



UNIVERSITÉ DE LIÈGE  
Faculté des sciences

# Développement et première application d'une installation de shearographie.

Mémoire présenté par  
Fabrice MICHEL  
pour l'obtention du DEA en sciences  
orientation optoélectronique.  
Année académique 2004-2005.

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Préliminaires théoriques.</b>	<b>6</b>
<b>1</b>	<b>De la granularité laser à la shearographie.</b>	<b>8</b>
1.1	La granularité laser : l'effet de speckle. . . . .	8
1.2	Le speckle, source d'information. . . . .	10
1.3	Détermination de la distribution de phase. . . . .	14
1.3.1	Décalage de phase temporel (TPS). . . . .	15
1.4	Shearographie et mesure. . . . .	17
1.4.1	Vecteur déplacement et carte de phase enroulée. . . . .	17
1.4.2	Géométrie du montage et vecteur sensibilité. . . . .	22
1.4.3	Introduction au déroulage de phase spatial. . . . .	23
<b>II</b>	<b>Shearographie expérimentale.</b>	<b>25</b>
<b>2</b>	<b>Montage expérimental hors-plan à chemins optiques quasi-communs et à séparation des états de polarisation.</b>	<b>27</b>
2.1	Dispositif expérimental hors-plan à chemins optiques quasi-communs. . . . .	27
2.1.1	Analyse de la géométrie du montage : configuration en ligne. . . . .	30
2.1.2	Description de l'élément de cisaillement. . . . .	31
2.1.3	Description du modulateur de phase. . . . .	37
2.2	Interfaçage et implémentation numérique. . . . .	41
<b>3</b>	<b>Application du dispositif expérimental de shearographie.</b>	<b>43</b>
3.1	Description du système objet/contrainte. . . . .	43
3.2	Cartes de phase enroulées expérimentales. . . . .	44
3.3	Filtrage des cartes de phase enroulées. . . . .	45
3.3.1	Filtrage par masque. . . . .	45
3.3.2	Effets des différents masques de filtrage. . . . .	49
3.3.3	Filtrage des cartes de phase enroulées expérimentales. . . . .	62

3.3.4	Conclusions relatives au filtrage. . . . .	67
3.4	Interprétation qualitative des cartes de phase enroulées expérimentales. . . . .	67
3.5	Déroulage des cartes de phase enroulées expérimentales. . . . .	69
3.6	Interprétation des cartes de phase déroulées expérimentales. . . . .	71
<b>4</b>	<b>Conclusion générale et perspectives.</b>	<b>78</b>
4.1	Conclusion générale. . . . .	78
4.2	Perspectives. . . . .	79

# Motivations.

Les recherches récentes du laboratoire HOLOLAB<sup>1</sup> dans le domaine du moiré optique ont abouti à la création de la spin-off DEIOS<sup>2</sup> s.a. L'outil commercialisé par cette société présente une résolution, aussi bien latérale qu'en profondeur, de l'ordre du dixième de millimètre. Il permet le relevé 3D de nombreuses pièces et ce pour des applications on ne peut plus diverses : sauvegarde du patrimoine, interactivité et valorisation des musées, "reverse-engineering", biomédicales,...

Dans le but de compléter la gamme de mesures accessibles, la société souhaite maintenant, en collaboration avec le laboratoire HOLOLAB, développer un nouvel outil d'acquisition 3D dont les performances permettront d'atteindre une résolution de l'ordre du micromètre. L'expérience du laboratoire HOLOLAB conduit à penser que l'interférométrie de speckle est la technique à utiliser ([1],[2]).

Lors d'une première étude bibliographique réalisée par Vanessa ROSSO, assistante au HOLOLAB, il est apparu qu'en interférométrie de speckle, il existe une technique particulière, la shearographie, qui présente l'avantage d'être insensible aux faibles vibrations de l'objet ainsi qu'à celles de l'ensemble de l'interféromètre. Ces caractéristiques étant essentielles pour une implémentation future en environnement industriel, l'équipe de DEIOS s.a. ainsi que celle du HOLOLAB ont décidé de développer un nouvel outil basé sur la shearographie.

La shearographie peut être utilisée principalement pour deux types d'applications : le relevé de micro-reliefs et la mesure de micro-déformations. Dans le domaine des micro-reliefs, la shearographie permet d'effectuer des mesures aussi diverses que :

- en génie civil, une analyse de rugosité et des tests d'usure ;

---

<sup>1</sup>Service de Physique Générale de l'Université de Liège.

<sup>2</sup>Development & Enhancement of Interferometric Optical Systems.

- la caractérisation de microtechnologies, lesquelles représentent un domaine en pleine expansion ;
- d’acquérir numériquement, dans les domaines de l’archéométrie et de la conservation du patrimoine, des bas-reliefs ;
- dans le domaine des sciences naturelles, le relevé 3D d’insectes.

Dans le domaine des micro-déformations, la shearographie peut être utilisée pour détecter des défauts de surface, pour déterminer certaines composantes du tenseur des déformations infinitésimales, pour analyser des micro-craquelures, ou encore les modes de vibrations...

En conclusion, l’outil développé présentera de nombreuses applications dans de nombreux domaines.

La littérature [3] enseigne que pour le relevé 3D, l’installation de shearographie nécessite, par exemple, un laser accordable en longueur d’onde et fournit non pas la forme de l’objet mais ses pentes. Une intégration numérique est dès lors nécessaire pour retrouver la forme de l’objet. Tandis que pour la mesure des déformations, la shearographie livre directement la dérivée des déplacements, ce qui constitue un avantage supplémentaire pour les mécaniciens, et ne nécessite pas de laser particulier. Dès lors, la mesure des micro-déformations semble plus aisée à mettre en oeuvre et ce domaine d’applications est donc recommandé pour une familiarisation avec la technique. Par conséquent, dans ce travail, nous viserons comme domaine d’applications la mesure des micro-déformations.

Ce rapport a pour ambition de résumer la bibliographie relative à la mesure de micro-déformations par shearographie, de mettre au point un dispositif expérimental destiné à ces mesures de micro-déformations et de tester ce montage sur une première application élémentaire. Cette application nous permettra également de nous familiariser expérimentalement avec la shearographie et l’interprétation de ses résultats, fournis dans un premier temps sous la forme de courbes d’iso-déformations.

Ce travail n’est pas une fin en soi. Les nombreuses perspectives proposées à la fin de ce rapport et relatives au domaine des micro-déformations sont actuellement en cours de réalisation ou seront effectuées dans les mois à venir. Une fois l’installation pour la mesure des micro-déformations optimisée, l’outil sera adapté pour le relevé de micro-reliefs. Finalement, à plus ou moins court terme, une installation autorisant à la fois les mesures de déformations et le relevé de micro-reliefs devrait être commercialisée par la société DEIOS s.a. Dans le but de cette commercialisation future, le dispositif mis au point

au laboratoire devra être robuste, compact et le plus insensible possible aux perturbations extérieures. Enfin, dans l'espoir de regrouper dans une seule installation le dispositif de moiré optique déjà commercialisé et le montage de shearographie étudié dans ce travail, ce dernier devra ressembler au maximum à l'installation de moiré optique. Pour ce faire, ce travail a été réalisé en étroite collaboration avec la société et plus précisément avec le Docteur Vincent MOREAU, ingénieur responsable de la R&D.

Première partie  
Preliminaires theoriques.

*La première partie de ce rapport consiste à résumer la théorie relative à la shearographie. Les détails sont disponibles dans la littérature spécialisée [3]. En partant de la notion de speckle, nous discuterons la méthode permettant l'obtention de la phase relative de chacune des tavelures, information clef en shearographie. Cette discussion mènera aux techniques d'interférométrie de speckle et de shearographie, à la notion de shearogramme, aux algorithmes de décalage de phase temporel et à la notion de déroulage de phase nécessaire au traitement des données.*

*La méthode utilisée traditionnellement pour obtenir la distribution de phase relative d'une figure de speckle sera d'abord décrite. Nous rappellerons ensuite la notion de vecteur de déplacement d'un objet soumis à une contrainte. De là, nous introduirons le lien entre la shearographie et la mesure de la dérivée première du champ vectoriel des déplacements. Ce lien permettra l'interprétation physique des résultats obtenus en shearographie en fonction de l'influence de la géométrie du montage, c'est-à-dire en fonction de l'orientation du vecteur sensibilité de l'interféromètre.*

*Les avantages de la technique de shearographie par rapport aux autres techniques optiques seront également établis en temps voulu.*



# Chapitre 1

## De la granularité laser à la shearographie.

### 1.1 La granularité laser : l'effet de speckle.

En éclairage cohérent, l'image d'un objet optiquement rugueux, c'est-à-dire un objet dont les variations du relief de surface sont de l'ordre de quelques longueurs d'onde de la lumière incidente, présente un aspect granuleux (Fig. 1.1). Les "grains de lumière" de l'image portent le nom de *grains de speckle*, *speckles* ou *tavelures*, et l'image est appelée *figure de speckle*<sup>1</sup>. Cette figure de speckle résulte de la micro-interférence des ondes cohérentes diffusées par les différents points de l'objet éclairé ([4]-[6], [32], [33]).

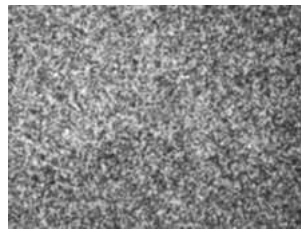


FIG. 1.1 – Photographie, en niveaux de gris, d'une figure de speckle d'une plaque métallique éclairée par de la lumière cohérente.

En 1970, GABOR classe les speckles en deux catégories : les speckles objectifs et subjectifs [7]. Les *speckles objectifs* correspondent à des speckles se propageant dans l'espace libre. De tels speckles peuvent être enregistrés sur une plaque photographique. Quant aux *speckles subjectifs*, ils

---

<sup>1</sup> *speckle pattern*.

correspondent à des speckles visualisés par l'intermédiaire d'un système imageant. Dans ce dernier cas, le diamètre<sup>2</sup>  $d_s$  des grains de speckle, défini par la distance entre deux zones claires, dépend du système optique utilisé. Par exemple, dans un système optique élémentaire constitué d'une lentille et d'un diaphragme circulaire, la taille des grains de speckle est donnée par [3] :

$$d_s = 2.44 \frac{\lambda p'}{D} \quad (1.1)$$

où  $p'$  est la distance lentille-plan image,  $\lambda$  est la longueur d'onde de la radiation lumineuse utilisée pour l'éclairement et  $D$  est le diamètre du diaphragme.

Dans le cas d'un diaphragme carré de côté  $D$ , on obtient [4] :

$$d_s = 2 \frac{\lambda p'}{D} \quad (1.2)$$

La taille d'un speckle subjectif dépendant du dispositif optique imageant utilisé, plusieurs régimes d'enregistrement sont possibles. Dans le cas où chaque tavelure recouvre strictement un pixel du détecteur utilisé (CCD, CMOS,...), on parle de *speckle résolu* [4].

### Remarques.

- Nous avons défini la notion de speckle sur base expérimentale : les speckles sont les grains de lumière perçus lors de l'éclairement d'une surface optiquement rugueuse par une lumière cohérente. Signalons toutefois qu'il existe une "définition mathématique" de la notion de tavelure. Cette définition est basée sur la fonction de corrélation, entre points voisins, de l'amplitude et de l'éclairement de l'image de l'objet diffusant, dans le plan d'observation. Cette définition est à la base des équations 1.1 et 1.2. Le lecteur intéressé par plus de détails est invité à consulter les références ([4] - [5]). Pour éviter toute redondance avec ces ouvrages, la fonction de corrélation d'un speckle, et plus généralement, les propriétés statistiques d'un speckle ne seront pas traitées dans ce travail.
- Nous verrons ultérieurement que la shearographie considère individuellement chaque tavelure de la figure de speckle. Il sera dès lors nécessaire

---

<sup>2</sup>Les speckles sont souvent considérés comme des grains circulaires. La notion de diamètre est dès lors significative et la relation 1.1 permet d'obtenir un ordre de grandeur relatif de la taille des speckles. Toutefois, signalons que la forme réelle des tavelures équivaut à des bâtonnets ([4], [5]).

de pouvoir identifier chaque tavelure. Pour ce faire, les tavelures seront nommées à l'aide de leurs coordonnées cartésiennes  $(x', y')$  dans le plan image du détecteur, sur base du référentiel décrit par la Fig. 1.2.

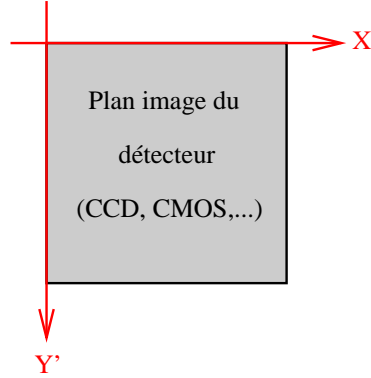


FIG. 1.2 – Système de coordonnées bidimensionnel utilisé pour identifier les tavelures d'une figure de speckle.

## 1.2 Le speckle, source d'information.

Il existe deux manières de considérer le speckle. Le premier consiste à considérer le speckle comme un bruit à réduire voire, idéalement, à éliminer. Ce point de vue est adopté, par exemple, en imagerie en lumière cohérente : GABOR qualifie le speckle d'ennemi numéro 1 de l'holographie [7]. Le second point de vue est de considérer la granularité laser non plus comme un bruit, mais bien comme une source d'information<sup>3</sup>. Nous verrons à la section 1.4 que le second point de vue est adopté en shearographie. Plus précisément, nous constaterons que l'information relative à la dérivée première des déplacements induits par une contrainte, des diverses particules matérielles de l'objet diffusant est contenue dans la phase  $\phi(x', y')$  des différentes tavelures, mesurée par rapport à une phase de référence.

En shearographie, il convient donc de déterminer la phase de chaque tavelure. Cependant, ceci n'est pas chose aisée. La phase d'un grain de speckle fluctue rapidement dans le temps : pour une illumination avec un laser Nd-YAG (532nm), la fréquence temporelle des fluctuations de la phase est de l'ordre de  $5.6 \cdot 10^{14}$  Hz. Le stratagème utilisé pour palier à ce problème

<sup>3</sup>Dans ce cas, nous retiendrons la citation de LEENDERTZ et BUTTERS, "*if we cannot get rid of speckle, why don't use it ?*" [3].

est l'utilisation d'une deuxième onde, dite *onde de référence* ou *faisceau de référence*, de fréquence égale à celle des fluctuations temporelles de la phase des speckles. En faisant interférer la figure de speckle de l'objet étudié, traditionnellement appelée *faisceau objet*, avec le faisceau de référence, il est possible de déterminer, après décalage de phase (section 1.3.1), la phase des différentes tavelures par rapport à la phase de l'onde de référence. Dans ces conditions, la différence de phase  $\phi(x', y')$  mesurée est constante dans le temps. Par la suite, cette différence de phase  $\phi(x', y')$  sera appelée *phase relative du speckle*  $(x', y')$ .

Les dispositifs expérimentaux utilisés pour faire interférer les faisceaux objet et de référence sont classés en deux catégories : ceux basés sur l'interférométrie de speckle et ceux fondés sur la shearographie.

1. En *interférométrie de speckle*<sup>4</sup>, le faisceau de référence se présente soit sous la forme d'un faisceau constant en phase et en éclaircissement (Fig. 1.3), comme en holographie<sup>5</sup>, soit sous la forme d'une deuxième figure de speckle de l'objet.

Le dispositif comporte deux ondes d'éclaircissement et deux ondes d'observation. Il est appelé *interféromètre de speckle* et livre un interférogramme dit *specklegramme*<sup>6</sup>. L'interférométrie de speckle a déjà été étudiée au sein du laboratoire HOLOLAB ([1],[2]).

2. Une seule onde d'illumination est nécessaire en *shearographie*<sup>7</sup>. Le

---

<sup>4</sup>Dans la littérature, on rencontre également les appellations *SPI, Speckle Pattern Interferometry*, *ESPI, Electronic Speckle Pattern Interferometry* ou *DSPI, Digital Speckle Pattern Interferometry* pour se référer à l'interférométrie de speckle. L'appellation utilisée par les différents auteurs est généralement justifiée par le type de détecteur utilisé. En accord avec les disponibilités technologiques actuelles, la technique DSPI est de nos jours la plus répandue.

<sup>5</sup>Tout au long de ce travail, nous réaliserons un maximum d'analogies avec l'holographie voire l'interférométrie holographique dans le but de faciliter la compréhension du lecteur. Le lecteur en recherche de connaissances sur ces sujets est invité à consulter les références [6], [8], [34] et [35].

<sup>6</sup>Pour les faisceaux de référence constants, le specklegramme est l'analogue de l'hologramme en holographie. Cependant, en interférométrie de speckle, on étudie chaque tavelure de manière individuelle. Tandis qu'en holographie, on s'intéresse à l'image dans son entièreté et les grains de speckles sont considérés comme un bruit à réduire, voire éliminer.

<sup>7</sup>Signalons que la shearographie est un cas particulier d'interférométrie de speckle : la shearographie est parfois qualifiée d'*interférométrie différentielle de speckle*. Cette appellation sera justifiée ultérieurement. Cette caractéristique permet l'utilisation de la plupart des outils numériques traditionnellement employé en "interférométrie de speckle classique". Dans la suite de ce travail, l'appellation "interférométrie de speckle" concernera l'interférométrie de speckle "traditionnelle".

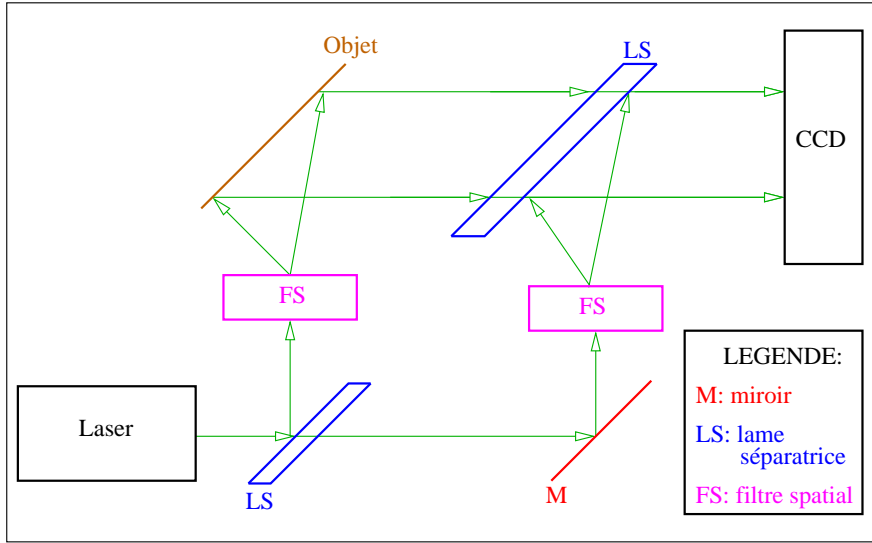


FIG. 1.3 – Exemple d'un interféromètre de speckle dont le faisceau de référence est constant en phase et en éclairement.

faisceau objet est *autoréférencé*. Il interfère avec lui-même. Pour ce faire, l'interféromètre fournit deux figures de speckle à partir du faisceau objet, c'est-à-dire à partir de la figure de speckle (Fig. 1.4). Ces deux figures de speckle, décalées dans l'espace (Fig. 1.5), permettent, après interférence, la détermination de la phase relative de chaque tavelure : la première figure de speckle joue le rôle de faisceau de référence pour la deuxième figure de speckle, qui joue le rôle du faisceau objet et inversement. En d'autres termes, la phase de la tavelure  $(x', y')$  de la deuxième figure de speckle est mesurée par rapport à la phase de la tavelure  $(x', y')$  de la première figure de speckle. Ou encore, plus précisément, si les deux figures de speckle sont décalées, ou cisailées, dans la direction  $X'$  d'une grandeur  $\delta x'$  dans le plan image du détecteur, la phase du speckle  $(x', y')$  du faisceau objet, et relatif au point  $(x, y)$  de l'objet, est mesurée par rapport à la phase du speckle  $(x', y')$  du faisceau de référence, et relatif au point  $(x + \delta x, y)$  de l'objet ; où  $\delta x$  est l'équivalent dans le plan de l'objet du cisaillement  $\delta x'$ . Les grandeurs  $\delta x$  et  $\delta x'$  sont proportionnelles entre elles. Ainsi, pour un système imageant présentant un grandissement  $M$  [3] :

$$\delta x' = M \delta x \quad (1.3)$$

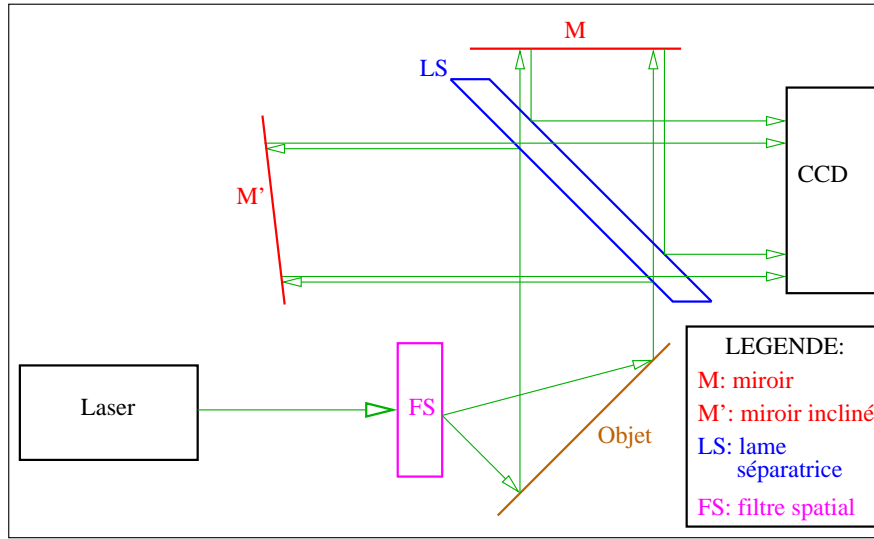


FIG. 1.4 – Exemple d'un montage de shearographie : interféromètre de Michelson modifié. Dans un tel dispositif, le cisaillement du faisceau objet est obtenu en inclinant un des deux miroirs, généralement à l'aide d'un transducteur piézoélectrique.

Le cisaillement réalisé par le dispositif justifie l'appellation de **shearographie**<sup>8</sup> : en anglais, "to shear" signifiant cisailier. L'interférogramme fourni par l'interféromètre est quant à lui appelé **shearogramme** (Fig. 1.5).

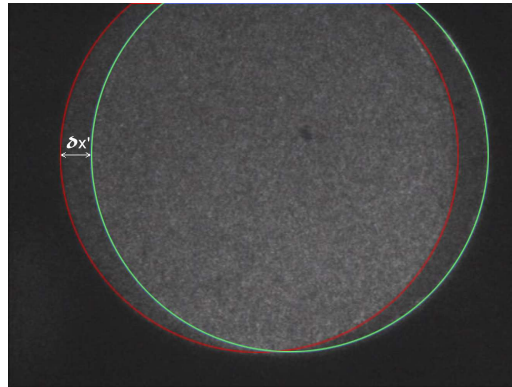


FIG. 1.5 – Exemple d'un shearogramme (d'une pièce de monnaie). Ce shearogramme a été enregistré par Vanessa ROSSO de l'Université de Liège (HOLOLAB) et Pierre BLANDIN de l'Institut d'Optique d'Orsay.

<sup>8</sup> *shearography*.

### 1.3 Détermination de la distribution de phase.

L'éclairement  $I(x', y')$  du speckle  $(x', y')$ , ou encore la distribution transversale de l'éclairement  $I(x', y')$ , d'un shearogramme traduit l'interférence entre les faisceaux objet et de référence. Il est par conséquent décrit par la relation ([3],[10]) :

$$I(x', y') = I_{obj}(x', y') + I_{ref}(x', y') + 2\sqrt{I_{obj}(x', y')I_{ref}(x', y')} \cos(\phi(x', y')) \quad (1.4)$$

où  $I_{obj}(x', y')$  et  $I_{ref}(x', y')$  correspondent aux distributions transversales des éclairagements respectives des faisceaux objet et de référence;  $\phi(x', y')$  représente la différence de phase entre les ondes objet et de référence, c'est-à-dire la différence de phase entre les deux figures de speckle, ou encore la distribution de phase relative des tavelures.

En introduisant l'éclairement moyen  $I_0(x', y')$  entre le speckle  $(x', y')$  du faisceaux objet et la tavelure  $(x', y')$  du faisceau de référence, ainsi que le **facteur de visibilité**  $\gamma(x', y')$  de l'interférence du speckle  $(x', y')$  du faisceau objet avec la tavelure  $(x', y')$  du faisceau de référence, la relation 1.4 s'écrit([3],[6]) :

$$I_0(x', y') = \frac{I_{obj}(x', y') + I_{ref}(x', y')}{2} \quad (1.5)$$

$$\gamma(x', y') = \frac{2[I_{obj}(x', y').I_{ref}(x', y')]^{1/2}}{I_{ref}(x', y') + I_{obj}(x', y')} \quad (1.6)$$

$$I(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y'). \cos(\phi(x', y'))] \quad (1.7)$$

Dans la distribution d'éclairement 1.7, l'argument  $\phi(x', y')$  du cosinus est de haute fréquence spatiale suite au caractère aléatoire des figures de speckle [10]. Par conséquent, l'interférogramme enregistré ne se présente pas sous un ensemble de franges d'interférence<sup>9</sup> (Fig. 1.5).

Dans la relation 1.7, c'est-à-dire dans l'éclairement  $I(x', y')$  de la tavelure  $(x', y')$  d'un shearogramme, le paramètre pertinent est la distribution de la phase  $\phi(x', y')$ , clef de voûte de la shearographie. En pratique, le shearogramme est enregistré sur une plaque photographique, un détecteur CCD,...

---

<sup>9</sup>*fringe pattern.*

Seule la distribution de l'éclairement  $I(x', y')$  du shearogramme est obtenue, codée sur 256 niveaux de gris dans le cadre d'un enregistrement numérique d'images sous 8 bits, et l'information  $\phi(x', y')$  recherchée n'est pas directement accessible<sup>10</sup>. Dès lors, à partir de la distribution  $I(x', y')$  il faut déduire la distribution  $\phi(x', y')$ . Pour ce faire, il existe de nombreux algorithmes [9]. Citons, entre autres, les algorithmes de décalage de phase<sup>11</sup> temporel ou spatial, la méthode par inversion trigonométrique, par transformée de Fourier ou encore la méthode de Morimoto et Fujigaki [11]. La technique la plus utilisée est le **décalage de phase temporel** (TPS)<sup>12</sup> ([3], [12] et [10]). C'est celle que nous avons adoptée dans notre étude.

### 1.3.1 Décalage de phase temporel (TPS).

L'algorithme TPS propose d'effectuer l'enregistrement d'*au moins* trois shearogrammes en introduisant pour chacun, un déphasage  $\alpha$  supplémentaire connu, entre les ondes objet et de référence<sup>13</sup>. On obtient ainsi un système d'*au moins* trois équations (les distributions transversales des éclaircissements des divers shearogrammes enregistrés) à trois inconnues ( $I_0(x', y'), \gamma(x', y'), \phi(x', y')$ ) [3] :

$$\begin{cases} I_1(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cos(\phi(x', y'))] \\ I_2(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cos(\phi(x', y') + \alpha)] \\ I_3(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cos(\phi(x', y') - \alpha)] \end{cases} \quad (1.8)$$

où  $I_i$  représente la distribution d'éclairement du  $i^{ieme}$  shearogramme enregistré.

L'incrément de phase  $\alpha$  peut être quelconque. Cependant, l'erreur commise sur la détermination de  $\phi(x', y')$  est minimale pour un angle  $\alpha$  particulier, l'**incrément de phase optimal**. Dans le cas d'un décalage de phase temporel à 3 incréments, l'incrément de phase optimal vaut  $2\pi/3$  [9].

---

<sup>10</sup>La relation 1.7 contient quatre variables :  $I(x', y')$ ,  $I_0(x', y')$ ,  $\gamma(x', y')$  et  $\phi(x', y')$ . Parmi ces variables, seule la grandeur  $I(x', y')$  est fournie par l'enregistrement du shearogramme. Finalement, nous nous trouvons face à une équation à trois inconnues : problème insoluble.

<sup>11</sup>Dans ce cas, les auteurs parlent de **phase-shifting shearography**.

<sup>12</sup>**temporal phase-shifting**.

<sup>13</sup>En pratique, dans un interféromètre de Michelson modifié, l'incrément de phase est introduit en traduisant un des deux miroirs de l'interféromètre, le plus souvent à l'aide d'un transducteur piézoélectrique. Dans notre cas, l'incrément de phase sera introduit à l'aide d'une cellule à cristaux liquides (section 2.1.3).



La résolution du système 1.8 livre, entre autre, la distribution transversale  $\phi(x', y')$  recherchée, c'est-à-dire la phase relative du speckle  $(x', y')$ . Pour l'incrément de phase optimal, la phase relative de la tavelure  $(x', y')$  est donnée par la relation [3] :

$$\phi(x', y') = \arctan \frac{\sqrt{3} (I_3(x', y') - I_2(x', y'))}{2I_1(x', y') - I_2(x', y') - I_3(x', y')} \quad (1.9)$$

L'algorithme TPS à 3 incréments de phase permet d'obtenir la distribution de phase  $\phi(x', y')$ . Signalons toutefois qu'en pratique, et ce malgré une augmentation du temps d'acquisition, du volume des informations à stocker et à traiter, certains chercheurs préfèrent l'utilisation d'un algorithme TPS à plus de 3 incréments de phase pour limiter les erreurs sur la détermination de  $\phi(x', y')$ . Des algorithmes notamment à 4 ([3],[10],[14]) ou 5 incréments  $\alpha$  ([9]) sont utilisés.

Dans le cas d'un décalage de phase temporel à quatre incréments de phase, le système à résoudre devient [3] :

$$\begin{cases} I_1(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cdot \cos(\phi(x', y'))] \\ I_2(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cdot \cos(\phi(x', y') + \alpha)] \\ I_3(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cdot \cos(\phi(x', y') + 2\alpha)] \\ I_4(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cdot \cos(\phi(x', y') + 3\alpha)] \end{cases} \quad (1.10)$$

L'incrément de phase optimal vaut dans ce cas  $\pi/2$ . Pour cet incrément de phase, la solution recherchée  $\phi(x', y')$  du système d'équations 1.10 satisfait la relation [3] :

$$\phi(x', y') = \arctan \frac{I_4(x', y') - I_2(x', y')}{I_1(x', y') - I_3(x', y')} \quad (1.11)$$

Dans le cas d'un algorithme TPS à cinq incréments de phase, le système à résoudre est [9] :

$$\begin{cases} I_1(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cdot \cos(\phi(x', y') - 2\alpha)] \\ I_2(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cdot \cos(\phi(x', y') - \alpha)] \\ I_3(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cdot \cos(\phi(x', y'))] \\ I_4(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cdot \cos(\phi(x', y') + \alpha)] \\ I_5(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cdot \cos(\phi(x', y') + 2\alpha)] \end{cases} \quad (1.12)$$

L'incrément de phase optimal vaut  $\pi/2$  et la distribution de phase peut être déterminée par la **formule de Hariharan** ([9]) :

$$\phi(x', y') = \arctan \frac{2 [I_2(x', y') - I_4(x', y')]}{2I_3(x', y') - I_1(x', y') - I_5(x', y')} \quad (1.13)$$

**Remarque.**

Les valeurs de l'angle  $\phi$  calculées par décalage de phase sont limitées, en conséquence du théorème de la fonction inverse [15], à l'intervalle  $]-\pi/2, +\pi/2[$ . Dans le but d'accéder à des valeurs incluses entre  $-\pi$  et  $+\pi$ , il est nécessaire d'analyser les signes du numérateur et du dénominateur de la relation (1.9, 1.11 ou 1.13) utilisée selon le nombre d'incrément de phase, et ce à condition que les numérateur et dénominateur coïncident respectivement à des fonctions sinus et cosinus ([3],[9],[10]). Pour ce faire, l'équipe R&D de DEIOS s.a. suggère l'utilisation de la fonction  $\arctan_2$  basée sur ce principe et disponible dans la bibliothèque du logiciel de programmation LabView<sup>®</sup> utilisé pour les aspects numériques de ce travail.

## 1.4 Shearographie et mesure.

Nous venons de décrire la manière d'obtenir la distribution de phase relative d'une figure de speckle. Cette distribution permet d'analyser la dérivée première du champ vectoriel des déplacements d'un objet soumis à une contrainte. Pour introduire la relation entre la phase relative et la dérivée première des déplacements, nous commencerons par rappeler la notion de déplacement (sous-section 1.4.1). Cette notion introduite, nous analyserons la manière d'obtenir à partir de la distribution de phase  $\phi(x', y')$  et en fonction de la géométrie du montage, les différentes composantes de la dérivée première du vecteur déplacement de chaque particule matérielle de l'objet analysé (sous-section 1.4.2).

### 1.4.1 Vecteur déplacement et carte de phase enroulée.

Considérons un objet dans une *configuration de référence*  $A$ . Dans cette disposition, chaque particule matérielle<sup>14</sup> du corps solide peut être étiquetée par ses coordonnées cartésiennes  $\vec{x}_A = (x_A, y_A, z_A)$ . Si une contrainte est appliquée<sup>15</sup>, le corps solide analysé se retrouve dans une nouvelle configuration, une *configuration B déformée* et les particules matérielles sont maintenant repérées par de nouvelles coordonnées cartésiennes  $\vec{x}_B = (x_B, y_B, z_B)$ . Ce changement de position dans l'espace correspond, en mécanique des milieux continus, à la notion de *déplacement*  $\vec{u} = (u, v, w)$

<sup>14</sup>La particule matérielle  $\vec{x}_A$  équivaut à la matière contenue dans un volume infinitésimal  $dV$  entourant le point  $\vec{x}_A$  [16].

<sup>15</sup>Un objet soumis à un ensemble de forces, une contrainte, peut se mouvoir en rotation, en translation et/ou se déformer.

définie, pour chaque particule matérielle, par la relation [16] :

$$\vec{u} = \vec{x}_B - \vec{x}_A \quad (1.14)$$

La Fig. 1.6 schématise la notion de déplacement.

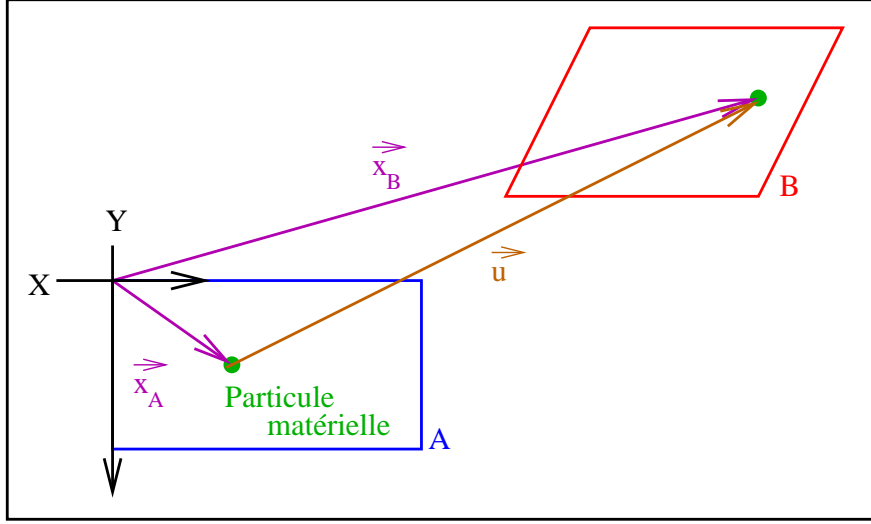


FIG. 1.6 – Schématisation de la notion de déplacement. *En bleu* : l'objet dans son état A de référence. *En rouge* : l'objet dans sa configuration B déformée suite à une contrainte quelconque.

La shearographie permet d'obtenir la dérivée première du déplacement de chaque particule matérielle, lorsque l'objet a été déformé par rapport à sa configuration de référence.

En shearographie, un objet dans sa configuration de référence, ou plus généralement dans un état A, livre un shearogramme dont la distribution transversale de l'éclairement dans le plan image du détecteur est<sup>16</sup> :

$$I_A(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cdot \cos(\phi_A(x', y'))] \quad (1.15)$$

où l'indice "A" caractérise l'état A de référence de l'objet.

Le même corps dans une configuration B déformée fournit un shearogramme dont la distribution transversale de l'éclairement dans le plan image du détecteur est maintenant :

$$I_B(x', y') = 2I_0(x', y') [1 + \gamma(x', y') \cdot \cos(\phi_B(x', y'))] \quad (1.16)$$

<sup>16</sup>En accord avec l'équation 1.7

où l'indice "B" est relatif à l'état B déformé de l'objet.

La phase relative de la tavelure  $(x', y')$ , suite à la contrainte, n'est plus définie par la distribution  $\phi_A(x', y')$ , mais par  $\phi_B(x', y')$  : la contrainte induit une modification du chemin optique des faisceaux donnant naissance aux speckles. En pratique, les distributions de phase relative  $\phi_A(x', y')$  et  $\phi_B(x', y')$  sont obtenues par application du décalage de phase temporel aux shearogrammes de l'objet dans ses états A et B<sup>17</sup>. Une fois les distributions  $\phi_A(x', y')$  et  $\phi_B(x', y')$  déterminées, il est coutume de considérer pour chaque tavelure  $(x', y')$ , la **variation de phase relative**  $\Delta(x', y')$ , dite aussi **carte de phase enroulée**<sup>18</sup> ([3], [13], [17]) :

$$\Delta(x', y') = \phi_B(x', y') - \phi_A(x', y') \quad (1.17)$$

Cette carte de phase enroulée se présente en pratique sous forme d'une figure de franges (Fig. 1.7), appelées de **franges de corrélation** [4].

Ces franges correspondent également à des **sauts de phase** : lors du passage d'une frange blanche (niveau de gris = 255) à une frange noire (niveau de gris = 0), la valeur de la variation de phase relative enroulée passe de  $+\pi$  à  $-\pi + \epsilon$ , au lieu de  $+\pi$  à  $\pi + \epsilon$ . La distribution  $\Delta(x', y')$  est enroulée *modulo*  $2\pi$ .

La technique de **déroutage de phase spatial**<sup>19</sup> est traditionnellement utilisée pour obtenir la valeur  $\pi + \epsilon$  lors d'un saut de phase. Ce stratagème fournit, "en comptant les franges" de la distribution  $\Delta(x', y')$ , une nouvelle distribution angulaire  $\Delta_d(x', y')$  dite **carte de phase déroulée**. Cette dernière ne présente aucune restriction sur les valeurs angulaires possibles de la variation de phase relative : en ramenant les valeurs de  $\Delta(x', y')$  entre 0 et  $2\pi$ , la distribution  $\Delta_d(x', y')$  renvoie des valeurs angulaires incluses entre 0 et  $+\infty$ . La philosophie du déroulage de phase sera explicitée à la section 1.4.3.

Pour un petit cisaillement entre les images relatives aux faisceaux objet et de référence, la littérature ([3], [13], [17]) signale que la variation de phase relative déroulée  $\Delta_d(x', y')$  est étroitement liée, en shearographie, à la dérivée

<sup>17</sup>L'application du décalage de phase temporel à 4 incréments de phase aux shearogrammes de l'objet, dans ses états A et B, exige l'enregistrement de 8 shearogrammes (4 shearogrammes de l'objet dans chaque état). A la page 21, nous verrons que la carte de phase enroulée peut également être obtenue par addition ou soustraction d'images.

<sup>18</sup>Le qualificatif "enroulée" est introduit pour rappeler que la phase  $\Delta(x', y')$  varie entre  $-\pi$  et  $+\pi$ .

<sup>19</sup>spatial phase unwrapping

première des déplacements<sup>20</sup> :

$$\Delta_d(x', y') = \left( A \frac{\partial u}{\partial x'_i} + B \frac{\partial v}{\partial x'_i} + C \frac{\partial w}{\partial x'_i} \right) \delta x'_i \quad (1.18)$$

où A, B et C sont des constantes de proportionnalité dépendant de la géométrie du montage et appelées *coefficients de sensibilité* (section 1.4.2). u, v et w sont respectivement les composantes selon les axes X, Y et Z des vecteurs déplacements des particules matérielles de l'objet, induits par la contrainte exercée.  $x'_i$  représente la coordonnée cartésienne  $x'$  ou  $y'$  selon que le cisaillement formant le shearogramme a lieu respectivement dans la direction  $X'$  ou  $Y'$ .  $\delta x'_i$  caractérise la taille du cisaillement, au niveau du détecteur et dans la direction  $X'_i$ , entre les images liées aux faisceaux objet et de référence.

L'équation 1.18 donne la relation entre la variation de phase relative déroulée et la dérivée première des déplacements induits des différentes particules matérielles de l'objet. Cette équation justifie mathématiquement la nécessité de cisailer les images relatives aux faisceaux objet et de référence de l'interféromètre : la direction et la taille du cisaillement sont des paramètres pertinents.

La shearographie permet d'obtenir la dérivée première du champ vectoriel des déplacements, c'est une *technique différentielle* : la shearographie est parfois appelée *interférométrie différentielle de speckle*. Cette propriété induit que les installations de shearographie sont insensibles aux faibles vibrations d'ensemble de l'objet étudié. Les dispositifs de shearographie sont ainsi les plus aptes, parmi les montages interférométriques<sup>21</sup>, à être utilisés dans un environnement industriel.

Les techniques utilisées, ou potentiellement utilisables, par les mécaniciens (interférométrie de speckle, stéréocorrélation, jauges de contraintes,...) fournissent le vecteur déplacement  $\vec{u}$ . Il leur est donc nécessaire de dériver numériquement ce vecteur dans le but de retrouver le tenseur des déformations infinitésimales  $\varepsilon$ , lequel apparaît dans les lois de la mécanique (par exemple, la loi de Hooke) et, par conséquent, traduit le comportement du corps étudié<sup>22</sup>. La shearographie présente donc l'avantage sur les techniques traditionnelles de donner directement accès à la dérivée première du vecteur

<sup>20</sup>La carte de phase déroulée permet une mesure de la dérivée première des déplacements.

<sup>21</sup>Par exemple, les interféromètres holographiques ou de speckle (ESPI/DSPI), ainsi que les profilomètres, sont fortement sensibles aux vibrations de l'objet.

<sup>22</sup>Une interprétation physique des composantes du tenseur des déformations infinitésimales est disponible dans la référence [16].

$\vec{u}$  de chaque particule matérielle, directement liée au tenseur  $\varepsilon$  d'ordre 2 [16] :

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left[ \nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T \right] \quad (1.19)$$

où l'exposant "T" signifie transposé.

Par exemple, la composante  $\varepsilon_{xy}$  du tenseur des déformations infinitésimales est donnée par :

$$\varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right] \quad (1.20)$$

ou encore la composante  $\varepsilon_{zz}$  du tenseur  $\varepsilon$  vaut :

$$\varepsilon_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z} \quad (1.21)$$

### Les techniques d'addition et de soustraction d'images.

La carte de phase enroulée  $\Delta(x', y')$  est obtenue en soustrayant les distributions  $\phi_B(x', y')$  et  $\phi_A(x', y')$ , déterminées par décalage de phase temporel. Toutefois signalons qu'il est possible de déterminer la distribution  $\Delta(x', y')$  sans connaître les distributions de phase relative. Pour ce faire, certains chercheurs utilisent la technique d'**addition d'images** ou de **double exposition**. Celle-ci consiste à enregistrer une figure de speckle de l'objet dans ses états de référence et déformé. La carte de phase enroulée est obtenue en analysant l'addition des éclaircissements de chaque pixel des figures de speckle enregistrées. L'éclaircissement total  $I_{ad}(x', y')$  résultant de l'addition des éclaircissements s'écrit sous la forme [3] :

$$\begin{aligned} I_{ad}(x', y') &= I_A(x', y') + I_B(x', y') \\ &= 4I_0(x', y') + 4I_0(x', y')\gamma \cos \left( \phi_A(x', y') + \frac{\Delta(x', y')}{2} \right) \cdot \cos \left( \frac{\Delta(x', y')}{2} \right) \end{aligned}$$

Le terme  $4I_0(x', y')$  hautement énergétique empêche la visualisation des franges de corrélation liées à la distribution  $\Delta(x', y')$ . Pour permettre la visualisation de ces franges, un filtre passe-haut doit être appliqué à la distribution  $I_{ad}(x', y')$  dans l'espace des fréquences spatiales [3].

Un autre stratagème couramment pratiqué pour permettre la visualisation de la carte de phase enroulée consiste à analyser la valeur absolue de la soustraction des éclaircissements  $I_A(x', y')$  et  $I_B(x', y')$ . Cette soustraction est caractérisée par la relation ([3], [4]) :

$$| I_{ss}(x', y') | = | I_A(x', y') - I_B(x', y') |$$

$$= \left| 4I_0(x', y') \gamma \cdot \sin \left( \phi_A(x', y') + \frac{\Delta(x', y')}{2} \right) \cdot \sin \left( \frac{\Delta(x', y')}{2} \right) \right| \quad (1.22)$$

L'addition d'images peut être réalisée soit par implémentation numérique, soit, comme en interférométrie holographique, par enregistrement successif des figures de speckle sur une même plaque photographique. Quant à la soustraction, elle ne peut être réalisée que par voie numérique. Malgré cet inconvénient, la soustraction d'image est généralement préférée à la double exposition. L'analyse de la distribution  $I_{ss}(x', y')$  est plus simple que celle de la distribution  $I_{ad}(x', y')$ . La soustraction fait directement apparaître les franges de corrélation [18].

La technique de la soustraction d'images présente l'avantage par rapport au décalage de phase temporel d'être plus rapide au niveau de l'acquisition des shearogrammes ainsi qu'au niveau de leur traitement numérique, d'être plus facile à mettre en oeuvre et de ne pas nécessiter de modulateur de phase, instrument coûteux qui permet le décalage de phase temporel. Cependant, les résultats obtenus par décalage de phase sont généralement meilleurs. Ainsi, dans certains cas, les franges de corrélation obtenues par soustraction, ne sont visibles qu'après élimination du bruit contenu dans la carte de la phase enroulée.

#### 1.4.2 Géométrie du montage et vecteur sensibilité.

La relation 1.18 liant la carte de phase déroulée à la dérivée du vecteur déplacement est une fonction de la géométrie du montage par l'intermédiaire des coefficients de sensibilité A, B et C. En caractérisant cette dernière par le **vecteur sensibilité**  $\vec{K}_s$  de l'interféromètre, vecteur défini comme étant la différence entre le vecteur d'onde  $\vec{k}_{obs}$  caractérisant la direction d'observation et le vecteur d'onde  $\vec{k}_{inc}$  des ondes éclairant l'objet [3] :

$$\vec{K}_s = \vec{k}_{obs} - \vec{k}_{inc} \quad (1.23)$$

la relation 1.18 peut se réécrire [3] :

$$\Delta_d(x', y') = \left[ \left( \vec{K}_s \cdot \vec{e}_x \right) \frac{\partial u}{\partial x'_i} + \left( \vec{K}_s \cdot \vec{e}_y \right) \frac{\partial v}{\partial x'_i} + \left( \vec{K}_s \cdot \vec{e}_z \right) \frac{\partial w}{\partial x'_i} \right] \delta x'_i \quad (1.24)$$

où le symbole "." qualifie un produit scalaire et les vecteurs  $\vec{e}_i$  sont les vecteurs de base unitaires du système de coordonnées (x,y,z).

En définitive, l'orientation du vecteur sensibilité est un paramètre pertinent. Elle permet de sonder la dérivée première, par rapport à  $x'_i$ , de la composante u, v et/ou w du vecteur de déplacement  $\vec{u}$ <sup>23</sup>. Ainsi, par exemple, pour un vecteur sensibilité parallèle à l'axe Z<sup>24</sup> la relation devient :

$$\Delta_d(x', y') = \left( \vec{K}_s \cdot \vec{e}_z \right) \frac{\partial w}{\partial x'_i} \delta x'_i \quad (1.25)$$

et seule la dérivée de la composante w, dite **composante hors-plan**, peut être analysée. Le montage est qualifié de **hors-plan**. Pour une question de simplicité, la partie expérimentale de ce travail concernera uniquement les montages hors-plan, sachant que l'on pourra ensuite transposer cette étude afin d'analyser les **composantes dans le plan**, u et v.

L'équation 1.25 permet de lier la carte de phase déroulée à la dérivée de la composante hors-plan du vecteur déplacement. Elle permet une étude quantitative des déformations.

De même, la relation 1.25 permet une interprétation qualitative des franges de corrélation de la carte de phase enroulée. Celles-ci peuvent être "vues" comme des "courbes d'iso-déformation hors-plan"<sup>25,26</sup>.

### 1.4.3 Introduction au déroulage de phase spatial.

La carte de phase enroulée permet une interprétation qualitative de la dérivée première des déplacements. Pour une mesure quantitative, basée sur la relation 1.24, de cette même dérivée, il est nécessaire de dérouler la phase, c'est-à-dire de restituer le multiple de  $2\pi$  à ajouter à la valeur obtenue au terme du décalage de phase, afin de retrouver la valeur réelle  $\Delta_d(x', y')$  de la phase  $\Delta(x', y')$ . Pour ce faire, il existe de nombreux algorithmes ([3], [20], [21]). En pratique, nous n'aurons pas besoin de développer un programme de déroulage de phase. Nous utiliserons celui mis au point par la spin-off DEIOS s.a. Par conséquent, l'algorithme de déroulage de phase ne sera pas

<sup>23</sup>Par analogie, en optique diffractive, le vecteur d'onde d'un réseau, défini par la différence entre le vecteur d'onde du  $m^{ieme}$  ordre diffracté et le vecteur d'onde incident, est un paramètre pertinent qui, à la fois, caractérise la géométrie du réseau et régit l'équation des réseaux [19].

<sup>24</sup>Traditionnellement, les axes X et Y sont définis par le plan de l'objet (Fig. 1.6). L'axe Z est perpendiculaire à ce plan et pointe dans la direction du vecteur d'onde des ondes réfléchies par l'objet.

<sup>25</sup>Signalons toutefois que le terme "iso-dérivée, par rapport à la direction du cisaillement, de la composante hors-plan du vecteur déplacement" serait plus adéquat.

<sup>26</sup>En interférométrie de speckle ([1],[5]) et en interférométrie holographique [35], les franges de la carte de phase enroulée correspondent à des courbes d'"iso-déplacements".



détaillé dans ce rapport. Seule la philosophie du déroulage de phase spatial est introduite ci-après.

Le théorème d'échantillonnage de Shannon implique que pour avoir une carte de phase enroulée bien échantillonnée, c'est-à-dire qui traduit bien la réalité physique du problème, l'évolution de la variation de phase relative sur une rangée de pixels ne peut jamais être supérieure à  $\pi$  [9]. Par conséquent, toute modification de cette variation de phase relative supérieure (resp. inférieure) à  $+\pi$  (resp.  $-\pi$ ) dans la carte de phase enroulée correspond à un saut de phase induit par la fonction arctan. A chaque saut de phase détecté par ce critère, il suffit d'augmenter (resp. de diminuer) d'une unité le multiple  $m$  de  $2\pi$  à ajouter à la valeur  $\Delta(x', y')$  [9] :

$$\Delta_d(x', y') = \Delta(x', y') + 2m\pi \quad (1.26)$$

En définitive, en comparant la variation de phase relative  $\Delta(x', y')$  d'un pixel avec celle de son voisin, il est possible de détecter les sauts de phase dans la distribution  $\Delta(x', y')$ . A ces sauts de phase, la variation de phase relative est augmentée ou diminuée de  $2\pi$ . La distribution corrigée est appelée carte de phase déroulée  $\Delta_d(x', y')$ .

La Fig. 1.7, extraite de la référence [3], présente une carte de phase enroulée, la carte de phase déroulée qui lui est associée, en niveaux de gris, et sous forme de graphique 3D.

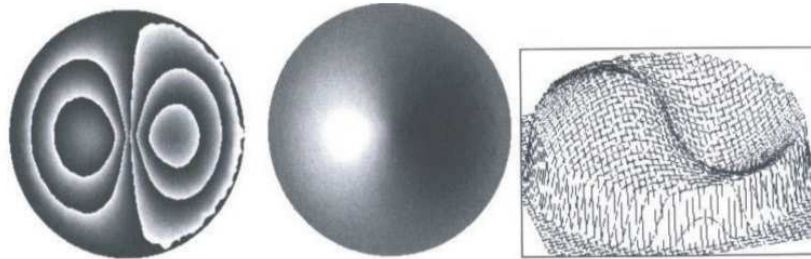


FIG. 1.7 – *A gauche* : une carte de phase enroulée. *Au centre* : carte de phase déroulée, en niveaux de gris, relative à l'image de gauche. *A droite* : la même carte de phase déroulée sous forme d'un graphique 3D. [3].

Deuxième partie

Shearographie expérimentale.

*La première partie du rapport décrit les principes théoriques, mathématiques et physiques, régissant la shearographie. Cette seconde partie a pour ambition la mise au point d'un interféromètre différentiel de speckle pour la mesure de la dérivée première de la composante hors-plan du vecteur déplacement. Le chapitre 2 décrit le montage réalisé au laboratoire. Ce montage détaillé, le chapitre 3 présentera une application du dispositif relative à l'analyse de la dérivée première de la composante hors-plan des déplacements. Cette application permettra de tester le bon fonctionnement du montage expérimental, de nous familiariser avec la shearographie et l'interprétation de ses résultats. Cette familiarisation acquise, les perspectives du travail pourront être déterminées clairement pour une optimisation de l'installation.*

## Chapitre 2

# Montage expérimental hors-plan à chemins optiques quasi-communs et à séparation des états de polarisation.

Le présent chapitre décrit l'interféromètre de shearographie mis au point au HOLOLAB pour la mesure de la dérivée première de la composante hors-plan du vecteur des déplacements d'un objet soumis à une contrainte.

### 2.1 Dispositif expérimental hors-plan à chemins optiques quasi-communs.

Les dispositifs de shearographie peuvent être classés en deux catégories : les *interféromètres à chemins optiques séparés*<sup>1</sup> et ceux à *chemins optiques quasi-communs*. Dans ces derniers, les faisceaux objet et de référence parcourent, comme le nom de l'interféromètre l'indique, des chemins optiques, ou géométriques, quasi-identiques (Fig. 2.1). Les deux bras de l'interféromètre sont confondus sur la presque totalité du montage et sont donc influencés simultanément en cas de perturbation. Un interféromètre à chemins optiques quasi-communs reste par conséquent opérationnel en présence de faibles perturbations extérieures (vibrations, turbulences atmosphériques, gradient de température,...). Cette insensibilité implique que les systèmes à chemins optiques quasi-communs sont plus aptes pour une implémentation en milieu industriel que ceux à chemins séparés. Le développement d'une

---

<sup>1</sup>Le plus célèbre d'entre eux est l'interféromètre de Michelson modifié (Fig. 1.4).

installation à chemins quasi-communs paraît dès lors le plus intéressant dans le cadre de notre approche.

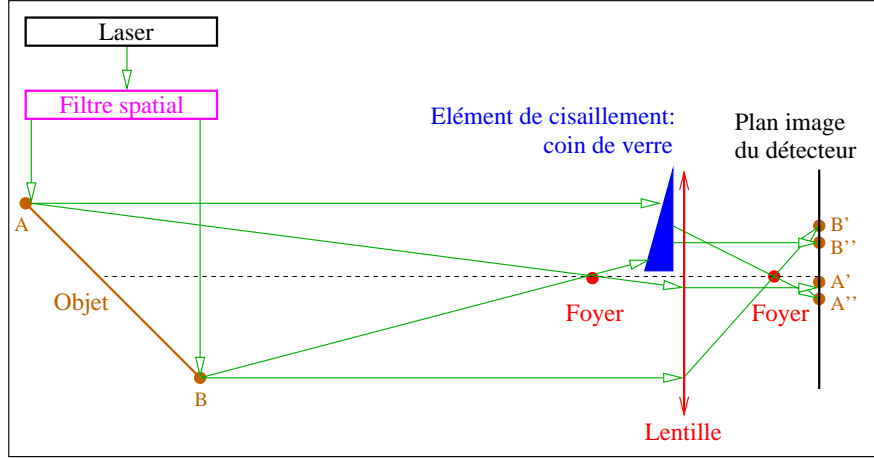


FIG. 2.1 – Exemple d'un montage courant de shearographie à chemins optiques quasi-communs. Le coin de verre recouvre la moitié supérieure de la lentille. Ce semi-recouvrement induit, par réfraction à travers le coin de verre, le cisaillement du faisceau objet. Les deux figures de speckle décalées interfèrent dans le plan image du détecteur [3].

Le montage hors-plan, à chemins optiques quasi-communs, réalisé pour notre étude est schématisé à la Fig. 2.2. Dans cet interféromètre, le faisceau laser guidé, élargi et nettoyé de ses défauts de phase à l'aide de la fibre optique<sup>2</sup>, éclaire de manière quasi-uniforme l'objet à étudier. Après rétro-diffusion sur l'objet, les ondes électromagnétiques incidentes traversent le prisme séparateur des états de polarisation, élément de cisaillement. Après passage dans le prisme, les ondes fournissent deux figures de speckle cisailées : une figure de l'objet polarisée  $TE^3$  et une polarisée  $TM$  (section 2.1.2). Ces deux images de l'objet traversent la cellule à cristaux liquides, c'est-à-dire le modulateur de phase (section 2.1.3), et interfèrent à l'aide du polariseur linéaire à  $45^\circ$ . Le shearogramme est enregistré par l'intermédiaire d'une caméra CMOS.

<sup>2</sup>La fibre optique, en plus de son rôle de guide d'onde, joue celui de filtre spatial.

<sup>3</sup>Une onde électromagnétique est dans l'état de **polarisation  $TE$** , *Transverse Electric*, si son champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence à tout moment. Elle sera dans le mode de **polarisation  $TM$** , *Transverse Magnetic*, si c'est son champ magnétique qui est transverse au plan d'incidence à tout instant. Les modes de polarisation  $TE$  et  $TM$  sont des états de polarisation linéaire et forment une base complète pour tout état de polarisation.

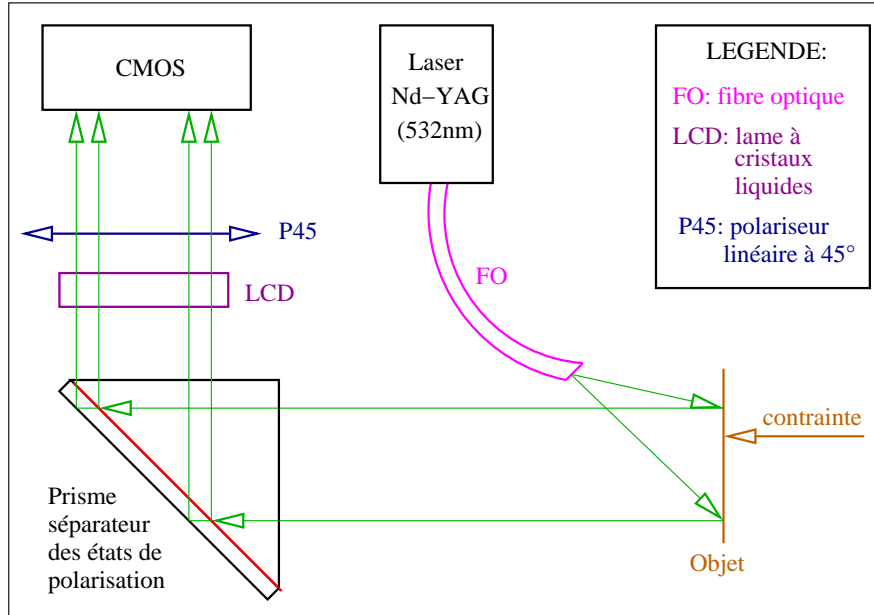


FIG. 2.2 – Schéma du montage hors-plan et à chemins optiques quasi-communs, réalisé au laboratoire. La section 2.1.2 décrit le rôle du prisme séparateur de polarisation. La section 2.1.3 détaille le comportement de la lame à cristaux liquides.

La structure géométrique adoptée pour ce montage est proche de celle utilisée par d'autres instruments étudiés par la spin-off DEIOS s.a. A court terme, la ressemblance et la complémentarité avec le produit basé sur le moiré optique, commercialisé par DEIOS s.a., permettront d'envisager une implémentation commune dans un appareil de mesure compact des installations de moiré optique et de shearographie. Cet appareil permettra à la fois la mesure de forme de haute résolution et la détermination de propriétés mécaniques de l'objet étudié.

Analysons plus précisément la géométrie du montage et les différents éléments clés du dispositif, c'est-à-dire le prisme séparateur de polarisation et la cellule à cristaux liquides.

### 2.1.1 Analyse de la géométrie du montage : configuration en ligne.

Dans ce travail, désirant nous limiter à un système hors-plan<sup>4</sup>, l'interféromètre à réaliser doit présenter un vecteur de sensibilité perpendiculaire au plan défini par l'objet. En accord avec la définition du vecteur  $\vec{K}_s$ , le montage peut se présenter sous deux configurations différentes :

1. les vecteurs d'onde des ondes incidentes et réfléchies par l'objet sont symétriques par rapport à la normale au plan (x,y) défini par l'objet et sont non-parallèles (Fig. 2.3). Une telle configuration est qualifiée de *symétrique* ;
2. les vecteurs d'onde des ondes incidentes et réfléchies par l'objet sont antiparallèles et normaux au plan (x,y) défini par l'objet (Fig 2.3). Cette configuration est dite *en ligne*.

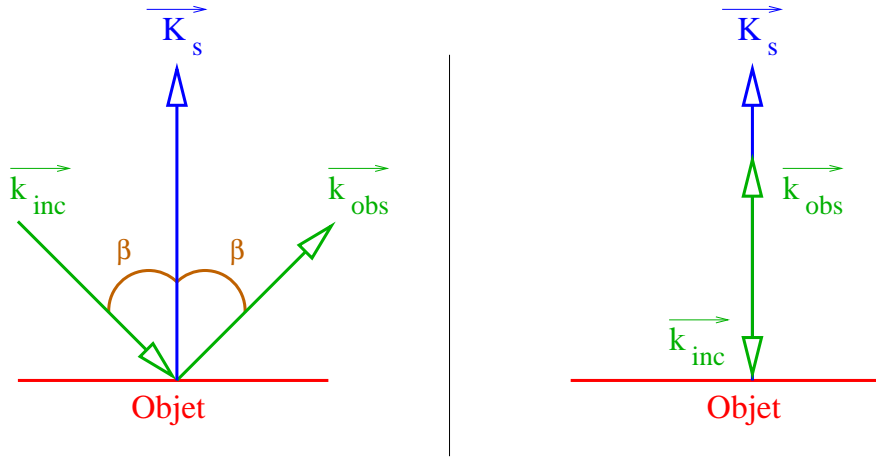


FIG. 2.3 – Représentation schématique du vecteur sensibilité  $\vec{K}_s$  d'un interféromètre hors-plan dans des configurations symétrique (à gauche) et en ligne (à droite).  $\vec{k}_{inc}$  et  $\vec{k}_{obs}$  correspondent respectivement aux vecteurs d'onde des ondes incidentes et diffusées par l'objet.

La référence [22] signale que les erreurs commises sur la détermination des déplacements, dans une installation d'interférométrie de speckle, et liées au vecteur de sensibilité sont principalement dues au fait que :

<sup>4</sup>Pour rappel, nous appelons dans ce rapport montage hors-plan, un interféromètre qui permet *uniquement* la mesure de la dérivée première de la composante hors-plan  $w$  du vecteur déplacement.

1. ce vecteur sensibilité en un point P de l'objet varie suite à la déformation ;
2. ce vecteur sensibilité varie d'un point à l'autre de l'objet.

De ces observations, les auteurs de l'article [22] arrivent, entre autre, à la conclusion que ces erreurs sont moins importantes dans la configuration en ligne. C'est celle que nous avons donc réalisée au laboratoire.

### 2.1.2 Description de l'élément de cisaillement.

La littérature ([3], [23], [24]) propose de nombreux éléments de cisaillement potentiels, souvent appelés "éléments de shearing". Ainsi, certains utilisent un coin de verre (Fig. 2.1), d'autres une lentille biprisme, un cristal biréfringent ou inclinent un des miroirs d'un interféromètre de Michelson modifié (Fig. 1.4). Pour notre part, désirant travailler à chemins optiques quasi-communs et réaliser un montage basé sur la séparation des états de polarisation proche du produit développé par la spin-off DEIOS s.a, nous avons choisi un *prisme séparateur des états de polarisation* comme élément de cisaillement dans le montage de shearographie (Fig. 2.2).

Ce prisme sépare une onde électromagnétique incidente en deux ondes polarisées linéairement et perpendiculairement l'une par rapport à l'autre : une onde polarisée TE et une polarisée TM. Cette séparation de polarisation est obtenue à l'aide d'une couche mince déposée sur la face arrière d'un prisme de verre<sup>5</sup>. En théorie, la séparation de polarisation est optimale au voisinage de l'incidence normale sur la face du prisme. Sous incidence normale, les faisceaux émergents polarisés TE et TM correspondent respectivement aux faisceaux réfléchis et transmis par la couche mince (Fig. 2.4).

Dans l'installation de shearographie (Fig. 2.2), le faisceau objet sera divisé en deux faisceaux à l'aide du prisme séparateur des états de polarisation. Chacun de ces faisceaux correspondra à une figure de speckle de l'objet étudié. Pour diriger ces deux faisceaux dans une même direction, une lame de verre à faces parallèles est accolée à la couche mince à l'aide d'une huile d'indice adéquat ( $n = 1.522$ ). Cette lame réoriente, par réflexion totale, le faisceau polarisé TM transmis par la couche mince dans la direction du faisceau polarisé TE réfléchi (Fig. 2.5). Pour faire interférer ces deux faisceaux, un polariseur linéaire à  $45^\circ$  par rapport aux directions de polarisation TE et TM est introduit sur le chemin des faisceaux TE et TM réorientés. Cette inter-

---

<sup>5</sup>Ce prisme est fourni par la société *Edmund Optics*.



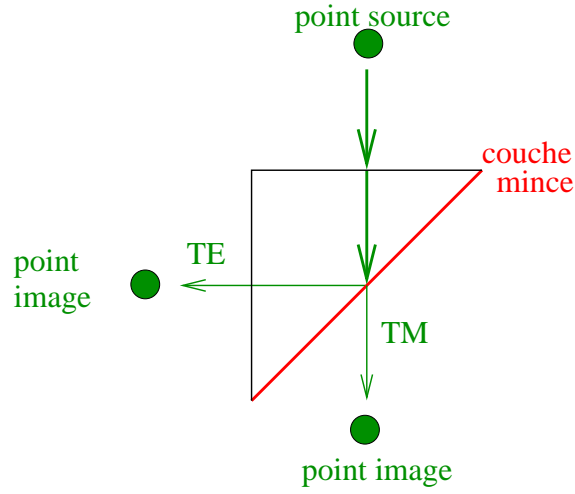


FIG. 2.4 – Représentation schématique de l'action du prisme séparateur des états de polarisation.

férence donne lieu au shearogramme, lequel est enregistré par l'intermédiaire d'une caméra CMOS.

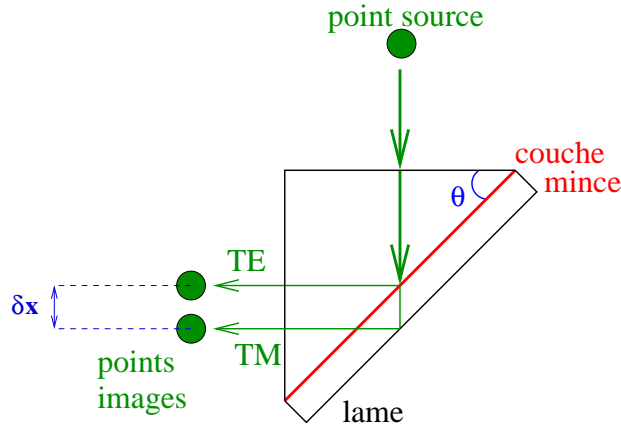


FIG. 2.5 – Représentation schématique de l'élément de cisaillement. Le système (prisme - couche mince - lame) permet d'obtenir deux points images distincts à partir d'un seul point source et dans la même direction.

Pour vérifier le comportement du prisme sans la lame de verre accolée, nous avons relevé ses courbes de réflectivité et de transmittivité pour des ondes incidentes polarisées TE et TM (Fig. 2.6). La séparation des modes

de polarisation à l'incidence nulle vaut environ 93% et est optimale aux incidences comprises entre  $6^\circ$  et  $22^\circ$ . Pour des questions d'optimisation, l'incidence du faisceau lumineux sur la face du prisme sera fixée à quelques degrés au dessus de  $0^\circ$  dans le dispositif expérimental de shearographie.

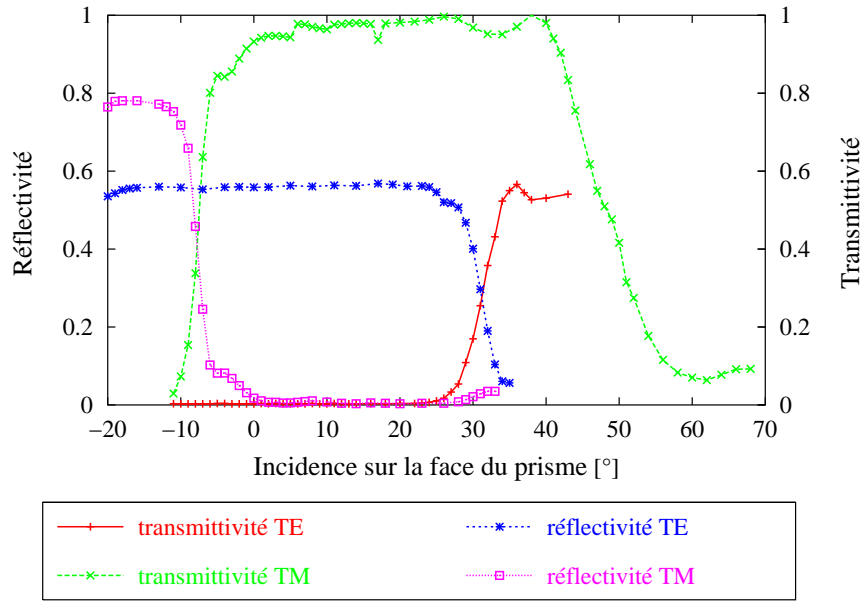


FIG. 2.6 – Courbes de réflectivité et de transmittivité relevées sur le prisme séparateur de polarisation à la longueur d'onde 532nm dans l'air.

### Remarques.

1. Le prisme séparateur des états de polarisation possède, par construction, une efficacité maximale à la longueur d'onde de 532nm. Cette longueur d'onde est celle émise par un laser Nd-YAG, ce qui justifie son utilisation comme source d'illumination cohérente dans notre montage expérimental de shearographie.
2. Les réponses du prisme en réflectivité et en transmittivité, sont asymétriques par rapport à l'incidence normale. Le signe de l'incidence est un paramètre pertinent. La Fig. 2.7 précise le signe de l'incidence par rapport à la normale de la face du prisme et en fonction de l'orientation de la couche mince.
3. D'autres composants peuvent séparer les états de polarisation : par exemple, un cristal biréfringent tel un prisme de Wollaston [24] ou un dispositif de Kretschmann auquel est accolé un réseau guide d'onde [19].

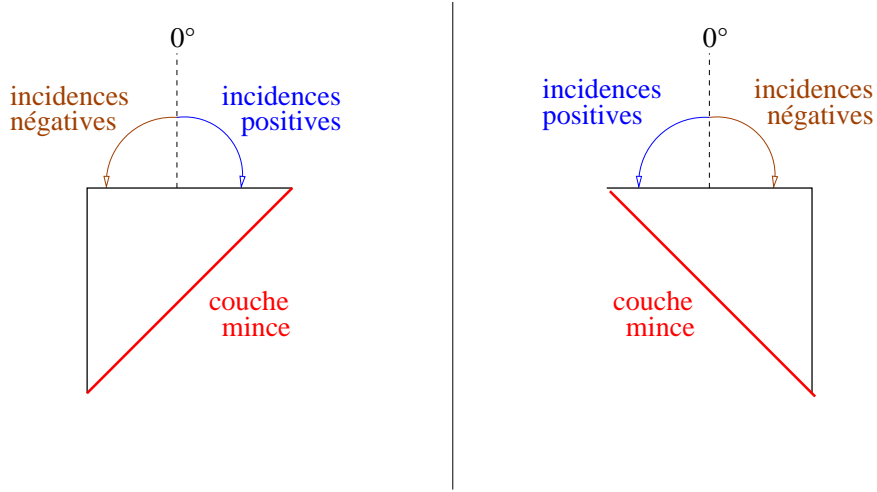


FIG. 2.7 – Définition du signe de l'incidence par rapport à la normale à la face du prisme, en fonction de l'orientation de la couche mince.

Cependant, dans un montage de shearographie utilisant ces éléments de cisaillement, il est impossible de modifier la taille du cisaillement. Par contre, en utilisant le prisme séparateur des états de polarisation décrit ci-dessus il est possible de modifier la taille du cisaillement simplement en remplaçant la lame de verre accolée à la couche mince par une lame d'épaisseur différente. En effet, en négligeant toute réfraction à travers la couche mince et en négligeant l'épaisseur introduite par l'huile d'indice, nous avons établi géométriquement que la taille du cisaillement  $\delta x$  à la sortie du prisme est liée à l'épaisseur  $d$  de la lame de verre :

$$\delta x = \sqrt{2}d \cos(\theta_i) \left[ 1 + \frac{n \sin(\theta_i)}{n^2 - \sin^2(\theta_i)} \right] \quad (2.1)$$

avec  $n$ , l'indice de réfraction du prisme et  $\theta_i$ , l'angle d'incidence des rayons lumineux sur la face du prisme.

La Fig. 2.8 montre la variation de la taille du cisaillement en fonction des variables  $d$  et  $\theta_i$ .

En pratique, l'épaisseur  $d$  de la lame de verre n'est pas parfaitement uniforme. La taille du cisaillement varie par conséquent d'un point à l'autre du shearogramme. Pour limiter cet effet, deux lentilles sont ajoutées dans le dispositif expérimental (Fig. 2.9). La lentille à l'entrée du

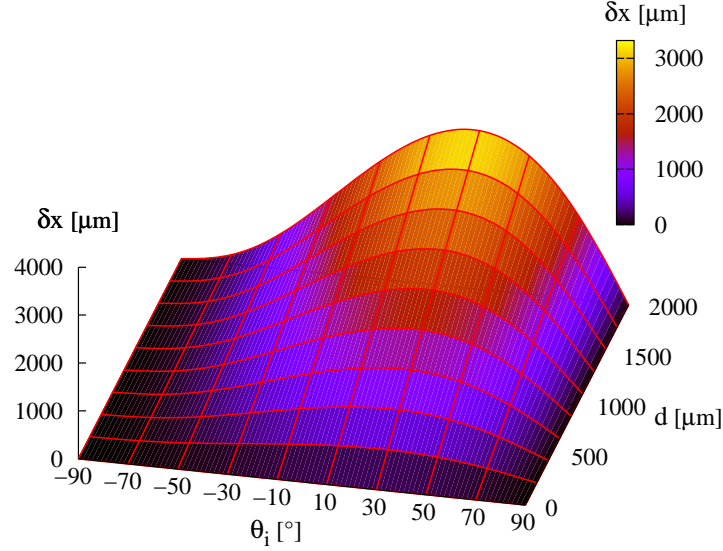


FIG. 2.8 – Analyse de l'influence de l'incidence  $\theta_i$  des rayons lumineux sur la face du prisme et de l'épaisseur  $d$  de la lame de verre accolée au prisme sur la taille du cisaillement  $\delta x$ .

prisme est placée de manière à focaliser la figure de speckle polarisée TM sur l'interface verre/air de la lame de verre. Cette focalisation réduit la surface utile de l'interface qui est éclairée. Elle diminue la probabilité de balayer des épaisseurs relativement différentes. La lentille à la sortie du prisme permet la défocalisation des ondes lumineuses. Signalons aussi que cette seconde lentille augmente la taille du cisaillement et ce en fonction de son grandissement transversal  $M_{lent}$ . Derrière la lentille, la taille du cisaillement  $\delta x_{lent}$  devient :

$$\delta x_{lent} = M_{lent} \cdot \delta x \quad (2.2)$$

La taille du cisaillement au niveau du détecteur est également modulée par le grandissement transversal  $M_{obj}$  de l'objectif de ce dernier. Cependant, la taille de l'image de l'objet est affectée de la même manière par l'objectif de la caméra. Par conséquent le rapport entre la taille du cisaillement et la taille de l'image est indépendant du grandissement  $M_{obj}$ . En accord avec l'interprétation physique<sup>6</sup> du cisaillement, il est

---

<sup>6</sup>Cf. page 12.

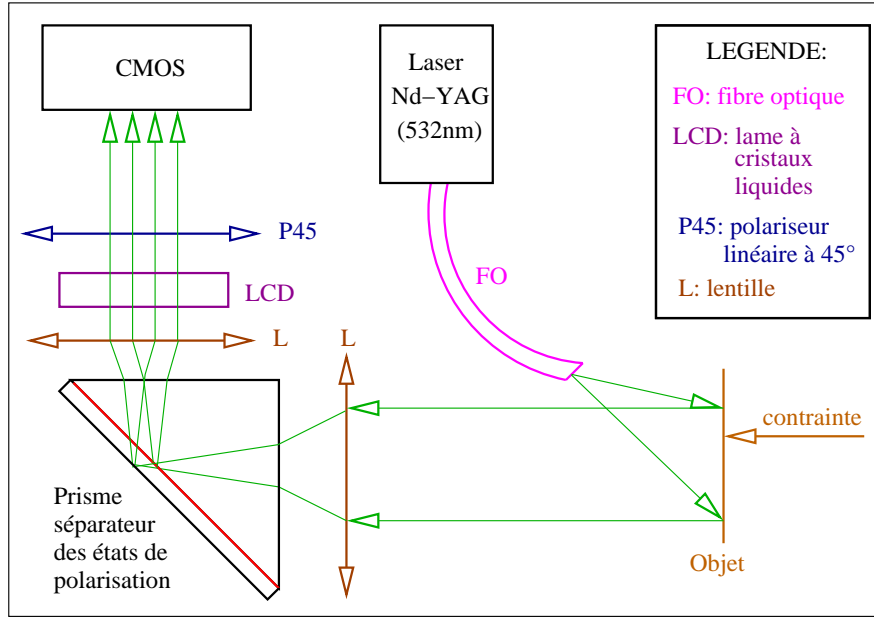


FIG. 2.9 – Schéma du montage définitif hors-plan et à chemins optiques quasi-communs utilisé au laboratoire.

inutile d'introduire le facteur de modulation  $M_{obj}$  dans la relation 2.2. En définitive, au niveau du détecteur, la taille du cisaillement  $\delta x'$  est donnée par :

$$\delta x' = \delta x_{lent} = M_{lent} \cdot \sqrt{2} d \cos(\theta_i) \left[ 1 + \frac{n \sin(\theta_i)}{n^2 - \sin^2(\theta_i)} \right] \quad (2.3)$$

La relation 2.1 montre aussi que la taille du cisaillement varie en fonction de l'incidence  $\theta_i$  des rayons lumineux sur la face du prisme (Fig. 2.8). En pratique, dans le dispositif sans lentille, la position de l'objet limite naturellement les valeurs de l'incidence. Ainsi, un objet placé à 70 cm du prisme et éclairé par un faisceau gaussien de 10 cm de "diamètre" limite l'incidence des rayons lumineux entre  $-4^\circ$  et  $+4^\circ$ . Cette restriction limite le rapport  $\delta x/d$  entre 1.34 et 1.47<sup>7</sup>. Les fluctuations de la taille du cisaillement sont donc réduites. Malheureusement, dans le dispositif avec lentilles, les incidences des rayons lumineux sont moins limitées. Ainsi dans le cas d'utilisation d'une première lentille de 2.5 cm de diamètre et de 6 cm de longueur focale image, l'incidence des rayons lumineux est comprise approximativement entre  $-12^\circ$  et  $+12^\circ$ .

<sup>7</sup>En accord avec l'équation 2.1.

Le rapport  $\delta x/d$  est inclus entre 1.19 et 1.58. Cet effet peut être réduit en utilisant une lentille d'un diamètre plus petit ou une longueur focale image plus grande. La seconde solution semble plus adéquate car la première réduirait le champ du système optique.

Pour éviter de plus amples fluctuations de la taille du cisaillement, l'utilisation d'une épaisseur  $d$  maximale est conseillée. En effet, sur base de l'équation 2.1, et pour une incidence fixée, la variation relative<sup>8</sup> de la taille du cisaillement est égale à  $1/d$ .

### 2.1.3 Description du modulateur de phase.

Comme toute technique interférométrique utilisant l'algorithme de décalage de phase temporel, il est nécessaire en shearographie d'enregistrer plusieurs interférogrammes déphasés les uns par rapport aux autres. Il est donc nécessaire d'introduire dans le dispositif expérimental un modulateur de phase aisément pilotable. Généralement, les dispositifs de shearographie utilisent des interféromètres de Michelson modifiés. Dans ces montages, le rôle de modulateur de phase est joué par un transducteur piézoélectrique. Pour notre part, jouant sur la séparation des états de polarisation, nous utiliserons une *cellule à cristaux liquides*.

Une cellule à cristaux liquides possède deux axes principaux perpendiculaires, un axe lent et un axe rapide. Deux ondes électromagnétiques polarisées linéairement et respectivement parallèlement aux axes rapide et lent de la cellule sont déphasées l'une par rapport à l'autre après leur passage à travers la cellule. Le déphasage introduit par la cellule est fonction de la tension appliquée à ses bornes. Dans notre installation, la cellule est placée à la sortie du prisme séparateur des états de polarisation. De plus, les axes lent et rapide seront respectivement orientés parallèlement aux directions de polarisations TE et TM<sup>9</sup>. Ainsi, les deux faisceaux issus du prisme sont déphasés l'un par rapport à l'autre. L'incrément de phase induit est imposé en fixant la tension appliquée aux bornes de la cellule.

Calibrons la cellule à cristaux liquides c'est-à-dire, déterminons le déphasage induit par la cellule en fonction de la tension appliquée à ses bornes.

---

<sup>8</sup>Pour une incidence fixée, la variation relative de  $\delta x$  correspond au quotient de la dérivée première de  $\delta x$  par rapport à  $d$  par  $\delta x$ .

<sup>9</sup>Notons que nous pourrions aussi travailler avec l'axe rapide de la cellule orienté parallèlement, non par rapport à la direction de polarisation TM, mais par rapport à la direction de la polarisation TE. Le choix est purement arbitraire.

Pour ce faire, la référence [25] suggère de déterminer la statistique RMS de la fonction  $S(V)$ , définie par l'équation 2.4, pour différentes tensions  $V$  appliquées.

$$S(V) = I(V, x', y') - I(0, x', y') \quad (2.4)$$

où  $I(V, x', y')$  est l'éclairement du pixel  $(x', y')$  du shearogramme enregistré sous la tension  $V$  et  $I(0, x', y')$  l'éclairement du pixel  $(x', y')$  du shearogramme enregistré sous une tension nulle.

La fonction  $S(V)$  étant définie, la statistique  $RMS(S(V))$  à calculer s'écrit :

$$RMS(S(V)) = \sqrt{\langle S(V)^2 \rangle} \quad (2.5)$$

où le symbole  $\langle . \rangle$  correspond à une moyenne sur l'ensemble de tous les pixels  $(x', y')$  des shearogrammes enregistrés sous les différentes tensions.

La Fig. 2.10 montre le relevé de la statistique  $RMS(S(V))$  de la cellule à cristaux liquides utilisée. Nous constatons que l'efficacité de la cellule à cristaux liquides en tant que modulateur de phase est optimale sur l'intervalle [1350mV, 3480mV]. Nous travaillerons dans cette gamme de tensions optimales tout en tenant compte d'une marge de sécurité pour les valeurs limites : nous travaillerons donc dans la gamme [1500mV, 3300mV].

Le déphasage introduit par la cellule à cristaux liquides en fonction de la tension appliquée à ses bornes est obtenu en déterminant la phase de la statistique  $RMS(S(V))$ . Pour déterminer la phase d'un signal, la référence [26] propose l'utilisation de la transformée de Hilbert : la tangente de la phase du signal est égale à la valeur absolue du quotient de la transformée de Hilbert du signal par le signal lui-même. Par conséquent, dans notre cas, la phase  $\alpha(V)$  de la statistique  $RMS(S(V))$  est obtenue par la relation<sup>10</sup> :

$$\alpha(V) = \arctan_2 \left( \left| \frac{\mathcal{H}(RMS(S(V)))}{RMS(S(V))} \right| \right) \quad (2.6)$$

où  $\mathcal{H}(RMS(S(V)))$  symbolise la transformée de Hilbert de la fonction  $RMS(S(V))$ .

La Fig. 2.11 correspond à la phase de la statistique  $RMS(S(V))$  après déroulage de phase<sup>11</sup>. Ce graphique montre que sur le domaine de tensions

<sup>10</sup>Notons que comme pour le décalage de phase temporel, pour obtenir un incrément de phase compris entre  $-\pi$  et  $+\pi$ , la fonction  $\arctan_2$  est préférée à la fonction  $\arctan$ .

<sup>11</sup>Ce déroulage de phase est essentiel, car la relation 2.6 renvoie, par l'intermédiaire de la fonction  $\arctan$ , une phase enroulée.

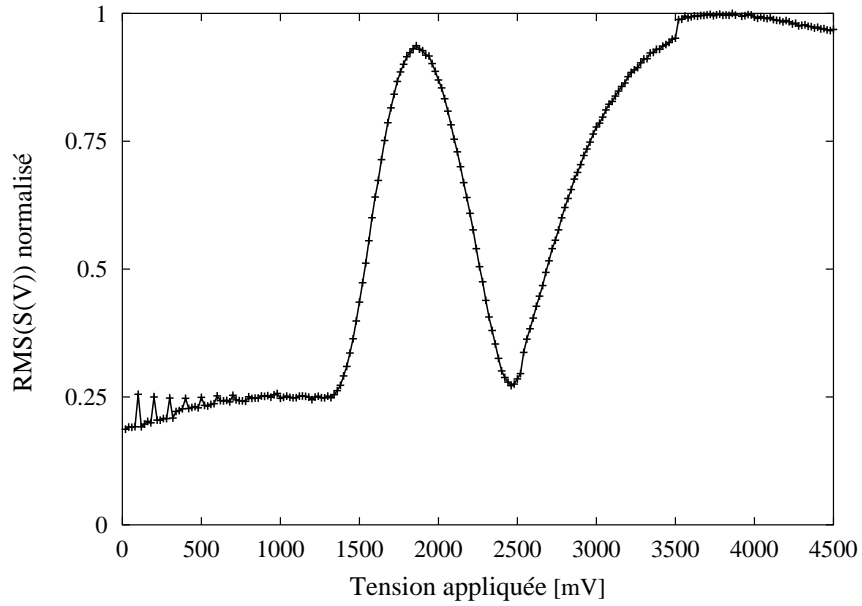


FIG. 2.10 – Relevé de la fonction  $\text{RMS}(S(V))$  permettant la calibration de la cellule à cristaux liquides utilisée.

considéré, c'est-à-dire entre 1500 mV et 3300 mV, la réponse de la cellule peut être ajustée partiellement par des fonctions linéaires excepté entre 2450 mV et 3050 mV. Le Tab. 2.1 reprend les résultats relatifs aux divers ajustements :

$$\alpha(V) = a.V + b \quad (2.7)$$

où  $\alpha$  est la phase de la fonction  $\text{RMS}(S(V))$  et  $V$ , la tension appliquée aux bornes de la cellule, exprimées respectivement en *degrés* et en *millivolts*.

Domaine de tensions considéré [mV] :	a [°/mV] :	b [°] :
[ 1500, 2050[	$0.230 \pm 0.001$	$-92.432 \pm 2.521$
[ 2050, 2450]	$0.440 \pm 0.003$	$-520.000 \pm 7.921$
[ 3050, 3500]	$0.068 \pm 0.001$	$458.612 \pm 1.817$

TAB. 2.1 – Résultat des ajustements linéaires de la phase  $\alpha(V)$ .

La fonction  $\alpha(V)$  ne peut pas être ajustée par un polynôme d'ordre 1 pour les tensions comprises dans l'intervalle [2450mV, 3050mV]. Dès lors, dans le



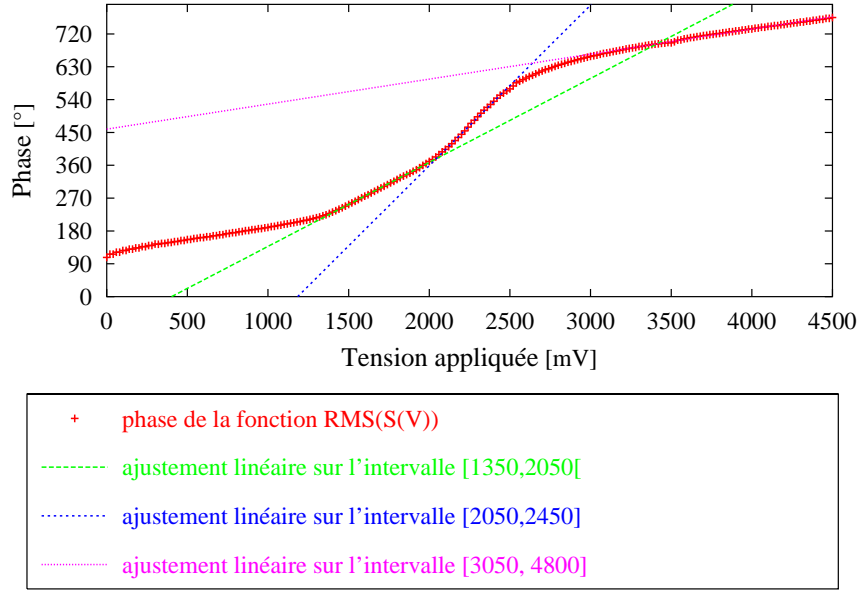


FIG. 2.11 – Phase de la statistique  $\text{RMS}(S(V))$  en fonction de la tension appliquée aux bornes de la cellule modulatrice de phase.

but de pouvoir utiliser une description analytique simple de la phase  $\alpha(V)$ , nous travaillerons avec des tensions comprises entre 1500 mV et 2450 mV.

Finalement, nous retiendrons que la phase  $\alpha(V)$ , *exprimée en degrés*, de la fonction  $\text{RMS}(S(V))$  est décrite, sur l'intervalle [1500mV, 2450mV], par la relation :

$$\alpha(V) = (0.23V - 92.432) \cdot \Xi_{[1500mV, 2050mV]} + (0.44V - 520) \cdot \Xi_{[2050mV, 2450mV]} \quad (2.8)$$

où les fonctions  $\Xi_{[a,b]}$  valent 1 pour les tensions incluses dans l'intervalle [a,b] et 0 ailleurs.

La représentation analytique de la phase de la fonction  $\text{RMS}(S(V))$  permet de déduire l'incrément de phase ( $\alpha(V_2) - \alpha(V_1)$ ) induit par la cellule lorsque la tension appliquée à ses bornes passe de  $V_1$  à  $V_2$  ( $V_1$  et  $V_2$  appartenant à l'intervalle [1500mV, 2450mV]). Par inversion, la relation 2.8 permet également de déduire la variation de tension à appliquer aux bornes de la cellule à cristaux liquides pour induire un incrément de phase désiré.

Par exemple, pour un algorithme TPS à 4 incréments de phase, si l'on fixe

à 1500 mV la tension sous laquelle le premier shearogramme est enregistré, ce qui correspond à  $\alpha \approx 252^\circ$ , la cellule à cristaux liquides devra "amener" la phase  $\alpha$  successivement aux angles  $342^\circ$ ,  $432^\circ$  et  $522^\circ$  pour l'enregistrement des trois derniers interférogrammes. En inversant la relation 2.8, on constate que ceci se reproduit en appliquant successivement des tensions d'environ 1890 mV, 2166 mV et 2371 mV aux bornes du modulateur de phase.

## 2.2 Interfaçage et implémentation numérique.

Le montage décrit précédemment ne s'avère utile qu'avec l'aide d'un logiciel d'interfaçage et de traitement des données. Pour rencontrer les besoins de la shearographie, le programme mis au point au laboratoire effectue les séquences suivantes :

1. acquisition par l'intermédiaire de la caméra, des shearogrammes de l'objet dans son état A, tout en modifiant la tension aux bornes du modulateur de phase à chaque enregistrement. Le nombre d'incrément de phase est fixé à 4 car dans la relation 1.11, les éclairissements  $I_i(x', y')$  présentent des poids égaux. L'influence du nombre d'incrément de phase sur la qualité des résultats est une des perspectives de ce travail.
2. mise en attente pendant l'application d'une contrainte au solide étudié, laquelle amène à l'état déformé B.
3. répétition de l'étape 1 pour l'objet dans son état déformé B.
4. déduction des distributions de phase relative  $\phi_A(x', y')$  et  $\phi_B(x', y')$ .
5. déduction de la carte de phase enroulée à partir des distributions  $\phi_A(x', y')$  et  $\phi_B(x', y')$ .
6. affichage de la carte de phase enroulée.
7. sauvegarde des données et des résultats.

Signalons que pour limiter le nombre d'utilisations de la fonction arctan pour l'établissement de la carte de phase enroulée, cette dernière n'est pas déterminée par la relation :

$$\Delta(x', y') = \phi_B(x', y') - \phi_A(x', y') \quad (2.9)$$

mais par la méthode suivante :

1. déduction des distributions  $\sin \phi_A(x', y')$ ,  $\cos \phi_A(x', y')$ ,  $\sin \phi_B(x', y')$  et  $\cos \phi_B(x', y')$  fournies respectivement par les numérateurs et dénominateurs de la relation 1.11.

2. détermination de la tangente de la carte de phase enroulée par la formule :

$$\tan \Delta(x', y') = \frac{\sin \phi_A(x', y') \cos \phi_B(x', y') - \sin \phi_B(x', y') \cos \phi_A(x', y')}{\cos \phi_A(x', y') \cos \phi_B(x', y') + \sin \phi_A(x', y') \sin \phi_B(x', y')} \quad (2.10)$$

3. obtention des franges de corrélation par la relation :

$$\Delta(x', y') = \arctan_2 [\tan \Delta(x', y')] \quad (2.11)$$

Le code du programme, réalisé à l'aide du logiciel LabView<sup>®</sup> (National Instruments), n'est pas présenté dans ce travail. Signalons simplement que pour traiter les images, celles-ci sont converties en matrices. Pour chaque image, l'élément  $(x', y')$  de la matrice correspond au pixel  $(x', y')$  du détecteur. La valeur de cet élément est exprimée en niveaux de gris et est proportionnelle à l'éclairement du pixel  $(x', y')$ . Les images enregistrées présentent 512 pixels x 512 pixels et 256 niveaux de gris.

## Chapitre 3

# Application du dispositif expérimental de shearographie.

La première partie de ce rapport a établi les notions nécessaires à la compréhension de la shearographie. Cette partie bibliographique a permis le développement d'une installation originale d'interférométrie différentielle de speckle, à chemins optiques quasi-communs et basée sur la séparation des états de polarisation. La description de cette installation a été proposée au chapitre 2. Le présent chapitre concerne une première application du montage développé. Celle-ci permet de montrer le bon fonctionnement de l'installation et de nous familiariser avec les résultats obtenus en shearographie.

### 3.1 Description du système objet/contrainte.

Pour pouvoir par la suite valider l'interprétation des résultats obtenus, il est nécessaire d'avoir une "idée intuitive" sur la manière dont l'objet se déforme sous l'effet de la contrainte appliquée. Par conséquent, le système objet/contrainte étudié est choisi relativement élémentaire. De plus, le choix d'un système simple permettra par la suite de valider les résultats à l'aide de simulations numériques par éléments finis. Cette étude comparative entre la théorie et l'expérience est une des perspectives à court terme de ce travail. Pour ce faire, des contacts ont été noués avec les équipes respectives des Professeurs Serge CESCOTTO<sup>1</sup> de l'Université de Liège et Hugo SOL<sup>2</sup> de la Vrije Universiteit Brussel.

---

<sup>1</sup>Département Structures - Mécanique des matériaux et des solides. Institut de Mécanique et Génie Civil.

<sup>2</sup>Département MEMC (Mechanica van materialen en constructies).

L'objet analysé est une plaque d'acier plane, rectangulaire, percée dans un premier temps de trois trous. Ces trous permettent de poser la plaque sur trois billes, lesquelles sont elles-mêmes posées sur des pieds verticaux<sup>3</sup> (Fig. 3.1). Cette configuration permet de replacer très précisément l'objet. Quant au système de contraintes, il est constitué d'une masse sphérique. Celle-ci, posée sur la plaque, y applique une force équivalente à son poids, laquelle induit les déformations. Le système de contraintes décrit ci-avant permet de déterminer très précisément la force exercée et donc le tenseur des contraintes pour les futures simulations par éléments finis. Dans le but de replacer la masse exactement au même endroit, un quatrième trou a été percé dans la plaque. Les trous réalisés seront évidemment introduits dans la modélisation de la plaque d'acier lors des simulations effectuées en collaboration avec l'équipe du Professeur CESCOTTO. Signalons enfin que les trous qui permettent de fixer la plaque forment un triangle isocèle. Cette configuration permet de travailler avec une symétrie optimale<sup>4</sup>.

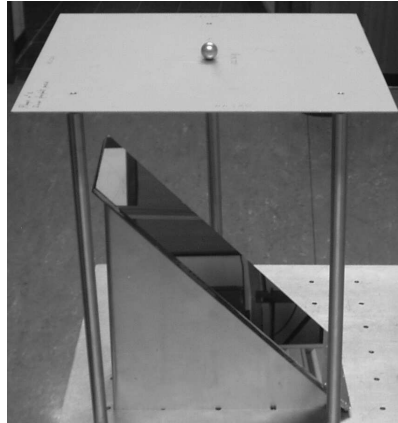


FIG. 3.1 – Photographie du système objet/contrainte étudié. Le miroir incliné à  $45^\circ$  évite de devoir positionner verticalement le système imageant.

## 3.2 Cartes de phase enroulées expérimentales.

La Fig. 3.2 présente les cartes de phase enroulées expérimentales relatives à des masses sphériques  $m$  respectivement de 12 g et 19 g.

<sup>3</sup>Nous avons décidé d'utiliser trois points d'appuis et non quatre, car dans ce dernier cas, il se pourrait que la plaque ne touche pas un des pieds. Cet effet induirait des erreurs dans les simulations futures.

<sup>4</sup>La table d'optique utilisée ne permet pas de former un triangle équilatéral. Avec nos moyens techniques, le triangle isocèle est donc celui qui présente la symétrie optimale.

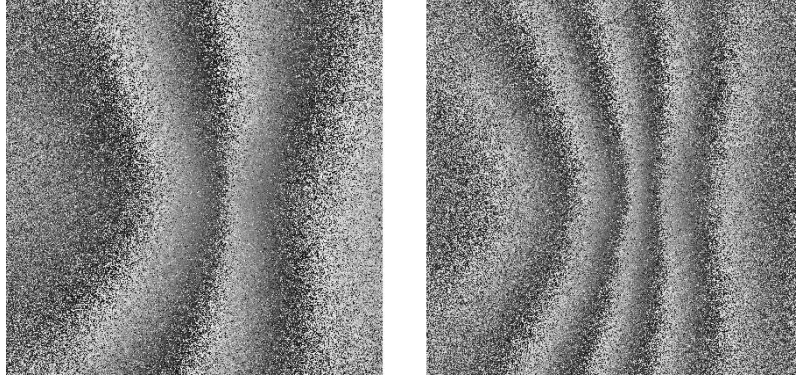


FIG. 3.2 – Cartes de phase enroulées relatives au système objet/contrainte décrit à la section 3.1. *A gauche* :  $m=12$  g. *A droite* :  $m=19$  g.

### 3.3 Filtrage des cartes de phase enroulées.

En pratique, les franges de corrélation ne sont pas parfaitement visibles (Fig. 3.2) : le bruit électronique de la caméra CMOS, ainsi que le phénomène de décorrélation induisent un faible rapport signal sur bruit dans les cartes de phase enroulées. Il en résulte que l'interprétation de ces dernières est difficile. De même, le bruit induit une augmentation de l'erreur commise sur la mesure de la dérivée première des déplacements. Il est par conséquent nécessaire de les filtrer.

#### 3.3.1 Filtrage par masque.

La littérature ([3], [27]-[29]) enseigne que, traditionnellement en shearographie, la carte de phase enroulée est filtrée pixel par pixel à l'aide de masques. Ces derniers correspondent à des matrices généralement carrées et de dimension  $n$  impaire. La parité de la dimension du masque se justifie par le rôle crucial que joue l'élément central de la matrice. Ainsi, en pratique, on rencontre le plus souvent des matrices de dimension 3, 5, 7 voire 9.

Le masque le plus intuitif à utiliser est le *masque moyen*. Celui-ci présente des éléments, dits *facteurs de poids* ou *coefficients*, unitaires. Son utilisation consiste à balader le masque sur l'image à filtrer et à remplacer l'éclairement des pixels par un éclairement moyen  $I_m$ , fonction de la valeur des facteurs de poids et de la dimension du masque. Plus précisément, si  $K(i,j)$  correspond à la valeur du coefficients  $(i,j)$  du masque<sup>5</sup>, si  $g(i,j)$  est

<sup>5</sup>Pour le masque moyen, les coefficients  $K(i,j)$  sont tous égaux à 1.

l'éclairement du pixel recouvert par l'élément  $(i,j)$  du masque, et si  $S$  est la somme des facteurs de poids  $K(i,j)$ , alors l'éclairement moyen  $I_m$  du pixel recouvert par l'élément  $(\frac{n+1}{2}, \frac{n+1}{2})$  central du masque<sup>6</sup> résulte de la relation [3] :

$$I_m = \frac{1}{S} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n K(i,j)g(i,j) \quad (3.1)$$

Afin d'éviter des problèmes lors de la conversion en image de la matrice traitée, les valeurs  $I_m$  calculées sont arrondies<sup>7</sup> selon la convention<sup>8</sup> suivante :

- le nombre décimal est arrondi à l'entier le plus proche. Par exemple, le nombre 2.3 sera remplacé par le nombre 2 tandis que 2.6 sera arrondi à 3.
- dans le cas où la première décimale correspond à 5, le nombre décimal est arrondi à l'entier pair le plus proche. Ainsi, le nombre 2.5 sera arrondi à 2 tandis que 3.5 sera arrondi à 4.

La Fig. 3.3 schématise l'application du masque moyen dans un exemple arbitraire. Dans cet exemple, l'éclairement exprimé par le niveau de gris "12" dans l'image à filtrer est remplacé par un éclairement moyen  $I_m$  égal à "4", dans le cas d'un masque moyen de dimension 3. En effet, en accord avec la relation 3.1 :

$$I_m = \frac{1}{9} (1.2 + 1.3 + 1.4 + 1.2 + 1.12 + 1.4 + 1.2 + 1.3 + 1.4) = 4$$

Le masque moyen présente des facteurs de poids égaux. L'éclairement du pixel analysé, c'est-à-dire recouvert par l'élément central du masque, est sur le même pied d'égalité que les éclairements de ses voisins lors de la détermination de l'éclairement moyen  $I_m$ . Pour donner plus d'importance à l'éclairement du pixel analysé, l'utilisation de facteurs de poids distribués selon une loi gaussienne à deux dimensions et centrée sur l'élément central du masque est proposée. Le masque est alors dit **masque gaussien**. Son utilisation est analogue à celle du masque moyen.

---

<sup>6</sup>L'élément central du masque joue un rôle essentiel pour le filtrage : il permet d'identifier quel pixel est traité.

<sup>7</sup>En effet, la valeur des éléments matriciels doit correspondre à un niveau de gris, c'est-à-dire à un nombre entier compris entre 0 et 255 dans le cas d'un enregistrement sous 8 bits.

<sup>8</sup>Cette convention est adoptée en accord avec celle du logiciel de programmation LabView<sup>®</sup> utilisé pour nos implémentations numériques.

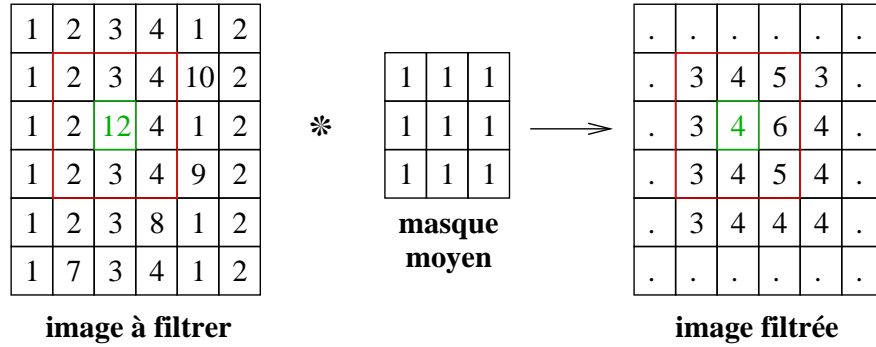


FIG. 3.3 – Exemple de l'application d'un masque moyen [3]. *En rouge* : la zone de l'image recouverte par le masque pour le traitement du pixel d'éclairement "12" de l'image originale. Les éclairements des divers pixels sont exprimés en niveau de gris. Le symbole étoilé caractérise l'application du masque sur l'image à filtrer. Cette application est réalisée en accord avec la relation 3.1.

La littérature [3] propose aussi la possibilité de filtrer la carte de phase enroulée par un **filtre médian**. Contrairement aux masques moyen et gaussien, le filtre médian est défini à partir de l'image elle-même et est différent pour chaque pixel de l'image à filtrer. Plus précisément, le coefficient  $K(i,j)$  du masque est pris égal à l'éclairement  $g(i,j)$ , c'est-à-dire à l'éclairement du pixel recouvert par l'élément  $(i,j)$  du masque. Une fois le masque relatif au pixel à traiter construit, les coefficients du masque sont classés par ordre croissant. L'éclairement de l'élément central de ce classement constitue le nouvel éclairement du pixel analysé (Fig.3.4).

### Filtrage aux bords de l'image.

Quelque soit le masque de filtrage de dimension  $n$  utilisé, seuls les pixels de l'image compris entre les éléments matriciels  $(\frac{n+1}{2}, \frac{n+1}{2})$ ,  $(\frac{n+1}{2}, C - \frac{n+1}{2})$ ,  $(L - \frac{n+1}{2}, \frac{n+1}{2})$  et  $(L - \frac{n+1}{2}, C - \frac{n+1}{2})$  peuvent être traités ; où  $L$  et  $C$  correspondent respectivement au nombre de lignes et de colonnes de l'image à filtrer. Pour palier ce problème, la référence [3] propose d'appliquer le masque uniquement où cela est possible et de fixer l'éclairement des pixels intraitables, c'est-à-dire proches du bord, égal à 0 dans l'image filtrée. Cette technique induit une perte d'informations sur les bords de l'image (Fig. 3.5). Par conséquent, nous avons préféré utiliser un autre stratagème. Celui-ci consiste à ajouter, comme indiqué à la Fig. 3.5,  $(n-1)$  lignes/colonnes de zéros sur l'image originale, réparties équitablement aux bords de la matrice. Ces nouvelles rangées permettent d'appliquer le masque aux pixels proches du bord. Les rangées ainsi ajoutées sont ensuite retirées de l'image filtrée.



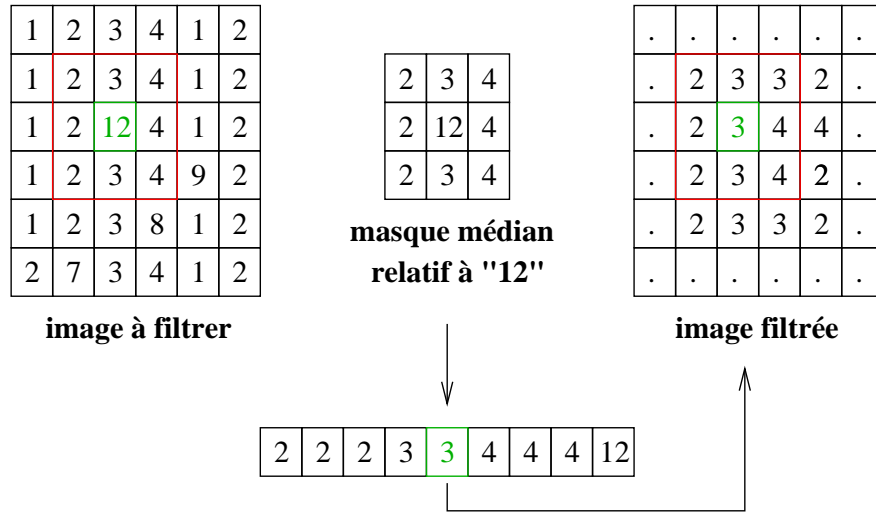


FIG. 3.4 – Exemple de l'application d'un masque médian [3]. *En rouge* : la zone de l'image recouverte par le masque pour le traitement du pixel d'éclairement "12" de l'image originale. Les éclairements des divers pixels sont exprimés en niveau de gris.

Dans ce traitement des pixels proches des bords de l'image à filtrer, il est nécessaire de ne pas donner de poids aux nouveaux éléments, c'est-à-dire aux zéros ajoutés. Pour ce faire, dans le cas d'un masque moyen ou gaussien, la somme  $S$  des coefficients  $K(i,j)$  du masque ne comptabilise pas les facteurs de poids qui recouvrent les zéros ajoutés (Fig. 3.5). Dans le cas d'un masque médian, les facteurs de poids qui recouvrent les zéros ajoutés n'interviennent pas dans le classement des coefficients du masque.

### Remarques.

1. En pratique, les masques de filtrage sont souvent appliqués plusieurs fois sur l'image à traiter.
2. Les notations suivantes seront adoptées dans ce travail : un masque moyen de dimension  $n$  appliqué  $m$  fois sera noté  $\text{moy}(n/mX)$  ; un masque gaussien de dimension  $n$ , d'écart-type  $\sigma$  appliqué  $m$  fois sera écrit  $\text{gauss}(n,\sigma/mX)$  ; et un masque médian de dimension  $n$  appliqué  $m$  fois sera identifié par la notation  $\text{med}(n/mX)$ .
3. L'algorithme de filtrage fondé sur les masques est le plus courant. Toutefois, signalons l'existence de nombreuses autres techniques telles, par

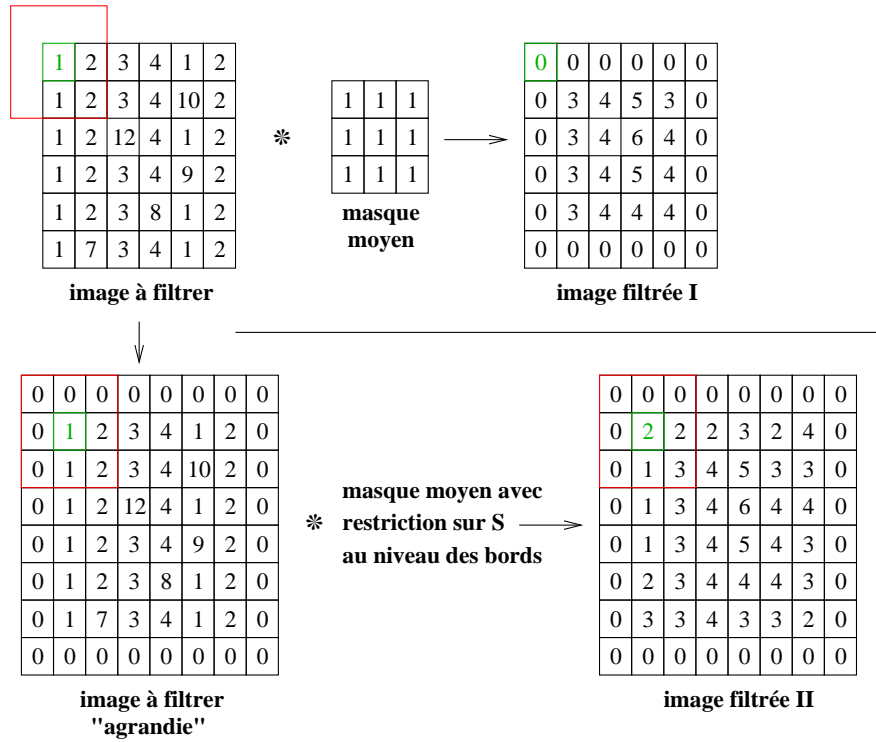


FIG. 3.5 – Schématisation du traitement des pixels proches des bords de l'image dans le cas d'un filtre moyen de dimension 3. *En haut* : la matrice intitulée "image filtrée I" correspond à l'image originale filtrée par la méthode proposée dans la référence [3]. *En bas* : notre méthode. La carte de phase filtrée finale correspondra à la matrice "image filtrée II" dans laquelle les rangées de zéros sont retirées. Les éclaircissements des divers pixels sont exprimés en niveau de gris.

exemples, le filtrage par transformée de Fourier<sup>9</sup>, par transformée en ondelettes ([30], [31]), ou encore l'utilisation de masques plus exotiques tels, par exemple, des masques anisotropes<sup>10</sup> [29].

### 3.3.2 Effets des différents masques de filtrage.

Pour établir les avantages et les inconvénients des différents masques de filtrage, nous pourrions comparer leurs actions sur un shearogramme obtenu expérimentalement. Cependant, dans une telle démarche, le *profil idéal* des franges, c'est-à-dire celui qui serait enregistré en l'absence de tout bruit, n'est

<sup>9</sup>Signalons que le filtrage par masque gaussien est très proche de celui par transformée de Fourier.

<sup>10</sup>Les masques anisotropes correspondent non plus à des matrices carrées, mais à des matrices rectangulaires.

pas connu. Il est dès lors impossible de conclure quel masque est le plus efficace. En d'autres mots, quel masque réduit au mieux le bruit en perdant le moins d'informations ? Pour résoudre ce problème, la littérature ([30], [21]) suggère d'étudier le filtrage sur une carte de phase établie et bruitée préalablement par simulation numérique (Fig. 3.6). Les franges de corrélation bruitées sont obtenues en ajoutant un bruit gaussien aux données<sup>11</sup>.

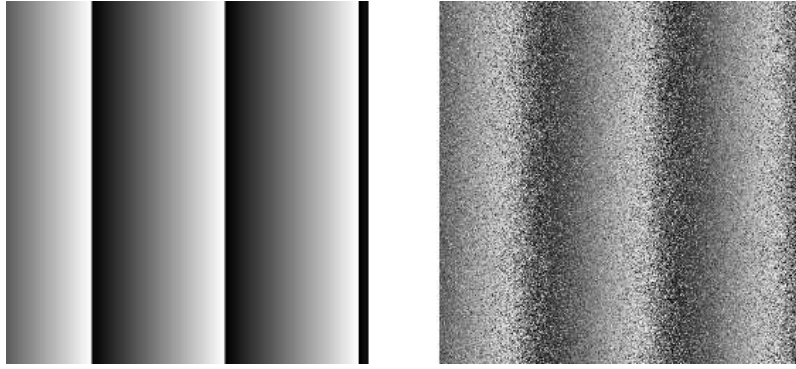


FIG. 3.6 – *A gauche* : franges de corrélation idéales simulées numériquement. *A droite* : les mêmes franges bruitées à l'aide d'un bruit gaussien.

Pour comparer l'action des différents masques, il est nécessaire de posséder des outils de comparaison entre les images filtrées et la carte de phase idéale. Pour ce faire, le premier outil à notre disposition est la simple visualisation des images. Celle-ci permet une analyse qualitative du filtrage mais est essentiellement subjective. Pour résoudre ce problème, la visualisation des cartes de phase sera appuyée par une **coupe** des images le long de l'axe  $X'$  du détecteur et à une ordonnée  $Y'$  arbitraire.  $Y'$  est fixé égal à 250 pixels pour toutes les coupes qui suivent. Ce **profil** permet une visualisation plus objective de la distribution de l'éclairement des images, exprimée en niveaux de gris (Fig. 3.7).

Les techniques de filtrage seront également comparées quantitativement à l'aide de la **fonction fidélité**  $F$  des différentes images filtrées [30] :

$$F = 1 - \frac{\sum_{x',y'} [I_{fil}(x', y') - I_{id}(x', y')]^2}{\sum_{x',y'} I_{id}^2(x', y')} \quad (3.2)$$

---

<sup>11</sup>Celles-ci correspondent au numérateur et au dénominateur de la distribution  $\tan \Delta(x', y')$  (relation 2.10).

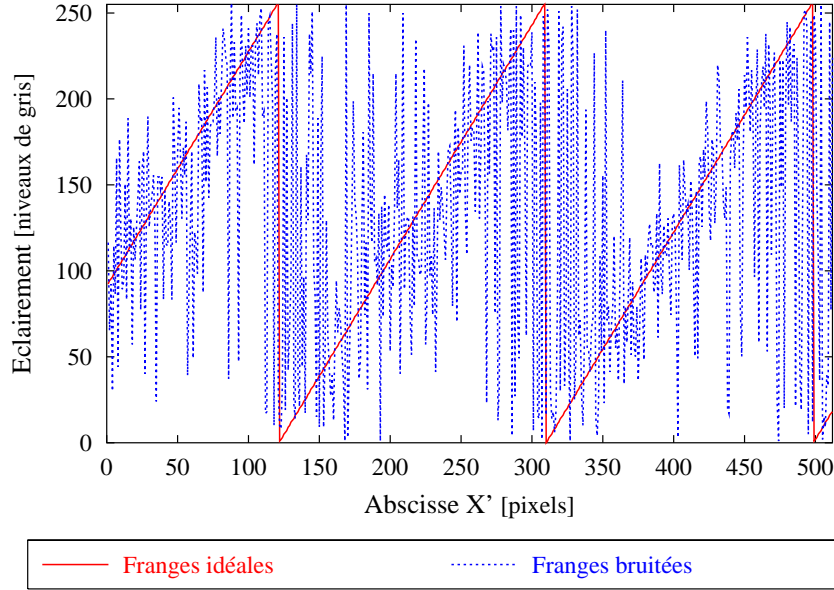


FIG. 3.7 – Profils des franges de corrélation idéales et bruitées de la Fig. 3.6.

où  $I_{fil}(x', y')$  représente la distribution de l'éclairement de l'image filtrée considérée et  $I_{id}(x', y')$ , celle de la carte de phase enroulée idéale. Les sommes sont effectuées sur tous les pixels  $(x', y')$  des images. Plus cette fonction  $F$  convergera vers l'unité, plus la carte de phase enroulée filtrée sera, en moyenne, proche de l'image idéale.

### Influence du lieu du filtrage.

La Fig. 3.8 montre l'action d'un masque moyen de dimension 5 appliqué trois fois sur la carte de phase simulée et bruitée. Cette coupe longitudinale enseigne principalement que le filtrage induit une perte importante des sauts de phase : il produit une fonction sinusoïdale au lieu d'une fonction en dents de scie. Cet effet rend tout déroulage de phase difficile, voire impossible. Pour éviter ce problème, la littérature ([3], [21]) suggère de filtrer le numérateur et le dénominateur de la fonction  $\tan \Delta(x', y')$ , définie par la relation 2.10. En effet, comme ce numérateur et ce dénominateur correspondent respectivement à une fonction sinus et cosinus, le filtrage causera principalement leur lissage. Les sauts de phase seront reconstruits après l'application de la fonction  $\arctan_2$  sur la distribution  $\tan \Delta(x', y')$  filtrée, ce que confirme la Fig. 3.8. En accord avec ces observations, le filtrage sera toujours effectué par la suite sur le numérateur et le dénominateur de la distribution  $\tan \Delta(x', y')$ . Il sera dit appliqué au *niveau Sinus/Cosinus*.

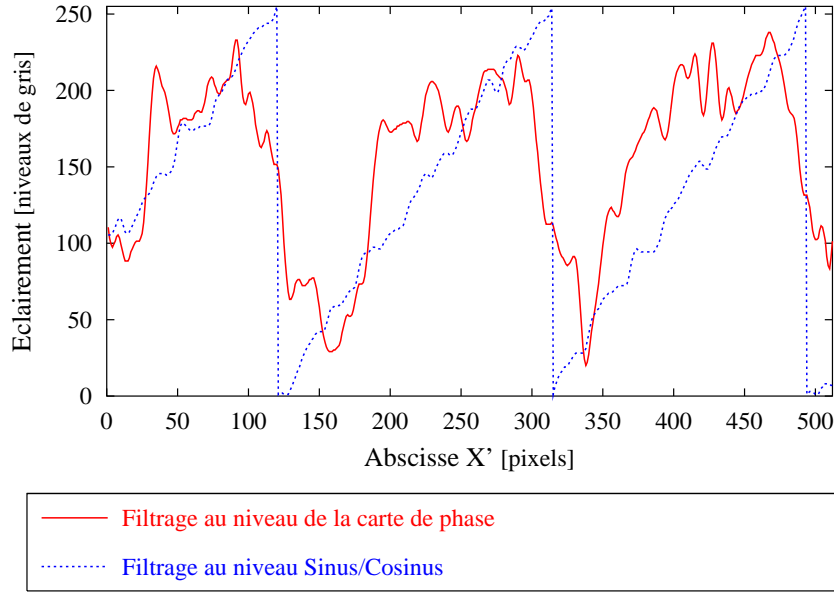


FIG. 3.8 – Profils des franges de corrélation filtrées par un masque moy(5/3X) au niveau de la carte de phase  $\Delta(x', y')$  et au niveau Sinus/Cosinus.

### Conception d'une nouvelle carte de phase simulée.

Les franges simulées précédemment ont permis de montrer l'influence du lieu du filtrage. Néanmoins, elles ne rendent pas possible l'étude de l'action des masques. En effet, nous avons observé que tout masque renvoie, après un nombre de filtrages suffisant, des franges filtrées proches des franges idéales simulées mais sans dévoiler l'effet des masques. Ce problème est lié à la linéarité du profil ainsi qu'à la fréquence spatiale des franges de corrélation simulées. Pour permettre l'analyse de l'effet des masques de filtrage, une nouvelle carte de phase enroulée est simulée. Celle-ci, contrairement à la précédente, contiendra un "signal", lequel sera détérioré par le filtrage. Cette détérioration sera intrinsèque au masque utilisé et permettra donc de mettre en évidence la qualité et les défauts des différents masques. Pour pouvoir analyser le comportement des filtres vis-à-vis d'une large gamme de fréquences spatiales, le signal ajouté est choisi rectangulaire<sup>12</sup>. La Fig. 3.9 montre les nouvelles franges de corrélation idéales et bruitées simulées. La Fig. 3.10 montre leur profil.

<sup>12</sup>En effet, la décomposition en série de Fourier d'une fonction créneau comporte un grand nombre d'harmoniques [36].

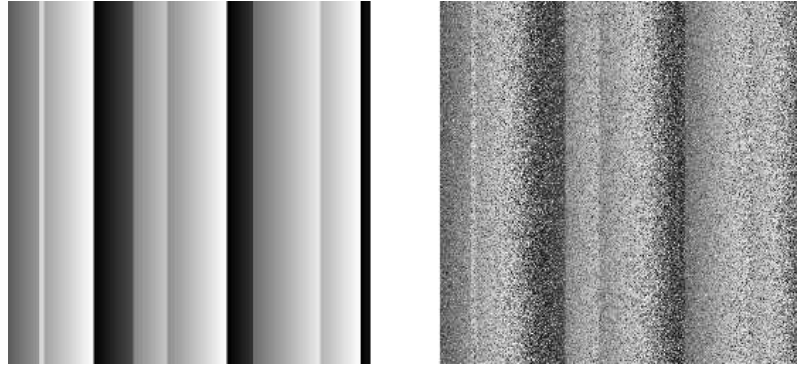


FIG. 3.9 – *A gauche* : les nouvelles franges de corrélation idéales simulées numériquement. *A droite* : les mêmes franges bruitées à l'aide d'un bruit gaussien.

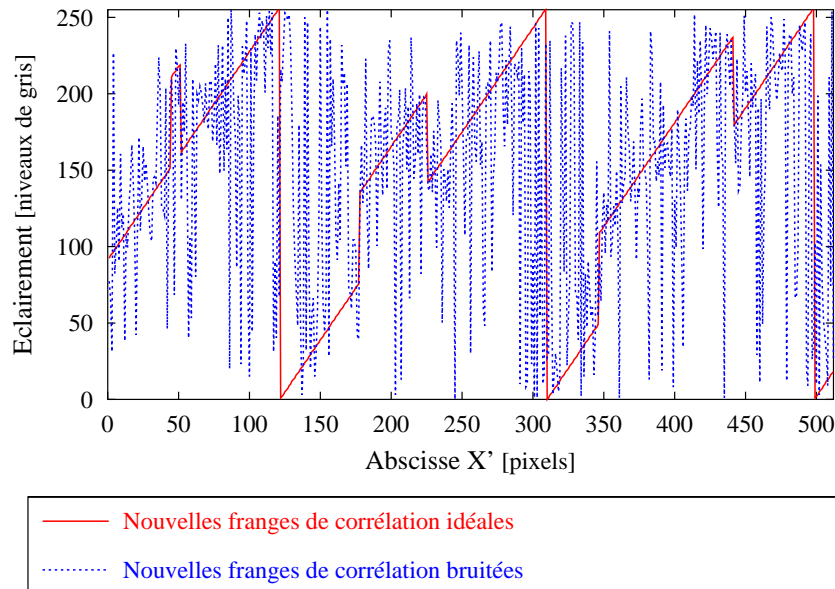


FIG. 3.10 – Profils des images de la Fig. 3.9.

### Effet du masque moyen.

La Fig. 3.11 montre le profil de la carte de phase enroulée idéale, ainsi que celui des franges de corrélation filtrées quarante fois par un masque moyen de dimension  $5^{13}$ . De ce graphique, nous concluons que le filtre moyen joue le rôle d'un filtre passe-bas : il lisse les bords des signaux rectangulaires et élimine

<sup>13</sup>Le filtrage a été effectué 40 fois pour bien mettre en évidence l'action du masque. Les observations réalisées sur ce filtrage restent valables quelle que soit la dimension du masque.

le bruit. L'élimination des hautes fréquences spatiales renvoie des images sans bruit et induit une diminution du contraste des franges de corrélation représentatives du signal<sup>14</sup> (Fig. 3.13). Signalons aussi que le filtre moyen induit un léger déplacement des sauts de phase. Le comportement du filtre est lié à la moyenne effectuée lors du filtrage (section 3.3.1).

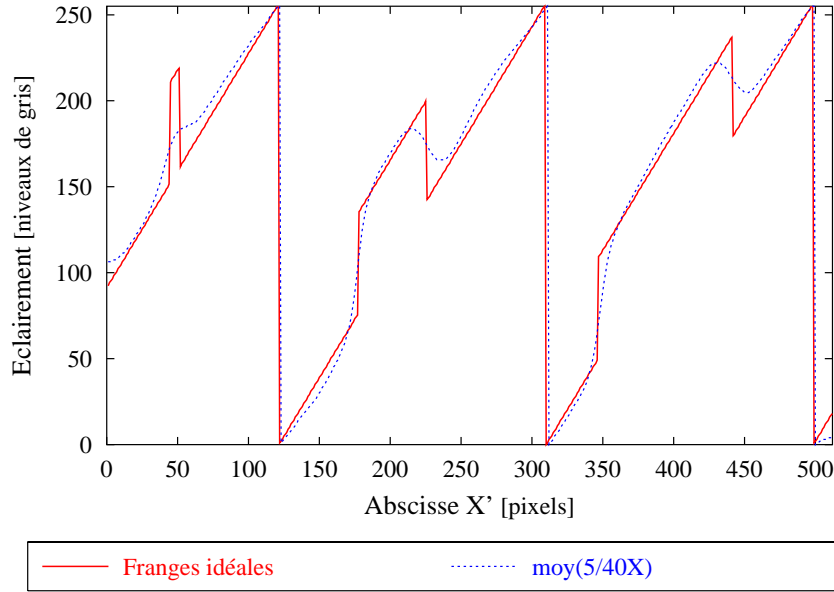


FIG. 3.11 – Profils des franges de corrélation idéales et filtrées par un masque moy(5/40X).

La Fig. 3.12 caractérise la fidélité en fonction de la dimension du masque et du nombre de filtrages appliqués sur la carte de phase enroulée, bruitée et simulée. Elle montre que quelle que soit la dimension du masque moyen, la fidélité en fonction du nombre de filtrages présente toujours la même allure : la fidélité croît jusqu'à un maximum, qualifié de **fidélité optimale**  $F_{opt}$ , pour ensuite décroître. La croissance caractérise l'élimination du bruit. Quant à la décroissance, elle dépeint la perte des hautes fréquences des signaux rectangulaires<sup>15</sup>. Les courbes de fidélité signalent aussi que plus la dimension du filtre est importante, plus la fidélité optimale est ponctuelle<sup>16</sup> et est atteinte pour une faible valeur du nombre de filtrages. Enfin, quelle que soit

<sup>14</sup>Les franges relatives au signal et filtrées paraissent floues.

<sup>15</sup>La décroissance de la fidélité pour le masque de dimension 3 n'est pas visible, car le nombre de filtrages appliqués n'est pas suffisamment élevé.

<sup>16</sup>C'est-à-dire, que la fidélité optimale a lieu pour une seule valeur du nombre de filtrages appliqués.

la dimension du masque moyen, la fidélité optimale est égale à 97.4% pour l'exemple étudié.

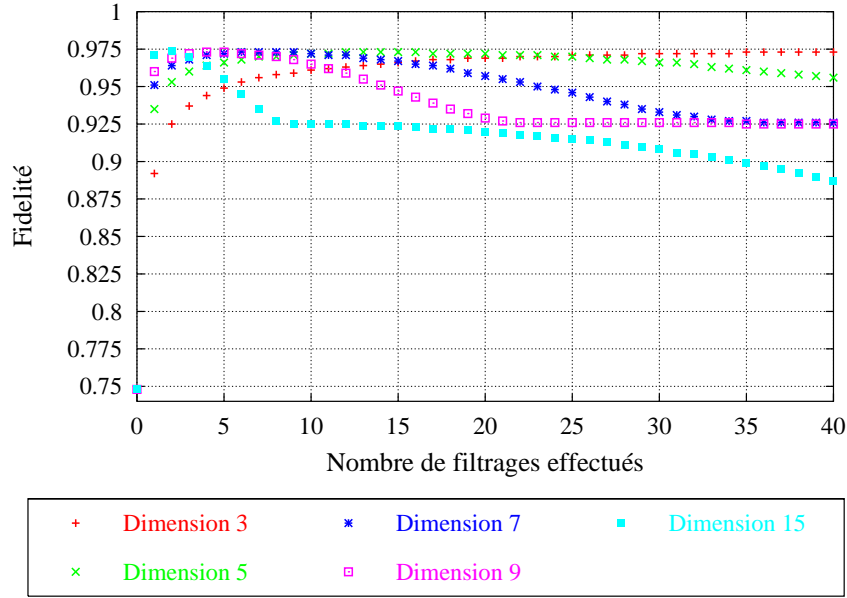


FIG. 3.12 – Evolution de la fidélité en fonction du nombre de filtrages appliqués pour des masques moyens de dimension 3, 5, 7, 9 et 15.

Signalons encore qu'à la fidélité optimale, la carte de phase enroulée filtrée est quasi-identique quelle que soit la dimension du masque utilisée. Par exemple, la carte de phase filtrée par un masque de dimension 3 appliqué 37 fois et celle filtrée par un masque de dimension 7 appliqué 4 fois sont quasi-identiques (Fig. 3.13 et Fig. 3.14).

### Effet du masque gaussien.

La Fig. 3.15 caractérise, entre autres, le profil des franges de corrélation idéales ainsi que celui de la carte de phase filtrée par un masque gauss( $5, \sqrt{0.2/40X}$ ). De ces coupes, nous constatons que le filtre gaussien produit les mêmes effets qu'un masque moyen, mais avec une élimination plus lente, en terme de nombre de filtrages, des hautes fréquences spatiales. Ce comportement permet une meilleure conservation des signaux rectangulaires, mais s'accompagne d'une réduction plus faible du bruit. Ceci induit des franges filtrées plus contrastées, mais plus bruitées par rapport à celles obtenues à l'aide du masque moyen (Fig. 3.16).



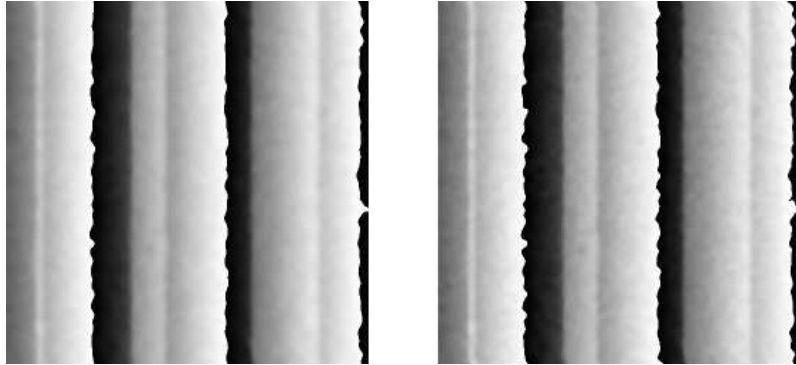


FIG. 3.13 – *A gauche* : les franges de corrélation filtrées par un masque  $\text{moy}(3/37X)$ . *A droite* : les franges de corrélation filtrées par un masque  $\text{moy}(7/4X)$ . Les deux images présentent une fidélité de 97.4% par rapport aux les franges de corrélation idéales.

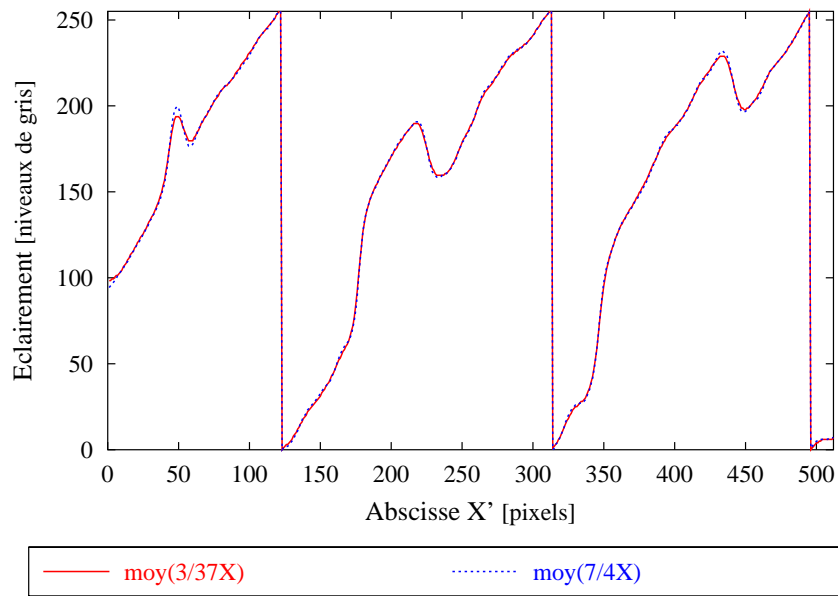


FIG. 3.14 – Profil des images de la Fig. 3.13.

L'examen de l'influence de l'écart-type de la distribution gaussienne sur l'action du masque permet d'affirmer que plus la gaussienne présentera un écart-type élevé, plus l'élimination des hautes fréquences sera rapide (Fig. 3.15). En effet, plus l'écart-type est grand, plus la pondération de l'élément central du masque sera proche des autres coefficients  $K(i,j)$  et plus le filtre gaussien convergera vers un filtre moyen de même dimension.

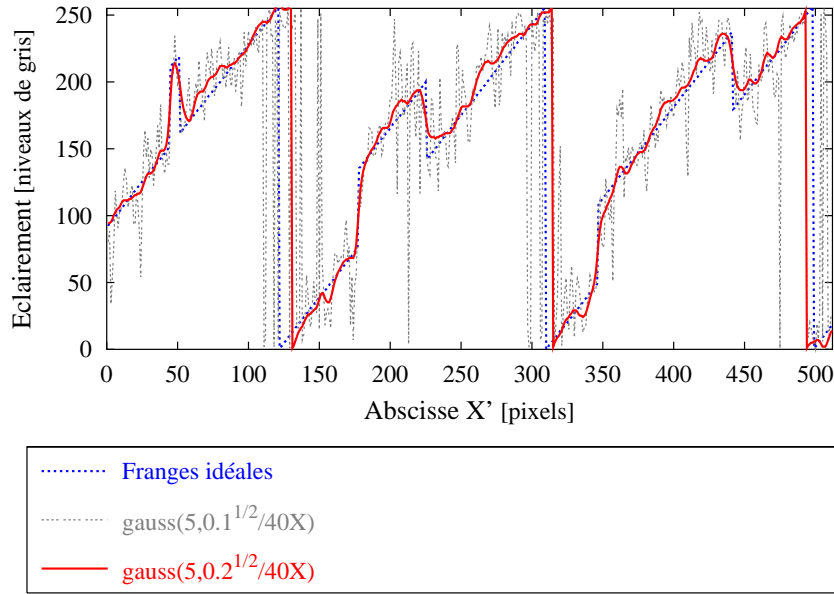


FIG. 3.15 – Profils des franges de corrélation idéales et filtrées par des masques  $\text{gauss}(5, \sqrt{0.1}/40X)$  et  $\text{gauss}(5, \sqrt{0.2}/40X)$ .

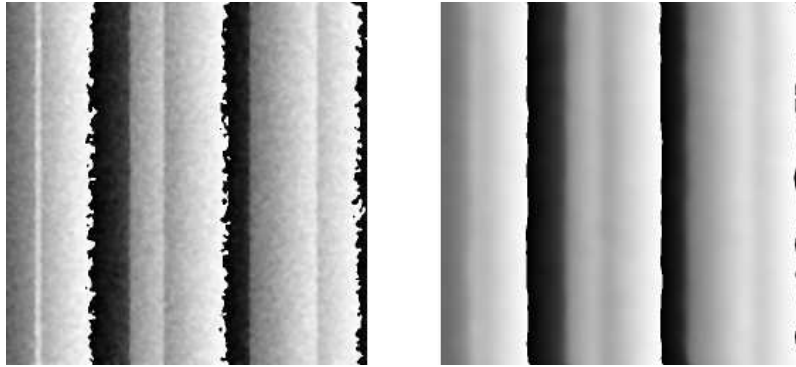


FIG. 3.16 – *A gauche* : les franges de corrélation filtrées par un masque  $\text{gauss}(5, \sqrt{0.2}/40X)$ . *A droite* : les mêmes franges filtrées par un masque  $\text{moy}(5/40X)$ .

La faible vitesse d'élimination des hautes fréquences conduit à une croissance plus lente de la fidélité par rapport à celle relative au masque moyen (Fig. 3.17). Par conséquent, l'utilisation du masque gaussien nécessite un nombre important de filtrages pour atteindre la fidélité optimale. Dans notre exemple, la fidélité optimale ne semble pas encore atteinte après 40 filtrages pour des faibles valeurs de l'écart-type. Pour des écarts-types plus importants

( $\sigma = \sqrt{0.4}$  pixel et  $\sigma = \sqrt{0.8}$  pixel), la fidélité optimale est atteinte et est égale à celle donnée par le masque moyen<sup>17</sup>.

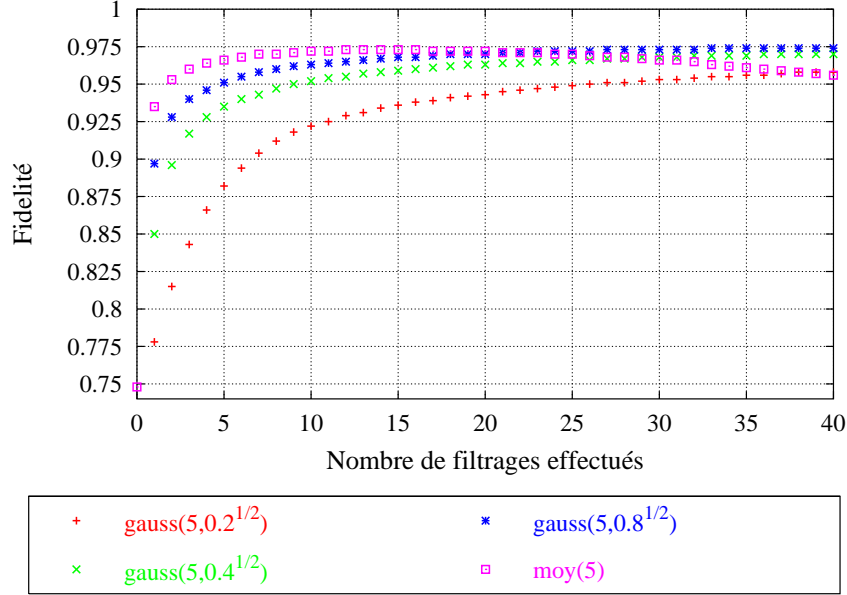


FIG. 3.17 – Evolution de la fidélité en fonction du nombre de filtrages appliqués pour des masques gaussiens de dimension 5, d'écart-type  $\sqrt{0.2}$  pixel,  $\sqrt{0.4}$  pixel et  $\sqrt{0.8}$  pixel, et pour un masque moyen de dimension 5.

Suivant les courbes de fidélité, nous serions tentés d'utiliser un écart-type élevé. Cependant, ce cas revient à utiliser un masque moyen. Par conséquent, si l'on veut utiliser le masque gaussien pour ses propriétés et non pas pour celles du masque moyen, nous utiliserons un écart-type fixé à  $\sqrt{0.2}$  pixel : un écart-type de  $\sqrt{0.1}$  pixel ne présente pas un effet suffisant (Fig. 3.15) et un écart-type de  $\sqrt{0.4}$  pixel induit déjà une action trop proche de celle du masque moyen (Fig. 3.18).

Pour un écart-type égal à  $\sqrt{0.2}$  pixel, la fidélité est indépendante de la dimension du masque (Fig. 3.19). En effet, l'écart-type étant petit, les éléments aux bords des masques de dimension 5, 7 et plus, présentent des éclaircissements négligeables. Ils possèdent par conséquent un poids nul dans la moyenne effectuée par le filtrage. Cette constatation fondée sur la fidélité est confirmée par la Fig. 3.20, laquelle représente les profils des franges filtrées par des

<sup>17</sup>Ce qui est logique vu que plus l'écart-type augmente, plus le masque gaussien converge vers un masque moyen.

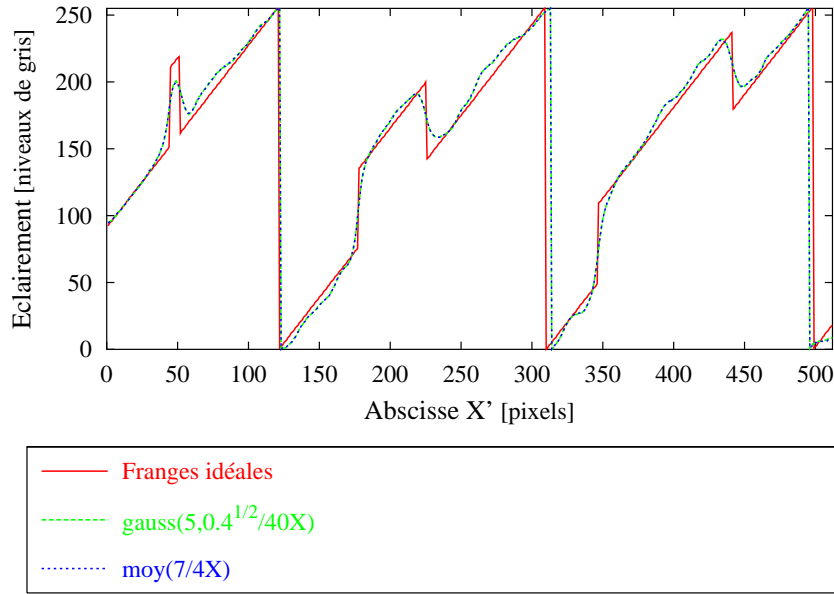


FIG. 3.18 – Profil des franges idéales et filtrées par des masques  $\text{gauss}(5, \sqrt{0.4}/40X)$  et  $\text{moy}(7/4X)$ . Les profils des images filtrées sont superposées.

masques gaussiens de dimension 3, 5 et 7, et d'écart-type  $\sqrt{0.2}$  pixel. Par conséquent, pour un écart-type de  $\sqrt{0.2}$  pixel, le temps de filtrage est le seul critère pour le choix de la dimension du masque à utiliser. Le temps de filtrage diminuant avec la dimension du masque, la dimension 3 est conseillée pour l'utilisation d'un filtre gaussien.

Enfin signalons que le filtre gaussien induit un déplacement des sauts de phase. Celui-ci est d'autant plus marqué que l'écart-type de la distribution gaussienne est faible (Fig. 3.15 et Fig. 3.18). Cet effet est lié à l'élimination du bruit : pour un écart-type faible, le bruit est moins éliminé, il affecte donc de manière plus importante la moyenne réalisée lors du filtrage. Le poids du bruit dans la moyenne induit le déplacement des sauts de phase.

### Effet du masque médian.

La Fig. 3.21 présente le profil des franges de corrélation idéales et filtrées quarante fois par un masque médian de dimension 5. Ce masque réduit le bruit de manière plus efficace que le masque gaussien mais moins que le masque moyen. Quant à la conservation du signal, le masque médian conserve mieux les pentes des signaux rectangulaires que ne le font les filtres étudiés précédemment. Les franges de corrélations filtrées par le masque médian sont

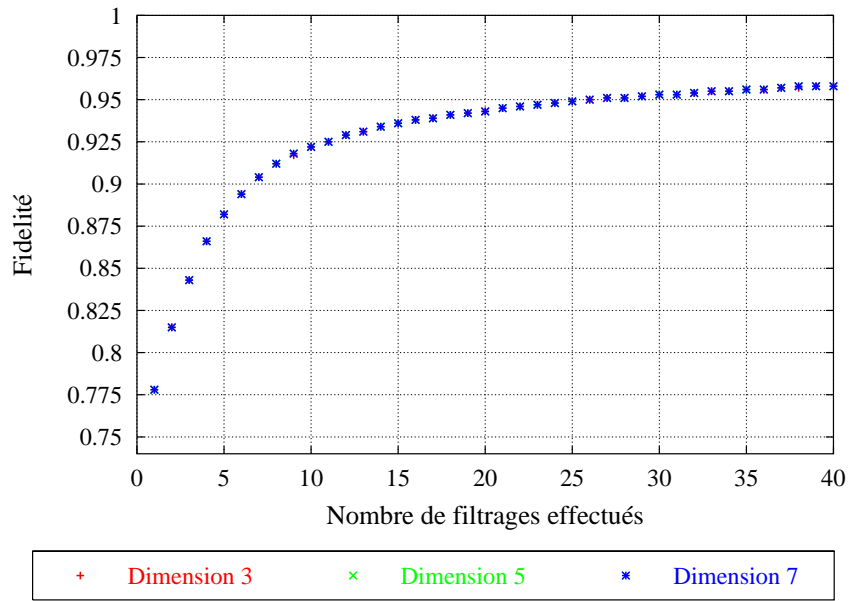


FIG. 3.19 – Evolution de la fidélité en fonction du nombre de filtrages appliqués pour des masques gaussiens de dimension 3, 5 et 7, et d'écart-type  $\sqrt{0.2}$  pixel. Les courbes de fidélité sont superposées.

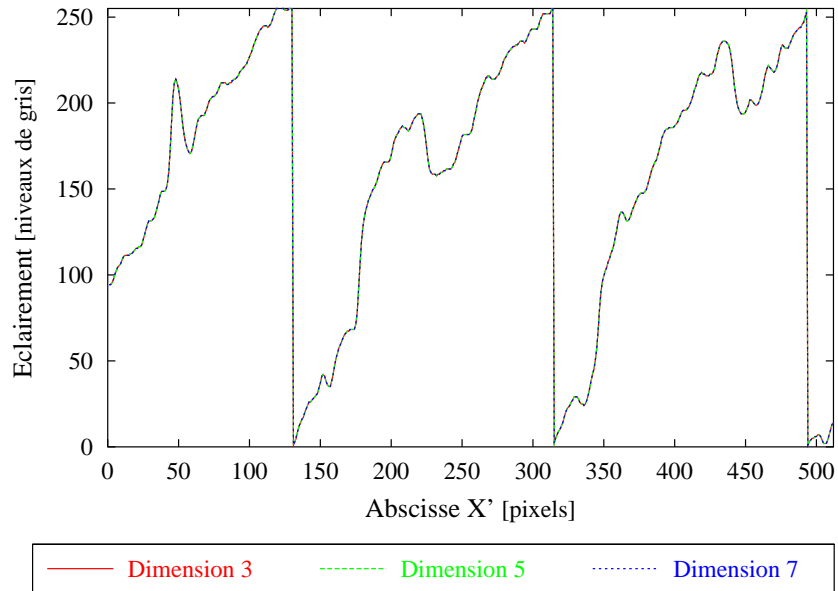


FIG. 3.20 – Profils des franges filtrées par des masques gaussiens de dimension 3, 5 et 7, et d'écart-type  $\sqrt{0.2}$  pixel. Les trois coupes sont superposées.

les plus contrastées (Fig. 3.23). Ce gain de contraste est un avantage important. Malheureusement, il se paye par un inconvénient de taille, le masque médian propage les erreurs<sup>18</sup>. En effet si une erreur recouvre un nombre suffisamment grand de pixels, alors à la place de l'éliminer, le filtrage la propage. Ainsi, par exemple, suite au filtrage, les franges noires sont arrondies aux bords de l'image (Fig. 3.23) et cet effet augmente avec le nombre de filtrages appliqués. Compte tenu de ce problème, en pratique, le masque médian ne pourra pas être appliqué un trop grand nombre de fois. Traditionnellement, le nombre d'applications est limité aux alentours de 5 selon la dimension du masque.

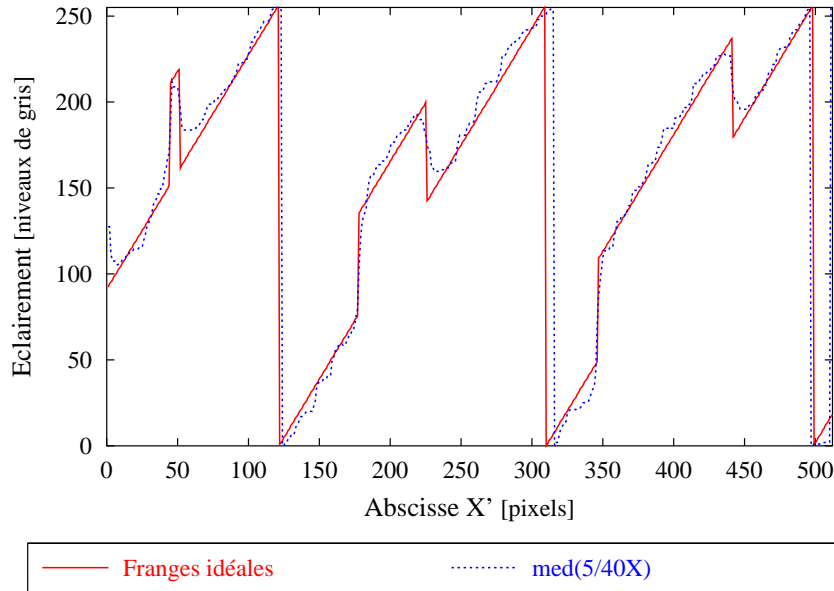


FIG. 3.21 – Profils des franges de corrélation idéales et filtrées par un masque  $\text{med}(5/40X)$ .

La fidélité en fonction du nombre de filtrages appliqués et pour diverses dimensions du masque médian est reprise à la Fig. 3.22. Contrairement aux filtres précédents, la fidélité optimale dépend de la dimension du masque. Ainsi, le filtre de dimension 7 présente une fidélité optimale supérieure à celle des masques de dimension 3, 5 ou 9. De plus, la décroissance de la fidélité est moins marquée que celle relative au masque moyen. Cet effet est lié au fait qu'après un certain nombre de filtrages, la seule action du masque médian

<sup>18</sup>Les cartes de phase peuvent contenir des erreurs liées, par exemple, à la saturation de certains pixels du détecteur (Fig. 3.24) ou aux bords de l'image.

est de propager les erreurs, contrairement au filtre moyen qui moyenne au maximum les éclaircissements des pixels.

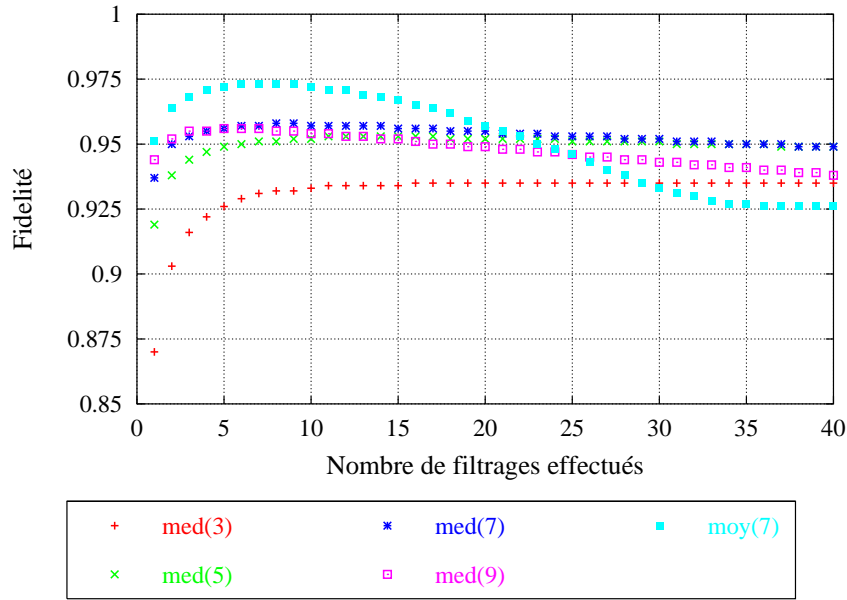


FIG. 3.22 – Evolution de la fidélité en fonction du nombre de filtrages appliqués pour des masques médians de dimension 3, 5, 7 et 9, et pour un masque moyen de dimension 7.

En résumé, la Fig. 3.23 présente les franges de corrélation idéales et filtrées par les différents masques étudiés, à leur fidélité optimale et appliqués au niveau Sinus/Cosinus.

### 3.3.3 Filtrage des cartes de phase enroulées expérimentales.

Sur base des résultats de l'étude précédente relative à l'action des masques de filtrage, le Tab. 3.1 classe les masques moyen, gaussien et médian pour différentes caractéristiques observées. Le chiffre 1 (resp. 3) correspond au mieux (resp. moins) adapté des trois masques pour la caractéristique analysée.

La classification précédente montre que le filtre gaussien ne prend jamais le dessus sur les autres masques. Par conséquent, il ne sera pas utilisé pour filtrer les cartes de phase enroulées expérimentales. Pour les masques moyen et médian, nous constatons qu'ils présentent des avantages très différents l'un

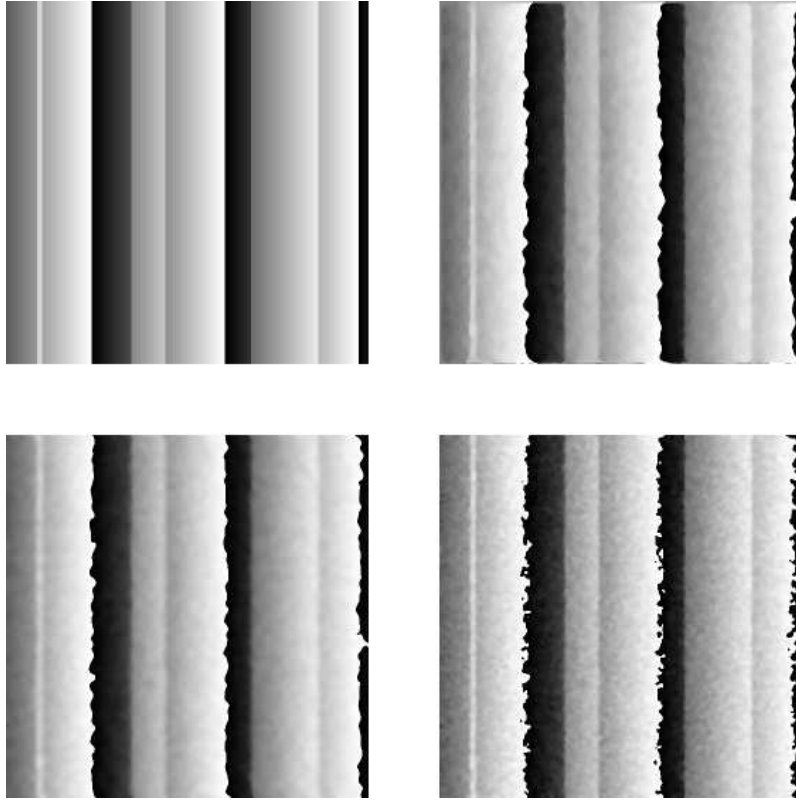


FIG. 3.23 – *En haut* : respectivement de gauche à droite, les franges de corrélation idéales et filtrées par un masque  $\text{med}(7/7X)$ . *En bas* : respectivement de gauche à droite, les franges de corrélation filtrées par un masque  $\text{moy}(7/4X)$  et par un masque  $\text{gauss}(3, \sqrt{0.2}/40X)$ . Les images filtrées correspondent à la fidélité optimale de leur masque respectif.

	$\text{moy}(n/mX)$	$\text{gauss}(n, \sigma/mX)$	$\text{med}(n/mX)$
<i>élimination du bruit</i>	1	3	2
<i>conservation du contraste</i>	3	2	1

TAB. 3.1 – Classification des masques de filtrage vis-à-vis de diverses caractéristiques.

par rapport à l'autre. Dans le but d'exploiter au mieux les avantages de chacun des deux filtres, le filtrage des cartes de phase enroulées devrait dès lors être constitué d'une combinaison de ces deux masques. Plus précisément, les cartes de phase enroulées expérimentales devraient d'abord être filtrées par un masque médian pour éliminer les points aberrants puis par un masque moyen pour réduire le bruit de manière plus globale. Malheureusement, ces



prédictions théoriques ne peuvent pas être appliquées à notre cas. En effet, nous avons constaté que l'application d'un masque médian sur les cartes de phase induit une augmentation non négligeable des erreurs<sup>19</sup> situées au centre des images et ce même si le masque est de dimension 3 et appliqué une seule fois (Fig. 3.24). Pour éviter ce problème, les cartes de phase enroulées analysées actuellement seront filtrées uniquement à l'aide d'un masque moyen.

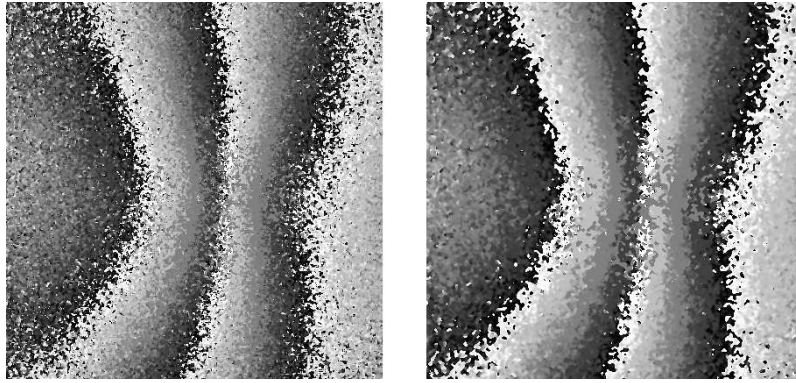


FIG. 3.24 – *A gauche* : les franges de corrélation expérimentales filtrées par un masque  $\text{med}(3/1X)$  et relatives à la masse de 12 grammes. *A droite* : les mêmes franges filtrées à l'aide d'un masque  $\text{med}(3/3X)$ .

En appliquant  $14X$  un masque moyen de dimension 7 sur les franges de corrélation expérimentales, ces dernières semblent totalement dépourvues de bruit (Fig. 3.25), mais cette élimination se paye par une diminution de l'amplitude des sauts de phase (Fig. 3.26). Pour réduire cet effet, nous préférons limiter le filtrage au moment où la visualisation des franges est considérée suffisamment aisée c'est-à-dire, dans notre cas, après la convolution par un masque  $\text{moy}(3/1X)$  (Fig. 3.27). Nous verrons également par la suite que dans notre exemple, la simple convolution de l'image par un masque  $\text{moy}(3/1X)$  est suffisante pour la mesure de la dérivée première de la composante hors-plan des déplacements (section 3.6).

Pour pouvoir limiter le nombre de filtrages, il est nécessaire de travailler avec un rapport signal sur bruit initial le plus élevé possible. Nous devons donc réduire de "manière naturelle" le bruit présent dans les cartes de phase. Quelques perspectives d'amélioration doivent par conséquent être apportées

<sup>19</sup>Ces erreurs sont déjà présentes dans les cartes de phase avant le filtrage par le masque médian. Leur origine est liée à une saturation du détecteur.

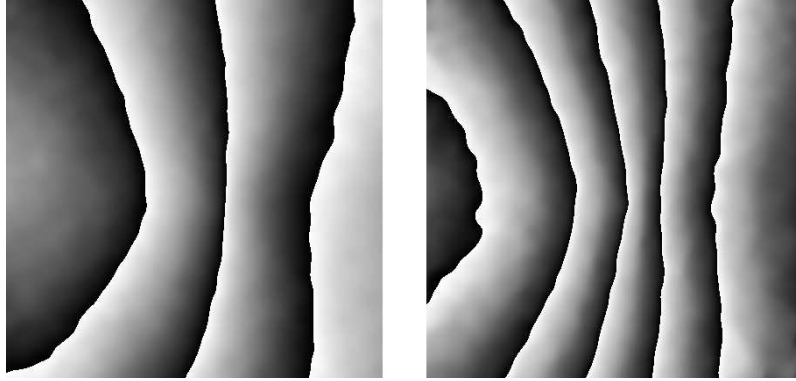


FIG. 3.25 – Les cartes de phase enroulées expérimentales filtrées par un masque moy(7/14X). A gauche :  $m=12$  g. A droite :  $m=19$  g.

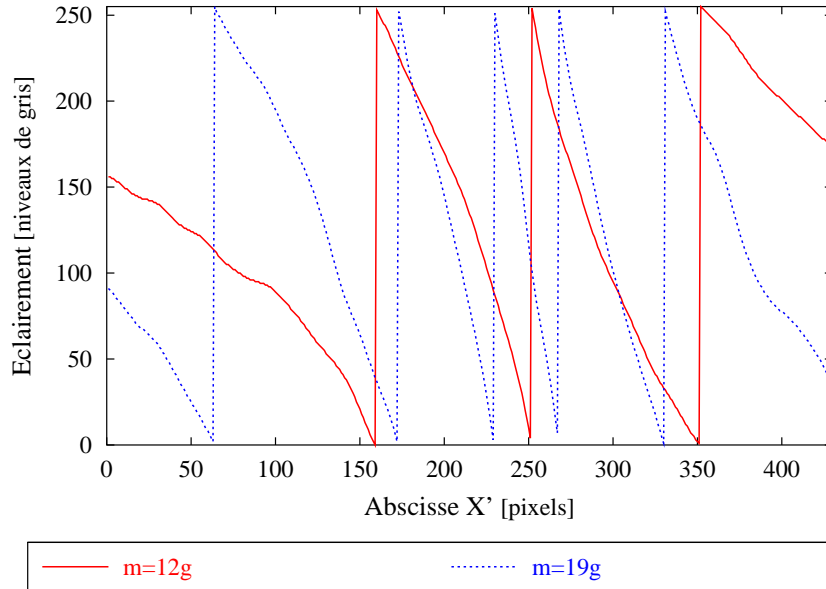


FIG. 3.26 – Profils des franges de corrélation relatives à la Fig. 3.25.

à court terme dans le dispositif expérimental. Ainsi, nous recommandons le remplacement de la caméra CMOS par une caméra CCD. Ce changement permettra la réduction du bruit électronique. De même, une étude devra être réalisée pour déterminer la taille optimale du diaphragme du système imageant. En effet, un diaphragme plus petit permettrait de réduire le phénomène de décorrélation mais réduirait le champ du système optique. Un compromis entre les deux effets doit être effectué. Un raisonnement analogue peut être tenu pour la taille des pixels du détecteur. Des pixels plus pe-

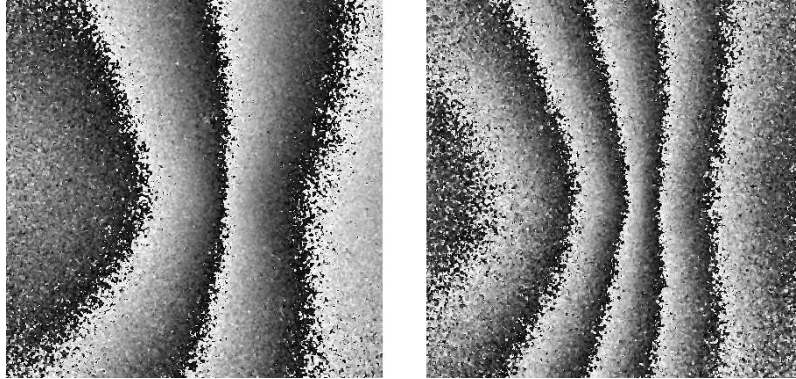


FIG. 3.27 – Les franges de corrélation expérimentales filtrées par un masque moy(3/1X). A gauche :  $m=12$  g. A droite :  $m=19$  g.

tits réduiraient le bruit électronique mais augmenteraient le phénomène de décorrélation. La taille des pixels va donc devoir également être optimisée en tenant compte évidemment des disponibilités du marché. Enfin, le bruit peut être réduit à l'aide d'un algorithme de *décalage de phase temporel "moyenné"*. Ce dernier consiste à enregistrer  $n$  shearogrammes pour chaque déphasage  $\alpha$  introduit par le modulateur de phase. Les  $n$  distributions d'éclairement relatives au même déphasage  $\alpha$  sont ensuite moyennées pour être introduites dans la formule 1.9, 1.11 ou 1.13 selon l'algorithme TPS utilisé. La réduction du bruit induite par ce décalage de phase temporel "moyenné" exige toutefois un plus grand nombre d'enregistrements et, par conséquent, induit une augmentation des temps d'acquisition et de traitements numériques. Pour limiter l'augmentation de ces temps, il est alors nécessaire d'utiliser des outils et en particulier, une caméra et un ordinateur plus rapides. Il s'en suivra une augmentation du coût de l'installation. Enfin, signalons que le décalage de phase temporel "moyenné" a été proposé par le Docteur Pierre SLANGEN et son doctorant Benoît GAUTHIER de l'ESTIM d'Alès<sup>20</sup> où j'ai eu le plaisir de séjourner pendant une semaine dans le cadre d'une collaboration ERASMUS-SOCRATES. Lors de ce stage, j'ai pu apprécier l'efficacité de cet algorithme.

### Remarque.

Dans un futur plus ou moins proche, nous devrons très probablement traiter des cartes de phase plus complexes, c'est-à-dire qui présentent des fréquences spatiales élevées et/ou qui contiennent un "signal" caractéristique

<sup>20</sup>Ecole Supérieure des Techniques Industrielles et des Mines d'Alès (France).

d'un défaut ou d'une discontinuité dans la dérivée première des déplacements. La philosophie du filtrage adoptée, qui consiste à filtrer au minimum les données, permettra de réduire les pertes d'informations de hautes fréquences spatiales. Toutefois le masque moyen sera inadapté au traitement de ces cartes de phase. Le filtre médian sera testé et/ou un algorithme de filtrage plus adéquat sera développé.

### 3.3.4 Conclusions relatives au filtrage.

L'étude, par simulations numériques, de l'action des masques moyen, gaussien et médian a suggéré de filtrer les cartes de phases enroulées expérimentales au niveau Sinus/Cosinus et consécutivement par des masques médian et moyen. En pratique, dans l'exemple considéré, le masque médian propageait trop rapidement des erreurs initialement présentes dans les cartes de phase. Pour éviter cet effet, seul le masque moyen a été utilisé pour filtrer les franges de corrélation. Un tel filtrage a permis l'obtention de franges non bruitées mais a induit une diminution de l'amplitude des sauts de phase. Pour conserver les sauts de phase, la philosophie qui consiste à limiter le nombre de filtrages a été adoptée.

Pour les prochaines applications, nous réduirons "de manière naturelle" le bruit en optimisant certains paramètres du montage tels la taille du diaphragme du système imageant et la taille des pixels du détecteur. Pour le filtrage, nous analyserons l'efficacité de la combinaison des masques médian et moyen. Si cette combinaison est satisfaisante, elle sera utilisée pour traiter les résultats sinon un algorithme plus puissant devra être développé, mais quel que soit le nouvel algorithme utilisé nous limiterons toujours le nombre de filtrages au moment où l'interprétation des franges s'avère suffisamment aisée car un filtrage entraînera toujours une perte d'informations.

## 3.4 Interprétation qualitative des cartes de phase enroulées expérimentales.

La convolution d'un masque moy(3/1X) avec les cartes de phase expérimentales permet une visualisation confortable des franges de corrélation (Fig. 3.27). Ces cartes de phase enroulées filtrées permettent d'analyser qualitativement la dérivée première des déplacements hors-plan produits par la charge de la masse sphérique sur la plaque d'acier.

En rappelant que la direction du cisaillement réalisé par le prisme séparateur des états de polarisation est parallèle à l'axe  $X'$  du détecteur, nous constatons que le dispositif de shearographie permet la mesure de la dérivée première, par rapport à la direction du cisaillement, des déplacements hors-plan. La shearographie est donc bien une technique différentielle comme le prédit la théorie. En effet, l'interférométrie de speckle "classique" donne des courbes d'iso-déplacements du système objet-contrainte étudié quasi-circulaires, concentriques et centrées sur la position de la bille (Fig. 3.28). Le gradient de ces courbes est perpendiculaire à ces dernières. La composante selon l'axe  $X'$  de ce gradient de déplacements correspond à des franges semblables à celles obtenues en shearographie et présentées dans ce travail.

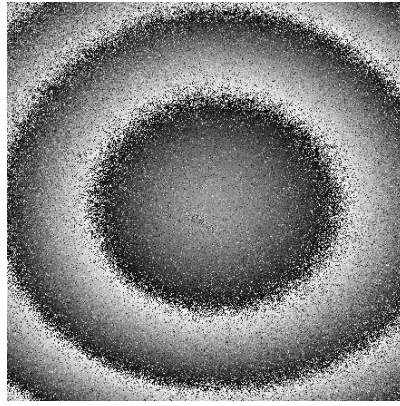


FIG. 3.28 – Carte de phase enroulée expérimentale, non filtrée, obtenue par interférométrie de speckle à l'ESTIM d'Alès lors d'un stage de formation par la recherche et dans le cadre d'une collaboration ERASMUS-SOCRATES. Le système objet/contrainte étudié est le même que celui présenté dans ce rapport. La masse de la bille déposée est 12 grammes.

La carte de phase enroulée relative à la masse de 19 grammes présente plus de franges, ou en d'autres termes, des franges plus étroites que celles produites par la bille de 12 grammes. Ceci semble logique car la contrainte, et donc les déplacements, augmente avec la masse de la bille.

La courbure des franges de corrélation est inversée lorsque l'on se place parallèlement à l'axe  $X'$  à gauche ou à droite de la bille. Ce changement de courbure traduira la symétrie de la dérivée première des déplacements que nous obtiendrons après le déroulage de phase.

### 3.5 Déroulage des cartes de phase enroulées expérimentales.

Les cartes de phase enroulées permettent une interprétation qualitative de la dérivée première du champ des déplacements du système objet/contrainte étudié. Pour une étude quantitative de la dérivée, il est nécessaire de dérouler la phase. La spin-off DEIOS s.a. a développé un logiciel de déroulage de phase fondé sur la croissance de régions [20]. Il s'est avéré que ce programme est efficace pour le déroulage des franges de corrélation obtenues en shearographie. Nous utiliserons ce logiciel pour dérouler les cartes de phase enroulées. Les Fig. 3.29 et 3.30 présentent le résultat du déroulage de phase des franges de corrélation relatives à la Fig. 3.27. Pour faciliter la visualisation de l'allure des distributions  $\Delta_d(x', y')$ , la Fig. 3.31 présente leur profil le long de la droite d'équation  $X' = 215$  pixels.

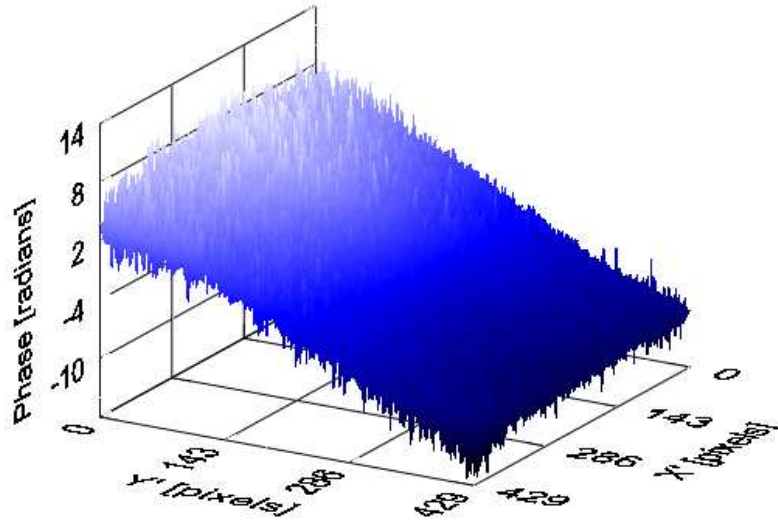


FIG. 3.29 – Carte de phase expérimentale déroulée relative à la charge de la bille de 12 grammes. L'axe vertical représente la distribution  $\Delta_d(x', y')$ .

Nous avons vu à la section 1.4.2 que les cartes de phase déroulées  $\Delta_d(x', y')$

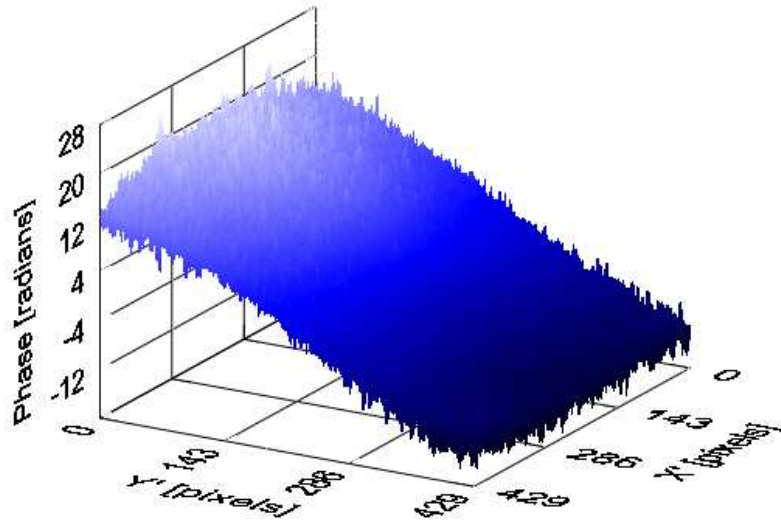


FIG. 3.30 – Carte de phase expérimentale déroulée relative à la charge de la bille de 19 grammes. L'axe vertical représente la distribution  $\Delta_d(x', y')$ .

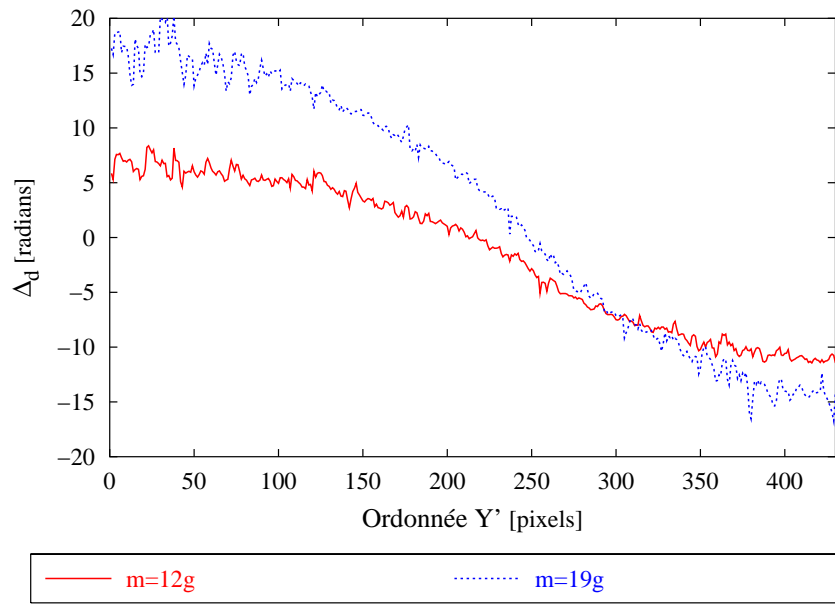


FIG. 3.31 – Profils des cartes de phase déroulées des Fig. 3.29 et 3.30.

sont liées à la dérivée première des déplacements :

$$\Delta_d(x', y') = \left[ \left( \vec{K}_s \cdot \vec{e}_x \right) \frac{\partial u}{\partial x'_i} + \left( \vec{K}_s \cdot \vec{e}_y \right) \frac{\partial v}{\partial x'_i} + \left( \vec{K}_s \cdot \vec{e}_z \right) \frac{\partial w}{\partial x'_i} \right] \delta x'_i \quad (3.3)$$

L'interféromètre hors-plan mis au point au laboratoire étant en ligne et le cisaillement étant réalisé parallèlement à la direction X', la relation précédente peut s'écrire :

$$\Delta_d(x', y') = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\partial w}{\partial x'} \delta x' \quad (3.4)$$

En pratique, le laser utilisé a une longueur d'onde de 532nm et la taille du cisaillement a été estimée à 8mm. Par conséquent, les distributions de phase déroulées  $\Delta_d(x', y')$  livrent la dérivée première de la composante hors-plan des déplacements par l'équation :

$$\frac{\partial w}{\partial x'} = \frac{532 \cdot \Delta_d(x', y')}{32\pi} 10^{-6} \quad (3.5)$$

Sur base de cette relation, nous avons pu établir les Fig. 3.32 et 3.33, lesquelles représentent la dérivée première des déplacements hors-plan résultants de l'application de la charge respective des billes de 12 g et 19 g. La Fig. 3.34 présente le profil de ces cartes de dérivée de déplacements.

### 3.6 Interprétation des cartes de phase déroulées expérimentales.

Les Fig. 3.33 et 3.34 permettent une analyse quantitative de la dérivée première de la composante hors-plan des déplacements dus à la charge exercée par les billes. Pour l'interprétation des résultats, notre raisonnement se basera sur l'allure de la carte des déplacements hors-plan du système que nous avons obtenue par interférométrie de speckle à l'ESTIM d'Alès (Fig. 3.35). La Fig. 3.36 correspond au profil de cette carte de déplacements le long de la droite d'équation  $X' = 215$  pixels.

Qualitativement, nous constatons que la carte de la dérivée première des déplacements obtenue en shearographie correspond à la dérivée première de la carte des déplacements obtenue en interférométrie de speckle. Ceci est vrai si le point d'inflexion présent dans les cartes de dérivée des déplacements coïncide au maximum de la carte des déplacements, lequel correspond intuitivement au point d'application de la charge.



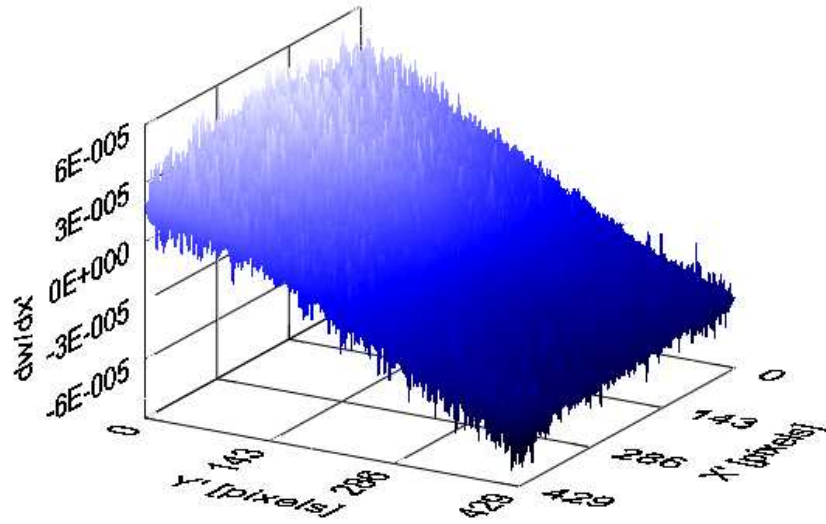


FIG. 3.32 – Dérivée première des déplacements hors-plan induits par la charge de la bille de 12 grammes.

D'un point de vue quantitatif, ce point d'inflexion doit correspondre à une dérivée première des déplacements nulle, ce qui n'est pas le cas. Ceci est lié au déroulage de phase. En effet, lors de celui-ci, le programme égale à zéro la phase d'un point aléatoire de l'image, lequel joue le rôle de référence. Les résultats quantitatifs présentés correspondent par conséquent à une valeur relative de la dérivée première des déplacements. Pour obtenir de manière absolue les dérivées premières, il faut introduire des conditions physiques supplémentaires. Dans notre cas, nous savons que les coordonnées  $(x', y')$  du point d'inflexion correspondent à une valeur maximale des déplacements hors-plan et donc aussi à une valeur nulle de leur dérivée. Ce critère physique permet, dans notre exemple, d'obtenir de manière absolue la dérivée première de la composante hors-plan des déplacements. Pour ce faire, nous devons fixer le point d'inflexion comme point de référence ou encore ajouter un terme correctif aux résultats et d'une valeur telle que le point d'inflexion corresponde à une dérivée première des déplacements nulle. Les Fig. 3.37, 3.38 et 3.39 présentent finalement la dérivée première des déplacements mesurée de manière absolue. Ainsi, la correction apportée permet d'affirmer que les charges des billes de 12 g et de 19 g induisent une dérivée première des

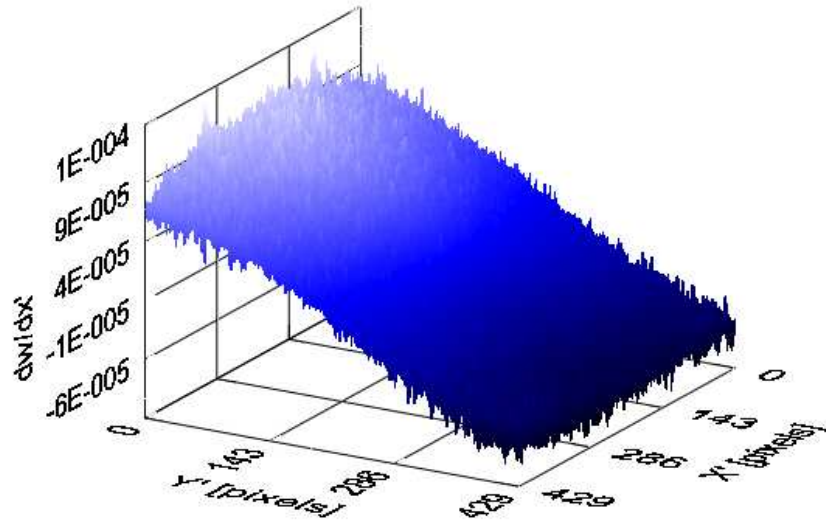


FIG. 3.33 – Dérivée première des déplacements hors-plan induits par la charge de la bille de 19 grammes.

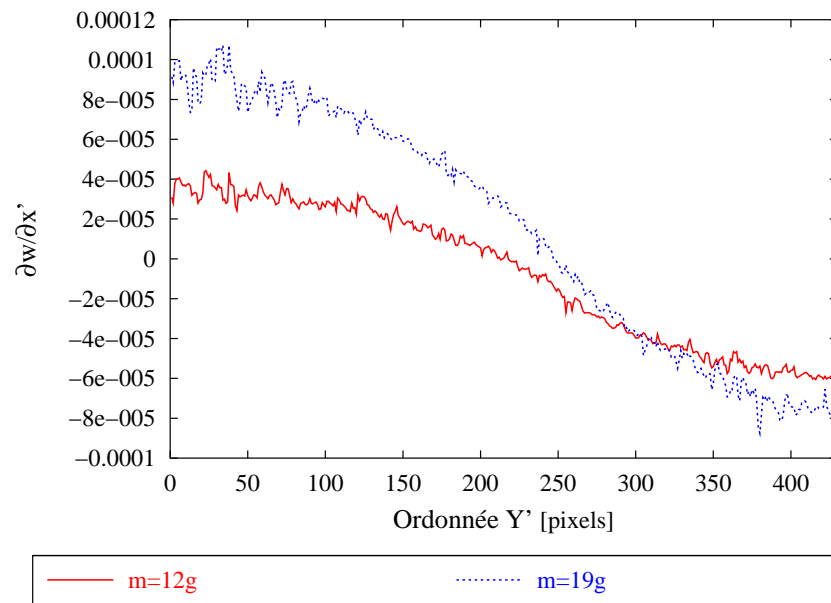


FIG. 3.34 – Profil de la dérivée première des déplacements.

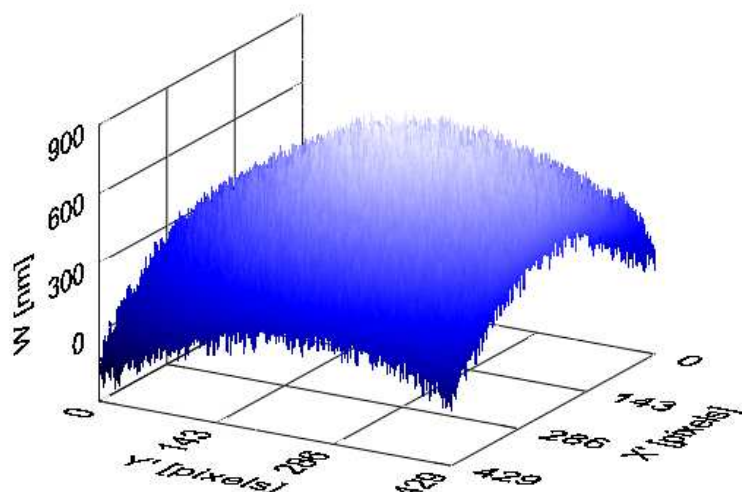


FIG. 3.35 – Carte de la composante hors-plan  $w$  des déplacements relatifs. Cette carte correspond à la charge de 12 g.

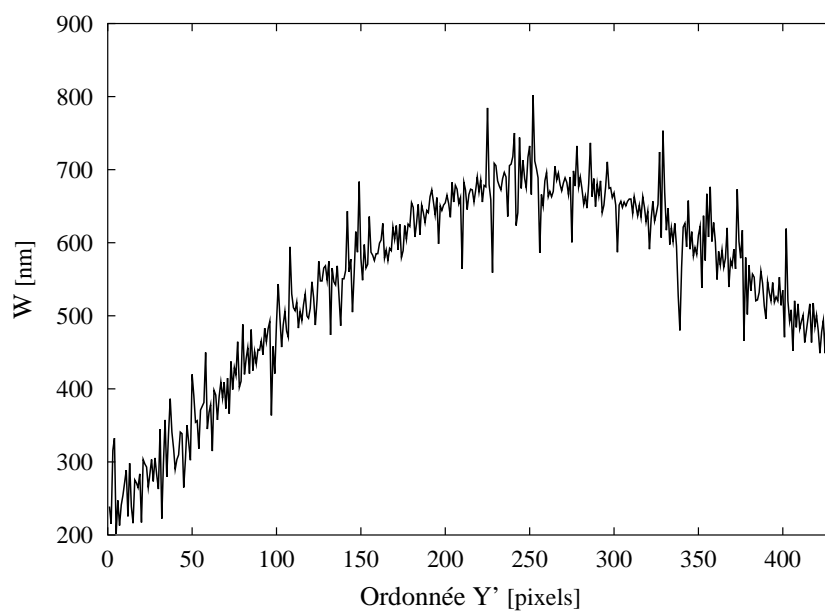


FIG. 3.36 – Profil relatif à la Fig. 3.35.

déplacements hors-plan de l'ordre de  $10^{-5}$ , en valeur absolue.

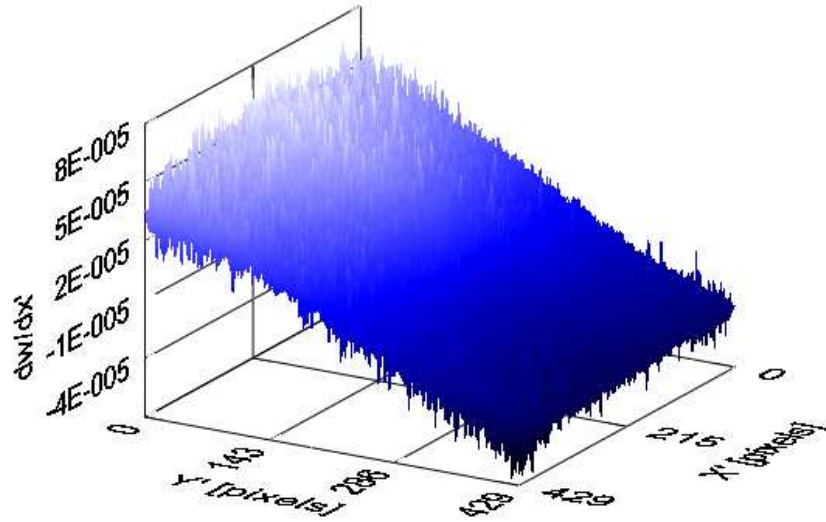


FIG. 3.37 – Dérivée première des déplacements hors-plan induits par la charge de la bille de 12 grammes, après correction.

Enfin, signalons que le filtrage réalisé précédemment est suffisant car la carte des dérivées des déplacements est peu bruitée et pourrait être ajustée pour obtenir une description analytique de la dérivée première des déplacements hors-plan. Un manque de temps ne nous a pas permis de réaliser cette dernière étape.

**Remarque.**

Les déplacements mesurés en interférométrie de speckle et présentés dans ce rapport correspondent aussi, suite au déroulage de phase, à des déplacements non pas absolus mais relatifs. Pour obtenir les déplacements absolus, il faut introduire le fait qu'en théorie les points infiniment proches des trous qui positionnent la plaque ne se déplacent pas. Toutefois, signalons que cette condition est moins satisfaisante que celle utilisée en shearographie. En shearographie, nous sommes certains que la dérivée des déplacements à la position de la bille doit être nulle. En interférométrie de speckle, il est moins certain que les particules matérielles proches des trous de positionnement

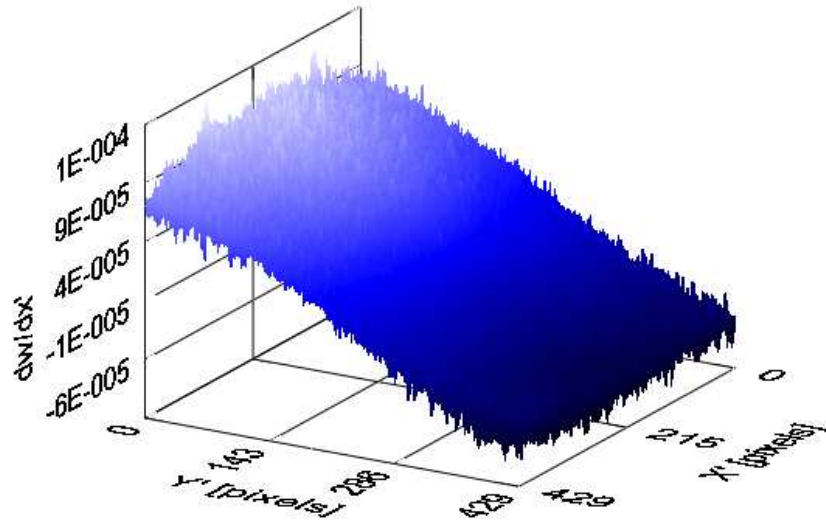


FIG. 3.38 – Dérivée première des déplacements hors-plan induits par la charge de la bille de 19 grammes, après correction.

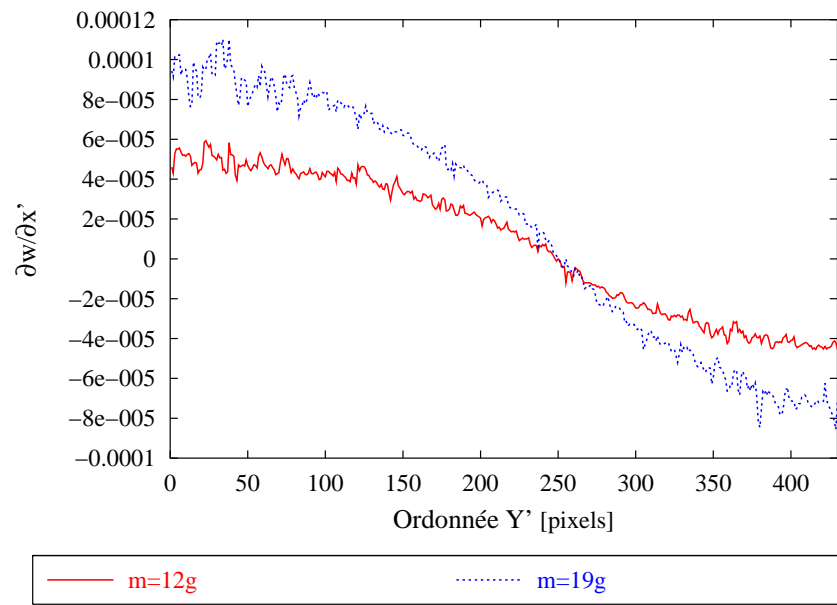


FIG. 3.39 – Profil de la dérivée première des déplacements.

ne se déplacent pas : la charge de la masse appliquée à la plaque peut produire un mouvement de solide rigide. En définitive, dans notre exemple, la shearographie semble mieux adaptée pour effectuer des mesures absolues que l'interférométrie de speckle.

# Chapitre 4

## Conclusion générale et perspectives.

### 4.1 Conclusion générale.

La théorie relative à la shearographie (partie I) a permis la mise au point d'une installation originale, en ligne, compacte, à chemins optiques quasi-communs et basée sur la séparation des états de polarisation (chapitre 2). Pour valider le fonctionnement du dispositif et nous familiariser avec les résultats obtenus en shearographie, une première application du montage a été réalisée (chapitre 3). Celle-ci avait pour objectif la mesure de la dérivée première de la composante hors-plan des déplacements induits par une charge de billes, de 12 g et de 19 g, déposées sur une plaque d'acier plane et rectangulaire. Les shearogrammes enregistrés au laboratoire ont permis l'obtention de franges de corrélation, lesquelles ont été filtrées pour améliorer leur visualisation. Les cartes de phase enroulées filtrées ont permis une analyse qualitative de la dérivée première des déplacements hors-plan. Après déroulage de phase, elles ont permis de mesurer de manière relative la même dérivée. En introduisant des conditions physiques liées à la position de la bille, la dérivée première des déplacements hors-plan a pu être mesurée de manière absolue. Ainsi, la charge exercée par une bille de 12 g ou de 19 g sur le système étudié induit une dérivée première de la composante hors-plan des déplacements de l'ordre de  $10^{-5}$ . Enfin, il est apparu que dans notre exemple, la shearographie présente en plus d'être insensible aux perturbations extérieures et d'être une technique différentielle, l'avantage d'être mieux adaptée que l'interférométrie de speckle "traditionnelle" pour des mesures absolues.

En conclusion, nous retiendrons le bon fonctionnement du dispositif et

nous encourageons l'utilisation de la shearographie pour la mesure de la dérivée première des déplacements.

## 4.2 Perspectives.

Les résultats présentés dans ce travail sont encourageants et permettent d'envisager de nombreuses perspectives aussi bien au point de vue des applications de l'interféromètre, des optimisations des composants optiques ou des outils informatiques.

Les perspectives suivantes seront prochainement réalisées afin d'améliorer la qualité des résultats :

- Nous étudierons l'influence de la taille du cisaillement sur les franges de corrélation. En effet, la taille du cisaillement est un paramètre pertinent dans l'équation 1.24. Par conséquent, elle doit très probablement jouer un rôle important sur la résolution du dispositif et/ou sur la gamme des mesures permises. De même, la théorie prédit que la shearographie est une technique différentielle uniquement pour les petites tailles du cisaillement. La connaissance de la taille critique, c'est-à-dire de la taille pour laquelle le dispositif permet la mesure des déplacements et non plus de leur dérivée première, permettrait de disposer d'une seule installation capable de réaliser deux types de mesures différentes. Cette perspective doit être une des priorités de nos recherches futures.
- Nous déterminerons la taille optimale du diaphragme du système imageant et la taille optimale des pixels du détecteur. Cette étape permettra une réduction du bruit présent dans les cartes de phase enroulées sans amplifier de manière significative le phénomène de décorrélation. Dans le même ordre d'idées, la technique du décalage de phase temporel "moyenné" sera implémentée et testée.
- Une fois les deux points précédents effectués, nous estimerons la résolution et la précision de l'interféromètre.

L'application étudiée dans ce travail laisse à penser que le dispositif fonctionne correctement. Toutefois, pour s'assurer d'avantage de ce bon fonctionnement, nous proposons les étapes suivantes :

- Lors de notre séjour à l'ESTIM d'Alès, nous avons relevé par interférométrie de speckle "classique" le champ des déplacements du système objet/contrainte présenté dans ce travail. Pour valider le dispositif de shearographie, nous comparerons plus en détails les résultats obtenus en interférométrie de speckle "traditionnelle", technique qui a fait ses



preuves, avec ceux obtenus en shearographie. Plus précisément, nous comparerons la dérivée première des déplacements mesurés en interférométrie de speckle avec celle obtenue directement par shearographie.

- En collaboration avec les équipes respectives des Professeurs Serge CESCOTTO de l'Université de Liège et Hugo SOL de la Vrije Universiteit Brussel, le système objet/contrainte sera simulé par éléments finis et les prédictions théoriques relatives au champ des déplacements hors-plan seront comparées aux résultats expérimentaux.

Actuellement nous avons analysé la dérivée première, par rapport à la direction  $X'$ , de la composante hors-plan des déplacements du système objet/contrainte. Il existe de nombreuses autres applications potentielles en shearographie. Celles-ci devront être explorées et exploitées en temps opportun. Voici les principaux axes vers lesquels il serait intéressant d'orienter nos études lorsque les étapes précédentes auront été acquises :

- Les défauts présents dans un objet impliquent une modification locale de la déformation de l'objet lorsqu'il est soumis à une contrainte. Cette propriété induit des franges de corrélation secondaires dans la carte de phase enroulée. La shearographie permet dès lors une détection des défauts. Ce domaine d'application doit être exploité car il permettrait, par exemple, la détection de micro-fissures et faciliterait, par exemple, la restauration d'œuvres d'art, opération susceptible d'intéresser les spécialistes concernés.
- Dans l'espoir d'obtenir toutes les composantes du tenseur des déformations infinitésimales, nous devons envisager de développer un interféromètre à trois vecteurs de sensibilité et à trois directions de cisaillement.
- La littérature [3] décrit la possibilité d'analyser les modes de vibration d'un objet par shearographie. Ce champ d'applications devrait intéresser les mécaniciens. Les résultats obtenus pourront être validés par interférométrie holographique en temps moyenné et par modélisation par éléments finis.
- Si au lieu de déformer l'objet, on modifie la longueur d'onde d'éclairement, on déplace la source lumineuse ou on introduit une variation d'indice de réfraction dans le dispositif, la shearographie permet, pour des grands cisaillements, le relevé 3D de l'objet étudié avec une résolution de l'ordre du micromètre. Ce champ de recherche devra absolument être exploité et devrait apporter une complémentarité au produit actuellement développé par la spin-off DEIOS s.a. d'autant que les installations de moiré optique et de shearographie sont fort semblables dans les formes de développement choisies.
- La shearographie, comme toute technique interférométrique, permet

de mesurer une variation de chemin optique. Par conséquent, elle devrait permettre la mesure du gradient d'indice de réfraction dans des dispositifs transparents à indice de réfraction non uniforme, tels par exemple des solutions hétérogènes ou des polymères. Un exemple à étudier consisterait à mesurer la variation temporelle du gradient d'indice d'une eau salée et d'en déduire l'évolution du gradient de la concentration en sel en fonction du temps, c'est-à-dire analyser la dissolution du sel dans l'eau. Un tel dispositif nécessitera toutefois l'utilisation d'une cuve d'eau bien isolée de son environnement extérieur.

Voici donc quelques pistes de développements et d'utilisations que nous proposons. Nous espérons pouvoir les explorer en collaboration avec la spin-off DEIOS s.a. issue d'une collaboration entre le HOLOLAB et le Centre Européen d'Archéométrie de l'Université de Liège. Pour ce faire, je disposerai d'un contrat First-Entreprise accordé par la Région Wallonne à DEIOS s.a. Les travaux seront exécutés au HOLOLAB et au Centre Spatial de Liège.

# Bibliographie

- [1] Pierre SLANGEN. *Application de la granulatité laser à la métrologie des microdéplacements*. Thèse présentée en vue de l'obtention du grade de docteur en sciences, Université de Liège, Belgique, année académique 1994-1995.
- [2] Christophe DE VEUSTER. *Amélioration d'un interféromètre à granularité laser pour la mesure de vibrations, de surfaces et de défauts*. Thèse présentée en vue de l'obtention du grade de docteur en sciences, Université de Liège, Belgique, année académique 1997-1998.
- [3] Wolfgang STEINCHEN & Lianxang YANG. *Digital Shearography*. SPIE Press, USA, 2004.
- [4] Pierre JACQUOT. *Techniques speckle et applications*. Méthodes et techniques optiques pour l'industrie, Club CMOI et SFO Eds., 105-183, 2004.
- [5] P. K. RASTOGI. *Digital Speckle Pattern Interferometry and Related Techniques*. John Wiley & Sons, 2003.
- [6] J. Ph. PEREZ. *Optique, fondements et applications*. 6<sup>ième</sup> édition, Dunod, 2000.
- [7] D. GABOR. *Laser speckle and its elimination*. IBM J. Res. Dev., Vol.14, pp. 509-514, 1970.
- [8] P. SMIGIELSKI. *Holographie industrielle*. Teknea, Toulouse, France, 1994.
- [9] Marie DOMINIQUE. *Etude et mise au point d'une installation de relevé de relief par moiré de projection*. Mémoire présenté dans le cadre du DEA en sciences orientation physique, Université de Liège, Belgique, année académique 2002-2003.
- [10] Katherine CREATH. *Phase-shifting speckle interferometry*. Applied Optics, Vol.24, No.18, September 1985.
- [11] Y. MORIMOTO & M. FUJIGAKI. *Digital image processing by phase shifting method using fourier transform*. Optical Engineering, Vol.33, 1994.

- [12] Jan BURKE & Heinz HELMERS. *Spatial versus temporal phase shifting speckle-pattern interferometry : noise comparison in phase maps*. Applied Optics, Vol.39, No.25, September 2000.
- [13] M. Y. Y. HUNG, K. W. LONG & J. Q. WANG. *Measurement of residual stress by phase shift shearography*. Optics and Lasers in Engineering, Vol.27, Elsevier Science, 1997.
- [14] Pierre SLANGEN, Léon BERWART, Christophe DE VEUSTER, Jean-Claude GOLINVAL & Yves LION. *Digital speckle pattern interferometry (DSPI) : a fast procedure to detect and measure vibration mode shapes*. Optics and Lasers in Engineering, Vol.25, Elsevier Science, 1996.
- [15] Jean SCHMETS. *Analyse mathématique, cours de 1<sup>ière</sup> candidature en Sciences Physiques*. Editions Derouaux, Liège, 1994.
- [16] Pierre DAUBY. *Mécanique des milieux continus*. Notes de cours de 1<sup>ière</sup> licence en sciences physiques, Université de Liège, Belgique, Année académique 2002 - 2003.
- [17] R. B. HATHAWAY, J. D. HOVANESIAN & M. Y. Y. HUNG. *Residual stress evaluation using shearography with large-shear displacements*. Optics and Lasers in Engineering, Vol.27, Elsevier Science, 1997.
- [18] Maurizio VANNONI & Giuseppe MOLESINI. *Speckle interferometry experiments with a digital photcamera*. Am. J. Phys. 72(7), July 2004.
- [19] Fabrice MICHEL. *Etude et réalisation de filtres spectraux à résonance par plasmons de surface*. Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de licencié en sciences physiques, Université de Liège, année académique 2003-2004.
- [20] Antonio BALDI. *Phase unwrapping by region growing*. Optical Society of America, 2003.
- [21] Dennis C. GHIGLIA & Mark D. PRITT. *Two-dimensional phase unwrapping : theory, algorithms and software*. John Wiley & Sons, INC. 1998
- [22] Christophe DE VEUSTER, Pierre SLANGEN, Yvon RENOTTE, Léon BERWART & Yves LION. *Influence of the geometry of illumination and viewing beams on displacement measurement errors in interferometric metrology*. Optics Communications 143 (1997) 95-101.
- [23] Lianxiang YANG, Frank CHEN, Wolfgang STEINCHEN & Michael Y. HUNG. *Digital shearography for nondestructive testing : potentials, limitations and applications*. Journal of Holography and Speckle, January 2005.

- [24] V. M. MURUKESHAN, ONG LIN SENG & A. ASUNDI. *Polarization phase shifting shearography for optical metrological applications*. Optics and Lasers Technology, Vol.30, 1998.
- [25] Noe Alcala OCHOA & Jonathan M. HUNTLEY. *Convenient method for calibrating nonlinear phase modulator for use in phase-shifting interferometry*. Optical Engineering, Vol.37, No.9, SPIE, September 1998.
- [26] Violeta Dimitrova MADJAROVA, Hirofumi KADONO & Satoru TOYOOKA. *Dynamic electronic speckle pattern (DESPI) phase analyses with temporal Hilbert transform*. Optics Express, Vol.11, No.6, 24 March 2003.
- [27] Sung-Hoon BAIK, Seung-Kyu PARK, Cheol-Jung KIM & Soo-Yong KIM. *Two-channel spatial phase shifting electronic speckle pattern interferometer*. Optics Communications 192 (2001) 205-211.
- [28] Paul G. CHARETTE & Ian W. HUNTER. *Robust phase-unwrapping method for phase images with high noise content*. Applied Optics, Vol. 36, No.19, July 1996.
- [29] Hubert A. AEBISCHER & Stephan WALDNER. *A simple and effective method for filtering speckle-interferometric phase fringe patterns*. Optics Communication 162 (1999) 205-210.
- [30] Alejandro FEDERICO & Guillermo H. KAUFFMAN. *Comparative study of wavelet thresholding methods for denoising electronic speckle pattern interferometry fringes*. Opt. Eng. 40, 2598 - 2604 (2001).
- [31] Rajesh KUMAR, Shashi KUMAR SING, Chandra SHAKHER. *Wavelet filtering applied to time-average digital speckle pattern interferometry fringes*. Optics Laser Technology 33 (2001) 567-571.

### LIENS :

- [32] Dida Concept. *Interférométrie de speckle*. Metz, France.  
[didaconcept.free.fr/TP/TP%20SPEC/Fiche%20Speckle.pdf](http://didaconcept.free.fr/TP/TP%20SPEC/Fiche%20Speckle.pdf)
- [33] Fabrice MICHEL. *Etude des cavités optiques dans le cadre des lasers*. Université de Liège, Belgique, 2003.  
[http://users.teledisnet.be/web/lmi16399/page\\_physiq/cavit.html](http://users.teledisnet.be/web/lmi16399/page_physiq/cavit.html)
- [34] Fabrice MICHEL. *Laboratoire d'holographie*. Université de Liège, Belgique, 2003.  
[http://users.teledisnet.be/web/lmi16399/page\\_physiq/holo.html](http://users.teledisnet.be/web/lmi16399/page_physiq/holo.html)

- [35] Fabrice MICHEL. *Interférométrie holographique*. Université de Liège, Belgique, 2004.  
[http://users.teledisnet.be/web/lmi16399/page\\_physiq/inter.html](http://users.teledisnet.be/web/lmi16399/page_physiq/inter.html)
- [36] Sylvain LAFONTAINE. *Introduction à la transformée de Fourier et à ses applications en Chimie-Biologie*. Groupe de Recherche en Motilité Cellulaire, Université du Québec, Trois-Rivières, Juillet 1983.  
[http://www.aei.ca/~sylvain/sylvain2/francais/TFourier-PDF/TF1-Series\\_Fourier.pdf](http://www.aei.ca/~sylvain/sylvain2/francais/TFourier-PDF/TF1-Series_Fourier.pdf)