



**HAL**  
open science

# Association de la shearographie et des ondes de Lamb pour la détection rapide et quantitative des délaminages

Frédéric Taillade

► **To cite this version:**

Frédéric Taillade. Association de la shearographie et des ondes de Lamb pour la détection rapide et quantitative des délaminages. Mécanique [physics.med-ph]. Conservatoire national des arts et métiers - CNAM, 2000. Français. NNT: . tel-00012210

**HAL Id: tel-00012210**

**<https://theses.hal.science/tel-00012210>**

Submitted on 5 May 2006

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

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

THÈSE DE DOCTORAT  
DU  
CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS

Spécialité : Lasers, Métrologie, Communications

présentée

par **Frédéric TAILLADE**

pour obtenir le grade de DOCTEUR du Conservatoire National des Arts et Métiers

Sujet de la thèse :

**Association de la shearographie et des ondes de Lamb pour la  
détection rapide et quantitative des délaminages**

soutenue le 17 novembre 2000

devant le jury composé de :

Mr J.-C. CANIT (Président)

Mr P. RASTOGI (Rapporteur)

Mr D. ROYER (Rapporteur)

Mr D. BALAGEAS

Mr A. C. BOCCARA

Mr M. HIMBERT (Directeur de thèse)

Mr J.-C. KRAPEZ (Directeur des travaux)



THÈSE DE DOCTORAT  
DU  
CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET MÉTIERS

Spécialité : Lasers, Métrologie, Communications

présentée

par **Frédéric TAILLADE**

pour obtenir le grade de DOCTEUR du Conservatoire National des Arts et Métiers

Sujet de la thèse :

**Association de la shearographie et des ondes de Lamb pour la  
détection rapide et quantitative des délaminages**

soutenue le 17 novembre 2000

devant le jury composé de :

Mr J.-C. CANIT (Président)

Mr P. RASTOGI (Rapporteur)

Mr D. ROYER (Rapporteur)

Mr D. BALAGEAS

Mr A. C. BOCCARA

Mr M. HIMBERT (Directeur de thèse)

Mr J.-C. KRAPEZ (Directeur des travaux)

Ces travaux ont été réalisés au Département de Mécanique du Solide et de l'Endommagement de l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales.



A Estelle, à Cécile



## ASSOCIATION DE LA SHEAROGRAPHIE ET DES ONDES DE LAMB POUR LA DÉTECTION RAPIDE ET QUANTITATIVE DES DÉLAMINAGES

Les travaux de recherche présentés dans cette thèse contribuent au développement du contrôle non destructif (CND) des plaques minces constituées de matériaux composites stratifiés. La méthode développée est une technique hybride associant les ondes ultrasonores guidées (ondes de Lamb) comme moyen de sollicitation et un interféromètre de speckle particulier (la caméra de shearographie) comme outil de mesure. L'objectif de ces travaux est d'évaluer les performances de cette technique pour détecter, localiser et quantifier des délaminages dans des plaques de carbone époxy.

Une étude de l'interféromètre de shearographie a permis d'explicitier sa sensibilité vis à vis des composantes du vecteur déplacement. Un effort particulier a été mené pour caractériser métrologiquement ce dispositif de mesure de phase optique. Un bilan d'incertitude montre notamment que la phase peut être mesurée avec une incertitude type de  $2\pi/50$ .

Nous avons alors mis en œuvre les ondes de Lamb afin d'élaborer la méthode de CND proprement dite. Deux modes de visualisations des ondes de Lamb (mode passe bande et réjection de bande) adaptés à la longueur d'onde de celles-ci ont été mis au point. Plusieurs résultats de visualisations des ondes de Lamb et de l'interaction avec les délaminages confirment les possibilités de cette méthode. Une interprétation des images shearographiques de l'interaction ondes/délaminages reposant sur un modèle mécanique de diffraction d'une onde par un trou débouchant cylindrique permet de rendre cette méthode quantitative. Les résultats expérimentaux sont alors comparés à des cartographies obtenues par thermographie infrarouge stimulée du délaminage.

MOTS CLÉS : Interférométrie de speckle - Shearographie - Ondes de Lamb  
Endommagement - Délaminage - Contrôle Non Destructif.

## SHEAROGRAPHY AND LAMB WAVES COMBINED FOR FAST DETECTION AND CHARACTERIZATION OF DELAMINATIONS

The works presented in this report contributes to the development of Non Destructive Testing of carbon epoxy plates. The proposed method combines ultrasonic guide waves (Lamb waves) for stressing the plate and speckle interferometry (shearography) for measuring the surface deformation. The objective of this work is an evaluation of the performance of this technique for detection, localization and quantification of delaminations in carbon epoxy plates.

An analysis of the shearography interferometer gave its sensitivity and the uncertainty of optical phase measurement  $2\pi/50$ .

The Non Destructive method consists in imaging the Lamb wave field and the interaction between this wave and the defects that are eventually present in the plate. We have developed two visualization modes (pass band and reject band). The ultrasonic wavelength, the material intrinsic attenuation, as well as the interaction with a delamination can be measured from the recorded images. These images are very useful to understand the wave-defect interactions. We have developed analytical models for the interpretation of the experimental results regarding this interaction.

KEYWORDS : Speckle interferometry - Shearography - Lamb waves - Damage  
Delamination - Non Destructive Testing.



# Remerciements

Je remercie Messieurs Pascal Geoffroy, directeur du Département de Mécanique du Solide et de l'Endommagement de l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales, Daniel Balageas, adjoint au directeur du DMSE, ainsi que Alain Déom, chef de l'unité Mécanique Expérimentale et Contrôle Santé, de m'avoir accordé leur confiance. Je remercie également Monsieur Jean-François Sthor de m'avoir accueilli au sein du DMSE, qu'il dirigeait alors.

Je remercie Monsieur Marc Himbert, directeur de l'Institut National de Métrologie d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse.

Je tiens à remercier très sincèrement Monsieur Jean-Claude Canit, Professeur titulaire de la chaire d'optique du Conservatoire National des Arts Métiers de m'avoir fait l'honneur de présider ce jury, ainsi que Messieurs Pramod Rastogi, Professeur à l'Ecole Polytechniques Fédérale de Lausanne et Daniel Royer, Professeur à l'Ecole Supérieure de Physique Chimie Industrielle d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur A. Claude Boccara Professeur à l'Ecole Supérieure de Physique Chimie Industrielle d'avoir accepté de faire partie de ce jury.

Je tiens à remercier tout particulièrement Messieurs Jean-Claude Krapez, Daniel Osmont et François Lepoutre pour leur aide précieuse et l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail. Qu'ils trouvent ici l'expression de toute mon amitié.

Je tiens également à remercier Monsieur David Devillers pour sa fructueuse collaboration sur les ondes de Lamb. Je lui souhaite toute la réussite qu'il mérite pour la suite.

Je tiens enfin à exprimer ma sympathie à tous les membres du département pour l'accueil chaleureux qu'ils m'ont réservé et la bonne ambiance qu'ils ont su faire régner. Je pense plus particulièrement à Mesdames Brigitte Le Gall et Marie Line Pacou ainsi qu'à Messieurs Marc Dupont, Gérard Gardette, Julien Jumel, Michel Lemistre et Didier Pacou.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 De l'holographie à la shearographie</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction . . . . .	5
1.2 L'holographie . . . . .	5
1.2.1 Principe . . . . .	5
1.2.2 L'interférométrie holographique . . . . .	9
1.3 Utilisation des caméras CCD . . . . .	11
1.3.1 Le speckle . . . . .	11
1.3.2 Optimisation de la mesure de phase en présence de speckle . . . . .	12
1.3.3 Principe d'utilisation des caméras CCD en interférométrie . . . . .	14
1.4 L'interféromètre shearographique . . . . .	18
1.4.1 Principe . . . . .	18
1.4.2 Comparaison TV-Holographie, shearographie . . . . .	22
1.5 Détermination quantitative de la phase optique . . . . .	23
1.5.1 Le décalage de phase . . . . .	23
1.5.2 Quelques techniques de décalage de phase . . . . .	25
1.6 Montage expérimental . . . . .	26
1.6.1 Présentation . . . . .	26
1.6.2 Performance du dispositif . . . . .	28
1.6.3 Exemple de mesure . . . . .	28
1.7 Traitements des images de phase . . . . .	30
1.7.1 Le filtrage . . . . .	30
1.7.2 Le dépliage . . . . .	30
1.7.3 Le décisaillement . . . . .	35
1.8 Conclusion . . . . .	46
<b>2 Bilan d'incertitude</b>	<b>49</b>
2.1 Introduction . . . . .	49
2.2 Les conditions expérimentales optimales . . . . .	49
2.2.1 Etude de la résolution spatiale des franges . . . . .	49
2.2.2 Etude de l'écart type . . . . .	53
2.2.3 Optimum . . . . .	54
2.3 Incertitude sur la mesure de la phase brute . . . . .	54
2.4 Conclusion . . . . .	58

<b>3 Applications de la shearographie</b>	<b>61</b>
3.1 Introduction . . . . .	61
3.2 Sollicitation statique . . . . .	62
3.2.1 Expressions des déformations dans le plan et hors plan de la poutre	62
3.2.2 Principe de mesure des dérivées des déplacements dans le plan et hors plan . . . . .	64
3.2.3 Mesures expérimentales . . . . .	66
3.2.4 Inversion pour la mesure des déformations dans le plan et hors plan d'une éprouvette . . . . .	68
3.2.5 Mesure des déformations à température élevée . . . . .	76
3.3 Sollicitation harmonique . . . . .	83
3.3.1 Principe de mesure . . . . .	84
3.3.2 Ondes de Lamb . . . . .	90
3.3.3 Visualisation d'ondes de Lamb . . . . .	98
3.3.4 Etude de la diffraction d'une onde de Lamb par un défaut . . . . .	109
3.4 Conclusion . . . . .	124
<b>Conclusion</b>	<b>127</b>
<b>A Expressions des variances et covariances</b>	<b>133</b>
A.1 Expression de la variance de la phase brute $\Delta\varphi$ . . . . .	133
A.2 Algorithme classique à 4 images déphasées de $\pi/2$ . . . . .	134
A.3 Autre algorithme à 4 images déphasées de $\pi/2$ . . . . .	134
A.4 Algorithme à 3 images déphasées de $\pi/2$ . . . . .	135
A.5 Expression des estimateurs . . . . .	135
A.5.1 Estimateur de la moyenne . . . . .	135
A.5.2 Estimateur de variance covariance . . . . .	136
<b>B Mesure absolue d'une image de phase par shearographie</b>	<b>137</b>
B.1 Détermination de l'ordre de la frange . . . . .	138
B.2 Mesure . . . . .	139
<b>Bibliographie</b>	<b>141</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>i</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>v</b>

# Introduction

On peut voir au Musée du Conservatoire National des Arts et Métiers à Paris qui vient de rouvrir ces portes, l'un des avions de Clément ADER très proche de l'ÉOLE qui lui permet de décoller sur une distance symbolique d'une dizaine de mètres. La fragilité de ça structure est certainement l'impression qu'on en a retenue ; elle rappelle s'il en est besoin, le courage des premiers aviateurs. Aujourd'hui, même si l'appréhension demeure, tout le monde s'accorde à reconnaître que l'avion est le plus rapide et surtout le plus sûr de tous les moyens de transports. Cette formidable sécurité, est en grande partie liée aux efforts que fournissent les constructeurs et les services de maintenance pour garantir l'intégrité des structures d'aéronefs. Ces efforts ne peuvent pas se relâcher puisque les contraintes imposées par l'environnement aérien en terme de gain de poids et de fiabilité, font qu'une large partie des éléments de la structure évoluent très rapidement. Ils sont de plus en plus souvent conçus en matériaux composites nécessitant ainsi la mise au point de techniques de contrôle non destructif (CND) nouvelles, adaptées à ces matériaux très complexes.

Cette thèse s'inscrit dans ce contexte aéronautique où les moyens modernes de contrôle de l'intégrité des structures utilisées doivent être à la fois quantitatifs et rapides. En outre, il faut que la présence de défauts soit détectée avec une grande lisibilité pour que la méthode recommandée ait des chances d'être acceptée par les services de maintenance aéronautique.

Les ultrasons constituent une des deux ou trois méthodes de CND les plus utilisées dans l'industrie grâce aux progrès réalisés dans les domaines des capteurs et du traitement de l'information. Cette technique, devenue familière au grand public sous le nom d'échographie et aussi en aéronautique, est souvent utilisée en incidence normale et les éventuels défauts sont révélés par l'écho qu'ils renvoient vers la surface de la structure. Cependant, dans l'industrie aéronautique, les éléments de voilures se présentent sous forme de structures minces et de grandes étendues et la recherche des défauts par échographie ultrasonore dans les coques s'avère longue et coûteuse dans ce milieu industriel.

Une solution apparue depuis quelques années, consiste à mettre en œuvre des ondes de plaque appelées *ondes de Lamb*. Ces ondes ont la particularité d'être guidées par la plaque et de pouvoir se propager sur plusieurs mètres sans être notablement atténuées. Jusqu'à ce jour, le contrôle par ondes de Lamb consistait à détecter le long de la direction de propagation soit une atténuation anormalement grande (mode transmission), soit un écho (mode réflexion) indiquant la présence d'un défaut dans la direction considérée ou à proximité de celle-ci. Bien que la vitesse de contrôle ait pu ainsi être augmentée cette méthode reste encore trop coûteuse en temps lorsqu'on utilise un transducteur ponctuel pour la

détection. Une méthode d'analyse plein champ paraît donc souhaitable pour augmenter la rentabilité et nous nous sommes alors tournés vers des techniques *d'interférométrie de speckle* proches de l'holographie mais mieux adaptées à l'environnement industriel, comme la *shearographie*, et susceptibles de mesurer des champs de déformation en quasi temps réel.

L'objectif de cette thèse est d'évaluer les capacités de la shearographie à visualiser des ondes de Lamb dans une plaque en composite (carbone époxy) dans le but final de concevoir une technique hybride alliant la shearographie aux ultrasons pour détecter et caractériser les délaminages dans les coques.

Le premier chapitre de cette thèse est consacré à la description de la shearographie. Bien qu'issue de l'holographie, la shearographie en diffère sur de nombreux points notamment sur l'analyse des signaux mesurés. Après quelques rappels concernant l'holographie, nous abordons sa version électronique, appelée *TV-Holographie*, dans laquelle la plaque holographique a été remplacée par une caméra numérique, puis nous nous intéressons de façon approfondie à la shearographie proprement dite. A travers cette présentation, nous essayons de faire ressortir les avantages et les inconvénients de chacune de ces méthodes pour en déduire une analyse critique de la shearographie.

Les résultats de mesures par shearographie se présentent sous formes d'images numérisées et une partie importante de ce chapitre est consacrée à la description des traitements inhérents mis en œuvre en TV-Holographie et en shearographie. De plus, puisque la shearographie ne donne pas d'images proportionnelles au déplacement lui-même, une analyse permettant la reconstruction de celui-ci est nécessaire. Nous décrivons plusieurs algorithmes tirés de la littérature, puis celui que nous avons développé pour cette étude.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude et à la détermination des conditions expérimentales optimales. Une part importante de l'étude concerne l'impact de l'utilisation de la caméra CCD sur l'incertitude de mesure. Si l'intérêt de la caméra par rapport à la plaque holographique est évident, la dégradation des incertitudes n'a été que peu abordée dans la littérature. Nous dressons un bilan d'incertitude afin de caractériser complètement notre dispositif de mesure et nous donnons l'incertitude type sur la mesure.

Le dernier chapitre est consacré aux applications de la shearographie que nous avons réalisée dans le cadre de cette thèse pour évaluer la capacité de cette technique à mesurer, sur de grands champs et en quasi temps réel, de très faibles déplacements. La première application est connexe au sujet principal (le CND) qui nous préoccupe. Elle montre que la shearographie est effectivement capable de mesurer *quantitativement* des champs de déformations. Il s'agit d'une étude académique de la mesure des déformés dans le plan et hors plan d'une poutre fléchie. Cette étude permet de comparer notamment plusieurs méthodes d'inversions tirées de la littérature et une méthode originale que nous avons développée.

La seconde partie de ce chapitre traite de la détection de délaminages dans des plaques composites notamment en carbone époxy stratifiées. Après une description de la technique de génération et de visualisation spécifiquement développée pour les ondes de Lamb, nous montrons plusieurs exemples de détection de délaminages exploitant l'interaction de l'onde avec le défaut. Ces résultats très encourageants, nous conduisent finalement à proposer un modèle mécanique de l'interaction. Ce modèle est validé sur un défaut canonique puis

appliqué sur un défaut réel. Nous montrons ainsi que la shearographie permet de visualiser non seulement des ondes de Lamb mais aussi leurs interactions avec les délaminages ce qui conduit à caractériser ces délaminages en terme d'étendue.



# Chapitre 1

## De l'holographie à la shearographie

### 1.1 Introduction

Cette partie est consacrée dans un premier temps à la description de l'interférométrie de tavelure à dédoublement vidéo appelée plus couramment interférométrie de speckle<sup>1</sup> à cisaillement ou bien encore shearographie<sup>2</sup> [Leendertz73]. Nous décrivons ensuite la mise en œuvre de cette technique à travers deux applications dans le cadre de l'évaluation non destructive (END).

Etant donné que cette méthode est dérivée de l'holographie [Francon69], nous rappelons brièvement le principe de l'enregistrement d'un hologramme et les techniques qui en découlent, notamment la mesure de déformées entre deux états statiques ou non, d'un objet à contrôler.

Par ailleurs, les progrès réalisés au niveau des caméras constituées de matrices à transfert de charges (CCD<sup>3</sup>) et des micro-ordinateurs pour l'interfaçage et le traitement des données, permettent aujourd'hui d'enregistrer et de traiter directement des figures d'interférences sans avoir recours aux traditionnelles plaques holographiques. Si ce progrès se traduit par un gain en rapidité, il ne l'est pas forcément du point de vue métrologique.

Nous présentons ensuite l'interféromètre de shearographie que nous avons utilisé en détaillant particulièrement la sensibilité de la méthode et les différents traitements d'images nécessaires à l'obtention des résultats de mesure.

### 1.2 L'holographie

#### 1.2.1 Principe

L'holographie se distingue de la photographie classique, par l'aptitude à enregistrer non seulement une carte de l'amplitude de l'onde lumineuse émise des différents points d'un objet mais aussi une carte de sa phase (FIG. 1.1). Seule une technique d'interférométrie permet d'atteindre l'information de phase. C'est en 1947 que l'anglais D. GABOR eut l'idée de l'holographie [Gabor48]. Mais il a fallu attendre 1962, soit deux ans après la mise au point du premier laser<sup>4</sup> par MAIMAN, pour que l'holographie prenne son véritable essor

---

<sup>1</sup>traduction de : petite tâche ou verbe tacher

<sup>2</sup>du verbe anglais shear : cisailier

<sup>3</sup>abréviation de Charge Coupled Device

<sup>4</sup>abréviation de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

avec l'enregistrement des premiers hologrammes d'objets diffusant la lumière (FIG. 1.1) par LEITH, UPATNIEKS [Leith62] et DENISUYK.

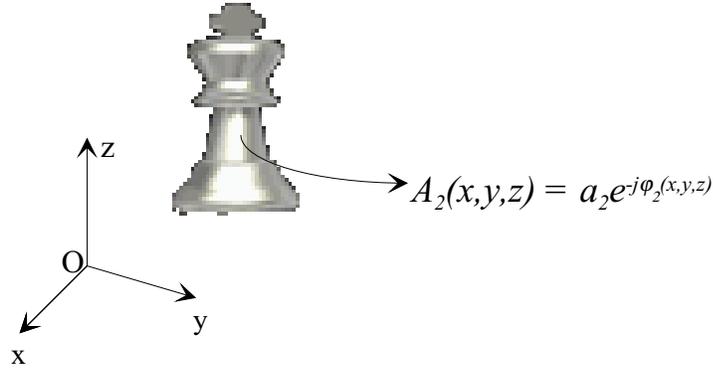


FIG. 1.1: Amplitude complexe d'un objet diffusant la lumière.

Le principe est le suivant : l'enregistrement (FIG. 1.2) se fait à partir d'une source lumineuse cohérente éclairant à la fois la plaque holographique (*onde de référence*  $A_1 = a_1 e^{-j\phi_1}$ ) et l'objet diffusant lui même la lumière vers la plaque (*onde objet*  $A_2 = a_2 e^{-j\phi_2}$ ). L'éclairement reçu par la plaque s'écrit :

$$I(x, y) = (A_1 + A_2)(A_1^* + A_2^*) \tag{1.1}$$

où  $A_i^*$  représente le complexe conjugué de  $A_i$ ,  $i$  vaut 1 ou 2 selon qu'il s'agisse de l'onde de référence ou de l'onde objet.

L'interférence entre ces deux ondes, enregistrée au sein de la plaque holographique, est appelée : *hologramme*.

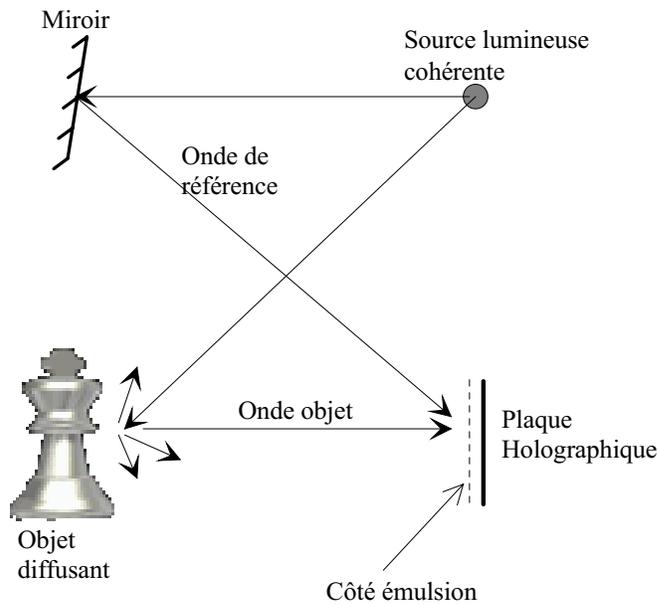


FIG. 1.2: Enregistrement d'un hologramme.

Après avoir développé la plaque holographique, comme en photographie classique, la transmittance  $T(x, y)$  de la plaque peut se mettre sous la forme :

$$T(x, y) = \beta I(x, y) \quad (1.2)$$

où  $\beta$  est un coefficient de proportionnalité entre l'éclairement et le noircissement de la plaque.

La restitution de l'image est réalisée en éclairant l'hologramme, contenant le "réseau" d'interférences, avec l'onde de référence dans les mêmes conditions que celles de l'enregistrement (FIG. 1.3.a). Pour l'observateur, tout se passe comme si l'objet était présent. En effet, l'onde transmise par la plaque noircie a pour amplitude :

$$\begin{aligned} A_r(x, y) &= A_1 T(x, y) \\ &= \beta (a_1^2 + a_2^2) A_1 + \beta A_1^2 A_2^* + \beta a_1^2 A_2 \end{aligned} \quad (1.3)$$

Le premier terme de l'expression (1.3) correspond à l'amplitude de l'onde de référence atténuée au passage de la plaque (onde directe). Le réseau d'interférence étant un réseau épais, on montre que seul le dernier terme de l'expression (1.3) satisfait aux conditions de diffraction de la loi de Bragg. Ce terme donne naissance à une onde se propageant selon la direction de l'onde objet et semblant venir de celui-ci. On réalise ainsi une image *virtuelle* de l'objet. De plus, l'intensité  $I_r(x, y)$  vue par l'observateur à la restitution de l'hologramme s'exprime par :

$$I_r(x, y) = \beta^2 a_1^4 A_2 A_2^* \quad (1.4)$$

On peut montrer que si l'on retourne la plaque holographique horizontalement par rapport à sa position d'enregistrement (sur les figures suivantes, le côté émulsion de la plaque holographique est symbolisé par des pointillés), toutes choses égales par ailleurs, on obtient une image *réelle* de l'objet (FIG. 1.3.b) que l'on peut recueillir sur un écran.

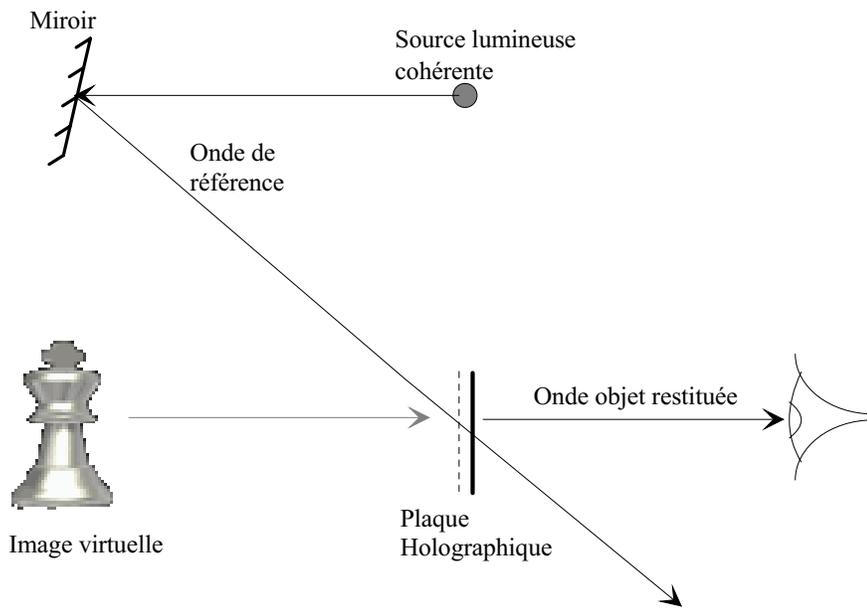
De plus, il faut noter que les plaques holographiques se distinguent des plaques ou pellicules photographiques par leur résolution plus grande (de 2000 à 3000 traits par millimètre) qui varie en raison inverse de la taille des grains d'argent utilisés. Cependant, la sensibilité des plaques holographiques étant proportionnelle à la grosseur des grains d'argent, la sensibilité d'une plaque holographique est de quelques ASA alors que celle d'une pellicule classique est de l'ordre de 100 ASA.

Supposons deux faisceaux lumineux de longueur d'onde  $\lambda$  séparés d'un angle  $\theta$  interférant au sein de l'émulsion de la plaque holographique. Ils forment des franges d'interférences dont l'interfrange  $w$  s'écrit :

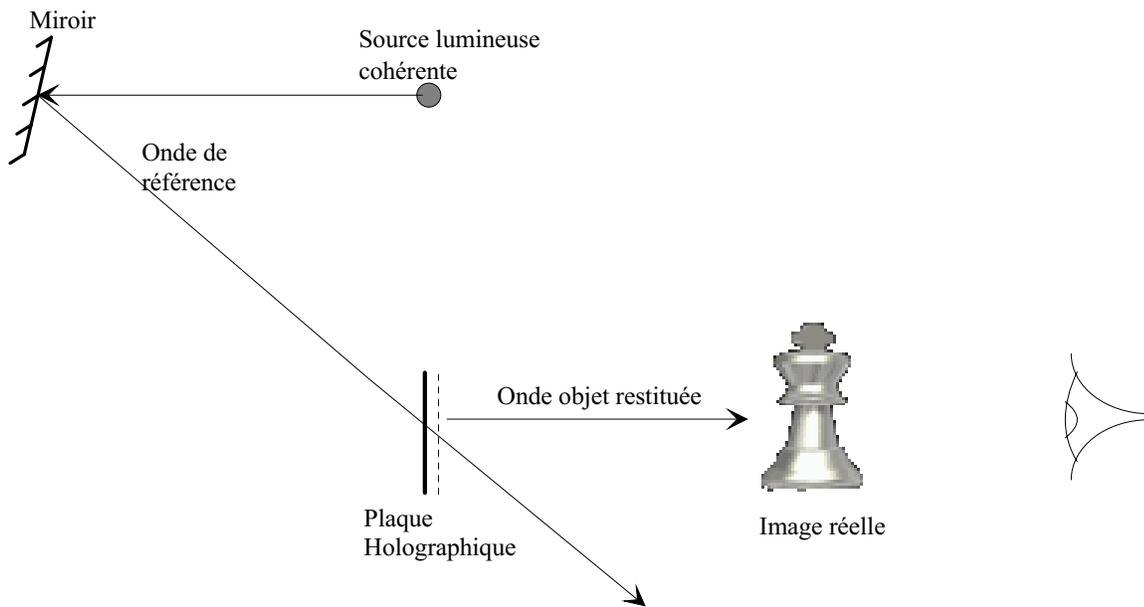
$$w = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} \quad (1.5)$$

Par exemple, si  $\theta = \pi/6$  et  $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$ , l'interfrange est de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$  soit environ 1000 franges par millimètre ce qui permet de travailler avec des angles d'une dizaine de degrés tout en conservant une très bonne résolution.

Tout ce qui vient d'être décrit précédemment, concerne les hologrammes par transmission. On peut également les réaliser par réflexion (FIG. 1.4), c'est-à-dire que l'onde



a) image virtuelle



b) image réelle

FIG. 1.3: Restitution d'un hologramme.

objet et l'onde de référence sont contre propageantes à l'enregistrement ; à la restitution, l'observateur est placé du même côté de la source lumineuse éclairant la plaque.

## 1.2.2 L'interférométrie holographique

L'interférométrie holographique consiste à faire interférer deux ondes lumineuses dont l'une au moins vient de la restitution d'un hologramme préalablement enregistré. En effet, nous avons vu que, lors de la restitution (FIG. 1.3), l'hologramme éclairé par l'onde de référence restitue l'onde telle qu'elle issue de l'objet dans son état antérieur. En interférométrie holographique, nous faisons interférer cette onde restituée avec l'onde venant de l'objet après que celui-ci ait été déformé (FIG. 1.5).

Toutes les modifications de l'objet, en particulier les déformations survenues entre l'enregistrement de l'hologramme et la restitution, vont donner lieu à une nouvelle figure d'interférence (1.6) dépendant localement de la variation de chemin optique entre les deux états de l'objet.

$$\begin{aligned} I_r(x, y) &= \beta^2 (a_1^2 A_2 + A_2') (a_1^2 A_2^* + A_2'^*) \\ &\propto (A_2 A_2'^* + A_2' A_2^*) \end{aligned} \quad (1.6)$$

où  $A_2$  et  $A_2'$  représentent respectivement l'onde objet avant (état 1) et après (état 2) l'enregistrement de l'hologramme initial.

L'analyse de cette image d'interférence permet de retrouver les déformations en tout point de l'objet. Bien que ce principe soit relativement simple, il présente des inconvénients sévères :

- il est impératif que la plaque holographique soit replacée, après le premier développement, exactement dans la même position qu'au moment de l'enregistrement pour que la figure d'interférence ne dépende que de la variation de chemin optique entre les deux états de l'objet ;
- de part son principe, toute source de bruit (vibration, convection ...) peut perturber l'enregistrement mais aussi l'interférence des ondes lors de la restitution bruitant ainsi l'image d'interférence ;
- il nécessite des développements chimiques de la plaque holographique.

Pour pallier principalement le premier de ces inconvénients, nous avons recours à une technique particulière d'enregistrement appelée *double exposition*. Elle consiste à enregistrer les deux états de l'objet sur la même plaque holographique sans développement intermédiaire. A la restitution, il y a donc deux ondes diffractées, la première issue de l'objet dans l'état 1 et la seconde de l'objet dans l'état 2 qui interfèrent l'une avec l'autre restituant ainsi la déformation de l'objet entre les deux états.

Une autre technique appelée *temps moyenné* est souvent utilisée lorsque l'objet est sollicité en vibration et qu'il fait apparaître ses modes propres de vibration. Lors de la prise de vue, les deux positions extrêmes de l'objet sont vues, en moyenne, pendant plus de temps que la position médiane, si le temps d'enregistrement est long devant la période de vibration. Comme précédemment, à la restitution, les ondes issues des positions extrêmes de l'objet interfèrent l'une avec l'autre. On distingue ainsi les ventres et les nœuds de vibration de l'objet.

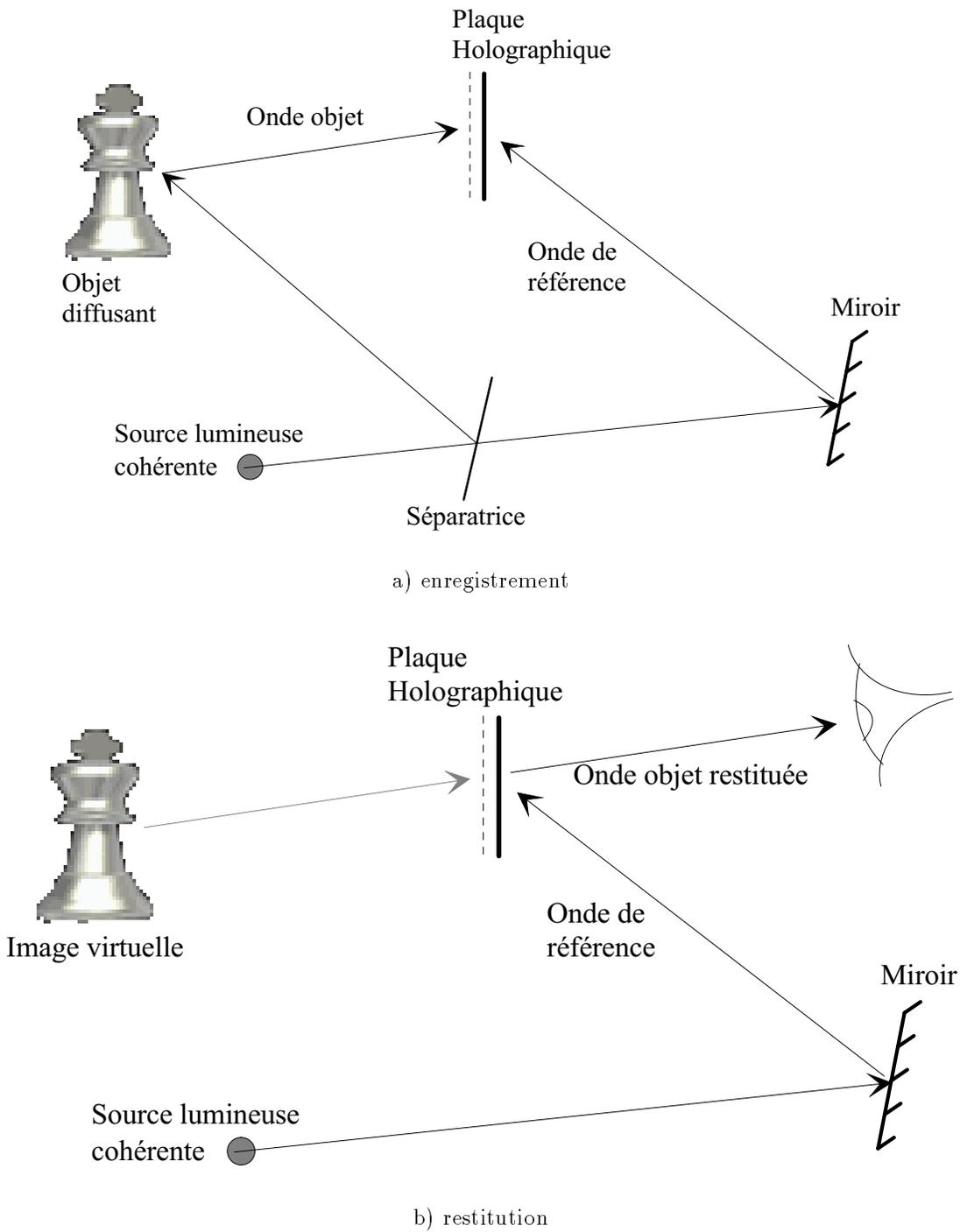


FIG. 1.4: Hologramme par réflexion.

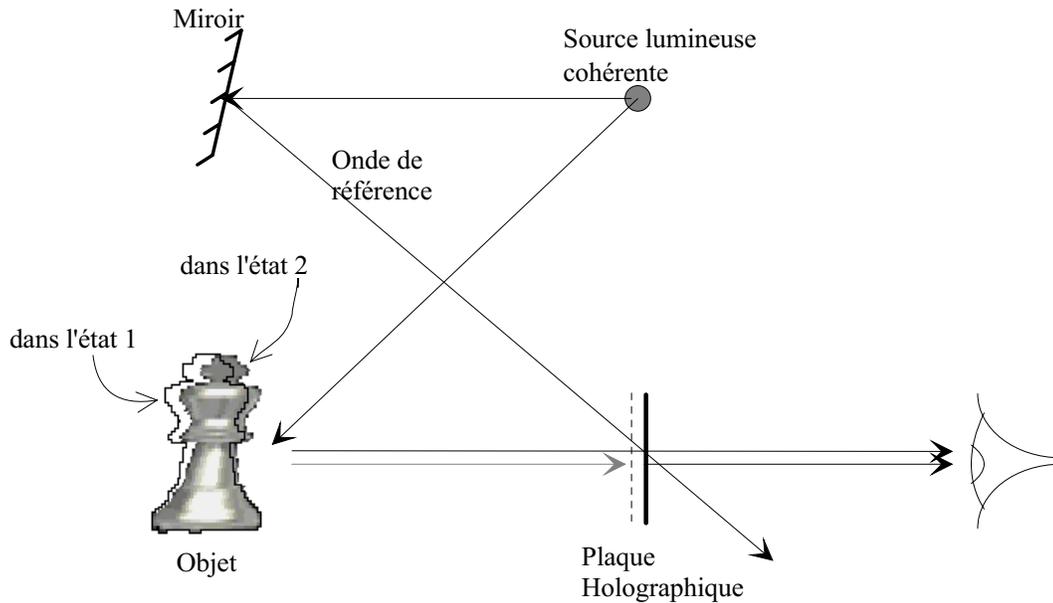


FIG. 1.5: Principe d'enregistrement en interférométrie holographique.

## 1.3 Utilisation des caméras CCD

Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'inconvénient majeur de l'holographie classique et de l'interférométrie holographique réside dans l'utilisation de plaques holographiques qui nécessitent un développement. Avec l'avènement des caméras CCD, de nouvelles techniques, connexes à l'holographie, sont apparues, pour lesquelles le milieu sensible est remplacé par une matrice CCD. Cependant, même les caméras actuelles sont loin d'avoir une résolution spatiale aussi grande que celle des plaques holographiques. On ne peut enregistrer que des interférences dont l'*interfrange* est relativement large devant le pas de la matrice CCD, soit environ  $10\mu\text{m}$  dans le plan de la caméra. Ceci implique de travailler avec des faisceaux peu ouverts et avec des séparations angulaires faibles, c'est-à-dire des angles d'ouvertures de quelques degrés ( $\lambda = 0,5\mu\text{m}$  ;  $w \geq 10\mu\text{m}$  ;  $\theta \leq \pi/63$ ).

Par ailleurs, il est nécessaire d'introduire un système imageur (objectif) entre l'objet et la matrice CCD afin de former l'image de l'objet dans le plan de la matrice CCD. De plus, les objets couramment visualisés, présentent une rugosité comparable à la longueur d'onde de la source lumineuse cohérente qui les éclaire, on observe alors un phénomène aléatoire d'interférence, appelé *speckle*. Ce phénomène est d'autant plus important à considérer que l'ouverture de l'objectif est petit, ainsi que nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

### 1.3.1 Le speckle

Le phénomène de speckle [Francon78, Goodman84] se manifeste lorsque la surface de l'objet qui est éclairée par une lumière cohérente présente une rugosité telle que les variations de chemin optique qu'elle produit sont supérieures à la longueur d'onde  $\lambda$  de la lumière (FIG. 1.6.a).

Au point d'observation, on a la superposition cohérente des ondes diffusées par chaque point de l'objet. Si la longueur de cohérence de la source lumineuse est supérieure aux variations de chemin optique, ces ondes interfèrent entre elles et donnent naissance à une

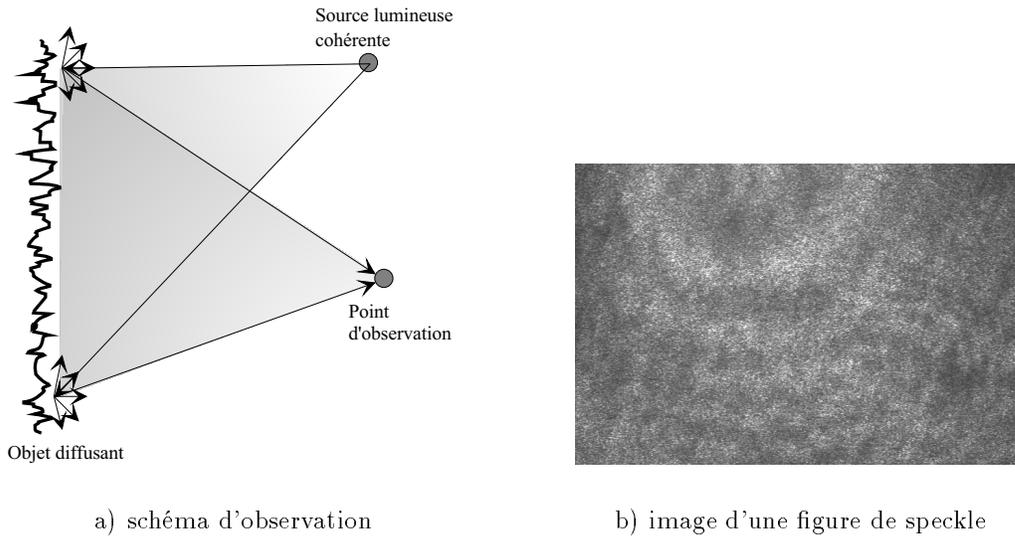


FIG. 1.6: Le phénomène de speckle.

figure d'interférence aléatoire appelée *figure de speckle* (FIG. 1.6.b). Dans le cas où la figure de speckle est observée sans objectif (holographie classique), la taille moyenne du grain de lumière est liée au diamètre  $D$  de la tâche lumineuse éclairant la surface de l'objet et à la distance d'observation  $L$  par la relation suivante (1.7).

$$\langle \sigma_S \rangle = 1,22\lambda L/D \quad (1.7)$$

On parle alors de speckle *objectif* (FIG. 1.7.a). Cependant, dans la plupart des cas, cette figure de speckle se forme à travers un instrument d'optique. Dans ce cas, la taille du grain de lumière sur l'écran dépend du diamètre  $d$  de la pupille d'entrée de l'objectif et de la distance  $l$  entre l'objectif et son plan image (1.8). On parle alors de speckle *subjectif* (FIG. 1.7.b).

$$\langle \sigma_S \rangle = 1,22\lambda l/d \quad (1.8)$$

Dans le cas d'un objectif, le diamètre de la pupille est lié à la distance focale de l'objectif  $f'$  et à son nombre d'ouverture  $N^5$  par la relation  $d = f'/N$ .

Le phénomène de speckle étant induit par la variation aléatoire du chemin optique, on peut l'assimiler à un bruit de phase optique. C'est donc cette grandeur (la phase optique) qu'il convient de mesurer dans la suite de notre exposé.

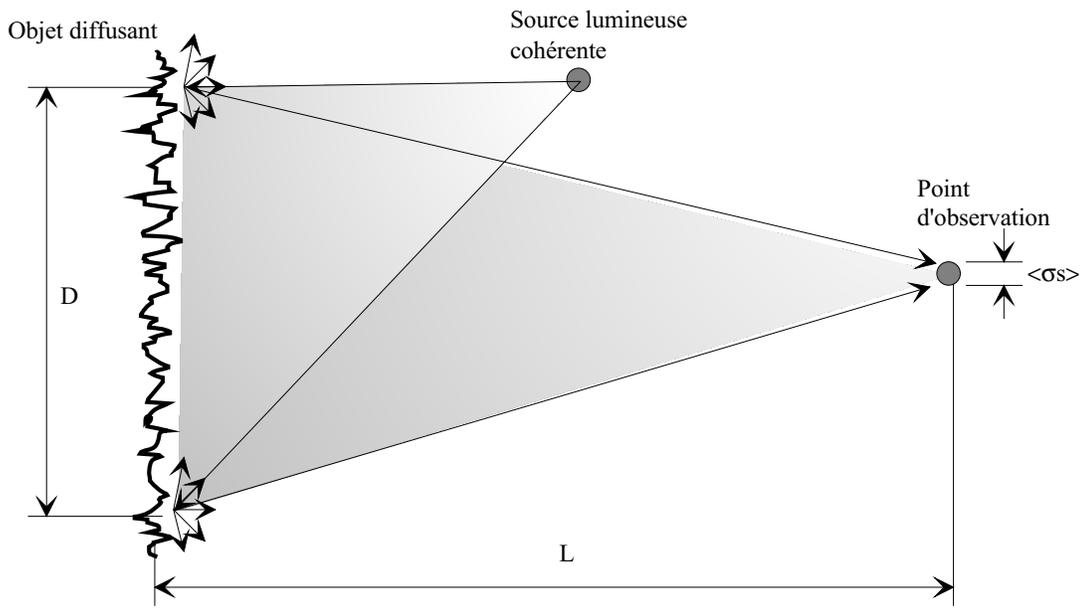
### 1.3.2 Optimisation de la mesure de phase en présence de speckle

La figure de speckle contient deux informations relatives à l'objet :

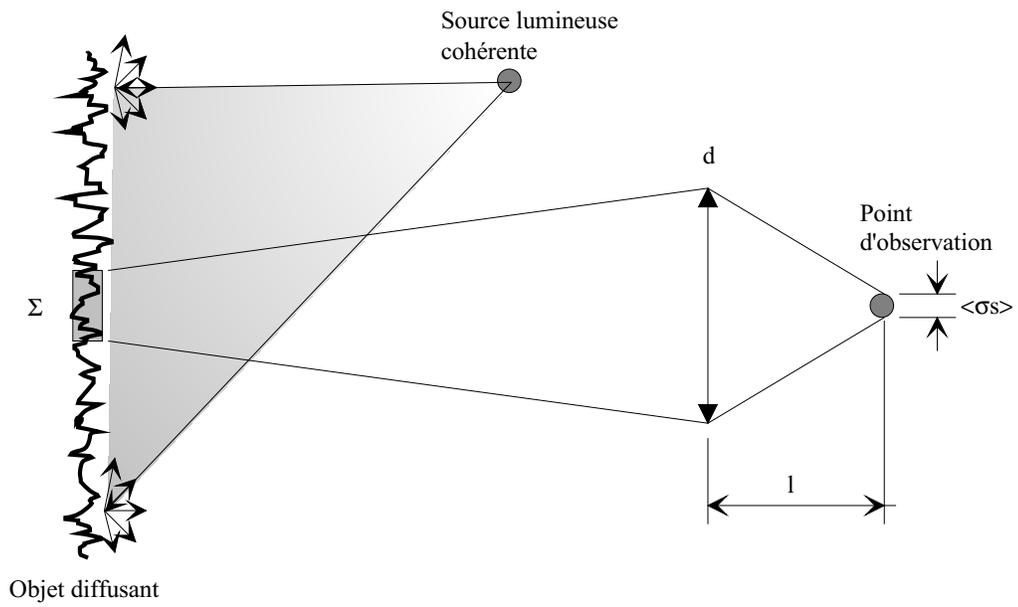
- son état de surface, puisque la figure d'interférence aléatoire dépend essentiellement de la rugosité de l'objet ;

---

<sup>5</sup>En général, le nombre d'ouverture est celui qui est reporté sur la première bague de l'objectif (... 16 11 8 5.6 4 2.8 2 1.8 ...)



a) speckle objectif



b) speckle subjectif

FIG. 1.7: Observation du speckle.

- son déplacement ou la déformation qu’il a subie entre l’enregistrement de deux figures de speckle à travers la variation de chemin optique.

Le phénomène qui nous intéresse plus particulièrement est celui des petits déplacements [Smigielski94]. Dans ces conditions, une petite portion du speckle se déplace en bloc sans être notablement modifié, de sorte que la mesure de ce déplacement permet de remonter au déplacement réel de la zone correspondante de l’objet. C’est d’ailleurs cette propriété qui est utilisée pour mesurer des déplacements ou des déformations à l’aide de la technique de corrélation d’images d’intensités [Hild99].

Intéressons-nous maintenant à un déplacement hors plan. La zone  $\Sigma$  de l’objet (FIG. 1.7.b) contribuant à la formation du speckle au point d’observation doit contenir un nombre suffisant d’éléments diffractants indépendants c’est-à-dire qu’elle doit être plus grande que la longueur de corrélation de la rugosité. Cette zone  $\Sigma$  n’est autre que la tache de diffraction du système optique rapporté dans le plan objet. On distingue trois cas (FIG. 1.8) de la taille relative du speckle par rapport à celle d’un pixel :

- la taille d’un speckle est inférieure à celle d’un pixel : dans ce cas, la phase mesurée en ce pixel entre les deux états est erronée puisque la mesure du déplacement au pixel considéré est issue de la moyenne des intensités de chaque zone  $\Sigma$  donnant chacune un speckle ; par contre, la résolution spatiale de l’image est maximisée ;
- la taille d’un speckle est supérieure à celle d’un pixel : dans ce cas, la phase mesurée au pixel considéré est bien proportionnelle au déplacement de la zone  $\Sigma$  donnant naissance au speckle ; par contre, la résolution spatiale est très mauvaise, puisque deux pixels voisins vont donner la même information ;
- enfin, il existe une situation intermédiaire où la taille d’un speckle est de l’ordre de grandeur de celle d’un pixel ; ce cas représente un compromis tant au niveau de la mesure du déplacement qu’au niveau de la résolution spatiale.

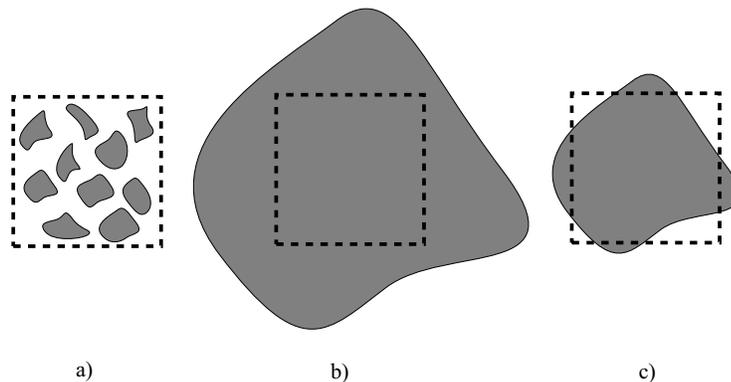


FIG. 1.8: Taille relative d’un speckle par rapport à celle d’un pixel.

Nous reviendrons sur ce problème d’optimisation lors de la détermination expérimentale de l’incertitude sur la mesure de la phase optique.

### 1.3.3 Principe d’utilisation des caméras CCD en interférométrie

Par exemple, l’utilisation d’un interféromètre de Michelson permet de former l’interférence entre l’onde objet et l’onde de référence sur la matrice CCD en faisant en sorte que

les faisceaux associés soient quasiment parallèles entre eux (FIG. 1.9) afin que les franges soient résolues par la matrice CCD. On parle alors de *TV-Holographie* [Butters71].

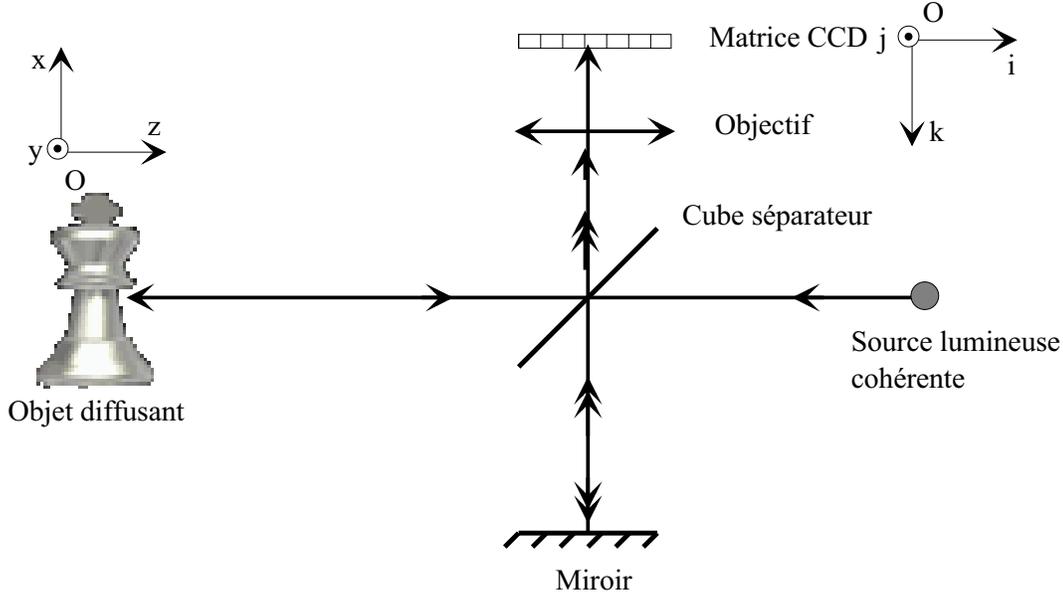


FIG. 1.9: Principe de la TV-Holographie.

### Formation des franges

L'onde venant de l'objet et celle de référence sont cohérentes et interfèrent sur le plan de la matrice CCD. Chaque pixel  $(i, j)$  de la matrice est le siège d'une interférence à deux ondes qui s'écrit de façon classique (1.9) et donne une image d'éclairement notée  $I_1(i, j)$ .

$$I_1(i, j) = \frac{I_0(i, j)}{2} [1 + m(i, j) \cdot \cos(\varphi_S(i, j))] \quad (1.9)$$

où  $I_0(i, j)$ ,  $m(i, j)$  et  $\varphi_S(i, j)$  représentent, respectivement l'éclairement moyen, le contraste et le déphasage entre l'onde objet et l'onde de référence, au pixel de coordonnées  $(i, j)$ . Mentionnons de plus que l'on passe du repère lié à l'objet  $(O, x, y, z)$  à celui lié à la caméra  $(O, i, j, k)$  par le grandissement  $\gamma$  de l'objectif.

Cette première image d'interférence constitue l'objet dans un état de référence. Supposons que l'objet subisse une légère déformation telle que la figure de speckle se déplace sans être modifiée, la nouvelle image d'éclairement<sup>6</sup>  $I_2$  lue par le pixel  $(i, j)$  s'écrit :

$$I_2 = \frac{I_0}{2} [1 + m \cdot \cos(\varphi_S + \Delta\varphi)] \quad (1.10)$$

où  $\Delta\varphi$  représente la variation de phase entre l'onde objet et l'onde de référence avant et après déformation.

Dans toute la suite de cette thèse, sauf précisions explicites, on considère que l'indice de réfraction du milieu où se propage les ondes est constant tout au long de la mesure et

<sup>6</sup>Par la suite, afin de simplifier l'écriture, les coordonnées  $(i, j)$  du pixel seront omises

en particulier entre les deux états de l'objet. Seule la déformation de l'objet entraîne une variation de la différence de marche des faisceaux entre les deux états.

Comme ces deux éclairissements sont enregistrés et numérisés par la caméra puis stockés dans une mémoire, on peut les soustraire l'un à l'autre, ce qui correspond à l'opération de restitution en holographie classique.

$$\begin{aligned}
I_t &= I_1 - I_2 \\
&= \frac{I_0}{2} m [\cos(\varphi_S) - \cos(\varphi_S + \Delta\varphi)] \\
&= I_0 m \underbrace{\sin\left(\varphi_S + \frac{\Delta\varphi}{2}\right)}_{H.F.} \underbrace{\sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)}_{B.F.}
\end{aligned} \tag{1.11}$$

Comme  $\varphi_S$  varie spatialement très rapidement et de façon aléatoire, l'éclairissement de cette image résultante est donc le produit d'un facteur correspondant à une haute fréquence spatiale (H.F.) par un facteur correspondant à une basse fréquence spatiale (B.F.). On obtient ainsi une modulation du premier facteur par le second. La différence de ces deux images d'intensités fait donc apparaître des franges qui ne sont pas des franges d'interférences comme dans les images  $I_1$  ou  $I_2$ , puisqu'elles sont issues simplement d'une différence d'éclairissement. Pour cette raison, nous les appellerons *pseudo-franges*. Les pseudo-franges noires de l'image d'éclairissement finale décrivent les lieux des points où la différence de phase  $\Delta\varphi$  est égale à  $2k\pi$  avec  $k \in Z$ .

### Expression du déphasage $\Delta\varphi$

Le déphasage  $\Delta\varphi$  en un point de l'objet  $(x, y, z)$  est égal au produit scalaire du vecteur sensibilité  $\overrightarrow{K}(x, y, z)$  et du vecteur déplacement  $\overrightarrow{d}(x, y, z)$  définis (FIG. 1.10) d'après la référence [Pryputniewicz94].

On suppose dans toute la suite de ce mémoire que l'axe  $(O, z)$  est confondu avec l'axe optique de l'interféromètre.

Les vecteurs déplacement et sensibilité sont définis à partir de leur trois composantes respectives  $\overrightarrow{d} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix}$  et  $\overrightarrow{K} = \begin{pmatrix} K_u \\ K_v \\ K_w \end{pmatrix}$ . Dans le paragraphe suivant, consacré à la

shearographie, nous expliciterons les composantes du vecteur sensibilité. Les vecteurs  $\overrightarrow{E}$  et  $\overrightarrow{O}$  sont unitaires et représentent respectivement les vecteurs des directions d'éclairissement et d'observation. Si le module du vecteur déplacement  $\|\overrightarrow{d}(x, y, z)\|$  est petit devant les distances  $SA$  et  $AO$ , ce qui est en général le cas, on montre que le déphasage  $\Delta\varphi$  s'écrit :

$$\begin{aligned}
\Delta\varphi &= k \cdot \overrightarrow{d}(x, y, z) \cdot \left( \overrightarrow{O}(x, y, z) - \overrightarrow{E}(x, y, z) \right) \\
&= \overrightarrow{d}(x, y, z) \overrightarrow{K}(x, y, z)
\end{aligned} \tag{1.12}$$

où  $\overrightarrow{K}(x, y, z) = k \cdot \left( \overrightarrow{O}(x, y, z) - \overrightarrow{E}(x, y, z) \right)$  avec  $k = 2\pi/\lambda$ , le vecteur d'onde et où  $\lambda$  est la longueur d'onde de la source lumineuse utilisée.

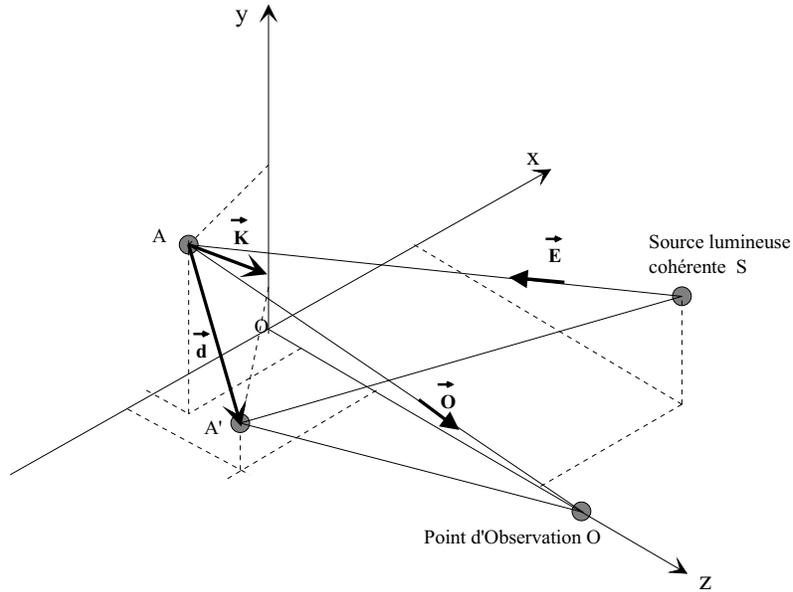


FIG. 1.10: Définition des vecteurs sensibilité et déplacement dans le cas de l'holographie.

Le vecteur sensibilité est le vecteur bissecteur entre les vecteurs d'onde éclairage et observation. Dans le cas particulier d'ondes planes, on montre que les composantes du vecteur sensibilité sont indépendantes du point considéré. Le déphasage peut se mettre sous la forme :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \{K_u u(x, y, z) + K_v v(x, y, z) + K_w w(x, y, z)\} \quad (1.13)$$

Le déphasage dépend des déplacements selon l'axe  $(O, x)$ ,  $(O, y)$  et  $(O, z)$ . Si la configuration optique est telle que la source lumineuse S et confondue avec le point d'observation alors les composantes  $K_u$  et  $K_v$  sont nulles et le déphasage s'écrit :

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} w(x, y, z) \quad (1.14)$$

Le déphasage mesuré ne dépend alors que du déplacement hors plan (i.e. selon l'axe  $(O, z)$ ). Entre chaque pseudo-frange de même nature (noire ou brillante), le déplacement hors plan est de  $\lambda/2$ .

Il existe différents algorithmes d'analyse de cette image de pseudo-franges permettant de remonter à une image du déplacement lui-même. Les meilleurs algorithmes permettent d'estimer la valeur du déplacement avec une incertitude type de l'ordre de  $\lambda/10$  (i.e. soit environ  $50 \text{ nm}$  pour la longueur d'onde de  $514 \text{ nm}$  d'un laser Argon).

Cependant, bien qu'il ne soit plus nécessaire de développer la plaque holographique grâce au remplacement de celle-ci par une caméra CCD, il apparaît une granularité laser (speckle) importante à cause de l'objectif associé à la caméra qui est introduite dans le montage. Cette granularité vient limiter la résolution spatiale des franges d'interférences. De plus, la mesure de la phase reste perturbée de la même façon qu'en holographie classique à cause des sources de bruit qui affectent aléatoirement les chemins très différents que suivent les faisceaux objet et référence. Dans la mesure où l'on souhaite utiliser ces

techniques en milieu industriel souvent fortement perturbé, il apparaît nécessaire d'utiliser un type d'interféromètre plus approprié : la *shearographie*.

## 1.4 L'interféromètre shearographique

### 1.4.1 Principe

L'idée de l'interféromètre à dédoublement vidéo, *shearographie*, est de faire interférer deux ondes ayant subi sensiblement les mêmes fluctuations aléatoires de phase au cours de leurs trajets entre l'objet et la matrice CCD. Pour cela, une technique classique est de réaliser une mesure *différentielle* de la phase. Dans le cas de la shearographie, on fait interférer non pas l'onde objet avec une onde de référence ayant suivi un trajet très différent, mais deux ondes provenant de deux points voisins de l'objet. Dans le plan de la matrice CCD, on obtient alors deux images de l'objet légèrement décalées l'une de l'autre. On dit aussi deux images cisailées, d'où le terme *shear*, *cisailler* en anglais, (par analogie avec l'élasticité) puisque ce décalage se fait dans le plan de la matrice CCD. Différents dispositifs permettent d'obtenir ce décalage appelé parfois *taux de cisaillement* : interféromètre de Michelson (FIG. 1.11) [Leendertz73], coin de verre [Hung79], biprisme [Hung89], défaut de mise au point [Hung74], etc. Le montage utilisant l'interféromètre de Michelson permet de régler le décalage entre les images de l'objet arrivant sur la matrice CCD par simple rotation du miroir mobile et il offre la possibilité de mettre en œuvre la technique du décalage de phase par translation du second miroir que nous présentons par la suite.

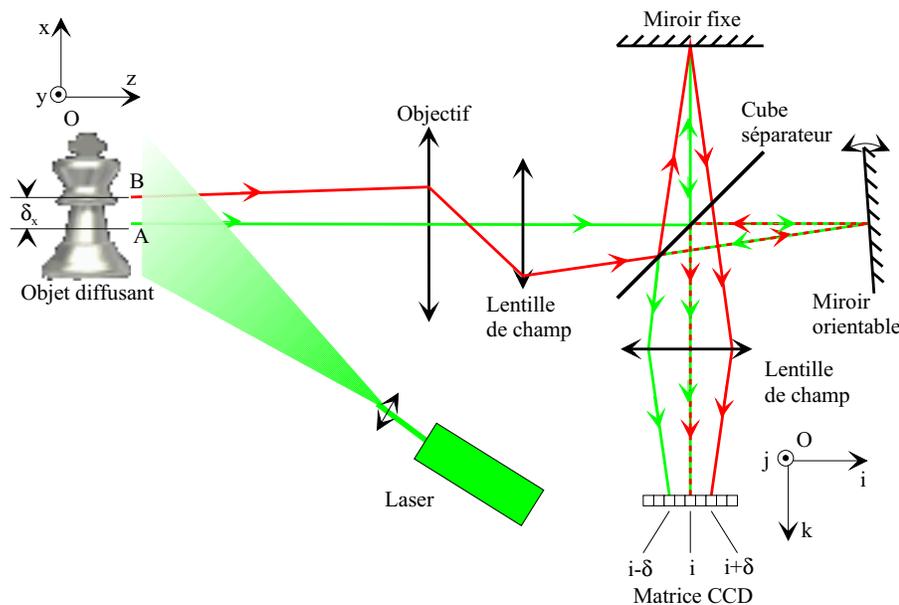


FIG. 1.11: Exemple d'interféromètre shearographique.

Les deux miroirs n'étant pas à  $90^\circ$  l'un de l'autre, l'objectif et les deux lentilles de champ viennent former sur la matrice CCD deux images de l'objet légèrement décalées l'une par rapport à l'autre. En effet, deux ondes issues de deux points distincts de l'objet (A et B) interfèrent sur le pixel  $i$  de la matrice CCD. Le pixel  $i - \delta$  reçoit seulement la

moitié de l'onde issue du point A (rayon vert) alors que le pixel  $i + \delta$  reçoit la moitié de l'onde issue du point B (rayon rouge). Evidemment, en considérant un troisième point, voisin de A (plus bas sur la figure), on peut construire un troisième rayon dont la moitié de cette onde interfère au pixel  $i - \delta$  et ainsi de suite. Ce sont donc ces deux images cohérentes entre elles qui interfèrent.

### Formation des franges

Le principe de la formation des franges d'interférences est comparable à celui de la TV-Holographie. Dans le cas de la shearographie, ce sont les deux ondes issues de l'objet qui interfèrent sur le plan de la matrice CCD. Lorsque l'objet est dans son état de référence (état 1), chaque pixel  $(i, j)$  de la matrice est le siège d'une interférence à deux ondes dont l'éclairement  $I_1$  s'écrit :

$$I_1 = \frac{I_0}{2} [1 + m \cdot \cos(\varphi_S)] \quad (1.15)$$

La différence entre la TV-Holographie et la shearographie réside dans l'expression de la phase  $\varphi_S$  qui représente dans ce dernier cas le déphasage entre les faisceaux issus de deux points de l'objet espacés de la quantité  $\delta$  appelée *cisaillement* (FIG. 1.11).

L'objet est ensuite déformé, et le même pixel  $(i, j)$  reçoit alors l'éclairement  $I_2$  qui s'écrit :

$$I_2 = \frac{I_0}{2} [1 + m \cdot \cos(\varphi_S + \Delta\varphi)] \quad (1.16)$$

où  $\Delta\varphi$  représente la variation de phase entre les deux points de l'objet espacés du cisaillement  $\delta$  avant et après déformation de l'objet.

Comme en TV-Holographie, on effectue enfin la différence entre ces deux images ce qui conduit à une image d'intensité faisant apparaître des pseudo-franges. Un pixel de cette image dépendant cette fois-ci de la différence de phase  $\Delta\varphi$  entre deux points de l'objet espacés du cisaillement.

### Expression du déphasage $\Delta\varphi$

La démarche pour calculer l'expression du déphasage  $\Delta\varphi$  mesuré par un interféromètre de shearographie est en tout point identique à celle de la TV-Holographie si ce n'est qu'il faut prendre en compte deux points de l'objet (FIG. 1.12). Afin de simplifier la figure ci-après, nous nous sommes placé dans la plan  $(O, x, z)$ ; le calcul sera mené dans le cas général.

Considérons deux points A et B d'un objet dans un état donné, séparés dans le plan  $(O, x, y)$  d'une distance  $\delta$ . Dans le cas général, le cisaillement s'exprime par  $\delta = \sqrt{\delta_x^2 + \delta_y^2}$  si  $\delta_x$  et  $\delta_y$  représentent respectivement les cisaillements selon les axes  $(O, x)$  et  $(O, y)$ . On peut alors définir un vecteur sensibilité pour chacun des points de l'objet considérés que l'on note  $\vec{K}(x, y, z)$  et  $\vec{K}(x + \delta_x, y + \delta_y, z)$ . Si le cisaillement est petit devant les distances séparant l'objet du point d'éclairement (distances SA et SB) et les distances séparant

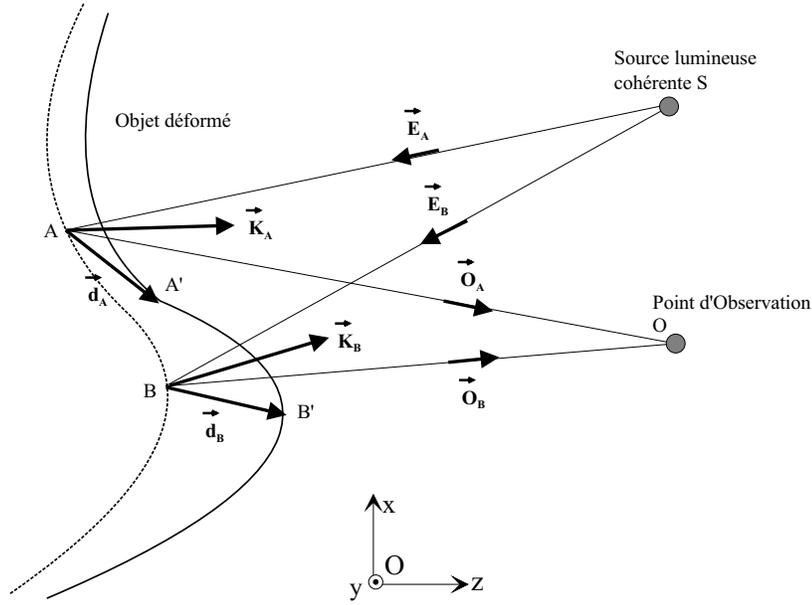


FIG. 1.12: Définition des vecteurs sensibilité et déplacement dans le cas de la shearographie.

l'objet du point d'observation (distances  $OA$  et  $OB$ ), ce qui est en général le cas, le déphasage s'écrit :

$$\Delta\varphi = \overrightarrow{d(x, y, z)} \cdot \overrightarrow{K(x, y, z)} - \overrightarrow{d(x + \delta_x, y + \delta_y, z)} \cdot \overrightarrow{K(x + \delta_x, y + \delta_y, z)} \quad (1.17)$$

Explicitons le vecteur sensibilité pour le point A de coordonnées  $(x, y, z)$  dans le cas général. Comme en TV-Holographie, les vecteurs  $\overrightarrow{E_A}$  et  $\overrightarrow{O_A}$  sont unitaires et représentent respectivement les vecteurs éclairement et observation au point A. Le vecteur sensibilité au point A s'écrit :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{K_A} &= k \cdot (\overrightarrow{O_A} - \overrightarrow{E_A}) \\ &= k \cdot (\overrightarrow{O(x, y, z)} - \overrightarrow{E(x, y, z)}) \end{aligned} \quad (1.18)$$

le même raisonnement peut être fait pour le point B de coordonnées  $(x + \delta_x, y + \delta_y, z)$ .

On peut alors calculer les vecteurs sensibilités en tout point de l'objet de coordonnées  $(x, y, z)$  et pour des points d'éclairage  $S$  et d'observation  $O$  de coordonnées respectives  $(x_S, y_S, z_S)$  et  $(x_O, y_O, z_O)$  selon la convention d'écriture choisie (FIG. 1.13.a) :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{K(x, y, z)} &= k \cdot (\overrightarrow{O(x, y, z)} - \overrightarrow{E(x, y, z)}) \\ &= \begin{pmatrix} K_u \\ K_v \\ K_w \end{pmatrix} \\ &= k \left\{ \begin{pmatrix} \sin(\theta_O - \pi) \cdot \cos(\alpha_O) \\ \sin(\theta_O - \pi) \cdot \sin(\alpha_O) \\ \cos(\theta_O - \pi) \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \sin(\theta_S) \cdot \cos(\alpha_S) \\ \sin(\theta_S) \cdot \sin(\alpha_S) \\ \cos(\theta_S) \end{pmatrix} \right\} \end{aligned} \quad (1.19)$$

avec  $i$  signifiant  $O$  ou  $S$  et les angles  $\theta_i$  et  $\alpha_i$  définis ci-dessous :

$$\begin{aligned}\theta_i &= \arctan\left(\frac{\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}}{z-z_i}\right) & \theta_i &\in [0; \pi] \\ \alpha_i &= \arctan\left(\frac{y-y_i}{x-x_i}\right) & \alpha_i &\in [0; 2\pi]\end{aligned}\quad (1.20)$$

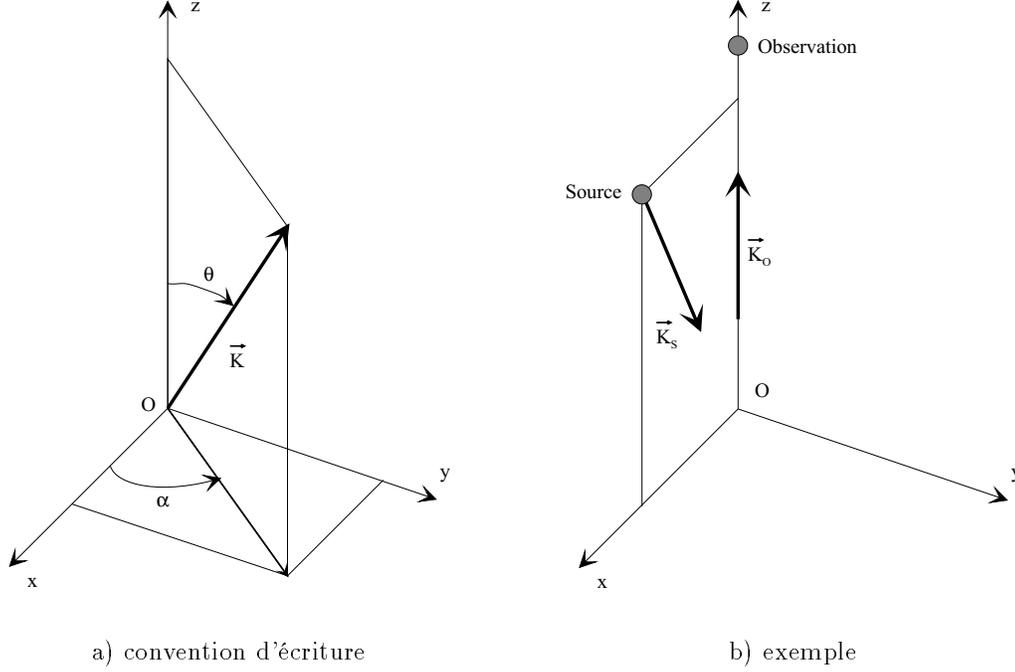


FIG. 1.13: Vecteurs éclairage et observation.

Pour un point B, situé aux coordonnées  $(x + \delta_x, y + \delta_y, z)$ , nous obtenons des expressions similaires aux équations (1.19) et (1.20).

Plaçons nous maintenant dans le cas particulier des ondes planes comme nous l'avions fait en TV-Holographie. La source lumineuse est placée aux coordonnées  $(x_S, 0, z_S)$  et le point d'observation aux coordonnées  $(0, 0, z_O)$  (FIG. 1.13.b). C'est-à-dire que l'angle  $\theta_S$  est non nul et l'angle  $\alpha_S$  est égal à  $\pi$ . Le vecteur sensibilité est identique en tout point de l'objet et se calcule à partir des expressions précédentes en considérant le point  $(0, 0, 0)$  de l'objet. Le vecteur sensibilité s'écrit :

$$\overrightarrow{K(x, y, z)} = k \left\{ \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} -\sin(\theta_S) \\ 0 \\ \cos(\theta_S) \end{pmatrix} \right\} \quad (1.21)$$

Pour un cisaillement  $\delta_x$  selon une direction  $(O, x)$ , le déphasage  $\Delta\varphi$  dépend des différences de déplacement, hors plan et dans le plan, entre deux points de l'objet espacés du cisaillement  $\delta_x$ , selon l'expression suivante :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \begin{array}{l} \sin(\theta_S) \cdot [u(x, y, z) - u(x + \delta_x, y + \delta_y, z)] \\ + [1 - \cos(\theta_S)] \cdot [w(x, y, z) - w(x + \delta_x, y + \delta_y, z)] \end{array} \right\} \quad (1.22)$$

Le déphasage peut encore s'écrire sous la forme :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \sin(\theta_S) \frac{\Delta u}{\delta_x} + [1 - \cos(\theta_S)] \frac{\Delta w}{\delta_x} \right\} \delta_x \quad (1.23)$$

où les rapports  $\frac{\Delta u}{\delta_x}$  et  $\frac{\Delta w}{\delta_x}$  sont respectivement les différences finies des composantes  $u$  et  $w$  du vecteur déplacement.

Si de plus, on considère que le cisaillement  $\delta_x$  est suffisamment petit pour assimiler les différences finies des composantes du vecteur déplacement à leur dérivée, le déphasage s'écrit :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \sin(\theta_S) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) + [1 - \cos(\theta_S)] \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} \delta_x \quad (1.24)$$

Cette expression est comparable à celle trouvée en TV-Holographie (1.13) si ce n'est que le déphasage n'est plus proportionnel aux déplacements mais à la différence finie des composantes du vecteur déplacement (1.23) dans le plan et hors plan ou moyennant une hypothèse supplémentaire à leur dérivée respective (1.24). A l'aide de l'expression (1.23), on remarque que le déphasage est proportionnel au cisaillement  $\delta_x$ , permettant ainsi de régler la sensibilité de l'interféromètre de shearographie.

Si l'observation et l'éclairement se font suivant l'axe  $(O, z)$ , c'est-à-dire si l'on a  $\theta_O = 0$  et  $\theta_S = \pi$  alors le déphasage  $\Delta\varphi$  ne dépend plus que de la dérivée du déplacement hors plan (1.25). Dans ce cas, entre chaque pseudo-frange de même nature, la différence du déplacement a subi une variation de  $\lambda/2$ .

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) \delta_x \quad (1.25)$$

Comme en TV-Holographie, l'analyse de cette image de pseudo-franges permet de remonter à la différence finie du déplacement avec une incertitude type de l'ordre de  $\lambda/10$ . On peut remarquer, que si l'objet se déplace suivant  $(O, z)$  *sans être déformé*, le déphasage mesuré sera nul.

## 1.4.2 Comparaison TV-Holographie, shearographie

A titre d'illustration, nous avons calculé les images de phase que l'on obtiendrait par holographie (ou TV-Holographie) (FIG. 1.14.a) et par shearographie (FIG. 1.14.b) d'une plaque soumise à une déformation transversale de forme gaussienne entre l'état 1 et l'état 2. Le cisaillement de la shearographie est selon l'axe  $(O, x)$  égal à la moitié de la largeur à mi-hauteur de la gaussienne.

Comme nous l'avons déjà évoqué, l'holographie comme la TV-Holographie, donnent une réponse proportionnelle au déplacement alors que la shearographie donne une réponse proportionnelle à la différence finie du déplacement.

On a également reporté sur chacune des figures les courbes de niveaux semblables aux maxima des figures de pseudo-franges que l'on aurait obtenues expérimentalement. On

voit alors apparaître un système d'anneaux concentriques dans le cas de l'holographie, et deux systèmes d'anneaux correspondant chacun à la partie positive et négative de la différence finie du déplacement selon la direction de cisaillement qui sont caractéristiques de la shearographie et qui sont parfois désignés "ailes de papillons".

## 1.5 Détermination quantitative de la phase optique

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que les techniques d'interférométrie que ce soit la TV-Holographie ou la shearographie, permettaient d'obtenir des images de pseudo-franges représentatives du déphasage optique dû à la déformation de l'objet. Pour chaque pixel de la matrice, l'intensité  $I_t$  est une fonction sinusoïdale du déphasage (1.11). Le sujet qui nous préoccupe maintenant est d'obtenir une image du déphasage lui-même.

Pour inverser la relation (1.11), plusieurs algorithmes peuvent être mis en œuvre [Kreis94]. La méthode la plus ancienne, issue du comptage manuel des franges, consiste à reporter les extrema et les minima d'intensité en ordonnée en leurs affectant un déphasage multiple de  $2\pi$  puis à interpoler la distribution de phase entre ces courbes de niveaux. Cette méthode simple a le mérite de ne demander qu'un seul interférogramme mais elle conduit à une incertitude type élevée, de l'ordre de  $\lambda/10$ .

Grâce à l'utilisation des caméra CCD, permettant de numériser les images de pseudo-franges, on a développé une autre technique qui consiste à filtrer dans l'espace de Fourier l'intensité  $I_t$ , ce qui permet de *démoduler* l'image de phase [Takeda81, Macy83]. Le principal inconvénient de cette technique réside dans l'indétermination du signe de la phase obtenue. Pour lever cette indétermination, il est possible d'introduire une phase connue entre les enregistrements des deux états de l'objet ce qui nous conduit à la technique du décalage de phase.

### 1.5.1 Le décalage de phase

Cette technique consiste à introduire un déphasage connu  $\varphi_n$  dans l'un des bras de l'interféromètre [Creath85a] que ce soit en TV-Holographie ou en shearographie. Prenons l'exemple de la TV-Holographie où l'éclairement en un pixel donné s'écrit :

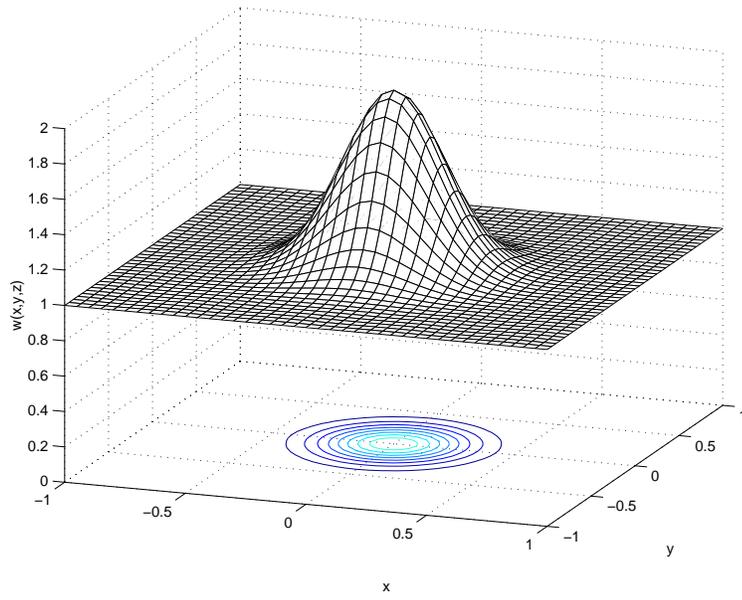
$$I_{k,n} = \frac{I_{k,0}}{2} [1 + m_k \cdot \cos(\varphi_k + \varphi_n)] \quad (1.26)$$

où  $k$  représente l'état de l'objet 1 ou 2 et où  $\varphi_k$  est égal à  $\varphi_S$  dans l'état 1 ou à  $\varphi_S + \Delta\varphi$  dans l'état 2.

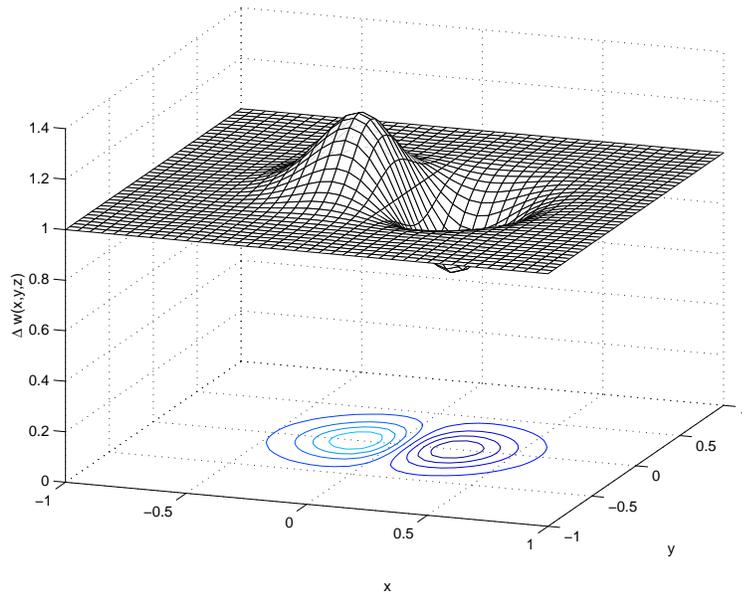
Au moins trois images  $I_{k,n}$  par état sont nécessaires pour déterminer les trois inconnues de l'expression (1.26) :  $I_{k,0}$  puisqu'on ne connaît pas la sensibilité de chaque pixel,  $m_k$  et en particulier la phase  $\varphi_k$ . Plusieurs algorithmes peuvent être mis en œuvre, ils nécessitent au moins trois décalages de phase d'amplitude connue.

#### Algorithme à 3 décalages

Intéressons-nous au cas particulier où l'on introduit un décalage de phase de  $\pi/2$  entre chaque acquisition. Si le décalage est égal à  $\varphi_n = (n - 1)\pi/2$ , l'expression de  $\varphi_k$  s'écrit :



a) TV-Holographie



b) shearographie

FIG. 1.14: Résultats de simulation d'une mesure faite avec la TV-Holographie et la shearographie pour une déformation hors plan de la surface d'une plaque.

$$\varphi_k = \arctan \left( \frac{(I_{k,1} + I_{k,3}) - 2I_{k,2}}{I_{k,1} - I_{k,3}} \right) \quad (1.27)$$

le contraste des franges  $m_k$  s'écrit :

$$m_k = \frac{\sqrt{((I_{k,1} + I_{k,3}) - 2I_{k,2})^2 + (I_{k,1} - I_{k,3})^2}}{I_{k,1} + I_{k,3}} \quad (1.28)$$

Si le décalage est égal à  $\varphi_n = (n - 1)2\pi/3$ , l'expression de  $\varphi_k$  s'écrit :

$$\varphi_k = \arctan \left( \frac{\sqrt{3}(I_{k,3} - I_{k,2})}{2I_{k,1} - (I_{k,2} + I_{k,3})} \right) \quad (1.29)$$

le contraste des franges  $m_k$  s'écrit :

$$m_k = \frac{\sqrt{(2I_{k,1} - (I_{k,2} + I_{k,3}))^2 + (\sqrt{3}(I_{k,3} - I_{k,2}))^2}}{I_{k,1} + I_{k,2} + I_{k,3}} \quad (1.30)$$

### Algorithme à 4 décalages

Si le décalage de phase est égal à  $\varphi_n = (n - 1)\pi/2$  mais si on acquiert 4 images d'intensités, la phase  $\varphi_k$  s'obtient en faisant l'opération suivante :

$$\varphi_k = \arctan \left( \frac{I_{k,4} - I_{k,2}}{I_{k,1} - I_{k,3}} \right) \quad (1.31)$$

le contraste des franges  $m_k$  s'écrit :

$$m_k = 2 \frac{\sqrt{(I_{k,4} - I_{k,2})^2 + (I_{k,1} - I_{k,3})^2}}{I_{k,1} + I_{k,2} + I_{k,3} + I_{k,4}} \quad (1.32)$$

Les trois algorithmes présentés ci-dessus nécessitent de connaître la valeur du décalage de phase introduit ce qui implique un étalonnage préalable du dispositif de déphasage. Pour palier cet inconvénient, on peut utiliser d'autres algorithmes indépendants de la valeur du décalage de phase [Carre66]. Indiquons que l'on trouve aussi des algorithmes à 5, 6 et même N décalages de phase, on parle alors de *pseudo détection synchrone*.

Ces algorithmes se distinguent les uns des autres par leur insensibilité vis-à-vis de certaines erreurs comme un mauvais étalonnage, une non linéarité du dispositif de déphasage ou bien encore d'une non linéarité des détecteurs de la matrice CCD [Creath94]. Le premier algorithme à 3 décalages et celui à 4 décalages de phases sont de loin les plus utilisés.

## 1.5.2 Quelques techniques de décalage de phase

Parmi les diverses techniques [Creath94] utilisées pour introduire un décalage de phase, on distingue deux grandes familles de méthodes selon que les deux faisceaux interférant sont polarisés ou non. Lorsqu'on opère en lumière polarisée, on peut utiliser une lame demi-onde ou quart-onde<sup>7</sup> qui permet d'introduire un déphasage fixe si on suppose que

---

<sup>7</sup>Le déphasage introduit est égal à la moitié ou au quart de la longueur d'onde  $\lambda$  de la source lumineuse utilisée

les deux faisceaux sont polarisés orthogonalement. Une autre technique consiste à utiliser un modulateur électro-optique de type cellule de Pockels<sup>8</sup> qui permet d'ajuster la valeur du déphasage en modifiant la tension appliquée au cristal. Malgré l'utilisation d'une haute tension, pas toujours facile à mettre en œuvre, on peut changer le déphasage à très haute fréquence. On peut également utiliser une cellule à cristaux liquides [Kadono91] ce qui ne nécessite pas une haute tension mais qui impose une fréquence de fonctionnement faible.

Lorsqu'on opère en lumière non polarisée, on peut utiliser une lame épaisse à faces parallèles inclinée d'un angle  $\alpha$  par rapport aux faisceaux lumineux. Elle introduit ainsi une variation de chemin optique contrôlable, néanmoins elle doit rester quasi normale au faisceau pour ne pas le translater latéralement de façon significative. Une autre technique consiste à déplacer longitudinalement un réseau de diffraction à une vitesse  $v$  constante. L'intensité diffractée dans l'ordre  $n$  subit alors un déphasage  $nvf$  où  $f$  représente la fréquence spatiale du réseau. Mais la technique de loin la plus utilisée consiste à monter un miroir du Michelson sur une côle piézo-électrique (FIG. 1.16). La translation du miroir produit alors un déphasage du faisceau lumineux réfléchi. C'est ce dernier dispositif que nous utilisons dans notre montage expérimental.

## 1.6 Montage expérimental

### 1.6.1 Présentation

Le principe du montage expérimental de shearographie que nous avons utilisé est celui de la figure (FIG. 1.16). Cet ensemble commercial de la société Steinbichler Engineering Sarl (Model SV 500) comprend :

- un module de shearographie (FIG. 1.15) regroupant les différents éléments optique (objectif interchangeable, cube séparateur, miroirs fixe et mobile, caméra CCD) ainsi qu'une optique divergente servant à illuminer l'objet à contrôler,
- deux cartes enfichables dans des slots d'ordinateur de type PC : la première est une carte graphique d'acquisition et de numérisation (8 bits), la seconde est une carte permettant de piloter une sortie haute tension pour la côle piézo-électrique sur laquelle est monté le miroir déphaseur,
- un logiciel (FRAMES<sup>9</sup>) pilotant les deux cartes précédentes et permettant de traiter les images.

Cet ensemble nécessite en plus un micro-ordinateur et un laser. Dans la version utilisée au laboratoire, nous utilisons un laser continu Argon<sup>10</sup> d'une puissance maximale de 1W (classe IV). Pour des besoins d'utilisation sur site, nous avons réalisé un dispositif portable (FIG. 1.17) incluant le système de shearographie et un laser Néodyme-Yag doublé en fréquence<sup>11</sup> pompé par diode laser pouvant délivrer une puissance maximale de 200mW (classe IV). Ce dernier ensemble peut se monter sur un trépied de photographe.

---

<sup>8</sup>Ces modulateurs sont caractérisés par une tension  $V_\pi$  pour laquelle le déphasage vaut  $\pi$ ,  $V_\pi$  est généralement de l'ordre de quelques centaines de volts

<sup>9</sup>Abréviation de : FRinge Analysis and MEasuring System

<sup>10</sup>Longueur d'onde  $\lambda = 514nm$

<sup>11</sup>Longueur d'onde  $\lambda = 532nm$

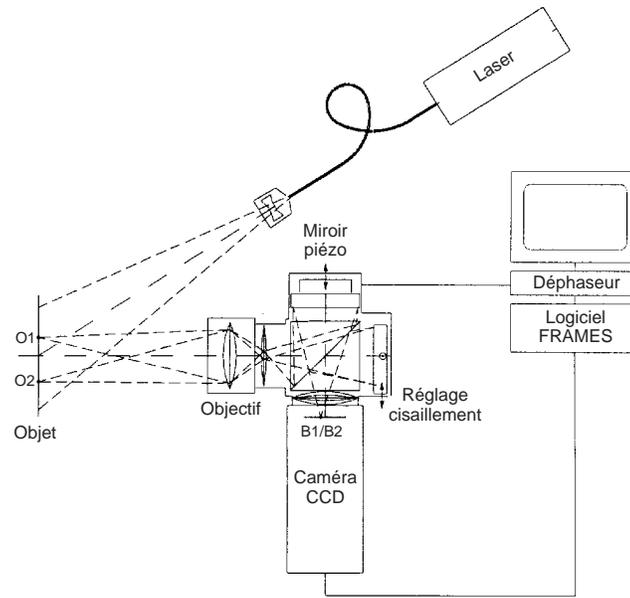


FIG. 1.15: Dispositif expérimental (*doc. Steinbichler*).

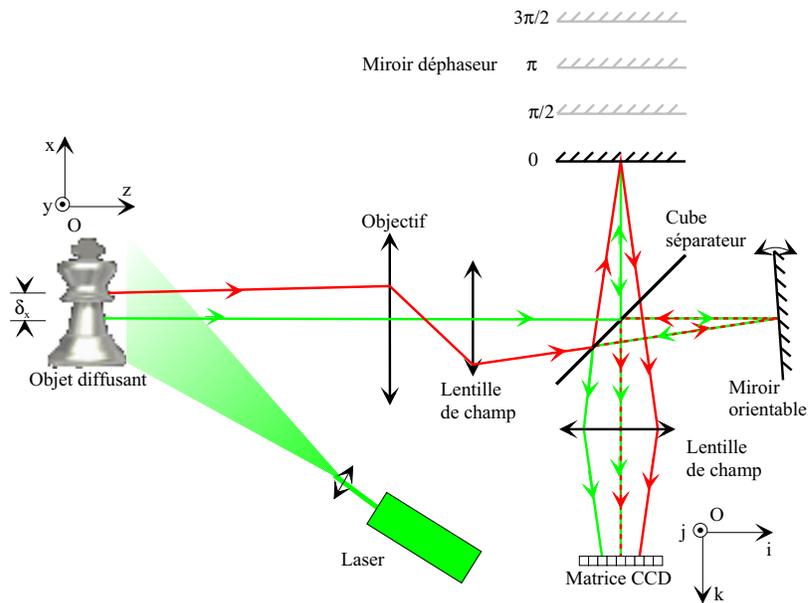


FIG. 1.16: Principe du dispositif.

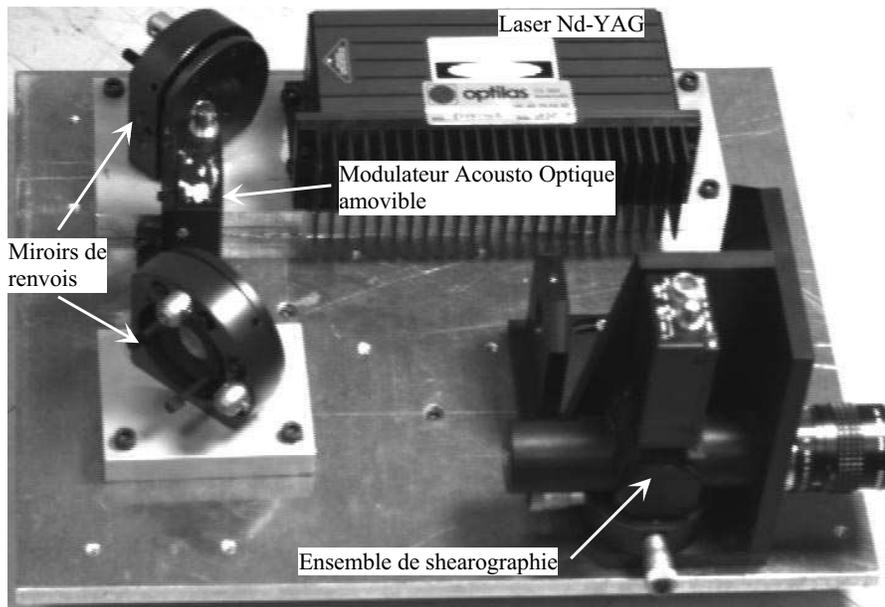


FIG. 1.17: Ensemble du dispositif de shearographie portable.

### 1.6.2 Performance du dispositif

La caméra que nous utilisons, possède  $756 \times 581$  pixels de largeur  $11 \mu\text{m}$ , cadencée à  $25 \text{ Hz}$  et à deux trames entrelacées. Elle peut recevoir différents objectifs (en monture C) de focales  $10 \text{ mm}$ ,  $25 \text{ mm}$ ,  $50 \text{ mm}$ ,  $75 \text{ mm}$  et d'un zoom  $18 - 90 \text{ mm}$ .

Les lasers utilisés permettent d'éclairer une surface d'environ  $1 \text{ m}^2$ . La résolution spatiale peut varier entre environ  $1 \text{ mm}$  et  $10 \mu\text{m}$  selon l'objectif utilisé.

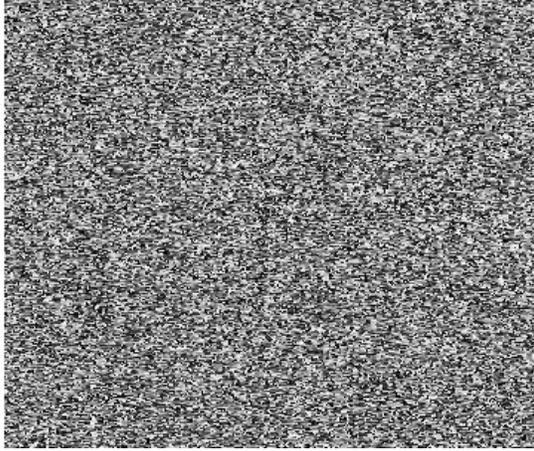
Le temps d'acquisition d'une image de phase pour un état est d'environ 1 seconde et les divers traitements qui seront expliqués dans la suite (filtrage et dépliage) nécessitent moins d'une dizaine de secondes au total.

### 1.6.3 Exemple de mesure

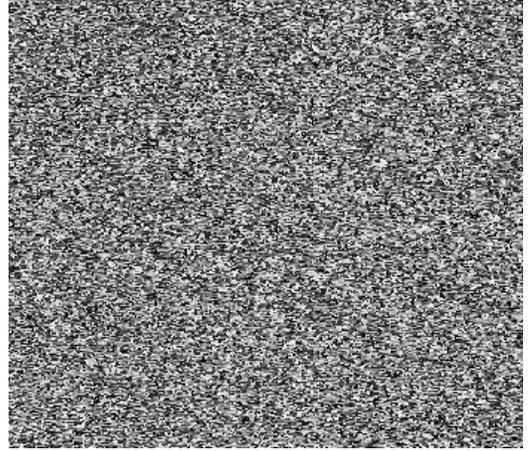
A titre d'illustration, nous présentons les résultats de mesure (FIG. 1.18) obtenus sur une plaque d'aluminium. Celle-ci est observée en face avant et est déformée par l'application d'une force normale en face arrière. Le cisaillement est horizontal et correspond à environ  $1 \text{ mm}$ .

La première image de phase ( $k = 1$ ) est obtenue lorsque la plaque est dans son état de référence. Cette image de speckle est une conséquence de la topographie de l'objet et de sa rugosité. Elle contient donc l'information de phase du speckle  $\varphi_S$ . La plaque est ensuite déformée. La nouvelle image de phase ( $k = 2$ ) contient en plus l'information de phase de la déformation  $\Delta\varphi$ . La dernière opération consiste à soustraire pixel à pixel les deux images de phases de chacun des états pour obtenir une image de phase correspondant à la déformation  $\Delta\varphi$  qu'on appelle image de phase *brute*.

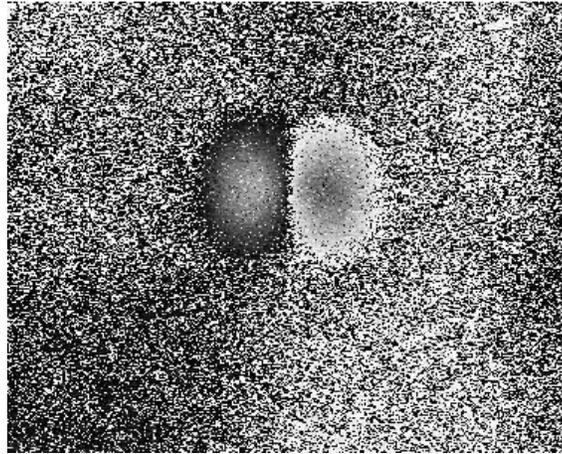
On remarque que cette image contient un bruit de haute fréquence spatiale et qu'elle est déterminée modulo  $2\pi$ , en raison de l'indétermination du calcul de l'arctangente, ce



a) état 1



b) état 2



c) état 2 - état 1

FIG. 1.18: Mesure par shearographie de la déformation hors plan d'une plaque d'aluminium soumise à une force perpendiculaire à sa face arrière.

qui conduit à obtenir un phénomène de repliement dès que la déformation dépasse  $\lambda/2$ . Pour remédier à ces problèmes, des traitements de l'image de phase brute sont nécessaires ; c'est l'objet du paragraphe suivant.

## 1.7 Traitements des images de phase

Afin de restituer des images de phases débruitées et dépliées permettant d'obtenir la différence finie du déplacement, il est nécessaire d'effectuer deux traitements d'images.

Ces traitements consistent à filtrer l'image de phase brute afin de supprimer le bruit de haute fréquence spatiale puis à déplier l'image filtrée c'est-à-dire à éliminer les sauts de  $2\pi$  issus du calcul de l'arctangente. Ces traitements sont identiques en TV-Holographie ou en shearographie.

Un traitement supplémentaire peut être appliqué en shearographie, il consiste à "décisailler" l'image de la différence finie du déplacement afin d'obtenir une image du champ de déplacement comparable à celle que l'on aurait obtenue en TV-Holographie.

### 1.7.1 Le filtrage

Le filtrage est une opération qui permet d'éliminer le bruit de speckle, c'est-à-dire les hautes fréquences spatiales, de l'image de phase brute sans perdre l'information des sauts de  $2\pi$  liés au calcul de l'arctangente. Pour cela le filtrage ne se fait pas directement sur l'image de phase brute. On calcule le sinus et le cosinus de l'image de phase brute que l'on filtre. Puis, après filtrage, on calcule l'arctangente du rapport des images sinus sur cosinus. On obtient une image filtrée avec les sauts de  $2\pi$ . Parmi les méthodes pouvant être employées pour filtrer les images de sinus et cosinus, on trouve la technique de la fenêtre glissante de dimension  $m \times n$  sur laquelle on applique un filtre médian [Creath85b, Aebischer99]. Une autre approche consiste à filtrer dans l'espace de Fourier les hautes fréquences spatiales en appliquant par exemple un filtre passe bas de Butterworth [Gonzalez77] (FIG. 1.19). La fonction de transfert correspondante s'écrit :

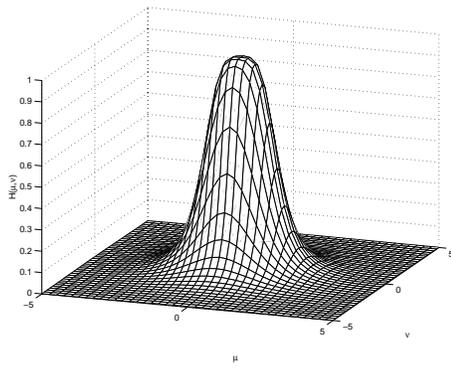
$$H(\mu, \nu) = \frac{1}{1 + (\sqrt{2} - 1) \left( \frac{D(\mu, \nu)}{D_0} \right)^{2n}} \quad (1.33)$$

avec  $\mu$  et  $\nu$  les fréquences spatiales suivant les axes  $(O, x)$  et  $(O, y)$ ,  $D(\mu, \nu) = \sqrt{\mu^2 + \nu^2}$ ,  $D_0$  la fréquence de coupure et enfin  $n$  l'ordre du filtre.

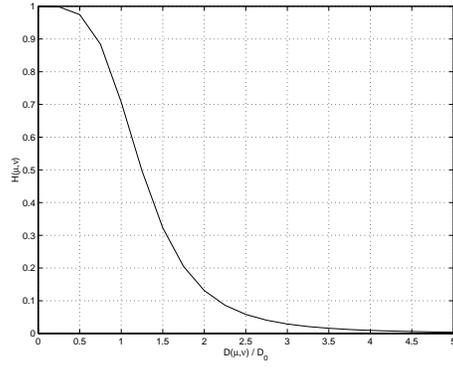
Lorsqu'on applique ces deux types de filtres à l'image de phase brute de la plaque d'aluminium déformée, on obtient les images représentées sur la figure (FIG. 1.20). Nous utilisons préférentiellement la deuxième méthode car elle est relativement rapide quel que soit le nombre de pixels de l'image à traiter grâce à l'algorithme de Transformé de Fourier Discrète.

### 1.7.2 Le dépliage

L'opération de dépliage consiste à supprimer de l'image de phase filtrée, les sauts de  $2\pi$  venant du calcul de l'arctangente (FIG. 1.21). Cette opération est simple dans le cas du dépliage de phase d'un signal à une dimension puisqu'il suffit de comparer les valeurs

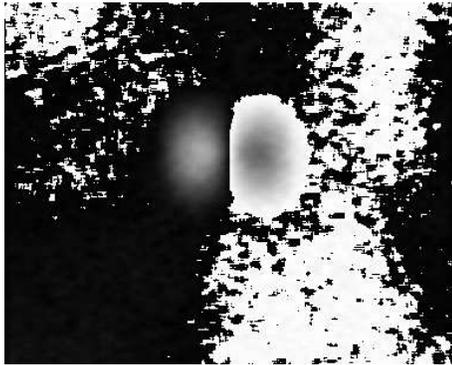


a) à deux dimensions

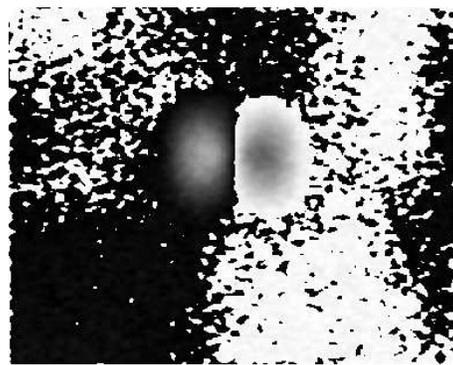


b) coupe selon un rayon

FIG. 1.19: Filtre de Butterworth d'ordre 2.



a) filtre médian dans une fenêtre glissante



b) filtre de Butterworth avec  $D_0 = 32/512 \text{ pixel}^{-1}$  et  $n = 2$

FIG. 1.20: Images de phase filtrée obtenues à partir de l'image de phase brute (FIG. 1.18.c).

de phases pour deux pixels consécutifs et d'ajouter ou de soustraire  $2\pi$  si l'écart est supérieur à un seuil défini préalablement (le plus souvent  $\pi$ ). Cette procédure est d'ailleurs appliquée<sup>12</sup> pour déplier des images par traitement successif des lignes et des colonnes. Cette procédure est relativement rapide (environ 0,5 seconde) pour traiter une image de  $512 \times 512$  pixels mais elle présente l'inconvénient majeur de faire se propager des erreurs locales de dépliage, dues notamment à des discontinuités de la phase brute, affectant une grande partie de l'image.

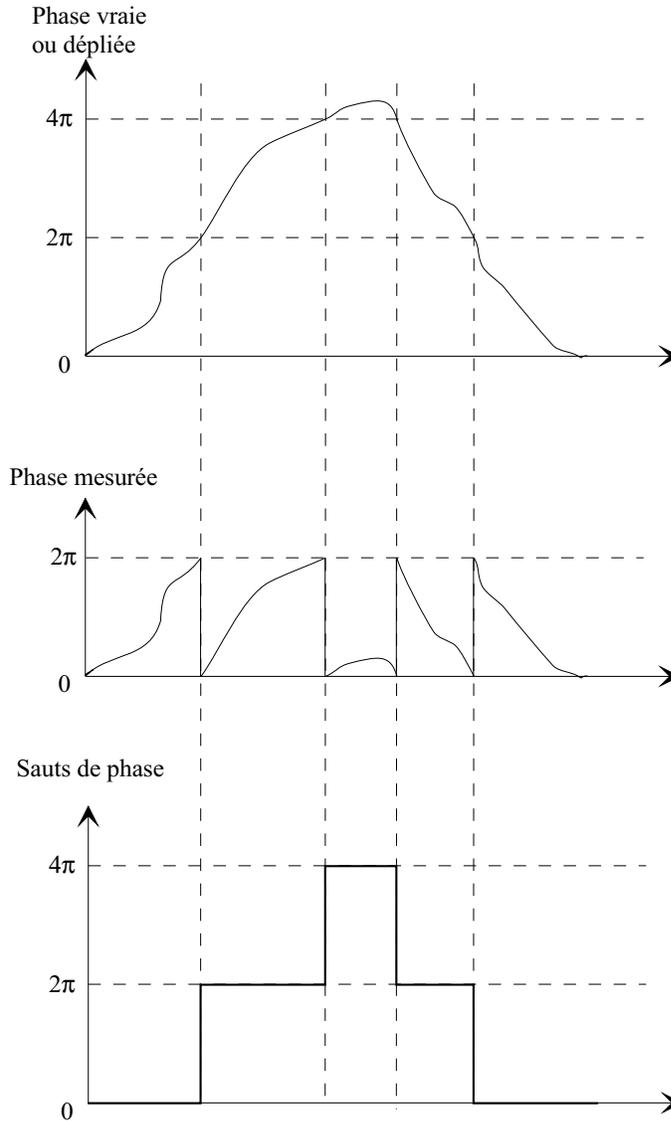


FIG. 1.21: Dépliage de la phase selon une dimension.

Pour pallier cet inconvénient, de nombreux algorithmes ont été mis au point ; leurs performances en terme d'erreur de dépliage sont comparées dans la référence [Strand99]. Ces méthodes sont toutefois relativement complexes et lourdes à mettre en œuvre.

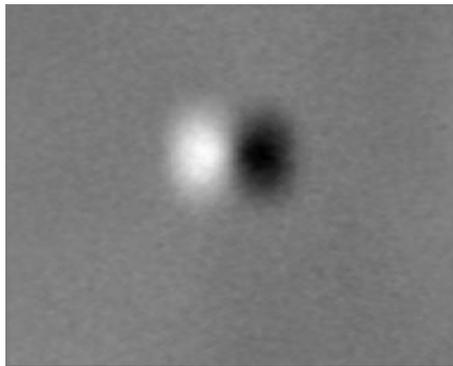
Nous nous sommes limités à la mise en œuvre de trois algorithmes qui répondent à nos besoins les plus courants :

---

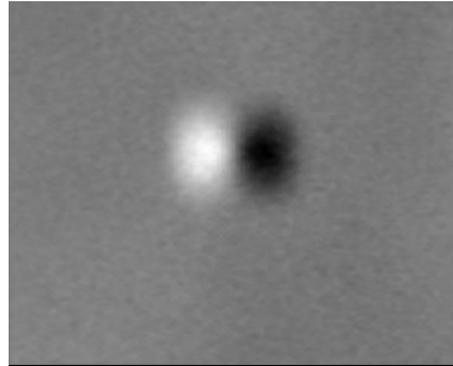
<sup>12</sup>Algorithme de dépliage mis en œuvre dans le logiciel FRAMES

- le premier, que nous avons décrit précédemment, déplie la phase à partir d'un point de départ choisi par l'opérateur selon une ligne puis passe à la ligne suivante en la raccordant à la première; le temps de calcul est court (environ 0,5 seconde) pour des performances moyennes;
- le deuxième [Arevalillo96], est basé sur un prédécoupage de l'image et l'utilisation récursive de la première méthode de dépliage; le temps de calcul est légèrement supérieur au premier (environ 1 seconde) pour une performance bien meilleure puisque les erreurs de dépliage restent localisées;
- le troisième [Quiroga95], déplie la phase en suivant un chemin qui contourne les discontinuités de la phase qui ne correspondent pas à des sauts de  $\pm 2\pi$ ; le temps de calcul est relativement long comparé aux deux premiers algorithmes (environ 5 secondes) mais pour un résultat bien meilleur.

La figure (FIG. 1.22) représente le résultat du dépliage de l'image de phase filtrée (FIG. 1.20.b) avec respectivement le premier et le troisième algorithme présenté ci-dessus. Dans notre exemple, les deux résultats sont comparables puisque l'image de phase filtrée ne présente aucune discontinuité, le second résultat servant simplement à valider l'écriture de la procédure.



a) selon les lignes puis les colonnes

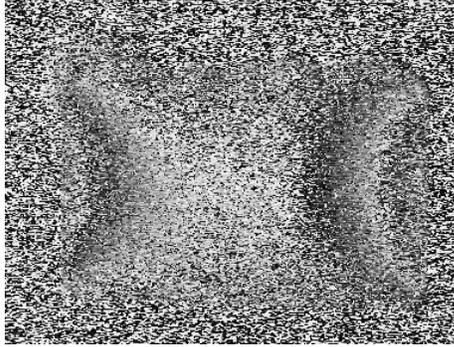


b) selon un chemin de contournement

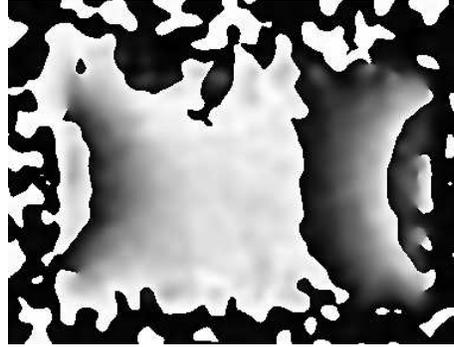
FIG. 1.22: Image de phase dépliée à partir de l'image de phase filtrée (FIG. 1.20.b).

Cependant dans l'exemple de la figure (FIG. 1.23), représentant un mode propre de vibration d'une membrane en latex excitée par un transducteur piézo-électrique, on remarque qu'il y a plusieurs erreurs de dépliage de part et d'autre de la membrane. Ces erreurs de dépliage disparaissent quasiment en utilisant le troisième algorithme.

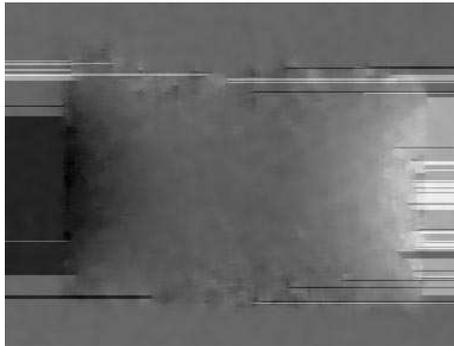
Les images (FIG. 1.22) et (FIG. 1.23) sont numérisées sur 8 bits c'est-à-dire que les niveaux de gris (NdG) peuvent prendre 256 valeurs pour une variation de phase optique égale à  $2\pi$ . Selon la configuration optique et moyennant un étalonnage de l'unité de déphasage cette variation peut être exprimée en différence de déplacement par raccordement à la longueur d'onde du laser utilisé. Après dépliage, on obtient une image de phase optique continue pouvant être associée à une échelle reliant les niveaux de gris à une valeur exprimée directement en mètre.



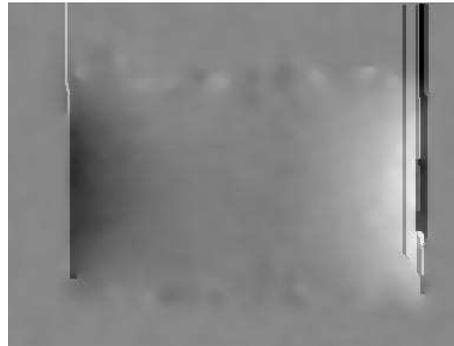
a) images de phase brute



b) image de phase filtrée avec la méthode de la fenêtre glissante



c) dépliage selon les lignes puis les colonnes



d) dépliage selon un chemin de contournement

FIG. 1.23: Comparaison des algorithmes de dépliage.

Nous remarquons que les images dépliées (FIG. 1.22) ont une allure semblables à celle calculée dans le cas de la shearographie (FIG. 1.14) pour une déformation gaussienne de la surface. On reconnaît notamment la forme bipolaire de la zone déformée dans les images dépliées puisqu'en shearographie nous mesurons la différence finie du déplacement et non pas le déplacement comme en TV-Holographie.

Dans le cas de la shearographie, après le filtrage et le dépliage, on doit donc appliquer une troisième opération appelée *décisaillement* si l'on souhaite obtenir une image du déplacement.

### 1.7.3 Le décisaillement

Cette opération spécifique à la shearographie permet d'obtenir une image du déplacement identique à celle qu'on obtient directement par TV-Holographie. La différence de phase  $\Delta\varphi$  mesurée par shearographie (1.17) est égale à  $\Delta\varphi = \vec{d}_A \cdot \vec{K}_A - \vec{d}_B \cdot \vec{K}_B$ . Celle mesurée par TV-Holographie (1.12) est égale à  $\Delta\varphi = \vec{d}_A \cdot \vec{K}_A$ . Les points  $A$  et  $B$  sont séparés par le cisaillement  $\delta$ . Afin de simplifier l'écriture, nous utilisons les deux hypothèses suivantes : le déphasage ne dépend que de la différence du déplacement hors plan (source et observation suivant l'axe optique de l'objectif) et le faisceau éclairant l'objet et parallèle, c'est-à-dire que les fronts d'ondes sont assimilés à des plans. Le déphasage mesuré en shearographie s'écrit dans le repère de la matrice CCD :

$$\Delta\varphi(i, j) = K_w [w(i, j) - w(i - \delta, j - \delta_j)] + \text{bruit}(i, j) \quad (1.34)$$

où  $K_w = \frac{4\pi}{\lambda}$  est le double du module du vecteur d'onde.

Plusieurs auteurs ont mis au point des algorithmes de décisaillement permettant de calculer une image qui soit représentative du déplacement  $w$ . On peut citer notamment les travaux de [Waldner96] (méthode dite à *une condition aux limites*), et ceux de [Lamarque98] qui reprennent les travaux précédents mais en fixant deux conditions aux limites. Enfin, dans le cas où l'on dispose de deux images mesurées par shearographie pour différents cisaillements, on trouve les algorithmes de [Maas97] et de [Servin96] basés respectivement sur une technique de déconvolution et de moindres carrés. Après un rappel des algorithmes de WALDNER et de LAMARQUE reposant sur une ou deux conditions aux limites, nous présentons un algorithme sans condition aux limites applicable lors de certaines de nos expériences. Une étude systématique de l'erreur due au décisaillement sera menée pour chaque algorithme afin de comparer leur performance.

#### Algorithme à une ou deux conditions aux limites

Supposons que l'image soit cisailée suivant l'axe  $(O, i)$ . Toutes les lignes  $j$  sont alors indépendantes et peuvent être traitées séparément. Pour une ligne  $j$ , le déphasage mesuré par shearographie au pixel  $i$  s'écrit :

$$\Delta\varphi(i) = K_w [w(i) - w(i - \delta)] \quad 1 \leq i \leq N \quad (1.35)$$

où  $i$  représente le numéro du pixel considéré de la ligne  $j$ ,  $\delta$  représente le cisaillement exprimé en nombre de pixels,  $w(i)$  le déplacement et enfin  $N$  le nombre de pixel selon une ligne.

Pour inverser en quelque sorte l'équation (1.35), on additionne membre à membre chacune des égalités (1.35) pour des pixels d'une même ligne espacés du cisaillement  $\delta$ , on obtient alors [Waldner96] :

$$\sum_{k=0}^{\kappa} \Delta\varphi(i - k\delta) = K_w [w(i) - w(i - (\kappa + 1)\delta)] \quad (1.36)$$

où  $\kappa$  représente la partie entière du rapport  $i/\delta$ .

Le déplacement au pixel  $i$  s'exprime alors :

$$w(i) = \frac{1}{K_w} \sum_{k=0}^{\kappa} \Delta\varphi(i - k\delta) + w(i - (\kappa + 1)\delta) \quad (1.37)$$

Si le terme  $w(i - (\kappa + 1)\delta)$  est connu, la relation ci-dessus permet de calculer très facilement le déplacement en chaque pixel, en particulier lorsque la zone de l'objet comprise entre les abscisses  $1 - \delta$  et  $1$  (FIG. 1.24) n'est pas déformée. C'est notamment le cas lorsqu'un masque immobile la cache.

Ce calcul peut se traiter de façon matricielle, il permet alors de généraliser le problème quel que soit le nombre de conditions aux limites. En notation matricielle, la relation (1.35) se met donc sous la forme :

$$\underline{A} \underline{W} = \underline{\Delta\varphi} \quad (1.38)$$

avec

$$\underline{A} = K_w \begin{pmatrix} -1 & 0 & \dots & 0 & 1 & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & & \ddots & \ddots & \ddots & & & & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & & \ddots & \ddots & \ddots & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \ddots & \ddots & & \ddots & \ddots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \ddots & \ddots & & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & & & \ddots & \ddots & \ddots & & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 & -1 & 0 & \dots & 0 & 1 \end{pmatrix}_{[N, N+\delta]} \quad (1.39)$$

$$\underline{W} = \begin{pmatrix} w(1-\delta) \\ \vdots \\ w(N) \end{pmatrix}_{[N+\delta,1]} \quad (1.40)$$

$$\underline{\Delta\varphi} = \begin{pmatrix} \Delta\varphi(1) \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \Delta\varphi(N) \end{pmatrix}_{[N,1]} \quad (1.41)$$

On peut remarquer que les coefficients  $-1$  et  $1$  de la matrice  $\underline{A}$  sont espacés horizontalement d'un nombre de colonnes égal au cisaillement (exprimé en pixel).

Les deux algorithmes diffèrent au niveau des conditions aux limites, c'est-à-dire qu'ils n'ont pas la même matrice de passage  $\underline{A}$ . La figure (FIG. 1.24) montre comment se construit l'image cisillée et définit par voie de conséquence les matrices de passage pour les deux algorithmes.

### Algorithme à une condition aux limites

Si on suppose que le masque est immobile ( $1 - \delta \leq i \leq 1 : w(i) = 0$ ), la matrice de passage dans le cas d'une condition aux limites est égale à la matrice  $\underline{A}$  sans les  $\delta$  premières colonnes de gauche (1.42) ou sans les  $\delta$  dernières colonnes de droites (1.43) (lorsque le masque est placé à droite).

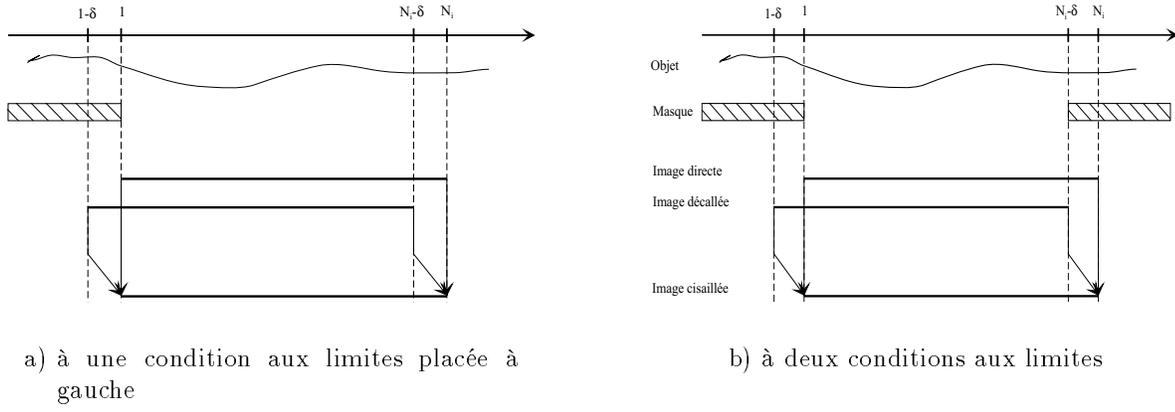


FIG. 1.24: Cisaillement de l'image shearographique.

$$\underline{A}_g = K_w \begin{pmatrix} 1 & 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & & & & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & & & \vdots \\ 0 & & \ddots & \ddots & \ddots & & \vdots \\ -1 & \ddots & & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & \cdots & 0 & 1 \end{pmatrix}_{[N,N]} \quad 1 \leq i \leq N \quad (1.42)$$

$$\underline{A}_d = K_w \begin{pmatrix} -1 & 0 & \cdots & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & & \ddots & 1 \\ \vdots & & \ddots & \ddots & \ddots & & 0 \\ \vdots & & & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & & & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & 0 & -1 \end{pmatrix}_{[N,N]} \quad 1 - \delta \leq i \leq N - \delta \quad (1.43)$$

Ces deux matrices carrées peuvent s'inverser et conduire aux valeurs inconnues de déplacement  $w(i)$  tel qu'exprimé dans l'équation (1.37). L'avantage d'utiliser le formalisme matriciel est que le décisaillement de l'image de phase contenue dans la matrice  $\underline{\Delta\varphi}$  peut s'écrire simplement :

$$\underline{W}_{\text{décisailé}} = \left( \underline{A}_g^{-1} \underline{\Delta\varphi} \right) \quad (1.44)$$

WALDNER a illustré la validité de cette méthode en l'appliquant sur une image de phase théorique et sur une image de phase réelle et donc bruitée. Dans ce dernier cas, on remarque que la présence du bruit à chaque pixel perturbe le décisaillement et est à l'origine d'erreurs qui se propagent le long de la ligne traitée de gauche à droite (dans le cas d'une condition à gauche) ou inversement. Nous aborderons ce dernier point dans un paragraphe suivant : Performance comparée.

## Algorithme à deux conditions aux limites

Pour limiter ce problème de propagation d'erreurs, LAMARQUE a imaginé une procédure basée, non pas sur une, mais deux conditions aux limites (FIG. 1.24.b). On suppose que l'image de l'objet est immobile sur une zone  $\delta$  à gauche et à droite de l'objet. On pourrait alors appliquer l'algorithme de WALDNER en décisaillant une fois à partir de la référence à gauche puis une seconde fois avec la référence à droite. La moyenne de ces deux images décisaillées conduirait à une image présentant une incertitude type uniforme sur toute la largeur de l'image. La différence entre cette utilisation de l'algorithme de WALDNER et celui de LAMARQUE se trouve au niveau de la répartition de l'incertitude sur la largeur de l'image.

Pour ce dernier algorithme, la matrice de passage est donc égale à la matrice  $\underline{A}$  dépourvue à la fois des  $\delta$  premières colonnes à gauches et dernières à droites (1.45).

$$\underline{A}_s = K_w \begin{pmatrix} 1 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & 0 \\ -1 & \ddots & \ddots & 1 \\ 0 & \ddots & \ddots & 0 \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & -1 \end{pmatrix}_{[N, N-\delta]} \quad 1 \leq i \leq N - \delta \quad (1.45)$$

La matrice de passage  $\underline{A}_s$  n'est pas carrée, elle ne peut donc pas s'inverser directement comme précédemment. LAMARQUE a donc cherché un estimateur  $\widehat{W}$  du vecteur  $\underline{W}$  qui minimise l'erreur quadratique. Le nouveau système à résoudre s'écrit donc sous la forme de  $N - \delta$  équations à  $N - \delta$  inconnues. La matrice de passage réarrangée est alors une matrice tridiagonale qui se résout en utilisant une procédure d'inversion classique [Press95].

Une autre procédure plus générale permet d'inverser la matrice  $\underline{A}_s$  qui s'écrit :

$$\underline{A}_s^{-1} \equiv \left( \underline{A}_s^t \underline{A}_s \right)^{-1} \underline{A}_s^t \quad (1.46)$$

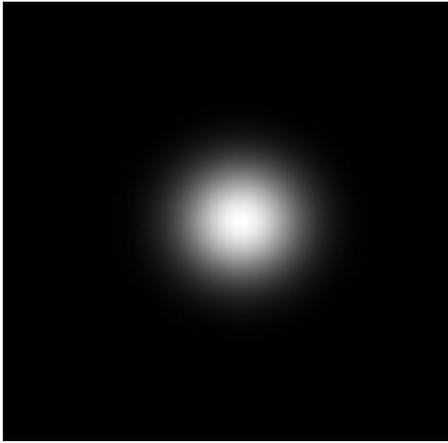
On peut montrer que cette procédure d'inversion revient à minimiser l'erreur quadratique sur  $\underline{W}$  (moindres carrés généralisés) comme celle développée par LAMARQUE. De plus, ce formalisme matriciel permet de calculer très facilement l'erreur sur l'image décisaillée [Beck76].

Comme précédemment, la procédure de décisaillage pour une image de phase contenue dans la matrice  $\underline{\Delta\varphi}$  s'écrit :

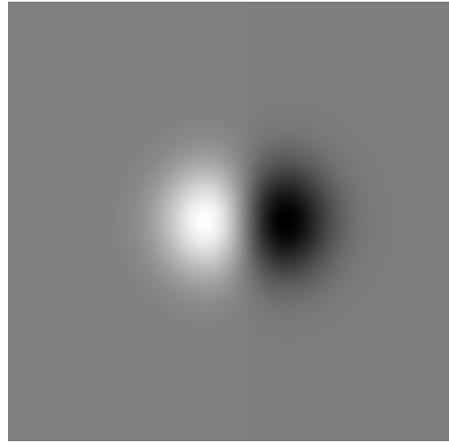
$$\underline{W}_{\text{décisaillé}} = \left( \left( \underline{A}_s^t \underline{A}_s \right)^{-1} \underline{A}_s^t \underline{\Delta\varphi} \right) \quad (1.47)$$

Ces procédures de décisaillage ont été validées sur une image théorique simulant une déformation transverse en forme de bosse (FIG. 1.25.a). Cette image a été cisaillée numériquement pour simuler l'image que l'on aurait obtenue par shearographie (FIG. 1.25.b). Cette image est alors injectée dans les expressions (1.44) et (1.47). Les résultats respectifs sont représentés (FIG. 1.26.a) et (FIG. 1.26.b).

Après décisaillage selon les deux algorithmes présentés, l'image de départ du déplacement (FIG. 1.25.a) est bien restituée. Dans cet exemple, on ne peut pas comparer

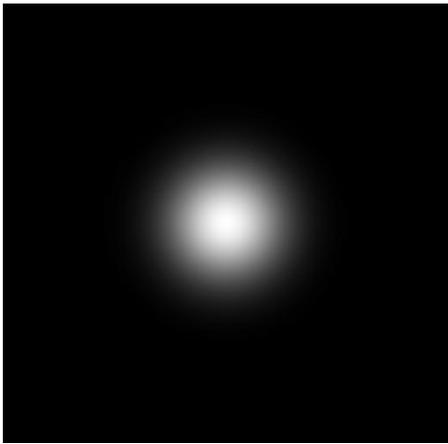


a) image du déplacement

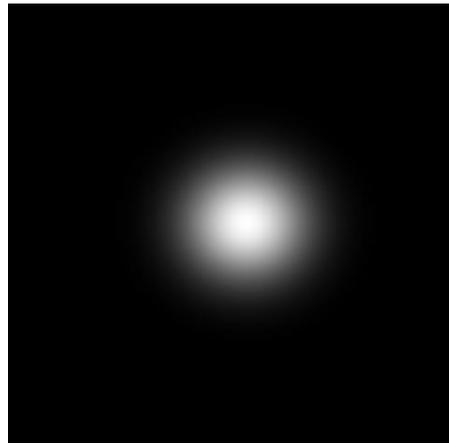


b) image cisillée

FIG. 1.25: Images de départ.



a) avec l'algorithme à une condition  
aux limites



b) avec l'algorithme à deux condi-  
tions aux limites

FIG. 1.26: Décisaillement de l'image de départ cisillée.

les deux algorithmes vis à vis de l'erreur commise lors du décisaillage car l'image de départ ne contient pas de bruit. Il n'y a donc pas de propagation d'erreurs. Le paragraphe suivant est consacré à la comparaison des algorithmes du point de vue de la propagation d'erreurs.

### Algorithme pour un déplacement à valeur moyenne nulle

Ces deux algorithmes nécessitent que l'on connaisse le déplacement le long d'une bande de largeur  $\delta$  à gauche de l'image (ou une autre éventuellement à droite de l'image). Ceci peut être difficile à réaliser en pratique. Nous avons donc mis au point une procédure appropriée de décisaillage ne nécessitant aucune condition aux limites.

Le type d'image auquel cette technique est destinée est celui de champs de déplacement périodiques (FIG. 1.27.a). Si le cisaillement est choisi égal à la moitié de la période  $\Lambda^{13}$  selon l'axe  $(O, i)$  (c'est-à-dire horizontalement), nous obtenons l'image cisailée (FIG. 1.27.b). Précisons que le cisaillement n'est égal à la moitié de la période spatiale locale qu'au niveau de la ligne horizontale passant par le centre des anneaux. On remarque en particulier que la différence du déplacement est nulle selon le diamètre des anneaux perpendiculairement à la direction de cisaillement.

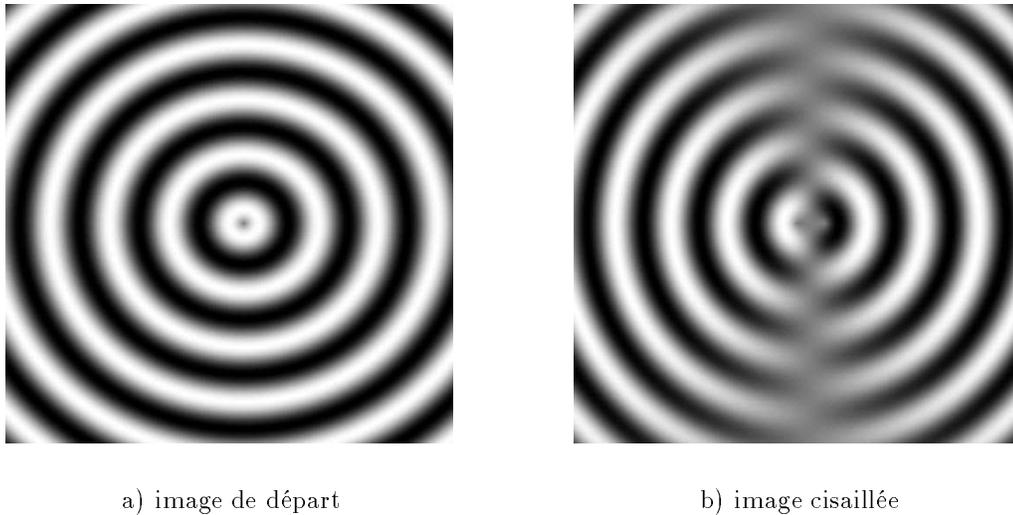


FIG. 1.27: Image d'ondes circulaires.

La procédure que nous proposons utilise, comme point de départ, l'algorithme à une condition aux limites. Elle passe ensuite par une évaluation approximative des déplacements sur une zone de largeur  $\delta$  placée à gauche ou à droite de l'image. Cette évaluation se fonde sur l'hypothèse d'un déplacement de valeur moyenne nulle (par échantillonnage de période  $\delta$ ).

Supposons que l'on décisaile l'image (FIG. 1.27.b) avec l'algorithme à une condition aux limites. La matrice des déplacements décisaillées  $\underline{W}_{dec}$  s'écrit :

---

<sup>13</sup>Longueur d'onde spatiale

$$\underline{W}_{dec} = \begin{pmatrix} w(1) & - & w(1 - \delta) \\ w(2) & - & w(1 - (\delta - 1)) \\ \vdots & & \vdots \\ w(1 + \delta) & - & w(1 - \delta) \\ w(2 + \delta) & - & w(1 - (\delta - 1)) \\ \vdots & & \vdots \end{pmatrix}_{[N,1]} = \begin{pmatrix} w_{dec}(1) \\ w_{dec}(2) \\ \vdots \\ w_{dec}(1 + \delta) \\ w_{dec}(2 + \delta) \\ \vdots \end{pmatrix}_{[N,1]} \quad (1.48)$$

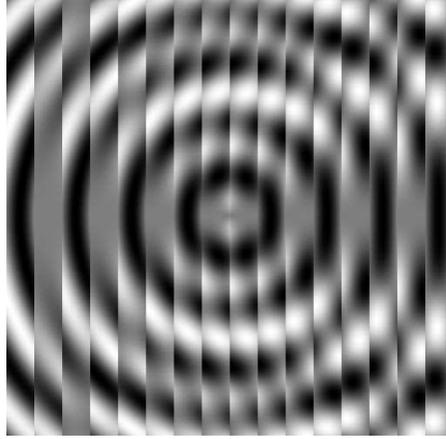


FIG. 1.28: Image décisaillé avec l'algorithme à une condition aux limites.

Le résultat de ce décisaillage est représenté (FIG. 1.28). On remarque nettement que l'image présente des stries perpendiculaires à la direction de cisaillement et de largeurs  $\delta$ . Ceci se retrouve dans l'expression (1.48) où les termes  $w(1 - \delta)$  à  $w(0)$  se répètent tous les  $\delta$  lignes de la matrice  $\underline{W}_{dec}$ . De plus, ces valeurs (de  $w(1 - \delta)$  à  $w(0)$ ) ne sont pas nulles comme nous l'avons supposé dans le paragraphe précédent. Il faut alors estimer ces termes. Si on se rappelle que nous avons choisi une valeur de cisaillement égale à la moitié de la période et si on considère la ligne passant par le centre des anneaux (FIG. 1.27.b) là où le cisaillement est égal exactement à la moitié de la longueur d'onde, on peut écrire que  $w(1) = -w(1 + \delta) = \dots$  et ainsi de suite. En sommant les valeurs  $w_{dec}(1)$ ,  $w_{dec}(1 + \delta)$ , on obtient donc une estimation de  $w(1 - \delta)$ . Cette opération s'écrit matriciellement :

$$\underline{A}_c \underline{W}_{dec} = \underline{W}_{ref} \quad (1.49)$$

avec

$$\underline{A}_c = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 & \dots & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots & \dots & 0 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 & \dots & \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & 0 & 1 & \dots & 0 & \dots & 0 & 1 \end{pmatrix}_{[\delta, N]} \quad (1.50)$$

$$\underline{W}_{dec} = \begin{pmatrix} w_{dec}(1) \\ w_{dec}(2) \\ \vdots \\ w_{dec}(1 + \delta) \\ w_{dec}(2 + \delta) \\ \vdots \end{pmatrix}_{[N,1]} \quad (1.51)$$

$$\begin{aligned} \underline{W}_{ref} &= \begin{pmatrix} w_{ref}(1) \\ w_{ref}(2) \\ \vdots \end{pmatrix}_{[\delta,1]} \\ &= -\frac{N}{\delta} \begin{pmatrix} w(1 - \delta) \\ w(1 - (\delta - 1)) \\ \vdots \end{pmatrix}_{[\delta,1]} \end{aligned} \quad (1.52)$$

Il ne reste plus qu'à ajouter la correction  $\underline{W}_c$  pour chaque ligne de la matrice  $\underline{W}_{dec}$  en effectuant l'opération suivante :

$$\begin{aligned} \underline{W}_c &= -\frac{\delta}{N} \underline{A}_c^t \underline{W}_{ref} \\ &= \begin{pmatrix} w(1 - \delta) \\ w(1 - (\delta - 1)) \\ \vdots \\ w(1 - \delta) \\ w(1 - (\delta - 1)) \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix}_{[N,1]} \end{aligned} \quad (1.53)$$

Finalement, en tenant compte des expressions (1.49) et (1.53) la correction proprement dite s'écrit :

$$\begin{aligned} \underline{W}_{décisaillé} &= \underline{W}_{dec} + \underline{W}_c \\ &= \left[ \underline{U}_{[N,N]} - \frac{\delta}{N} \underline{A}_c^t \underline{A}_c \right] \underline{W}_{dec} \end{aligned} \quad (1.54)$$

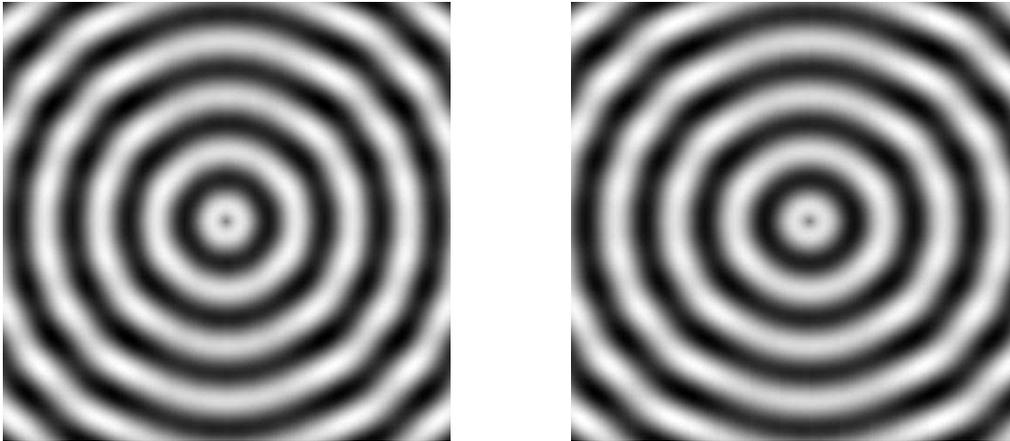
où  $\underline{U}_{[N,N]}$  représente une matrice carrée unitaire.

Le décisaillage sans conditions aux limites d'une image de phase contenu dans la matrice  $\underline{\Delta\varphi}$  peut s'écrire comme ci-dessous en tenant compte des expressions (1.44) et (1.54).

$$\begin{aligned} \underline{W}_{\text{décisailé}} &= \left( \left[ \underline{U} - \frac{\delta}{N} \underline{A}_c^t \underline{A}_c \right] \underline{A}_g^{-1} \underline{\Delta\varphi} \right) \\ &= \left( \underline{B}_g \underline{\Delta\varphi} \right) \end{aligned} \quad (1.55)$$

On peut montrer que l'on obtient un résultat identique à l'expression (1.55) si on commence par décisailler l'image en supposant une référence à droite. En particulier, la matrice  $\underline{A}_c$  reste la même. Ce résultat permet alors de moyenner les images décisaillées et de les corrigées en considérant une référence à gauche puis à droite (FIG. 1.29.b).

Cet algorithme a été validé sur l'image (FIG. 1.27.b), le résultat est représenté (FIG. 1.29.a) en partant d'une référence à gauche puis en calculant l'image moyenne décisaillée en supposant une référence à gauche et à droite (FIG. 1.29.b). L'image de départ (FIG. 1.27.a) est restituée assez fidèlement même aux niveaux des lignes horizontales s'écartant du centre de l'image là où le cisaillement n'est pas égal à la moitié de la longueur d'onde. Evidemment, si on représente la différence entre l'image décisaillée et celle de départ selon une colonne passant par le centre des anneaux, la différence est maximum en haut et en bas de l'image (FIG. 1.30) et nulle sur une ligne horizontale passant par le centre des anneaux, là où le cisaillement est exactement égal à une demi-période.



a) une référence à gauche

b) moyenne avec une référence à gauche et à droite

FIG. 1.29: Résultat du décisaillement à valeur moyenne du déplacement nulle.

### Performances comparées des différents algorithmes

Afin de comparer les performances des trois algorithmes *dans leur domaine de validité respectif*, nous nous sommes intéressés à l'erreur commise lors du décisaillement. Afin de simplifier l'écriture, nous allons utiliser encore une fois le formalisme matriciel qui d'une part simplifie l'écriture et d'autre part prend en compte d'éventuelles covariances entre les pixels d'une ligne de l'image cisailée. On suppose que l'image de shearographie est obtenue avec une incertitude type  $\sigma_{\Delta\varphi}$  identique pour tous les pixels de l'image.

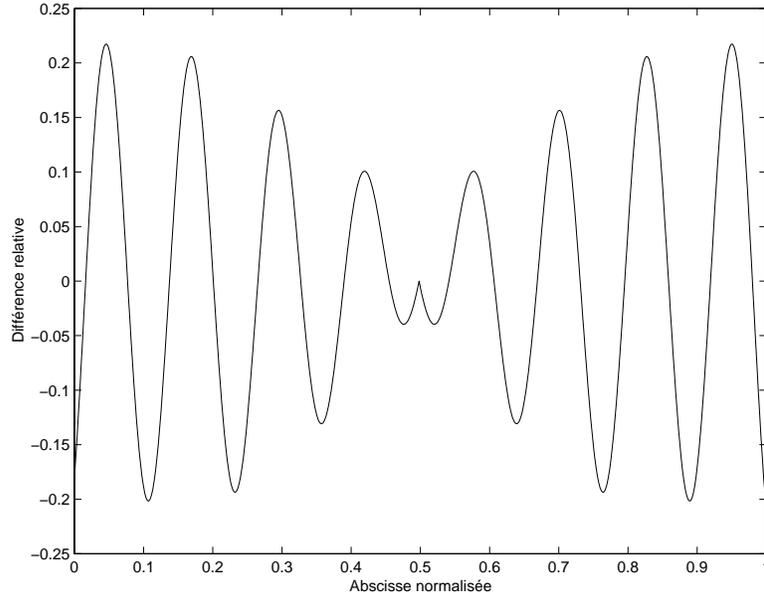


FIG. 1.30: Différence relative entre l'image de départ (FIG. 1.27.a) et celle décimaillée (FIG. 1.29.b) prise sur une ligne verticale passant par le centre de l'image.

Si on raisonne sur une ligne, tous les algorithmes que nous avons présentés peuvent s'écrire sous la même forme matricielle suivante :

$$\underline{W}_{\text{décimaillé}} = \underline{P}\underline{\Delta\varphi} \quad (1.56)$$

où  $\underline{P}$  représente la matrice de passage entre l'image cisailée et celle décimaillée selon l'algorithme choisi.

La matrice des variances covariances s'écrit alors [Beck76] :

$$\begin{aligned} \underline{V}[\underline{W}_{\text{décimaillé}}] &= \underline{P}\underline{V}[\underline{\Delta\varphi}]\underline{P}^t \quad \text{avec } \underline{V}[\underline{\Delta\varphi}] = \sigma_{\Delta\varphi}^2 \underline{U} \\ &= \sigma_{\Delta\varphi}^2 (\underline{P}\underline{P}^t) \end{aligned} \quad (1.57)$$

Si on remplace la matrice  $\underline{P}$  par les matrices de passages  $\underline{A}_g^{-1}$  dans le cas d'une référence à gauche,  $\underline{A}_d^{-1}$  dans le cas d'une référence à droite,  $(\underline{A}_s^t \underline{A}_s)^{-1} \underline{A}_s^t$  dans le cas d'une référence à gauche et à droite ou bien  $\underline{B}_g$  lorsque la moyenne du déplacement est nulle, on peut calculer la matrice des variances covariances selon chacun des algorithmes. La diagonale de cette matrice contient les variances en chaque pixels  $i$  de la ligne  $j$  considérée (FIG. 1.31).

## Conclusion

Comme WALDNER l'avait remarqué, le décimaillage à une condition aux limites perturbe l'image décimaillée en augmentant l'écart type sur chacun des pixels de gauche à droite (dans le cas d'une référence à gauche) et inversement. Si l'image à décimailler possède deux conditions aux limites, on peut alors utiliser l'algorithme à une condition à

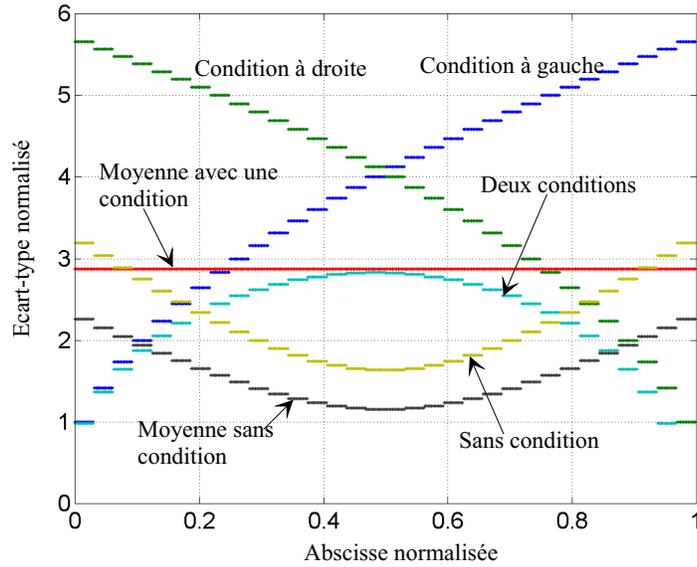


FIG. 1.31: Écarts types d’une ligne décisaillée, comparaison des différents algorithmes de décisaillage ( $\delta = N/32$ ).

gauche puis à une condition à droite afin d’obtenir deux images décisaillées. L’écart type selon une ligne de la moyenne de ces deux images décisaillées est constant. Si on décisaille avec l’algorithme de LAMARQUE, à deux conditions aux limites traitées simultanément, l’écart type selon une ligne de l’image décisaillée est minimal.

Dans le cas où l’on applique notre algorithme supposant le déplacement moyen nul, l’écart type normalisé selon une ligne est égal à environ 2,5 et en effectuant une moyenne à partir des deux conditions aux limites l’écart type normalisé est voisin de 1,5. Ce résultat montre l’intérêt de cet algorithme pour l’étude des champs de déplacement de type ondulatoire.

## 1.8 Conclusion

Après un bref rappel sur l’holographie, nous nous sommes attachés à présenter le principe de la shearographie et les techniques connexes comme la TV-Holographie en essayant autant que possible de faire ressortir les avantages et les inconvénients de chacune d’entre elles. En particulier, l’introduction d’une matrice CCD comme élément photosensible associée à un objectif, nous a amené à considérer le phénomène de speckle qui est un élément limitatif dans la mesure des déplacements ou des déformations d’un objet. Nous reviendrons sur ce problème très important du point de vue métrologique dans le chapitre suivant.

Nous avons vu que la shearographie, de part son principe, permet de mesurer la déformation d’un objet sans être sensible, dans une certaine mesure, aux différentes sources de bruits d’environnement du type vibration, convection. Nous avons volontairement détaillé la sensibilité de la shearographie à travers le vecteur sensibilité et la valeur du cisaillement car dans certaines configurations optiques et par soucis métrologique, nous verrons qu’il

est indispensable d'intégrer dans l'interprétation des images de déformation, la variation de sensibilité en fonction du pixel de l'image considéré et en particulier qu'il n'est pas toujours possible de considérer que l'on mesure la dérivée du déplacement.

Nous avons également présenté les différentes étapes de dépouillement que nous appliquons sur une image de phase brute afin de représenter la déformation de l'objet entre deux états distincts, directement en mètre, en ayant éliminé le bruit de speckle par filtrage puis les sauts de  $2\pi$  par dépliage. L'image ainsi traitée est représentative de la différence de déplacement entre deux points voisins de l'objet espacés du cisaillement  $\delta$ . Cependant, pour faciliter l'interprétation des images shearographiques et obtenir une image du déplacement de l'objet comme on l'aurait mesuré en TV-Holographie, nous avons présenté des algorithmes de décisaillement en comparant leur performance en terme d'écart type normalisé. Une application de l'algorithme, basé sur une valeur moyenne des déplacements nulle, sera présenté dans le dernier chapitre.



# Chapitre 2

## Bilan d'incertitude

### 2.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la détermination expérimentale des conditions d'utilisation optimales de l'interféromètre shearographique puis à dresser un bilan d'incertitude sur la mesure de la phase dans ces conditions.

Les conditions de mesures optimales sont déterminées expérimentalement à travers deux études, l'une sur la variation de la résolution spatiale de la figure de speckle, l'autre sur la variation de l'incertitude sur la mesure de phase en fonction du nombre d'ouverture de l'objectif utilisé.

Dans ces conditions, un bilan d'incertitude permet d'estimer l'incertitude type sur la mesure de la phase brute selon trois algorithmes (à 3 ou 4 images d'intensités) en faisant intervenir, ou non, les covariances entre images d'intensités.

Dans toute la suite de ce chapitre, nous considérons que les directions d'éclairage et d'observation sont normales au plan de l'objet visé, de manière à mesurer des différences de déplacement *hors plan*.

### 2.2 Les conditions expérimentales optimales

Le fait d'avoir remplacé la plaque holographique par une caméra CCD munie de son objectif, nous amène à prendre en compte l'ouverture de ce dernier afin de considérer la taille d'un speckle vis à vis de la taille d'un pixel de la matrice (FIG. 1.8). En effet, la taille du speckle intervient sous deux aspects :

- la résolution spatiale des franges liée directement à la taille moyenne du speckle,
- l'incertitude sur la phase brute liée au nombre de speckles arrivant sur un pixel.

Il s'agit alors de déterminer qu'elle est l'ouverture optimale de l'objectif pour obtenir une résolution spatiale la plus grande possible et une incertitude sur la phase la plus petite possible.

#### 2.2.1 Etude de la résolution spatiale des franges

Nous avons déjà évoqué le fait que la figure de speckle contient l'information qui nous intéresse puisque les franges d'interférences qui modulent la figure de speckle sont liées

au déplacement. L'évaluation de la résolution doit donc se faire à l'aide du paramètre fondamental qui est la taille moyenne du speckle  $\langle \sigma_S \rangle$  (1.8).

Afin d'éclairer cette discussion, il convient de rappeler qu'en shearographie, deux figures de speckle interfèrent entre elles. Elles sont séparées d'un angle ne dépassant pas un degré dans nos conditions expérimentales habituelles ce qui revient à un interfrange (1.5) d'une trentaine de micromètres. Par ailleurs, la taille moyenne d'un speckle (1.8) ne dépasse pas environ  $14\mu\text{m}$  pour un nombre d'ouverture  $N$  égal à 22. La teinte d'un grain de lumière est donc uniforme comme nous l'avons représenté sur les figures (FIG. 2.1.a) et (FIG. 2.2.a).

Considérons dans un premier temps (FIG. 2.1.a) que la taille moyenne du speckle est nettement inférieure à celle d'un pixel. L'intensité mesurée par le pixel puis convertie en niveaux de gris (FIG. 2.1.b) est alors la moyenne sur toute la surface de ce pixel de chaque intensité élémentaire des speckles. Le pixel mesure donc une première valeur égale à  $I_1$  proche de la valeur moyenne s'il y a beaucoup de speckle. Imaginons que l'on introduit, dans l'un des bras de l'interféromètre, un déphasage égal à  $\pi$ . L'intensité de chaque speckle reçu est maintenant symétrique par rapport à sa valeur moyenne. L'intensité  $I_2$  transmise par ce pixel est donc sensiblement égale à la première  $I_1$  et la différence des intensités est quasiment nulle. Si cette différence d'intensité, exprimée en niveaux de gris, est inférieure ou égale à un niveau de numérisation, on dira que ce pixel est "mort".

Au contraire (FIG. 2.2.a), si la taille moyenne des speckles est supérieure à celle du pixel alors la différence d'intensité entre les deux mesures, déphasées de  $\pi$ , n'est pas nulle (FIG. 2.2.b).

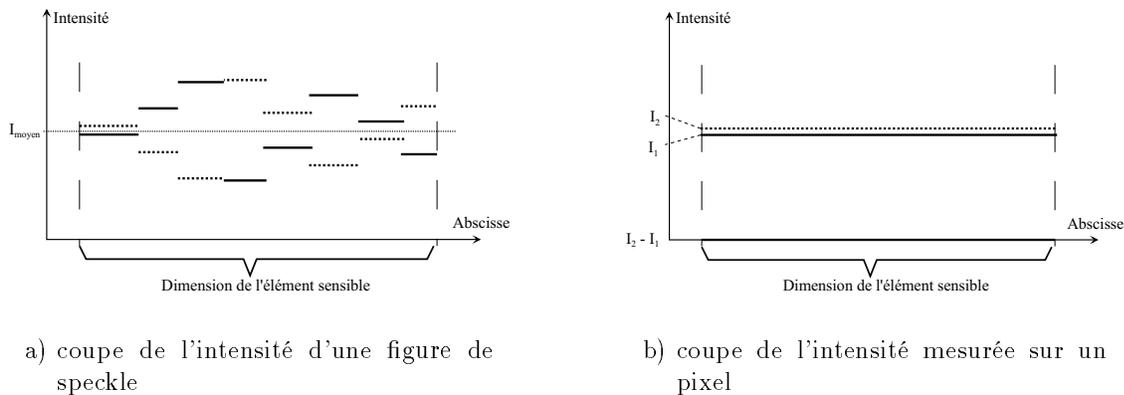
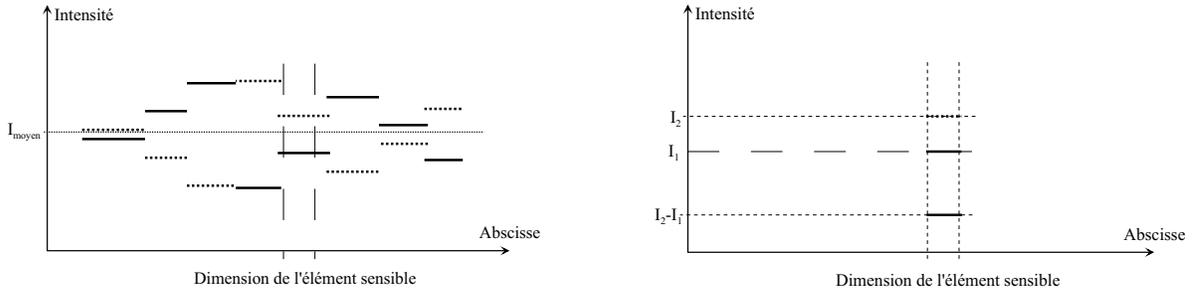


FIG. 2.1: Intensité délivrée par un pixel quand la taille moyenne du speckle est inférieure à celle d'un pixel.

Suivant la définition des pixels "morts" que nous venons de donner, nous avons réalisé une étude expérimentale du nombre de ces pixels "morts" dans une image en fonction du nombre d'ouverture de l'objectif puisque l'on sait que la dimension du speckle dépend de ce nombre d'ouverture.

Pour s'affranchir de problèmes relatifs à l'intensité moyenne  $I_0$  reçue par un pixel, en particulier lorsque celui-ci est saturé ou au contraire lorsqu'il n'est pas assez éclairé, nous avons également défini des pixels "utiles" dans l'image parmi lesquels nous chercherons les pixels "morts". Ces pixels "utiles" sont ceux qui ne correspondent pas aux deux cas



a) coupe de l'intensité d'une figure de speckle

b) coupe de l'intensité mesurée sur un pixel

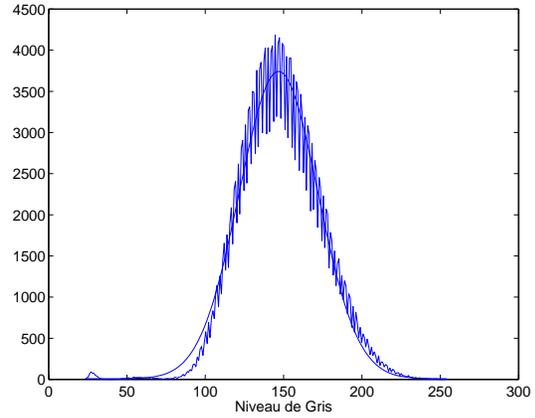
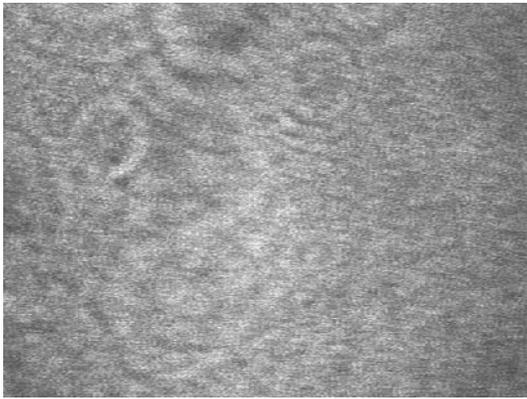
FIG. 2.2: Intensité délivrée par un pixel quand la taille moyenne du speckle est supérieure à celle d'un pixel.

extrêmes que nous venons de mentionner et pour lesquels une variation de chemin optique de  $\pi$  risque de ne pas introduire de variation significative d'intensité et peuvent être alors interprétés comme des pixels morts.

De plus, si l'intensité  $I_1$  mesurée sur un pixel correspond à une intensité moyenne (127 niveaux de gris), la différence de deux images d'intensités déphasées de  $\pi$  est nulle. Pour s'affranchir de ce problème, le nombre de pixels "morts" est mesuré à partir de quatre images déphasées de  $\pi/2$  après avoir calculé une image représentant l'intensité moyenne et l'écart type de ces quatre images sur chaque pixel.

Les pixels "utiles" définis à partir de l'histogramme de l'image de l'intensité moyenne (FIG. 2.3.a) sont ceux pour lesquels l'intensité moyenne appartient à l'intervalle défini par la largeur à mi-hauteur de l'histogramme (FIG. 2.3.b), c'est-à-dire ceux pour lesquels aucune des quatre images d'intensités n'est saturée ou au contraire pas assez éclairée. Les pixels "morts" sont choisis parmi les pixels "utiles", ceux dont l'écart type est inférieur ou égal à 1 niveau de numérisation. La figure (FIG. 2.4) reprend les valeurs expérimentales que nous avons mesurées en fonction du nombre d'ouverture de l'objectif ( $f' = 50mm$ ) pour un objet placé à 1 m de l'objectif et pour un cisaillement égal à 1 mm.

Le rapport des pixels "utiles" au nombre total de pixels de l'image est quasiment indépendant du nombre d'ouverture de l'objectif et égal à environ 64%. En effet, d'après la définition des pixels utiles que nous avons posé, ce rapport représente l'intégrale d'une gaussienne entre  $\pm\sigma$  égale théoriquement à 68%. Par ailleurs, afin de mettre à contribution un plus grand nombre de pixel de l'image, on ajuste toujours l'intensité du laser de façon à ce qu'il y ait seulement quelques pixels saturés. Le pourcentage de pixels "morts" en fonction du nombre d'ouverture de l'objectif passe par un minimum correspondant à un nombre d'ouverture compris entre 11 et 16. Pour des nombres d'ouvertures supérieur à 20, on obtient un faible accroissement du pourcentage de pixels morts. En fait, cette augmentation n'est pas très significative car il faut noter que le diaphragme ne se rétrécit plus en restant circulaire comme c'était le cas pour des nombres d'ouverture plus faibles.



a) image d'intensité moyenne calculée à partir de quatre images d'intensités déphasées de  $\pi/2$

b) histogramme de l'image d'intensité moyenne ci-contre

FIG. 2.3: Définition des pixels "utiles" à partir de l'image d'intensité moyenne.

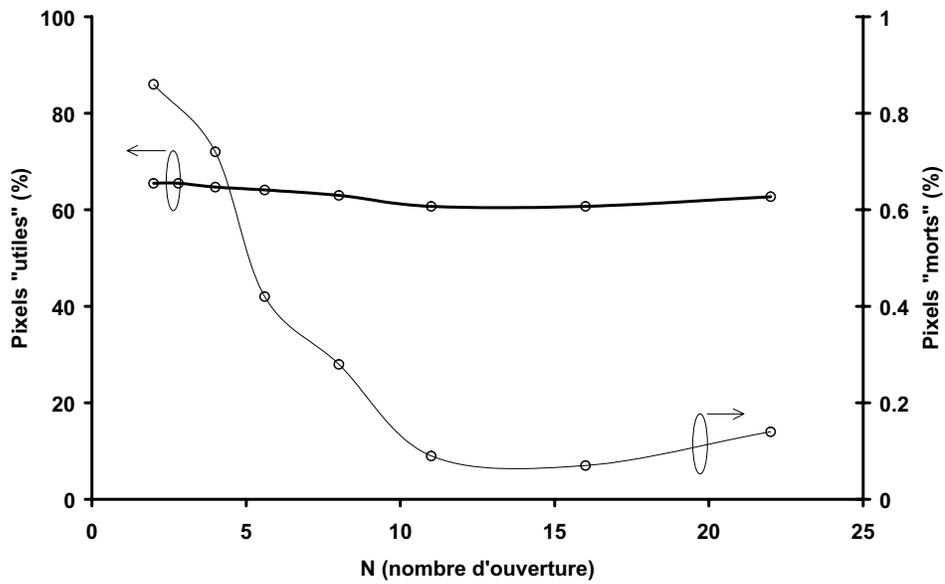


FIG. 2.4: Nombre de pixels "morts" parmi les pixels "utiles" en fonction du nombre d'ouverture N de l'objectif.

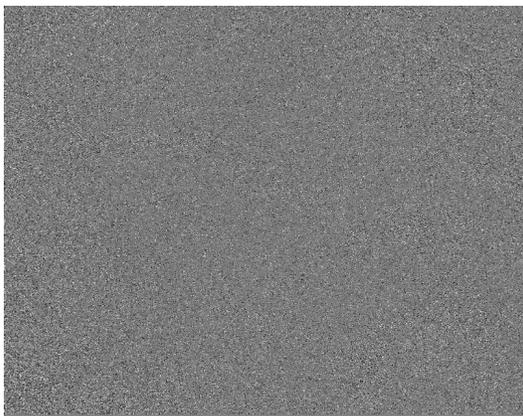
## 2.2.2 Etude de l'écart type

L'étude du nombre de pixel "morts" ne suffit pas pour trouver les conditions expérimentales optimales qui, je le rappelle, sont d'avoir une bonne résolution des franges d'interférences tout en s'assurant que l'incertitude sur la mesure de phase est la plus faible possible. Il est nécessaire d'étudier l'écart type sur la mesure de la phase brute en fonction du nombre d'ouverture de l'objectif. Les autres paramètres comme le cisaillement ou la distance de l'objet visé à la caméra shearographique n'intervenant pas en première approximation.

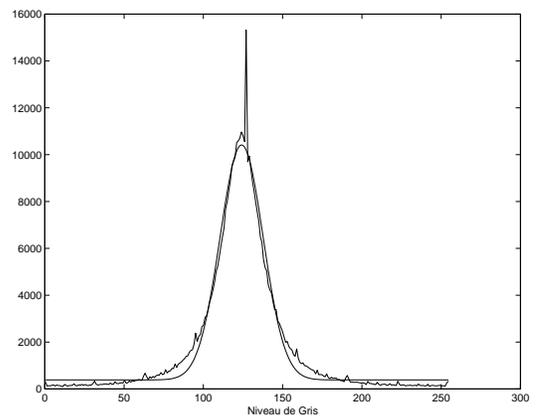
En effet, lorsque la taille du speckle est très petite vis à vis de celle d'un pixel, il y a beaucoup de grains de lumière arrivant sur chaque pixel. Ces grains sont issus de plusieurs zones  $\Sigma$  de l'objet définis (FIG. 1.7.b). Chaque zone  $\Sigma$  ne se déplace pas nécessairement de la même quantité. L'intensité reçue par le pixel considéré est donc égale à la moyenne des intensités de chacune des zones  $\Sigma$  et n'est donc pas proportionnelle à la moyenne des déplacements respectifs des zones  $\Sigma$ . Ce phénomène produit une dispersion de la phase mesurée et l'écart type de la phase augmente avec le nombre de grains de lumière arrivant sur le pixel. Au contraire, lorsqu'il n'y a qu'un seul grain arrivant sur le pixel, l'écart type de la phase mesurée sur ce pixel est nul.

Pour mesurer cet écart type, nous disposons devant l'objectif de l'interféromètre shearographique, un objet immobile pour lequel on prend successivement deux images de phase sans déformation intermédiaire. La différence de ces deux images conduit à une image de phase brute (FIG. 2.5.a) qui devrait être nulle sur toute la surface de l'objet, au bruit près de l'ensemble de la chaîne d'acquisition et des sources de bruits parasites liées à l'environnement (vibration, convection).

En supposant une répartition gaussienne des niveaux de gris (FIG. 2.5.b) de cette image, on en déduit, au sens des moindres carrés, l'écart type de l'histogramme. La figure (FIG. 2.6) montre les résultats ainsi obtenus de l'écart type en fonction du nombre d'ouverture de l'objectif pour un objet placé à 1 m de l'objectif avec un cisaillement de 1 mm.



a) image de phase brute



b) histogramme de l'image de phase

FIG. 2.5: Image de phase brute représentative du bruit de l'ensemble de la chaîne d'acquisition.

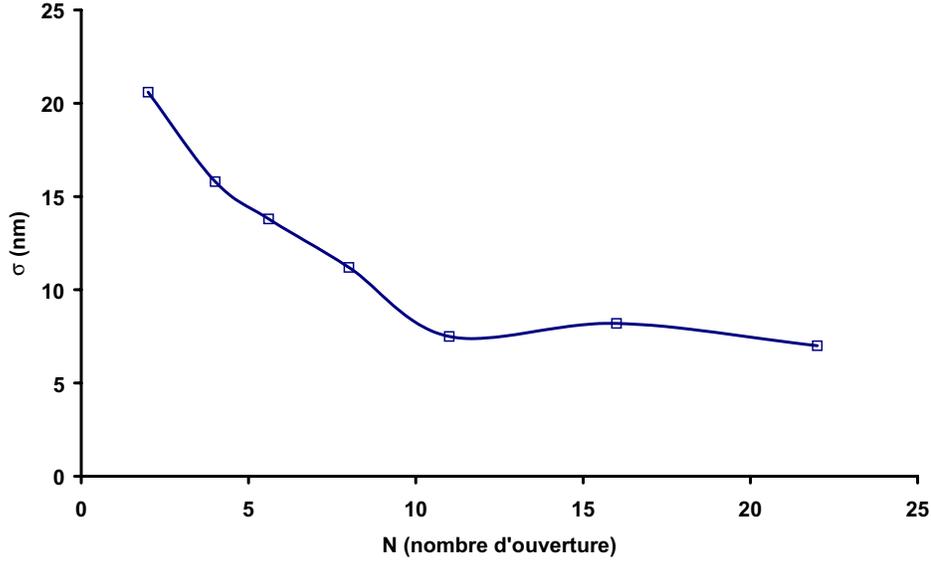


FIG. 2.6: Ecart type de la phase brute en fonction du nombre d'ouverture  $N$  de l'objectif.

### 2.2.3 Optimum

Pour trouver expérimentalement le nombre d'ouverture optimum de l'objectif, c'est-à-dire celui pour lequel le nombre de pixels "morts" et l'écart type sur la phase brute sont les plus petits possibles, nous avons représenté (FIG. 2.7) le nombre de pixels "morts" en fonction de l'écart type paramétré par le nombre d'ouverture.

Le nombre d'ouverture optimisant à la fois les deux aspects est compris entre  $11 \leq N_{opt} \leq 16$  dans nos conditions expérimentales spécifiques. Cette valeur est d'ailleurs confirmée par une étude théorique [Maack97].

## 2.3 Incertitude sur la mesure de la phase brute

Après avoir déterminé les conditions optimales de mesures, c'est-à-dire travaillé avec une ouverture de l'objectif particulière ( $N = 16$ ), il paraît pertinent d'estimer l'incertitude type sur la mesure de la phase brute en fonction de l'incertitude type sur la mesure de l'intensité et suivant l'algorithme de décalage de phase utilisé. Considérons dans un premier temps que nous utilisons, pour calculer l'image de phase brute, l'algorithme à huit images d'intensités (1.31) (quatre par état) dont nous rappelons l'expression :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \varphi_2 - \varphi_1 \\ &= \arctan\left(\frac{I_{2,4} - I_{2,2}}{I_{2,1} - I_{2,3}}\right) - \arctan\left(\frac{I_{1,4} - I_{1,2}}{I_{1,1} - I_{1,3}}\right) \end{aligned} \quad (2.1)$$

De façon générale, la variance de la phase brute  $\Delta\varphi$ , notée  $V[\Delta\varphi]$  s'écrit :

$$V[\Delta\varphi] = V[\varphi_1] + V[\varphi_2] - 2Cov[\varphi_1; \varphi_2] \quad (2.2)$$

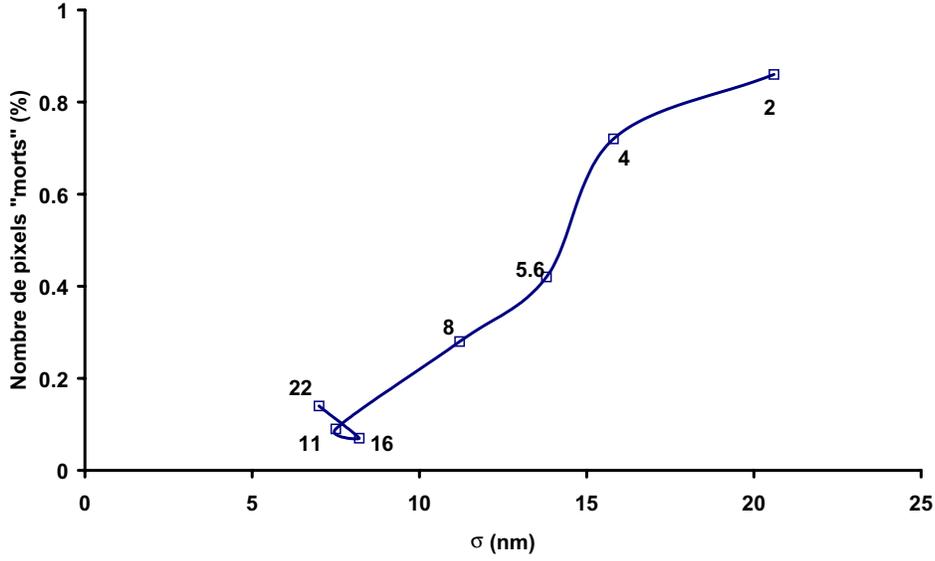


FIG. 2.7: Nombre de pixels "morts" en fonction de l'écart type sur la phase brute paramétré par le nombre d'ouverture  $N$  de l'objectif.

où  $V[\varphi_1]$  et  $V[\varphi_2]$  représentent respectivement la variance de  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  et  $Cov[\varphi_1; \varphi_2]$  la covariance entre les images de phases  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$ . Les expressions des variances et de la covariance sont détaillées en ANNEXE A [Gum95] selon différentes expressions de la phase  $\Delta\varphi$  que nous avons utilisées pour mettre en évidence l'influence de la covariance.

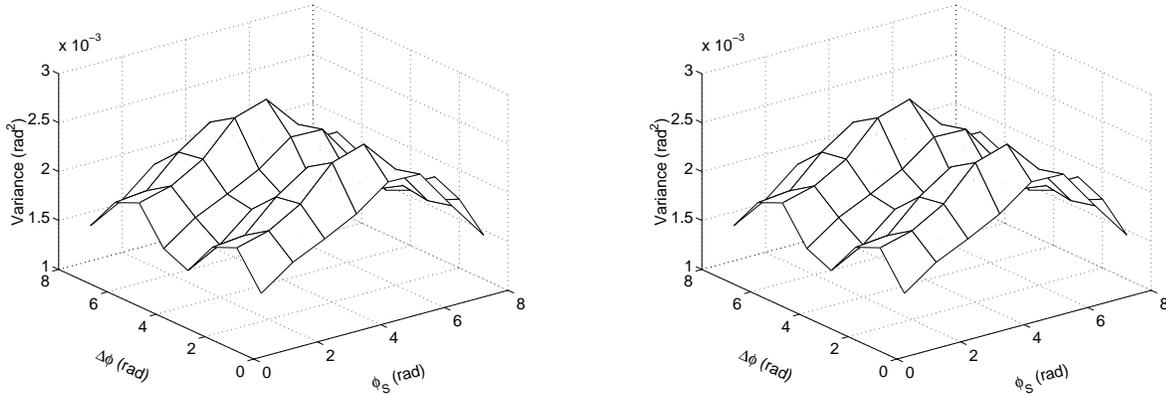
En chaque pixel de l'image de la phase brute, nous avons donc calculé la matrice des variances covariances qui est une matrice carrée  $8 \times 8$  symétrique par rapport à sa diagonale contenant les variances des 8 images et les covariances ailleurs entre images d'un même état (covariance intra état, notée  $Cov[I_{k,i}; I_{k,j}]$  avec  $i \neq j$   $k = 1$  ou  $2$  selon l'état) ainsi que les covariances entre images d'état différents (covariance inter état, notée  $Cov[I_{k,i}; I_{h,j}]$  avec  $k \neq h$ ). Pour estimer chacun des termes de cette matrice, nous avons enregistré 8 séquences de 8 images d'intensités selon le schéma de mesure ci-dessous (TAB. 2.1). Pour cette expérience, l'objet est placé à  $1\text{ m}$  de l'objectif ( $f' = 50\text{ mm}$ ;  $N = 16$ ) et le cisaillement est égal à  $5\text{ mm}$ .

TAB. 2.1: Schéma de mesure des images d'intensités déphasées de  $\pi/2$ .

Séquence	1	2	3	4	5	6	7	8	
	$I_{1,1}$	$I_{2,1}$	$\vdots$	$\vdots$				$I_{1,1}$	$I_{2,1}$
	$I_{1,2}$	$I_{2,2}$	$\vdots$	$\vdots$				$I_{1,2}$	$I_{2,2}$
	$I_{1,3}$	$I_{2,3}$	$\vdots$	$\vdots$				$I_{1,3}$	$I_{2,3}$
	$I_{1,4}$	$I_{2,4}$	$\vdots$	$\vdots$				$I_{1,4}$	$I_{2,4}$

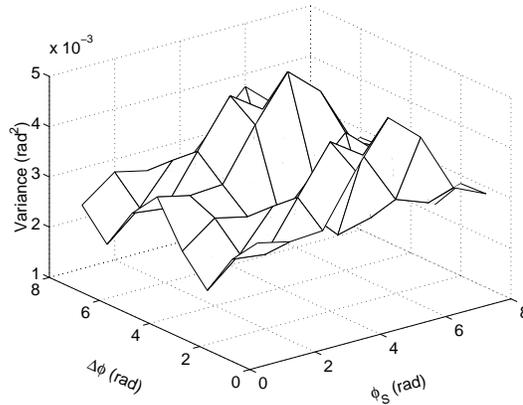
La variance de la phase brute a été calculée pour différentes valeurs de phase de  $\varphi_1$  c'est-à-dire de la phase issue du speckle et de la phase  $\varphi_2$  issue d'une part du speckle et

d'autre part de la déformation. La figure (FIG. 2.8) montre les résultats de la variance moyenne calculée sur l'ensemble des pixels de l'image de la phase brute en fonction de la phase du speckle et celle de la déformation selon 3 algorithmes différents. Les trois résultats différents sont bien sûr calculés à partir des mêmes images du tableau (TAB. 2.1) en tenant compte des différentes covariances.



a) calculée avec l'algorithme classique à 4 images déphasées de  $\pi/2$  ANNEXE A.2

b) calculée avec un autre algorithme à 4 images déphasées de  $\pi/2$  ANNEXE A.3



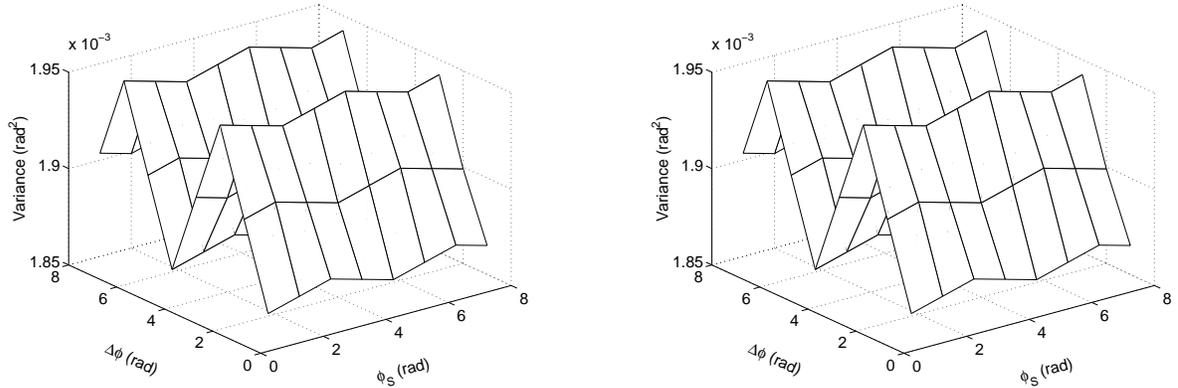
c) calculée avec l'algorithme à 3 images déphasées de  $\pi/2$  ANNEXE A.4

FIG. 2.8: Variance de la phase brute en fonction de la phase prise par le speckle et celle induite par la déformation en tenant compte des différentes covariances entre images d'intensités.

D'après la figure (FIG. 2.8), les algorithmes utilisant 4 images d'intensité par état (A.2) et (A.4) conduisent à des variances de la phase brute identiques. En moyenne, la variance est égale à  $V[\Delta\varphi] = 0,0019rad^2$  correspondant à une incertitude type sur la différence de chemin optique ramené à la longueur d'onde du laser utilisé ( $\lambda = 532nm$ ) égale à  $\lambda/145 = 3,7nm$ . L'algorithme à 3 images d'intensités par état (A.6) conduit en moyenne à une variance égale à  $V[\Delta\varphi] = 0,0030rad^2$  c'est-à-dire une incertitude type sur la différence de chemin optique égal à  $\lambda/115 = 4,6nm$  soit une augmentation relative de

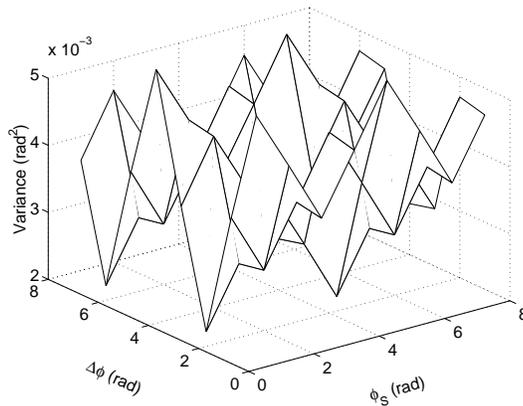
50% sur la variance moyenne. Bien qu'on utilise les mêmes images expérimentales dans les différents calculs, on met ainsi en évidence toute l'importance du choix de l'algorithme pour calculer l'image de phase brute et son impact sur la valeur de l'incertitude.

Pour comprendre d'où vient une telle différence, nous avons recalculé les variances de la phase brute selon les trois algorithmes utilisés précédemment, en considérant que les covariances intra et inter état étaient nulles (FIG. 2.9).



a) calculée avec l'algorithme classique à 4 images déphasées de  $\pi/2$  ANNEXE A.2

b) calculée avec un autre algorithme à 4 images déphasées de  $\pi/2$  ANNEXE A.3



c) calculée avec l'algorithme à 3 images déphasées de  $\pi/2$  ANNEXE A.4

FIG. 2.9: Variance de la phase brute en fonction de la phase prise par le speckle et la déformation en considérant les covariances nulles.

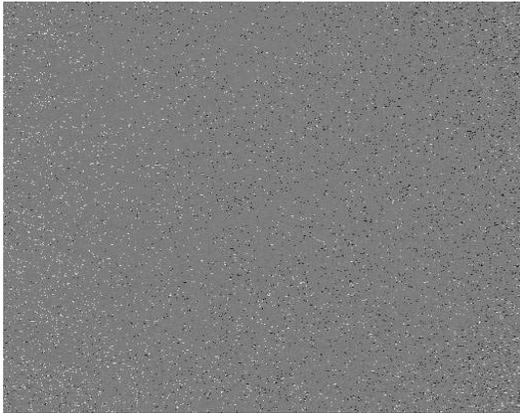
La variance moyenne calculée à partir des algorithmes à 4 images d'intensités ( $\lambda/145 = 3,7nm$ ) est identique à celle issue du calcul précédent qui prenait en compte les covariances. En revanche, la variance moyenne calculée à partir de l'algorithme à 3 images d'intensités ( $\lambda/103 = 5,2nm$ ) est différente.

Ceci montre que les covariances entre images d'intensités ne sont pas nulles. Elles sont probablement issues d'une fluctuation lente (à l'échelle de la durée nécessaire à enregistrer les 8 images d'intensités  $8 \times 20ms$ ) de type convection naturelle ou vibration. De plus,

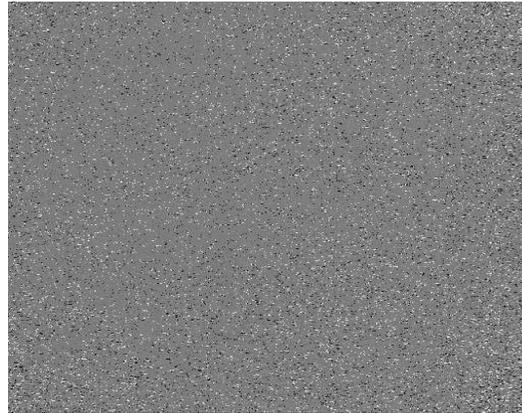
les algorithmes à 4 images d'intensités éliminent cette corrélation dans le calcul de la variance. On peut donc conclure que les algorithmes à 4 images d'intensités sont de bons candidats pour mesurer la phase brute d'un point de vue métrologique.

Cette approche rigoureuse de l'estimation de la variance sur la phase brute n'est pas toujours évidente à mettre en œuvre expérimentalement sur site car elle est relativement longue à réaliser. Nous avons donc essayé une autre approche, plus simple et plus rapide. Pour cela, on procède aux mêmes enregistrements des images d'intensités selon le schéma de mesure indiqué au (TAB. 2.1) puis on calcule les images moyennes  $\langle I_{k,i} \rangle$  comme cité en ANNEXE A.5. On calcule alors l'image de phase brute (FIG. 2.10) avec l'algorithme de notre choix, ici l'algorithme classique à 4 images d'intensités par état (A.2) et celui à 3 images (A.6). La largeur à mi-hauteur des histogrammes (FIG. 2.11) de ces images permettent d'estimer l'incertitude type sur la mesure de la phase brute. L'incertitude type sur la différence de chemin optique est égal à  $\lambda/108 = 4,9nm$  pour l'algorithme à 4 images et  $\lambda/71 = 7,5nm$  pour l'algorithme à 3 images.

Ces deux méthodes d'estimation de la variance de la phase brute donnent des valeurs du même ordre de grandeur. La seconde méthode sera donc appliquée chaque fois que l'opérateur voudra vérifier in situ qu'il est dans de bonnes conditions pour réaliser des mesures. La première méthode, quant à elle, permet une estimation rigoureuse de l'incertitude type sur la mesure de la phase brute.



a) calculée avec l'algorithme à 4 images

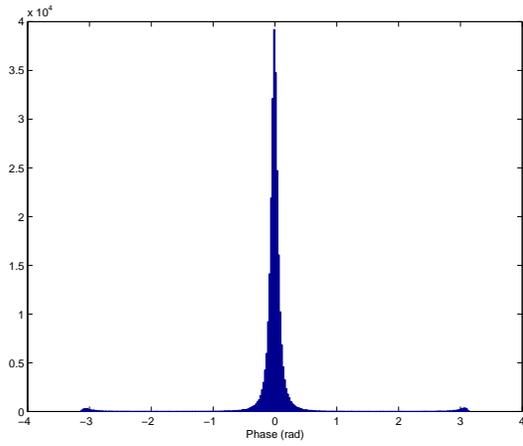


b) calculée avec l'algorithme à 3 images

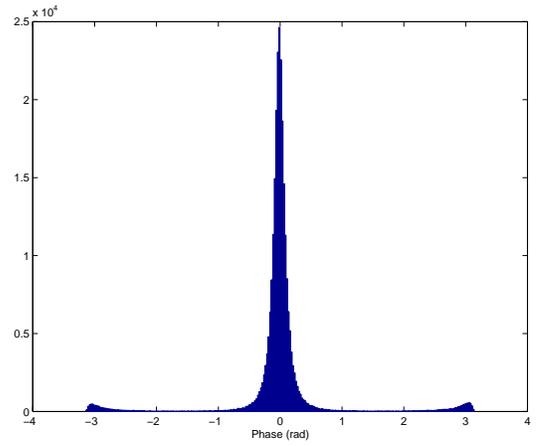
FIG. 2.10: Images de phase brute.

## 2.4 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons mis en évidence l'influence des conditions expérimentales notamment en terme d'ouverture de l'objectif utilisé. Cette étude décrit un mode opératoire afin de déterminer le nombre d'ouverture optimal pour réaliser des mesures de phase dans les meilleures conditions vis à vis de l'incertitude sur la phase et de la résolution spatiale des pseudo-franges. Nous avons pu déterminer que pour un



a) calculée avec l'algorithme à 4 images



b) calculée avec l'algorithme à 3 images

FIG. 2.11: Histogrammes des images de phases (FIG. 2.10).

objet placé à  $1\text{ m}$  de l'objectif ( $f' = 50\text{ mm}$ ) le nombre d'ouverture optimal est compris entre 11 et 16.

La seconde partie est consacrée au bilan d'incertitude dans les conditions expérimentales optimales. Nous avons établi que l'algorithme permettant de calculer une image de phase brute joue un rôle important, non seulement vis à vis d'erreurs induites par le système déphaseur ou de la réponse des détecteurs de la matrice CCD comme il est mentionné dans la référence [Creath94] mais aussi en terme d'incertitude sur la mesure de la phase. Le tableau (TAB. 2.2) résume les résultats de l'incertitude type selon les algorithmes et les méthodes utilisées.

TAB. 2.2: Ecart type moyen sur la phase brute selon différentes méthodes et algorithmes ( $\lambda = 532\text{nm}$ ).

Algorithmes	Méthodes		
	rigoureuse		approchée
	avec les covariances	sans les covariances	
classique à $2 \times 4$ images	$\lambda/145$	$\lambda/145$	$\lambda/108$
8 images	$\lambda/145$	$\lambda/145$	
$2 \times 3$ images	$\lambda/115$	$\lambda/103$	$\lambda/71$

Cette étude nous permet de montrer que la shearographie est un outil intéressant pour la mesure quantitative de la différence de déplacement puisqu'on connaît une estimation de l'incertitude associée à la mesure de phase. Dans la plupart des cas, l'incertitude type sur la mesure de la phase brute est inférieure à  $\lambda/100$ . Notons que la limite inférieure absolue de l'incertitude est issue du nombre de bits de la caméra CCD (ici 8 bits) utilisés pour numériser l'intensité conduisant à une incertitude type sur la mesure de l'intensité égale à  $1/256$  niveaux de gris (i.e. 1 bit) c'est-à-dire une incertitude type sur la mesure de la phase brute de l'ordre de  $\lambda/2000$  ce qui est loin d'être notre cas. Ajoutons que cette

limite ne peut être atteinte car les images de phases sont-elles aussi numérisées sur 8 bits, conduisant à une résolution, en terme de phase, égale à  $2\pi/256$ , c'est-à-dire une résolution de chemin optique de  $\lambda/256$ . Pour diminuer l'incertitude, on pourra avoir recours à un moyennage de l'image de phase brute afin de diminuer l'incertitude type d'une fraction  $1/\sqrt{N}$  ou utiliser une autre caméra numérisant l'intensité sur plus de 8 bits.

# Chapitre 3

## Applications de la shearographie

### 3.1 Introduction

Après avoir présenté le principe de la shearographie et dresser un bilan d'incertitude, nous présentons dans ce chapitre quelques applications de la shearographie mises en œuvre à l'ONERA. La shearographie est utilisée dans deux applications principales. La première, avec une sollicitation statique de l'éprouvette, c'est-à-dire que les états de référence et de déformation sont distincts et stables dans le temps. Elle est destinée à mesurer, par exemple, un champ de déformation d'une éprouvette soumise à un chargement de types traction torsion ou mise sous pression interne. La seconde application utilise une sollicitation harmonique de l'éprouvette, c'est-à-dire une mise en vibration de celle-ci. Elle sert à visualiser les modes de vibrations et/ou à ausculter l'éprouvette afin de détecter d'éventuels défauts lors d'un contrôle non destructif (CND).

Le premier mode de sollicitation (statique) a été mis en œuvre de façon académique sur une poutre encastree à l'une de ses extrémités et mise en flexion par l'application d'une force à l'autre extrémité. Dans un premier temps, nous avons opéré à température ambiante avec une configuration optique telle que l'on mesure à la fois les différences finies des déplacements dans le plan et hors plan de la poutre. Cette mesure a été comparée à un calcul théorique prenant en compte la variation du vecteur sensibilité comme indiqué dans le premier chapitre. Par la suite, cette même poutre a été portée à une température d'environ  $500^{\circ}C$  et la configuration optique a été choisie de manière à mesurer seulement la différence finie du déplacement hors plan. Grâce à la mise au point d'une procédure de mesure permettant d'éliminer les effets de la convection turbulente à la surface de l'éprouvette, nous avons pu réaliser des mesures du champ de déformations.

Le second mode de sollicitation (harmonique) concerne plus particulièrement le CND de plaques en carbone époxy ou en aluminium utilisées en aéronautique. Parmi diverses sollicitations vibratoires possibles, nous avons notamment mis en œuvre des ondes de plaques guidées pour lesquelles nous donnerons quelques informations utiles au CND. Après avoir démontré l'intérêt de ce type de sollicitation pour la détection des endommagements réels, nous nous sommes plus particulièrement intéressés au phénomène d'interaction onde de plaque/défaut dans le cas simple d'une plaque de carbone époxy percée d'un trou débouchant cylindrique. Nous avons développé un modèle mécanique qui a été confronté et validé avec nos résultats expérimentaux.

## 3.2 Sollicitation statique

De part son principe, la shearographie donne un résultat proportionnel à la différence des déplacements dans le plan et hors plan selon la direction de cisaillement (1.17). Nous nous intéressons dans un premier temps à une mesure à température ambiante afin de valider le dispositif expérimental et les procédures d'inversion courantes de la littérature ainsi que celle développée dans cette thèse.

Le dispositif expérimental est représenté sur la (FIG. 3.1). Il est constitué d'une poutre encastree à une extrémité et mise en flexion par une force appliquée à son autre extrémité. La force est produite par deux masses  $m_1$  et  $m_2$  suspendues à une tige cylindrique via un système de poulies sans frottement. Les deux masses sont choisies égales ( $m_1 = m_2 = m$ ) pour éviter d'introduire un couple de torsion lors de la mise en flexion. De manière à se limiter à un problème uni-dimensionnel, la tige appuie sur la poutre selon une de ces génératrices appliquant ainsi une force linéaire.

Cette expérience académique a été choisie car elle présente les avantages d'être simple à mettre en œuvre et de permettre une comparaison entre les résultats expérimentaux et des calculs de déformations dans le plan et hors plan que nous considérerons comme rigoureux.

### 3.2.1 Expressions des déformations dans le plan et hors plan de la poutre

Lorsque la poutre fléchit, sa moitié supérieure s'allonge et sa moitié inférieure se contracte. La partie médiane appelée fibre neutre conserve sa longueur initiale en se courbant. Si la déformation de la poutre reste faible, l'équation donnant la hauteur  $z$  d'un point de la fibre neutre en fonction de  $x$ , sa position par rapport aux mors, s'écrit :

$$z(x) = -\frac{F}{2EI} \left( l - \frac{x}{3} \right) x^2 \quad (3.1)$$

où  $F = 2mg$  représente la force appliquée selon l'axe  $(O, z)$  à l'extrémité  $l$  de la poutre,  $E$  le module d'Young de la poutre,  $I$  le moment d'inertie de la poutre égal à  $he^3/12$ .

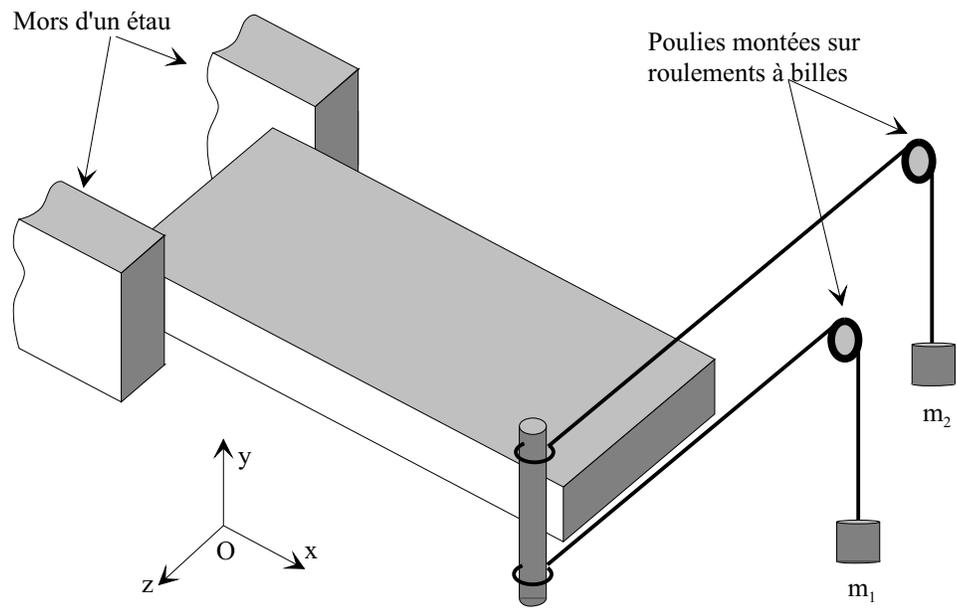
La dérivée du déplacement de la surface visible de la poutre le long de l'axe  $(O, x)$ , c'est-à-dire dans le plan de la poutre est donnée par l'expression suivante :

$$\left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) (x) = \frac{6F}{Ehe^2} (l - x) \quad (3.2)$$

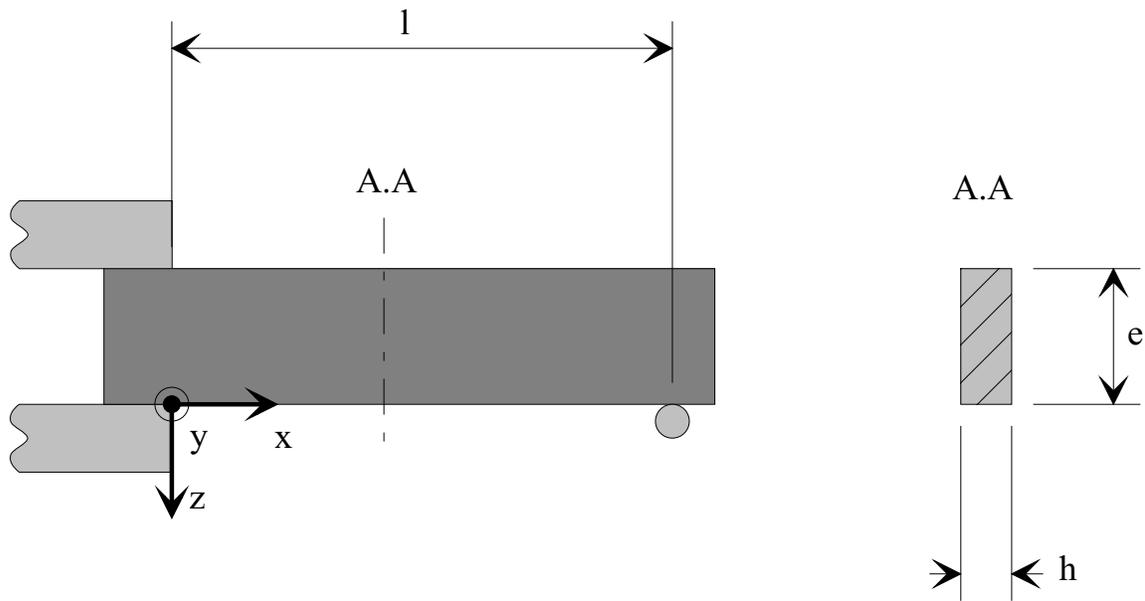
La dérivée du déplacement de la poutre le long de l'axe  $(O, z)$ , c'est-à-dire hors plan de la poutre est identique quelque soit la fibre de la poutre considérée et s'écrit :

$$\left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) (x) = -\frac{6F}{Ehe^3} (2l - x) x \quad (3.3)$$

La figure (FIG. 3.2) représente la variation de la dérivée des déplacements dans le plan et hors plan d'une poutre en fonction de l'abscisse relative  $x/l$  du point considéré. La poutre est en duralumin (module d'Young  $E = 75 \text{ GPa}$ ) soumise à une force  $F = Mg$  avec  $M = 3,1 \text{ kg}$  et  $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$ . Ces dimensions sont  $l = 0,355 \text{ m}$ ,  $h = 0,012 \text{ m}$  et  $e = 0,045 \text{ m}$ .



a) schéma de l'encastrement de la poutre



b) dimensions

FIG. 3.1: Schéma de principe d'une poutre encastree mise en flexion.

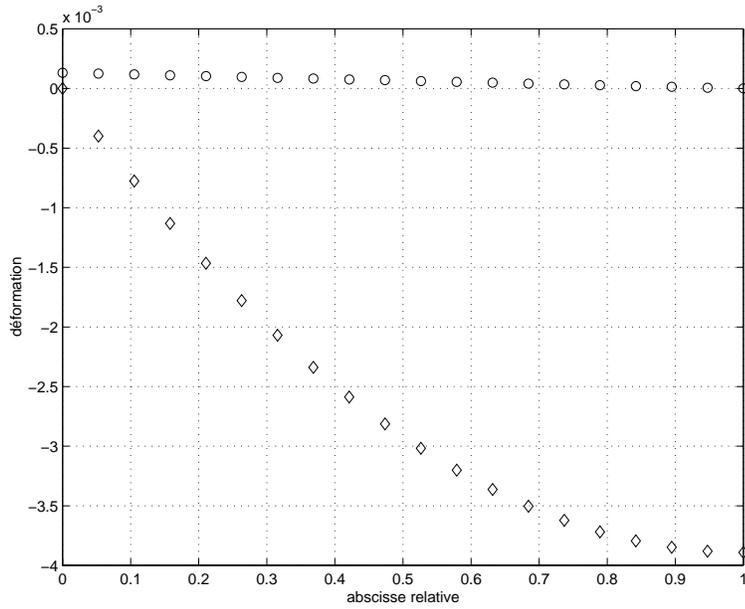


FIG. 3.2: Dérivées des déplacements dans le plan ( $\circ$ ) et hors plan ( $\diamond$ ) d'une poutre encastree fléchie.

La dérivée du déplacement dans le plan est maximum au point d'encrage de la poutre et nulle à l'endroit où la force est appliquée. Au contraire, la dérivée du déplacement hors plan est nulle au point d'encrage et maximum au point d'appui de la force.

### 3.2.2 Principe de mesure des dérivées des déplacements dans le plan et hors plan

Reprenons l'expression de la phase brute mesurée (1.17) qui s'écrit :

$$\Delta\varphi = \overrightarrow{d(x, y, z)} \cdot \overrightarrow{K(x, y, z)} - \overrightarrow{d(x + \delta_x, y, z)} \cdot \overrightarrow{K(x + \delta_x, y, z)}$$

Cette phase est valable lorsqu'on illumine l'objet à partir d'un point d'éclairage et que l'on vise l'objet à partir d'un point d'observation.

En effectuant les deux produits scalaires de cette expression, la phase brute se met sous la forme suivante (3.4) que nous noterons  $\Delta\varphi_{H_0}$  pour signifier qu'aucune hypothèse n'a été faite :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_{H_0} = & u(x, y, z) \cdot K_u(x, y, z) - u(x + \delta_x, y, z) \cdot K_u(x + \delta_x, y, z) & (3.4) \\ & v(x, y, z) \cdot K_v(x, y, z) - v(x + \delta_x, y, z) \cdot K_v(x + \delta_x, y, z) \\ & w(x, y, z) \cdot K_w(x, y, z) - w(x + \delta_x, y, z) \cdot K_w(x + \delta_x, y, z) \end{aligned}$$

On fait alors apparaître six facteurs représentant les déplacements dans le plan et hors plan pour chaque point de coordonnée  $(x, y, z)$  et  $(x + \delta_x, y, z)$ . Il est impossible de remonter aux trois composantes du déplacement puisque nous obtenons, dans le cas

général, un système de  $3 \times (N + \delta)$  inconnues pour seulement  $N^1$  mesures par point d'éclairage.

L'inversion, c'est-à-dire la mesure des trois composantes du déplacement, reste impossible même lorsqu'on peut décisailler l'image de phase brute (en particulier lorsqu'une zone à droite et ou à gauche de l'image est immobile) puisque le système contient  $3 \times N$  inconnues et seulement  $N$  mesures. On remarque que même dans ce cas, une seule image de phase brute, obtenue avec un seul point d'éclairage, ne suffit pas à résoudre le système (3.4) afin de mesurer les déplacements dans le plan et hors plan de l'éprouvette. Pour palier ce problème, une technique simple à mettre en œuvre consiste à éclairer simultanément [Petzing94] ou de façon successive [Rastogi96, Aebischer97, Kastle99] l'éprouvette à l'aide d'au moins trois points d'éclairage. Nous avons choisi la méthode des éclairages successifs car elle offre un meilleur contraste des pseudo-franges induites par la déformation de l'objet [Aebischer97]. Pour une déformation donnée, nous enregistrons donc autant d'images de phases brutes qu'il y a de points d'éclairage. Cependant, de façon générale, il n'est pas toujours facile de viser à la fois l'éprouvette et une zone immobile afin de décisailler l'image. Si nous voulons inverser les phases mesurées, il est nécessaire de faire une hypothèse.

Plusieurs hypothèses peuvent être faites afin de simplifier l'expression (3.4) et rendre ainsi possible la mesure des dérivées des déplacements :

- la première (notée  $H_1$ ), consiste à considérer que le cisaillement  $\delta_x$  est suffisamment petit pour assimiler la différence finie des composantes du vecteur déplacement à sa dérivée et admettre que les composantes du vecteur sensibilité sont identiques aux points de coordonnées  $(x, y, z)$  et  $(x + \delta_x, y, z)$  tout en maintenant le fait qu'elles varient en fonction de  $(x, y, z)$ ; l'expression de la phase brute s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_{H_1} = & - \left\{ K_u(x, y, z) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) (x, y, z) \right. \\ & + K_v(x, y, z) \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right) (x, y, z) \\ & \left. + K_w(x, y, z) \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) (x, y, z) \right\} \delta_x \end{aligned} \quad (3.5)$$

- la deuxième (notée  $H_2$ ), vient s'ajouter à  $H_1$ ; elle considère que les faisceaux lumineux éclairant l'objet sont parallèles, c'est-à-dire que les fronts d'ondes sont plans, ce qui revient à considérer que les composantes du vecteur sensibilité sont constantes en fonction de  $(x, y, z)$ ; l'expression de la phase brute se simplifie encore :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_{H_2} = & - \left\{ K_u \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) (x, y, z) \right. \\ & + K_v \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right) (x, y, z) \\ & \left. + K_w \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) (x, y, z) \right\} \delta_x \end{aligned} \quad (3.6)$$

---

<sup>1</sup> $N$  représente le nombre de pixels sur une ligne de l'image de phase brute mesurée

où  $K_u = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\alpha)$ ,  $K_v = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\beta)$  et  $K_w = \frac{2\pi}{\lambda} (1 + \cos(\gamma))$  avec  $\alpha$  et  $\beta$  les angles compris entre les directions d'éclairage et d'observation, respectivement dans les plans  $xz$  et  $yz$  et  $\gamma$  l'angle entre la direction d'éclairage et l'axe  $(O, z)$  qui est pris comme axe optique de l'interféromètre de shearographie.

- la troisième (notée  $H_3$ ), reprend l'hypothèse  $H_1$  c'est-à-dire que le cisaillement  $\delta_x$  est suffisamment petit ; on développe alors au premier ordre les composantes du déplacement et celles du vecteur sensibilité aux points de coordonnées  $(x + \delta_x, y, z)$  et on néglige les termes du second ordre ; l'expression de la phase brute s'écrit :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_{H_3} = & - \left\{ K_u(x, y, z) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) (x, y, z) + u(x, y, z) \left( \frac{\partial K_u}{\partial x} \right) (x, y, z) \right. \\ & + K_v(x, y, z) \left( \frac{\partial v}{\partial x} \right) (x, y, z) + v(x, y, z) \left( \frac{\partial K_v}{\partial x} \right) (x, y, z) \\ & \left. + K_w(x, y, z) \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) (x, y, z) + w(x, y, z) \left( \frac{\partial K_w}{\partial x} \right) (x, y, z) \right\} \delta_x \end{aligned} \quad (3.7)$$

Les deux premières hypothèses sont couramment admises dans la littérature [Petzing94, Rastogi96, Aebischer97] sans pour autant donner de résultats satisfaisants dans le cas que nous présentons par la suite. En effet, les variations des composantes du vecteur déplacement et du vecteur sensibilité sont du même ordre de grandeur en passant d'un point de coordonnées  $(x, y, z)$  au point voisin de coordonnées  $(x + \delta_x, y, z)$ . A cette échelle ( $\delta_x$ ), il n'est donc pas raisonnable d'assimiler la différence finie des déplacements à la dérivée tout en considérant que les composantes du vecteur sensibilité sont constantes. La troisième hypothèse, dont nous avons fait le choix, tient compte de ce problème et permet de mesurer les déformations avec une plus grande exactitude.

### 3.2.3 Mesures expérimentales

Plaçons-nous dans le cas de la poutre en flexion de manière à mesurer les dérivées des déplacements dans le plan  $\frac{\partial u}{\partial x}$  et hors plan  $\frac{\partial w}{\partial x}$ . Nous supposons que la dérivée du déplacement  $\frac{\partial v}{\partial x}$  est négligeable devant les autres déformées.

En utilisant la configuration optique présentée (FIG. 3.3), nous avons mesuré la dérivée du déplacement hors plan et dans le plan de la poutre soumise à une flexion par l'intermédiaire d'une masse  $M = 3,1 \text{ kg}$  comme elle est représentée sur la (FIG. 3.1.a). Les distances entre la poutre, les points d'éclairages et le point d'observation sont les suivantes :  $L_O = 0,725 \text{ m}$ ,  $L_{E1} = 0,385 \text{ m}$ ,  $L_{E2} = 0,385 \text{ m}$ ,  $d_{E1} = 0,41 \text{ m}$  et enfin  $d_{E2} = 0,40 \text{ m}$ . Pour une déformation particulière de la poutre, nous enregistrons les images de phases  $\Delta\varphi^1$  et  $\Delta\varphi^2$  correspondant respectivement aux éclairages E1 et E2.

Le cisaillement est horizontal, c'est-à-dire selon l'axe  $(O, x)$  et égal dans un premier temps à un décalage de 9 pixels soit de  $4,0 \text{ mm}$  compte tenu du grandissement du dispositif optique. Le résultat de cette mesure est représenté sur la (FIG. 3.4) par deux images de la tranche de la poutre visée correspondant aux deux éclairages E1 et E2.

Dans un premier temps, nous avons choisi de comparer les résultats expérimentaux (FIG. 3.4) aux valeurs théoriques des phases brutes calculées en utilisant les expressions des dérivées des déplacements dans le plan (3.2) et hors plan (3.3) de la poutre et les expressions de la phase (3.4) à (3.7). La figure (FIG. 3.6) représente les profils des résultats

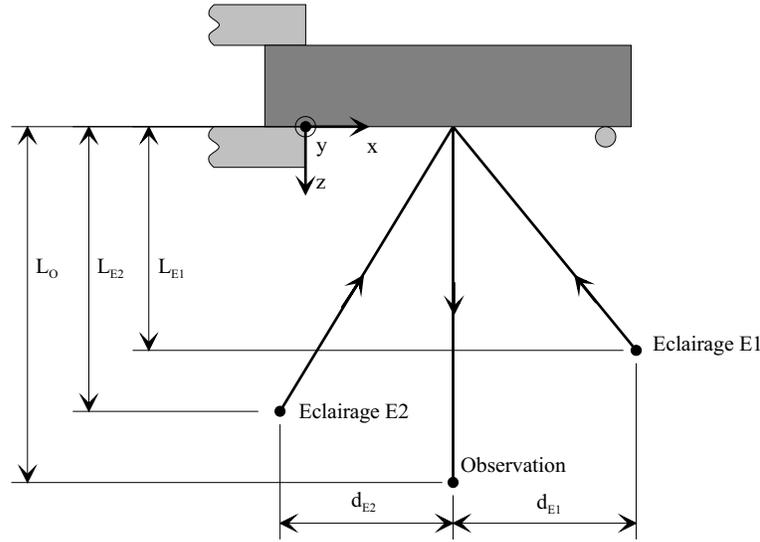


FIG. 3.3: Configuration optique pour mesurer les déformations dans le plan et hors plan de la poutre en flexion.

expérimentaux issus de la figure (FIG. 3.4) et ceux issus des calculs directs. Notons que ces profils sont déduits d'images de phases que nous avons normalisées par le vecteur d'onde optique  $k = 2\pi/\lambda$  avec  $\lambda = 514nm$  la longueur d'onde du laser utilisé ; la grandeur représentée est donc une différence de marche.

Il apparaît clairement que les profils expérimentaux sont voisins des profils calculés avec la formule exacte ( $H_0$ ) ou selon la troisième hypothèse ( $H_3$ ). La figure (FIG. 3.7) représente la différence entre profils calculés et expérimentaux. L'erreur maximum entre les profils se manifeste par une pente élevée. La valeur moyenne de la différence représente le décalage en ordonné entre les points calculés et ceux expérimentaux puisqu'en l'absence de référence ce qui est en général le cas, la shearographie ne mesure que des valeurs relatives, alors que le calcul donne des valeurs absolues de différences de marche. Néanmoins, il est possible de réaliser des mesures de phases absolues dans certains cas (comme le cas de la poutre fléchie) comme cela est développé en ANNEXE B. Si on calcule le résidu, nous obtenons une estimation de la variance globale de l'ajustement des points expérimentaux et théoriques. Le tableau (TAB. 3.1) dresse un récapitulatif de l'incertitude globale en fonction de la méthode de calcul et de l'éclairage considéré.

TAB. 3.1: Incertitudes globales sur la différence de marche des profils théoriques et expérimentaux (FIG. 3.6) pour un cisaillement  $\delta_x = 4,0 mm$  ; les incertitudes sont exprimées en fraction de la longueur d'onde.

Hypothèse de calcul	$H_0$	$H_1$	$H_2$	$H_3$
Eclairage E1	$\lambda/11$	$\lambda/7$	$\lambda/4$	$\lambda/8$
Eclairage E2	$\lambda/9$	$\lambda/8$	$\lambda/5$	$\lambda/12$
Moyenne sur les deux éclairages	$\lambda/10$	$\lambda/8$	$\lambda/5$	$\lambda/10$

Au vu des résultats précédents, les hypothèses  $H_0$  et  $H_3$  sont les mieux vérifiées puisque

les incertitudes sur la différence de marche, sont plus faibles qu'avec les hypothèses  $H_1$  et  $H_2$  (1,25 fois et 2 fois inférieures). Nous avons donc refait la même expérience en prenant un cisaillement plus petit  $\delta_x = 0,89mm$  (FIG. 3.5).

La figure (FIG. 3.8) représente le profil des résultats expérimentaux (FIG. 3.5) et ceux calculés avec les quatre hypothèses. Le tableau (TAB. 3.2) dresse un récapitulatif de l'incertitude globale en fonction de la méthode de calcul et de l'éclairage considéré dans le cas d'un cisaillement faible. De façon générale, on note une diminution de l'incertitude globale par rapport aux cas précédents mesurés avec un cisaillement plus grand. Cependant, les hypothèses  $H_0$  et  $H_3$  restent encore préférables.

TAB. 3.2: Incertitudes globales sur la différence de marche des profils théoriques et expérimentaux (FIG. 3.8) pour un cisaillement  $\delta_x = 0,89 mm$  ; les incertitudes sont exprimées en fraction de la longueur d'onde.

Hypothèse de calcul	$H_0$	$H_1$	$H_2$	$H_3$
Eclairage E1	$\lambda/37$	$\lambda/30$	$\lambda/20$	$\lambda/27$
Eclairage E2	$\lambda/27$	$\lambda/28$	$\lambda/23$	$\lambda/37$
Moyenne sur les deux éclairages	$\lambda/31$	$\lambda/29$	$\lambda/21$	$\lambda/31$

L'inversion est impossible à l'aide de l'expression  $\Delta\varphi_{H_0}$  car il est impossible de décisailler nos images de phases en l'absence de conditions aux limites. Nous utiliserons donc l'hypothèse  $H_3$  dans le calcul d'inversion (présenté ci-après) afin de déduire des profils expérimentaux de phases, les déformations dans le plan et hors plan de la poutre. Néanmoins, nous présenterons à titre de comparaison les autres méthodes d'inversions reposant sur les hypothèses  $H_1$  et  $H_2$ .

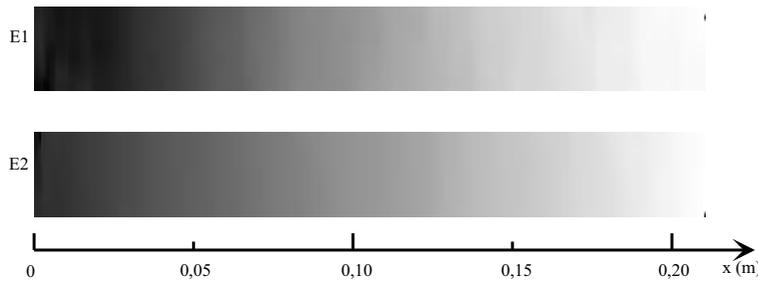


FIG. 3.4: Images de phase obtenues avec cisaillement  $\delta_x = 4,0 mm$  et suivant les éclairages E1 et E2, de la poutre fléchie ( $M = 3,1 kg$ ).

### 3.2.4 Inversion pour la mesure des déformations dans le plan et hors plan d'une éprouvette

Cette partie présente les méthodes d'inversions déduites des différentes expressions de la phase brute et reposant sur les hypothèses  $H_1$ ,  $H_2$  et  $H_3$ . Comme les résultats du paragraphe précédent le laissent prévoir, seule l'inversion reposant sur la dernière hypothèse donne de bons résultats. Dans la suite de ce paragraphe, nous supposons que

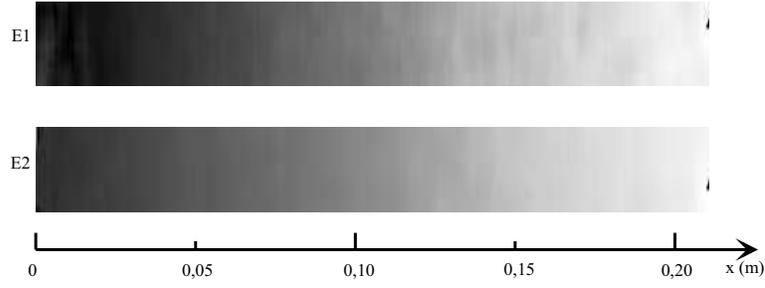


FIG. 3.5: Images de phase obtenues avec cisaillement  $\delta_x = 0,89 \text{ mm}$  et suivant les éclairages E1 et E2, de la poutre fléchie ( $M = 3,1 \text{ kg}$ ).

le cisaillement  $\delta_x$  se fait selon une direction  $(O, x)$  et que la dérivée du déplacement  $\frac{\partial v}{\partial x}$  est négligeable devant les autres dérivées des déplacements. Dans ces conditions, il suffit de deux éclairages différents donnant chacun une image de phase brute pour pouvoir inverser les différentes expressions de la phase.

### Inversion reposant sur l'hypothèse $H_1$

L'hypothèse  $H_1$  postule que le cisaillement  $\delta_x$  est suffisamment petit pour pouvoir assimiler la différence finie des composantes du vecteur déplacement à sa dérivée et que les composantes du vecteur sensibilité sont identiques aux points de coordonnées  $(x, y, z)$  et  $(x + \delta_x, y, z)$  mais qu'elles varient en fonction des coordonnées  $(x, y, z)$ . On obtient alors un système de deux équations (une pour chaque éclairage) à deux inconnues qui s'écrit :

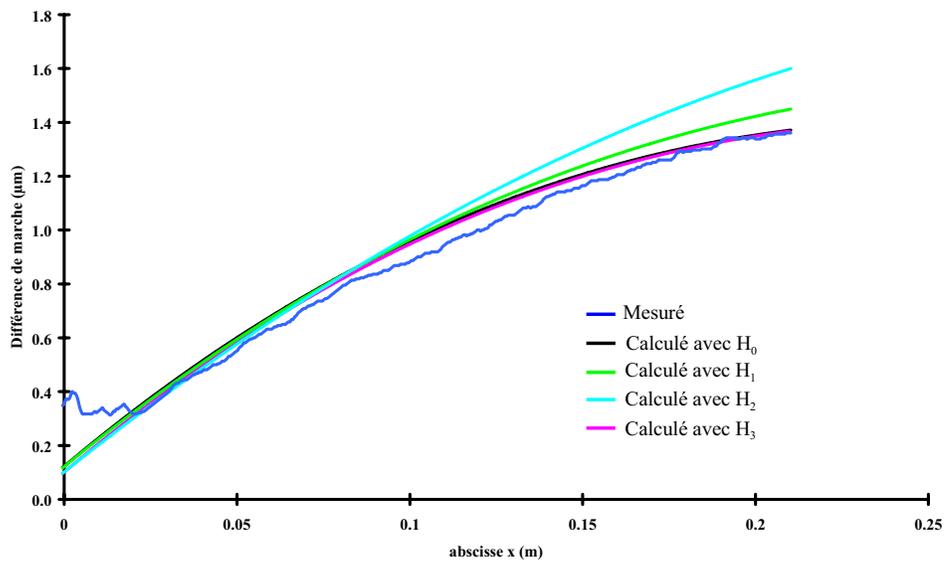
$$\begin{aligned} \Delta\varphi^1 &= - \left\{ K_u^1(x, y, z) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) (x, y, z) \right. \\ &\quad \left. + K_w^1(x, y, z) \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) (x, y, z) \right\} \delta_x \\ \Delta\varphi^2 &= - \left\{ K_u^2(x, y, z) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) (x, y, z) \right. \\ &\quad \left. + K_w^2(x, y, z) \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) (x, y, z) \right\} \delta_x \end{aligned} \quad (3.8)$$

La solution de ce système donne les dérivées des déplacements dans le plan  $\frac{\partial u}{\partial x}$  et hors plan  $\frac{\partial w}{\partial x}$  qui s'écrivent :

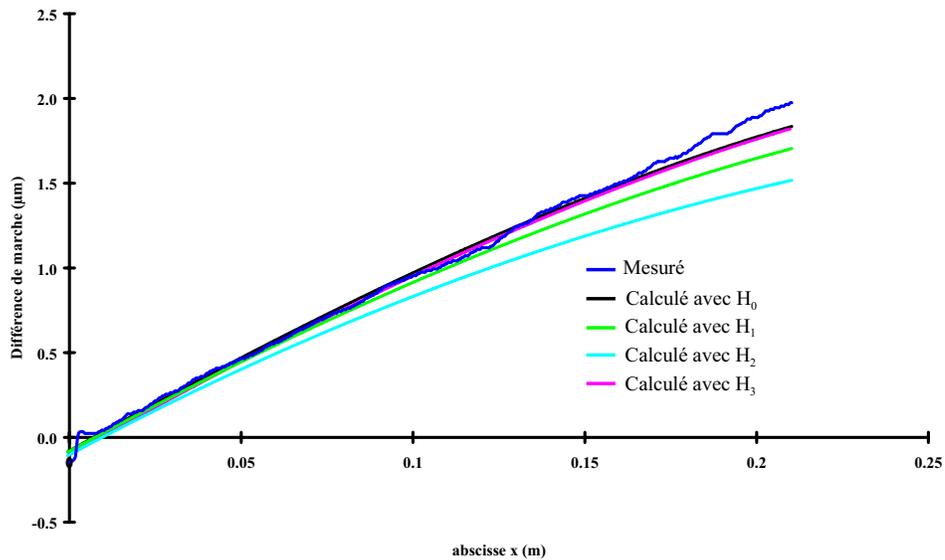
$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{H_1} &= \frac{1}{\delta_x} \frac{\Delta\varphi^1 K_w^2 - \Delta\varphi^2 K_w^1}{K_u^1 K_w^2 - K_u^2 K_w^1} \\ \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{H_1} &= \frac{1}{\delta_x} \frac{\Delta\varphi^2 K_u^1 - \Delta\varphi^1 K_u^2}{K_u^1 K_w^2 - K_u^2 K_w^1} \end{aligned} \quad (3.9)$$

### Inversion reposant sur l'hypothèse $H_2$

L'hypothèse  $H_2$  postule non seulement que le cisaillement  $\delta_x$  est suffisamment petit pour assimiler la différence finie des composantes du vecteur déplacement à sa dérivée

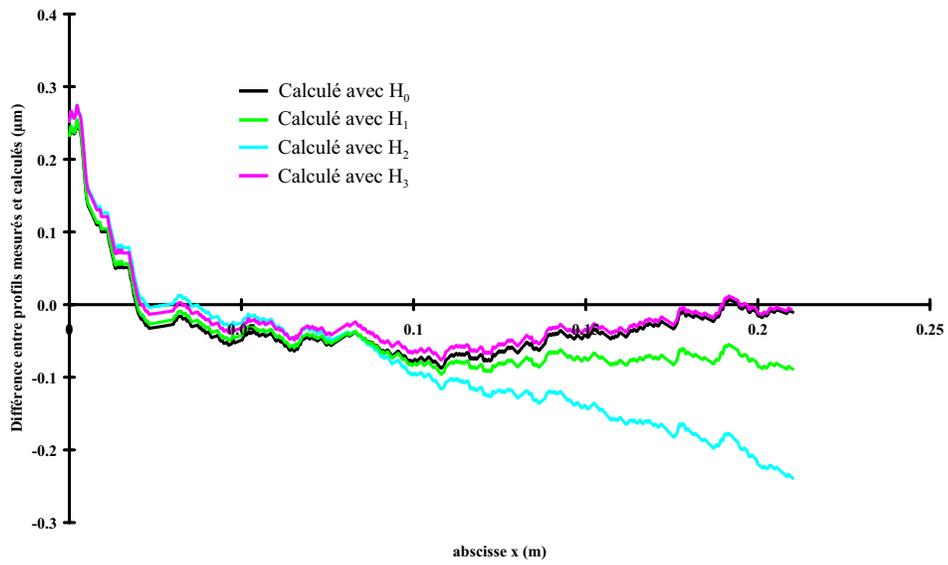


a) éclairage E1

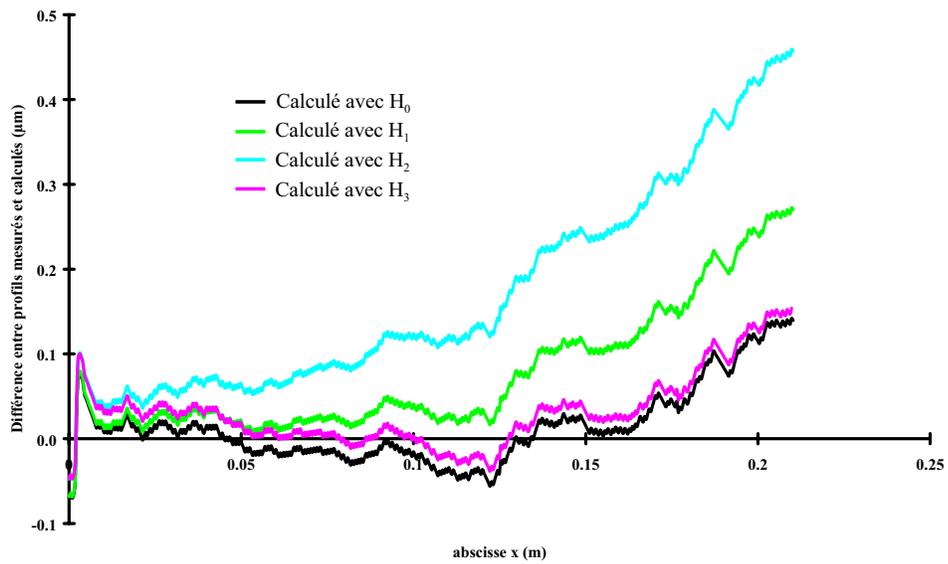


b) éclairage E2

FIG. 3.6: Profils des différences de marche théoriques et expérimentales (FIG. 3.4) obtenues avec un cisaillement  $\delta_x = 4 \text{ mm}$  et suivant les éclairages E1 et E2, de la poutre fléchie ( $M = 3,1 \text{ kg}$ ).

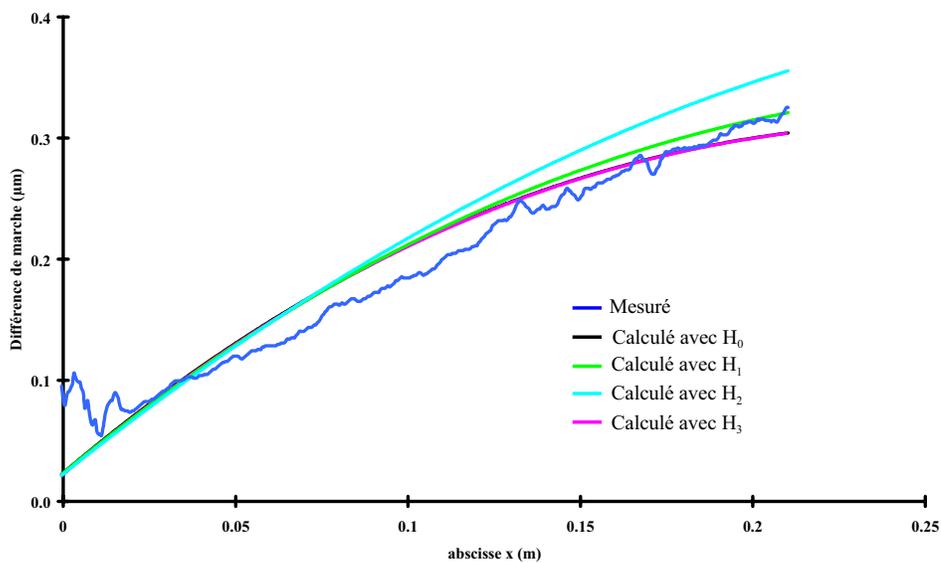


a) éclairage E1

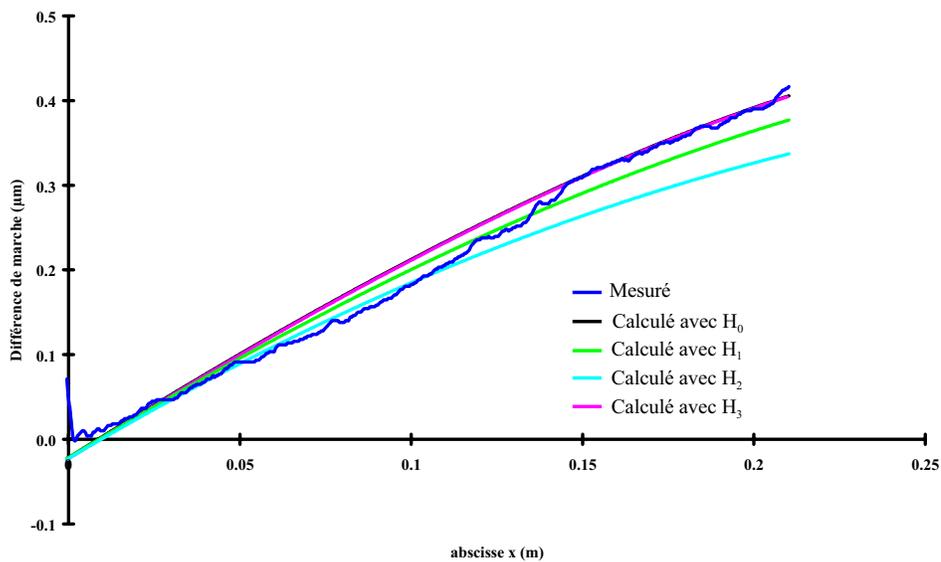


b) éclairage E2

FIG. 3.7: Différences entre profils des différences de marche théoriques et expérimentales de la figure (FIG. 3.6).

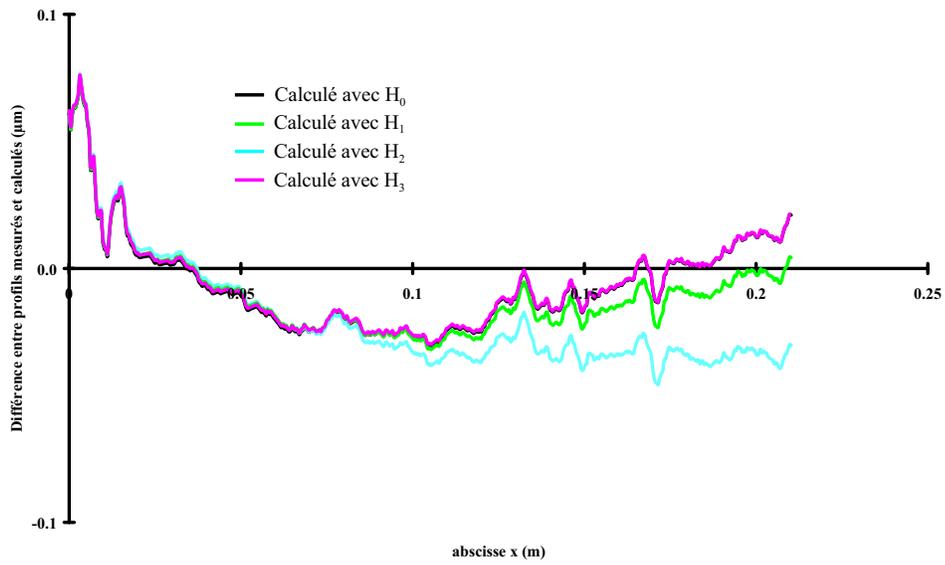


a) éclairage E1

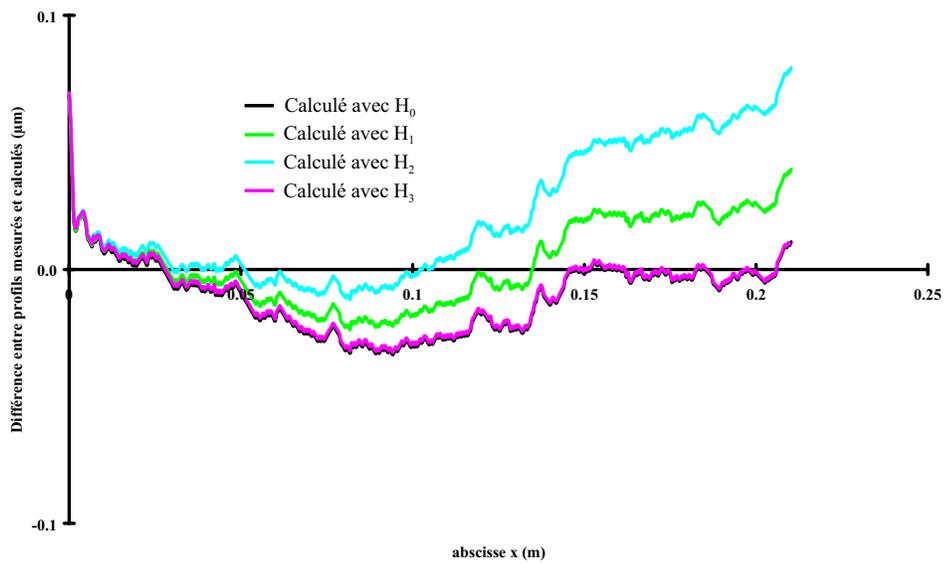


b) éclairage E2

FIG. 3.8: Profils des différences de marche théoriques et expérimentales (FIG. 3.5) obtenues avec un cisaillement  $\delta_x = 0,89 \text{ mm}$  et suivant les éclairages E1 et E2, de la poutre fléchie ( $M = 3,1 \text{ kg}$ ).



a) éclairage E1



b) éclairage E2

FIG. 3.9: Différences entre profils des différences de marche théoriques et expérimentales de la figure (FIG. 3.8).

mais que les composantes du vecteur sensibilité sont constantes quel que soit le point de coordonnées  $(x, y, z)$  considéré. Le système à résoudre s'écrit :

$$\begin{aligned}\Delta\varphi^1 &= - \left\{ \sin(\alpha^1) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) (x, y, z) \right. \\ &\quad \left. + [1 + \cos(\gamma^1)] \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) (x, y, z) \right\} \delta_x \\ \Delta\varphi^2 &= - \left\{ \sin(\alpha^2) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) (x, y, z) \right. \\ &\quad \left. + [1 + \cos(\gamma^2)] \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) (x, y, z) \right\} \delta_x\end{aligned}\tag{3.10}$$

dans le cas de deux points d'éclairages compris dans le plan  $xz$ , les angles  $\alpha$  et  $\gamma$  sont égaux.

La solution de ce système donne là aussi les dérivées des déplacements dans le plan  $\frac{\partial u}{\partial x}$  et hors plan  $\frac{\partial w}{\partial x}$  qui s'écrivent :

$$\begin{aligned}\left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{H_2} &= \frac{1}{\delta_x} \frac{\Delta\varphi^1 [1 + \cos(\gamma^2)] - \Delta\varphi^2 [1 + \cos(\gamma^1)]}{\sin(\alpha^1) [1 + \cos(\gamma^2)] - \sin(\alpha^2) (1 + \cos(\gamma^1))} \\ \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{H_2} &= \frac{1}{\delta_x} \frac{\Delta\varphi^2 \sin(\alpha^1) - \Delta\varphi^1 \sin(\alpha^2)}{\sin(\alpha^1) [1 + \cos(\gamma^2)] - \sin(\alpha^2) [1 + \cos(\gamma^1)]}\end{aligned}\tag{3.11}$$

### Inversion reposant sur l'hypothèse $H_3$

Si les deux premières inversions, reposant sur les hypothèses  $H_1$  et  $H_2$ , sont triviales, il n'en est pas de même pour l'inversion reposant sur l'hypothèse  $H_3$ . Dans cette dernière hypothèse, nous avons supposé que le cisaillement  $\delta_x$  était suffisamment petit pour pouvoir développer au premier ordre les composantes du vecteur déplacement et celles du vecteur sensibilité aux points de coordonnées  $(x + \delta_x, y, z)$ , de sorte que les expressions de la phase brute pour chaque éclairage s'écrivent :

$$\begin{aligned}\Delta\varphi^1 &= - \left\{ K_u^1(x, y, z) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) (x, y, z) + u(x, y, z) \left( \frac{\partial K_u^1}{\partial x} \right) (x, y, z) \right. \\ &\quad \left. + K_w^1(x, y, z) \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) (x, y, z) + w(x, y, z) \left( \frac{\partial K_w^1}{\partial x} \right) (x, y, z) \right\} \delta_x \\ \Delta\varphi^2 &= - \left\{ K_u^2(x, y, z) \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right) (x, y, z) + u(x, y, z) \left( \frac{\partial K_u^2}{\partial x} \right) (x, y, z) \right. \\ &\quad \left. + K_w^2(x, y, z) \left( \frac{\partial w}{\partial x} \right) (x, y, z) + w(x, y, z) \left( \frac{\partial K_w^2}{\partial x} \right) (x, y, z) \right\} \delta_x\end{aligned}\tag{3.12}$$

On remarque que ce système d'équations, somme des dérivées des produits des composantes des vecteurs déplacements et sensibilités dans le plan et hors plan, peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned}\Delta\varphi^1 &= -\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left( K_u^1(x, y, z)u(x, y, z) \right) + \left( K_w^1(x, y, z)w(x, y, z) \right) \right\} \delta_x \\ \Delta\varphi^2 &= -\frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left( K_u^2(x, y, z)u(x, y, z) \right) + \left( K_w^2(x, y, z)w(x, y, z) \right) \right\} \delta_x\end{aligned}\quad (3.13)$$

En intégrant les images de phases  $\Delta\varphi^1$  et  $\Delta\varphi^2$  selon l'axe  $(O, x)$ , le système d'équation s'écrit :

$$\begin{aligned}-\frac{1}{\delta_x} \int \Delta\varphi^1 dx + C^1 &= K_u^1(x, y, z)u(x, y, z) + K_w^1(x, y, z)w(x, y, z) \\ -\frac{1}{\delta_x} \int \Delta\varphi^2 dx + C^2 &= K_u^2(x, y, z)u(x, y, z) + K_w^2(x, y, z)w(x, y, z)\end{aligned}\quad (3.14)$$

où  $C^1$  et  $C^2$  sont les constantes d'intégrations des phases  $\Delta\varphi^1$  et  $\Delta\varphi^2$  qui en général, sont inconnues. Mais dans le cas de la poutre fléchie, on peut les prendre égales à zéro puisque les déplacements à gauche de l'image sont quasiment nuls. En fait, les constantes  $C^1$  et  $C^2$  se rapprochent des conditions aux limites posées lors du décisaillage.

Le système d'équation (3.14) se résout alors de la même manière que dans les cas précédents :

$$\begin{aligned}u_{H_3} &= \frac{M^1 K_w^2 - M^2 K_w^1}{K_u^1 K_w^2 - K_u^2 K_w^1} + \frac{C^1 K_w^2 - C^2 K_w^1}{K_u^1 K_w^2 - K_u^2 K_w^1} \\ w_{H_3} &= \frac{M^2 K_u^1 - M^1 K_u^2}{K_u^1 K_w^2 - K_u^2 K_w^1} + \frac{C^2 K_u^1 - C^1 K_u^2}{K_u^1 K_w^2 - K_u^2 K_w^1}\end{aligned}\quad (3.15)$$

avec

$$\begin{aligned}M^1 &= -\frac{1}{\delta_x} \int \Delta\varphi^1 dx \\ M^2 &= -\frac{1}{\delta_x} \int \Delta\varphi^2 dx\end{aligned}$$

### Mise en œuvre des méthodes d'inversion

Nous avons appliqué ces trois méthodes d'inversion sur les profils des phases mesurées avec différents cisaillements (FIG. 3.6) et (FIG. 3.8) et sur les profils des phases calculées avec l'expression exacte (hypothèse  $H_0$ ) (3.4). Les résultats des trois méthodes d'inversion appliquées aux profils des phases calculées nous permettent de comparer ces méthodes et de vérifier la validité de chacune des hypothèses posées. Les résultats des inversions appliquées aux profils des phases mesurées sont ensuite comparés aux résultats théoriques des dérivées des déplacements de la poutre.

La figure (FIG. 3.10) représente les résultats, selon les différentes hypothèses, de l'inversion des dérivées des déplacements dans le plan (FIG. 3.10.a) et hors plan (FIG. 3.10.b)

de la poutre pour un cisaillement  $\delta_x = 4,0mm$  issus des profils mesurés (FIG. 3.6). Les dérivées théoriques représentées en trait noir sont quasiment confondues avec le résultat de l'inversion selon l'hypothèse  $H_3$ . La figure (FIG. 3.11) représente la différence entre des dérivées des déplacements calculées et mesurées après inversion. Les résultats issus de l'hypothèse  $H_2$  sont nettement moins bons que les résultats issus des hypothèses  $H_1$  et  $H_3$ . L'inversion suivant l'hypothèse  $H_3$  est la mieux vérifiée des trois. Avec cette dernière hypothèse, l'erreur sur les dérivées des déformations est comprise entre  $10^{-4}$  et  $10^{-5}$ .

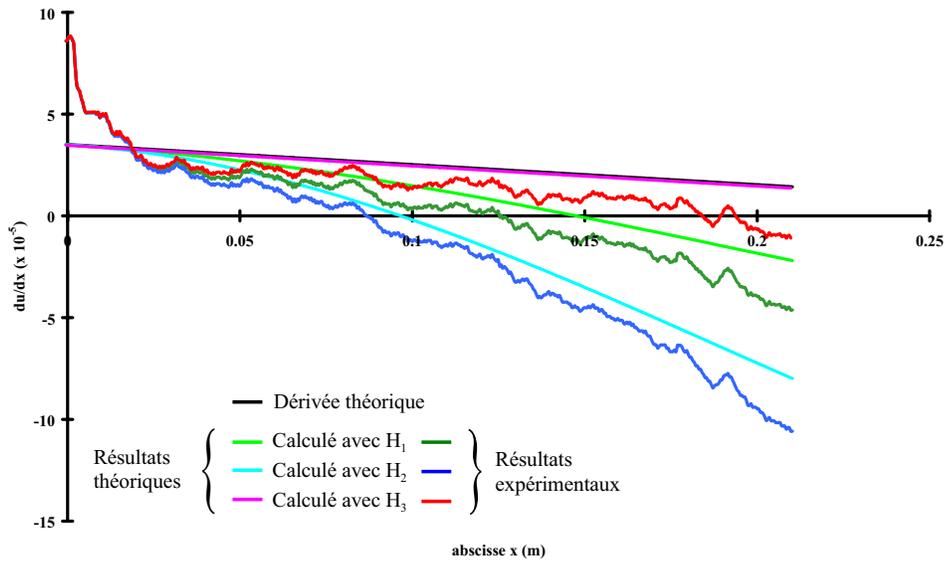
La figure (FIG. 3.12) représente les résultats de l'inversion des dérivées des déplacements dans le plan (FIG. 3.12.a) et hors plan (FIG. 3.12.b) de la poutre pour un cisaillement  $\delta_x = 0,89mm$  issus des profils mesurés (FIG. 3.8). Là encore (FIG. 3.13), l'inversion suivant l'hypothèse  $H_3$  donne les meilleurs résultats avec une légère amélioration puisque l'hypothèse  $H_3$  est d'autant mieux vérifiée que le cisaillement est petit. Dans ce cas, l'erreur sur les dérivées des déplacements est de l'ordre de  $10^{-5}$ .

### 3.2.5 Mesure des déformations à température élevée

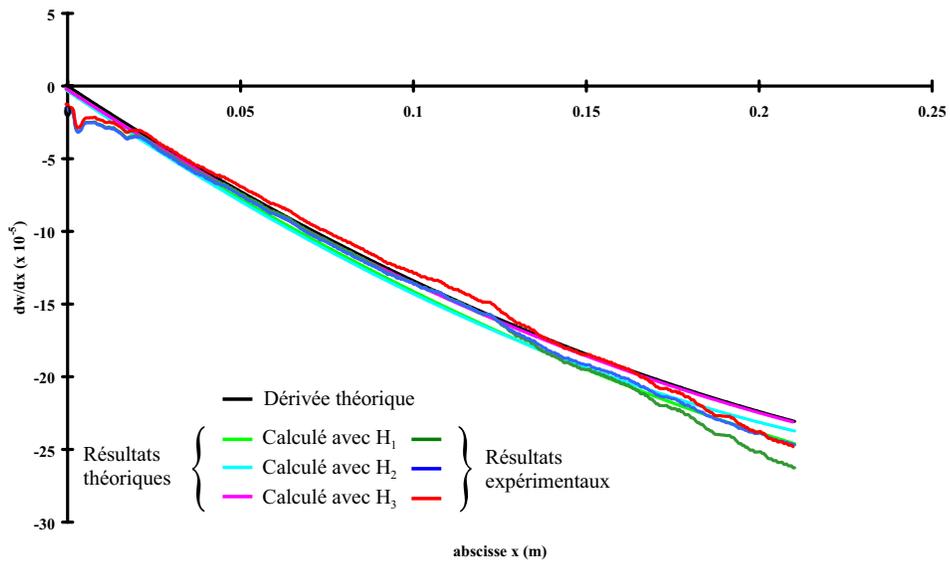
Il est parfois nécessaire de réaliser des mesures de déformations sur des éprouvettes chauffées. Des mesures sont parfois nécessaires jusqu'à une température pouvant atteindre  $1000^\circ C$ , voire plus, sous une atmosphère d'air. A de telles températures, il est impossible d'utiliser des jauges de déformations résistives. Les mesures se font alors habituellement par des extensomètres à doigts ou par une technique d'interférométrie appelée Interferometric Strain/Displacement Gage [Sharpe70]. Cependant, ces mesures restent ponctuelles, ce qui convient à la plupart des matériaux lorsqu'ils sont isotropes et de géométrie simple (éprouvette cylindrique en forme d'haltère) mais lorsqu'une de ces deux conditions n'est plus vérifiée, il est nécessaire d'avoir recours à une méthode plein champ de mesure des dérivées des déplacements telle que la TV-Holographie ou la shearographie.

Dans ce cas, un autre problème important se pose. Toutes ces méthodes interférométriques plein champ mesurent une différence de chemin optique entre l'éprouvette et la matrice CCD. Cette différence de chemin optique varie lorsque l'éprouvette se déplace ou lorsqu'elle se déforme mais aussi lorsque l'indice de réfraction optique du milieu (en général l'air) varie. Ce phénomène est pénalisant lorsqu'il s'agit de mesurer des déformations d'une pièce chauffée à plusieurs centaines de degrés. En effet, au voisinage immédiat de l'éprouvette, il existe des gradients thermiques dans l'air (phénomène de convection naturelle) et donc des gradients de l'indice de réfraction. Ces gradients ne sont stables ni dans le temps ni dans l'espace. Même lorsqu'on utilise la shearographie (moins sensible aux vibrations mécaniques ou à la convection naturelle) pour visualiser une poutre en flexion chauffée à  $100^\circ C$  (FIG. 3.14), les franges dues à la déformation de la surface de la poutre sont "brouillées" par ces fluctuations de l'indice de réfraction de l'air.

Nous avons donc mis au point une méthode de mesure permettant de s'affranchir des fluctuations "aléatoires" de l'indice de réfraction de sorte que la mesure de la différence de marche ne soit sensible qu'à un déplacement ou une déformation de l'éprouvette. Notons que la société ETTEMEYER, spécialisée dans la mesure de déformation par interférométrie de speckle, recommande d'imposer au voisinage de la surface de l'éprouvette un flux laminaire s'écoulant perpendiculairement à la direction d'observation. En appliquant cette méthode, nous avons obtenu un bon résultat même lorsque la poutre est à

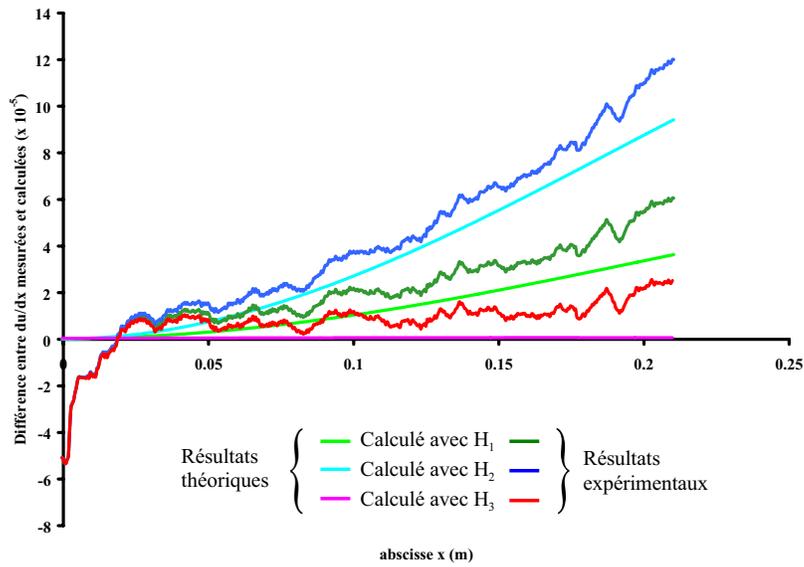


a) dérivée du déplacement dans le plan de la poutre

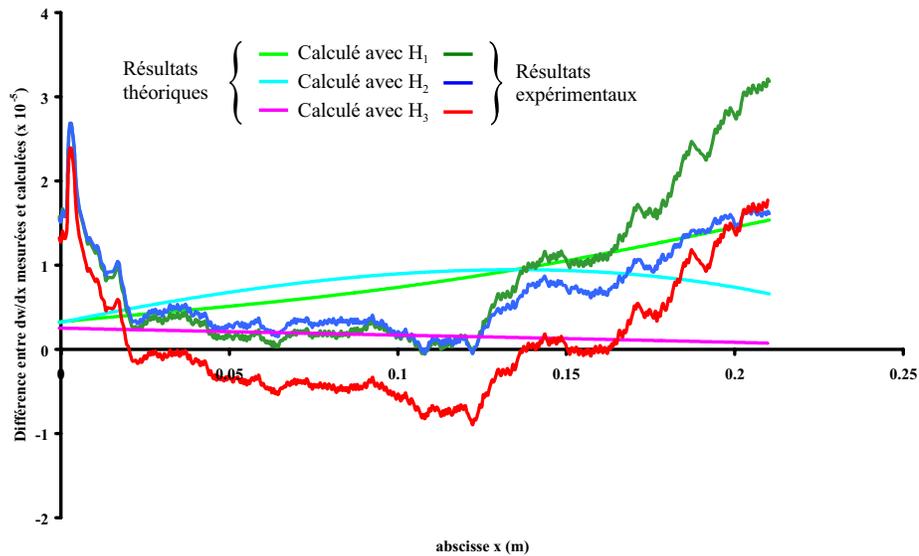


b) dérivée du déplacement hors plan de la poutre

FIG. 3.10: Profils des dérivées des déplacements théoriques et mesurés avec un cisaillement  $\delta_x = 4,0 \text{ mm}$  après inversion selon les différentes hypothèses.

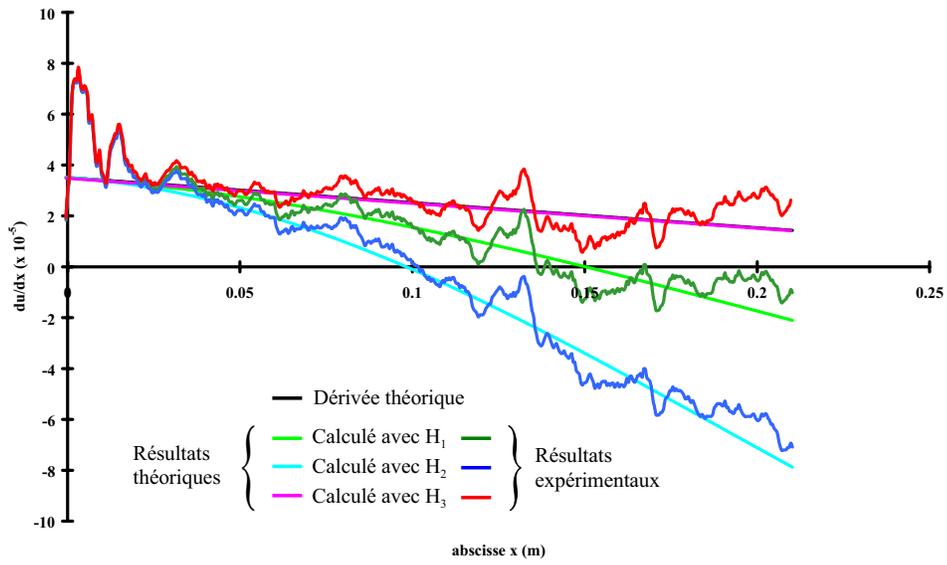


a) dérivée du déplacement dans le plan de la poutre

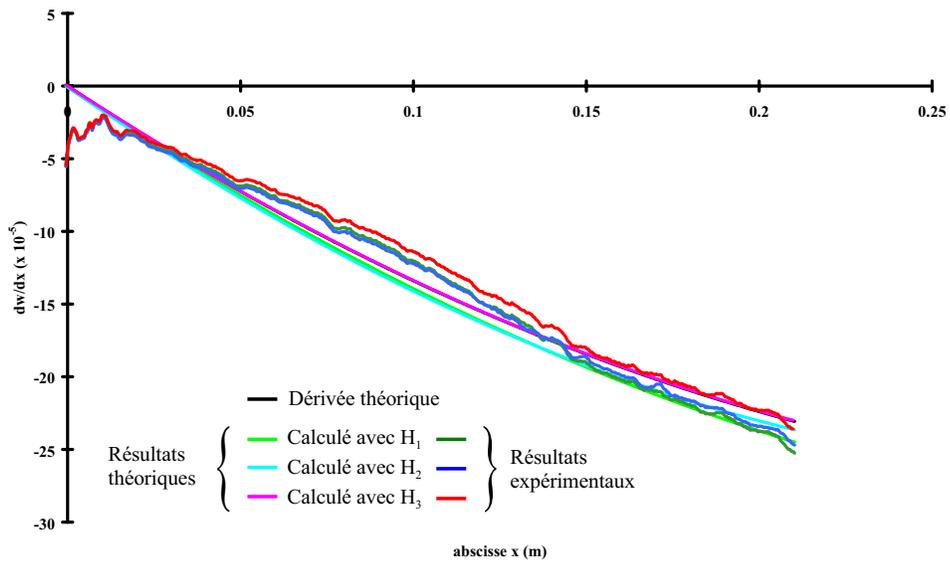


b) dérivée du déplacement hors plan de la poutre

FIG. 3.11: Différences entre les profils des dérivées des déplacements théoriques et mesurées avec un cisaillement  $\delta_x = 4,0 \text{ mm}$  après inversion selon les différentes hypothèses.

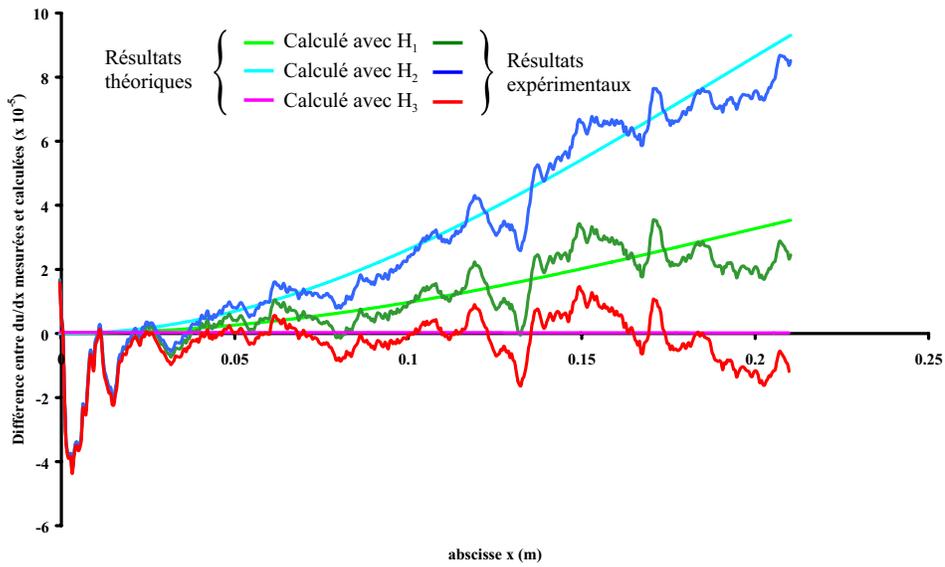


a) dérivée du déplacement dans le plan de la poutre

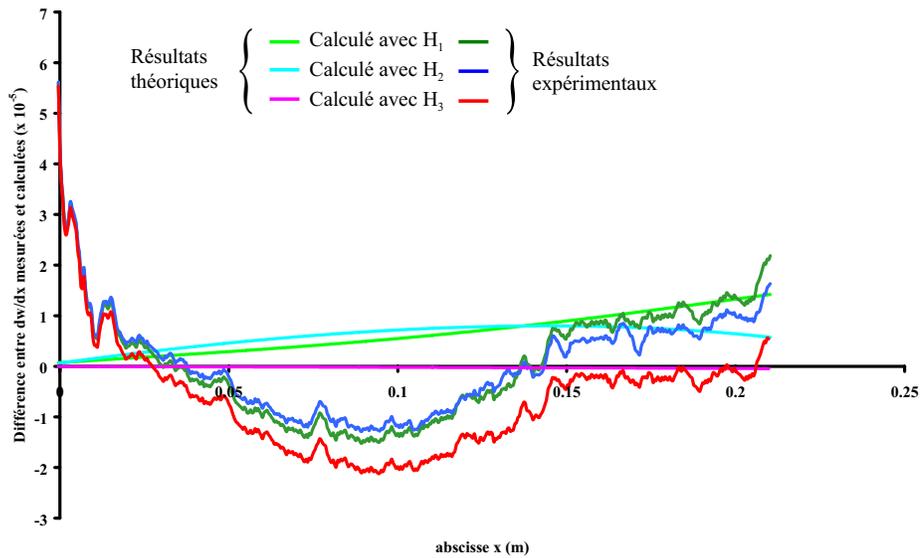


b) dérivée du déplacement hors plan de la poutre

FIG. 3.12: Profils des dérivées des déplacements théoriques et mesurés avec un cisaillement  $\delta_x = 0,89 \text{ mm}$  après inversion selon les différentes hypothèses.



a) dérivée du déplacement dans le plan de la poutre



b) dérivée du déplacement hors plan de la poutre

FIG. 3.13: Différences entre les profils des dérivées des déplacements théoriques et mesurées avec un cisaillement  $\delta_x = 0,89 \text{ mm}$  après inversion selon les différentes hypothèses.

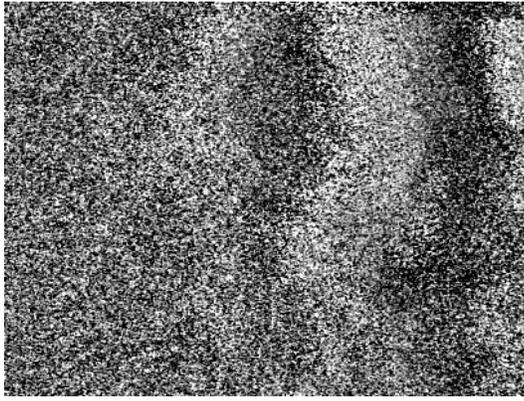


FIG. 3.14: Mesure de la dérivée du déplacement hors plan d'une poutre fléchie chauffée à  $100^{\circ}C$  sans précaution particulière.

une température élevée ( $470^{\circ}C$  pour la figure (FIG. 3.15)). Bien que cette méthode soit simple et efficace, il est difficile de l'envisager pour des éprouvettes placées dans un four.

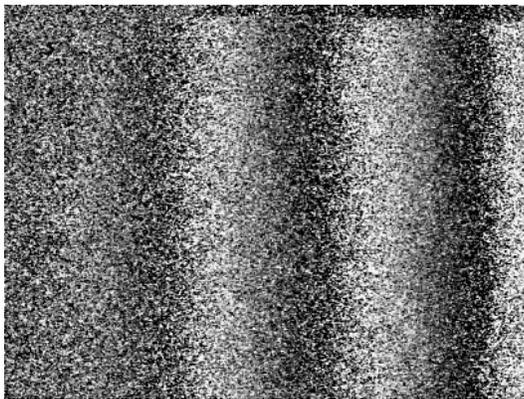


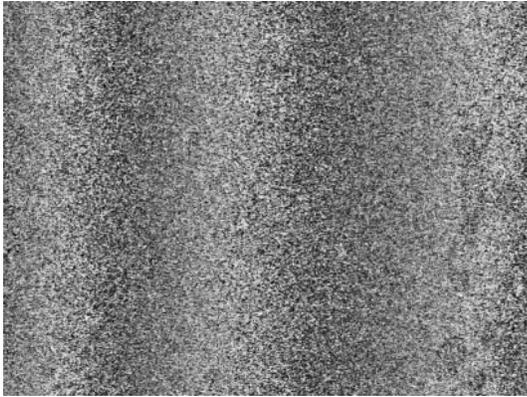
FIG. 3.15: Mesure de la dérivée du déplacement hors plan d'une poutre fléchie chauffée à  $470^{\circ}C$  en imposant un flux laminaire proche de la surface de la poutre.

Dans notre approche, nous considérons que la variation de l'indice de réfraction est aléatoire dans le temps en chaque point de l'espace. Par conséquent, si on enregistre pour chaque état de l'éprouvette plusieurs images de phase à des instants différents, la différence des moyennes des phases pour chaque état dépendra seulement du déplacement ou de la déformation de la surface entre les deux états de déformation.

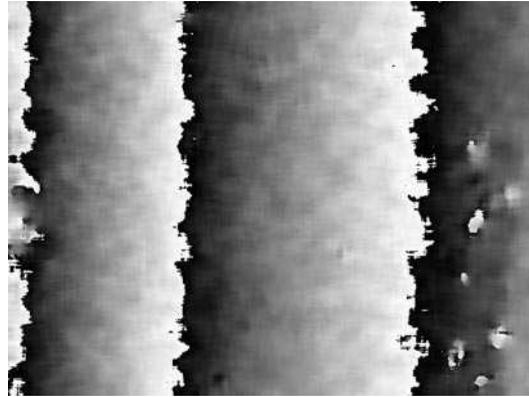
La méthode consiste donc à enregistrer plusieurs images de phase par état (10 suffisent) et à les moyenner. Comme pour le filtrage des images de phase, la moyenne se fait sur le sinus et le cosinus des images de phase et l'image moyenne est l'arctangente du rapport de ces images des sinus et cosinus. Nous obtenons ainsi une image moyenne de phase par état. La différence de deux images de phase moyennes prises à des états différents donne une image de la déformation de la surface de l'éprouvette entre ces deux états.

La figure (FIG. 3.16) montre le résultat d'une telle mesure de dérivée de déplacement hors plan d'une poutre en flexion chauffée à une température de  $470^{\circ}C$ . Sur l'image de phase filtrée et dépliée (FIG. 3.16.c), on remarque que l'image est peu perturbée par les fluctuations d'indice de réfraction et laisse apparaître seulement la variation de chemin

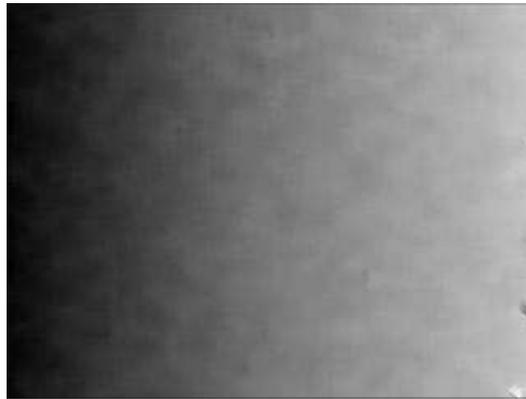
optique due à la dérivée du déplacement hors plan de la poutre (la direction d'éclairage et d'observation étant perpendiculaire à la surface de la poutre).



a) image de phase brute



b) image de phase filtrée



c) image de phase filtrée et dépliée

FIG. 3.16: Mesure de la dérivée du déplacement hors plan d'une poutre fléchie chauffée à  $470^{\circ}C$  en moyennant 10 images de phases par état.

Nous avons montré dans cette partie comment il est possible de mesurer des dérivées des déplacements dans le plan et hors plan d'une éprouvette chauffée ou non. En considérant que le cisaillement est suffisamment petit pour développer au premier ordre les composantes du vecteur déplacement et celles du vecteur sensibilité, nous montrons qu'il est possible d'inverser (hypothèse  $H_3$ ) les images de phase mesurées et d'en extraire les dérivées des déplacements. Cette hypothèse est facilement vérifiée en shearographie car même pour de grands déplacements de l'objet, il est possible de régler le cisaillement et de se ramener ainsi à de petites différences de déplacement mesurées.

### 3.3 Sollicitation harmonique

La seconde application de la shearographie développée dans le cadre de cette thèse porte sur la mise au point de contrôles non destructifs de plaques minces (duralumin, carbone ou verre époxy) utilisées en aéronautique en vue d'y détecter d'éventuels défauts comme les fissures ou les délaminages. L'ONERA dispose de plusieurs dispositifs de contrôle non destructifs : la thermographie infrarouge stimulée impulsionnelle [Krapez91], l'imageur magnéto-optique [Decitre99], le contrôle par ultrasons engendrés par une impulsion laser [Coulette99] ou, plus classiquement, par des transducteurs immergés, ou bien encore plus récemment par des transducteurs à air. Chaque méthode présente des avantages et des inconvénients propres et l'un des objectifs de cette thèse était de déterminer ceux de la shearographie.

Il convient de rappeler qu'en contrôle non destructif, la shearographie peut être mise en œuvre avec une grande variété de modes d'excitation. Parmi les plus utilisés, nous trouvons la mise en dépression [Clarady93, Deaton93, Lamarque98] et l'excitation thermique par flash [Paoletti94, Fulton94, Lamarque98]. Mentionnons qu'une étude précédente à l'ONERA sur ces deux modes de sollicitations a permis de développer, dans chacun des cas, un outil permettant une évaluation *quantitative* des caractéristiques des délaminages (profondeur, étendue) dans des plaques de carbone époxy [Lamarque98]. Cette étude a notamment clairement soulevé l'importance du rapport étendue sur profondeur du défaut qui conditionne la détectabilité de ce type de défauts.

Par ailleurs, les techniques utilisant les ultrasons constituent une des méthodes de contrôle non destructif les plus utilisées de l'industrie. Ceci résulte des progrès réalisés ces dernières décennies tant au niveau des capteurs qu'au niveau du traitement du signal. Cette technique offre maintenant une adaptabilité aux différentes structures et une grande résolution spatiale. Classiquement, les ultrasons sont utilisés sous forme d'onde de volume et les éventuels défauts sont révélés par l'écho qu'ils renvoient vers la surface. Dans l'industrie aéronautique, les pièces se présentent souvent sous forme de coques (faible épaisseur par rapport à la surface). Dans ce cas, la recherche des délaminages par ultrasons, dans les coques, s'avère longue et donc coûteuse en milieu industriel. Une solution consiste à mettre en œuvre des ondes de *Lamb*, dites également ondes de plaques dont nous donnerons brièvement les bases physiques dans la suite de ce chapitre. Comme pour la propagation de ce type d'onde toute l'épaisseur de la plaque est mise à contribution, la détectabilité des défauts n'est plus conditionnée par leur position dans l'épaisseur. De plus, étant guidées par la plaque, elles présentent une atténuation faible au cours de leur propagation, ce qui permet d'ausculter de grandes étendues sans déplacer le capteur. Jusqu'à présent, le contrôle par ondes de Lamb consistait à détecter le long de la direction de propagation d'une telle onde, soit une atténuation anormalement grande (mode transmission), soit un écho (mode réflexion) indiquant la présence d'un défaut dans la direction considérée ou à proximité de celle-ci [Potel97, Castaings98]. Bien que par ce biais, l'on ait gagné une dimension d'analyse (l'abscisse radiale), ce type de contrôle reste coûteux en temps, puisqu'il faut, autour d'un émetteur donné, inspecter successivement toutes les directions (suivant un angle à optimiser). Une méthode d'analyse plein champ paraît souhaitable pour augmenter la vitesse de ces contrôles et la shearographie est une technique susceptible de répondre à cette demande [Gordon97, Taillade99a].

### 3.3.1 Principe de mesure

L'interférométrie optique de type holographique permet d'obtenir très rapidement des cartes de différence de déplacements. Dans le cas de la shearographie, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, la précision correspond à une fraction de la longueur d'onde du laser d'illumination utilisé (environ  $\lambda/100$ ). Différentes variantes ont été mises en œuvre pour visualiser des ondes stationnaires ou progressives. Dans le cas où l'onde est stationnaire, on peut visualiser les modes propres des vibrations de l'éprouvette [Smigielski94] :

- soit en temps moyenné, en mettant à profit le temps d'intégration des capteurs CCD de la matrice ;
- soit en temps réel, en utilisant un éclairage dont le régime temporel peut être : pulsé (on parle alors de double exposition) ou stroboscopé [Hariharan86].

Dans le cas où l'onde est progressive, seule la seconde méthode est envisageable. On peut alors figer la scène en stroboscopant avec le laser d'illumination la plaque à la même fréquence de celle de l'onde ultrasonore, typiquement entre 10 et 100  $kHz$ .

#### Principe de mesure : aspect temporel

Le dispositif expérimental permettant de stroboscooper la scène aux fréquences des ondes de plaques est représenté sur la figure (FIG. 3.17). Le faisceau laser continu traverse un modulateur acousto-optique (dont la porteuse est de 80  $MHz$ ) modulée par un signal carré à la fréquence du signal envoyé au transducteur engendrant les ondes de Lamb. Un masque permet de bloquer le faisceau lumineux direct (ordre 0) et laisse passer l'ordre 1 de diffraction. Le faisceau lumineux en sortie du masque est modulé "en tout ou rien" à la fréquence des ondes ultrasonores. Ce faisceau traverse ensuite une optique divergente pour illuminer une zone de la plaque pouvant atteindre 1  $m^2$  suivant la puissance du laser utilisé.

La figure (FIG. 3.18) représente la séquence de synchronisation permettant de définir les pseudo-états statiques de la plaque afin de pouvoir appliquer la technique du décalage de phase. Le signal envoyé au transducteur piézo-électrique engendrant les ondes dans la plaque sert de signal de référence pour le dispositif de commande du modulateur (noté TRIG). Le signal de commande envoyé au modulateur est constitué d'impulsions de durées  $\tau$  synchronisées sur la fréquence du signal de référence entraînant l'illumination de la plaque pendant une partie de la période du signal de référence ( $\tau \simeq 10\%$  de la période temporelle de l'onde). La scène observée par la caméra semble être figée dans un premier état de déformation. En déphasant de  $\pi$  le signal de référence envoyé au dispositif de commande du modulateur (FIG. 3.18.b), la scène observée par la caméra semble être figée dans un second état de déformation. Nous obtenons alors deux images de phases donnant les pseudo-états statiques de la plaque. Après soustraction de ces deux images de phases, on peut appliquer les divers traitements (filtrage, dépliage et décisaillage) qui ont été décrits dans le premier chapitre.

Si l'on suppose que la fréquence d'excitation est de l'ordre de 100  $kHz$ , l'intervalle de temps entre chaque impulsion lumineuse vaut 10  $\mu s$ . Sachant que la durée d'acquisition d'une image par notre caméra est de 40  $ms$ , la matrice CCD intègre 4000 impulsions lumineuses (sur la figure (FIG. 3.18) nous avons représenté seulement 3 impulsions par

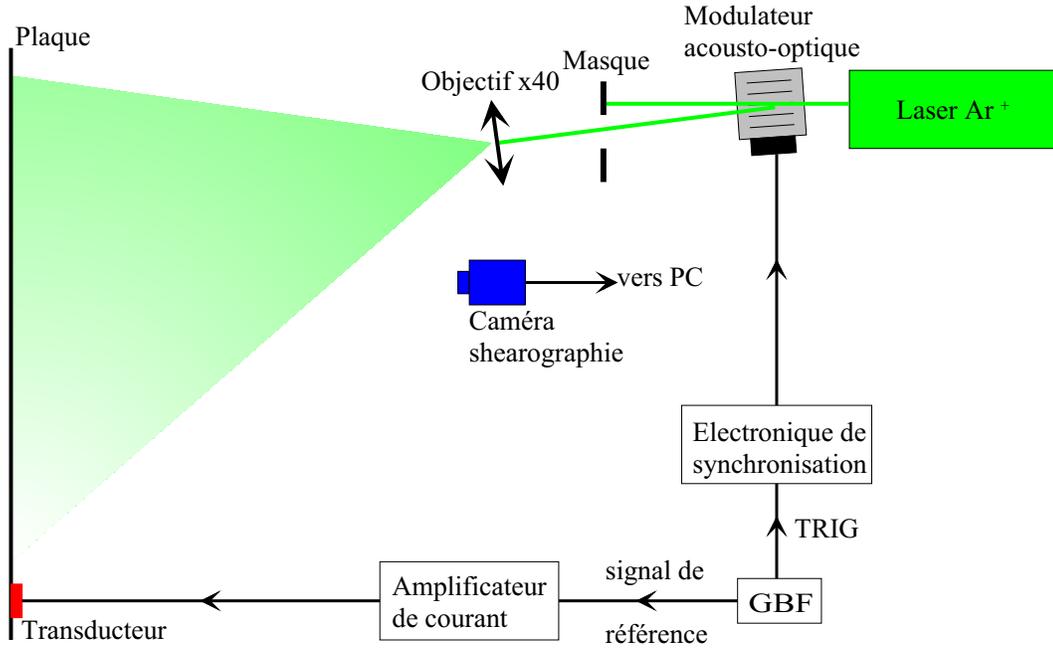


FIG. 3.17: Schéma du montage expérimental permettant de visualiser des ondes progressives.

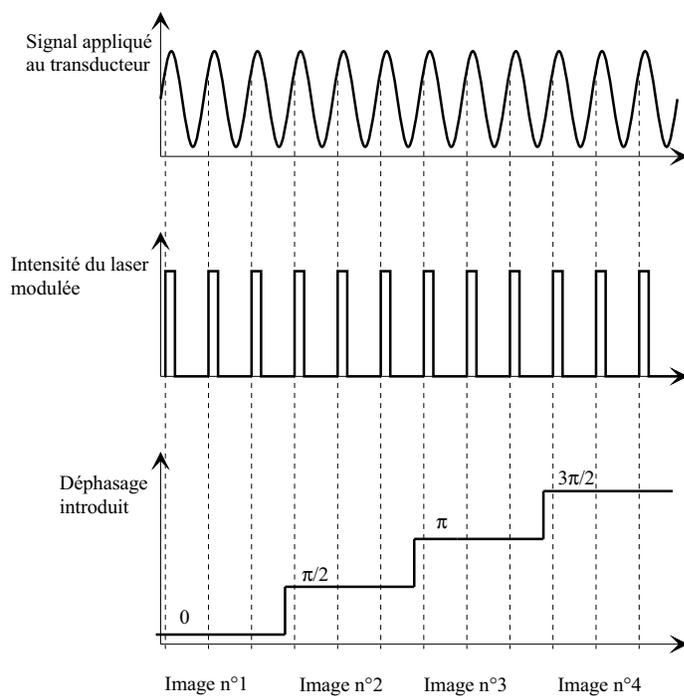
image) de la scène dans le même état. Ceci entraîne un moyennage du signal observé au sein de la matrice qui a pour effet de réduire le bruit qui n'est pas à la fréquence du signal de référence. La figure (FIG. 3.19) montre l'évolution de l'erreur relative sur l'amplitude de l'onde mesurée en tenant compte du nombre  $N_{pulse}$  d'impulsions reçues, de l'amplitude normalisée par la longueur d'onde du laser  $A/\lambda$  et du rapport signal sur bruit<sup>2</sup>  $A/\sigma$  induit par les fluctuations asynchrones. De façon générale, on remarque que quel que soit le rapport signal sur bruit, l'incertitude relative varie en raison inverse de la racine carré du nombre d'impulsion reçue par la matrice CCD (représenté sur les graphes log-log par une droite de pente  $-1/2$ ). Lorsque l'amplitude de l'onde correspond à un demi niveau de gris soit ici  $0,5nm$  ( $256NdG$  correspondent à une amplitude de  $\lambda/2$ ), l'incertitude relative ne diminue plus dès que le nombre d'impulsions lumineuses enregistrées par la matrice CCD dépasse une valeur limite (100 impulsions lorsque le rapport signal sur bruit est de 5 et 10 impulsions lorsque le rapport signal sur bruit est de 10), c'est-à-dire que l'on atteint le bruit ultime du dispositif.

Si l'on considère une onde plane de longueur d'onde  $\Lambda$  se propageant selon la direction  $(O, x)$  et dans le cas où l'observation et l'illumination de la plaque sont normales à sa surface, de sorte que l'on considère seulement le déplacement hors plan  $w(x, y, z)$  induit par l'onde ultrasonore, l'amplitude de l'onde à l'instant  $t$  et au point  $x$  loin de l'émetteur s'écrit :

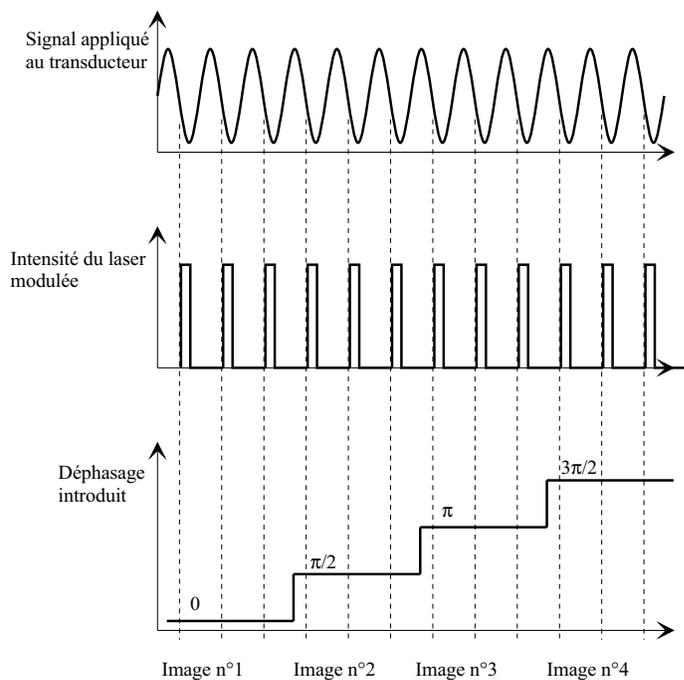
$$w(t, x) = w_0 e^{-\xi x} \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + 2\pi \frac{x}{\Lambda}\right) \quad (3.16)$$

où  $w_0$  est l'amplitude maximum du déplacement normal de l'onde,  $\xi$  le coefficient d'at-

<sup>2</sup> $\sigma$  représente l'écart type de la variable aléatoire constituant le bruit

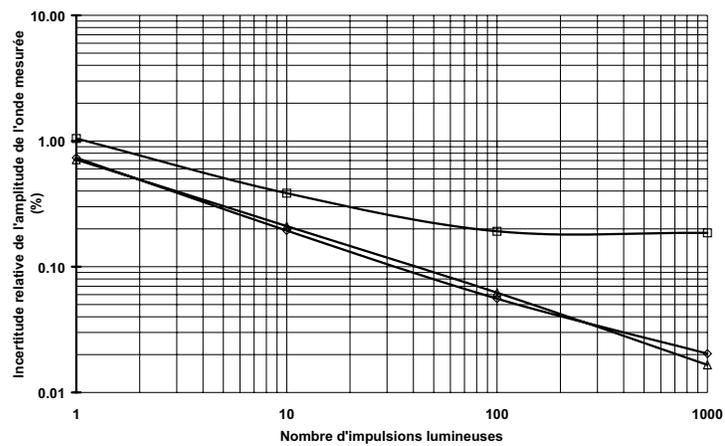


a) dans le pseudo état 1

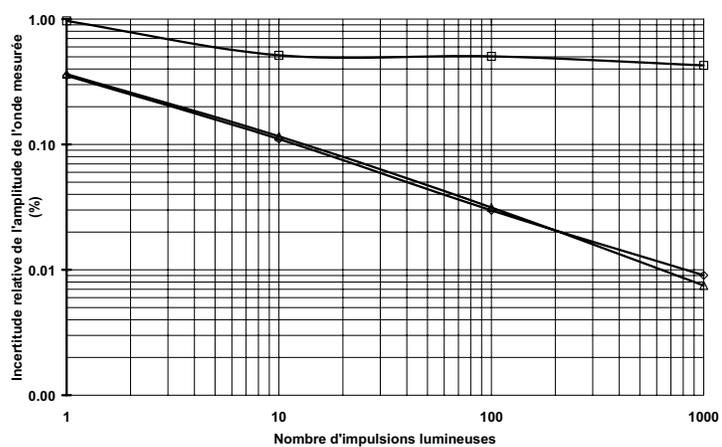


b) dans le pseudo état 2

FIG. 3.18: Schéma de synchronisation entre le signal d'excitation, la stroboscopie du laser et le décalage de phase.



a)  $A/\sigma = 5$



b)  $A/\sigma = 10$

- $\square$   $A/\lambda = 0,001$
- $\diamond$   $A/\lambda = 0,01$
- $\triangle$   $A/\lambda = 0,1$

c) légende

FIG. 3.19: Evolution de l'incertitude relative de l'amplitude  $A$  de l'onde mesurée en fonction du nombre d'impulsions lumineuses  $N_{pulse}$  enregistrées par la matrice CCD pour différents rapports signal sur bruit ( $A/\sigma$ ) et différentes valeurs d'amplitudes normalisées ( $A/\lambda$ ).

ténuation de l'onde,  $T$  et  $\Lambda$  sont respectivement la période temporelle et la longueur d'onde.

Dans le cas où l'on stroboscope la plaque avec des impulsions lumineuses de durées  $\tau$ , le déplacement normal apparent s'exprime par :

$$\begin{aligned} w(x) &= w_0 e^{-\xi x} \frac{1}{N_{pulse}} \sum_{k=0}^{N_{pulse}} \left[ \frac{1}{\tau} \int_{kT}^{kT+\tau} \sin \left( 2\pi \frac{t}{T} + 2\pi \frac{x}{\Lambda} \right) dt \right] \\ &= -\frac{w_0 T}{2\pi \tau} e^{-\xi x} \left\{ \begin{array}{cc} \cos \left( 2\pi \frac{x}{\Lambda} \right) & \left[ 1 - \cos \left( 2\pi \frac{\tau}{T} \right) \right] \\ - \sin \left( 2\pi \frac{x}{\Lambda} \right) & \sin \left( 2\pi \frac{\tau}{T} \right) \end{array} \right\} \end{aligned} \quad (3.17)$$

L'amplitude de l'onde apparente est diminuée d'un facteur  $T/\tau$ . On peut montrer à partir de l'expression (3.17) que si la durée de l'impulsion lumineuse est très petite devant la période des impulsions, le déplacement normal est vu comme un état stationnaire de l'onde et s'écrit :

$$w(x) = w_0 e^{-\xi x} \sin \left( 2\pi \frac{x}{\Lambda} \right) \quad (3.18)$$

En pratique, il faudra donc trouver un compromis entre une durée d'impulsion suffisamment courte devant la période des ultrasons pour que l'amplitude apparente du déplacement ne soit pas trop atténuée afin de pouvoir être mesurée par shearographie et une durée d'impulsion suffisamment longue pour que la matrice CCD reçoive suffisamment de photons pendant la durée d'enregistrement.

### Principe de mesure : aspect spatial

Une fois choisie la méthode de stroboscopie permettant de figer la scène, il reste à fixer la distance de cisaillement  $\delta_x$  qui joue un rôle important dans la visualisation d'ondes stationnaires ou progressives [Taillade98]. On peut distinguer deux configurations extrêmes du cisaillement qui sont représentés sur la figure (FIG. 3.20) que nous appellerons mode passe bande et mode réjection de bande.

La première configuration (FIG. 3.20.a) consiste à cisailier, dans la direction de propagation, d'une quantité multiple impaire de la demi longueur d'onde ultrasonore ( $\Lambda/2+n\Lambda$ ). Dans ce cas, en supposant que le vecteur sensibilité est constant le long de la direction  $(0, x)$  et que la durée des impulsions lumineuses est courte devant leur période, la phase optique mesurée dans le premier état s'écrit :

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{4\pi}{\lambda} \left\{ w_0 e^{-\xi(x+\delta_x)} \sin \left( 2\pi \frac{x+\delta_x}{\Lambda} \right) - w_0 e^{-\xi x} \sin \left( 2\pi \frac{x}{\Lambda} \right) \right\} \\ &= -\frac{4\pi}{\lambda} w_0 e^{-\xi x} \sin \left( 2\pi \frac{x}{\Lambda} \right) \left[ 1 + e^{-\xi \left( \frac{\Lambda}{2} \right)} \right] \quad \text{avec } \delta_x = \Lambda/2 \text{ cas où } n = 0 \end{aligned} \quad (3.19)$$

Si l'onde est peu atténuée comme pour les ondes de Lamb se propageant dans les plaques de carbonés époxy aux fréquences auxquelles on travaille (entre 10 et 100kHz),

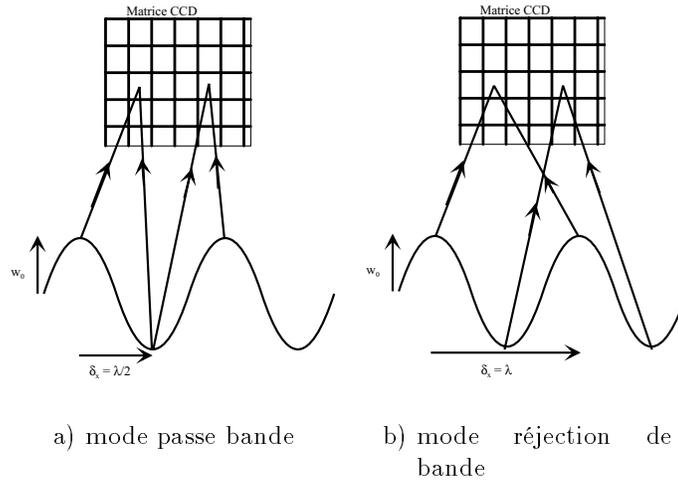


FIG. 3.20: Ajustement de la longueur de cisaillement.

la phase optique mesurée dans l'état 1 est proportionnelle au double de l'amplitude du déplacement normal et s'écrit :

$$\varphi_1 = -\frac{4\pi}{\lambda} 2w_0 \sin\left(2\pi \frac{x}{\Lambda}\right) \quad (3.20)$$

La phase optique  $\varphi_2$  mesurée dans l'état 2, c'est-à-dire après avoir déphasé de  $\pi$  le signal de commande du modulateur par rapport au signal de référence est égale à  $-\varphi_1$ . Finalement, l'image  $\varphi_2 - \varphi_1$  est égale à  $-2\varphi_1$ .

On obtient donc une image de phase représentant une onde stationnaire de longueur d'onde spatiale  $\Lambda$  et d'amplitude égale à  $4w_0$  à l'atténuation près. Cette première configuration est donc assimilable à un filtre *passer bande spatial* centré sur la fréquence spatiale de l'onde acoustique.

La seconde configuration (FIG. 3.20.b) consiste à cisailier, dans la direction de propagation, d'une quantité multiple de la longueur d'onde ultrasonore ( $n\Lambda$ ). Ceci a pour effet d'éliminer, à l'atténuation près, l'onde ultrasonore nominale de l'image shearographique. Cette configuration est donc assimilable à un filtre *réjection de bande spatial* de l'onde acoustique.

Chacune de ces méthodes présente un intérêt dans un domaine particulier. La première (mode passe bande) permet d'étudier la propagation des ondes de Lamb et notamment de mesurer précisément la longueur d'onde afin d'identifier le mode de l'onde de Lamb considérée. Elle sert également, comme nous allons le voir plus loin, à visualiser l'interaction de l'onde avec un délaminage créé dans une plaque de carbone époxy. La seconde méthode (mode réjection de bande) est intéressante en contrôle non destructif classique pour visualiser la présence de défauts au sein d'une plaque : l'onde nominale est en effet "gommée" pour ne laisser place qu'aux seuls éléments qui lui impriment un déphasage ou une variation d'amplitude. Notons que cette dernière méthode reste qualitative.

Il faut cependant rappeler que les calculs précédents ne sont valables que pour des ondes planes. Or dans nos applications, l'onde de Lamb est engendrée par un transducteur piézo-électrique en forme de disque, créant ainsi un front d'onde circulaire lorsque la plaque est isotrope. Dans ce cas, les modes passe bande et réjection de bande ne sont effectifs qu'au voisinage de la direction de cisaillement (FIG. 3.21).

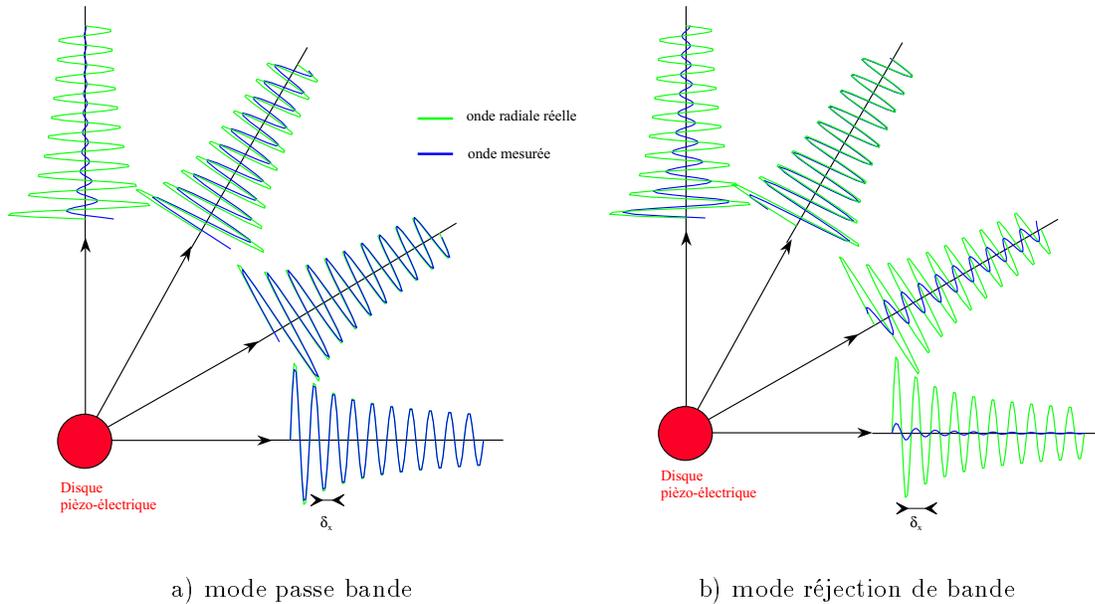


FIG. 3.21: Comparaison entre l'onde réelle et l'onde mesurée par shearographie dans le cas d'une onde radiale.

En mode passe bande (FIG. 3.21.a), l'amplitude vue par la shearographie est identique, à un facteur 4 près, à l'amplitude réelle de l'onde, mais seulement dans la direction de cisaillement ( $O, x$ ). En revanche, dans une direction perpendiculaire à la direction de cisaillement ( $O, y$ ), l'amplitude vue par la shearographie est quasiment nulle puisqu'on mesure la différence de déplacement quasiment sur le même front d'onde. En mode réjection de bande (FIG. 3.21.b), l'amplitude vue par la shearographie est quasiment nulle dans la direction de cisaillement, résultat qui était effectivement recherché. Par contre on remarque que dans une direction faisant un angle de  $60^\circ$  par rapport à la direction de cisaillement, la shearographie restitue, à un facteur 4 près, quasiment l'amplitude réelle de l'onde. La réjection n'y est pas du tout réalisée. Dans les deux cas, on admet finalement que dans un secteur de  $\pm 30^\circ$  autour de la direction de cisaillement, le résultat fourni par la shearographie correspond à l'objectif visé, à savoir soit une image de l'onde ultrasonore soit une image d'où l'onde nominale incidente a disparu.

### 3.3.2 Ondes de Lamb

#### Notions de bases

Nous avons déjà évoqué dans l'introduction de ce chapitre le terme onde de plaque ou onde guidée encore appelée onde de Lamb du nom du géophysicien qui les a découvertes.

Nous ne détaillerons pas dans cette thèse les mécanismes de génération de l'onde de Lamb, qui peuvent être très complexes dans des milieux hétérogènes comme les plaques de carbone époxy. Notre objectif dans ce paragraphe est de donner au lecteur les éléments de connaissance permettant de suivre les résultats présentés dans la suite de ce chapitre. La théorie complète des ondes de plaque peut être trouvée dans les livres généraux sur les ondes ultrasonores [Ewing57], [Royer96] ou dans les articles spécialisés [Lamb17, Moulin2000] et des thèses comme celles de [Simon97, Moulin99].

Considérons dans un premier temps un solide isotrope de dimensions infinies comme par exemple un bloc d'acier, à l'intérieur duquel se propagent des ondes libres élastiques dites ondes de volumes. Ces ondes peuvent être de deux natures différentes, soit longitudinales (le déplacement dirigé dans la direction du vecteur d'onde est du type compressif) soit transversales (le déplacement dirigé perpendiculairement au vecteur d'onde est du type flexion). Les vitesses de propagation correspondantes à ces ondes sont notées respectivement  $V_L$  et  $V_T$ . Lorsqu'elles rencontrent une interface d'impédance acoustique non négligeable, solide-air par exemple, ces ondes se réfléchissent en changeant partiellement de nature. La figure (FIG. 3.22) montre comment on peut déduire les vecteurs d'onde réfléchis à l'aide de la construction de Fresnel.

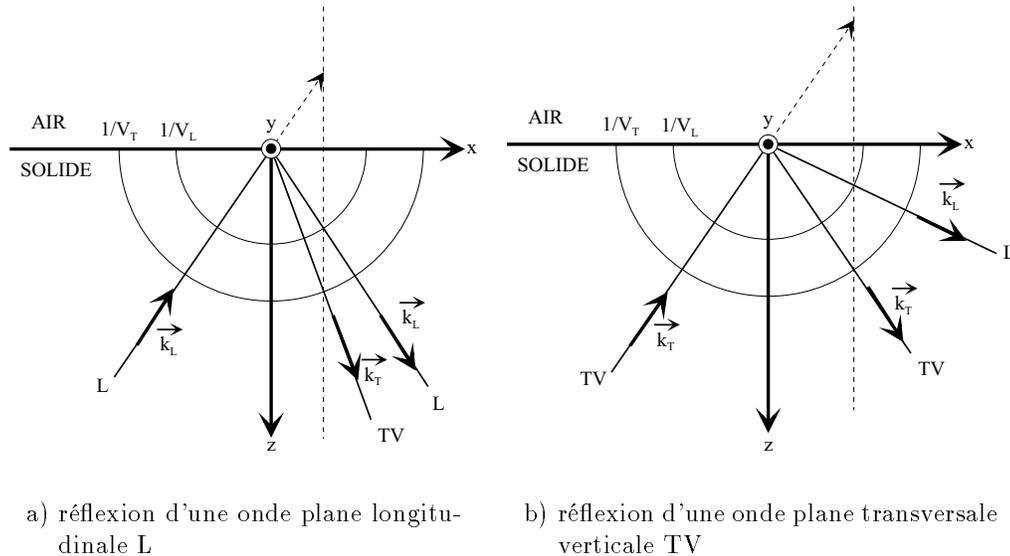


FIG. 3.22: Construction géométrique (dite de Fresnel) des vecteurs d'ondes des ondes réfléchies engendrées par une onde longitudinale (a) ou une onde transversale (b) à l'interface solide-air.

L'onde transversale de polarisation<sup>3</sup> parallèle à la surface libre (i.e. selon l'axe  $y$ ) est totalement réfléchi sans changement de nature. Cette onde appelée aussi onde transversale horizontale (TH), se propage sans modification dans une plaque puisque sa polarisation se conserve au cours des réflexions. Il n'en va pas de même pour l'onde longitudinale (L) ou l'onde transversale verticale (TV) qui se couplent aux interfaces. Lorsque l'une de ces ondes est réfléchi par une surface libre, elle s'accompagne d'une conversion partielle selon

<sup>3</sup>Direction du déplacement

le processus : onde L(TV) incidente  $\rightarrow$  onde L(TV) réfléchi + onde TV(L) convertie (FIG. 3.23).

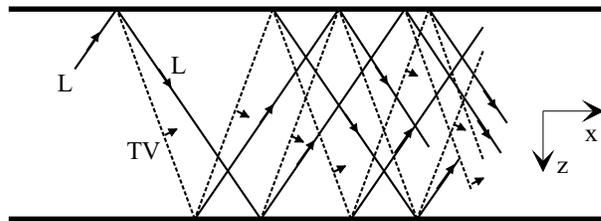
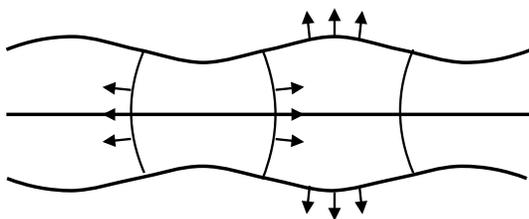
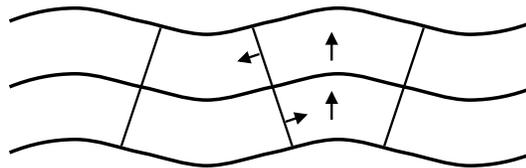


FIG. 3.23: Ondes de Lamb. Les composantes L et TV progressent suivant x en se réfléchissant successivement sur l'une et l'autre interface [Royer96].

Après plusieurs réflexions, l'addition de ces déplacements complexes produit une onde guidée dont le mode dépend de la nature du matériau constituant la plaque, de l'angle d'incidence de l'onde de départ et du rapport longueur d'onde sur épaisseur de la plaque. En cherchant les solutions qui satisfont simultanément les équations de propagation des modes L et TV et celles propres aux contraintes mécaniques imposées aux surfaces, on trouve les différents modes de propagation des ondes de Lamb. Dans le cas d'un matériau isotrope, ces modes se décomposent en deux familles : les modes symétriques et antisymétriques selon la déformation globale de la plaque (FIG. 3.24).



a) symétrique : de part et d'autre du plan médian, les composantes longitudinales sont égales et les composantes transversales sont opposées



b) antisymétrique : de part et d'autre du plan médian, les composantes transversales sont égales et les composantes longitudinales sont opposées

FIG. 3.24: Mode de plaque (onde de Lamb) dans un matériau isotrope [Royer96].

Les composantes des déplacements des premiers modes antisymétriques et symétriques sont représentées sur la figure (FIG. 3.25.a). Le mode  $A_0$  (antisymétrique d'ordre zéro) se comporte à "basse fréquence" comme une onde de flexion pure puisque la composante tangentielle du déplacement ( $u_{A_0}$ ) est faible devant la composante normale ( $w_{A_0}$ ). La composante tangentielle augmente avec la fréquence pour atteindre le même ordre de grandeur que la composante normale. Au contraire, le mode  $S_0$  (symétrique d'ordre zéro) se comporte à "basse fréquence" comme une onde de compression pure puisque la composante normale du déplacement ( $w_{S_0}$ ) est faible devant la composante tangentielle ( $u_{S_0}$ ). Dans nos applications, nous privilégierons la composante normale en travaillant à des fréquences relativement faibles sauf cas exceptionnel.

Les vitesses des modes de propagation des ondes de Lamb évoluent, elles aussi, en fonction du produit épaisseur du guide (ici la plaque) par la fréquence de l'onde (FIG. 3.25.b).

Ces ondes sont donc dispersives puisque leur vitesse n'est pas constante avec la fréquence. On remarque également que lorsque la fréquence devient très grande, la vitesse des premiers modes tend vers la vitesse des ondes de Rayleigh qui sont des ondes de surface (FIG. 3.26.a). Rappelons que les ondes de Lamb naissent lorsque les ondes de Rayleigh de la face supérieure et de la face inférieure du guide interagissent l'une avec l'autre, c'est-à-dire que leur longueur d'onde  $\Lambda$  est suffisamment grande devant l'épaisseur du guide ( $\Lambda/e \geq 1$ ) compte tenu de la décroissance des composantes longitudinale et transversale du déplacement (FIG. 3.26.b).

## Génération d'ondes de Lamb

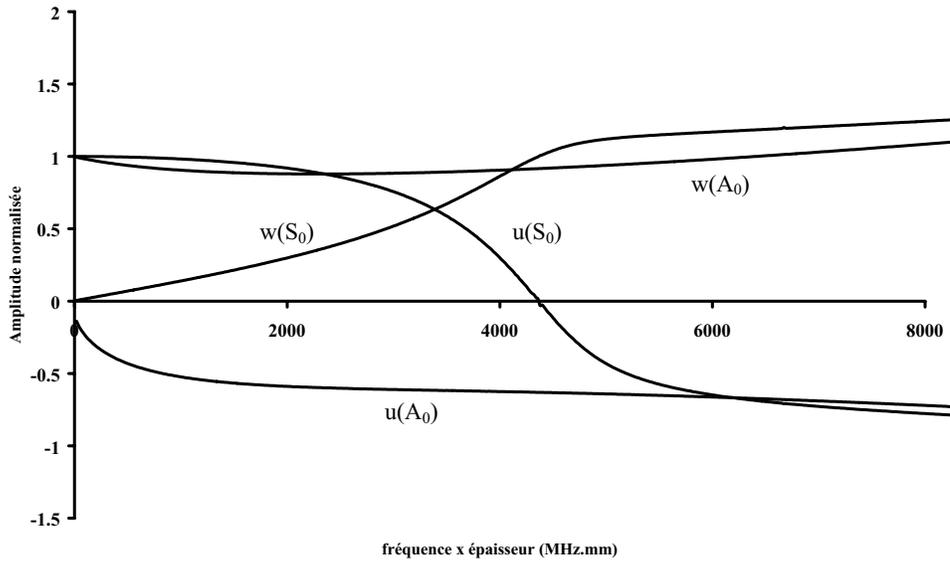
Plusieurs méthodes peuvent être envisagées pour engendrer dans une plaque des ondes de Lamb. On peut citer notamment l'excitation thermomécanique avec un laser impulsional de puissance, appelée communément US-Laser [Balageas2000] et bien sûr l'excitation électromécanique comme les transducteurs piézo-électriques qui transforment l'énergie électrique en énergie mécanique avec un très bon rendement.

Les transducteurs piézo-électriques les plus courants utilisent pour les ondes de Lamb la génération sous incidence oblique avec un sabot en forme de coin interposé entre la plaque et le capteur via un couplant. L'onde engendrée dans le sabot est une onde longitudinale qui, après traversée de l'interface sabot-plaque, se réfracte en donnant naissance à des ondes transversale et longitudinale. Au bout de quelques réflexions de chacune de ces ondes (à environ une ou deux longueurs d'onde du sabot) (FIG. 3.23), l'onde de Lamb se forme puis se propage dans la plaque. En adaptant l'inclinaison de la direction de propagation de l'onde longitudinale incidente au matériau constituant le guide d'onde (loi de Snell-Descartes :  $V/\sin(\theta) = c^{ste}$ ), on peut, dans une certaine mesure et en particulier à haute fréquence, engendrer le mode d'onde de Lamb désiré. L'inconvénient majeur de cette méthode réside dans l'utilisation du couplant (huile ou gel) qui introduit des variations d'amplitudes de l'onde de Lamb selon la quantité de couplant entre le sabot et la plaque rendant ainsi l'interprétation et la comparaison des résultats difficiles entre deux mesures successives.

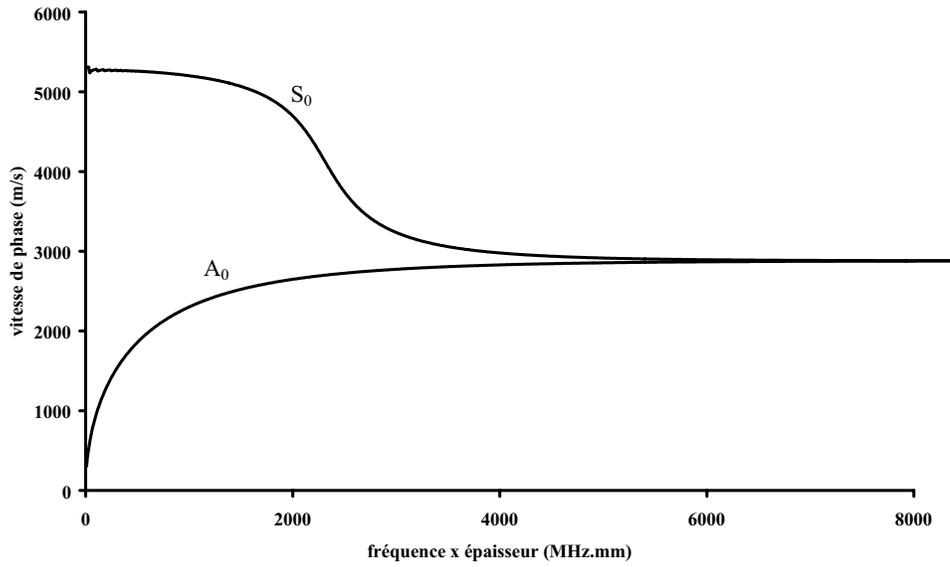
Une seconde méthode peut être employée utilisant elle aussi un transducteur piézo-électrique. Elle consiste à coller sur la plaque un disque piézo-électrique muni d'électrodes sur chacune de ces faces (FIG. 3.27). C'est cette technique que nous avons mise en œuvre. Les résonances radiales que présente le transducteur piézo-électrique lorsqu'il est libre, disparaissent après collage. Une analyse d'impédance (FIG. 3.28) montre clairement ce résultat. On peut donc l'utiliser à priori sur une large plage de fréquence avec un rendement constant. Cette disparition de résonance constituera un critère de collage correct du transducteur.

Un tel système présente plusieurs avantages :

- on a supprimé l'utilisation du couplant ce qui améliore la reproductibilité ;
- comme ces disques piézo-électriques sont très fins (épaisseur de  $200\mu m$ ) on peut les insérer directement au sein d'une plaque de carbone époxy entre deux plis sans trop altérer les propriétés mécanique de la structure et ainsi réaliser des systèmes intégrés appelés encore "structures intelligentes".

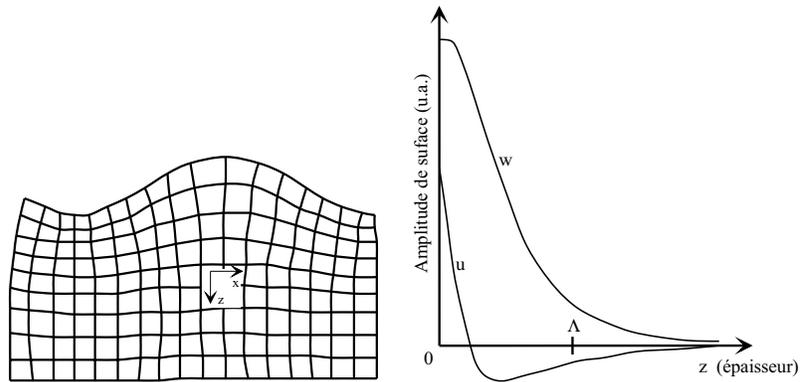


a) composantes du déplacement



b) vitesse de phase des premiers modes de propagation

FIG. 3.25: Onde de Lamb dans une plaque d'acier ( $V_L = 5900m/s$  et  $V_T = 3100m/s$ ) en fonction du produit fréquence  $\times$  épaisseur.



a) ondulation de la surface

b) décroissance de la composante longitudinale  $u$  et de la composante transversale  $w$  en fonction de la profondeur

FIG. 3.26: Onde de Rayleigh dans un solide isotrope semi-infini [Royer96].

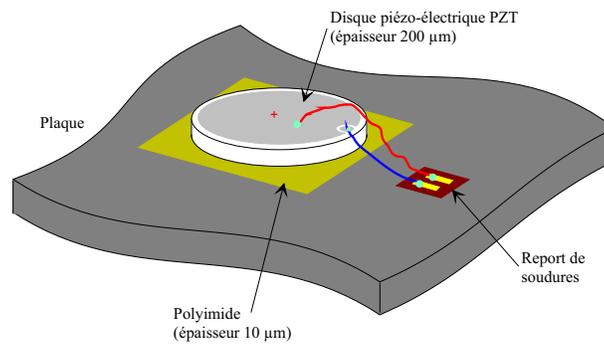
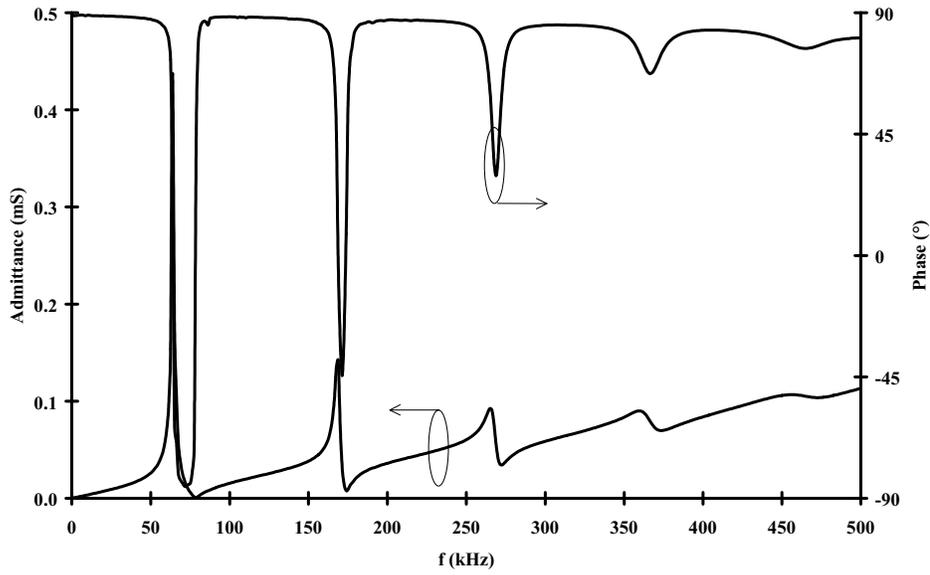
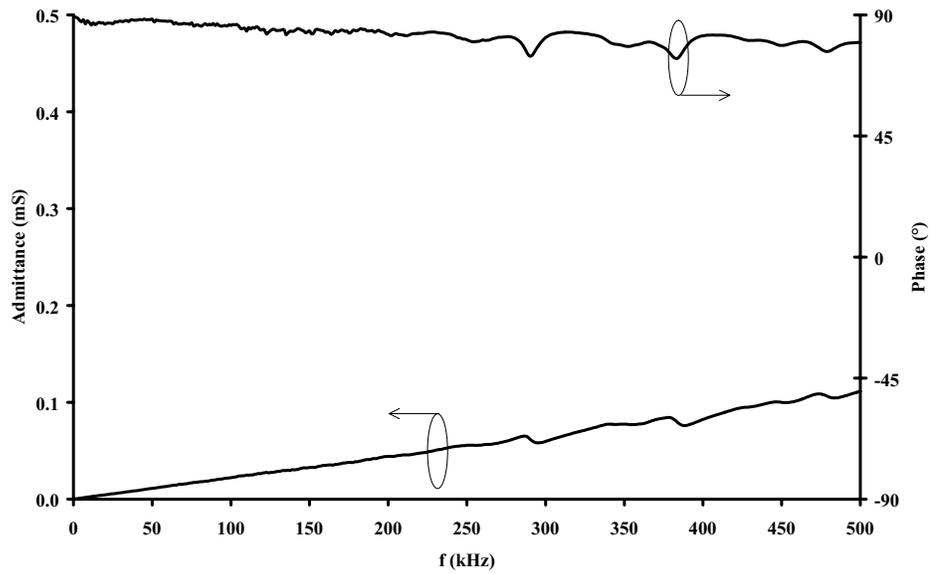


FIG. 3.27: Schéma de principe du collage d'un disque piézo-électrique sur une plaque.



a) transducteur libre



b) transducteur collé sur une plaque de carbone époxy quasi isotrope

FIG. 3.28: Impédance électrique d'un disque piézo-électrique (PZT) d'épaisseur  $200\mu m$  et de diamètre  $30mm$ .

Cependant, bien que le transducteur ne présente plus de résonance, du point de vue électrique, sa capacité à créer une onde, de longueur d'onde  $\Lambda$ , dépend de la dimension du transducteur suivant la direction de propagation. On peut assimiler cette propriété à une résonance spatiale du transducteur piézo-électrique collé. En effet, supposons un transducteur piézo-électrique de dimensions  $2a$  suivant  $(O, x)$ , infini suivant  $(O, y)$  et d'épaisseur  $e$  suivant  $(O, z)$ . On le suppose collé sur la surface d'une plaque où se propage une onde plane longitudinale suivant  $(O, x)$  (FIG. 3.29). Au passage de l'onde, le transducteur se déforme et délivre une tension proportionnelle à la somme des déformations selon le sens de propagation.

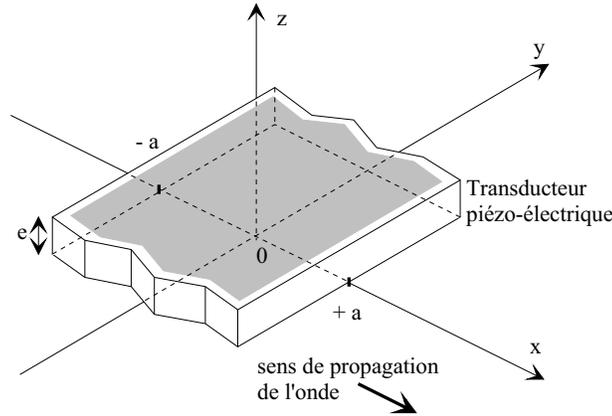


FIG. 3.29: Transducteur piézo-électrique collé sur une plaque se déformant sous l'action d'une onde longitudinale.

L'expression de la tension délivrée aux bornes du transducteur s'écrit :

$$V_{zz}(t) = \frac{d_{13}}{e} \int_{-a}^{+a} \frac{\partial u}{\partial x}(t, x) dx \quad (3.21)$$

avec  $d_{13}$  un coefficient piézo-électrique reliant le champ électrique selon l'axe  $(O, z)$  et la déformation selon l'axe  $(O, x)$ .

Le déplacement longitudinal engendré par l'onde s'écrit  $u(t, x) = u_0 \cos(kx - \omega t)$  de sorte que la tension  $V_{zz}(t)$  s'écrit :

$$V_{zz}(t) = 2u_0 \frac{d_{13}}{e} \sin(ka) \sin(\omega t) \quad (3.22)$$

L'amplitude de la tension délivrée par le transducteur piézo-électrique est donc maximum quand  $\sin(ka) = \pm 1$ , c'est-à-dire lorsque :

$$a = \frac{\Lambda}{4}(2p + 1) \quad p \in Z \quad (3.23)$$

Réciproquement, le disque piézo-électrique collé sur une plaque engendrera une onde de longueur d'onde égale à  $4a/(2p + 1)$  avec un bon rendement si l'on adapte la fréquence d'excitation à la vitesse de l'onde correspondant à cette longueur d'onde.

En choisissant le diamètre de transducteur piézo-électrique, on peut choisir la vitesse de l'onde préférentiellement engendrée dans la plaque (le mode étant défini par la position du transducteur dans la plaque). Il suffit pour cela de rechercher sur les courbes

de dispersions (exprimées cette fois-ci en fonction du rapport épaisseur de la plaque  $e$  sur la longueur d'onde  $\Lambda$  en fonction du produit fréquence par épaisseur) (FIG. 3.30) la fréquence correspondant à l'ordonnée du rapport épaisseur de la plaque sur deux fois le diamètre du transducteur piézo-électrique ( $\Lambda = 4 \times a$  pour  $p = 0$ ). On connaît ainsi la fréquence avec laquelle il faut alimenter le transducteur piézo-électrique pour engendrer une onde  $A_0$  ou  $S_0$ .

De plus, si l'on colle un seul transducteur piézo-électrique en surface de la plaque, l'ensemble formé par la plaque et le transducteur est dissymétrique, on engendre ainsi un mode antisymétrique. Au contraire si l'on colle un transducteur entre deux plis centraux d'une plaque en carbone époxy, on engendre un mode symétrique. On peut aussi coller de part et d'autre des faces de la plaque (supposée isotrope) deux transducteurs identiques. Lorsqu'ils sont excités en phase, on engendre alors un mode symétrique et lorsqu'ils sont excités en opposition de phase un mode antisymétrique. Cependant, cette dernière technique nécessite que la plaque soit parfaitement isotrope. Comme nous le verrons dans un exemple suivant, sur les plaques de carbone époxy quasi isotrope que nous avons utilisées, l'alimentation en phase ou en opposition de phase ne fonctionne que partiellement.

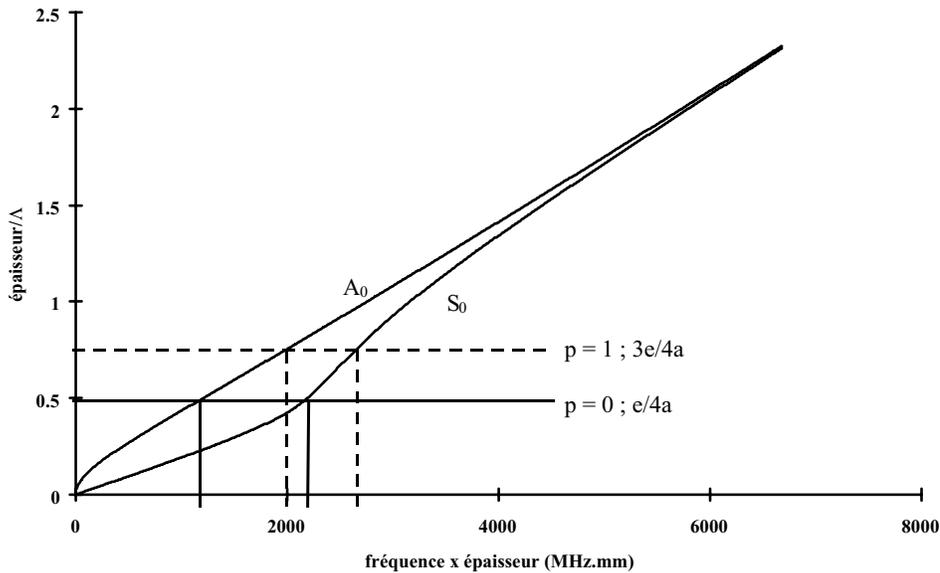


FIG. 3.30: Courbe de dispersion des premiers modes symétriques et antisymétriques des ondes de Lamb dans une plaque d'acier.

### 3.3.3 Visualisation d'ondes de Lamb

#### Visualisation en mode passe bande

L'échantillon utilisé pour cette étude est une plaque (réf. :L3C033) en carbone époxy stratifiée, quasi isotrope  $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ , de dimensions  $700 \times 700 \times 4 \text{ mm}^3$ . Les courbes de dispersion des modes de propagation des ondes de Lamb dans ce matériau sont représentées sur la figure (FIG. 3.31) ce qui nous permet de choisir la fréquence de travail (ici autour de  $60 \text{ kHz}$ ) pour engendrer un mode antisymétrique d'ordre zéro avec

une longueur d'onde de  $20\text{mm}$ . Pour engendrer une onde  $A_0$  avec un bon rendement, nous avons collé sur une des faces de cette plaque (appelée face arrière) un disque piézo-électrique en PZT de diamètre  $30\text{mm}$  ( $p = 1$ ) et d'épaisseur  $200\mu\text{m}$ . Cette appropriation du transducteur permet de l'alimenter avec une tension sinusoïdale d'amplitude  $30\text{V}$  correspondant à une puissance électrique fournie de seulement  $1\text{W}$ . L'amplitude de l'onde de Lamb  $A_0$  engendrée dans la plaque est de l'ordre de  $10\text{nm}$  ce qui est tout à fait suffisant pour être mesuré par notre dispositif de shearographie.

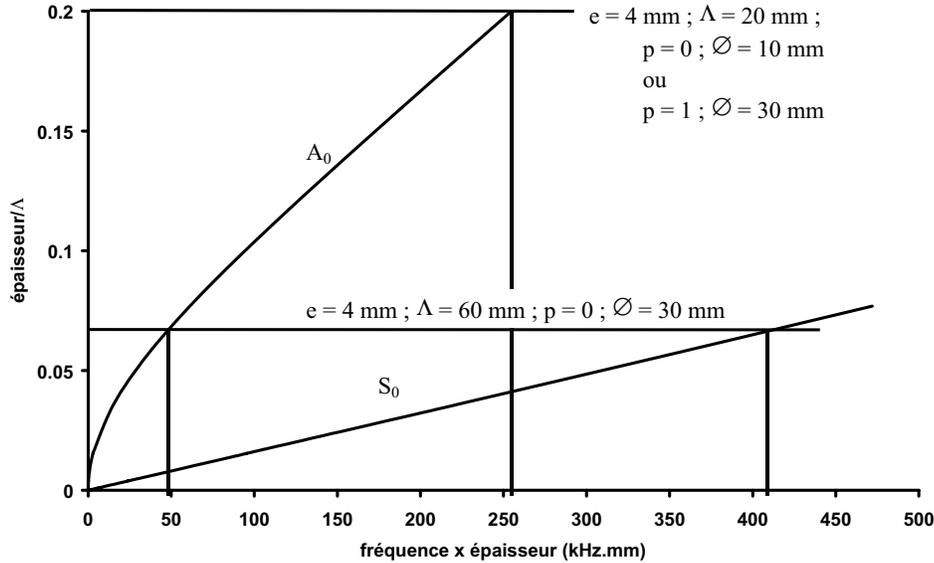


FIG. 3.31: Courbe de dispersion des premiers modes symétriques et antisymétriques des ondes de Lamb dans une plaque de carbone époxy stratifiée quasi isotrope  $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ .

Une première image (FIG. 3.32) correspondant à un champ de  $600 \times 450\text{mm}^2$  est enregistrée en face avant et en mode passe bande (le cisaillement est suivant la diagonale de l'image) lorsque la plaque est exempte de tout défaut. Le transducteur est placé en haut à gauche de l'image, excité en régime entretenu par une tension sinusoïdale de fréquence  $68\text{kHz}$  et d'amplitude  $30\text{V}$ . On distingue parfaitement la nature radiale de l'onde de Lamb ainsi que la décroissance de l'amplitude, due principalement à l'atténuation géométrique de l'onde au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'émetteur. Celui-ci a d'ailleurs été masqué lors du dépliage pour conserver toute la dynamique sur la majeure partie de l'image. Malgré ceci, on remarque que dans le coin opposé au transducteur, l'amplitude de l'onde est si faible que la dynamique utilisée ne permet pas de l'extraire du bruit. On peut également noter que dans cette configuration (cisaillement en diagonale), nous ne sommes quasiment pas gênés par l'influence du cisaillement puisqu'il nous semble voir l'onde sur l'ensemble de l'image.

### Mesure de l'atténuation et de la vitesse de phase d'une onde de Lamb

Comme nous l'avons déjà évoqué précédemment, le mode passe bande est particulièrement intéressant pour l'étude des caractéristiques (longueur d'onde, atténuation viscoélastique) de l'onde ultrasonore se propageant dans la plaque. Pour caractériser cette onde

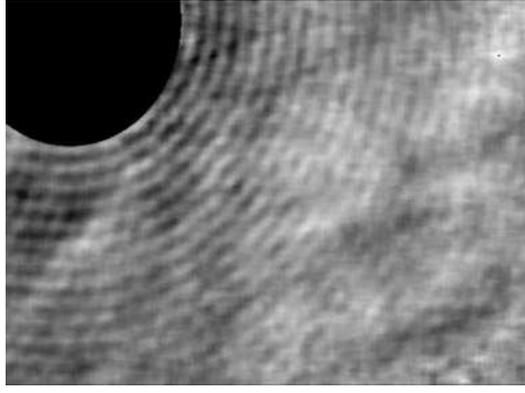


FIG. 3.32: Visualisation en mode passe bande, en face avant ( $600 \times 450mm^2$ ) d'une onde de Lamb (mode  $A_0$ ); l'onde est engendrée par un disque piézo-électrique en PZT de diamètre  $30mm$  et d'épaisseur  $200\mu m$  alimenté par une tension sinusoïdale en régime entretenu d'amplitude  $30V$  et de fréquence  $68kHz$ , collé en face arrière d'une plaque de carbone époxy stratifiée quasi isotrope  $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ .

(FIG. 3.32), la technique consiste à enregistrer deux images de l'onde (FIG. 3.33) déphasées temporellement de  $\pi/2$  (les impulsions lumineuses sont à  $0$  et  $\pi$  pour la première image (FIG. 3.33.a) et à  $\pi/2$  et  $3\pi/2$  pour la seconde image (FIG. 3.33.b)). Ces deux images sont ensuite combinées afin d'extraire une image de l'amplitude et une image de la phase qui sont représentées sur la figure (FIG. 3.34).

Une régression au sens des moindres carrés, du profil de l'amplitude (FIG. 3.34.a) et de la phase (FIG. 3.34.b) suivant l'axe  $(O, x)$  conduit à l'estimation respectivement de l'atténuation  $\xi$  et de la longueur d'onde ultrasonore  $\Lambda$ . D'après l'expression (3.18) de l'amplitude du déplacement normal  $w$  engendré par l'onde, du cisaillement  $\delta_x$  et de l'atténuation géométrique de l'onde radiale, les expressions de l'amplitude et de la phase sont :

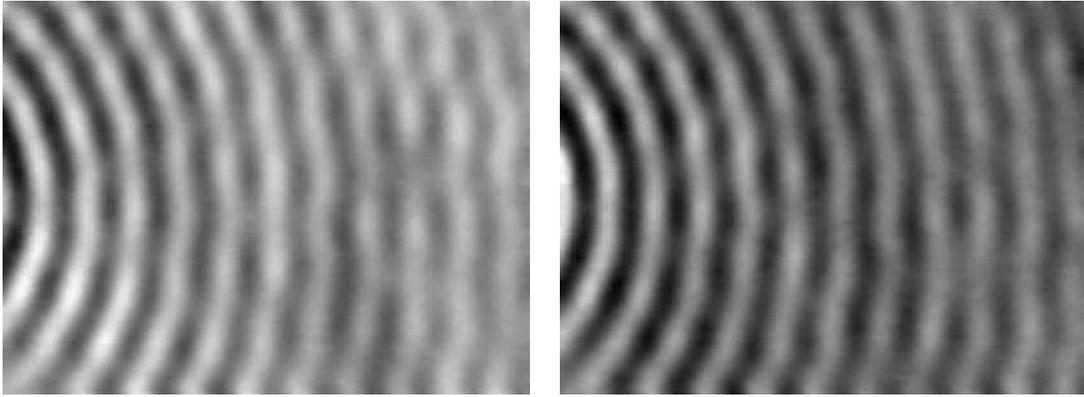
- amplitude apparente tenant compte du cisaillement et de l'atténuation géométrique :

$$w(x) = w_0 e^{-\xi x} \left( \frac{1}{\sqrt{x}} + \frac{e^{-\xi \delta_x}}{\sqrt{x + \delta_x}} \right) \quad (3.24)$$

- phase

$$\phi(x) = \frac{2\pi}{\Lambda} x + \phi_0 \quad (3.25)$$

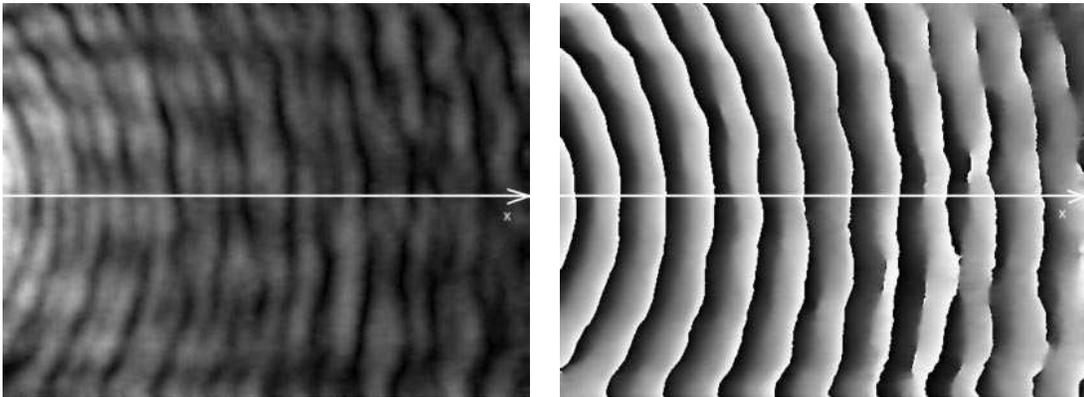
Pour cette fréquence de travail, on trouve à partir des profils de phase et de l'amplitude (FIG. 3.35), respectivement la longueur d'onde égale à  $1,723 \pm 0.002 \text{ cm}$  et l'atténuation viscoélastique égale à  $0,012 \pm 0,008 \text{ cm}^{-1}$  soit une atténuation de  $2\%/\Lambda$ . Connaissant la fréquence d'excitation et la longueur d'onde ultrasonore, on en déduit la vitesse de phase de l'onde qui est égale à  $1172 \pm 1 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette valeur est parfaitement en accord avec les courbes de dispersion (FIG. 3.31). On montre ainsi l'aspect quantitatif de la shearographie dans le mode passe bande pour caractériser l'onde visualisée. L'incertitude relativement mauvaise sur l'atténuation s'explique par le fait qu'à la fréquence de travail ( $68kHz$ ) l'onde est très peu atténuée (propagation sur plusieurs mètres).



a) image de phase obtenue en synchronisant les impulsions lumineuses à 0 et  $\pi$  du signal de référence

b) image de phase obtenue en synchronisant les impulsions lumineuses à  $\pi/2$  et  $3\pi/2$  du signal de référence

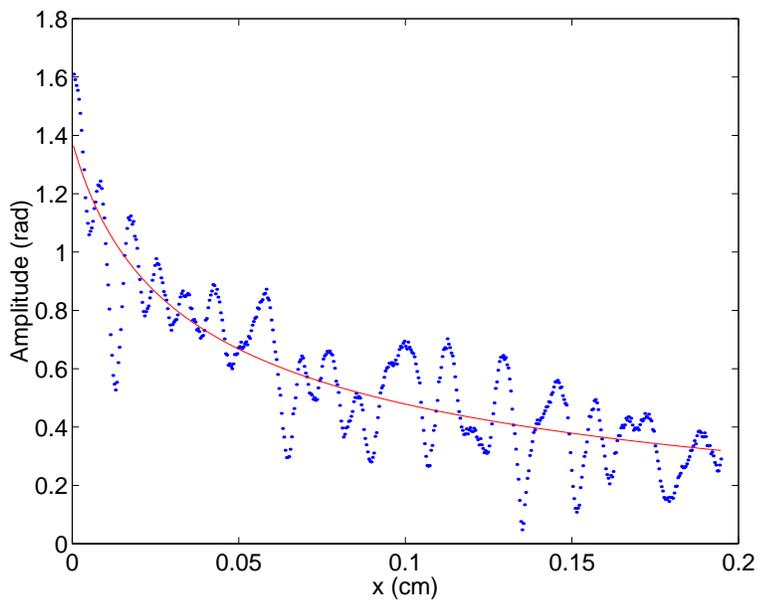
FIG. 3.33: Visualisation en mode passe bande, en face avant ( $170 \times 130mm^2$ ) d'une onde de Lamb (mode  $A_0$ ) ; la plaque et le transducteur utilisés sont les mêmes que sur la figure (FIG. 3.32).



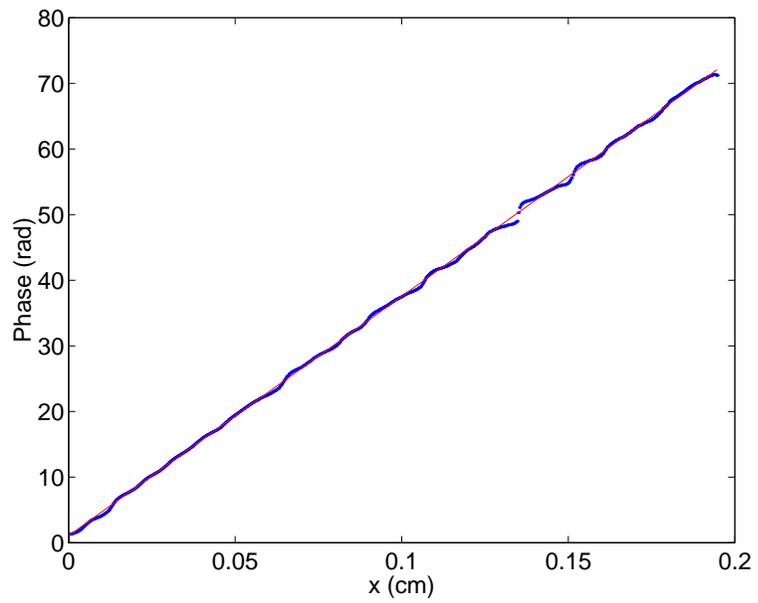
a) amplitude de l'onde

b) phase (repliée) de l'onde

FIG. 3.34: Image en amplitude et en phase de l'onde visualisée sur la figure (FIG. 3.33).



a) coupe de l'amplitude de l'onde



b) coupe de la phase dépliée de l'onde

FIG. 3.35: Coupes et ajustement théorique des profils en amplitude et en phase issues de la figure (FIG. 3.33).

## Décisaillement d'une image d'onde de Lamb

Afin d'illustrer la méthode de décisaillement sans référence (1.55) que nous avons présentée dans le premier chapitre de cette thèse, nous avons enregistré une image de phase montrant la génération d'une onde de Lamb par un disque piézo-électrique (FIG. 3.36.a). Le transducteur piézo-électrique est un disque en PZT de diamètre  $30\text{mm}$ , alimenté par une tension sinusoïdale de fréquence  $68\text{kHz}$  et d'amplitude  $30\text{V}$ , collé en face arrière d'une plaque de carbone époxy quasi isotrope  $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ . L'image est enregistrée en face avant en utilisant le mode passe bande qui n'est effectif que sur une ligne horizontale passant par le centre du transducteur. Cet exemple est particulièrement intéressant car il montre que selon une ligne verticale passant par le centre du transducteur, la mesure par shearographie de la différence du déplacement est nulle comme nous l'avons expliqué sur la figure (FIG. 3.21).

En appliquant l'algorithme de décisaillement sans référence (1.55), nous obtenons l'image du champ de déplacement au droit du transducteur (FIG. 3.36.b). On remarque en particulier que selon la ligne verticale passant par le centre du transducteur, on retrouve bien l'allure du déplacement réel. Comme nous l'avons déjà évoqué dans le premier chapitre, cette méthode de décisaillement n'est pas parfaite du point de vue de l'amplitude identifiée mais elle restitue correctement l'aspect spatial de l'onde. L'interprétation en est facilitée puisqu'on obtient une image du champ de déplacement comme en TV-Holographie.

La figure (FIG. 3.37) montre la transformée de Fourier spatiale de l'image décisaillée (FIG. 3.36.b). Elle représente les fréquences spatiales de l'onde dans le plan et permet de mesurer les longueurs d'ondes dans toutes les directions de propagations de l'onde. On note une légère anisotropie des fronts d'ondes due probablement au fait que le transducteur est collé en face arrière c'est-à-dire sur un pli orienté à  $+45^\circ$ . Malgré cette constatation, on considérera qu'à la fréquence de  $68\text{kHz}$  la plaque se comporte comme un matériau isotrope dans le plan.

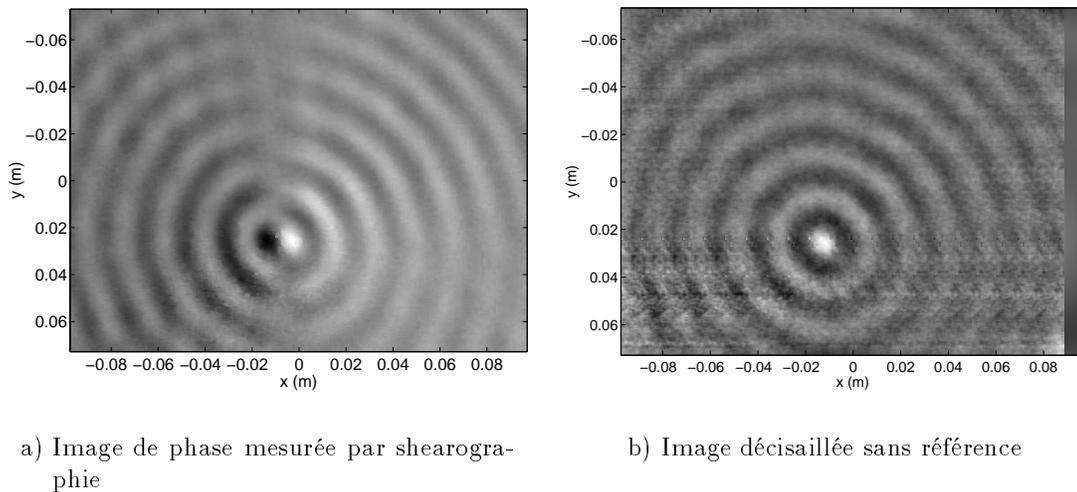


FIG. 3.36: Visualisation en mode passe bande d'une onde de Lamb au droit du transducteur.

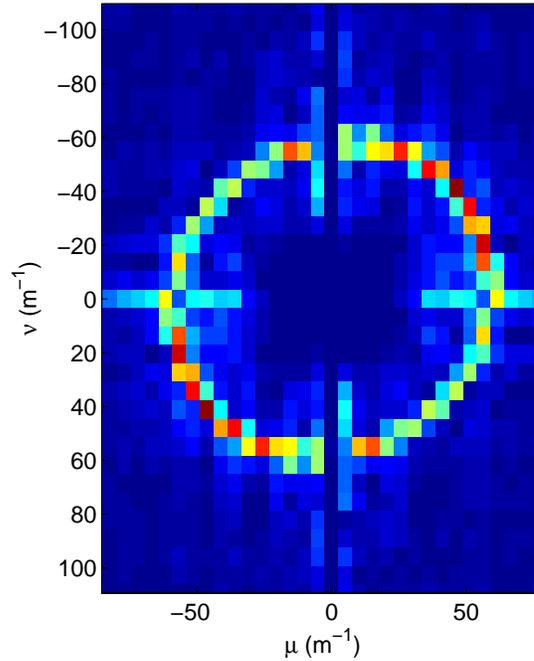


FIG. 3.37: Amplitude de la transformée de Fourier spatiale de l'image décisaillée (FIG. 3.36.b).

### Détection d'un multi-délaminage

La plaque en carbone époxy quasi isotrope que nous avons utilisée précédemment a reçu en face avant un impact basse vitesse d'une énergie égale à environ  $5J$ . Un contrôle classique par ultrasons en immersion (FIG. 3.38) a révélé une série de délaminages superposés, de surface croissante de la face impactée (face avant) à la face arrière.

La plaque a ensuite été contrôlée en analysant l'interaction onde de Lamb/multi-délaminage par shearographie en mode passe bande (cisaillement selon une ligne passant par le centre du transducteur et du multi-délaminage). Le transducteur piézo-électrique est toujours alimenté par une tension sinusoïdale de fréquence  $68kHz$  et d'amplitude  $30V$ . La figure (FIG. 3.39) montre les images de phases ( $170 \times 130mm^2$ ) obtenues en visualisant l'interaction en face avant (FIG. 3.39.a) (face impactée) ou en face arrière (FIG. 3.39.b) (côté transducteur).

Deux remarques peuvent être formulées après l'analyse des images de phases enregistrées (FIG. 3.39) :

- la comparaison des images (FIG. 3.39) montre que le multi-délaminage affecte sensiblement de la même façon les déplacements mesurés en face avant (FIG. 3.39.a) et en face arrière (FIG. 3.39.b), du moins dès que l'on s'en éloigne d'une ou deux longueurs d'onde; le C-SCAN (FIG. 3.38) montre pourtant que les délaminages les plus étendus de ce défaut se trouvent près de la face arrière; on voit ainsi tout l'intérêt des ondes de Lamb pour détecter ce type de défaut que la caméra shearographique vise la face impactée ou la face opposée à l'impact, la présence d'un défaut interne sera tout aussi bien mise en évidence sur les images; sur les structures réelles c'est justement la face impactée qui est la seule accessible;
- on remarque aussi d'une part une variation nette de l'amplitude de l'onde au droit du

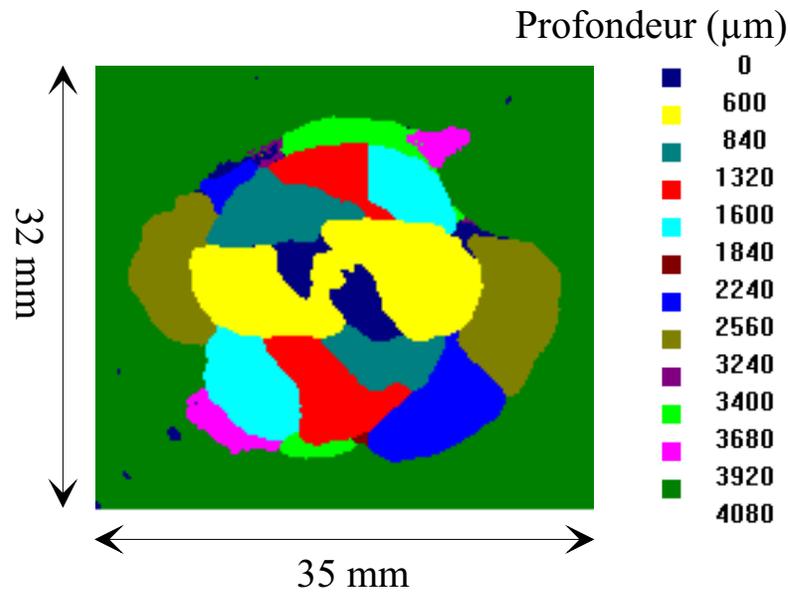
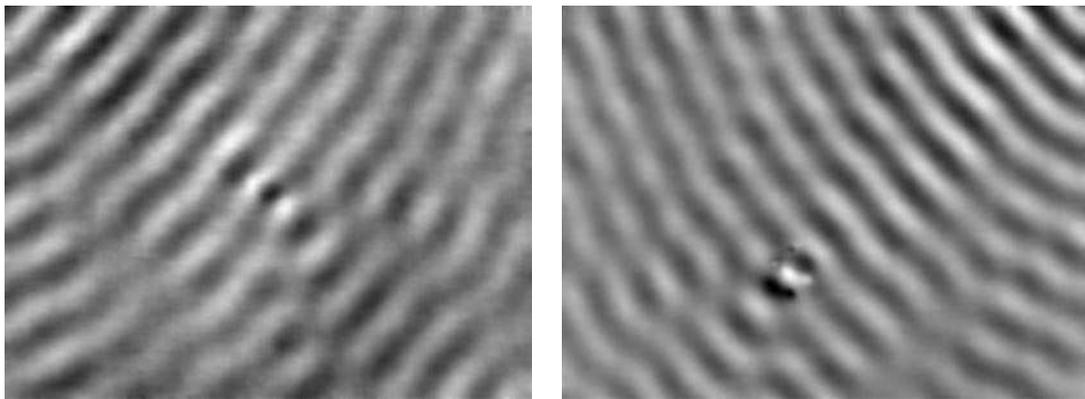


FIG. 3.38: C-SCAN d'un multi-délaminage créé par un impact basse vitesse d'énergie  $5J$  sur une plaque en carbone époxy quasi isotrope  $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ , vue en face avant.



a) image de phase en face avant

b) image de phase en face arrière

FIG. 3.39: Visualisation en mode passe bande, en face avant ( $170 \times 130 \text{mm}^2$ ) de l'interaction d'une onde de Lamb (mode  $A_0$ ) avec un multi-délaminage; la plaque et le transducteur utilisés sont les mêmes que sur la figure (FIG. 3.32); le multi-délaminage est créé par un impact basse vitesse d'énergie égale à  $5J$ .

multi-délamination ainsi qu'un déphasage de l'onde dans un sillage centré sur le défaut et d'ouverture d'environ  $30^\circ$ , et d'autre part on aperçoit un système d'anneaux concentriques centrés sur le multi-délamination.

## Visualisation en mode passe bande d'une salve d'onde de Lamb

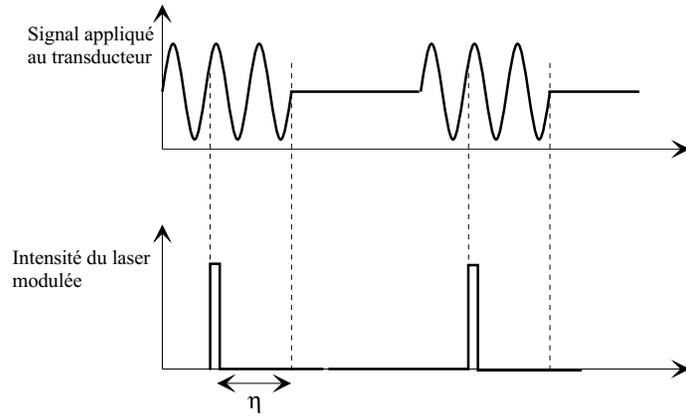
Pour éviter les difficultés d'interprétation dues à la superposition de l'onde incidente et des ondes réfléchies par les bords de la plaque ou dans une situation de contrôle réel par des renforts ou des rivets, il est indispensable d'exciter le transducteur non plus par une tension sinusoïdale permanente mais plutôt par une salve de quelques sinusoïdes. Cette technique est couramment utilisée lors de la détection d'ondes ultrasonores dans les matériaux composites contenant du carbone afin de palier les problèmes de couplages capacitifs pouvant apparaître entre l'émetteur et le récepteur et en raison de la conductivité électrique relativement importante des plis de carbone.

La méthode proprement dite consiste à engendrer des salves constituées de quelques périodes (au plus 5 en général) à une fréquence identique à celle que l'on a utilisée précédemment et avec une fréquence de répétition notée  $f_{burst}$ . A chaque salve émise par le transducteur, une impulsion laser de durée  $\tau$  éclaire la plaque, "figeant" celle-ci dans un premier état (FIG. 3.40). Il faut mentionner qu'il n'y a plus qu'une impulsion lumineuse par salve et non pas une par période comme précédemment. Si cela n'avait pas été le cas, on aurait pondéré le contraste associé à chaque période de la salve de manière différente : la dernière période aurait été éclairée une fois, l'avant dernière deux fois, etc. L'impulsion laser est synchronisée sur le signal envoyé au transducteur c'est-à-dire à la salve de l'onde partant de l'émetteur. Le délai  $\eta$  entre le signal envoyé au transducteur et celui de l'impulsion lumineuse est ajustable par déphasage. Pendant la durée  $\eta$ , la salve émise parcourt une distance  $l$  proportionnelle à la vitesse de l'onde dans le matériau. En agissant sur ce délai, on peut donc analyser pas à pas la progression du train d'onde dans le matériau.

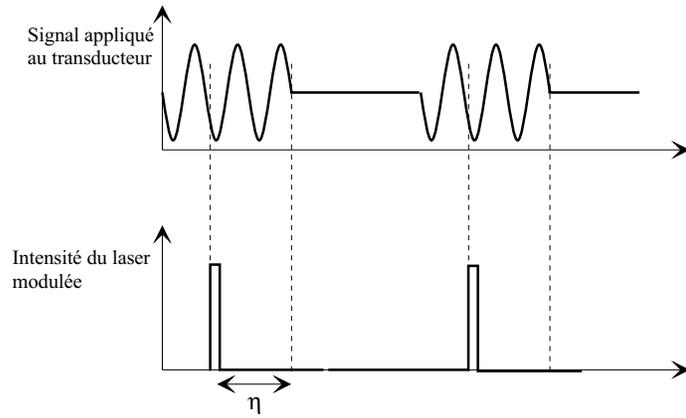
Finalement, plusieurs salves sont émises au cours de l'acquisition d'une image permettant comme dans le cas d'excitation sinusoïdale permanente d'appliquer la technique du décalage de phase. De ce fait, pour un taux de répétition de  $5kHz$  correspondant à 200 impulsions par image d'intensité, la matrice CCD intègre quasiment 7 fois moins de lumière que dans le cas précédent. Il faut donc augmenter la puissance lumineuse du laser et/ou ouvrir le diaphragme du système imageur au risque de ne plus être dans les conditions optimales de mesures ( $N_{opt} = 11$  ou 16).

Pour soustraire les images de phase correspondant aux deux états mesurés, il est nécessaire que la salve couvre exactement la même zone des deux images. Il n'est donc plus possible de modifier le déphasage entre le signal de référence envoyé au transducteur et celui de l'impulsion laser ce qui modifierait le délai  $\eta$  et donc introduirait un décalage de la salve entre les deux états. Pour définir le second état, il suffit d'inverser tout simplement la polarité du transducteur. C'est d'ailleurs cette technique que nous avons utilisée quel que soit le mode d'excitation mis en œuvre.

Nous avons donc effectué plusieurs mesures (FIG. 3.41) pour différentes valeurs de  $\eta$  en face avant de la plaque *L3C033* après qu'elle ait reçu un impact. La fréquence d'excitation est maintenue à  $68kHz$  pour favoriser le mode  $A_0$  de l'onde de Lamb et le défaut est situé au centre des images de phases (FIG. 3.41). Pour  $\eta = 200\mu s$  le train d'ondes n'a pas encore atteint la zone endommagée, on voit alors nettement la propagation de cette



a) dans le pseudo état 1



b) dans le pseudo état 2

FIG. 3.40: Schéma de synchronisation entre le signal d'excitation, la stroboscopie du laser et le décalage de phase pour visualiser une salve.

salve. Puis, lorsque  $\eta = 280\mu s$ , le train d'ondes a dépassé la zone délaminée et on voit apparaître, comme précédemment, un déphasage du train d'ondes à l'intérieur d'un sillage. On remarque également sur la figure (FIG. 3.41.c) un système d'anneaux de très faible amplitude centré sur le défaut comme nous l'observons sur la figure (FIG. 3.39).

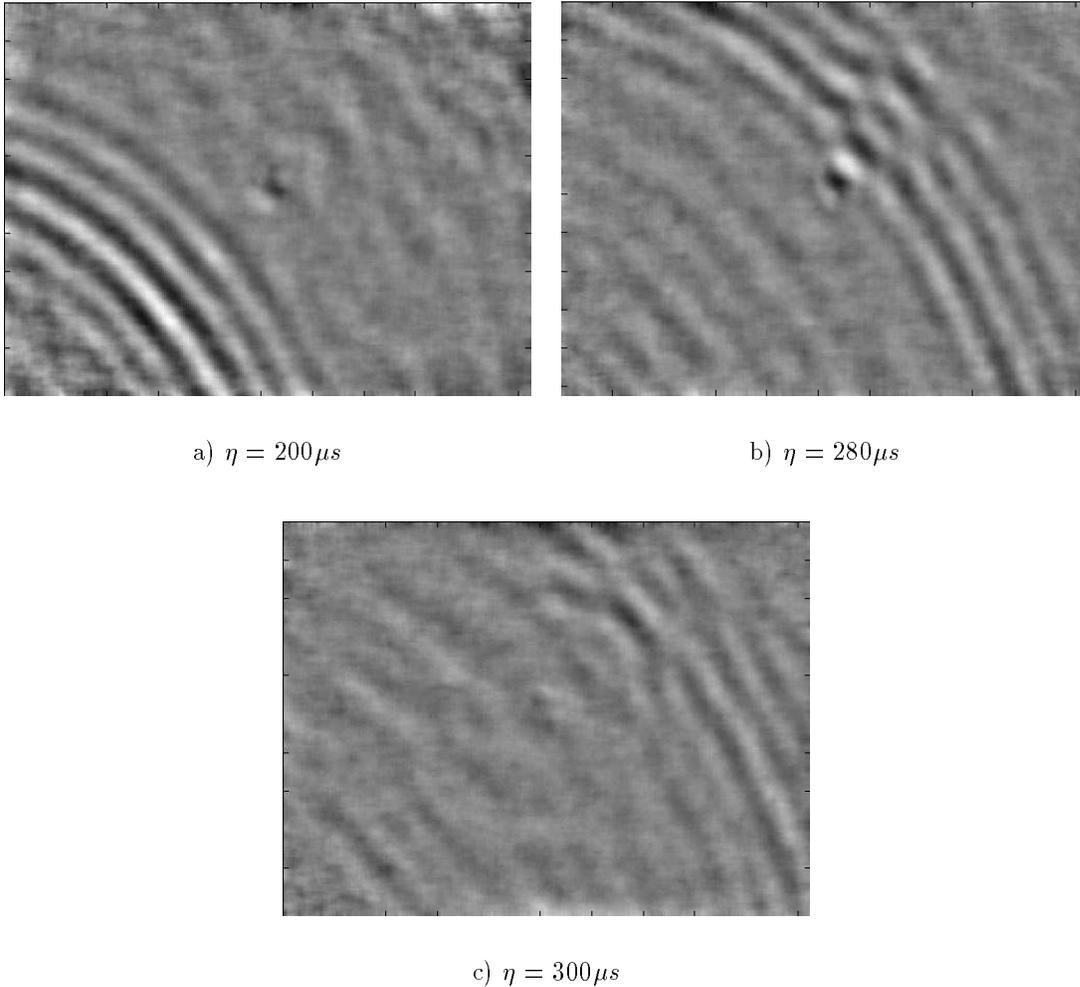


FIG. 3.41: Visualisation en mode passe bande, en face avant ( $170 \times 130mm^2$ ) de l'interaction d'une salve d'onde de Lamb (mode  $A_0$ ) avec un multi-délaminage; la plaque et le transducteur utilisés sont les mêmes que sur la figure (FIG. 3.32); le multi-délaminage est créé par un impact basse vitesse d'énergie égale à  $5J$ .

### Visualisation en mode réjection de bande

En mode passe bande et en régime continue, l'onde ultrasonore nominale est présente sur toute l'image et ceci peut rendre difficile la détection des défauts de taille réduite. Pour détecter qualitativement la présence d'un défaut dans la plaque, la visualisation de la propagation de cette onde nominale est sans intérêt. Il est préférable de mettre en œuvre un filtrage spatial adapté, en ajustant le cisaillement à une fois la longueur d'onde (ou un multiple de celle-ci). L'expérience a donc été répétée en mode réjection de bande (FIG. 3.42). La "porteuse" (l'onde nominale) a maintenant quasiment disparu

de l'image de phase pour ne laisser place qu'à la perturbation induite sur l'onde par le multi-délaminage, améliorant ainsi sa détectabilité. De plus, dans une direction de plus ou moins  $60^\circ$  environ par rapport à la direction de propagation de l'onde nominale, une onde faiblement contrastée et semblant issue du défaut peut être observée. La figure (FIG. 3.21), décrivant le mode réjection de bande, avait permis de faire la même constatation pour la visualisation de l'onde engendrée par le transducteur. Le défaut se comporte donc comme une source secondaire et le système d'anneaux que nous observons sur les figures (FIG. 3.39) et (FIG. 3.41.c) en mode passe bande, est donc induit par la diffraction de l'onde ultrasonore incidente sur le multi-délaminage. Cette analyse nous amène naturellement à la conception d'un modèle mécanique simple de la diffraction de l'onde par un défaut.

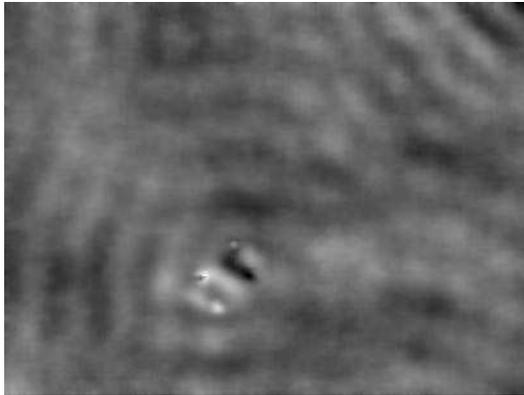


FIG. 3.42: Visualisation en mode réjection de bande, en face avant ( $170 \times 130mm^2$ ) de l'interaction d'une onde de Lamb (mode  $A_0$ ) avec un multi-délaminage ; la plaque et le transducteur utilisés sont les mêmes que sur la figure (FIG. 3.32) ; le multi-délaminage est créé par un impact basse vitesse d'énergie égale à  $5J$ .

### 3.3.4 Etude de la diffraction d'une onde de Lamb par un défaut

#### Modèle de compréhension de la diffraction

La modélisation de la diffraction d'une onde de Lamb par un défaut tel qu'un multi-délaminage est évidemment très complexe. Notre objectif n'est pas de représenter le phénomène dans son intégralité mais d'en comprendre les grandes lignes. A partir des résultats obtenus pour deux problèmes modèles, nous allons voir que l'on peut déduire de nos expériences des informations quantitatives sur l'étendue du multi-délaminage [Taillade99b].

Le premier problème modèle auquel nous nous intéressons est celui de la diffraction d'une onde plane se propageant dans une membrane infinie tendue de manière isotrope ( $\tau$  représente cette tension) et percée d'un trou circulaire de rayon  $a$ . Le déplacement transverse instantané selon l'axe  $(O, z)$  induit par une onde plane se propageant selon l'axe  $(O, x)$  s'écrit :

$$w_i(x, y, t) = W_i e^{j(kx - \omega t)} \quad (3.26)$$

avec  $W_i$  l'amplitude de l'onde,  $k = 2\pi/\Lambda$  le vecteur d'onde et  $\omega = 2\pi f$  la pulsation de l'onde.

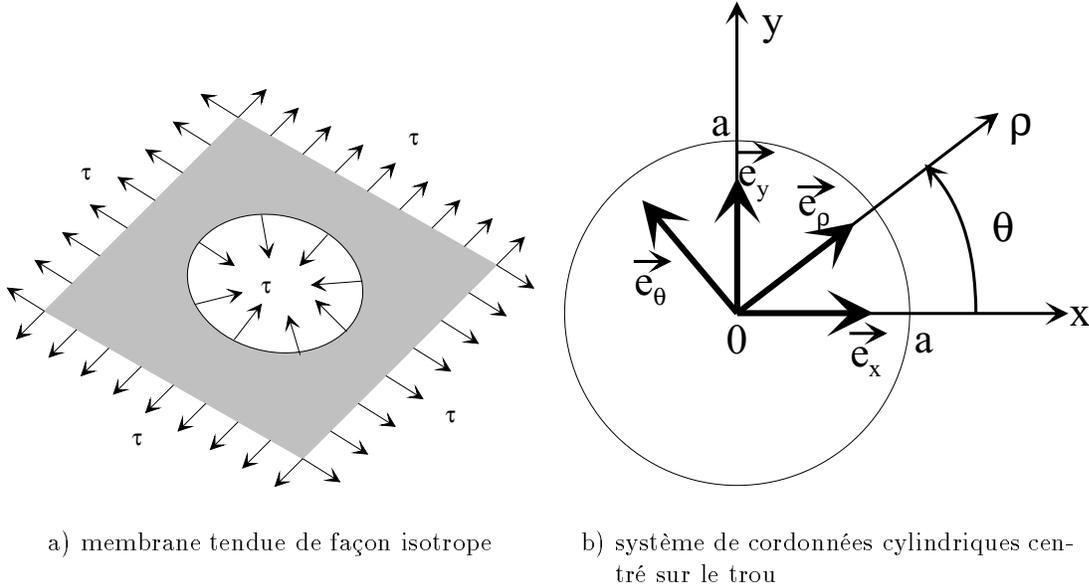


FIG. 3.43: Membrane percée d'un trou.

Cette onde incidente en l'absence du trou vérifie en tout point l'équation de propagation :

$$\Delta w - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0 \quad (3.27)$$

avec  $v = \sqrt{\tau/\mu}$  la vitesse de propagation de l'onde transverse où  $\mu$  est la masse surfacique de la membrane.

Si on applique au bord du trou, une tension  $\tau$  (FIG. 3.43.a), le déplacement de la membrane percée satisfait la même équation de propagation (3.27). On se propose alors de chercher une solution  $w = w_i + w_e$  qui satisfait les conditions aux limites au bord du trou, c'est-à-dire une condition de fluctuation nulle de la tension normale. Le déplacement  $w$  satisfait le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \Delta w - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0 & \text{sur toute la membrane} \\ \tau \frac{\partial w}{\partial n} = 0 & \text{au bord du trou} \end{cases} \quad (3.28)$$

où  $n$  représente la normale au bord du trou.

Le déplacement  $w_i$  représente l'onde incidente alors que le déplacement  $w_e$  représente l'onde diffractée par le trou qui satisfait le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \Delta w_e - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 w_e}{\partial t^2} = 0 & \text{sur toute la membrane} \\ \tau \frac{\partial w_e}{\partial n} = -\tau \frac{\partial w_i}{\partial n} & \text{au bord du trou} \end{cases} \quad (3.29)$$

Pour faciliter la résolution du problème, nous introduisons un repère de coordonnées cylindriques (FIG. 3.43.b) centré sur le trou. Le déplacement transverse induit par l'onde incidente s'écrit alors :

$$w_i(\rho, \theta, t) = W_i e^{j(k\rho \cos(\theta) - \omega t)} \quad (3.30)$$

Pour calculer l'onde diffractée par le trou, on cherche à exprimer la fluctuation de tension  $\overline{\sigma}_i^\rightarrow$  dans la membrane non trouée induite par l'onde plane incidente sur un cercle de rayon  $a$  :

$$\begin{aligned} \overline{\sigma}_i(\rho, \theta, t)^\rightarrow &= \tau \frac{\partial w}{\partial \rho} \vec{e}_\rho^\rightarrow \\ &= jk\tau W_i e^{j(k\rho \cos(\theta) - \omega t)} (\vec{e}_\rho^\rightarrow \cos(\theta) - \vec{e}_\theta^\rightarrow \sin(\theta)) \end{aligned} \quad (3.31)$$

On associe à cette fluctuation de tension  $\overline{\sigma}_i^\rightarrow$  la fluctuation de tension normale  $f_i = \overline{\sigma}_i^\rightarrow \cdot \vec{n}^\rightarrow$  définie sur le cercle de rayon  $a$  (FIG. 3.44.a) :

$$\begin{aligned} f_i(\rho = a, \theta, t) &= \overline{\sigma}(\rho = a, \theta, t)^\rightarrow \cdot (-\vec{e}_\rho^\rightarrow) \\ &= -jk\tau W_i e^{j(\zeta \cos(\theta) - \omega t)} \cos(\theta) \\ &= -jk\tau W_i [\sin(\zeta \cos(\theta)) - j \cos(\zeta \cos(\theta))] \cos(\theta) e^{-j\omega t} \end{aligned} \quad (3.32)$$

avec  $\zeta = ka$

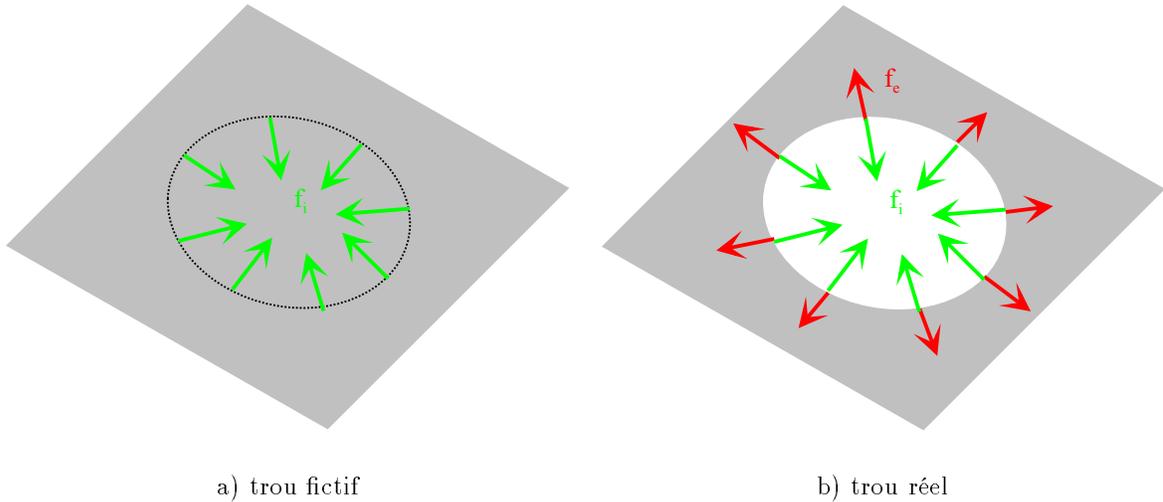


FIG. 3.44: Application des forces  $f_i$  et  $f_e$  au bord du trou.

Le bord du trou étant à l'équilibre, il existe une force  $f_e$  (FIG. 3.44.b) opposée à la force  $f_i$ . Cette force est donc issue de l'onde émergeant du trou. Pour écrire la solution de

$w_e$ , on peut procéder à une décomposition en série de Fourier Bessel [Achenbach73] de la force normale  $f_i$  que l'on pose égale à :

$$f_i(\rho, \theta, t) = k\tau W_i g(\zeta, \theta) e^{-j\omega t} \quad (3.33)$$

avec

$$\begin{aligned} g(\zeta, \theta) &= -j e^{\zeta \cos(\theta)} \cos(\theta) \\ &= \sum_{n=0}^{+\infty} g_n(\zeta) \cos(n\theta) \end{aligned} \quad (3.34)$$

où  $g_n(\zeta)$  prend les valeurs suivantes :

$$g_n(\zeta) = \begin{cases} J_1(\zeta) & \text{si } n = 0 \\ 2j^{n-2} J'_n(\zeta) & \text{si } n \text{ pair} \\ -2j^n J'_n(\zeta) & \text{si } n \text{ impair} \end{cases} \quad (3.35)$$

On vérifie [Miklowitz78, McKeon99] alors que  $w_e$  peut s'écrire sous la forme :

$$w_e(\rho, \theta, t) = \left\{ \sum_{n=0}^{+\infty} W_n(\zeta) \frac{H_n^1(k\rho)}{H_n^1(\zeta)} \cos(n\theta) \right\} W_i e^{-j\omega t} \quad (3.36)$$

avec  $W_n(\zeta) = g_n(\zeta) \frac{H_n^1(\zeta)}{H_n^1(\zeta)}$  l'amplitude complexe de la composante azimutale  $n\theta$  de l'onde émergente.

A titre d'illustration, nous avons représenté (FIG. 3.45) l'évolution des modules des amplitudes des composantes azimutales de l'onde émergente en fonction du rapport  $a/\Lambda = \zeta/2\pi$  entre 0 et 1. Lorsque le rapport  $a/\Lambda$  est inférieur à  $1/2$ , on remarque sur cette figure qu'il suffit de considérer un nombre restreint de composantes azimutales  $W_{0,1,2,3,4,5}$  pour décrire correctement l'onde émergente du trou. De plus, pour certaines valeurs particulières du rapport  $a/\Lambda$ , certaines des composantes azimutales s'annulent.

Le second problème modèle est le cas de la diffraction, par un trou débouchant cylindrique, d'une onde plane se propageant dans une plaque mince. La démarche pour trouver l'onde diffractée par le trou est identique à celle présentée dans le cas de la membrane si ce n'est qu'il faut écrire les conditions aux limites en tenant compte des efforts et des moments au bord du trou. De plus, l'onde émergente doit vérifier l'équation de propagation qui s'écrit :

$$E_f \Delta^2 w + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0 \quad (3.37)$$

avec  $\mu = \rho_p e$  la masse surfacique de la plaque où  $\rho_p$  représente sa masse volumique et  $e$  son épaisseur et  $E_f = \frac{e^3 E}{12(1-\nu^2)}$  le module de flexion.  $E$  et  $\nu$  représentent respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson du matériau constituant la plaque.

On montre alors [Miklowitz78] que la solution se met sous la forme de la somme d'une onde progressive et d'une onde évanescence permettant d'assurer les conditions aux limites au bord du trou. L'onde progressive s'écrit sous la même forme que celle calculée

dans le cas de la membrane, l'amplitude des composantes azimutales étant naturellement différente. L'onde évanescente s'exprime sous la même forme que l'onde progressive en y remplaçant l'argument  $k\rho$  par  $jk\rho$ . Cette solution s'écrit :

$$w_e(\rho, \theta, t) = \left\{ \sum_{n=0}^{+\infty} \left[ W_n^p(\zeta) \frac{H_n^1(k\rho)}{H_n^1(\zeta)} + W_n^e(\zeta) \frac{H_n^1(jk\rho)}{H_n^1(j\zeta)} \right] \cos(n\theta) \right\} W_i e^{-j\omega t} \quad (3.38)$$

avec  $W_n^p(\zeta)$  et  $W_n^e(\zeta)$  les amplitudes complexes de la composante azimutale  $n\theta$  de l'onde émergente, respectivement des ondes progressive et évanescente.

La figure (FIG. 3.46) montre l'évolution de l'amplitude des composantes azimutales de l'onde diffractée  $W_n^p$  (pour la partie progressive de la solution) en fonction du rapport  $a/\Lambda$ . On remarque que pour un rapport  $a/\Lambda$  inférieur à  $1/2$  il suffit de ne prendre en compte que les quatre premières composantes pour décrire correctement l'onde émergente. Par ailleurs, l'onde évanescente n'a une amplitude notable que dans une couronne de rayon  $a + \Lambda/2$ .

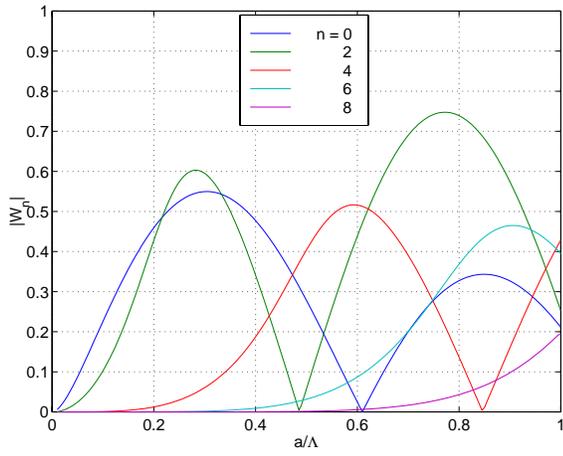
### Validation de l'interprétation physique du problème

Pour montrer que ce modèle permet de donner une information quantitative pour l'interprétation de la figure de diffraction d'une onde par un défaut, nous avons préparé un échantillon contenant un trou débouchant de rayon  $5,1\text{mm}$  dans une plaque (réf. : KR2) de carbone époxy quasi isotrope  $[45_2 \setminus 0_2 \setminus -45_2 \setminus 90_2]_{2S}$  de dimensions  $500 \times 500 \times 4\text{mm}^3$ . Sur l'une de ses faces (appelée face arrière) est collé un disque piézo-électrique en PZT de diamètre  $10\text{mm}$  et d'épaisseur  $200\mu\text{m}$ . L'onde engendrée est une onde de Lamb anti-symétrique d'ordre zéro. Plusieurs visualisations de l'interaction de l'onde de Lamb avec le trou ont été enregistrées (FIG. 3.47) en mode passe bande pour différentes fréquences d'alimentation du transducteur piézo-électrique ( $60, 70, 80$  et  $120\text{kHz}$ ), c'est-à-dire pour différentes longueurs d'onde ( $21, 18, 16$  et  $12\text{mm}$ ) de l'onde  $A_0$  dans cette plaque. Pour valider cette analyse par le modèle mécanique, nous identifions les quatre premières composantes azimutales  $W_{0,1,2,3}$  et nous comparons les rapports  $W_1/W_0$  donnés par le modèle et les expériences pour chaque valeur de  $a/\Lambda$ . Nous avons choisi volontairement de comparer le rapport  $W_1/W_0$  plutôt que les composantes  $W_0$  et  $W_1$  séparément pour éviter tout problème de normalisation. De plus, ce rapport est intéressant car il s'annule pour une valeur particulière du rapport  $a/\Lambda = 0,38$ .

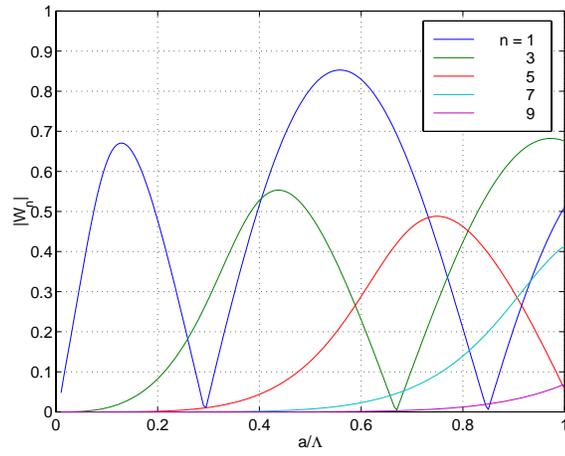
L'identification des composantes se fait au sens des moindres carrés sur une image de phase expérimentale obtenue par shearographie à une distance supérieure à une longueur d'onde du centre du défaut, suffisante pour ne faire intervenir que l'onde progressive. L'identification tient compte du cisaillement  $\delta$ , des positions relatives de l'émetteur ultrasonore et du défaut ainsi que du nombre de composantes azimutales à trouver. Tous ces paramètres sont donnés par l'opérateur. Un logiciel<sup>4</sup> d'identification fournit en une dizaine de minutes pour une image de  $512 \times 512$  pixels, l'amplitude et la phase des composantes azimutales de l'onde émergente qui approchent au mieux l'image de phase expérimentale. Le résidu entre l'image expérimentale et théorique constitue le critère de qualité de l'identification. Lorsque celui-ci atteint une valeur de l'ordre de grandeur de l'incertitude de

---

<sup>4</sup>MATLAB

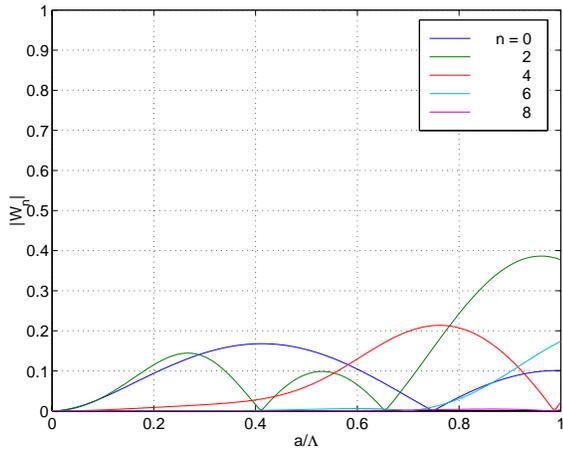


a) pour  $n$  pair

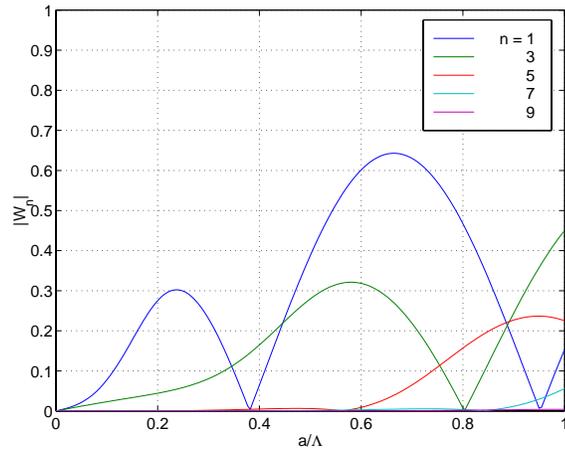


b) pour  $n$  impair

FIG. 3.45: Evolution de  $|W_n|$  en fonction du rapport  $a/\Lambda$  dans le cas d'une membrane.

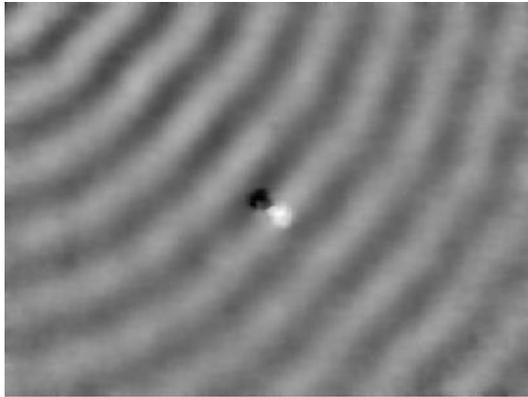


a) pour  $n$  pair

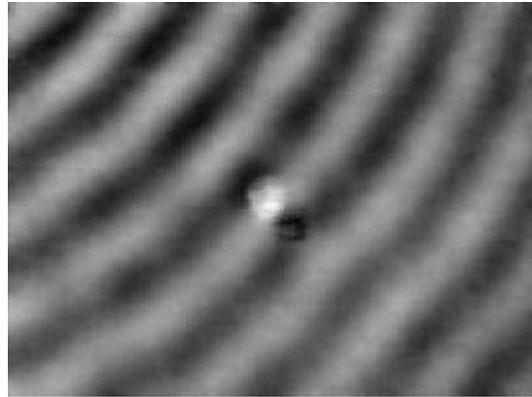


b) pour  $n$  impair

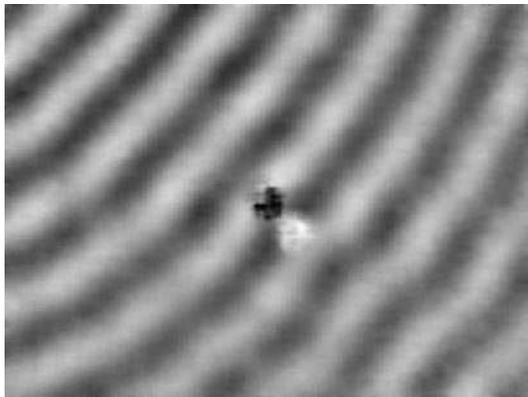
FIG. 3.46: Evolution de  $|W_n^p|$  en fonction du rapport  $a/\Lambda$  dans le cas d'une plaque.



a) fréquence  $60kHz$



b) fréquence  $70kHz$



c) fréquence  $80kHz$



d) fréquence  $120kHz$

FIG. 3.47: Visualisation (avec différent grandissement) en mode passe bande de l'interaction de l'onde de Lamb  $A_0$  avec un trou de rayon  $5,1mm$  dans une plaque de carbone époxy quasi isotrope  $[45_2 \setminus 0_2 \setminus -45_2 \setminus 90_2]_{2S}$ ; l'onde est engendrée par un disque piézo-électrique en PZT de diamètre  $10mm$  et d'épaisseur  $200\mu m$  alimenté par une tension sinusoïdale en régime entretenu d'amplitude  $30V$  et à différentes fréquences, collé en face arrière de la plaque.

mesure, à savoir  $5\text{mm}$ , l'identification est considérée comme correcte. La figure (FIG. 3.48) montre une reconstruction (FIG. 3.48.b) de l'image de phase expérimentale (FIG. 3.48.a) à partir de l'identification des composantes azimutales.

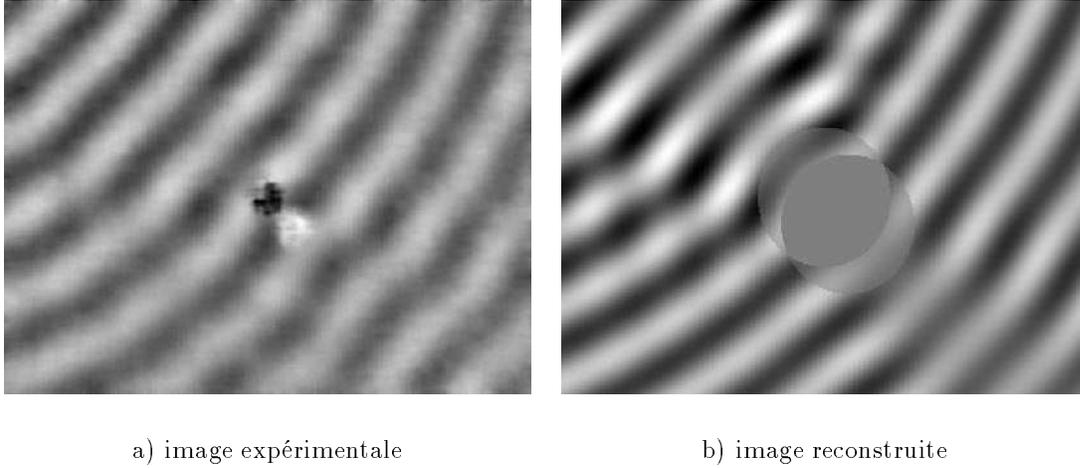


FIG. 3.48: Identification et reconstruction d'une image de phase de l'interaction de l'onde de Lamb  $A_0$  (fréquence  $80\text{kHz}$ ) avec un trou de rayon  $5,1\text{mm}$  dans une plaque de carbone époxy quasi isotrope  $[45_2 \setminus 0_2 \setminus -45_2 \setminus 90_2]_{2S}$ .

Pour chaque fréquence d'excitation, nous avons enregistré 2 images de phases à partir desquelles nous avons effectué une identification des composantes (TAB. 3.3). Nous avons reporté sur la figure (FIG. 3.49) la courbe théorique (issue du modèle) et les points expérimentaux (avec leurs barres d'incertitudes associées) du rapport des composantes azimutales  $W_1/W_0$  en fonction du rapport  $a/\Lambda$ . Les points expérimentaux sont en assez bon accord avec la courbe théorique. A chacune des valeurs expérimentales du rapport  $W_1/W_0$ , on peut associer, via la courbe théorique de la figure (FIG. 3.47), une valeur du rapport  $a/\Lambda$  puis tirer de celle-ci une estimation du rayon  $a$ . La moyenne pondérée (tenant compte des incertitudes sur le rapport  $W_1/W_0$ ) des valeurs du rayon ainsi obtenues permet d'estimer le rayon du trou par notre analyse. On trouve un rayon  $\langle a \rangle = 4,8 \pm 0,1\text{mm}$  au lieu de  $5,1\text{mm}$  soit une erreur relative d'environ 6% par rapport à la valeur théorique. Cette analyse sous estime légèrement la taille du défaut.

De plus, nous avons vérifié que la solution trouvée par notre analyse est bien représentative du problème de la diffraction d'une onde par un trou. Pour cela, une étude a montré que le résidu passe par un minimum lorsque la position du défaut dans l'image, donnée par l'opérateur, est correcte.

### Analyse quantitative de l'étendue d'un multi-délaminage

Il s'agit maintenant de vérifier le modèle que nous venons de présenter, permet d'évaluer l'étendue d'un multi-délaminage (FIG. 3.39). Bien évidemment le multi-délaminage est fort éloigné du défaut académique sur lequel repose notre modèle, cependant il peut être assimilé comme une source ultrasonore étendue et circulaire.

Nous avons équipé une plaque (réf. : *KR2bis*) en carbone époxy quasi isotrope  $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$  de dimensions  $500 \times 500 \times 4\text{mm}^3$ , d'un disque piézo-électrique en PZT de diamètre

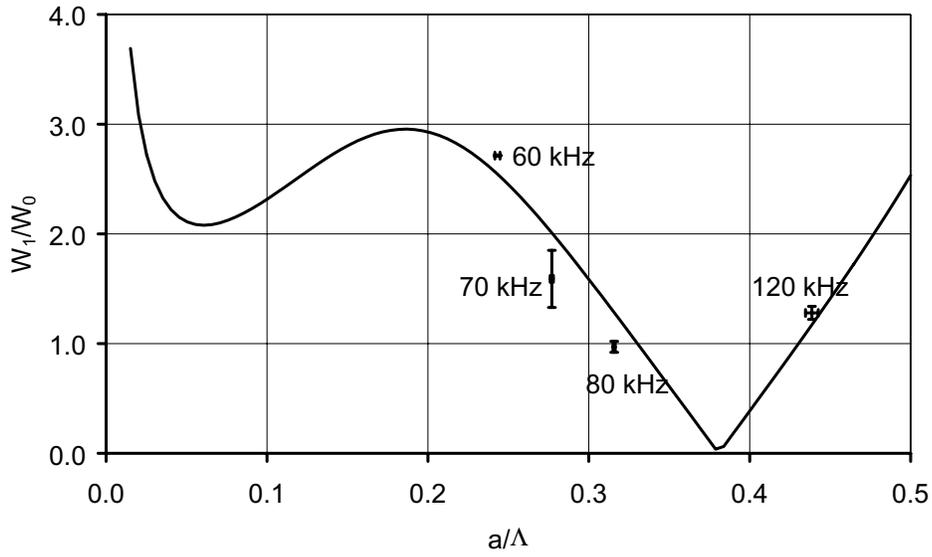


FIG. 3.49: Rapport des composantes azimutales  $W_1/W_0$  de l'onde émergente d'un trou de rayon  $a = 5,1\text{mm}$  en fonction du rapport  $a/\Lambda$  : le trait plein représente la courbe issue du modèle et les points avec leurs barres d'incertitudes sont issus des identifications des composantes des images expérimentales (FIG. 3.47).

TAB. 3.3: Récapitulatif des identifications des composantes azimutales d'une onde émergente d'un trou de rayon  $a = 5,1\text{mm}$ .

Fréquence (kHz)	$\Lambda$ mesurée (mm)	$a/\Lambda$		$W_1/W_0$
		expérimental	théorique	
60	$20,97 \pm 0,14$	$0,2432 \pm 0,0016$	0,2290	$2,714 \pm 0,005$
70	$18,39 \pm 0,07$	$0,277 \pm 0,001$	0,2998	$1,59 \pm 0,26$
80	$16,15 \pm 0,04$	$0,3157 \pm 0,0007$	0,3314	$0,97 \pm 0,05$
120	$11,6 \pm 0,1$	$0,439 \pm 0,004$	0,4434	$1,28 \pm 0,06$

10mm et d'épaisseur 200 $\mu$ m collé en face arrière. Pour se rapprocher le plus possible des hypothèses du modèle et notamment travailler avec un rapport  $a/\Lambda$  petit devant 1, nous avons alimenté le transducteur avec une tension sinusoïdale de fréquence 60kHz soit une longueur d'onde  $\Lambda$  d'environ 20mm. Comme dans les études précédentes, le multi-délaminage est créé par un impact basse vitesse d'énergie croissante. On montre qu'à partir d'une énergie d'impact seuil, l'étendue du multi-délaminage croît linéairement avec l'énergie [Abrate98].

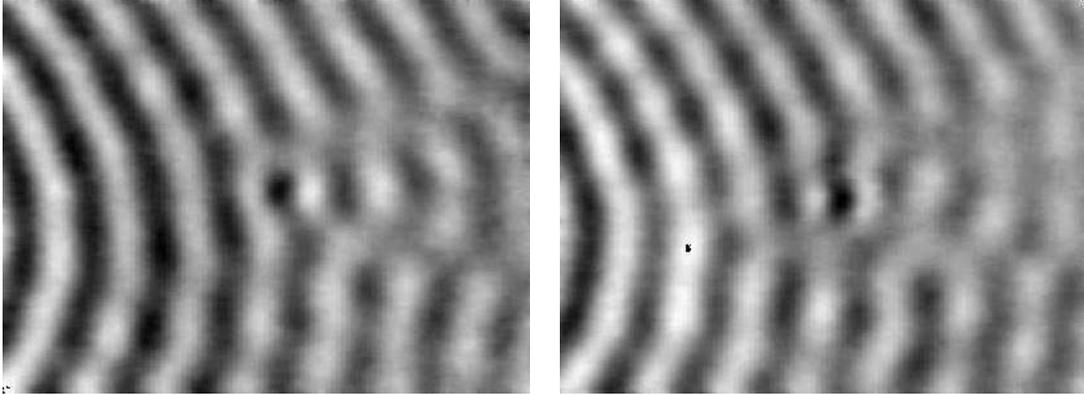
Nous avons procédé à l'endommagement de la plaque en carbone époxy *KR2bis* à trois énergies d'impact différentes (environ 3, 4 et 5J). Après chaque impact, nous avons enregistré une image de phase en mode passe bande et *en face avant* de l'interaction de l'onde de Lamb avec le multi-délaminage (FIG. 3.50). Sur cette figure, le transducteur piézo-électrique est placé à gauche de l'image et le multi-délaminage se trouve au centre de l'image. On distingue parfaitement bien l'interaction et notamment le système d'anneaux centré sur le multi-délaminage. A partir de ces trois images, nous identifions le rapport  $W_1/W_0$  des amplitudes des composantes azimutales de l'onde émergente du défaut. En reportant sur la courbe théorique (FIG. 3.49) les valeurs du rapport  $W_1/W_0$  identifiées, on déduit le rapport  $a/\Lambda$  correspondant. Connaissant la longueur d'onde  $\Lambda$  nous en déduisons le rayon  $a$  de la source ultrasonore équivalente au multi-délaminage, puis sa surface  $S_a$ . Tous ces résultats sont reportés dans le tableau (TAB. 3.4).

TAB. 3.4: Récapitulatif des identifications des composantes azimutales d'une onde émergente d'un multi-délaminage dans une plaque de carbone époxy quasi isotrope.

Energie d'impact (J)	$W_1/W_0$	$a/\Lambda$	$\Lambda$ (mm)	$a$ (mm)	$S_a = \pi a^2$ (mm <sup>2</sup> )
3,1	$3,8 \pm 1,3$	$0,014 \pm 0,009$	$21,2 \pm 0,6$	$0,3 \pm 0,1$	$0,28 \pm 0,03$
4,1	$2,0 \pm 0,6$	$0,07 \pm 0,06$	$21,2 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,9$	$7,1 \pm 2,5$
5,3	$2,5 \pm 0,4$	$0,12 \pm 0,04$	$21,2 \pm 0,6$	$2,6 \pm 0,5$	$21,2 \pm 0,8$

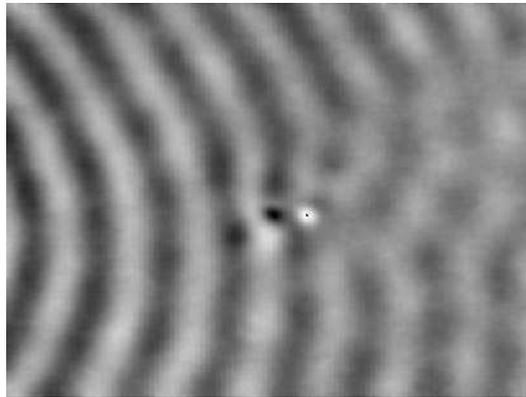
La figure (FIG. 3.51) montre l'évolution de la surface estimée de la source équivalente au multi-délaminage en fonction de l'énergie d'impact. Le prolongement de la courbe expérimentale vers la surface nulle permet d'estimer l'énergie minimale de l'impact (ici égal à environ 2,5J) nécessaire pour endommager une plaque de carbone époxy quasi isotrope dans nos conditions expérimentales. Cette valeur est malheureusement très difficile à comparer avec des résultats tirés de la littérature puisqu'elle dépend fortement des conditions aux limites dues au maintien de la plaque lors de l'impact. Cependant, l'ordre de grandeur semble raisonnable [Abrate98].

Sur cette figure, on remarque également que la surface estimée varie linéairement en fonction de l'énergie d'impact. Il a justement été observé que l'étendue des multi-délaminages augmente avec l'énergie d'impact [Abrate98]. Ces accords entre les résultats de cette méthode et les données concernant l'endommagement de ce type de composite tendent à indiquer que nous avons mis au point une analyse permettant d'estimer l'étendue du multi-délaminage à partir de l'identification du rayon de la source équivalente. Cette hypothèse devra être vérifiée ultérieurement par une calibration de notre analyse obtenue en procédant à une étude systématique du rapport  $W_1/W_0$  estimé en fonction de l'étendue réelle du multi-délaminage.



a) pour un impact d'énergie 3,1J

b) pour un impact d'énergie 4,1J



c) pour un impact d'énergie 5,3J

FIG. 3.50: Visualisation en mode passe bande, en face avant ( $600 \times 450mm^2$ ) d'une onde de Lamb (mode  $A_0$ ); l'onde est engendrée par un disque piézo-électrique en PZT de diamètre  $10mm$  et d'épaisseur  $200\mu m$  alimenté par une tension sinusoïdale en régime entretenu d'amplitude  $30V$  et de fréquence  $60kHz$ , collé en face arrière d'une plaque de carbone époxy stratifiée quasi isotrope  $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ .

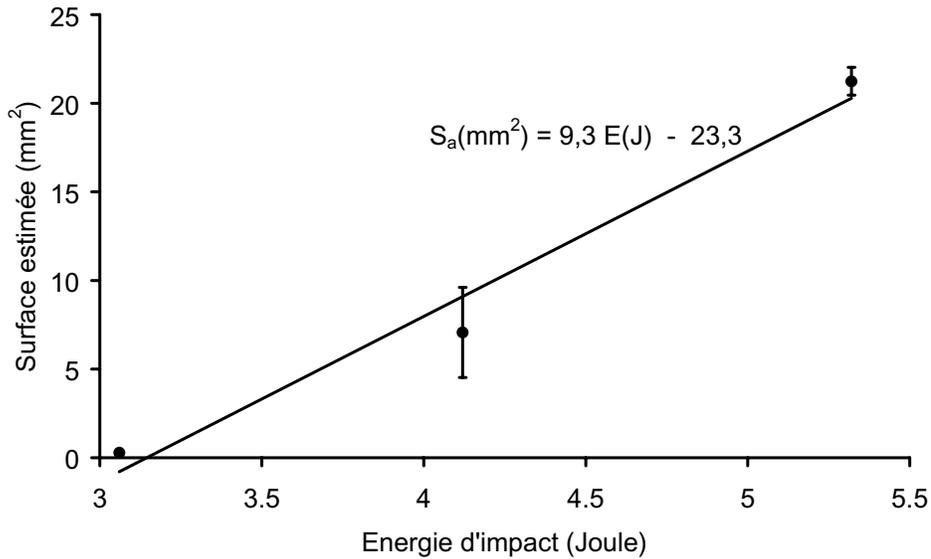


FIG. 3.51: Evolution de l'identification de la surface  $S_a$  de la source ultrasonore équivalente au multi-délaminage en fonction de l'énergie d'impact dans une plaque de carbone époxy quasi isotrope  $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ .

Par ailleurs, afin de vérifier nos résultats, nous avons réalisé un C-Scan par thermographie infrarouge (FIG. 3.52) en face avant et en face arrière de la plaque après qu'elle ait reçu le dernier impact. La thermographie infrarouge est une méthode de CND reconnue pour sa capacité à détecter et caractériser les délaminages dans les composites, s'ils ne sont pas trop rapprochés de la face opposée au côté de l'observation, ce qui explique de devoir ausculter successivement les deux côtés de la plaque. Nous avons reporté sur ces cartographies un cercle blanc représentant l'étendue de la source ultrasonore équivalente estimée par notre méthode. On peut remarquer que cette surface ( $\pi a^2 = 19,6 \text{ mm}^2$ ) est quasiment égale à la surface du premier délaminage vue en face avant ( $S_a = 21,2 \text{ mm}^2$ ).

Comme on pouvait s'y attendre, la surface de la source ultrasonore que nous identifions est très inférieure à l'étendue globale du multi-délaminage. Celui-ci ne constitue en effet pas un défaut singulier du point de vue mécanique au même titre qu'un trou. Ceci indique que le multi-délaminage reste simplement une perturbation étendue mais de faible importance pour l'onde incidente et il est donc normal que la surface estimée de la source ultrasonore soit inférieure à l'étendue globale du multi-délaminage.

Nous avons enregistré une image de phase en mode passe bande et en face arrière de l'interaction de l'onde de Lamb avec le multi-délaminage (FIG. 3.53) pour une fréquence d'excitation du transducteur de  $60 \text{ kHz}$ . On peut presque distinguer la forme du multi-délaminage qui en face arrière est toujours plus étendu que sur la face impactée. Bien que les images de phases enregistrées en face avant (FIG. 3.50.c) et en face arrière (FIG. 3.52), toutes choses égales par ailleurs, soient très différentes l'une de l'autre au droit du défaut, on retrouve sur ces deux images en aval du défaut, sensiblement la même structure de l'onde. L'identification des amplitudes des composantes azimutales de l'onde émergente donne le rapport  $W_1/W_0$  égal à 2,48. Cette valeur est en bon accord avec celle trouvée en

face avant égale à  $2,5 \pm 0,4$  (TAB. 3.4). Cette étude montre bien que notre analyse est indépendante de la face visée.

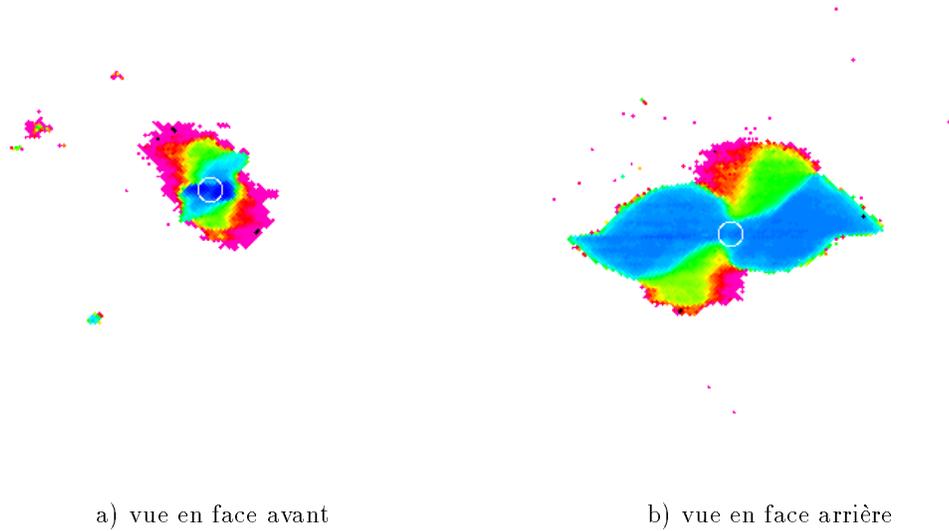


FIG. 3.52: Visualisation par thermographie d'un multi-délaminage créé par un impact basse vitesse d'énergie  $5,3J$  dans une plaque de carbone époxy quasi isotrope  $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ ; les cercles blancs représentent l'étendue du défaut déduite de l'analyse de l'interaction de l'onde  $A_0$ .

Notons que, lors de l'identification, l'opérateur est obligé de donner un certain nombre de paramètres et notamment la position du défaut dans l'image. Pour une application en CND, il serait préférable que la localisation du défaut soit automatisée. Cette opération sera décrite dans la partie suivante.

### Localisation automatique du multi-délaminage

Il semble *a priori* difficile d'élaborer un algorithme qui, sur des images du type de celle de la figure (FIG. 3.50.c), puisse fournir directement la position du défaut, bien qu'à l'œil nu, l'on distingue aisément la perturbation qu'il apporte à l'onde incidente. Cette difficulté provient de la présence de l'onde incidente dans l'image. On pourrait donc imaginer faire une visualisation de l'interaction en mode réjection de bande comme sur la figure (FIG. 3.42) pour éliminer l'onde incidente et ne laisser apparaître que la perturbation de l'onde au droit du défaut. Cependant, même si cette méthode fonctionne bien en appliquant ensuite un seuillage de l'image, elle nécessite un nombre important d'expériences pour ajuster correctement le cisaillement à la longueur d'onde.

Nous avons plutôt opté pour une autre approche, toujours basée sur l'interaction d'une onde de Lamb avec le multi-délaminage. Dans ce cas, on engendre dans la plaque de carbone époxy quasi isotrope un mode symétrique  $S_0$ . Pour cela, on colle un disque piézo-électrique en face avant en vis à vis de celui collé en face arrière et on alimente les deux transducteurs en phase. Aux fréquences auxquelles nous travaillons habituellement (de 10

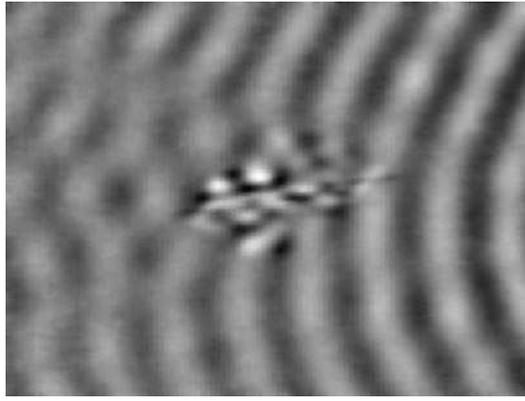


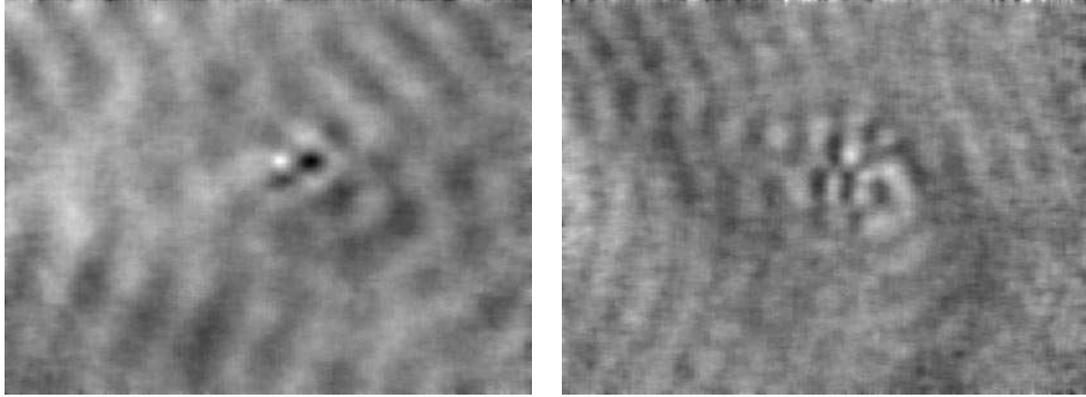
FIG. 3.53: Visualisation en mode passe bande, en face arrière de l'interaction onde de Lamb/multi-délaminage; la plaque et le transducteur utilisés sont les mêmes que sur la figure (FIG. 3.50); le multi-délaminage est créé par un impact basse vitesse d'énergie égale à  $5J$ .

à  $100kHz$ ) le déplacement induit par l'onde de Lamb symétrique  $S_0$  présente une composante hors plan négligeable. Or la configuration optique du dispositif de shearographie utilisée ici n'offre de sensibilité qu'aux déplacements normaux. Par conséquent, en l'absence d'un multi-délaminage, la shearographie donnera une image exempte de signal. En revanche, lorsque l'onde passe sur le multi-délaminage (dissymétrique selon l'épaisseur), la symétrie de la plaque est rompue au droit du défaut et il apparaît donc une composante normale du déplacement. La figure (FIG. 3.54) montre les résultats obtenus en faisant interagir une onde de Lamb  $S_0$  pour deux fréquences d'excitation des transducteurs ( $60$  et  $100kHz$ ).

Malgré l'utilisation de deux transducteurs alimentés en phases, le mode  $A_0$  se manifeste légèrement sur les images car les transducteurs ne sont pas parfaitement collés de manière identique. Pour éliminer complètement le mode  $A_0$ , il faudrait ajuster l'amplitude et la phase respective des transducteurs, c'est ce que l'on appelle *l'appropriation de mode*. Cependant, on voit nettement apparaître l'interaction du mode  $S_0$  avec le multi-délaminage et ceci d'autant plus que la fréquence d'excitation est élevée puisqu'il nous semble voir en face avant le multi-délaminage le plus profond c'est-à-dire le plus étendu. On effectue alors un traitement d'image reposant sur la mesure de l'écart type local associé à une portion d'image de  $8 \times 8$  pixels. Un écart type important correspond à une zone endommagée représentée par une couleur vive (FIG. 3.55). Un tel traitement fait ressortir nettement le défaut.

Il devient maintenant possible de localiser facilement le défaut par un seuillage de ces images et également d'estimer l'étendue du défaut. Sur les images de thermographie (FIG. 3.56), nous avons reporté un cercle noir symbolisant l'étendue de la zone endommagée déduite des images (FIG. 3.55).

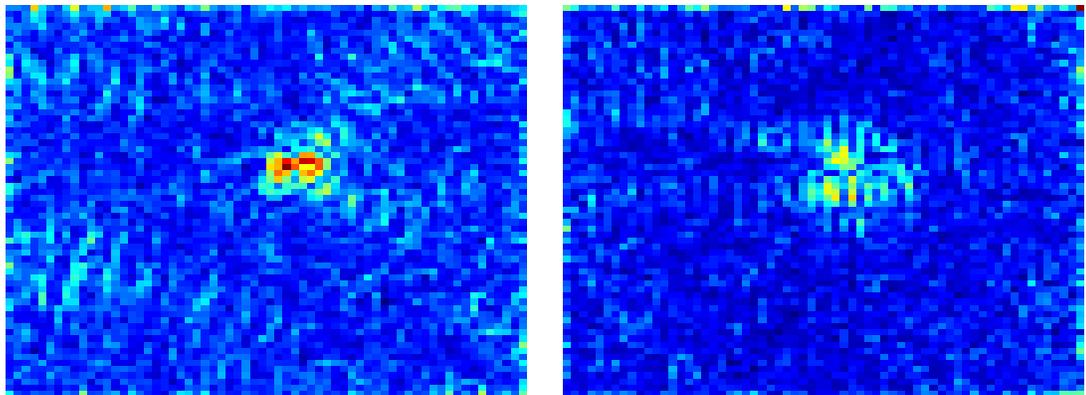
L'étendue de la zone endommagée identifiée à  $60kHz$  semble correspondre aux délaminages proches de la face avant alors que l'étendue identifiée à  $100kHz$  semble correspondre aux délaminages les plus grands, c'est-à-dire proches de la face arrière. Ces résultats montreraient un certain pouvoir de résolution en profondeur de la technique à savoir qu'en jouant sur la fréquence ultrasonore on pourrait ausculter une épaisseur plus ou moins importante de la plaque.



a) fréquence d'alimentation  $60kHz$

b) fréquence d'alimentation  $100kHz$

FIG. 3.54: Visualisation en mode passe bande (ajustée pour le mode  $A_0$ ), en face avant de l'interaction d'une onde de Lamb (mode  $S_0$ ) avec un multi-délamination; l'onde est engendrée par deux disque piézo-électrique en PZT de diamètre  $10mm$  et d'épaisseur  $200\mu m$  alimenté par une tension sinusoïdale en régime entretenu d'amplitude  $30V$  et de fréquence  $60kHz$ , collé en vis à vis sur les faces d'une plaque de carbone époxy stratifiée quasi isotrope  $[45_2 \setminus 0_2 \setminus -45_2 \setminus 90_2]_{2S}$ ; le multi-délamination est créé par un impact basse vitesse d'énergie égale à  $5J$ .



a) fréquence d'alimentation  $60kHz$

b) fréquence d'alimentation  $100kHz$

FIG. 3.55: Image de l'écart type local obtenue à partir des images de phase (FIG. 3.54).

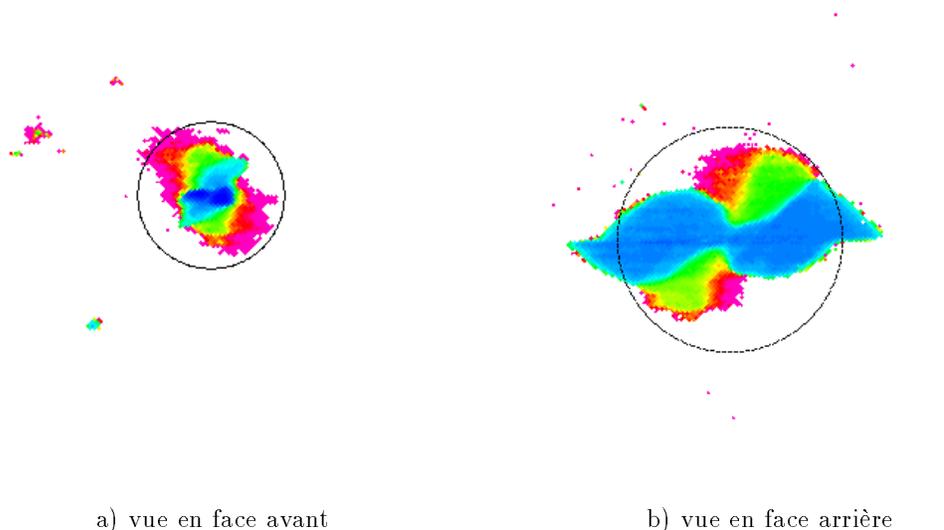


FIG. 3.56: Visualisation par thermographie d'un multi-délamination créé par un impact basse vitesse d'énergie  $5,3J$  dans une plaque de carbone époxy quasi isotrope  $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ ; les cercles noirs représentent l'étendue du défaut déduite de l'analyse de l'interaction de l'onde  $S_0$  vue en face avant : a) pour une fréquence de  $60kHz$ , b) pour une fréquence de  $100kHz$ .

### 3.4 Conclusion

La première partie de ce chapitre a montré que la shearographie permet de mesurer un champ de déplacement de manière indirecte avec une très bonne exactitude. Nous avons mis au point une méthode d'inversion permettant de remonter au champ des dérivées des déplacements à partir d'images shearographiques. Cette inversion donne de bons résultats tant que la différence du déplacement entre deux points voisins séparés d'une distance égale au cisaillement est petite (de l'ordre de  $1mm$ ). Cette condition est facilement réalisable en shearographie puisque la distance de cisaillement peut être ajustée à volonté. Bien sûr, il y a un compromis à trouver entre un cisaillement suffisamment petit, pour que notre inversion donne de bons résultats, et un cisaillement suffisamment grand, pour que le champ de déformation soit mesurable par notre dispositif (i.e. une différence de déplacement supérieure à  $5nm$ ).

De plus, nous avons montré que des mesures de champs de dérivées de déplacements peuvent être réalisées sur des éprouvettes chauffées jusqu'à plusieurs centaines de degrés Celsius ( $470^\circ C$ ) malgré la présence d'importants courants de convections.

La seconde partie de ce chapitre a été consacrée à la visualisation d'ondes guidées dans les plaques, appelées *ondes de Lamb*. Cette technique destinée au contrôle non destructif permet d'une part, de comprendre la propagation de ces ondes et d'autre part, de contrôler l'endommagement de plaques en carbone époxy. En effet, après avoir subi un impact, ces plaques présentent un multi-délamination invisible en surface à l'œil nu. Notre méthode basée sur l'interaction d'une onde de Lamb avec un multi-délamination permet non

seulement de détecter celui-ci mais aussi d'estimer son étendue. Pour cela, nous avons mis au point deux identifications distinctes de l'interaction ondes de Lamb avec un défaut :

- la première repose sur un modèle mécanique qui suppose que l'interaction n'est autre que la diffraction de l'onde incidente sur le défaut, lui-même apparenté à un trou débouchant cylindrique ; elle permet d'identifier la source ultrasonore équivalente au multi-délaminage ;
- la seconde repose sur l'interaction d'un mode symétrique  $S_0$  d'ondes de Lamb avec un multi-délaminage ; un traitement d'image reposant sur la mesure de l'écart type local permet de localiser automatiquement la zone endommagée et de donner son étendue.

Dans ces deux méthodes, les expériences de shearographie ont été réalisées en face avant (face impactée, i.e. du côté du petit délaminage). La première méthode qui estime le rayon de la source ultrasonore équivalente, a été validée sur un trou débouchant cylindrique. Les résultats obtenus sont en bon accord avec la taille réelle du trou. Pour valider les résultats obtenus sur des multi-délaminage, nous les avons confrontés avec des cartographies graduées en profondeur obtenues par thermographie infrarouge stimulée. On remarque que la première méthode identifie une source ultrasonore équivalente nettement moins étendue que le défaut réel. Cependant, nous avons montré que cette taille varie linéairement avec l'étendue réelle du multi-délaminage. Un calibrage de notre méthode devrait permettre de la rendre opérationnelle dans les mois à venir.

La seconde méthode semble donner un meilleur résultat du dimensionnement du multi-délaminage. Nous avons remarqué en particulier qu'une discrimination en profondeur était possible en jouant sur la fréquence de l'onde  $S_0$ . Des études complémentaires s'avèrent nécessaires pour comprendre ce mécanisme. Elle permet également de localiser automatiquement le défaut sans l'intervention d'un opérateur.



# Conclusion

La détection et la caractérisation des multi-délaminages dans les plaques de matériaux composites stratifiées comme le carbone époxy est un problème de contrôle non destructif qui reste incomplètement résolu si l'on s'attache à réaliser le contrôle en des temps courts.

Ce travail a permis de développer une technique hybride alliant les ultrasons comme moyen de sollicitation des structures à contrôler et la shearographie comme outil de mesure. Il vient compléter une étude précédente [Lamarque98], où les modes de sollicitations mis en œuvre (flash thermique et dépression) avaient révélé leurs limitations au regard de la détectabilité qui se trouve être conditionnée par le rapport étendue sur profondeur du délaminage.

Dans un premier temps, nous avons exposé les principes de l'interférométrie de speckle et détaillé les spécificités de la shearographie. Des rappels sur l'holographie et la TV-Holographie nous ont permis de comparer ces trois techniques et de comprendre quels sont leurs avantages et inconvénients respectifs. L'un des points positifs de la shearographie est bien entendu sa plus grande immunité aux vibrations et à la convection naturelle, atout majeur pour une utilisation en milieu industriel. En nous appuyant sur des travaux trouvés dans la littérature [Rastogi94], nous nous sommes attachés à l'étude de la sensibilité de la shearographie. Nous avons montré que cette technique, qui mesure des différences de déplacement et non le déplacement lui-même, ne permet pas une interprétation facile des résultats de mesures mais que malgré cela, la shearographie est un outil intéressant pour la mesure *quantitative* de champs des dérivées de déplacement. Pour parvenir à cela, nous avons dû développer une méthode d'inversion permettant d'extraire des mesures les dérivées du déplacement dans le plan et hors plan d'une poutre fléchie. Une comparaison des dérivées des déplacements ainsi mesurées avec celles issues d'un calcul, a permis de valider notre méthode.

Nous avons montré également la possibilité de réaliser de telles mesures sur des structures portées à des températures de plusieurs centaines de degrés, les effets thermo-optique de la convection naturelle induit par le chauffage étant alors fortement atténués par moyennage temporel.

Par ailleurs, une étude expérimentale a été menée pour trouver les conditions de mesures optimales de l'interféromètre shearographique. En effet, si l'introduction des caméras CCD comme élément photosensible et de l'optique qui leur est associée, rendent l'utilisation de ces interféromètres plus souples que l'holographie, leur impact sur l'incertitude de mesure de la phase n'est pas forcément positif. En particulier, nous avons montré que l'ouverture de l'objectif utilisé joue un rôle fondamental qu'il faut maîtriser

pour réaliser des mesures de phase correctes. Cette ouverture, qui permet en effet d'ajuster la taille moyenne des speckles à celle des pixels de la matrice CCD, conditionne :

- la résolution des pseudo-franges en terme de nombre de pixels "morts", c'est-à-dire des pixels dont la variation d'intensité entre les deux états de l'objet visé est inférieure à un demi niveau de numérisation ;
- l'écart type sur la phase brute, puisque ce dernier varie en raison inverse du nombre de speckles reçus sur un pixel.

Une étude expérimentale, nous a alors permis de déterminer le nombre d'ouverture optimal adapté à notre dispositif et permettant d'atteindre l'objectif visé, à savoir la visualisation d'ondes ultrasonores d'amplitude nanométriques.

Pour la première fois dans ce type d'expérience, à notre connaissance, nous avons dressé un bilan d'incertitude destiné à caractériser métrologiquement la shearographie. Pour une incertitude type donnée sur les images d'intensité enregistrées par la caméra CCD, nous avons comparé l'impact de l'algorithme utilisé (à 3 ou 4 images d'intensités) sur l'incertitude type de la phase. Nous avons remarqué que l'algorithme à 4 images d'intensité élimine les covariances qui peuvent exister entre ces images. On peut ainsi espérer faire des mesures de différences de marche avec une incertitude type de  $5 \text{ nm}$ .

Dans un second temps, notre travail s'est focalisé sur la mise en œuvre des ondes de Lamb afin d'élaborer une méthode originale de détection et de caractérisation des multi-dé laminages dans les plaques de carbone époxy. Ces ondes étant guidées par la plaque, elles présentent plusieurs avantages pour résoudre le problème posé :

- elles sont très peu atténuées aux fréquences auxquelles on travaille (entre  $10$  et  $100 \text{ kHz}$ ), permettant ainsi de contrôler de grandes étendues sans déplacer le dispositif de génération de ces ondes ;
- elles mettent à contribution toute l'épaisseur de la plaque, de sorte que la détectabilité d'un multi-dé laminage n'est plus conditionnée par sa profondeur, éliminant ainsi les problèmes rencontrés lors de sollicitations thermo-élastique transitoire ou mécanique statique.

Nous avons développé deux modes de visualisation par shearographie. Le mode passe bande, qui consiste à cisailer d'une quantité égale à la moitié de la longueur d'onde, permet l'étude de la propagation des ondes. Le mode réjection de bande, qui consiste à cisailer d'une quantité égale à la longueur d'onde, est directement utilisable dans une démarche qualitative de CND pour détecter les défauts.

Les mesures en mode passe bande ou réjection de bande, effectuées sur la face avant (face impactée, i.e. du côté du petit dé laminage) ou sur la face arrière (i.e. du côté du grand dé laminage) ont permis de visualiser l'interaction d'un mode  $A_0$  avec un multi-dé laminage dans une plaque de carbone époxy. Ces résultats ont confirmé les possibilités de la shearographie à détecter les déplacements ainsi engendrés. En particulier, on a pu noter le sillage imprimé à l'onde et repérer un système d'anneaux centré sur le multi-dé laminage. Ces observations ont montré que le défaut se comporte comme une source secondaire et que le système d'anneaux est le résultat de la diffraction de l'onde ultrasonore par le multi-dé laminage.

Ces observations, nous ont conduit à la conception d'un modèle mécanique simple de la diffraction de l'onde par un défaut. Ce modèle repose sur la diffraction d'une onde plane par un trou cylindrique débouchant. Bien que ce défaut soit très éloigné géométriquement du multi-délaminage, son étude a permis de mieux comprendre le phénomène complexe de l'interaction onde de Lamb/défaut. Nous avons montré que l'onde émergente du trou se décompose spatialement en série de Fourier-Bessel dont l'amplitude des termes dépend du rapport entre le rayon du trou  $a$  et la longueur d'onde  $\Lambda$ . Nous avons validé ce résultat en comparant les premières composantes azimutales de l'onde émergente d'un trou, identifiées expérimentalement, aux valeurs théoriques. Cette analyse a été appliquée au cas du multi-délaminage vu comme un trou de rayon  $a$  qui donnerait la même onde diffractée. La surface du trou équivalente ainsi identifié a été étudiée en fonction de l'énergie de l'impact reçue par la plaque. On a trouvé une dépendance linéaire comme le laissent prévoir des résultats tirés de la littérature.

Cependant, la comparaison avec les mesures par thermographie infrarouge a montré que la surface de la source équivalente est nettement inférieure à celle du multi-délaminage. La mesure quantitative n'était pas encore atteinte.

Par ailleurs, cherchant à localiser automatiquement le multi-délaminage dans une image, nous avons développé une méthode reposant sur l'interaction du mode fondamental  $S_0$  symétrique d'une onde de Lamb, mode qui présente une composante hors plan de très faible amplitude alors que le dispositif de shearographie est justement utilisé pour ne visualiser que cette composante. Dans ces conditions, en l'absence d'un multi-délaminage, l'image obtenue est exempte d'onde. En revanche, dans le cas contraire, il apparaît une composante normale du déplacement. En fait, cette méthode nous a permis non seulement de localiser le défaut mais aussi, moyennant un traitement d'image simple basé sur la mesure locale de l'écart type d'une portion de l'image, d'améliorer nettement la connaissance quantitative de l'étendue du défaut.

L'ensemble de ces résultats permet d'affirmer aujourd'hui que des études complémentaires devraient déboucher dans un proche avenir sur une méthode de CND quantitative pour la détection et la caractérisation des multi-délaminages dans les plaques de composite. On peut citer deux pistes qui méritent d'être suivies :

- le calibrage de la méthode reposant sur l'interaction de l'onde de Lamb  $A_0$  avec un multi-délaminage doit permettre l'estimation de l'étendue réelle du multi-délaminage à partir de l'identification du rayon de la source ultrasonore équivalente ;
- la modélisation de l'interaction de l'onde de Lamb  $S_0$  permettra de mieux comprendre l'interaction de ces ondes avec un multi-délaminage.

Dans le cas d'un autre travail de thèse, notre méthode nouvelle de CND a été appliquée également à des matériaux sandwich [Devillers2000] dont les défauts typiques sont les décohésions de la peau supérieure avec l'âme. Là aussi, la visualisation de l'interaction de l'onde de Lamb avec le défaut a donné des résultats très encourageants que nous n'avons pas présentés dans cette thèse.

Tous ces travaux montrent, non seulement que la shearographie associée à une sollicitation adaptée aux défauts recherchés est un moyen de CND performant, mais aussi qu'elle est un outil précieux pour l'étude de la propagation des ondes de Lamb en présence de défauts. A ce titre, l'expérience montre qu'elle est un outil essentiel pour la mise au point de méthode de contrôle de santé de structures par des systèmes de transducteurs piézo-électriques intégrés lors de la fabrication.

# Annexes



# Annexe A

## Expressions des variances et covariances

### A.1 Expression de la variance de la phase brute $\Delta\varphi$

On suppose que la phase brute dépend de 8 images d'intensités selon une fonction  $f$  :  $\Delta\varphi = f(I_{1,1}; I_{1,2}; I_{1,3}; I_{1,4}; I_{2,1}; I_{2,2}; I_{2,3}; I_{2,4})$ . La variance  $V[\Delta\varphi]$  s'écrit :

$$V[\Delta\varphi] = V[\varphi_1] + V[\varphi_2] - 2Cov[\varphi_1; \varphi_2]$$

avec

$$\begin{aligned} V[\varphi_1] &= \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,1}}\right)^2 V[I_{1,1}] + \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,2}}\right)^2 V[I_{1,2}] + \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,3}}\right)^2 V[I_{1,3}] + \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,4}}\right)^2 V[I_{1,4}] \\ &+ 2\left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,1}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,2}}\right) Cov[I_{1,1}; I_{1,2}] + 2\left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,1}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,3}}\right) Cov[I_{1,1}; I_{1,3}] \\ &+ 2\left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,1}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,4}}\right) Cov[I_{1,1}; I_{1,4}] + 2\left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,2}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,3}}\right) Cov[I_{1,2}; I_{1,3}] \\ &+ 2\left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,2}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,4}}\right) Cov[I_{1,2}; I_{1,4}] + 2\left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,3}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,4}}\right) Cov[I_{1,3}; I_{1,4}] \end{aligned}$$

$$V[\varphi_2] = \text{la même chose que pour } V[\varphi_1] \text{ en remplaçant } I_{1,i} \text{ par } I_{2,i} \quad (\text{A.1})$$

$$\begin{aligned} -Cov[\varphi_1; \varphi_2] &= \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,1}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{2,1}}\right) Cov[I_{1,1}; I_{2,1}] + \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,1}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{2,2}}\right) Cov[I_{1,1}; I_{2,2}] \\ &+ \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,1}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{2,3}}\right) Cov[I_{1,1}; I_{2,3}] + \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,1}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{2,4}}\right) Cov[I_{1,1}; I_{2,4}] \\ &+ \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,2}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{2,1}}\right) Cov[I_{1,2}; I_{2,1}] + \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,2}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{2,2}}\right) Cov[I_{1,2}; I_{2,2}] \\ &+ \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,2}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{2,3}}\right) Cov[I_{1,2}; I_{2,3}] + \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,2}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{2,4}}\right) Cov[I_{1,2}; I_{2,4}] \\ &+ \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,3}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{2,1}}\right) Cov[I_{1,3}; I_{2,1}] + \left(\frac{\partial f}{\partial I_{1,3}}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial I_{2,2}}\right) Cov[I_{1,3}; I_{2,2}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,3}} \right) \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,3}} \right) Cov[I_{1,3}; I_{2,3}] + \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,3}} \right) \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,4}} \right) Cov[I_{1,3}; I_{2,4}] \\
& + \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,4}} \right) \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,1}} \right) Cov[I_{1,4}; I_{2,1}] + \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,4}} \right) \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,2}} \right) Cov[I_{1,4}; I_{2,2}] \\
& + \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,4}} \right) \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,3}} \right) Cov[I_{1,4}; I_{2,3}] + \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,4}} \right) \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,4}} \right) Cov[I_{1,4}; I_{2,4}]
\end{aligned}$$

L'expression de la variance est identique quelque soit l'algorithme utilisé, seules les expressions des sensibilités  $\left( \frac{\partial f}{\partial I_{k,i}} \right)$  changent.

## A.2 Algorithme classique à 4 images déphasées de $\pi/2$

L'expression de la phase brute s'écrit :

$$\Delta\varphi = \arctan \left( \frac{I_{2,4} - I_{2,2}}{I_{2,1} - I_{2,3}} \right) - \arctan \left( \frac{I_{1,4} - I_{1,2}}{I_{1,1} - I_{1,3}} \right) \quad (\text{A.2})$$

Expressions des sensibilités :

$$\begin{aligned}
\left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,1}} \right) &= - \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,3}} \right) = \frac{I_{1,4} - I_{1,2}}{(I_{1,1} - I_{1,3})^2 + (I_{1,4} - I_{1,2})^2} = \frac{\sin(\varphi_1)}{2I_{1,0}m_1} \\
\left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,2}} \right) &= - \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,4}} \right) = \frac{I_{1,1} - I_{1,3}}{(I_{1,1} - I_{1,3})^2 + (I_{1,4} - I_{1,2})^2} = \frac{\cos(\varphi_1)}{2I_{1,0}m_1} \\
\left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,1}} \right) &= - \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,3}} \right) = \frac{I_{2,2} - I_{2,4}}{(I_{2,1} - I_{2,3})^2 + (I_{2,4} - I_{2,2})^2} = \frac{-\sin(\varphi_2)}{2I_{2,0}m_2} \\
\left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,2}} \right) &= - \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,4}} \right) = \frac{I_{2,3} - I_{2,1}}{(I_{2,1} - I_{2,3})^2 + (I_{2,4} - I_{2,2})^2} = \frac{-\cos(\varphi_2)}{2I_{2,0}m_2}
\end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

avec  $I_{k,0}$  et  $m_k$  définis dans l'expression (1.26).

## A.3 Autre algorithme à 4 images déphasées de $\pi/2$

On pose :  $N_k = I_{k,4} - I_{k,2}$  et  $D_k = I_{k,1} - I_{k,3}$ . L'expression de la phase brute s'écrit alors :

$$\Delta\varphi = \arctan \left( \frac{N_2 D_1 - N_1 D_2}{N_1 N_2 + D_1 D_2} \right) \quad (\text{A.4})$$

Expressions des sensibilités :

$$\begin{aligned}
\left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,1}} \right) &= - \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,3}} \right) = \frac{N_2(N_1 N_2 + D_1 D_2) - D_2(N_2 D_1 - N_1 D_2)}{(N_1 N_2 + D_1 D_2)^2 + (N_2 D_1 - N_1 D_2)^2} = \frac{\sin(\varphi_1)}{2I_{1,0}m_1} \\
\left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,2}} \right) &= - \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,4}} \right) = \frac{D_2(N_1 N_2 + D_1 D_2) + N_2(N_2 D_1 - N_1 D_2)}{(N_1 N_2 + D_1 D_2)^2 + (N_2 D_1 - N_1 D_2)^2} = \frac{\cos(\varphi_1)}{2I_{1,0}m_1}
\end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,1}} \right) &= - \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,3}} \right) = \frac{-N_1(N_1N_2 + D_1D_2) - D_1(N_2D_1 - N_1D_2)}{(N_1N_2 + D_1D_2)^2 + (N_2D_1 - N_1D_2)^2} = \frac{-\sin(\varphi_2)}{2I_{2,0}m_2} \\ \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,2}} \right) &= - \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,4}} \right) = \frac{-D_1(N_1N_2 + D_1D_2) + N_1(N_2D_1 - N_1D_2)}{(N_1N_2 + D_1D_2)^2 + (N_2D_1 - N_1D_2)^2} = \frac{-\cos(\varphi_2)}{2I_{2,0}m_2} \end{aligned}$$

avec  $I_{k,0}$  et  $m_k$  définis dans l'expression (1.26).

## A.4 Algorithme à 3 images déphasées de $\pi/2$

L'expression de la phase brute s'écrit :

$$\Delta\varphi = \arctan \left( \frac{2I_{2,2} - (I_{2,1} + I_{2,3})}{I_{2,3} - I_{2,1}} \right) - \arctan \left( \frac{2I_{1,2} - (I_{1,1} + I_{1,3})}{I_{1,3} - I_{1,1}} \right) \quad (\text{A.6})$$

Expressions des sensibilités :

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,1}} \right) &= \frac{-2I_{1,2} + (I_{1,1} + I_{1,3}) + (I_{1,3} - I_{1,1})}{(2I_{1,2} - (I_{1,1} + I_{1,3}))^2 + (I_{1,3} - I_{1,1})^2} = \frac{\sin(\varphi_1) - \cos(\varphi_1)}{2I_{1,0}m_1} \\ \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,2}} \right) &= \frac{2(I_{1,1} - I_{1,3})}{(2I_{1,2} - (I_{1,1} + I_{1,3}))^2 + (I_{1,3} - I_{1,1})^2} = \frac{\cos(\varphi_1)}{I_{1,0}m_1} \\ \left( \frac{\partial f}{\partial I_{1,3}} \right) &= \frac{2I_{1,2} - (I_{1,1} + I_{1,3}) + (I_{1,3} - I_{1,1})}{(2I_{1,2} - (I_{1,1} + I_{1,3}))^2 + (I_{1,3} - I_{1,1})^2} = \frac{-\sin(\varphi_1) - \cos(\varphi_1)}{2I_{1,0}m_1} \\ \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,1}} \right) &= \frac{2I_{2,2} - (I_{2,1} + I_{2,3}) - (I_{2,3} - I_{2,1})}{(2I_{2,2} - (I_{2,1} + I_{2,3}))^2 + (I_{2,3} - I_{2,1})^2} = \frac{\cos(\varphi_2) - \sin(\varphi_2)}{2I_{2,0}m_2} \\ \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,2}} \right) &= \frac{2(I_{2,3} - I_{2,1})}{(2I_{2,2} - (I_{2,1} + I_{2,3}))^2 + (I_{2,3} - I_{2,1})^2} = \frac{-\cos(\varphi_2)}{I_{2,0}m_2} \\ \left( \frac{\partial f}{\partial I_{2,3}} \right) &= \frac{-2I_{2,2} + (I_{2,1} + I_{2,3}) - (I_{2,3} - I_{2,1})}{(2I_{2,2} - (I_{2,1} + I_{2,3}))^2 + (I_{2,3} - I_{2,1})^2} = \frac{\sin(\varphi_2) + \cos(\varphi_2)}{2I_{2,0}m_2} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

avec  $I_{k,0}$  et  $m_k$  définis dans l'expression (1.26).

## A.5 Expression des estimateurs

### A.5.1 Estimateur de la moyenne

La moyenne est calculée pour chaque image d'intensité selon les séquences. L'estimateur de la moyenne s'écrit :

$$\langle I_{k,i} \rangle = \frac{1}{N_S} \sum_{s=1}^{N_S} I_{k,i,s} \quad (\text{A.8})$$

avec  $i = 1, \dots, 4$  (numéro de l'image),  $k = 1, 2$  (numéro de l'état),  $N_S = 8$  (nombre de séquences).

## A.5.2 Estimateur de variance covariance

$$Cov[I_{k,i}; I_{j,h}] = \frac{1}{N_S - 1} \sum_{s=1}^{N_S} (I_{k,i,s} - \langle I_{k,i} \rangle)(I_{h,j,s} - \langle I_{h,j} \rangle) \quad (\text{A.9})$$

avec  $i, j = 1, \dots, 4$  (numéro de l'image),  $k, h = 1, 2$  (numéro de l'état),  $N_S = 8$  (nombre de séquences).

Lorsque  $i = j$  l'expression ci-dessus conduit à calculer la variance de l'image  $i$ , au contraire, lorsque  $i \neq j$  l'expression conduit à la covariance intra état (quand  $k = h$ ) ou inter état (quand  $k \neq h$ ) entre les images  $i$  et  $j$ .

# Annexe B

## Mesure absolue d'une image de phase par shearographie

Dans la plupart des cas, il n'est pas nécessaire de mesurer la phase en absolu c'est-à-dire d'identifier sa valeur par rapport à une référence connue, puisqu'on compare seulement l'évolution de la phase selon une coupe qui nous intéresse. La figure (FIG. B.1) montre un profil d'une mesure par shearographie proportionnel à la différence du déplacement hors plan d'une poutre mise en flexion. Cette mesure est comparée à un profil calculé où l'on remarque nettement le décalage en ordonnée des deux profils. Cet écart est issu du dépliage du profil mesuré dont on ne connaît pas l'ordre de la frange au point de départ du dépliage. Nous montrons dans ce chapitre comment il est possible d'identifier l'ordre de la frange d'une zone de l'image durant la mesure.

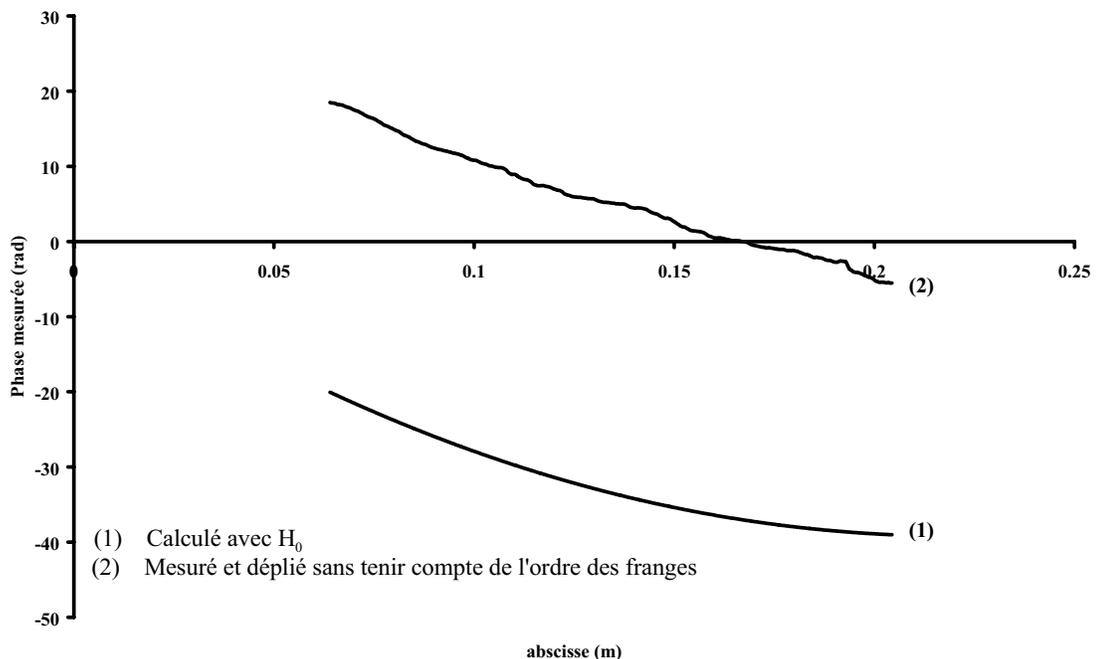


FIG. B.1: Comparaison des profils des phases calculée et mesurée après filtrage et dépliage d'une poutre en flexion.

## B.1 Détermination de l'ordre de la frange

Pour mesurer l'ordre d'une frange dans une zone choisie par l'opérateur, il faut être capable de compter le nombre de franges qui défilent durant la déformation de l'éprouvette. Ceci n'est possible que si le passage de l'état 1 à l'état 2 est continu.

Le comptage des franges peut se faire visuellement par l'opérateur ou automatiquement en effectuant en temps réel la soustraction des images d'intensités de l'état 1 et de l'image d'intensité captée par la caméra au fur et mesure que l'on déforme l'éprouvette. La figure (FIG. B.2) représente l'évolution de la différence entre l'image d'intensité de l'état de référence et celle issue de la caméra lors de la mise en flexion de la poutre. On voit apparaître des franges noires qui se déplacent de la droite vers la gauche. Au pixel 300 de la figure (FIG. B.2.d), nous avons vu passer 6 franges noires.

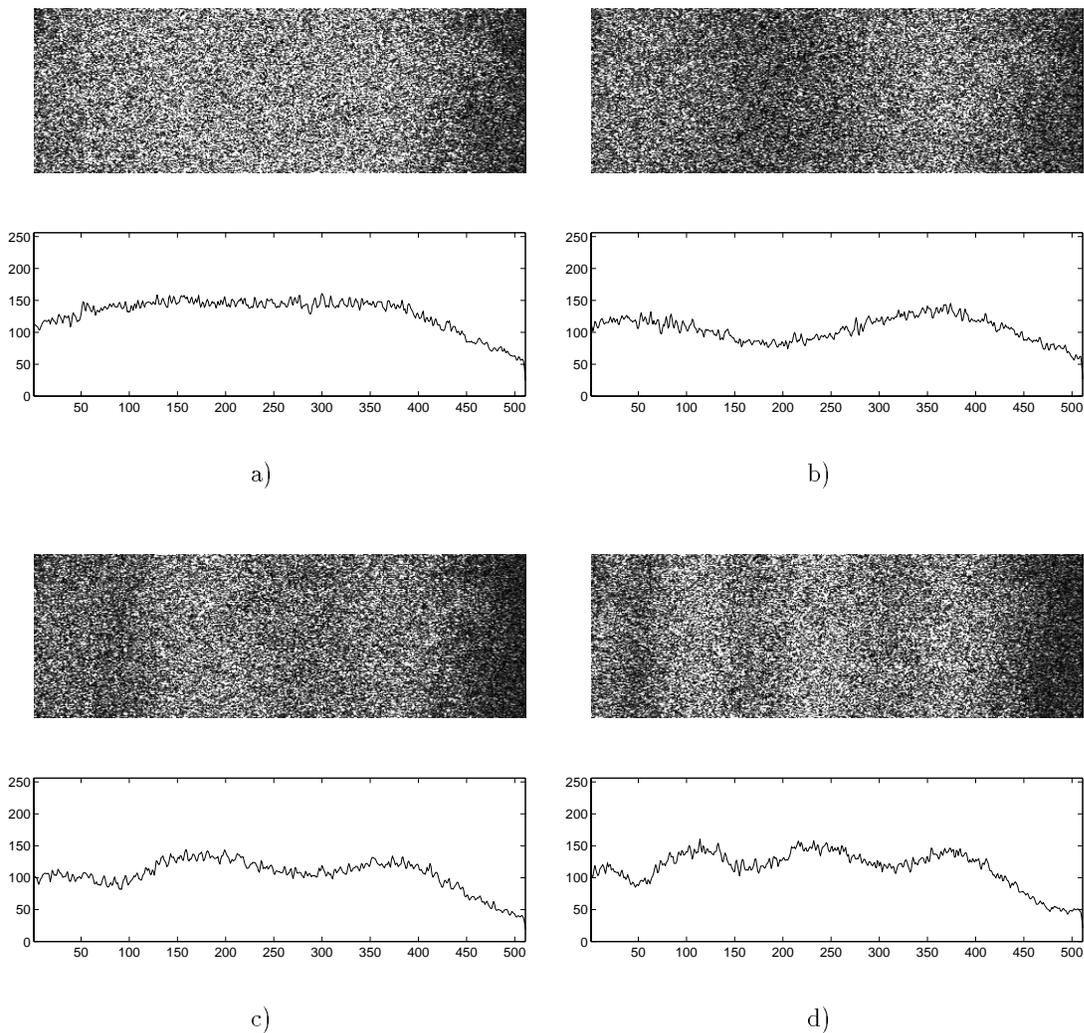


FIG. B.2: Evolution de la différence des images d'intensités de la poutre au repos et de celles captées par la caméra durant la déformation de la poutre

## B.2 Mesure

La mesure s'effectue en quatre étapes distinctes :

- on enregistre 3 ou 4 images d'intensités (selon l'algorithme choisi) de l'éprouvette dans son état de référence afin d'obtenir une image de phase,
- puis on soustrait en temps réel la première des images d'intensité à toutes celles qui suivent ; on déforme l'éprouvette jusqu'à l'état 2 tout en comptant le nombre de franges  $N_f$  qui défilent dans une zone choisie par l'opérateur,
- une fois l'éprouvette déformée, on enregistre à nouveaux 3 ou 4 images d'intensités pour obtenir une image de phase de l'éprouvette dans l'état 2 ; on soustrait les deux images de phases de l'état 1 et de l'état 2 afin d'obtenir une image de phase proportionnelle à la différence du déplacement de l'éprouvette,
- on filtre et on déplie la phase à partir d'un point appartenant à la zone où l'on vient de compter les franges en ajoutant ou en retranchant (selon le signe du cisaillement) la quantité  $N_f 2\pi$  à la phase mesurée.

La figure (FIG. B.3) montre les profils issus de la mesure en tenant compte ou non du nombre de franges  $N_f$  qui sont comparés à un calcul théorique. On remarque un excellent accord entre le profil calculé et celui mesuré lorsqu'on tient compte du nombre de franges qui ont défilé au pixel 300, c'est-à-dire de l'ordre des franges.

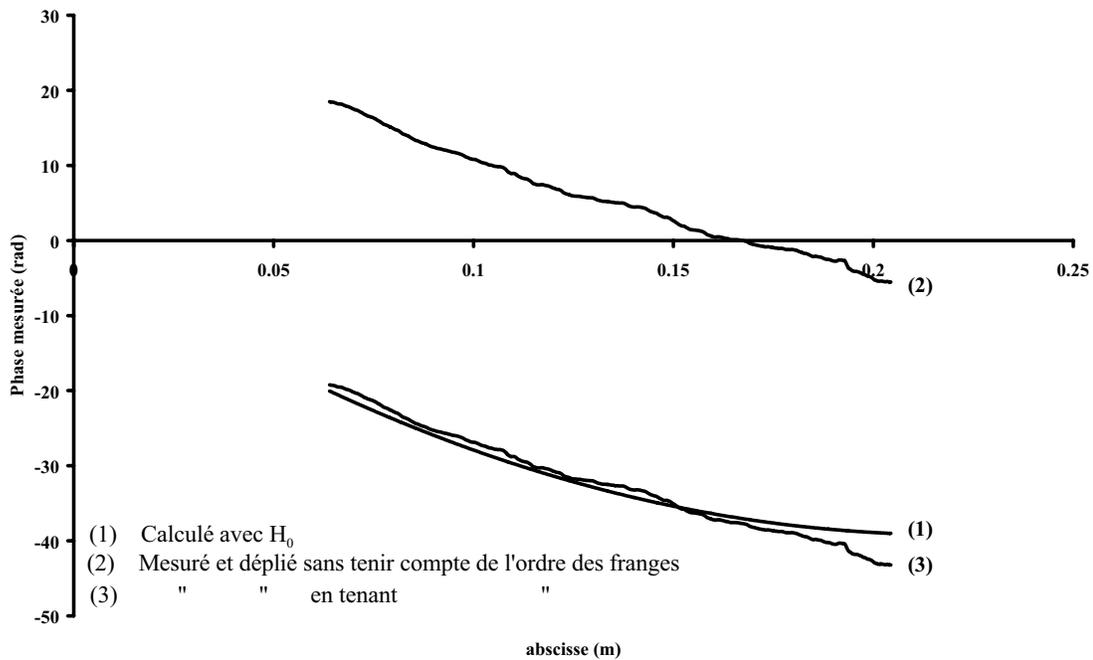


FIG. B.3: Profils de la phase mesurée après filtrage et dépliage en tenant compte ou non du nombre de frange  $N_f$  de la poutre en flexion.



# Bibliographie

- [Abrate98] S. Abrate. *Impact on composite structures*. Cambridge University Press, 1998.
- [Achenbach73] J. D. Achenbach. *Wave Propagation in Elastic Solids*. North Holland, New York, 1973.
- [Aebischer97] H. A. Aebischer and S. Waldner. Strain distributions made visible with image-shearing speckle pattern interferometry. *Optics and Lasers in Engineering*, **26**, 407–420, 1997.
- [Aebischer99] H. A. Aebischer and S. Waldner. A simple effective method for filtering speckle-interferometric phase fringe patterns. *Optics Communications*, **62**, 205–210, 1999.
- [Arevalillo96] M. A. Herraiez, D. Burton, M. Lalor, and D. Clegg. Robust, simple, and fast algorithm for phase unwrapping. *Applied Optics*, **35**, (29), 5847–5852, 1996.
- [Balageas2000] D. Balageas, N. Jaroslavsky, M. Dupont, F. Lepoutre, and D. Osmont. Laser generated lamb waves in carbon epoxy composite structures using an embedded fiber optic delivery system. In ed N. M. Wereley, editor, *7<sup>th</sup> Annual International Symposium on Smart Structures and Materials*, volume **3985** of *SPIE Proc.*, pages 543–550. SPIE Bellingham, 2000.
- [Beck76] J. V. Beck. *Parameter estimation in engineering and science*. John Wiley & Sons, 1996.
- [Butters71] J. N. Butters and J. A. Leendertz. Speckle pattern and holographic techniques in engineering metrology. *Optics & Laser Technology*, **3**, 26, 1971.
- [Carre66] P. Carré. Installation et utilisation du comparateur photoélectrique et interférentiel du Bureau International des Poids et Mesures. *Metrologia*, **2**, 13, 1966.
- [Castaings98] M. Castaings, P. Cawley, R. Farlow, and G. Hayward. Single sided inspection of composite materials using air coupled ultrasound. *J. of NDE*, **17**, (1), 37, 1998.
- [Clarady93] J. F. Clarady and M. Summers. Electronic holography and shearography for inspection of modern materials and structures. *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, **12**, 381–386, 1993.

- [Coulette99] R. Coulette. *Caractérisation de parois minces par une source photothermique et une détection interférométrique. Application au contrôle non destructif*. PhD thesis, Université PARIS VII, 1999.
- [Creath85a] K. Creath and G. A. Slettemoen. Vibration-observation techniques for digital speckle- pattern interferometry. *Journal of the Optical Society of America A*, **2**, (10), 1629–1636, 1985.
- [Creath85b] K. Creath. Phase-shifting speckle interferometry. *Applied Optics*, **24**, (18), 3053–3058, 1985.
- [Creath94] K. Creath. Phase-shifting holographic interferometry. In P. K. Rastogi, editor, *Holographic Interferometry*, volume **68**, chapter 5, pages 109–150. Springer Series in Optical Science, 1994.
- [Deaton93] Jr., J. B. Deaton, and R. S. Rogowski. Electronic shearography : current capabilities, potential limitations, and future possibilities for industrial nondestructive inspection. *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, **12**, 395–402, 1993.
- [Decitre99] J.-M. Decitre, M. Lemistre, and F. Lepoutre. Defect localization in metallic structures by magneto optic image processing. In *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, volume **19**, pages 889–896, 1999.
- [Devillers2000] D. Devillers, F. Taillade, D. Osmont, J.-C. Krapez, M. Lemistre, and F. Lepoutre. Shearographic imaging of the interaction of ultrasonic waves and defects in plates. In *5<sup>th</sup> Annual International Symposium on Nondestructive Evaluation and Health Monitoring of Aging Infrastructure*, volume **3993** of *SPIE Proc.*, pages 142–149. SPIE Bellingam, 2000.
- [Ewing57] W. M. Ewing, W. S. Jardetzky, and F. Press. *Elastic Waves in Layered Media*. McGraw-Hill, New York, 1957.
- [Francon69] M. Françon. *Holographie*. Masson, Paris, 1969.
- [Francon78] M. Françon. *Granularité laser (speckle) et ses applications en optique*. Masson, Paris, 1978.
- [Fulton94] J. P. Fulton, J. Deaton, J. B., and M. N. R. S. Rogowski. Capabilities and limitations of electronic shearography for detection of cracks in thin plates. *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, **13**, 365–372, 1994.
- [Gabor48] D. Gabor. A new microscopic principle. *Nature*, **161**, 777–778, 1948.
- [Gonzalez77] R. Gonzalez and P. Wintz. *Digital Image Processing*. Addison-Wesley, 1997.
- [Goodman84] J. W. Goodman. *Laser speckle and related phenomena*, volume **9**. Springer, Berlin, Heidelberg, 1984.
- [Gordon97] G. A. Gordon, B. A. Bard, and S. Wu. Laser modulated phase stepping digital shearography for quantitative full-field imaging of ultrasonic waves. *J. Acoust. Soc. Am.*, **103**, 3327–3335, Jun 1998.
- [Gum95] BIPM, editor. *Guide to the expression of uncertainty in measurement*. International Organization for Standardization, 1995.

- [Hariharan86] P. Hariharan and B. OREB. Stroboscopic holographic interferometry : Application of digital. *Optics Communications*, **59**, (2), 83–86, August 1986.
- [Hild99] F. Hild, J.-N. Périé, and M. Coret. Mesure de champs de déplacements 2d par corrélation d'images numériques. Technical Report 230, Ecole Normale de Cachan, 1999.
- [Hung74] Y. Y. Hung. A speckle-shearing interferometer : a tool for measuring derivatives of surface displacements. *Optics Communications*, **11**, (2), 132–135, June 1974.
- [Hung79] Y. Y. Hung. Image-shearing camera for direct measurement of surface strains. *Applied Optics*, **18**, (7), 1046–1051, 1979.
- [Hung89] Y. Y. Hung. Shearography : a novel and practical approach for non-destructive inspection. *Journal of Nondestructive Evaluation*, **8**, (2), 55–67, 1989.
- [Kadono91] H. Kadono and Y. I. S. Toyooka. Speckle-shearing interferometry using a liquid cristal cell as a phase modulator. *Journal Optical Society of America A*, **8**, (12), 2001–2008, December 1991.
- [Kastle99] R. Kästle, E. Hack, and U. Sennhauser. Multiwavelength shearography for quantitative measurements of two-dimensional strain distributions. *Applied Optics*, **38**, (1), 96–100, January 1999.
- [Krapez91] J.-C. Krapez. *Contribution à la caractérisation des défauts de type délaminage ou cavité par thermographie stimulée*. PhD thesis, Ecole Centrale des Arts et Manufacture de Paris, 1991.
- [Kreis94] T. Kreis. Computer-aided evaluation of holographic interferograms. In P. K. Rastogi, editor, *Holographic Interferometry*, volume **68**, chapter 6, pages 151–212. Springer Series in Optical Science, 1994.
- [Lamarque98] T. Lamarque. *Caractérisation de délaminages par interférométrie de speckle à cisaillement avec sollicitation thermique ou mécanique*. PhD thesis, Université PARIS VI, 1998.
- [Lamb17] H. Lamb. On elastic waves in an elastic plate. *Proc. Roy. Soc., Ser. A*, **93**, 114–128, 1917.
- [Leendertz73] J. Leendertz and J. Butters. An image-shearing speckle-pattern interferometer for measuring bending moments. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, **6**, 1107–1110, 1973.
- [Leith62] E. N. Leith and J. Upatnieks. Reconstructed wavefronts and communication theory. *Journal of the Optical Society of America*, **52**, 1123–1130, 1962.
- [Maack97] T. M. Maack, R. Kowarschik, and G. Notni. Optimum lens aperture in phase-shifting speckle interferometric setups for maximum accuracy of phase measurement. *Applied Optics*, **36**, (25), 6217–6224, 1997.
- [Maas97] A. A. M. Maas and P. A. A. M. Somers. Two dimensional deconvolution applied to phase-stepped shearography. *Optics and Lasers in Engineering*, **26**, (4/5), 351–360, 1997.

- [Macy83] Jr. and W. W. Macy. Two-dimensional fringe-pattern analysis. *Applied Optics*, **22**, (23), 1983.
- [McKeon99] J. C. P. McKeon and M. K. Hinders. Lamb wave scattering from a through hole. *J. of Sound and Vibration*, **224**, (5), 843–862, 1999.
- [Miklowitz78] J. Miklowitz. *Elastic waves and waveguides*. North Holland, New York, 1978.
- [Moulin2000] E. Moulin, J. Assaad, C. Delebarre, and D. Osmont. Modeling of lamb waves generated by integretad transducers in composite plates using a coupled finite element-normal modes expansion method. *J. Acoust. Soc. Am.*, **107**, (1), 87–94, 2000.
- [Moulin99] E. Moulin. *Contribution à l'étude de la génération d'ondes de Lamb par transducteurs piézo-électriques intégrés. Application à la modélisation de matériaux sensibles*. PhD thesis, Université Valenciennes, 1999.
- [Paoletti94] D. Paoletti, G. S. Spagnolo, P. Zanetta, M. Facchini, and D. Albrecht. Manipulation of speckle fringes for non-destructive testing of defects in composites. *Optics & Laser Technology*, **26**, (2), 99–104, 1994.
- [Petzing94] J. N. Petzing and J. R. Tyrer. In plane electronic speckle pattern shearing interferometry : à theoretical analysis supported with experimental results. In *Photomechanics*, volume **2342**, pages 27–36. SPIE, 1994.
- [Potel97] C. Potel, J.-F. de Belleval, O. Pétilion, and J.-L. Arnaud. Utilisation des ondes de lamb pour détecter des défauts dans les matériaux composites. In *Congrès de la COFREND*, pages 363–367, 1997.
- [Press95] W. H. Press, S. A. Teukolsky, and B. P. F. W. T. Vetterling. *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 1995.
- [Pryputniewicz94] R. J. Pryputniewicz. Quantitative determination of displacements and strains from holograms. In P. K. Rastogi, editor, *Holographic Interferometry*, volume **68**, chapter 3, pages 33–74. Springer Series in Optical Science, 1994.
- [Quiroga95] J. A. Quiroga, A. Gonzalez-Cano, and E. Bernabeu. Phase-unwrapping algorithm based on an adaptative criterion. *Applied Optics*, **34**, (14), 2560–2563, 1995.
- [Rastogi94] P. K. Rastogi. *Holographic Interferometry : Principles and Methods*, volume **68** of *Optical Sciences*. Springer-Verlag, 1994.
- [Rastogi96] P. K. Rastogi. Measurement of in-plane strains using electronic speckle and electronic speckle-shearing pattern interferometry. *Journal of Modern Optics*, **43**, (8), 1577–1581, 1996.
- [Royer96] D. Royer and E. Dieulesaint. *Ondes lastiques dans les solides : Tome 1*. Masson, Paris, 1996.
- [Servin96] M. Servin, D. Malacara, and J. L. Marroquin. Wave-front recovery from two orthogonal sheared interferograms. *Applied Optics*, **35**, (22), 4343–4348, 1996.
- [Sharpe70] W. N. Sharpe. A new biaxial strain gage. *The Review of scientific instruments*, **41**, (10), 1440–3, 1970.

- [Simon97] C. Simon. *Propagation des ondes de Lamb dans un matériau composite stratifié - Application la détection de délaminages*. PhD thesis, Universit Paris VII, 1997.
- [Smigielski94] P. Smigielski. *Holographie Industrielle*. Teknea, 1994.
- [Strand99] J. Strand and T. Taxt. Performance evaluation of two-dimensional phase unwrapping algorithms. *Applied Optics*, **38**, (20), 4333–4343, 1999.
- [Taillade98] F. Taillade, J.-C. Krapez, T. Lamarque, and D. Balageas. Shearographic : a tool for imaging lamb waves in composites and their interaction with delamination. In *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, volume **18**, pages 905–912, 1998.
- [Taillade99a] F. Taillade, J.-C. Krapez, F. Lepoutre, and D. Balageas. Shearographic vizualisation of lamb waves in carbon epoxy plates : interaction with delaminations. *The European Physical Journal-Applied Physics*, **AP 9**, 69–73, 2000.
- [Taillade99b] F. Taillade, D. Osmont, D. Devillers, J.-C. Krapez, F. Lepoutre, and D. Balageas. Shearographic imaging of the ultrasonic wave and defect interaction in plates : comparison between computation and experiments. In *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, volume **19**, pages 853–857, 1999.
- [Takeda81] M. Takeda and S. Kobayashi. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *Journal of the Optical Society of America*, **72**, 156–160, 1981.
- [Waldner96] S. Waldner. Removing the image-doubling in shearography by reconstruction of the displacement field. *Optics Communications*, **127**, 117–126, 1996.



# Table des figures

1.1	Amplitude complexe d'un objet diffusant la lumière. . . . .	6
1.2	Enregistrement d'un hologramme. . . . .	6
1.3	Restitution d'un hologramme. . . . .	8
1.4	Hologramme par réflexion. . . . .	10
1.5	Principe d'enregistrement en interférométrie holographique. . . . .	11
1.6	Le phénomène de speckle. . . . .	12
1.7	Observation du speckle. . . . .	13
1.8	Taille relative d'un speckle par rapport à celle d'un pixel. . . . .	14
1.9	Principe de la TV-Holographie. . . . .	15
1.10	Définition des vecteurs sensibilité et déplacement dans le cas de l'holographie. . . . .	17
1.11	Exemple d'interféromètre shearographique. . . . .	18
1.12	Définition des vecteurs sensibilité et déplacement dans le cas de la shearographie. . . . .	20
1.13	Vecteurs éclairément et observation. . . . .	21
1.14	Résultats de simulation d'une mesure faite avec la TV-Holographie et la shearographie pour une déformation hors plan de la surface d'une plaque. . . . .	24
1.15	Dispositif expérimental ( <i>doc. Steinbichler</i> ). . . . .	27
1.16	Principe du dispositif. . . . .	27
1.17	Ensemble du dispositif de shearographie portable. . . . .	28
1.18	Mesure par shearographie de la déformation hors plan d'une plaque d'aluminium soumise à une force perpendiculaire à sa face arrière. . . . .	29
1.19	Filtre de Butterworth d'ordre 2. . . . .	31
1.20	Images de phase filtrée obtenues à partir de l'image de phase brute (FIG. 1.18.c). . . . .	31
1.21	Dépliage de la phase selon une dimension. . . . .	32
1.22	Image de phase dépliée à partir de l'image de phase filtrée (FIG. 1.20.b). . . . .	33
1.23	Comparaison des algorithmes de dépliage. . . . .	34
1.24	Cisaillement de l'image shearographique. . . . .	38
1.25	Images de départ. . . . .	40
1.26	Décisaillement de l'image de départ cisailée. . . . .	40
1.27	Image d'ondes circulaires. . . . .	41
1.28	Image décisaillé avec l'algorithme à une condition aux limites. . . . .	42
1.29	Résultat du décisaillement à valeur moyenne du déplacement nulle. . . . .	44
1.30	Différence relative entre l'image de départ (FIG. 1.27.a) et celle décisaillée (FIG. 1.29.b) prise sur une ligne verticale passant par le centre de l'image. . . . .	45
1.31	Ecarts types d'une ligne décisaillée, comparaison des différents algorithmes de décisaillement ( $\delta = N/32$ ). . . . .	46

2.1	Intensité délivrée par un pixel quand la taille moyenne du speckle est inférieure à celle d'un pixel. . . . .	50
2.2	Intensité délivrée par un pixel quand la taille moyenne du speckle est supérieure à celle d'un pixel. . . . .	51
2.3	Définition des pixels "utiles" à partir de l'image d'intensité moyenne. . . . .	52
2.4	Nombre de pixels "morts" parmi les pixels "utiles" en fonction du nombre d'ouverture $N$ de l'objectif. . . . .	52
2.5	Image de phase brute représentative du bruit de l'ensemble de la chaîne d'acquisition. . . . .	53
2.6	Ecart type de la phase brute en fonction du nombre d'ouverture $N$ de l'objectif. . . . .	54
2.7	Nombre de pixels "morts" en fonction de l'écart type sur la phase brute paramétré par le nombre d'ouverture $N$ de l'objectif. . . . .	55
2.8	Variance de la phase brute en fonction de la phase prise par le speckle et celle induite par la déformation en tenant compte des différentes covariances entre images d'intensités. . . . .	56
2.9	Variance de la phase brute en fonction de la phase prise par le speckle et la déformation en considérant les covariances nulles. . . . .	57
2.10	Images de phase brute. . . . .	58
2.11	Histogrammes des images de phases (FIG. 2.10). . . . .	59
3.1	Schéma de principe d'une poutre encastree mise en flexion. . . . .	63
3.2	Dérivées des déplacements dans le plan ( $\circ$ ) et hors plan ( $\diamond$ ) d'une poutre encastree fléchie. . . . .	64
3.3	Configuration optique pour mesurer les déformations dans le plan et hors plan de la poutre en flexion. . . . .	67
3.4	Images de phase obtenues avec cisaillement $\delta_x = 4,0 \text{ mm}$ et suivant les éclairages E1 et E2, de la poutre fléchie ( $M = 3,1 \text{ kg}$ ). . . . .	68
3.5	Images de phase obtenues avec cisaillement $\delta_x = 0,89 \text{ mm}$ et suivant les éclairages E1 et E2, de la poutre fléchie ( $M = 3,1 \text{ kg}$ ). . . . .	69
3.6	Profils des différences de marche théoriques et expérimentales (FIG. 3.4) obtenues avec un cisaillement $\delta_x = 4 \text{ mm}$ et suivant les éclairages E1 et E2, de la poutre fléchie ( $M = 3,1 \text{ kg}$ ). . . . .	70
3.7	Différences entre profils des différences de marche théoriques et expérimentales de la figure (FIG. 3.6). . . . .	71
3.8	Profils des différences de marche théoriques et expérimentales (FIG. 3.5) obtenues avec un cisaillement $\delta_x = 0,89 \text{ mm}$ et suivant les éclairages E1 et E2, de la poutre fléchie ( $M = 3,1 \text{ kg}$ ). . . . .	72
3.9	Différences entre profils des différences de marche théoriques et expérimentales de la figure (FIG. 3.8). . . . .	73
3.10	Profils des dérivées des déplacements théoriques et mesurées avec un cisaillement $\delta_x = 4,0 \text{ mm}$ après inversion selon les différentes hypothèses. . . . .	77
3.11	Différences entre les profils des dérivées des déplacements théoriques et mesurées avec un cisaillement $\delta_x = 4,0 \text{ mm}$ après inversion selon les différentes hypothèses. . . . .	78
3.12	Profils des dérivées des déplacements théoriques et mesurées avec un cisaillement $\delta_x = 0,89 \text{ mm}$ après inversion selon les différentes hypothèses. . . . .	79

3.13	Différences entre les profils des dérivées des déplacements théoriques et mesurés avec un cisaillement $\delta_x = 0,89 \text{ mm}$ après inversion selon les différentes hypothèses. . . . .	80
3.14	Mesure de la dérivée du déplacement hors plan d'une poutre fléchie chauffée à $100^\circ\text{C}$ sans précaution particulière. . . . .	81
3.15	Mesure de la dérivée du déplacement hors plan d'une poutre fléchie chauffée à $470^\circ\text{C}$ en imposant un flux laminaire proche de la surface de la poutre. . . . .	81
3.16	Mesure de la dérivée du déplacement hors plan d'une poutre fléchie chauffée à $470^\circ\text{C}$ en moyennant 10 images de phases par état. . . . .	82
3.17	Schéma du montage expérimental permettant de visualiser des ondes progressives. . . . .	85
3.18	Schéma de synchronisation entre le signal d'excitation, la stroboscopie du laser et le décalage de phase. . . . .	86
3.19	Evolution de l'incertitude relative de l'amplitude $A$ de l'onde mesurée en fonction du nombre d'impulsions lumineuses $N_{pulse}$ enregistrées par la matrice CCD pour différents rapports signal sur bruit ( $A/\sigma$ ) et différentes valeurs d'amplitudes normalisées ( $A/\lambda$ ). . . . .	87
3.20	Ajustement de la longueur de cisaillement. . . . .	89
3.21	Comparaison entre l'onde réelle et l'onde mesurée par shearographie dans le cas d'une onde radiale. . . . .	90
3.22	Construction géométrique (dite de Fresnel) des vecteurs d'ondes des ondes réfléchies engendrées par une onde longitudinale (a) ou une onde transversale (b) à l'interface solide-air. . . . .	91
3.23	Ondes de Lamb. Les composantes L et TV progressent suivant x en se réfléchissant successivement sur l'une et l'autre interface [Royer96]. . . . .	92
3.24	Mode de plaque (onde de Lamb) dans un matériau isotrope [Royer96]. . . . .	92
3.25	Onde de Lamb dans une plaque d'acier ( $V_L = 5900\text{m/s}$ et $V_T = 3100\text{m/s}$ ) en fonction du produit fréquence $\times$ épaisseur. . . . .	94
3.26	Onde de Rayleigh dans un solide isotrope semi-infini [Royer96]. . . . .	95
3.27	Schéma de principe du collage d'un disque piézo-électrique sur une plaque. . . . .	95
3.28	Impédance électrique d'un disque piézo-électrique (PZT) d'épaisseur $200\mu\text{m}$ et de diamètre $30\text{mm}$ . . . . .	96
3.29	Transducteur piézo-électrique collé sur une plaque se déformant sous l'action d'une onde longitudinale. . . . .	97
3.30	Courbe de dispersion des premiers modes symétriques et antisymétriques des ondes de Lamb dans une plaque d'acier. . . . .	98
3.31	Courbe de dispersion des premiers modes symétriques et antisymétriques des ondes de Lamb dans une plaque de carbone époxy stratifiée quasi isotrope $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ . . . . .	99
3.32	Visualisation en mode passe bande, en face avant ( $600 \times 450\text{mm}^2$ ) d'une onde de Lamb (mode $A_0$ ); l'onde est engendrée par un disque piézo-électrique en PZT de diamètre $30\text{mm}$ et d'épaisseur $200\mu\text{m}$ alimenté par une tension sinusoïdale en régime entretenu d'amplitude $30\text{V}$ et de fréquence $68\text{kHz}$ , collé en face arrière d'une plaque de carbone époxy stratifiée quasi isotrope $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ . . . . .	100

3.33	Visualisation en mode passe bande, en face avant ( $170 \times 130mm^2$ ) d'une onde de Lamb (mode $A_0$ ); la plaque et le transducteur utilisés sont les mêmes que sur la figure (FIG. 3.32).	101
3.34	Image en amplitude et en phase de l'onde visualisée sur la figure (FIG. 3.33).	101
3.35	Coupes et ajustement théorique des profils en amplitude et en phase issues de la figure (FIG. 3.33).	102
3.36	Visualisation en mode passe bande d'une onde de Lamb au droit du transducteur.	103
3.37	Amplitude de la transformée de Fourier spatiale de l'image décisaillée (FIG. 3.36.b).	104
3.38	C-SCAN d'un multi-délaminage créé par un impact basse vitesse d'énergie $5J$ sur une plaque en carbone époxy quasi isotrope $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ , vue en face avant.	105
3.39	Visualisation en mode passe bande, en face avant ( $170 \times 130mm^2$ ) de l'interaction d'une onde de Lamb (mode $A_0$ ) avec un multi-délaminage; la plaque et le transducteur utilisés sont les mêmes que sur la figure (FIG. 3.32); le multi-délaminage est créé par un impact basse vitesse d'énergie égale à $5J$ .	105
3.40	Schéma de synchronisation entre le signal d'excitation, la stroboscopie du laser et le décalage de phase pour visualiser une salve.	107
3.41	Visualisation en mode passe bande, en face avant ( $170 \times 130mm^2$ ) de l'interaction d'une salve d'onde de Lamb (mode $A_0$ ) avec un multi-délaminage; la plaque et le transducteur utilisés sont les mêmes que sur la figure (FIG. 3.32); le multi-délaminage est créé par un impact basse vitesse d'énergie égale à $5J$ .	108
3.42	Visualisation en mode réjection de bande, en face avant ( $170 \times 130mm^2$ ) de l'interaction d'une onde de Lamb (mode $A_0$ ) avec un multi-délaminage; la plaque et le transducteur utilisés sont les mêmes que sur la figure (FIG. 3.32); le multi-délaminage est créé par un impact basse vitesse d'énergie égale à $5J$ .	109
3.43	Membrane percée d'un trou.	110
3.44	Application des forces $f_i$ et $f_e$ au bord du trou.	111
3.45	Evolution de $ W_n $ en fonction du rapport $a/\Lambda$ dans le cas d'une membrane.	114
3.46	Evolution de $ W_n^p $ en fonction du rapport $a/\Lambda$ dans le cas d'une plaque.	114
3.47	Visualisation (avec différent grandissement) en mode passe bande de l'interaction de l'onde de Lamb $A_0$ avec un trou de rayon $5,1mm$ dans une plaque de carbone époxy quasi isotrope $[45_2 \setminus 0_2 \setminus -45_2 \setminus 90_2]_{2S}$ ; l'onde est engendrée par un disque piézo-électrique en PZT de diamètre $10mm$ et d'épaisseur $200\mu m$ alimenté par une tension sinusoïdale en régime entretenu d'amplitude $30V$ et à différentes fréquences, collé en face arrière de la plaque.	115
3.48	Identification et reconstruction d'une image de phase de l'interaction de l'onde de Lamb $A_0$ (fréquence $80kHz$ ) avec un trou de rayon $5,1mm$ dans une plaque de carbone époxy quasi isotrope $[45_2 \setminus 0_2 \setminus -45_2 \setminus 90_2]_{2S}$ .	116
3.49	Rapport des composantes azimutales $W_1/W_0$ de l'onde émergente d'un trou de rayon $a = 5,1mm$ en fonction du rapport $a/\Lambda$ : le trait plein représente la courbe issue du modèle et les points avec leurs barres d'incertitudes sont issus des identifications des composantes des images expérimentales (FIG. 3.47).	117

3.50	Visualisation en mode passe bande, en face avant ( $600 \times 450mm^2$ ) d'une onde de Lamb (mode $A_0$ ); l'onde est engendrée par un disque piézo-électrique en PZT de diamètre $10mm$ et d'épaisseur $200\mu m$ alimenté par une tension sinusoïdale en régime entretenu d'amplitude $30V$ et de fréquence $60kHz$ , collé en face arrière d'une plaque de carbone époxy stratifiée quasi isotrope $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ . . . . .	119
3.51	Évolution de l'identification de la surface $S_a$ de la source ultrasonore équivalente au multi-délaminage en fonction de l'énergie d'impact dans une plaque de carbone époxy quasi isotrope $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ . . . . .	120
3.52	Visualisation par thermographie d'un multi-délaminage créé par un impact basse vitesse d'énergie $5,3J$ dans une plaque de carbone époxy quasi isotrope $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ ; les cercles blancs représentent l'étendue du défaut déduite de l'analyse de l'interaction de l'onde $A_0$ . . . . .	121
3.53	Visualisation en mode passe bande, en face arrière de l'interaction onde de Lamb/multi-délaminage; la plaque et le transducteur utilisés sont les mêmes que sur la figure (FIG. 3.50); le multi-délaminage est créé par un impact basse vitesse d'énergie égale à $5J$ . . . . .	122
3.54	Visualisation en mode passe bande (ajustée pour le mode $A_0$ ), en face avant de l'interaction d'une onde de Lamb (mode $S_0$ ) avec un multi-délaminage; l'onde est engendrée par deux disque piézo-électrique en PZT de diamètre $10mm$ et d'épaisseur $200\mu m$ alimenté par une tension sinusoïdale en régime entretenu d'amplitude $30V$ et de fréquence $60kHz$ , collé en vis à vis sur les faces d'une plaque de carbone époxy stratifiée quasi isotrope $[45_2 \setminus 0_2 \setminus -45_2 \setminus 90_2]_{2S}$ ; le multi-délaminage est créé par un impact basse vitesse d'énergie égale à $5J$ . . . . .	123
3.55	Image de l'écart type local obtenue à partir des images de phase (FIG. 3.54).123	
3.56	Visualisation par thermographie d'un multi-délaminage créé par un impact basse vitesse d'énergie $5,3J$ dans une plaque de carbone époxy quasi isotrope $[45_4 \setminus 0_4 \setminus -45_4 \setminus 90_4]_S$ ; les cercles noirs représentent l'étendue du défaut déduite de l'analyse de l'interaction de l'onde $S_0$ vue en face avant : a) pour une fréquence de $60kHz$ , b) pour une fréquence de $100kHz$ . . . . .	124
B.1	Comparaison des profils des phases calculée et mesurée après filtrage et dépliage d'une poutre en flexion. . . . .	137
B.2	Évolution de la différence des images d'intensités de la poutre au repos et de celles captées par la caméra durant la déformation de la poutre . . . . .	138
B.3	Profils de la phase mesurée après filtrage et dépliage en tenant compte ou non du nombre de frange $N_f$ de la poutre en flexion. . . . .	139



# Liste des tableaux

2.1	Schéma de mesure des images d'intensités déphasées de $\pi/2$ . . . . .	55
2.2	Ecart type moyen sur la phase brute selon différentes méthodes et algorithmes ( $\lambda = 532nm$ ). . . . .	59
3.1	Incertitudes globales sur la différence de marche des profils théoriques et expérimentaux (FIG. 3.6) pour un cisaillement $\delta_x = 4,0 mm$ ; les incertitudes sont exprimées en fraction de la longueur d'onde. . . . .	67
3.2	Incertitudes globales sur la différence de marche des profils théoriques et expérimentaux (FIG. 3.8) pour un cisaillement $\delta_x = 0,89 mm$ ; les incertitudes sont exprimées en fraction de la longueur d'onde. . . . .	68
3.3	Récapitulatif des identifications des composantes azimutales d'une onde émergente d'un trou de rayon $a = 5,1mm$ . . . . .	117
3.4	Récapitulatif des identifications des composantes azimutales d'une onde émergente d'un multi-dé laminage dans une plaque de carbone époxy quasi isotrope. . . . .	118