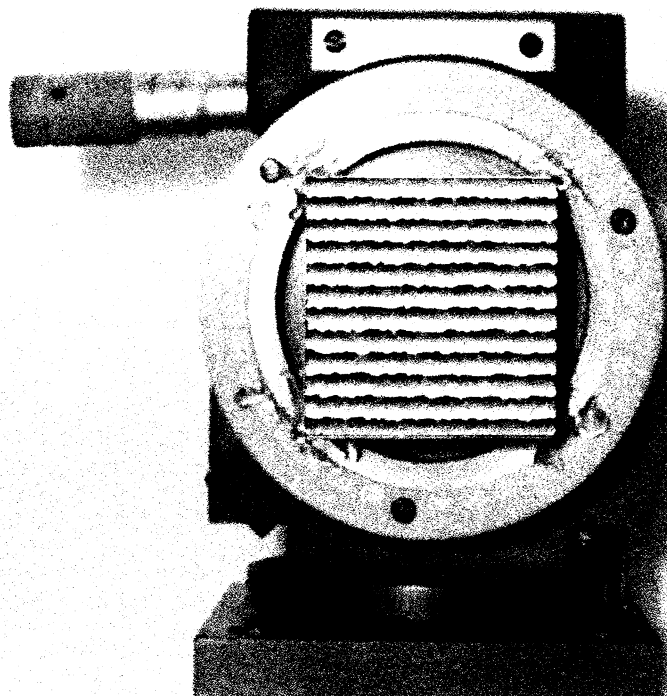
6.3.1. ROTATIONS

Pour générer des rotations dans le plan, on place l'objet sur une platine de microrotation. Comme pour le cas hors plan, l'objet est un cube d'aluminium, de 4 cm de côté, pulvérisé de poudre de ressuage.

La figure 6.28 montre les profils de franges obtenus, après un filtrage médian de l'image, pour deux angles de rotation différents (0.015 deg et environ 0.008 deg).

Pour une rotation de 0.015 deg, soit environ $2,7 \cdot 10^{-4}$ rad, on engendre un déplacement théorique de 5.4 μm aux extrémités de la surface du cube.

Rotation in plano: 0.015 deg, sensibilité 19.4 deg



Rotation in plano: 0.008 deg, sensibilité 19.4 deg

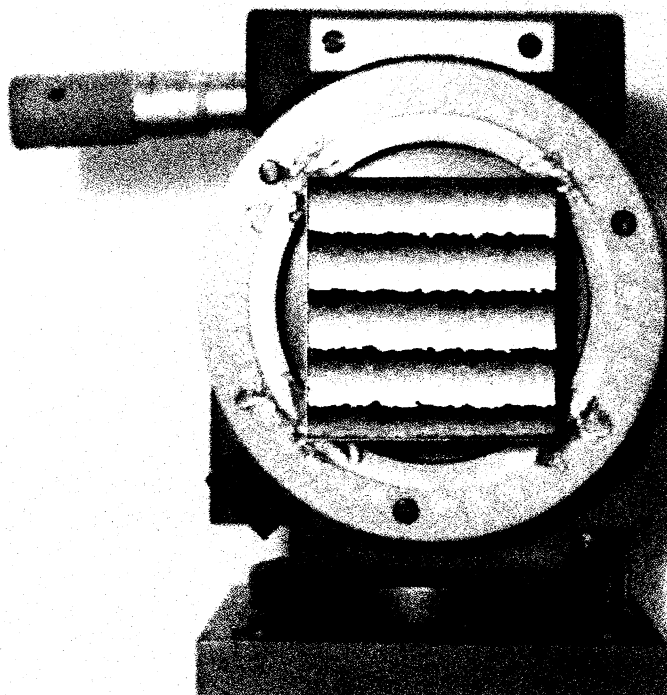
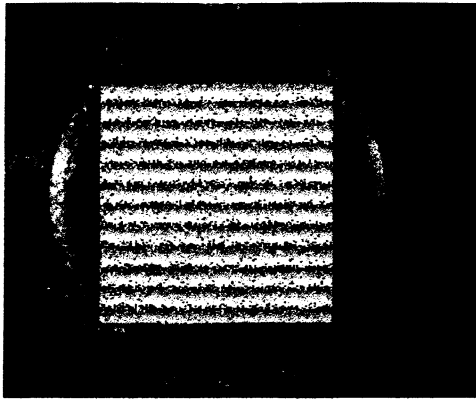
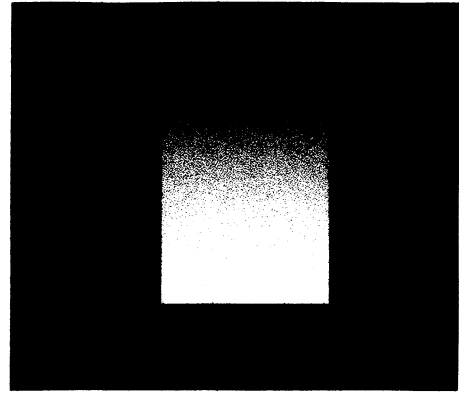


Fig.6.28: Image composite (profil de phase et platine).



irotl: enroulé



irotl: déroulé

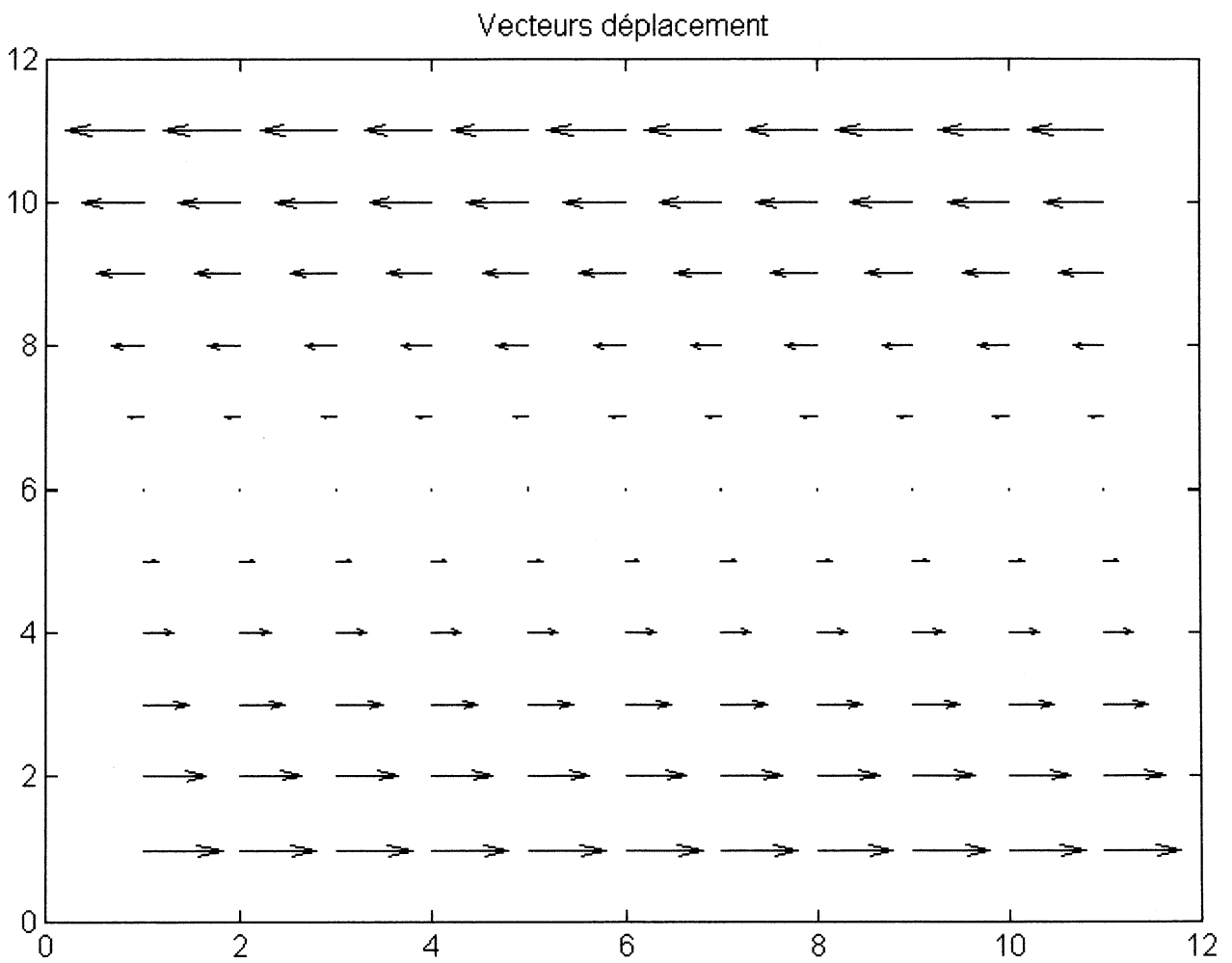


Fig.6.29

La figure 6.29 montre le résultat obtenu pour une rotation de 0.015 deg (image non filtrée). Les déplacements calculés aux extrémités sont 5.3 μm en tenant compte d'une sensibilité déterminée par un angle θ de 20 deg (soit environ 925 nm par frange). Ceci montre le bon accord des mesures effectuées.

Influence d'un déplacement hors plan

Si, lors du mouvement dans le plan, l'objet subit également des déplacements hors plan, on constate une décorrélation des grains de speckle qui entraîne une chute de la visibilité des franges. La figure 6.30 montre l'influence de la rotation hors plan sur la visibilité des franges. Les rotations hors plan ont été mesurées grâce à l'interféromètre OPI et valent environ $3,2 \cdot 10^{-4}\text{rad}$, $6,4 \cdot 10^{-4}\text{rad}$ et $9,6 \cdot 10^{-4}\text{rad}$.

Ceci permet notamment de noter qu'il est très difficile d'obtenir des franges dans le plan bien visibles car le mouvement hors plan ne peut pas toujours être dissocié lors de l'étude générale des déformations. C'est notamment le cas en analyse modale, pour des structures en coques minces lorsqu'on s'intéresse à la déformation locale, où les composantes dans le plan des modes vibratoires sont assez faibles et seront masquées par la composante hors plan. Nous l'avons d'ailleurs vérifié expérimentalement sur l'étude vibratoire d'un verre à pied, où les franges dans le plan étaient difficilement discernables du bruit, alors que les franges hors plan se distinguaient très bien. Pour avoir des déplacements hors plan négligeables dans ce cas précis, il faudrait pouvoir exciter les modes de torsion autour de l'axe de révolution.

En tenant compte de cette remarque, nous avons utilisé l'interféromètre à fibres (IFI) pour la mesure des déformations.

6.3.2. DÉFORMATIONS

L'objet étudié est une canette en aluminium, pulvérisée de poudre de ressuage, et maintenue dans une presse (Fig.6.31).

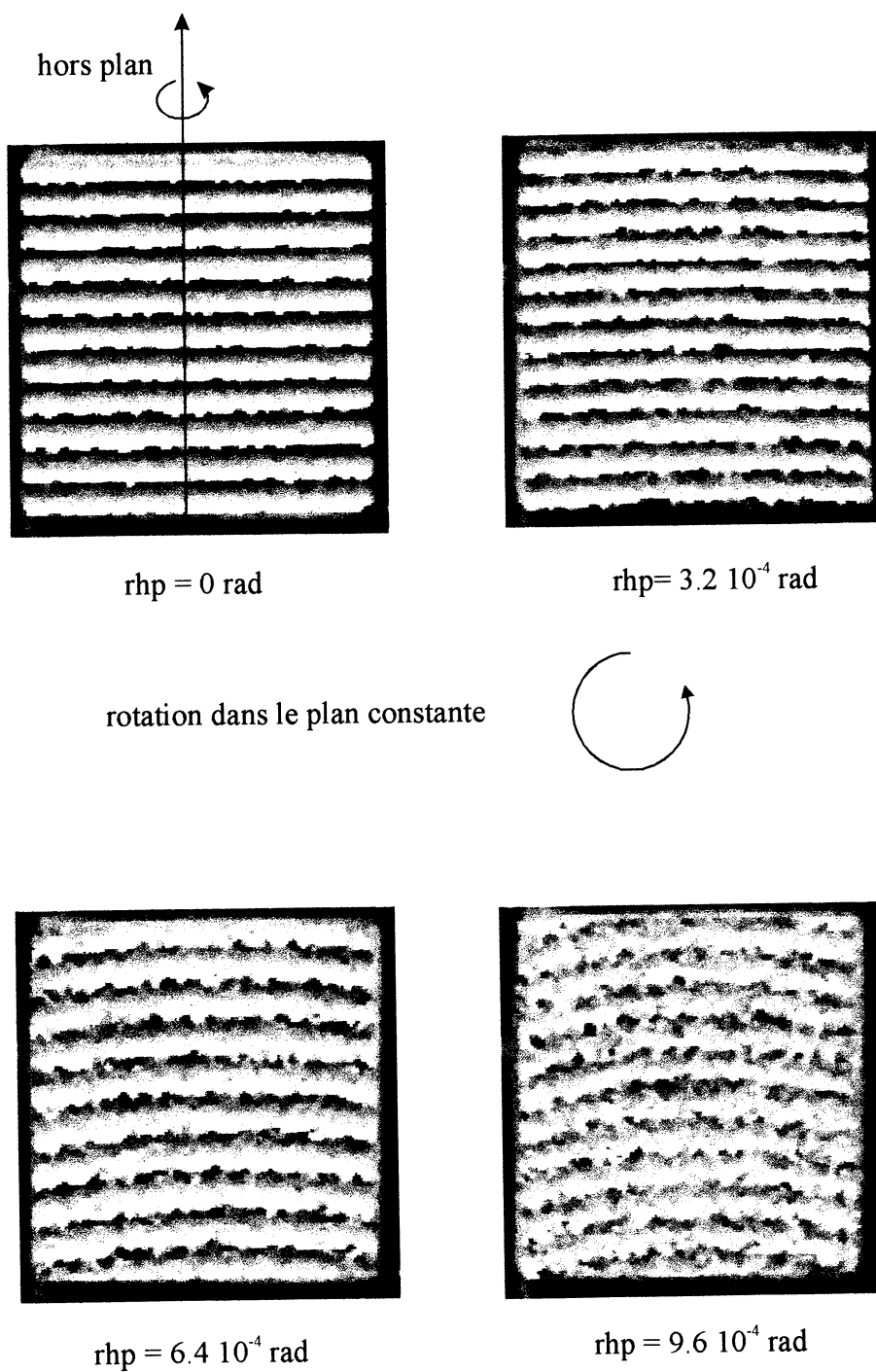


Fig.6.30: Effet d'une rotation hors plan (rhp) sur les franges de rotation dans le plan.

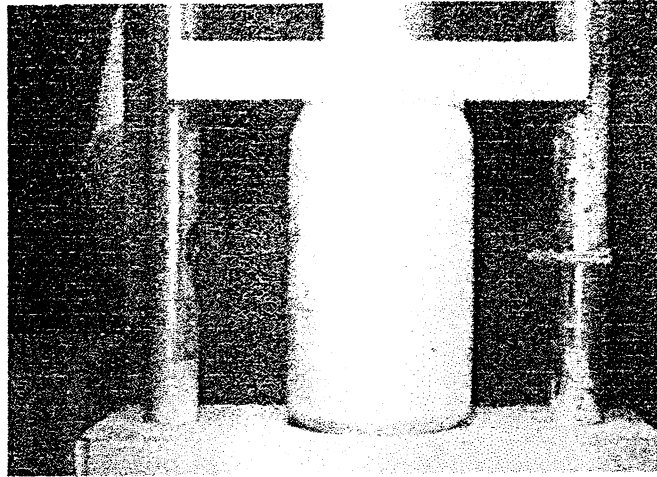


Fig.6.31: Presse mécanique avec objet sous contrainte.

Les contraintes appliquées sont des variations de pression, une force appliquée par l'arrière ou encore des chocs. Les résultats sont présentés pour un choc (Fig.6.32: "cangum") et pour la force appliquée (Fig.6.33: "canstagu"). Dans les deux cas, on compare la phase de l'objet au repos à la phase de l'objet perturbé.

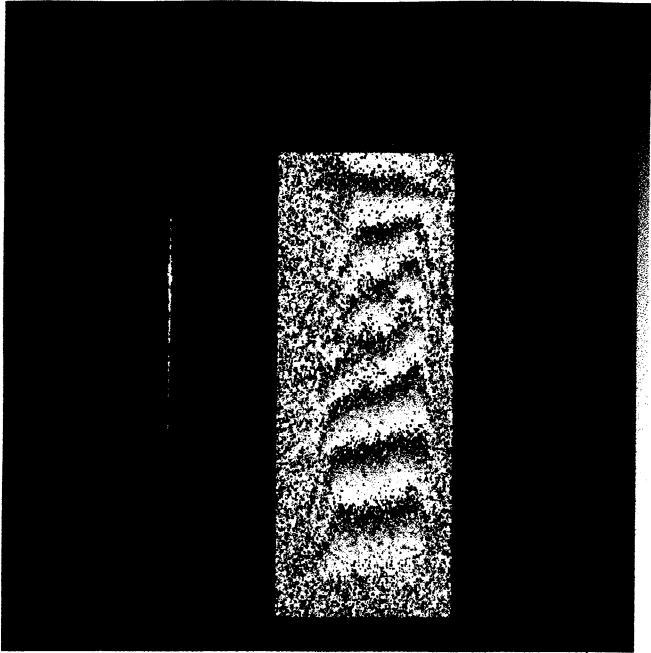
On remarque que les franges sont plus bruitées qu'en sensibilité hors plan. Comme nous le soulignons dans le texte plus haut, ceci est principalement provoqué par l'influence de la composante hors plan que l'on ne peut pas tout à fait éliminer.

Le bruit dans les franges est assez important mais on remarque toutefois que l'algorithme de déroulage passe correctement sur la plupart des zones bruitées (sauf pour le côté droit de *cangum*). Pour les figures 6.32 et 6.33, le point de zéro-déplacement a été choisi dans le coin supérieur droit. Les déplacements minimum sont respectivement $-0.02 \mu\text{m}$ et $1.15 \mu\text{m}$ et les déplacements maximum sont respectivement $1.44 \mu\text{m}$ et $1.36 \mu\text{m}$.

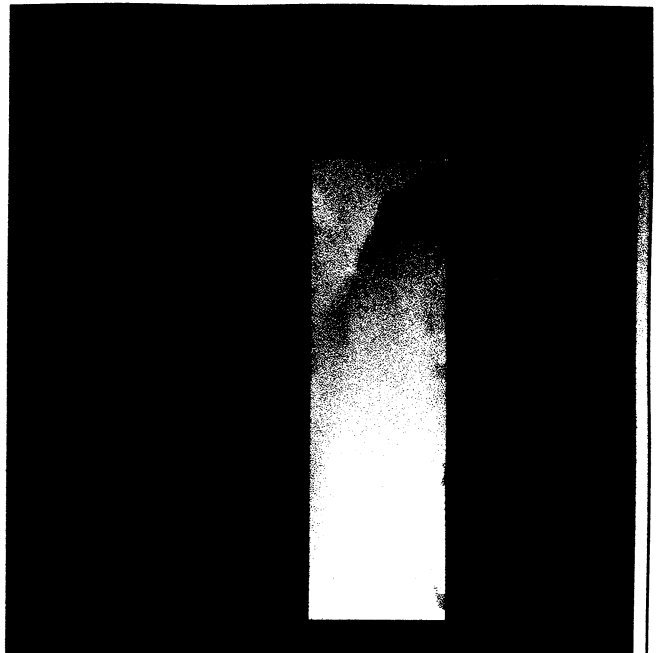
Le maximum de franges observable est plus faible pour les mesures dans le plan car les grains de speckle sont de taille plus importante (environ $50 \mu\text{m}$) qu'en sensibilité hors plan. Une taille plus importante des grains de speckle augmente la qualité de l'image. En revanche, cela augmente le bruit au sein d'une même frange.

6.4. Discussion des résultats

Pour les différentes valeurs quantitatives que nous avons présentées, nous n'avons pas chiffré l'erreur qui affectait les différentes mesures.



cangum: enroulé



cangum: déroulé

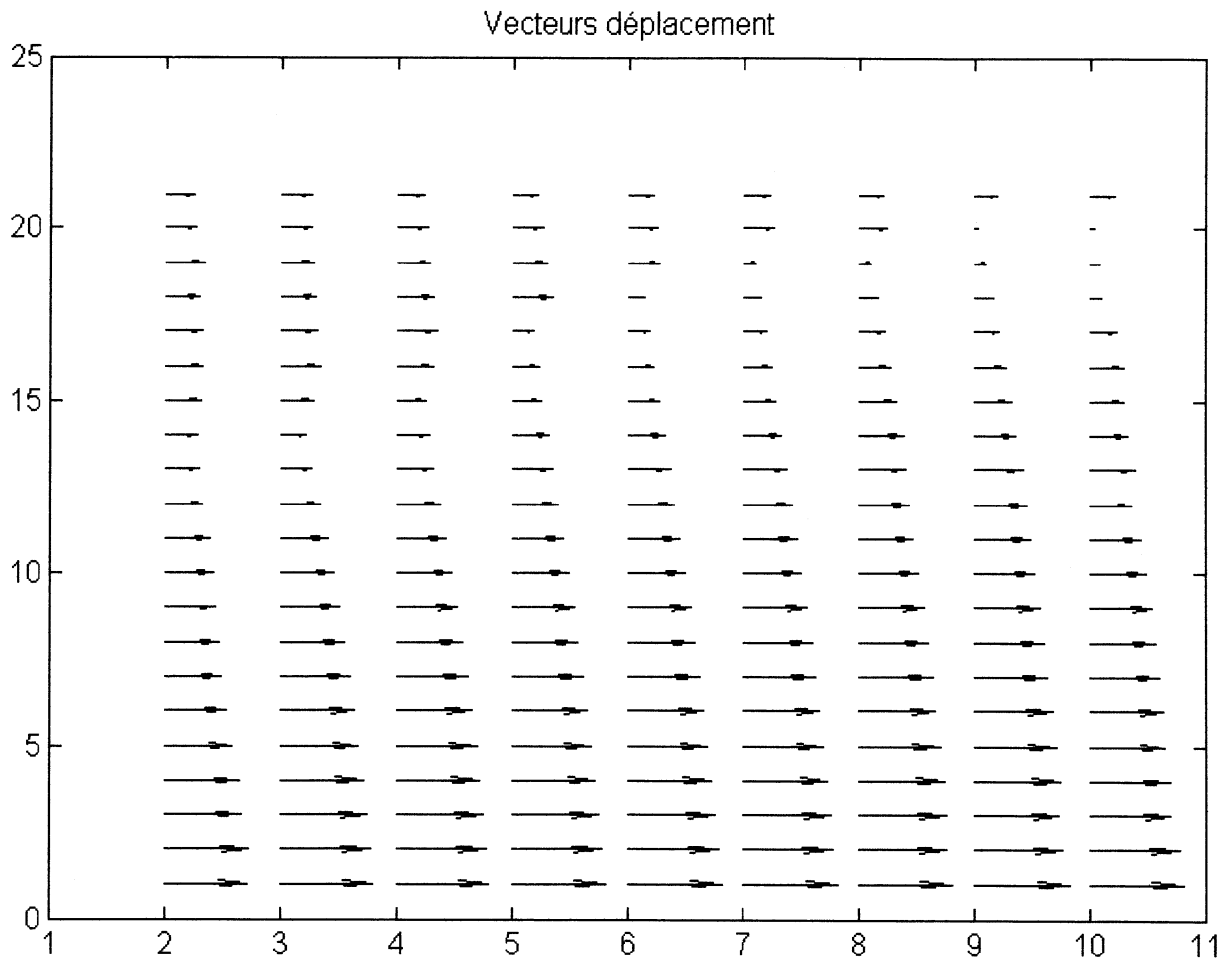


Fig.6.32

Comme nous le décrivons dans le chapitre 5, les erreurs qui entachent les mesures de la phase sont de plusieurs types.

La plus importante d'entre elles est l'erreur provoquée par les perturbations extérieures (déplacement d'air important, déplacement du solide entier) car elle peut introduire des variations énormes qui enlèvent tout sens physique aux valeurs présentées. Principalement, elle empêche toute reproductibilité des mesures. Afin de minimiser cette erreur, il est donc préférable d'isoler le système de mesure des perturbations extérieures. D'ailleurs, l'expérience montre que, dans ce cas, on peut la considérer comme négligeable.

L'erreur de dérive peut devenir importante lorsque les mesures des différents états de phase sont effectuées dans des intervalles de temps élevés. En ambiance stabilisée, la dérive est très faible (environ $25 \cdot 10^{-4}$ rad/s). On constate que, si elle n'est pas compensée, elle peut engendrer une erreur de l'ordre de $\lambda/25$ pour un intervalle de 100 secondes entre les mesures. Toutefois, si la dérive est constante, elle peut être fortement atténuée en saisissant des images intermédiaires et en comparant les différents états successifs les uns après les autres.

L'erreur générée par la calibration du système à décalage de phase peut provoquer des variations du calcul de la phase proche de $\lambda/40$ dans le pire des cas (écart de plus de 10% pour la reproduction de l'incrément de phase de $\pi/2$) et pour l'algorithme "4-frame". L'insensibilité de ce dernier à la non-linéarité du détecteur a déterminé son utilisation plutôt que l'algorithme de Carré.

Nous avons également déterminé l'erreur globale à laquelle chaque type d'erreur contribue. Ainsi on peut déterminer l'erreur moyenne qui affecte chacune de nos mesures, soit $\lambda/13$.

Une autre grandeur importante est la sensibilité des mesures. Intrinsèquement, elle n'est limitée que par la discrétisation du capteur, qui permet d'afficher une frange en 256 niveaux de gris. Théoriquement, la sensibilité est donc de $\lambda/256$. En pratique, on peut considérer une sensibilité de l'ordre de dix nanomètres.

Enfin, en ambiance stabilisée, la reproductibilité des mesures est très bonne. Par contre, nous n'avons pas pu la chiffrer car le principal problème que nous avons rencontré était de reproduire exactement la même perturbation avec une précision supérieure à $\lambda/10$.

CONCLUSION

Dans ce travail, après avoir décrit brièvement les principales techniques optiques utilisées en métrologie optique, nous nous sommes attachés plus particulièrement à la photographie speckle et surtout à l'interférométrie speckle par voie électronique numérique (DSPI: Digital Speckle Pattern Interferometry) couplée au décalage de phase.

Nous avons d'abord présenté un rappel théorique, qui permet de définir les bases nécessaires à l'application du speckle en métrologie optique, puis nous avons décrit la photographie speckle et la DSPI.

La photographie speckle consiste à enregistrer deux photographies de l'objet à étudier, avant et après déformation, sur le même support photosensible puis à analyser le résultat après développement. Au dépouillement des données, si on éclaire l'enregistrement photographique point par point, chaque paire de grains de speckle se comporte comme des trous de Young et génère des franges d'interférences, perpendiculaires à la direction du déplacement subi, et dont l'interfrange est inversement proportionnel au module du déplacement.

Par contre, si on place la double photographie dans un corrélateur optique et qu'on effectue un filtrage dans le plan de Fourier, on obtient une cartographie de franges de l'objet en entier; c'est le dépouillement champ complet. La photographie speckle a une gamme de mesure qui s'étend de quelques micromètres à quelques centaines de micromètres.

L'interférométrie speckle a, quant à elle, une gamme de mesure qui s'étend de quelques dizaines de nanomètres à quelques dizaines de micromètres. Ceci est principalement dû au fait que, contrairement à la photographie speckle, on enregistre un phénomène d'interférence (specklegramme) entre le speckle de l'objet et un faisceau de référence, qui peut être soit un speckle, soit un faisceau lumineux de distribution d'intensité uniforme. Les specklegrammes sont enregistrés par une caméra à CCD et stockés sur ordinateur via une carte d'acquisition et de traitement d'images.

Une cartographie de franges, caractéristique du déplacement subi, est obtenue notamment lorsqu'on soustrait arithmétiquement les specklegrammes de l'objet avant et après déformation. Les résultats obtenus sont surtout qualitatifs. Afin d'obtenir des valeurs quantitatives, nous avons appliqué le décalage de phase à la DSPI.

Le décalage de phase consiste à générer des incréments de phase dans le bras de référence de l'interféromètre afin de calculer la phase optique avant et après

déformation. La relation entre la phase optique du système et le déplacement subi par l'objet dépend essentiellement du type d'interféromètre utilisé. La sensibilité peut être adaptée soit à la composante de déplacement hors du plan de l'objet (OPI), soit aux composantes de déplacement dans le plan de l'objet (IPI). La précision du calcul des états de phase par décalage de phase dépend très fortement de l'étalonnage du système interférométrique, et du dispositif de génération des incréments de phase. Nous avons dès lors effectué une calibration précise en travaillant notamment avec un interféromètre de Michelson afin de mesurer les incréments de phase et la dérive de la phase au cours du temps. La station complète que nous avons développée est constituée de composants séparés (miroirs, lentilles, ...) et de fibres optiques; les fibres optiques étant particulièrement bien adaptées à la configuration sensible à la composante de déplacement dans le plan de l'objet.

La variation de phase subie par l'objet est obtenue par soustraction des deux états de phase considérés. Le résultat est une cartographie de franges codées en niveaux de gris. Chaque frange représente une variation de phase de 2π .

Afin d'obtenir un profil continu de la variation de phase, il est nécessaire de détecter et de relever les sauts de 2π . Cette opération s'appelle le déroulage de phase. En théorie, un saut de 2π est détecté entre deux pixels lorsque leur différence de niveaux de gris est supérieure à π . Le nombre de sauts entre ces pixels est déterminé par le nombre de fois que l'on ajoute (saut supérieur), ou que l'on retranche (saut inférieur), 2π à l'un des deux pixels jusqu'à ce que la différence de phase soit inférieure à π .

En pratique, l'algorithme de déroulage que nous avons développé au Laboratoire de Physique Générale (*HOLOLAB*) est capable de s'affranchir du bruit présent dans les franges (et principalement généré par le speckle) et de dérouler n'importe quelle géométrie de franges dans une précision désirée et ce, pour un objet de forme quelconque. De plus, afin de conserver la précision des mesures de la phase, il ne requiert aucun traitement préalable des profils de phase avant déroulage.

Les différents types de déplacement que l'on peut mesurer grâce à la granularité laser ont une amplitude comprise entre quelques dizaines de nanomètres et quelques centaines de micromètres. La précision que nous avons atteinte pour différents types de mesures est de l'ordre de $\lambda/10$.

La station de DSPI couplée au décalage de phase a été appliquée avec succès à la mesure quantitative de microdéplacements (rotation, inclinaison, ...) et en contrôle

non destructif. Elle nous a également permis de détecter et de visualiser les modes propres d'un objet en vibration.

Un développement futur qui reste à réaliser serait notamment de permettre des mesures quantitatives des modes propres de vibration.

REFERENCES

Références

- 1 I. Newton, Opticks (Reprinted by Dover Press, New York 1652) Book I, Part I, Prop. VIII, Prob. II, 1730.
- 2 K. Exner, Wiedemanns. Ann. Physik, Vol.9, 239, 1880.
- 3 M. Von Laue, Sitzungsber. Akad. Wiss. (Berlin) Vol.44, 1144, 1914.
- 4 A.D. White, J.D. Rigden, Continuous gas maser operation in the visible, Proc. IRE (Correspondence), Vol.50, 1967, July 1962.
- 5 L. Allen, D.G.C. Jones, An analysis of the granularity of scattered optical maser light, Phys. Lett., Vol.7(5), 15 Dec. 1963.
- 6 R. Jones, C. Wykes, Holographic and speckle interferometry, second edition, Cambridge university press, 1989.
- 7 J.W. Goodman, Statistical properties of laser speckle patterns, Laser speckle and related phenomena, J.C. Dainty ed., Vol.9, Springer verlag, Berlin, 1975.
- 8 A. Ennos, Speckle interferometry, Laser speckle and related phenomena, J.C. Dainty ed., Vol.9, Springer verlag, Berlin, 1975.
- 9 P. Slangen, rapport de stage ERASMUS, Laboratoire de Physique générale, ULg, Belgique, 1992.
- 10 J.M. Burch, J.M.J. Tokarski, Production of multiple beam fringes from photographic scatterers, Optica Acta, Vol.15(2), 101-111, 1968.
- 11 E. Archbold, A.E. Ennos, Displacement measurement from double exposure laser photographs, Optica Acta, Vol.9(4), 253-271, 1972.
- 12 E. Archbold, J.M. Burch, A.E. Ennos, Recording of in-plane surface displacement by double-exposure speckle photography, Optica Acta, Vol.17(12), 883-898, 1970.
- 13 P. Jacquot, Photographie de speckles:exemples tirés de l'analyse de déformation de corps solides, chap.6 Cours AVCP, lasers et applications industrielles, C.Bonjour et M. Matthey, Presses Polytechniques romandes, 148-204, 1982.
- 14 J.-L. Guey, Thèse de doctorat en Physique-Photonique, Université Louis Pasteur de Strasbourg, 1992.

- 15 Data Translation DT 2861- DT 2868 user's Manual, Data Translation Inc., 1986.
- 16 J.N. Butters, J.A. Leendertz, A double exposure technique for speckle pattern interferometry, *Journal of Physics E*, Vol.4, 277-279, 1970.
- 17 A. Macovski, S.D. Ramsey, L.F. Schaefer, Time-Lapse Interferometry and Contouring Using Television Systems, *Appl. Opt.*, Vol.10(12), 2722-2727, 1971.
- 18 J.N. Butters, J.A. Leendertz, Holographic and Video Techniques applied to Engineering Measurement, *J. Sc. Instrum.(J. of Phys.)*, Vol.4(12), 481-486, 1971.
- 19 S. Nakadate, T. Yatagai, H. Saito, Electronic speckle pattern interferometry using digital image processing techniques, *Appl. Opt.*, Vol.19(11), 526-530, 1980.
- 20 S. Nakadate, T. Yatagai, H. Saito, Digital speckle-pattern shearing interferometry, *Appl. Opt.*, Vol.19(24), 4241-4246, 1980.
- 21 H.M. Pedersen, O.J. Lökberg, B.M. Forre, Holographic vibration measurement using a TV speckle interferometer with silicon target vidicon., *Optics Comm.*, Vol.12(4), 421-426, 1974.
- 22 P.K. Rastogi (Ed.), *Holographic Interferometry: Principles and Methods*, Springer Series in Optical Sciences, Vol.68, Germany, 1994.
- 23 G.T. Reid, Automatic fringe pattern analysis: a review , *Opt. Laser Eng.*, Vol.7, 37-64, 1986.
- 24 M. Takeda, H. Ina, S. Kogayashi, Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry, *J.Opt.Soc.Am. A*, Vol.72(1), 156-160, 1992.
- 25 J.H. Bruning, D.R. Herriott, J.E. Gallagher, D.P. Rosenfeld, A.D. White, D.J. Brangaccio, Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses, *Appl. Opt.*, Vol.13(11), 2693-2703, 1974.
- 26 L.M. Frantz, A.A. Sawchuk, W. von der Ohe, Optical phase measurement in real time, *Appl. Opt.*, Vol.18(19), 3301-3306, 1979.

- 27 K. Creath, Phase-shifting speckle interferometry, *Appl. Opt.*, Vol.24(18), 3053-3058, 1985.
- 28 D.W. Robinson, D.C. Williams, Digital phase stepping speckle interferometry, *Optics Comm.*, Vol.57(1), 26-30, 1986.
- 29 J.E. Greivenkamp, Generalized data reduction for heterodyne interferometry, *Opt.Eng.*, Vol.23(4), 350-356, 1984.
- 30 D. Kerr, F. Mendoza Santoyo, J.R. Tyrer, Extraction of phase data from electronic speckle pattern interferometric fringes using a single-phase-step method : a novel approach, *J.Opt.Soc.Am. A*, Vol.7(5), 820-826, 1990.
- 31 C. Joenathan, Phase-measuring interferometry: new methods and error analysis , *Appl. Opt.*, Vol.33, 4147, 1994.
- 32 A.J.P. Van Haasteren, Real-time phase stepped speckle interferometry, Ph.D. thesis, TPD/TNO, Delft University, Holland, 1994.
- 33 P. Monks, Electronic Speckle Pattern Interferometry, M. Sc. Thesis, Dublin Institute of Technology, Dublin, Ireland, 1991.
- 34 Y.-Y. Cheng, J.C. Wyant, Phase shifter calibration in phase-shifting interferometry, *Appl. Opt.*, Vol.24(18), 3049-3052, 1985.
- 35 C. Ai, J.C. Wyant, Effect of piezoelectric transducer nonlinearity on phase shift interferometry, *Appl. Opt.*, Vol.26(6), 1112-1116, 1987.
- 36 K. Kinnstaetter, A.W. Lohmann, J. Schwider, N. Streibl, Accuracy of phase shifting interferometry, *Appl. Opt.*, Vol.27(24), 5082-5089, 1988.
- 37 C. Joenathan, B.M. Khorana, Phase-measuring fiber optic electronic speckle pattern interferometer : phase step calibration and phase drift minimization, *Opt.Eng.*, Vol.31(2), 315-321, 1992.
- 38 J. L. Santos, T. P. Newson, D.A. Jackson, ESPI using single-mode fibers and active fringe stabilization, *Opt. Lett.*, Vol.15(10), 573-575, 1990.
- 39 C.R. Mercer, G. Beheim, Fiber optic phase stepping system for interferometry, *Appl. Opt.*, Vol.30(7), 729-734, 1991.
- 40 A.A. Maas, Phase shifting Speckle Interferometry, Ph.D. thesis, TUD, Delft University, Holland, 1991.

- 41 K.A. Stetson, Phase-step interferometry of irregular shapes by using an edge-following algorithm, *Appl. Opt.*, Vol.31, 5320-5325, 1992.
- 42 T. Yatagai, S. Nakadate, M. Idesawa, H. Saito, Automatic fringe analysis using digital image processing techniques, *Opt. Eng.*, Vol.21, 432-435, 1982.
- 43 S. Nakadate, T. Yatagai, H. Saito, Computer-aided speckle pattern interferometry, *Appl. Opt.*, Vol.22, 237-243, 1983.
- 44 A.R. Ganesan, C. Joenathan, R.S. Sirohi, Real-time comparative digital speckle pattern interferometry (DSPI), *Optics Comm.*, Vol.64, 501-506, 1987.
- 45 R.S. Sirohi, A.R. Ganesan, M.P. Kothiyal, Some new techniques with digital speckle pattern interferometry (DSPI), *Proc. SPIE*, Vol.952, 218-224, 1988.
- 46 H.A. Vrooman, A.A. Maas, New image processing algorithms for the analysis of speckle interference patterns, *Proc. SPIE*, Vol.1163, 51-61, 1989.
- 47 H.A. Vrooman, A.A. Maas, Image processing algorithms for the analysis of phase shifted speckle interference patterns, *Appl. Opt.*, Vol.30, 1636-1641, 1991.
- 48 M. Owner-Petersen, Phase-map unwrapping: A comparison of some traditional methods and a presentation of a new approach, *Proc. SPIE*, Vol.1508, 73-82, 1991.
- 49 C. De Veuster, P. Slangen, L. Berwart, Y. Lion, Disks growing algorithm for phase map unwrapping: application to speckle interferograms, en révision pour publication dans *Applied Optics*.
- 50 M. Géradin, D. Rixen, *Théorie des Vibrations: Application à la dynamique des structures*, Masson ed., 1993.
- 51 O.J. Lökberg, K. Hogmoen, vibration phase mapping using electronic speckle pattern interferometry, *Appl. Opt.*, Vol.15(11), 2701-2704, 1976.
- 52 K. Hogmoen, O.J. Lökberg, Detection and measurement of small vibrations using electronic speckle pattern interferometry, *Appl. Opt.*, Vol.16(7), 1869-1875, 1977.
- 53 K. Creath, G.A. Slettemoen, Vibration-observation techniques for digital speckle -pattern interferometry, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol.2(10), 1629-1636, 1985.

- 54 J.R. Tyrer, Application of pulsed holography and double pulsed electronic speckle pattern interferometry to large vibrating engineering structures, Proc. SPIE, Vol.599, 181-188, 1985.
- 55 P. Slangen, ESPI (Electronic Speckle Pattern Interferometry): une technique rapide pour la détection et la visualisation des modes propres de vibration, Eur. J. Mech. Eng. M, Vol.38(2), 67-72, 1993.
- 56 E. Vikhagen, Vibration measurement using phase shifting TV-Holography and Digital Image Processing, Elsevier Science Publishers, Vol.69 (34), 214-218, 1989.
- 57 S. Nakadate, Vibration measurement using phase-shifting speckle-pattern interferometry, J.Opt.Soc.Am. A, Vol.25(22), 4162-4167, 1986.
- 58 C. Joenathan, Vibration fringes by phase stepping on an electronic speckle pattern interferometer : an analysis, Appl. Opt., Vol.30(32), 4658-4665, 1991.
- 59 P. Slangen, L. Berwart, C. De Veuster, J.-C. Golinval, Y. Lion, Digital Speckle Pattern Interferometry (DSPI): A fast procedure to detect and measure vibration mode shapes, Proc. SPIE, Vol.2358, 102-110, 1994.
- 60 P. Slangen, Y. Lion, J.-C. Golinval, M. Géraudin, Modal analysis of plate structures using Digital Speckle Pattern Interferometry, Proc. IMAC XIII, Nashville, Tennessee, Feb.1995.
- 61 Samcef, Asef, Dynam, RepDyn User Manual, Samtech, Revision 5.0, 1992.
- 62 R.D. Blevins, Formulas for natural frequency and mode shape, Van Nostrand Reinhold, 1979.
- 63 CADA-X Modal Analysis, User Manual, LMS International, Revision 2.6.
- 64 O.J. Lökberg., R. Rustad, M. Espeland, Reconstruction of sound field using TV-Holography, Proc. SPIE, Vol.2358, 305-312, 1994.