AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

Nancy Université

Institut National Polytechnique de Lorraine

Ecole Européenne d'Ingénieurs en Génie des Matériaux

Institut Jean Lamour

Science et Ingénierie des Matériaux et Métallurgie

Energie Mécanique Matériaux

Mémoire de thèse pour l'obtention du grade de Docteur INPL

Mécanique des matériaux

Laurent Farge

Agrégé de physique, PRAG à l'EEIGM, ingénieur de l'ENSI de Caen (Optoélectronique)

Caractérisation de l'endommagement de matériaux composites stratifiés à l'aide de la mesure du déplacement par une méthode optique plein-champ

Thèse dirigée par Zoubir Ayadi

Soutenue le 2 octobre 2009

Jury :

Federico PARIS	Professeur	Rapporteur	Université de Séville
Fabrice PIERRON	Professeur	Rapporteur	ENSAM Chalons
Yves BERTHAUD	Professeur	Examinateur	Université Paris VI
Janis VARNA	Professeur	Examinateur	Université de Luleå
Alain VAUTRIN	Professeur	Examinateur	ENSM Saint-Etienne
Zoubir AYADI	Professeur	Directeur	Nancy Université
Sabine DENIS	Professeur	Invitée	Nancy Université
Michel NIVOIT	Professeur	Invité	Nancy Université

Remerciements

En premier lieu, je voudrais exprimer ma gratitude envers Zoubir Ayadi et Michel Nivoit pour m'avoir proposé en 2003 de rejoindre l'équipe de mécanique des matériaux qui est localisée à l'EEIGM. Je voudrais remercier plus spécialement Zoubir Ayadi pour m'avoir proposé de valoriser ce travail de recherche en me permettant de commencer une thèse au moment où il initiait sa collaboration avec Janis Varna. Comme j'avais un lourd service d'enseignement, il a eu la gentillesse de m'accorder beaucoup d'autonomie dans l'organisation de mon travail.

Je voudrais également exprimer ma gratitude envers Janis Varna pour m'avoir expliqué beaucoup de choses relatives à l'endommagement des stratifiés.

J'ai également beaucoup de reconnaissance pour les rapporteurs de cette thèse : Federico Paris et Fabrice Pierron. Leurs avis et leurs commentaires ont été très précieux.

Je voudrais également exprimer ma gratitude envers les autres membres du jury pour l'attention bienveillante qu'ils ont accordé à mon travail : Alain Vautrin, le Président du Jury, ainsi que Sabine Denis, Yves Berthaud et Michel Nivoit.

Enfin, j'ai reçu beaucoup d'aide des étudiants de mastère qui ont travaillé avec moi : Souhail Hamdani, Roman Nazarov et Mohamed-Sahbi Loukil. Qu'ils en soient remerciés.

Table des matières

Notations 12
Notations mathématiques 12
Axes 12
Liste des principaux symboles 13
Introduction générale 17
1. **Endommagement des stratifiés** 20
1.1. Caractérisation mécanique des stratifiés 21
1.1.1. Propriétés mécaniques d'un matériau composite unidirectionnel 21
1.1.2. Propriétés mécaniques d'un stratifié 23
1.2. Endommagement initial : fissures intralaminaires 26
1.2.1. Observations expérimentales 26
1.2.2. Notre problématique expérimentale 29
1.2.3. Fissures et réduction des constantes élastiques apparentes du stratifié ... 30
1.3. Réduction des propriétés élastiques d'un stratifié endommagé 32
1.3.1. Approches micromécaniques : généralités 33
1.3.2. Modèle « shear-lag » 34
1.3.3. Autres modèles micromécaniques 38
1.3.4. Mécanique des milieux continus endommagés : généralités 39
1.3.5. Modèle de Talreja 41
1.4. Approche « Glob-Loc » 43
1.4.1. Principe 44
1.4.2. Modèle de la « fissure idéale» 48
1.4.3. Retour sur le modèle de Talreja 51
1.4.4. Modèles de réduction de la rigidité : bilan 52
1.5. Modélisation de l'évolution de la densité de fissures 54
1.5.1. Apparition de la première fissure 54
1.5.2. Evolution de la densité de fissures, délaminage 55

1.6. Conclusion du chapitre 1 57
2. **Mesures plein-champ, interférométrie de speckle** 59
2.1. Introduction 59
2.2. Caractérisation des performances des méthodes plein-champ 60
2.2.1. Résolution de la mesure et résolution spatiale 60
2.2.2. Méthodes géométriques 61
2.2.3. Méthodes interférométriques 61
2.3. Choix de l'interférométrie de speckle 62
2.3.1. Notre problématique expérimentale 62
2.3.2. Comparaison entre les techniques 63
2.4. Interférométrie de speckle 65
2.4.1. Aspect physique et statistique du speckle 66
2.4.2. Interférences de deux figures de speckle 69
2.4.3. Principe d'une mesure de déplacement 71
2.5. Analyse automatisée des interférogrammes 72
2.5.1. Décalage de phase 74
2.5.2. Soustraction des cartes de phase 76
2.5.3. Lissage des images 76
2.5.4. Démodulation 78
2.5.5. Obtention de la carte de déplacement 81
2.6. Limitations de l'interférométrie de speckle 82
2.6.1. Limitation fondamentale : la décorrélation 82
2.6.2. Quelques difficultés expérimentales 83
2.7. Conclusion du chapitre 2 84
3. **Etude du potentiel de l'interférométrie de speckle pour la caractérisation des stratifiés endommagés** 86
3.1. Conditions expérimentales 86
3.1.1. Description des éprouvettes 86

3.1.2. Dispositif expérimental 88
3.1.3. Zone d'étude 90
3.2. Visualisation du déplacement 91
3.2.1. Analyse du champ de déplacement 91
3.2.2. Expression du déplacement relatif des lèvres 93
3.2.3. Profils du déplacements dans les différents plis 94
3.3. Etude du déplacement relatif des lèvres avec le chargement appliqué 97
3.3.1. Comparaison avec le modèle de la « fissure idéale » 97
3.3.2. Mesures pour un effort croissant 100
3.4. Analyse des mesures 102
3.4.1. Résolution de la mesure 102
3.4.2. Illuminations de la surface 105
3.4.3. Résolution spatiale 106
3.4.4. Mesure selon l'épaisseur 108
3.4.5. Discontinuités du champ de déplacement : conséquences pour la démodulation 109
3.4.6. Autres méthodes plein-champ pour évaluer l'ouverture de fissures 112
3.5. Obtention séparée de l'ouverture et du glissement 113
3.5.1. Principe de la mesure 113
3.5.2. Résultats expérimentaux 114
3.5.3. Discussion 115
3.6. Conclusion du chapitre 3 115
4. **Etude de l'évolution de l'endommagement pour un stratifié fibres de carbone/époxyde à plis croisés** 117
4.1. Introduction 117
4.2. Dispositif expérimental 117
4.2.1. Montage expérimental 117
4.2.2. Description du stratifié 118

4.2.3. Histoire du chargement 119
4.3. Mesures au premier état d'endommagement 120
4.3.1. Allure des profils de déplacement 120
4.3.2. Mesures de l'ouverture 121
4.3.3. Profils de l'ouverture le long des fissures 122
4.3.4. Utilisation d'un modèle micromécanique 125
4.4. Mesures au deuxième état d'endommagement 128
4.4.1. Mesures de l'ouverture 129
4.4.2. Etude de la linéarité 131
4.5. Mesures pour les états d'endommagement ultérieurs 132
4.5.1. Mesures de l'ouverture 133
4.5.2. Profil de l'ouverture le long des fissures au cinquième état d'endommagement 134
4.6. Discussion 135
4.6.1. Comparaison avec le modèle de la « fissure idéale » 135
4.6.2. Comparaison avec des travaux précédents 135
4.7. Conclusion du chapitre 4 136
Conclusion générale et perspectives 138
Annexes 141
Annexe 1 : Autres techniques de mesure du champ de déplacement 141
Interférométrie holographique, Interférométrie holographique digitale 141
Interférométrie de moiré 144
Corrélation d'images en lumière blanche 147
Annexe 2 : Calcul du vecteur sensibilité 150

Liste des figures

Figure 1. *Représentation schématique d'un pli.* 22

Figure 2. *Représentation schématique d'un stratifié symétrique et équilibré* ($t_{-45} = t_{45}$) : $[45/-45]_s$ 23

Figure 3. *Stratifié sollicité en membrane.* 24

Figure 4. *Micrographies d'une fissure dans la matrice d'un pli d'un stratifié [REF 9], Figure 4a) : faible grossissement, Figure 4b) : fort grossissement.* 26

Figure 5. *Représentation schématique d'un stratifié* $[S/\theta]_s$ *dont le pli central est fissuré.* 27

Figure 6. *Déformation correspondant à l'apparition de la première fissure dans un stratifié verre/époxyde* $[0_m/90_n]$ *(épaisseur des plis à 0° constante :* $t_0 = 0{,}5\ mm$ *) [REF 14].* 28

Figure 7. *Densité de fissures en fonction de la contrainte appliquée* σ_x^{STRA}*, Figure 7a) : stratifiés carbone/époxyde [REF 5], Figure 7b : stratifié verre/époxyde [REF 18].* 29

Figure 8. *Fissures visibles sur la tranche d'une éprouvette.* 30

Figure 9. *Figure 9a) : définition de l'ouverture (COD) et du glissement (CSD), Figure 9b) : plan de la coupe de la Figure 9a).* 30

Figure 10. *Illustration de la réduction de la rigidité d'un stratifié endommagé, Figure 10a) : stratifié non endommagé, Figure 10b) : stratifié endommagé.* ... 31

Figure 11. *Stratifié à plis croisés : cellule élémentaire d'endommagement.* 34

Figure 12. *Modèle « shear-lag » : profils des contraintes entre deux fissures.* 36

Figure 13. *Module longitudinal apparent réduit* E_x/E_{x0} *: modèle « shear-lag » et données expérimentales [REF 29].* 37

Figure 14. *Stratifié à plis croisés présentant des fissures dans le pli à* $90°$ *et dans les plis à* $0°$. 38

Figure 15. *Volume représentatif d'un stratifié endommagé.* 41

Figure 16. *Volume représentatif dans le pli k, S_e : surface extérieure, S_f : surface des fissures.* 44

Figure 17. *Représentation schématique simplifiée de l'approche « Glob-Loc ».* 46

Figure 18. *Stratifié avec des fissures dans une couche interne.* 49

Figure 19. *Module longitudinal apparent réduit : modèle «Glob-Loc» et données expérimentales [REF 27].* 51

Figure 20. *Représentation schématique du phénomène de délaminage en pointe de fissure.* 56

Figure 21. *Taux d'énergie libérée par la création de nouvelles fissures et par le processus de délaminage [REF* 48*].* 57

Figure 22. *Amplitude complexe totale en P.* 66

Figure 23. *Aspect caractéristique d'une figure de speckle.* 66

Figure 24. *Interférométrie de speckle : illuminations de la surface.* 69

Figure 25. *Définition du vecteur sensibilité.* 72

Figure 26. *Montage en illuminations symétriques.* 72

Figure 27. *Procédure pour obtenir une carte de déplacement.* 73

Figure 28. *Stratifié $[0_2/90_2]_s$ en traction uniaxiale.* 79

Figure 29. Figure 29a) : *carte de la différence de phase $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$, Figure 29b) : profil sur le plan moyen, Figure 29c) : profil démodulé ($\Delta\phi$).* 81

Figure 30. *Figure 30a) : Figure 29a)+1,97 rad, Figure 30b) : profil sur le plan moyen, Figure 30c) : profil démodulé ($\Delta\phi$).* 81

Figure 31. *Carte du déplacement $u(x,z)$.* 82

Figure 32. *Profil du déplacement.* 82

Figure 33. *Photographie d'une éprouvette.* 87

Figure 34. *Représentation schématique des plis pour la configuration $[0/55_4/-55_4]_s$.* 87

Figure 35. *Géométrie des fissures, Figure 35a) : photographie d'une zone caractéristique, Figure 35b) : représentation schématique de la forme des fissures.* 88

Figure 36. *Photographie du dispositif expérimental.* 88

Figure 37. *Schéma du dispositif expérimental (NB exceptionnellement l'axe x est vertical).* 89

Figure 38. *Illuminations de l'éprouvette.* 89

Figure 39. *Paramètres géométriques du montage.* 89

Figure 40. *Zone d'étude.* 90

Figure 41. *Carte de déplacement u(x,z),* $\sigma_x^{STRA} \in [17{,}70 \quad 19{,}35] MPa$ 91

Figure 42. *Profil du déplacement sur le plan moyen u(x,z=0) obtenu à partir de la Figure 41.* 92

Figure 43. *Influence du filtrage : profils du déplacement sur le plan moyen pour des noyaux de filtrage de 3 et 11 pixels.* 93

Figure 44. *Figure 44a) : profil sur le plan moyen, Figure 44b) : profil dans le pli à* -55^0*, Figure 44c) : profil dans le pli à* $+55^0$*, Figure 44d) : profil dans le pli à* 0^0*.* 94

Figure 45. *Evolution de* DRL_x^{nor} *avec la contrainte totale appliquée.* 101

Figure 46. *Lissage visuel des images pour un noyau de 3 pixels.* 104

Figure 47. *Influence du filtrage sur la mesure.* 108

Figure 48. *Profil de l'erreur relative* $Err^{fil}(z)$ *le long de l'épaisseur du pli à* $-55°$*.* 108

Figure 49. *Carte de différences de phase* $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$*,* ($\Delta\sigma_x^{STRA} = 90{,}1 - 64{,}6 = 25{,}5\,MPa$*.* 112

Figure 50. *Profil du déplacement u(x,z=0) obtenue à partir de la carte de différence de phase de la Figure 49 sur le chemin B.* 112

Figure 51. *Directions des illuminations pour une mesure directe de COD.* 114

Figure 52. *Représentation schématique des plis du stratifié, 1 Pixel=18,22 µm.* ... 118

Figure 53. *Histoire du chargement.* 119

Figure 54. *Carte de déplacement et profil tracé sur le plan moyen, 1 Pixel=18,22 µm,* $\sigma_x^{STRA} \in [23{,}47 \quad 35{,}27] MPa$ 120

Figure 55. *Profils sur le plan moyen et dans le pli à 0°, 1 Pixel=18,22 µm.* 120

Figure 56. *Profils de déplacement pour la fissure c*, 1 *pixel*=18,22 *µm*, $\sigma_x^{STRA} \in [23{,}47 \quad 35{,}27] MPa$ 122

Figure 57. *Profil de l'ouverture* $COD(z)$, $1\ pixel = 18.26 \mu m$, $\sigma_x^{STRA} \in [23{,}47 \quad 35{,}27] MPa$ 123

Figure 58. *Profil du déplacement sur le plan moyen, noyau de filtrage : 11 pixels.* 125

Figure 59. *Détermination de la pente du déplacement entre deux fissures.* 125

Figure 60. *Profils de déplacement entre deux fissures : expérimental et modèle « shear-lag»,* $\beta = 0{,}55$ 128

Figure 61. *Profils de déplacement au premier état et au deuxième état d'endommagement, 1 pixel=18,22 µm,* $\sigma_x^{STRA} \in [23{,}47 \quad 35{,}27] MPa$ 129

Figure 62. *Valeurs normalisées de l'ouverture des quatre fissures en fonction de la déformation appliquée.* 132

Figure 63. *Evolution de la valeur normalisée l'ouverture en fonction de la déformation maximale appliquée.* 133

Figure 64. *Profils de déplacement sur le plan moyen pour le premier et le cinquième état d'endommagement, 1 pixel=18,22 µm,* $\sigma_x^{STRA} \in [19{,}53 \quad 31{,}25] MPa$ *).* 134

Figure 65. *Principe de l'interférométrie holographique.* 143

Figure 66. *Franges d'isodéplacement obtenues par interférométrie holographique [REF 69].* 143

Figure 67. *Dispositif expérimental utilisé en interférométrie de moiré.* 145

Figure 68. *Exemple de franges d'isodéplacement pour une éprouvette percée en traction [REF* 96*]*..... 145

Figure 69. *Image de référence.* 147

Figure 70. *Image finale.* 147

Figure 71. *Détermination de la différence de marche pour le faisceau 1.* 150

Figure 72. *Détermination de la différence de marche pour le faisceau 2.* 150

Notations

Notations mathématiques

Les vecteurs sont soulignés, par exemple le vecteur déplacement : $\underline{d}$.

$\{\sigma\}$ et $\{\varepsilon\}$ représentent respectivement les contraintes et les déformations. L'expression de ces grandeurs sur une base donnée est représentée à l'aide de matrices unicolones, soit, en deux dimensions : $\{\sigma\}=\begin{Bmatrix}\sigma_x\\ \sigma_y\\ \sigma_{xy}\end{Bmatrix}$ et $\{\varepsilon\}=\begin{Bmatrix}\varepsilon_x\\ \varepsilon_y\\ 2\varepsilon_{xy}\end{Bmatrix}$. (On notera le facteur 2 pour la troisième composante des déformations).

Les matrices sont placés entre crochets ($[\ ]$), par exemple, la rigidité du matériau d'un pli : $[Q]$.

L'indice $_0$ indique que la grandeur considérée correspond à un état non endommagé.

L'indice $_{\mathrm{mod}}$ indique que la grandeur considérée n'est connue que modulo 2π.

L'indice $_m$ indique que la grandeur considérée est une moyenne le long d'une fissure.

L'exposant ^{nor} indique que la grandeur considérée est normalisée par rapport au chargement appliqué.

Axes

Axe 1 : axe du repère local correspondant à la direction des fibres.

Axe 2 : axe du repère local normal à la direction des fibres.

Axe x : axe du repère global correspondant à la direction de l'effort de traction.

Axe y : axe du repère global associé à la direction de la largeur du stratifié.

Axe z : axe associé à la direction de l'épaisseur du stratifié.

Les quantités exprimées sur le repère global sont surlignées : $\{\underline{\sigma}\}_k$ contrainte dans le pli k, exprimée sur la base du repère global.

Liste des principaux symboles

Géométrie du stratifié

N	nombre de plis dans le stratifié
h	épaisseur totale du stratifié
L	longueur du statifié
W	largeur du statifié
k	indice caractérisant un pli
t	épaisseur d'un pli
θ	orientation des fibres dans un pli
$[T]_k$	matrice de passage entre le repère local associé au pli k et le repère global

Grandeur mécanique

$\underline{d}$	vecteur déplacement
$u \;\; v \;\; w$	composantes du déplacement sur la base du repère global
$\{\varepsilon\}$	déformation
$\varepsilon_1 \;\; \varepsilon_2 \;\; \varepsilon_z \;\; \varepsilon_{1z} \;\; \varepsilon_{2z} \;\; \varepsilon_{12}$	composantes de la déformation sur la base du repère local
$\varepsilon_x \;\; \varepsilon_y \;\; \varepsilon_z \;\; \varepsilon_{xz} \;\; \varepsilon_{yz} \;\; \varepsilon_{xy}$	composantes de la déformation sur la base du repère global
$\{\varepsilon\}^{STRA}$	déformation appliquée
$\varepsilon_x^{STRA} \;\; \varepsilon_y^{STRA} \;\; \varepsilon_{xy}^{STRA}$	composantes de la déformation appliquée
ε_{xf}^{STRA}	déformation appliquée lors de l'apparition de la première fissure
$\{\sigma\}$	contrainte
$\sigma_1 \;\; \sigma_2 \;\; \sigma_z \;\; \sigma_{1z} \;\; \sigma_{2z} \;\; \sigma_{12}$	composantes de la contrainte sur la base du repère local
$\sigma_x \;\; \sigma_y \;\; \sigma_z \;\; \sigma_{xz} \;\; \sigma_{yz} \;\; \sigma_{xy}$	composantes de la contrainte sur la base du repère global
$\{\sigma\}^{STRA}$	contrainte appliquée
$\sigma_x^{STRA} \;\; \sigma_y^{STRA} \;\; \sigma_{xy}^{STRA}$	composantes de la contrainte appliquée sur la base du repère global

$[Q]^{STRA}$	matrice rigidité normalisée du stratifié
$[S]^{STRA}$	matrice souplesse normalisée du stratifié
$E_x \ E_y \ \nu_{xy} \ G_{xy}$	constantes élastiques apparentes du stratifié
$[S]$	matrice souplesse du matériau composite
$[Q]$	matrice rigidité du matériau composite
$E_1 \ E_2 \ \nu_{12} \ G_{12}$	constantes élastiques du matériau composite

Description de l'endommagement

l	demi distance entre les fissures
l_d	longueur de délamination
ρ	densité de fissures
ρ_n	densité de fissures adimensionelle
$\underline{DRL}$	vecteur déplacement relatif des lèvres
DRL_x	composante selon x de $\underline{DRL}$
DRL_x^{mes}	valeur effectivement mesurée pour DRL_x
COD	ouverture des lèvres
COD_m	ouverture moyenne des lèvres
COD_m^{nor}	ouverture moyenne des lèvres normalisée par rapport à σ_x^{STRA}
CSD	glissement des lèvres
CSD_m	glissement moyen des lèvres
CSD_m^{nor}	glissement moyen des lèvres normalisé par rapport à σ_x^{STRA}
D_q	variables internes d'endommagement
ψ	énergie libre d'Helmoltz
$a_i \ \kappa$	paramètres du modèle de Talreja
$u_{1m}^{nor} \ u_{2m}^{nor} \ [U]$	paramètres du modèle « Glob-Loc »
$A \ B \ c$	paramètres du modèle de la « fissure idéale »
G_f	taux d'énergie libérée par fissuration

G_{fc}	taux critique d'énergie libérée par fissuration
G_d	taux d'énergie libérée par délaminage

Optique

λ	longueur d'onde
$M(x,z)$	point de la surface étudiée
P	point d'observation
$\underline{n}$	vecteur unitaire indiquant une direction d'illumination
$\alpha \ \alpha_1 \ \alpha_2$	angles entre la normale et une direction d'illumination
f	distance focale
D	diamètre du diaphragme
g	grandissement
F	nombre d'ouverture
$p_x \ p_z$	dimensions d'un pixel
m	nombre de grains de speckle par pixel
S_T^{image}	dimension transversale d'un grain de speckle dans le plan image
S_L^{image}	dimension longitudinale d'un grain de speckle dans le plan image
$\underline{A}$	amplitude complexe d'une onde lumineuse
A	module de l'amplitude complexe
$\phi_1 \ \phi_1$	termes de phase associés aux faisceau 1 et 2
I	intensité lumineuse récoltée par la caméra
I_M	intensité de modulation
I_0	intensité moyenne
$I_1 \ I_2 \ I_3 \ I_4 \ I_5$	intensités successives après chaque décalage de phase
ϕ	phase
$\Delta\phi$	différence de phase
$\Delta\phi_L$	soustraction de la différence de phase entre les deux lèvres d'une fissure
$\Delta\phi_{\text{mod}}$	différence de phase modulo 2π
$\Delta\phi_{\text{mod}\,f}$	différence de phase modulo 2π après filtrage

$\underline{S}$	vecteur sensibilité
n	taille en pixels du noyau de filtrage
i	interfrange
$M_d \ \ \delta_d$	paramètres du décalage de phase
S_K	écart type du bruit portant sur la grandeur K
a	demi grand-axe d'une ellipse
Err^{fil}	erreur systématique associée au filtrage

Introduction générale

Les matériaux composites stratifiés (ou plus simplement stratifiés) sont apparus au cours des années 1960. Bien qu'ayant une masse volumique approximativement quatre fois plus faible que celle de l'acier, les stratifiés possèdent d'excellentes propriétés mécaniques. En conséquence, leurs principaux domaines d'utilisation sont l'aéronautique et l'aérospatiale : environ 25% de la masse de l'airbus A380 est constituée de matériaux composites ; pour certains hélicoptères cette proportion peut atteindre 85% (hélicoptère NH90 d'Eurocopter). Cette thèse est consacrée à l'étude de l'endommagement qui peut affecter les stratifiés.

La fissuration de la matrice est le premier mode d'endommagement observable dans un matériau composite stratifié. Généralement, ces fissures se propagent dans les plis dont les fibres ont des orientations éloignées de la direction principale du chargement. Ce type d'endommagement intervient bien avant que le stratifié ne subisse une altération définitive de ses propriétés mécaniques : on observe en fait une réduction progressive de la rigidité du stratifié avec l'augmentation du nombre de fissures. Depuis 2005, le Professeur Varna a développé une méthode originale qui permet d'obtenir l'ensemble des constantes thermoélastiques d'un stratifié endommagé à partir de deux paramètres : l'ouverture moyenne et le glissement moyen des lèvres des fissures, normalisés par rapport à la contrainte appliquée. Actuellement ces deux paramètres sont évalués à l'aide d'expressions analytiques très simples qui ont pu être obtenues en modélisant les résultats de nombreuses « pseudo expériences » réalisées par la méthode des éléments finis. Toutefois, seules des fissures « idéalisées » peuvent être prises en compte : fissures rectilignes, perpendiculaires au plan moyen et avec une pointe de fissure située à l'interface entre les plis.

Dans la réalité, les fissures peuvent différer sensiblement de ce modèle, notamment à cause de certaines formes d'endommagement additionnelles engendrées par les fissures elles mêmes. Par exemple, les concentrations de contraintes en pointe de fissure peuvent favoriser la création d'une zone où le pli fissuré et le pli adjacent sont décollés (phénomène de délaminage). Il est évident que l'apparition de ces nouveaux modes d'endommagement est

susceptible de modifier la dépendance du déplacement relatif des lèvres avec le chargement appliqué.

Il apparaît donc nécessaire de mesurer les valeurs de l'ouverture moyenne et du glissement moyen des lèvres des fissures. En principe, ces grandeurs ne peuvent pas être déterminées à partir d'une mesure ponctuelle. Pour évaluer ces valeurs moyennes, il faut en effet connaître le profil du déplacement le long de chacune des lèvres d'une fissure. Cette exigence conduit naturellement l'expérimentateur à envisager l'emploi d'une méthode de mesure « plein-champ » du déplacement. Dans le cadre de cette thèse, nous montrons le potentiel de l'interférométrie de speckle pour résoudre ce problème expérimental.

L'exploitation des résultats pourra alors être conduite avec deux objectifs principaux. D'une part, on mesurera les valeurs de l'ouverture moyenne et du glissement moyen des lèvres pour de faibles niveaux de chargement. Ces mesures pourront être confrontées aux expressions analytiques actuellement utilisées dans l'approche développée par Varna. D'autre part, on cherchera à déceler d'éventuels changements de la dépendance du déplacement relatif des lèvres avec le chargement appliqué. On pourra ainsi mettre en évidence l'apparition de formes secondaires d'endommagement.

Le premier chapitre de ce mémoire décrit l'endommagement qui est susceptible de se développer dans les matériaux composites stratifiés. Pour chacun des aspects de cette question, nous nous sommes attachés à souligner les apports qui pourraient résulter de la détermination expérimentale du champ de déplacement. Dans le deuxième chapitre, le principe de l'interférométrie de speckle est exposé. Nous avons particulièrement voulu mettre en évidence les avantages spécifiques de cette technique au regard des applications considérées dans ce travail. Dans le troisième chapitre, nous proposons une étude expérimentale du potentiel de l'interférométrie de speckle pour caractériser les différentes formes d'endommagement qui peuvent apparaître dans un stratifié verre/époxyde $[0/-55_4/55_4]_S$. Enfin, dans la quatrième partie, nous exposons les premiers résultats expérimentaux que nous avons pu obtenir en mettant en œuvre des procédures systématiques d'analyse de l'endommagement pour un stratifié carbone/époxyde $[0_2/90_3]_S$. Finalement, après avoir synthétisé nos principaux résultats, nous exposons les perspectives qui peuvent être envisagées pour ce travail.

Cette thèse résulte d'une collaboration entre le Pr Ayadi de l'Institut National Polytechnique de Lorraine et le Pr Varna de l'Université Technologique de Luleå. Ce travail a été réalisé au sein de l'équipe de recherche 305 (mécanique des matériaux) du département 3 (Science et Ingénierie des Matériaux et Métallurgie) de l'Institut Jean Lamour à Nancy.

1.Endommagement des stratifiés

Ce premier chapitre est consacré à la description de l'endommagement qui peut affecter les matériaux composites stratifiés. Ce sujet est très vaste. Nous avons donc privilégié les aspects qui sont en rapport direct avec l'objet de nos expériences : la mesure du champ de déplacement, plus particulièrement la mesure de l'ouverture et du glissement des lèvres des fissures (respectivement *COD* : Crack Opening Displacement et *CSD* : Crack Sliding Displacement). Le premier paragraphe consiste en un bref rappel des caractéristiques mécaniques des stratifiés. Le deuxième paragraphe est consacré à la description du premier mode d'endommagement qui se développe dans un stratifié soumis à un chargement monotone : les fissures intralaminaires. Cette forme d'endommagement affecte les propriétés mécaniques du stratifié. Aussi, dans le troisième paragraphe, nous présentons plusieurs méthodes qui permettent de décrire l'évolution des constantes élastiques apparentes d'un stratifié endommagé. Tout d'abord, nous évoquons brièvement certains modèles micromécaniques. Le modèle « shear-lag » a été particulièrement détaillé puisque nous avons confronté le champ de contrainte obtenu à l'aide de cette approche avec nos résultats expérimentaux dans le chapitre 4. Les modèles de mécanique des milieux continus endommagés sont ensuite mentionnés. Toutefois, seule l'approche développée par Talreja est présentée puisque, dans le cadre de ce modèle, les variables internes d'endommagement sont proportionnelles à l'ouverture des fissures. Dans le paragraphe suivant, nous détaillons la méthode « Glob-Loc » (Global-Local) développée par le Pr Varna. Un des objectifs principaux de ce travail est en effet d'apporter un soutien expérimental à cette approche. En pratique, il s'agira d'obtenir la mesure des deux paramètres micromécaniques qui gouvernent la réduction des propriétés élastiques du stratifié endommagé : l'ouverture moyenne et le glissement moyen des lèvres des fissures. Finalement, le dernier paragraphe est consacré à l'étude de l'évolution de l'endommagement lors de l'application d'un chargement monotone. Nous considérons en effet que l'analyse de la dépendance du déplacement relatif des lèvres

avec le chargement appliqué est un moyen de détecter l'apparition de nouveaux modes d'endommagement, comme par exemple le délaminage en pointe de fissure.

Très souvent, l'étude des formes d'endommagement qui se manifestent dans les matériaux composites stratifiés est réalisée à partir de travaux expérimentaux ou théoriques correspondant à des configurations où les plis sont perpendiculaires (plis croisés). Généralement, les résultats obtenus sont qualitativement applicables à des configurations de plis quelconques. Par ailleurs, nous n'avons travaillé que sur des éprouvettes pour lesquelles l'endommagement est apparu au cours de l'application d'un effort de traction monotone. En conséquence, nous n'avons accordé que très peu de place aux processus qui caractérisent le développement de l'endommagement lors d'essais en fatigue.

1.1.Caractérisation mécanique des stratifiés

Ce paragraphe a pour simple objectif de faciliter la tâche d'un lecteur qui ne serait pas familier avec la théorie classique des stratifiés. Dans un souci de concision, nous nous sommes limités au seul cas considéré dans cette thèse : les stratifiés symétriques et équilibrés, soumis à une sollicitation de membrane. Le lecteur intéressé pourra trouver de nombreux manuels de références décrivant complètement la théorie classique des stratifiés [REF 1, REF 2, REF 3].

Pour les stratifiés symétriques et équilibrés, sollicités en membrane, nous verrons que le comportement mécanique du stratifié peut être caractérisé avec une matrice $[3\times 3]$: $[Q]^{STRA}$ ou $[S]^{STRA} = \left([Q]^{STRA}\right)^{-1}$. Les composantes de ces matrices peuvent être exprimées à l'aide de quatre constante élastiques apparentes : E_x (module d'Young longitudinal), E_y (module d'Young transversal), ν_{xy} (coefficient de Poisson) et G_{xy} (module de cisaillement).

1.1.1.Propriétés mécaniques d'un matériau composite unidirectionnel

Les matériaux composites sont généralement constitués de deux phases distinctes : des renforts qui ont une haute rigidité et une matrice qui a des propriétés mécaniques beaucoup plus faibles (Figure 1). Dans le cadre de cette thèse, nous n'avons étudié que les composites fibres longues/matrice polymère. Dans ce cas, les renforts les plus répandus sont les fibres de

verre, de carbone ou de kevlar®. Le diamètre des fibres est de l'ordre de 10 μm. La matrice est constituée d'un matériau polymère, par exemple : des résines époxydes ou polyesters. Une couche de matériau composite est appelée : pli. Les plis sont les constituants élémentaires d'un stratifié. Dans un pli, les fibres sont toutes orientées selon la direction 1, garantissant ainsi d'excellentes propriétés mécaniques dans cette direction. Le repère $(1,2,z)$ correspondant aux axes d'orthotropie du pli est appelé : repère local.

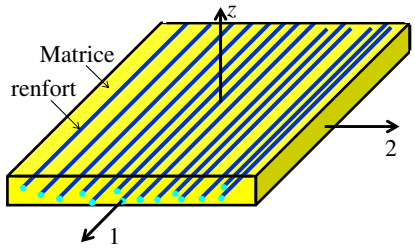

Figure 1. *Représentation schématique d'un pli.*

Pour un pli sollicité en contraintes planes dans le plan $(1,2)$, on peut écrire la loi de comportement qui relie les déformations($\{\varepsilon\}=\begin{Bmatrix}\varepsilon_1\\ \varepsilon_2\\ 2\varepsilon_{12}\end{Bmatrix}$) aux contraintes ($\{\sigma\}=\begin{Bmatrix}\sigma_1\\ \sigma_2\\ \sigma_{12}\end{Bmatrix}$) sous la forme :

$$\{\varepsilon\}=[S]\{\sigma\} \qquad \text{Équation 1}$$

$[S]$ est la matrice souplesse du matériau composite. Dans le repère local, cette matrice s'écrit :

$$[S]=\begin{bmatrix}\frac{1}{E_1} & \frac{-\nu_{21}}{E_2} & 0\\ \frac{-\nu_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_2} & 0\\ 0 & 0 & \frac{1}{G_{12}}\end{bmatrix} \qquad \text{Équation 2}$$

Avec ($\frac{-\nu_{21}}{E_2}=\frac{-\nu_{12}}{E_1}$).

Le matériau composite homogénéisé est donc caractérisé par quatre constantes élastiques indépendantes : E_1, E_2, ν_{12} et G_{12}.

La rigidité du matériau composite est définie par : $[Q]=[S]^{-1}$, soit : $\{\sigma\}=[Q]\{\varepsilon\}$.

1.1.2.Propriétés mécaniques d'un stratifié

Un matériau composite stratifié correspond à la superposition de N plis dont les orientations sont différentes. Le stratifié acquiert ainsi une bonne tenue mécanique selon plusieurs directions. Le plan moyen est le plan qui sépare en deux moitiés l'épaisseur h du stratifié (Figure 2).

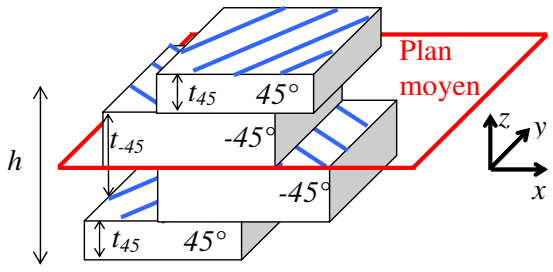

Figure 2. *Représentation schématique d'un stratifié symétrique et équilibré ($t_{-45}=t_{45}$) :* $[45/-45]_s$.

Dans la suite de ce mémoire, on utilisera le terme de « configuration » pour désigner la façon dont les plis sont « empilés ». La configuration d'un stratifié est caractérisée par les orientations θ_k et les épaisseurs relatives t_k/h de ses plis. Le repère (x,y,z), associé au stratifié, est appelé : repère global. Dans la suite de ce travail, **l'axe x indiquera toujours la direction de la traction : appliquée selon la longueur du stratifié.** L'orientation des plis est définie à partir de cet axe**. Les axes *y* et *z* correspondent respectivement à la largeur et à l'épaisseur.** Un stratifié est dit symétrique lorsque les empilements de plis de part et d'autre du plan moyen sont identiques (par exemple Figure 2). Par ailleurs, un stratifié est dit équilibré si, quelque soit la valeur de l'angle θ, il possède autant de plis identiques selon les orientation θ et $-\theta$ (par exemple Figure 2). Enfin, on dit qu'un stratifié est sollicité en membrane lorsque tous les efforts auquel il est soumis sont contenus dans le plan (x,y) (voir

Figure 3). Les déformations $\{\varepsilon^{STRA}\}=\begin{Bmatrix}\varepsilon_x^{STRA}\\ \varepsilon_y^{STRA}\\ \varepsilon_{xy}^{STRA}\end{Bmatrix}$ sont alors supposées uniformes sur toute l'épaisseur h du stratifié. Quant aux contraintes, elles ont des valeurs différentes dans chaque pli. Ces valeurs peuvent être obtenues à l'aide de la théorie classique des stratifiés. Toutefois, on peut définir la contrainte appliquée $\{\sigma^{STRA}\}=\begin{Bmatrix}\sigma_x^{STRA}\\ \sigma_y^{STRA}\\ \sigma_{xy}^{STRA}\end{Bmatrix}$ comme étant la contrainte moyenne imposée par un expérimentateur sur les bords du stratifié. Par exemple, si le stratifié est soumis à une force de traction de $1\,N$ selon l'axe x : $\sigma_x^{STRA}=\dfrac{1\,N}{h\times W}$.

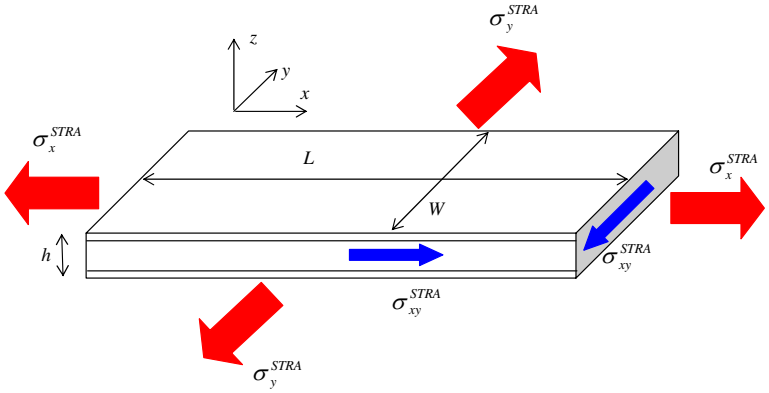

Figure 3. *Stratifié sollicité en membrane.*

Pour un stratifié symétrique et équilibré, sollicité en membrane, la relation entre la déformation appliquée et la contrainte appliquée s'écrit : $\{\varepsilon\}^{STRA}=[S]^{STRA}\{\sigma\}^{STRA}$.

Sur le repère global, $[S]^{STRA}$ est donnée par :

$$[S]^{STRA}=\begin{bmatrix}\dfrac{1}{E_x} & \dfrac{-\nu_{yx}}{E_y} & 0\\ \dfrac{-\nu_{xy}}{E_x} & \dfrac{1}{E_y} & 0\\ 0 & 0 & \dfrac{1}{G_{xy}}\end{bmatrix}$$

Équation 3

avec : $\frac{-\nu_{yx}}{E_y} = \frac{-\nu_{xy}}{E_x}$.

En notant $[Q]^{STRA}$, l'inverse de $[S]^{STRA}$, on peut alors écrire :

$$\{\sigma\}^{STRA} = [Q]^{STRA}\{\varepsilon\}^{STRA} \qquad \text{Équation 4}$$

Les matrices $[Q]^{STRA}$ et $[S]^{STRA}$ dépendent des constantes élastiques du matériau composite (E_1, E_2, ν_{12} et G_{12}), de l'orientation des fibres (θ_k), de l'épaisseur relative des plis ($\frac{t_k}{h}$), mais pas de l'épaisseur totale h du stratifié. Ces matrices caractérisent donc le comportement mécanique d'une configuration de plis d'un matériau composite donné. La rigidité d'un stratifié est naturellement proportionnelle à son épaisseur totale h. Pour éviter les confusions, nous utiliserons donc les notations suivantes :

- $[Q]^{STRA}$: rigidité normalisée (par rapport à l'épaisseur totale du stratifié),
- $[S]^{STRA}$: souplesse normalisée (par rapport à l'épaisseur totale du stratifié).

Le comportement mécanique d'un stratifié symétrique et équilibré, sollicité en membrane, peut donc être caractérisé par quatre constantes élastiques apparentes ou effectives : E_x, E_y, ν_{xy} et G_{xy}.

On pourra noter que, pour les applications pratiques, les matériaux composites stratifiés constituent souvent la « peau » de structures « sandwich ». Cette peau est très fine. En conséquence, même si la structure subit une sollicitation en flexion, les déformations sont presque constantes sur la totalité de l'épaisseur h. On peut alors considérer que la matrice $[S]^{STRA}$ (Équation 3) est suffisante pour décrire le comportement mécanique du stratifié.

Les constantes élastiques apparentes sont modifiées lors de l'apparition de certaines formes d'endommagement. L'essentiel de la suite de ce premier chapitre sera consacré à présenter les différents modèles qui permettent de décrire les modifications de ces constantes élastiques avec l'endommagement.

1.2.Endommagement initial : fissures intralaminaires

L'étude des mécanismes d'endommagement des matériaux composites stratifiés a commencé à la fin des années 1970 [REF 4]. L'apparition de fissures dans la matrice organique de certains plis est le premier mode d'endommagement observable [REF 5, REF 6, REF 7, REF 8, REF 9, REF 10, REF 11]. Ces fissures, dites intralaminaires, apparaissent bien avant que le stratifié ne perde l'essentiel de ses propriétés mécaniques : on constate plutôt une réduction progressive des constantes élastiques apparentes avec l'augmentation du nombre des fissures. Par ailleurs, les concentrations de contraintes en pointe de fissure peuvent être à l'origine de formes d'endommagement additionnelles [REF 12], par exemple :

- le délaminage, décollement entre le pli fissuré et le pli adjacent,
- l'apparition de plusieurs branches à proximité des pointes de fissures (fissure « delta », Figure 4a)),
- l'apparition de fissures secondaires dans les plis adjacents.

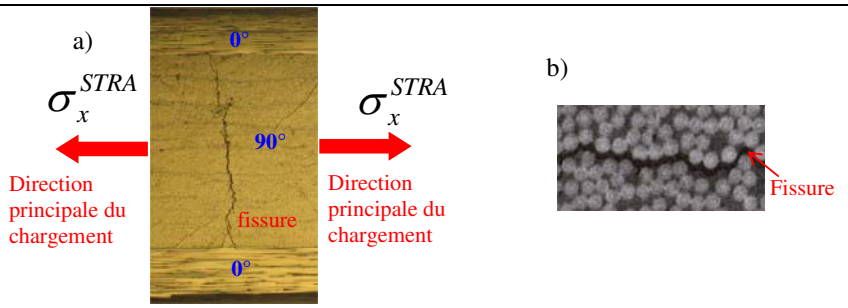

Figure 4. *Micrographies d'une fissure dans la matrice d'un pli d'un stratifié [REF 9], Figure 4a) : faible grossissement, Figure 4b) : fort grossissement.*

1.2.1.Observations expérimentales

Les fissures intralaminaires se **propagent le long des fibres**, dans les plis qui ont une **orientation éloignée de celle de la direction principale du chargement** (Figure 4a), Figure 5). Elles sont exclusivement situées dans la matrice (Figure 4b)) [REF 5, REF 6, REF 8, REF 9, REF 13]. Ces fissures sont également appelées : fissures transverses.

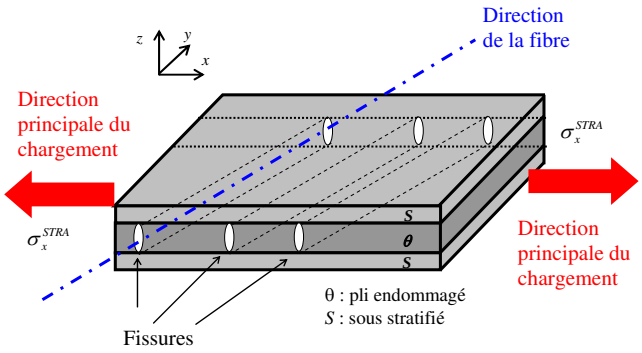

Figure 5. *Représentation schématique d'un stratifié* $[S/\theta]_s$ *dont le pli central est fissuré.*

Les premières études relatives aux fissures intralaminaires ont été réalisées à partir de stratifiés verre/époxyde de configuration $[0_m/90_n]$ sollicités en traction [REF 13, REF 14, REF 15, REF 16]. Parvizi et al ont mesuré ε_{xf}^{STRA} : déformation appliquée au stratifié au moment de l'apparition de la première fissure [REF 14]. Au cours de cette expérience, l'épaisseur des plis à 0° était maintenue constante (t_0=*0,5 mm*) alors que l'épaisseur du pli à 90° était variable. On peut observer sur la Figure 6 que, si l'épaisseur du pli central est supérieure à celle des plis à 0° ($t_{90} > t_0$), la valeur de ε_{xf}^{STRA} reste approximativement inchangée. Les fissures se propagent alors instantanément et couvrent l'ensemble du pli à 90°. En revanche, lorsque l'épaisseur du pli central devient inférieure à celle des plis à 0° ($t_{90} < t_0$), plusieurs remarques peuvent être faites :

- ε_{xf}^{STRA} diminue quand l'épaisseur du pli à 90° augmente (Figure 6),
- des fissures partielles apparaissent sur les bords libres des éprouvettes ; ces fissures se propagent lentement sur toute la largeur du stratifié,
- si l'épaisseur du pli à 0° devient très petite, aucune fissure n'est créée avant la ruine complète du stratifié.

Des études similaires ont été réalisées pour des stratifiés carbone/époxyde [REF 17] : les résultats sont analogues. Toutefois, les fissures semblent alors se propager toujours de façon quasi-instantanée.

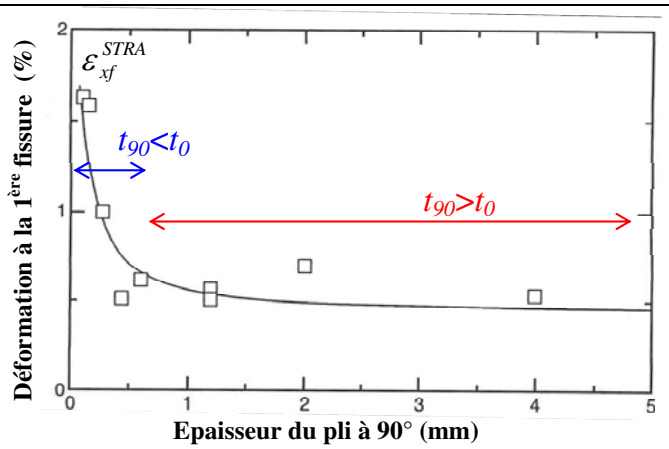

Figure 6. *Déformation correspondant à l'apparition de la première fissure dans un stratifié verre/époxyde* $[0_m/90_n]$ *(épaisseur des plis à 0° constante :* $t_0 = 0{,}5\ mm$*) [REF 14].*

La Figure 6 montre que ε_{xf}^{STRA} dépend du rapport entre l'épaisseur du pli endommagé et l'épaisseur des plis adjacents. ε_{xf}^{STRA} n'est donc pas une caractéristique intrinsèque du matériau composite qui pourrait être déterminée simplement en réalisant l'étude d'un pli unidirectionnel [REF 19]. Ces résultats illustrent l'effet de contrainte[1] (constraining effect) exercé par les plis voisins du pli endommagé : la déformation nécessaire pour obtenir la première fissure dans un pli est d'autant importante que la rigidité des plis adjacents est élevée. L'effet de contrainte peut être mis en évidence en augmentant l'épaisseur des plis adjacents [REF 5, REF 10] ou, pour des stratifiés de configuration $[\theta/90]_S$, en diminuant l'orientation θ de leurs fibres [REF 20].

La première fissure n'a que très peu d'influence sur la rigidité du stratifié. La dégradation progressive des propriétés thermoélastiques est en fait directement liée à la multiplication des fissures dans le pli endommagé. L'évolution de la densité de fissures en fonction de la contrainte appliquée est représentée sur la Figure 7a) pour différentes configurations correspondant à des stratifiés $[0/90_n]_s$ carbone/époxyde. Sur cette figure, les symboles représentent les points expérimentaux et les traits pleins correspondent à un modèle de mécanique de la rupture (voir paragraphe 1.5).

[1] Le mot « contrainte » est ici à prendre dans le sens du langage courant. Il ne faut pas l'assimiler à la contrainte habituellement notée σ en mécanique.

On peut observer que la contrainte correspondant à l'apparition des premières fissures diminue lorsque l'épaisseur du pli central augmente. Pour les valeurs élevées de la contrainte appliquée, la densité de fissures devient plus importante dans les plis de faibles épaisseurs. Pour les contraintes encore plus élevées, l'évolution de la densité de fissures semble atteindre un régime de saturation. Cependant, on peut remarquer que le régime de saturation est plus marqué dans le cas des stratifiés verre/époxyde (Figure 7b)). L'explication est relativement simple : la rupture des fibres de carbone intervient pour une déformation de l'ordre de 1,5%. Pour les fibres de verre, la valeur de la déformation peut atteindre 3% environ. Dans le premier cas, on observera donc généralement la rupture de l'éprouvette avant de pouvoir véritablement observer le régime de saturation. Dans le paragraphe 1.5, nous verrons qu'il existe des modèles pour décrire l'évolution de la densité de fissures en fonction du chargement appliqué.

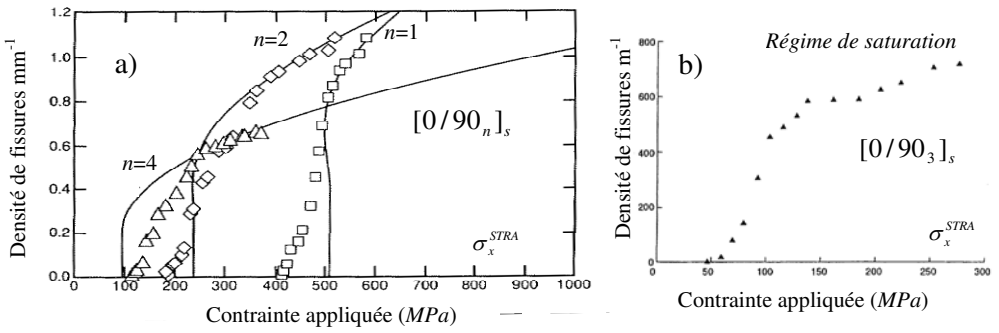

Figure 7. *Densité de fissures en fonction de la contrainte appliquée σ_x^{STRA}, Figure 7a) : stratifiés carbone/époxyde [REF 5], Figure 7b : stratifié verre/époxyde [REF 18].*

1.2.2.Notre problématique expérimentale

Dans le cadre de ce travail, nous avons étudié des éprouvettes constituées de matériaux composites stratifiés sollicitées en traction. Nous ne nous sommes pas limités au cas de stratifiés à plis croisés. Toutefois la plupart des observations précédentes restent qualitativement valables : les plis où apparaissent les premières fissures sont ceux qui présentent les orientations les plus éloignées de la direction de la traction. Ces plis sont toujours suffisamment épais pour que les **fissures se propagent instantanément le long des**

fibres et couvrent l'ensemble du pli (voir Figure 5). Les fissures sont alors visibles à partir de la tranche du stratifié (Figure 8) où nous avons réalisé la mesure du champ de déplacement. Notre objectif principal est de mesurer le déplacement relatif des lèvres des fissures lorsque l'éprouvette est soumise à un effort de traction (σ_x^{STRA}).

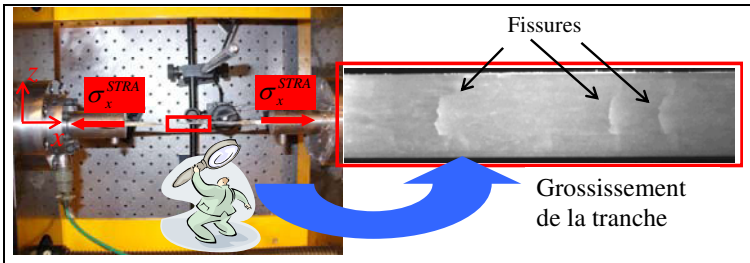

Figure 8. *Fissures visibles sur la tranche d'une éprouvette.*

Il faut noter que nous n'avons pas étudié les formes d'endommagement induites par une sollicitation en fatigue. Dans ce cas, on peut observer une croissance progressive des fissures à l'intérieur d'un pli, même si ces fissures apparaissent dans un pli épais [REF 7, REF 21].

1.2.3.Fissures et réduction des constantes élastiques apparentes du stratifié

L'objectif de ce sous-paragraphe est de proposer une description qualitative simple de l'effet du déplacement relatif des lèvres des fissures sur le module longitudinal apparent E_x d'un stratifié endommagé. Le **déplacement relatif des lèvres** *DRL* peut se **décomposer** en deux contributions distinctes : l'**ouverture** *COD*, normale aux surfaces des fissures et le **glissement** *CSD*, le long de ces surfaces (voir Figure 9).

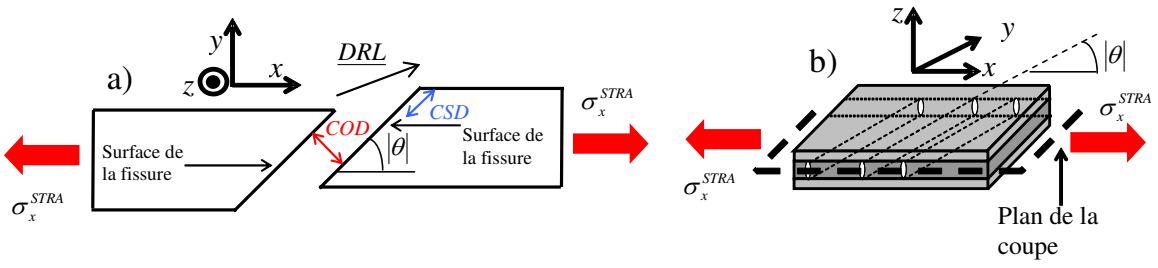

Figure 9. *Figure 9a) : définition de l'ouverture (COD) et du glissement (CSD), Figure 9b) : plan de la coupe de la Figure 9a).*

Sur la Figure 10, on a représenté un stratifié de configuration $[S/\theta]_s$ soumis à un effort de traction (S est un sous stratifié). Dans le premier cas (Figure 10a)), le stratifié n'est pas endommagé : la déformation est la même dans tous les plis. Dans le second cas (Figure 10b)), le pli central comporte des fissures. Par ailleurs, on suppose que le stratifié sain et le stratifié endommagé sont soumis à une même déformation appliquée (ou apparente) : $\varepsilon_x^{STRA} = \frac{Allongement\,de\,l'éprouvette}{longueur\,initiale}$. Dans le cas du stratifié sain, l'allongement de l'éprouvette peut être obtenu en intégrant la déformation du matériau dans le pli central ε_x^{θ} ($\varepsilon_x^{\theta} = \varepsilon_x^{STRA}$) sur toute la longueur du stratifié. En revanche, dans le pli central du stratifié endommagé, l'allongement de l'éprouvette résulte de la déformation du matériau $\varepsilon_x^{\theta,fissuré}$ et du déplacement relatif des lèvres des fissures. La valeur de la déformation du matériau du pli central est donc réduite dans le cas où le stratifié est endommagé ; il en va donc de même pour la contrainte dans ce pli $\sigma_x^{\theta,fissuré}$. En conséquence, pour une même déformation appliquée ε_x^{STRA}, le chargement σ_x^{STRA} supporté par un stratifié endommagé est plus faible que celui qui correspondrait à un stratifié sain. Il en résulte naturellement à une réduction du module longitudinal apparent E_x.

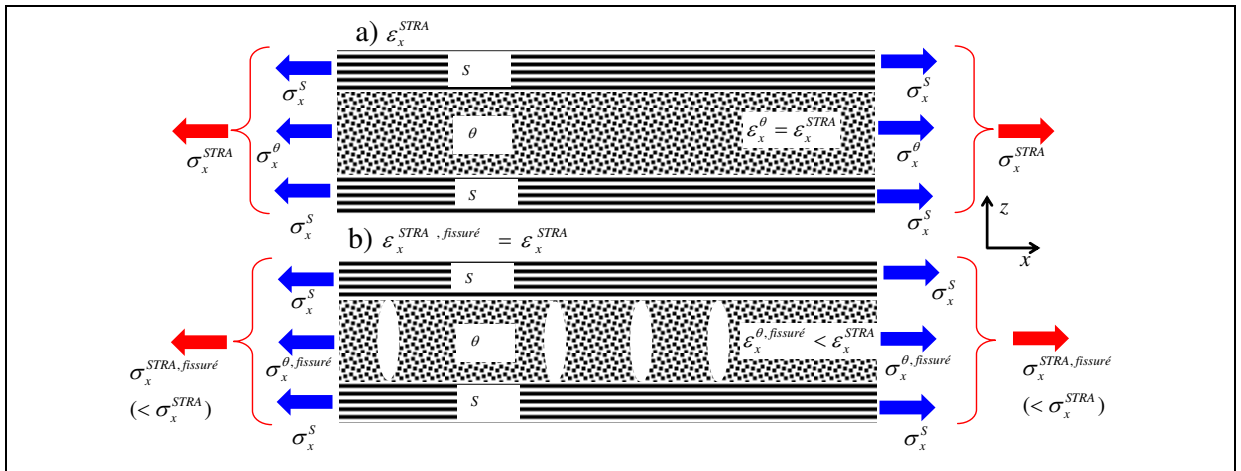

Figure 10. *Illustration de la réduction de la rigidité d'un stratifié endommagé, Figure 10a) : stratifié non endommagé, Figure 10b) : stratifié endommagé.*

La présence de fissures dans certains plis ne modifie pas seulement le module longitudinal : toutes les constantes élastiques apparentes et tous les coefficients de dilatation thermique sont affectés. Par ailleurs, il faut remarquer que, pour un stratifié endommagé, nous considérons que la déformation appliquée $\{\varepsilon\}^{STRA}$ est obtenue à partir de la valeur du déplacement pris sur les frontières du stratifié ou d'un volume représentatif. Cette déformation appliquée est supposée être la même dans tous les plis. En réalité, il est évident que $\{\varepsilon\}^{STRA}$ correspond à une moyenne spatiale dans chaque pli. Le champ de déformation dans un stratifié endommagé est en effet fortement inhomogène. Dans les **plis fissurés**, **la déformation appliquée** $\{\varepsilon\}^{STRA}$ ne résulte donc pas seulement de la **déformation dans la matière**, mais **également du déplacement relatif des lèvres des fissures**. L'approche « Glob-Loc » , développée par le Pr Varna, est fondée sur cette remarque.

1.3. Réduction des propriétés élastiques d'un stratifié endommagé

L'objet de ce paragraphe est de présenter les principales méthodes qui permettent de décrire l'évolution des constantes élastiques apparentes lorsque l'endommagement se développe dans un stratifié. Cette question a commencé à être abordée à partir des années 1970. L'approche initiale était relativement rudimentaire puisque on supposait qu'un pli qui possède au moins une fissure ne peut plus supporter la moindre portion du chargement (ply-discount model). Confronté à l'expérience, ce modèle s'est révélé peu satisfaisant. L'explication de cet échec peut être trouvée en analysant la répartition des contraintes dans les plis fissurés. La condition limite de bord libre impose que la contrainte normale soit nulle pour les points de la surface des fissures. Cependant, lorsqu'on s'éloigne d'une fissure, cette contrainte tend à retrouver la valeur qui correspondrait à un pli sain (contrainte à l'infini). Dans les zones où la contrainte est non nulle, le pli endommagé peut donc supporter une partie du chargement. On comprend alors que les constantes élastiques apparentes du stratifié diminuent progressivement avec la densité de fissures. Un modèle qui consiste à éliminer purement et simplement les plis qui ne comportent qu'une seule fissure ne pourra jamais rendre compte de cette dépendance. En pratique, ce type de modèle n'est valable que pour les très fortes densités de fissures. Dans ce cas la contrainte dans le pli endommagé est alors effectivement presque nulle.

En partant de ces constatations, il a été naturel d'aborder le problème de la réduction des constantes élastiques apparentes en calculant le champ de contraintes dans l'ensemble du stratifié, notamment entre les fissures. Dans les sous-paragraphes suivants, nous évoquerons les deux principaux modèles micromécaniques fondés sur cette approche : le modèle « shear-lag », initialement appliqué aux stratifiés par Garrett et Bailey en 1977 [REF 16] et l'approche variationnelle, développée à l'origine par Hashin en 1985 [REF 22]. Indépendamment des modèles micromécaniques, il est possible d'aborder le problème de la dégradation des propriétés élastiques d'un matériau composite stratifié sous l'angle de la mécanique des milieux continus endommagés. Nous nous sommes plus spécialement intéressés au modèle développé par Talreja depuis 1985 [REF 23, REF 24, REF 25]. Ce modèle utilise en effet des variables internes qui sont proportionnelles à l'ouverture des fissures.

Depuis 2005, Varna et Lundmark ont développé l'approche « Glob-Loc » (Global-Local). A l'aide des méthodes d'homogénéisation (aspect global), cette technique permet d'obtenir l'ensemble des propriétés thermoélastiques macroscopiques d'un stratifié pour un état d'endommagement donné [REF 9, REF 26, REF 27, REF 28]. Dans cette approche, la réduction des constantes élastiques apparentes est gouvernée par deux paramètres micromécaniques (aspect local) clairement identifiés : l'ouverture moyenne et le glissement moyen des lèvres des fissures, normalisés par rapport à la contrainte appliquée. Un des objectifs de ce travail est donc la mesure de ces deux paramètres.

1.3.1. Approches micromécaniques : généralités

Dans le terme « micromécanique », le préfixe « micro » signifie qu'on étudie le problème à l'échelle des défauts, c'est à dire des fissures. Les valeurs des constantes thermoélastiques d'un stratifié endommagé sont alors obtenues en trouvant une solution analytique décrivant le champ de contrainte entre deux fissures. Dans la grande majorité des cas, ces solutions analytiques correspondent à des stratifiés à plis croisés, avec des fissures dans le pli à 90° (Figure 11).

Les approches micromécaniques ont un intérêt qui va au-delà de la prédiction de la réduction des constantes élastiques apparentes : la connaissance du champ de contrainte dans le stratifié

permet notamment d'utiliser certains modèles de mécanique de la rupture pour décrire l'évolution de la densité de fissures en fonction du chargement (voir paragraphe 1.5).

Le modèle micromécanique le plus simple est le modèle « shear-lag ».

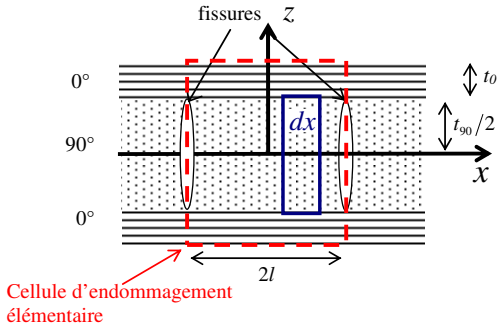

Figure 11. *Stratifié à plis croisés : cellule élémentaire d'endommagement.*

1.3.2.Modèle « shear-lag »

Le modèle « shear-lag » a été développé entre la fin des années 1970 et le début des années 1980 [REF 16, REF 29]. Cette approche permet d'évaluer la réduction du module longitudinal apparent E_x d'un stratifié endommagé à plis croisés. Nous avons confronté les prévisions théoriques de ce modèle à nos données expérimentales dans le chapitre 4 (voir sous-paragraphe 4.3.4). Aussi, dans le souci de proposer au lecteur un document qui se suffit à lui-même, nous avons choisi de présenter les équations mathématiques correspondant à l'approche « shear-lag ». L'analyse est fondée sur les considérations suivantes :

La contrainte dans la direction normale aux surfaces des fissures σ_x^{90} (dans le pli central $\sigma_x^{90} = \sigma_2$) est supposée constante le long de l'épaisseur du pli endommagé (Figure 11). Conformément à la condition limite de bord libre, cette contrainte est nulle aux points de la surface des fissures. Une partie de la contrainte a donc été localement transférée du pli à 90° vers le pli à 0°.

- Afin d'assurer ce transfert, on suppose qu'une contrainte de cisaillement se développe dans une zone d'épaisseur, a priori inconnue, qui se situe à l'interface entre les plis.
- Initialement, la distance entre les fissures était considérée comme suffisamment grande pour qu'on puisse négliger leur interaction mutuelle [REF 16]. Toutefois cette

interaction peut être facilement prise en compte en appliquant la condition limite de bord libre aux points des surfaces de deux fissures proches [REF 5].

On obtient l'équation différentielle vérifiée par σ_x^{90} en exprimant l'équilibre mécanique d'un élément de longueur infinitésimal *dx* pris dans le pli endommagé (Figure 11) [REF 5, REF 7] :

$$\frac{d^2\sigma_x^{90}}{dx^2} - \frac{\beta^2}{(t_{90}/2)^2}\sigma_x^{90} = -\frac{\beta^2}{(t_{90}/2)^2}\frac{E_2}{E_x^0}\sigma_x^{STRA} \qquad \text{Équation 5}$$

t_0 et t_{90} sont définis sur la Figure 11. σ_x^{STRA} est la contrainte appliquée au stratifié. E_{x0} est le module longitudinal apparent du stratifié sain :

$$E_{x0} = \frac{t_0 E_1 + (t_{90}/2)E_2}{(t_{90}/2) + t_0} \qquad \text{Équation 6}$$

β est le paramètre de « shear-lag ». La principale difficulté de cette approche est la détermination de ce paramètre qui dépend de la zone dans laquelle s'effectue le transfert de la contrainte. Dans le travail original de Garrett et Bailey [REF 16], les auteurs font l'hypothèse que la contrainte de cisaillement se développe dans l'ensemble du pli endommagé. Reifsnider et al. [REF 29] supposent que le transfert intervient dans une zone de faible épaisseur, riche en résine, située à l'interface entre les plis. L'épaisseur de cette zone est alors évaluée en réalisant le moulage de la surface de la tranche de l'éprouvette. Ce moulage restitue le détail de la surface et permet donc de détecter la zone riche en résine. Le plus souvent, l'épaisseur de la zone de transfert est considérée comme un paramètre ajustable qu'il faut estimer à partir de données expérimentales [REF 30]. Dans le chapitre 4, nous montrons que la mesure du champ de déplacement permet de déterminer ce paramètre.

En tenant compte de la condition limite de bord libre en surface de fissure : $\sigma_x^{90}(l) = \sigma_x^{90}(-l) = 0$, on peut facilement écrire la solution de l'Équation 5 :

$$\sigma_x^{90}(x) = \sigma_x^{STRA} \frac{E_2}{E_{x0}} \left[1 - \frac{ch\left(\beta \frac{x}{(t_{90}/2)} \right)}{ch\left(\beta \frac{l}{(t_{90}/2)} \right)} \right]$$

Équation 7

L'allure de $\sigma_x^{90}(x)$ est représentée sur la Figure 12 pour un stratifié qui a été expérimentalement étudié pour cette thèse : carbone/époxyde de configuration $[0_2/90_3]_s$. Les profils sont tracés entre la fissure a et la fissure b (voir chapitre 4).

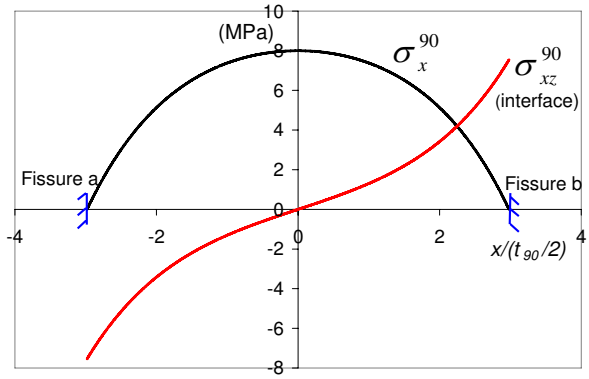

Figure 12. *Modèle « shear-lag » : profils des contraintes entre deux fissures.*

Dans le cas de la Figure 12, la contrainte appliquée vaut : $\sigma_x^{STRA} = 59{,}6\ MPa$; pour un stratifié sain, cela correspond à une contrainte dans le pli central : $\sigma_{x0}^{90} = 10{,}0\ MPa$. Le paramètre de shear-lag a été déterminé comme dans le travail initial de Garrett et Bailey [REF 16] :

$$\beta^2 = G_{12}\left(\frac{1}{E_2} + \frac{(t_{90}/2)}{t_0 E_1} \right)$$

Équation 8

Le modèle « shear-lag » permet également d'obtenir la contrainte de cisaillement σ_{xz}^{90} à l'interface entre les plis (Figure 12). Toutefois, comme on peut le voir sur la Figure 12, σ_{xz}^{90} ne respecte pas la condition limite de bord libre en surface de fissure. Par ailleurs, la contrainte σ_z reste indéterminée. Le champ de contrainte dans les plis non endommagés σ_x^0

peut être obtenu en exprimant la conservation du flux de l'effort. Notons qu'il est possible d'étendre le modèle « shear-lag » à des configurations plus générales : $[S/90]_s$, où S est un sous stratifié orthotrope quelconque [REF 5]. Dans les expressions précédentes, il suffit de remplacer t_0 par t_S (épaisseur de la couche S) et E_1 par E_{xS} (module du sous stratifié S dans la direction x).

A partir du champ de contrainte dans un pli sain, on peut remonter au déplacement total dans la cellule élémentaire (Figure 11). Cela permet de calculer la déformation appliquée ε_x^{STRA} correspondant à une contrainte appliquée connue σ_x^{STRA}. On peut alors calculer le module longitudinal du stratifié E_x [REF 5]. La Figure 13 représente l'évolution de E_x/E_{x0} en fonction de la densité de fissures dans le cas d'un stratifié fibres de verre E/époxyde de configuration $[0/90_3]_s$ [REF 29].

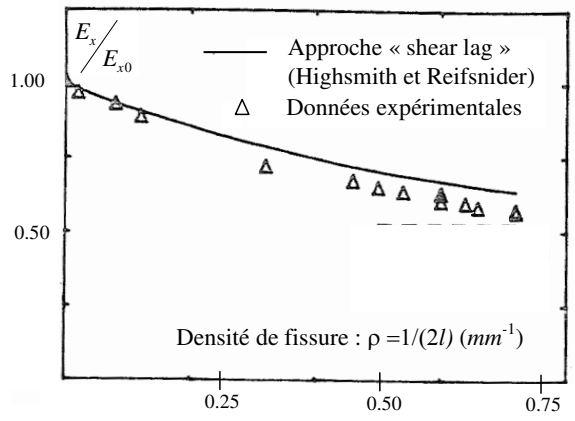

Figure 13. *Module longitudinal apparent réduit E_x/E_{x0} : modèle « shear-lag » et données expérimentales [REF 29].*

E_{x0} est le module longitudinal apparent du stratifié non endommagé. L'accord entre le modèle « shear-lag » et les données expérimentales est acceptable. Toutefois, E_x est globalement surévalué pour les fortes densités de fissures. Les auteurs de cette étude remarquent qu'il n'est pas possible de savoir si cet écart est attribuable à une mauvaise évaluation de la couche dans laquelle s'effectue le transfert de la contrainte ou, si il résulte de l'apparition de nouvelles formes d'endommagement pour les chargements élevés.

1.3.3.Autres modèles micromécaniques

En 1985, Hashin [REF 22] a développé une approche variationnelle pour traiter le problème de la réduction des propriétés élastiques des stratifiés. Son modèle s'applique aux stratifiés à plis croisé présentant des fissures dans la couche à $90°$. Le champ de contraintes est obtenu dans la cellule d'endommagement élémentaire (Figure 11) à l'aide d'une hypothèse unique, mais forte : Hashin suppose que la contrainte σ_x^{90} dans le pli fissuré est indépendante de l'épaisseur z. Ce modèle est sensiblement plus complexe que l'approche « shear-lag ». Toutefois, il fournit des expressions analytiques relativement simples pour[2]: $\sigma_x(x)$, $\sigma_z(x)$ et $\sigma_{xz}(x)$. Il est alors possible d'évaluer les constantes élastiques apparentes suivantes : module d'Young longitudinal E_x, coefficient de Poisson ν_{xy} et module de cisaillement G_{xy}. Signalons que l'avantage principal du modèle de Hashin réside dans le fait qu'il se suffit à lui-même : il ne comporte aucun paramètre « ajustable ».

On peut signaler que des modifications du modèle de Hashin ont été proposées pour tenir compte de la distribution non uniforme de la contrainte normale σ_x^{90} le long de l'épaisseur z du pli à 90° [REF 31].

Lorsqu'un stratifié à plis croisés est soumis à un chargement biaxial, des fissures peuvent apparaître à la fois dans le pli à 90° et dans les plis à 0° (Figure 14).

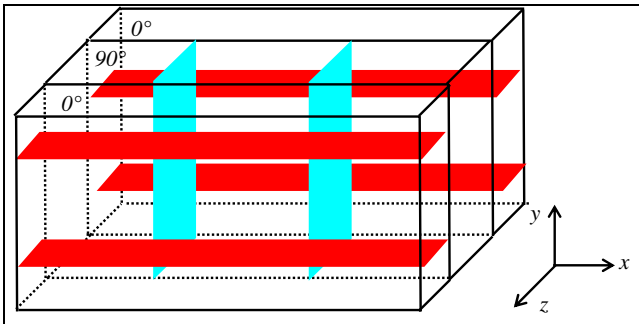

Figure 14. *Stratifié à plis croisés présentant des fissures dans le pli à* $90°$ *et dans les plis à* $0°$.

La détermination du champ de contrainte est alors sensiblement plus complexe du point de vue mathématique. C'est peut-être la raison pour laquelle on trouve relativement peu de

[2] Contrairement au modèle « shear-lag », σ_{xz} satisfait à la condition limite en bord de fissure.

publications consacrées à ce problème. Généralement, ces études sont fondées sur l'évaluation des contraintes dans une cellule élémentaire correspondant à l'intersection des zones comprises entre, d'une part, une paire de fissure dans le pli à 0° et, d'autre part, une paire de fissures dans le pli à 90°. En raisonnant dans cette cellule élémentaire, Henaff-Gardin et al. ont pu généraliser le modèle « shear-lag » au cas d'un stratifié $[0_n / 90_m]_s$ présentant une distribution de fissures doublement périodique [REF 32].

De même, en généralisant son modèle variationnel, Hashin a pu aborder le problème de la réduction des constantes élastiques apparentes pour un stratifié à plis croisés avec des fissures dans chaque pli [REF 33]. En utilisant le modèle ECM (Equivalent Constraint Model), développé par Fan et Zhang [REF 34], Kashtalyan et Soutis [REF 35] ont également pu étendre le modèle « shear-lag » au cas de stratifiés à plis croisés avec des fisures dans tous les plis. Il faut noter que cette méthode peut être appliquée à des configurations plus complexes, notamment $[\theta_1 / \theta_2]_s$ avec des fissures dans les plis correspondant aux deux orientations [REF 36]. On peut remarquer que le phénomène de délaminage en pointe de fissure a également pu être pris en compte [REF 8].

Toutefois, il faut rappeler que le domaine d'application des modèles micromécaniques est généralement limité à des configurations de plis déterminées : en général, il s'agit de stratifiés à plis croisés. Ces stratifiés ont une grande importance théorique pour comprendre et modéliser les mécanismes d'endommagement. Cependant, ce type de configuration est rarement utilisé en pratique. Un modèle universel doit donc être applicable à tout type de stratifié, présentant éventuellement plusieurs modes d'endommagement. Une approche fondée sur la mécanique des milieux continus endommagés permet de répondre à ces exigences.

1.3.4. Mécanique des milieux continus endommagés : généralités

Il existe de nombreux modèles de mécanique des milieux continus destinés à l'étude des stratifiés endommagés [REF 23]. Toutefois, nous ne présenterons que le modèle développé par Ramesh Talreja depuis 1985 [REF 24, REF 25]. D'une part, il s'agit peut-être du modèle le plus connu. D'autre part, cette approche met en jeu des variables internes qui sont généralement interprétées comme étant directement proportionnelles à l'ouverture moyenne

des fissures. Le glissement des lèvres est implicitement négligé. Nous verrons que nos mesures sont susceptibles d'être mises en relation avec ce modèle.

Dans le contexte de la mécanique des milieux continus, la microstructure fixe du matériau est homogénéisée en réalisant une moyenne sur un volume représentatif. Le terme « microstructure fixe » désigne les constituants élémentaires à une échelle donnée, par exemple : les grains dans un acier ou les fibres et la résine dans un stratifié. On peut donc considérer que les modèles micromécaniques présentés dans le paragraphe précédent sont finalement des modèles de mécanique des milieux continus qui « voient » les fissures mais ne « voient » pas les fibres. En mécanique des milieux continus endommagés, le « moyennage » est effectué sur un volume représentatif dont la taille est plus importante. Ainsi, on peut « lisser » les effets induits par les modifications irréversibles de la microstructure correspondant à l'apparition de certaines formes d'endommagement, comme des fissures par exemple. On pourra alors utiliser une approche thermodynamique dans laquelle l'endommagement est pris en compte à l'aide de variables internes D_q [REF 37]. Un solide présentant des défauts est alors considéré comme un continuum homogénéisé. Les contraintes, les déformations, la température et les variables internes correspondent à des moyennes calculées sur l'élément de volume représentatif. Par ailleurs, on postule l'existence d'une énergie libre d'Helmoltz $\psi(\varepsilon_q^{STRA}, D_q)$ qui serait développable sous la forme d'une fonction polynomiale dont les variables sont les composantes de la déformation appliquée et les variables internes D_q. Les constantes élastiques apparentes sont alors obtenues à l'aide de la relation contrainte appliquée-déformation appliquée [REF 37] :

$$\sigma_q^{STRA} = \frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon_q^{STRA}} \qquad \text{Équation 9}$$

(avec nos notations q est à remplacer par : x, y ou xy)

Les variables internes sont choisies de façon à décrire de façon pertinente l'influence de l'endommagement sur le milieu extérieur. Pour le modèle de Talreja, on considère que le milieu extérieur est affecté par l'ouverture des fissures.

1.3.5. Modèle de Talreja

L'objectif de ce sous-paragraphe est de présenter très sommairement le modèle de Talreja [REF 24, REF 25, REF 23]. Ce modèle peut s'appliquer au cas général d'un stratifié symétrique possédant N plis d'orientations quelconques. Les fissures peuvent être situées dans plusieurs plis du stratifié (Figure 15).

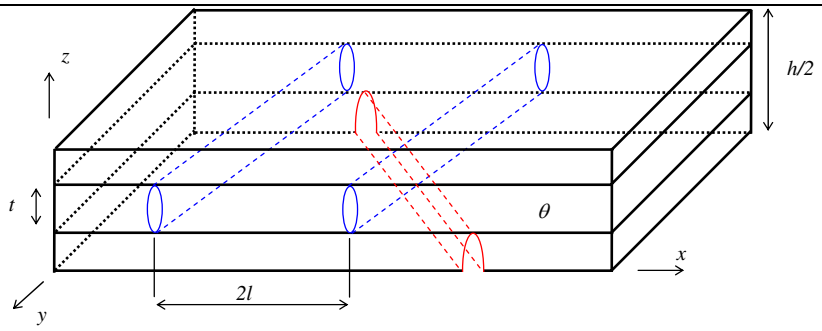

Figure 15. *Volume représentatif d'un stratifié endommagé.*

Toutes les fissures possédant une même orientation appartiennent au même mode d'endommagement. Toutefois, afin de ne pas alourdir les expressions avec des sommations d'indices, nous ne considérerons qu'un seul mode d'endommagement : des fissures intralaminaires dans un pli d'orientation θ (et son symétrique).

Après avoir fait postulé la forme mathématique[3] de $\psi(\varepsilon_q^{STRA}, D_q)$, on peut exprimer la rigidité normalisée $[Q]^{STRA}$ à partir de l'Équation 9 :

$$[Q]^{STRA} - [Q]_0^{STRA} = \frac{\rho_n \kappa\, t}{h \sin\theta} \begin{bmatrix} a_1 & a_4 & a_5 \\ & a_2 & a_6 \\ Sym & & a_3 \end{bmatrix} \qquad \text{Équation 10}$$

Avec :

- $[Q]_0^{STRA}$: rigidité normalisée du stratifié sain,

[3] Le polynôme est du 2ème ordre en ε_q et du 1er ordre en D_q.

- t : épaisseur du pli endommagé,
- a_i : constantes phénoménologiques qui dépendent des coefficients du polynôme correspondant à ψ ; les constantes a_i sont a priori propres à chaque stratifié,
- $\rho_n = \frac{t}{2l}$: densité de fissures adimensionnelle,
- κ : paramètre qui traduit l'« effet de contrainte » des plis adjacents sur le pli endommagé.

On peut considérer que le paramètre κ est proportionnel à l'ouverture moyenne des fissures, normalisée par rapport au chargement appliqué. Ce résultat provient du choix des variables internes : le tenseur d'endommagement est construit de façon à traduire l'influence des fissures dans la direction perpendiculaire à leurs surfaces. Implicitement, le glissement des lèvres est donc négligé. Talreja considère que ce degré de liberté est bloqué par les fibres présentes en front de fissure [REF 23]. Comme la définition des constantes élastiques apparentes n'a de sens que dans le cadre de l'élasticité linéaire, l'ouverture des fissures est supposée être proportionnelle au chargement appliqué. Le paramètre κ est alors considéré comme constant.

Remarquons que les termes correspondant au couplage traction-cisaillement a_5 et a_6 ne sont pas rigoureusement nuls car la densité de fissures n'est pas obligatoirement la même dans les plis d'orientation θ et $-\theta$. Le stratifié endommagé peut ne plus être parfaitement équilibré.

Les constantes $\kappa\, a_i$ peuvent être obtenues en déterminant la matrice rigidité normalisée d'un stratifié dont la densité de fissures est connue. Cette étude préalable peut être réalisée de façon expérimentale ou à l'aide d'un outil numérique [REF 23, REF 38].

Le principal avantage du modèle de Talreja réside donc dans sa généralité : il permet de déterminer l'ensemble des constantes élastiques apparentes d'un stratifié possédant une configuration de pli quelconque. Cependant, il faut en principe déterminer les constantes $\kappa\, a_i$ pour chaque stratifié différent. De plus, il faut multiplier le nombre de constantes à déterminer par le nombre de modes d'endommagement présents dans le stratifié. Cette limitation a été

partiellement contournée dans le cadre de la méthode SDM (Synergistic Damage Mechanics). Cette extension du modèle de Talreja repose sur deux hypothèses supplémentaires [REF 39] :

- l'effet de contrainte κ est proportionnel à l'ouverture des fissures[4],
- pour certaines configurations de plis, par exemple $\left[\pm\theta'/90_4\right]_s$ (fissures dans le pli central), les paramètres a_i sont supposés constants [REF 38].

Après avoir obtenu les coefficients $\kappa\, a_i$ pour une configuration de référence, par exemple $\left[0_2/90_4\right]_s$, il est possible de traiter toutes les configurations $\left[\pm\theta'/90_4\right]_s$ en ne déterminant qu'un seul paramètre : l'ouverture des fissures (COD) pour un niveau de chargement donné. A notre connaissance, seules des mesures réalisées au microscope optique ont déjà été obtenues [REF 39, REF 40]. L'utilisation d'une méthode interférométrique de mesure du champ de déplacement pourrait alors permettre l'obtention de COD avec une meilleure résolution. Par ailleurs, en étudiant la dépendance de COD avec le chargement appliqué, on pourra déterminer le domaine de validité d'une solution élastique linéaire. Enfin, nous verrons que l'interférométrie de speckle permet une mesure séparée de l'ouverture et du glissement des lèvres des fissures. Il sera ainsi possible d'estimer si le glissement est négligeable, comme le suppose le modèle de Talreja.

1.4.Approche « Glob-Loc »

L'approche « Glob-Loc » (Global-Local) a été initialement envisagée par Gudmundson et al. [REF 41, REF 42]. Cette approche est valable pour des stratifiés ayant une configuration de plis quelconque, avec éventuellement plusieurs modes d'endommagement. Le caractère « Global » de cette méthode est lié à l'utilisation de certaines techniques d'homogénéisation qui sont applicables au cas de solides présentant des fissures [REF 43]. Grâce à ces techniques d'homogénéisation, il est possible d'obtenir des expressions analytiques qui permettent de calculer toutes les constantes élastiques apparentes et tous les coefficients de dilatation

[4]Dans l'approche initiale, il ne s'agissait en fait que d'une interpétation « physique » des variables internes et non d'une hypothèse.

thermique d'un stratifié endommagé. L'aspect « Local » de l'approche résulte du fait que les **constantes élastiques apparentes** dépendent de deux paramètres micromécaniques : l'**ouverture moyenne** et le **glissement moyen** des lèvres des fissures, **normalisés par rapport au chargement appliqué** (respectivement COD_m^{nor} et CSD_m^{nor}).

En 2005, Lundmark et Varna [REF 26, REF 27, REF 28] ont proposé une reformulation de la démarche de Gunmundson et al. qui s'inscrit dans le cadre du formalisme de la théorie des stratifiés. Par ailleurs, en corollaire à l'approche « Glob-Loc », des expressions analytiques très simples ont été proposées pour évaluer COD_m^{nor} et CSD_m^{nor} [REF 27, REF 28]. Finalement, l'approche « Glob-Loc » a pu être utilisée pour interpréter physiquement les coefficients a_i qui interviennent dans le modèle de Talreja (sous-paragraphe 1.3.4).

1.4.1.Principe

Dans le cas d'un stratifié endommagé (Figure 16), l'approche « Glob-Loc » [REF 26, REF 27] permet d'établir une relation entre la déformation appliquée $\{\varepsilon\}^{STRA}$ et la contrainte appliquée $\{\sigma\}^{STRA}$.

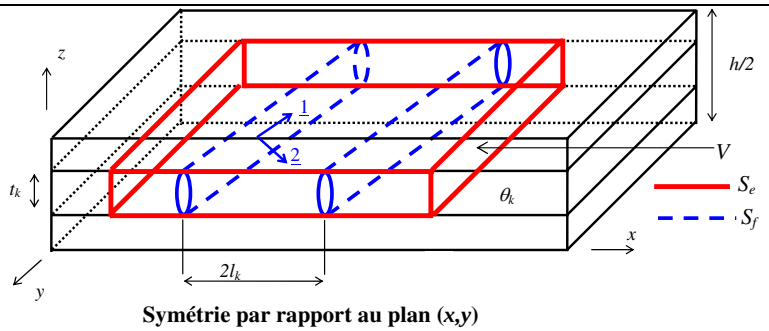

Figure 16. *Volume représentatif dans le pli k, S_e : surface extérieure, S_f : surface des fissures.*

En utilisant l'Équation 4, il est alors possible d'identifier la matrice rigidité normalisée $[Q]^{STRA}$, soit l'ensemble des constantes élastiques apparentes du stratifié. Rappelons que $\{\varepsilon\}^{STRA}$ et $\{\sigma\}^{STRA}$ sont « vues » depuis les bords du stratifié. Toutefois, du fait de l'hypothèse d'isodéformation dans tous les plis, on peut également considérer que $\{\varepsilon\}^{STRA}$ peut être obtenue à partir de la frontière d'un volume représentatif pris dans un pli quelconque (noté *k* sur la Figure 16).

Dans ce sous-paragraphe, nous ne présenterons pas une description mathématique complète de cette approche : pour permettre au lecteur de se forger une représentation schématique des idées qui ont guidé l'élaboration de cette méthode, nous ne proposerons qu'un simple raisonnement qualitatif.

L'idée générale de l'approche « Glob-Loc » est analogue au raisonnement évoqué dans le sous-paragraphe 1.2.3 : la déformation appliquée (ou apparente) $\{\varepsilon\}^{STRA}$ est obtenue à partir du champ de déplacement pris sur la surface extérieure S_e du volume représentatif dans le pli *k*. Ce champ de déplacement résulte de deux contributions. D'une part, de la déformation moyenne dans la matière du pli *k*. D'autre part, du déplacement relatif moyen des lèvres, multiplié par le nombre de fissures présentes dans le volume représentatif. On peut alors écrire de façon extrêmement schématique :

Déformation moyenne dans le pli *k* ⇔ Déformation appliquée $\{\varepsilon\}^{STRA}$ - Densité de fissure × (ouverture moyenne + glissement moyen des lèvres)

Par ailleurs,

- La déformation moyenne et la contrainte moyenne dans le matériau du pli *k* sont reliées par la loi de comportement (Équation 1). En exprimant la conservation du flux de l'effort sur tous les plis, on peut alors exprimer les déformations moyennes dans les plis en fonction de la contrainte appliquée $\{\sigma\}^{STRA}$.
- En se plaçant dans le cadre de l'élasticité linéaire, les valeurs de l'ouverture moyenne et du glissement moyen des lèvres sont proportionnelles à la contrainte appliquée $\{\sigma\}^{STRA}$.

Il est donc possible d'établir une relation entre $\{\varepsilon\}^{STRA}$ et $\{\sigma\}^{STRA}$: le résumé de la procédure est proposé sur la Figure 17.

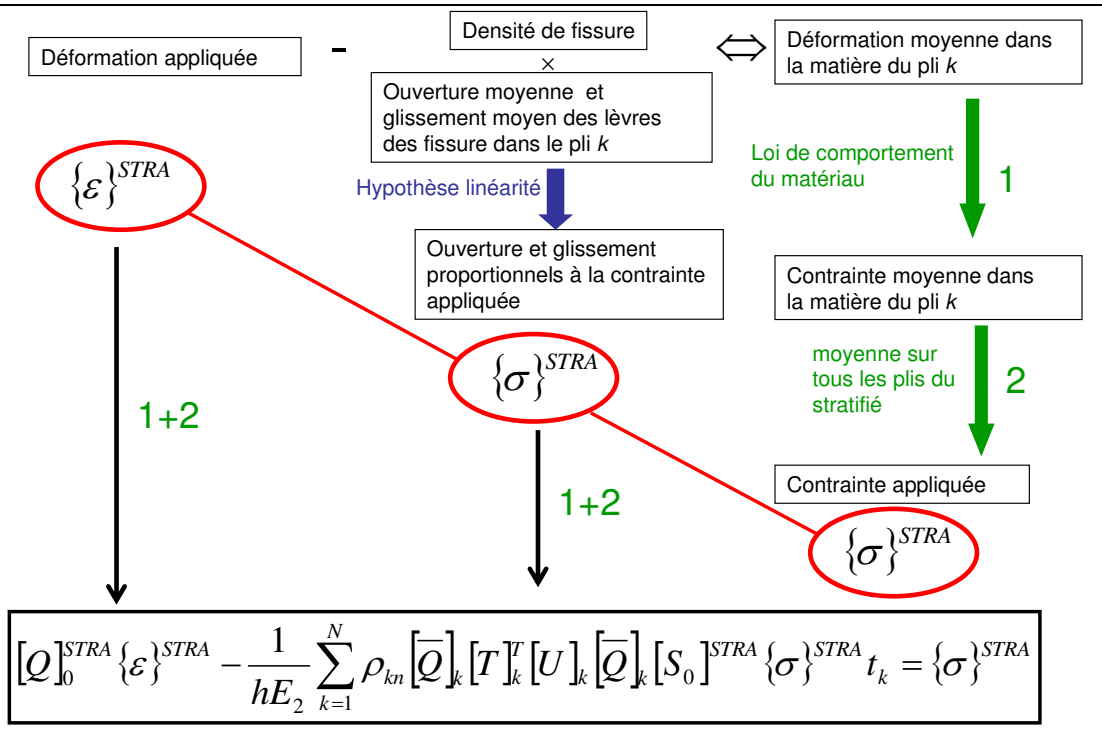

Figure 17. *Représentation schématique simplifiée de l'approche « Glob-Loc ».*

Toutefois, deux paramètres restent inconnus : les coefficients de proportionnalité qui relient les valeurs de l'ouverture moyenne et du glissement moyen des lèvres à la contrainte appliquée. La détermination expérimentale de ces coefficients est un des objectifs principaux de ce travail de thèse.

A partir de la relation entre $\{\varepsilon\}^{STRA}$ et $\{\sigma\}^{STRA}$, on peut identifier les matrices rigidité normalisée $[Q]^{STRA}$ et souplesse normalisée $[S]^{STRA}$ du stratifié endommagé [REF 26, REF 27] :

$$[Q]^{STRA} = \left([I] + \frac{1}{hE_2}\sum_{k=1}^{N}\rho_{kn}[\overline{Q}]_k[T]_k^T[U]_k[T]_k[\overline{Q}]_k[S_0]^{STRA}t_k\right)^{-1}[Q]_0^{STRA} \qquad \text{Équation 11}$$

$$[S]^{STRA} = [S]_0^{STRA}\left([I] + \frac{1}{hE_2}\sum_{k=1}^{N}\rho_{kn}[\overline{Q}]_k[T]_k^T[U]_k[T]_k[\overline{Q}]_k[S_0]^{STRA}t_k\right) \qquad \text{Équation 12}$$

Dans ces expressions, les paramètres suivants sont connus et indépendants de l'endommagement :

- $[I]$: matrice identité,
- $[Q]_0^{STRA}$ et $[S]_0^{STRA}$: matrices rigidité normalisée et souplesse normalisée du stratifié sain,
- N : nombre total de plis, h : épaisseur totale du stratifié, t_k : épaisseur du pli k,
- E_2 : module du matériau transverse aux fibres,
- $[\overline{Q}]_k$: matrice rigidité du matériau du pli k exprimée dans le repère global,
- $[T]_k$: matrice de passage entre le repère local associé au pli k et le repère global.

Par ailleurs, les paramètres suivants caractérisent l'endommagement :

- $\rho_{kn} = \frac{t_k}{2l_k}$: densité de fissures adimensionnelle dans le pli k, ce paramètre peut être obtenu en comptant simplement les fissures,
- $[U]_k$ traduit la dépendance de l'ouverture moyenne et du glissement moyen des lèvres avec le chargement appliqué.

Dans le formalisme correspondant à l'Équation 11 ou à l'Équation 12, $[U]_k$ a la forme suivante :

$$[U]_k = 2\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & u_{1m}^{k,nor} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{E_2}{G_{12}} u_{2mn}^{k,nor} \end{bmatrix} \qquad \text{Équations 13}$$

Avec :

$$u_{1m}^{k,nor} = \frac{CSD_m^k}{2} \frac{G_{12}}{t_k \sigma_{120}^k} \qquad \text{Équation 14}$$

G_{12} est le module de cisaillement du matériau.

$$u_{2m}^{k,nor} = \frac{COD_m^k}{2}\frac{E_2}{t_k \sigma_{20}^k} \qquad \text{Équation 15}$$

COD_m^k et CSD_m^k sont respectivement l'ouverture moyenne et le glissement moyen des lèvres le long des fissures dans le pli k : $COD_m^k = \frac{1}{t_k}\int_{-\frac{t_k}{2}}^{\frac{t_k}{2}} COD^k(z)dz$ et $CSD_m^k = \frac{1}{t_k}\int_{-\frac{t_k}{2}}^{\frac{t_k}{2}} CSD^k(z)dz$.

σ_{20}^k est la valeur à l'infini de la contrainte normale aux fibres dans le pli k et σ_{120}^k est la valeur à l'infini de la contrainte de cisaillement dans ce même pli. Ces valeurs peuvent être facilement obtenues à l'aide de la théorie classique des stratifiés : en calculant les contraintes dans un pli appartenant à un stratifié sain qui serait soumis au même chargement $\{\sigma\}^{STRA}$. Les composantes de la matrice $[U]_k$ sont donc normalisées par rapport à la contrainte appliquée. Dans le cadre d'une solution élastique linéaire, cette matrice est donc indépendante du chargement.

Actuellement, les paramètres $u_{2m}^{k,nor}$ et $u_{1m}^{k,nor}$ sont calculés à l'aide de lois puissance qui ont été déterminées en analysant les résultats de plusieurs modélisations obtenues par la méthode des éléments finis. Seules des fissures « idéalisées » peuvent alors être prises en compte. Un des objectifs principaux de cette thèse est donc la détermination expérimentale de $u_{2m}^{k,nor}$ (ouverture) et $u_{1m}^{k,nor}$ (glissement) pour des fissures réelles. Nos résultats pourront alors être confrontés aux lois puissances qui sont présentées dans le sous-paragraphe suivant.

1.4.2. Modèle de la « fissure idéale»

La détermination de u_{1m}^{nor} et u_{2m}^{nor} est indépendante de l'approche « Glob-Loc » (l'indice k correspondant au pli endommagé est omis). Plusieurs méthodes sont envisageables pour obtenir ces deux paramètres. En utilisant un modèle micromécanique, on pourrait par exemple calculer u_{2m}^{nor} à partir de l'analyse du champ de contrainte.

Dans les travaux initiaux de Lundmark et Varna, les valeurs de u_{1m}^{nor} et u_{2m}^{nor} sont déterminées à partir de « pseudo expériences » réalisées par la méthode des éléments finis. Cette approche

est limitée au cas de fissures « idéalisées » : rectiligne le long des fibres, couvrant la totalité du pli et sans délaminage en pointe de fissure. De plus, on ne considère que le cas de fissures qui ne sont pas en interaction mutuelle [REF 26, REF 27]. Par commodité de langage, dans la suite de ce mémoire, nous nous référerons aux résultats présentés dans ce sous-paragraphe en utilisant le qualificatif de **modèle de la « fissure idéale»**.

Les modélisations sont réalisées dans un système de coordonnées dans lequel le pli endommagé a une orientation de $90°$. L'ouverture des fissures correspond alors à un déplacement selon x' et le glissement à un déplacement selon y' (Figure 18).

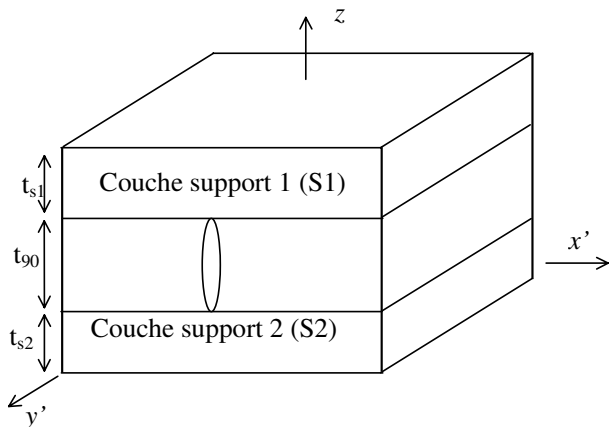

Figure 18. *Stratifié avec des fissures dans une couche interne.*

Une étude paramétrique précédente a montré que si $S_1 = S_2 = S$ ($t_{s1} = t_{s2} = t_s$), la valeur de u_{2m}^{nor} ne dépend que de $\frac{t_{90}}{t_s}$ et de $\frac{E_2}{E_{x'}^s}$ [REF 44]. $E_{x'}^s$ est le module d'Young des couches S selon *x'*, direction perpendiculaire aux surfaces des fissures. Pour différentes configurations de plis, de nombreuses modélisations ont été réalisées par la méthode des éléments finis. Les résultats numériques peuvent être approximés à l'aide d'une loi puissance [REF 27] :

$$u_{2m}^{nor} = A + B\left(\frac{E_2}{E_{x'}^S}\right)^c \qquad \text{Équation 16}$$

A, B et c sont des constantes qui dépendent de l'épaisseur relative des plis :

$$A = 0.52 \qquad B = 0.3075 + 0{,}1652\left(\frac{t_{90}}{2t_s} - 1\right)$$

$$c = 0{,}030667\left(\frac{t_{90}}{2t_s}\right)^2 - 0{,}0626\left(\frac{t_{90}}{2t_s}\right) + 0.7037$$

Équations 17

On peut généraliser cette approche au cas du glissement [REF 28], on écrira alors u_{1m}^{nor} sous la forme :

$$u_{1m}^{nor} = A + B\left(\frac{G_{12}}{G_{x'y'}^{S}}\right)^{c}$$

Équation 18

Dans cette équation $G_{x'y'}^{s}$ est le module de cisaillement de la couche *S*. A, B et c sont également des constantes qui dépendent de l'épaisseur relative des plis :

$$A = 0{,}3 \qquad B = 0{,}066 + 0{,}054\frac{t_{90}}{2t_s} \qquad c = 0{,}82$$

Équations 19

L'Équation 16 et l'Équation 18 permettent de calculer les composantes de la matrice $[U]_k$. En utilisant l'Équation 11 ou l'Équation 12, on obtient alors directement l'ensemble des constantes élastiques apparentes en fonction de la densité de fissures. Par exemple, pour un stratifié $[0_2/90_2]_s$ carbone/époxyde pour lequel les fissures sont dans le pli à 90° [REF 27] :

$$\frac{E_x}{E_{x0}} = \frac{1}{1 + H\,\rho_n u_{2m}^{nor}}$$

Équation 20

ρ_n est la densité de fissure normalisée. H est une constante connue qui dépend du matériau et de la configuration des plis [REF 27]. On peut alors représenter $\frac{E_x}{E_{x0}}$ en fonction de la densité de fissures (Figure 19).

Les lois puissances correspondant à l'Équation 16 et à l'Équation 18 sont en excellent accord avec les modélisations réalisées par la méthode des éléments finis. Cependant, il faut rappeler les limites de cette approche. Tout d'abord, seules des fissures de forme simplifiée peuvent

être prises en compte : fissures rectilignes, se propageant le long des fibres et avec une pointe de fissure à l'interface entre les plis. En observant la Figure 4, on peut voir que les fissures réelles n'ont pas une forme aussi simple. De plus, les **effets d'interaction** entre les fissures ne sont pas intégrés dans les lois puissances (Équation 16 et l'Équation 18). D'autres modélisations ont montré que ces effets **ne sont plus négligeables** si la distance entre deux fissures est inférieure à **deux fois l'épaisseur du pli endommagé** [REF 44].

Par ailleurs, les lois puissances ne sont théoriquement valables que dans le cas où les deux plis (S1 et S2) qui supportent la couche endommagée sont identiques. Dans le cas contraire, on pourra obtenir un résultat approximatif en calculant la moyenne des résultats correspondant à S1 et à S2.

Enfin, on a imposé la condition limite de bord libre sur les couches externes de S1 et de S2 ; cela signifie qu'on néglige l'influence des autres plis que comporterait un stratifié de configuration plus complexe. Notons également que cette approche ne prend pas en compte la réduction de la rigidité de S1 ou de S2 dans le cas où des fissures seraient également présentes dans ces plis.

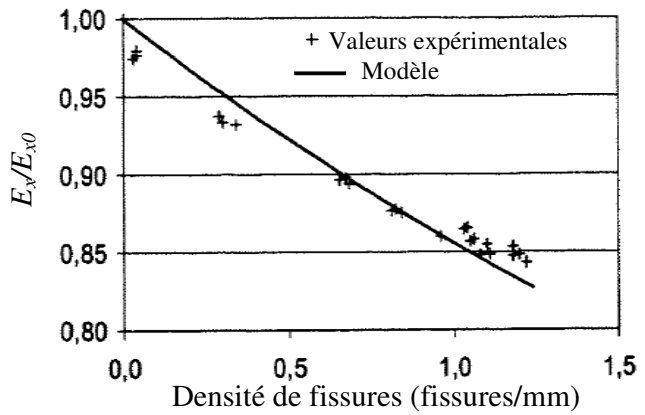

Figure 19. *Module longitudinal apparent réduit : modèle «Glob-Loc» et données expérimentales [REF 27].*

1.4.3.Retour sur le modèle de Talreja

Dans le modèle de Talreja, κ correspond à l'ouverture moyenne, normalisée par rapport au chargement appliqué. Ce paramètre est donc proportionnel à u_{2m}^{nor}. En identifiant l'Équation

11 du modèle « Glob-Loc » avec l'Équation 10, il est possible de déterminer explicitement les coefficients a_i qui interviennent dans le modèle de Talreja [REF 45]. Il apparaît alors que :

- Les coefficients a_i ne dépendent que du matériau et de l'orientation θ du pli endommagé.
- Les coefficients a_i varient significativement pour des valeurs de θ comprises entre $50°$ et $90°$.
- En utilisant les lois puissances vues dans le sous-paragraphe 1.4.2, il est possible d'estimer si, comme le postule le modèle de Talreja, le glissement des lèvres des fissures est négligeable. Il apparaît que le domaine de validité de cette hypothèse est restreint au cas où le pli endommagé a une orientation proche de $90°$.

Brièvement, on peut noter que la première remarque est en faveur du modèle de Talreja : si les constantes a_i sont connues, seul le paramètre η reste à déterminer. En revanche, La troisième remarque correspond à une limitation fondamentale de ce modèle. Rappelons qu'un des objectifs de cette thèse est d'obtenir une évaluation expérimentale de la valeur du glissement des lèvres. On obtiendrait alors des indications sur le domaine de validité du modèle de Talreja.

1.4.4.Modèles de réduction de la rigidité : bilan

Le Tableau 1 résume de façon très sommaire les principales caractéristiques des modèles évoqués dans ce chapitre. Dans ce tableau, nous avons également indiqué l'apport qui pourrait résulter de la mesure du champ de déplacement.

On peut remarquer que la validité d'une solution linéaire pourrait être simplement étudiée en mesurant les constantes élastiques apparentes du stratifié pour un chargement croissant. Il faudrait alors vérifier que ces grandeurs demeurent constantes pendant l'essai. Cependant, il nous semble intéressant d'aborder cette question à l'aide d'une approche expérimentale « micromécanique » : en vérifiant que le déplacement relatif des lèvres est proportionnel au chargement appliqué. On pourra ainsi identifier directement l'origine d'éventuels phénomènes non linéaires.

	Points forts	**Limitations**	**Apports de la mesure du champ de déplacement**
Modèles micro-mécaniques	Le champ de contrainte entre les fissures est connu : possibilité d'utiliser des modèles de mécanique de la rupture pour prévoir l'évolution de l'endommagement.	Modèles non universels : ne fournissent que certaines constantes élastiques apparentes pour des configurations de plis (en général plis croisés ou $[S/90]_s$) et des formes d'endommagement données.	Comparaison du profil de déplacement entre deux fissures : expérimental et modèle. Détermination du paramètre de « shear-lag ».
Mécanique des milieux continus endommagés (Talreja)	Permet l'obtention de toutes les constantes élastiques apparentes pour une configuration quelconque des plis.	Dans le cas général : au moins 6 constantes à déterminer par mode d'endommagement. L'hypothèse de négliger le glissement des lèvres des fissures est discutable.	Vérification expérimentale que le glissement des lèvres est éventuellement négligeable. Vérification que *COD* varie linéairement avec le chargement ($\Rightarrow$paramètre $\kappa = cte$).
Approche SDM	Sous certaines hypothèses : permet la simplification du modèle de Talreja en ne déterminant qu'un seul paramètre : l'ouverture des lèvres.	Certaines hypothèses sont discutables pour des configurations quelconques : glissement des lèvres négligeable et coefficients a_i=*cte* Pour la configuration étudiée, il faut néanmoins déterminer l'ouverture des lèvres.	Vérification expérimentale que le glissement des lèvres est éventuellement négligeable. Mesure de l'ouverture des lèvres
Approche « Glob-Loc »	Permet l'obtention de toutes les constantes élastiques apparentes pour une configuration quelconque des plis. L'origine « physique » de la réduction de la rigidité apparaît clairement.	Nécessité de déterminer les valeurs moyennes de l'ouverture et du glissement des lèvres.	Détermination expérimentale des valeurs moyennes de l'ouverture et du glissement des lèvres. Vérification que *COD* et *CSD* varient linéairement avec le chargement appliqué ($\Rightarrow$paramètres $u_{1m}^{nor} = cte$ et $u_{2m}^{nor} = cte$).

Tableau 1. *Tableau récapitulatif des différents modèles de réduction de la rigidité.*

1.5.Modélisation de l'évolution de la densité de fissures

La densité de fissures peut naturellement être obtenue en réalisant une simple observation du stratifié endommagé (Figure 8). Cependant, un modèle complètement prédictif devrait pouvoir permettre de modéliser l'évolution des propriétés élastiques du stratifié en ne réalisant aucune observation expérimentale. Pour atteindre cet objectif, il faut donc être capable d'établir une relation entre le niveau de chargement et la densité de fissures. De plus, nous verrons que l'évolution de la densité de fissures dépend de l'apparition éventuelle de nouvelles formes d'endommagement, comme le délaminage en pointe de fissure.

1.5.1.Apparition de la première fissure

Afin de s'assurer qu'un stratifié en service reste vierge de tout endommagement, il faut pouvoir déterminer le niveau de chargement pour lequel apparaîtrait la première fissure. Dans les années 1970, ce problème a été abordé en s'inspirant des critères utilisés pour déterminer le seuil de plasticité dans les matériaux métalliques. La seule véritable différence résidait dans la prise en compte de l'anisotropie du matériau composite stratifié [REF 46]. Selon cette approche, l'apparition des premières fissures dépendrait uniquement de l'état de contrainte du pli considéré. Cette prévision est en contradiction avec certaines observations expérimentales. Par exemple, sur la Figure 6, on peut observer que la déformation (et donc la contrainte dans le pli) pour laquelle la première fissure apparaît, dépend de l'épaisseur du pli endommagé. Pour résoudre le problème, Parvizi et al. ont développé une approche fondée sur des considérations énergétiques [REF 14]. Selon leur modèle, si le taux d'énergie libérée G_f (énergie par surface de fissure) lors de la création d'une fissure est supérieur à une valeur critique G_{fc}, alors la fissure sera effectivement créée. G_{fc} doit être considérée comme une caractéristique du matériau, indépendante de la configuration du stratifié. Notons que pour calculer l'énergie éventuellement libérée par l'apparition d'une fissure, il faut connaître le champ de contrainte après la création de cette fissure. On aura alors recours au modèle « shear-lag » ou au modèle variationnel de Hashin (voir sous-paragraphe 1.3.1). On peut alors montrer que la déformation nécessaire que la première fissure apparaisse est inversement proportionnelle à la racine de l'épaisseur du pli endommagé [REF 5]. Ce résultat concorde

qualitativement avec la courbe représentée sur la Figure 6. Toutefois, d'un point de vue quantitatif, l'accord avec les données expérimentales n'est pas très bon. Pour les plis relativement épais, on n'observe en effet pas de diminution de ε_{xf}^{STRA} avec la densité de fissures. Un critère fondé sur l'existence d'une contrainte limite peut alors s'appliquer. Leguillon [REF 47] a montré qu'il faut en général utiliser un critère mixte qui doit prendre en compte le taux d'énergie libéré et le niveau de l'effort. Par ailleurs, l'apparition de la première fissure peut aussi dépendre de la présence éventuelle de certains défauts de fabrication. Quoiqu'il en soit, les premières fissures ne modifient que légèrement les valeurs des constantes élastiques apparentes du stratifié. En conséquence, de nombreux travaux ont plutôt été consacrés à l'étude de l'évolution de la densité de fissures en fonction du chargement appliqué.

1.5.2.Evolution de la densité de fissures, délaminage

Rappelons que l'évolution de la densité de fissures en fonction du chargement appliqué a déjà été décrite qualitativement dans le paragraphe 1.2.1. En analysant les résultats de 21 configurations de plis pour des stratifiés fibres de carbone/époxyde, Nairn et al. ont pu comparer les différents modèles destinés à prévoir l'évolution de la densité de fissures [REF 19]. Comme cela a déjà été évoqué, il apparaît que les théories fondées sur l'existence d'une contrainte ou d'une déformation critique, à partir de laquelle une nouvelle fissure se forme entre deux fissures existantes, donnent des résultats qui ne sont pas en accord avec les données expérimentales. La meilleure modélisation correspond en fait à un critère énergétique, analogue à celui évoqué dans le sous-paragraphe précédent. Pour un niveau de chargement donné, après avoir calculé le champ de contrainte avec le modèle de Hashin, il est possible de déterminer le taux d'énergie libérée G_f lors de la création d'une éventuelle fissure. Finalement, on considérera qu'une fissure est susceptible d'apparaître entre deux fissures existantes lorsque $G_f > G_{fc}$. On peut alors tracer l'évolution de la densité de fissures comme sur la Figure 7a). Pour cet exemple, il faut noter que pour chaque configuration de plis, on a pris la même valeur du taux critique d'énergie libérée : $G_{fc} = 280\ Jm^{-2}$. En conservant la même valeur pour G_{fc}, l'évolution de la densité de fissures a également pu être

correctement modélisée, toujours pour des stratifiés carbone/époxyde, mais avec des configuration : $\left[\pm\theta/90_2\right]_s$ ($\theta = 0, 15°, 30°$, fissures dans le pli central) [REF 5]. Ces résultats confortent l'hypothèse que la grandeur G_{fc} est bien une propriété intrinsèque du matériau, indépendante de la répartition des plis dans le stratifié. Cette remarque confère à cette approche un caractère prédictif évident.

Lors d'un essai monotone, la densité de fissures peut parfois atteindre un régime de saturation (Figure 7b). On peut difficilement imaginer que l'état d'endommagement global soit alors indépendant du niveau de chargement. En fait, lorsque la densité de fissure est dans le régime de saturation, on considère qu'un nouveau mode d'endommagement se développe dans le stratifié. En général, cette nouvelle forme d'endommagement correspond au phénomène de délaminage local (Figure 20) : décollement des plis à proximité des pointes de fissure [REF 48]. Il est évident que cet endommagement additionnel contribuera à augmenter l'ouverture et le glissement des lèvres des fissures. Une altération supplémentaire des propriétés élastiques du stratifié en sera la conséquence. En utilisant la méthode des éléments finis, on a pu montrer que l'ouverture des fissures est proportionnelle à la longueur de délaminage l_d (voir Figure 20) [REF 49]. Dans le cadre de ce travail, nous estimons que la mesure du déplacement relatif des lèvres en fonction du chargement appliqué pourrait permettre de mettre en évidence l'apparition du phénomène de délaminage.

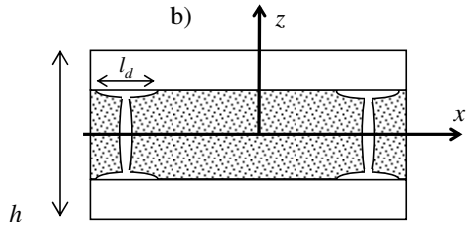

Figure 20. *Représentation schématique du phénomène de délaminage en pointe de fissure.*

Expérimentalement, on a pu vérifier que l'apparition du phénomène de délaminage est favorisée si le pli endommagé est épais [REF 5]. Par ailleurs, pour les stratifiés à plis croisés, le régime de saturation est plus marqué dans le cas où les renforts sont des fibres de verre par rapport au cas où les fibres sont en carbone (Figure 7a) et Figure 7b)). Dans le second cas, le phénomène de délaminage est donc plus facile à observer [REF 7, REF 18].

En généralisant le modèle variationnel de Hashin au cas où les fissures présentent une certaine longueur de délaminage à leurs pointes, Nairn et Hu ont pu calculer le taux d'énergie libérée par délaminage G_d en fonction de la densité de fissures [REF 48]. En considérant que l'apparition de nouvelles fissures et le développement du délaminage correspondent à deux processus compétitifs, il est possible de déterminer la transition entre ces deux phénomènes en comparant G_f et G_d. Lorsque G_d devient supérieure à G_f : la densité critique est atteinte et le phénomène de délaminage l'emporte (Figure 21).

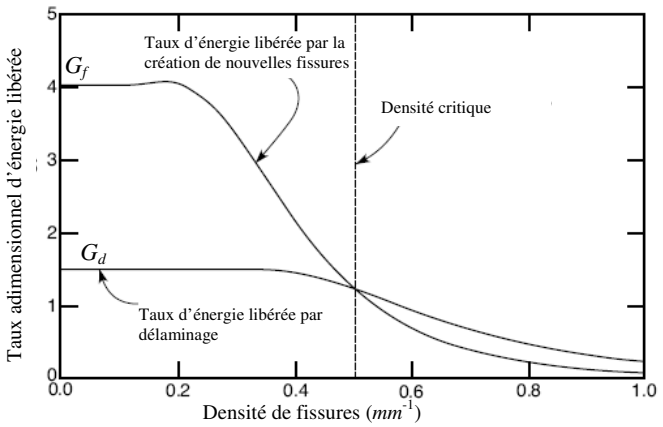

Figure 21. *Taux d'énergie libérée par la création de nouvelles fissures et par le processus de délaminage [REF 48].*

1.6.Conclusion du chapitre 1

Le premier chapitre de cette thèse avait pour objectif de mettre en évidence l'intérêt de la mesure du champ de déplacement pour caractériser l'endommagement des stratifiés. A l'issue de ce premier chapitre, nous pouvons dégager les objectifs suivants :

- détermination expérimentale des paramètres qui gouvernent la réduction des propriétés élastiques dans l'approche « Glob-Loc » : u_{2m}^{nor} (ouverture) et u_{1m}^{nor} (glissement), comparaisons avec le modèle de la « fissure idéale » ,
- étude des effets d'interaction entre les fissures, influence sur l'ouverture et le glissement des lèvres,

- application de chargements croissants, détection des changements de la dépendance de l'ouverture et du glissement des lèvres avec l'effort appliqué ; le but étant de déceler l'apparition de nouvelles formes d'endommagement interne (délaminage),
- obtention séparée de la mesure de l'ouverture et du glissement des lèvres pour estimer le domaine de validité du modèle de Talreja,
- entre les fissures : comparaison entre le profil du déplacement expérimental et le profil du déplacement calculé à l'aide d'un modèle micromécanique.

2.Mesures plein-champ, interférométrie de speckle

2.1.Introduction

Le travail présenté dans cette thèse correspond à l'introduction de l'interférométrie de speckle parmi les moyens expérimentaux dont dispose notre équipe de recherche. Il nous est donc apparu nécessaire de mener une étude bibliographique pour cerner les avantages et les limitations de cette technique. Nous nous sommes également intéressés aux méthodes de mesure du champ de déplacement qui ont des domaines d'utilisation proches de celui de l'interférométrie de speckle : l'interférométrie holographique « traditionnelle », l'interférométrie holographique digitale, l'interférométrie de moiré et la corrélation d'images.
A l'heure actuelle, nous avons réalisé des mesures par interférométrie de speckle dans le cadre de deux thèmes de recherche distincts : l'étude du rochet structurel dans les aciers dual phase [REF 50] et l'étude de l'endommagement dans les stratifiés.
Les méthodes de mesure plein-champ sont prioritairement destinées aux problèmes qui présentent des hétérogénéités spatiales. Les premières applications avaient donc pour objet l'étude des effets de structure, notamment l'influence des concentrateurs de contrainte. A partir des années 1930, avec l'apparition des polymères, des modèles transparents ont pu être synthétisés. La principale technique utilisée était alors la photoélasticité. Au cours des années 1960, avec les premiers lasers [REF 51], les chercheurs ont pu disposer d'une source lumineuse dont la longueur de cohérence pouvait atteindre plusieurs centimètres. Il a alors été possible d'illuminer de grandes surfaces en lumière cohérente. Ces progrès ont permis le développement de plusieurs techniques interférométriques de mesure du champ de déplacement : l'interférométrie holographique [REF 52], l'interférométrie de speckle [REF 53] et l'interférométrie de moiré [REF 54]. La mesure est alors obtenue en analysant des figures d'interférences qui résultent des différences de marches créées par le déplacement de chaque point de la surface étudiée.

Au cours des années 1980, les progrès des ordinateurs et la généralisation des caméras CCD, inventées en 1969 dans les laboratoires Bell, ont permis le traitement numérique des images. Ce fut l'apparition du pixel comme unité élémentaire de stockage de l'information. Des algorithmes réalisant une analyse automatisée des interférogrammes pouvaient être mis en œuvre [REF 55] (voir paragraphe 2.5). L'exploitation des expériences était alors beaucoup moins fastidieuse : obtention quasi-instantanée des cartes de déplacements avec une précision considérablement améliorée.

Parallèlement, le traitement numérique des images a également permis le développement de nouvelles techniques non interférométriques : corrélation d'images en lumière laser [REF 56] ou en lumière blanche [REF 57].

Dans le cadre de cette présentation succincte, nous avons pris le parti de séparer les techniques de mesure plein-champ en fonction du principe physique général sur lequel la mesure repose. On distinguera alors les méthodes dites « interférométriques » et les méthodes dites « géométriques ».

2.2. Caractérisation des performances des méthodes plein-champ

2.2.1. Résolution de la mesure et résolution spatiale

Quelque soit la technique utilisée, la résolution et la résolution spatiale sont deux données fondamentales qui permettent de caractériser la qualité d'une mesure plein-champ. La **résolution** est la plus **petite variation de la grandeur mesurée** qui peut être **détectée**. Cette grandeur dépend du bruit de mesure. La **résolution spatiale** est définie comme étant **plus petite distance entre** deux points pour lesquels les **mesures sont indépendantes**. Dans le cas où les images sont acquises avec une caméra numérique, la résolution spatiale ne peut en aucun cas être inférieure à la taille que représente un pixel sur l'objet. Pour améliorer la résolution, il faut donc réduire le bruit de mesure. Cela peut être réalisé en lissant les images ; par exemple en calculant une moyenne sur un ensemble de pixels voisins, appelé noyau. Cette étape engendre naturellement une dégradation de la résolution spatiale qui devient alors égale à la taille du noyau. En général, quelque soit la technique utilisée, il faut trouver un compromis entre la résolution et la résolution spatiale [REF 58]

2.2.2.Méthodes géométriques

Le principe des techniques géométriques n'est pas fondé sur les lois de l'optique « physique ». Il n'est pas nécessaire d'utiliser un éclairage cohérent : une source de lumière blanche pourra convenir. La formation des images est le seul aspect qui relève de l'optique. Les principales techniques géométriques de mesure plein-champ du déplacement sont : la corrélation d'images, la méthode de la grille, le moiré géométrique et la projection de franges.
D'un point de vue très général, le principe physique de ces méthodes est le suivant : il s'agit de visualiser le déplacement apparent d'un motif caractéristique qui peut être collé ou projeté sur la surface étudiée. Ce motif peut être aléatoire dans le cas de la corrélation d'images ou périodique dans le cas de la méthode de la grille ou du moiré géométrique. En général, la résolution de la mesure correspond à une fraction de la taille du motif. Cette taille est souvent choisie en fonction des dimensions du champ de mesure. En conséquence, il peut être possible d'améliorer la précision en travaillant avec des champs de mesure réduits. En utilisant les techniques de microscopie les plus performantes (microscope électronique à transmission, microscope à force atomique ou microscope à effet de champ), on peut même atteindre des résolutions subnanométriques [REF 59].
Bien que ces techniques soient non interférométriques, le champ de déplacement est généralement obtenu à partir de figures de franges[5]. Il est alors possible de mettre en œuvre des techniques analogues à celles présentées dans le paragraphe 2.5.

2.2.3.Méthodes interférométriques

Le principe des techniques interférométriques repose sur les lois de l'optique « physique ». En d'autres termes, le déplacement est mesuré grâce à la différence de marche qu'il induit. Ces différences de marche sont de l'ordre de la longueur d'onde λ. Les trois principales méthodes interférométriques de mesure du champ de déplacement sont : l'interférométrie holographique (traditionnelle ou digitale), l'interférométrie de speckle et l'interférométrie de moiré. Dans chacun des cas, la surface étudiée est illuminée avec au moins un faisceau cohérent. Une caméra recueille la lumière qui peut être diffractée (moiré) ou diffusée (speckle, holographie)

[5] A l'exception notable de la corrélation d'images.

par l'objet. Le déplacement $\underline{d}(M)$ de chaque point M de la surface engendre une différence de marche qui donne naissance à une différence de phase : $\Delta\phi(M)$. Cette **différence de phase** est la **grandeur qui est initialement mesurée** Le déplacement et la différence de phase sont reliés par l'équation suivante :

$$\Delta\phi(M) = \underline{S}.\underline{d}(M) \qquad \text{Équation 21}$$

$\underline{S}$ est le vecteur sensibilité. Ce vecteur dépend de la géométrie du montage optique ; c'est-à-dire des directions d'observation et d'illumination. Pour chaque technique, le vecteur sensibilité est explicitement obtenu en utilisant les méthodes « classiques » de l'optique ondulatoire : on détermine les différences de marche engendrées en chaque point M par le déplacement $\underline{d}(M)$.

L'Équation 21 indique que la mesure correspond à la **composante du déplacement le long du vecteur sensibilité**. La norme de $\underline{S}$ est simplement appelée sensibilité. Connaissant la différence de phase minimale qu'il est possible de détecter, cette grandeur permet de caractériser la résolution de la mesure en termes de déplacement. Pour les méthodes interférométriques, $\|\underline{S}\|$ a pour ordre de grandeur $\frac{1}{\lambda}$. En conséquence, la résolution du déplacement s'exprime simplement comme une fraction de la longueur d'onde. Cette valeur est très inférieure à 1 μm puisqu'on utilise toujours des longueurs d'onde « optique ». La résolution est donc indépendante de la taille du champ de mesure. En théorie, la taille maximale du champ de mesure est déterminée par la puissance du laser.

2.3.Choix de l'interférométrie de speckle

2.3.1.Notre problématique expérimentale

Avant de justifier le choix de l'interférométrie de speckle pour réaliser nos mesures, il nous apparaît nécessaire de rappeler les enjeux expérimentaux de ce travail : l'objectif essentiel est de réaliser la mesure des valeurs du glissement et de l'ouverture de lèvres de fissures sur toute l'épaisseur d'un pli. En général, ces quantités ont des composantes selon la direction de la

longueur (x) et de la largeur (y) du stratifié (voir Figure 9). Il est donc nécessaire de réaliser des mesures à l'aide d'une technique qui permette d'obtenir les composantes du déplacement selon ces deux directions.

Par ailleurs, nous souhaitons nous placer à l'échelle « micro » puisque nous voulons étudier directement les propriétés d'une fissure donnée. Cependant, afin d'avoir un aperçu de la dispersion des mesures et, pour pouvoir évaluer les effets d'interaction entre les fissures, il semble intéressant d'étudier plusieurs fissures simultanément. Compte tenu des valeurs courantes pour les densités de fissures, la taille du champ de mesure doit donc être de l'ordre du centimètre. Par ailleurs, la résolution spatiale doit être suffisamment fine pour que nous puissions distinguer le profil du déplacement relatif des lèvres le long de l'épaisseur du pli endommagé.

En effectuant des mesures au microscope optique, Varna et al. ont montré que, pour des chargements élevés, les valeurs du déplacement relatif des lèvres des fissures sont de l'ordre de quelques micromètres [REF 60]. Pour pouvoir détecter des modifications éventuelles de la forme des fissures, il faut être capable de discerner de faibles changements de la dépendance de l'ouverture et du glissement des lèvres avec le chargement appliqué. La résolution de la mesure en déplacement doit donc être très inférieure à $1\mu m$.

2.3.2.Comparaison entre les techniques

L'objet de ce sous-paragraphe est de comparer l'interférométrie de speckle (IS) à d'autres méthodes de mesure du champ de déplacement. Nous nous sommes principalement intéressés à quatre techniques qui ont des domaines d'application qui recouvrent partiellement celui de l'interférométrie de speckle : l'interférométrie holographique « traditionnelle » (IH), l'interférométrie holographique digitale (IHD), l'interférométrie de moiré (IM) et la corrélation d'images (CI). Les principales caractéristiques de ces techniques sont détaillées dans l'Annexe 1. Dans ce sous-paragraphe, nous ne présenterons que les conclusions principales de cette étude dans le cas où chacune de ces méthodes est utilisée sous sa forme la plus simple.

En premier lieu, on s'intéressera à une stricte analyse des performances. Schématiquement, cela revient à comparer la résolution de la mesure pour une même résolution spatiale. On peut alors classer ces techniques sur l'échelle suivante :

La supériorité de l'interférométrie de moiré sur l'interférométrie de speckle est liée à l'utilisation de lumière diffractée et non diffusée ; ce qui exclut le bruit associé au speckle. Cependant, en termes d'ordre de grandeur, la résolution du déplacement est comparable pour ces deux techniques. Notons que dans le cas de la corrélation d'images, la résolution dépend de la taille du champ de mesure. Aussi, notre comparaison a-t-elle été effectuée pour un champ de mesure de $1cm$. Cela correspond approximativement à nos conditions expérimentales.

Par ailleurs, en essayant de se placer du point de vue de l'utilisateur, nous avons regroupé les points forts et les faiblesses des ces techniques (Tableau 2).

A partir des caractéristiques présentées dans le Tableau 2, on peut résumer les raisons qui nous conduisent à envisager qu'il est pertinent de réaliser cette étude par interférométrie de speckle :

- possibilité de réaliser la mesure du déplacement selon toutes les directions de l'espace : cela permet a priori d'obtenir la mesure séparée des valeurs de l'ouverture et du glissement des lèvres des fissures,
- résolution du déplacement très inférieure à 1 μm (méthode interférométrique),
- relative facilité d'utilisation : pas de préparation de surface (IM et CI), pas d'enregistrement et de restitution d'hologramme (HI), pas de limitation de la taille du champ de mesure (HID),
- possibilité de renouveler la référence pour détecter les phénomènes de seuil.

	IH	IHD	IM	IS	CI
Forces	-Résolution ne dépend pas de la taille du champ.	-Résolution ne dépend pas de la taille du champ, -mesures en temps réel possible (pas de décalage de phase pour extraire la phase), -bénéfices potentiels des progrès des capteurs.	-Résolution ne dépend pas de la taille du champ.	-Résolution ne dépend pas de la taille du champ, -mesures possibles selon toutes les directions de l'espace.	-Simplicité d'utilisation, -amélioration de la résolution lorsque la taille du champ de mesure diminue, -mesures directement en 2D.
Faiblesses	-Mesures directes impossibles pour les composantes du déplacement dans le plan de la surface, -développement de l'hologramme, -localisation des franges, -Stabilité du montage.	-Mesures directes impossibles pour les composantes du déplacement dans le plan de la surface, -taille du champ de mesure limitée (enregistrement de hologramme), -stabilité du montage.	- Mesures du déplacement hors plan impossible, -collage du réseau, -Pas de possibilité de renouveler la référence, -stabilité du montage.	- limitation de la taille du déplacement maximal mesurable (décorrélation), -stabilité du montage.	-Mesure du déplacement hors plan impossible, -résolution moins bonne que celle des techniques interférométriques, - choix et application du mouchetis.

Tableau 2. *Comparaison de plusieurs techniques de mesure plein-champ du déplacement.*

Dans le paragraphe suivant, nous détaillons le principe de l'interférométrie de speckle.

2.4.Interférométrie de speckle

L'interférométrie de speckle est une méthode optique qui permet d'obtenir la mesure du déplacement en tous points d'une surface [REF 61, REF 62, REF 63, REF 64]. Cette technique est apparue en 1970 [REF 53]. Elle s'est essentiellement développée au cours des années 1970, 1980 et 1990 (pour un aspect historique : [REF 65]).

Dans la suite de ce chapitre nous exposons le principe de l'interférométrie de speckle et du traitement automatisé des interférogrammes. Nous avons les objectifs suivants :

- cerner les avantages et les inconvénients de ces techniques,
- montrer comment il est possible de réaliser la mesure du déplacement selon une direction quelconque de l'espace,

- indiquer les éléments théoriques qui permettent de comprendre les problèmes posés par la présence de discontinuités dans le champ de déplacement.

2.4.1.Aspect physique et statistique du speckle

Dans ce paragraphe nous décrirons sommairement le phénomène de speckle. A l'exception des miroirs, la plupart des objets de la vie courante ont une surface qui présente des aspérités dont la taille caractéristique n'est pas petite par rapport aux longueurs d'onde optiques. Cette « rugosité » est à l'origine du phénomène de diffusion : réémission du rayonnement dans toutes les directions de l'espace. Par ailleurs, en éclairage cohérent, l'amplitude complexe totale du rayonnement en un point P de l'espace est la somme des amplitudes diffusées par chacun des points de la surface (Figure 22). Du fait des micro-variations de la surface de l'objet, ces amplitudes présentent les unes par rapport aux autres des déphasages aléatoires. Selon la façon dont les phases sont distribuées au point P, l'amplitude totale en ce point peut donc prendre des valeurs variables. Il en résulte une distribution aléatoire d'intensité qui est appelée : phénomène de speckle ou plus simplement speckle (Figure 23).

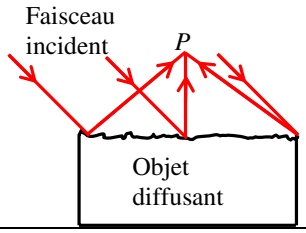

Figure 22. *Amplitude complexe totale en P.*

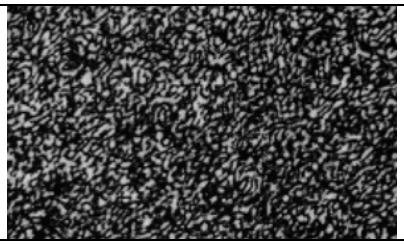

Figure 23. *Aspect caractéristique d'une figure de speckle.*

Le speckle s'étend dans les trois directions de l'espace. On parle de speckle objectif lorsqu'il n'est pas visualisé à l'aide d'un instrument optique [REF 66].

Du point de vue mathématique, l'amplitude complexe totale en P est donnée par :

$$\underline{A}(P) = A_m e^{i\phi} \qquad \text{Équation 22}$$

ϕ est la phase et A_m est le module. On note $I(P)$ l' intensité du rayonnement au point P. L'intensité est la seule grandeur à laquelle les photodétecteurs sont sensibles. Le module et l'intensité sont reliés par :

$$I(P) = A_m^2 \qquad \text{Équation 23}$$

L'amplitude complexe totale est donc la résultante de la superposition d'un grand nombre d'amplitudes complexes élémentaires provenant des différents points de la surface. Par ailleurs, on peut supposer que ces amplitudes complexes sont statistiquement indépendantes. Dans ces conditions, on peut démontrer que les densités de probabilités de l'intensité et de la phase d'une figure de speckle obéissent aux équations suivantes :

$$p_I = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle} \right) \qquad \text{Équation 24}$$

$\langle I \rangle$ est la valeur moyenne de l'intensité .

$$p_\phi = \frac{1}{2\pi} \qquad (\phi \in [0, 2\pi[) \qquad \text{Équation 25}$$

Ces densités de probabilités sont appelées : lois statistiques du premier ordre pour un champ de speckle [REF 67, REF 68]. D'un point de vue qualitatif, la forme exponentielle de la loi de probabilité pour l'intensité (Équation 24) montre que, malgré la présence de quelques grains très brillants, les grains de speckle sombres seront toujours les plus nombreux (voir Figure 23). La loi de probabilité pour la **phase** (Équation 25) correspond à une **variable aléatoire uniformément répartie entre 0 et 2π.**

Les lois statistiques du premier ordre ne décrivent pas les variations spatiales de la phase et de l'intensité. En conséquence, elles ne fournissent aucune information permettant d'évaluer la taille du grain. Pour avoir une estimation de cette grandeur, il faut avoir recours aux densités de probabilité jointes de la phase ou de l'intensité entre deux points (lois statistiques du second ordre) [REF 67, REF 68]. En pratique, les figures de speckle seront toujours

visualisées à l'aide d'un instrument optique qui peut être caractérisé par son nombre d'ouverture $F = \frac{f}{D}$ (f : focale, D : diamètre du diaphragme) et par son grandissement g. On parle alors de speckle subjectif. Les tailles moyennes transverse S_T^{image} et longitudinale S_L^{image} des grains de speckle dans le plan image sont alors données par[6] [REF 68, REF 69, REF 70] :

$$S_T^{image} = 1{,}22\,\lambda F(1+g) \qquad \text{Équation 26}$$

$$S_L^{image} = 8\,\lambda F^2(1+g)^2 \qquad \text{Équation 27}$$

Le volume dans lequel la phase peut être considérée comme constante a des dimensions analogues à celles correspondant à l'Équation 26 et à l'Équation 27. Par ailleurs, le capteur d'une caméra CCD est divisé en cellules élémentaires, appelées pixels, dont les dimensions sont notées p_x et p_z. Pour chaque pixel, le signal délivré correspond en fait à l'intégration de l'intensité lumineuse sur l'aire $p_x \times p_z$. En pratique, la taille caractéristique du speckle est en général du même ordre de grandeur que la dimension d'un pixel. Du fait du caractère aléatoire de la répartition des grains de speckle, il est impossible qu'il n'y ait statistiquement qu'un seul grain par pixel. Pour résoudre une figure de speckle, il faudrait donc que l'aire des pixels soit beaucoup plus petite que la taille caractéristique des grains de speckle[7]. En général le signal délivré pour chaque pixel correspond donc à une intégration sur m grains de speckle, le cas théorique du speckle résolu est caractérisé par $m = 1$. Une expression mathématique permettant le calcul du nombre moyen m de grains de speckle dans un pixel est donnée par Lehmann [REF 68]. En prenant des paramètres analogues à nos conditions expérimentales

[6] Pour connaître la taille des grains de speckle dans le plan objet, il suffit de diviser leurs tailles dans le plan image par le grandissement g.

[7] La Figure 23 n'a pas été obtenue avec un capteur CCD mais avec une plaque photographique.

($\lambda = 0{,}633\,\mu m$, $p_x = 8{,}6\,\mu m$, $p_z = 8{,}3\,\mu m$, $F \approx 10$, $M = 0{,}37$)[8], on arrive à : $m = 1{,}9$ et $S_T^{image} = 1{,}2 p_x$.

Il faut retenir qu'un même grain de speckle n'illumine jamais complètement deux pixels consécutifs. En d'autres termes, **la phase et l'intensité lumineuse varient d'un pixel à l'autre**. L'objectif du sous-paragraphe suivant est d'établir l'équation mathématique, valable pour chaque pixel, qui correspond à l'intensité lumineuse que la caméra récolte lors d'une expérience d'interférométrie de speckle.

2.4.2.Interférences de deux figures de speckle

La surface étudiée est illuminée par deux faisceaux mutuellement cohérents. La lumière qui est diffusée dans la direction d'observation correspond donc aux interférences entre deux figures de speckle (Figure 24).

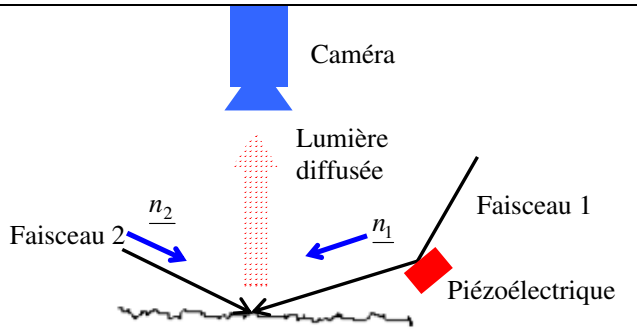

Figure 24. *Interférométrie de speckle : illuminations de la surface.*

L'intensité lumineuse est recueillie par une caméra CCD. Les amplitudes complexes associées à chaque faisceau sont données par (Équation 22) :

$\underline{A_1}(P) = A_1 e^{i\phi_1}$ faisceau 1

$\underline{A_2}(P) = A_2 e^{i\phi_2}$ faisceau 2

Conformément aux lois de l'optique physique [REF 72], l'intensité enregistrée par la caméra est donnée par le carré du module de la somme de ces deux amplitudes complexes :

$$I = \left| A_1 e^{i\phi_1} + A_1 e^{i\phi_2} \right| = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\phi_2 - \phi_1) \qquad \text{Équation 28}$$

[8] Conditions spécifiques correspondant aux expériences du chapitre 3.

A l'état initial, cette équation s'écrit sous la forme [REF 68] :

$$I = I_0(x,z) + I_M(x,z)\cos(\phi(x,z)) \qquad \text{Équation 29}$$

Avec l'intensité moyenne I_0 :

$$I_0 = A_1^2 + A_2^2 \qquad \text{Équation 30}$$

L'intensité de modulation I_M :

$$I_M = 2A_1A_2 \qquad \text{Équation 31}$$

La phase ϕ :

$$\phi = \phi_2 - \phi_1 \qquad \text{Équation 32}$$

L'Équation 29 correspond à la **forme mathématique** « classique » caractérisant une **figure d'interférence**. La carte d'intensité correspondante est appelée : **interférogramme**. ϕ_1, ϕ_2, A_1 et A_2 sont des nombres aléatoires (Équation 23 et Équation 24, Équation 25) dont les variations spatiales sont brusques (Équation 26). Il en va donc de même pour I_0, I_M et ϕ (Équation 30, Équation 31, Équation 32). En conséquence, les interférogrammes auront toujours l'aspect d'une figure de speckle[9]. Il faut noter que l'Équation 29 reste utilisable même après l'intégration de l'intensité sur chaque pixel du capteur. Le couple de coordonnées (x, z) correspond alors aux valeurs discrètes des coordonnées des pixels sur l'objet [REF 71]. On peut remarquer qu'il est également possible de réaliser un montage optique pour lequel on fait interférer une figure de speckle (onde diffusée par l'objet) et une onde de référence (non

[9] Notons que ce n'est pas la cas pour l'interférométrie holographique ou l'interférométrie de moiré puisque les franges d'isodéplacement sont directement visibles sur les interférogrammes après l'application du déplacement (par exemple Figure 66 et Figure 68)

diffusée par l'objet) [REF 62]. Ce type de montage est généralement utilisé pour obtenir la composante « hors-plan » du déplacement.

L'objectif du sous-paragraphe suivant est de montrer comment le terme de phase ϕ (voir Équation 29) est modifié après l'application d'un déplacement.

2.4.3.Principe d'une mesure de déplacement

Lorsqu'un point M de la surface étudiée subit un déplacement $\underline{d}(M)$, les trajets des faisceaux 1 et 2 sont modifiés. Il en résulte des différences de marche qui engendrent des déphasages : $\Delta\phi_1$ et $\Delta\phi_2$. La phase $\phi = \phi_2 - \phi_1$ a donc changé d'une quantité : $\Delta\phi(M)) = \Delta\phi_2(M) - \Delta\phi_1(M)$. $\Delta\phi(M)$ est la différence de phase au point M. Après l'application du déplacement, la carte d'intensité (interférogramme) recueillie par la caméra, est donnée par :

$$I' = I_0(x,z) + I_M(x,z)\cos(\phi(x,z) + \Delta\phi(x,z)) \qquad \text{Équation 33}$$

La relation entre $\underline{d}(M)$ et la différence de phase $\Delta\phi(M)$ est déterminée en évaluant les différences de marche engendrées par le déplacement [REF 72] . Ce calcul est proposé dans l'Annexe 2. Le résultat peut être mis sous la forme de l'Équation 21 : $\Delta\phi = \underline{S}.\underline{d}$. Le vecteur sensibilité (voir Figure 25) $\underline{S}$ vaut alors :

$$\underline{S} = \frac{2\pi}{\lambda}(\underline{n_2} - \underline{n_1}) \qquad \text{Équation 34}$$

L'Équation 34 indique que **la mesure du déplacement est réalisée selon la direction de** $\underline{S}$. **Cette direction est normale à la bissectrice des deux directions d'illumination** $\underline{n_1}$ **et** $\underline{n_2}$.

Si on illumine la surface avec de **deux faisceaux symétriques**, $\underline{S}$ est parallèle à la surface étudiée (Figure 26). On réalise ainsi la mesure d'une **composante du déplacement qui est selon une direction de cette surface** [REF 73]. C'est le montage qui a été le plus souvent utilisé dans le cadre de cette thèse. En notant $u(x,z)$ la composante du déplacement selon la direction de la mesure (x), on montre facilement que l'Équation 21 devient alors :

$$\Delta\phi(x,z) = \frac{4\pi \sin\alpha \; u(x,z)}{\lambda} \qquad \text{Équation 35}$$

Le montage en illuminations symétriques nous a permis d'obtenir directement l'ouverture des fissures dans le cas de stratifiés à plis croisés (voir chapitre 4). Pour des fissures qui ne sont pas situées dans un plan normal à l'axe de la traction, il faut réaliser la mesure du déplacement selon deux directions différentes pour obtenir des mesures séparées des valeurs de l'ouverture et du glissement des lèvres (voir Figure 9). C'est l'objet du paragraphe 3.5.

L'information relative au déplacement est donc contenue dans le terme de différence de phase $\Delta\phi$ de l'Équation 33. Dans le paragraphe suivant, nous montrons comment, à partir de l'Équation 29 (interférogramme obtenu avant déplacement) et de Équation 33 (interférogramme obtenu après déplacement), on peut extraire ce terme de différence de phase. Le déplacement sera finalement obtenu à l'aide de l'Équation 35.

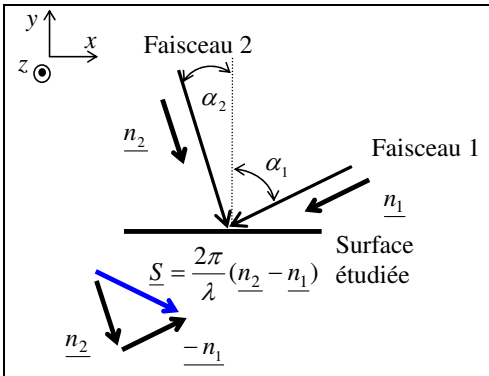

Figure 25. *Définition du vecteur sensibilité.*

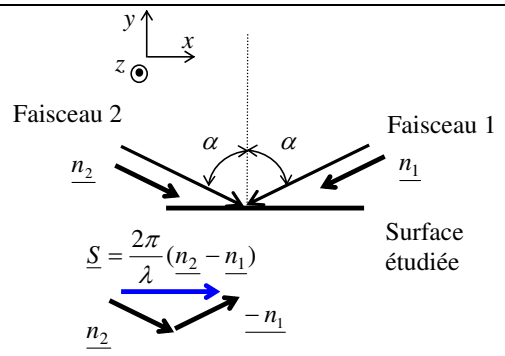

Figure 26. *Montage en illuminations symétriques.*

2.5.Analyse automatisée des interférogrammes

2.5.1.Introduction

La Figure 27 résume les principales étapes qui permettent d'obtenir une carte de déplacement à partir des cartes d'intensité enregistrées respectivement avant et après l'application de l'effort (Équation 29 et Équation 33). Cet exemple correspond à une mesure en illuminations

symétriques sur la tranche d'un stratifié soumis à un effort de traction selon x. Dans la suite de ce paragraphe, toutes ces étapes seront présentées en détails. On pourra alors se reporter à la Figure 27 à titre d'illustration.

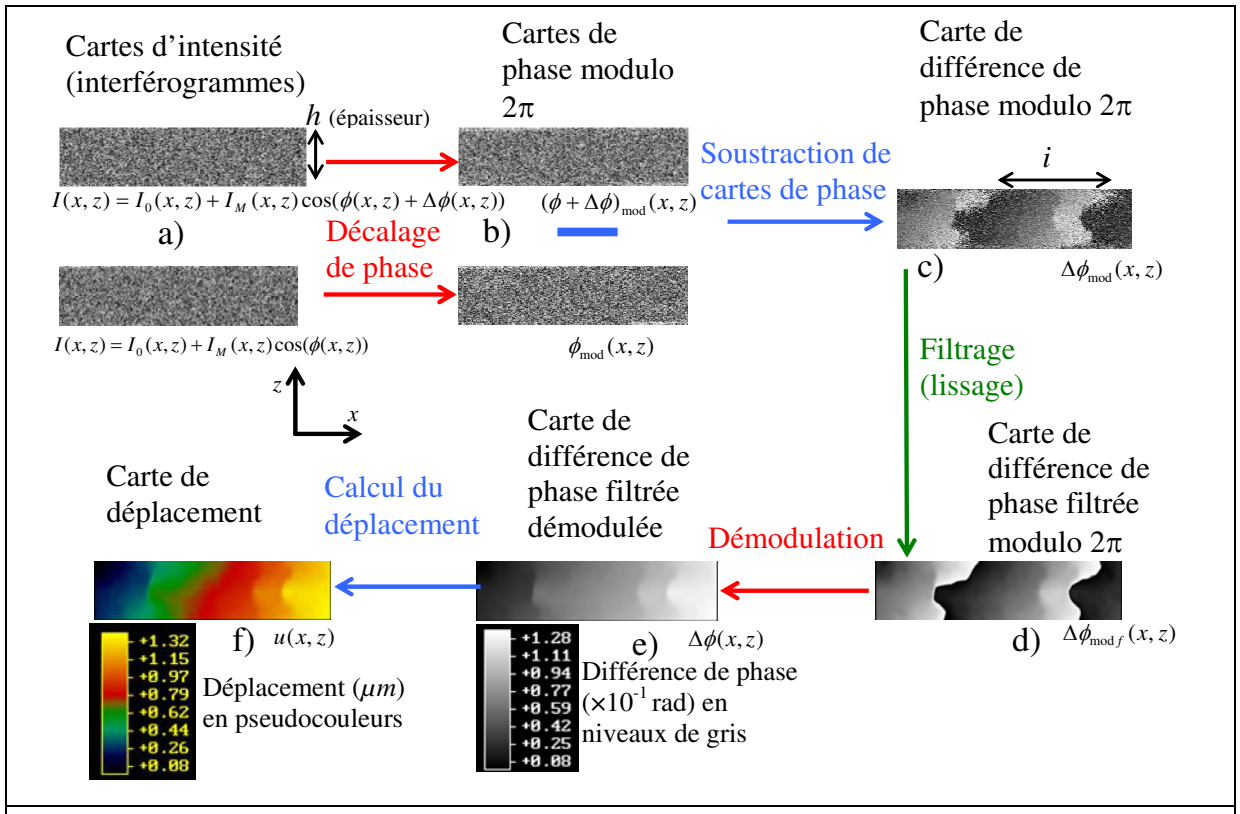

Figure 27. *Procédure pour obtenir une carte de déplacement.*

Les différentes images de la Figure 27 correspondent aux cartes suivantes :

- Figure 27a) : cartes d'intensité (interférogrammes) $I(x,z)$, enregistrées numériquement par la caméra avant et après le déplacement (Équation 29 et Équation 33),
- Figure 27b) : cartes de phase (modulo 2π) ϕ_{mod} et $(\phi+\Delta\phi)_{mod}$, obtenues à partir des deux images précédentes par décalage de phase,
- Figure 27c) : cartes de différence de phase (modulo 2π) $\Delta\phi_{mod}$, obtenue en soustrayant les deux images précédentes,
- Figure 27d) : cartes de différence de phase (modulo 2π) filtrée $\Delta\phi_{mod\,f}$, obtenue en lissant l'image précédente,

- Figure 27e) : cartes de différence de phase $\Delta\phi$, obtenue en démodulant l'image précédente,
- Figure 27f) : carte de déplacement $u(x,z)$, obtenue à l'aide de l'Équation 35 .

Pour la Figure 27f), le déplacement est représenté en pseudocoleurs. Dans les autres cas, les grandeurs considérées sont codées en niveaux de gris. Naturellement, en dérivant les cartes de déplacement, il est possible d'obtenir des cartes de déformations.

2.5.1.Décalage de phase

La technique du décalage de phase constitue la première étape du traitement automatisé des interférogrammes (voir Figure 27). Cette procédure permet **l'extraction du terme de phase** dans l'Équation 29 et dans l'Équation 33 :

$$I(x,z) = I_0(x,z) + I_M(x,z)\cos(\underbrace{\phi(x,z)}_{\text{Terme à extraire}}) \qquad \text{(Équation 29)}$$

$$I(x,z) = I_0(x,z) + I_M(x,z)\cos(\underbrace{\phi(x,z) + \Delta\phi(x,z)}_{\text{Terme à extraire}}) \qquad \text{(Équation 33)}$$

Dans le cadre de cette thèse, nous avons réalisé cette opération en utilisant la technique du décalage de phase temporel [REF 71, REF 74]. Pour chaque pixel de coordonnées (x,z) : I_0, I_M et ϕ sont inconnues. Trois équations sont donc nécessaires pour déterminer ϕ. Un décalage de phase est réalisé en plaçant un miroir solidaire à un support piézoélectrique sur le trajet du faisceau 1 (Figure 24). En imposant une tension fixée au quartz piézoélectrique, il est possible de commander la translation du miroir ; cela permet de modifier le chemin optique correspondant aux rayons de ce faisceau. On pourra alors imposer un déphasage δ_d qui vient s'ajouter à ϕ_1 et donc à ϕ (Équation 28). On enregistre alors M_d images d'intensité correspondant à M_d applications successives du déphasage. La nécessité d'obtenir au moins trois équations impose naturellement la condition $M_d \geq 3$. Pour différentes valeurs de M_d et δ_d, il existe de très nombreux algorithmes qui permettent d'obtenir la phase. Surrel a proposé une méthode très élégante pour construire un algorithme en fonction des performances

recherchées [REF 75]. Toutefois, nous ne détaillerons que l'algorithme utilisé dans cette thèse (5 frames algorithm) pour lequel $M_d = 5$ et $\delta_d = \frac{\pi}{2}$.

On enregistre 5 images de cartes d'intensité (interférogrammes) correspondant à :

$$I_1 = I_0(x,z) + I_M(x,z)\cos(\phi(x,z) + 0) = I_0(x,z) + I_M(x,z)\cos(\phi(x,z))$$

$$I_2 = I_0(x,z) + I_M(x,z)\cos(\phi(x,z) + \pi/2) = I_0(x,z) - I_M(x,z)\sin(\phi(x,z))$$

$$I_3 = I_0(x,z) + I_M(x,z)\cos(\phi(x,z) + \pi) = I_0(x,z) - I_M(x,z)\cos(\phi(x,z))$$

$$I_4 = I_0(x,z) + I_M(x,z)\cos(\phi(x,z) + 3\pi/2) = I_0(x,z) + I_M(x,z)\sin(\phi(x,z))$$

$$I_5 = I_0(x,z) + I_M(x,z)\cos(\phi(x,z) + 2\pi) = I_0(x,y) + I_M(x,z)\cos(\phi(x,z))$$

On peut alors vérifier que :

$$\phi_{\text{mod}}(x,z) = \tan^{-1}\left(\frac{2(I_4 - I_2)}{I_5 + I_1 - 2I_3}\right) \qquad \text{Équation 36}$$

et

$$I_M(x,z) = \sqrt{4(I_4 - I_2)^2 + (I_5 + I_1 - 2I_3)^2} \qquad \text{Équation 37}$$

La phase $\phi_{\text{mod}}(x,z)$ (carte de la Figure 27b)) est obtenue **modulo 2π** puisque $\tan^{-1}$ correspond en fait à une fonction arctangente dite à « quatre quadrants » dont le résultat est compris dans l'intervalle $]-\pi,\pi]$ [REF 71]. Dans la suite, nous affecterons l'indice $_{\text{mod}}$ aux quantités qui ne sont connues que modulo 2π. En procédant de façon similaire, on peut extraire le terme $(\phi + \Delta\phi)_{\text{mod}}$ à partir de l'Équation 33. Notons que la valeur de I_M n'est pas directement utilisée pour le calcul du déplacement. Cependant, à partir d'un calcul d'erreur portant sur l'Équation 36, on peut montrer que l'incertitude sur la mesure de ϕ_{mod} est inversement proportionnelle à I_M. La connaissance de I_M n'est donc pas inutile puisque elle peut permettre de privilégier les pixels qui contiennent le plus d'information lors de l'étape de filtrage (voir sous-paragraphe 2.6.1).

Il faut noter que **l'objet doit rester immobile pendant l'enregistrement des 5 interférogrammes**. Cela **exclut** donc la possibilité **de faire des mesures dynamiques**. Il existe d'autres algorithmes qui ne nécessitent que 4 voire même 3 images [REF 75]. Toutefois l'algorithme que nous avons utilisé possède certains avantages :

- réduction de l'erreur engendrée par les non-linéarités qui peuvent provenir de la réponse du photodétecteur ou de la saturation de certains pixels (suppression du premier harmonique) [REF 71],
- minimisation de l'erreur liée à mauvais calibrage du quartz piézoélectrique (si δ_d diffère légèrement de $\pi/2$) [REF 75].

2.5.2. Soustraction des cartes de phase

La soustraction des cartes de phase est la deuxième étape de la procédure qui permet l'obtention d'une carte de déplacement (Figure 27). Grâce à la technique du décalage de phase, les cartes correspondant à $(\phi+\Delta\phi)_{\mathrm{mod}}$ et ϕ_{mod} ont donc pu être obtenues. En soustrayant ces deux cartes, pixel par pixel, on obtient la carte de différence de phase (modulo 2π) $\Delta\phi_{\mathrm{mod}}$ (carte de la Figure 27c). Notons que $\Delta\phi_{\mathrm{mod}}$ ne correspond pas à une grandeur aléatoire : les **franges de même niveau de gris indiquent les contours d'isodéplacement**. Par ailleurs, deux franges consécutives correspondent à une valeur de la différence de phase démodulée $\Delta\phi$ qui a varié de 2π. La différence de déplacement entre deux franges est appelée interfrange *i.* Pour le montage en illuminations symétriques, à l'aide de l'Équation 35, on montre que :

$$i = \frac{\lambda}{2\sin\alpha} \qquad \text{Équation 38}$$

2.5.3.Lissage des images

Le lissage des cartes de phase est la troisième étape de la procédure qui permet l'obtention d'une carte de déplacement (Figure 27). De part de la nature même du speckle, les données

sont intrinsèquement bruitées (voir sous-paragraphe 2.6.1). En général, il faut donc « lisser » les cartes de différence de phase $\Delta\phi_{\mathrm{mod}}$ (Figure 27c). Dans notre cas, cela a été réalisé de la façon suivante :

1) Création de cartographies $\sin(\Delta\phi_{\mathrm{mod}})$ et $\cos(\Delta\phi_{\mathrm{mod}})$ afin d'assurer une continuité de l'information spatiale ; ce qui n'est pas le cas des cartes de différence phase qui sont obtenues modulo 2π .

2) Filtrage par convolution de chacune de ces cartographies par un noyau de $[n \times n]$ pixels (n=3, 5, 7, 9 ou 11 pixels) pour obtenir $\sin(\Delta\phi_{\mathrm{mod}})_{moyen}$ et $\cos(\Delta\phi_{\mathrm{mod}})_{moyen}$. Dans notre cas, il s'agit du simple calcul de la moyenne portant sur l'ensemble des pixels du noyau.

3) Régénération de la cartographie de la différence de phase en calculant : $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f} = \tan^{-1}\left(\dfrac{\sin(\Delta\phi_{\mathrm{mod}})_{moyen}}{\cos(\Delta\phi_{\mathrm{mod}})_{moyen}}\right)$ (carte de la Figure 27d)).

On peut montrer qu'après le lissage, **l'écart type du bruit est divisé par la taille** n **du noyau** [REF 76]. En notant $S_{\Delta\phi_{\mathrm{mod}}}$ et $S_{\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}}$ les écarts types du bruit portant respectivement sur la différence de phase avant et après lissage, on peut donc écrire:

$$S_{\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}} = \frac{S_{\Delta\phi_{\mathrm{mod}}}}{n} \qquad \text{Équation 39}$$

La réduction du bruit apparaît visuellement en comparant la carte de différence de phase originale (Figure 27c)) avec la carte de différence de phase lissée (Figure 27d), $n = 11$ pixels).

Au lieu d'employer le mot « lissage », on préférera parfois utiliser le terme de « filtrage » car, dans l'espace des fréquences spatiales, le lissage des images est équivalent à l'application d'un filtre passe-bas [REF 77]. Le bruit, qui correspond à de hautes fréquences spatiales, est alors atténué. La contrepartie de la suppression des fréquences élevées consiste en l'impossibilité de rendre compte des variations brusques du signal.

Le filtrage des images contribue donc à diminuer le bruit. Il en résulte alors une **amélioration de la résolution de la mesure du déplacement**. Cependant, cette opération engendre également une **dégradation de la résolution spatiale**. Après le filtrage, en supposant que la

taille des grains de speckle est du même ordre de grandeur que les dimensions des pixels, la **résolution spatiale devient égale à la taille du noyau de filtrage**. La mesure du déplacement est donc « moyennée » sur une région plus importante. Notons qu'il existe d'autres types de noyaux de filtrage, par exemple des noyaux de filtrage gaussien. Dans ce cas, le poids attribué à chaque pixel décroît dès lors qu'on s'éloigne du point considéré [REF 78]. Signalons également qu'une technique de filtrage plus sophistiquée consiste à « pondérer » le calcul de la moyenne en tenant compte de la « qualité » du pixel. Cela revient à accorder un poids plus important aux pixels pour lesquels on a enregistré des valeurs élevées pour I_M (voir Équation 37) [REF 70].

Dans la procédure mise en œuvre pour obtenir la carte de déplacement (Figure 27), toutes les grandeurs obtenues en aval de $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$ ont également été affectées par le filtrage. Cependant, afin de ne pas alourdir les notations, nous omettrons d'ajouter l'indice $_f$ dans les expressions de ces grandeurs.

2.5.4. Démodulation

La démodulation est la quatrième étape de la procédure qui permet l'obtention d'une carte de déplacement (Figure 27) [REF 71, REF 75]. Le but de cette opération est de **lever l'indétermination sur $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$ qui n'est connue que modulo 2π**. Il s'agit donc d'obtenir la différence de phase $\Delta\phi$, nombre réel qui peut prendre une valeur quelconque. Nous illustrerons le principe de la démodulation à partir d'une mesure réalisée sur la tranche d'un stratifié fibres de carbone/ époxyde de configuration de $[0_2/90_2]_s$ dont le pli central est fissuré (Figure 28).

L'éprouvette est sollicitée en traction. On applique un incrément de contrainte compris entre $\sigma_x^{STRA} = 64{,}6\ MPa$ et $\sigma_x^{STRA} = 82{,}9\ MPa$ soit $\Delta\sigma_x^{STRA} = 82{,}9 - 64{,}6 = 18{,}3\ MPa$. Le vecteur sensibilité est selon x (Figure 26, $\alpha = 50°$). Un noyau de filtrage de $[11\times11]$ pixels a été utilisé.

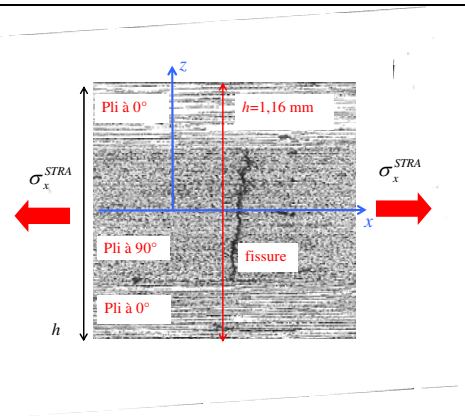

Figure 28. *Stratifié* $[0_2/90_2]_s$ *en traction uniaxiale.*

La Figure 29a) représente une carte correspondant à la différence de phase modulo 2π filtrée $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$. La Figure 29b) correspond au profil de $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$ sur le plan moyen (au milieu de la tranche, z=0). On notera que la présence d'une fissure se traduit par un saut de $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$ d'une valeur correspondant à 2,99 radian. Sur la Figure 29 b), des « décrochages » de la différence de phase correspondant aux discontinuités de $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$ entre π et $-\pi$ sont clairement visibles. Sur la Figure 29 a), il s'agit de passages « brusque » de la couleur blanche ($\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}=\pi$) à la couleur noire ($\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}=-\pi$). L'existence de ces décrochages de la différence de phase provient du fait que $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$ n'est connue que modulo 2π. Lorsque la grandeur recherchée, la différence de phase démodulée $\Delta\phi$, franchit un multiple impair de π, une valeur de 2π est « subitement » retranchée à $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$. Ainsi $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$ « retombe » dans l'intervalle $]-\pi,\pi]$. Pour retrouver $\Delta\phi$ à partir de $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$, il faut donc détecter les décrochages de la différence de phase, puis ajouter[10] 2π. En réalisant cette opération, on a obtenu le profil de $\Delta\phi$ sur le plan moyen (Figure 29c). On notera que ce profil rend naturellement compte du saut de la différence de phase engendrée par la fissure. Sur cet exemple, la différence de phase a été démodulée en suivant l'axe x. On peut effectuer cette opération selon n'importe quelle

[10] En cas de déplacement décroissant, il faut évidemment retrancher 2π lorsque le « décrochage » est de $-\pi$ vers π.

courbe prise sur la surface. Une technique simple pour obtenir $\Delta\phi$ consiste donc à démoduler les images ligne par ligne ou colonne par colonne [REF 71].

On insiste sur le fait les discontinuités de $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$ qui proviennent du fait que cette quantité n'est connue que modulo 2π sont appelées dans ce mémoire : « **décrochages** » de la différence de phase. Ces décrochages existent même dans une carte de différence de phase obtenue sur une surface qui ne présente aucune fissure. Arbitrairement on a choisi d'utiliser le terme « **saut** » pour décrire les variations brusques correspondant aux fissures : par exemple saut de la différence de phase ou saut de déplacement. Après la démodulation les décrochages sont éliminés.

La Figure 30 montre comment les profils précédents sont modifiés quand un saut et un décrochage de la différence de phase sont partiellement confondus. Cela peut arriver au cours des mesures.

La carte de différence de phase représentée sur la Figure 30 a) a été obtenue en ajoutant numériquement 1,97 radian (modulo 2π) à la carte de différence de phase de la Figure 29 a). Ainsi, on a fait artificiellement coïncider les positions de la fissure et d'un décrochage de la différence de phase (Figure 30 b)). Sur le profil correspondant à la différence de phase non démodulée $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$, la fissure peut se décomposer en trois éléments distincts : tout d'abord, à partir de la lèvre inférieure de la fissure (point A), on peut observer une augmentation brusque de $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$ d'une valeur de 0,981 radian. On remarquera ensuite que le décrochage de la différence de phase n'a pas la valeur attendue de 2π, mais vaut 5,23 radian. Cela est dû au fait qu'un saut de $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$, attribuable à la fissure, est venue se superposer à ce décrochage. Sur le bas de la Figure 30 b), on peut observer une augmentation brusque de $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$ d'une valeur de 0,959 rad qui s'arrête au point B, point qui correspond à la lèvre supérieure de la fissure. Finalement, le saut de $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$ est parfaitement mesurable. Il vaut : $0{,}981 + (2\pi - 5{,}23) + 0{,}959 = 2{,}99\,rad$. On retrouve donc la même valeur que celle correspondant à la Figure 29b). Ces deux cartes (Figure 29a) et Figure 30 a)) correspondent donc à la même différence de phase démodulée : la Figure 29c) et la Figure 30c) sont identiques.

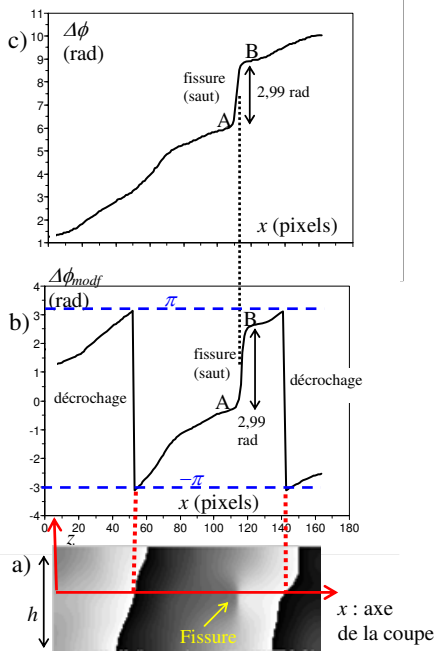

Figure 29. Figure 29a) : *carte de la différence de phase $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$, Figure 29b) : profil sur le plan moyen, Figure 29c) : profil démodulé ($\Delta\phi$).*

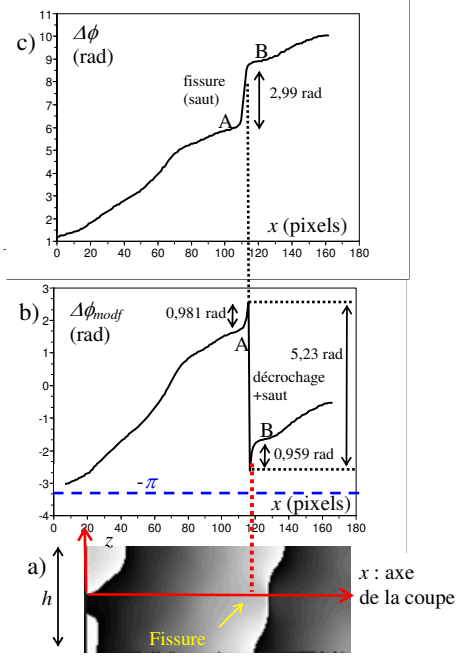

Figure 30. *Figure 30a) : Figure 29a)+1,97 rad, Figure 30b) : profil sur le plan moyen, Figure 30c) : profil démodulé ($\Delta\phi$).*

Toutefois, nous verrons dans le chapitre suivant qu'il existe une limite supérieure au saut de la différence de phase induit par une fissure à partir de laquelle la détection des décrochages devient impossible (voir sous-paragraphe 3.4.5). Il n'est alors plus envisageable de réaliser aussi simplement la démodulation des cartes de différence de phase.

2.5.5.Obtention de la carte de déplacement

A partir des cartes de différence de phase démodulées, l'obtention de la carte de déplacement est la dernière étape de la procédure de traitement automatisé des interférogramme (Figure 27).

Pour chaque pixel, **la composante du déplacement le long du vecteur sensibilité $\underline{S}$ est obtenue en divisant $\Delta\phi$ par $\|\underline{S}\|$** (Équation 21). Dans le cas particulier où on utilise le montage en illuminations symétriques (Figure 26), l'Équation 35 permet d'obtenir la

composante du déplacement selon x : $u(x,z) = \dfrac{\lambda \Delta\phi}{4\pi \sin\alpha}$. Par exemple, à partir de la carte de différence de phase de la Figure 29a), on obtient la carte de déplacement de la Figure 31. Le profil de la Figure 32 est tracé sur le plan moyen : le saut de déplacement correspondant à la fissure est parfaitement visible. La valeur de ce saut de déplacement (0,197 µm) peut être retrouvée à partir du saut de la différence de phase (2,99 rad) mesurable sur la Figure 29c) ($\alpha = 50°$ et $\lambda = 0{,}633 \mu m$).

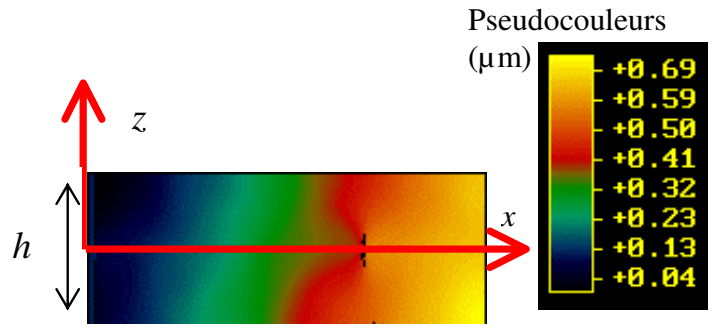

Figure 31. *Carte du déplacement* $u(x,z)$.

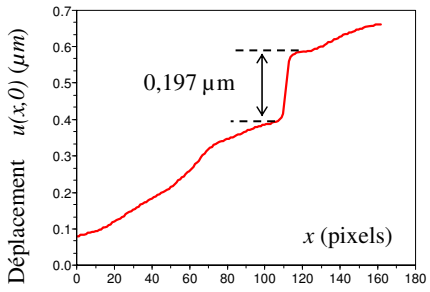

Figure 32. *Profil du déplacement.*

2.6. Limitations de l'interférométrie de speckle

2.6.1. Limitation fondamentale : la décorrélation

Le phénomène de décorrélation est à l'origine d'une partie du bruit qui altère la mesure de la différence de phase $\Delta\phi$. Ce bruit augmente avec l'amplitude du déplacement, il impose donc une **limite supérieure au déplacement mesurable**. La décorrélation est une source de bruit qui est spécifique à l'interférométrie de speckle.

Le phénomène de décorrélation est dû à une modification des figures de speckle enregistrées par la caméra entre l'état initial et l'état final [REF 68, REF 62]. Plus précisément, après l'application du déplacement, la lumière qui vient interférer sur la surface d'un pixel ne provient pas exactement de la même région de l'objet. Le phénomène de décorrélation a plusieurs origines :

- la décorrélation dans le plan image : les figures de speckle subissent le même déplacement que les points de la surface étudiée alors que les pixels du capteur CCD sont fixes,
- la décorrélation dans le plan de la pupille : lorsque l'objet est soumis à une rotation selon un axe perpendiculaire à l'axe optique, les rayons lumineux diffusés par la surface subissent une rotation identique : ce ne sont plus exactement les mêmes rayons qui pénètrent dans la pupille d'entrée de la caméra.

Pour les expériences conduites dans le cadre de cette thèse, les éprouvettes sont sollicitées en traction uniaxiale : une rotation de ces éprouvettes résulterait donc d'un défaut de mise en charge. Nous pouvons donc considérer que la décorrélation dans le plan image est prépondérante. Signalons enfin un troisième type de décorrélation qui apparaît lorsque la surface étudiée subit une modification de sa microstructure, par exemple lors de l'apparition de la plasticité pour un alliage métallique. L'application d'un revêtement sur la surface peut permettre de résoudre ce problème [REF 79].
Le phénomène de décorrélation dans le plan image est gouverné par le rapport entre le déplacement et la taille d'un pixel sur l'objet. Dans notre cas, un pixel représente environ $20\,\mu m$ sur la surface étudiée. Expérimentalement, nous avons vérifié que le déplacement maximal mesurable valait environ 4 μm. En pratique, du fait de la présence de fissures, ce sont plutôt les problèmes de démodulation des images qui ont limité les incréments de chargement pour lesquels les mesures restaient possibles (voir paragraphe 3.4.5). Notons qu'on peut compenser le déplacement dû au mouvement de solide indéformable en effectuant numériquement des translations ou des rotations des images correspondant à des nombres entiers de pixels.

2.6.2. Quelques difficultés expérimentales

L'évaluation du déplacement à partir de la différence de phase nécessite de connaître précisément les directions d'illumination afin de déterminer le vecteur sensibilité (voir sous-paragraphe 2.5.5). En pratique, il est très difficile d'avoir des faisceaux parfaitement parallèles ; le vecteur sensibilité varie donc légèrement sur l'ensemble de la surface étudiée.

Pour des illuminations qui ne sont pas parfaitement symétriques la Figure 26 doit être remplacée par la Figure 25. En utilisant l'Équation 21 et l'Équation 34, on voit qu'il faut alors remplacer l'Équation 35 par :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi(\sin\alpha_1 + \sin\alpha_2)}{\lambda} u(x,z) + \frac{2\pi(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2)}{\lambda} v(x,z) \qquad \text{Équation 40}$$

Si le champ de déplacement hors plan v (selon y) est supposé nul ou uniforme, il est parfois possible d'effectuer une correction en chaque point [REF 80]. Cependant, un mauvais contrôle des directions d'illuminations ne provoque pas une simple erreur systématique, par définition corrigeable. Le problème principal vient du fait que le vecteur sensibilité n'a pas exactement la direction qui était celle souhaitée par l'expérimentateur (x). La différence de phase $\Delta\phi$ peut alors dépendre d'une autre composante du déplacement ($v(x,z)$) que celle dont on désire faire la mesure ($u(x,z)$). Cela peut avoir des conséquences très gênantes puisque de nombreux dispositifs de mise en charge, notamment les machines de traction, sont susceptibles de provoquer des mouvements parasites de solide indéformable : par exemple, des microrotations autour d'un axe situé dans le plan de la surface étudiée. Ces microrotations créent un champ de déplacement hors plan non uniforme $v(x,z)$. Ce champ de déplacement parasite, par définition inconnu, engendre donc une erreur non rectifiable sur la différence de phase. La mesure du déplacement selon x est alors affectée. Notons qu'Albrecht et al. ont réalisé une étude complète des erreurs qui proviennent d'une mauvaise évaluation des composantes du vecteur sensibilité [REF 81].

En conclusion, on peut retenir que, si le phénomène de décorrélation constitue une limitation fondamentale de l'interférométrie de speckle, en pratique, une mise en charge imparfaite peut également être très problématique [REF 50].

2.7. Conclusion du chapitre 2

Il n'existe pas une valeur intangible qui indiquerait la résolution de la mesure en déplacement pour une expérience réalisée par interférométrie de speckle. La grandeur « brute », à partir de laquelle le déplacement est obtenu, est la différence de phase. Le bruit qui porte sur cette

quantité dépend des conditions expérimentales : vibrations, niveau de décorrélation etc. De plus, du fait du filtrage, la résolution de la différence de phase dépend également de la résolution spatiale (voir Équation 39). Par ailleurs, la détermination du déplacement fait intervenir la longueur d'onde et les angles caractérisant les directions d'illumination (Équation 35). Ces grandeurs sont susceptibles de changer pour chaque montage expérimental. Même la définition de la résolution en déplacement peut être problématique : faut-il retenir S_u, $2S_u$ ou $3S_u$ (S_u : écart type du bruit qui porte sur la mesure du déplacement) ? Cependant, de façon extrêmement approximative, on peut considérer que, dans les conditions expérimentales courantes, la résolution de la mesure par interférométrie de speckle a un ordre de grandeur supérieur à $0{,}001\,\mu m$ et inférieur à $0{,}1\,\mu m$. Certains auteurs citent une valeur purement indicative de $0{,}01\,\mu m$ [REF 70]. Nous verrons dans les chapitres 3 et 4 que cet ordre de grandeur correspond à la résolution avec laquelle nous avons pu réaliser la mesure du déplacement relatif des lèvres des fissures. Après lissage, la résolution spatiale est égale la taille que représente le noyau de filtrage sur l'objet. A titre d'illustration, dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé des noyaux dont la taille est comprise entre 3 et 11 pixels. Par ailleurs, les dimensions d'un pixel sur l'objet sont de l'ordre de $20\,\mu m$. En utilisant un noyau de filtrage de 5 pixels, il est donc possible de réaliser 10 mesures de déplacement indépendantes le long d'un pli dont l'épaisseur vaut 1 *mm*.

Notons qu'il est possible de **renouveler à l'envi l'état initial** à partir duquel le déplacement est mesuré. Pour les nivaux de chargement élevé, cela permet de faire des mesures relatives correspondant à de faibles incréments de l'effort. La précision des mesures est indépendante de l'effort global, il est alors envisageable de réaliser une **détection fine des phénomènes de seuil**.

Enfin, rappelons qu'en modifiant les directions d'illumination, on peut obtenir un **vecteur sensibilité selon une direction quelconque** : il est alors possible d'obtenir **une mesure séparée** de l'**ouverture** et du **glissement** des lèvres des fissures.

Nous pensons donc que l'interférométrie de speckle peut permettre de répondre aux exigences énoncées dans le sous-paragraphe 2.3.1.

3. Etude du potentiel de l'interférométrie de speckle pour la caractérisation des stratifiés endommagés

L'objectif principal de ce chapitre est de réaliser une évaluation expérimentale du potentiel de l'interférométrie de speckle pour caractériser les formes d'endommagement qui sont susceptibles de se développer dans les matériaux composites stratifiés. Plus particulièrement, il s'agit de fournir des données qui pourront être utiles pour étudier et modéliser les modifications des propriétés élastiques des stratifiés avec l'endommagement. Comme cela a déjà été mentionné dans le premier chapitre, la réduction des constantes élastiques apparentes est directement liée aux valeurs de l'ouverture et du glissement des lèvres des fissures. Une attention particulière a donc été portée à l'analyse de la dépendance de ces deux paramètres avec le chargement appliqué.

3.1.Conditions expérimentales

Toutes les mesures de champ de déplacement ont été réalisées dans les locaux de l'EEIGM (Ecole Européenne d'Ingénieur en Génie des Matériaux) à Nancy. Les éprouvettes ont été fabriquées par les membres de l'équipe du Professeur Varna au sein de l'Université Technologique de Luleå (Division of Polymer Engineering, Luleå University of Technology).

3.1.1.Description des éprouvettes

Cette étude préparatoire a été essentiellement réalisée avec des stratifiés verre/époxyde de configuration $[0/55_4/-55_4]_s$ (Figure 33 et Figure 34). Ces éprouvettes ont été fabriquées à partir de couches préimprégnées en utilisant la technique de moulage au sac [REF 2]. Les propriétés mécaniques d'un pli non endommagé sont indiquées dans le Tableau 3.

L'endommagement initial a été créé en soumettant le stratifié à un effort de traction pour lequel la valeur maximale de la contrainte appliquée valait : $\sigma_x^{STRA} = 140 MPa$. La vitesse de cet essai était de 3 $mm.min^{-1}$.

La mesure du champ de déplacement n'a pas véritablement d'intérêt pour étudier l'évolution de la densité de fissures : une simple inspection visuelle suffit. Le niveau de l'effort de l'essai de traction initial a donc été choisi pour que la densité de fissures soit proche du régime de saturation.

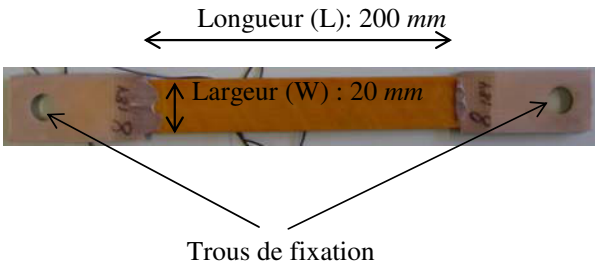

Figure 33. *Photographie d'une éprouvette.*

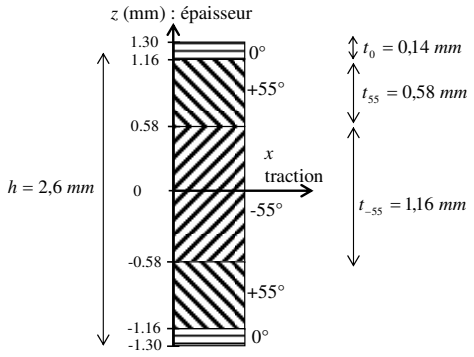

Figure 34. *Représentation schématique des plis pour la configuration* $[0/55_4/-55_4]_s$.

E_1	E_2	ν_{12}	G_{12}
44,7 *GPa*	12,7 *GPa*	0,297	5,8 *GPa*

Tableau 3. *Propriétés du matériau (verre/époxyde).*

En réalisant une inspection minutieuse d'une zone caractéristique de l'endommagement, on peut distinguer (Figure 35) :

- une fissure principale correspondant au mode d'endommagement initial dans le pli central (-55°),
- une fissure secondaire dans chaque pli adjacent (+55°),
- une petite zone délaminée entre les pointes de la fissure principale et des fissures secondaires.

Par ailleurs, on rappelle que le phénomène de délaminage apparaît plus facilement si l'angle entre le pli fissuré et les plis adjacents est éloigné de 90° [REF 5]. Pour ces éprouvettes

verre/époxyde de configuration $[0/55_4/-55_4]_s$, plusieurs modes d'endommagement sont donc potentiellement observables. C'est la raison du choix de ce stratifié pour cette étude préparatoire.

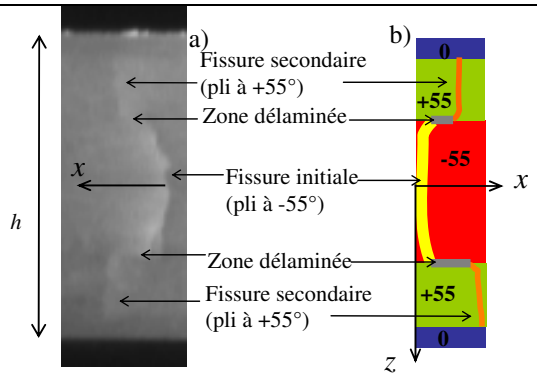

Figure 35. *Géométrie des fissures, Figure 35a) : photographie d'une zone caractéristique, Figure 35b) : représentation schématique de la forme des fissures.*

3.1.2.Dispositif expérimental

La Figure 36 et la Figure 37 correspondent respectivement à une photographie et à la représentation schématique du dispositif expérimental. La mesure du champ de déplacement est réalisée sur la tranche des éprouvettes (voir Figure 8). Pour l'application de la mise en charge, après de nombreux essais, nous avons renoncé à utiliser des mors « auto-serrant ». Il semble que le glissement de l'éprouvette à l'intérieur de ces mors engendre trop de déplacement parasite. L'effort de traction est donc appliqué en insérant deux barres en acier dans deux trous de fixation situés aux extrémités de l'éprouvette (Figure 33). Ces deux barres sont solidaires de chacun des mors de la machine de traction.

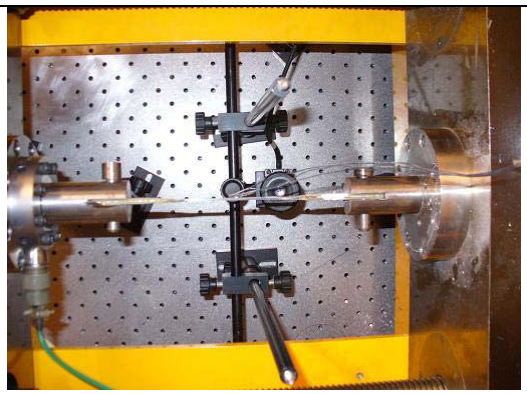

Figure 36. *Photographie du dispositif expérimental.*

Initialement, nous avons utilisé un montage optique en illuminations symétriques (Figure 38) : la mesure du déplacement est donc selon x, axe de la traction. L'angle α, défini également sur la Figure 26, vaut 31,0°. Les composants optiques, ainsi que le logiciel de traitement automatisé des interférogrammes, ont été fournis par la société Holo3® qui est domiciliée à Saint-Louis dans le département du Haut-Rhin.

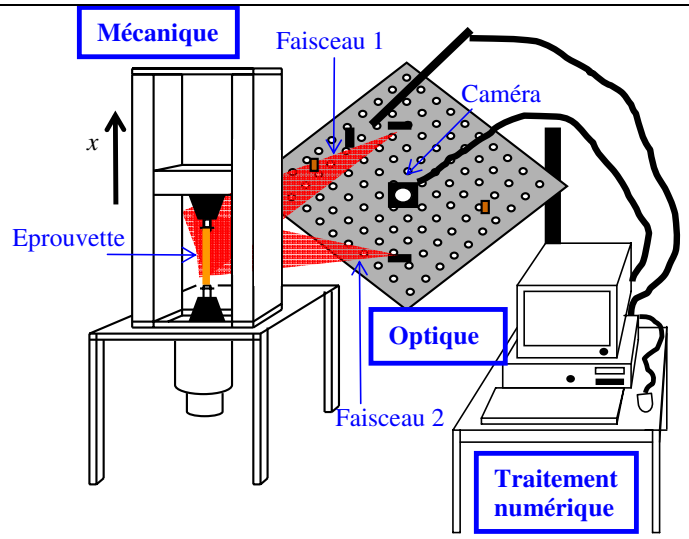

Figure 37. *Schéma du dispositif expérimental (NB exceptionnellement l'axe x est vertical).*

La Figure 39 indique les paramètres géométriques du dispositif expérimental : des miroirs concaves rendent le faisceau laser légèrement divergent afin que toute la zone d'étude soit illuminée.

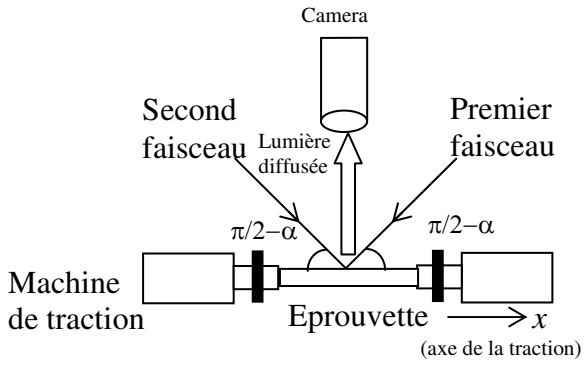

Figure 38. *Illuminations de l'éprouvette.*

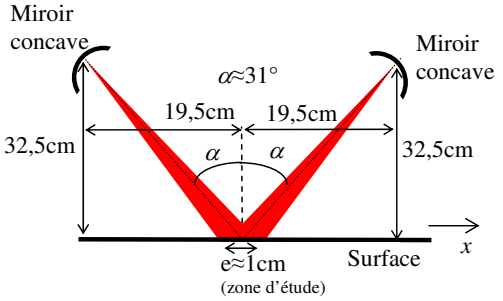

Figure 39. *Paramètres géométriques du montage.*

Pour réaliser ces mesures, nous avons dû adapter le montage optique à la machine de traction. Le banc optique a donc été fixé sur un mur porteur. Afin de réduire les différences de marche engendrées par d'éventuels déplacements parasites, nous avons également solidarisé le banc optique et la machine de traction. Par ailleurs, compte tenu de l'épaisseur totale de la tranche de l'éprouvette (*h=2,6 mm*), il a fallu travailler avec un champ de mesure réduit : nous avons utilisé un doubleur de focale et des bagues qui permettent d'augmenter la distance entre le capteur CCD et l'objectif de la caméra.

3.1.3.Zone d'étude

Nous avons choisi un champ de mesure dans lequel trois fissures sont visibles (Figure 40).

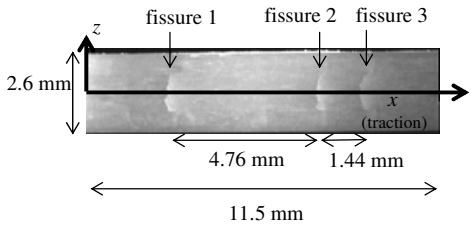

Figure 40. *Zone d'étude.*

Comme cela a déjà été évoqué (sous-paragraphe 1.4.2 et [REF 44]), on considère que deux fissures situées dans un même pli interagissent si la distance qui les sépare est inférieure au double de l'épaisseur du pli endommagé. Pour le stratifié considéré, l'épaisseur du pli central vaut : $1,16\ mm$. La distance entre la fissure 1 et la fissure la plus proche, à gauche du champ de mesure, vaut : $3,6\ mm$. De même, la distance entre la fissure 3 et la fissure la plus proche, à droite du champ de mesure, vaut : $3,8\ mm$. En conséquence, les fissures du champ de mesure n'interagissent pas avec celles qui sont situées à l'extérieur. Compte tenu de la distance entre les fissures 1 et 2, on peut considérer que la fissure 1 est parfaitement isolée. En revanche, les fissures 2 et 3 sont suffisamment proches pour qu'on puisse les considérer comme légèrement en interaction ; ce qui pourrait contribuer à réduire l'ouverture et le glissement de leurs lèvres.

Pour améliorer la réflectivité de la surface, un revêtement blanc a été appliqué sur la tranche des éprouvettes. Ce revêtement est pulvérisé à l'aide d'un spray : cette opération est donc quasi-immédiate. Le champ de mesure a une taille de 11,5 *mm*. L'échantillonnage spatial est

réalisé avec un capteur CCD qui comprend $[512 \times 512]$ pixels : la taille d'un pixel est donc de $22{,}4\ \mu m$ sur l'objet.

3.2.Visualisation du déplacement

3.2.1.Analyse du champ de déplacement

La Figure 41 montre un exemple de carte de déplacement obtenue sur la tranche d'une éprouvette.

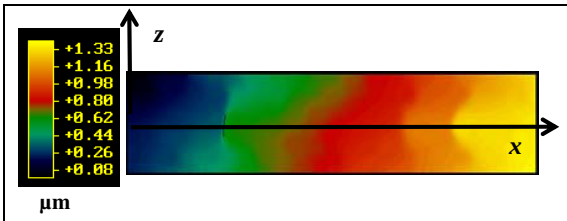

Figure 41. *Carte de déplacement u(x,z),* $\sigma_x^{STRA} \in [17{,}70 \quad 19{,}35] MPa$.

A partir de cette carte, on peut tracer le profil du déplacement pour n'importe quelle position prise le long de l'épaisseur, par exemple pour $z = 0$, soit sur le plan moyen (Figure 42). On peut alors observer des « **sauts de déplacement** » qui « **coïncident** » parfaitement avec les **positions des fissures**.

Naturellement, le filtrage, effectué avec un noyau de $[11 \times 11]$ pixels, contribue à lisser l'allure du profil : sur cet exemple, les « sauts de déplacement » ne correspondent pas à des discontinuités franches, mais plutôt à des augmentations brusques de la pente de la courbe.

La pente du profil, en d'autres termes la déformation, a une valeur presque nulle dans les régions qui précèdent ou qui suivent les sauts de déplacements (points A_i). Compte tenu de la condition limite de bord libre qui s'applique aux surfaces des fissures ($\sigma_2 = \sigma_{12} = 0$), seule σ_2 n'est pas nulle. On peut donc penser que la contribution de σ_z à la déformation en surface de fissure est faible. Ces régions de pente presque nulle permettent de localiser approximativement le début et la fin du saut de déplacement : il est alors possible de déterminer le déplacement relatif des lèvres des fissures.

Le point où la déformation est maximale est normalement situé au milieu de la zone comprise entre deux fissures. Cependant, sur le profil, il est difficile de détecter un maximum de la pente du déplacement à cet endroit. En effet, entre deux fissures, il existe une région dans laquelle la déformation et la contrainte sont quasi-constantes (voir Figure 12 pour un stratifié à plis croisés).

Par ailleurs, on peut observer que la pente du déplacement entre les fissures 2 et 3 est bien plus faible que celle entre les fissures 1 et 2. Il s'agit d'une indication évidente d'un effet d'interaction entre les fissures 2 et 3 : la condition limite de bord libre en surface de chaque fissure impose une contrainte presque nulle entre deux fissures très proches. La diminution de la contrainte entre deux fissures en interaction a pour effet de contribuer à réduire le déplacement relatif des lèvres. On observe en effet que les sauts de déplacement mesurés pour les fissures 2 et 3 sont plus faibles que celui correspondant à la fissure 1. Toutefois, dans ce cas précis, la différence paraît relativement importante, on peut également envisager qu'un autre mode d'endommagement s'est développé dans la région de la fissure 1.

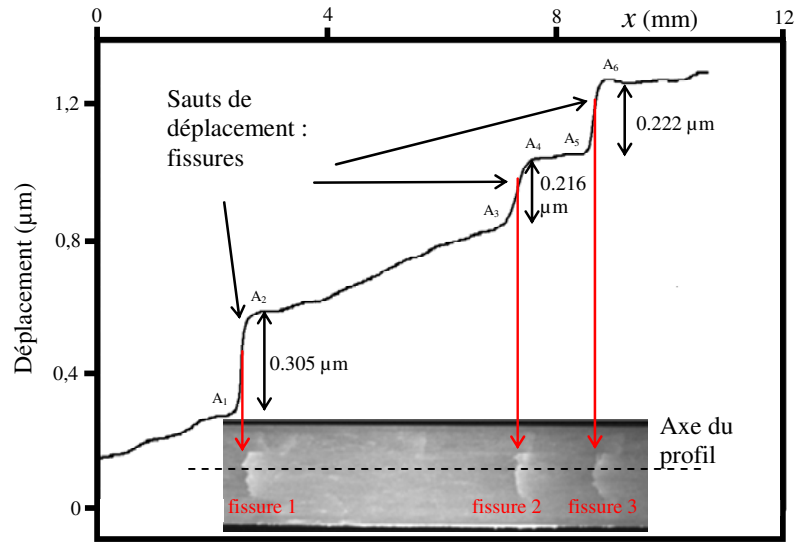

Figure 42. *Profil du déplacement sur le plan moyen u(x,z=0) obtenu à partir de la Figure 41.*

Pour illustrer l'influence du lissage des images, nous avons superposé les profils correspondant à deux noyaux de filtrage différents : $[3\times3]$ pixels et $[11\times11]$ pixels (Figure 43).

Par ailleurs, pour étudier l'effet du revêtement réfléchissant, des mesures ont également été réalisées sur la surface vierge des éprouvettes. Les résultats sont analogues : mêmes profils et mêmes sauts de déplacement. Toutefois, les mesures sont considérablement plus bruitées.

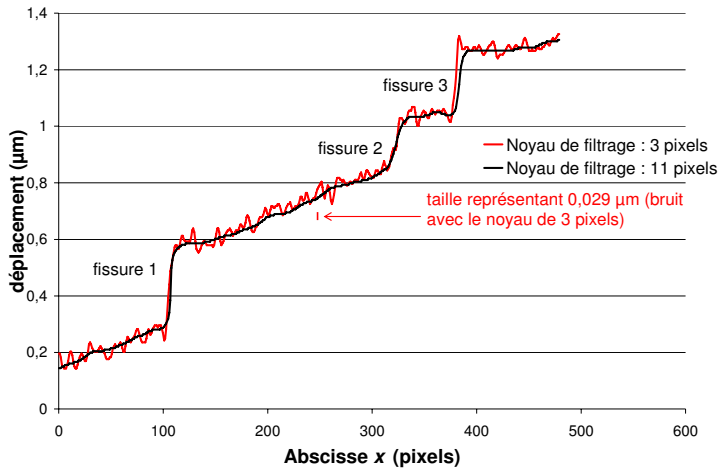

Figure 43. *Influence du filtrage : profils du déplacement sur le plan moyen pour des noyaux de filtrage de 3 et 11 pixels.*

3.2.2.Expression du déplacement relatif des lèvres

Dans ce sous-paragraphe, nous allons indiquer le lien entre, d'une part, les sauts de déplacements mesurés, et d'autre part, l'ouverture (*COD*) et le glissement (*CSD*) des lèvres des fissures.

On peut décomposer le déplacement relatif des lèvres $\underline{DRL}$ sur la base $(\underline{u_x}, \underline{u_y}, \underline{u_z})$ associée au repère (x, y, z) (voir Figure 9) :

$$\underline{DRL} = \left(\frac{COD}{\sin|\theta|} + CSD\cos|\theta| \right) \underline{u_x} + CSD\sin|\theta|\underline{u_y} \qquad \text{Équation 41}$$

Dans le cas considéré dans ce chapitre, $|\theta| = 55°$. Par ailleurs, rappelons que la mesure est selon x : les sauts de déplacement correspondent donc à DRL_x, composante de $\underline{DRL}$ selon cette direction. D'après l'Équation 41 :

$$DRL_x = \frac{COD}{\sin|\theta|} + CSD\cos|\theta| \qquad \text{Équation 42}$$

3.2.3.Profils du déplacements dans les différents plis

La Figure 44 montre les profils du déplacement pour différentes valeurs de z prises le long de l'épaisseur de l'éprouvette.

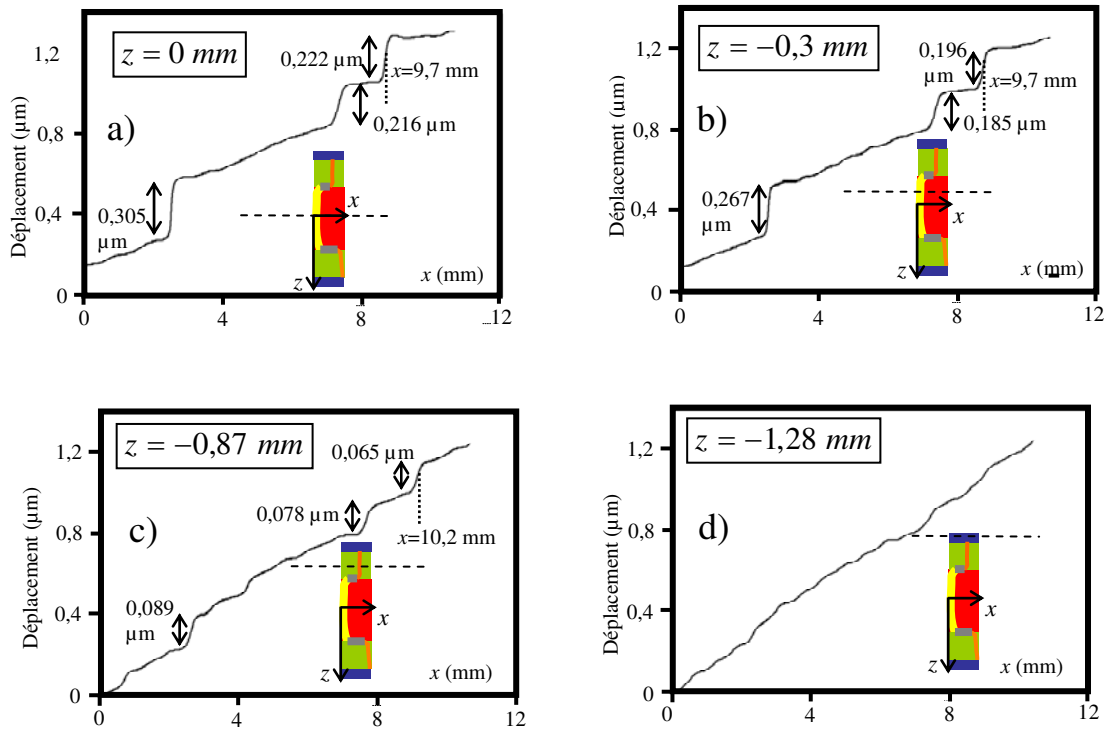

Figure 44. *Figure 44a) : profil sur le plan moyen, Figure 44b) : profil dans le pli à -55^0, Figure 44c) : profil dans le pli à $+55^0$, Figure 44d) : profil dans le pli à 0^0.*

Pour un noyau de filtrage de 11 pixels, la résolution spatiale (voir sous-paragraphe 2.2.1) vaut : $11\,\text{pixels} \times 22{,}4\,\mu m = 0{,}24\,mm$; soit environ 20 fois le diamètre d'une fibre. La mesure du déplacement en un point n'incorpore donc aucune information qui aurait été prélevée à une distance selon x ou z qui serait supérieure à 0,12 mm du point considéré. Les positions des différents profils de la Figure 44 ont été choisies en tenant compte de la résolution spatiale : dans chaque cas, **les pixels utilisés pour le calcul du déplacement sont tous situés dans le même pli**. Le profil de la Figure 44a) est tracé sur le plan moyen ($z = 0$). Le profil de la Figure 44b) est également situé dans le pli central ($z = -0{,}3\,mm$). Dans le second cas, la mesure est obtenue dans une région qui est plus proche des pointes des fissures : les valeurs des sauts de déplacement sont logiquement plus faibles. La Figure 44c) montre le profil du déplacement au milieu du pli à $+55°$ ($z = -0{,}87\,mm$) : des sauts de déplacement, assez peu marqués, sont visibles. Ces sauts de déplacement traduisent la présence des fissures secondaires.

On peut également remarquer que la position des fissures n'est pas exactement la même dans le pli central et dans les plis adjacents : par exemple, dans la région de la fissure 3, la position du saut de déplacement est située à $x = 10{,}2\,mm$ sur la Figure 44c) ; alors que dans le pli central, la fissure 3 est visible pour $x = 9{,}7\,mm$ (voir Figure 44a) ou Figure 44b)). Cette observation est en accord avec la forme des fissures représentée sur la Figure 35) : une petite zone, a priori délaminée, sépare la fissure principale et les fissures secondaires.

La Figure 44d) correspond au profil du déplacement dans le pli à 0° ($z = -1{,}28\,mm$). L'allure de ce profil est presque lisse : ce pli ne contient aucune fissure. Cependant, on peut détecter de très légers changements de la pente du déplacement. Nous avons peut être mis en évidence les zones de concentrations de contraintes engendrées par les fissures présentes dans le pli voisin. Il faut cependant être prudent : le noyau de filtrage va jusqu'à l'interface entre le pli à 0° et le pli à +55°. Par ailleurs, rappelons que la répartition des grains de speckle est aléatoire. De plus, la taille des grains est très légèrement supérieure à celle d'un pixel ($S_T^{image} = 1{,}2\ p_x$) : il est donc également possible qu'une très faible quantité d'information provenant du pli à +55° ait pu être incorporée dans la mesure. Toutefois, on peut obtenir le même profil après avoir lissé les cartes de différence de phase avec un noyau de filtrage de $[7 \times 7]$ pixels : la mesure

comporte plus de bruit, mais il est toujours possible de détecter de légers changements de la pente du déplacement dans le pli à 0°.[2]

Dans la zone d'étude, le déplacement total est approximativement le même dans les différents plis : il vaut environ 1,17 μm. Par ailleurs, ce déplacement total est mesuré sur la distance [11] : $\Delta x = 11{,}3\ mm$. La déformation appliquée vaut donc : $\varepsilon_x^{STRA} = \frac{1{,}17\,10^{-6}}{11{,}3\,10^{-3}} = 1{,}035\ 10^{-4}$. On peut alors estimer le module longitudinal apparent : $E_x = \frac{\Delta\sigma_x^{STRA}}{\varepsilon_x^{STRA}} = \frac{1{,}65\,MPa}{1{,}03510^{-4}} = 15{,}9\,GPa$. Il est logique de trouver une valeur inférieure à celle correspondant au stratifié non endommagé : $E_{x0} = 17{,}1\,GPa$.

Dans le pli central, en calculant la différence entre le déplacement total et la somme des sauts de déplacement, il est possible d'évaluer la portion du déplacement correspondant à la déformation du matériau : $1{,}17\,\mu m - 0{,}305\,\mu m - 0{,}216\,\mu m - 0{,}222\,\mu m \approx 0{,}43\,\mu m$ (Figure 44a)). Sur le plan moyen, la déformation moyenne dans le matériau du pli central vaut donc : $\frac{0{,}43\,\mu m}{11{,}3\,mm} \approx 0{,}38\,10^{-4}$. Cette valeur est environ trois fois plus faible que la déformation appliquée ε_x^{STRA}. En conséquence, pour une même déformation appliquée au stratifié, la contrainte moyenne dans le matériau d'un pli endommagé est plus faible que celle qui correspondrait à un stratifié sain : la contrainte appliquée supportée par le stratifié endommagé est donc réduite. Rappelons que c'est la raison physique qui est à l'origine de la dégradation des constantes élastiques apparentes (sous-paragraphe 1.2.3).

[11] Une petite partie du champ de mesure est tronquée lors du processus de traitement des interférogrammes.

3.3.Etude du déplacement relatif des lèvres avec le chargement appliqué

3.3.1.Comparaison avec le modèle de la « fissure idéale »

Les paramètres du u_{2m}^{nor} et u_{1m}^{nor} (sous-paragraphe 1.4.2) sont respectivement proportionnels à COD_m^{nor} et CSD_m^{nor} (ouverture et glissement moyen des fissures, normalisés par rapport à σ_x^{STRA}). Le facteur de proportionnalité est obtenu à l'aide de la théorie classique des stratifiés : en déterminant les contraintes à l'infini σ_{20} et σ_{120} en fonction de σ_x^{STRA} . On peut donc confronter nos résultats expérimentaux avec le modèle de la « fissure idéale ».

On rappelle l'Équation 16 : $u_{2m}^{nor} = A + B\left(\frac{E_2}{E_{x'}^S}\right)^c$

$E_{x'}^s$ est le module d'élasticité des plis adjacents ($+55°$) dans la direction perpendiculaire aux fibres du pli endommagé ($-55°$). En appliquant la théorie classique des stratifiés, on trouve : $E_{x'}^S = 28{,}6\ MPa$. Dans les Équations 17, on prendra $t_{90} = t_{-55}$ et $t_s = t_{55}$. En remarquant que $t_{90} = 2t_s$, on arrive immédiatement à : $A = 0{,}52 \qquad c = 0{,}6718$

En utilisant l'Équation 16, on obtient alors : $u_{2m}^{nor} = 0{,}698$. Toujours en appliquant la théorie classique des stratifiés, on établit que si la contrainte appliquée vaut $\sigma_x^{STRA} = 1\ MPa$, alors $\sigma_{20} = 0{,}435\ MPa$. A partir de l'Équation 15, on peut obtenir la valeur de l'ouverture moyenne pour une contrainte appliquée de $1\ MPa$: $COD_m = 2\,u_{2m}^{nor}\,\frac{t_{-55}\sigma_{20}}{E_2} = 0{,}0555\ \mu m$, soit en normalisant par rapport à la contrainte appliquée : $COD_m^{nor} = 0{,}0555\ \mu m MPa^{-1}$.

De façon identique, mais en utilisant l'Équation 18 et les Équations 19, on peut déterminer CSD_m^{nor} : glissement moyen des lèvres pour une valeur de $1\ MPa$ de la contrainte appliquée.

Avec $G_{x'y'} = 6{,}16\ MPa$, $A = 0{,}3$, $B = 0{,}12$, $c = 0{,}82$ et $\sigma_{120} = 0{,}416 MPa$, on arrive à : $u_{1m}^{nor} = 0{,}406$ et finalement à : $CSD_m^{nor} = 0{,}0675 \mu m MPa^{-1}$.

D'après l'Équation 42, la valeur du déplacement moyen des lèvres, normalisée par rapport à la contrainte appliquée σ_x^{STRA} vaut alors :

$$DRL_{xm}^{mor} = \frac{0{,}00555}{\sin 55} + 0{,}0675 \times \cos 55 = 0{,}106\,\mu m MPa^{-1} \qquad \text{Équation 43}$$

Pour réaliser une comparaison avec nos mesures, il faut préalablement estimer la valeur expérimentale du déplacement relatif **moyen** des lèvres. On considère généralement que l'ouverture des fissures a une forme elliptique. Cette hypothèse peut être vérifiée à partir de modélisations conduites par la méthode des éléments finis [REF 38]. Dans ce cas la dépendance du déplacement relatif des lèvres le long de l'épaisseur $DRL_x(z)$ peut être décrite à l'aide de l'équation réduite d'une ellipse :

$$\left(\frac{DRL_x(z)}{DRL_x(0)}\right)^2 + \left(\frac{z}{a}\right)^2 = 1 \qquad \text{Équation 44}$$

$DRL_x(0)$ est le déplacement relatif des lèvres sur le plan moyen ($z = 0$) et a est le demi grand axe de l'ellipse. a est donc égale à la demi épaisseur du pli endommagé : $a = \frac{t_{-55}}{2}$.

Pour $z = 0{,}3\,mm$, on montre facilement que dans le cas d'un profil elliptique : $\frac{DRL_x(0.3)}{DRL_x(0)} = 0{,}856$.

Du point de vue expérimental, en reprenant les valeurs indiquées sur la Figure 44a) et la Figure 44b), on obtient :

- $\frac{DRL_x(0.3)}{DRL_x(0)} = 0{,}875$ (fissure 1),
- $\frac{DRL_x(0.3)}{DRL_x(0)} = 0{,}856$ (fissure 2),
- $\frac{DRL_x(0.3)}{DRL_x(0)} = 0{,}882$ (fissure 3).

Cet accord paraît acceptable. Cela conforte l'hypothèse d'un profil elliptique. Il est alors facile de calculer la valeur moyenne du déplacement relatif des lèvres : $DRL_{xm} = \frac{1}{a}\int_0^a DRL_x(z)dz$. En utilisant l'Équation 44, on obtient : $DRL_{xm} = \frac{\pi}{4} DRL_x(0)$.

Finalement, en reprenant les valeurs de la Figure 44a) et en normalisant par rapport à l'incrément de contrainte ($\Delta\sigma_x^{STRA}$), on aboutit à :

- $DRL_{xm}^{nor} = 0{,}103 \mu m MPa^{-1}$ pour la fissure 2 (écart relatif 2,8%),
- $DRL_{xm}^{nor} = 0{,}106 \mu m MPa^{-1}$ pour la fissure 3 (écart relatif <1%).

Ces valeurs sont en excellent accord avec le modèle de la « fissure idéale » (Équation 43). Toutefois, en prenant d'autres mesures, par exemple celles qui correspondent aux premiers points de la Figure 45 (voir sous-paragraphe suivant), on obtient :

- $DRL_{xm}^{nor} = 0{,}119 \mu m MPa^{-1}$ pour la fissure 2 (écart relatif 12,2%),
- $DRL_{xm}^{nor} = 0{,}113 \mu m MPa^{-1}$ pour la fissure 3 (écart relatif 6,6%).

L'accord reste correct, mais les écarts relatifs paraissent plus raisonnables si on tient compte, d'une part, de la résolution de la mesure (sous-paragraphe 3.4.1), et, d'autre part, de la simplicité du modèle de la « fissure idéale ». Par ailleurs, ces résultats doivent être analysés en sachant que les fissures présentes dans un même pli peuvent avoir des aspects très variés. Dans le cas de stratifiés à plis croisés, des mesures ont déjà été réalisées par microscopie optique. Pour un même chargement, les valeurs de l'ouverture des fissures pouvaient varier entre 6 μm et 12 μm [REF 60,]. On ne peut donc pas affirmer que les fissures 2 et 3 correspondent à un cas « moyen » qui serait parfaitement représentatif. Par exemple, pour la fissure 1, on a $DRL_{xm}^{nor} = 0{,}145 \mu m MPa^{-1}$, ce qui correspond à un écart de 37% avec le modèle de la « fissure idéale ». Comme cela a déjà été évoqué, cet écart pourrait être dû à la présence d'un autre mode d'endommagement au niveau de cette fissure, comme du délaminage qui se serait développé dans la direction de la profondeur. Par ailleurs, le modèle de la « fissure idéale » est valable pour une fissure isolée. Dans le cas des fissures 2 et 3, on peut estimer que

les effets d'interaction, bien que minimes, ne sont pas négligeables. On peut également noter que l'influence des fissures présentes dans les pli à $+55°$ n'est pas prise en compte dans le modèle de la « fissure idéale », pas plus que la présence d'une petite zone délaminée à l'interface entre le pli à -55° et les plis adjacents.

Signalons que d'autres tests ont été conduits sur des éprouvettes carbone/époxyde $[0_2/90_2]_s$. Pour six fissures analysées, on trouve des écarts de : 4%, 4,4%, 11,7%, 13%, 15%, 26% et 48% avec le modèle de la « fissure idéale ».

Pour conclure, nous retiendrons que, pour certaines fissures, nos résultats expérimentaux semblent en accord avec le modèle de la « fissure idéale ». D'après l'Équation 43, le glissement des lèvres des fissures représente 36% de la part du saut de déplacement. On peut considérer qu'il s'agit d'un élément qui indiquerait de façon indirecte que le glissement des lèvres des fissures pourrait ne pas être négligeable pour le stratifié considéré. Cependant, le modèle de la « fissure idéale » ne tient pas compte de certaines formes d'endommagement additionnel pourtant visibles sur la Figure 35 : délaminage et fissures secondaires. On peut donc considérer que ce modèle sous-estime l'ouverture des lèvres des fissures. Pour conclure définitivement, il apparaît nécessaire d'obtenir une mesure séparée de l'ouverture et du glissement des lèvres. Cela a été réalisé dans le paragraphe 3.5 en intervenant sur les directions d'illuminations de l'éprouvette.

3.3.2.Mesures pour un effort croissant

Dans le but d'analyser la dépendance du déplacement relatif des lèvres avec le chargement appliqué, nous avons réalisé des acquisitions régulières de cartes de déplacement au cours d'un essai de traction monotone. Sur la Figure 45, l'axe des ordonnées correspond à la valeur du déplacement relatif des lèvres sur le plan moyen, normalisée par rapport à l'incrément de contrainte appliquée : $DRL_x^{nor} = \dfrac{DRL_x(z=0)}{\Delta\sigma_x^{STRA}}$. En abscisse, on a représenté la contrainte totale appliquée σ_x^{STRA}.

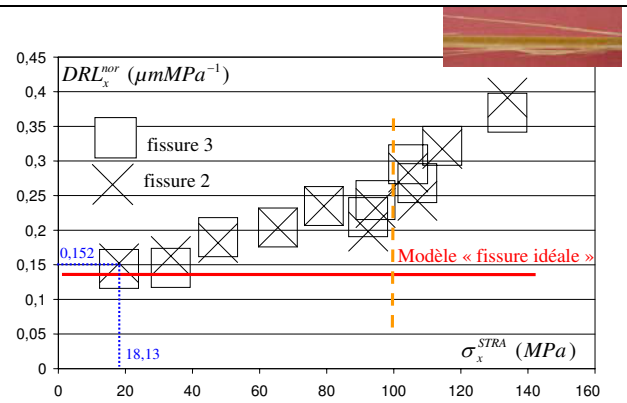

Figure 45. *Evolution de* DRL_x^{nor} *avec la contrainte totale appliquée.*

A titre d'exemple, nous indiquons le détail du calcul pour le premier point de la fissure 2 : la contrainte appliquée σ_x^{STRA} a varié entre 17,52 MPa et 18,74 MPa ; soit un incrément de contrainte : $\Delta\sigma_x^{STRA} = 1{,}22\,MPa$. Pour cet incrément de contrainte, la mesure de la valeur du déplacement relatif des lèvres vaut : $DRL_x = 0{,}186\mu m$. On en déduit la valeur de DRL_x^{nor} : $DRL_x^{nor} = \dfrac{0{,}186}{1{,}22} = 0{,}152\,\mu m MPa^{-1}$; pour une contrainte appliquée moyenne égale à : $\dfrac{18{,}74 + 17{,}52}{2} = 18{,}13 MPa.$

Dans le cadre d'un modèle élastique linéaire, DRL_x^{nor} devrait être indépendant du niveau du chargement appliqué. Pour les faibles valeurs de l'effort, cette hypothèse est grossièrement vérifiée (Figure 45). De plus, pour cette partie de la courbe, les valeurs de DRL_x^{nor} sont en accord correct avec le modèle de la « fissure idéale ». En revanche, pour des valeurs plus élevées de l'effort de traction, on observe une augmentation importante de DRL_x^{nor} ; particulièrement pour un niveau de contrainte supérieur à $100MPa$. On peut donc supposer qu'une nouvelle forme d'endommagement se développe durant l'essai. Une expansion des zones délaminées, à l'interface entre le pli central et les plis adjacents, est l'explication la plus probable. Notons que l'apparition éventuelle de nouveaux modes d'endommagement n'est pas en contradiction avec le fait que l'éprouvette avait déjà été soumise à un effort correspondant à une contrainte appliquée de $140MPa$. Lors du chargement initial, la vitesse de l'essai de traction était relativement élevée : $3mm\,\mathrm{min}^{-1}$. En revanche, lors de l'essai pendant lequel les

mesures du déplacement relatif des lèvres ont été effectuées, l'effort de traction a été imposé en respectant des « paliers » de plusieurs secondes durant lesquels on a pu faire l'acquisition des cartes de phase. L'endommagement a donc pu se développer au cours de cet essai de « fatigue basse fréquence ».

Toutefois, une autre hypothèse est possible pour interpréter l'augmentation de DRL_x^{nor}. On peut considérer que le modèle linéaire n'est pas forcément applicable dans les zones de concentration de contraintes situées près des fissures. Dans ce cas, une partie de l'augmentation de DRL_x^{nor} pourrait ne pas correspondre pas à une propagation irréversible de l'endommagement.

Par ailleurs, il faut insister sur le fait que l'observation est réalisée sur la tranche de l'éprouvette : l'état de contrainte très complexe qui résulte de l'interaction entre ce bord libre et les fissures dans les plis à $-55°$ et $+55°$ peut conduire à un phénomène de délaminage localisé. En d'autres termes, il n'est pas évident de savoir si l'augmentation de DRL_x^{nor} est représentative de l'ensemble du stratifié ou si le phénomène de délaminage est limité à la région de la surface de la tranche.

La ruine finale de l'éprouvette est intervenue par rupture des fibres dans les plis à $0°$ pour une contrainte appliquée de $141MPa$ (voir photographie en haut à droite de la Figure 45). On peut raisonnablement estimer que l'endommagement était alors très sévère. Malheureusement, la mesure de la rigidité de l'éprouvette n'a pas été réalisée pendant l'essai. Cela aurait permis d'avoir une mesure indirecte de l'endommagement global.

3.4.Analyse des mesures

3.4.1.Résolution de la mesure

Le but de ce sous-paragraphe est d'obtenir des éléments permettant de caractériser approximativement l'incertitude de nos mesures. Deux expériences distinctes ont été réalisées : la première expérience est destinée à évaluer la dispersion et la résolution des mesures de saut de déplacement. La seconde expérience a pour objectif d'obtenir une

estimation du bruit de mesure. Ces deux expériences ont été réalisées pour de très faibles niveaux du chargement : le comportement du stratifié est alors supposé élastique linéaire.

Expérience 1

Pour évaluer la reproductibilité de nos expériences, nous avons réalisé 15 mesures de saut de déplacement pour un même incrément de chargement. Le Tableau 4 montre les résultats obtenus en utilisant un noyau de filtrage de $[11\times11]$ pixels. Pour les trois fissures, l'écart type moyen des mesures vaut : $S_{DRLx}^{11\ pixels} = 0{,}008\ \mu m$.

	Fissure 1	Fissure 2	Fissure 3
Valeurs moyennes (µm)	0,303	0,202	0,223
Ecarts types (µm)	0,0054	0,011	0,0073

Tableau 4. *Statistiques pour 15 mesures, noyau de filtrage :* $[11\times11]$ *pixels ,*

$\sigma_x^{STRA} \in [17{,}70 \quad 19{,}35] MPa$.

Signalons que les mesures ont été obtenues au cours d'un même essai : l'éprouvette n'est pas retirée de la machine de traction et le champ de speckle n'est pas modifié. A nos yeux, cela n'est pas restrictif puisqu'il est possible de réaliser les mesures et de créer l'endommagement dans le stratifié au cours d'un même essai de traction (par exemple Figure 45).

Pour estimer l'influence du filtrage, les mêmes mesures ont été effectuées avec un noyau de $[5\times5]$ pixels (Tableau 5).

Le Tableau 4 et le Tableau 5 ont été obtenus à partir des mêmes cartes de différence de phases avant filtrage. Pour le Tableau 5, l'écart type moyen des mesures vaut : $S_{DRLx}^{5\ pixels} = 0{,}011\ \mu m$.

La différence entre les écarts types moyen obtenus pour ces deux noyaux de filtrage est plus faible que celle prévue par Équation 39 : l'expérimentateur effectue en effet un lissage visuel du profil dans la direction *x* (Figure 46). Finalement, les résultats dépendent assez peu de la taille du noyau de filtrage.

	Fissure 1	Fissure 2	Fissure 3

Valeur moyennes (µm)	0,303	0,198	0,222
Ecarts types (µm)	0,0083	0,013	0,012

Tableau 5. *Statistiques pour 15 mesures , noyau de filtrage :* $[5\times5]$ *pixels ,*

$\sigma_x^{STRA} \in [17{,}70 \quad 19{,}35] MPa$.

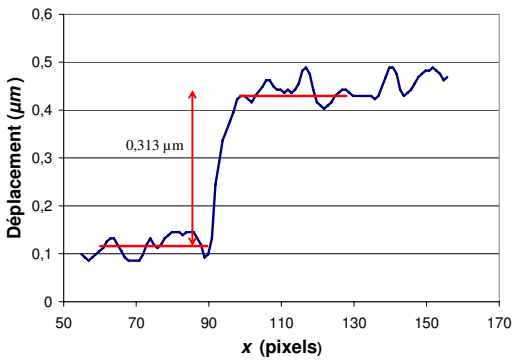

Figure 46. *Lissage visuel des images pour un noyau de 3 pixels.*

Expérience 2

Pour caractériser strictement le bruit de mesure, nous avons essayé d'estimer une valeur de l'écart type du bruit $S_{\Delta\phi \mathrm{mod}}$ qui porte sur la mesure de la différence de phase. Nous avons donc calculé la différence entre, d'une part $\Delta\phi_{\mathrm{mod}}$, carte de différence de phase obtenue avant filtrage, et, d'autre part $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f11}$, carte de différence de phase obtenue pour un filtrage correspondant à noyau de $[11\times11]$ pixels. Cette mesure a été réalisée dans le pli central, loin de l'interface entre les plis, loin des fissures et loin des décrochages de phase. Dans cette zone, le déplacement varie faiblement et, en négligeant d'éventuels micro-défauts en surface de l'éprouvette, on admettra que le champ de déplacement obtenu après un filtrage de $[11\times11]$ pixels rend correctement compte du déplacement réel. On trouve une valeur de $0{,}9$ *rad* pour l'écart type de la différence : $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f11} - \Delta\phi_{\mathrm{mod}}$. En négligeant le bruit portant sur $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f11}$, on peut considérer que cette valeur correspond à $S_{\Delta\phi \mathrm{mod}}$: écart type du bruit qui affecte la mesure

de la différence de phase avant filtrage. A l'aide de l'Équation 35 et de l'Équation 39, on peut alors donner une estimation de l'écart type du bruit portant sur le déplacement :

$$S_u^{n\ pixels} = \frac{1}{n}\frac{\lambda S_{\Delta\phi \bmod}}{4\pi \sin\alpha} \qquad \text{Équation 45}$$

Pour $n = 3 pixels$, on trouve $S_u^{3\ pixels} = 0{,}029\ \mu m$, pour $n = 5 pixels$, $S_u^{5\ pixels} = 0{,}017\ \mu m$ et pour $n = 11 pixels$, $S_u^{11\ pixels} = 0{,}008\ \mu m$. Sur le profil obtenu avec un noyau de 3 pixels (Figure 43), on a représenté un segment dont la taille correspond à $S_u^{3\ pixels} = 0{,}029\ \mu m$. La taille de ce segment est en accord avec l'ordre de grandeur des variations aléatoires du profil. Pour le noyau de filtrage de 11 pixels, on peut alors évaluer l'écart type de la mesure du déplacement relatif des lèvres : $\sqrt{2} \times 0{,}008 \approx 0{,}011\ \mu m$. Le terme $\sqrt{2}$ provient du fait que la mesure correspond à la différence du déplacement entre les deux lèvres. Notons que ce calcul néglige le lissage visuel réalisé par l'expérimentateur.

Ces expériences suggèrent que la résolution de la mesure du déplacement relatif des lèvres vaut environ 0,01 µm. A notre connaissance, dans le cadre de l'étude de la réduction des propriétés élastiques des stratifiés endommagés, seule la microscopie optique avait été utilisée pour mesurer l'ouverture de lèvres de fissures [REF 60]. En analysant la dispersion des valeurs expérimentales présentées dans l'article correspondant, on peut estimer que l'ordre de grandeur de la résolution des mesures valait alors approximativement 1 μm.

3.4.2.Illuminations de la surface

L'objectif de ce sous-paragraphe est d'évaluer les erreurs qui proviennent d'une mauvaise estimation des angles d'illumination. D'après la Figure 39, l'angle α ne vaut rigoureusement $31{,}0°$ qu'au centre de la zone d'étude. Aux extrémités de cette zone, cet angle a des valeurs différentes pour chaque faisceau : $\alpha_1 = 30{,}3°$ et $\alpha_2 = 31{,}6°$. On note $\Delta\phi_L$ la soustraction des différences de phase entre les deux lèvres d'une fissure. C'est la grandeur à partir de laquelle la valeur d'un saut de déplacement est obtenue. En utilisant l'Équation 40, l'Équation 41 et

l'Équation 42, on peut exprimer $\Delta\phi_L$ en fonction des composantes du déplacement relatif des lèvres. Pour une fissure qui serait au bord de la zone d'étude :

$$\Delta\phi_L = \frac{2\pi(\sin\alpha_1 + \sin\alpha_2)}{\lambda} DRL_x + \frac{2\pi(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2)}{\lambda} CSD \sin|\theta| \qquad \text{Équation 46}$$

La valeur effectivement mesurée DRL_x^{mes} provient de l'Équation 35 :

$$\Delta\phi_L = \frac{4\pi\sin\alpha}{\lambda} DRL_x^{mes} \qquad \text{Équation 47}$$

A partir de l'Équation 46 et de l'Équation 47, on peut exprimer DRL_x^{mes} en fonction d'une part de : DRL_x et CSD et, d'autre part des paramètres connus : α_1, α_2 et $|\theta| = 55°$. DRL_x et CSD peuvent être estimés à partir du modèle de la « fissure idéale ». On montre alors que les valeurs de DRL_x^{mes} et de DRL_x diffèrent de 0,6% pour une fissure située au bord de la zone d'étude. Au centre du champ de mesure, l'erreur est plus faible.

Par ailleurs, on peut signaler qu'un déplacement hors plan provoqué par une rotation parasite de l'éprouvette n'a pas d'influence sur la mesure de DRL_x. En effet, le champ de déplacement correspondant à une rotation est continu : l'erreur est donc négligeable puisque les deux lèvres sont infiniment proches.

3.4.3. Résolution spatiale

Comme cela a été vu dans le sous-paragraphe 2.2.1, les mesures du déplacement ne sont pas parfaitement ponctuelles puisqu'on calcule une moyenne qui porte sur tous les pixels du noyau de filtrage. L'objectif de cette partie est donc d'évaluer l'erreur sur la mesure du déplacement relatif des lèvres qui résulte de cette opération. Nous considérerons que la mesure correspond en fait à une moyenne calculée sur n pixels le long de la fissure (Figure 47). Rappelons que n est la taille du noyau de filtrage. Nous ferons également l'hypothèse que le profil du déplacement relatif des lèvres est elliptique.

La grandeur effectivement mesurée correspond alors à :

$$DRL_x^{mes}(z) = \frac{1}{n}\int_{z-n/2}^{z+n/2} DRL_x(z)dz \qquad \text{Équation 48}$$

En utilisant l'équation réduite d'une ellipse (Équation 44), on obtient : $DRL_x(z) = DRL_x(0)\sqrt{1-\left(\frac{z}{a}\right)^2}$. L'Équation 48 devient alors :

$$DRL_x^{mes} = \frac{DRL_x(0)}{n}\int_{z-n/2}^{z+n/2}\sqrt{1-\left(\frac{z}{a}\right)^2}\,dz \qquad \text{Équation 49}$$

a est le demi grand axe de l'ellipse, soit la demi épaisseur du pli endommagé. A l'aide du changement de variable $z = a\sin\tau$, on peut calculer cette intégrale :

$$DRL_x^{mes} = \frac{aDRL_x(0)}{2n}\left(k_2 - k_1 + \frac{\sin(2k_2)-\sin(2k_1)}{2}\right) \qquad \text{Équation 50}$$

Avec : $k_2 = Arc\sin(\frac{z+n/2}{a})$ et $k_1 = Arc\sin(\frac{z-n/2}{a})$

Il est alors possible d'évaluer l'erreur relative engendrée par le filtrage $Err^{fil}(z)$:

$$Err^{fil}(z) = \left|\frac{DRL_x(z) - DRL_x^{mes}(z)}{DRL_x(z)}\right| \qquad \text{Équation 51}$$

Pour un noyau de filtrage de [11×11] pixels (n=11), la Figure 48 représente le profil de l'erreur relative Err^{fil} le long de l'épaisseur du pli central. Logiquement, l'influence du filtrage est faible loin des pointes des fissures. En effet, au centre du pli, le profil du déplacement relatif des lèvres est presque horizontal (Figure 47). Pour les mesures correspondant à $z = 0$ (Figure 44a)), l'erreur relative vaut environ 0,7%. Pour z=0,3 *mm* (Figure 44b)), cette erreur relative devient égale à 1,3%. Il est intéressant de noter que, même pour un filtrage relativement « fort », les valeurs du déplacement relatif des lèvres sont assez peu affectées. Nous avons donc considéré qu'il n'était pas nécessaire d'effectuer de corrections à nos mesures.

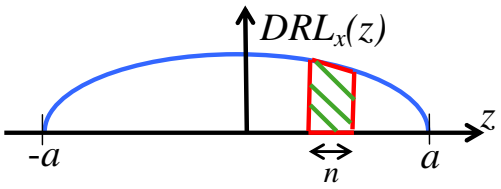

Figure 47. *Influence du filtrage sur la mesure.*

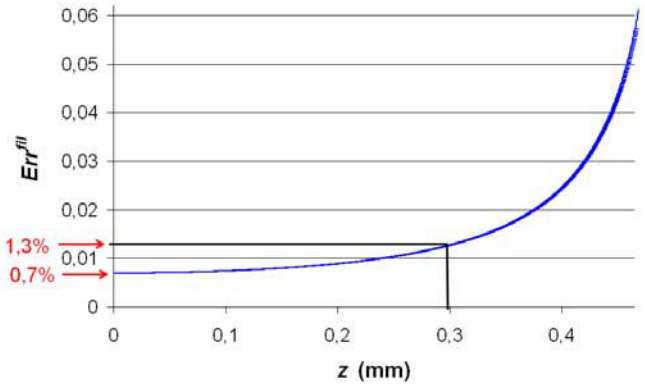

Figure 48. *Profil de l'erreur relative* $Err^{fil}(z)$ *le long de l'épaisseur du pli à* $-55°$.

3.4.4.Mesure selon l'épaisseur

La seconde composante du déplacement dans le plan de la surface de la tranche du stratifié est $w(x,z)$, composante selon la direction de l'épaisseur (z). La dimension longitudinale (L=11,5 *mm*) du champ de mesure (Figure 40) est grande devant sa dimension transversale ($h = 2{,}6$ *mm*). En conséquence, pour une éprouvette sollicitée en traction selon x, en tenant compte de l'effet de Poisson, on montre que le déplacement selon z est plus petit que le déplacement selon x dans une proportion supérieure à un ordre de grandeur. Comme le déplacement selon x est limité à quelque micromètres par le phénomène de décorrélation, il n'est pas envisageable de réaliser la mesure du déplacement selon z. Par ailleurs, il faudrait avoir un vecteur sensibilité qui soit parfaitement selon la direction voulue. En effet, si la composante du vecteur sensibilité selon x n'est pas nulle, cela peut engendrer des erreurs importante sur la mesure de $w(x,z)$. A notre sens, la mesure selon z n'est pas indispensable puisqu'il n' y a a priori pas de déplacement relatif des lèvres des fissures dans cette direction pour une sollicitation en membrane.

3.4.5. Discontinuités du champ de déplacement : conséquences pour la démodulation

Dans le cas où le saut de déplacement est sensiblement supérieur à la moitié de l'interfrange *i* (voir Équation 38), nous avons observé **des aberrations dans la carte de la différence de phase** filtrée avant démodulation $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$. Ces incohérences sont visibles sur la Figure 49 qui a été obtenue avec les mêmes conditions expérimentales que la Figure 29a) ; seul l'incrément de contrainte appliquée est plus élevé. Rappelons qu'entre deux franges, le déplacement diffère de *i*, cela correspond à un changement de la différence de phase démodulée $\Delta\phi$ de 2π. Sur une carte de différence de phase non démodulée, les décrochages de différence phase de 2π correspondent aux lignes pour lesquelles on observe des transitions « brusques » de la couleur blanche à la couleur noire. Sur la Figure 49, ces lignes s'arrêtent brutalement aux points 1 et 2. Il est alors impossible d'utiliser une procédure simple pour démoduler l'image puisque le résultat dépendra du trajet suivi : entre les points P et Q (Figure 49), on obtiendra un résultat qui différera de 2π selon qu'on suive le chemin A ou le chemin B. En effet, contrairement au chemin A, le chemin B traverse un décrochage de la différence de phase. Une valeur de 2π sera donc ajoutée à la différence de phase démodulée $\Delta\phi$. Cette ambiguïté est aberrante puisque $\Delta\phi$ est proportionnelle au déplacement dont la valeur est évidemment unique.

Ce phénomène est bien connu des spécialistes du traitement automatisé des interférogrammes : le problème est fondamentalement lié à un mauvais échantillonnage spatial du champ de déplacement [REF 71]. En effet, d'après le critère de Nyquist, la fréquence spatiale des franges est limitée à la moitié de la fréquence d'échantillonnage (fréquence de Nyquist). Pour réaliser un échantillonnage correct, il faut donc au moins deux pixels par frange [REF 77]. En conséquence, avant le lissage de l'image, si la différence de phase varie d'une quantité supérieure à π entre deux pixels consécutifs, cette condition n'est pas respectée et les fréquences supérieures à la fréquence de Nyquist sont remplacées par des fréquences plus basses (phénomène d'aliasing) [REF 78] : une altération de la figure de franges en résulte. Dans le cas de la Figure 49, la zone « corrompue » se situe à proximité de la fissure, le décrochage de la différence de phase n'apparaît plus entre les points 1 et 2. Le

trajet correct pour démoduler la différence de phase entre les points P et Q est donc le chemin B.

Notons qu'il est possible de fournir une explication plus intuitive : si la différence de phase présente des discontinuités supérieures à π, il n'est plus possible de distinguer si une variation subite de la différence de phase a une origine « physique » (fissure) ou si elle correspond à un décrochage [REF 78] (voir sous-paragraphe 2.5.4). On peut également prendre un exemple concret : un saut de différence de phase de $3\pi/2$ à partir d'une valeur initiale égale à $\pi/4$. La valeur finale vaut normalement $3\pi/2 + \pi/4 = 7\pi/4$. Cette valeur sera confondue avec : $7\pi/4 - 2\pi = -\pi/4$.

Une des techniques utilisées pour démoduler l'image consiste à placer une ligne infranchissable (Branch cut) entre les points 1 et 2 [REF 71, REF 75]. Cette procédure peut être mise en œuvre automatiquement : les points 1 et 2 peuvent être identifiés directement par un algorithme puisque la différence de phase calculée sur une courbe autour de ces points n'est pas nulle mais vaut $\pm 2\pi$ [REF 71, REF 78]. En fait, le logiciel utilise toujours cette procédure pour corriger de nombreuses zones aberrantes de très petites tailles, notamment au bord de la carte de différence de phase. Dans le cas de la Figure 49, seul le chemin B est alors licite pour démoduler l'image ; cela lève l'ambiguïté. La Figure 50 représente donc le profil du déplacement obtenu en démodulant la carte de différence de phase de la Figure 49 et en « contournant » le segment entre les points 1 et 2 (chemin B). On peut comparer le profil de la Figure 50 à celui Figure 32 qui a été obtenu pour un incrément de contrainte plus petit. Dans le second cas, la carte de différence de phase (Figure 29a)) ne présente pas d'incohérence apparente. Le niveau de déformation appliquée pour ces deux expériences est inférieur à $0{,}015\%$. A ces niveaux de déformation, on peut faire l'hypothèse que l'élasticité linéaire reste applicable. A un facteur d'échelle près, les profils obtenus pour la Figure 32 et pour la Figure 50 devraient donc être identiques. En observant attentivement ces deux figures, on constate que les deux profils sont très similaires, sauf au voisinage de la fissure où des parties aberrantes sont visibles dans le cas de la Figure 50. Ces zones aberrantes, où le déplacement est décroissant, sont dues au « sous échantillonnage » de la figure de franges au voisinage de

la fissure. En se plaçant immédiatement après les zones où le déplacement décroît, il est possible de réaliser une évaluation du saut de déplacement (voir Figure 50). Cependant, il n'est pas possible de faire cette mesure entre les deux régions correspondant aux positions précises des lèvres (voir sous-paragraphe 3.2.1). On trouve alors que l'ouverture[12] vaut : $COD = 0{,}282\,\mu m$. En normalisant cette mesure par rapport à l'incrément de contrainte appliquée, on obtient : $COD^{nor} = \frac{0{,}282}{25{,}5} = 0{,}0111\,\mu m MPa^{-1}$. Dans le cas de la Figure 32, on avait $COD^{nor} = \frac{0{,}197}{18{,}3} = 0{,}0108\,\mu m MPa^{-1}$. Un tel écart peut parfaitement correspondre à l'incertitude de la mesure. Cependant, nous avons observé que, dans le cas où la carte de frange n'avait pas pu être démodulée par la procédure directe, les valeurs du saut de déplacement étaient généralement légèrement surestimées. On peut donc supposer que cette différence provient du fait que la mesure n'est pas rigoureusement réalisée à partir des lèvres : dans ce cas, le saut de déplacement obtenu incorpore en fait une partie du champ de déplacement qui correspond à la déformation dans le matériau, hors des fissures. En conséquence, nous avons décidé de nous limiter à des incréments de contraintes suffisamment faibles pour que les cartes de différence de phase ne présentent pas d'incohérence. En pratique, nous avons constaté que nous pouvions obtenir ces cartes de différences de phase même pour des valeurs des sauts de déplacement légèrement supérieures à la moitié de l'interfrange. Cela est apparemment en contradiction avec le critère de Nyquist qui indique que la différence de phase ne doit pas varier d'une valeur supérieure à π entre deux pixels consécutifs. Compte tenu du bruit intrinsèque lié au speckle, la limite de la valeur du saut de déplacement mesurable aurait dû se situer sensiblement en dessous de l'interfrange. Selon nous, l'explication réside dans le fait que le déplacement n'est pas directement échantillonné par les pixels de la caméra. Un échantillonnage préalable a été réalisé par les différents grains de speckle. Pour nos expériences, la taille des grains de speckle est environ égale à celles des pixels : en conséquence, il y a statistiquement environ deux grains par pixel (voir sous-

[12] Pour un stratifié à plis croisés, il n'y a pas de glissement des lèvres, la mesure correspond à *COD* ($\theta = 90°$ dans l'Équation 42).

paragraphe 2.4.1). Le saut de déplacement est donc réparti sur un plus grand nombre de pixels.

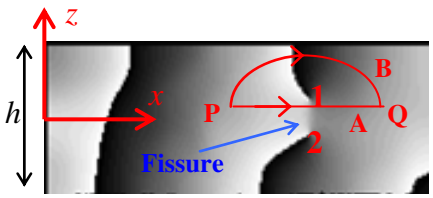

Figure 49. *Carte de différences de phase* $\Delta\phi_{\mathrm{mod}\,f}$, ($\Delta\sigma_x^{STRA} = 90{,}1 - 64{,}6 = 25{,}5\,MPa$.

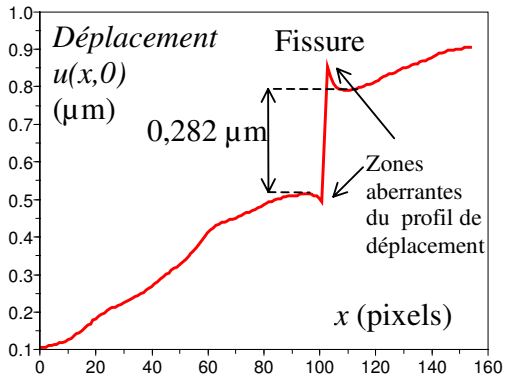

Figure 50. *Profil du déplacement u(x,z=0) obtenue à partir de la carte de différence de phase de la Figure 49 sur le chemin B.*

3.4.6.Autres méthodes plein-champ pour évaluer l'ouverture de fissures

Sans prétendre avoir réalisé une recherche exhaustive, nous avons cherché dans la littérature des exemples d'utilisation d'une méthode plein-champ pour déterminer le déplacement relatif de lèvres de fissures à partir d'un profil de déplacement. Nous n'avons trouvé que deux publications. Dans le premier cas, une poutre en béton armé multifissurée a été étudiée [REF 82]. Les mesures ont les caractéristiques suivantes : résolution de la mesure du déplacement relatif des lèvres : 1 *µm,* résolution spatiale : 1 *mm* et champ de mesure : 10 *cm*. Dans la seconde publication, les fissures étaient situées à proximité d'un trou percé dans un stratifié [REF 83]. Les caractéristiques de la mesure du déplacement sont indiquées dans un papier « compagnon » [REF 84] : résolution : 0,5 *µm*, résolution spatiale : 0,1 *mm* et champ de mesure 2 *cm*. Pour ces deux études les mesures ont été réalisées à l'aide de la méthode de la grille en utilisant un décalage de phase spatial. Les valeurs de la résolution et de la résolution spatiale dépendent donc en fait du pas de la grille utilisée.

3.5.Obtention séparée de l'ouverture et du glissement

L'objectif de ce paragraphe est de montrer que l'interférométrie de speckle permet d'obtenir des mesures séparées pour les valeurs de l'ouverture (COD) et du glissement (CSD) des lèvres des fissures. Cette partie a été réalisée à la fin de cette thèse, dans le cadre du stage de mastère de Loukil Mohamed Sahbi [REF 85]. Malheureusement, nous ne pouvons présenter que des résultats partiels.

Nous avons travaillé avec le même type d'éprouvette que pour la plupart des expériences présentées dans ce chapitre : stratifié fibre de verre/ époxyde de configuration $\left[0/+55_4/-55_4\right]_s$. Nous avons étudié les fissures dans le pli central.

3.5.1.Principe de la mesure

En utilisant le montage optique en illuminations symétriques (Figure 26), nous avons déjà montré que nous pouvons obtenir la mesure de la composante selon x du déplacement relatif des lèvres. Cette composante peut s'exprimer sous la forme d'une combinaison linéaire de COD et de CSD : $DRL_x = \frac{COD}{\sin 55} + CSD\cos 55$ (Équation 42).

Pour obtenir une valeur séparée de l'ouverture (COD) et du glissement (CSD), il suffit de réaliser une mesure selon un nouveau vecteur sensibilité qui aurait une composante non nulle selon z. La composante du déplacement relatif des lèvres selon ce vecteur sensibilité sera alors exprimée en fonction d'une autre combinaison linéaire de COD et de CSD. Finalement COD et CSD pourront être obtenus en résolvant un système de deux équations linéaires à deux inconnues. Toutefois, nous avons choisi les directions des faisceaux 1 ($\alpha_1 = 0°$) et 2 ($\alpha_2 = 90°$) de sorte à ce que le vecteur sensibilité soit perpendiculaire aux fibres (Figure 51).

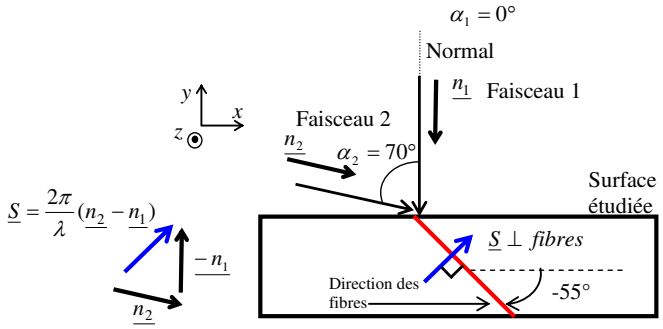

Figure 51. *Directions des illuminations pour une mesure directe de COD.*

Ce montage optique (Figure 51) permet donc d'**obtenir directement** la valeur de ***COD***. Rappelons que le vecteur sensibilité est perpendiculaire à la bissectrice des directions d'illuminations (voir sous-paragraphe 2.4.3).

Notons qu'en réalisant des acquisitions de cartes de phase pour les deux configurations possibles des illuminations (Figure 9 et Figure 51) avant et après l'application de l'effort, on peut obtenir des valeurs de *COD* et *CSD* correspondant à une même mise en charge.

3.5.2.Résultats expérimentaux

Deux fissures ont été analysées. A partir des profils de déplacement obtenus sur le plan moyen, on a réalisé la mesure directe de DRL_x et COD. Ensuite, on a obtenu DRL_x^{nor} et COD^{nor} en normalisant ces valeur par rapport à l'incrément de contrainte appliquée. La valeur normalisée du glissement des lèvres a été finalement calculée à partir de l'Équation 42. Les résultats sont regroupés dans le Tableau 6.

	$DRL_x^{nor}(\mu m.MPa^{-1})$ (mesuré)	$COD^{nor}(\mu m.MPa^{-1})$ (mesuré)	$CSD^{nor}(\mu m.MPa^{-1})$ (calculé)	COD^{nor}/CSD^{nor} (calculé)
Fissure 1	0,1026	0,0793	0,0101	7,9
Fissure 2	0,1697	0,1306	0,0179	7,3

Tableau 6. *Données pour obtenir des valeurs séparées de l'ouverture et du glissement.*

3.5.3.Discussion

Les mesures présentées dans le Tableau 6 semblent indiquer que le glissement des lèvres est significativement plus faible que l'ouverture : le rapport est compris entre 7 et 8. D'autres mesures ont été obtenues pour un stratifié fibres de verre/époxyde $\left[0/+70_4/-70_4\right]_s$: pour trois fissures analysées, la valeur du rapport COD/CSD vaut environ 30 [REF 85]. Ces résultats semblent conforter le modèle de Talreja qui suppose que le glissement des lèvres est négligeable. Cela remet également en cause l'accord entre nos données expérimentales et le modèle de la « fissure idéale » que nous avions pu observer dans le sous-paragraphe 3.3.1. Toutefois il faut se rappeler que ces mesures sont obtenues en surface. Des modélisations conduites par la méthode des éléments finis ont montré que le rapport COD/CSD pourrait être plus faible dans le volume [REF 85].

Il serait intéressant de réaliser la mesure de la composante hors plan du déplacement (y). On obtiendrait alors directement CSD indépendamment de COD (voir Équation 45). Malheureusement, il n'est pas possible d'obtenir un vecteur sensibilité perpendiculaire à une surface en utilisant un montage à deux illuminations. En pratique, il faut utiliser un faisceau normal à la surface et un faisceau de référence. Ce type de montage est couramment utilisé en interférométrie de speckle [REF 62]. Cependant, il faut réaliser une modification significative du dispositif expérimental.

3.6.Conclusion du chapitre 3

Pour un stratifié verre/époxyde de configuration $\left[0/55_4/-55_4\right]_s$ sollicité en traction, nous avons obtenu les résultats suivants :

- En utilisant l'interférométrie de speckle et le décalage de phase temporel, il est possible d'obtenir le champ de déplacement sur la tranche d'une éprouvette : on peut alors observer l'allure caractéristique des profils du déplacement dans les différents plis. Les sauts de déplacement correspondant aux fissures sont parfaitement visibles ; ce qui permet d'évaluer le déplacement relatif des lèvres des fissures.
- En pratique, il n'est pas possible de démoduler simplement la carte de franges si le déplacement relatif des lèvres est sensiblement supérieur à la moitié de l'interfrange.

- La résolution de la mesure du déplacement relatif des lèvres est grossièrement de l'ordre de $0{,}01\,\mu m$ pour une résolution spatiale comprise entre 5 et 11 pixels. La résolution de la mesure peut être légèrement améliorée en modifiant l'angle sous lequel la surface est illuminée (voir Équation 45). Toutefois, la valeur maximale du saut de déplacement mesurable est également réduite dans les mêmes proportions (voir Équation 35).
- Il est possible d'analyser la dépendance du déplacement relatif des lèvres avec le chargement appliqué. Cela peut permettre de mettre en évidence l'apparition de nouvelles formes d'endommagement au niveau des fissures.
- En réalisant des mesures de champ de déplacement selon deux directions distinctes, il est possible d'obtenir des mesures séparées pour l'ouverture et le glissement des lèvres des fissures.

L'ensemble de ces résultats prouve l'utilité de l'interférométrie de speckle pour caractériser l'endommagement susceptible de se développer dans les matériaux composites stratifiés. Il faut toutefois rappeler que ce chapitre correspond essentiellement à un travail préparatoire. L'interprétation de certains résultats demeure partiellement ambiguë. Par exemple, la croissance de DRL_x^{nor} avec le chargement appliqué (Figure 45) a été attribuée au développement irréversible d'une nouvelle forme d'endommagement : le délaminage. Comme nous l'avons déjà signalé, on peut également supposer que les changements de DRL_x^{nor} puissent correspondre à des phénomènes partiellement réversibles. Dans le chapitre suivant, nous adoptons une procédure expérimentale plus complexe pour lever, au moins en partie, ces ambiguïtés.

Une partie importante des travaux présentés dans ce chapitre a déjà été publiée dans le journal Composites Part A [REF 86].

4.**Etude de l'évolution de l'endommagement pour un stratifié fibres de carbone/époxyde à plis croisés**

4.1.Introduction

L'objectif principal de cette partie est d'étudier l'évolution de l'endommagement dans un stratifié fibres de carbone/époxyde à plis croisés. Nous avons soumis une éprouvette à une succession d'efforts de traction d'amplitudes croissantes. Après l'application de chacun des chargements, nous avons analysé la dépendance de l'ouverture des lèvres (COD) avec la contrainte appliquée. Ces mesures ont été réalisées pour un faible niveau de déformation. L'objectif est de mettre en évidence d'éventuelles modifications irréversibles de la forme des fissures.

Par ailleurs, nous avons également mesuré la réduction du COD engendrée par les effets d'interaction entre les fissures. Pour des niveaux modérés de la déformation appliquée, nous avons vérifié que l'hypothèse d'un comportement élastique linéaire reste adaptée, en dépit de la présence de zones de fortes concentrations de contraintes. Le profil de l'ouverture des fissures a également été étudié.

4.2.Dispositif expérimental

4.2.1.Montage expérimental

La surface est illuminée par deux faisceaux symétriques (Figure 26) : la mesure du déplacement est donc selon x, axe de la traction. L'angle α vaut $51{,}1°$. Dans le chapitre précédent on avait $\alpha = 31°$. En diminuant la valeur de α, on a donc multiplié la sensibilité par un facteur qui vaut environ 1,5 (voir Équation 35). En conséquence, le bruit qui affecte la mesure en déplacement diminue dans les mêmes proportions (Équation 45). Cependant, l'interfrange est également 1,5 fois plus petite (Équation 35). Compte tenu des limitations

évoquées dans le sous-paragraphe 3.4.5, la valeur maximale de l'ouverture mesurable est donc également plus faible.

La taille du champ de la caméra vaut $9{,}33\ mm$, un pixel représente donc $18{,}22\ \mu m$ sur l'objet. Les mesures des valeurs de l'ouverture des fissures ont été effectuées avec un noyau de filtrage de 5 pixels. La résolution spatiale, exprimée en longueur, est donc de $0{,}091\ mm$. Les mesures de la déformation appliquée ont été obtenues avec un extensomètre.

4.2.2.Description du stratifié

Pour réaliser ces expériences, nous avons utilisé une éprouvette carbone/époxyde (AS4/8552) de configuration $[0_2/90_3]_s$. Cette éprouvette (épaisseur : h=1,28 *mm*, largeur W=20 *mm*) a été fabriquée à partir de couches préimprégnées en utilisant la technique de moulage au sac [REF 2]. Les propriétés mécaniques du matériau sont indiquées dans le Tableau 7.

E_1	E_2	ν_{12}	G_{12}
138 *GPa*	10,3 *GPa*	0,30	5,5 *GPa*

Tableau 7. *Propriétés du matériau (carbone/époxyde : AS4/8552).*

Les fissures apparaissent dans le pli central (Figure 52). Elles se propagent le long des fibres dans ce pli. La contrainte appliquée est normale aux surfaces des fissures : il n'y a donc pas de glissement relatif des lèvres. La mesure des **sauts de déplacement** correspond directement à l'**ouverture** (*COD*).

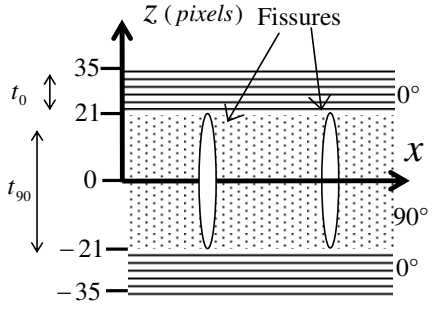

Figure 52. *Représentation schématique des plis du stratifié, 1 Pixel=18,22 µm.*

Pour un stratifié carbone/époxyde à plis croisés, on peut voir sur la Figure 28 que l'aspect des fissures est relativement simple : pas de fissures secondaires dans les plis adjacents et pas de délaminage apparent.

4.2.3.Histoire du chargement

L'histoire détaillée du chargement est représentée sur la Figure 53. Après le premier chargement (chargement 1), des fissures ont été créées dans le pli central. Les premières mesures des valeurs de *COD* ont été réalisées pour ce premier état d'endommagement : D_1. Le stratifié a ensuite été soumis à plusieurs chargements successifs (notés chargements i) d'amplitudes croissantes. Après chaque chargement, le stratifié est à un nouvel état d'endommagement : D_i. Les mesures de déplacement ont été réalisées dans des régions correspondant à de très faibles niveaux de la déformation appliquée : zones M_i (Figure 53). Ainsi, aucun endommagement supplémentaire ne sera susceptible de se développer au cours des mesures par interférométrie de speckle. La ruine finale de l'éprouvette, par rupture des fibres à $0°$, est intervenue pour une valeur de 1,20% de la déformation appliquée ε_f.

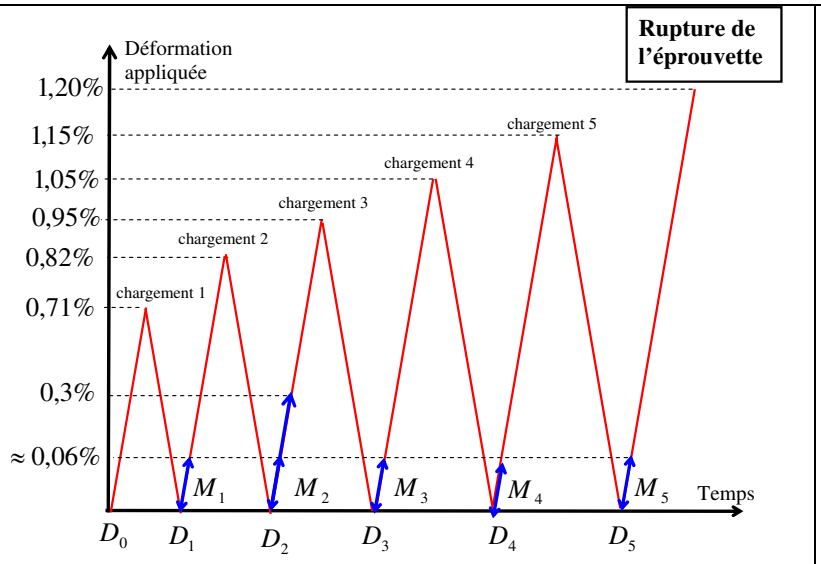

Figure 53. *Histoire du chargement.*

Les différents chargements (chargements i) ont été appliqués par l'équipe du Pr Varna à Luleå. Les mesures de champ de déplacement ont été réalisées à Nancy.

4.3.Mesures au premier état d'endommagement

4.3.1.Allure des profils de déplacement

La première série de mesures a donc été obtenue pour l'état d'endommagement D_1 : immédiatement après l'application du premier chargement. Ces mesures ont été réalisées pour des valeurs de la déformation appliquée inférieures à $0{,}06\%$. La Figure 54 montre un exemple de carte de déplacement ainsi que le profil sur le plan moyen ($z=0$). On peut observer quatre sauts de déplacement qui correspondent naturellement aux fissures qui sont présentes dans la zone d'étude. Nous avons utilisé un noyau de filtrage de 5 pixels. Ainsi, on peut avoir plusieurs mesures indépendantes dans le pli central dont l'épaisseur correspond à 42 pixels (Figure 52). Le filtrage est donc relativement faible, cela explique l'aspect légèrement bruité du profil. La Figure 55 montre les profils sur le plan moyen et dans le pli à 0°.

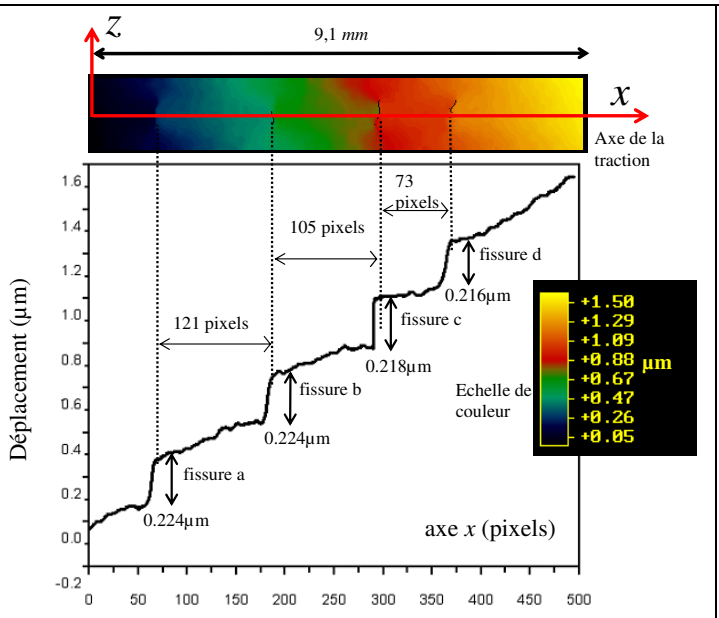

Figure 54. *Carte de déplacement et profil tracé sur le plan moyen, 1 Pixel=18,22 µm,* $\sigma_x^{STRA} \in [23{,}47 \quad 35{,}27]\,MPa$.

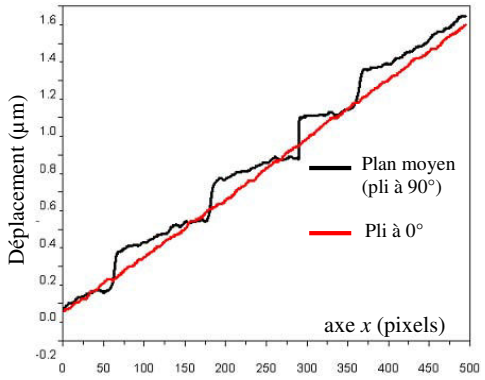

Figure 55. *Profils sur le plan moyen et dans le pli à 0°, 1 Pixel=18,22 µm.*

Sur le pli à 0°, aucun saut de déplacement n'est visible. Cela traduit naturellement l'absence de fissures dans ce pli (voir Figure 52). En comparant les distances entre les différentes fissures au double de l'épaisseur du pli central (84 pixels), on peut déterminer les fissures qui sont en interaction : les fissures a et b sont isolées. En revanche, les fissures c et d sont très légèrement en interaction.

Pour compenser le déplacement de solide indéformable de la zone d'étude qui résulte de la déformation de la partie l'éprouvette qui est située en dessous du champ de mesure, nous avons appliqué une translation verticale de 1 pixel aux cartes de phase obtenue avant l'application du déplacement.

4.3.2.Mesures de l'ouverture

A partir de profils analogues à celui de la Figure 54, on peut obtenir la mesure de l'ouverture des fissures (COD) sur le plan moyen. Pour minimiser l'influence de la dispersion des mesures, l'expérience a été renouvelée 6 fois. Rappelons que COD_1^{nor} est la valeur de l'ouverture, normalisée par rapport à l'incrément de contrainte appliquée : $COD_1^{nor} = \dfrac{COD}{\Delta\sigma_x^{STRA}}$.

La moyenne des 6 valeurs est notée $\overline{COD_1^{nor}}$. L'indice $_1$ indique que la mesure correspond au premier état d'endommagement (voir Figure 53). Pour chaque fissure, les valeurs de $\overline{COD_1^{nor}}$ sont indiquées dans le Tableau 8.

Mesures au premier état d'endommagement	fissure a	fissure b	fissure c	fissure d
$\overline{COD_1^{nor}}$: moyennes pour COD_1^{nor} ($\mu m MPa^{-1}$)	0.0187	0.0176	0.0186	0.0182
Ecarts types pour COD_1^{nor} ($\mu m MPa^{-1}$)	0.00053	0.00088	0.00057	0.00061

Tableau 8. *Moyennes et écarts types pour 6 mesures de la valeur normalisée de l'ouverture des lèvres au premier état d'endommagement,* $\sigma_x^{STRA} \in [19{,}53 \quad 31{,}25] MPa$.

Les écarts type fournissent une indication de la résolution de la mesure. Pour les quatre fissures, la moyenne de ces écarts types vaut $0{,}00065\,\mu m MPa^{-1}$. Compte tenu de l'incrément de contrainte appliquée ($31{,}25-19{,}53=11{,}42\,MPa$), on peut facilement retrouver la moyenne des écarts types portant sur les valeurs de l'ouverture de ces quatre fissures : $0{,}0074\,\mu m$. Ce résultat peut alors être comparé aux données qui figurent dans le Tableau 5. La moyenne des écarts types était alors de $0{,}011\,\mu m$. Par rapport au chapitre précédent, on observe donc une légère amélioration de la résolution des mesures. On peut penser que cela est lié à l'augmentation de la sensibilité qui résulte du changement la valeur de l'angle α (voir Équation 45). Toutefois, d'autres paramètres expérimentaux peuvent influer sur le bruit de mesure : vibrations, illuminations relatives de la surface par chacun des faisceaux etc.

4.3.3.Profils de l'ouverture le long des fissures

A partir de la mesure des sauts de déplacements obtenus pour différentes valeurs de z prises le long de l'épaisseur, il est possible d'estimer le profil de l'ouverture $COD(z)$ le long des lèvres d'une fissure (Figure 56). L'objectif de ce sous-paragraphe est de vérifier que ce profil a une forme elliptique.

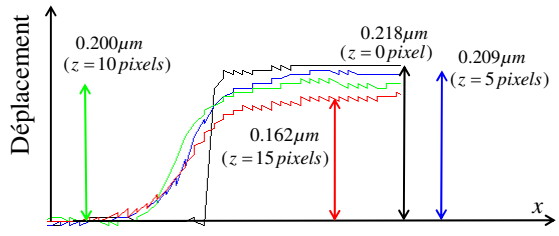

Figure 56. *Profils de déplacement pour la fissure c*, 1 *pixel*=18,22 μm, $\sigma_x^{STRA} \in [23{,}47 \quad 35{,}27] MPa$.

Les mesures de l'ouverture le long de l'épaisseur z sont indiquées sur le Tableau 9. Ces mesures sont indépendantes : elles ont été obtenues pour des points qui sont séparés par une distance égale à la résolution spatiale (5 pixels).

La Figure 57 représente $COD(z)$ pour la fissure c. Sur cette figure, les points expérimentaux correspondent en fait à la moyenne des valeurs mesurées pour un point et son symétrique (Figure 52). Par exemple, pour $z = 5$ pixels : $COD(5\text{ pixels}) = \dfrac{\overbrace{0{,}209}^{z=5\text{pixels}} + \overbrace{0{,}211}^{z=-5\text{pixels}}}{2} = 0{,}210\,\mu m$.

Dans le cas où la forme de l'ouverture est elliptique, $COD(z)$ obéit à l'équation suivante :

$$COD(z) = COD(0)\sqrt{1-(\frac{z}{a})^2} \qquad \text{Équation 52}$$

a est le demi grand axe de l'ellipse et $COD(0)$ est le petit axe.

Les valeurs de $COD(0)$ et de a ont été ajustées en modélisant les points expérimentaux avec l'Équation 52 (trait plein sur la Figure 57).

z (pixels)	-15	-10	-5	0	5	10	15
fissure a (µm)	0,140	0,190	0,213	0,224	0,225	0,211	0,174
fissure b (µm)	0,153	0,177	0,221	0,224	0,218	0,200	0,177
fissure c (µm)	0,125	0,192	0,211	0,218	0,209	0,200	0,162
fissure d (µm)	0,132	0,187	0,211	0,216	0,208	0,200	0,166

Tableau 9 *Mesures de l'ouverture le long de la fissure,* $1\,pixel = 18.26\mu m$, $\sigma_x^{STRA} \in [23{,}47 \quad 35{,}27]MPa$.

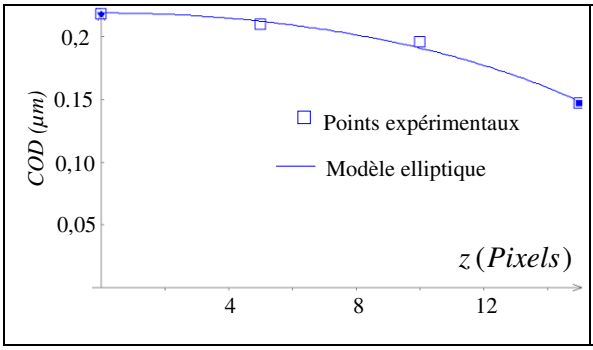

Figure 57. *Profil de l'ouverture* $COD(z)$, $1\,pixel = 18.26\mu m$, $\sigma_x^{STRA} \in [23{,}47 \quad 35{,}27]MPa$.

Les résultats de la modélisation sont présentés dans le Tableau 10. Pour $COD(0)$, les valeurs estimées sont en excellent accord avec celles mesurées en $z = 0$ (voir Tableau 9 ou Figure

54). Ce résultat est naturellement satisfaisant, mais pas très surprenant puisque les valeurs de COD mesurées en $z = 0$ figuraient parmi les points expérimentaux. Ce n'est pas le cas du demi grand axe a. Pour une fissure rectiligne, sans délaminage en pointe de fissure et couvrant l'ensemble du pli endommagé, la valeur attendue pour a correspond à la demi épaisseur du pli central : $a = \frac{t_{90}}{2} = 21$ pixels (voir Figure 52). On constate que cette valeur est proche des résultats obtenus par la modélisation (Tableau 10). Cet accord confirme la validité d'un modèle elliptique pour décrire la forme de l'ouverture des lèvres des fissures. Rappelons qu'on peut alors obtenir la valeur de l'ouverture moyenne le long d'une fissure à partir de la mesure sur le plan moyen (voir sous-paragraphe 3.3.1) :

$$COD_m = \frac{\pi}{4} COD(0) \qquad \text{Équation 53}$$

(COD_m : ouverture moyenne le long de la fissure. $COD(0)$: ouverture sur le plan moyen.)

	COD(0) (*µm*) (estimés)	*COD(0)* (*µm*) (attendus)	*a* (pixels) (estimés)	*a* (pixels) (attendu)
fissure a	0,223	0,224	20,6	21,0
fissure b	0,224	0,224	20,0	21,0
fissure c	0,221	0,218	20,25	21,0
fissure d	0,215	0,216	21,2	21,0

Tableau 10 *Résultats de l'estimation des paramètres : $COD(0)$ et a.*

Le phénomène de délaminage correspond à une modification de la forme des fissures à l'interface entre les plis (Figure 20). Cette forme d'endommagement altère le profil de l'ouverture des fissures. Pour détecter la présence éventuelle de délaminage en pointe de fissure, nous étudierons également le profil de l'ouverture pour les états d'endommagement ultérieurs.

En réalisant des calculs identiques à ceux présentés dans le sous-paragraphe 3.4.3, on peut évaluer l'effet du filtrage sur les mesures de l'ouverture des lèvres. On montre alors que pour $z \leq$ 15 pixels, les erreurs systématiques restent inférieures à 1% pour un noyau de 5 pixels.

4.3.4.Utilisation d'un modèle micromécanique

Dans le cas des stratifiés à plis croisé, il est possible d'utiliser les modèles micromécaniques présentées dans le sous-paragraphe 1.3.1. On dispose donc d'une expression analytique qui permet le calcul de la contrainte σ_x entre deux fissures. En utilisant les lois de l'élasticité, on peut alors remonter à une expression théorique du champ de déplacement. Dans ce sous-paragraphe, nous avons confronté nos résultats expérimentaux au champ de déplacement obtenu à partir du modèle « shear-lag » (sous-paragraphe 1.3.2). Pour faire cette analyse, nous avons négligé la composante σ_z^{90} de la contraintes dans le pli endommagé. En utilisant le modèle de Hashin, qui permet l'obtention de cette composante, on peut montrer que cette hypothèse est valable si on ne se place pas à proximité immédiate des fissures [REF 5].

En premier lieu, il a fallu estimer β : paramètre de « shear-lag » . Pour cela, nous avons déterminé la pente du déplacement sur le plan moyen. Cette mesure a été réalisée dans la zone centrale qui est comprise entre les fissures (voir Figure 58 et Figure 59). A partir de la pente du déplacement, exprimée en μm.pixel^{-1} (1 pixel=18,22 μm), on remonte facilement à la déformation ε_x^{90} (voir Tableau 11).

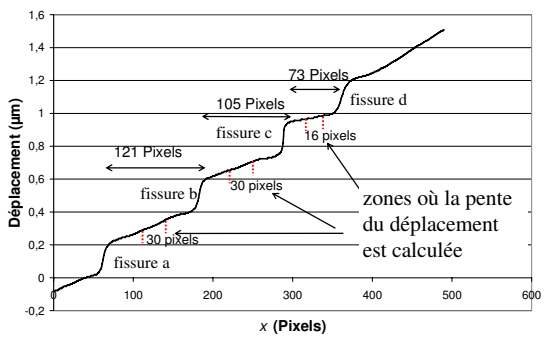

Figure 58. *Profil du déplacement sur le plan moyen, noyau de filtrage : 11 pixels.*

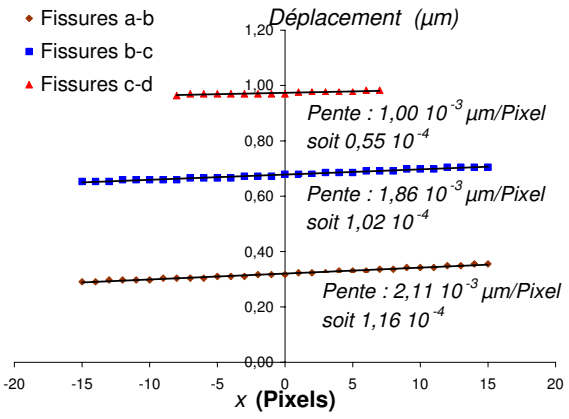

Figure 59. *Détermination de la pente du déplacement entre deux fissures.*

En négligeant σ_z^{90}, la loi de Hooke permet d'exprimer la contrainte normale aux fibres : $\sigma_x^{90} = E_2 \varepsilon_x^{90}$. Dans l'Équation 7, la zone centrale correspond à $x = 0$ (voir Figure 11). En extrayant β de cette équation pour $x = 0$, on obtient alors :

$$\beta = \frac{(t_{90}/2)}{l} Argch\left(\frac{\sigma_x^{STRA}}{\sigma_x^{STRA} - E_{x0}\varepsilon_x^{90}(0)} \right) \qquad \text{Équation 54}$$

En utilisant l'Équation 54, il est donc possible de déterminer le paramètre de « shear-lag » β à partir de la valeur de $\varepsilon_x^{90}(0)$. Cette mesure a été réalisée entre les fissures a et b, b et c et c et d (voir Tableau 11) :

	ε_x^{90} (Déformation au milieu entre les fissures)	l (Moitié de la distance entre les fissures)	β (Paramètre de « shear-lag »)
Fissures a et b	1,16 10^{-4}	60,5 pixels	0,55
Fissures b et c	1,02 10^{-4}	52,5 pixels	0,56
Fissures c et d	0,55 10^{-4}	36,5 pixels	0,50

Tableau 11. *Détermination du paramètre de « shear-lag »,* $t_{90}/2 = 21$ pixels, $\sigma_x^{STRA} = 11{,}8$ *MPa et* E_{x0}*=61,38 GPa (Équation 6).*

Notons que, sur la Figure 59, la valeur de $\varepsilon_x^{90}(0)$ est obtenue en déterminant la pente moyenne du déplacement sur une zone de 30 pixels pour les fissures a et b et b et c. Entre les fissures c et d, comme la distance entre ces fissures est plus petite, on travaille sur une zone de 16 pixels. En calculant : $\frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} \varepsilon_x^{90} dx$, avec $\varepsilon_x^{90}(x) = \frac{\sigma_x^{90}}{E_2}(x)$ et en utilisant l'Équation 7, on montre que l'erreur qui résulte de ce lissage est de 1,7% entre les fissures a et b, 2,3% entre les fissures b et c et 1,5% entre les fissures c et d (entre les fissures a et b et b et c, $x_1 = -15$ pixels et $x_2 = 15$ pixels ; entre les fissures c et d, $x_1 = -8$ pixels et $x_2 = 8$ pixels).

Sur le Tableau 11, on peut observer un excellent accord entre les paramètres de « shear-lag » déterminés entre les fissures a et b, d'une part, et b et c, d'autre part. En revanche, la valeur obtenue entre les fissures c et d est environ 10% plus faible. Dans ce cas la mesure a été réalisée dans une zone où le déplacement varie très faiblement : on peut donc considérer que la mesure est moins précise. En supposant que la contrainte de cisaillement se développe dans l'ensemble du pli endommagé, Garrett et Bailey [REF 16] ont obtenu l'Équation 8 pour déterminer le paramètre de « shear-lag ». Dans notre cas, cela correspond à $\beta = 0{,}77$: soit un écart de 30% environ avec nos valeurs.

Pour réaliser une comparaison entre nos données expérimentales et le modèle « shear-lag », il faut établir l'expression théorique du champ de déplacement. En négligeant σ_z^{90}, on peut écrire : $\varepsilon_x^{90}(x) = \frac{\sigma_x^{90}(x)}{E_2} = \frac{\partial u^{90}(x)}{\partial x}$. Comme ε_x^{90} ne dépend que de *x*, en intégrant l'Équation 7, on peut remonter au profil du déplacement entre deux fissures :

$$u^{90}(x) = \frac{\sigma_x^{STRA}}{E_{x0}}\left[x - \frac{(t_{90}/2)}{\beta}\frac{sh\left(\beta\frac{x}{t_{90}}\right)}{ch\left(\beta\frac{l}{t_{90}}\right)}\right] + K \qquad \text{Équation 55}$$

Les profils expérimentaux ont été comparés avec ceux correspondant à l'Équation 55 (Figure 60). Les profils expérimentaux ont été pris sur le plan moyen. Pour les courbes théoriques, on a utilisé le paramètre de « shear-lag » déterminé entre les fissures a et b ($\beta = 0{,}55$). Pour chacun des trois profils, la constante d'intégration K a été fixée en faisant correspondre le modèle avec la valeur expérimentale du déplacement pour l'abscisse minimale x_{min}. Il n'est malheureusement pas possible de réaliser cette comparaison à proximité des lèvres des fissures, car, du fait du filtrage, les mesures de déplacement incluraient alors des pixels pris du « mauvais côté » de la fissure.

L'accord entre le modèle et les courbes expérimentales est très bon (Figure 60). Cela peut paraître surprenant puisque, pour le modèle « shear-lag », la contrainte $\sigma_x^{90}(x)$ est en fait une valeur moyenne calculée sur toute l'épaisseur du pli. Or, même en tenant compte du filtrage,

un profil de déplacement proche de l'interface entre les plis est forcément différent de celui obtenu sur le plan moyen. L'ouverture de la fissure n'est en effet pas uniforme sur toute l'épaisseur du pli. Rappelons que les profils représentés sur la Figure 60 ne vont pas jusqu'aux surfaces des fissures. Ce résultat suggère que le champ de contrainte diffère de la valeur obtenue par le modèle « shear-lag » seulement dans des zones très limitées, à proximité des pointes des fissures. Dans ces zones, on peut imaginer que les déformations peuvent prendre des valeurs élevées. Ainsi, le champ de déplacement correspondant à la déformation du matériau sera susceptible « compenser » les différences d'ouverture des lèvres.

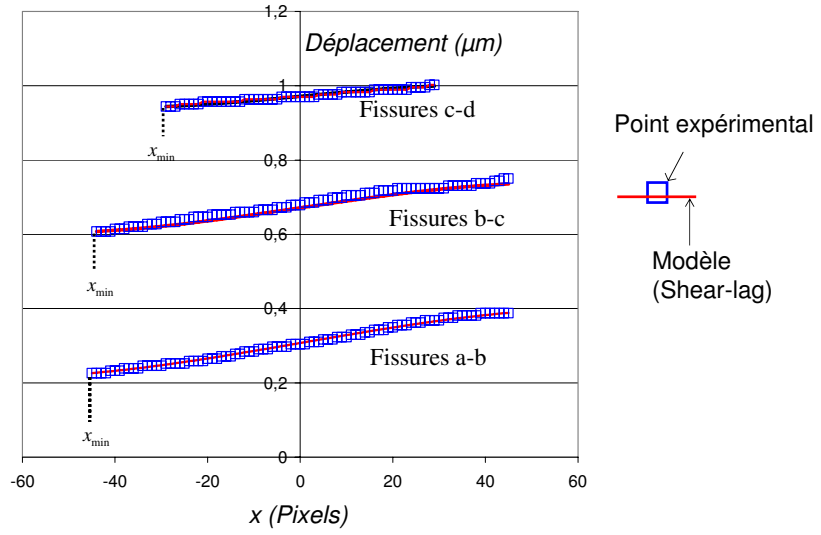

Figure 60. *Profils de déplacement entre deux fissures : expérimental et modèle « shear-lag»,* $\beta = 0{,}55$.

4.4.Mesures au deuxième état d'endommagement

Dans ce sous-paragraphe, nous étudions l'état du stratifié après que l'éprouvette a subi un deuxième chargement correspondant à un niveau de déformation supérieur au premier (Figure 53).

En reprenant le raisonnement évoqué dans le sous-paragraphe 1.5.2, après le deuxième chargement, nous considérons que l'endommagement peut s'être développé selon deux processus concurrents :

- augmentation de la densité de fissures, on pourra alors observer l'apparition de nouvelles fissures dans le champ de mesure,

- modification de la forme des anciennes fissures, par exemple à cause du développement du phénomène de délaminage en pointe de fissure.

A priori, dans le second cas, on devrait pouvoir mesurer un changement de la dépendance de la valeur de l'ouverture des lèvres avec le chargement appliqué.

4.4.1.Mesures de l'ouverture

La Figure 61 montre la superposition des profils de déplacement obtenus avant (profil A) et après (profil B) l'application du deuxième chargement. Ces profils sont tracés sur le plan moyen.

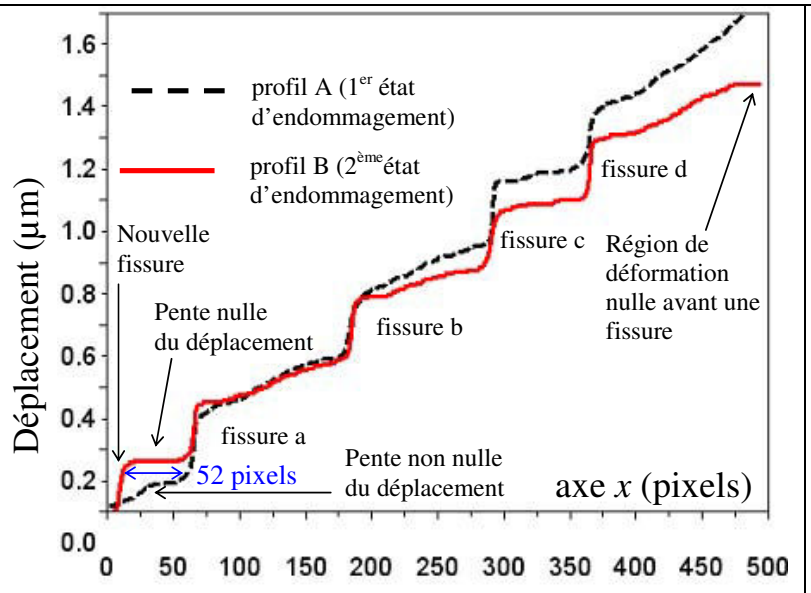

Figure 61. *Profils de déplacement au premier état et au deuxième état d'endommagement, 1 pixel=18,22 µm,* $\sigma_x^{STRA} \in [23{,}47 \quad 35{,}27] MPa$.

Sur la partie gauche de la figure, un nouveau saut de déplacement est clairement visible : une nouvelle fissure est apparue après le chargement 2. Sur le profil B, la pente du déplacement est nulle dans la zone située entre la nouvelle fissure et la fissure a. La déformation quasi-nulle dans cette région résulte de la condition limite de bord libre aux surfaces de ces deux fissures très proches (en négligeant la contribution de σ_z). Dans la même zone, on peut remarquer que la pente du déplacement n'est pas nulle sur le profil A. Cela confirme que la nouvelle fissure n'existait pas avant l'application du deuxième chargement.

Pour le profil A, le déplacement total est supérieur à celui correspondant au profil B. Cette différence peut également être expliquée par la création d'une fissure qui se situerait juste à droite de la zone d'étude : une région de déformation nulle peut en effet être discernée tout à droite du profil B. Cette région de déformation nulle précède la lèvre gauche d'une fissure créée après l'application du chargement 2. On peut supposer que l'ouverture de la nouvelle fissure est à même de compenser, au moins partiellement, l'écart entre les deux profils.
Le Tableau 12 indique les valeurs normalisées de l'ouverture moyenne pour le deuxième état d'endommagement. Les conditions sont identiques à celles du Tableau 8 : mêmes fissures, moyenne sur un même nombre d'essais, même expérimentateur qui évalue la valeur de l'ouverture sur le profil et même effort initial et final.

Mesures au deuxième état d'endommagement.	fissure a	fissure b	fissure c	fissure d
$\overline{COD_2^{nor}}$: moyennes des mesures pour COD_2^{nor} ($\mu mMPa^{-1}$).	0.0160	0.0182	0.0177	0.0180
Ecarts types pour COD_2^n ($\mu mMPa^{-1}$).	0.00031	0.00066	0.00040	0.00051

Tableau 12. *Moyennes et écarts types pour 6 mesures de la valeur normalisée de l'ouverture des lèvres au deuxième état d'endommagement,* $\sigma_x^{STRA} \in [19{,}53 \quad 31{,}25] MPa$.

En comparant les valeurs normalisées des moyennes des ouvertures au premier (Tableau 8) et au deuxième (Tableau 11) état d'endommagement, on constate que les valeurs sont très proches pour les fissures b, c et d. En revanche, la valeur est sensiblement plus petite au deuxième état d'endommagement pour de la fissure a. A titre indicatif, sans prétendre mettre en œuvre une analyse statistique rigoureuse, nous avons réalisé un test de Student pour comparer les valeurs normalisées des moyennes des ouvertures pour ces deux états d'endommagement. D'un point de vue statistique, on peut écrire que $\overline{COD_1^{nor}} = \overline{COD_2^{nor}}$ pour

les fissures b et d. Avec un faible seuil de risque (de l'ordre de 1%), cette égalité demeure valable pour la fissure c. En revanche, pour la fissure a, le test de Student indique sans ambiguïté que $\overline{COD_1^{nor}} \neq \overline{COD_2^{nor}}$. Dans ce dernier cas, la réduction de la valeur normalisée de l'ouverture est sans doute liée à la création de la nouvelle fissure à proximité de la fissure a (Figure 61). La distance entre la fissure a et la nouvelle fissure vaut 52 pixels, valeur sensiblement inférieure au double de l'épaisseur du pli central (84 pixels). Ces deux fissures sont donc en interaction : cela explique la réduction de la valeur de l'ouverture de la fissure a. Le rapport des ouvertures pour les deux états d'endommagement vaut $\frac{\overline{COD_2^{nor}}}{\overline{COD_1^{nor}}} = \frac{0{,}0160}{0{,}0187} = 86\%$. Des modélisations ont été réalisées par la méthode des éléments finis pour évaluer la réduction de l'ouverture de la fissure a après la création de la nouvelle fissure. Le calcul numérique indique une valeur de 84% pour le rapport des ouvertures entre le premier et le deuxième état d'endommagement [REF 85]. L'accord entre les valeurs mesurées et la modélisation est donc satisfaisant.

4.4.2.Etude de la linéarité

L'approche développée par Varna et al. (voir paragraphe 1.4) repose notamment sur l'hypothèse qu'il est possible d'appliquer l'élasticité linéaire dans les dans les zones de fortes concentrations de contraintes à proximité des pointes des fissures. Dans ce cas, la valeur normalisée de l'ouverture moyenne peut être considérée comme un paramètre constant qui gouverne la réduction des constantes élastiques apparentes du stratifié (voir par exemple Équation 20). Dans le but de vérifier la validité d'une solution linéaire dans les zones proches des fissures, nous avons étudié l'évolution de la valeur normalisée de l'ouverture en fonction de la déformation appliquée. La Figure 62 montre les résultats obtenus pour les quatre fissures. Les barres verticales correspondent approximativement à l'incertitude (3 fois l'écart type). Ces mesures ont été réalisées au cours d'un essai de traction monotone pour lequel la valeur maximale de la déformation appliquée valait $0{,}3\%$. Cette valeur est beaucoup plus petite que la déformation maximale imposée au cours du deuxième chargement : aucun endommagement supplémentaire ne devrait donc intervenir pendant l'essai. Toutefois, ce

niveau de déformation recouvre le domaine d'utilisation courant des stratifiées en service. Le chargement a été appliqué en imposant des incréments successifs $\Delta\sigma_x^{STRA}$ de la contrainte.

Les quatre graphiques représentés sur la Figure 62 montrent que, compte tenu des incertitudes expérimentales, on peut considérer que la valeur normalisée de l'ouverture demeure constante dans la zone de déformation étudiée. Ce résultat justifie la pertinence de l'approche « Glob-Loc ».

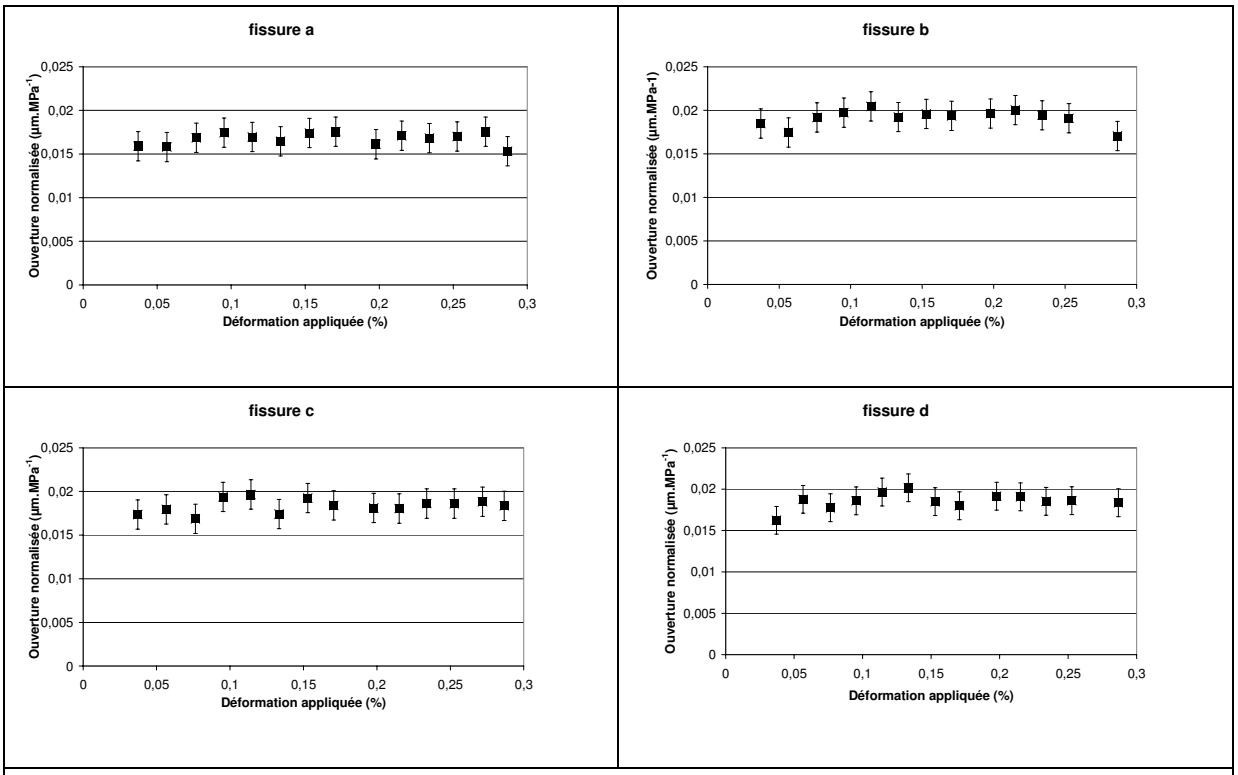

Figure 62. *Valeurs normalisées de l'ouverture des quatre fissures en fonction de la déformation appliquée.*

4.5.Mesures pour les états d'endommagement ultérieurs

Dans le but de détecter d'éventuels changements de la forme des fissures, la valeur normalisée de l'ouverture a été mesurée immédiatement après l'application de chacun des chargements. Ces expériences ont été réalisées pour un faible niveau de la déformations appliquée (régions M_i sur la Figure 53).

4.5.1.Mesures de l'ouverture

La Figure 63 montre l'évolution de la valeur normalisée de l'ouverture en fonction de la déformation maximale appliquée.

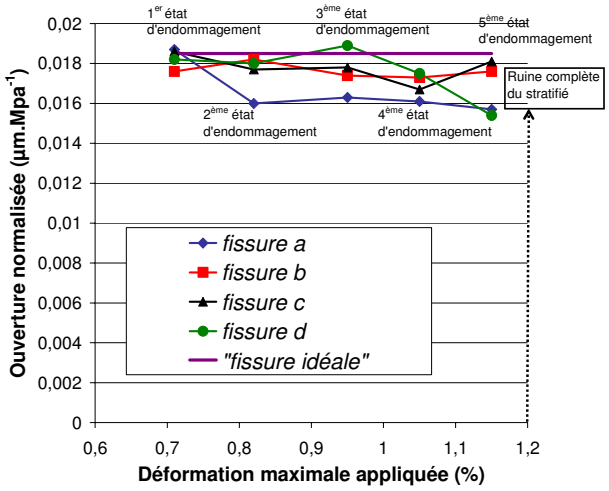

Figure 63. *Evolution de la valeur normalisée l'ouverture en fonction de la déformation maximale appliquée.*

Par exemple, au troisième état d'endommagement (D_3), la déformation maximale appliquée vaut 0,95% (voir Figure 53). Tous les points expérimentaux de la Figure 63 ont été calculés en réalisant la moyenne de six mesures obtenues sur le plan moyen.

Le développement d'un nouveau mode d'endommagement, tel que le délaminage en pointe de fissure, devrait logiquement entraîner une augmentation de la valeur normalisée de l'ouverture. Pour la fissure a, on observe au contraire une diminution de cette quantité à partir du 2ème état d'endommagement. Une interprétation a déjà été proposée : une nouvelle fissure est apparue au voisinage immédiat de la fissure a. La réduction de l'ouverture correspond donc à un effet d'interaction. Pour la fissure d, une diminution similaire de la valeur normalisée de l'ouverture peut être observée au 5ème état d'endommagement. La cause est identique : les profils de déplacement obtenus pour cet état d'endommagement révèlent l'apparition d'une nouvelle fissure, observable à 60 pixels à droite de la fissure d (voir Figure 64). Pour les fissures b et c, la valeur normalisée de l'ouverture est pratiquement indépendante de la déformation maximale préalablement appliquée au stratifié. Ces résultats semblent donc indiquer qu'aucun endommagement supplémentaire ne se développe au niveau des fissures jusqu'à la ruine totale de l'éprouvette. Les changements de la dépendance de l'ouverture avec

le chargement appliqué sont alors uniquement attribuables aux phénomènes d'interaction avec les nouvelles fissures. Après l'apparition de ces nouvelles fissures, la distribution des contraintes est modifiée dans le stratifié : les valeurs de l'ouverture des fissures sont réduites.

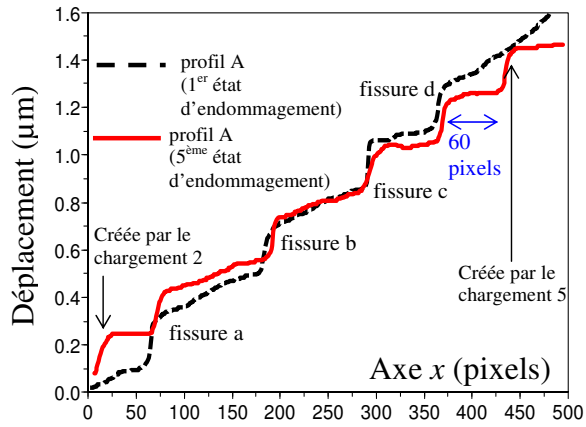

Figure 64. *Profils de déplacement sur le plan moyen pour le premier et le cinquième état d'endommagement, 1 pixel=18,22 µm,* $\sigma_x^{STRA} \in [19{,}53 \quad 31{,}25] MPa$ *).*

4.5.2.Profil de l'ouverture le long des fissures au cinquième état d'endommagement

En cas de délaminage en pointe de fissure, les profils d'ouverture ne se referment plus à l'interface entre les plis (voir Figure 20). En conséquence, même si l'ouverture n'est pas elliptique, l'ellipse qui correspond le mieux au profil réel dans la partie central du pli devrait avoir un demi grand axe bien supérieur à la demi épaisseur du pli (21 pixels). Pour le 5ème états d'endommagement, nous avons modélisé les points expérimentaux avec une équation d'ellipse (voir sous-paragraphe 4.3.3). Les valeurs de a ont été ajustés pour chaque fissure (Tableau 13).

Les valeurs estimées de a sont relativement proches de la demi épaisseur du pli endommagé, voire même, légèrement inférieure. Il semble donc que la forme du profil de l'ouverture n'ait pas changé entre le premier et le cinquième état d'endommagement. A nos yeux, cela montre également, qu'entre ces deux états, aucun endommagement additionnel n'est apparu au niveau des fissures. Il faut toutefois signaler que le profil de l'ouverture est « interpolé » à proximité

des pointes de fissure. Dans ces zones, il n'est pas possible de mesurer simplement la valeur de l'ouverture à cause du filtrage.

	a (pixels) (estimées)	*a* (pixels) (attendu)
fissure a	19,2	21,0
fissure b	20,5	21,0
fissure c	20,1	21,0
fissure d	20,95	21,0

Tableau 13. *Résultats de l'estimation du paramètre* a.

4.6.Discussion

4.6.1.Comparaison avec le modèle de la « fissure idéale »

Nous avons comparé nos résultats expérimentaux au modèle de la « fissure idéale » (Équation 16). Comme précédemment, cette comparaison a été effectuée en supposant que le profil de l'ouverture est elliptique ; cela permet d'utiliser l'Équation 53 qui relie la valeur de l'ouverture moyenne à celle obtenue sur le plan moyen. Avec le modèle de la « fissure idéale », on obtient une valeur de $0{,}0185 \mu m.MPa^{-1}$ pour la valeur normalisée de l'ouverture sur le plan moyen. Cette valeur est en accord correct avec nos données expérimentales (voir Tableau 4 et Figure 62) pour les fissures b, c et d. Pour la fissure a, les mesures de la valeur normalisée de l'ouverture sont un peu inférieures après l'application du chargement 2. Toutefois, comme cela a déjà été mentionné, après l'application de ce chargement, la fissure a ne peut plus être considérée comme isolée.

4.6.2.Comparaison avec des travaux précédents

Contrairement à l'étude réalisée dans le chapitre précédent, nous n'avons pas observé d'indication qui pourrait laisser envisager le développement du phénomène de délaminage. Au contraire, nos résultats expérimentaux suggèrent que, pour un stratifié carbone/époxyde à plis croisés, aucun endommagement additionnel ne se manifeste au niveau des fissures

jusqu'à un niveau de déformation appliquée très proche de celui correspondant à la ruine définitive de l'éprouvette. Ces résultats sont en accord avec les données que nous avons pu trouver dans la littérature : Nairn signale que, pour les stratifiés à plis croisés, le phénomène de délaminage est très difficile à observer [REF 5]. Pour des stratifiés fibres de carbone/époxyde de configurations $[0/90_2]_s$, $[0/90_4]_s$ et $[0/90_4]_s$, la longueur de délaminage (voir Figure 20) a pu être estimée en réalisant un moulage de la tranche des éprouvettes (replica technique). Cette longueur de délaminage n'est significative que pour des valeurs proches de la déformation à la rupture [REF 87]. Certains résultats expérimentaux, regroupés et analysés par Berthelot et al., montrent que, dans le cas des stratifiés fibres de carbone/époxyde à plis croisés, la densité de fissures augmente jusqu'à la ruine finale des éprouvettes [REF 18]. Le niveau de saturation n'est donc jamais véritablement atteint (voir Figure 7a). Conformément à ce qui a été exposé dans le sous-paragraphe 1.5.2, on peut donc considérer que l'apparition de nouvelles fissures l'emporte presque toujours sur le développement du délaminage. Notons que dans le cas des stratifiés verre/époxyde à plis croisés, la densité de fissures atteint effectivement un régime de saturation (Figure 7b)). Cela laisse supposer que le phénomène de délaminage pourrait alors être plus facilement observable [REF 18].

4.7.Conclusion du chapitre 4

Pour un stratifié carbone/époxyde de configuration $[0_2/90_3]_s$ sollicité en traction, nous avons obtenu les résultats suivants :

- Même après avoir appliqué un effort de traction très proche de celui correspondant à la rupture du stratifié, nous n'avons pas mis en évidence d'augmentation de la valeur normalisée (par rapport au chargement appliqué) de l'ouverture des fissures. Nous interprétons ce résultat en considérant qu'aucun mode d'endommagement additionnel ne s'est développé au niveau des fissures. En conséquence, l'augmentation de la densité de fissures apparaît comme la cause principale de la réduction des constantes élastiques apparentes du stratifié.
- Pour des niveaux de déformation inférieurs à 0,3%, les valeurs de l'ouverture des fissures sont proportionnelles au chargement appliqué. Les lois de l'élasticité linéaire

sont donc applicables dans les zones de fortes concentrations de contraintes à proximité des fissures.

- Nous avons pu évaluer expérimentalement la réduction de l'ouverture liée aux effets d'interaction entre les fissures.
- Les valeurs de l'ouverture des fissures sont en accord avec celle fournie par le modèle de la « fissure idéale ».
- Nos mesures indiquent que le profil de l'ouverture le long des fissures a une forme elliptique.
- Le profil du déplacement entre deux fissures est correctement décrit par le modèle « shear-lag ».

Les deux premières remarques confortent l'approche « Glob-Loc » qui est fondée sur l'hypothèse que la valeur normalisée de l'ouverture des fissures est un paramètre constant qui gouverne la réduction de la rigidité du stratifié.
Un article qui reprend une partie importante du contenu de ce chapitre devrait être publiée par le journal Composites Science and Technology [REF 88]. Une autre publication devrait être écrite pour présenter la comparaison entre nos mesures et le modèle « Shear-lag ».

Conclusion générale et perspectives

Avant tout, ce travail constitue une illustration du potentiel de l'interférométrie de speckle pour caractériser l'endommagement susceptible de se développer dans les matériaux composites stratifiés. Sauf erreur de notre part, avant ce travail de thèse, le champ de déplacement sur la tranche d'un stratifié endommagé n'avait jamais été observé expérimentalement. Nos mesures permettent notamment d'obtenir une évaluation quantitative des grandeurs qui gouvernent la réduction des propriétés élastiques du stratifié : l'ouverture moyenne et le glissement moyen des lèvres des fissures. La valeur du déplacement relatif des lèvres a pu être mesurée avec une résolution de l'ordre de 0,01 μm. Dans le cadre de l'étude de l'endommagement des stratifiés, à notre connaissance, seule la microscopie optique avaient permis de réaliser des mesures équivalentes ; la résolution étant alors beaucoup moins fine. Grâce à la résolution de nos mesures, des changements de la dépendance de la valeur du déplacement relatif des lèvres avec le chargement appliqué ont pu être mise en évidence. Il est alors possible de caractériser les effets d'interaction entre les fissures ou de détecter des modifications éventuelles de la forme des fissures. Par ailleurs, nous avons indiqué un protocole expérimental qui permet d'obtenir la mesure séparée des valeurs de l'ouverture et du glissement des lèvres. Il faut cependant rappeler que la mesure est en surface. Nous ne pouvons évidemment pas étudier les variations éventuelles de l'ouverture et du glissement des lèvres dans la direction de l'épaisseur. Entre les fissures, il a également été possible de réaliser une comparaison entre nos données expérimentales et un profil de déplacement calculé à l'aide d'un modèle micromécanique.

On pourra noter, qu'au-delà des données quantitative obtenues au cours de cette étude, ce travail a un intérêt illustratif, voire pédagogique : à partir de l'observation des profils de déplacement dans les différents plis, il est possible de se constituer une représentation réelle des phénomènes qui sont à l'origine de la réduction des propriétés élastiques d'un stratifié.

Ce travail pourra naturellement se prolonger. A court terme, nous pouvons envisager de réaliser les études suivantes :

- Confrontation du champ de déplacement expérimental entre deux fissures avec d'autres modèles micromécaniques, notamment le modèle de Hashin. On pourra aussi comparer les valeurs expérimentales de l'ouverture avec celles calculées à partir des modèles micromécaniques.
- Calcul des constantes élastiques apparentes d'un stratifié endommagé en utilisant nos mesures pour les paramètres u_{1m}^{nor} et u_{2m}^{nor} de l'approche « Glob-Loc ». On pourra comparer les résultats à des données expérimentales de la littérature.

Dans le dernier chapitre, l'analyse de l'ouverture des lèvres en fonction du chargement appliqué a été étudiée pour un stratifié fibres de carbone/époxyde à plis croisés. Dans ce cas, nous n'avons pas observé l'apparition du phénomène de délaminage en pointe de fissure. Ce résultat semble être en accord avec d'autres observations trouvées dans la littérature. Cependant l'apparition du phénomène de délaminage dépend de nombreux paramètres : épaisseur des plis, orientation des fibres et nature du matériau. En réalisant d'autres expériences, avec des éprouvettes différentes, il semble que l'interférométrie de speckle puisse permettre de mettre en évidence certaines caractéristiques du développement de l'endommagement des stratifiés. A moyen terme, il faudra naturellement entreprendre la caractérisation systématique de plusieurs types de stratifiés.

Par ailleurs, il serait également souhaitable d'intervenir sur le dispositif expérimental. Cela permettrait d'obtenir directement le glissement des lèvres des fissures. Il faudrait alors réaliser un montage optique qui soit sensible à la composante hors plan du déplacement. Il serait également utile de modifier le logiciel de traitement des interférogrammes. Par exemple, pour utiliser des noyaux de filtrage de forme rectangulaire à proximité des fissures. Cela pourrait permettre d'obtenir un nombre plus important de mesures indépendantes le long des plis.

Pour conclure définitivement, il faut préciser le contexte général dans lequel ce travail pourrait apporter une modeste contribution. A l'heure actuelle, pour la plupart des applications, aucune forme d'endommagement n'est tolérée pour les stratifiés fibres longues/matrice polymère. Cela signifie que les structures sont dimensionnées de sorte à ce qu'aucune fissure n'apparaisse lors d'un fonctionnement usuel. Pourtant, les divers modèles présentés dans le chapitre 1 montrent qu'un endommagement modéré n'altère que faiblement

les propriétés mécaniques du stratifié. Comme c'est déjà le cas pour les composites à matrice céramique, on pourrait admettre qu'il est possible de tolérer la présence d'un endommagement contrôlé pour une pièce en service. Cela permettrait d'utiliser moins de matière première ; et donc de diminuer encore le poids de la pièce considérée. Cette perspective n'est pas utopique. Il existe des équipes de recherche à la NASA et dans certains laboratoires de l'US air force qui travaillent à l'élaboration du concept d'endommagement « contrôlé » pour les matériaux composites stratifié.

Annexes

Annexe 1 : Autres techniques de mesure du champ de déplacement

Dans cette annexe, nous présentons certaines méthodes de mesure du champ de déplacement qui ont des domaines d'utilisation qui recouvrent partiellement celui de l'interférométrie de speckle. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à trois techniques : l'interférométrie holographique digitale (traditionnelle et numérique), l'interférométrie de moiré et la corrélation d'images.

Cette étude est certainement incomplète. Il n'est en effet pas très facile de faire un travail de synthèse relatif aux différentes techniques de mesure plein-champ. On peut en effet trouver des publications utiles dans des journaux dont les champs d'intérêt sont très divers : mécanique expérimentale, optique, traitement d'images voire même algorithmique.

Interférométrie holographique, Interférométrie holographique digitale

Apparue dans le milieu des années 1960, l'interférométrie holographique est l'ancêtre des méthodes interférométriques. Rappelons brièvement qu'un hologramme est obtenu en faisant interférer sur un support photosensible une onde diffusée par un objet avec une onde de référence. On appelle hologramme le support photosensible après son exposition à ces deux ondes. En holographie « classique », on restitue l'objet en illuminant l'hologramme avec une onde identique à celle qui servait de référence : on obtient ainsi une onde analogue à celle diffusée initialement par l'objet. On parle alors d'objet virtuel. Un observateur aura l'impression de voir l'objet en trois dimensions à l'endroit précis où il était initialement situé [REF 69, REF 72,]. L'information est stockée dans l'hologramme sous forme de microfranges très rapprochées. On peut montrer que la fréquence spatiale maximale de ces microfranges $f_{\max}$ est déterminée par l'angle maximal $\beta_{\max}$ entre, d'une part, les faisceaux issus de l'objet et, d'autre part, ceux correspondant à l'onde de référence [REF 89, REF 90] :

$$f_{\max} = \frac{2}{\lambda}\sin(\frac{\beta_{\max}}{2})$$ Équation 56

L'objet virtuel correspond donc à la figure de diffraction obtenue en illuminant les microfranges de l'hologramme par l'onde de référence. Cette figure de diffraction peut naturellement être décrite en termes mathématiques, par exemple à l'aide de la transformée de Fresnel-Kirhoff dans le cas où l'onde de référence est perpendiculaire à l'hologramme [REF 72, REF 90]. On parle d'holographie digitale quand l'hologramme est enregistré de façon numérique (capteur CCD) et non sur un support photosensible classique. Il devient alors possible de réaliser des opérations mathématiques à partir des données stockées pour chacun des pixels. On peut notamment reconstruire numériquement l'onde diffusée par l'objet. Cette opération ne nécessite pas l'utilisation d'une onde de référence. On fait ainsi l'économie de l'étape de restitution puisque, par un simple calcul numérique, on obtient l'amplitude et la phase ϕ. En pratique, la principale limitation de l'holographie digitale est fixée par la résolution du capteur. La nécessité de résoudre les microfranges impose en effet une valeur maximale à $f_{\max}$ et donc à $\beta_{\max}$ (Équation 56). Avec les capteurs actuels, on ne peut donc s'intéresser qu'à des objets de taille relativement petite [REF 89, REF 90].

Le principe de l'interférométrie holographique consiste à réaliser une comparaison interférométrique entre les fronts d'ondes émis par l'objet déformé et par l'objet au repos. Le but final étant d'obtenir le champ de déplacement à la surface de l'objet [REF 61, REF 63, REF 64, REF 69, REF 91, REF 92, REF 93]. Dans le cas de l'interférométrie holographique en temps réel, l'hologramme d'un objet est initialement enregistré à l'état de référence. Une fois développé, cet hologramme est replacé à sa position initiale (Figure 65). Un observateur peut ainsi « voir » la superposition de l'objet déformé et de l'image virtuelle correspondant à l'objet au repos. On peut alors visualiser des franges d'interférences correspondant aux lignes d'isodéplacement (Figure 66 : déformation d'un mur sur lequel une main vient s'appuyer).

On note $\Delta\phi$ la différence de phase entre l'onde provenant de l'objet déformé et l'onde issue de l'objet au repos. Entre deux franges de même intensité : $\Delta\phi = 2\pi$. $\Delta\phi$ est reliée au

déplacement $\underline{d}$ par l'Équation 21. Dans le cas de l'interférométrie holographique, le vecteur sensibilité est donné par :

$$\underline{S} = \frac{2\pi}{\lambda}(\underline{n_i} - \underline{n_o}) \qquad \text{Équation 57}$$

$\underline{n_i}$ et $\underline{n_o}$ caractérisent respectivement les directions d'illumination et d'observation. Sur la Figure 65, on peut voir que $\underline{n_i}$ et $\underline{n_o}$ ont obligatoirement des composantes de signe contraire dans la direction de la normale à la surface. Il est donc **impossible d'avoir un vecteur sensibilité dans le plan de la surface étudiée**.

En interférométrie holographique traditionnelle, $\Delta\phi$ peut être obtenue par les techniques de décalage de phase. En revanche, en **interférométrie holographique digitale**, la **phase** est obtenue **directement lors du calcul mathématique** correspondant à la reconstruction numérique de l'onde diffusée par l'objet [REF 89, REF 90]. **Des mesures en dynamique sont alors possibles**.

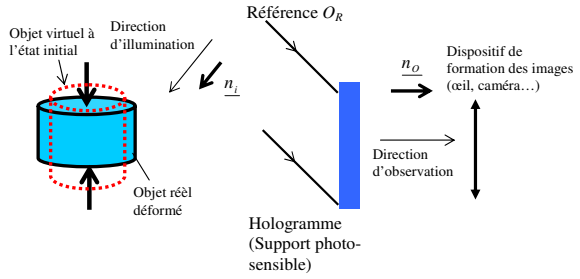

Figure 65. *Principe de l'interférométrie holographique.*

Figure 66. *Franges d'isodéplacement obtenues par interférométrie holographique [REF 69].*

Pour comparer les performances de l'interférométrie holographique et de l'interférométrie de speckle, on pourra retenir les points suivants : les écarts types du bruit sur la mesure de la différence de phase sont équivalents pour ces deux techniques. En effet, dans les deux cas, la lumière recueillie par la caméra est diffusée [REF 70]. Par ailleurs, l'interférométrie holographique et l'interférométrie de speckle ont une sensibilité équivalente [REF 61]. Les performances seront donc similaires en termes de résolution du déplacement. Cependant,

l'interférométrie de speckle possède certains avantages pratiques. Tout d'abord, il est possible d'obtenir des vecteurs sensibilités de directions quelconques ; notamment dans le plan de la surface étudiée (voir Figure 26). Cette possibilité a été utilisée dans le cadre de cette thèse (sous-paragraphe 3.5). De plus, en interférométrie de speckle, les franges ne sont pas localisées. On évite donc les problèmes engendrés par la nécessité d'avoir une mise au point parfaite ; notamment en cas de mouvement de solide indéformable [REF 63]. Cependant, avec les progrès des capteurs CCD, l'interférométrie holographique digitale est une méthode en plein développement [REF 94]. L'information obtenue avec cette technique est en effet fondamentalement plus riche : sans avoir recours au décalage de phase, l'amplitude et la phase de l'onde sont obtenues en ne réalisant qu'une une seule acquisition d'image [REF 90]. La limitation essentielle étant liée à la résolution du capteur, il apparaît clairement que la mise au point de nouveaux supports d'enregistrement à haute résolution pourrait apporter aux techniques holographiques un avantage significatif [REF 70].

Interférométrie de moiré

Apparue dans les années 1980, l'interférométrie de moiré est une technique interférométrique qui permet d'obtenir la mesure du champ de déplacement selon une direction située sur la surface d'un objet. [REF 95, REF 96, REF 97, REF 98]. Un réseau en réflexion est placé sur la surface étudiée. Souvent, la fréquence spatiale f_p de ce réseau correspond à $f_P = 1200\, traits/mm$. La surface est illuminée par deux faisceaux symétriques mutuellement cohérents[13] (Figure 67). La caméra reçoit l'intensité lumineuse correspondant aux faisceaux A_1 et B_{-1} qui sont les ordres de diffraction respectifs 1 et -1 associés aux faisceaux incidents A et B. L'angle α est choisi afin que ces faisceaux soient normaux à la surface étudiée. Il en résulte une relation entre α et f_p qui peut être obtenue en appliquant l'équation des réseaux [REF 72].

$$\sin\alpha = f_p \lambda \qquad \text{Équation 58}$$

[13] Sur la surface, les interférences des faisceaux A et B donnent naissance à un réseau virtuel de fréquence : $f = 2f_p = 2400\, traits/mm$. Parfois, c'est cette valeur qui est indiquée pour caractériser la mesure.

En réalisant la mise au point sur la surface étudiée, la caméra permet de visualiser des franges d'isodéplacement (Figure 68 : $f_p = 1200\, traits/mm$, interfrange i=0,417 μm). Le calcul des différences de marche engendrées par le déplacement est analogue à celui correspondant à l'interférométrie de speckle en illuminations symétriques (Figure 26). On obtient le même vecteur sensibilité :

$$\Delta\phi = 4\pi f_p\, u(x,z) = \frac{4\pi \sin\alpha\, u(x,z)}{\lambda} = \underline{S}.\underline{d} \qquad \underline{S} = \frac{2\pi}{\lambda}(\underline{n_2} - \underline{n_1})$$

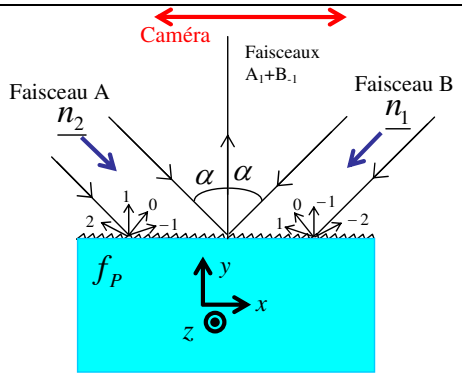

Figure 67. *Dispositif expérimental utilisé en interférométrie de moiré.*

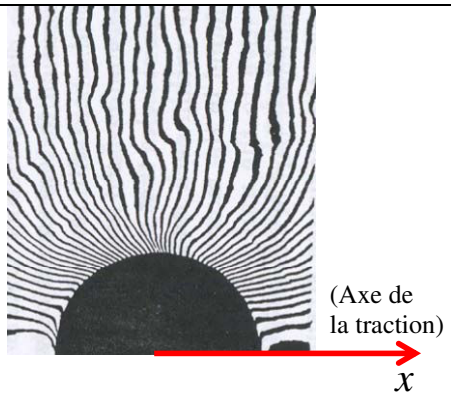

Figure 68. *Exemple de franges d'isodéplacement pour une éprouvette percée en traction [REF 96].*

C'est la diffraction du rayonnement par la pupille d'entrée de la caméra qui fixe la limite théorique de la résolution spatiale [REF 95]. Pour les nombres d'ouverture usuels, cela correspond à quelques longueurs d'onde ; ce qui est en général inférieur à la taille que représente un pixel sur l'objet. Dans le cas où l'image est formée à l'aide d'un capteur CCD, il faut alors considérer que c'est la taille du pixel qui caractérise la résolution spatiale. Dans le cas où un filtrage est effectué, la résolution spatiale peut correspondre à plusieurs pixels.

Cordero et al. ont réalisé de nombreux travaux pour comparer la résolution de la mesure de l'interférométrie de speckle et de l'interférométrie de moiré [REF 99, REF 100, REF 101]. Il apparaît que l'incertitude standard relative à la mesure de la différence de phase est approximativement deux fois plus élevée dans le cas de l'interférométrie de speckle. Cette

différence est due au bruit optique résultant de la nature même du speckle (voir sous-paragraphe 2.6.1). Dans le cas de l'interférométrie de moiré, le rayonnement n'est pas diffusé par la surface mais diffracté. En conséquence, le front d'onde est lisse : il n'y a pas de speckle. Dans l'Équation 29, le terme I_M a une valeur non nulle qui peut être considérée comme constante. Il n'y a donc pas de « mauvais pixels » (faibles valeurs de I_M) pour lesquels l'extraction de la phase donne un résultat très imprécis. Une analyse fondée sur la stricte analyse des performances de ces deux techniques est donc à l'avantage de l'interférométrie de moiré. Cela peut être résumé en citant Bruno et al. [REF 94] « Speckle Interferometry cannot compete (with moiré interferometry[14]) at all when accurate measurements of in-plane deformations must be carried out on small planar surface ». De plus, dans le cas de l'interférométrie de speckle, le phénomène de décorrélation limite l'étendue de mesure à quelques micromètres. Pour l'interférométrie de moiré, cette limite est considérablement plus élevée : elle est fixée d'une part, par la nécessité de résoudre les franges et, d'autre part, par un éventuel décollement du réseau qui peut intervenir pour les grandes déformations [REF 102].

Cependant, l'interférométrie de speckle présente certains avantages liés à une plus grande facilité d'utilisation. Tout d'abord, contrairement à l'interférométrie de moiré, la surface ne nécessite aucune préparation spécifique [REF 102]. De plus, l'interférométrie de moiré ne peut s'appliquer qu'à l'étude de surfaces dont la taille ne dépasse pas quelques centimètres [REF 95, REF 97]. En interférométrie de speckle, au contraire, des champs de mesure de l'ordre du mètre sont possibles [REF 94]. En interférométrie de speckle, la possibilité de renouveler périodiquement la référence de la phase facilite la détection des phénomènes de seuil. Toutefois, on retiendra surtout un élément essentiel : en effectuant une modification relativement limitée du dispositif expérimental, il est possible de faire en sorte que le vecteur sensibilité ait une composante non nulle dans la direction perpendiculaire à la surface étudiée. Cela nous a permis de faire la mesure séparée des valeurs de l'ouverture et du glissement des lèvres d'une fissure (Voir paragraphe 3.5).

[14] La partie entre parenthèse est ajoutée par l'auteur de la thèse.

Corrélation d'images en lumière blanche

La corrélation d'images en lumière blanche est une technique « géométrique » de mesure du champ de déplacement dont l'utilisation en mécanique expérimentale remonte au début des années 1980. [REF 57, REF 103 (pour une synthèse), REF 104,]. Le principe de la méthode est relativement simple : la surface étudiée est recouverte d'un revêtement appelé mouchetis qui donne à l'intensité lumineuse diffusée par l'objet un aspect granulaire et aléatoire (Figure 69). Sur une image de référence, enregistrée avant l'application de l'effort, on choisit un sous-élément S_0 centré au point $M_0(x_0, z_0)$, dont les dimensions ($[n \times n]$ pixels) sont grandes devant la taille caractéristique des granularités. Du fait de son aspect aléatoire, la distribution d'intensité à l'intérieur de S_0 est unique. Pour connaître le déplacement du point M_0, il suffit alors de retrouver cette distribution locale d'intensité sur une image enregistrée après l'application d'un effort (Figure 70)

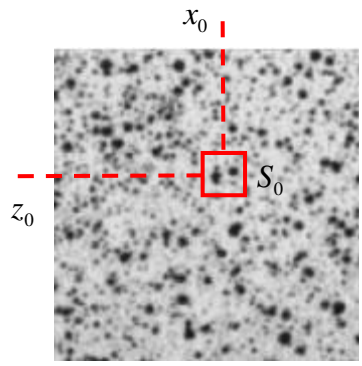

Figure 69. *Image de référence.*

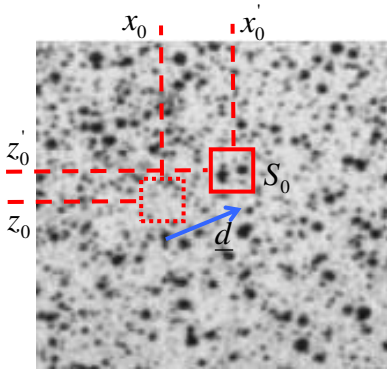

Figure 70. *Image finale.*

Cependant, pour déterminer le déplacement avec une précision inférieure à la taille d'un pixel, il faut mettre en œuvre un algorithme d'interpolation [REF 105]. Les algorithmes les plus répandus utilisent la méthode itérative de Newton-Raphson : on détermine les composantes du déplacement et les dérivées partielles de ce déplacement en minimisant une fonction d'intercorrélation de l'intensité[15] [REF 106, REF 107]. On peut également citer la méthode du

[15] La prise en compte des dérivées partielles revient à chercher la zone de l'image finale pour laquelle la corrélation est la meilleure avec un sous-élément S_0 déformé à l'état final.

gradient qui repose sur la conservation du flot optique [REF 108, REF 109]. Il faut remarquer que la résolution du déplacement est exprimée en fraction de pixel. En unité de longueur, la résolution dépend donc de la taille que représente un pixel sur la surface étudiée. En d'autres termes, la valeur du plus petit déplacement mesurable est d'autant plus petite que le champ de mesure diminue. Rappelons que dans le cas des méthodes interférométriques, la résolution du déplacement est indépendante de la taille de la zone d'étude.

La résolution spatiale correspond à la taille du sous-élément S_0 dont on veut évaluer le déplacement. En revanche, il est moins facile de fournir des données quantitatives relatives à la résolution de la mesure du déplacement [REF 110, REF 111]. Les performances de la corrélation d'images dépendent de nombreux paramètres. On pourra citer : la taille des grains du mouchetis [REF 112, REF 113], la qualité de l'interpolation de l'intensité entre les pixels [REF 114], l'algorithme utilisé pour estimer les déplacements subpixels [REF 105], le nombre de bits sur lequel l'intensité est codée pour chaque pixel (étendue dynamique : par exemple 8 ou 12 bits) [REF 115], le niveau de déformation et de gradient de déformation [REF 116] ou le bruit engendré par le capteur CCD [REF 111]. Cependant, la précision de la mesure du déplacement dépend en premier lieu de la taille du sous-élément S_0. En règle générale, la précision s'améliore quand la taille de ce sous éléments augmente ; cela illustre la nécessité de trouver un compromis entre la résolution de la mesure et la résolution spatiale. Toutefois, dans le cas de forts gradients de déformation, il se peut que la précision soit optimale pour une taille finie de S_0 [REF 117, REF 118]. Zhang et al. remarquent qu'on peut trouver dans la littérature des estimations comprises entre $0{,}5\,\text{pixel}$ et $0{,}01\,\text{pixel}$ pour la résolution de la mesure en corrélation d'images [REF 110]! Les auteurs les plus cités proposent toutefois les ordres de grandeurs suivants : $0{,}01\,\text{pixel}$ ou $0{,}02\,\text{pixel}$ pour une résolution spatiale correspondant à un sous-élément de 30 ou 40 pixels [REF 103, REF 107, REF 108]. Dans le cadre de cette thèse, on a pu déterminer des ouvertures de fissures avec une résolution de l'ordre de $0{,}01\,\mu m$ pour un noyau de filtrage dont la taille est de 11 pixels (voir chapitre 3). Le champ de mesure était d'environ 1 *cm*. Dans ces conditions, en prenant un capteur possédant 1000 pixels dans la direction de la mesure, on arrive à une résolution du déplacement de l'ordre de $0{,}1\,\mu m$ ou $0{,}2\,\mu m$ en corrélation d'images avec une moins bonne

résolution spatiale que celle de nos mesures. Il ne s'agit que d'un ordre de grandeur, en pratique, Sutton et al. ont pu réaliser des mesures d'ouverture de fissures avec une résolution de $0,03\,\mu m$ (ou 0,05 pixel) en corrélation d'images [REF 119]. Toutefois, la précision de la mesure du déplacement a été obtenue au détriment de la résolution spatiale (91 pixels) et de la taille du champ de mesure (0,8 *mm*, utilisation d'un microscope). Pour des champs de mesure dont la taille a un ordre de grandeur supérieur ou égal au centimètre, la résolution de la mesure en interférométrie de speckle est donc meilleure que celle de la corrélation d'images.

En corrélation d'images, on obtient directement le champ de déplacement selon les deux directions de la surface étudiée. Pour obtenir la mesure de la composante « hors plan » du déplacement, il faut mettre en œuvre des techniques de stéréocorrélation qui nécessitent une seconde caméra et un calibrage très minutieux [REF 103]. En interférométrie de speckle, on réalise directement une mesure selon une direction unique qui peut être dans le plan ou hors du plan. Par ailleurs, l'interférométrie de speckle ne nécessite pas de préparation de surface compliquée. Dans le cas de la corrélation d'images, pour un capteur CCD donné, le choix du mouchetis dépend de la taille du champ de mesure.

Enfin signalons une approche nouvelle développée récemment par le LMT Cachan pour déterminer le déplacement subpixel en corrélation d'images. L'idée originale consiste à décomposer le déplacement sur une base de fonctions prédéterminées ; ce qui revient à faire une hypothèse « a priori » sur la forme du déplacement. Il apparaît, qu'à résolution spatiale égale, l'approche récente développée au LMT Cachan permette d'améliorer très sensiblement la résolution de la mesure [REF 109, REF 112]. Cette approche a pu être étendue au cas de champs de déplacement présentant des discontinuités [REF 120].

Par ailleurs, il ne faut pas perdre de vue le fait que la corrélation d'images possède de grands atouts en termes de facilité d'utilisation : obtention directe des deux composantes du déplacement, insensibilité aux perturbations extérieures et surtout : absence de limite supérieure pour les déplacements mesurables. En corrélation d'images, le déplacement n'est pas obtenu à partir de figures de franges. En présence de fissures, on évite ainsi les problèmes d'échantillonnage évoqués au sous-paragraphe 3.4.5. On peut également remarquer que l'interférométrie de speckle est une technique mature, dont les limitations fondamentales sont

liées à des principes physiques immuables. En corrélation d'images, au contraire, il semble que, comme en témoignent les travaux récents développés au LMT Cachan, des avancées significatives soient encore possibles. De plus la corrélation d'images paraît plus à même de bénéficier de certains progrès technologiques prévisibles : amélioration des caméras en termes de résolution et d'étendue dynamique, accroissement des capacités de calculs des ordinateurs etc.

Annexe 2 : Calcul du vecteur sensibilité

Dans cette annexe, nous présentons le détail du calcul qui permet d'obtenir le vecteur sensibilité en interférométrie de speckle lorsque la surface est illuminée par deux faisceaux. Il s'agit donc de relier la différence de phase $\Delta\phi$ au déplacement $\underline{d}(M)$ du point M.

Pour le faisceau 1, avant le déplacement, le chemin optique vaut (Figure 71a)) : $\underbrace{S_L M}_{\text{Source lumineuse}\rightarrow M} + \underbrace{MC}_{M\rightarrow\text{Caméra}}$.

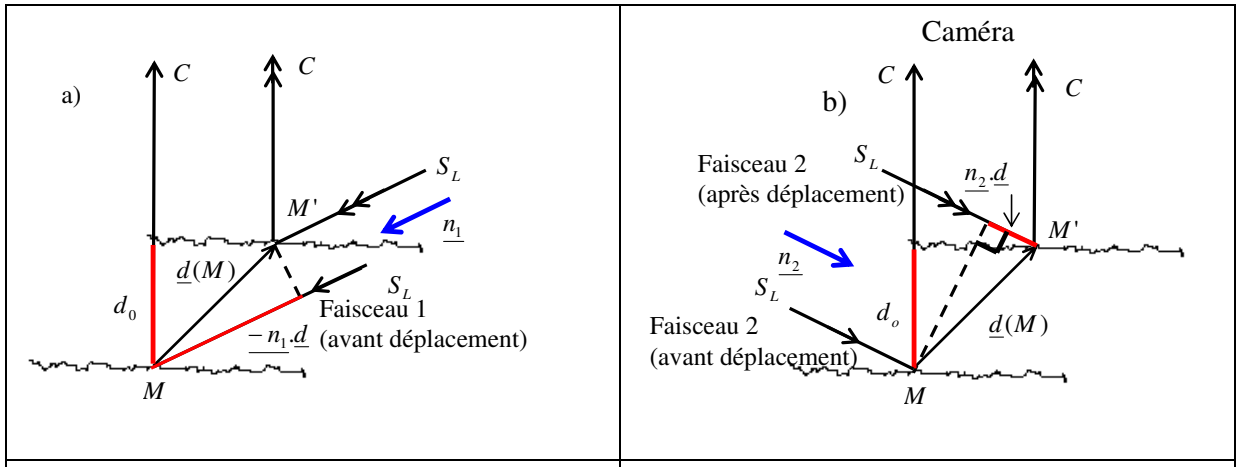

Figure 71. *Détermination de la différence de marche pour le faisceau 1.*

Figure 72. *Détermination de la différence de marche pour le faisceau 2.*

Après l'application du déplacement $\underline{d} = \underline{MM'}$, le chemin optique devient : $S_L M' + M'C$. La différence de marche vaut donc : $S_L M' + M'C - S_L M - MC = -(d_o - \underline{n_1}.\underline{d}) = -d_o + \underline{n_1}.\underline{d}$

d_o est la composante du déplacement dans la direction d'observation.

Le déphasage qui correspond au faisceau 1 vaut alors : $\Delta\phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda}(-d_o + \underline{n_1}.\underline{d})$.

De même, pour le faisceau 2 (Figure 72): $\Delta\phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(-d_o + \underline{n_2}.\underline{d})$

Finalement la différence de phase $\Delta\phi$ vaut : $\Delta\phi = \Delta\phi_2 - \Delta\phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda}(\underline{n_2} - \underline{n_1}).\underline{d}$ et donc

$\underline{S} = \frac{2\pi}{\lambda}(\underline{n_2} - \underline{n_1})$

On peut remarquer que la **composante du déplacement dans la direction d'observation** d_o est **éliminée**.

Bibliographie

REF 1 RENARD J., Elaboration, microstructure et comportement des matériaux composites à matrice polymère, Hermes science, Paris (2005).

REF 2 GAY D., Matériaux composites, Hermes science, Paris (1991).

REF 3 BERTHELOT J.-M., Matériaux composites : Comportement mécanique et analyse des structures, Lavoisier, Paris (2005).

REF 4 TALREJA R., Damage and fatigue in composites – A personal account, *Composites Science and Technology*, volume 68, fascicule 13, p 2585-2591 (2008).

REF 5 NAIRN J.A., HU S., Matrix microcracking, In R. Talreja, Editor, *Damage Mechanics of Composite Materials*, Elsevier, Amsterdam (1994).

REF 6 KASHTALYAN M., SOUTIS C., Analysis of composite laminates with intra- and interlaminar damage, *Progress in Aerospace Sciences*, volume 41, fascicule 2, p 152-173 (2005).

REF 7 BERTHELOT J.-M., Transverse cracking and delamination in cross-ply glass-fiber and carbon-fiber reinforced plastic laminates : static and fatigue loading, *Applied Mechanics Review*, volume 56, fascicule 1, p 111-147 (2003).

REF 8 KASHTALYAN M., SOUTIS C., Mechanisms of internal damage and their effect on the behavior and properties of cross-ply composite laminates, *International Applied Mechanics*, volume 38, fascicule 6, p 641-657 (2002).

REF 9 LUNDMARK P., Damage mechanics analysis of inelastic behavior of fiber composite, thèse de doctorat, *Luleå University of Technology*, (novembre 2005).

REF 10 ABRATE S., Matrix cracking in laminated composites: a review, *Composites Engineering*, volume 1, fascicule 6, p 337-353 (1991).

REF 11 NAIRN J.A., Matrix microcracking in composites, In A. Sweben, R. Talreja, J.A., Manson, Editors, *Comprehensive Composite Materials*, *Polymer Matrix Composites*, volume 2, Elsevier, Amsterdam (2000).

REF 12 JOHNSON P., CHANG F.K., Characterization of matrix crack-induced laminate failure-Part I: Experiments, *Journal of Composite Materials*, volume 35, fascicule 22, p 2009-2035 (2001).

REF 13 GARRETT K.W., BAILEY J.E., The effect of resin failure strain on the tensile properties of glass fibre-reinforced polyester cross-ply laminates, *Journal of Materials Science*, volume 12, fascicule 11, p 2189-2194 (1977).

REF 14 PARVIZI A., GARRETT K.W., BAILEY J.E., Constrained cracking in glass fibre-reinforced epoxy cross-ply laminates, *Journal of Materials Science*, volume 13, fascicule 1, p 195-201 (1978).

REF 15 PARVIZI A., BAILEY J.E., On multiple transverse cracking in glass fibre epoxy cross-ply laminates, *Journal of Materials Science*, volume 13, fascicule 10, p 2131-2136 (1978).

REF 16 GARRETT K.W., BAILEY J.E., Multiple transverse fracture in 90° cross-ply laminates of a glass fibre-reinforced polyester, *Journal of Materials Science*, volume 12, fascicule 1, p 157-168 (1977).

REF 17 BAILEY J.E., CURTIS P.T., PARVIZI A., On the transverse cracking and longitudinal splitting behaviour of glass and carbon fibre reinforced epoxy cross ply laminates and the effect of Poisson and thermally generated strain, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, volume 366, fascicule 1727, p 599-623 (1979).

REF 18 BERTHELOT J.-M., LE CORRE J.-F., Statistical analysis of the progression of transverse cracking and delamination in cross-ply laminates, *Composites Science and Technology*, volume 60, fascicule 14, p 2569-2669 (2000).

REF 19 NAIRN J.A., HU S., BARK J.S., A critical evaluation of theories for predicting microcracking in composite laminates, *Journal of Materials Science*, volume 28, fascicule 18, p 5099-5111 (1993).

REF 20 FLAGGS D.L., KURAL M.H., Experimental determination of the in situ transverse lamina strength in graphite/epoxy laminates, *Journal of Composite Materials*, volume 16, fascicule 2, p 103-116 (1982).

REF 21 McCARTNEY L.N., Energy methods for fatigue damage modelling of laminates, *Composites Science and Technology*, volume 68, fascicule 13, p 2601-2615 (2008).

REF 22 HASHIN Z., Analysis of cracked laminates: a variational approach, *Mechanics of Materials*, volume 4, fascicule 2, p 121-136 (1985).

REF 23 TALREJA R., Damage characterization by internal variables, In R. Talreja, Editor, *Damage Mechanics of Composite Materials*, Elsevier, Amsterdam (1994).

REF 24 TALREJA R., A continuum mechanics characterization of damage in composite materials, *Proceedings of the Royal Society of London . Series A*, volume 399, fascicule 1817, p 195-216 (1985).

REF 25 TALREJA R., Transverse cracking and stiffness reduction in composite laminates, *Journal of Composite Materials*, volume 19, fascicule 4, p 355-375 (1985).

REF 26 VARNA J., Effective properties of damaged laminated composites reinforced with UD fibers, *Proceedings of the 10th European Conference on Composite Materials, Brugge,* Belgium, paper 270 (2002).

REF 27 LUNDMARK P., VARNA J., Constitutive relationships for laminates with ply cracks in in-plane loading, *International Journal of Damage Mechanics*, volume 14, fascicule 3, p 235-259 (2005).

REF 28 LUNDMARK P., VARNA J., Crack face sliding effect on stiffness of laminates with ply cracks, *Composites Science and Technology,* volume 66, fascicule 10, p 1444-1454 (2006).

REF 29 HIGHSMITH A.L., REIFSNIDER K.L., Stiffness-Reduction Mechanisms in composite laminates, *Damage in Composite Materials*, ASTM, STP 775, Philadelphia (PA), In K.L. Reifsnider, Editor, American Society for Testing Materials, p 103-117 (1982)

REF 30 LAWS N., DVORAK G.J, Progressive transverse cracking in composite laminates, *Journal of Composite Materials*, volume 22, fascicule 10, p 900-916 (1988).

REF 31 VARNA J., BERGLUND., L.A., Thermo-elastic properties of composite laminates with transverse cracks, *Journal of Composites Technology and Research*, volume 16, fascicule 1, p 77-87 (1994).

REF 32 HENAFF-GARDIN C., GAMBY D., LAFARIE-FRENOT M.C., Doubly periodic matrix cracking in composite laminates Part 1: General in-plane loading, *Composite Structures,* volume 36, fascicule 1, p 113-130 (1996).

REF 33 HASHIN Z., Analysis of orthogonally cracked laminates under tension, *Journal of Applied Mechanics,* volume 54, fascicule 4, p 872-879 (1987).

REF 34 FAN J., ZHANG J., In-situ damage evolution and micro/macro transition for laminated composites, *Composites Science and Technology,* volume 47, fascicule 2, p 107-118 (1993).

REF 35 KASHTALYAN M., SOUTIS C., Stiffness degradation in cross-ply laminates damaged by transverse cracking and splitting, *Composites Part A*, volume 31, fascicule 4, p 335-351 (2000).

REF 36 KASHTALYAN M., SOUTIS C., Modelling stiffness degradation due to matrix cracking in angleply composite laminates, *Plastics, Rubber and Composites,* volume 29, fascicule 9, p 482-488 (2000).

REF 37 LEMAITRE J., CHABOCHE J.L., Mécanique des matériaux solides, Dunod, Paris (1985).

REF 38 SINGH C.V., TALREJA R., Analysis of multiple off-axis ply cracks in composite laminates, *International Journal of Solids and Structures*, volume 45, fascicule 16, p 4574-4589 (2008).

REF 39 VARNA J., JOFFE R., TALREJA R., A synergistic damage-mechanics analysis of transverse cracking in $[\pm\theta/90_4]_s$ laminates, *Composites Science and Technology*, volume 61, fascicule 5, p 657-665 (2001).

REF 40 VARNA J., JOFFE R., AKSHANTALA N.V., TALREJA R., Damage in composites with off-axis plies, *Composites Science and Technology,* volume 59, fascicule 14, p 2139-2147 (1999).

REF 41 GUDMUNDSON P., ÖSTLUND S., First order analysis of stiffness reduction due to matrix cracking, *Journal of Composite Materials*, volume 26, fascicule 7, p 1009-1030 (1992).

REF 42 GUDMUNDSON P., ZANG W., An analytic model for thermoelastic properties of composite laminates containing transverse matrix cracks, *International Journal of Solids and Structures*, volume 30, fascicule 23, p 3211-3231 (1993).

REF 43 ALLEN D.H., YOON C., Homogenization techniques for thermoviscoelastic solids containing cracks, *International Journal of Solids and Structures*, volume 35, fascicule 31-32, p 4035-4053 (1979).

REF 44 JOFFE R., KRASNIKOVS A., VARNA J., COD-based simulation of transverse cracking and stiffness reduction in $[S/90_n]_s$ laminates, *Composites Science and Technology*, volume 61, fascicule 5, p 637-656 (2001).

REF 45 VARNA J., Physical interpretation of parameters in synergistic continuum damage mechanics model for laminates, *Composites Science and Technology,* volume 68, fascicule 13, p 2592-2600 (2008).

REF 46 TSAI S.W., WU E.M., A General theory of strength for anisotropic materials, *Journal of Composite Materials*, volume 5, fascicule 1, p 58-80 (1971).

REF 47 LEGUILLON D., Strength or toughness. A criterion for crack onset at a notch, *European Journal of Mechanics A/Solids*, volume 21, fascicule .1, p 61-72 (2002).

REF 48 NAIRN J.A., HU S., The initiation and growth of delaminations induced by matrix microcracks in laminated composites, *International Journal of Fracture*, volume 57, fascicule 1, p 1-24 (1992).

REF 49 NOH J., WHITCOMB J., Effect of delamination on opening of transverse matrix cracks, *Journal of Composite Materials*, volume 39, fascicule 15, p 1353-1370 (2005).

REF 50 FARGE L., NAZAROV R., AYADI Z., Electronic Speckle Pattern Interferometry measurements of structural ratcheting strain, *Strain*, In press.

REF 51 SCHAWLOW A.L., TOWNES C.H., Infrared and optical masers, *Physical Review*, volume 112, fascicule 6, p 1940-1949 (1958).

REF 52 HEFLINGER L.O., WUERKER R.F., BROOKS R.E., Holographic interferometry, *Journal of Applied Physics*, volume 37, fascicule 2, p 642-649 (1966).

REF 53 LEENDERTZ J.A., Interferometric displacement measurement on scattering surfaces utilizing speckle effect, *Journal of. Physics E: Scientific Instruments*, 1970, volume 3, fascicule 3, p 214-218 (1970).

REF 54 McDONACH, A., McKELVIE, J., and WALKER, C.A., Stress analysis of fibrous composites using moiré interferometry, *Optics and Lasers in Engineering*, volume 1, fascicule 2, p 85-105 (1980).

REF 55 NAKADATE S., SAITO H., Fringe scanning speckle pattern interferometry, *Applied Optics*, volume 24, fascicule 13, p 2172-2180 (1985).

REF 56 PETERS W.H., RANSON W.F., Digital Image techniques in experimental stress analysis, *Optical Engineering*, volume 21, fascicule 3, p 427-431 (1982).

REF 57 SUTTON M.A., WOLTERS W.J, PETERS W.H., and RANSON W.F., McNEILL S.R, Determination of displacements using improved digital correlation method, *Image and Vision Computing*, Volume 1, fascicule 3, p 133-139 (1983).

REF 58 LEE J-R., Spatial resolution and resolution in phase shifting laser interferometry, *Measurement Science and Technology*, volume 16, fascicule 12, p 2525-2533 (2005).

REF 59 XIE H., LIU Z., FANG D., DAI F., SHANG H., Development of nano-moiré method with high-resolution microscopy at FML, *Optics and Lasers in engineering*, volume 43, fascicule 8, p 904-918 (2005).

REF 60 VARNA J., BERGLUND L.A., TALREJA R., JAKOVICS A., A study of the opening displacement of transverse cracks in cross-ply laminates, *International Journal of Damage Mechanics*, volume 2, fascicule 3, p 272-289 (1993).

REF 61 RASTOGI P.K., Principles of holographic interferometry and speckle metrology, In P.K. Rastogi, Editor, *Photomechanics*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg (1999).

REF 62 RASTOGI P.K., Measurement of static surface displacements, derivatives of displacements and 3D surface shapes- Examples of applications to Non destuctive testing, In P.K. Rastogi, Editor, *Digital Speckle Pattern Interferometry and Related Techniques*, John Wiley & sons, Chichester (2001).

REF 63 JONES R., and WYKES C., Holographic and Speckle Interferometry, Cambridge University Press (1989).

REF 64 JÜPTNER W., Interferometric methods, In K.-H Laermann, Editor, *Optical Methods in Experimental Solid Mechanics*, SpringerWienNewyork (2000).

REF 65 MUJEEB A., NAYAR V.U., RAVINDRAN, V.R., Electronic Speckle Pattern Interferometry techniques for non-destructive evaluation: a review, *Insight*, volume 48, fascicule 5, p 275-281 (2006).

REF 66 FRANCON M., La granularité laser (speckle) et ses applications en optique, Masson, Paris (1978).

REF 67 GOODMAN J.W., Speckle phenomena in optics, Roberts and Company Publishers, Greenwood Village, Colorado (2007).

REF 68 LEHMANN M., Speckle statistics in the context of digital speckle interferometry, In P.K. Rastogi, Editor, *Digital Speckle Pattern Interferometry and Related Techniques*, John Wiley & sons, Chichester, (2001).

REF 69 SMIGIELSKI P., Holographie Industrielle, Teknea, Toulouse (1994).

REF 70 JACQUOT P., Speckle Interferometry : A review of the principal methods in use for experimental mechanics applications, *Strain*, volume 44, fascicule 1, p 57-69 (2008).

REF 71 HUNTLEY J.M., Automated analysis of speckle interferograms, In P.K. Rastogi, Editor, *Digital speckle Pattern Interferometry and Related techniques*, John Wiley & sons, Chichester (2001).

REF 72 HECHT E., Optics, Addison-Wesley Publishing Company (1987).

REF 73 BUTTERS J.N., LEENDERTZ J.A., A double exposure technique for speckle pattern interferometry, *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, volume 4, fascicule 4, p 277-279 (1971).

REF 74 HUNTLEY J.M., Automated fringe pattern analysis in experimental mechanics: a review, *Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, volume 33 fascicule 2, p 105-125 (1998).

REF 75 SURREL Y., Fringe Analysis, In P.K. Rastogi, Editor, *Photomechanics*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1999).

REF 76 SURREL Y., Some metrological issues in optical full field techniques, Interferometry XI : Techniques an Analysis, In K Creath, J Schmidt, Editors, *Proceedings of SPIE,* vol 4777 (2002).

REF 77 PRATT W.K., Digital image processing, Wiley-Interscience publication, (1991).

REF 78 OSTEN W., Digital processing and evaluation of fringe patterns in optical metrology and non-destructive testing, In K.-H Laermann, Editor, *Optical Methods in Experimental Solid Mechanics*, SpringerWienNewyork (2000).

REF 79 MOLIN N.-E., SJÖDAHL M., GREN P., SVANBRO A., Speckle photography combined with speckle interferometry, *Optics and Lasers in Engineering*, volume 41, fascicule 4, p 673-686, (2004).

REF 80 FLEMMING T., HERTWIG M., and USINGER R., Speckle interferometry for highly localized displacement fields, *Measurement Science and Technology*, Volume 4, fascicule 4, p 820-825 (1993).

REF 81 ALBRECHT D., Estimation of the 2D measurement error introduced by in-plane and out-of-plane Electronic Speckle Pattern Interferometry instruments, *Optics and Lasers in Engineering*, Volume 31, fascicule 1, p 63-81 (1999).

REF 82 AVRIL S., VAUTRIN A., SURREL Y., Grid method: Application to the characterization of cracks, *Experimental Mechanics*, Volume 44, fascicule 1, p 37-43 (2004).

REF 83 PIERRON F., GREEN B., WISNOM M.R., HALLETT S.R., Full-field assessment of the damage process of laminated composite open-hole tensile specimens. Part II : Experimental results, *Composites Part A*, volume 38, fascicule 11, p 2321-2332 (2008).

REF 84 PIERRON F., GREEN B., WISNOM M.R., Full-field assessment of the damage process of laminated composite open-hole tensile specimens. Part I : Methodology, *Composites Part A*, volume 38, fascicule 11, p 2307-2320 (2008).

REF 85 LOUKIL S.M., Damage Characterization of a cracked composite laminate by an optical mesasurement of the displacement field and by Finite Element Modeling. *Thèse de mastère* réalisée à l'EEIGM sous la direction de Zoubir AYADI et Janis VARNA.

REF 86 FARGE L., AYADI Z., VARNA J., Optically measured Full-Field displacement on the edge of a cracked composite laminate, *Composites Part A*, volume 39, fascicule 8, p 1245-1252 (2008).

REF 87 TAKEDA N., OGIHARA S., Initiation and growth of delamination from the tips of transverse cracks in CFRP cross-ply laminates, *Composites Science and Technology*, volume 52, fascicule 3, p 309-318 (1994).

REF 88 FARGE L., VARNA J., AYADI Z., Damage characterization of a cross-ply carbon fiber/epoxy laminate by an optical measurement of the displacement field, *Composites Science and Technology*, acceptée (In press).

REF 89 PEDRINI G., TIZIANI H.J., Digital holographic interferometry, In P.K. Rastogi, *Digital Speckle Pattern Interferometry and Related Techniques*, John Wiley & sons, Chichester (2001).

REF 90 SCHNARS U., JÜPTNER W., Digital recording and numerical reconstruction of holograms, *Measurement Science and Technology*, volume 13, fascicule 9 p 85-101 (2002).

REF 91 KREIS T., Handbook of holographic interferometry: optical and digital methods, Wiley.

REF 92 DALLY J.W., RILEY W.F., Experimental Stress Analysis, Fourth edition, College House Enterprises, LLC (2005).

REF 93 DOYLE J.F., Modern experimental stress analysis, John Wiley & Sons (2004).

REF 94 BRUNO L., POGGIALINI A., Back to the future : From speckle to holography, *Optics and Lasers in Engineering*, volume 45, fascicule 5, 45, p 538-549 (2007).

REF 95 POST D., HAN B., IFJU P., High sensitivity Moiré, Springer Study Edition (1994).

REF 96 POST D., HAN B., IFJU P., Moiré Methods for Engineering and Science - Moiré Interferometry and Shadow Moiré, In P.K. Rastogi, Editor, *Photomechanics*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1999).

REF 97 McKELVIE J., Moiré strain analysis: an introduction, review and critique, including related techniques and future potential, *Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, volume 33, fascicule 2, p 137-151 (1998).

REF 98 HAN B., POST D., IFJU P., Moiré interferometry for engineering mechanics: current practices and future developments, *Journal of Strain Analysis for Engineering Design*, volume 36, fascicule 1, p 101-117 (2001).

REF 99 CORDERO R., MARTINEZ A., RODRIGUEZ-VERA R., ROTH P., Uncertainty evaluation of displacements measured by electronic speckle-pattern interferometry, *Optics Communications*, volume 241, fascicule 4-6, p 279-292 (2004).

REF 100 CORDERO R., LABBE F., MARTINEZ A., RODRIGUEZ-VERA R., Evaluation of the uncertainty associated with a phase difference map measured only once by the phase shifting technique, *Optics Communications*, volume 252, fascicule 4-6, p 229-238 (2005).

REF 101 CORDERO R., MOLIMARD J., MARTINEZ A., LABBE F., Uncertainty analysis of temporal phase-stepping algorithms for interferometry, *Optics Communications*, volume 275, fascicule 1, p144-155 (2007).

REF 102 LEE J-R., MOLIMARD J., VAUTRIN A., SURREL Y., Diffraction grating interferometers for mechanical characterisations of advanced fabric laminates, *Optics and Lasers Technology,* volume 38, fascicule 1, p 51-66 (2006).

REF 103 SUTTON M.A., McNEILL S.R., HELM J.D., CHAO Y.J., Advances in Two-Dimensional and Three-Dimensional Computer Vision, In P.K. Rastogi, Editor, *Photomechanics*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1999).

REF 104 CHU T.C., RANSON W.F, SUTTON M.A, Applications of digital image correlation to experimental mechanics, *Experimental Mechanics*, volume 25, fascicule 3, p 232-244 (1985).

REF 105 BING P., HUI-MIN X., BO-QUIN X., and FU-LONG D., Performance of sub-pixel registration algorithms in digital image correlation, *Measurement Science and Technology*, volume 17, fascicule 6, p 1615-1621 (2006).

REF 106 BRUCK H.A., McNEILL S.R., SUTTON M.A, PETER W.H., Digital Image Correlation using Newton-Raphson method of partial differential correction, *Experimental Mechanics*, volume 29, fascicule 3, p 261-267 (1989).

REF 107 VENDROUX G., KNAUSS W.G., Submicron Deformation Field Measurements : Part 1. Developing a Digital Scanning Tunneling Microscope, *Experimental Mechanics*, Volume 38, fascicule 1, p 18-23 (1998).

REF 108 DAVIS C.Q., FREEMAN D.M., Statistics of subpixel registration algorithms based on spatiotemporal gradients or block matching, *Optical Engineering*, volume 37, fascicule 4, p 1290-1298 (1998).

REF 109 HILD F., ROUX S., Digital Image Correlation : from displacement measurement to identification of elastic properties : a review, *Strain*, volume 42, fascicule 2, p 69-80 (2006).

REF 110 ZHANG J., JIN G., MA S., MENG L., Application of an improved subpixel registration algorithm on digital speckle correlation measurement, *Optics and Lasers Technology*, volume 35, fascicule 7, p 533-542 (2003).

REF 111 ZHOU P., GOODSON K.E., Subpixel displacement and deformation gradient mesasurement using digital/image speckle correlation (DISC), *Optical Engineering*, volume 40, fascicule 8, p 1613-1620 (2001).

REF 112 BESNARD G., HILD F., ROUX S., "Finite-Element" Displacement Fields Analysis from digital images: Application to Portevin-Le Châtelier bands, *Experimental Mechanics*, volume 46, fascicule 6, p 789-803 (2006).

REF 113 LECOMPTE D., SMITS A., BOSSUYT S., SOL H., VANTOMME J., VAN HEMELRIJCK D., HABRAKEN A.M., Quality assessment of speckle patterns for digital image correlation, *Optics and Lasers Technology*, volume 44, fascicule 11, p 1132-1145 (2006).

REF 114 SCHREIER H.W., BRAASCH J.R., SUTTON M.A, Systematic errors in digital image correlation caused by intensity interpolation, *Optical Engineering*, volume 39, fascicule 11, p 2915-2921 (2000).

REF 115 SUTTON M.A., McNEILL S.R., JANG J., BABAI M., Effects of subpixel image restoration on digital correlation error estimates, *Optical Engineering*, volume 27, fascicule 10, p 870-877 (1988).

REF 116 LAGATTU F., BRILLAUD J., LAFARIE-FRENOT M.-C., High strain gradient measurements by using digital image correlation technique, *Materials Characterization*, volume 53, fascicule 1, p 17-28 (2004).

REF 117 YAOFENG S., PENG J., Study of optimal subset size in digital image correlation of speckle pattern images, *Optics and Lasers Technology*, volume 45, fascicule 9, p 967-974 (2007).

REF 118 SCHREIER H.W., SUTTON M.A, Systematic errors in Digital Image Correlation Due to Undermatched Subset Shape functions, *Experimental Mechani*cs, vol 42, fascicule 3, p 303-310 (2002).

REF 119 SUTTON M.A., ZAHO W., McNEILL S.R., HELM J.D., PIASCIK R.S., RIDDEL W.T., Local crack closure measurements : Development of a measurement system using computer vision and far-field microscope, *Advances in fracture crack closure measurement and analysis: Second volume, ASTM STP 1343*, R.C. McClung, J.C.

Newman Jr., Editors, American Society for Testing and Materials, West Conshohocken, PA, , p 145-156 (1999).

REF 120 RETHORE J., François HILD F., ROUX S., Extended digital image correlation with crack shape optimization, *International Journal for Numerical Methods in Engineering* , volume 73, fascicule 2 p 248-272 (2008).

INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE
DE LORRAINE

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :
Monsieur Frederico PARIS, Professeur, University of Seville, Spain
Monsieur Fabrice PIERRON, Professeur, ENSAM, Chalons en Champagne

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Monsieur FARGE Laurent

NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 54501
VANDŒUVRE CEDEX

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE, une thèse intitulée :

"Caractérisation de l'endommagement de matériaux composites stratifiés à l'aide de la mesure du déplacement par une méthode optique plein-champ"

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : **« Science et Ingénierie des Matériaux »**

Fait à Vandoeuvre, le 23 septembre 2009
Le Président de l'I.N.P.L.,
F. LAURENT

TEL. 33/03.83.59.59.59
FAX. 33/03.83.59.59.55

Résumé

Cette thèse résulte d'une collaboration entre le Pr Ayadi de l'Institut National Polytechnique de Lorraine et le Pr Varna de l'Université Technologique de Luleå.

Depuis 2005, le Professeur Varna a développé une méthode originale qui permet d'obtenir l'ensemble des constantes thermoélastiques d'un stratifié endommagé à partir de deux paramètres : l'ouverture moyenne et le glissement moyen des lèvres des fissures, normalisés par rapport à la contrainte appliquée. Dans cette thèse, nous analysons le potentiel de l'interférométrie de speckle pour obtenir la mesure de ces deux grandeurs. Plus généralement, nous montrons l'utilité de la mesure du champ de déplacement pour caractériser le développement de l'endommagement dans les stratifiés.

Le premier chapitre décrit l'endommagement qui peut affecter les matériaux composites stratifiés. L'objectif est de mettre en évidence les points particuliers pour lesquels la mesure du champ de déplacement pourrait apporter des informations originales. Dans le deuxième chapitre, le principe de l'interférométrie de speckle est exposé. Nous avons particulièrement insisté sur les raisons qui nous on conduit à choisir cette technique pour réaliser cette étude. Dans le troisième chapitre, nous présentons une étude expérimentale du potentiel de l'interférométrie de speckle pour caractériser les différentes formes d'endommagement qui peuvent apparaître dans un stratifié verre/époxyde $[0/-55_4/55_4]_S$. Enfin, dans le dernier chapitre, nous analysons expérimentalement le développement de l'endommagement dans un stratifié carbone/époxyde $[0_2/90_3]_S$.

Mots clefs

Stratifiés, Endommagement, Fissures intralaminaires, Interférométrie de Speckle

Titre en anglais

Characterization of damage in laminated composite materials using displacement measurements obtained by a full-field optical method

Résumé en anglais

This work results from a collaboration between Pr Ayadi (Institut Polytechnique de Lorraine) and Pr Varna (Technical University of Luleå).

Since 2005, Pr Varna has developed an original method that allows for the determination of all the thermoelastic constants of a damaged laminate. The stiffness reduction is governed by two parameters: the average value of the opening and the average value of the sliding of the crack surfaces. These values are normalized with respect to the applied loading. In this work, the potential of speckle interferometry is analysed to obtain these two parameters. More generally, we show the usefulness of displacement field measurements to characterize damage development in laminates.

The first chapter is dedicated to the damage that occurs in laminates. The main objective is to highlight the points for which displacement field measurements could bring interesting information. In the second chapter, the principle of speckle interferometry is described. The choice of this technique for the considered application is discussed and justified. In the third chapter, an experimental study of the potential of speckle interferometry is proposed to characterize the damage forms that occur in a glass/epoxy $[0/-55_4/55_4]_S$ laminate. In the last chapter, the development of damage is experimentally analysed in a carbon/epoxy $[0_2/90_3]_S$ laminate.

Mots clefs en anglais

Laminates, Damage, Intralaminar Cracks, Speckle Interferometry