

Caractérisation et quantification de surfaces par stéréocorrélation pour des essais mécaniques du quasi statique à la dynamique ultra-rapide

Gilles Besnard

▶ **To cite this version:**

Gilles Besnard. Caractérisation et quantification de surfaces par stéréocorrélation pour des essais mécaniques du quasi statique à la dynamique ultra-rapide. Mécanique [physics.med-ph]. École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, 2010. Français. ⟨NNT : 2010DENS0006⟩. ⟨tel-00538904⟩

HAL Id: tel-00538904

https://theses.hal.science/tel-00538904v1

Submitted on 23 Nov 2010

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

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



HAL Authorization

ENSC-2010-219

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN

Spécialité :
Mécanique, Génie Mécanique, Génie Civil

Présentée par :
Gilles BESNARD

Sujet de la thèse :

Caractérisation et quantification de surfaces par stéréocorrélation pour des essais mécaniques du quasi statique à la dynamique ultra-rapide

Thèse soutenue le 24 mars 2010 devant le jury composé de :

Gérard GARY	Président
Jean-José ORTEU	Rapporteur
Pierre VACHER	Rapporteur
Fabrice LLORCA	Invité
Jean-Michel LAGRANGE	Encadrant CEA
Stéphane ROUX	Co-Directeur
François HILD	Directeur de Thèse

Laboratoire de Mécanique et Technologie
ENS Cachan / CNRS / PRES UniverSud Paris
61, avenue du Président Wilson, F-94235 CACHAN CEDEX

Tout au long de ces trois années de thèse, de nombreuses personnes m'ont apporté leur soutien et leur aide. Je tacherai d'être le plus exhaustif pour les remercier comme il se doit mais surtout, il ne faut pas m'en vouloir si j'ai oublié de citer quelques noms.

Je remercie en premier lieu mes deux directeurs de thèse et mon encadrant au CEA/DAM/DIF. Comme je ne sais pas vraiment par lequel commencer, je me reposerai sur l'alphabet. Je tiens donc à remercier François HILD, Jean-Michel LAGRANGE et Stéphane ROUX. François pour m'avoir dirigé, accepté en tant que doctorant et trouvé des expériences par delà les portes du LMT et du CEA. Jean-Michel m'a supporté le plus souvent et m'a permis d'effectuer une thèse à des ≪vitesses folles≫. Stéphane m'a apporté son aide sur les aspects théoriques et ses idées m'ont fait gagner des journées de travail. À tous les trois, un grand merci.

Je remercie Messieurs Jean-José ORTEU et Pierre VACHER pour m'avoir fait l'honneur d'être mes rapporteurs et Monsieur Fabrice LLORCA pour avoir accepté d'être membre invité à ma soutenance. Enfin, je remercie Monsieur Gérard GARY pour avoir accepter d'être le président de mon jury.

Je remercie l'ensemble des personnes des laboratoires d'accueil, LMT et CEA, (là la liste des noms est vraiment trop longue). Cet accueil fut des plus chaleureux et je ne suis pas prêt d'oublier nos discussions (équitation et d'autres sujets) le matin au café.

Je remercie également Didier CHARRON pour tout l'apport matériel qu'il m'a procuré et Christophe VOLTZ pour m'avoir permis de ≪parasiter≫ ses expériences de détonique et sans qui une partie de ce qui est écrit ici n'aurait pas pu être réalisée.

De même, je remercie l'ensemble des personnes avec lesquelles j'ai eu le plaisir de travailler et qui n'appartiennent pas à mes deux laboratoires d'accueil.

Je remercie également l'ensemble de mes amis ainsi que mon cheval lors des moments de détente.

Et enfin, et surtout bien sûr, je tiens à remercier tout spécialement ma famille pour leur soutien inconditionnel et sans faille.

Voilà, je ne pense pas en avoir terminé avec les remerciements tellement une thèse est riche en connaissances, parfois ponctuelles, et en rencontres dépassant le simple cadre du travail.

Table des matières

Table des matières i

Table des figures v

Introduction générale 1

1 Spécificités des essais de dynamique ultra-rapide 5
1 Description générale . . . 6
2 Étalonnage spécifique à la dynamique ultra-rapide . . . 7
2.1 Présentation générale de l'étalonnage . . . 7
2.2 Caractéristiques de l'étalon pour les applications de dynamique ultra-rapide . . . 8
3 Préparation de la surface de l'échantillon pour l'appariement . . . 9
3.1 Marquages manuels . . . 10
3.2 Marquage aléatoire contrôlé . . . 10
4 Disposition sur la dalle de tir . . . 12
5 Systèmes d'éclairage . . . 13
5.1 Les flashes électroniques . . . 13
5.2 Les flashes pyrotechniques (bombe à argon) . . . 14
6 Acquisition des images . . . 15
7 Numérisation des films . . . 16
8 Recalage et appariement entre les images . . . 17
9 Bilan . . . 18

2 Formation et appariement d'images 19
1 Processus de formation d'une image . . . 20
1.1 Cas du modèle projectif . . . 20
1.2 Cas particulier d'un objet éloigné de la caméra . . . 24
1.3 Cas du modèle orthographique . . . 25
1.4 Modélisation dans le cas de miroirs de renvoi . . . 26
1.5 Étalonnage de caméra . . . 30
1.6 Les distorsions optiques . . . 32
1.7 Reconstruction tridimensionnelle . . . 39

2 Vérification de l'amélioration de l'étalonnage par la géométrie épipolaire . . . 39
2.1 La géométrie épipolaire . . . 40
2.2 La matrice fondamentale . . . 42
2.3 Estimation linéaire de la matrice fondamentale . . . 42
3 Appariement par corrélation d'images . . . 43
3.1 Critères de corrélation . . . 44
3.2 Correli Q4 . . . 46
4 Appariement d'images par la méthode spatiotemporelle . . . 47
5 Incertitudes de reconstruction . . . 55

3 Essais quasi statiques 57
1 Essai de compression sur une plaque en matériau composite . . . 58
1.1 Protocole expérimental . . . 58
1.2 Reconstruction stéréoscopique et comparaison des résultats . . . 60
2 Essai de traction sur une plaque de tantale . . . 67
2.1 Correction expérimentale des distorsions optiques . . . 68
2.2 Estimation des paramètres élastiques en monovision et stéréovision . . . 72
2.3 Reconstruction en 3D de la surface dans le domaine plastique . . . 78
3 Bilan . . . 81

4 Essais de dynamique rapide : traction sur barres de Hopkinson 83
1 Généralités . . . 84
2 Dispositif expérimental . . . 84
3 Étalonnage du système stéréoscopique . . . 88
4 Amélioration de l'appariement temporel basé sur la corrélation d'images . . . 89
5 Amélioration de l'appariement temporel fondé sur la corrélation d'images . . . 90
6 Reconstruction . . . 93
6.1 Cas de l'éprouvette plate . . . 93
6.2 Cas de l'éprouvette cylindrique . . . 97
7 Bilan . . . 103

5 Essais de dynamique ultra-rapide : application en détonique 105
1 Connaissance de la chaîne optique . . . 107
1.1 Résolution de la chaîne optique . . . 107
1.2 Distorsions dues à la chaîne optique . . . 109
2 Expérience d'expansion de cylindre . . . 116
2.1 Recalage des images . . . 118
2.2 Étalonnage . . . 119
2.3 Appariement entre les séries d'images . . . 121
2.4 Reconstruction des expansions de cylindre . . . 121
2.5 Connaissances acquises par les expansions de cylindre . . . 130
2.6 Conclusion sur les expériences d'expansion de cylindre . . . 133
3 Expérience de relèvement de cylindre . . . 134

3.1 Cas de synthèse : simulation de l'expérience 135
3.2 Reconstruction expérimentale 141
4 Bilan 147

Conclusion générale et perspectives **149**

Bibliographie **153**

A Systèmes d'acquisition **161**
1 Caméras numériques à capteurs CCD ou CMOS 161
1.1 Capteurs CCD 161
1.2 Capteurs CMOS 162
2 Caméras analogiques ultra-rapides 164
2.1 Description technique 165
2.2 Principe de formation des images 168

B Angle optimal entre les miroirs de renvoi **173**
1 Angle maximal entre les miroirs 173
2 Incertitude liée à l'angle entre les miroirs 175

C Projection des déplacements sur une base affine **179**
1 Cas de la dilatation 179
2 Cas de la non perpendicularité entre la plaque et l'axe optique 180
3 Cas de la rotation 182

D Régression linéaire et incertitude **185**

E Estimation des états de vitesse et de contraintes dans les barres de Hopkinson **189**

F Calcul d'incertitude de reconstruction dans le cas de la dynamique ultra-rapide **193**
1 Présentation générale 193
2 Incertitude liée à l'appariement 194
3 Incertitude liée à l'étalonnage 196
4 Incertitude liée au mouvement 197

G Complément sur la corrélation d'images : approche globale avec éléments finis Q4 **199**

H Complément sur la corrélation d'images : approche globale avec des éléments finis Q4 enrichis **217**

I Estimation de champs cinématiques par une méthode spatiotemporelle **237**

Table des figures

1.1 Mires d'étalonnage utilisées lors d'essais d'expansion de cylindre. 8
1.2 Visualisation des différents marquages manuels pour les essais de dynamique ultra-rapide. 11
1.3 Marquages au laser théoriques et observés avec une caméra ultra-rapide. 11
1.4 Schéma global d'implantation d'une expérience de détonique sur une dalle de tir. 12
1.5 Système d'éclairage électronique. 13
1.6 Éclairage pyrotechnique. 14
1.7 Disposition des caméras ultra-rapides dans le local dédié aux expériences de détonique. 15
1.8 Disposition des miroirs stéréoscopiques par rapport à l'axe optique. 16
1.9 Stratégie d'appariement utilisée dans le cadre des expériences de détonique. . . 17

2.1 Processus de formation d'une image et présentation des différents repères utilisés. 21
2.2 Projection due à une caméra orthographique. 25
2.3 Modèle de formation d'images dans le cas de deux miroirs de renvoi et avec un modèle orthographique. 27
2.4 Modélisation de la formation d'une image par l'intermédiaire d'un miroir P de normale $\vec{n}$. 28
2.5 Orientation de la normale du miroir par rapport au repère image. 28
2.6 Observation du phénomène de distorsion et influence de celle-ci sur le positionnement d'un point. 33
2.7 Représentation des formes de distorsion. 36
2.8 Influence des distorsions sur une image. 37
2.9 Géométrie épipolaire. 41
2.10 Principe général de la corrélation d'images. 44
2.11 Type d'images acquises en dynamique rapide. 48
2.12 Construction de la carte spatiotemporelle. 48
2.13 Image théorique pour le champ de vitesse linéaire. 51
2.14 Erreurs et incertitudes, pour la technique spatiotemporelle, sur la vitesse, le déplacement et la déformation pour une vitesse imposée linéaire. 52
2.15 Résidus en niveau de gris et carte du champ de résidus pour une taille d'élément de 8×8 pixels. 53

2.16 Différence entre les champs théoriques et expérimentaux pour une vitesse imposée linéaire et une taille d'élément de 8×8 pixels. 54

3.1 Machine d'essai employée pour l'essai de traction sur le matériau composite. . 58
3.2 Images gauche et droite obtenues pour l'essai de compression quasi statique sur une plaque en matériau composite. 59
3.3 Images obtenues pour l'étalonnage du système stéréoscopique pour l'essai sur plaque composite. 60
3.4 Comparaison des déplacements entre ARAMIS et notre approche pour l'instant initial. 62
3.5 Comparaison des déplacements entre ARAMIS et notre approche pour l'instant où l'effort est maximal. 62
3.6 Résultats de la soustraction de la surface par un plan moyen dans le cas d'ARAMIS (a) et avec notre approche (b). La quantité affichée est la différence de hauteur en mm. 63
3.7 Résultat de la soustraction de la surface par un plan moyen dans le cas où des perturbations par un champ de distorsion réaliste sont apportées. La quantité affichée est la différence de hauteur en mm. 63
3.8 Visualisation des champs de distorsion obtenus après étalonnage photogrammétrique. 66
3.9 Résultat de la soustraction de la surface par un plan moyen dans le cas où les distorsions ont été corrigées. La quantité affichée est la différence de hauteur en mm 67
3.10 Dispositif expérimental pour l'essai de traction sur une éprouvette en tantale et contrainte en fonction du déplacement de la traverse. 68
3.11 Observation de la mire d'étalonnage par une caméra pour l'essai de traction sur une éprouvette en tantale. 69
3.12 Images de référence et déformée utilisées pour l'estimation des distorsions optiques dans le cas de la traction sur une éprouvette en tantale. 69
3.13 Champs de déplacement total et projeté sur une base affine dans le cas de l'essai de traction sur tantale. 70
3.14 Champs de distorsion mesurée et projetée sur une base analytique et résidu pour l'essai de traction sur tantale. 71
3.15 Données expérimentales pour l'essai de traction sur tantale à partir d'observations en monovision. 74
3.16 Reconstruction de la surface de l'éprouvette en tantale à l'instant initial. 75
3.17 Champs de déplacement estimé et résidus. 76
3.18 Données expérimentales pour l'essai de traction sur tantale à partir d'une reconstruction stéréoscopique. 77
3.19 Déplacements hors plan pour l'essai de traction sur éprouvette en tantale. . . . 78
3.20 Observation de la surface de l'éprouvette en tantale et évolution de l'écart quadratique moyen à la surface. 79

3.21 Évolution de l'écart quadratique moyen par rapport à une surface d'équation $Z = aX + bY + cXY + d$ dans le cas global et local. 81

4.1 Géométries testées pour les essais aux barres de Hopkinson. 84
4.2 Dispositif de sollicitation sous barres de Hopkinson. 85
4.3 Diagramme de Lagrange des essais de traction en dynamique rapide. 86
4.4 Dispositif d'acquisition pour les essais de traction sur barres de Hopkinson. . . 87
4.5 Mire d'étalonnage et image de celle-ci obtenue avec la caméra de gauche. . . . 88
4.6 Rétroprojection des points d'intérêt sur les deux images, gauche et droite. . . . 89
4.7 Observation de l'angle de reconstruction avec et sans précorrection. 90
4.8 Création du champ de déplacement par détection de contours. 91
4.9 Répercussion de la précorrection temporelle des images. 92
4.10 Observation de la multistriction sur l'éprouvette plate sollicitée en traction rapide. 93
4.11 Champs de déplacement de l'éprouvette plate sollicitée en traction rapide. . . . 94
4.12 Observation des différentes zones pour l'estimation des courbes de rugosités locales. 95
4.13 Rugosité de l'éprouvette plate lors de essais sur barres de Hopkinson. 96
4.14 Observation de la multistriction sur l'éprouvette cylindrique sollicitée en traction rapide. 97
4.15 Reconstruction au temps initial. Profil de la surface de l'éprouvette cylindrique sollicitée en traction rapide par corrélation d'images. 98
4.16 Rugosité de l'éprouvette cylindrique lors des essais sur barres de Hopkinson. . 99
4.17 Cartes spatiotemporelles pour l'essai de traction sur l'éprouvette cylindrique. . 101
4.18 Champ de vitesse et de déplacement calculés à partir de la carte de la Figure 4.17(a). 101
4.19 Champs de déplacement issus de l'appariement par corrélation d'images et par l'appariement spatiotemporel pour l'éprouvette cylindrique. 102
4.20 Profil de la surface de l'éprouvette cylindrique sollicitée en traction rapide par la méthode spatiotemporelle. 103

5.1 Image de la mire de résolution brute et filtrée. 108
5.2 Évolution du contraste en fonction de la largeur des créneaux. 109
5.3 Image obtenue pour le calcul de distorsions sans miroirs stéréoscopiques et sans image numérique de référence. 110
5.4 Cartes de distorsion pour l'image 2 où la référence est la première image de la séquence acquise expérimentalement. 111
5.5 Cartes de distorsion pour l'image 11 où la référence est la première image de la séquence acquise expérimentalement. 111
5.6 Image obtenue pour le calcul de distorsion sans miroirs stéréoscopiques et pour image de référence, celle numérique. 113
5.7 Cartes de distorsion mesurées pour les images 1, 10 et 20 lorsque l'image de référence correspond au mouchetis numérique. 113
5.8 Schématisation du principe d'obtention de la Figure 5.9(b). 114

5.9 Comparaison des champs de distorsion suivant l'image de référence considérée. 114
5.10 Type d'image obtenu avec des miroirs stéréoscopiques pour l'estimation des distorsions. 115
5.11 Cartes de distorsion obtenues avec prise en compte des miroirs stéréoscopiques. 116
5.12 Dispositif expérimental des essais d'expansion de cylindre. 117
5.13 Visualisation des différentes images d'étalonnage des essais ultra-rapides. . . . 120
5.14 Utilisation de la géométrie épipolaire pour l'estimation de la qualité de l'étalonnage. 122
5.15 Reconstruction initiale du cylindre de la première expérimentation. 124
5.16 Reconstruction du cylindre de la première expérimentation à $t = T_0 + 70\ \mu$s. . . 125
5.17 Reconstruction initiale du cylindre de la seconde expérimentation. 126
5.18 Reconstruction aux images 5 et 10 de la seconde expérimentation, appariement par corrélation et étalonnage standard sur mire. 127
5.19 Évolution de la rugosité pour l'essai d'expansion de cylindre. 128
5.20 Reconstruction initiale du cylindre de la troisième expérimentation. 129
5.21 Reconstruction de l'image 12 de la troisième expérimentation. 130
5.22 Évolution de l'incertitude de reconstruction de l'objet en fonction de l'incertitude de la position des points d'étalonnage uniquement sur la mire et sur les images. 131
5.23 Points reconstruits perturbés par des distorsions optiques et points initiaux. Cylindre reconstruit à partir des points initiaux et perturbés. 132
5.24 Évolution du rayon en fonction de l'incertitude de la position des points d'étalonnage pour une erreur uniquement sur les images et sur la mire. 132
5.25 Observation d'une paire d'images de relèvement de cylindre. 134
5.26 Simulation de l'expérience de relèvement de cylindre. 136
5.27 Projection des formes en 3D dans les images. 137
5.28 Cas de synthèse de l'expérience de relèvement de cylindre. 139
5.29 Rugosité de la surface du cas de synthèse. 140
5.30 Amélioration de l'étalonnage pour l'essai de relèvement de cylindre. 142
5.31 Correction des grands déplacements pour l'essai de relèvement de cylindre. . . 143
5.32 Reconstruction de la surface de l'essai d'expansion de cylindre pour trois instants. 145
5.33 Couple d'images correspondant au dernier instant de l'essai de relèvement de cylindre. 146
5.34 Évolution de la rugosité pour l'essai de relèvement de cylindre. 146

A.1 Schéma de fonctionnement d'un capteur CCD pleine trame. 162
A.2 Schéma de fonctionnement des capteurs CCD bi-trame et interligne. 163
A.3 Filtrage par un filtre de BAYER. 164
A.4 Image de caméra ultra-rapide et exemple d'application. 166
A.5 Vue interne d'une caméra à miroir tournant. 167
A.6 Vue interne d'une turbine à miroir tournant. 168
A.7 Principe de formation d'images pour une caméra à miroir tournant. 169
A.8 Principe de formation des images sur tout le film. 170

A.9 Évolution de l'intensité lumineuse des caméras ultra-rapides. 171

B.1 Disposition des miroirs et de l'engin sur la dalle de tir pour l'optimisation de l'angle stéréoscopique. 175
B.2 Incertitude de reconstruction en fonction de la position de l'objet sur dalle de tir. 177

C.1 Déplacements induits par une dilatation d'image. 180
C.2 Déplacements induits par la non perpendicularité de la plaque. 181
C.3 Déplacement induits par une rotation de la plaque autour de l'axe optique. . . . 182

E.1 Polaire de choc pour l'essai de traction. 192

F.1 Évolution de l'incertitude d'appariement en fonction du bruit dans les images. . 195
F.2 Évolution de l'incertitude de reconstruction σ_r en fonction de l'incertitude d'appariement σ_{assoc}. 196
F.3 Évolution de l'incertitude de reconstruction en fonction de l'incertitude des points d'étalonnage. 197
F.4 Évolution de l'incertitude d'appariement σ_{assoc} en fonction du flou représenté par l'écart type du filtre gaussien. 198

Introduction générale

L'objectif de ce travail est de développer des techniques de stéréovision pour observer l'émergence de phénomènes locaux, comme la striction, afin de déterminer le temps d'apparition et l'évolution temporelle de ce phénomène et cela pour des vitesses de déformation de plusieurs milliers par seconde (observées lors d'essais d'expansion de sphères et de cylindres). Les seuls domaines où de telles vitesses sont atteintes, sont la détonique et la balistique, avec ici, une orientation principale vers la détonique. Plus exactement, la problématique est d'arriver à observer l'amincissement local sur des structures où la zone d'observation est de dimension caractéristique de 10 à 20 cm^2 avec parfois de forts rayons de courbure. Nous devons être capables de mesurer les champs de déformation mais surtout de déplacements de la surface étudiée. Pour ces gammes de vitesse, la striction est multiple et s'effectue sur tout l'objet. De ce fait, la méthode d'observation retenue doit permettre une quantification robuste de phénomènes locaux à partir d'une observation globale d'un objet pour des vitesses de sollicitation ultra-rapides et elle doit être compatible avec l'emploi d'explosif comme moyen de sollicitation.

Il existe un grand nombre de moyens de mesure que nous scindons en deux groupes : les mesures sans contact et celles avec contact sur l'objet étudié. Ces dispositifs, jauges et extensomètres, sont encore couramment utilisés dans le domaine de la mécanique, grâce à leur grande précision, mais ils ne sont pas adaptés au phénomène de striction du fait qu'ils donnent des informations le plus souvent ponctuelles et pour des gammes de déformation assez faibles. De plus, ils sont en contact direct avec l'objet étudié ce qui peut venir perturber la mesure effectuée et ils ne sont pas adaptés pour les gammes de vitesse de cette étude. Ainsi, pour atteindre l'objectif, qui est de caractériser la striction en détonique ultra-rapide, les seuls types de mesure possibles sont ceux réalisés à partir d'observations sans contact.

Plusieurs dispositifs d'observation existent en détonique, chacun possédant ses avantages et ses inconvénients. L'un d'entre eux est la vélocimétrie hétérodyne qui repose sur le principe d'interférométrie [1, 2]. Cette technique a pour particularité d'être extrêmement résolue en temps (un échantillon toutes les 10 nanosecondes) et de donner une très bonne estimation de la vitesse (incertitude de quelques mètres par seconde pour des vitesses de l'ordre de plusieurs milliers de mètres par seconde). Elle possède néanmoins un défaut : elle est ponctuelle spatialement. Il est donc impossible de l'utiliser afin de remonter aux caractéristiques spatiales de la striction. Une autre mesure couramment employée est l'observation de l'épaisseur par radiographie X éclair [3, 4]. Ce type d'observation permet de voir ce qui se passe à l'intérieur de l'échantillon ; elle est résolue spatialement, mais elle est ponctuelle dans le temps. Il n'est

donc pas envisageable de suivre une évolution temporelle de la striction par cette mesure. Les seuls types de mesure restants, garantissant à la fois une observation résolue spatialement et temporellement, sont les mesures optiques. Les caméras employées en détonique offrent une bonne résolution spatiale tout en donnant un suivi temporel riche.

Parmi les mesures optiques existantes [5, 6], nous distinguons celles où l'objet est éclairé par un laser de celles où l'objet est éclairé en lumière blanche. Pour la première catégorie, nous recherchons les phénomènes d'interférence, speckle ou projection de franges. Il est tout à fait possible d'utiliser un laser comme source d'éclairage au même titre qu'une lumière incohérente sans chercher à quantifier les phénomènes intéressants par le speckle ou la projection de franges [7]. Si la projection de franges permet d'observer la topographie de l'objet, elle ne renseigne pas sur le champ de déplacement [8]. Le speckle interférométrique permet des mesures très fines de déplacement, mais pour des déformations faibles [9]. Or, dans les applications de détonique, les déformations subies par l'objet peuvent dépasser 100 %, ce qui rend inutilisable cette approche. Plus globalement, ces deux techniques ne sont pas adaptées à nos vitesses de travail et aux déformations auxquelles nous sommes confrontées [9]. Ainsi, la mesure optique vers laquelle nous nous sommes orientées, garantissant une résolution spatiale et temporelle du champ de déplacement 3D de la surface d'un objet, est la stéréovision.

La stéréovision est une méthode de mesure de champs reposant sur l'utilisation de deux angles de vue pour remonter à la forme tridimensionnelle de la surface d'un objet. Elle est couramment employée dans de nombreux domaines comme la robotique [10, 11] pour situer un véhicule dans son espace environnant, la géologie [12, 13] pour remonter à la forme des terrains, l'étude des fonds marins [14, 15], la topographie d'objets divers [16, 17] et quelques applications dans la médecine [18]. Bien entendu, la mécanique, domaine concentrant l'essentiel de notre attention, n'échappe pas à une pléthore d'applications [19, 20, 21]. La reconstruction 3D des éléments recherchés se fait via un étalonnage et un suivi de ces éléments dans les images. Ces deux étapes peuvent varier suivant l'incertitude souhaitée, le type d'objet observé, la vitesse de calcul désirée et d'autres paramètres. Nous nous concentrons essentiellement sur les méthodes où le suivi des marqueurs se fait par corrélation d'images [22, 23], technique qui devient de plus en plus courante en mécanique expérimentale.

Dans le domaine de la mécanique, les applications de la stéréovision sont diverses et ont connu une évolution très rapide avec l'apparition des caméras numériques et des ordinateurs de plus en plus performants. La bibliographie sur ce sujet est donc abondante. Elle passe par la caractérisation de formes [24], l'estimation des déplacements en pointe de fissure [19, 25], le calcul des champs de déplacements et de déformations en vue de comparaison essai-simulation [26]. Des applications ont lieu en microscopie [27] mais également pour des tailles d'éprouvettes bien plus grandes comme des structures élancées d'avion [28, 29, 30]. Cependant, c'est seulement depuis très peu de temps que la reconstruction par des mesures stéréoscopiques s'est étendue à la dynamique rapide et ultra-rapide. Ceci a été possible grâce à l'apparition des caméras numériques rapides et même ultra-rapides [31, 32] de plus en plus performantes. Ainsi, cela ouvre le champ vers de nouvelles applications utilisant des barres de

Hopkinson (en traction et torsion [20, 33]) et en détonique [21, 34]. Néanmoins, les résolutions offertes par ces caméras numériques sont loin d'égaler celles couramment employées en quasi statique bien que les développements sur ce point soient prometteurs [35].

Ce travail de thèse s'inscrit dans l'étude de phénomènes localisés par des mesures stéréoscopiques ultra-rapides. Il se différencie de ceux traités dans [21, 34] par le fait que les caméras employées dans notre travail sont analogiques complexifiant ainsi les dépouillements et imposant certaines contraintes expérimentales. De plus l'architecture du système stéréoscopique, pour les applications de détonique ultra-rapide, utilise une seule caméra avec deux miroirs de renvoi. À l'inverse, pour les applications à vitesse de sollicitation plus basses (quasi statique et dynamique rapide), nous utilisons une architecture classique avec deux caméras. Nous avons donc recherché l'élaboration d'une technique de reconstruction par des mesures stéréoscopiques qui soit utilisable pour toutes les vitesses de sollicitation rencontrées en mécanique et pour les deux architectures du système stéréoscopique. Nous partons du principe que la dynamique ultra-rapide est la partie la plus complexe à traiter et que les innovations trouvées, aussi bien expérimentales que numériques, peuvent s'appliquer d'autant plus facilement que les vitesses de sollicitation sont plus faibles (et les contraintes expérimentales moins sévères).

Le premier chapitre a pour rôle de présenter le déroulement des expériences de détonique ultra-rapide, peu courantes dans la littérature, et de présenter en détail leurs caractéristiques. Ceci nous permet de justifier nos choix sur les phases critiques de la stéréovision et, en particulier, sur les étapes d'étalonnage et d'appariement.

Le deuxième chapitre décrit les équations mathématiques standard de la stéréovision mais présente également celles qui découlent des choix réalisés au chapitre précédent (1 caméra avec deux miroirs de renvoi) et du matériel utilisé pour observer les phénomènes ultra-rapides, celui-ci étant très spécifique. Ainsi, en plus des caméras classiques, le processus de formation d'image est étendu aux cas des caméras employées en dynamique ultra-rapide. De plus, une méthode de correction d'aberrations optiques est présentée ainsi qu'une approche différente de la corrélation standard pour l'association temporelle : l'approche dite spatiotemporelle. Ces techniques ainsi que l'extension des équations mathématiques au cas de la dynamique ultra-rapide marquent l'originalité du travail présenté ici.

Le troisième chapitre présente deux applicatifs effectués pour des sollicitations quasi statiques. Le premier est un essai de compression sur un matériau composite où notre approche est comparée à un code commercial connu et caractérisé. Le but est de valider notre méthode par intercomparaison des résultats. Le deuxième est un essai de traction sur une éprouvette en tantale où l'objectif recherché est de caractériser les paramètres fondamentaux que sont le module d'Young et le coefficient de Poisson, tout en effectuant une comparaison entre des résultats obtenus en monovision et en stéréovision. Pour cette deuxième expérience, les distorsions optiques sont corrigées par la méthode explicitée au chapitre précédent. Dans les deux cas, nous

utilisons l'architecture classique reposant sur l'utilisation de deux caméras.

Le quatrième chapitre, quant à lui, présente les résultats de traction à l'aide de barres de Hopkinson sur des éprouvettes en alliage d'aluminium. L'objectif est de caractériser l'amincissement de section pour deux géométries, plate et cylindrique. Ce chapitre utilise la méthode de stéréocorrélation classique (2 caméras) et présente également des méthodes de correction de grands déplacements destinées à améliorer les résultats. L'approche spatiotemporelle est utilisée dans le but d'améliorer la résolution spatiale et permet une comparaison avec l'approche classique par corrélation de couples d'images.

Le cinquième et dernier chapitre traite de notre gamme de vitesse principale, la dynamique ultra-rapide. La stéréovision est mise en application sur deux types d'essai : le premier est une expansion de cylindre et le deuxième un relèvement de cylindre. Le premier a servi à développer les outils et la technique pour cette gamme de vitesse. Beaucoup de données expérimentales étant inconnues au départ, trois essais sont présentés apportant chacun quelques innovations. Ensuite, grâce à ces premiers essais, la stéréovision est employée dans une ultime expérience de détonique ultra-rapide : le relèvement de cylindre. Ce dernier essai bénéficie de toutes les améliorations réalisées lors des expériences d'expansion de cylindre, mais aussi des connaissances acquises dans les chapitres précédents sur les méthodes de correction des grands déplacements. Devant la complexité de ces expériences, le système de stéréocorrélation usité utilise, cette fois-ci, une caméra et deux miroirs de renvoi.

Enfin, les conclusions de ces travaux seront tirées afin de présenter les perspectives et améliorations pour le futur.

Chapitre 1

Spécificités des essais de dynamique ultra-rapide

Notre objectif est d'utiliser la technique de stéréovision pour reconstruire la surface d'objets dans le cadre d'applications en dynamique ultra-rapide. Cependant, de telles conditions expérimentales sont très spécifiques et nécessitent l'emploi d'un matériel adapté. Ainsi, dans ce chapitre, entièrement consacré à la description des expériences de dynamique ultra-rapide, le principe de réalisation de ce type d'essai est détaillé ainsi que les outils nécessaires à l'obtention d'images stéréoscopiques. Ceci doit nous permettre de mieux comprendre la démarche expérimentale, les équations mises en jeu ainsi que les choix dans la réalisation des étapes importantes de la reconstruction par stéréovision.

Sommaire

1 Description générale 6
2 Étalonnage spécifique à la dynamique ultra-rapide 7
2.1 Présentation générale de l'étalonnage 7
2.2 Caractéristiques de l'étalon pour les applications de dynamique ultra-rapide 8
3 Préparation de la surface de l'échantillon pour l'appariement 9
3.1 Marquages manuels 10
3.2 Marquage aléatoire contrôlé 10
4 Disposition sur la dalle de tir 12
5 Systèmes d'éclairage 13
5.1 Les flashes électroniques 13
5.2 Les flashes pyrotechniques (bombe à argon) 14
6 Acquisition des images 15
7 Numérisation des films 16
8 Recalage et appariement entre les images 17
9 Bilan 18

1 Description générale

Afin de générer des sollicitations ultra-rapides où les vitesses de déformation sont de l'ordre de plusieurs milliers par seconde, il est nécessaire d'utiliser un dispositif adapté. Quelques choix possibles pour y parvenir consistent à impacter deux objets à très grande vitesse [36] ou à générer des surpressions très rapides et très importantes au sein de l'objet étudié [37]. Dans ces deux cas, cela nécessite l'emploi d'explosif en plus ou moins grande quantité. Dans la suite, seul le cas d'une surpression générée au sein de l'objet est considérée : une explosion proprement dite (néanmoins la majeure partie des points abordés sont valables pour la balistique). L'utilisation d'explosif est très contraignante puisque les essais doivent se réaliser dans une enceinte spécifique et avec le respect de certaines précautions liées à la sécurité du personnel. Ainsi, la mise en œuvre expérimentale est complexe par comparaison à d'autres types d'expérience.

Tout d'abord, il est indispensable de séparer le lieu de l'expérience de celui où les instruments de mesure sont entreposés, sinon ils seraient détruits. Ceci s'effectue par l'intermédiaire d'un mur de deux à trois mètres d'épaisseur où des tunnels, fermés par des hublots, sont présents afin de pouvoir effectuer des mesures optiques. Le nombre de tunnel est restreint ce qui impose que l'objet doive se trouver à une hauteur particulière et à un emplacement spécifique. Or, dans la majorité des expériences, d'autres contraintes expérimentales, telles que des mesures radiographiques, empêchent de disposer l'objet en face d'un tunnel. Ceci oblige l'utilisation de miroirs de renvoi, jusqu'à 5 parfois. Cela a pour conséquence de dégrader la qualité des images par l'ajout de distorsions optiques et d'augmenter la longueur de la chaîne optique posant quelques soucis pour le réglage du champ. Ainsi, lorsque plusieurs diagnostics sont présents, comme le laser, la radiographie X et l'optique, la mise en place devient très longue et concentrée dans une zone restreinte où nous ne pouvons pas nécessairement positionner chaque dispositif dans les meilleures conditions.

Ensuite, lorsque tous les appareils de mesure sont réglés, un protocole spécifique doit être suivi. Il consiste à réaliser une première répétition, dite «statique», sans explosif, où tous les objets sont correctement placés et où la synchronisation de l'ensemble des appareils est vérifiée. Cette phase statique possède un inconvénient majeur, elle ne peut se faire avec l'éclairage nominal qui est assuré par un explosif ionisant du gaz argon. L'inconvénient majeur est qu'il n'est pas possible de vérifier si l'intensité lumineuse délivrée par ces flashes est correcte. Durant cette phase statique, des acquisitions optiques sont réalisées mais, comme elles sont analogiques, il faut attendre le développement des films pour vérifier si la caméra est bien réglée et son utilisation reste limitée à la vérification globale du dispositif avant tir.

Enfin, lorsque la phase statique est effectuée et que tous les appareils sont synchronisés et fonctionnent correctement, le tir peut s'effectuer. Pour des raisons liées à la sécurité, l'explosif est installé en tout dernier. Cette étape se réalise au contact direct de l'objet qui peut parfois être légèrement déplacé lors de la manipulation. Les réglages des dispositifs d'acquisition se trouvent alors modifiés mais il n'est plus possible de revenir sur la dalle pour les corriger. Il reste simplement la possibilité d'affiner les réglages dans la salle des caméras. Cette contrainte

expérimentale est très forte car, à partir du moment où l'explosif est chargé, il n'est pas envisageable de relancer une procédure statique. Ainsi, si l'étalonnage était fait lors de la première répétition, il pourrait s'avérer inutilisable pour le dépouillement des mesures stéréoscopiques. Une parade consiste à disposer constamment des objets fixes comme une mire d'étalonnage lors de l'expérience même si ces objets sont détruits. Une fois la mise en place de l'explosif effectuée, les films sont chargés dans les caméras (dont la technologie spécifique est décrite dans l'Annexe A) et le tir peut avoir lieu suivant un déroulement séquentiel spécifique n'ayant plus d'influence sur les réglages.

Dans la suite, la répercussion des conditions expérimentales de la dynamique ultra-rapide sur certains points spécifiques de la reconstruction d'objet par des observations stéréoscopiques est détaillée de manière précise. Les variations, par rapport à des démarches classiques de reconstruction [38, 39], sont alors décrites. Pour les applications de dynamique ultra-rapide où il est impossible de synchroniser deux caméras ultra-rapide, nous utilisons deux miroirs de renvoi et une seule caméra. Pour les applications quasi statique et dynamique rapide nous utilisons une architecture classique avec deux caméras.

2 Étalonnage spécifique à la dynamique ultra-rapide

Pour reconstruire un objet à partir de plusieurs images, il est nécessaire d'étalonner le système en estimant la relation qui transforme un point objet 3D en point image 2D. Pour nos cas, en détonique, l'étalonnage est très spécifique. Différentes approches couramment employées sont présentées avec les raisons pour lesquelles elles conviennent ou non aux essais envisagés.

2.1 Présentation générale de l'étalonnage

Dans la littérature [40], l'étalonnage des caméras se scinde en deux catégories. La première est appelée étalonnage fort et cherche à estimer les paramètres internes de la caméra ainsi que son orientation dans le repère du monde. La seconde, nommée étalonnage faible, permet de connaître la matrice fondamentale qui sert à faire le lien entre les images de gauche et de droite. Ici, il ne nous est pas nécessaire de connaître les paramètres du système stéréoscopique pour reconstruire l'objet. De plus, déterminer les paramètres du système stéréoscopique nécessite, le plus souvent, l'acquisition d'images de la mire dans différentes positions. Ceci est irréalisable ici pour les raisons citées dans la partie 1 liées à la technologie des caméras et aux contraintes d'une dalle de tir. En revanche, nous ne pouvons pas estimer les distorsions optiques et donc nous avons mis en place une technique de correction indépendante du type d'étalonnage, détaillée dans la partie 1.6.5 du chapitre 2.

L'étalonnage se base, pour une majorité des applications, sur la connaissance d'une mire étalon dont la géométrie et les motifs varient [41, 42, 16, 43]. Dans certaines applications utilisant des mires non tridimensionnelles [41, 42, 43], il est nécessaire d'en acquérir des images

dans différentes positions afin de posséder une information tridimensionnelle. Ne pouvant pas nous permettre de prendre plusieurs acquisitions d'une mire dans différentes positions, nous avons opté un dièdre (livre ouvert). La qualité de l'étalonnage dépend de la connaissance de la mire, qui doit être la meilleure possible. Lorsque celle-ci est moyennement connue, Dhome [40] introduit une méthode d'étalonnage très intéressante, dite non linéaire photogrammétrique, dont un avantage est de réestimer la position des points de la mire et de tenir compte des distorsions optiques. L'intérêt principal de cette méthode est que la mire n'a plus besoin d'être connue très précisément et le traitement des distorsions ne se fait plus en amont de l'étalonnage, mais en même temps. Cependant, là encore, cette technique nécessite, pour être robuste, l'acquisition d'images d'une mire dans différentes positions. De plus, dans nos cas spécifiques, le prix d'une mire tridimensionnelle précise à quelques micromètres est comparativement peu élevé par rapport à celui de l'expérience et, cela même, si l'étalon est détruit, les contrôles s'effectuant dans plusieurs laboratoires du CEA.

2.2 Caractéristiques de l'étalon pour les applications de dynamique ultra-rapide

Le mode d'étalonnage et la mire ayant été choisis, il est nécessaire de s'intéresser aux caractéristiques que doit posséder l'étalon afin qu'il puisse parfaitement s'adapter aux caractéristiques de la dynamique ultra-rapide. Celui-ci doit comporter un certain nombre de points de mesure pour garantir un étalonnage robuste du fait qu'une seule image est acquise. En outre, le contraste sur l'étalon dans les images doit être élevé afin que les points d'intérêt soient aisément visibles pour les conditions d'éclairage basées sur des flashes pyrotechniques, et pour de faibles temps de pause. Enfin, la mire doit être facilement et rapidement contrôlée car elle est à usage unique et est détruite lors de l'expérience, il n'y donc pas la possibilité de la contrôler *a posteriori*. Afin de tenir compte de toutes ces observations, plusieurs types de géométrie données sur la Figure 1.1 ont été développés et leurs caractéristiques sont explicités en détail.

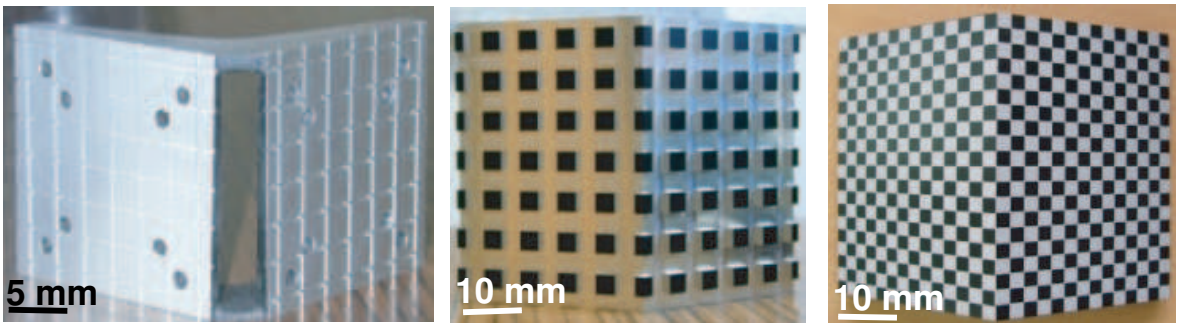


FIGURE 1.1 : Mires d'étalonnage utilisées lors d'essais d'expansion de cylindre.

Pour la première mire (celle de gauche sur la Figure 1.1), les points d'intérêts (les sommets des carrés) sont, d'une part, difficiles à mesurer à cause d'une gorge d'usinage trop étroite et, d'autre part, ils ne sont pas suffisamment visibles sur les images du fait d'un angle trop

faible entre les deux plans. De plus, le contraste entre la gorge et le carré n'est pas suffisant, ce phénomène étant amplifié par un éclairage pyrotechnique non adapté, c'est pourquoi une autre géométrie a été recherchée.

Pour cette deuxième géométrie (image centrale de la Figure 1.1), la gorge est large et profonde, laissant aisément passer le palpeur d'une machine de mesure tridimensionnelle. De plus, avant d'usiner ces gorges, la pièce est brunie par une attaque chimique et le brillant des gorges est donné par l'usinage qui suit. Ainsi, en trois dimensions, l'incertitude de positionnement des points de mesure est de l'ordre de 5 micromètres et, sur les images, le contraste (au bruit du système d'acquisition près) est suffisant. Bien qu'adaptée à nos besoins, cette mire présente un défaut. Lorsqu'elle est soumise à un éclairage puissant non homogène tel que les flashes à argon, la hauteur des picots provoque des ombres locales dont l'effet néfaste est amplifié par ce type d'éclairage. Ainsi, que l'étalonnage soit manuel ou automatique, la surface noire observée d'un picot a tendance à être de dimension inexacte.

Enfin, la dernière géométrie testée (image de droite sur la Figure 1.1) est destinée à annuler les ombres locales tout en conservant une bonne précision de localisation spatiale et une bonne observabilité sur le champ de tir. Initialement, la pièce possède les mêmes caractéristiques géométriques que la précédente et subit aussi un brunissage en surface. Ensuite, ce brunissage est retiré par une attaque au laser suivant une forme prédéterminée. Cette fois-ci, la précision n'est pas donnée par une mesure tridimensionnelle effectuée par palpeur mécanique mais elle peut être obtenue par la connaissance de la position du laser directement lors de la phase de fabrication ou elle peut être déterminée par des contrôles optiques. Avec ce type de marquage, la précision atteinte est du même ordre de grandeur que pour la deuxième mire. Cette géométrie se comporte comme il se doit lors des expériences, figeant ainsi le procédé de fabrication de nos mires.

3 Préparation de la surface de l'échantillon pour l'appariement

L'appariement consiste à repérer un certain nombre de points communs entre les images et à les suivre au cours du temps afin de reconstruire leurs positions 3D. Cet appariement est spatial lorsqu'il concerne le repérage des points d'une série d'images à l'autre, et temporel lorsqu'il s'effectue sur des images d'une même série mais prises à des instants différents. Dans tous les cas, il est indispensable de marquer la pièce et, hormis le premier essai, le motif retenu est aléatoire. Pour des applications traditionnelles en mécanique, il consiste en un dépôt homogène de peinture (noire ou blanche) sur lequel des fines gouttelettes de la couleur opposée sont pulvérisées. Or, pour les applications de détonique, un paramètre important doit être pris en compte : il s'agit du choc qui peut entraîner un décollement du dépôt du fait des différences d'impédances de choc entre la surface métallique observée et ce dépôt. Après plusieurs tests réalisés au canon à gaz au CEA Valduc où une plaque projectile vient impacter une cible sur laquelle un motif aléatoire conventionnel est déposé, il ressort que cette manière de marquer ne

peut pas être retenue. En effet, le dépôt se retrouvait en vol libre pour une mise en vitesse moins violente que celle de nos expériences de détonique. Nous avons donc été amenés à mettre en œuvre des techniques spécifiques de marquage, manuel et industriel, que nous détaillons dans la suite.

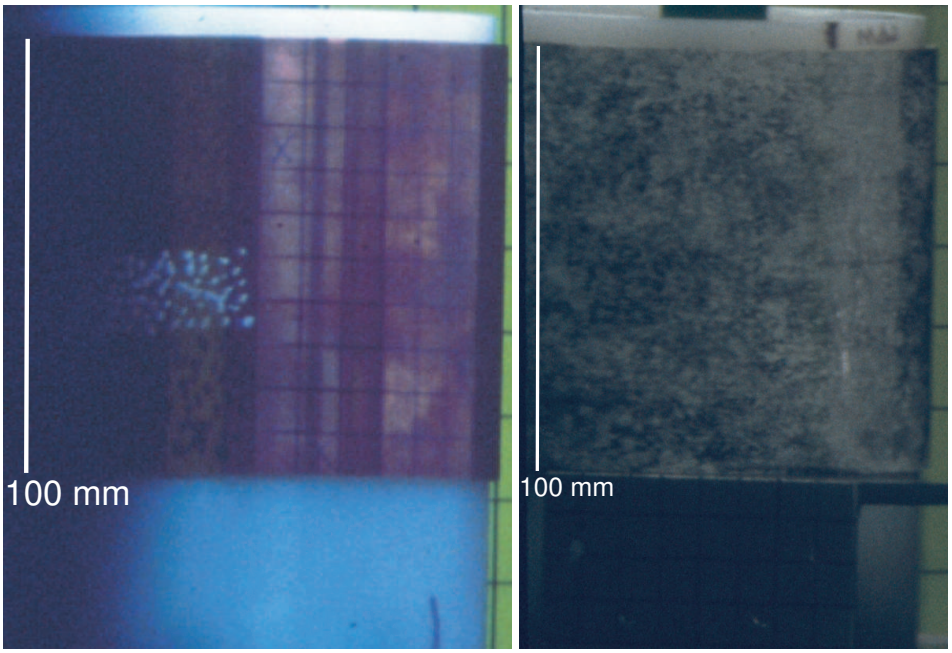
3.1 Marquages manuels

La première idée dans l'obtention d'un marquage dense de surface consiste à dessiner une grille sur l'échantillon telle que celle de la Figure 1.2(a). Celle-ci a été générée dans un bâtiment spécifique à partir d'un stylo à encre indélébile et à pointe fine, les traits horizontaux sont séparés de 10 mm tandis que les traits verticaux sont espacés angulairement de 10 °. Cependant, ce procédé est long à générer et nécessite, pour être précis, un environnement et des outils spécifiques. De plus, et c'est là la principale limitation d'un motif régulier, le nombre de points de mesure dépend de la finesse de la grille ce qui devient vite pénalisant par comparaison avec un motif aléatoire illustré sur la Figure 1.2(b). Ce second marquage reprend le principe de base de dépôt d'un fond blanc (ou noir) uniforme sur lequel est pulvérisé un mouchetis aléatoire constitué de fines gouttes noires (ou blanches). Le mode de création n'est pas classique. Ici, ce marquage n'est pas obtenu par pulvérisation directe de la peinture sur l'objet, mais est généré par l'intermédiaire d'un support sur lequel une éponge vient absorber le surplus qui est ensuite déposé sur l'objet. Dans ce cas, ce sont les pores de l'éponge qui assurent le motif aléatoire et cette technique diminue l'épaisseur de dépôt, ce qui minimise le risque de décollement dû au passage de l'onde de choc.

Expérimentalement, ces deux marquages ont été caractérisés et il ressort qu'une grille régulière se comporte mieux sous éclairage non homogène que le marquage aléatoire, la texture est un peu moins dégradée. En revanche, un défaut important du marquage aléatoire est qu'il est non répétitif dans le sens où sa qualité n'est pas la même d'une expérience à l'autre. Il a donc été nécessaire de s'orienter vers une technique de marquage de meilleure qualité, et répétitive.

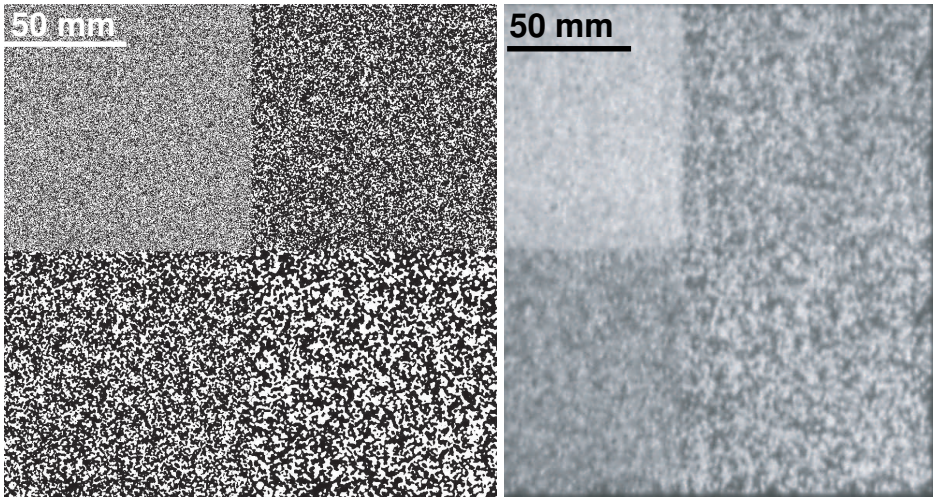
3.2 Marquage aléatoire contrôlé

Pour remédier aux inconvénients des marquages aléatoires manuels, la technique du marquage laser a été développée et un résultat est donné sur la Figure 1.3(b). Cette technique consiste à décaper la surface par une attaque au laser suivant un motif établi. Cette attaque peut se faire aussi bien sur des pièces oxydées, comme les mires, que sur des pièces n'ayant subi aucun traitement, tout dépend du contraste résultant. Ainsi, pour de l'aluminium, il est préférable d'oxyder le matériau dans des bains d'acide soumis à des courants électriques tandis que pour le cuivre, une attaque directe donne un meilleur rendu. Cette technique, initialement développée pour résoudre les problèmes liés à l'appariement, s'est révélée tout aussi intéressante pour l'étalonnage (voir la partie 2.2). Elle possède cependant un inconvénient : elle apporte une rugosité supplémentaire de l'ordre de 25 μm, le laser venant ablater superficiellement la surface.



(a) (b)

FIGURE 1.2 : Visualisation des différents marquages manuels pour les essais de dynamique ultra-rapide.



(a) (b)

FIGURE 1.3 : Marquages au laser théoriques (a) et observés (b) avec une caméra ultra-rapide.

4 Disposition sur la dalle de tir

Pour les essais, l'objet est disposé sur une dalle de tir à hauteur des hublots d'observation. Lorsque cette opération est terminée, les différents miroirs de renvoi d'images sont disposés à la fois pour une observation globale et une observation stéréoscopique. L'éclairage se fait en utilisant plusieurs flashes pyrotechniques disposés près de l'objet. Pour la caméra filmant l'objet dans sa globalité, et qui ne fait pas partie du système stéréoscopique, l'éclairage peut être indirect afin d'éviter les zones surexposées. Pour cela, le flash vise une feuille de papier aluminium froissée diffusant la lumière. Dans le cas de la stéréovision, les flashes visent directement l'objet mais de manière la plus rasante possible. En effet, lors du gonflement du cylindre et si l'éclairage est direct, une zone totalement surexposée apparaît. Le dispositif expérimental pour l'un des tirs effectués est présenté sur la Figure 1.4.

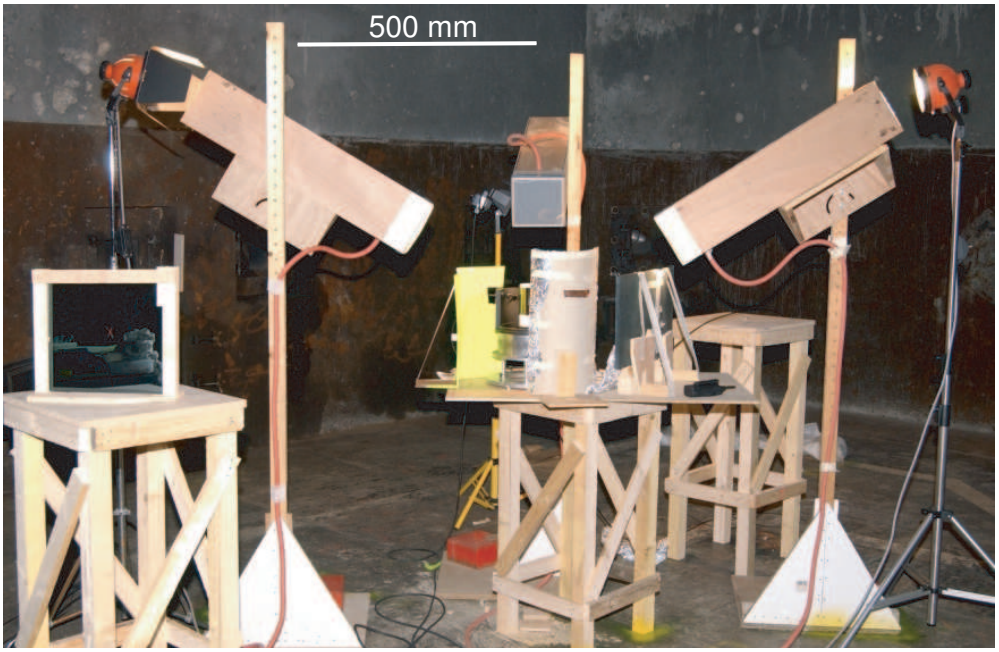


FIGURE 1.4 : Schéma global d'implantation d'une expérience de détonique sur une dalle de tir.

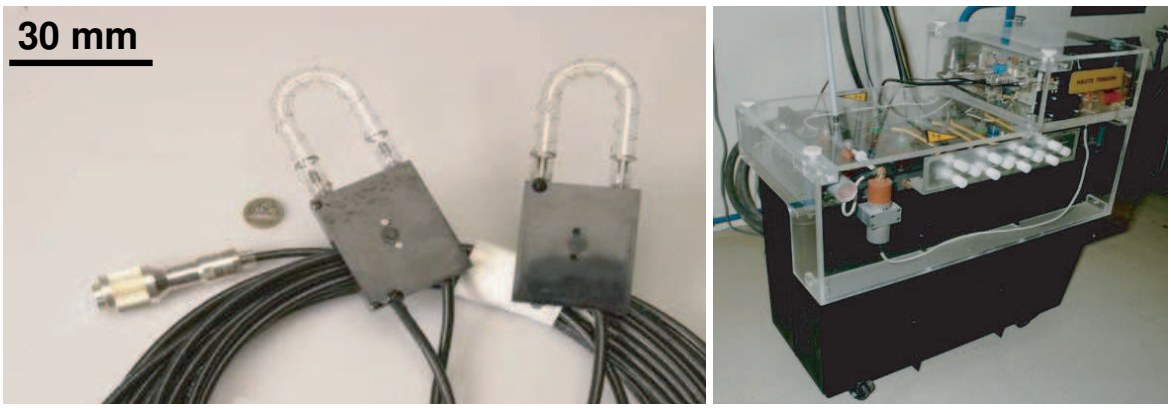
Lorsque des mesures optiques sont réalisées, le contrôle de la luminosité en fin d'expérience est un problème majeur. Un dispositif spécifique doit être utilisé afin que la lumière n'impressionne plus le film. En effet, même si la caméra possède un obturateur, celui-ci est électromécanique et ne se referme pas suffisamment rapidement pour empêcher les rayons lumineux de rentrer. Afin que le film ne soit pas exposé une seconde fois, un cordon détonant est monté sur les hublots. Ce dispositif consiste en deux fils d'explosif disposés en haut et en bas du hublot. La particularité de l'explosif employé est qu'il produit une épaisse fumée opaque empêchant les rayons lumineux d'imprimer plusieurs fois le film en fin d'expérience. Pendant ce temps, l'obturateur mécanique se referme.

5 Systèmes d'éclairage

Les phénomènes de détonique imposent l'emploi de caméras ultra-rapides dont les temps de pose peuvent varier de quelques centaines de nanosecondes à quelques microsecondes. Ce faible temps de pose soulève le problème de l'éclairement de l'objet souhaité. Afin que la scène observée soit visible, il faut que la quantité de lumière reçue dans ce bref instant soit suffisante. La résolution de ce problème nécessite l'utilisation de dispositifs d'éclairement spécifiques. Ceux-ci sont séparés en deux familles : les flashes électroniques et les flashes pyrotechniques.

5.1 Les flashes électroniques

Ce type de flash est constitué d'un tube renfermant un gaz spécifique avec une électrode à chacune de ses extrémité, Figure 1.5(a). Soumis à une forte différence de potentiel, générée par un banc de puissance en dehors de la salle de tir (Figure 1.5(b)), l'ionisation du gaz contenu dans le tube a pour effet de produire en un très court instant une décharge électrique s'accompagnant d'un puissant flash lumineux. Il y a quelques années, le gaz employé était de la vapeur de mercure mais celui-ci est assez dangereux et fut progressivement remplacé par des gaz rares tels que le xenon, le krypton ou l'argon. En accumulant de l'énergie électrique dans le banc et en multipliant la quantité de sources, il est possible de produire plusieurs flashes à la suite donnant ainsi un effet stroboscopique et une plage d'illumination plus longue. La durée du flash varie de quelques microsecondes à quelques millisecondes [44]. L'avantage de ce type d'éclairage est qu'il permet de réaliser des images statiques dans les conditions de tir, mais son inconvénient majeur est lié à la puissance d'entrée. Si elle est trop grande, le tube casse. De plus, l'intensité lumineuse produite n'est, parfois, pas suffisante pour éclairer convenablement les expériences de détonique pour lesquels il faut envisager une autre solution qu'est l'éclairage par explosif.



(a) (b)

FIGURE 1.5 : Système d'éclairage électronique, ampoules de l'éclairage électronique (a) et banc de puissance (b).

5.2 Les flashes pyrotechniques (bombe à argon)

C'est ce type d'éclairage qui a été utilisé pour les essais en dynamique ultra-rapide. Le principe général reste le même que précédemment, il consiste en une ionisation d'un gaz (l'argon). La différence réside dans le moyen de provoquer cette ionisation car ce n'est plus une décharge électrique mais une explosion qui est à l'origine de l'ionisation. Une poche est remplie d'argon et à une extrémité est placée une feuille de papier translucide (papier calque) dont le but est de diffuser la lumière, Figure 1.6(b). L'explosif est placé à l'autre extrémité. Après la détonation, l'onde de choc se propage dans le gaz et conduit à l'ionisation successive des différentes couches d'argon. Ce phénomène s'accompagne d'un puissant flash lumineux. Le schéma de principe est montré sur la Figure 1.6(a).

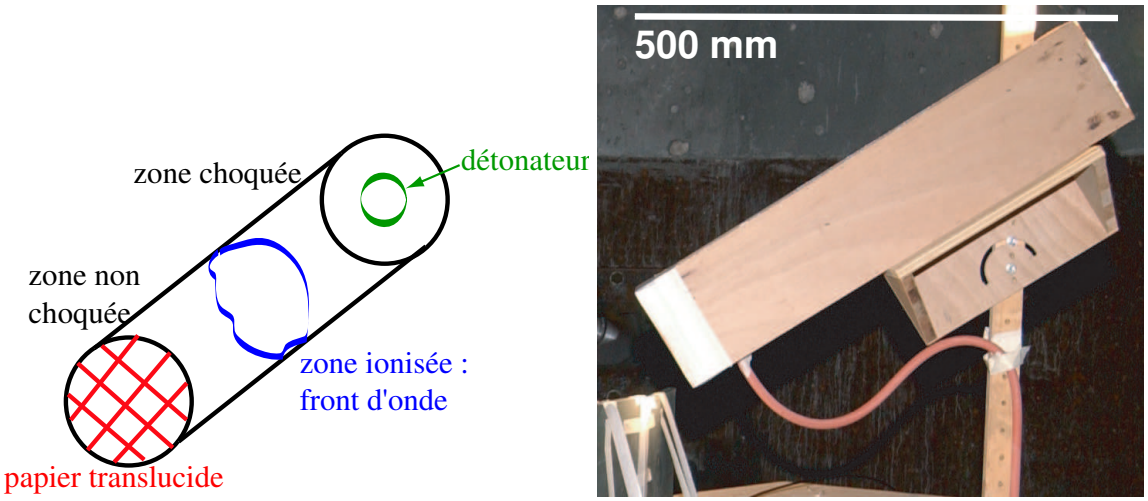


FIGURE 1.6 : Schématisation de l'éclairage pyrotechnique (a) et dispositif réel (b).

L'intensité lumineuse et le temps d'éclairage sont pilotés par la puissance de l'onde de choc et la taille du tube. Typiquement un tube de 50 cm de long engendre un flash prévu pour durer 100 microsecondes. Pour augmenter le rendement lumineux, un papier réfléchissant est tapissé sur les parois du tube. Ce type de flash est parfaitement adapté pour l'observation des phénomènes en détonique, et c'est même là sa seule application, puisque tout matériel situé à proximité du tube est détruit lors de l'explosion destinée à éclairer l'objet. La destruction systématique du dispositif, la manipulation d'explosif et l'impossibilité d'effectuer des répétitions en conditions réelles sont les principaux inconvénients de ce type d'éclairage. En pratique, il est nécessaire de placer les flashes assez près de l'objet, l'éclairement n'étant pas très directif en sortie du tube.

6 Acquisition des images

Dans toutes les expériences de détonique présentées dans ce document, les objets sont observés par l'intermédiaire de deux caméras ultra-rapides dont le fonctionnement est détaillé dans l'Annexe A. La première caméra est destinée à obtenir une vision globale de l'expansion afin de détecter l'émergence de la striction mécanique. L'autre caméra est utilisée dans un objectif de caractérisation des dimensions de l'objet par stéréovision (Figure 1.7).

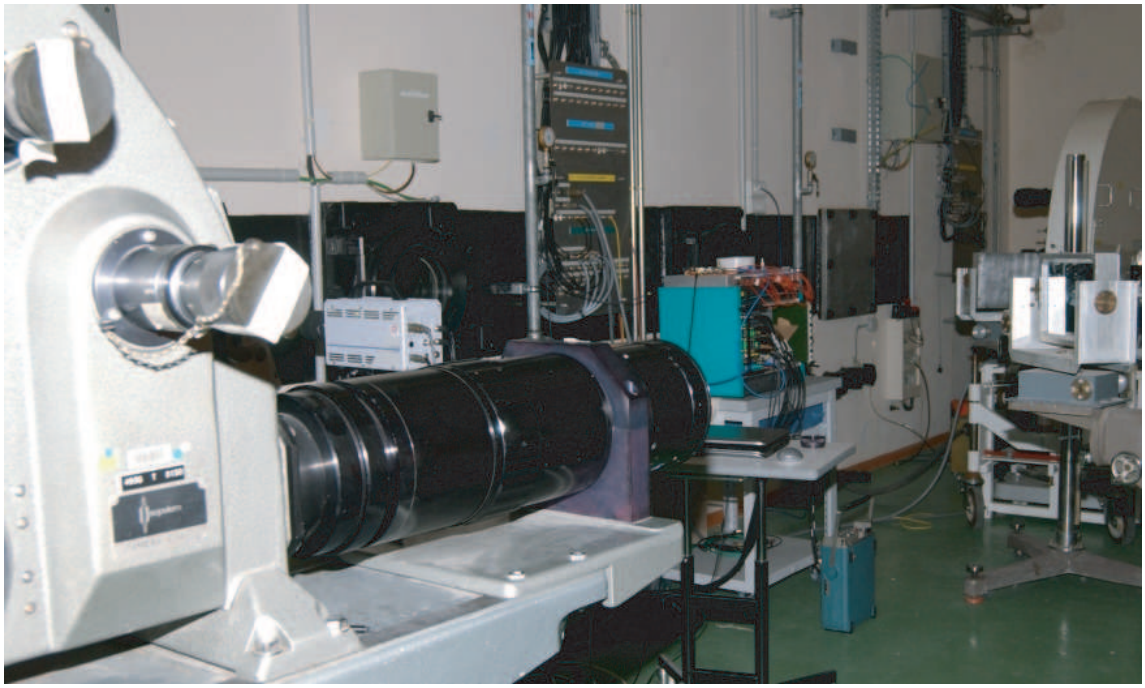


FIGURE 1.7 : Disposition des caméras ultra-rapides dans le local dédié aux expériences de détonique.

La synchronisation du système est commandée par les caméras et ce sont ces dernières qui déclenchent le tir. Une photocathode détermine la position et la vitesse du miroir ; lorsque celui-ci atteint une certaine position prédéterminée dépendant du retard entre le début de la prise d'image et le début de la réaction, de la longueur de câbles... le tir est déclenché. Comme les miroirs des deux caméras tournent à des vitesses différentes, il faut attendre que ceux-ci soient à la position prédéterminée pour chacune d'elles et à vitesse de rotation stabilisée pour que le tir puisse avoir lieu. Cette opération ne prend que quelques dixièmes de seconde pour deux caméras à coupler. S'il est possible de synchroniser la position des miroirs pour déclencher le tir, il demeure impossible de synchroniser la prise d'image, les miroirs ne tournant pas à des vitesses rigoureusement identiques. Il est donc impossible d'utiliser deux caméras de ce type pour l'acquisition stéréoscopique. C'est pour cette raison que nous implantons deux miroirs de renvoi de part et d'autre de l'axe optique représentant la configuration optimale (Annexe B) comme illustré sur la Figure 1.8. Le positionnement de ces miroirs demeure une phase critique,

car leur disposition doit permettre le renvoi du trajet optique sur une zone très petite sans que celui-ci ne soit gêné par le gonflement de l'objet lors de l'expansion.

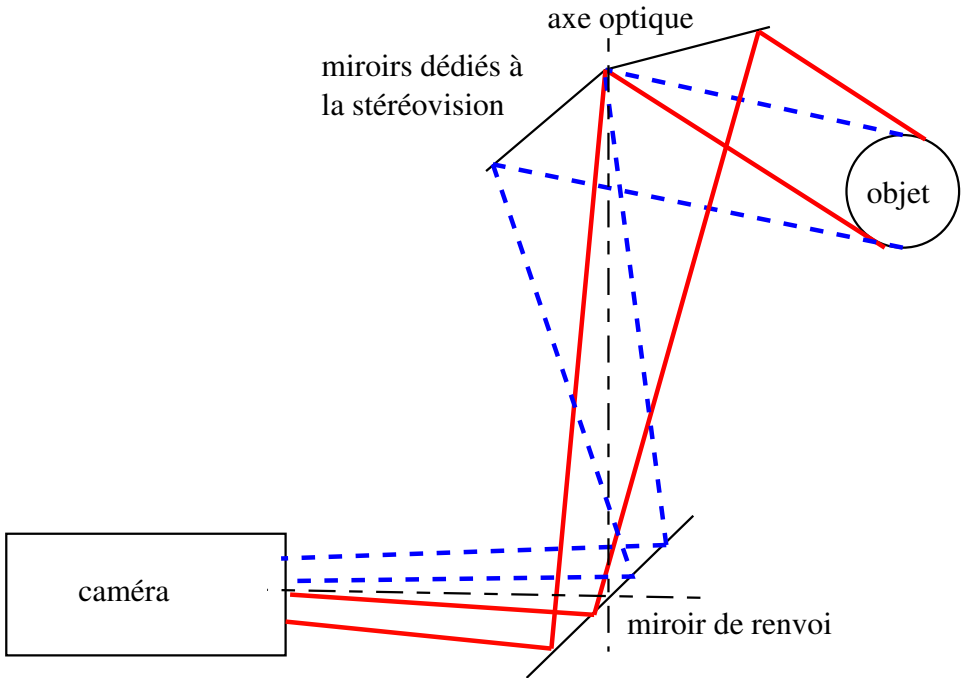


FIGURE 1.8 : Disposition des miroirs stéréoscopiques par rapport à l'axe optique.

7 Numérisation des films

Lorsque le tir est effectué, les images sont récupérées sous la forme d'un film analogique. Pour les traiter numériquement, il devient donc obligatoire de les développer et de les numériser. Cette étape apporte un bruit et un désalignement supplémentaire car chaque image est numérisée indépendamment des autres, ce qui contribue à pénaliser le traitement numérique. Deux technologies de scanner sont à notre disposition. Le premier est un scanner grand public de bonne qualité et le second est un scanner à tambour. C'est ce dernier choix qui a été retenu car il présente les meilleurs résultats finaux. Par rapport aux scanners traditionnels, les images sont moins bruitées à taille d'échantillonnage identique et elles peuvent être plus lumineuses, point important pour des films sous-exposés. D'autres essais stéréoscopiques ont été effectués avec des caméras à capteurs numériques (CCD ou CMOS) et la qualité d'image obtenue est nettement meilleure en terme de rapport signal sur bruit. Ceci démontre l'avantage d'une technologie numérique [45], mais au prix, aujourd'hui, d'une perte importante de résolution. Par exemple, pour une fréquence d'acquisition d'un million d'images par seconde, la résolution fournit par une caméra numérique est de 312×260 pixels contre 2000×1500 pixels au minimum pour une caméra analogique.

8 Recalage et appariement entre les images

La première étape, une fois les images numérisées, consiste à recaler les images les unes par rapport aux autres puisque, du fait de la technologie des caméras et de l'étape de numérisation, une transformation entre image doit être appliquée. Ainsi, des points fixes spécifiques sont présents lors de l'expérience afin de stabiliser la séquence. L'objectif est d'estimer les transformations qui superposent parfaitement ces points pour toute la série. Celles-ci peuvent être rigides, affines, ou d'ordre supérieur (le détail de ces transformations est donné dans la partie 2.1 du chapitre 5). Pratiquement, la transformation affine est utilisée pour superposer les images, celle de corps rigide n'est pas suffisante et l'utilisation d'ordre supérieur n'apporte pas d'amélioration.

Une fois le recalage effectué, l'appariement est réalisé. Pour les essais de dynamique ultra-rapide, cette étape se fait par l'intermédiaire de la corrélation d'images, sauf cas particulier. Cependant, devant les forts déplacements subis par l'objet, la stratégie réalisée ici est d'effectuer l'appariement spatial entre les deux premières images des deux séries puis de suivre leur évolution au cours du temps via un appariement temporel par série, tel que celui schématisé sur la Figure 1.9, à savoir un appariement spatial initiale suivi de deux appariements temporels. Dans les essais où les déplacements sont moins complexes et moins importants, il est tout à fait possible de réaliser des appariements spatiaux pour d'autres temps.

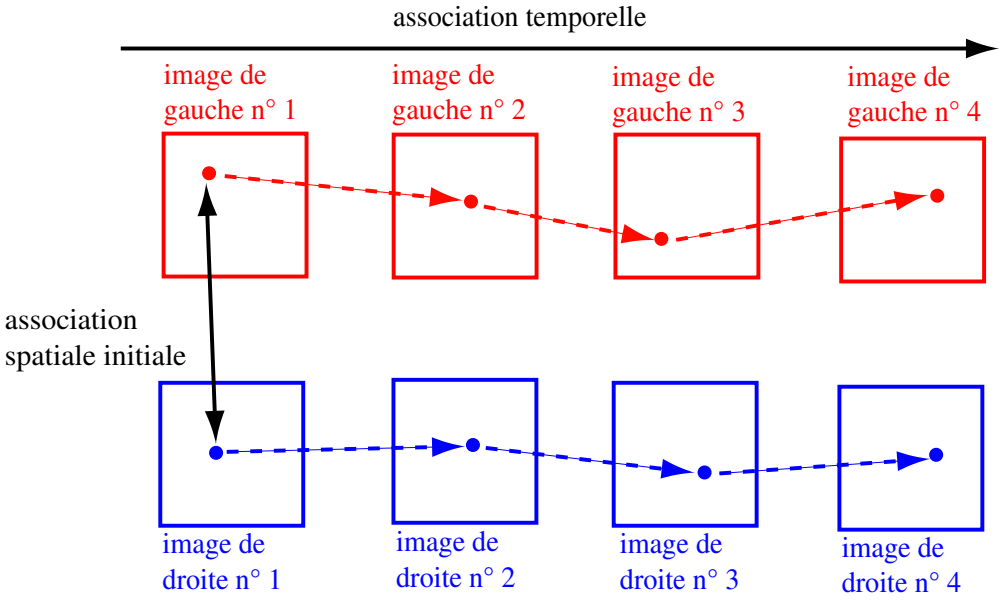


FIGURE 1.9 : Stratégie d'appariement utilisée dans le cadre des expériences de détonique.

9 Bilan

Nous venons de voir dans ce chapitre les contraintes liées à la réalisation d'essais en dynamique ultra-rapide. Les spécificités, liées à ces conditions expérimentales sévères, ont été mises en évidence. Bien que lourdes, il sera montré que ces contraintes ne constituent pas un obstacle insurmontable à l'utilisation de la stéréovision pour la reconstruction d'objet soumis à de fortes vitesses de sollicitation, d'autant plus que certains moyens expérimentaux sont présentés pour contourner, voire supprimer, ces problèmes. Ces dispositifs expérimentaux ne sont pas utilisables uniquement pour la dynamique ultra-rapide et peuvent servir pour les autres gammes de vitesse que nous étudierons.

Les caractéristiques expérimentales de la dynamique ultra-rapide imposent d'utiliser des procédés et du matériel spécifiques appelant une modélisation légèrement différente de celle mise en œuvre en quasi statique et en dynamique rapide. Le chapitre suivant a pour objectif de la présenter.

Chapitre 2

Formation et appariement d'images

Dans ce chapitre, tous les points indispensables à la reconstruction par stéréovision sont présentés. Le processus de formation d'image est détaillé pour différents types de caméras. Ceci a pour but d'introduire les notions d'étalonnage et de distorsion, points clés pour une reconstruction robuste et, dans le but d'améliorer l'étalonnage, la géométrie épipolaire est ensuite décrite. Afin de faire le lien entre les images, le principe de corrélation d'images est introduit pour enfin terminer par une nouvelle approche dans la mise en correspondance des clichés : appariement spatiotemporel.

Sommaire

1 Processus de formation d'une image 20
1.1 Cas du modèle projectif 20
1.2 Cas particulier d'un objet éloigné de la caméra 24
1.3 Cas du modèle orthographique 25
1.4 Modélisation dans le cas de miroirs de renvoi 26
1.5 Étalonnage de caméra 30
1.6 Les distorsions optiques 32
1.7 Reconstruction tridimensionnelle 39
2 Vérification de l'amélioration de l'étalonnage par la géométrie épipolaire . . 39
2.1 La géométrie épipolaire 40
2.2 La matrice fondamentale 42
2.3 Estimation linéaire de la matrice fondamentale 42
3 Appariement par corrélation d'images 43
3.1 Critères de corrélation 44
3.2 Correli Q4 46
4 Appariement d'images par la méthode spatiotemporelle 47
5 Incertitudes de reconstruction 55

1 Processus de formation d'une image

Dans cette partie, les différents repères mis en jeu lors du processus de formation d'images que sont celui de la scène R_s, de la caméra R_c et de l'image R_p sont présentés : cette partie décrit également les transformations reliant tous ces repères. Cette description est indispensable pour introduire les notions qui interviennent dans le processus de reconstruction à partir d'images comme l'étalonnage et les distorsions optiques. Étant donné que, pour nos applications, nous utilisons une grande variété de caméras, toutes ces transformations doivent tenir compte du modèle de ces dernières. Dans un premier temps, le processus de formation d'image, dans un cadre général qui est celui du modèle sténopé est détaillé [46]. Nous l'appliquons, ensuite, au cas plus particulier d'un objet situé loin de la caméra qui représente au mieux les conditions expérimentales dans le cas de la dynamique rapide. Le processus de formation d'une image pour le modèle orthographique, correspondant aux caméras ultra-rapides, est considéré. Le principe de l'étalonnage est détaillé à la fin du chapitre. Par souci de robustesse, les distorsions dues aux optiques des caméras sont corrigées.

1.1 Cas du modèle projectif

Afin de présenter au mieux les différents repères intervenant dans le processus de formation d'une image dans le cas du modèle sténopé, un schéma explicatif est donné sur la Figure 2.1. Ce dernier montre les différentes étapes dans la formation de l'image, passage du repère objet R_s à celui de l'image R_p en passant par les transformations induites par la caméra. Afin de simplifier les écritures, les coordonnées homogènes sont utilisées. Ces dernières sont introduites de la manière suivante, soit :

$$\alpha = (\alpha_1, ..., \alpha_n)^t \tag{2.1}$$

les coordonnées d'un point exprimé dans un espace de dimension n. Les coordonnées homogènes s'expriment de la manière suivante :

$$\overline{\alpha} = (\alpha_1, ..., \alpha_n, s)^t \tag{2.2}$$

où s est un facteur d'échelle. Dans la suite, afin de ne pas surcharger les écritures, nous omettons le terme homogène. De même, dans la suite nous utilisons la convention de Denavit-Hartenberg : l'écriture du système (affine) :

$$\left(y\right) = \left(\mathbf{Q}\right)\left(X\right) + \left(b\right) \tag{2.3}$$

est équivalente au système linéaire suivant où $\mathbf{Q}$ et b sont quelconques :

$$\begin{pmatrix} y \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{Q} & b \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

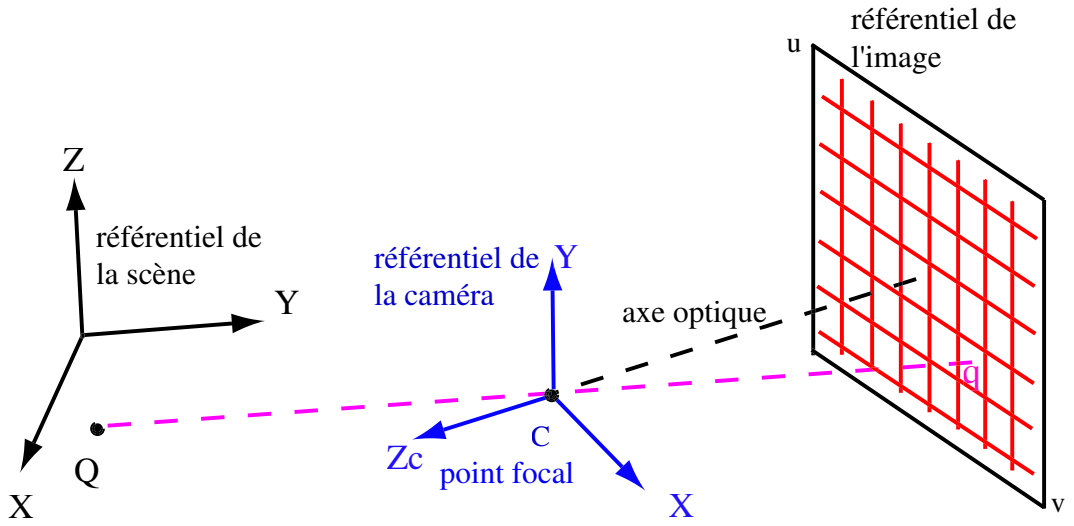


FIGURE 2.1 : Processus de formation d'une image et présentation des différents repères utilisés.

1.1.1 Relation entre l'objet et la caméra

La première opération, celle reliant la scène à la caméra, est un simple changement de repère. Les coordonnées tridimensionnelles $\overline{X} = (X, Y, Z, 1)^t$ du point Q de la scène s'écrivent dans le référentiel R_c lié à la caméra $\overline{X}_c = (X_c, Y_c, Z_c, 1)^t$. Pour passer d'un système de coordonnées à l'autre, il vient :

$$\overline{X}_c = \mathbf{A}\overline{X} \tag{2.5}$$

où $\mathbf{A}$ est la matrice des paramètres extrinsèques qui s'exprime de la manière suivante :

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & t_x \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} & t_y \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} & t_z \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{R} & \overrightarrow{\mathbf{t}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{2.6}$$

Elle se décompose en un vecteur de translation $\overrightarrow{\mathbf{t}}$ et une matrice de rotation $\mathbf{R}$ pouvant s'exprimer en utilisant les angles d'Euler décrivant les différents changements de repère [47]. Cette relation ne se base que sur des paramètres géométriques et elle est, par conséquent, insensible au modèle de caméra. Elle s'applique donc identiquement aux appareils photographiques et aux caméras ultra-rapides. L'expression des points dans le système de coordonnées de l'objet est plus commode pour exprimer la transformation induite par la caméra.

1.1.2 Transformation due à la caméra

La seconde transformation traduit la relation entre la projection du point Q de coordonnées $\overline{X}_c = (X_c, Y_c, Z_c, 1)^t$ dans le repère caméra R_c et sa projection $\overline{Q}_{pim}$ dans le plan image dont les

coordonnées sont $\overline{X}_{pim} = (x, y, f)^t$ dans le repère de la caméra. C'est cette transformation qui fait intervenir le modèle de caméra, par exemple le modèle sténopé. Ce dernier est projectif, tous les rayons lumineux passent par le centre optique C, l'image se forme ensuite sur le plan focal perpendiculaire à l'axe optique et distant de f par rapport à C, f étant la distance focale. Avec ce modèle, l'image aura la même taille que l'objet si la distance plan focal-repère caméra est identique à celle objet-repère caméra ce qui se traduit par :

$$\begin{aligned} x &= \frac{X_c f}{Z_c} \\ y &= \frac{Y_c f}{Z_c} \\ z &= f \end{aligned} \tag{2.7}$$

Le passage de $\mathbb{R}^3$ à $\mathbb{R}^2$ se traduit par un facteur d'échelle s ou plus exactement :

$$\begin{aligned} sx &= X_c f \\ sy &= Y_c f \end{aligned} \tag{2.8}$$

où $s = Z_c$. Celui-ci traduit le fait que si un objet est s fois plus loin mais s fois plus gros, alors il aura la même taille dans l'image. Au final, la relation liant le repère caméra au repère image s'exprime matriciellement de la manière suivante :

$$\begin{pmatrix} sx \\ sy \\ s \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} f & 0 & 0 & 0 \\ 0 & f & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} X_c \\ Y_c \\ Z_c \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.9}$$

avec :

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} f & 0 & 0 & 0 \\ 0 & f & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.10}$$

La projection $\mathbf{P}$ due à la caméra ayant été définie, il est nécessaire d'introduire le passage entre le repère de la caméra et celui de l'image.

1.1.3 Relation entre la caméra et l'image

Enfin, la dernière relation permet d'exprimer la projection $\overline{Q}_{pim}$ du point $\overline{Q}$ dans le repère image. Ceci fait intervenir l'échantillonnage de l'image par la matrice CCD (ou CMOS) ce qui se traduit par l'expression suivante, avec $\overline{X}_{ech} = (u, v, 1)^t$ les coordonnées dans le repère image du point $\overline{Q}_{pim}$:

$$\begin{pmatrix} su \\ sv \\ s \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} k_u & \gamma & u_0 \\ 0 & k_v & v_0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} sx \\ sy \\ s \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

avec :

$$\tilde{\mathbf{K}} = \begin{bmatrix} k_u & \gamma & u_0 \\ 0 & k_v & v_0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{2.12}$$

où k_u est le facteur d'échelle vertical et k_v le facteur d'échelle horizontal (l'unité pour les deux facteurs est le pixel/m), u_0 et v_0 les coordonnées dans le repère image du centre de projection F. Quant à γ, il sert à qualifier l'angle entre les axes de l'horizontale et de la verticale d'un pixel. Dans la pratique, ces axes sont considérés comme étant perpendiculaires ce qui fixe à 0 la valeur de γ. En combinant les deux transformations précédentes, $\mathbf{P}$ et $\tilde{\mathbf{K}}$, on trouve l'expression de la matrice $\mathbf{K}$ contenant les paramètres intrinsèques propres à la caméra. Son expression est donnée par :

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} \alpha_u & 0 & u'_0 & 0 \\ 0 & \alpha_v & v'_0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.13}$$

avec :

$$\begin{aligned} \alpha_u &= k_u f \\ \alpha_v &= k_v f \\ u'_0 &= u_0 \\ v'_0 &= v_0 \end{aligned} \tag{2.14}$$

L'ensemble des trois transformations entre les différents repères permet d'exprimer les coordonnées image d'un point en fonction de ses coordonnées dans le référentiel de la scène :

$$\overline{X}_{ech} = \mathbf{K}\mathbf{A}\overline{X} \tag{2.15}$$

soit, de manière plus synthétique :

$$\overline{X}_{ech} = \mathbf{M}\overline{X} \tag{2.16}$$

où $\mathbf{M}$ est appelée la matrice de passage ou matrice de projection perspective dont une expression développée est donnée dans le cas général :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \alpha_u r_{11} + u'_0 r_{31} & \alpha_u r_{12} + u'_0 r_{32} & \alpha_u r_{13} + u'_0 r_{33} & \alpha_u t_x + u'_0 t_z \\ \alpha_v r_{21} + v'_0 r_{31} & \alpha_v r_{22} + v'_0 r_{32} & \alpha_v r_{23} + v'_0 r_{33} & \alpha_v t_y + v'_0 t_z \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} & t_z \end{bmatrix} \tag{2.17}$$

où son expression plus synthétique, utilisée dans la suite, est :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \end{bmatrix} \tag{2.18}$$

Par identification, les relations liant les paramètres intrinsèques et extrinsèques aux paramètres de la matrice $\mathbf{M}$ sont :

$$\begin{cases} m_{1i} = \alpha_u r_{1i} + u'_0 r_{3i} \\ m_{2i} = \alpha_v r_{2i} + v'_0 r_{3i} \\ m_{3i} = r_{3i} \\ m_{14} = \alpha_u t_x + u'_0 t_z \\ m_{24} = \alpha_v t_y + v'_0 t_z \\ m_{34} = t_z \end{cases} \tag{2.19}$$

avec i allant de 1 à 3. Cette matrice **M** permet de relier directement un point et sa projection. Son estimation est présentée dans la partie 1.5 de ce chapitre.

1.2 Cas particulier d'un objet éloigné de la caméra

L'expression «éloigné de la caméra» signifie un rapport taille de l'objet/distance de la caméra petit devant 1 entraînant ainsi une simplification. Pour commencer cette démarche, il est possible de fixer la distance focale comme étant l'unité du repère caméra. Ainsi les relations définies par l'équation (2.7) deviennent :

$$\begin{aligned} x &= \frac{X_c}{Z_c} \\ y &= \frac{Y_c}{Z_c} \\ z &= 1 \end{aligned} \tag{2.20}$$

De là, en utilisant la matrice **A**, les coordonnées de la projection du point Q s'expriment :

$$\begin{aligned} x &= \frac{r_{11}X + r_{12}Y + r_{13}Z + t_x}{r_{31}X + r_{32}Y + r_{33}Z + t_z} \\ y &= \frac{r_{21}X + r_{22}Y + r_{23}Z + t_y}{r_{31}X + r_{32}Y + r_{33}Z + t_z} \end{aligned} \tag{2.21}$$

En divisant par t_z le numérateur et le dénominateur de ces deux expressions, il vient :

$$\begin{aligned} x &= \frac{\eta(r_{11}X + r_{12}Y + r_{13}Z) + x_0}{\varepsilon + 1} \\ y &= \frac{\eta(r_{21}X + r_{22}Y + r_{23}Z) + y_0}{\varepsilon + 1} \end{aligned} \tag{2.22}$$

où :

- $x_0 = t_x/t_z$ et $y_0 = t_y/t_z$ sont les coordonnées de la projection de l'origine 0 du repère objet exprimées dans le repère de la caméra,
- $\eta = 1/t_z$ est un facteur d'échelle,
- $\varepsilon = (r_{31}X + r_{32}Y + r_{33}Z)/t_z$ est un rapport petit devant 1 si le rapport taille de l'objet/distance de la caméra est faible.

En tenant compte de cette dernière hypothèse, il vient :

$$\begin{aligned} x - x_0 &= \eta(r_{11}X + r_{12}Y + r_{13}Z) \\ y - y_0 &= \eta(r_{21}X + r_{22}Y + r_{23}Z) \end{aligned} \tag{2.23}$$

Le passage du repère caméra au repère image devient :

$$\begin{pmatrix} u-u_0 \\ v-v_0 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_u & 0 \\ 0 & \alpha_v \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x-x_0 \\ y-y_0 \end{pmatrix} \tag{2.24}$$

Ainsi, en utilisant les coordonnées homogènes, la matrice de passage s'écrit :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & u_0 \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & v_0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{2.25}$$

1.3 Cas du modèle orthographique

Pour les applications de détonique, compte tenu de l'optique des caméras et des faibles dimensions de l'objet comparées aux importantes longueurs de la chaîne optique, le modèle est orthographique à l'échelle. Il est orthographique parce que les rayons lumineux issus de l'objet arrivent sur l'objectif parallèlement à l'axe optique et, à l'échelle, car l'image est ensuite grossie d'un facteur G par l'intermédiaire de l'objectif (Figure 2.2). Ce processus de formation d'image s'écrit :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} G & 0 & 0 & 0 \\ 0 & G & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} X_c \\ Y_c \\ Z_c \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.26}$$

Ainsi, la notion de distance focale n'apparaît pas ici et seul le grandissement G reste, ce qui entraîne la suppression du facteur d'échelle présent dans le modèle sténopé. Ce modèle tire d'autant plus sa légitimité que la distance séparant l'objet de la caméra est grande.

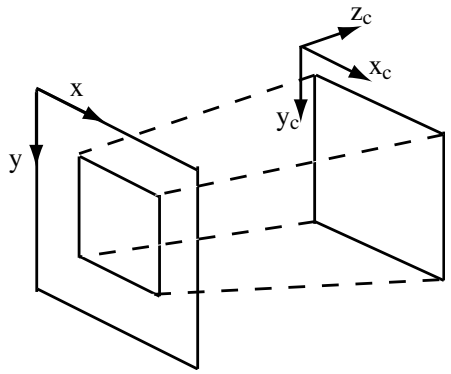


FIGURE 2.2 : Formation d'une image par l'intermédiaire d'une caméra orthographique à l'échelle.

Ensuite, l'échantillonnage du plan image par le processus de numérisation du film s'écrit, en notant (u,v) les coordonnées du point dans l'image :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} k_u & \gamma & u_0 \\ 0 & k_v & v_0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.27}$$

où k_u, k_v, u_0, v_0 et γ sont les mêmes quantités que pour les autres modèles. En combinant les deux transformations précédentes nous trouvons, dans le cas du modèle orthographique, l'expression de la matrice $\mathbf{K}$ contenant les paramètres intrinsèques propres à la caméra est :

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} Gk_u & 0 & 0 & u_0 \\ 0 & Gk_v & 0 & v_0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{2.28}$$

L'ensemble des trois transformations permet d'exprimer les coordonnées image d'un point en fonction de ses coordonnées dans le référentiel de la scène :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} Gk_u r_{11} & Gk_u r_{12} & Gk_u r_{13} & Gk_u t_x + u_0 \\ Gk_v r_{21} & Gk_v r_{22} & Gk_v r_{23} & Gk_v t_y + v_0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.29}$$

où, en introduisant la notion de matrice de passage $\mathbf{M}$, il vient :

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.30}$$

soit, de manière plus compacte :

$$q = \mathbf{KA}Q \tag{2.31}$$

Nous remarquons que cette forme est identique, aux coefficients près, à celle du modèle sténopé lorsque la taille de l'objet est faible devant la distance entre la caméra et l'objet.

1.4 Modélisation dans le cas de miroirs de renvoi

Les miroirs deviennent des outils très utiles dans le domaine de la vision et leur forme se diversifie [48, 49, 50, 51]. La raison de cet engouement est simple. Cela permet d'accéder à des zones non visibles directement par la caméra ou d'avoir plusieurs angles de vue avec la même caméra. Ainsi, il devient possible de faire de la stéréovision à moindre frais, même si cela rajoute des distorsions supplémentaires à estimer.

Cette partie établit l'expression théorique de la matrice de passage, relation entre les coordonnées 3D d'un point de la scène et sa projection dans le plan image, dans le cadre du modèle

orthographique avec miroir de renvoi. En effet, la modélisation qui a été faite dans la partie précédente ne tient pas compte de la présence de miroirs de renvoi dans le trajet optique. Or, pour les applications de détonique, il est impossible de ne pas en utiliser. La reconstruction tridimensionnelle par l'intermédiaire des matrices de passage est toujours valable puisqu'elle ne repose que sur la relation entre les coordonnées images et objet. Cependant, il est utile de connaître l'influence des angles des miroirs sur les coefficients de la matrice de passage. Du fait de la distance entre la caméra et l'ensemble objet + miroirs, ce processus peut se découpler en 2 étapes illustrées en deux dimensions sur la Figure 2.3.

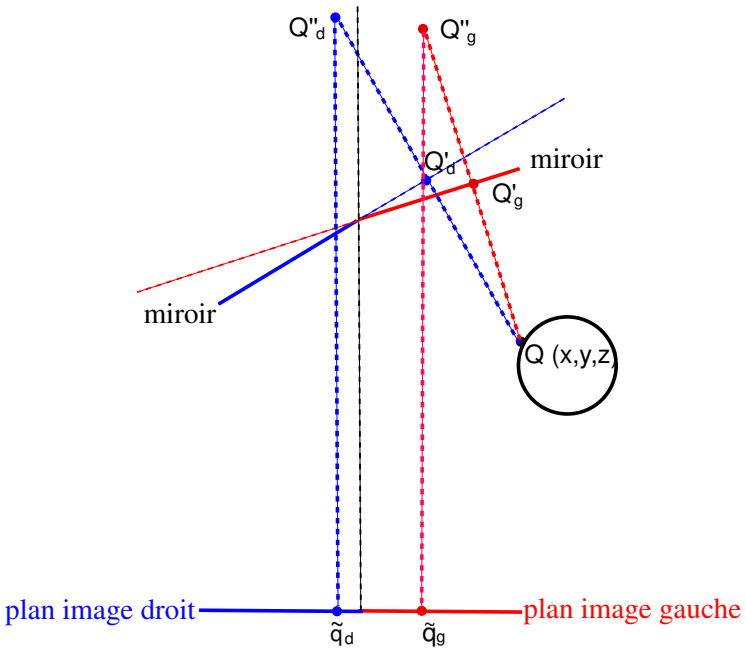


FIGURE 2.3 : Modèle de formation d'images dans le cas de deux miroirs de renvoi et avec un modèle orthographique.

Ce processus est identique pour les miroirs de droite et de gauche et seul le cas générique est considéré. Le point $\widetilde{q}$, image du point Q dans le repère image par le dispositif optique s'obtient en découplant le processus de formation d'images en 2 parties. Tout d'abord, le point Q'' est obtenu par symétrie du point Q par rapport au plan défini par le miroir. Le projeté orthogonal du point Q'' sur le plan image fournit ensuite le point $\widetilde{q}$. Dans la suite, Q' est noté comme étant le projeté orthogonal du point Q sur le miroir de renvoi d'où $\overrightarrow{QQ''} = 2\overrightarrow{QQ'}$.

Afin d'établir cette relation en 3D, nous appliquons les différentes transformations décrites dans la Figure 2.4. Le repère de la scène est assimilé au repère image (non échantillonné pour ne pas alourdir les notations). Ainsi, le point Q a pour coordonnées dans le repère image $(x,y,z,1)$, le point Q' a pour coordonnées dans le repère image $(x',y',z',1)$ et le point Q'' a pour coordonnées dans le repère image $(x'',y'',z'',1)$.

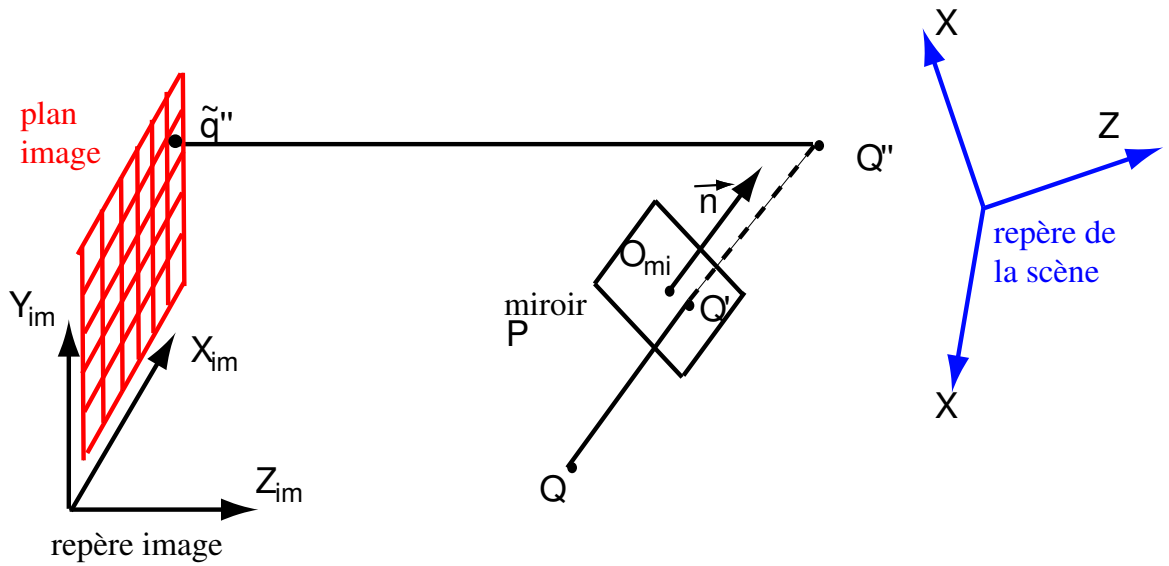


FIGURE 2.4 : Modélisation de la formation d'une image par l'intermédiaire d'un miroir P de normale $\vec{n}$.

Le miroir de renvoi est défini par son vecteur normal $\overrightarrow{n}$ et son centre O de coordonnées (x_1, y_1, z_1) (Figure 2.5). En introduisant les angles d'Euler θ et ψ, les composantes (n_1, n_2, n_3) du vecteur normal $\overrightarrow{n}$ sont données par :

$$\begin{cases} n_1 = \cos\theta \sin\psi \\ n_2 = \sin\theta \sin\psi \\ n_3 = \cos\psi \end{cases} \tag{2.32}$$

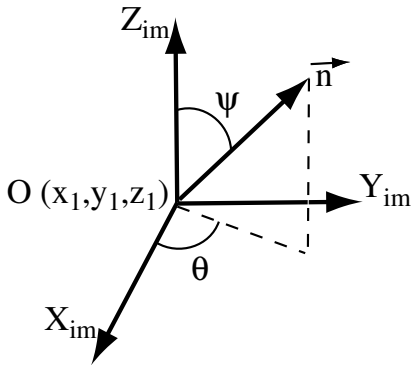


FIGURE 2.5 : Orientation de la normale du miroir par rapport au repère image.

Ceci permet d'écrire l'équation du plan défini par le miroir dans le repère image pour tout point de coordonnées (X,Y,Z) appartenant au miroir :

$$(P) \quad \cos\theta\sin\psi X + \sin\theta\sin\psi Y + \cos\psi Z - (\cos\theta\sin\psi x_1 + \sin\theta\sin\psi y_1 + \cos\psi z_1) = 0 \quad (2.33)$$

En posant $d = -(\cos\theta\sin\psi x_1 + \sin\theta\sin\psi y_1 + \cos\psi z_1)$, il vient :

$$(P) \quad n_1 X + n_2 Y + n_3 Z + d = 0 \quad (2.34)$$

Le point Q', projeté orthogonal d'un point Q quelconque sur le plan (P), se situe à l'intersection de la droite (D) passant par Q et de direction $\overrightarrow{n}$ avec le plan (P) ; ses coordonnées sont :

$$\begin{cases} x' = kn_1 + x \\ y' = kn_2 + y \\ z' = kn_3 + z \end{cases} \quad (2.35)$$

dont nous déduisons k :

$$k = -\frac{n_1 x + n_2 y + n_3 z + d}{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \quad (2.36)$$

Le point Q'', quant à lui, est le symétrique de Q par rapport au plan (P) et ses coordonnées sont données par :

$$\begin{cases} x'' = 2kn_1 + x \\ y'' = 2kn_2 + y \\ z'' = 2kn_3 + z \end{cases} \quad (2.37)$$

Les coordonnées (x'', y'') du projeté orthogonal $\widetilde{q}$ sont immédiatement déduites dans le plan image :

$$\begin{aligned} x'' &= \frac{-2(n_1 x + n_2 y + n_3 z + d)n_1 + x(n_1^2 + n_2^2 + n_3^2)}{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \\ y'' &= \frac{-2(n_1 x + n_2 y + n_3 z + d)n_2 + y(n_1^2 + n_2^2 + n_3^2)}{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \end{aligned} \quad (2.38)$$

Cette expression peut se mettre sous une forme matricielle, faisant ressortir l'intérêt d'utiliser les coordonnées homogènes :

$$\begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 & -2n_1 n_2 & -2n_1 n_3 & -2n_1 d \\ -2n_1 n_2 & -n_2^2 + n_1^2 + n_3^2 & -2n_1 n_3 & -2n_2 d \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{pmatrix} = P \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

Ensuite, le plan image est échantillonné puis l'image est remise à la bonne dimension par l'intermédiaire du grandissement G et, au final, nous obtenons :

$$\begin{pmatrix} u'' \\ v'' \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} Gk_u & 0 & 0 \\ 0 & Gk_v & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

avec k_u et k_v les facteurs d'échelle horizontaux et verticaux. Enfin, rien n'empêche de rajouter une matrice de changement de repère afin de séparer le repère image du repère objet. La forme résultante est identique à celle de l'équation (2.30) mais elle possède l'avantage d'expliciter directement les composantes n_i du miroir et de connaître ainsi son orientation dans l'espace. De plus, bien que seul le cas d'un miroir soit considéré dans cette démonstration, rien n'empêche de prendre en compte le cas de plusieurs miroirs (tel que le miroir dans la salle des caméras). Tout ceci permet de connaître avec exactitude l'orientation des miroirs et d'estimer les répercussions sur les matrices de passage lorsque leur orientation est modifiée. Par ce principe, la position de l'objet dans l'image peut être parfaitement connue. Ainsi, nous sommes en mesure de dimensionner un essai et de déterminer par avance la meilleure position des miroirs en fonction de l'emplacement de l'objet et de pouvoir générer artificiellement des matrices de passage.

1.5 Étalonnage de caméra

La matrice de passage **M** est obtenue en réalisant un étalonnage basé sur une mire de dimensions connues à quelques micromètres. La connaissance des composantes de **M** peut s'effectuer via plusieurs méthodes [52] dont certaines sont présentées dans la suite. La première utilise la matrice pseudo-inverse et la deuxième, la décomposition en valeurs singulières. Quant à la troisième, étalonnage de Faugeras-Toscani [39], elle est un peu différente des deux premières dans le sens où elle n'est pas linéaire et impose une contrainte supplémentaire au système. Dans ce qui suit, l'indice i représente le numéro d'un point sur la mire utilisée pour étalonner le système stéréoscopique.

1.5.1 Étalonnage par la méthode pseudo-inverse

Cette méthode d'étalonnage se base sur l'équation (2.18) réécrite de la manière suivante, en figeant $m_{34} = 1$ ce qui estime les paramètres de la caméra à un facteur près (voir [16, 46] pour plus de détail) :

$$\begin{bmatrix} & & & & & & & \cdot & & & \\ & & & & & & & \cdot & & & \\ & & & & & & & \cdot & & & \\ X_i & Y_i & Z_i & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & -u_iX_i & -u_iY_i & -u_iZ_i \\ 0 & 0 & 0 & 0 & X_i & Y_i & Z_i & 1 & -v_iX_i & -v_iY_i & -v_iZ_i \\ & & & & & & & \cdot & & & \\ & & & & & & & \cdot & & & \\ & & & & & & & \cdot & & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_{11} \\ m_{12} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ m_{32} \\ m_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ u_im_{34} \\ v_im_{34} \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \end{bmatrix} \tag{2.41}$$

Ainsi, il faut résoudre le système $\mathbf{EM} = \mathbf{b}$ où la matrice **E** n'est pas directement inversible puisqu'elle n'est pas carrée. Ainsi, la solution est donnée par la relation :

$$\mathbf{M} = (\mathbf{E}^t\mathbf{E})^{-1}\mathbf{E}^t\mathbf{b} \tag{2.42}$$

qui représente l'écriture habituelle de minimisation de l'écart quadratique moyen.

1.5.2 Étalonnage par décomposition en valeurs singulières

Cette méthode se base également sur l'équation (2.18) mais écrite de la manière suivante et en ne supposant pas que $m_{34} = 1$:

$$\begin{bmatrix} & & & & & & & \vdots & & & & \\ X_i & Y_i & Z_i & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & -u_iX_i & -u_iY_i & -u_iZ_i & -u_i \\ 0 & 0 & 0 & 0 & X_i & Y_i & Z_i & 1 & -v_iX_i & -v_iY_i & -v_iZ_i & -v_i \\ & & & & & & & \vdots & & & & \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_{11} \\ m_{12} \\ \vdots \\ m_{33} \\ m_{34} \end{bmatrix} = 0 \tag{2.43}$$

La résolution de ce système $\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{M} = 0$ revient à écrire la décomposition en valeur singulière de $\tilde{\mathbf{E}}$: $\tilde{\mathbf{E}} = \tilde{\mathbf{U}}\tilde{\mathbf{W}}\tilde{\mathbf{V}}'$ où la solution est le vecteur propre de $\tilde{\mathbf{V}}$ correspondant à la plus petite valeur propre de $\tilde{\mathbf{W}}$. L'étalonnage via cette technique utilise 2 équations pour chaque point apparié, il faut donc au moins 6 points pour estimer les 12 paramètres. Cette méthode d'étalonnage est très utilisée (voir [53] pour plus de détails) car même si elle demeure linéaire en ne tenant pas compte des distorsions optiques, elle donne une initialisation robuste des paramètres pour un futur processus d'optimisation itératif.

1.5.3 Étalonnage de Faugeras et Toscani

Cette dernière méthode d'étalonnage utilise les moindres carrés et une contrainte supplémentaire est ajoutée par rapport aux techniques précédentes [54]. Tout d'abord, la matrice de passage est écrite de la manière suivante :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m_I & m_{14} \\ m_{II} & m_{24} \\ m_{III} & m_{34} \end{bmatrix} \tag{2.44}$$

Le minimum de $\|\mathbf{E}X\|^2$ est recherché mais en considérant une nouvelle écriture : $\mathbf{E}X = \mathbf{O}X_1 + \mathbf{J}X_2$ avec :

$$\begin{aligned} X_1^t &= \begin{bmatrix} m_I & m_{14} & m_{II} & m_{24} & m_{34} \end{bmatrix} \\ X_2^t &= \begin{bmatrix} m_{III} \end{bmatrix} \end{aligned} \tag{2.45}$$

et :

$$\mathbf{O} = \begin{bmatrix} & & & & \vdots & & & & \\ X_i & Y_i & Z_i & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & -u_i \\ 0 & 0 & 0 & 0 & X_i & Y_i & Z_i & 1 & -v_i \\ & & & & \vdots & & & & \end{bmatrix} \quad et \quad \mathbf{J} = \begin{bmatrix} & \vdots & \\ -u_iX_i & -u_iY_i & -u_iZ_i \\ -v_iX_i & -v_iY_i & -v_iZ_i \\ & \vdots & \end{bmatrix} \tag{2.46}$$

où la contrainte $\|m_{III}\|^2 = 1$ est imposée, correspondant à la propriété d'orthogonalité de la matrice de rotation [39]. L'expression à minimiser devient :

$$\Phi_0 = \|\mathbf{O}X_1 + \mathbf{J}X_2\|^2 \tag{2.47}$$

Afin de résoudre ce système, la technique des multiplicateurs de Lagrange est utilisée, ce qui revient à minimiser :

$$\Phi = \Phi_0 + \lambda(1 - \|X_2\|^2) \tag{2.48}$$

Cette minimisation s'obtient par dérivation successive par rapport à X_1 et X_2 ce qui donne :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \Phi}{\partial X_1} = 2(\mathbf{O}^t\mathbf{O}X_1 + \mathbf{O}^t\mathbf{J}X_2) = 0 \\ \dfrac{\partial \Phi}{\partial X_2} = 2(\mathbf{J}^t\mathbf{J}X_2 + \mathbf{J}^t\mathbf{O}X_1 - \lambda X_2) = 0 \end{cases} \tag{2.49}$$

ou encore :

$$\begin{array}{l} X_1 = -(\mathbf{O}^t\mathbf{O})^{-1}\mathbf{O}^t\mathbf{J}X_2 \\ (\mathbf{J}^t\mathbf{J} - (\mathbf{O}^t\mathbf{J})^t(\mathbf{O}^t\mathbf{O})^{-1}\mathbf{O}^t\mathbf{J})X_2 = \lambda X_2 \end{array} \tag{2.50}$$

où la solution de X_2 est donnée par le vecteur propre correspondant à la plus petite valeur propre de $\mathbf{J}^t\mathbf{J} - (\mathbf{O}^t\mathbf{J})^t(\mathbf{O}^t\mathbf{O})^{-1}\mathbf{O}^t\mathbf{J}$. Lorsque X_2 est estimé, la première équation donne X_1.

Les matrices obtenues par ces trois méthodes, bien que ces dernières soient complètement différentes, donnent des reprojections équivalentes des points 3D, les écarts maximaux constatés sont inférieurs à 0,2 pixel. Cependant, expérimentalement nous avons observé un problème de stabilité de la méthode de Faugeras-Toscani, pour des images de grandes dimensions. De plus, tel quel, aucune des méthodes d'étalonnage présentées jusqu'à présent ne tient compte des distorsions optiques, point développé dans la suite.

1.6 Les distorsions optiques

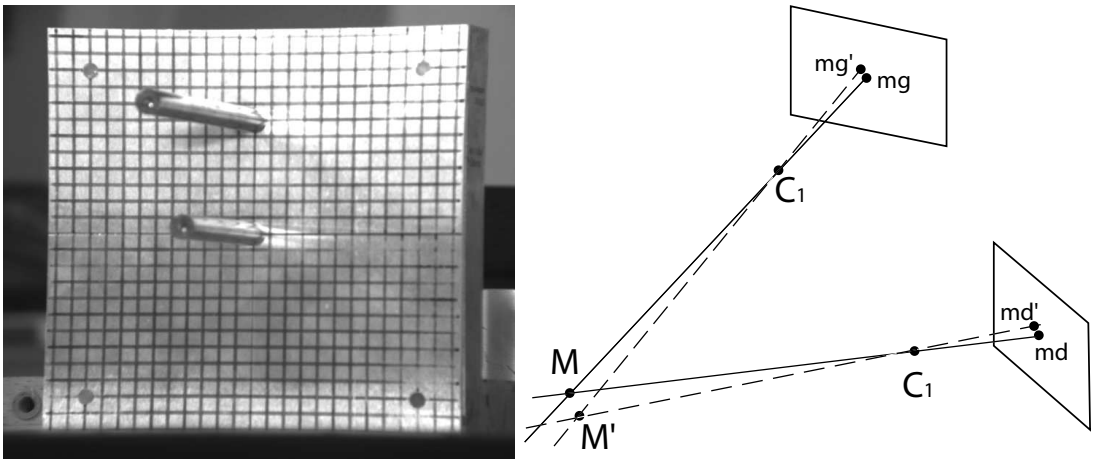
Quel que soit le type et le modèle de caméra employée, sténopé pour les appareils photos [55] ou orthographique pour les caméras mécano-optiques [45], ceux-ci supposent que la projection d'un point objet sur l'image est linéaire. Or, dans la pratique, ce n'est pas tout à fait vrai du fait d'optiques imparfaites. Celles-ci provoquent des distorsions dans les images qu'il est aisé de constater sur la Figure 2.6(a) où les bords droits d'une mire apparaissent clairement bombés.

En pratique, les distorsions biaisent l'hypothèse que la projection d'un point du repère objet au repère image est linéaire, ce qui provoque un mauvais emplacement des points d'intérêt sur les images. Ceci modifie les coordonnées de l'ensemble des points comme le montre le schéma de la Figure 2.6(b) où les traits pleins représentent la position réelle du point M, qui sans distorsion est projeté en m_g et m_d. Avec distorsions, les projections du point M deviennent alors m'_g et m'_d et, en reconstruisant à partir de ce couple de points, la position obtenue ne se situe plus au

point M mais en M'. De ce fait, les distorsions influencent directement l'étalonnage des capteurs et, par conséquent, les valeurs des coefficients des matrices de passage et finalement la qualité de la reconstruction future pour un système stéréoscopique. La prise en compte, ainsi que la correction, des distorsions sont des démarches importantes pour la diminution des incertitudes sur les résultats de la reconstruction.

Suivant la qualité de l'optique utilisée, ces distorsions sont plus ou moins marquées. Il apparaît donc indispensable de les étudier dans le détail. Selon des études bibliographiques [39, 41], il existe trois natures différentes de distorsions :

- la distorsion radiale causée par des défauts dans la courbure des lentilles de l'objectif,
- la distorsion de décentrage provoquée par un mauvais alignement des centres optiques des lentilles,
- la distorsion prismatique dont l'origine est l'inclinaison des lentilles les unes par rapport aux autres.



(a) (b)

FIGURE 2.6 : Observation du phénomène de distorsion (a) et influence de celle-ci sur le positionnement d'un point (b).

Dans toute la suite du document, l'origine du repère est prise au centre de l'image, position supposée de l'intersection entre le plan image et l'axe optique.

1.6.1 La distorsion radiale

Avec ce type de distorsion, tous les points de l'image sont translatés radialement par rapport au centre de l'image. Suivant le sens de la translation, ils se rapprochent ou s'éloignent du centre de l'image et la distorsion est respectivement de type barillet ou coussinet. Son intensité est d'autant plus marquée lorsque les points sont éloignés du centre de l'image. Ce type

d'aberration se remarque le mieux sur le bord des images. Mathématiquement, la forme la plus utilisée pour la distorsion radiale est la suivante [55] où nous notons respectivement δr_x et δr_y les termes correctifs suivant les deux axes de l'image :

$$\begin{cases} \delta r_x = x(k_1 r^2 + k_2 r^4 + k_3 r^6 + ...) \\ \delta r_y = y(k_1 r^2 + k_2 r^4 + k_3 r^6 + ...) \end{cases} \tag{2.51}$$

avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ et où les k_i sont les paramètres caractérisant les distorsions radiales aux ordres considérés. Dans le cas où les termes d'ordres supérieurs à 3 ne sont pas pris en compte, l'expression des distorsions devient :

$$\begin{cases} \delta_{rx} = k_1 x(x^2 + y^2) \\ \delta_{ry} = k_1 y(x^2 + y^2) \end{cases} \tag{2.52}$$

1.6.2 La distorsion de décentrage

L'expression mathématique générale de cette distorsion est la suivante [55] où nous notons respectivement δd_x et δd_y les termes correctifs de la distorsion de décentrage suivant les deux axes de l'image :

$$\begin{cases} \delta d_x = [p_1(r^2 + 2x^2) + 2p_2 xy](1 + p_3 r^2 + ...) \\ \delta d_y = [2p_1 xy + p_2(r^2 + 2y^2)](1 + p_3 r^2 + ...) \end{cases} \tag{2.53}$$

En ne considérant que les termes de degrés inférieurs à 3, la relation devient plus simple car seuls les paramètres p_1 et p_2 interviennent et nous obtenons :

$$\begin{cases} \delta d_x = p_1(3x^2 + y^2) + 2p_2 xy \\ \delta d_y = 2p_1 xy + p_2(x^2 + 3y^2) \end{cases} \tag{2.54}$$

1.6.3 La distorsion prismatique

Dans le cas où les lentilles sont inclinées les unes par rapport aux autres, le problème est équivalent à considérer un prisme mince. L'expression mathématique de la distorsion prismatique est la suivante [55] où nous notons respectivement δp_x et δp_y les termes correctifs de la distorsion prismatique suivant les deux axes de l'image :

$$\begin{cases} \delta p_x = s_1 r^2 + s_1' r^4 + s_1'' r^6 + ... \\ \delta p_y = s_2 r^2 + s_2' r^4 + s_2'' r^6 + ... \end{cases} \tag{2.55}$$

En négligeant toujours les termes de degrés supérieurs à 3, nous avons :

$$\begin{cases} \delta p_x = s_1(x^2 + y^2) \\ \delta p_y = s_2(x^2 + y^2) \end{cases} \tag{2.56}$$

1.6.4 La distorsion totale

La distorsion résultant de l'addition des trois précédentes est communément appelée distorsion totale. Elle intervient sur les coordonnées des caméras (x, y) obtenues par ajout d'un terme correctif $(\delta t_x, \delta t_y)$, donnant naissance aux coordonnées des points corrigées (x_c, y_c) :

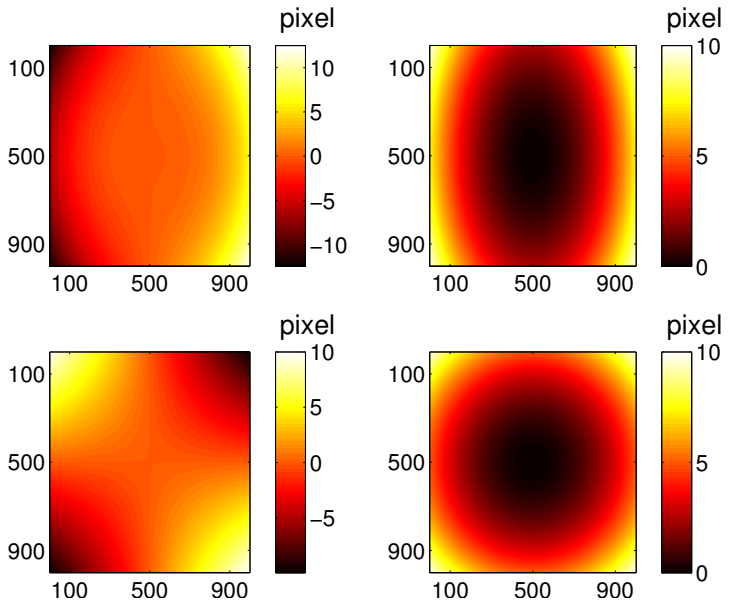
$$\begin{cases} x_c = x + \delta t_x \\ y_c = y + \delta t_y \end{cases} \tag{2.57}$$

L'expression de la distorsion totale dans le cas où les termes considérés ont un degré inférieur à 3 est :

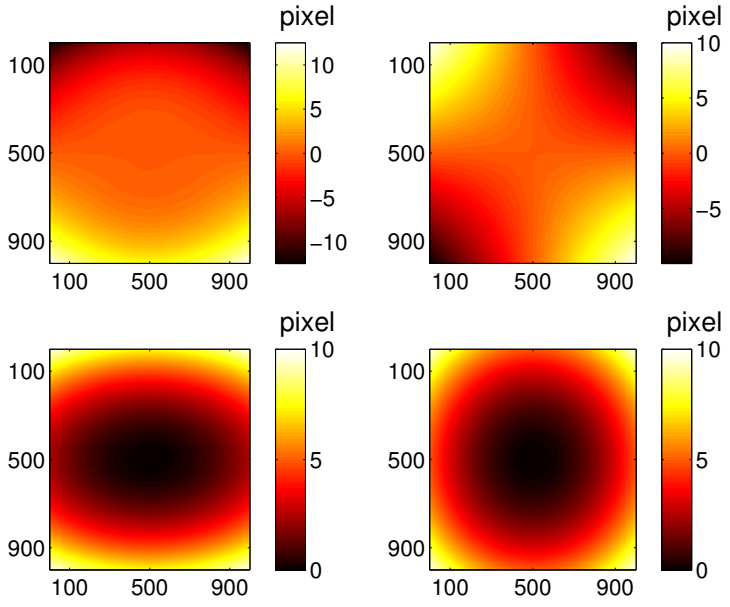
$$\begin{cases} \delta t_x = k_1 x(x^2+y^2) + p_1(3x^2+y^2) + 2p_2xy + s_1(x^2+y^2) \\ \delta t_y = k_1 y(x^2+y^2) + 2p_1xy + p_2(x^2+3y^2) + s_2(x^2+y^2) \end{cases} \tag{2.58}$$

Cette expression rend compte assez justement de la réalité si ce n'est qu'il faut pour cela déterminer 5 paramètres : k_1, p_1, p_2, s_1, s_2 (il ressort d'une étude bibliographique que la distorsion prédominante est généralement la distorsion radiale [41, 55, 48]). La forme de chacune des distorsions est donnée sur la Figure 2.7 et dans [23] où les valeurs de δt_x et δt_y sont bornées entre $\pm$ 10 pixels. Afin de se rendre compte de l'influence de ces distorsions sur un cas concret, une image de référence est générée puis modifiée numériquement par chacun des types de distorsion (Figure 2.8).

Par la connaissance de ce modèle d'aberration optique, il devient facile de corriger une image. De ce fait, la prise en compte de ces distorsions doit permettre un meilleur repérage des points sur les images, amenant des améliorations sur la qualité de l'étalonnage et de la reconstruction [56].

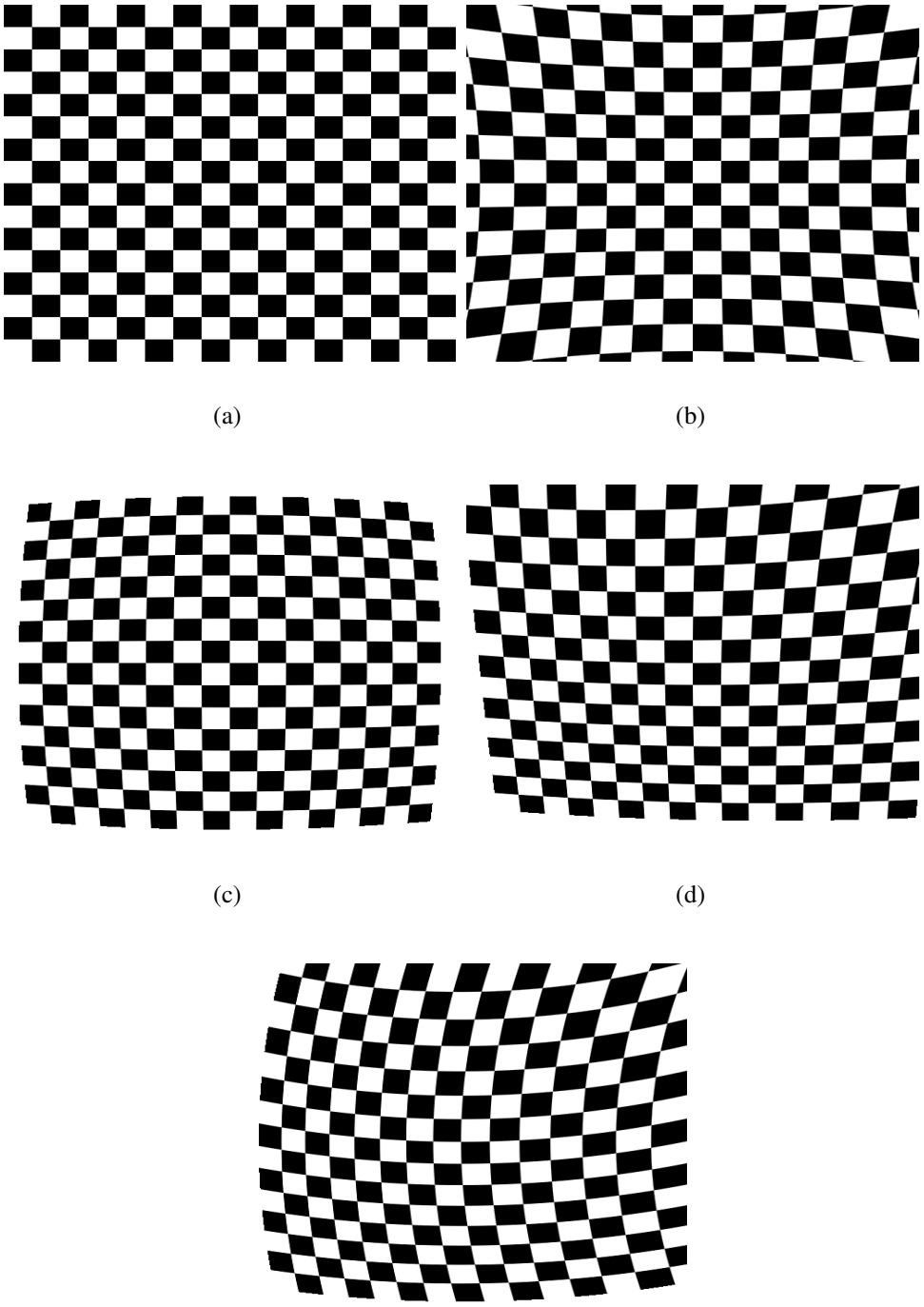


(a)



(b)

FIGURE 2.7 : Représentation de la forme des distorsions pour le champ δt_x (a) pour des valeurs réalistes de k_1, p_1, p_2, s_1 et représentation du champ δt_y (b), pour des valeurs réalistes de k_1, p_1, p_2, s_2.



(a) (b)

(c) (d)

(e)

FIGURE 2.8 : Influence des distorsions sur une image, image de référence (a), influence de la distorsion radiale à coefficient positif (b) et négatif (c), distorsion de décentrage (d) et prismatique (e).

1.6.5 Méthode de correction des distorsions

L'approche proposée pour corriger les distorsions optiques est la suivante : une texture numérique aléatoire (mouchetis), dont la résolution est celle du capteur du système d'acquisition, est générée puis imprimée sur une plaque par un laser (ou sur feuille de papier collée sur une plaque). Cette plaque est disposée devant un appareil photo en veillant à ce que l'orthogonalité entre la plaque et l'axe optique soit respectée le plus précisément possible. Ensuite, la plaque est prise en photo de telle sorte qu'elle prenne toute la dimension du capteur du système d'acquisition. La disposition de la plaque est très importante, tous les paramètres de l'objectif doivent être identiques à ceux de l'expérience car c'est le seul moyen de garantir une correction rigoureuse des images expérimentales.

Une fois la photographie acquise, un calcul de corrélation d'images a lieu entre les deux images, la référence numérique et l'image acquise par photographie. Ce calcul, effectué par la méthode présentée dans l'Annexe G [57], mesure un champ de déplacement total (U_{tot}, V_{tot}) renfermant toutes les informations concernant le grandissement, la rotation hors et dans le plan, et les distorsions. Pour découpler ces informations, le champ de déplacement total est projeté sur la base suivante :

$$\begin{aligned} U &= ax+by+c+k_1x(x^2+y^2)+p_1(3x^2+y^2)+2p_2xy+s_1(x^2+y^2) = U_{aff}+U_{dist} \\ V &= dx+ey+f+k_1y(x^2+y^2)+2p_1xy+p_2(x^2+3y^2)+s_2(x^2+y^2) = V_{aff}+V_{dist} \end{aligned} \quad (2.59)$$

Celle-ci contient les fonctions de formes affines (de degré 1) $U_{aff} = ax+by+c$ et $V_{aff} = dx+ey+f$, relatives au grandissement et rotation dans le plan, ainsi que celles des distorsions (U_{dist}, V_{dist}) de degrés 2 et 3 si ces dernières sont modélisées [1].

Pour estimer les distorsions, deux cas sont à envisager suivant que nous souhaitons obtenir ou non les coefficients (k, p, s). Dans le cas où seule la carte mesurée nous intéresse, le champ de déplacement total est projeté uniquement sur la base de déplacements affines. Les cartes obtenues sont ensuite soustraites au déplacement total. Si le champ théorique est souhaité, la projection s'effectue sur l'ensemble des fonctions de base de l'équation (2.59), donnant ainsi accès à l'ensemble des coefficients. Dans l'Annexe C, nous étudions en détail l'effet des déplacements affines.

Une autre manière de procéder pourrait être de déposer un mouchetis quelconque sur une plaque et d'imposer à cette dernière des mouvements de corps rigides, ce principe est décrit dans [27, 58]. Après estimation des mouvements de corps rigides, les résidus sont assimilés aux déplacements induits par les distorsions optiques. Cette méthode n'a pas été mis en application ici.

1. Pour le cas d'applications classiques en laboratoire (par exemple des acquisitions avec un appareil photo), cette modélisation basée sur un polynôme de degré 3 est suffisante et offre un champ résultant dénué de bruit de mesure, plus facilement interprétable.

1.7 Reconstruction tridimensionnelle

Une fois l'étalonnage réalisé, que celui-ci tienne compte ou non des distorsions optiques, le lien entre les coordonnées images et objet est connu. De ce fait, il devient possible de reconstruire, à partir de données images, les points tridimensionnels d'un objet où cette fois-ci les coordonnées sont inconnues. L'équation de reconstruction liant les coordonnées 2D à celles 3D est la suivante :

$$\begin{bmatrix} u^g m^g_{31} - m^g_{11} & u^g m^g_{32} - m^g_{12} & u^g m^g_{33} - m^g_{13} \\ v^g m^g_{31} - m^g_{21} & v^g m^g_{32} - m^g_{22} & v^g m^g_{33} - m^g_{23} \\ u^d m^d_{31} - m^d_{11} & u^d m^d_{32} - m^d_{12} & u^d m^d_{33} - m^d_{13} \\ v^d m^d_{31} - m^d_{21} & v^d m^d_{32} - y^d_{22} & v^d m^d_{33} - m^d_{23} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m^g_{14} - u^g m^g_{34} \\ m^g_{24} - v^g m^g_{34} \\ m^d_{14} - u^d m^d_{34} \\ m^d_{24} - v^d m^d_{34} \end{pmatrix} \tag{2.60}$$

avec : (u_g, v_g) les coordonnées des points dans l'image de gauche, (u_d, v_d) celles de leurs stéréo correspondants dans l'image de droite, (m^g_{ij}) les coefficients de la matrice de passage de gauche, (m^d_{ij}) celles de droite et (X, Y, Z) les coordonnées 3D des points à reconstruire. L'écriture matricielle de l'équation (2.60) est :

$$\mathbf{G}X = \mathbf{H} \tag{2.61}$$

Un tel système est résolu par la méthode de la matrice pseudo-inverse :

$$X = (\mathbf{G}^t\mathbf{G})^{-1}\mathbf{G}^t\mathbf{H} \tag{2.62}$$

De là, les coordonnées 3D sont déterminées permettant l'estimation de l'ensemble des autres champs : déplacement et déformation. Cette formulation est linéaire et suppose que les points image soient corrigées des distorsions optiques.

2 Vérification de l'amélioration de l'étalonnage par la géométrie épipolaire

La géométrie épipolaire sert à faire le lien entre les différentes images et est la base pour tout étalonnage ne reposant pas sur l'utilisation d'une mire (auto-étalonnage). Beaucoup d'auteurs [59, 60] l'utilisent pour la reconstruction d'objets stéréoscopiques, surtout lorsqu'il est difficile de réaliser un étalonnage, comme pour des véhicules en mouvement. Bien que notre étalonnage ne repose pas sur la géométrie épipolaire, pour différentes raisons intimement liées à nos conditions expérimentales, celle-ci est détaillée dans la suite. En effet, elle nous a permis de mettre en place un critère qui consiste à vérifier une procédure d'amélioration de l'étalonnage, mise au point pour les essais de détonique, et dont le but est d'uniformiser l'orientation des droites épipolaires afin de les rendre quasi parallèles. Pour ce faire, «les grands principes» de la géométrie épipolaire sont détaillés dans une première partie puis, dans une seconde partie, la matrice fondamentale, utilisée dans la vérification de l'étalonnage, est présentée plus en détail. La procédure d'amélioration proprement dite est décrite dans la partie 2.2 du chapitre 5.

2.1 La géométrie épipolaire

Dans cette partie, nous établissons les expressions des coordonnées des points dans les deux repères caméra (pour plus de détails, se référer à [39, 46, 61]). Pour cela, nous rappelons les transformations liant les coordonnées $\overline{X} = (X,Y,Z,1)^t$ du point Q dans le référentiel R_s aux coordonnées $\overline{X}_{cg} = (X_{cg},Y_{cg},Z_{cg},1)^t$ et $\overline{X}_{cd} = (X_{cd},Y_{cd},Z_{cd},1)^t$ du même point Q mais exprimées dans les deux repères caméras R_{cg} et R_{cd}. Ces transformations sont de simples changements de repère et s'écrivent :

$$\begin{aligned} \overline{X}_{cg} &= \mathbf{A_g}\overline{X} \\ \overline{X}_{cd} &= \mathbf{A_d}\overline{X} \end{aligned} \tag{2.63}$$

Ensuite, la transformation entre les deux repères des caméras est introduite :

$$\overline{X}_{cd} = \mathbf{A_g}\mathbf{A_d}^{-1}\overline{X_{cd}} \tag{2.64}$$

avec $\mathbf{A_s} = \mathbf{A_g}\mathbf{A_d}^{-1}$ la matrice de changement de repère entre les deux repères des caméras. Cette dernière matrice est constituée d'une matrice de rotation et d'une matrice de translation au même titre que la matrice $\mathbf{A}$ de l'équation (2.6) et peut se décomposer de la même manière :

$$\mathbf{A}_s = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & b_x \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} & b_y \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} & b_z \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{r}_1 & b_x \\ \mathbf{r}_2 & b_y \\ \mathbf{r}_3 & b_z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{2.65}$$

Soit un point Q de la scène ayant pour coordonnées homogènes $(X_g,Y_g,Z_g,1)$ dans le repère de la caméra de gauche et $(X_d,Y_d,Z_d,1)$ dans le repère de la caméra de droite, la relation permettant de passer d'un repère à l'autre s'écrit :

$$\begin{pmatrix} X_d \\ Y_d \\ Z_d \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & b_x \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} & b_y \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} & b_z \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} X_g \\ Y_g \\ Z_g \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.66}$$

De là, en se basant sur l'équation (2.7), les coordonnées $(x_g,y_g,1)$ du point q_g, projection de Q dans le repère de la caméra de gauche, sont :

$$x_g = \frac{X_g}{Z_g} \quad y_g = \frac{Y_g}{Z_g} \tag{2.67}$$

Il en est de même pour q_d, projection de Q dans le repère de la caméra de droite et il vient en utilisant la relation (2.66) l'expression des coordonnées (x_d,y_d) en fonction de $(X_g,Y_g,Z_g,1)$:

$$\begin{aligned} x_d &= \frac{X_d}{Z_d} = \frac{r_{11}X_g + r_{12}Y_g + r_{13}Z_g + b_x}{r_{31}X_g + r_{32}Y_g + r_{33}Z_g + b_z} \\ y_d &= \frac{Y_d}{Z_d} = \frac{r_{21}X_g + r_{22}Y_g + r_{23}Z_g + b_y}{r_{31}X_g + r_{32}Y_g + r_{33}Z_g + b_z} \end{aligned} \tag{2.68}$$

En remarquant que $X_g = x_g Z_g$ et que $Y_g = y_g Z_g$ et avec la notation $q_g = (x_g, y_g, 1)^t$ la relation (2.68) se simplifie permettant d'obtenir :

$$\begin{aligned} x_d &= \frac{\mathbf{r}_1 Z_g q_g + b_x}{\mathbf{r}_3 Z_g q_g + b_z} \\ y_d &= \frac{\mathbf{r}_2 Z_g q_g + b_y}{\mathbf{r}_3 Z_g q_g + b_z} \end{aligned} \tag{2.69}$$

Ainsi, les coordonnées (x_d, y_d) d'un point de l'image de droite sont fonction de leurs correspondants dans l'image de gauche. En éliminant Z_g des équations (2.69) il vient l'équation linéaire suivante :

$$(b_z \mathbf{r}_2 q_g - b_y \mathbf{r}_3 q_g) x_d + (b_x \mathbf{r}_3 q_g - b_z \mathbf{r}_1 q_g) y_d = b_x \mathbf{r}_2 q_g - b_y \mathbf{r}_1 q_g \tag{2.70}$$

qui peut s'écrire sous une forme plus compacte :

$$a_d x_d + b_d y_d + c_d = 0 \tag{2.71}$$

où les coefficients (a_d, b_d, c_d) sont déterminés par identification avec l'équation (2.70). Cette équation n'est autre que l'expression d'une droite exprimée dans le repère de la caméra de droite, la droite épipolaire (Figure 2.9).

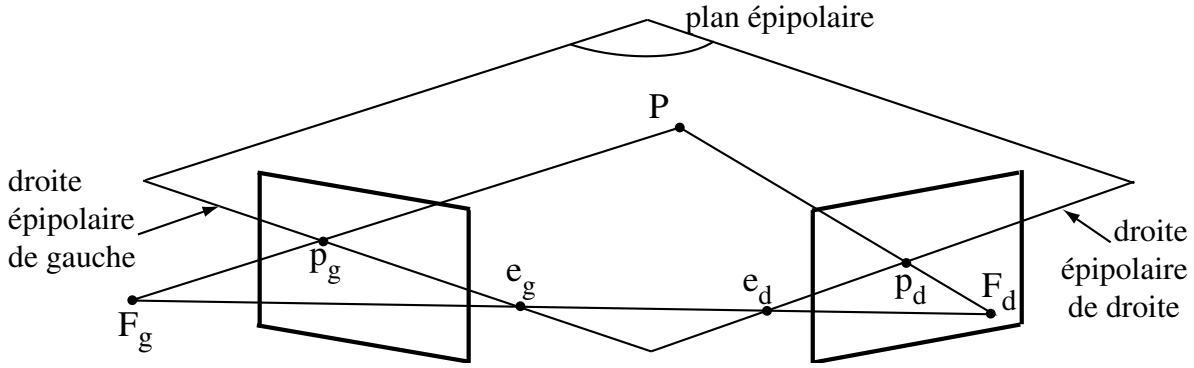


FIGURE 2.9 : Géométrie épipolaire, un point de l'image de gauche (resp. de droite) appartient à une droite dans l'image de droite (resp. de gauche).

La relation entre les images établit qu'un point appartenant à une image se trouve sur une droite épipolaire spécifique dans l'autre image. De plus, toutes les droites épipolaires gauches (resp. droites) concourent en un point, l'épipôle gauche e^g (resp. épipôle droit e^d). L'épipôle gauche (resp. droit) est la projection du centre optique de la caméra de droite F^d (resp. gauche F^g) sur le plan image gauche (resp. droit). Dans la suite, une matrice fondée sur ces relations, et de grande importance pratique, est introduite : c'est la matrice fondamentale.

2.2 La matrice fondamentale

Cette matrice, établissant le lien entre les points d'une image et ceux de l'autre image, est la base de l'auto-étalonnage et fait l'objet de recherches spécifiques [62, 63]. Dans un premier temps, le repère de la scène est choisi de telle sorte qu'il coïncide avec celui d'une caméra (celle de droite par exemple). De ce fait, les expressions des matrices de passage deviennent :

$$\begin{cases} \mathbf{M}_g = \tilde{\mathbf{K}}_g \begin{bmatrix} \mathbf{R} & t \end{bmatrix} \\ \mathbf{M}_d = \tilde{\mathbf{K}}_d \begin{bmatrix} \mathbf{I}_3 & 0 \end{bmatrix} \end{cases} \tag{2.72}$$

Il est toujours possible d'écrire :

$$\begin{array}{c} s\overline{X}_{echg} = \mathbf{M}_g \overline{X} \\ s\overline{X}_{echd} = \mathbf{M}_d \overline{X} \end{array} \tag{2.73}$$

et, en éliminant $\overline{X}$ dans la seconde équation ainsi que les facteurs d'échelles s, il vient :

$$\overline{X}^t_{echd} \tilde{\mathbf{K}}_d^{-t} [t]_\times \mathbf{R} \tilde{\mathbf{K}}_g^{-1} \overline{X}_{echg} = 0 \tag{2.74}$$

avec l'opérateur $[]_\times$ exprimant un produit vectoriel sous la forme d'un produit matriciel. De là la matrice fondamentale s'exprime :

$$\mathbf{F}^d = \tilde{\mathbf{K}}_d^{-t} [t]_\times \mathbf{R} \tilde{\mathbf{K}}_g^{-1} \tag{2.75}$$

La matrice fondamentale vérifie la propriété :

$$\overline{X}^t_{echd} \mathbf{F}^d \overline{X}_{echg} = 0 \tag{2.76}$$

Cette matrice est très utile grâce à la propriété suivante [64] :

$$l^d = \mathbf{F}^d \overline{X}_{echg} \tag{2.77}$$

avec $(l^d)^t = (a_d, b_d, c_d)$.

Ainsi, la connaissance des composantes de la droite épipolaire est connue à partir de la matrice fondamentale et de la position des points dans les images. D'où l'importance de la matrice fondamentale puisqu'il n'est pas utile de connaître les paramètres du système stéréoscopique. L'estimation de la matrice fondamentale devient alors capitale et est l'objet de la section suivante.

2.3 Estimation linéaire de la matrice fondamentale

La détermination de la matrice fondamentale (voir [65, 66, 67] pour plus de détails) est faite en partant de la connaissance des positions des points sur les images et de la contrainte suivante :

$$\overline{X}^t_{echd} \mathbf{F}^d \overline{X}_{echd} = 0 \tag{2.78}$$

Cette dernière équation peut se mettre sous une forme vectorielle plus agréable à manipuler dans la suite des calculs :

$$N_i^t f^d = 0 \tag{2.79}$$

où :

$$\begin{cases} N_i = (u_{i1}u_{i2}, v_{i1}u_{i2}, u_{i2}, u_{i1}v_{i2}, v_{i1}v_{i2}, v_{i2}, u_{i1}, v_{i1}, 1)^t \\ f^d = (F_{11}^d, F_{12}^d, F_{13}^d, F_{21}^d, F_{22}^d, F_{23}^d, F_{31}^d, F_{32}^d, F_{33}^d) \end{cases} \tag{2.80}$$

i étant le nombre de points considérés. Il devient possible d'écrire :

$$\mathbf{N} f^d = 1 \tag{2.81}$$

où $\mathbf{N}$ est la matrice de dimension $n \times 9$, $\mathbf{N} = [N_1, N_2, ..., N_n]^t$ où n représente le nombre de points. La résolution de ce système passe par l'application d'une contrainte supplémentaire afin d'éviter la solution triviale f^d vecteur nul. Cette contrainte est la suivante $\|f^d\| = 0$. Ensuite, lorsque plus de huit points sont utilisés pour la détermination de la matrice fondamentale, il est nécessaire de minimiser la relation $\|\min(\mathbf{N} f^d)\|^2$ où une optimisation sans contrainte est utilisée par l'introduction du multiplicateur de Lagrange λ [55]. Cette méthode donne la relation suivante :

$$\mathbf{N^t N} f^d = \lambda f^d \tag{2.82}$$

Ainsi f^d est le vecteur propre de la matrice $\mathbf{N^t N}$ associé à la plus petite valeur propre.

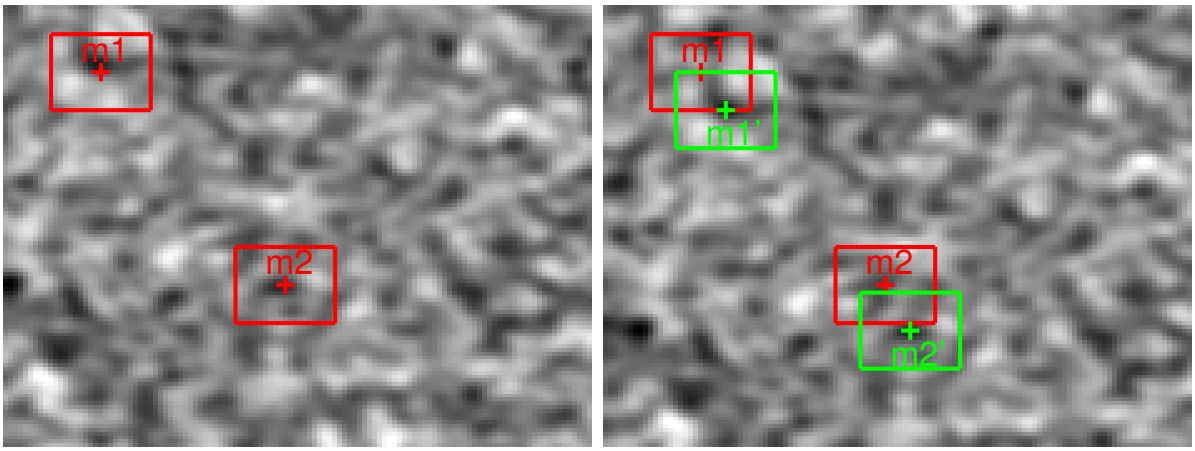
Cette démarche permet donc de trouver l'expression de la matrice fondamentale en partant uniquement de la connaissance des coordonnées des points sur les images. La relation (2.75) permet de la relier aux paramètres intrinsèques et extrinsèques bien qu'il soit généralement impossible de tous les trouver à partir d'une seule paire d'images. L'amélioration de l'étalonnage proprement dite est ensuite présentée dans la partie 2.2 du chapitre 5.

3 Appariement par corrélation d'images

Par le terme d'appariement, il est sous-entendu la connaissance des coordonnées d'un même point d'une image dans d'autres images. Plusieurs techniques existent pour estimer la position de ces points dans les images et la méthode retenue ici est la corrélation d'images. Cette technique ne renvoie pas directement à la position des points mais au déplacement entre deux mêmes points, d'où son utilisation pour la mesure de champ de déplacement. C'est une technique couramment employée dans le domaine de la mécanique [68, 69, 70] et qui repose sur la comparaison du niveau de gris d'une succession d'images prises à des instants ou pour des angles de vue différents, d'où un champ de déplacement est déduit. Elle possède l'avantage d'être facile d'emploi et de donner une grande quantité de points de mesure en comparaison d'autres méthodes. Dans une première partie, cette technique est décrite plus en détail et les différents critères de corrélation sont présentés. Dans une seconde partie, nous présentons notre approche.

3.1 Critères de corrélation

Le principe général de la corrélation d'images consiste à déterminer un champ de déplacement par comparaison de l'évolution du niveau de gris entre plusieurs parties d'images, prises à des instants ou à des orientations différentes, constituant ainsi un maillage de la surface comme présenté succinctement sur la Figure 2.10. Lorsque la ressemblance est maximale, le déplacement est trouvé. L'estimation de la valeur de la similitude (ou score de corrélation) se fait pour chaque zone. Dans la littérature [48, 41], il existe un grand nombre de critères destinés à estimer le score de corrélation, ceux-ci diffèrent dans leur expression et sont plus ou moins tolérants vis-à-vis de certaines contraintes comme le bruit dans les images et la différence de luminosité entre celles-ci. Dans la suite, quelques critères de corrélation sont présentés, ainsi que leurs limites.



(a) (b)

FIGURE 2.10 : Principe général de la corrélation d'images. À l'instant t, les points ont pour position $m1$ et $m2$ tandis qu'à l'instant t' ils sont en $m1'$ et $m2'$. La corrélation consiste à trouver le déplacement entre $m1$ et $m1'$ et entre $m2$ et $m2'$.

3.1.1 Critère SSD

Ce critère (Sum of Squared Differences) consiste à estimer la différence entre deux zones de l'image (dans la suite on dénote $sc(x,y)$ la valeur de la ressemblance entre les images) :

$$sc(x,y) = \sum_{i,j} [I_1(x+i, y+j) - I_2(x+d_x+i, y+d_y+j)]^2 \tag{2.83}$$

pour tout $-l \leq i \leq l$ et $-h \leq j \leq h$ où l et h représentent la largeur et la hauteur de la fenêtre d'étude. d_x et d_y représentent les déplacements à estimer respectivement suivant x et suivant y, et I_1 et I_2 sont les intensités en niveau de gris des images considérées. Il ressort que si les deux

images ont des intensités lumineuses très différentes (absence d'invariance de la luminance dans la séquence), ce critère n'est pas optimal. Il est nécessaire de normer l'intensité des niveaux de gris.

3.1.2 Critère ZSSD

Ce critère (Zero-mean Sum of Squared Differences) est le prolongement du précédent ; les intensités lumineuses sont corrigées, ce qui donne :

$$sc(x,y) = \sum_{i,j}[I_1(x+i,y+j) - \overline{I_1}(x,y) - (I_2(x+d_x+i,y+d_y+j) - \overline{I_2}(x,y))]^2 \tag{2.84}$$

où $\overline{I_1}(x,y)$ et $\overline{I_2}(x,y)$ représentent les moyennes locales des intensités dans les images. Ce critère est moins sensible aux différences de lumière que le précédent et revient toujours à minimiser $sc(x,y)$. Ces deux premiers critères de corrélation sont basés sur l'estimation de la différence entre les images. Dans la suite, nous présentons les critères reposant sur le produit.

3.1.3 Critère CC

Ce critère (Cross Correlation) réalise le produit scalaire entre les deux images :

$$sc(x,y) = \sum_{i,j} I_1(x+i,y+j) I_2(x+d_x+i,y+d_y+j) \tag{2.85}$$

Dans ce cas, nous ne recherchons pas la minimisation de $sc(x,y)$ mais sa maximisation. En effet, si nous développons le critère SSD, nous obtenons la relation suivante :

$$sc(x,y) = \sum_{i,j}[I_1^2 + I_2^2 - 2I_1 I_2] \tag{2.86}$$

où les deux premiers termes ne dépendent pas directement de d_x et de d_y. Seul le terme croisé, dont le signe est inversé par rapport à l'expression générale, dépend directement de d_x et de d_y. Dans ce cas, nous recherchons effectivement la maximisation du critère. Lorsque les images sont fortement éclairées, $sc(x,y)$ est très importante sans pour autant représenter un bon appariement, il est donc nécessaire de normer l'intensité lumineuse.

3.1.4 Critère ZNCC

Ce critère (Zero-mean Normalized Cross Correlation) est l'extension du précédent mais avec l'intensité lumineuse des images normalisées, il s'écrit :

$$sc(x,y) = \frac{\sum_{i,j}[I_1(x+i,y+j) - \overline{I_1}(x,y)][I_2(x+d_x+i,y+d_y+j) - \overline{I_2}(x,y)]}{\sqrt{\sum_{i,j}[I_1(x+i,y+j) - \overline{I_1}(x,y)]^2}\sqrt{\sum_{i,j}[I_2(x+d_x+i,y+d_y+j) - \overline{I_2}(x,y)]^2}} \tag{2.87}$$

Ce critère possède, de par la normalisation, l'avantage de ne pas être perturbé par des images d'intensités lumineuses différentes.

3.2 Correli Q4

Le logiciel de corrélation utilisé dans ce travail se dénomme Correli Q4, il repose sur l'hypothèse de conservation de la luminance et est très proche du critère ZSSD normalisé par la variance comme pour le critère ZNCC. Son principe de fonctionnement est décrit dans l'Annexe G et quelques extensions sur les fonctions de formes sont décrites dans [71, 72] et dans l'Annexe H. Nous noterons que contrairement aux approches par appariement local d'imagettes, une approche globale est implémentée. Elle consiste en une description continue de champs de déplacement sur la région d'étude. Cette approche est décrite succinctement dans la suite et, pour plus de détail, le lecteur pourra se référer aux Annexes G et H.

Pour commencer, nous considérons deux fonctions $f(\mathbf{x})$ et $g(\mathbf{x})$, avec $\mathbf{x} = (x,y)$ représentant l'évolution du niveau de gris de l'image non déformée $f(\mathbf{x})$ et déformée $g(\mathbf{x})$. Ainsi, il est possible d'écrire la conservation de la luminance :

$$g(\mathbf{x}) = f(\mathbf{x}+u(\mathbf{x})) \tag{2.88}$$

où u(**x**) est le champ de déplacement calculé par minimisation de la différence entre l'image déformée g(**x**) et la référence f(**x**) :

$$\|f(\mathbf{x}+u(\mathbf{x})) - g(\mathbf{x})\|^2 \tag{2.89}$$

pour tout point de coordonnées **x**. Ce champ de déplacement est décomposé sur un ensemble de fonction de bases $\Psi_n(\mathbf{x})e_\alpha$:

$$u(\mathbf{x}) = \sum_n a_{\alpha n}\Psi_n(\mathbf{x})e_\alpha \tag{2.90}$$

De manière à simplifier la résolution numérique du problème précédent, un développement de Taylor à l'ordre 1 de $g(\mathbf{x})$ est réalisé :

$$f(\mathbf{x}+u(\mathbf{x})) = f(\mathbf{x}) + u(\mathbf{x}).\nabla f(\mathbf{x}) \tag{2.91}$$

de telle sorte que le champ de déplacement u(**x**) s'obtient par la relation suivante :

$$u(\mathbf{x}) = Argmin(T) \tag{2.92}$$

avec :

$$T = \int\int_\Omega (u(\mathbf{x}).\nabla f(\mathbf{x}) + f(\mathbf{x}) - g(\mathbf{x}))^2 d\mathbf{x} \tag{2.93}$$

Ω étant le domaine étudié. En injectant l'expression du champ de déplacement dans T il vient :

$$T = \int\int_\Omega \left(\sum_n a_{\alpha n}\Psi_n(\mathbf{x}).\nabla f(\mathbf{x})e_\alpha + f(\mathbf{x}) - g(\mathbf{x})\right)^2 d\mathbf{x} \tag{2.94}$$

Par minimisation, nous obtenons un système linéaire à résoudre :

$$\sum_{\beta m}\int\int_\Omega [\Psi_m\Psi_n\partial_\alpha f(\mathbf{x})\partial_\beta f(\mathbf{x})]dx = \int\int_\Omega (g(\mathbf{x}) - f(\mathbf{x}))\Psi_n\partial_\alpha f(\mathbf{x})d\mathbf{x} \tag{2.95}$$

où ∂_α et ∂_β sont les dérivées partielles par rapport à α et β. Le système (2.95) peut s'écrire de manière plus compacte :

$$\mathbf{S}a = B \tag{2.96}$$

avec :

$$\mathbf{S}_{\alpha n \beta m} = \sum_{\beta m} \int \int_\Omega [\Psi_m \Psi_n \partial_\alpha f(\mathbf{x}) \partial_\beta f(\mathbf{x})] d\mathbf{x} \tag{2.97}$$

et :

$$B_{\alpha n} = \int \int_\Omega (g(\mathbf{x}) - f(\mathbf{x})) \Psi_n \partial_\alpha f(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \tag{2.98}$$

a étant la matrice des coefficients à déterminer. Ensuite, il suffit de résoudre de manière itérative (Annexe G et [57]) le système pour estimer les coefficients a et de les injecter dans l'équation (2.90) pour obtenir les champs de déplacements. Comme les fonctions Ψ_n choisies sont linéaires par morceaux alors le champ de déplacement calculé est continu sur le domaine. Il existe deux manières de mener le calcul. La première estime le déplacement entre l'image de référence et celle prise à l'instant t. Elle se cantonne généralement aux petits déplacements. Pour la seconde manière, correspondant à de grands déplacements, la corrélation s'effectue entre l'image à l'instant $t-1$ et celle à l'instant t, le champ de déplacement total étant la somme des champs partiels. Devant les forts déplacements présents d'une image à l'autre c'est cette seconde technique qui est utilisée même si elle a tendance à cumuler les incertitudes au fil du temps [2]. Dans la suite du document, le terme 16×16 pixels (par exemple) est typiquement rencontré pour décrire la taille des éléments utilisés pour le calcul.

Beaucoup d'auteurs utilisent la rectification des images [73, 74, 75] qui consiste à utiliser la géométrie épipolaire pour transformer les images de telle sorte qu'un point de l'image de droite se trouve sur une droite et non plus dans un carré, ce qui peut accélérer l'appariement. D'autres auteurs [48, 41] préfèrent conserver une corrélation standard, ce qui est fait ici car il n'est pas recherché de gain de temps.

4 Appariement d'images par la méthode spatiotemporelle

Pour certains types d'images où il y a peu de pixels suivant une dimension, la corrélation d'images standard se trouve limitée par l'absence d'une quantité de pixels suffisante dans cette dimension. C'est le cas de l'image de la Figure 2.11 où la longueur de la zone utile représente 876 pixels alors que la hauteur n'est constituée que de 64 pixels. En outre, certaines conditions expérimentales, comme la géométrie de l'éprouvette et l'éclairage, diminuent encore plus la quantité de pixels. Une autre possibilité aurait été d'utiliser des éléments rectangulaires. Elle n'a pas été envisagée. C'est pourquoi, il a été mis en œuvre une technique spécifique dont l'objectif est de traiter les images dont une dimension est faible devant l'autre : la méthode spatiotemporelle. Dans la suite, le principe de la technique est décrite et cette méthode est mise en

2. Dans les applications de ce manuscrit, des pistes sont données afin de traiter les grands déplacements tout en conservant une référence fixe, ce qui annule le cumul temporel des incertitudes de la corrélation numérique.

application sur un cas test.



FIGURE 2.11 : Type d'images acquises en dynamique rapide, le faible nombre de pixels dans une dimension pénalise la corrélation standard.

La première étape de la méthode consiste à générer la carte spatiotemporelle. Pour chaque image prise à des instants différents, où (x,y) sont les coordonnées images, l'évolution du niveau de gris d'une position (x,y) particulière est représentée en fonction du temps. Par conséquent, pour une ordonnée y fixée, la séquence d'images devient une carte $f(x,t)$ fonction de l'abscisse et du temps. La démarche est schématisée sur la Figure 2.12.

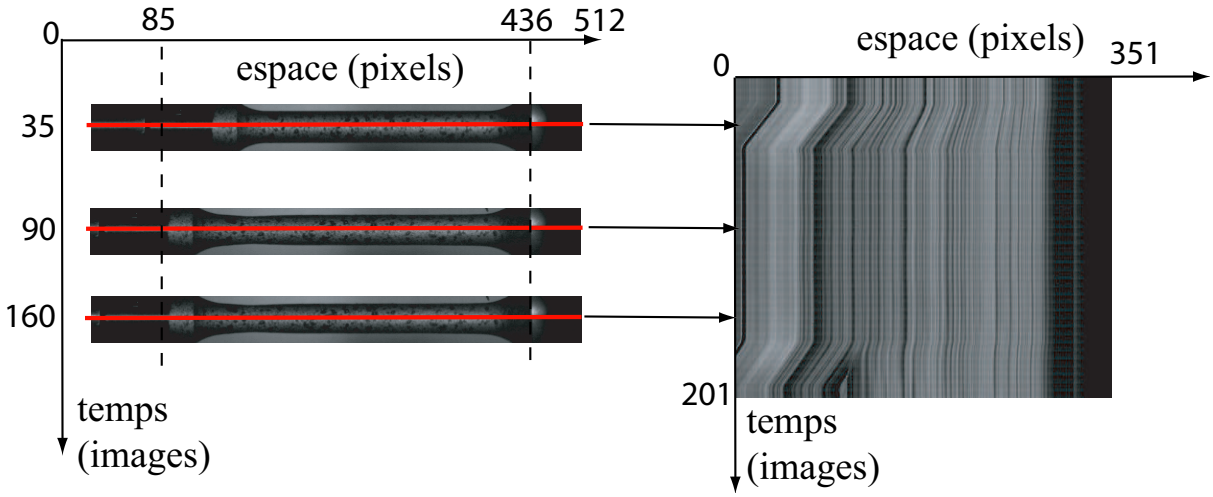


FIGURE 2.12 : Construction de la carte spatiotemporelle.

La méthode spatiotemporelle est une technique de mesure de champ de vitesse basée sur la conservation de luminance. Le déplacement de la texture, le long de l'axe x, décrit par le champ de vitesse $v(x,t)$ est donné par la relation suivante :

$$f(x+vdt,t+dt) = f(x,t) \tag{2.99}$$

où l'incrément dt correspond à l'intervalle entre deux images successives (un pixel en temps). Le but est d'estimer le champ de vitesse $v(x,t)$ via l'hypothèse de conservation de luminance. Pour cela, la minimisation de la différence quadratique τ en temps et en espace est utilisée :

$$\tau = \int_x \int_t [f(x,t) - f(x+v(x,t)dt,t+dt)]^2 \, dxdt \tag{2.100}$$

où dt représente l'incrément temporel. Le champ de déplacement est alors décomposé sur une base de fonctions ϕ et φ :

$$v(x,t)dt = \sum_{i,j} \tilde{a}_{ij}\phi_i(x)\varphi_j(t) \tag{2.101}$$

Actuellement, les fonctions choisies sont bilinéaires en raison de leur simplicité. L'algorithme proposé est de résoudre ce problème non linéaire de manière itérative par un ajustement progressif de la vitesse. La vitesse v^{n+1} à l'instant $n+1$ de cette procédure itérative est déterminée à partir du développement de Taylor de la fonction τ :

$$\tau = \int_x \int_t [f(x,t) - (v^{(n+1)}(x,t) - v^{(n)}(x,t))dt f_{,x}(x,t) - f(x+v^{(n)}(x,t)dt, t+\text{t})]^2 \, dxdt \tag{2.102}$$

où $f_{,x}$ représente la dérivée suivant l'axe x. La décomposition du champ de vitesse de l'équation (2.101) est ensuite incorporée dans la relation (2.102) pour obtenir, après minimisation par rapport aux $\tilde{a}_{ij}$, le système suivant :

$$\begin{aligned}
&\sum_{i,j} \left(\int_x \int_t \left[\phi_i(x)\phi_k(x)\varphi_j(t)\varphi_l(t) f_{,x}(x,t)^2 \right] \, dxdt \right) \tilde{a}_{ij}^{(n+1)} \\
&= \sum_{i,j} \left(\int_x \int_t \left[\phi_i(x)\phi_k(x)\varphi_j(t)\varphi_l(t) f_{,x}(x,t)^2 \right] \, dxdt \right) \tilde{a}_{ij}^{(n)} \\
&+ \int_x \int_t (\phi_k(x)\varphi_l(t) f_{,x}(x,t)(f(x^{(n)}, t+dt) - f(x,t))) \, dxdt
\end{aligned} \tag{2.103}$$

où x^n est l'écriture condensée de la position $x + vdt$. Le système (2.103) est ensuite écrit sous une forme plus compacte :

$$\tilde{S}_{ijkl}\tilde{a}_{ij}^{(n+1)} = \tilde{B}_{kl}^{(n)} \tag{2.104}$$

L'inversion de ce système donne ainsi accès aux coefficients $\tilde{a}_{ij}^{(n+1)}$ et par conséquent le champ de vitesse est déterminé. De ce champ de vitesse, tous les autres champs sont déduits. Le taux de déformation longitudinal D_{xx} est calculé de la manière suivante :

$$D_{xx}(x,t) = \frac{\partial v}{\partial x}(x,t) \tag{2.105}$$

Le champ de déplacement $u(x,t)$ est calculé par l'intermédiaire du calcul des trajectoires estimées par une intégration temporelle et une interpolation sub-pixelle du champ de vitesse :

$$x(t) = x_0(t=0) + \int_0^t v(x(t'),t') \, dt' \tag{2.106}$$

avec : $u(x,t) = x(t) - x_0(t=0)$. Le champ de vitesse est calculé sur l'ensemble de l'image qui doit être filtrée à cause du bruit. De ce fait, afin de s'affranchir des problèmes de bord liés à un filtrage dans l'espace de Fourier, le domaine est élargi. Les éléments non présents à l'instant t_0 entrent à l'instant plus tardif t_1 et la vitesse, dans l'intervalle $[t_0;t_1]$, est prise comme étant constante. Cette procédure minimise les effets des bords lors du filtrage. À chaque itération

le domaine est recalculé après filtrage et cette procédure n'a quasiment aucun impact sur la mesure. Enfin, le champ de déformation longitudinal ε_{xx} est exprimé de la manière suivante :

$$\varepsilon_{xx}(x,t) = \frac{\partial u}{\partial x}(x,t) \tag{2.107}$$

L'ensemble des dérivations donnant accès aux différents champs sont obtenus par des différences centrées.

Afin de caractériser les performances de la méthode, plusieurs critères sont introduits. Le premier concerne le résidu moyen en niveaux de gris entre l'image $f(x,t)$ et $f(x,t+dt)$. Celui-ci donne une information globale et est normé par la taille de l'image $(n_x \times n_t)$:

$$R = \sqrt{\tau/(n_x n_t)} \tag{2.108}$$

De manière locale ;

$$\delta \equiv \frac{1}{\Delta}|f(x,t) - v(x,t)\dot{t}f_{,x}(x,t) - f(x,t+dt)| \tag{2.109}$$

donne la contribution de chaque pixel sur le résidu global. Cette quantité est adimensionnée en considérant la différence entre la valeur la plus forte et la valeur la plus faible de la première ligne : $\Delta = \max[f(.,t=0)] - \min[f(.,t=0)]$. Dans le cas où la vitesse imposée est parfaitement connue, deux indicateurs supplémentaires sont introduits : l'erreur systématique η et l'incertitude σ :

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{n_x n_t}\sum_{i=1}^{n_x}\sum_{j=1}^{n_t}(A_{ij}^{pre} - A_{ij}^{meas}) \\ \sigma &= \sqrt{\frac{1}{n_x n_t}\sum_{i=1}^{n_x}\sum_{j=1}^{n_t}(A_{ij}^{pre} - A_{ij}^{meas})^2} \end{aligned} \tag{2.110}$$

où la quantité A_{pre} représente la valeur imposée et A_{meas} celle calculée. Ces deux quantités représentent aussi bien le champ de vitesse que celui de déplacement, de déformation et de taux de déformation.

Ici, seul le cas où la vitesse imposée est linéaire est présenté et la carte correspondante est montrée sur la Figure 2.13. Les autres cas test sont traités dans l'Annexe I ; ils correspondent à une vitesse imposée constante, parabolique ou discontinue.

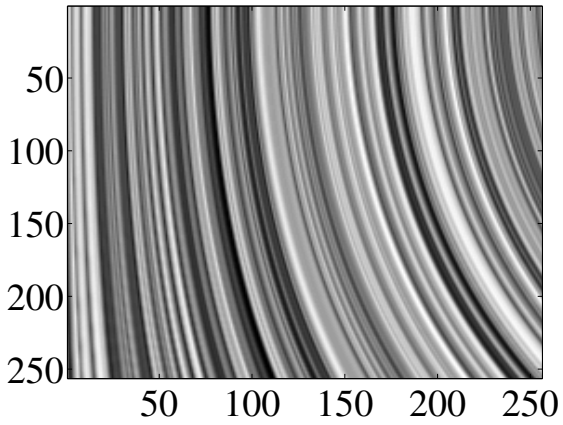


FIGURE 2.13 : Image théorique pour le champ de vitesse linéaire.

Dans un premier temps, les évolutions des valeurs d'erreur et d'incertitude des champs de vitesse, de déplacement et de déformation en fonction de la taille d'élément sont illustrées sur la Figure 2.14. Les valeurs d'erreur et d'incertitude trouvées, pour le cas où la vitesse imposée est linéaire, se situent entre celles obtenues avec des vitesses imposées constante et parabolique. Les valeurs diminuent continuellement avec l'augmentation de la taille des éléments pour le cas à vitesse imposée constante, stagne pour le cas linéaire et augmente pour le cas parabolique. Nous remarquons également, qu'en plus d'une évolution attendue et respectée, les valeurs d'erreur et d'incertitude augmentent avec le degré de la vitesse imposée. Les résultats attendus sur l'estimation des erreurs et des incertitudes sont donc confirmés.

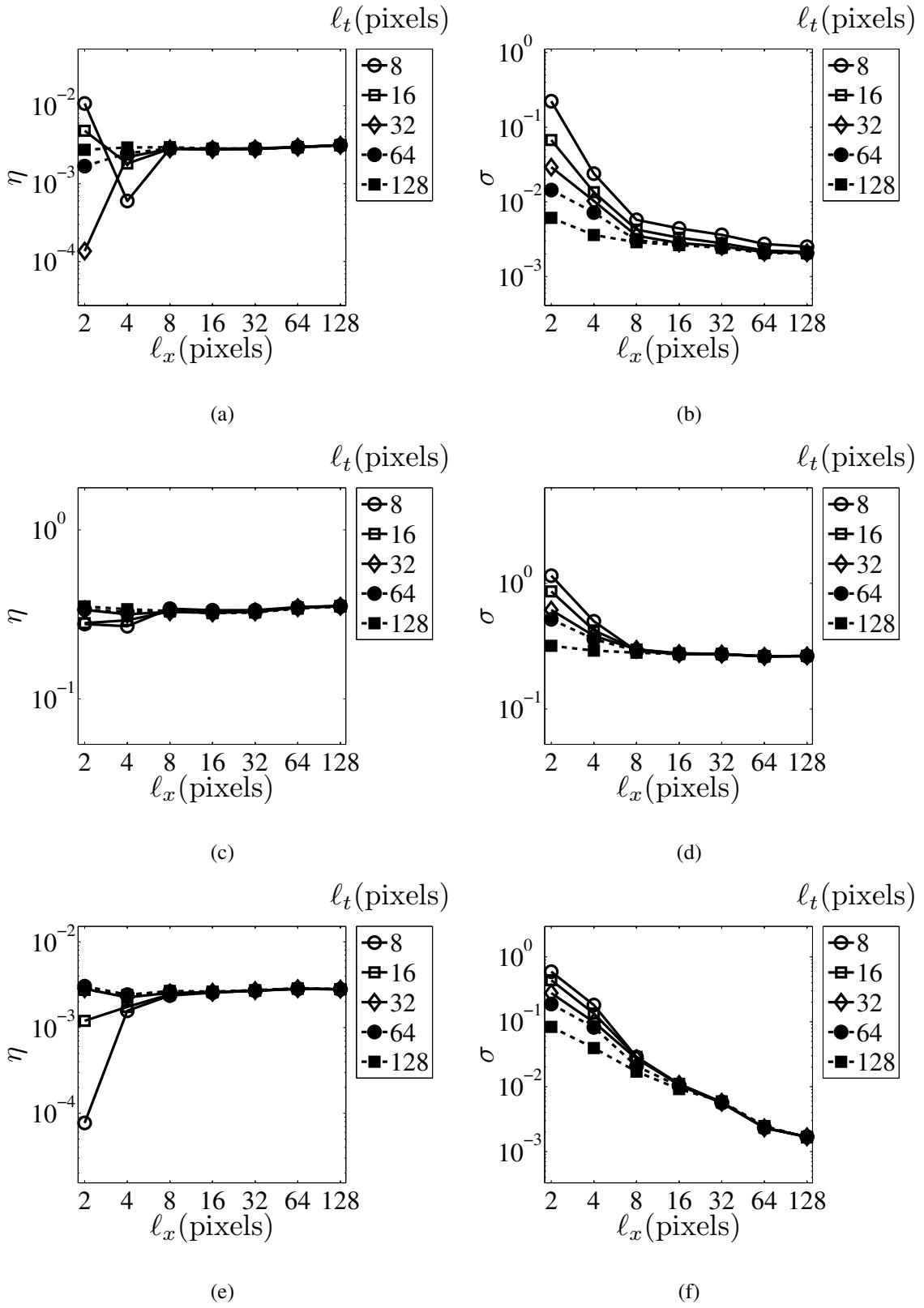
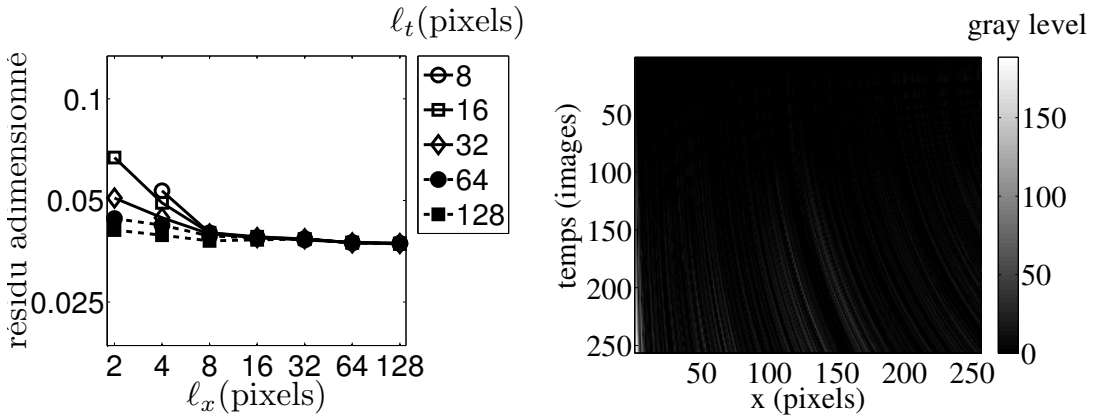


FIGURE 2.14 : Erreurs η et incertitudes σ, pour la technique spatiotemporelle, sur la vitesse (a) et (b), le déplacement (c) et (d) et la déformation (e) et (f) pour une vitesse imposée linéaire.

La Figure 2.15(a) illustre l'évolution du résidu global en fonction de la taille d'élément. Cette évolution suit la tendance observée avec les autres champs et les valeurs se situent entre les cas où les vitesses imposées sont, soit constante, soit parabolique. Ainsi, pour l'estimation des résidus aussi, les résultats attendus sont observés. La Figure 2.15(b) présente le résidu de manière locale. Comme pour les autres vitesses imposées, le résidu sur l'ensemble du domaine d'étude est correct et aucun effet de bord n'est observé.



(a) (b)

FIGURE 2.15 : Résidus en niveau de gris (a) et carte du champ de résidus (b) pour une taille d'élément de 8×8 pixels dans le cas d'une vitesse imposée linéaire.

La Figure 2.16(a) représente le résidu entre la vitesse calculée avec une taille d'éléments de 8×8 pixels et celle imposée. Celui-ci est globalement nul sur l'ensemble de la zone. Comme ce résultat est identique à ceux issus des vitesses constante et parabolique, nous en déduisons que l'approche spatiotemporelle telle qu'elle est utilisée ici n'a aucun mal à capter les changements lents de vitesse.

La Figure 2.16(b) montre le résidu entre le champ de déplacement estimé et celui imposé. Contrairement au cas du champ de vitesse, le résidu en déplacement n'est pas globalement nul. Il présente une augmentation du résidu en fonction de l'augmentation du temps. Ceci, témoigne d'une sommation des erreurs liées à la manière d'obtenir le champ de déplacement. Ce phénomène n'a pas été observé dans le cas où la vitesse imposée est constante, à cause de la séparation dans l'image venant artéfacter les résultats. En revanche, bien que non représenté dans l'Annexe I, ce phénomène existe également sur le champ de déplacement issu de la vitesse parabolique.

La Figure 2.16(c) présente le résidu pour le champ de déformation. Celui-ci redevient globalement nul mais présente de fortes disparités dans les valeurs dues à la dérivation du champ de déplacement, observation commune à l'ensemble des champs. Ces oscillations démontrent la sensibilité de l'étape de dérivation.

L'image corrigée du déplacement est montrée sur la Figure 2.16(d). Sur celle-ci, il est simple de constater que le champ de déplacement estimé est correct malgré le cumul des erreurs car toutes les colonnes sont verticales. Pour l'ensemble de ces cartes, aucun effet de bord n'est constaté, témoignant ainsi de la robustesse de notre approche.

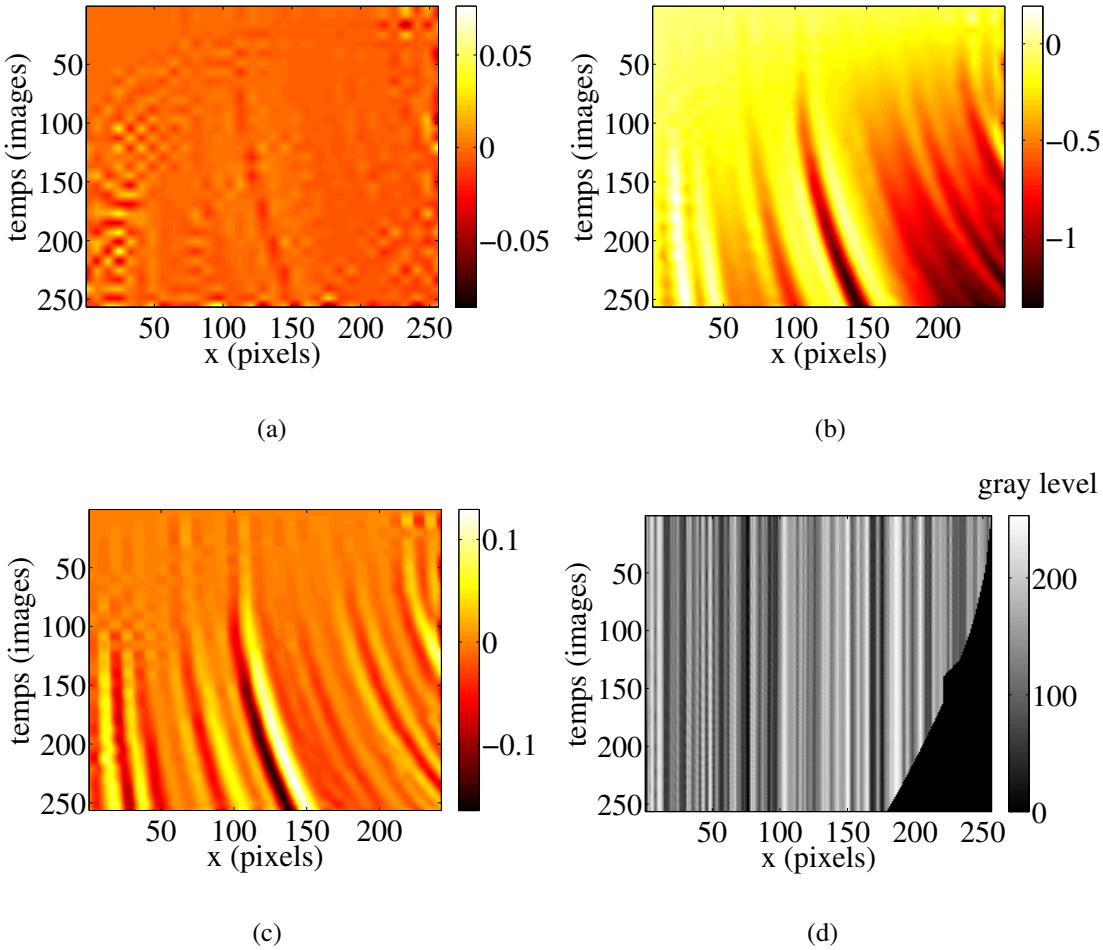


FIGURE 2.16 : Différence entre les champs théoriques et expérimentaux pour une vitesse imposée linéaire et une taille d'élément de 8 × 8 pixels. Champ de vitesse (a) (unité : pixel/mm), champ de déplacement (b) (unité : pixel), champ de déformation (c), image originale corrigée du déplacement (d).

De l'Annexe I et de ce qui vient d'être présenté ici, il est possible, par cette technique, d'estimer un champ de vitesse comme avec la corrélation standard, mais pour des images où l'une des dimensions est très faible. Ainsi, l'approche spatiotemporelle sera à privilégier dans ces cas.

5 Incertitudes de reconstruction

L'estimation des incertitudes de reconstruction est un passage obligé pour la quantification de la performance des techniques (voir des études similaires dans [76, 77]). Pour une application plus ciblée au cas de la détonique, où les matrices de passage sont plus simples du fait du modèle des caméras mécano-optiques, le lecteur pourra se référer à l'Annexe F. Nous développons ci-après le cas général.

Afin de quantifier la qualité de la reconstruction, il est indispensable d'en déterminer les incertitudes. En effet, des imprécisions existent dans toutes les étapes du processus de reconstruction que sont l'étalonnage et l'appariement. Ces imprécisions sont dues à une connaissance entachée d'incertitude des positions des points d'étalonnage à la fois sur la mire et sur les images mais, également, à l'appariement le plus souvent réalisé par corrélation d'images. Tout ceci se répercute ensuite sur la reconstruction finale que l'on souhaite la plus précise possible. Afin d'estimer ces incertitudes, nous introduisons les notations suivantes :

- $X = (X_i^e, Y_i^e, Z_i^e, 1)$ les coordonnées homogènes des points d'étalonnage 3D,
- $\widetilde{X} = (X_i^r, Y_i^r, Z_i^r)$ les coordonnées du point à reconstruire qui est, soit un point de la mire, soit un point de l'objet,
- $q_g = (u_g^i, v_g^i, 1)$ les coordonnées homogènes de la projection des points d'étalonnage dans le repère de l'image de gauche et $q_d = (u_d^i, v_d^i, 1)$ celles dans le repère de l'image de droite,
- $P_g = (x_g^i, y_g^i)$ et $P_d = (x_d^i, y_d^i)$ les coordonnées images des points à reconstruire.

Ces coordonnées ne sont pas parfaites et des incertitudes existent à toutes les étapes du processus de reconstruction, de l'étalonnage à l'appariement. Nous rappelons que les coordonnées 3D de la surface reconstruite, après correction des distorsions optiques, se déduisent de l'équation suivante :

$$X^r = (\mathbf{G}^t\mathbf{G})^{-1}\mathbf{G}^t\mathbf{H} \tag{2.111}$$

où les matrices $\mathbf{G}$ et $\mathbf{H}$ renferment les coefficients m_{ij} des matrices de passage ainsi que les coordonnées des points dans les images obtenues par corrélation d'images. Nous recherchons l'incertitude de reconstruction $d\widetilde{X}$ qui résulte de la combinaison des incertitudes d'étalonnage et d'appariement. Pour y parvenir, le processus d'estimation consiste à effectuer des centaines de tirages aléatoires où, pour chacun, toutes les coordonnées (appariement et étalonnage) sont modifiées de manière aléatoire. Plus exactement, nous supposons que les incertitudes suivent des lois normales centrées d'écarts types réalistes. Ceci se traduit par une incertitude sur la position des points P_g et P_d qui s'écrit :

$$P_g = P_g^0 + dP_g \quad \text{et} \quad P_d = P_d^0 + dP_d \tag{2.112}$$

pour les points représentant les appariements issues de la corrélation d'images. Il en est de même pour les autres coordonnées intervenant lors de l'étalonnage :

$$X = X^e + dX^e, \quad q_g = q_g^0 + dq_g, \quad q_d = q_d^0 + dq_d \tag{2.113}$$

Ces dernières se répercutent sur les matrices de passage qui s'écrivent avec leurs incertitudes :

$$\mathbf{M}_g = \mathbf{M}_g^0 + d\mathbf{M}_g \quad \text{et} \quad \mathbf{M}_d = \mathbf{M}_d^0 + d\mathbf{M}_d \tag{2.114}$$

Pour le cas général, l'écriture formelle de l'incertitude $d\widetilde{X}$ est complexe puisque $d\widetilde{X}$ est fonction des quantités **G** et de **H**, fonction des incertitudes d'appariement et sur les matrices de passage elles-mêmes fonctions des incertitudes d'étalonnage. Ainsi, pour estimer les incertitudes $d\widetilde{X}$ une démarche numérique est mise en place. Elle consiste à générer des erreurs sur les coordonnées des points d'étalonnage et d'appariement. Tout ceci engendre des erreurs $d\mathbf{M}$ sur les matrices de passage et sur les coordonnées des points associés. Ceci se répercute dans l'estimation des matrices **G** et **H** et, par conséquent, sur $d\widetilde{X}$. Afin d'obtenir une valeur fiable de l'incertitude sur les coordonnées tridimensionnelles, nous effectuons plusieurs tirages (500 ici). De là, nous déduisons l'évolution de $d\widetilde{X}$ en fonction de l'incertitude estimée à chaque étape. Le processus d'estimation est présenté dans l'Annexe F pour le cas simple du modèle orthographique.

Dans toutes les expériences présentées dans ce document, nous ne recherchons pas le positionnement parfait de l'objet dans l'espace. Notre priorité est d'estimer les déplacements sur une surface et, surtout, de quantifier l'amplitude des défauts locaux. Or, nous avons constaté que les incertitudes d'étalonnage ne gênèrent pas de variation de rugosité d'une image à l'autre car l'étalonnage semble être le même pour toutes les images. Seule l'incertitude d'appariement a une influence sur l'état de la surface reconstruite. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons uniquement considéré les incertitudes d'étalonnage, puis nous avons étudié les matrices de covariance où nous avons constaté que les coefficients sont corrélés. Ainsi, lorsqu'un point bouge, les autres bougent également. Ceci engendre uniquement une incertitude globale de positionnement. L'incertitude sur la rugosité de la surface reconstruite dépend uniquement de l'algorithme de corrélation utilisé. Pour estimer l'incertitude d'appariement par corrélation, nous utilisons l'estimateur présenté dans l'Annexe G. Ainsi, lorsque nous donnons l'incertitude sur l'état de la surface, celle-ci est établie en ne considérant que l'incertitude d'appariement.

Chapitre 3

Essais quasi statiques

Dans ce chapitre, nous décrivons la mise en œuvre de la méthode de stéréocorrélation traditionnelle (avec 2 caméras) sur des essais à vitesse de sollicitation quasi statique et où toutes les conditions expérimentales sont contrôlées ce qui représente, actuellement, la majorité des essais en mécanique. Le chapitre se scinde en deux parties relatant deux essais différents qui, bien que très proches dans leur vitesse de sollicitation, se distinguent par la dimension de l'éprouvette et du matériau testé. Dans la première partie, il s'agit d'un essai de compression sur une plaque composite réalisée à EADS-IW (Suresnes) et l'approche développée dans ce travail est comparée à un code commercial (ARAMIS) utilisé chez EADS. Le second essai est une traction avec plusieurs décharges sur une éprouvette plate en tantale. Les paramètres mécaniques, module d'Young et coefficient de Poisson sont recherchés. Pour ce dernier essai quasi statique, la méthode de correction des distorsions optiques décrite dans la partie 1.6 du chapitre 2 est mise en application.

Sommaire

1 Essai de compression sur une plaque en matériau composite 58
1.1 Protocole expérimental 58
1.2 Reconstruction stéréoscopique et comparaison des résultats 60
2 Essai de traction sur une plaque de tantale 67
2.1 Correction expérimentale des distorsions optiques 68
2.2 Estimation des paramètres élastiques en monovision et stéréovision . . . 72
2.3 Reconstruction en 3D de la surface dans le domaine plastique 78
3 Bilan 81

1 Essai de compression sur une plaque en matériau composite

Pour cet essai, la technique de stéréovision est utilisée pour reconstruire le champ de déplacement tridimensionnel de la surface de l'échantillon car, bien que celle-ci soit initialement plane, ses déplacements sont tridimensionnels. L'autre utilité de cette expérimentation est de confronter notre approche de reconstruction à un code commercial (ARAMIS) [78, 79].

1.1 Protocole expérimental

Le matériau testé est une plaque composite à fibres longues de carbone et à matrice en résine époxyde. Les dimensions de l'éprouvette sont de 1250 $\times$ 500 $\times$ 75 mm et seule la partie basse est observée. Un raidisseur se situe derrière l'éprouvette et son rôle est de reproduire fidèlement la structure de l'appareil. La sollicitation est assez simple puisqu'il s'agit de plusieurs compressions avec décharges où l'effort maximal varie. Tous les résultats présentés dans la suite ne concernent qu'une compression avec décharge à 0,6 fois le seuil de résistance maximal théorique de l'éprouvette. La Figure 3.1 présente une photographie de la machine d'essai employée.



FIGURE 3.1 : Machine d'essai employée pour l'essai de traction sur le matériau composite.

Les images sont acquises à l'aide de deux caméras numériques CCD de résolution 1624 $\times$ 1236 pixels codées sur 8 bits. Pour une même série, elles sont rigoureusement identiques pour les deux codes car prises avec les mêmes caméras. Lors du chargement, 11 images en plus de celle de référence sont prises dont une paire obtenue est visualisée sur la Figure 3.2 où l'influence des points de vue apparaît, empêchant un appariement spatial directe pour notre approche. Pour cela, une première transformation grossière est appliquée en venant sélectionner quelques points entre les images. De ceux-ci, un champ de déplacement grossier est estimé, permettant de modifier l'une des images afin qu'elle soit quasi identique à l'autre. À partir de cette nouvelle image, un second calcul de corrélation, dit affiné, est mené et le résultat trouvé est sommé à son homologue grossier. Bien qu'engendrant quelques erreurs d'interpolation lors de la modification de l'image de référence, cette étape se révèle indispensable et bénéfique pour un bon appariement spatial, augmentant la zone reconstruite et le nombre de points de mesure tout en garantissant une faible incertitude de reconstruction.

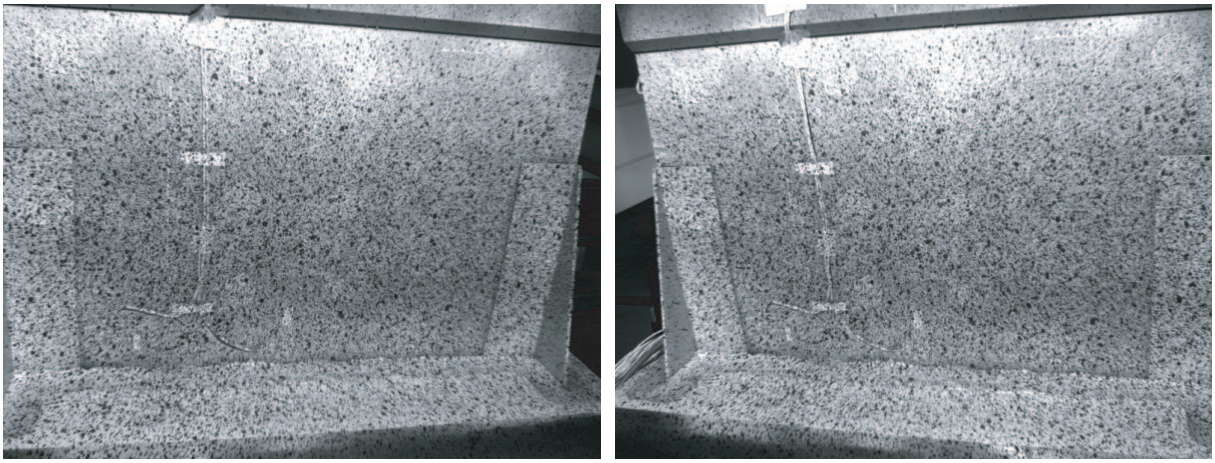


FIGURE 3.2 : Images gauche et droite obtenues pour l'essai de compression quasi statique sur une plaque en matériau composite.

Bien que les images soient identiques pour les deux approches, une grande différence existe entre les deux logiciels en ce qui concerne la phase d'étalonnage [1]. Tout d'abord, la géométrie de la mire est différente puisqu'elle est volumique dans notre cas et plate pour ARAMIS. Ceci impose de prendre plusieurs images de la mire dans différentes positions. Cette phase est très problématique dans la configuration de l'essai car la plaque composite est disposée dans la machine, fixée et instrumentée, et il n'est pas envisageable de la ressortir. De ce fait, elle empêche de disposer la mire dans les configurations souhaitées et, par conséquent, de réaliser l'étalonnage. Afin de surmonter cette difficulté, une parade consiste à disposer le banc stéréoscopique dans un endroit où l'étalonnage peut s'effectuer. Ceci impose de le bouger et, bien que le banc soit rigide, cette opération n'est pas sans risque pour la robustesse de

1. Ne connaissant pas le fonctionnement précis d'ARAMIS, il n'est pas possible de dresser une liste exhaustive des différences entre les logiciels sur les autres phases comme, par exemple, l'appariement.

l'étalonnage. Avec l'approche que nous utilisons, l'étalonnage utilise une mire volumique et une seule image suffit. Le banc stéréoscopique reste à la même place simplifiant l'étalonnage. Notre approche permet une plus grande liberté au niveau de l'étalonnage mais elle ne corrige pas directement les distorsions optiques comme le fait ARAMIS. Dans la suite, les résultats sur les champs de déplacement obtenus par ARAMIS et par notre approche sont comparés.

1.2 Reconstruction stéréoscopique et comparaison des résultats

1.2.1 Reconstruction avec étalonnage linéaire

Dans le cas de notre approche, la démarche d'appariement suivie est celle représentée sur la Figure 1.9 : un appariement spatial suivi de deux appariements temporels. Les images obtenues sont semblables à celles de la Figure 3.2. L'étalonnage s'effectue à partir d'une mire gravée au laser, celle représentée sur l'image de droite de la Figure 1.1. Les images servant à l'étalonnage sont données sur la Figure 3.3. Sur ces images, il ressort que la dimension de la mire est bien plus petite que l'éprouvette, une zone est privilégiée pour l'étalonnage ce qui peut nuire à la qualité de la reconstruction en dehors de cette zone et empêcher une bonne estimation des distorsions optiques.

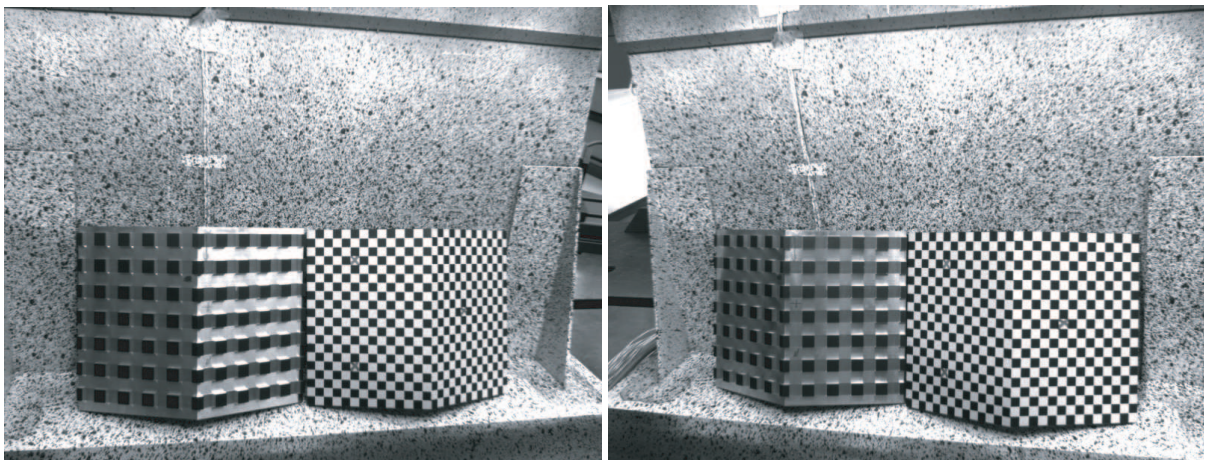


FIGURE 3.3 : Images obtenues pour l'étalonnage du système stéréoscopique pour l'essai sur plaque composite.

La détection des points d'intérêt de la mire dans les images est réalisée par une détection de coins par une procédure de Harris [80]. Une caractérisation de notre procédure a montré que l'incertitude de détection, avec les images utilisées ici, est de l'ordre de 0,15 pixel. Cette caractérisation est effectuée à partir de plusieurs images numériques (20 images au total) où la position des intersections est parfaitement connue. Sur ces images de test, un bruit aléatoire d'amplitude identique à celui observé sur les images est ajouté. Le bruit sur les images est quantifié à partir de la mire laser où les carrés de même couleur sont censés posséder la même

intensité. Par comparaison entre la position théorique des points et celle expérimentale, l'incertitude sur la position des points est déduite. Cette incertitude peut être diminuée en acquérant une série de photographies de la mire dans la même position et en venant sommer toutes les images de test. Ainsi pour n images acquises, le rapport bruit/signal est diminué de $\sqrt{n}$ et la détection des points d'intérêt s'effectue ensuite sur l'image somme. Pour les 20 images de test, l'incertitude de détection passe de 0,15 pixel à 0,05 pixel. Malheureusement, pour les essais présentés ici, cette procédure n'a pas pu être mise en place par manque de connaissances suffisantes sur la méthode de détection au moment de l'essai.

Dans un premier temps, les résultats des champs de déplacement pour quelques paliers de chargement sont montrés sur les Figures 3.4 et 3.5 (le talon a été omis volontairement). Les reconstructions des surfaces ne sont pas directement comparées, les référentiels entre les deux approches sont différents. Les champs d'intérêt sont ceux de déplacement car nous avons fait en sorte qu'ils soient indépendants des repères choisis. Cette première estimation du déplacement, bien que qualitative, renseigne sur la performance de notre approche puisque les couleurs (et donc les valeurs) sont du même ordre de grandeur pour les deux instants considérés et témoignent de la bonne concordance des résultats. Nous précisons que pour les points en 3D reconstruits, l'incertitude moyenne de reconstruction, obtenue par la méthode décrite à la partie 5 du chapitre 2 (sans prise en compte des distorsions optiques), est de 25 μm pour une taille d'éléments de 16×16 pixels. Cette valeur peut paraître assez élevée mais s'explique par le fait qu'un pixel représente 350 μm dans le plan objet.

Afin d'aller plus loin et de quantifier les résultats, le plan moyen est soustrait à la surface initiale reconstruite pour les deux méthodes et les résultats sont montrés sur les Figures 3.6(a) et 3.6(b). Sur ces figures, il apparaît que l'écart σ sur la moitié basse de l'éprouvette, endroit où la mire était présente, est identique entre les deux méthodes tandis que sur la moitié haute, des différences apparaissent. Quantitativement, les écarts observés sont globalement identiques entre les deux méthodes, il est de 370 μm pour ARAMIS contre 400 μm pour nous. En revanche, lorsque le tiers haut de l'échantillon est considéré, cet écart est de 140 μm pour ARAMIS contre 370 μm pour nous. Ceci peut s'expliquer, dans notre approche, par la non correction des distorsions optiques qui, du fait du positionnement de l'éprouvette dans l'image, touchent en majorité les points situés en haut de l'échantillon.

Pour se convaincre de l'influence des distorsions, il suffit de venir perturber artificiellement les images par un champ de distorsion réaliste et d'observer les conséquences de ces perturbations sur la reconstruction. Ici, les distorsions sont choisies purement radiales avec une amplitude maximale de $\pm$ 20 pixels. Ensuite, l'étalonnage est réitéré tout comme la reconstruction et la soustraction au plan moyen. Les résultats sont présentés sur la Figure 3.7 où l'on remarque une diminution de l'écart au plan moyen sur les parties hautes de l'éprouvette. L'influence des distorsions sur la qualité de la reconstruction dans notre cas a été montrée (sans pour autant les estimer). Afin d'aller plus loin dans la comparaison des résultats, il existe un moyen d'estimer les distorsions optiques *a posteriori* en utilisant l'étalonnage se rapprochant de celui photogrammétrique [40]. Le principe est présenté dans la partie suivante.

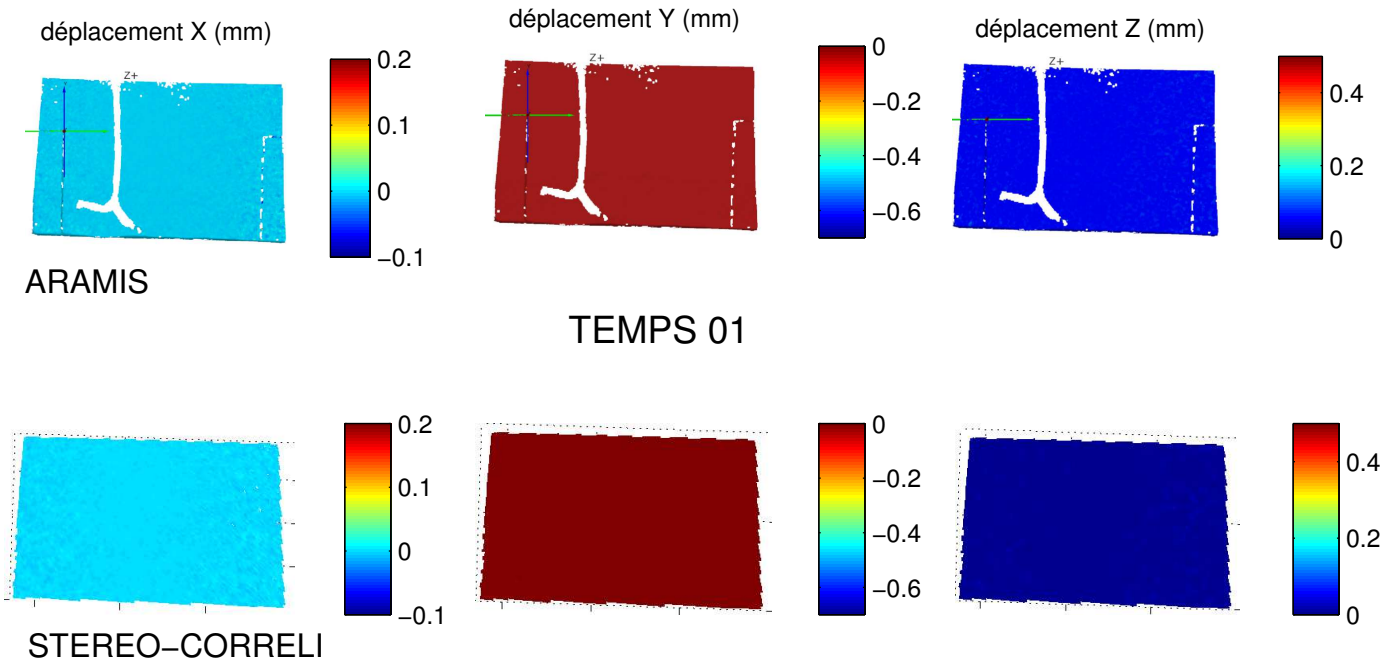


FIGURE 3.4 : Comparaison des déplacements entre ARAMIS et notre approche pour l'instant initial.

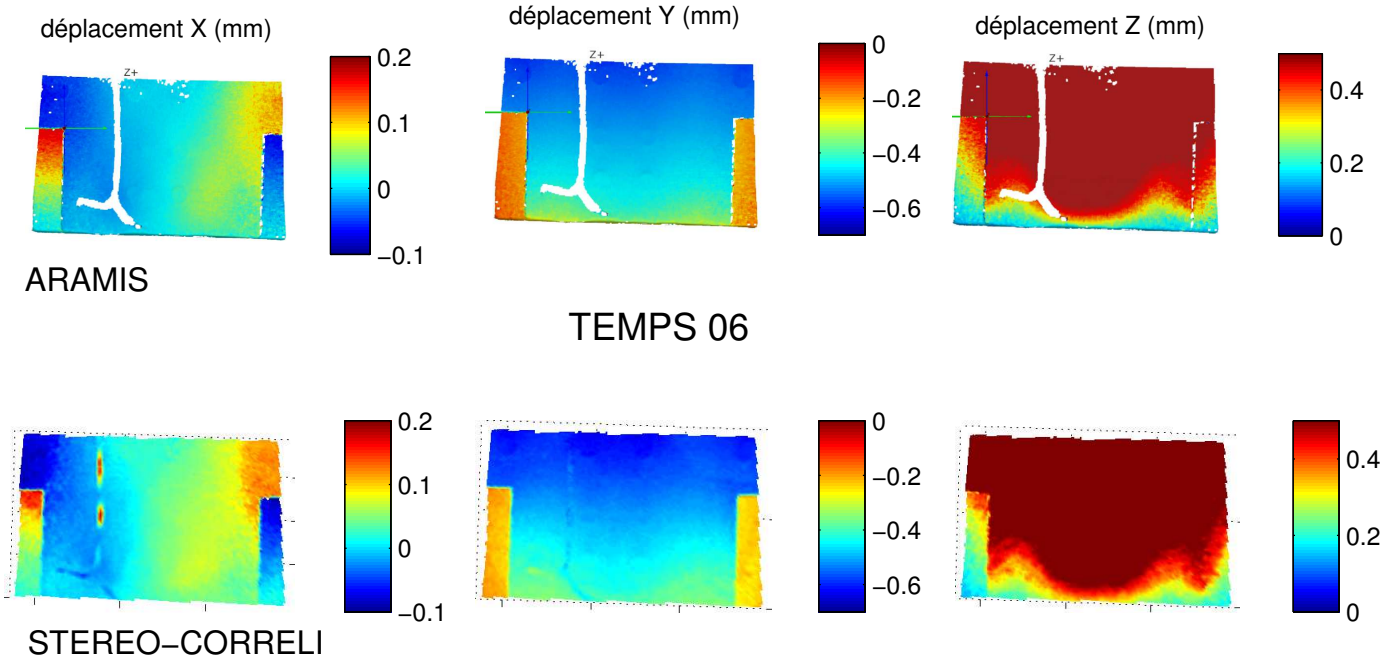
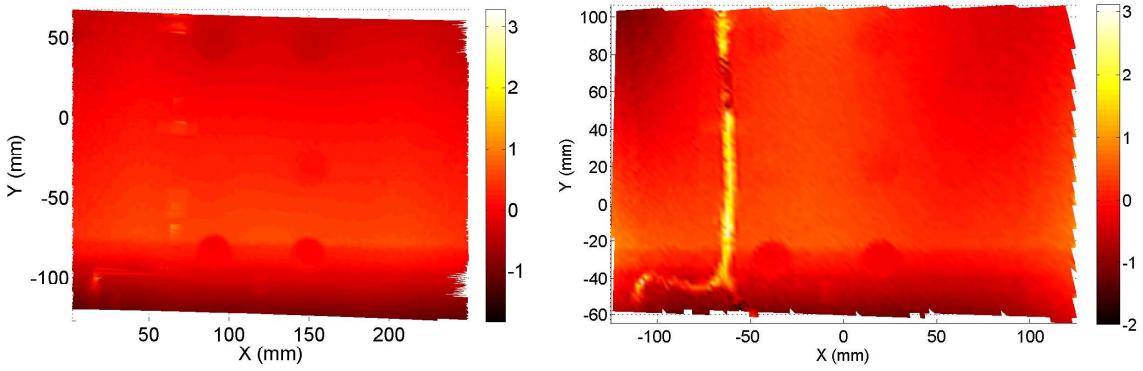


FIGURE 3.5 : Comparaison des déplacements entre ARAMIS et notre approche pour l'instant où l'effort est maximal.



(a) (b)

FIGURE 3.6 : Résultats de la soustraction de la surface par un plan moyen dans le cas d'ARAMIS (a) et avec notre approche (b). La quantité affichée est la différence de hauteur en mm.

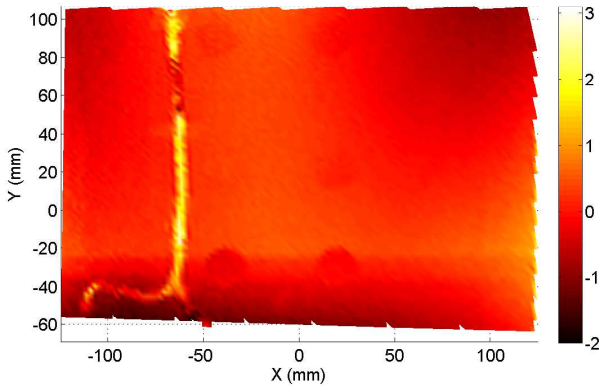


FIGURE 3.7 : Résultat de la soustraction de la surface par un plan moyen dans le cas où des perturbations par un champ de distorsion réaliste sont apportées. La quantité affichée est la différence de hauteur en mm.

1.2.2 Estimation des paramètres intrinsèques par une méthode d'optimisation non linéaire

Cas général : Cette approche se base sur l'étalonnage photogrammétrique présenté dans [40]. Pour commencer, nous considérons les expressions des coordonnées (x,y), identiques à l'équation (2.21) à laquelle nous avons enlevé le facteur d'échelle :

$$\begin{cases} x = f\dfrac{r_{11}X + r_{12}Y + r_{13}Z + t_x}{r_{31}X + r_{32}Y + r_{33}Z + t_z} \\ \\ y = f\dfrac{r_{21}X + r_{22}Y + r_{23}Z + t_y}{r_{31}X + r_{32}Y + r_{33}Z + t_z} \end{cases} \tag{3.1}$$

En exprimant (x,y) dans le système de coordonnées pixel de la caméra il vient :

$$\begin{cases} x = (u + e_x - u_0)dx - \delta t_x \\ y = (v + e_y - v_0)dy - \delta t_y \end{cases} \tag{3.2}$$

Ici, e_x, e_y sont les erreurs de mesure respectivement selon les coordonnées x et y. $\delta t_x, \delta t_y$ sont les distorsions optiques explicitées dans la partie 1.6.4 du chapitre 2. Par identification de l'équation (3.2) avec la relation (3.1) et en posant $f_x = \dfrac{f}{dx}, f_y = \dfrac{f}{dy}$, il vient :

$$\begin{cases} u + e_x = u_0 + \delta t_x + f_x \dfrac{r_{11}X + r_{12}Y + r_{13}Z + t_x}{r_{31}X + r_{32}Y + r_{33}Z + t_z} = P(\Phi) \\ \\ v + e_y = v_0 + \delta t_y \frac{f_x}{f_y} + f_y \dfrac{r_{21}X + r_{22}Y + r_{23}Z + t_y}{r_{31}X + r_{32}Y + r_{33}Z + t_z} = Q(\Phi) \end{cases} \tag{3.3}$$

où Φ est le vecteur des paramètres à déterminer. Ainsi, le problème revient à déterminer par minimisation des erreurs e_x et e_y les paramètres intrinsèques et extrinsèques (6 $\times$ nombre d'images, trois rotations et trois translations). Suivant la qualité de la reconstruction cherchée, il est possible de tenir compte ou non de tous les types de distorsions. Ensuite, il est utile de mettre le système (3.3) sous une forme plus commode à manipuler, et il vient :

$$\begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P(\Phi) - u \\ Q(\Phi) - v \end{pmatrix} = \mathbf{V}(\Phi) \tag{3.4}$$

L'objectif est de déterminer la valeur de Φ qui minimise l'erreur :

$$S = \|e_u\|^2 + \|e_v\|^2 \tag{3.5}$$

Étant donné que dans ce cas $P(\Phi)$ et $Q(\Phi)$ ne sont pas linéaires, la minimisation revient à une optimisation non linéaire. Un moyen pour atteindre l'objectif est de partir d'une valeur initiale Φ_0 pouvant être obtenue par la méthode linéaire et de calculer une correction $\Delta\Phi$si $\Phi = \Phi^0 + \Delta\Phi$. L'opération est répétée jusqu'à la convergence du système. Étant donnés n points en 3D et leurs points correspondants dans l'image, le système linéarisé s'écrit :

$$\mathbf{V}(\Phi) = \mathbf{V}(\Phi^0) + \sum_{i=1}^{m} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \Phi_i}|_{\Phi=\Phi^0} \Delta\Phi_i \tag{3.6}$$

où m est le nombre de paramètres à déterminer dépendant de la précision souhaitée. De manière plus simple, le système s'écrit :

$$\mathbf{V} = \mathbf{L} + \tilde{\mathbf{A}}\Delta\Phi \tag{3.7}$$

avec $\mathbf{L}$ la valeur courante du critère et $\tilde{\mathbf{A}}$ la matrice jacobienne du système. Pour résoudre le système, trouver la valeur de $\Delta\Phi$ pour chaque itération, nous pouvons utiliser la matrice de pondération $\mathbf{W}$ des mesures qui est une matrice $2n \times 2n$, matrice jacobienne des mesures. Cette matrice est l'identité dans le cas où toutes les mesures sont faites avec la même précision et

s'il n'existe pas de corrélation entre les quantités mesurées. Ainsi, la résolution au sens des moindres carrés de (3.7) revient à estimer :

$$\min_{\Delta\Phi\in\Re^m}(\mathbf{V}^T\mathbf{W}\mathbf{V}) \tag{3.8}$$

où la solution de $\Delta\Phi$ est alors (voir [40] pour la démonstration du calcul) :

$$\Delta\Phi = -(\tilde{\mathbf{A}}^T\mathbf{W}\tilde{\mathbf{A}})^{-1}(\tilde{\mathbf{A}}^T\mathbf{W}\mathbf{L}) \tag{3.9}$$

Lorsque la convergence est atteinte ($\|A\| < \varepsilon$), la valeur optimale de $\mathbf{V}$ est trouvée et, par conséquent, les valeurs des paramètres intrinsèques et extrinsèques.

Application à nos essais : Dans ce cas, nous partons de la relation suivante :

$$\begin{pmatrix} su \\ sv \\ s \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{pmatrix} \tag{3.10}$$

où les coordonnées images sont non distordues. Ceci donne, après développement :

$$\begin{aligned} u &= \frac{m_{11}X + m_{12}Y + m_{13}Z + m_{14}}{m_{31}X + m_{32}Y + m_{33}Z + m_{34}} = F(\mathfrak{M}, X, Y, Z) \\ v &= \frac{m_{21}X + m_{22}Y + m_{23}Z + m_{24}}{m_{31}X + m_{32}Y + m_{33}Z + m_{34}} = G(\mathfrak{M}, X, Y, Z) \end{aligned} \tag{3.11}$$

où F et G sont deux fonctions dépendant des coefficients de la matrice de passage regroupées dans $\mathfrak{M}$ et des coordonnées en 3D. Du fait des distorsions optiques, les coordonnées des images sont imparfaites. Ceci s'écrit par un terme correctif et, par l'ajout d'incertitude :

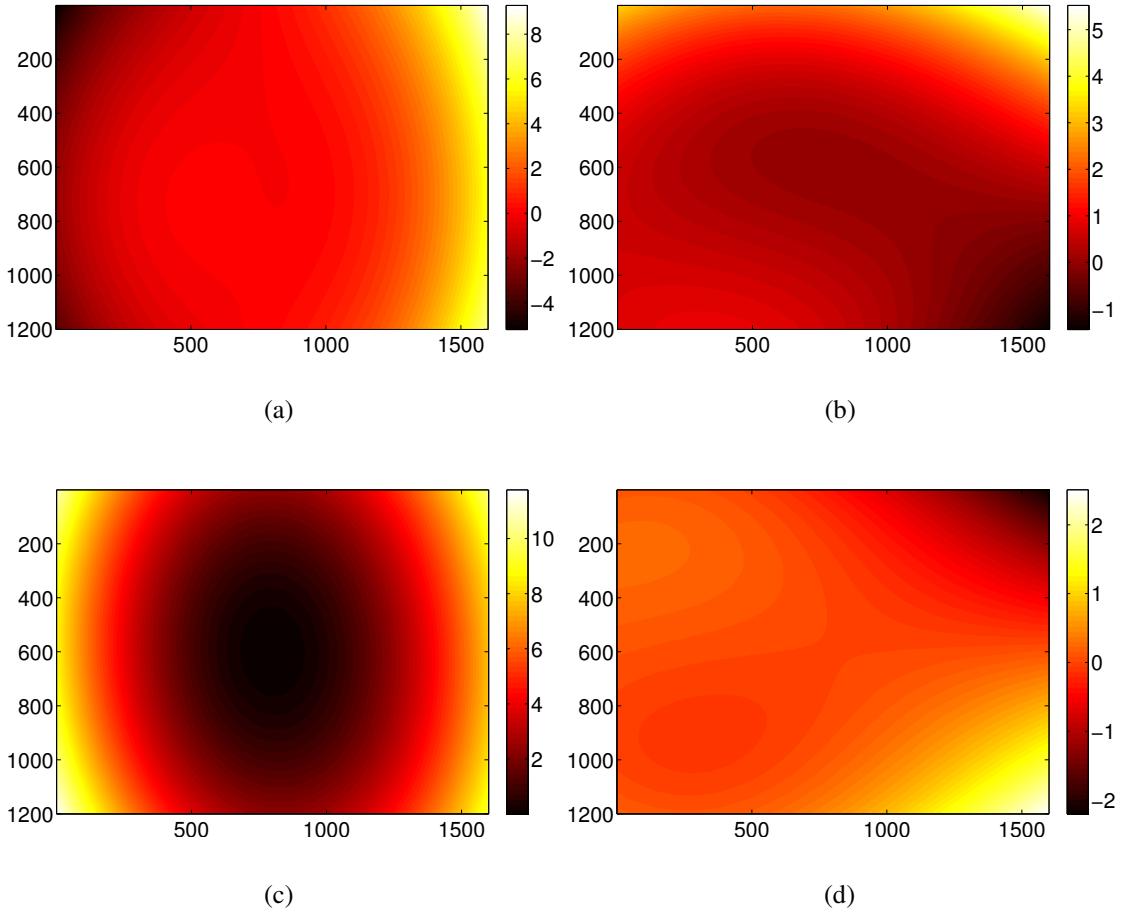
$$\begin{aligned} u &= F(\mathfrak{M}, X, Y, Z) + f(\vec{w}, u, v) + e_u \\ v &= G(\mathfrak{M}, X, Y, Z) + g(\vec{w}, u, v) + e_v \end{aligned} \tag{3.12}$$

où $\vec{w}$ est un vecteur contenant les paramètres de distorsion explicités dans la partie 1.6.4. Ainsi, nous recherchons $\mathfrak{M}$ et $\vec{w}$ solutions du système suivant :

$$(\vec{w}, \mathfrak{M}) = \text{Argmin}(\|e_u\|^2 + \|e_v\|^2) \tag{3.13}$$

$\mathfrak{M}$ est initialisé avec les paramètres d'étalonnage trouvés au préalable et $\vec{w}$ est considéré comme nul. Une procédure d'estimation basée sur l'étalonnage photogrammétrique a été mise en place. Pour cela, nous utilisons la minimisation décrite dans le cas spécifique détaillé ci-dessus. Sur l'essai analysé, cette approche ne donne pas de résultats intéressants si nous considérons seulement la minimisation de l'erreur sur les points d'étalonnage. En revanche, si nous minimisons également l'écart quadratique moyen σ entre le plan théorique et celui reconstruit, en supposant

que la plaque soit plane, nous obtenons des résultats significatifs. Ainsi, sur l'ensemble de la plaque, σ passe de 0,404 mm à 0,360 mm pour une valeur de 0,370 mm donnée par ARAMIS. Si nous ne considérons que la partie haute de la plaque, σ passe de 0,370 à 0,170 mm pour une valeur de 0,135 mm donnée par ARAMIS. Nous précisons que le modèle de distorsion utilisé ici s'arrête au premier ordre. Les champs de distorsion sont montrés sur les Figures 3.8(a) et 3.8(b) pour l'image de gauche et sur les Figures 3.8(c) et 3.8(d) pour l'image de droite. Les figures du haut concernent le champ de déplacement sur la longueur de l'image et celles du bas montrent les aberrations suivant la hauteur de l'image. De ces deux figures, nous observons une échelle de valeur cohérente pour ce type d'objectif.



(a) (b)

(c) (d)

FIGURE 3.8 : Visualisation des champs de distorsion réels obtenus après étalonnage photogrammétrique, image de gauche (a) et (b) et image de droite (c) et (d) (unité en pixel).

Ensuite, la reconstruction tridimensionnelle de la plaque est présentée sur la Figure 3.9 puis comparée à celle de la Figure 3.6(b). Nous constatons bien une diminution de l'erreur pour les points situés au-dessus de $Y = 100$ mm. Pour de futures applications, nous pensons obtenir de meilleurs résultats en utilisant une mire plus adaptée à la taille de l'objet.

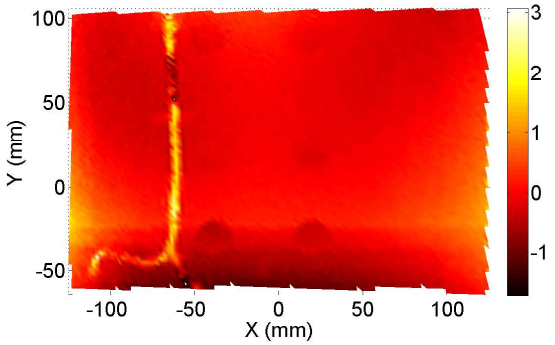


FIGURE 3.9 : Résultat de la soustraction de la surface par un plan moyen dans le cas où les distorsions ont été corrigées. La quantité affichée est la différence de hauteur en mm

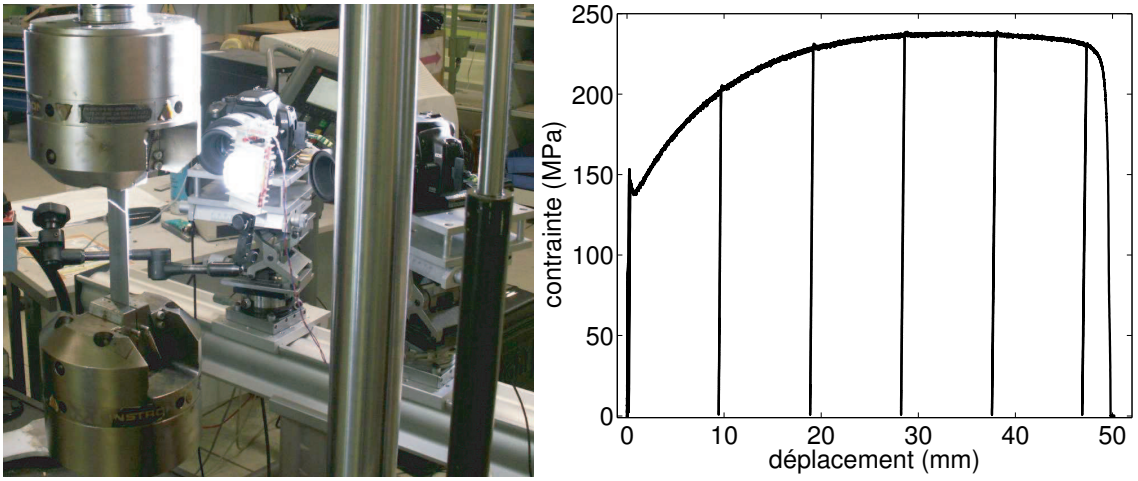
Dans cette partie, nous avons confronté notre technique à un code commercial ARAMIS. Les amplitudes de déplacement se sont montrées identiques et les écarts de la surface reconstruite par rapport à un plan moyen sont quasiment équivalents. De plus, nous avons été capables d'estimer *a posteriori* les distorsions optiques des caméras [2] et de diminuer, par ce biais, les incertitudes de reconstruction. Les résultats obtenus sont encourageants pour la suite et notre approche est utilisée pour un second essai quasi statique de traction sur une plaque en tantale.

2 Essai de traction sur une plaque de tantale

L'objectif de cet essai est de remonter à la forme d'une éprouvette en tantale soumise à une traction lente. Ce matériau possède la propriété de se déformer de manière non plane lorsqu'il est soumis à une sollicitation dans son plan. De ce fait, les mesures par corrélation d'images, basées sur une seule caméra, sont inadaptées car incapables de découpler le déplacement dans le plan du déplacement hors plan. C'est pourquoi la mesure de champ par stéréocorrélation standard (2 caméras) est employée. L'autre objectif de cet essai est d'extraire les paramètres élastiques que sont le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν à partir de mesures stéréoscopiques. Ce sont ces dernières qui sont les plus délicates à mesurer.

Le dispositif expérimental est présenté sur la Figure 3.10. Les dimensions de l'éprouvette sont : $140 \times 30 \times 1{,}52$ mm^3. Le protocole expérimental est d'imposer une vitesse de traverse de 2,5 μs^{-1} dans le domaine élastique puis de décharger jusqu'à effort nul, ce processus étant répété 4 fois pour obtenir un grand nombre d'images dans le domaine élastique. Lorsque cette boucle de chargement est achevée, la vitesse de traverse est augmentée à 12,5 μs^{-1} dans le domaine plastique. Dans ce domaine, plusieurs décharges jusqu'à effort nul sont réalisées, le tout jusqu'à la rupture de l'éprouvette qui se produit aux alentours de 30 % de déformation macroscopique. La courbe de traction (en contrainte fonction du déplacement) est donnée sur la Figure 3.10(b).

2. Nous entendons dans le terme *a posteriori* que l'estimation des distorsions est faite après un étalonnage initiale conventionnel.



(a) (b)

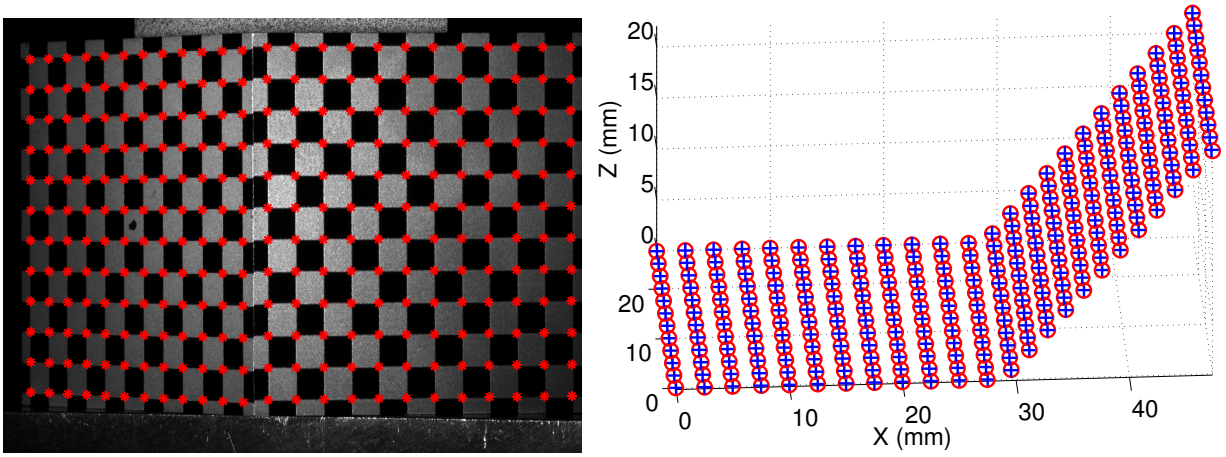
FIGURE 3.10 : Dispositif expérimental pour l'essai de traction sur une éprouvette en tantale (a) et contrainte en fonction du déplacement de la traverse (b).

Le tantale est un matériau peu courant et c'est pour cela que quelques précisions sur ses propriétés les plus importantes sont données. Le tantale est le $73^{ème}$ élément de la classification périodique et son organisation atomique est cubique centrée à température ambiante. C'est un métal très dense, de masse volumique 16 600 kg.m^{-3}, très ductile et avec un très haut point de fusion (3 270 $°K$). Il possède une très grande résistance aux acides et seul l'acide fluorhydrique et les solutions acides contenant l'ion fluorure peuvent l'attaquer. D'un point de vue mécanique, son comportement se distingue par une extrême sensibilité à la vitesse de sollicitation, à la température et à la composition chimique. Les paramètres mécaniques théoriques importants, module d'Young et coefficient de Poisson, sont respectivement de 186 GPa et 0,34 (le lecteur désireux d'en savoir plus sur ce métal et ses propriétés peut se référer à [81, 82, 83]).

Dans la suite, nous nous attachons à présenter l'influence de la correction des distorsions optiques sur la qualité de la reconstruction de la surface observée.

2.1 Correction expérimentale des distorsions optiques

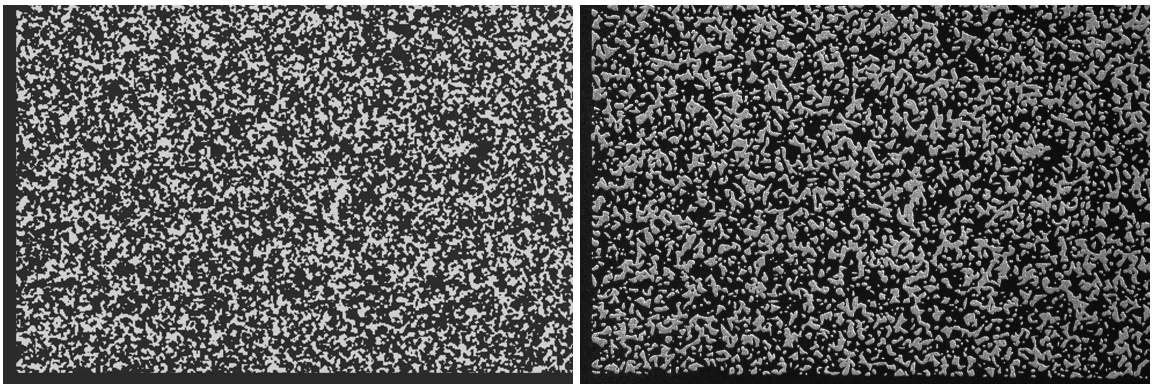
Afin de déterminer précisément l'influence des distorsions sur la qualité de la reconstruction, il est nécessaire d'estimer les incertitudes de reconstruction par rapport à un objet étalon connu. Étant donné que la surface initiale de l'éprouvette n'est pas contrôlée, il n'est pas possible d'estimer la qualité de la reconstruction directement à partir de l'échantillon. Nous devons utiliser un objet de dimensions connues (la mire d'étalonnage). La Figure 3.11(a) représente une observation de la mire où les points rouges correspondent aux points d'étalonnage. La Figure 3.11(b) représente la reconstruction de ces points d'étalonnage que nous comparons à leur position théorique (en bleu sur la Figure 3.11(b)).



(a) (b)

FIGURE 3.11 : Observation de la mire d'étalonnage avec une caméra (a), les points rouges correspondent aux points d'étalonnage. Reconstruction en 3D des points d'étalonnage (en rouge) de la mire (b), les points bleus correspondent aux positions théoriques.

Pour estimer les incertitudes de reconstruction, le système stéréoscopique est étalonné avec les deux jeux de coordonnées, celles non corrigées par les distorsions (u, v) puis celles corrigées des distorsions (u^c, v^c). La correction des positions des points dans les images se fait en se basant sur la démarche décrite dans la partie 1.6.5 du chapitre 2. Une plaque, illustrée sur la Figure 3.12(a), gravée au laser suivant un motif aléatoire numérique, est disposée devant l'objectif puis une photographie est acquise, Figure 3.12(b).



(a) (b)

FIGURE 3.12 : Images de référence (a) et expérimentale (b) utilisées pour l'estimation des distorsions optiques dans le cas de la traction sur une éprouvette en tantale.

Ensuite, le calcul de corrélation entre l'image numérique et l'image réelle est effectué et les champs (U_{tot}, V_{tot}) de déplacement sont montrés sur la Figure 3.13(a). De ces champs, les composantes dites affines (U_{aff}, V_{aff}) sont extraites ainsi que celles de distorsion (U_{dist}, V_{dist}). Les deux premiers champs (U_{aff}, V_{aff}) représentent les rotations et translations de l'image par rapport à la référence (présentées dans la partie 1.6.5 du chapitre 2). Ces derniers sont présentés sur la Figure 3.13(b).

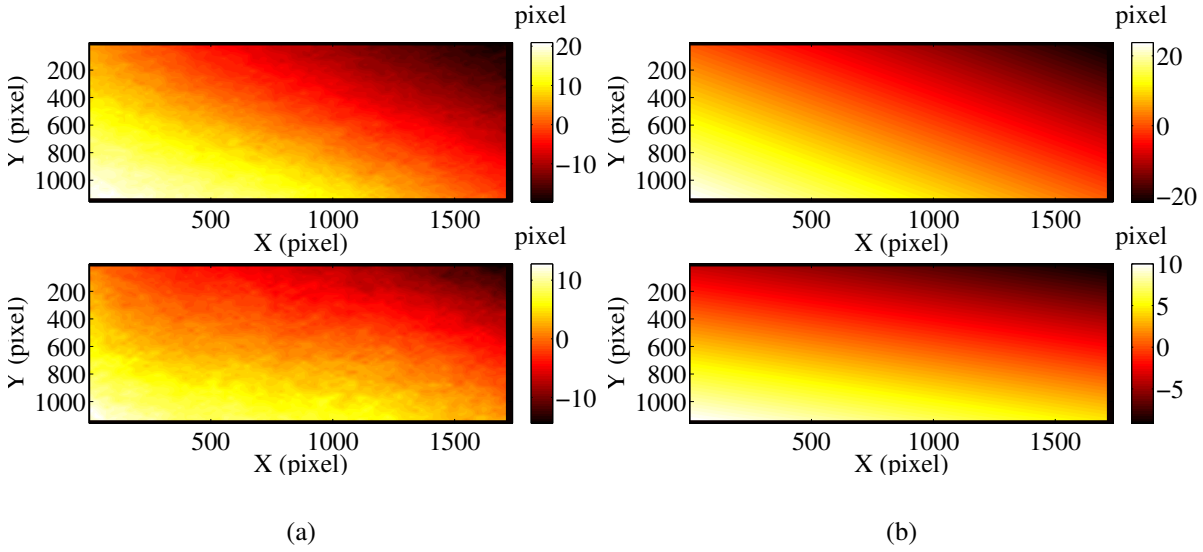


FIGURE 3.13 : Champs de déplacement total (a) et projeté sur une base affine (b) dans le cas de l'essai de traction sur tantale.

Des composantes de distorsion (U_{dist}, V_{dist}) estimées précédemment, les champs analytiques peuvent être construits à partir de la base des distorsions présentée dans la partie 1.6.4 du chapitre 2. Cependant, ces derniers ne représentent pas d'éventuels défauts locaux qui peuvent exister dans certains cas. Afin d'obtenir des champs de distorsion expérimentaux, les champs de déplacement affines sont retranchés à leurs homologues totaux. Les champs de distorsion expérimentaux et analytiques sont respectivement illustrés sur les Figures 3.14(a) et 3.14(b) ainsi que le résidu, entre ces deux champs, illustré sur la Figure 3.14(c).

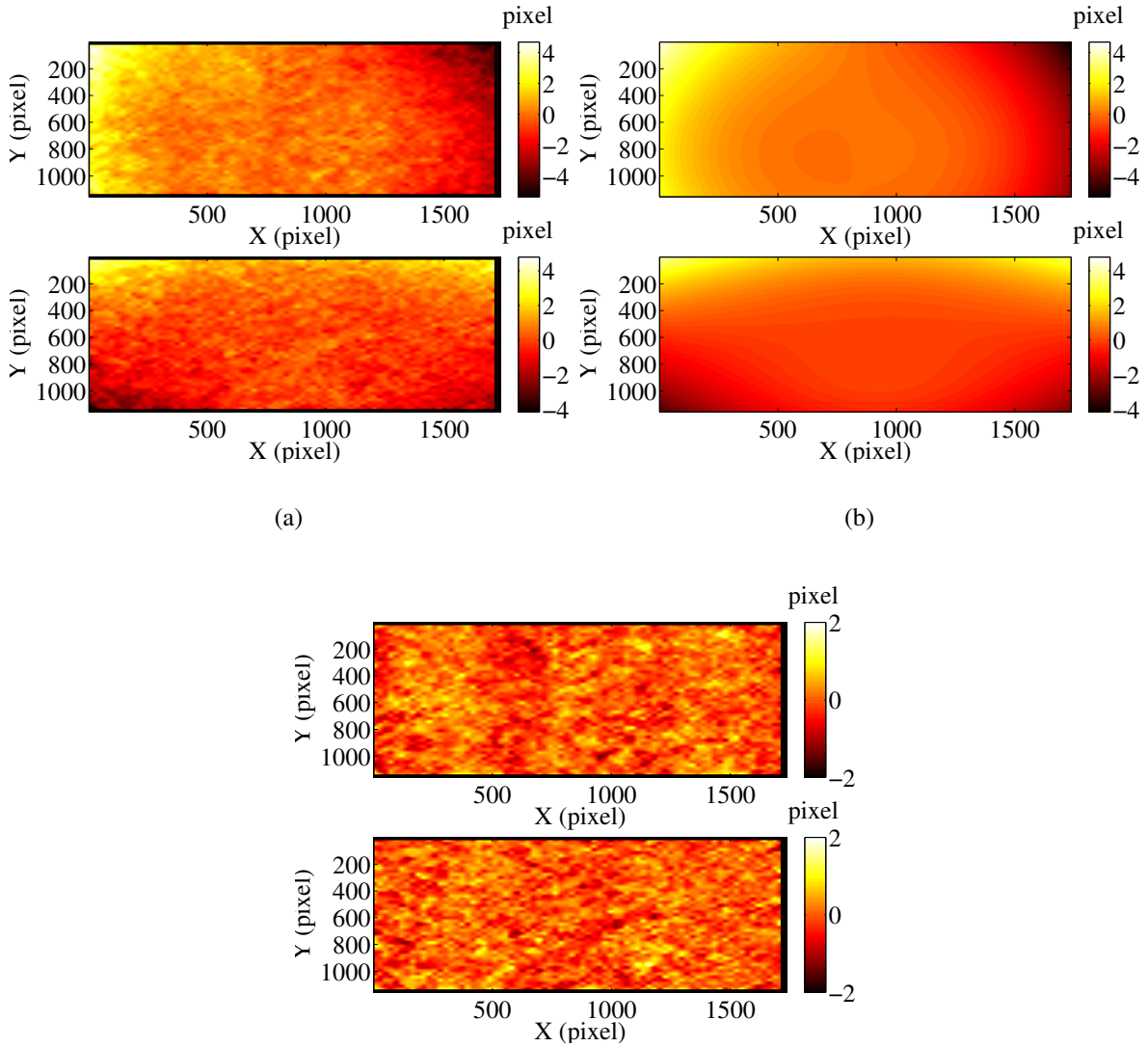


FIGURE 3.14 : Champs de distorsion mesurée (a) et projetée sur une base analytique (b) pour l'essai de traction sur tantale. Résidus entre la carte de distorsion mesurée et celle projetée sur une base analytique (c).

Une fois les distorsions déterminées par la méthode précédente, nous connaissons les coordonnées des points d'étalonnage dans le cas où les images sont corrigées et non corrigées. L'étalonnage avec ces deux jeux de coordonnées donne des coefficients m_{ij} de la matrice de passage, définie à l'équation (2.18), légèrement différents. Ainsi, lorsque nous reconstruisons séparément la mire avec ces deux jeux de coordonnées, nous obtenons des positions tridimensionnelles à partir d'images non corrigées (X_{re}, Y_{re}, Z_{re}) puis à partir d'images corrigées $(X^c_{re}, Y^c_{re}, Z^c_{re})$. Ensuite, il devient aisé d'effectuer la comparaison entre les coordonnées

théoriques et celles reconstruites, dans les deux cas, en utilisant le critère suivant, où N est le nombre de points reconstruits :

$$\sigma_X = \sqrt{\frac{(X_{re} - X)^2}{N}}$$
$$\sigma_Y = \sqrt{\frac{(Y_{re} - Y)^2}{N}} \tag{3.14}$$
$$\sigma_Z = \sqrt{\frac{(Z_{re} - Z)^2}{N}}$$

Nous sommes alors en mesure d'estimer les incertitudes de reconstruction de la mire d'étalonnage dans les deux cas de figure en nous basant sur les relations (3.14). Ainsi, lorsque les points d'étalonnage ne sont pas corrigés, nous obtenons des incertitudes standard :

- $\sigma_X = 19\ \mu m$,
- $\sigma_Y = 15,5\ \mu m$,
- $\sigma_Z = 17,5\ \mu m$.

contre :

- $\sigma_X = 17\ \mu m$,
- $\sigma_Y = 15\ \mu m$,
- $\sigma_Z = 16\ \mu m$.

lorsque les points d'étalonnage sont corrigés. Ceci correspond respectivement à une amélioration de 10,5 %, 3 % et 8,5 %, soit 7 % en moyenne, ce qui demeure non négligeable. De plus, en ne considérant que les points proches des coins de l'image, et donc plus fortement perturbés par ces distorsions, ces améliorations sont plutôt de l'ordre de 15 %.

2.2 Estimation des paramètres élastiques en monovision et stéréovision

Dans cette partie, les paramètres mécaniques du matériau sont recherchés et plus particulièrement les coefficients élastiques comme le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν. L'identification des paramètres mécaniques est très importante pour leur utilisation dans des codes de calcul. Elle est couramment utilisée à partir d'observations en 2 dimensions [69] et se démocratise sur une surface en 3 dimensions [84].

Dans un premier temps, E et ν sont déterminés à partir d'observations en monovision puis, dans un second temps, à partir d'une reconstruction en 3D de la surface par stéréovision. Dans tous les cas, nous nous efforcerons de donner des valeurs d'incertitude sur les paramètres, estimées par la méthode présentée dans l'Annexe D. Pour tous les résultats qui suivent, les distorsions optiques sont corrigées et la taille des éléments de corrélation est figée à 20 pixels.

Dans le domaine élastique, l'incertitude moyenne sur les positions des points 3D obtenue par la méthode présentée à la partie 5 du chapitre 2 vaut 0,5 μm. Cette valeur est très petite et s'explique par la bonne qualité du mouchetis et par la taille des éléments choisis (20 $\times$ 20 pixels).

2.2.1 Estimation des paramètres mécaniques en monovision

La démarche d'estimation des paramètres mécaniques est identique à celle présentée dans [85] où une régression bilinéaire (Annexe D) avec estimation des paramètres et de leur incertitude est effectuée. Le champ mesuré est projeté à chaque instant sur une base affine :

$$\begin{cases} U = U_0 + \varepsilon_{XX} X + \beta_{XY} Y \\ \\ V = V_0 + \beta_{YX} X + \varepsilon_{YY} Y \end{cases} \tag{3.15}$$

avec :

$$\varepsilon_{XY} = (\beta_{XY} + \beta_{YX})/2 \tag{3.16}$$

Afin d'obtenir les meilleurs résultats possibles, nous estimons les déformations principales ε_l, maximales, et ε_t minimales, technique couramment employée pour ce type de cas [86, 87]. Nous avons :

$$\varepsilon_{l,t} = \frac{\varepsilon_{XX} + \varepsilon_{YY} \pm \sqrt{(\varepsilon_{XX} - \varepsilon_{YY})^2 + 4\varepsilon_{XY}^2}}{2} \tag{3.17}$$

Ainsi, le module d'Young est estimé avec la déformation moyenne ε_l par la relation σ/ε_l avec σ la contrainte à l'instant t, le coefficient de Poisson est déterminé par la relation $-\varepsilon_t/\varepsilon_l$. Les données expérimentales sont présentées sur les Figures 3.15(a) et 3.15(b) pour la série de droite et sur les Figures 3.15(c) et 3.15(d) pour la série de gauche. Les droites représentent les résultats obtenus à partir des paramètres moyens.

De ces courbes, il ressort que l'estimation du coefficient de Poisson est quasiment impossible, de par le faible niveau de déformation transverse ε_t. Des déplacements hors plan sont présents et ils viennent perturber l'estimation des déplacements dans le plan ; une étude sur l'effet de ces déplacements est proposée dans [88]. Ceci est en adéquation avec le fait que le module d'Young estimé est très faible par rapport à la valeur théorique attendue, 130 GPa $\pm$ 2 GPa pour les deux séries contre 186 GPa attendu. L'estimation de l'incertitude se fait en tenant compte de l'incertitude de corrélation, 10^{-2} pixel pour la taille d'élément choisie. L'incertitude sur la force est de 10 N et les incertitudes sur les dimensions de l'éprouvette sont estimées à 20 μm.

Afin d'améliorer ces résultats, cette étude est reprise en se basant sur une reconstruction en 3D de la surface à partir des observations stéréoscopiques réalisées.

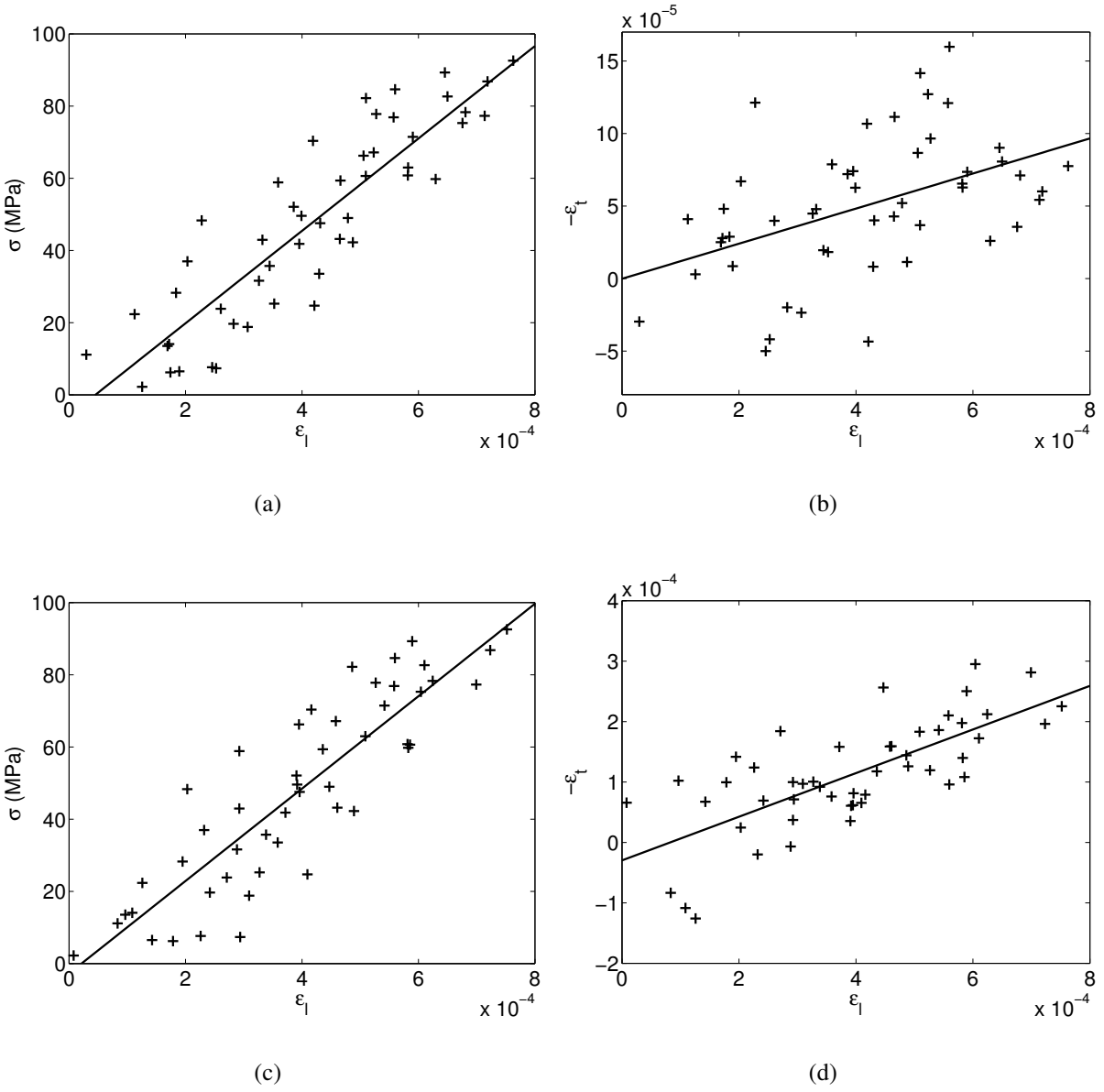


FIGURE 3.15 : Données expérimentales pour l'essai de traction sur tantale à partir d'observations en monovision : (a) $\sigma(\varepsilon_l)$ pour la série de droite, (b) $\varepsilon_t(\varepsilon_l)$ pour la série de droite, (c) $\sigma(\varepsilon_l)$ pour la série de gauche, (d) $\varepsilon_t(\varepsilon_l)$ pour la série de gauche.

2.2.2 Estimation des paramètres à partir d'observations stéréoscopiques

Avant d'expliciter la démarche de calcul de la déformée en 3D, la reconstruction initiale de la surface de l'éprouvette est montrée sur la Figure 3.16.

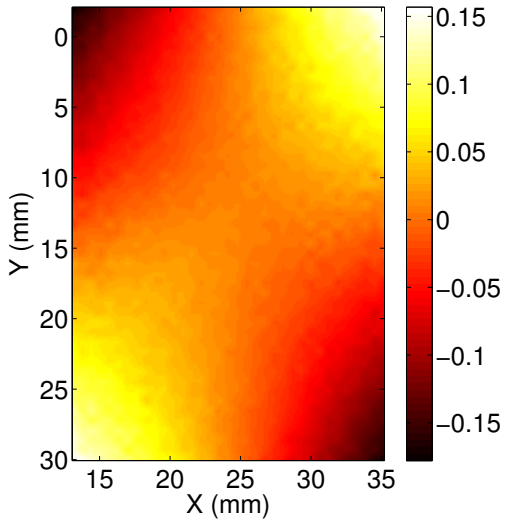


FIGURE 3.16 : Reconstruction de la surface de l'éprouvette en tantale à l'instant initial.

De la reconstruction initiale de la surface, il ressort que la plaque est vrillée, ceci à cause des mors de la machine, non bloqués en rotation pendant l'essai. L'estimation des paramètres s'effectue de la manière suivante. Tout d'abord, nous effectuons une reconstruction de la forme en 3D dans le plan de la mire, plan d'étalonnage. La surface reconstruite est quasiment plane ce qui permet d'estimer un plan moyen d'où sont extraits la normale à ce plan ainsi que deux vecteurs du plan définissant le repère de la plaque. Par un changement de repère approprié, les coordonnées de la surface de la plaque se trouvent projetées du repère mire au repère plaque, et les déplacements sont estimés dans ce dernier repère. L'estimation des paramètres est réalisée en ne considérant que les déplacements situés dans le plan de la plaque. Ces derniers sont estimés, de la même manière que précédemment, par une projection sur une base affine identique à celle de l'équation (3.17), en notant U le déplacement dans le sens de sollicitation et V celui dans le sens transverse. Ces déplacements sont visualisés sur les Figures 3.17(a) et 3.17(b) d'où il ressort leur non parallélisme par rapport aux axes de l'éprouvette, obligeant l'extraction des déformations principales comme pour le cas de la monovision. Nous notons ε_l la déformation principale dans le sens de sollicitation et ε_t celle dans le sens transverse. De là, nous avons :

$$\begin{aligned} E &= \frac{\sigma}{\varepsilon_l} \\ \nu &= \frac{-\varepsilon_t}{\varepsilon_l} \end{aligned} \tag{3.18}$$

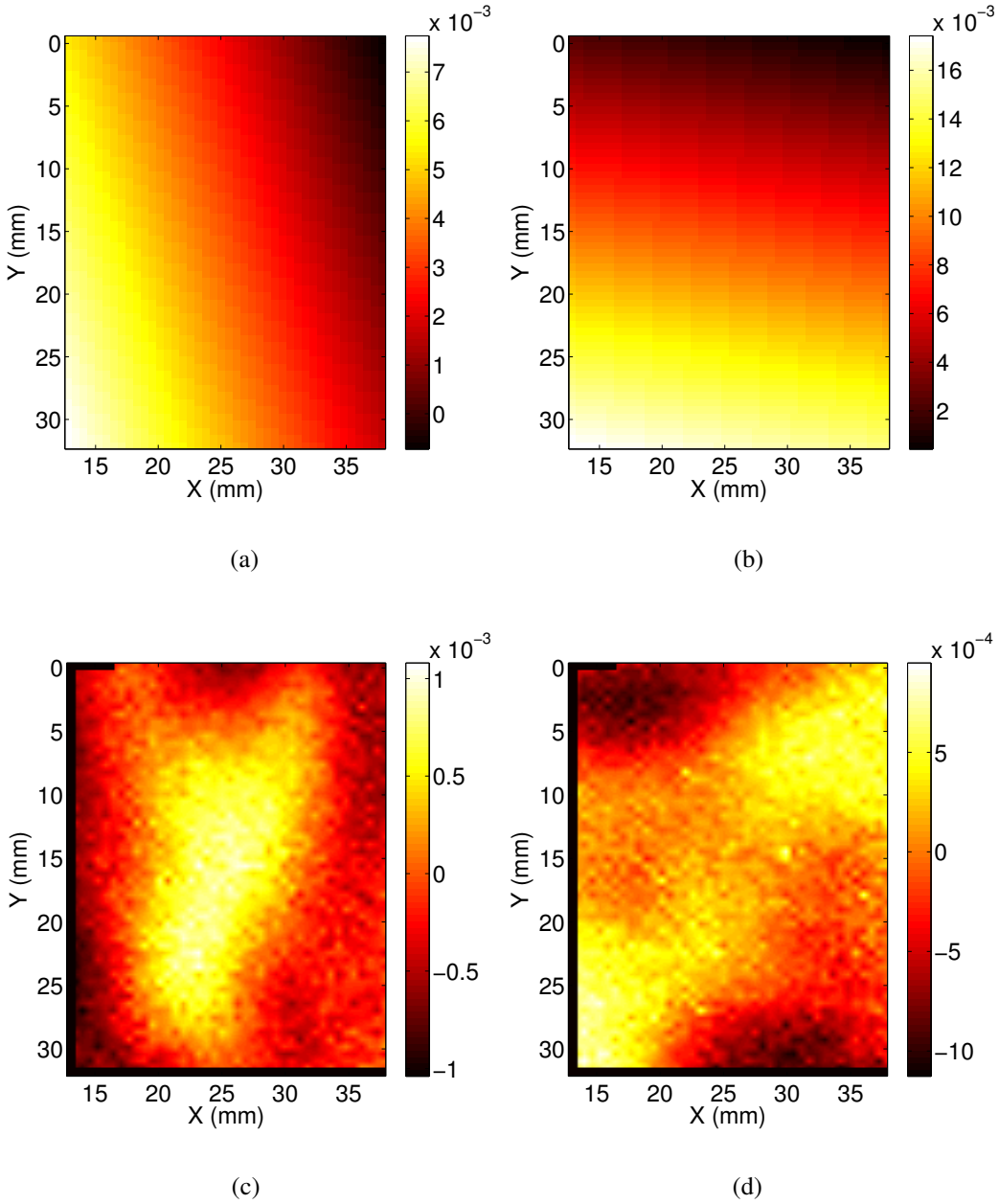
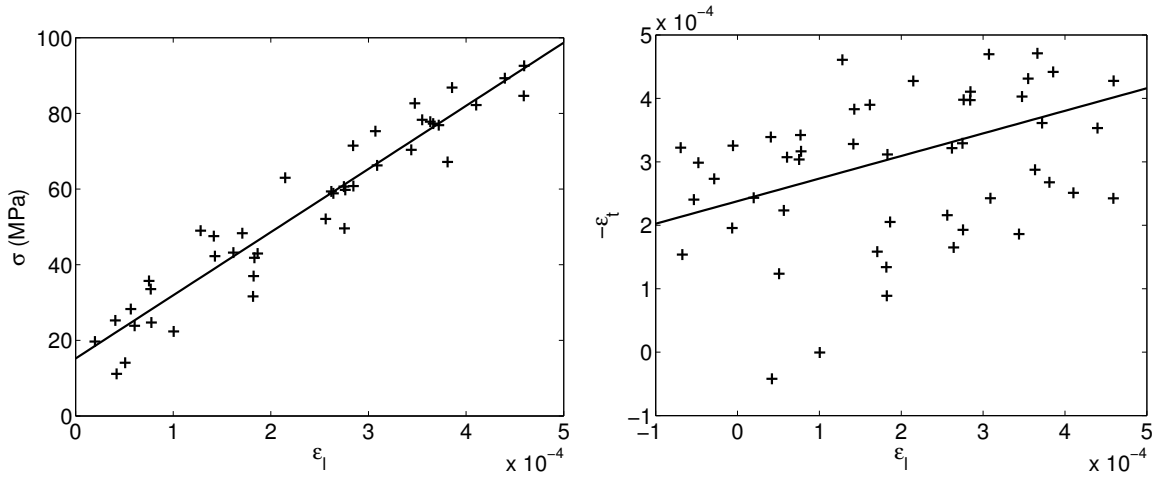


FIGURE 3.17 : Champs de déplacement estimé, longitudinal (b) et transversal (a). Résidus entre les champs de déplacement estimés et calculés, longitudinal (d) et transversal (c). L'unité est en mm pour les 4 figures.

Les courbes des Figures 3.18(a) et 3.18(b) représentent respectivement l'évolution de la contrainte en fonction de la déformation ε_l et l'évolution de ε_t en fonction de ε_l. De cette dernière, pour le cas de la monovision, il n'est pas possible d'estimer correctement le coefficient de Poisson. En revanche, le module d'Young est plus proche de celui de la littérature puisqu'il vaut 167,0 GPa $\pm$ 2,5 GPa, les incertitudes d'effort, de dimension et d'appariement sont les

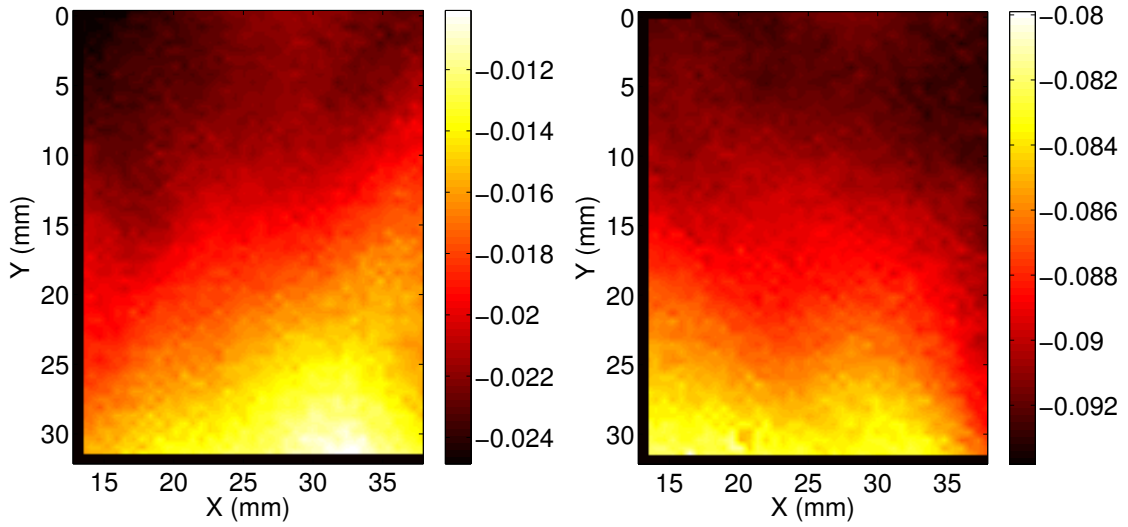
mêmes que précédemment et la taille du pixel vaut ici 35 μm. Une amélioration significative a donc été apportée en utilisant des mesures stéréoscopiques. De plus, cette valeur est quasiment identique à celle trouvée dans une précédente campagne d'essai [85] où les mors étaient bloqués en rotation. De ce fait, connaissant la grande sensibilité du tantale à tous éléments d'addition, et ne connaissant pas les traitements subis par le matériau, il est possible que le module d'Young réel de notre échantillon ne soit pas exactement celui théorique égal à 186 GPa.



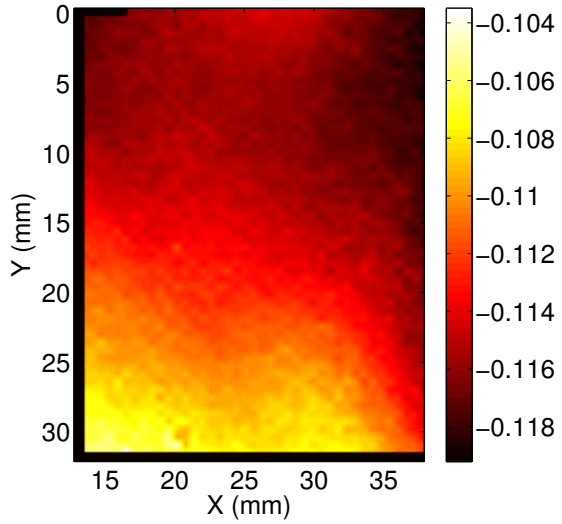
(a) (b)

FIGURE 3.18 : Données expérimentales pour l'essai de traction sur tantale à partir d'une reconstruction stéréoscopique : (a) $\sigma(\varepsilon_l)$, (b) $\varepsilon_t(\varepsilon_l)$.

Devant l'impossibilité d'estimer le coefficient de Poisson, nous déduisons que l'essai n'est pas un essai de traction pure. Un moyen simple de vérifier ce propos est de regarder l'évolution des déplacements hors plan de la surface de l'éprouvette. Dans le cas de la traction pure, ils doivent être uniformes. Sur les Figures 3.19(a), 3.19(b), 3.19(c), nous montrons le champ de déplacement hors plan pour trois instants différents situés dans le domaine élastique. Nous constatons une augmentation constante du champ de déplacement hors plan ainsi qu'une modification de la forme de celui-ci. Ceci témoigne d'un mauvais contrôle des conditions limites de l'éprouvette. L'essai réalisé n'est donc pas de la traction pure. Il est donc difficile d'estimer le coefficient de Poisson à partir des données expérimentales.



(a) (b)



(c)

FIGURE 3.19 : Déplacements hors plan pour l'essai de traction sur éprouvette en tantale, image 4 (a), image 28 (b) et image 49 (c). L'unité est en mm pour les 3 figures.

2.3 Reconstruction en 3D de la surface dans le domaine plastique

Après avoir considéré le domaine élastique, nous nous intéressons au domaine plastique du matériau. La raison pour laquelle nous avons utilisé des mesures stéréoscopiques est la suivante : même si nous appliquons des sollicitations planes, la déformation engendrée par celles-ci

ne l'est pas. Des strictions peuvent apparaître et se développer au fil du temps. Une illustration de ce phénomène est donnée sur la Figure 3.20(a) pour l'instant initial, où nous reconnaissons le profil de la surface, et sur la Figure 3.20(b) pour un temps médian où l'on distingue le phénomène de striction globale. De ces deux figures, nous constatons que l'éprouvette se bombe au fur et à mesure et nous distinguons 2 bosses, l'une étant plus importante que l'autre.

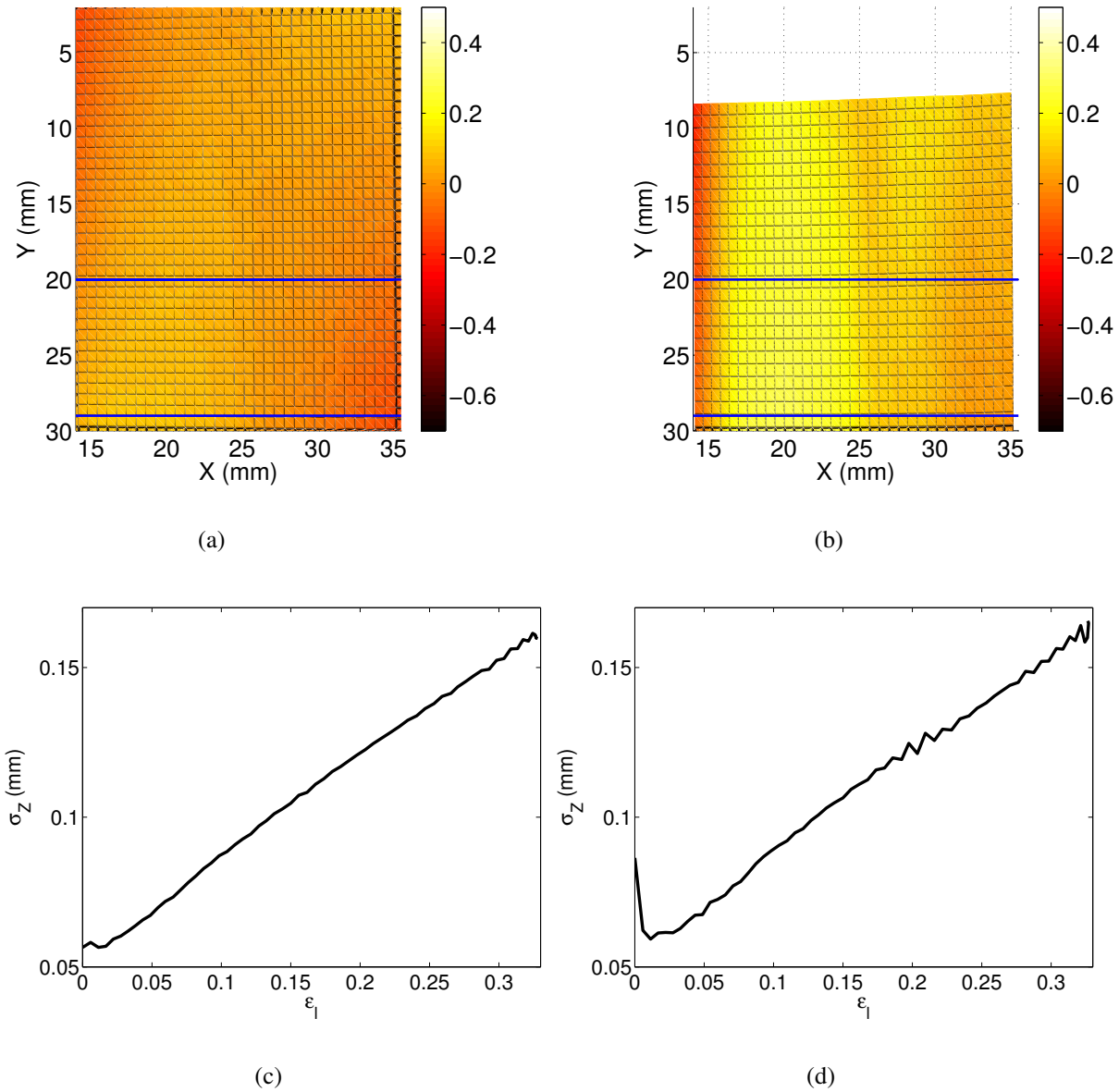


FIGURE 3.20 : Observation de la surface de l'éprouvette en tantale au début de la déformation plastique (a) et au milieu (b). La zone servant à l'estimation locale est comprise entre les traits. Évolution de l'écart quadratique moyen par rapport à un plan dans le cas global (c) et local (d).

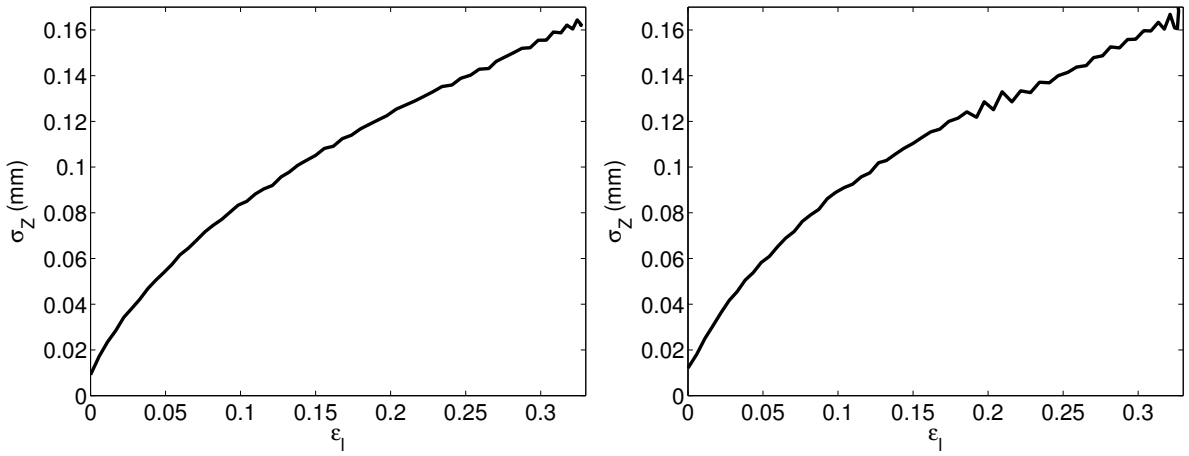
Pour ce domaine de déformation, l'incertitude moyenne de reconstruction des points définie dans la partie 5 du chapitre 2 n'est pas fixe au cours du temps. En effet, devant les grandes déformations subies par le matériau la corrélation ne s'effectue pas à référence fixe ce qui a pour conséquence de cumuler les erreurs. Ainsi, pour la dernière image, l'incertitude d'appariement par corrélation est de 0,6 pixel au lieu de 0,01 pixel. De ce fait, l'incertitude de reconstruction passe de 0,5 μm à la première image à 30 μm pour la dernière image.

Pour quantifier l'évolution de cette striction, nous estimons l'écart quadratique moyen en fonction de la déformation longitudinale moyenne ε_l entre la surface expérimentale et le plan parfait moyen estimé à l'instant initial et restant fixe. Cette estimation de distance se fait de manière globale, sur l'ensemble de la surface, mais également de manière locale sur la zone commune à tous les instants. Sur la Figure 3.20(c), nous montrons l'écart type au plan moyen tandis que sur la Figure 3.20(d) nous traçons les valeurs dans le cas d'une estimation locale de l'écart quadratique moyen. De là, nous constatons l'augmentation quasi linéaire du défaut de forme et donc de la striction au fur et à mesure de l'évolution de la déformation plastique. Cependant, nous remarquons que, dans le cas de l'estimation locale, la surface semble plus perturbée au début de l'essai. Ceci s'explique par la géométrie initiale de l'éprouvette qui subit une légère torsion liée au non blocage des mors en rotation. La zone où l'écart quadratique est estimé possède un fort défaut de forme initial. Celui-ci est conservé lors de la déformation mais son influence diminue continuellement du fait de l'allongement de l'éprouvette.

Afin de mieux se rendre compte de l'évolution du défaut de la surface de l'échantillon lors de la déformation, la forme initiale de la surface de l'éprouvette est projetée sur un ≪plan≫ dont l'équation est la suivante : $Z = aX + bY + cXY + d$, où (a,b,c,d) sont des paramètres de la forme théorique à déterminer à partir de l'ensemble des coordonnées reconstruites. Cette projection supprime tous les défauts liés au non blocage des mors et la surface résultante devient un plan où le défaut de forme est beaucoup plus proche de la rugosité (aux incertitudes de corrélation près). Initialement ce défaut de forme passe de 50 μm à 9 μm. De la même manière que précédemment, les courbes représentant l'écart quadratique moyen entre la surface reconstruite et le ≪plan≫ parfait moyen sont données sur la Figure 3.21(a) pour une estimation globale et, sur la Figure 3.21(b), pour une estimation locale. Ces dernières montrent une évolution de l'écart à la surface un peu différente des courbes des Figures 3.20(c) et 3.20(d). Cette évolution ne semble plus linéaire et tend à se rapprocher d'un comportement exponentiel. Les évolutions des estimations locales et globales sont bien plus proches initialement du fait de la suppression du défaut de forme initial qui vient perturber l'estimation locale. Nous précisons que l'amplitude, en fin de sollicitation, entre les deux points extrêmes de l'éprouvette, vaut 700 μm soit la moitié de l'épaisseur de l'éprouvette. Pour ce même instant, l'écart quadratique moyen vaut 140 μm.

Ainsi, à partir des courbes 3.21(a) et 3.21(b) caractérisant l'écart quadratique moyen entre la surface reconstruite et un ≪plan≫ supprimant les défauts liés au non blocage des mors, nous avons mis en place un moyen capable de quantifier le défaut de forme de la surface et de suivre son évolution temporelle. Au final, nous pouvons suivre fidèlement la dégradation de la surface

de l'échantillon en tantale et constater qu'il s'agit d'un mécanisme continu qui commence dès le début de la plasticité et qui se poursuit jusqu'à la rupture.



(a) (b)

FIGURE 3.21 : Évolution de l'écart quadratique moyen par rapport à une surface d'équation $Z = aX + bY + cXY + d$ dans le cas global (a) et local (b).

3 Bilan

Dans ce chapitre, la technique de stéréovision a été mise en œuvre pour deux applications simples en sollicitation quasi statique, chacune ayant des objectifs différents mais complémentaires.

Dans un premier temps, notre approche a été comparée à celle d'un logiciel commercial connu. Les résultats trouvés avec notre méthode sont prometteurs malgré les différences existantes lors de la phase d'étalonnage. Les champs de déplacement estimés entre les deux logiciels sont quasiment identiques et les différences observées sur la forme s'expliquent par la non correction des distorsions optiques dans notre cas. Pour y remédier, plusieurs possibilités ont été présentées ici : estimation des aberrations en amont ou bien utilisation de l'approche photogrammétrique travaillant sur les données acquises. Cette dernière méthode a apporté le résultat attendu même si les dimensions de la mire étaient petites devant la taille de l'objet. Cette méthode de correction est à envisager pour des applications futures. L'utilisation d'une mire tridimensionnelle apporte également une simplification de la phase d'étalonnage. Il n'est pas nécessaire d'acquérir plusieurs images de la mire dans différentes positions, technique qui se révèle lourde à effectuer pour les essais de mécanique.

Dans un deuxième temps, la stéréovision a été utilisée dans le but d'estimer des paramètres mécaniques en s'affranchissant des déplacements hors plan et en corrigeant les distorsions op-

tiques. Du fait des conditions aux limites non maîtrisées, il s'est révélé impossible d'estimer correctement le coefficient de Poisson. En revanche, l'apport de la reconstruction stéréoscopique sur l'estimation du module d'Young a été montré ; les valeurs trouvées étant très proches de celles estimées dans une précédente étude aux conditions aux limites maîtrisées. Pour cet essai, nous avons pu quantifier l'évolution de l'amplitude de la striction au cours du temps. Cette connaissance de la rugosité de la surface vient en complément de l'estimation plus robuste sur les paramètres élastiques du matériau.

Ainsi, de ces deux essais, il apparaît que la stéréovision est une méthode très intéressante pour de nombreuses applications en mécanique et nous l'utilisons dans les chapitres suivants pour des gammes de vitesse plus rapides.

Chapitre 4

Essais de dynamique rapide : traction sur barres de Hopkinson

Dans ce chapitre, la méthode de stéréocorrélation standard avec 2 caméras est appliquée à des essais de traction sur barres de Hopkinson afin de reconstruire la forme tridimensionnelle de surfaces d'échantillons de différentes géométries. Ces essais ont la particularité de présenter un défi plus important que les essais quasi statiques dans le sens où ils sont réalisés à des vitesses plus rapides s'accompagnant d'une plus grande difficulté sur le contrôle des paramètres expérimentaux comme l'éclairage. D'autres points limitants, comme la faible résolution des caméras pour des cadences moyennes de 50 000 images par seconde, sont à considérer. Ainsi, dans un premier temps, le dispositif expérimental est présenté, puis ce sont les méthodes de précorrection mises en jeu afin de faciliter le dépouillement des images obtenues. Ensuite, les reconstructions des surfaces obtenues par des observations stéréoscopiques sont données en considérant un suivi temporel classique puis en utilisant l'approche spatiotemporelle présentée dans la partie 4 du chapitre 2. Le but de ces reconstructions est d'observer les lieux et instants d'apparition de la striction et de suivre son développement temporel.

Sommaire

1 Généralités 84
2 Dispositif expérimental 84
3 Étalonnage du système stéréoscopique 88
4 Amélioration de l'appariement temporel basé sur la corrélation d'images . . 89
5 Amélioration de l'appariement temporel fondé sur la corrélation d'images . 90
6 Reconstruction 93
6.1 Cas de l'éprouvette plate 93
6.2 Cas de l'éprouvette cylindrique 97
7 Bilan 103

1 Généralités

Ce type d'expérimentation [89, 90] a tendance à se démocratiser du fait de l'apparition récente de caméras CCD rapides. Ainsi, Gilat et al [20] et Barhelat et al [33] effectuent des tests sur des barres de Hopkinson en traction et torsion tandis que Kurigulige et al [91] s'intéressent à l'observation de l'évolution d'une fissure d'un échantillon soumis à une flexion 3 points rapide provoquée par la chute d'un impacteur.

Le but de cette campagne d'essai est d'utiliser la technique de stéréovision afin de reconstruire une surface soumise à une traction dynamique rapide. L'objectif est d'estimer la forme et le champ de déplacement de la surface afin d'observer le phénomène de striction et de comparer ces données expérimentales à des calculs par éléments finis [92].

L'aluminium pur est choisi pour cette campagne d'essai. Il possède un module d'Young de 69 GPa pour un coefficient de Poisson de 0,33. Sa densité est très faible (2 700 kg.m^{-3}) et il possède une grande résistance à la corrosion grâce à sa couche d'oxyde. Il est utilisé dans cette campagne d'essai en raison de sa grande ductilité.

2 Dispositif expérimental

Pour cette campagne expérimentale, plusieurs géométries d'éprouvette ont été testées et sont montrées sur la Figure 4.1.

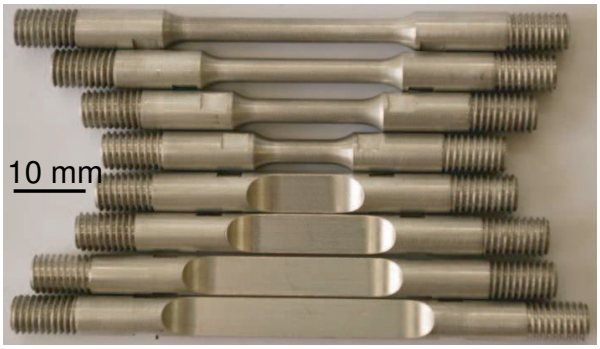


FIGURE 4.1 : Géométries testées pour les essais de dynamique rapide aux barres de Hopkinson.

Les échantillons diffèrent par leur géométrie qui peut être plate avec une largeur de 8 mm et une épaisseur de 2 mm, ou cylindrique avec un diamètre de 5 mm. La longueur de la zone utile varie également puisqu'elle s'étend de 10 à 40 mm par pas de 10 mm. De ce fait, les vitesses et résolutions sont à adapter suivant l'éprouvette considérée. Le tableau 4.1 donne, suivant la géométrie et la longueur utile, la résolution et la fréquence d'acquisition utilisées pour chaque éprouvette. Le dispositif expérimental des barres de Hopkinson est présenté sur le schéma de la Figure 4.2.

Géométrie	Longueur utile (mm)	Résolution (pixels)	Cadence (im/s)
plate	10	112×384	50 000
plate	20	96×512	50 000
plate	30	80×640	50 000
plate	40	80×768	45 000
cylindrique	10	96×384	42 000
cylindrique	20	80×640	50 000
cylindrique	30	64×768	52 500
cylindrique	40	64×896	45 000

TABLE 4.1 : Résolution et fréquence d'acquisition en fonction de la géométrie et de la longueur utile des éprouvettes.

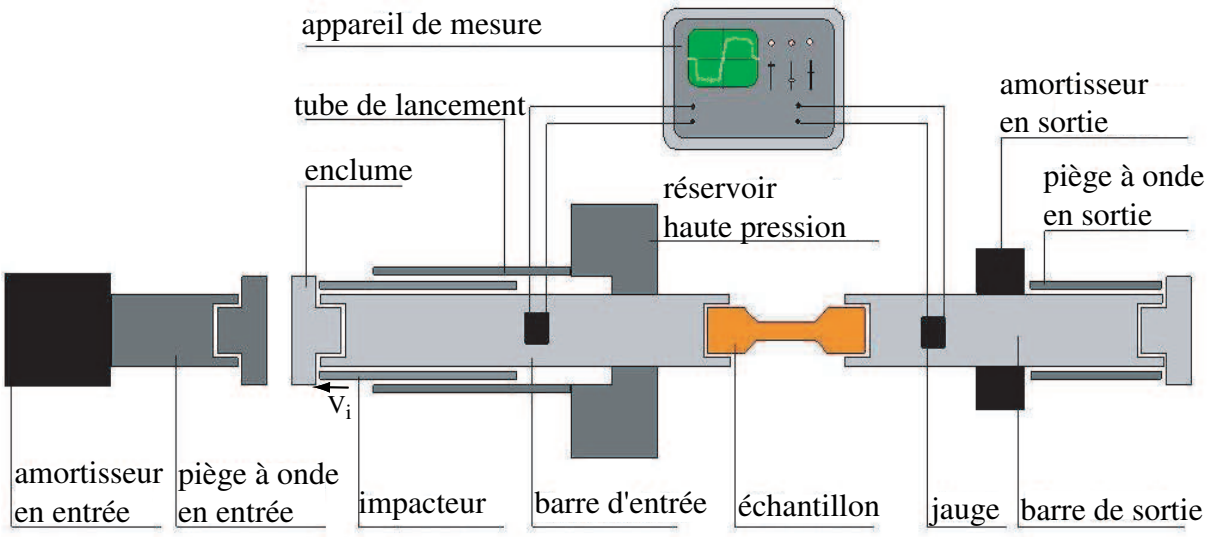


FIGURE 4.2 : Dispositif de sollicitation pour les essais de traction rapide sous barres de Hopkinson.

Un projectile tubulaire est projeté sur un épaulement situé à l'une des extrémités de la barre d'entrée. L'onde de traction résultante se propage le long de la barre d'entrée vers l'échantillon situé à l'autre extrémité. Celui-ci, vissé à la barre d'entrée alors en mouvement et à la barre de sortie toujours immobile, se trouve sollicité en traction. La durée de sollicitation correspond à un aller retour d'onde dans le projectile. Les sollicitations secondaires, d'amplitude moindre, sont dues aux réflexions dans les barres.

Le diagramme de Lagrange d'un tel dispositif est schématisé sur la Figure 4.3 où la contrainte et la vitesse de chaque état sont données dans l'Annexe E. Afin de simplifier le dessin, l'impacteur est représenté à gauche de la barre d'entrée alors que sa position réelle est symbolisée par les traits pointillés. Pour toutes les géométries, un premier palier de chargement ne conduisant pas à la rupture se produit et c'est seulement lors de la deuxième sollicitation (voire la troisième pour la plus longue des éprouvettes plates) que la rupture a lieu. Suivant la taille de la zone utile, une ou deux strictions sont attendues, et nous souhaitons les observer, les quantifier et déterminer leur temps d'apparition.

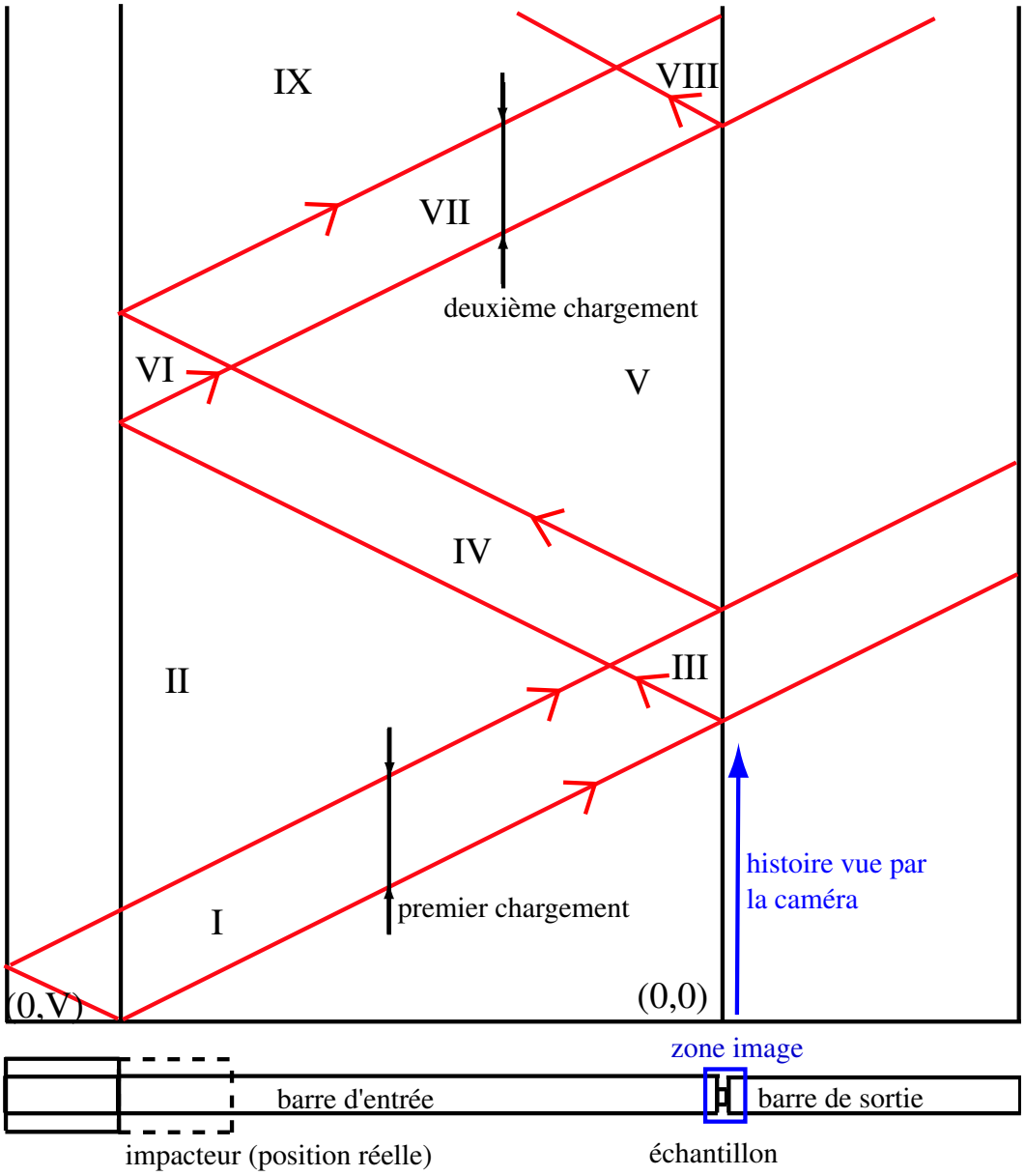


FIGURE 4.3 : Diagramme de Lagrange des essais de traction en dynamique rapide.

Le système d'acquisition d'images consiste en deux caméras rapides PHOTRON APX RS, l'une appartient au CEA Valduc et l'autre au LMT. Ces deux caméras sont rigoureusement identiques, tout comme les objectifs, les supports et les jeux de bagues allonges. Le dispositif expérimental est montré sur la Figure 4.4 où un soin particulier est apporté à l'éclairage de l'éprouvette. Afin de protéger les objectifs de l'échauffement du projecteur du bas, une plaque est disposée au-dessus de celui-ci.



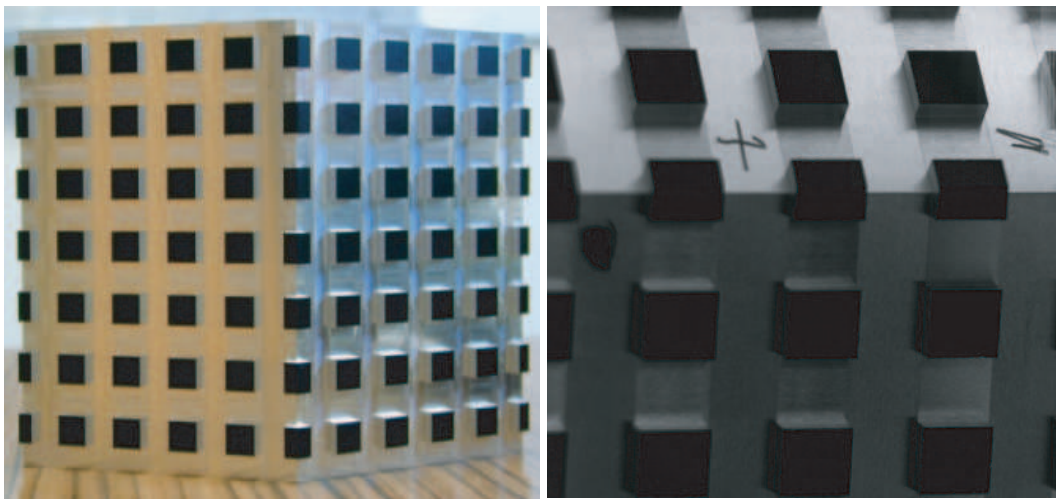
FIGURE 4.4 : Dispositif d'acquisition pour les essais de traction sur barres de Hopkinson. Trois projecteurs assurent l'éclairage. Nous distinguons les deux caméras, celle de gauche étant en retrait. Une plaque est disposée au-dessus du projecteur du bas afin d'éviter l'échauffement des objectifs. L'emplacement de l'éprouvette sur les barres est symbolisé par un cercle rouge.

L'important, dans l'observation d'une scène par stéréovision, est de s'assurer que la synchronisation entre les caméras est parfaite. Ici, ceci est résolu par l'utilisation d'une barrière laser détectant le mouvement du tube d'impact. L'information est alors émise en direction d'un oscilloscope qui délivre à son tour un signal simultané vers les deux caméras. Ces deux dernières sont liées entre elles par une relation de maître-esclave où l'horloge de la seconde est calée sur la caméra maître. Comme la longueur des câbles reliant l'oscilloscope et les caméras est identique, l'acquisition est synchronisée (des essais sur des éprouvettes de test ont été effectués afin de s'assurer de cette synchronisation).

Avant de s'intéresser aux résultats de l'essai, les phases d'étalonnage et d'appariements spécifiques à ces expérimentations sont présentées.

3 Étalonnage du système stéréoscopique

Cette phase, établissant les relations entre les coordonnées objet en 3D et celles des images 2D, a été détaillée dans la partie 1.5 du chapitre 2. Seule la mire d'étalonnage (Figure 4.5(a) est montrée ainsi que son observation, par la caméra de gauche, Figure 4.5(b). De cette image, les coordonnées des points représentant les coins des carrés sont déterminées et, par la connaissance des positions de ces mêmes points dans l'espace objet, les matrices de passage liant l'espace objet à celui de l'image sont estimées.



(a) (b)

FIGURE 4.5 : Mire d'étalonnage (a) et image de celle-ci obtenue avec la caméra de gauche (b).

Malheureusement, pour ces essais, le contraste donné par la mire entre les parties sombres et claires, ne permet pas une détection automatique des points d'étalonnage dans les images. La détection est donc manuelle, ce qui engendre une plus forte incertitude sur la position des points reconstruits.

Lorsque l'étalonnage est effectué, l'éprouvette est mise en place dans les barres et l'essai peut avoir lieu. Une première campagne d'essais [93] a démontré la nécessité de mettre en place des moyens de précorrection d'images destinés à faciliter ainsi les appariements spatiaux et temporels. En effet, les caméras employées ne permettent pas d'obtenir la résolution spatiale suffisante avec la fréquence d'acquisition souhaitée. De ce fait, le choix retenu a été de diminuer la cadence au profit d'une résolution satisfaisante, ce qui a pour conséquence d'engendrer de forts déplacements d'une image à l'autre, pénalisant la corrélation d'images lors de l'appariement temporel. C'est pourquoi, des traitements numériques spécifiques ont été développés afin d'augmenter la taille du champ reconstruit ainsi que la fiabilité des résultats.

4 Amélioration de l'appariement temporel basé sur la corrélation d'images

Le but de cette amélioration est d'augmenter la surface reconstruite ainsi que la qualité de la reconstruction initiale, ceci reposant sur l'amélioration de la mise en correspondance initiale par stéréocorrélation. La démarche consiste à estimer les grands déplacements présents entre les images, en s'appuyant sur la géométrie supposée connue de l'objet. Cette estimation permet par la suite de recaler grossièrement les images de gauche et de droite et de faciliter ainsi le calcul de corrélation associant les deux séries d'images, étant donné qu'après recalage il ne reste que de petits niveaux à déterminer. Ici, seul la géométrie cylindrique nécessite ce traitement du fait du rayon de courbure de l'éprouvette.

Il s'agit de réaliser, dans un premier temps, une reconstruction initiale basée sur un calcul sans correction. De cette première estimation, un cylindre théorique est créé à partir duquel un maillage est généré, puis projeté sur les images par l'intermédiaire des matrices de passage (voir Figure 4.6). Cette projection donne la position des points d'intérêt dans les images et, par conséquent, le déplacement à appliquer pour qu'ils se superposent. Ainsi, un champ de correction dense est estimé pour recaler les images initiales entre elles.

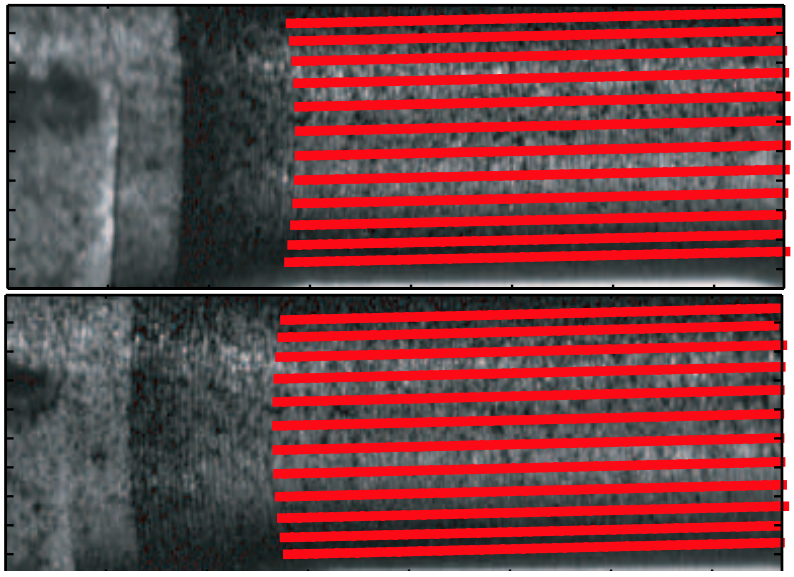
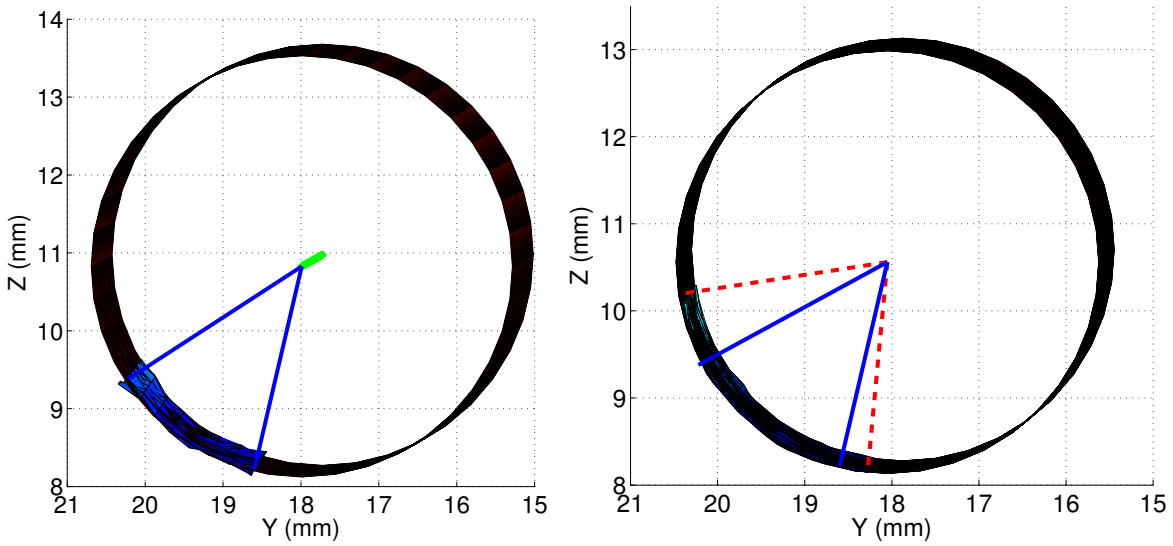


FIGURE 4.6 : Rétroprojection des points d'intérêt sur les deux images, gauche et droite.

Lorsque ce recalage grossier est réalisé, les résidus de déplacement sont alors trouvés par corrélation d'images. Cette précorrection apporte une homogénéité dans le résidu de déplacement à estimer lors du calcul fin par corrélation. En effet, sans précorrection le champ de déplacement estimé est hétérogène du fait de la courbure de l'objet et varie de manière conséquente lorsque l'on s'éloigne de la zone centrale de l'image. Avec une précorrection,

le champ de déplacement à rechercher par corrélation devient uniforme car les bords deviennent aussi bien recalés que le centre, ce qui permet à la corrélation de mieux estimer les déplacements. Dans ce cas, par la compensation des grands déplacements, la zone reconstruite se trouve agrandie tout en étant plus riche et plus précise, comme visualisé sur la Figure 4.7(b) par comparaison à la Figure 4.7(a), sans correction de l'appariement spatial. Cette démarche d'optimisation présente donc un double intérêt : augmentation de la surface reconstruite de près de 50 % et diminution du bruit de reconstruction, distance moyenne entre les cylindres réels et expérimentaux, qui passe de 41 μm à 19 μm. Cette quantité représente la rugosité de la surface. Cette dernière est estimée en calculant la distance de tous les points de la surface reconstruite par rapport à un cylindre parfait dont le centre et l'axe coïncident avec le cylindre expérimental.



(a) (b)

FIGURE 4.7 : Visualisation de l'angle de reconstruction sans précorrection en trait plein (a) et avec précorrection (b) en trait pointillé.

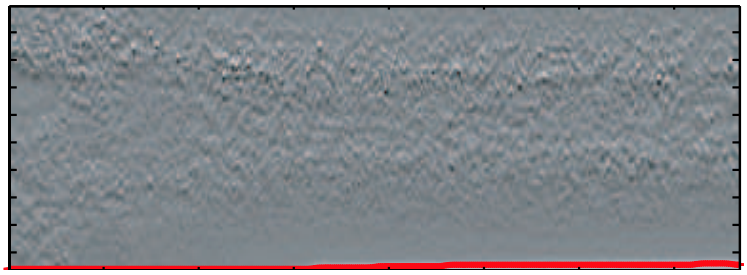
Telle qu'elle est réalisée, cette amélioration ne s'applique qu'à l'appariement spatial ; une autre technique doit être utilisée pour l'appariement temporel, ce dernier est présenté dans la partie suivante.

5 Amélioration de l'appariement temporel fondé sur la corrélation d'images

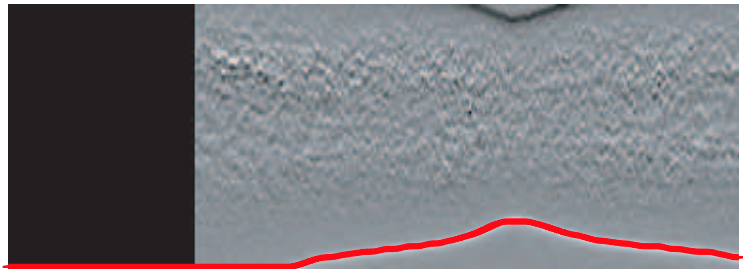
L'objectif est identique à celui de l'étape précédente : la diminution de l'incertitude de reconstruction par précorrection des grands déplacements entre les images. Il s'agit d'effectuer un calcul de corrélation à référence fixe, sans cumul d'erreur, et avec un grand nombre de points

de mesure, ce qui n'est pas possible si aucune précorrection des déplacements n'est réalisée. En effet, la faible résolution spatiale des images, couplée au fort mouvement entre ces dernières, impose de calculer par analyse d'images successives avec un maillage grossier (l'image de référence varie pour chaque image traitée). Or, ces conditions conduisent à un faible nombre de points de mesure tout en cumulant les erreurs commises à chaque calcul. La précorrection sert à imposer un recalage grossier mais homogène entre les images des deux séries afin que toutes correspondent au mieux à l'image de référence, à des petits déplacements près. Cette amélioration se scinde en deux parties dont la seconde ne s'applique pas à la géométrie plate :

- la correction longitudinale est fournie par un calcul de corrélation grossier et consiste à appliquer à l'image le déplacement inverse,
- la correction transversale est basée sur l'évolution de la position du contour de l'éprouvette couplée à une extraction de l'axe du cylindre dans les images, Figure 4.8(a) pour l'instant initial et Figure 4.8(b) pour un instant t.



(a)



(b)

FIGURE 4.8 : Création du champ de déplacement par détection de contours et observation des contours (lignes rouges) servant à la création du champ de déplacement transversal de correction. La Figure (a) correspond à l'image initiale et la Figure (b) à une image avancée.

Dans le cas de la dernière correction, l'hypothèse d'axisymétrie induit un déplacement radial nul sur l'axe du cylindre, et maximal sur la surface de l'éprouvette. Ceci se traduit dans l'image par un déplacement maximal sur le contour, et nul sur la droite correspondant à la position de l'axe dans l'image. La position de l'axe est la même pour toutes les images du fait de la

déformation de l'éprouvette. De plus, nous recherchons un champ de précorrection homogène qui ne laisse que quelques reliquats. Si ce dernier n'est pas tout à fait exact, cela ne gêne pas le calcul d'affinage réalisé par corrélation d'images. Ainsi, connaissant les valeurs de déplacement aux niveaux du contour et de l'axe, le champ de déplacement transversal est interpolé en chaque pixel. Lorsque les deux champs de précorrection ont été trouvés, et appliqués aux images, un second calcul de corrélation est mené, mais cette fois-ci à partir des images corrigées. Ainsi, la référence devient fixe et les tailles de maille plus fines augmentent la quantité de points de mesure par rapport à un calcul sans correction. Un exemple d'image stabilisée est donné sur la Figure 4.9(e) où elle est comparée avec son homologue brut (Figure 4.9(c)) par rapport à l'image de référence (Figure 4.9(a)). Les champs de déplacement transversaux et longitudinaux appliqués pour stabiliser l'image à cet instant sont respectivement montrés sur la Figure 4.9(b) et sur la Figure 4.9(d).

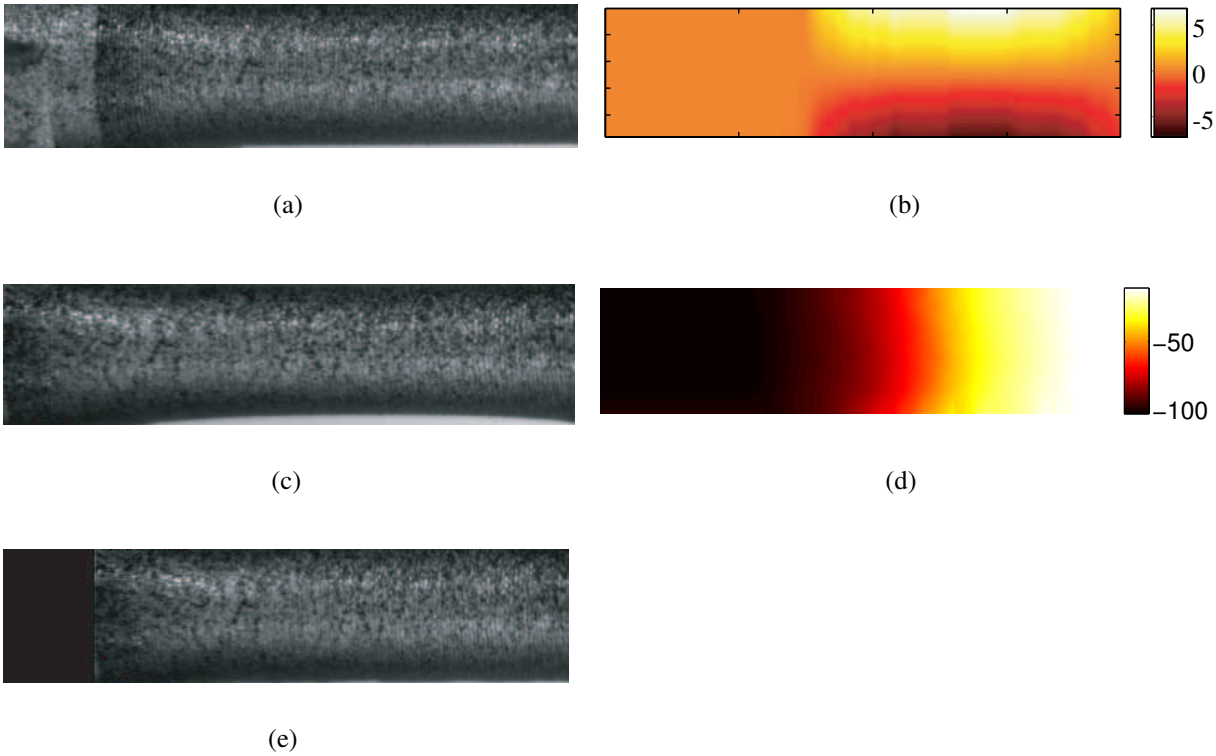


FIGURE 4.9 : Répercussion de la précorrection temporelle des images. Première image (a), quinzième image sans correction (c), quinzième image avec précorrection (e), champ de correction longitudinal (d) et champ de correction transversal (b).

Les deux phases d'appariement ont pu être améliorés, permettant ainsi un redépouillement plus précis de l'expérience dont les résultats sont présentés dans la partie suivante.

6 Reconstruction

Dans ce qui suit, les améliorations décrites dans les parties 4 et 5 de ce chapitre sont mises en application pour la reconstruction des surfaces des éprouvettes en commençant par la géométrie plate. Pour chaque géométrie, seul le résultat d'une longueur utile est présenté en détail, le dépouillement restant le même pour toutes les autres. Pour ces deux géométries, nous cherchons à reconstruire la forme et le champ de déplacement.

6.1 Cas de l'éprouvette plate

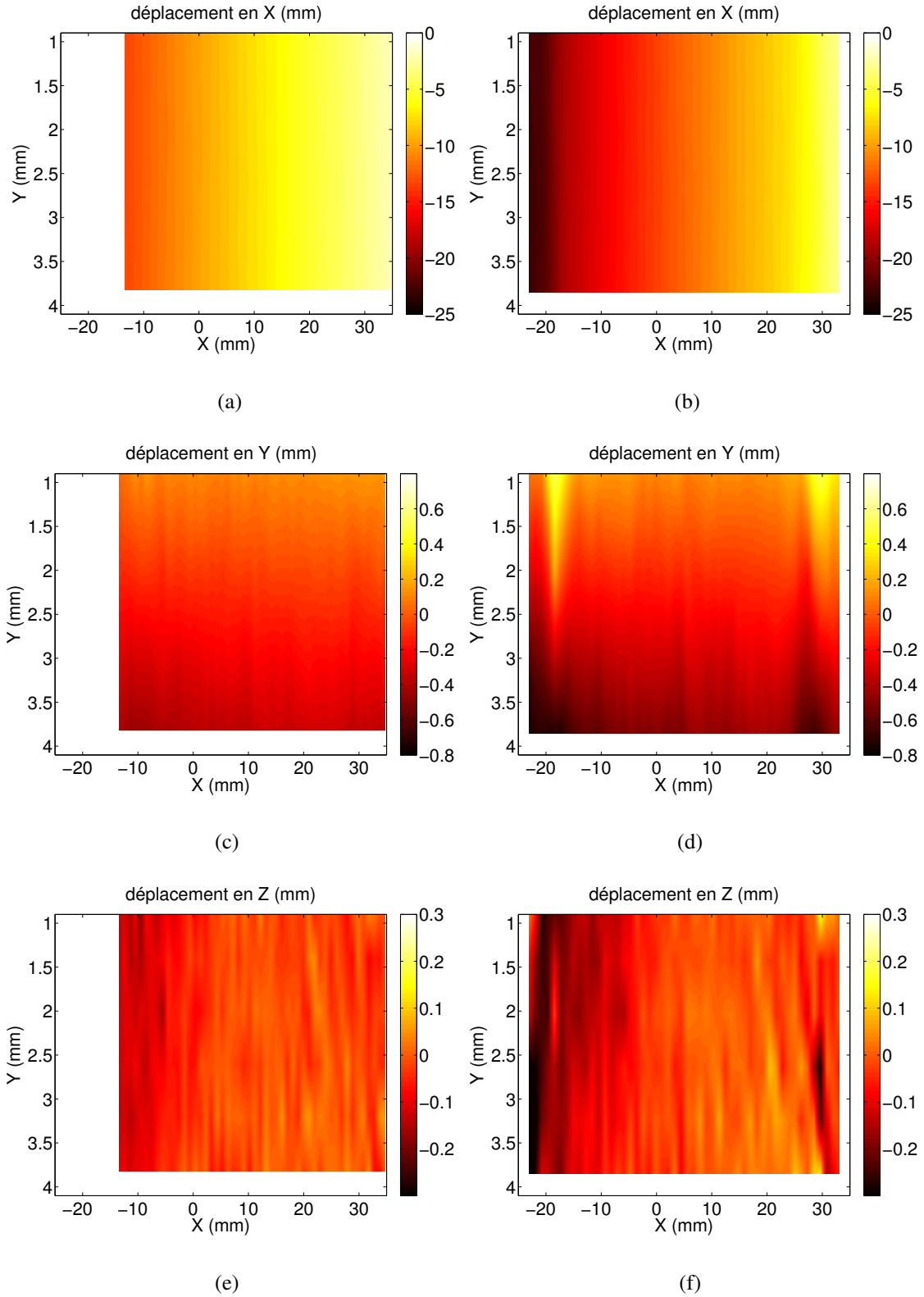
Pour l'essai choisi, une éprouvette de longueur utile égale à 40 mm, deux strictions apparaissent pendant le premier palier de traction et l'une finit par prendre le pas sur l'autre lors du dernier palier de chargement (Figure 4.10).



FIGURE 4.10 : Observation de la multistriction sur l'éprouvette plate sollicitée en traction rapide.

Pour ce cas, la reconstruction de la surface n'est pas la quantité la plus appropriée pour être représentée. Il est préférable de montrer les champs de déplacement de la surface. Ceux-ci sont replacés dans le plan de l'éprouvette et sont visualisés sur la Figure 4.11 pour deux instants différents, au temps de l'image 30 et à celui de l'image 54.

De l'analyse de la Figure 4.11, il apparaît, sur le champ de déplacement suivant l'axe Y (perpendiculaire à la direction de sollicitation), deux localisations à deux endroits distincts dont l'une d'entre elles va conduire à la rupture (celle de gauche). En revanche, il n'est pas observé de phénomène notable au niveau de ces localisations sur le champ de déplacement suivant l'axe Z, perpendiculaire au plan de l'éprouvette. La raison est que malgré les étapes de correction des grands déplacements, les tailles des éléments de corrélation sont encore trop grossières pour permettre l'observation de ce champ de déplacement qui est vraiment très localisé à l'endroit de la striction, et qui a moins de répercussion sur son voisinage que le déplacement suivant l'axe Y.



(a) (b) (c) (d) (e) (f)

FIGURE 4.11 : Champs de déplacement de l'éprouvette plate sollicitée en traction rapide, images (a), (c) et (e) pour le temps 30, images (b), (d) et (f) pour le temps 54. Le plan de la plaque est défini par le repère *OXY* et l'axe *X* est parallèle au sens de sollicitation.

Après avoir donné les champs de déplacement, nous estimons la rugosité de la surface en séparant l'éprouvette en trois zones distinctes, visibles sur la Figure 4.12, chacune représentant le tiers de la longueur utile (les zones où les strictions ont lieu sont les zones 1 et 3). Ceci permet ainsi de découpler l'influence des zones de striction de l'endroit où le plan reste sain.

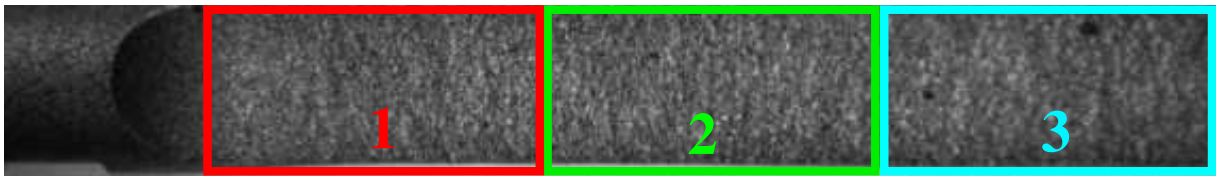


FIGURE 4.12 : Observation des différentes zones pour l'estimation des courbes de rugosités locales.

Pour estimer cette rugosité, nous déterminons le plan moyen de la surface reconstruite, puis nous calculons l'écart quadratique moyen à ce plan. Les résultats sont donnés sur la Figure 4.13(a) pour une estimation globale, puis sur les Figures 4.13(b), 4.13(c) et 4.13(d) pour les zones 1, 2 et 3. Au vu de ces figures, nous constatons deux phases d'évolution de longueurs différentes : la première est une dégradation lente qui dure pendant quasiment la totalité de l'essai, et la seconde est une dégradation très rapide qui a lieu juste avant la rupture. L'intensité de la dégradation de la surface est plus marquée pour les deux strictions, Figures 4.13(b) et 4.13(d), avec une prédominance pour celle conduisant à la rupture, Figure 4.13(b).

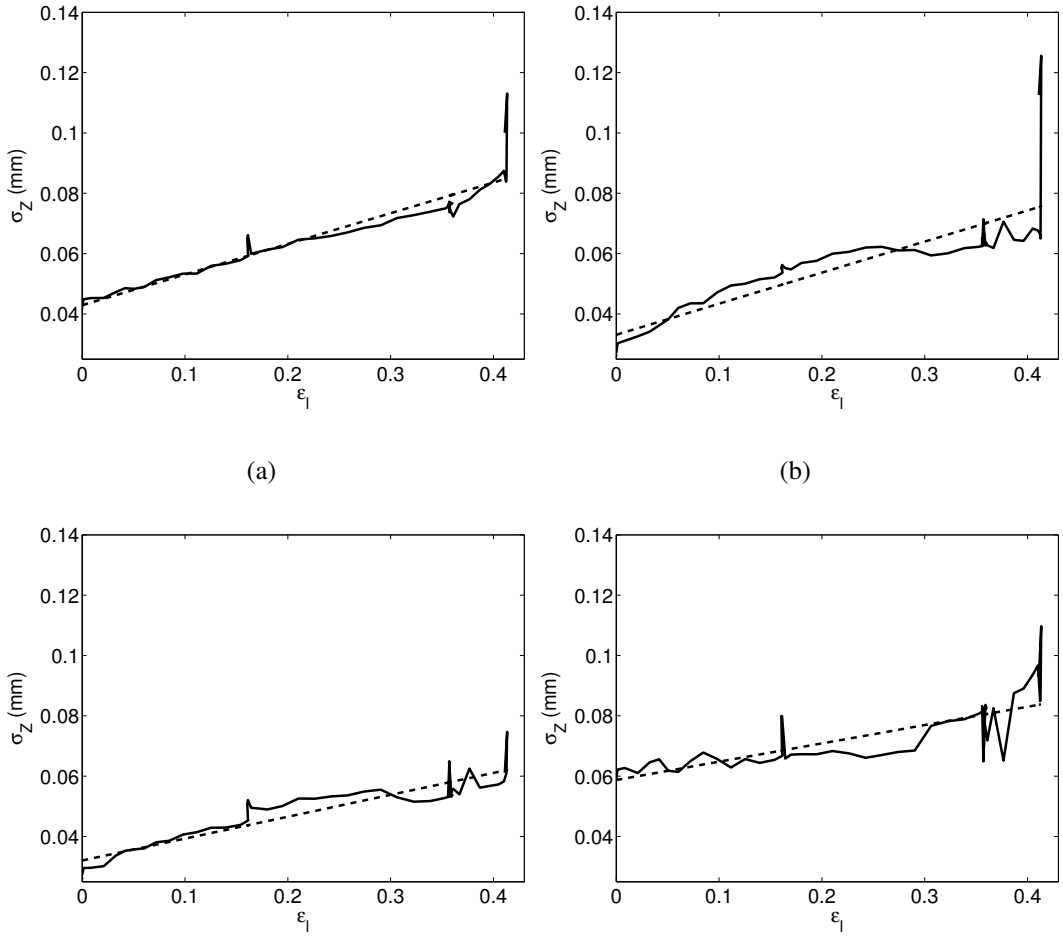


FIGURE 4.13 : Rugosité σ_Z de l'éprouvette plate en fonction de la déformation longitudinale ε_l lors de essais sur barres de Hopkinson. Rugosité globale (a), rugosité de la zone 1 (b), rugosité de la zone 2 (c), rugosité de la zone 3 (d).

Afin de quantifier la valeur de la déformation pour laquelle la striction apparaît, nous avons estimé, pour chaque courbe de la Figure 4.13, la meilleure droite passant par l'ensemble de la première moitié des points, dans le but d'observer une rupture de pente nous permettant de déterminer la déformation pour laquelle la striction apparaît. Il ressort que la striction apparaît très tardivement, vers 40 % de déformation. Ceci sous-entend que la largeur de l'éprouvette s'amenuise avant l'épaisseur. Cependant, pour s'en assurer, il serait nécessaire de diminuer la taille des éléments afin d'avoir une discrétisation spatiale suffisante car il n'y a que très peu de points de mesure à l'endroit de la striction. Cette opération se fait, bien entendu, au détriment du bruit de reconstruction qui, pour les essais analysés, ne permet pas de conclure sur ce point.

L'incertitude moyenne de reconstruction est de 30 μm pour une taille d'éléments de 8×8 pixels (1 pixel représente une taille de 85 μm dans le plan objet). Cette valeur est assez importante mais est due à la faible résolution de la zone d'observation. Celle-ci implique de prendre des éléments de petites tailles pour lesquels les incertitudes d'appariement sont très grandes même pour une bonne qualité de mouchetis. Notons qu'il n'y a pas de cumul des incertitudes d'appariement du fait de la précorrection des images permettant un calcul à référence fixe.

Nous avons donc mis en évidence l'évolution de la rugosité sur une éprouvette plate soumise à une sollicitation de traction rapide. Bien que facile à dépouiller, cette géométrie n'est pas la plus adaptée pour quantifier l'évolution de l'état de la surface et c'est pour cela que la démarche a été refaite avec, cette fois-ci, une éprouvette cylindrique.

6.2 Cas de l'éprouvette cylindrique

6.2.1 Reconstruction par corrélation d'images

Pour cet essai, la longueur utile est de 30 mm. Ici aussi, il apparaît deux strictions dont l'une prend le pas sur l'autre (Figure 4.14).



FIGURE 4.14 : Observation de la multistriction sur l'éprouvette cylindrique sollicitée en traction rapide.

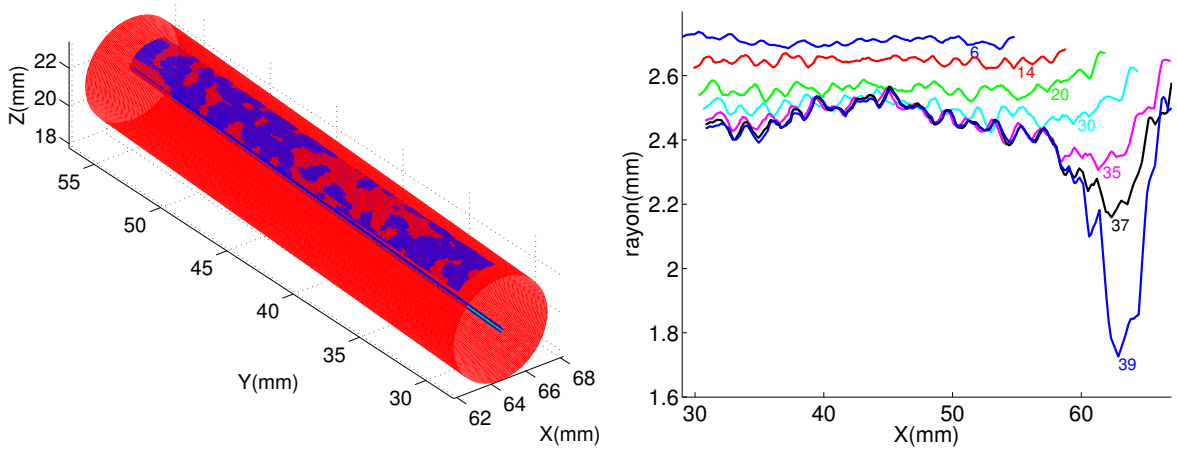
Pour ce type de géométrie, la représentation de la forme et des déplacements est assez complexe. Dans notre cas, où nous supposons que la sollicitation est suivant l'axe du cylindre et que la déformation est axisymétrique, il est plus aisé de présenter le profil de la surface. Ce dernier est obtenu de la manière suivante :

- reconstruction de la surface à l'instant initial (Figure 4.15(a)),
- extraction de l'axe du cylindre,
- calcul de la distance de chaque point par rapport à l'axe du cylindre et estimation du rayon,
- moyenne de tous les rayons situés sur un même plan de coupe perpendiculaire à l'axe du cylindre.

Cette démarche permet de visualiser l'évolution du profil de la surface au cours du temps et de voir apparaître le phénomène de striction. La courbe présentant l'évolution du profil de la surface est illustrée sur la Figure 4.15(b), où pour plus de clarté, seuls quelques temps sont représentés. Ainsi, au début, la diminution du rayon se fait de manière homogène jusqu'à un

certain temps correspondant à l'image 14. Au-delà de cet instant, les deux strictions se forment de manière symétrique (temps 30) et l'une prend ensuite l'avantage sur l'autre (temps 35, 37 et 39) jusqu'à la rupture. La Figure 4.15(b) se révèle un bon outil pour estimer le profil de la surface.

L'incertitude moyenne de reconstruction, obtenue par la méthode présentée à la partie 5 du chapitre 2, est également de 30 μm pour une taille d'éléments de 8 pixels. Les raisons qui expliquent cette valeur sont les mêmes que pour le cas de l'éprouvette plate : la faible résolution des images (1 pixel correspond à 75 μm) implique de prendre des éléments de petites tailles où l'incertitude est grande. Le cumul des incertitudes n'est pas présent ici du fait de la précorrection des images permettant un calcul à référence fixe.



(a) (b)

FIGURE 4.15 : Reconstruction au temps initial. Profil de la surface de l'éprouvette cylindrique sollicitée en traction rapide par corrélation d'images. Les numéros correspondent aux différents instants.

Comme pour le cas de l'éprouvette plate, nous recherchons l'évolution de la rugosité de la surface afin de quantifier la déformation longitudinale moyenne pour laquelle la striction débute. Pour cela, nous estimons le profil théorique à chaque temps et nous calculons l'écart quadratique moyen entre ce profil théorique et le profil reconstruit. Cette estimation se fait de manière globale mais également sur trois zones de tailles égales, chacune représentant le tiers de la longueur utile (les zones où les strictions ont lieu sont les zones 1 et 3). Les résultats sont montrés sur la Figure 4.16(a) pour l'évolution globale et sur les Figures 4.16(b), 4.16(c) et 4.16(d) pour des évolutions locales sur les zones 1, 2 et 3. Sur la Figure 4.16(a), nous constatons une évolution exponentielle de la rugosité en fonction de la déformation longitudinale moyenne. Nous remarquons également que seule une striction s'est développée de manière significative.

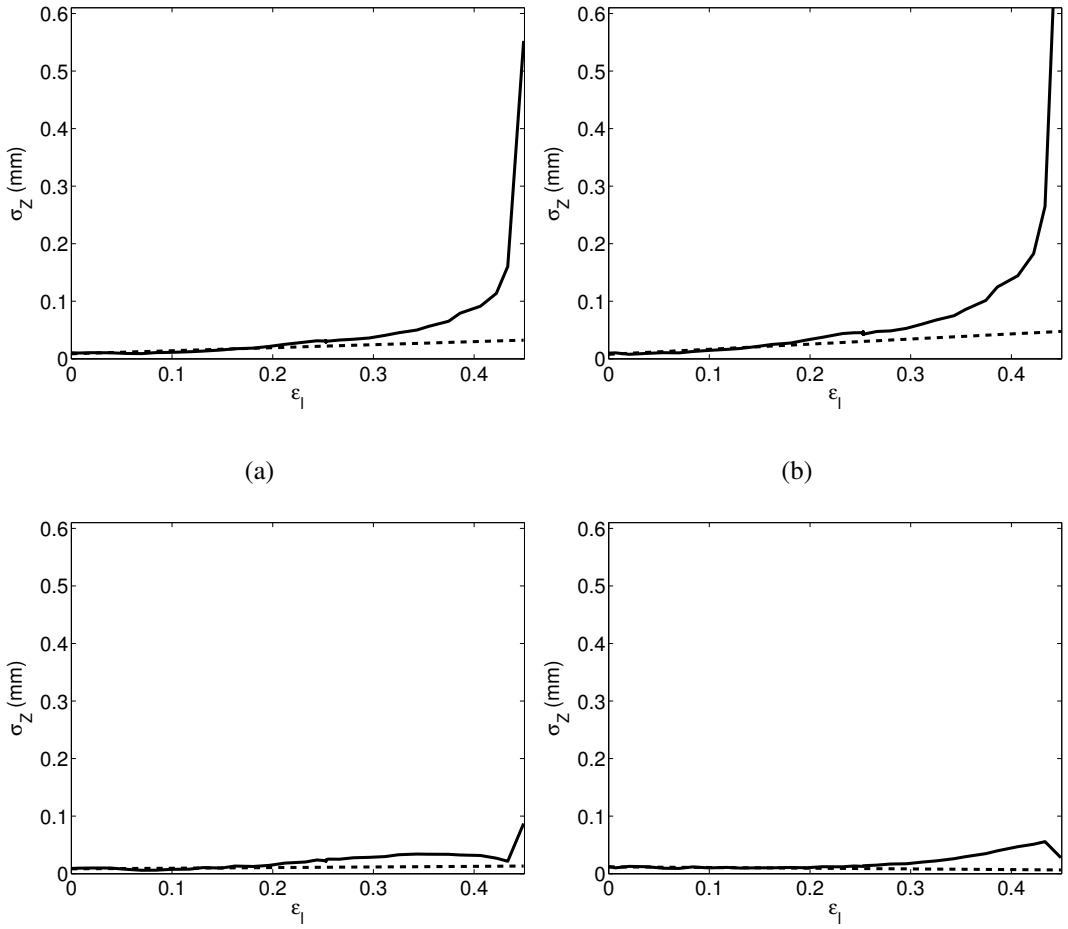


FIGURE 4.16 : Rugosité de l'éprouvette plate lors des essais sur barres de Hopkinson. Rugosité globale (a), rugosité de la zone 1 (b), rugosité de la zone 2 (c), rugosité de la zone 3 (d).

Comme pour le cas de l'éprouvette plate, nous avons estimé, pour chaque courbe de la Figure 4.16, la meilleure droite passant par l'ensemble de la première moitié des points. Ceci dans le but de déterminer la déformation pour laquelle la striction apparaît. Ainsi, en se basant sur la Figure 4.16(b), il ressort que la déformation longitudinale moyenne pour laquelle la striction apparaît est de 18 %, valeur plus précoce que pour l'éprouvette plate. La raison est liée à l'axisymétrie de la géométrie cylindrique : la largeur diminue d'égale manière que l'épaisseur. Partant de cette constatation, nous en déduisons qu'il y a une diminution préalable de la largeur de celle dans l'épaisseur dans le cas de la géométrie plate. Pour cette raison, il est préférable de quantifier l'évolution de l'état de surface à partir de la géométrie cylindrique, même si celle-ci est plus complexe à dépouiller.

Comme pour le cas de l'éprouvette plate, l'importante taille d'élément diminue la résolution spatiale. C'est pourquoi, il a été développé une méthode, présentée dans la partie 4 du chapitre 2,

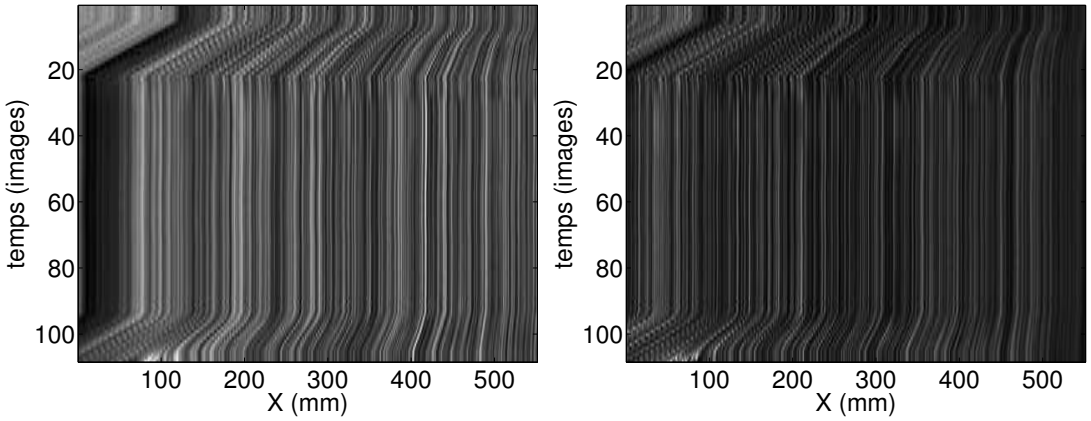
destinée à augmenter la résolution spatiale et, par conséquent, la qualité de la reconstruction : l'approche spatiotemporelle.

6.2.2 Reconstruction par l'approche spatiotemporelle

Ici, la démarche d'appariement présentée dans la partie 4 du chapitre 2 est utilisée pour l'appariement temporel des points au cours du temps. En effet, dans les applications présentées dans ce chapitre, des limites de l'appariement, par l'utilisation d'un code standard de corrélation, ont été montrées. La faible taille des images donne une zone reconstruite de dimension restreinte. Dans l'optique d'agrandir cette zone, l'appariement temporel des images par la méthode spatiotemporelle est utilisée. Comme il a été explicité dans la partie 4 du chapitre 2 et dans l'Annexe I, cette technique permet d'augmenter la zone utile en fournissant des informations indépendantes de déplacement pour chaque ligne de l'image.

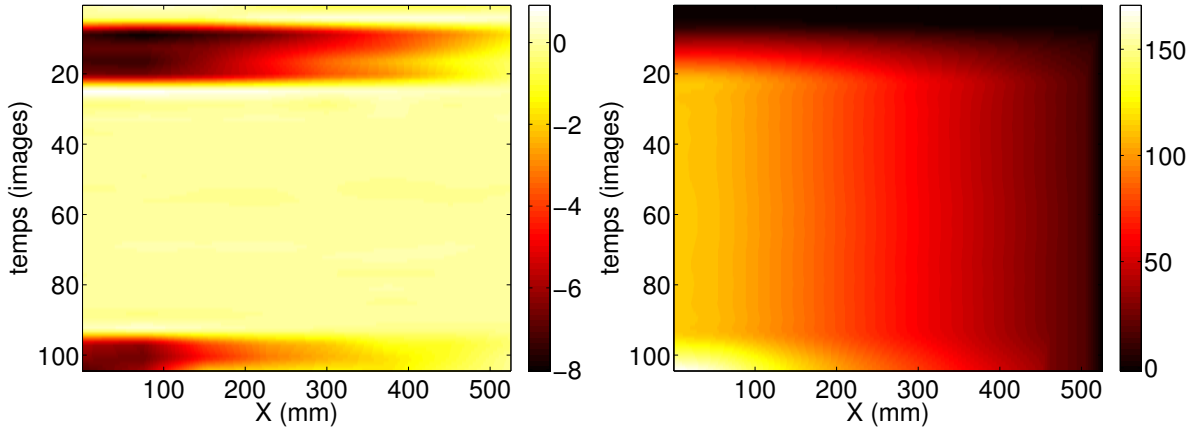
La première étape consiste à générer les cartes spatiotemporelles des séries d'image de gauche et de droite pour les lignes utiles de l'image, celles où la luminosité est correcte (pratiquement de la ligne 7 à la ligne 45). Par exemple, les deux cartes spatiotemporelles correspondant à la ligne médiane sont illustrées sur les Figures 4.17(a) et 4.17(b). Il est difficile d'augmenter la taille de la zone utile à cause du manque d'éclairage correct en haut et en bas de l'éprouvette. Cette taille de zone est plus importante que celle prise pour l'appariement temporel par corrélation standard. De plus, un autre avantage réside dans le fait que la dimension de la zone utile reste constante au cours du temps tandis que, dans le cas de la corrélation, les éléments situés aux extrémités disparaissent.

Ensuite, pour chacune de ces cartes, les champs de vitesse et de déplacement sont calculés en se basant sur l'approche théorique de la partie 4 du chapitre 2 et dans l'Annexe I. Ces champs, correspondant à la carte de la Figure 4.17(a), sont illustrés sur les Figures 4.18(a) et 4.18(b). Lorsque toutes les cartes de déplacement sont obtenues pour la totalité des lignes, elles sont transformées afin d'obtenir une représentation dans un diagramme espace-temps semblable aux résultats donnés par la corrélation standard. Il devient alors aisé de comparer les déplacements obtenus entre les deux méthodes d'appariement. La Figure 4.19(a) donne le champ de déplacement calculé par la corrélation d'images sans précorrection, tandis que la Figure 4.19(b) illustre celui estimé par l'approche spatiotemporelle pour l'image numéro 23. Nous constatons que les champs de déplacements obtenus par ces deux méthodes sont identiques.



(a) (b)

FIGURE 4.17 : Cartes spatiotemporelles pour l'essai de traction sur l'éprouvette cylindrique, série de gauche (a) et série de droite (b). La ligne considérée est la ligne médiane de l'image.

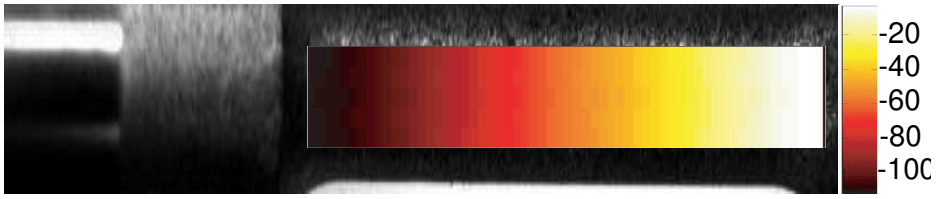


(a) (b)

FIGURE 4.18 : Champs de vitesse (a) et de déplacement (b) calculés à partir de la carte de la Figure 4.17(a) avec des éléments de 4×75 pixels.

À partir de ces champs de déplacement spatiotemporels, la reconstruction peut s'opérer en suivant le même protocole que celui de la partie 6.2.1 de ce chapitre où seuls les champs d'entrée en 2D sont modifiés. De cette forme tridimensionnelle reconstruite, l'estimation du profil de la surface est effectuée. Celle-ci est donnée sur la Figure 4.20(a) où l'évolution du rayon en fonction des images est différente de la Figure 4.15. Cette différence s'explique par le

fait que, pour le moment, l'approche spatiotemporelle ne prend pas en compte le déplacement transversal dans les images, imposé nul ici.



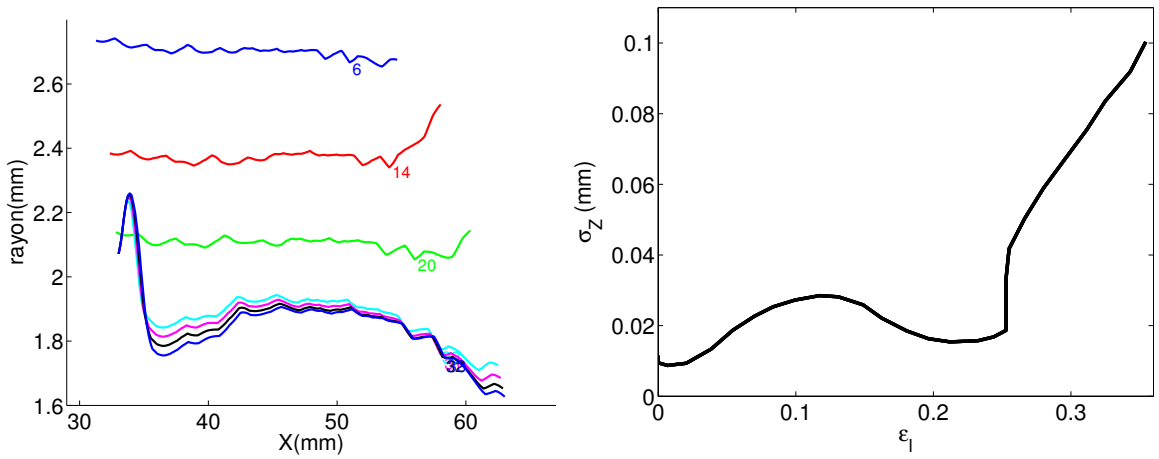
(a)



(b)

FIGURE 4.19 : Champs de déplacement (en pixels) issus de l'appariement par corrélation d'images (a) et par l'appariement spatiotemporel (b) pour l'éprouvette cylindrique au temps 23.

Ensuite, de la reconstruction de ces profils, nous déduisons l'écart quadratique moyen par rapport au rayon théorique comme pour le cas de la reconstruction basée sur la corrélation d'images. Le résultat est donné sur la Figure 4.20(b) où nous ne considérons que l'écart sur la totalité de la longueur utile. Sur cette figure, nous observons une augmentation de la rugosité à partir d'une déformation de 22 % (Figure 4.16(a)). Nous obtenons des résultats légèrement différents, mais du même ordre de grandeur entre les deux approches concernant la valeur de déformation à partir de laquelle la striction se développe. Du fait de la non estimation du champ de déplacement transversal, l'incertitude sur les points reconstruits est proche de 125 μm ce qui explique une reconstruction biaisée et une estimation perturbée de la rugosité. De plus, l'approche spatiotemporelle voit des discontinuités qui n'existent pas dans les images de corrélation.



(a) (b)

FIGURE 4.20 : Profil de la surface de l'éprouvette cylindrique sollicitée en traction rapide par la méthode spatiotemporelle. Les numéros correspondent aux différents instants.

L'imperfection sur la reconstruction sera corrigée dès lors que le déplacement transversal sera estimé et lorsque la base de discrétisation sera enrichie. En dehors de ces points actuellement limitatifs, la méthode spatiotemporelle possède certains avantages. Tout d'abord, elle permet de traiter des images dont la dimension représente une limite pour la corrélation standard. De plus, et c'est un point très important, l'approche spatiotemporelle est moins sensible aux grands déplacements. En effet, les déplacements inter images sont ici très importants et, de ce fait, en utilisant la corrélation standard sans précorrection, il ne serait pas possible de les estimer à partir d'une référence fixe ; une démarche d'amélioration, comme celle présentée dans la partie 5 de ce chapitre, est impérative. Pour la méthode spatiotemporelle, le champ de déplacement est entièrement estimé dès le premier calcul. Au final, la méthode spatiotemporelle présente l'avantage d'estimer de grands déplacements en un champ dense ligne à ligne.

7 Bilan

Dans ce chapitre, la technique de stéréovision a été appliquée à des expérimentations de dynamique rapide où nous avons pu remonter à la phénoménologie de l'apparition de striction dans le cas de deux géométries. Pour ces essais, les limites des systèmes d'acquisition ont été atteintes en termes de résolution et de fréquence et un grand nombre de méthodes a été mis en œuvre dans le but d'améliorer la qualité et l'interprétation des résultats. De plus, une nouvelle méthode d'estimation des champs de déplacement, permettant de remplacer la corrélation dans le cas d'images de faibles dimensions, a également été proposée.

Toutes ces méthodes de correction peuvent ensuite servir dans le cadre d'applications plus complexes que sont celles de la dynamique ultra-rapide présentées dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Essais de dynamique ultra-rapide : application en détonique

Dans ce chapitre, les résultats obtenus pour les applications qui nous intéressent le plus sont présentés. Des vitesses d'expansion d'environ 1000 $m.s^{-1}$ et de fréquence d'acquisition de l'ordre du million d'images par seconde sont considérées. Pour ces expériences, plus complexes que celles réalisées en quasi statique et en dynamique rapide, nous utilisons une architecture stéréoscopique spécifique puisque nous n'utilisons qu'une seule caméra et deux miroirs de renvoi. D'un point de vue global, la forme d'un cylindre soumis à une déformation rapide est recherchée. De manière plus locale, nous souhaitons estimer l'amincissement de la surface dû aux strictions afin de permettre une caractérisation de la loi de comportement du matériau [94, 95]. Pour cela, des moyens spécifiques liés à ce type d'expérimentation sont employés, engendrant une complexité supplémentaire dans le traitement des images. La première partie de ce chapitre a pour objectif de caractériser les performances de la chaîne optique très spécifique. Ensuite, les résultats des essais d'expansion de cylindre sont présentés, et toutes les connaissances acquises sur ces expansions sont reprises pour une ultime expérience de relèvement de cylindre où une correction des grands déplacements est réalisée.

Sommaire

1 Connaissance de la chaîne optique 107
1.1 Résolution de la chaîne optique 107
1.2 Distorsions dues à la chaîne optique 109
2 Expérience d'expansion de cylindre 116
2.1 Recalage des images 118
2.2 Étalonnage 119
2.3 Appariement entre les séries d'images 121
2.4 Reconstruction des expansions de cylindre 121
2.5 Connaissances acquises par les expansions de cylindre 130
2.6 Conclusion sur les expériences d'expansion de cylindre 133
3 Expérience de relèvement de cylindre 134
3.1 Cas de synthèse : simulation de l'expérience 135
3.2 Reconstruction expérimentale 141
4 Bilan 147

1 Connaissance de la chaîne optique

Les spécificités de la chaîne optique, pour ces expériences de dynamique ultra-rapide, ont été présentées dans le chapitre 1 et ne sont donc par reprises ici. Néanmoins, il est rappelé que la longueur du chemin optique est de l'ordre de 10 à 20 m et qu'il passe au travers de nombreux éléments optiques imparfaits. De plus, les images brutes sont analogiques nécessitant une étape de numérisation. Tout ceci a pour conséquence de dégrader la qualité des images numériques pour le traitement et il devient indispensable d'estimer les performances du système optique afin d'en déterminer les limites. Pour cela, la résolution de la chaîne ainsi que les distorsions optiques sont déterminées en statique. Ces deux éléments importants caractérisent les performances de notre système d'imagerie.

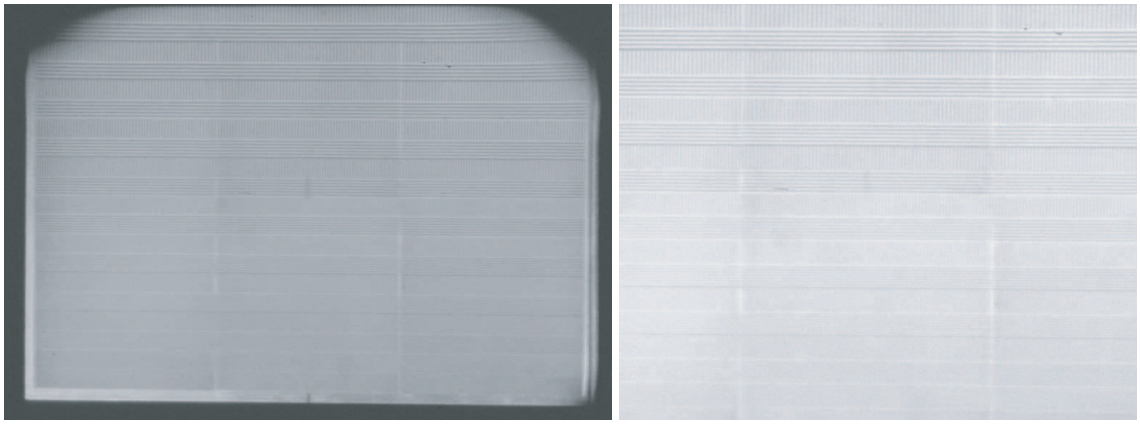
1.1 Résolution de la chaîne optique

Les objectifs de ces mesures sont d'estimer la profondeur de champ et de déterminer la taille idéale du mouchetis. Une mire, semblable à celle de Foucault [96], est disposée à la place de l'objet. Cette mire est constituée de 6 petites plaques jointes les unes aux autres, formant une dalle de 300×450 mm^2. Chacune d'elle est brunie par un procédé chimique puis attaquée par un laser suivant un motif spécifique. Ce dernier consiste en une succession de traits horizontaux et verticaux d'épaisseurs variables, allant de 1,4 mm à 0,6 mm par pas de 0,1 mm, associés à des créneaux.

Le centre de la plaque est ensuite disposé à la place de l'objet et un angle de 40 $^\circ$ par rapport à l'axe optique est donné à la plaque afin de permettre une mesure de la profondeur de champ. Une telle orientation donne une distance de 345 mm entre les bords de la plaque et modifie la largeur réelle des traits. La plaque est à une distance de 16 m de la caméra et, hormis les miroirs stéréoscopiques, la chaîne optique est complète.

Ensuite, les 25 images sont acquises et nous supposons qu'il existe très peu de différences entre les 25 optiques secondaires (une analyse visuelle minutieuse confirme cette hypothèse). C'est pourquoi une seule image est numérisée et traitée. Le pas de numérisation est de 10 μm dans le plan du film ce qui correspond à une taille de pixel de 220 μm dans le plan objet. L'image brute (Figure 5.1(a)) est ensuite filtrée dans le but de supprimer les hétérogénéités lumineuses provoquées par un éclairage imparfait : le résultat est présenté sur la Figure 5.1(b).

Pour cette configuration, la profondeur de champ est supérieure à 345 mm puisque toute l'image est nette. Cela ne permet pas de la quantifier avec précision mais cela donne une indication importante puisqu'il est possible de voir correctement à la fois la mire et l'objet en mouvement, à n'importe quel instant. L'appariement entre les images n'est pas perturbé, toutes les images conservant la même netteté.



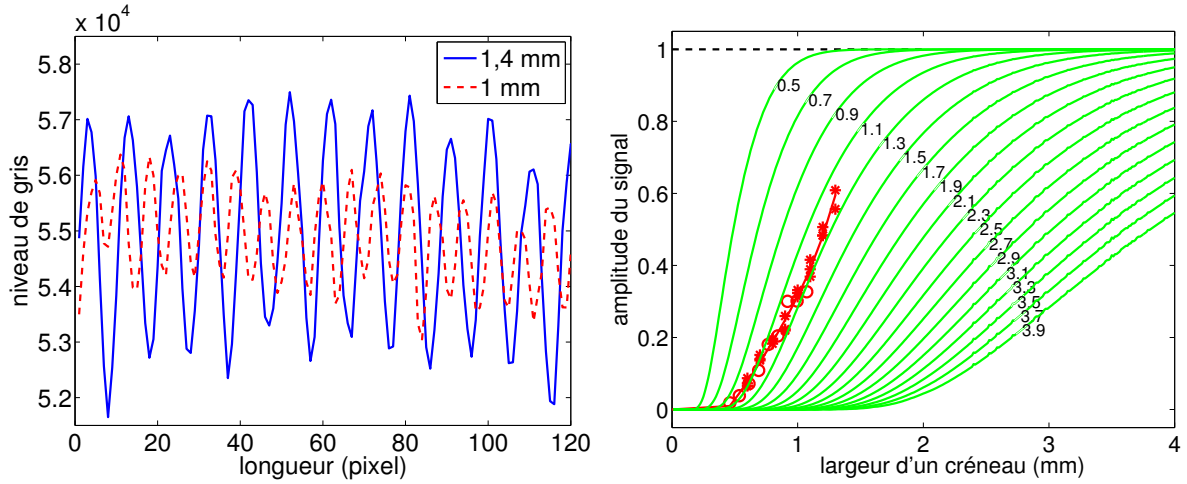
(a) (b)

FIGURE 5.1 : Image de la mire de résolution brute (a) et filtrée (b) par un filtre gaussien basse fréquence supprimant l'hétérogénéité lumineuse.

Dans un deuxième temps, la résolution de la chaîne optique est recherchée afin de déduire la taille minimale des détails qu'il est possible d'observer et, par conséquent, la taille du mouchetis à déposer pour une observation optimale. Pour quantifier cette dimension, le contraste de chaque largeur de gravure est analysé afin d'en déduire une fréquence de coupure à 50 % du contraste maximal. Ce dernier est obtenu en analysant une zone près des bords de la plaque, et il est adimensionné pour que les amplitudes soient comprises entre 0 et 1. Le contraste local est obtenu de manière identique entre les traits horizontaux et verticaux après avoir corrigé la petite rotation résiduelle permettant aux lignes horizontales d'être bien parallèles aux axes de l'image de dépouillement (Figure 5.1(b)).

Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit, le contraste local de chaque largeur de créneau est obtenu en moyennant les structures réalignées. Cette moyenne se fait sur 50 pixels pour les traits verticaux et 1 000 pixels pour les traits horizontaux. Sur la Figure 5.2(a), l'évolution du niveau de gris est présentée pour deux tailles de gravure, 1,4 mm et 1 mm et une perte de contraste apparaît pour la plus petite taille de marquage, ce qui traduit une diminution de l'amplitude des niveaux de gris.

Sur la Figure 5.2(b), les variations du contraste qui seraient obtenues si la mire était vue au travers d'un système optique linéaire de fonction de transfert gaussienne de PLMH (Pleine Largeur à Mi-Hauteur) comprise entre 0,5 et 3,9 mm, sont tracées en vert. Ces valeurs sont données dans le plan objet pour un grandissement optique de l'ordre de 20. Il ressort que la courbe expérimentale se situe entre celles où les PLMH valent 1,1 et 1,3 mm, signifiant qu'il sera difficile de discerner correctement des éléments plus petits que ces deux dimensions. Ainsi, le mouchetis déposé sur les éprouvettes doit être de dimension bien plus importante que celui réalisé habituellement en quasi statique ou même en dynamique rapide, les tâches devant faire au minimum un diamètre de 1 mm.



(a) (b)

FIGURE 5.2 : Évolution du contraste en fonction de la largeur des créneaux pour deux largeurs sur une partie de la plaque (a). Évolution du contraste normé en fonction de la largeur des créneaux (b) : en rouge points expérimentaux et en vert, courbes obtenues pour un système linéaire de fonction de transfert gaussienne de PLMH variant de 0,5 à 3,9 mm.

Un autre moyen de caractérisation de la résolution a été mis en application dans [97] et les résultats obtenus par cette méthode dite «réponse à un coin» sont identiques : la réponse de la chaîne optique est gaussienne de PLMH égal à 1,2 mm dans le plan objet soit 60 μm dans le plan du film.

1.2 Distorsions dues à la chaîne optique

La technique utilisée pour déterminer les distorsions du système optique est celle présentée dans la partie 1.6.5 du chapitre 2 car elle ne nécessite l'acquisition que d'une image par optique secondaire. La plaque et son support sont posés sur un tabouret sans qu'aucun soin particulier n'ait été pris quant à la perpendicularité entre la plaque et l'axe optique. Cette précaution n'a pas été prise ici puisqu'il a été montré dans l'Annexe C que, dans le cas d'une grande distance entre la plaque et la caméra, ce n'est pas utile.

Devant la complexité d'un tel dispositif optique, l'estimation des distorsions s'est faite suivant trois cas distincts afin de découpler l'influence des composants du système optique. Pour le premier, les miroirs stéréoscopiques ne sont pas pris en compte et l'image de référence est la première image acquise. Pour le second, les miroirs stéréoscopiques ne sont toujours pas pris en compte mais l'image de référence est l'image numérique. Enfin, le troisième cas prend en compte les miroirs stéréoscopiques dans le système et l'image de référence est l'image numérique.

Tous les résultats présentés sont issus d'un calcul où, du fait du désalignement des lentilles, de grands déplacements existent entre les images et la prise en compte de ces grands déplacements n'améliore pas les résultats que nous jugeons suffisamment précis. Dans tous les cas, des vérifications visuelles confirment le bon comportement des champs de déplacement obtenus par corrélation d'images.

1.2.1 Estimation des distorsions sans miroirs stéréoscopiques et avec, pour image de référence, la première image acquise

Le type d'image obtenu par un tel dispositif est présenté sur la Figure 5.3.

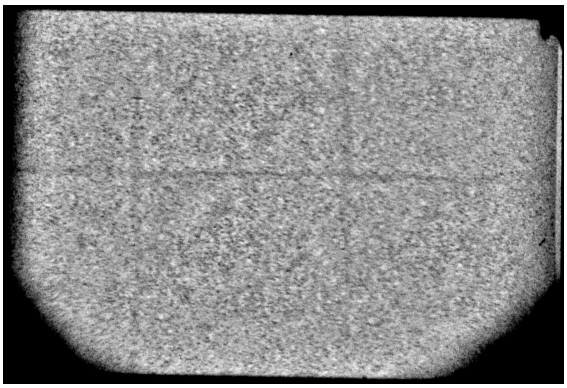


FIGURE 5.3 : Image obtenue pour le calcul de distorsions sans miroirs stéréoscopiques et sans image numérique de référence.

Ce cas a pour but de déterminer les différences de distorsions entre toutes les optiques secondaires et de fournir une première caractérisation de la chaîne optique. L'avantage de ce premier calcul est qu'il permet une projection sur les bases de distorsions connues et donc une caractérisation de chaque objectif secondaire. En effet, les distorsions peuvent être décomposées en différentes parties suivant leur provenance : miroir de renvoi, hublot, optique principal, miroir tournant et optiques secondaires. Pour les 25 images, acquises par la même caméra CI4, seules les distorsions causées par les 25 optiques secondaires (Annexe 2) sont différentes si bien que les champs de déplacement estimés par corrélation d'images sont des différences 2 à 2 des champs de distorsion créés par les optiques secondaires. Tout laisse à penser que ces derniers vérifient la forme analytique donnée par l'équation (2.59) et caractérisent ainsi la différence entre deux optiques. Ce point est illustré sur les Figures 5.4 et 5.5.

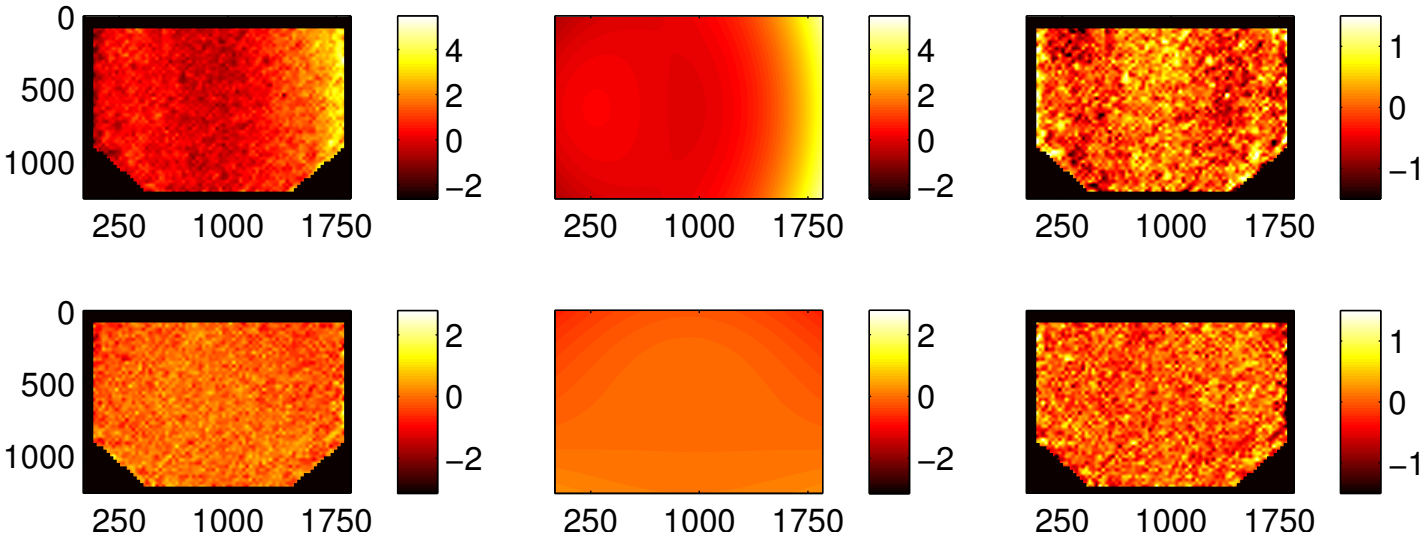


FIGURE 5.4 : Cartes de distorsion pour l'image 2 où la référence est la première image de la séquence acquise expérimentalement. Les cartes de gauche représentent les champs estimés par notre méthode, les cartes du milieu correspondent aux champs mesurés projetés sur les bases de distorsion analytiques et les cartes de droite représentent les résidus entre les champs estimés et projetés (unités et échelle de couleur symbolisant l'amplitude du déplacement en pixels). Nous vérifions que la forme analytique donnée par l'équation (2.59) reproduit assez fidèlement les champs de distorsion estimés.

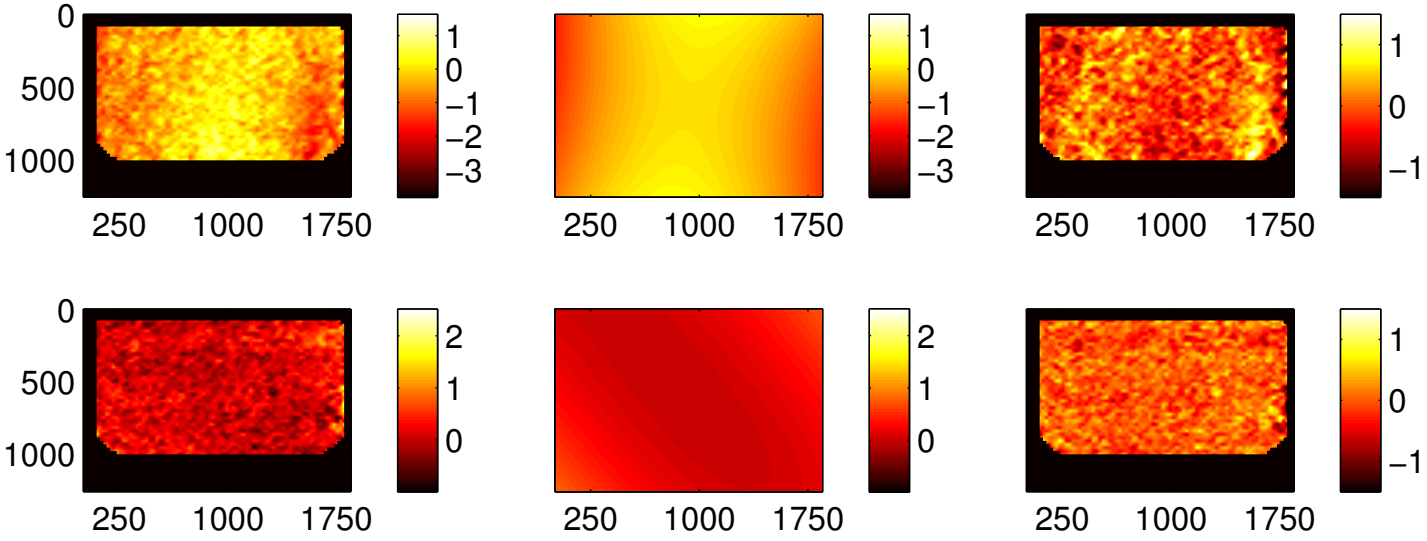


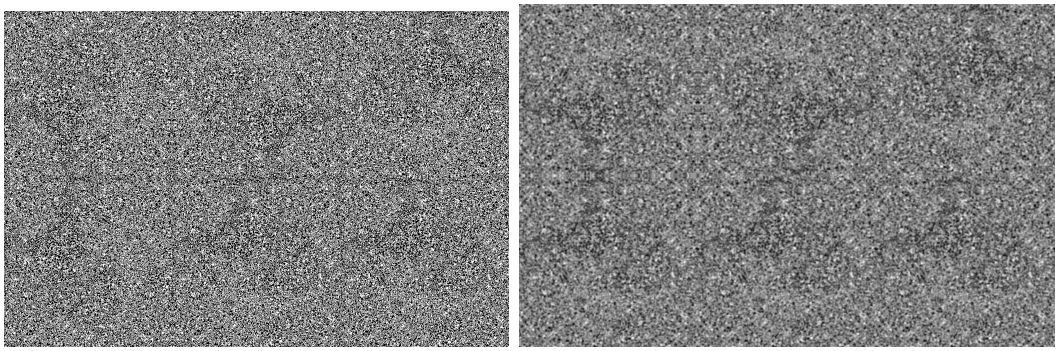
FIGURE 5.5 : Cartes de distorsion pour l'image 11 où la référence est la première image de la séquence acquise expérimentalement. Les cartes représentées sont identiques à celles de la Figure 5.4.

Devant la faiblesse des résidus, il est tout à fait légitime de modéliser les champs de distorsion sur la base de l'équation (2.59). Il ressort également de la Figure 5.1 que nous possédons des distorsions différentes entre les deux optiques et, plus exactement, entre toutes les optiques secondaires. Ceci permet de formuler l'hypothèse que toutes les lentilles secondaires ne sont pas identiques. Pour de futures applications, il n'est pas judicieux de calculer les aberrations de la première lentille et de considérer que toutes les autres sont identiques. Compte tenu de leurs faibles amplitudes, 2 à 3 pixels au maximum, il est préférable de les négliger.

1.2.2 Estimation des distorsions sans miroirs stéréoscopiques et avec l'image numérique pour image de référence

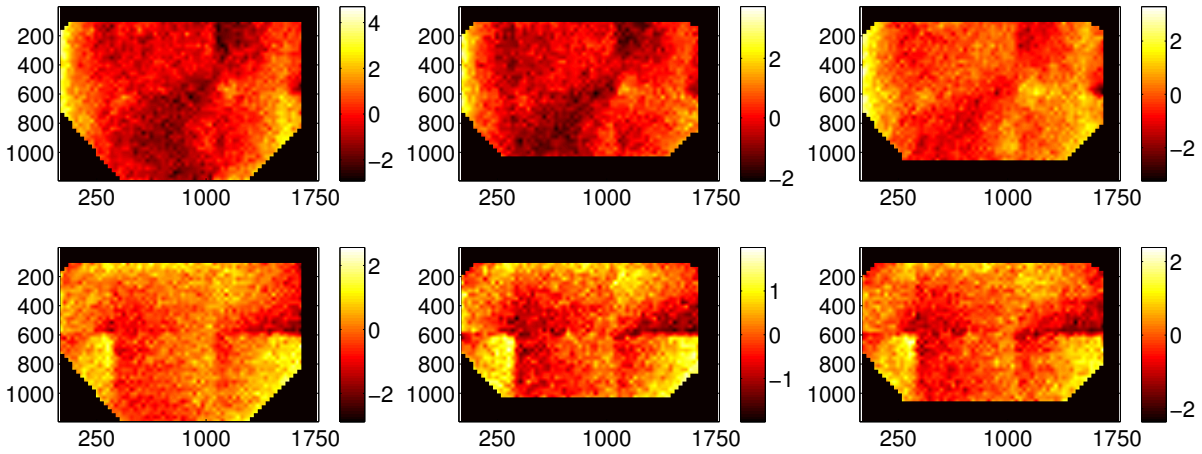
Le second type de calcul, où l'image de référence est le fichier numérique, permet de quantifier la chaîne optique dans un plus grand ensemble. Lorsque l'image de référence est le mouchetis numérique, la somme de toutes les sources de distorsion (sauf les miroirs stéréoscopiques pour le moment) est mesurée. Dans ce cas, le modèle donné par l'équation (2.59) et adapté à la base à des optiques de caméras, peut ne pas être valable. Ainsi, s'il existe des défauts locaux situés en amont de la chaîne optique (sur le hublot par exemple), un calcul par rapport à une référence mesurée ne permet pas de les observer tandis que, par rapport à l'image numérique, cela devient possible. Chacun de ces calculs apporte une partie de la caractérisation de la chaîne optique.

Les résultats du calcul de corrélation entre les images acquises par la caméra et l'image numérique, sont montrés sur la Figure 5.7 pour les images 1, 10 et 20. De ces images, il ne ressort pas de forme particulière, hormis à la jonction entre les plaques qui, si elle apparaît, possède une amplitude de l'ordre de 2 pixels. En effet, du fait des contraintes technologiques, nous rappelons que la plaque observée est constituée de 6 parties plus petites comportant le même motif aléatoire, mais dans différentes positions. Or, nous ne disposons pas du modèle numérique de la plaque entière mais seulement du motif de base. Il est nécessaire de générer l'image de référence montrée sur le Figure 5.6(a) en recollant les différents morceaux ce qui peut, par la suite, apporter de petites erreurs dans le calcul de corrélation, le positionnement n'étant pas parfait (nous estimons à 500 μm au maximum soit 2 pixels l'erreur de positionnement existant). Ensuite, le flou de la chaîne optique est appliqué sur l'image de référence afin de se rapprocher de l'image réelle obtenue, Figure 5.6(b). Du fait de la jonction entre les plaques, si des distorsions importantes existaient, elles seraient visibles assez facilement et aux erreurs d'estimation près ; nous constatons que les distorsions de la chaîne optique totale sont extrêmement faibles.



(a) (b)

FIGURE 5.6 : Image obtenue pour le calcul de distorsion sans miroirs stéréoscopiques et pour image de référence, celle numérique. Image de référence (a) et image expérimentale (b).



(a) (b) (c)

FIGURE 5.7 : Cartes de distorsion mesurées pour les images 1 (a), 10 (b) et 20 (c) lorsque l'image de référence correspond au mouchetis numérique (unités et échelle de couleur symbolisant l'amplitude du déplacement en pixel). Les images du haut représentent le déplacement suivant l'axe longitudinal tandis que celles du bas correspondent au déplacement transversal. Nous constatons la faible amplitude des distorsions devant le fort impact de la jonction entre les plaques.

Avec ce calcul, où l'image de référence est l'image numérique, il est possible de retrancher le champ de distorsion de la première image à toutes les images. Ceci revient à comparer les champs de distorsion deux à deux. Ainsi, nous comparons désormais les deux types de calcul, où l'image de référence est, soit la première acquise, soit l'image numérique. La Figure 5.9(b)

correspond au cas où l'image de référence est la première acquise. La Figure 5.9(a), quant à elle, est obtenue via le schéma de la Figure 5.8, le champ de déplacement est donné par la soustraction de celui de l'image 1 à celui de l'image *i*.

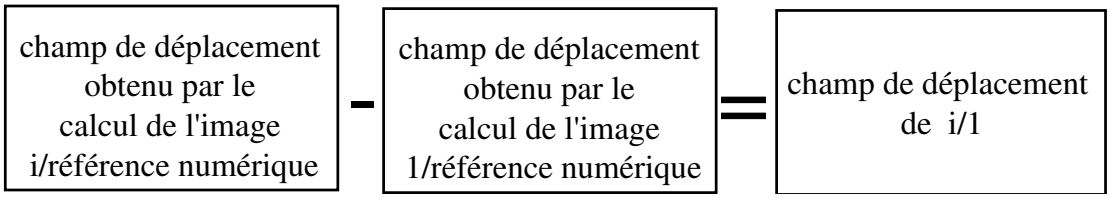


FIGURE 5.8 : Schématisation du principe d'obtention de la Figure 5.9(b).

Ainsi, au vu des Figures 5.9(a) et 5.9(b), il apparaît que la forme est identique avec une variation d'amplitude au maximum de 1 pixel. En se basant sur deux calculs à image de référence différente, la carte de distorsion de chaque lentille a été retrouvée, ce qui témoigne de la robustesse et de la validité de notre méthode d'estimation des distorsions optiques.

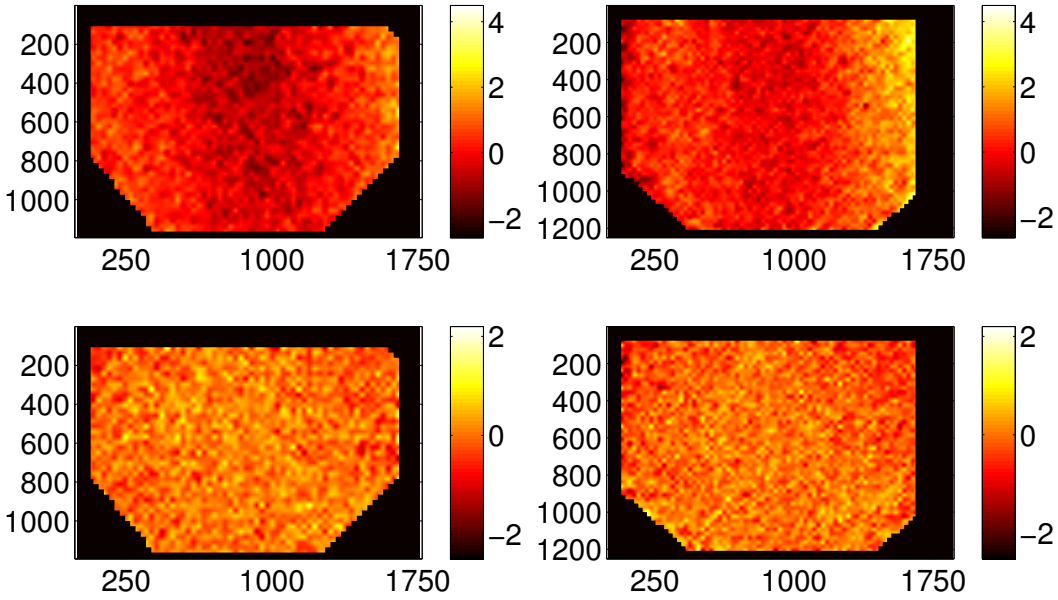


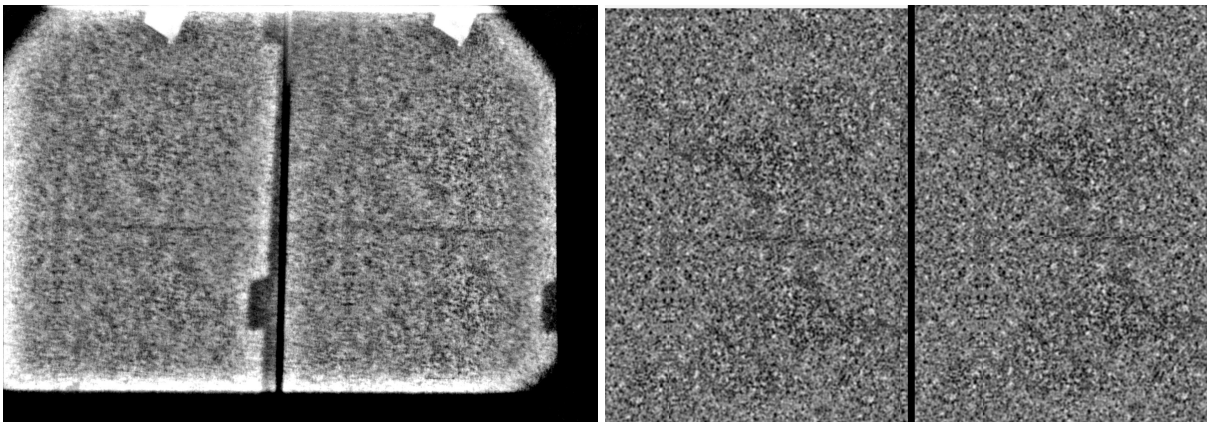
FIGURE 5.9 : Comparaison des champs de distorsion suivant l'image de référence considérée. Cartes de distorsion obtenues suivant le principe décrit sur la Figure 5.8 (a) et cartes de distorsion obtenues pour le même instant mais où l'image de référence est directement la première image acquise (b) (unités et échelle de couleur symbolisant l'amplitude du déplacement en pixel). Les cartes du haut représentent le déplacement suivant l'axe longitudinal tandis que celles du bas correspondent au déplacement transversal.

Dans la suite, nous nous intéressons à construire les cartes de distorsion mais en considérant, cette fois-ci, les deux miroirs stéréoscopiques.

1.2.3 Estimation des distorsions avec miroirs stéréoscopiques

Le type d'image obtenu dans ce cas est présenté sur la Figure 5.10(a). Ces images posent plus de problème que précédemment du fait de la jonction entre les miroirs qui vient s'ajouter à celle entre les plaques. La création de l'image de référence, visible sur la Figure 5.10(b), devient critique car, si elle est mal réalisée, l'influence des distorsions risque d'être gommée au profit de celle de la jonction entre les miroirs.

Comme il s'est révélé très complexe de générer l'image de référence numérique englobant proprement la jonction entre les miroirs, les calculs de distorsion réalisés se sont faits indépendamment entre le miroir de gauche et celui de droite. Ainsi, la distorsion totale de l'image est séparée en deux parties visibles sur les Figures 5.11(a) et 5.11(b). De ces dernières, il ressort que les amplitudes des distorsions sont assez faibles car il n'apparaît pas de motifs particuliers en dehors de celui causé par le morceau de ruban adhésif visible sur la Figure 5.10.



(a) (b)

FIGURE 5.10 : Type d'image obtenu avec des miroirs stéréoscopiques pour l'estimation des distorsions. La zone blanche située en haut du champ correspond à un morceau de ruban adhésif utilisé pour fixer la mire au support de l'engin.

Les Figures 5.11(a) et 5.11(b) modélisent les distorsions de la chaîne optique dans son ensemble. Ainsi, les aberrations géométriques finales sur les images, causées par l'ensemble des miroirs, des objectifs et du hublot, sont désormais connues. Il ressort que les distorsions engendrées par la chaîne optique sont très faibles et ne sont pas localisées au niveau de la mire et de l'engin mais, de manière prépondérante, sur les bords de la zone observable. De plus, il

est important de souligner que l'application aux images de tir des corrections issues des estimations des distorsions, nécessite un recalage entre les deux séries d'images. Ce recalage, en plus d'être long, apporte son lot d'incertitudes et, devant la faiblesse des amplitudes des distorsions, il n'est pas nécessaire d'effectuer une telle procédure. C'est pourquoi, nous négligeons l'influence des distorsions optiques sur la reconstruction stéréoscopique de l'objet. Néanmoins, nous précisons que nous n'avons pas fait de comparatif entre les différents scanners ni entre les différentes caméras mécano-optiques et que les distorsions trouvées ne s'appliquent que pour nos réglages spécifiques de distance, de zoom... Ainsi, cette étude est à réitérer pour chaque tir où des conclusions différentes peuvent être obtenues.

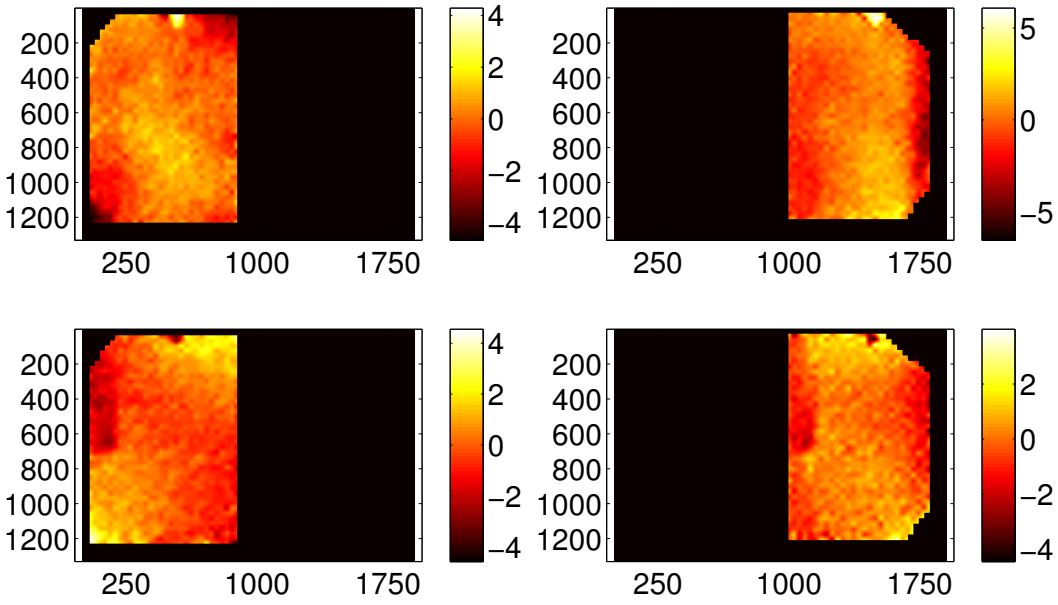


FIGURE 5.11 : Cartes de distorsion obtenues avec prise en compte des miroirs stéréoscopiques, cas du miroir de gauche (a) et celui de droite (b) (unités et échelle de couleur symbolisant l'amplitude du déplacement en pixel). Les cartes du haut représentent le déplacement suivant l'axe longitudinal tandis que celles du bas correspondent au déplacement transversal.

2 Expérience d'expansion de cylindre

Ce genre d'expérimentation reste marginal dans le domaine de la mécanique du fait des très lourdes conditions expérimentales, lieu et matériel spécifique, moyens humains importants, consignes de sécurité très strictes. Ainsi, même s'il existe peu de bibliographie, grâce à l'apparition des caméras numériques ultra-rapides, ce type d'expérience devient plus accessible. Dernièrement, les travaux de Tiwari et Reu en démontrent la faisabilité en utilisant les

caméras numériques [21, 34]. Les travaux de Ravi-Chandar et Zhang apportent des pistes sur la réalisation d'expansion très rapide de cylindre sans l'utilisation d'explosif (rendant plus simple ce genre d'expérience [98, 49]). Néanmoins, il ressort de tous ces travaux que, pour le moment, les caméras numériques sont encore loin d'égaler les performances des caméras mécano-optiques en termes de cadence, résolution et champ observé.

Dans la suite, la technique de stéréovision est utilisée afin de reconstruire la surface de cylindres soumis à des expansions rapides (vitesse de surface de l'ordre de plusieurs centaines de mètres par seconde). Plusieurs campagnes expérimentales ont été menées et les résultats sont présentés. Les processus spécifiques de recalage, d'étalonnage et d'appariement liés à la dynamique ultra-rapide sont également décrits. Ces expériences sont semblables à celle de Carnot [99] et, à chaque fois, nous avons proposé des variantes, conduisant à l'amélioration des mires, des conditions expérimentales et du dépouillement. Dans les paragraphes suivants, ces expériences sont comparées les unes aux autres afin de mettre en avant les avantages et défauts des choix qui ont été faits. Le dispositif complet est présenté sur la Figure 5.12.

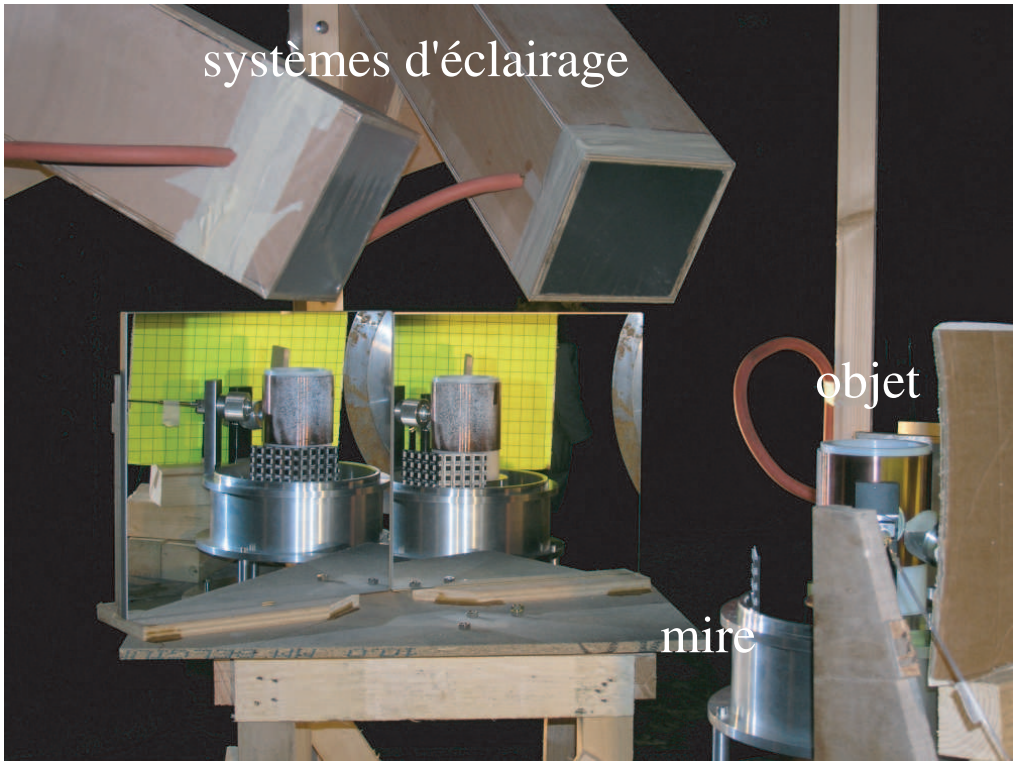


FIGURE 5.12 : Dispositif expérimental des essais d'expansion de cylindre. Au premier plan, l'objet avec une mire d'étalonnage et au deuxième plan, les miroirs donnant les deux vues stéréoscopiques au-dessus desquels se trouvent les systèmes d'éclairage par flashes pyrotechniques.

Les matériaux testés lors de ces expériences sont le cuivre et le tantale. Ce dernier a été présenté succinctement dans la partie 2 du chapitre 3 et une même description est faite pour le cuivre. Celui-ci possède une densité quasiment deux fois plus faible que celle du tantale (8 920 kg.m^{-3} contre 16 660 kg.m^{-3}) ainsi qu'un point de fusion bien plus faible (1 360 $^{\circ}K$ contre 3 270 $^{\circ}K$). Le module d'Young du cuivre est de 124 GPa pour un coefficient de Poisson de 0,34. Bien que ces deux métaux possèdent une organisation cristallographique différente (cubique à face centrée pour le cuivre contre cubique centrée pour le tantale), leur comportement mécanique est similaire. En effet, ils sont tous les deux ductiles pour ces gammes de vitesse et engendrent de la striction multiple.

2.1 Recalage des images

La technologie des caméras provoque un déplacement entre chaque image dû au désalignement des reprises secondaires. Ce désalignement, couplé à une numérisation manuelle, induit la présence d'un mouvement de «corps rigide» qui peut être de l'ordre de 100 pixels pour ce type d'expérience. Ainsi, la position des points d'une image à l'autre est fortement entachée de ce déplacement qui vient noyer celui réellement lié à la déformation de l'objet. Il devient donc impossible d'étalonner, d'associer et par conséquent de reconstruire l'objet de manière correcte dans de telles conditions. Pour pallier ce problème, il est indispensable de recaler les images. Pour effectuer cette étape de recalage, nous nous fixons une image de référence (la première de la série) puis nous cherchons, pour chaque temps, la transformation **T** qui permet de stabiliser les éléments fixes de la scène (c'est ce qui explique la présence d'un fond jaune fixe et quadrillé sur la Figure 5.12). Il vient :

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \tag{5.1}$$

avec (x,y) les coordonnées de l'image de référence et (x',y') celles de l'image déformée. Plusieurs modèles projetés sur des bases de correction de degrés différents ont été testés. La première correction est une transformation rigide donnée par :

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \tag{5.2}$$

où (θ, x_0, y_0) représentent les paramètres de la transformation (rotation + translation). La seconde transformation est affine :

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \tag{5.3}$$

Enfin, la dernière transformation étudiée est de forme quadratique :

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} a & b & c & d & e \\ g & h & i & j & k \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x^2 \\ y^2 \\ xy \\ x \\ y \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \end{pmatrix} \tag{5.4}$$

La démarche de correction consiste à estimer les paramètres des différentes transformations. Pour cela, des points identiques correspondant à des éléments fixes sont choisis dans les différentes images. Ils constituent l'ensemble des coordonnées (x'_i, y'_i) pour l'ensemble des i images à corriger et l'ensemble (x, y) pour l'image de référence. Ces points sont ceux de la scène pour la première expérience ou des points de la mire d'étalonnage pour les autres expériences. Les coefficients des transformations sont ensuite trouvés par une minimisation au sens des moindres carrés [100] puis utilisés pour recaler les images déformées. Nous noterons que, plus la transformation voit son degré augmenter, plus il faut prendre de points dans l'estimation des paramètres. Pratiquement, la première transformation ne s'avère pas suffisante pour corriger correctement l'image car des mouvements de cisaillement demeurent toujours présents, ceux-ci étant corrigés avec le modèle affine qui s'est avéré le mieux adapté. Le modèle parabolique n'apporte pas d'amélioration par rapport à son homologue affine : l'objet en expansion vient masquer des points initialement présents ce qui réduit fortement le nombre de points utilisables au fur et à mesure que nous avançons dans la séquence.

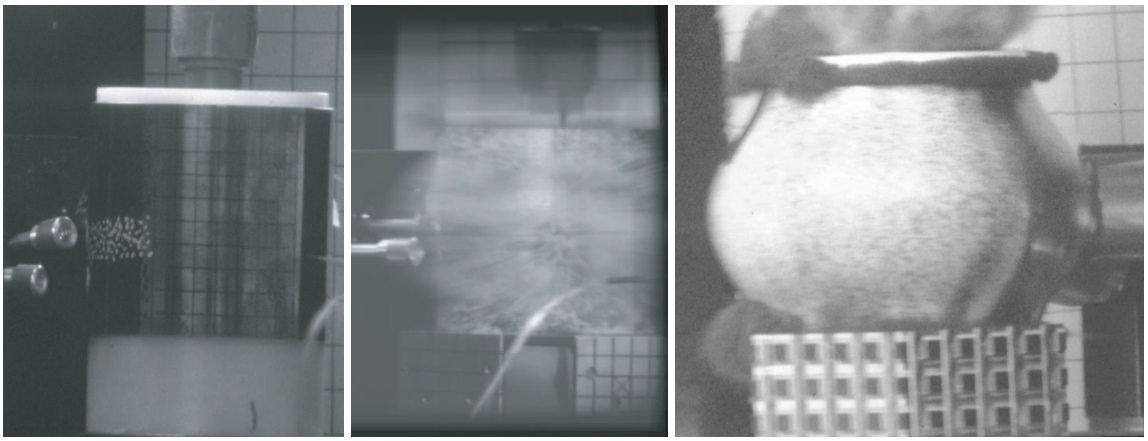
2.2 Étalonnage

2.2.1 Étalonnage sur l'objet marqué d'une grille

Afin d'établir les relations liant les images à l'objet, la première opération nécessaire est d'étalonner le système. Dans le cas du premier essai, aucun objet étalon n'est présent. La raison est liée à une méconnaissance de la tenue au choc du marquage : nous ne savions pas si la corrélation était possible et nous avons préféré conserver un type de marquage connu et fiable. De ce fait, l'étalon est l'objet lui-même lorsqu'il n'a pas encore subi de déformation. Les matrices de passage sont estimées, sur l'objet statique, à partir des points d'intersection de la grille (voir Figure 5.13(a)) qui possèdent à la fois des coordonnées dans le repère objet et dans les deux repères image.

2.2.2 Étalonnage standard sur mire

Pour les autres expériences, cette phase est réalisée avec des mires à poste telles que celles visibles sur les Figures 5.13(b) et 5.13(c). Ce type d'étalonnage possède la particularité d'offrir une faible incertitude et un grand nombre de points d'intérêt. Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit sur la mire et ainsi diminuer l'incertitude de localisation, les 25 images recalées de la séquence sont préalablement moyennées. Pour le premier essai, l'incertitude sur la position tridimensionnelle des points d'étalonnage est de 25 μm (Figure 5.13(a)) contre 15 μm pour le second (Figure 5.13(b)) et 5 μm pour le troisième (Figure 5.13(c)). Ces incertitudes sont issues des moyens de contrôles employés. De plus, pour cet essai, une amélioration de l'étalonnage fondée sur la géométrie épipolaire est mise en œuvre. En effet, la projection de la mire sur les images ressemble à un échiquier donnant une alternance de carrés noirs et blancs. Ceci offre la possibilité de créer des techniques numériques dont l'objectif est de trouver les frontières entre ces différents carrés et, par ce biais, d'optimiser la localisation des points d'intersection remarquables.



(a) (b) (c)

FIGURE 5.13 : Visualisation des différentes images d'étalonnage des essais ultra-rapides, (a) marquage direct sur l'objet, (b) mire gravée avec gorge fine, (c) mire gravée en échiquier.

2.2.3 Étalonnage amélioré sur mire

Le principe est le suivant : dans l'image, l'intensité des carrés sombres est donnée par les bas niveaux de gris, tandis que celle des carrés clairs correspond aux niveaux de gris les plus hauts. De ce fait, une première opération consiste à soustraire à l'ensemble de l'image une valeur d'intensité telle que les carrés sombres soient d'intensité négative alors que celle des carrés clairs reste positive. Ainsi, lors de la création du masque de la mire dans les images, les parties correspondant aux carrés clairs ont des valeurs positives tandis que celles associées aux carrés sombres ont une valeur négative, les valeurs situées en dehors de la mire étant nulles. Le problème est donc de maximiser le critère basé région $\xi(x,y)$ donné par :

$$\xi(x,y) = \int_{u(x,y)} u(x,y) \times m(x,y) \tag{5.5}$$

et qui représente l'intensité des niveaux de gris $u(x,y)$ à l'intérieur du masque $m(x,y)$. Ainsi, la valeur maximale ne peut être trouvée que si les frontières du masque correspondent à celles de la projection de la mire sur les images.

Ce processus d'estimation est itératif ; à chaque étape, la position d'un point du masque est modifiée et la quantité $\xi(x,y)$ recalculée et comparée à celle donnée à l'étape précédente. Si elle est plus importante, les coordonnées des points sont conservées permettant la prise en compte d'un deuxième critère : les nouveaux points images doivent, une fois reconstruits par l'intermédiaire des matrices de passage réactualisées, se rapprocher des points de contrôle en 3D. Seules les coordonnées satisfaisant au mieux les deux critères sont conservées. Ce processus est long et, pour le moment, les positions des points du masque ne sont précises qu'au pixel près pour les mires usinées.

Lorsque les positions des points de la grille sont estimées, un critère de comparaison entre l'étalonnage initial manuel et son homologue optimisé a été utilisé (de manière uniquement qualitative pour l'instant) ; il consiste à se servir de la géométrie épipolaire et, plus précisément, des droites épipolaires. En effet, les centres optiques étant «loin» pour le modèle orthographique, ces réseaux de droites doivent être quasiment parallèles. Ceci fournit un critère visuel permettant de qualifier les performances de l'étalonnage. Cette méthode d'amélioration a été mise en application pour la dernière expérience d'expansion de cylindre et les résultats sont donnés sur la Figure 5.14. L'amélioration apportée par cette technique apparaît clairement, puisque pour les mêmes points considérés de la Figure 5.16(a), les droites passent d'un réseau de droites hétérogènes (Figure 5.16(b)) à un réseau bien ordonné (Figure 5.14(c)) avec l'étalonnage amélioré par l'algorithme précédent. Ainsi, l'incertitude de reconstruction en trois dimensions des points de la mire passe de 1,5 mm pour un étalonnage non optimisé à 300 μm dans le cas d'une optimisation telle que faite ici. L'incertitude de mesure est obtenue par la méthode présentée dans la partie 5 du chapitre 2.

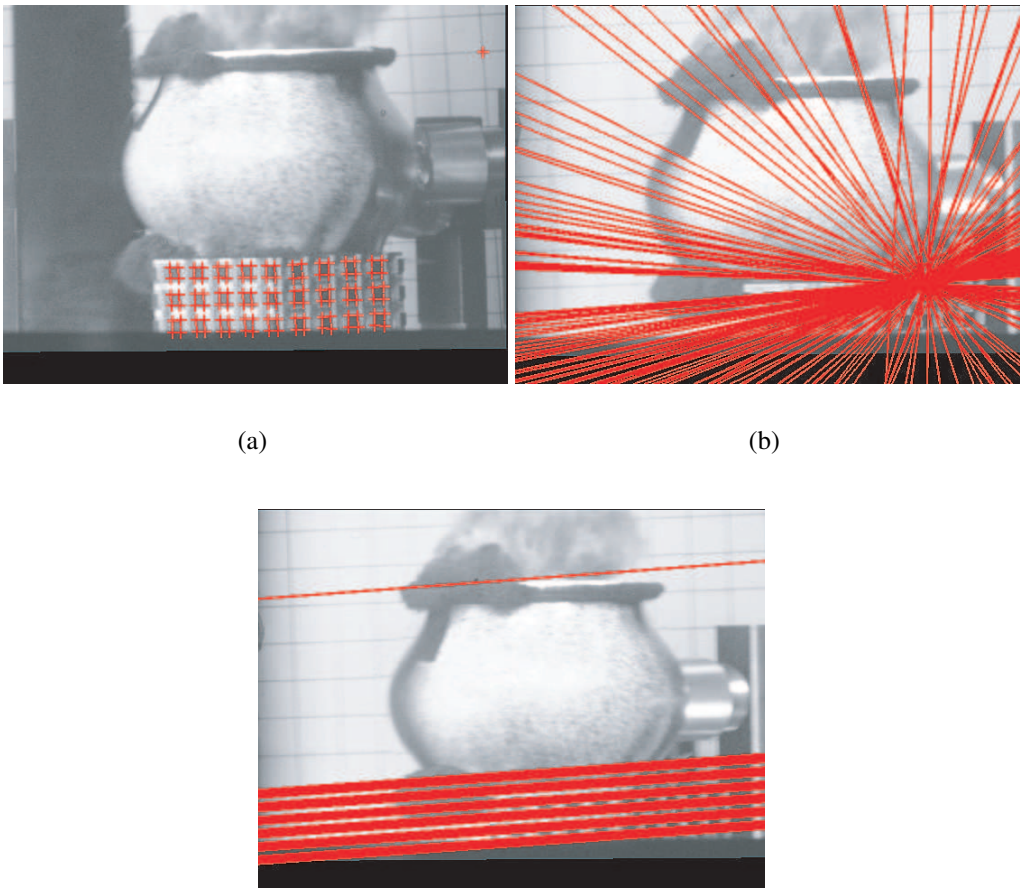
2.3 Appariement entre les séries d'images

Cette phase sert à suivre l'évolution de la position des points dans les images. Ce suivi peut se faire de manière temporelle donnant ainsi la position des points à chaque instant. Cependant, il peut aussi se réaliser de manière spatiale, c'est ce qui donne la position des points en correspondance sur les images de gauche et de droite. Ainsi, c'est ce qui permet de considérer les mêmes points pour les deux séries considérées. Dans le premier essai, ces deux phases d'appariement se font par l'intermédiaire des points d'intersection de la grille et sont purement manuelles et donc très imprécis. Précisons que, du fait de la luminosité non constante au cours du temps, certains points apparaissent et disparaissent.

Pour les autres essais, ces appariements sont réalisés avec la corrélation d'images. La stratégie, pour de telles images, est d'effectuer l'appariement spatial entre les séries d'images de gauche et de droite sur la première paire. Ensuite, les points d'intérêts sont suivis au cours du temps avec un appariement temporel. Cette stratégie d'appariement est schématisée sur la Figure 1.9. Il est tout à fait possible de réaliser des appariements spatiaux pour d'autres temps, mais ce procédé ne s'est pas révélé adapté pour nos images expérimentales difficiles. Les matrices de passage ayant été déterminées, les images recalées et associées, la reconstruction du cylindre est effectuée.

2.4 Reconstruction des expansions de cylindre

Cette phase ne présente pas de difficulté notable car elle nécessite uniquement les matrices de passage et les points associés, quantités fournies dans les étapes décrites précédemment. La reconstruction consiste à obtenir les points tridimensionnels correspondant aux intersections de la grille.



(a) (b)

(c)

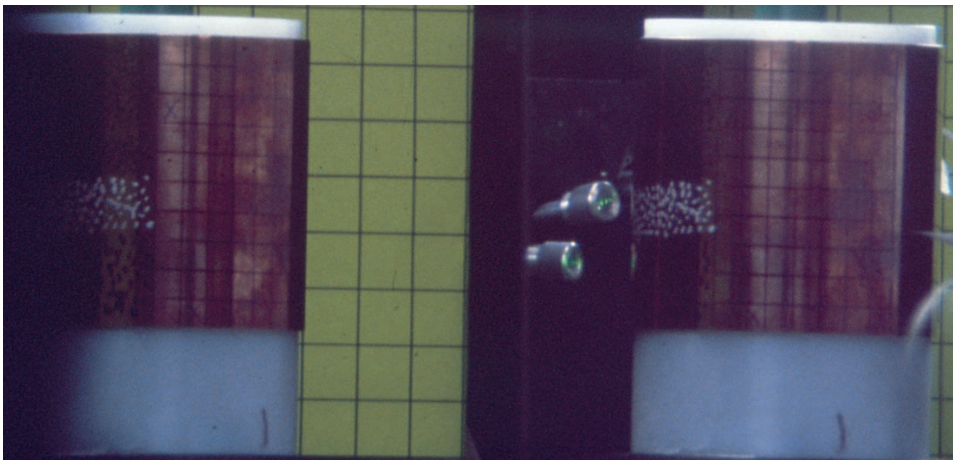
FIGURE 5.14 : Utilisation de la géométrie épipolaire pour l'estimation de la qualité de l'étalonnage. Position des points d'étalonnage dans les images (a). Réseau de droites épipolaires obtenues sans amélioration de l'étalonnage (b), et avec amélioration de l'étalonnage (c).

2.4.1 Reconstruction de l'objet marque d'une grille

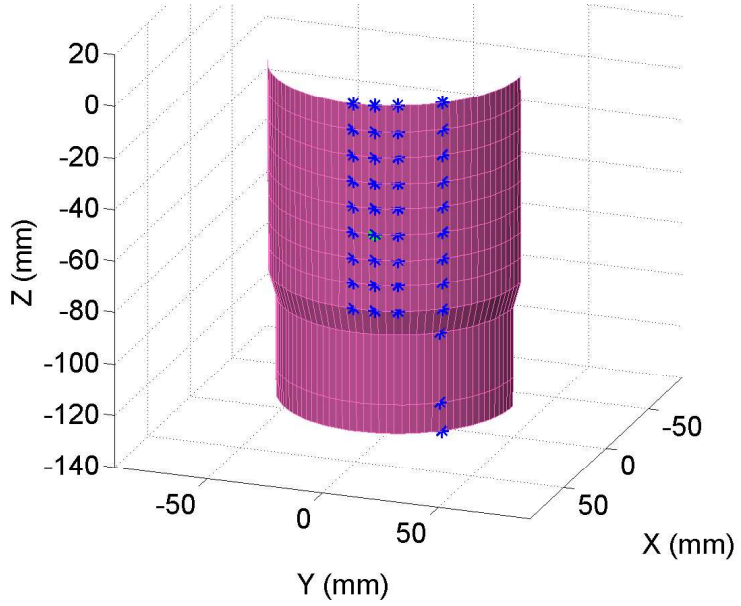
Le marquage correspondant à l'expérience considérée est illustré sur la Figure 5.13(a). Dans ce cas précis, l'étalonnage a eu lieu directement sur l'objet. Ainsi, les points reconstruits le sont directement dans le repère objet qui a son origine (x, y) sur l'axe du cylindre, l'origine de la hauteur $z = 0$ étant sur la première ligne horizontale. Dans un premier temps, la position des points pour l'état initial illustré sur la Figure 5.15 est reconstruite. Les points bleus correspondent aux points de mesure, la surface rose représentant la surface passant au mieux par ces points. Pour le premier essai, l'incertitude est de 500 μm alors que le cylindre possède initialement un rayon moyen de 53 mm avec une tolérance de 0,025 mm. Plusieurs points expliquent de tels écarts. Tout d'abord, et même si cela n'engendre pas de défauts locaux, l'étalonnage ne s'est pas fait sur une vraie image statique (la première image du tir étant inexploitable car les flashes n'étaient

pas assez intenses) mais il s'est fait sur la deuxième image du tir où, pour un tel instant, l'objet peut s'être très légèrement déplacé voire déformé. De plus, et c'est la limitation principale, un trait même fin possède une épaisseur qui sur les images peut être de quelques pixels (1 pixel représentant ici 150 μm sur l'objet). Ainsi, il est difficile de localiser précisément l'intersection des traits. Toutes ces erreurs combinées expliquent l'incertitude observée.

La Figure 5.16 illustre la reconstruction de l'objet à $t = T_0 + 70$ μs pour laquelle un certain nombre de points devient inexploitable à cause de l'état de surface qui rend difficile l'appréciation des intersections. De plus, l'éclairage était principalement dirigé de haut en bas, provoquant une sous-exposition de la partie basse de l'objet. Ainsi, de 54 points de mesure présents à l'état initial, on passe à 22 points d'intérêt pour la dernière image avec une perte constante au fil du temps. La surface représentée correspond à ce qui est attendu, et traduit tout de même une assez bonne reconstruction globale, même si cela ne permet pas d'atteindre l'objectif qui est d'observer et de quantifier le phénomène de striction. Pour cela, il faut à la fois augmenter la quantité de points de mesure et diminuer l'incertitude de reconstruction. Afin de parvenir au résultat souhaité, la stéréovision est couplée avec la corrélation d'images et les résultats sont présentés dans les parties suivantes.

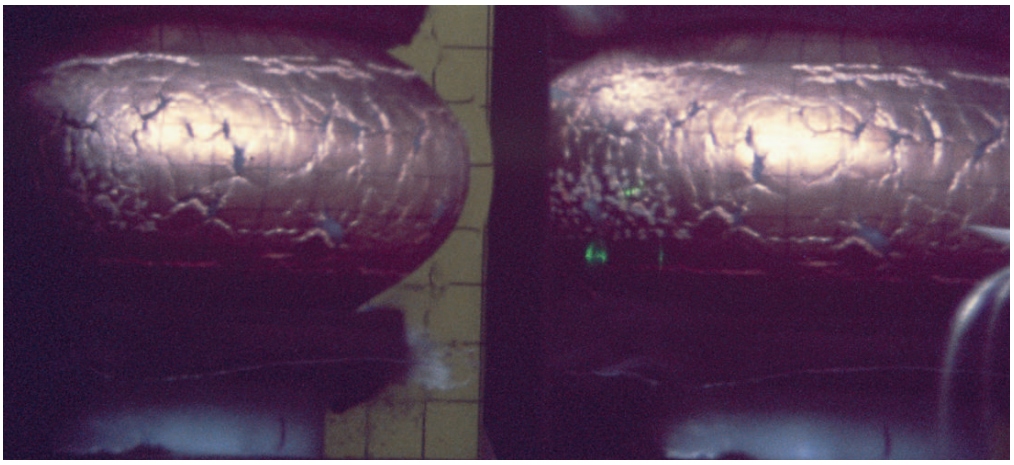


(a)

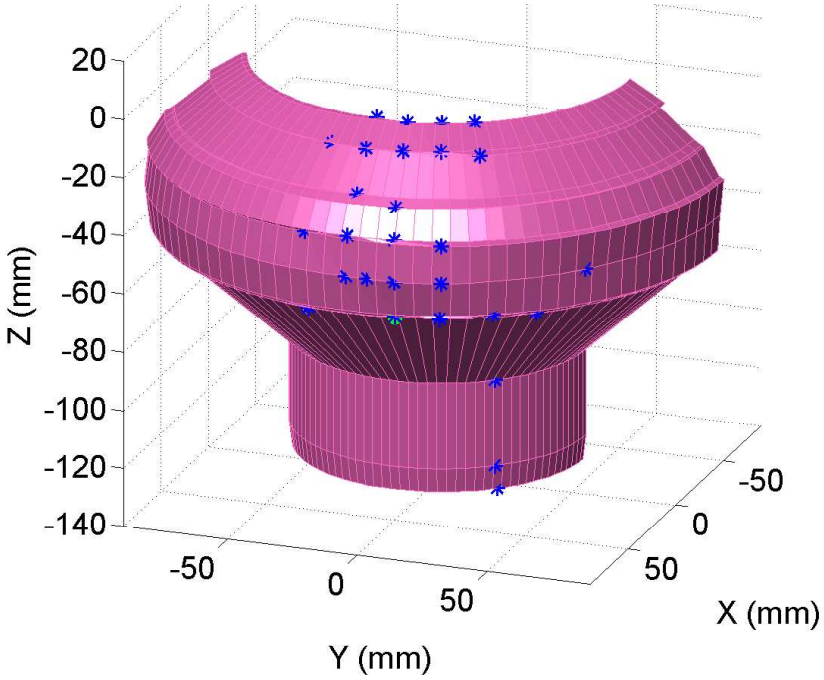


(b)

FIGURE 5.15 : Reconstruction initiale du cylindre de la première expérimentation, appariement par grille et étalonnage sur l'objet.



(a)



(b)

FIGURE 5.16 : Reconstruction du cylindre de la première expérimentation, appariement par grille et étalonnage sur l'objet, à $t = T_0 + 70\ \mu$s. La partie en rose correspond à une vue d'artiste où une surface a été interpolée à partir des 12 points de reconstruction.

2.4.2 Reconstruction basée sur un appariement par corrélation et avec un étalonnage standard sur mire de type grille

Pour cette expérience, correspondant à l'image de la Figure 5.13(b), lors de l'appariement initial, seuls les points centraux des zones d'intérêt de chaque image sont associés correctement. En effet, la corrélation crée, sur l'image de référence, une grille régulière qu'elle cherche à faire correspondre sur l'image de l'autre série. Cependant, du fait du rayon de courbure de l'objet, les éléments du maillage ont tendance à s'étirer ou, au contraire, à rétrécir afin de s'adapter à l'image de l'autre série. L'amplitude de ces déformations peut être importante, ce qui pénalise l'appariement par corrélation. Ceci, a pour effet, de diminuer l'angle de vue reconstruit. Ainsi, le cylindre moyen estimé (en rouge sur la Figure 5.17) est généré à partir d'un faible nombre de points entraînant une incertitude sur la position du cylindre. Le représentation est crée sans effets de transparence. ≪Un trou≫ signifie que la surface moyenne passe au dessus de celle reconstruite.

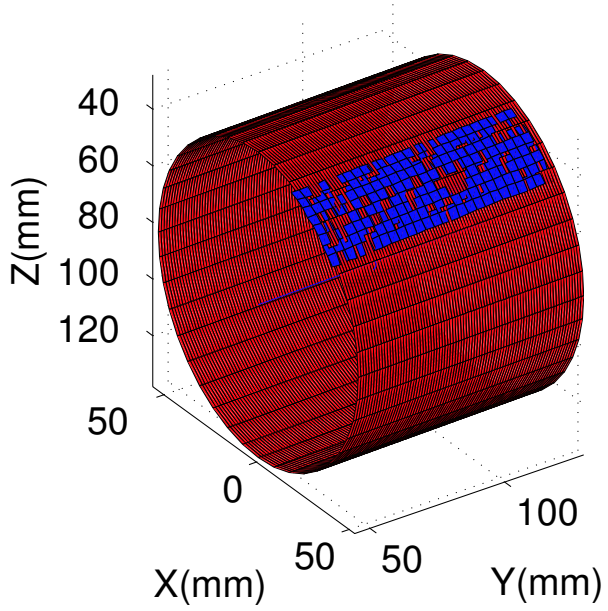


FIGURE 5.17 : Reconstruction initiale du cylindre de la seconde expérimentation, appariement par corrélation et étalonnage standard sur mire. En bleu, points expérimentaux. En rouge, meilleur cylindre obtenu à partir des points expérimentaux.

La qualité d'image et de texture induit l'utilisation d'une taille d'éléments plus importante pour l'appariement par rapport à ce qui est fait dans la partie 4 du chapitre 4 (50 % plus importante au minimum). De ce fait, en combinant les problèmes liés à l'angle de vue, à la qualité des images et à la texture, il s'avère que près de la moitié du champ observé est perdu pour la reconstruction. Cette étape de stéréocorrélation initiale pourrait être améliorée (de manière conséquente, à notre avis) en utilisant la forme initiale connue du cylindre comme cela a été fait dans la partie 4 du chapitre 4. Cela conduirait à une diminution de l'incertitude de reconstruc-

tion et, surtout, à une augmentation de la taille du domaine reconstruit.

Après cette reconstruction qui résulte de l'appariement initial, les reconstructions aux images 5 et 10 sont données sur la Figure 5.18 où il apparaît des zones fortement perturbées, notamment pour une abscisse X de 20 mm et une ordonnée Y de 110 mm où un trou se forme [101]. Ce dernier apparaît dès l'image 6 et reste présent pendant toute la déformation, le tantale permettant l'apparition précoce de phénomènes locaux. En croisant les observations visuelles effectuées à partir du film d'une tierce caméra dédiée à l'observation globale, il apparaît un trou similaire, situé à la même hauteur.

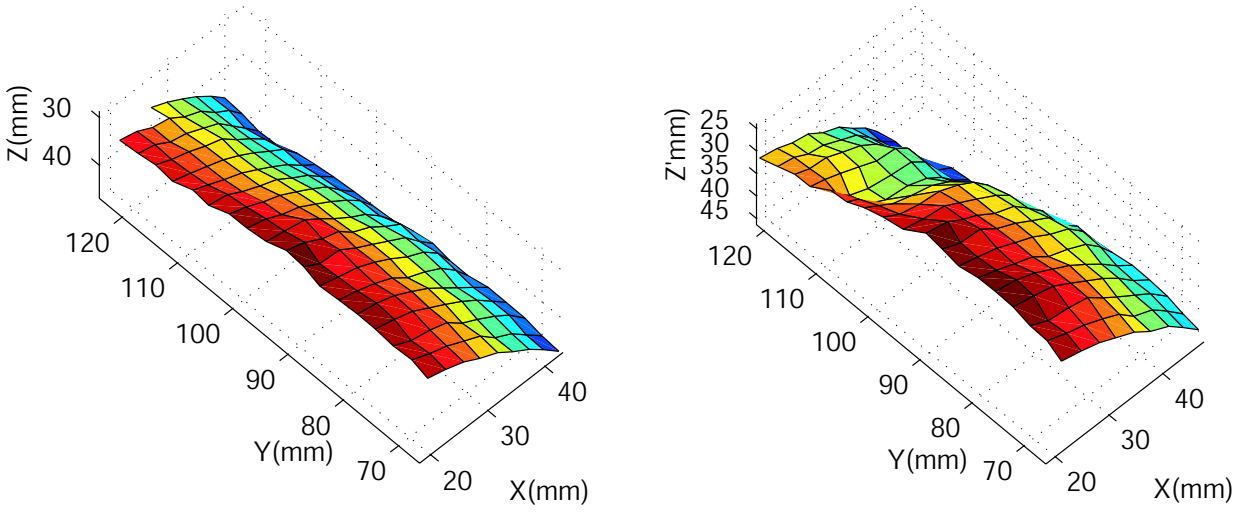
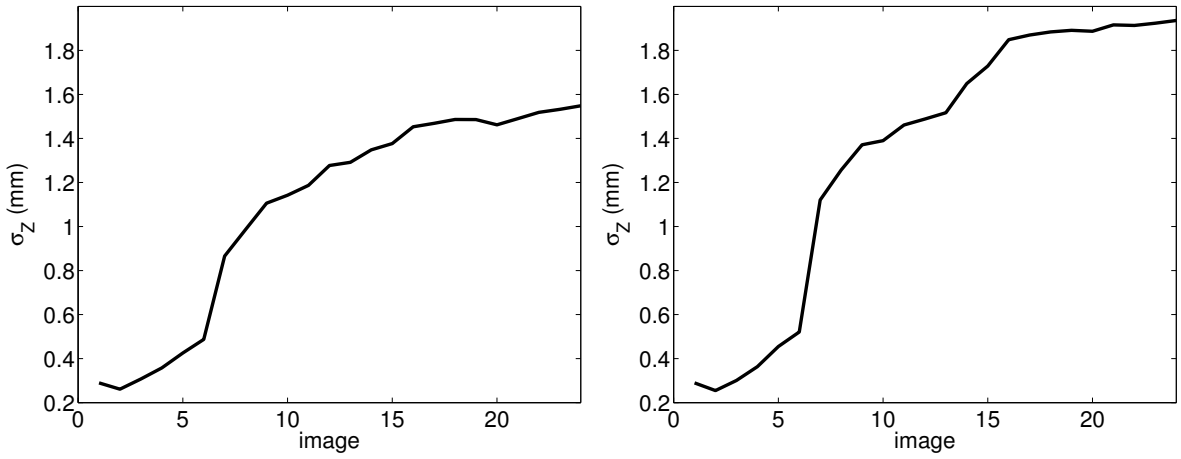


FIGURE 5.18 : Reconstruction aux images 5 et 10 de la seconde expérimentation, appariement par corrélation et étalonnage standard sur mire.

Afin de mieux quantifier ce défaut de forme, nous estimons l'évolution de la rugosité en fonction du temps. Pour cela, nous construisons la surface théorique passant au mieux par l'ensemble des points expérimentaux puis l'écart quadratique moyen est estimé entre les points de la surface théorique et ceux de la surface expérimentale. Cette démarche est réalisée sur l'ensemble de l'échantillon et sur une zone locale où le défaut de forme, visible sur les images de la Figure 5.18, semble apparaître. Le résultat de l'évolution de la rugosité en fonction du temps est montré sur la Figure 5.19(a), pour l'aspect global, et sur la Figure 5.19(a), pour la zone globale. De ces courbes, l'évolution de la rugosité suit un profil exponentiel, avec un fort accroissement au début et une plus faible vitesse d'évolution à la fin. De plus, une rupture de pente apparaît entre l'image 6 et l'image 7, correspondant au temps où le trou se forme sur les surfaces reconstruites. Cette rupture de pente est d'autant plus marquée lorsque nous considérons l'évolution locale de la rugosité : la valeur de rugosité passe de 0,5 mm à 1,1 mm.

L'incertitude moyenne de reconstruction obtenue ici par la méthode présentée dans la partie 5 du chapitre 2 est de 20 μm pour une taille d'élément de 24 $\times$ 24 pixels dans le cas de l'appariement initial. Cette valeur semble faible devant les conditions expérimentales sévères mais s'explique par la grande résolution des images où 1 pixel représente 80 μm, soit la même valeur que pour les essais de dynamique rapide. De plus, la taille des éléments est très importante afin de contrebalancer les effets d'un mouchetis faiblement contrasté. Or, ceci conduit à une quantité de points reconstruits assez faible. En revanche, le calcul s'effectue ici à référence variable ce qui provoque un cumul des erreurs. L'incertitude à la fin de l'expérience est de 500 μm.



(a) (b)

FIGURE 5.19 : Évolution de la rugosité pour l'essai d'expansion de cylindre, globalement (a) et localement (b).

Le phénomène de striction que nous souhaitions observer et quantifier a pu être mis en évidence, avec cette expérience. Malheureusement, par faute de temps, les outils d'amélioration n'ont pas pu être mis en place pour les essais d'expansion ; ils l'ont cependant été pour le relèvement de cylindre dont les résultats sont présentés dans la partie 3 de ce chapitre. La seule phase que nous avons pu améliorer pour ce type d'expérience est l'étalonnage et les résultats sont présentés au paragraphe suivant.

2.4.3 Reconstruction basée sur un appariement par corrélation et avec un étalonnage amélioré sur mire de damier

La procédure d'amélioration décrite dans la partie 2.2 de ce chapitre a été mise en application sur une troisième expérience d'expansion de cylindre, celle correspondant à la Figure 5.13(c). En premier lieu, la reconstruction du cylindre à l'état initial est montrée sur la Figure 5.20. Celle-ci est présentée dans les mêmes conditions que la Figure 5.17. Comme dans le cas précédent, l'appariement spatial ne s'effectue pas correctement sur les zones de frontière de la région d'étude. De plus, pour cet essai, le champ est d'autant plus restreint qu'un mauvais

réglage de la caméra a limité la hauteur observable du cylindre pour les premières images. Ainsi, seule la moitié de la hauteur est visible. Malgré ces conditions défavorables, il est tout à fait possible de reconstruire correctement la surface du cylindre.

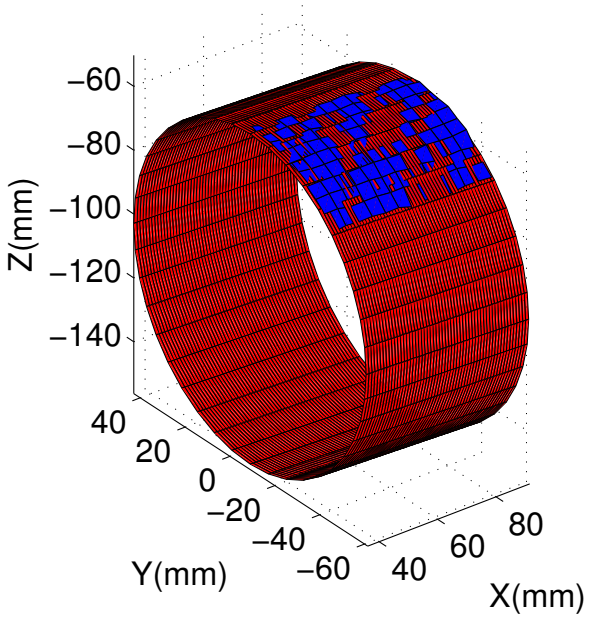


FIGURE 5.20 : Reconstruction initiale du cylindre de la troisième expérimentation, appariement par corrélation et étalonnage optimisé. En bleu, points expérimentaux. En rouge, meilleur cylindre obtenu à partir des points expérimentaux.

À partir de l'image 12, le traitement des images devient plus difficile à cause du flou conséquent sur les images, mais aussi de par la présence de saturation. Cela reste cependant peu dommageable car les phénomènes que nous souhaitons observer apparaissent plus tôt. Sur la Figure 5.21, la forme de l'objet à l'instant correspondant à l'image 12 est illustrée ; cette forme est en bon accord avec celles obtenues lors des essais précédents, **témoignant ainsi d'une bonne robustesse de la technique malgré des images de faible qualité**.

Le profil de rugosité, que nous avons choisi de ne pas montrer car il manque un grand nombre d'images, suit la même tendance que celui de l'essai d'expansion précédent au début de l'expérience. En revanche, l'incertitude moyenne de reconstruction est plus grande que pour le cas précédent du fait d'une texture plus difficile. Ainsi, elle est de 50 μm pour l'état initial et de 600 μm pour l'état final (image 12). La taille physique représentée par un pixel est la même que pour l'essai précédent du fait des conditions expérimentales similaires. L'amélioration de l'étalonnage n'apporte pas une diminution de l'incertitude de rugosité mais permet de mieux situer l'objet dans l'espace.

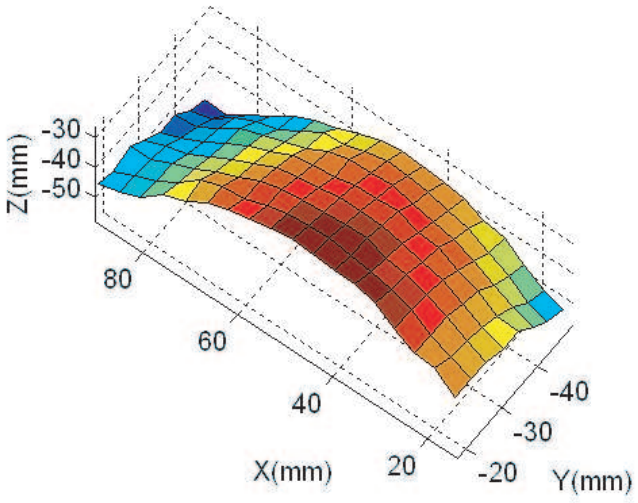


FIGURE 5.21 : Reconstruction de l'image 12 de la troisième expérimentation.

L'ensemble de ce dépouillement est détaillé dans [101, 102, 103, 104] où les résultats issus d'autres moyens de mesure sont également présentés, radiographie bien sûr mais aussi vélocimétrie.

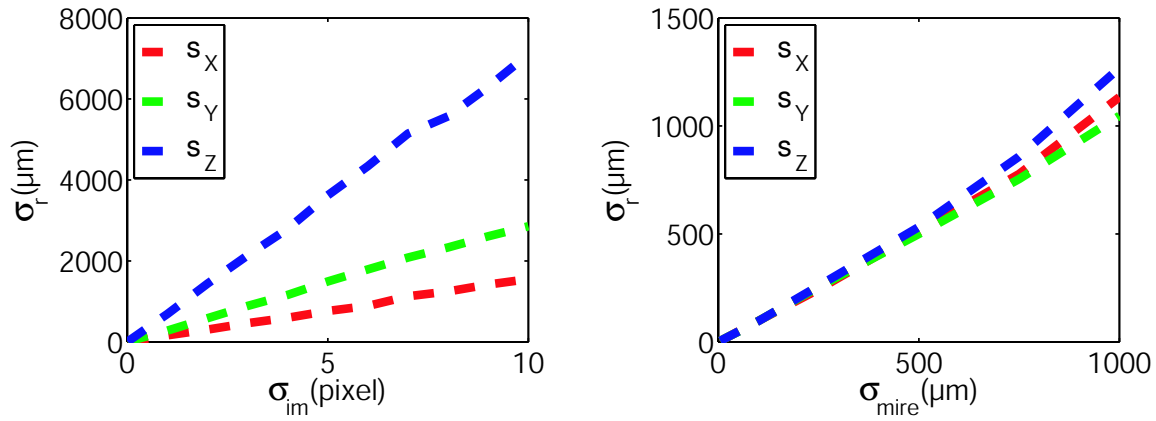
2.5 Connaissances acquises par les expansions de cylindre

De ces expérimentations, il ressort que la complexité des expériences de détonique diminue le degré de liberté lors de la mise en place du système de stéréovision. Ceci, même si un grand nombre d'améliorations a été apporté entre le premier et le dernier essai. Ceci s'observe sur l'angle entre les miroirs qui est resté figé à 15 ° pour une valeur maximale possible de 19,4 ° (voir l'Annexe B). Cette limitation est principalement imputable à la présence d'autres matériels expérimentaux placés près de l'objet. Au niveau de la luminosité, des progrès sont à réaliser car ce paramètre est mal contrôlé ; les images sont tantôt surexposées, tantôt sous-exposées. Un manque de répétitivité s'observe également lors de la création du motif aléatoire tout comme dans la phase de réglage des caméras amenant parfois des images floues. Ces deux points apportent des incertitudes sur la reconstruction finale de l'objet et leur influence respective sur cette dernière est détaillée dans l'Annexe F.

Concernant les incertitudes de reconstruction, les répercussions des erreurs d'étalonnage du système stéréoscopique sont étudiées dans l'Annexe F, mais uniquement dans le cas de la reconstruction de la mire. De là, il ressort qu'une mauvaise détection des points d'étalonnage dans les images est plus néfaste qu'une méconnaissance de la géométrie de la mire. Dans l'Annexe F, nous établissons également l'évolution de l'incertitude d'appariement en fonction du bruit dans les images. Ceci nous permet, par la suite, de déduire l'incertitude de reconstruction en

fonction de l'erreur d'appariement. Comme cette dernière est limitée à 0,5 pixel, même pour un fort niveau de bruit, nous obtenons une valeur maximale d'incertitude de reconstruction. Enfin, l'influence du flou de mouvement est aussi étudiée dans l'Annexe F. Celui-ci se traduit par une incertitude d'appariement du même ordre de grandeur que celle obtenue par corrélation.

Dans le cas de l'objet, les courbes présentant l'évolution de l'incertitude de reconstruction en fonction de l'incertitude sur la position des points d'étalonnage sur la mire (σ_{mire}) et dans les images (σ_{im}) sont données sur la Figure 5.22. Sur la Figure 5.22(a) seule une incertitude sur la position des points d'étalonnage dans les images est considérée tandis que, sur la Figure 5.22(b), seule une incertitude sur la position des points d'étalonnage de la mire est prise en compte. De là, les incertitudes sont bien plus grandes que celles montrées sur la Figure F.3. Ceci, laisserait sous-entendre que la reconstruction est correcte uniquement dans le plan de la mire.



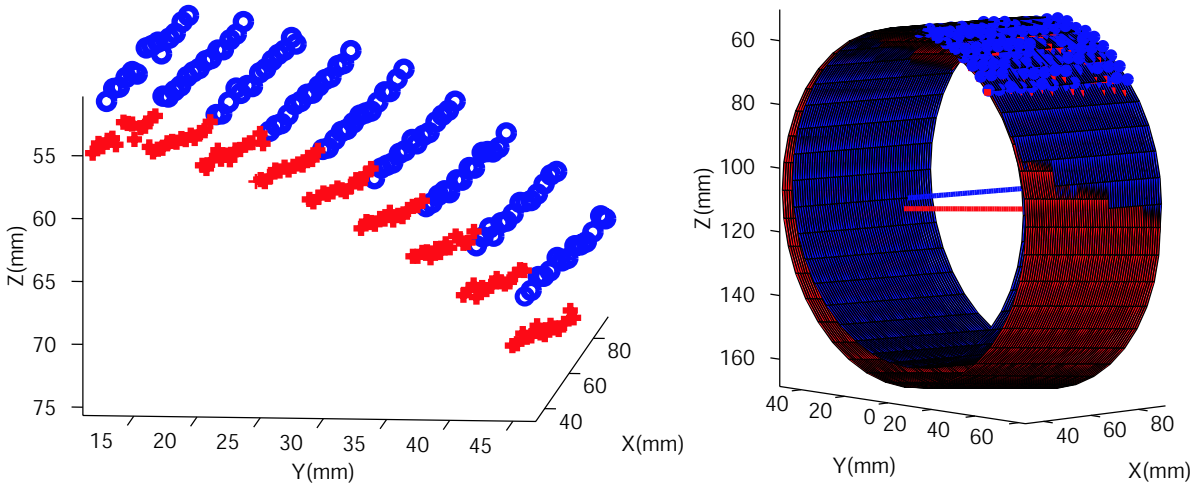
(a) (b)

FIGURE 5.22 : Évolution de l'incertitude de reconstruction de l'objet en fonction de l'incertitude de la position des points d'étalonnage uniquement sur la mire (a) et sur les images (b).

En réalité, en étudiant la matrice de covariance des points de l'objet reconstruit, comme présenté dans l'Annexe F, il apparaît que les valeurs sont fortement corrélées. Ceci signifie que lorsqu'un point bouge, les autres bougent également et qu'en réalité les incertitudes sont liées à un mouvement d'ensemble de l'objet. Pour s'en convaincre, il suffit de regarder les Figures 5.23(a) et 5.23(b) où la reconstruction initiale est superposée à une configuration déformée pour une incertitude d'étalonnage sur l'image d'écart type 5 pixels. Sur la Figure 5.23(a), il apparaît clairement un mouvement d'ensemble des points et une forme globale préservée. Sur la Figure 5.23(b), les deux surfaces reconstruites sont bien cylindriques et l'on voit une modification de l'orientation de l'axe du cylindre mais aucun défaut local sur la surface de l'objet.

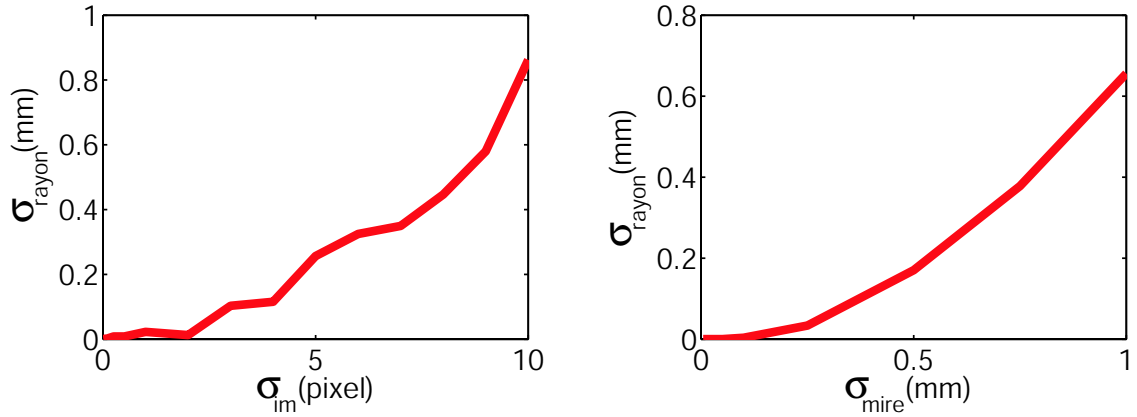
L'évolution de l'erreur d'appariement du rayon en fonction de l'incertitude sur la position des points d'étalonnage dans l'image et dans la mire est montrée sur les Figures 5.24(a) et

5.24(b). Le défaut de forme est bien inférieur à ce que laissent penser les courbes de la Figure 5.22. En d'autres termes, lorsqu'une erreur est commise sur l'étalonnage, elle engendre principalement un défaut de positionnement de l'objet dans le repère de la mire, plus qu'un défaut de forme qui n'aurait quasiment aucun impact sur le plan local.



(a) (b)

FIGURE 5.23 : Points reconstruits perturbés par des distorsions optiques (cercles) et points initiaux (croix) (a). Cylindre reconstruit à partir des points initiaux (en rouge) et perturbés (en bleu) (b).



(a) (b)

FIGURE 5.24 : Évolution du rayon en fonction de l'incertitude de la position des points d'étalonnage pour une erreur uniquement sur les images (a) et sur la mire (b).

Ainsi, comme nous le détaillons en Annexe F, les erreurs locales de reconstruction sont principalement liées aux performances de l'appariement spatial et temporel et reposent donc sur la corrélation d'images.

2.6 Conclusion sur les expériences d'expansion de cylindre

Des conclusions peuvent être tirées de ces trois premières expériences. Nous en soulignons les suivantes :

- il est préférable d'avoir une mire plus visible que précise, et qui garantisse un étalonnage automatique,
- l'étalonnage doit être amélioré pour que l'objet soit correctement placé dans le repère du monde,
- actuellement, il n'existe pas d'autres moyens pour générer suffisamment de lumière pour ces expériences et des améliorations sur la disposition des flashes doivent être trouvées afin d'obtenir l'éclairement le plus homogène possible,
- un grand nombre de points fixes doit être disposé dans les images pour garantir un bon recalage de ces dernières avant le dépouillement,
- devant les difficultés de marquer manuellement et correctement la pièce, un moyen plus robuste doit être trouvé et, si possible, il doit permettre une réflexion spéculaire de la lumière améliorant l'homogénéité de l'éclairage,
- il est nécessaire de corriger les grands déplacements pour les appariements spatiaux et temporels afin d'augmenter la quantité de points de mesure,
- dans l'optique d'estimer les performances de la technique, la taille minimale des défauts perceptibles doit être estimée.

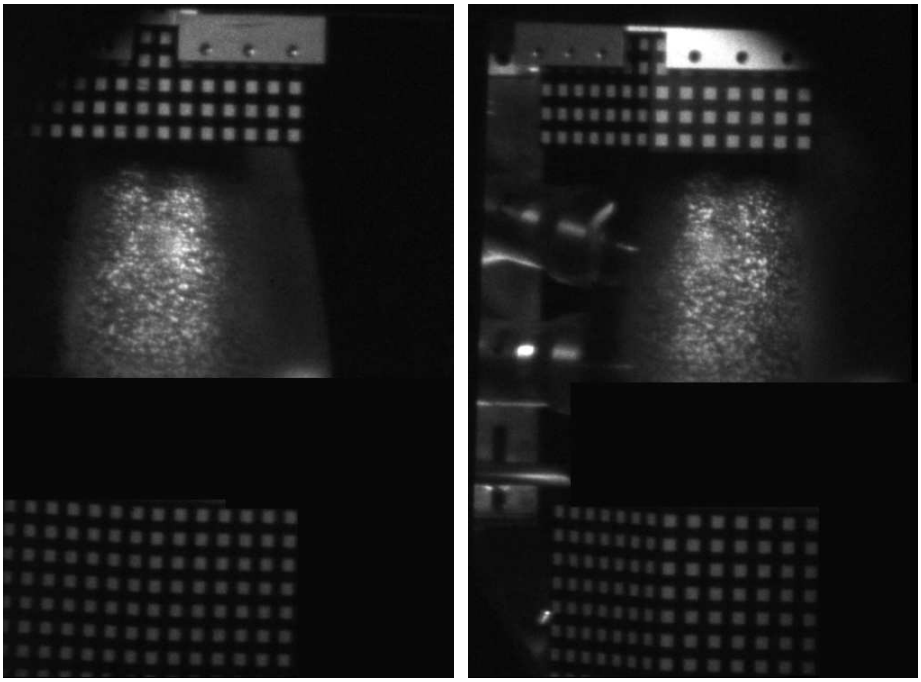
Ainsi, afin de satisfaire le plus grand nombre de points énoncés, les améliorations apportées sont les suivantes :

- utilisation de mires gravées au laser permettant un étalonnage automatique et un grand contraste entre les parties noires et blanches,
- mise en place d'au moins deux mires lors de l'expérience afin de garantir un meilleur recalage des images,
- plus de précautions dans le réglage de l'éclairage, augmentation des sources afin de permettre un recul de chacune et, par ce biais, une plus grande homogénéisation lumineuse,
- mise en place d'un dispositif de marquage de la surface par des procédés industriels : attaque au laser, pour le moment, ou attaque chimique,
- correction des grands déplacements basée sur un calcul prédictif, issu du code hydrodynamique HESIONE
- élaboration d'un cas de synthèse ou simulation de l'expérience pour l'estimation des performances globales.

Toutes ces améliorations énoncées ont été mises en pratique lors de la dernière expérimentation de relèvement de cylindre.

3 Expérience de relèvement de cylindre

Pour cette configuration, un tube de cuivre de 3 mm d'épaisseur et de 100 mm de diamètre intérieur est sollicité en expansion par un explosif (nitrométhane). L'amorçage est réalisé à une extrémité du cylindre. Le dispositif expérimental est identique à celui présenté sur la Figure 5.12 (pour ne pas confondre avec les expériences précédentes, nous parlerons de relèvement de cylindre pour cet essai). Sur cette expérience, nous avons tenu compte de toutes les observations faites à partir des essais précédents pour les phases de recalage, d'étalonnage et d'appariement. Ainsi, deux mires ont été mises en place garantissant un meilleur recalage des images, ces mires sont gravées au laser et offrent un excellent contraste sur les images garantissant ainsi un étalonnage, sur la mire du bas, automatique et robuste tout en conservant une faible incertitude sur la position des points en 3D, Figures 5.26(a) et 5.26(b). Les spécificités de ce dispositif expérimental sont reprises dans [105].



(a) (b)

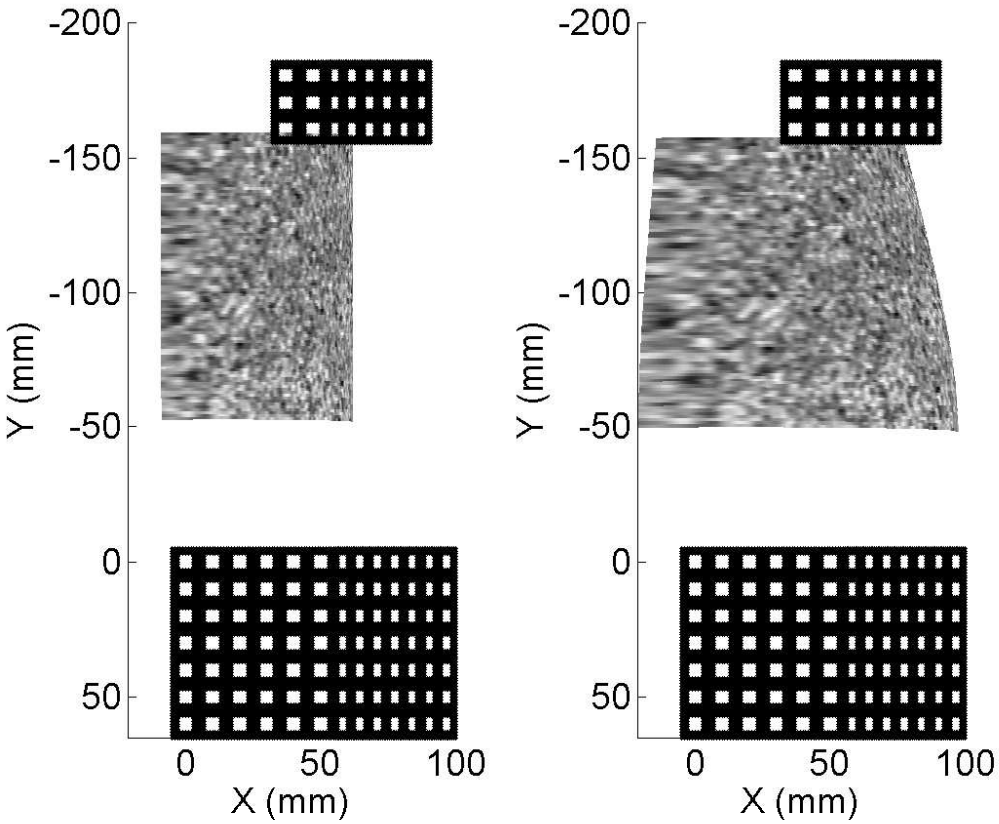
FIGURE 5.25 : Observation d'une paire d'images de relèvement de cylindre. Au premier plan, les deux mires de recalage (celle du bas servant aussi à l'étalonnage) et au deuxième plan l'objet sollicité sur lequel est déposé le marquage laser.

Avant de présenter les résultats expérimentaux, une étude sur une simulation de l'expérience par un cas de synthèse a été menée dans le but de quantifier les performances de la reconstruction et notamment l'estimation de la taille minimale de défaut observable.

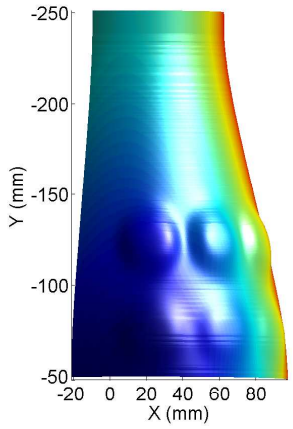
3.1 Cas de synthèse : simulation de l'expérience

Par cette démarche, nous recherchons la taille et l'amplitude des défauts qu'il nous est possible d'observer dans nos conditions expérimentales sévères. Pour cela, nous partons de la forme théorique de la surface, obtenue par le code de calcul hydrodynamique HESIONE, placée correctement dans l'espace en 3D. Pour y parvenir, quelques points expérimentaux ont été reconstruits afin de disposer, au bon endroit, la forme théorique. Ceci est effectué par une minimisation de la distance, entre la forme théorique et celle expérimentale, au sens des moindres carrés. Sur la géométrie correspondant à l'instant initial, sans déformation, le mouchetis identique à celui gravé sur l'objet réel est «déposé» numériquement.

Cette forme initiale mouchetée, représentée sur la Figure 5.26(a), subit ensuite une déformation homogène obtenue par un calcul, donnant un mouchetis déformé visible sur la Figure 5.26(b). Pour déterminer les caractéristiques des défauts observables, nous nous basons sur la géométrie déformée. Sur cette dernière, nous appliquons des défauts locaux correspondant à des bosses d'amplitude et de diamètre variables dont une représentation est donnée sur la Figure 5.26(c). Les diamètres des bosses sont de 30 mm, 10 mm, 5 mm, 1 mm, 0,5 mm et les amplitudes des bosses de 5 mm, 2,5 mm, 1 mm, 0,5 mm, 0,25 mm, 0,125 mm. Nous avons donc au total 15 zones perturbées.



(a) (b)



(c)

FIGURE 5.26 : Simulation de l'expérience de relèvement de cylindre, forme avec mouchetis initialement non déformé (a) et déformé (b). Ajout de défauts locaux assimilés à des bosses sur la forme déformée (c).

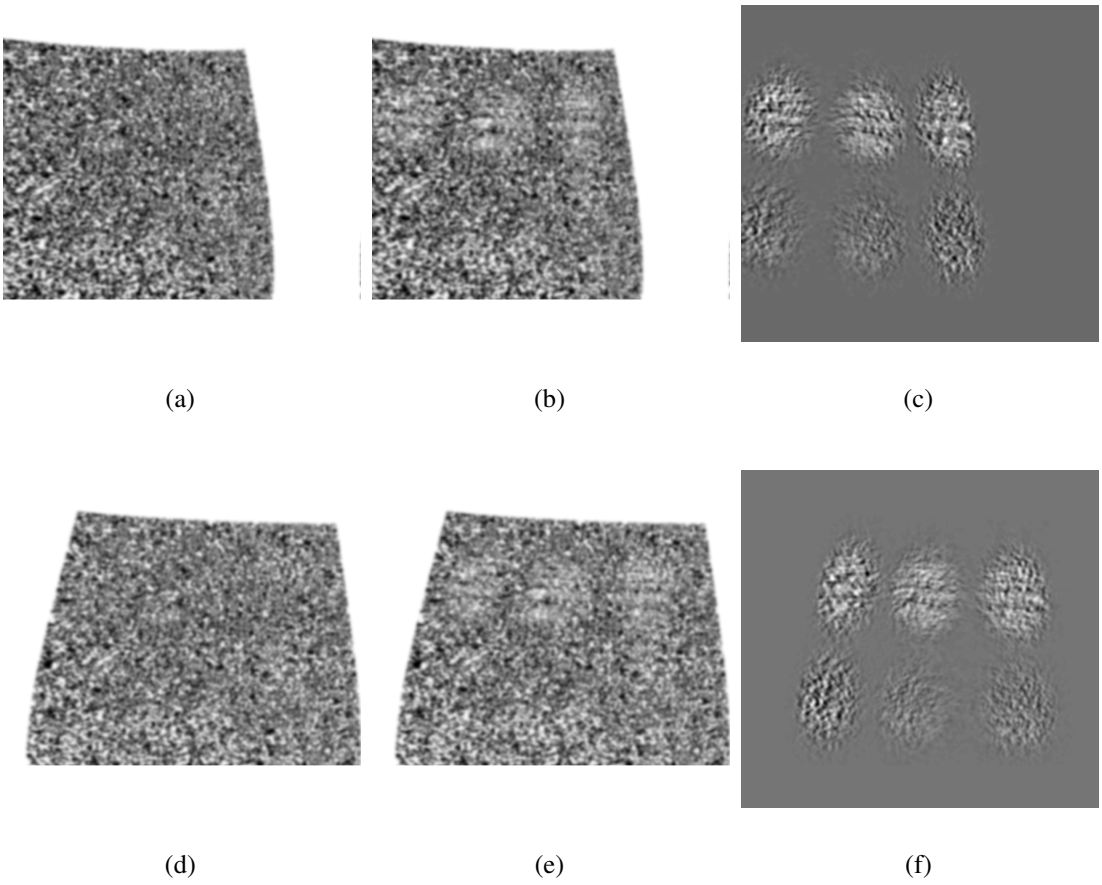


FIGURE 5.27 : Projection des formes en 3D dans les images, image de référence (a) et déformée (b) et différence entre l'image de référence et déformée (c) pour la série de gauche. Projection des formes en 3D dans les images, image de référence (d) et déformée (e) et différence entre l'image de référence et déformée (f) pour la série de droite.

Ensuite, par la connaissance des matrices de passage, chaque point de la surface en 3D est projeté, créant ainsi des paires d'images stéréoscopiques gauche et droite très proches des images obtenues expérimentalement. La réponse spatiale de la chaîne optique est prise en compte (voir les résultats de la partie 1.1 de ce chapitre) par une convolution de ces images avec une fonction gaussienne. Nous obtenons ainsi 16 paires d'images, une paire de référence représentant la géométrie déformée sans défaut local et 15 géométries déformées sur lesquelles les défauts locaux cités auparavant sont appliqués. Une représentation de ces images est montrée sur les Figures 5.27(a) et 5.27(b) pour la série de gauche et sur les Figures 5.27(d) et 5.27(e) pour la série de droite. Sur la Figure 5.27(c) et afin de bien comprendre la perturbation induite par les bosses sur les images, la différence entre les deux images est illustrée, l'une où la géométrie en 3D a subi des défauts locaux, et l'autre où aucun défaut n'est appliqué sur la forme. La Figure 5.27(f) représente la même quantité que la Figure 5.27(c), mais pour la série de droite. Précisons que toutes les images projetées sont exemptes de bruit puisque nous ne nous intéressons ici qu'aux erreurs de reconstruction.

De ces images, des calculs de corrélation, avec une taille d'élément identique au cas expérimental, soit 16 pixels $\times$ 16 pixels (ce choix est le plus adapté compte tenu du rapport signal sur bruit), sont menés permettant une reconstruction pour chaque couple diamètre-amplitude de défauts. Ces reconstructions, comparées à leurs homologues théoriques, permettent de déterminer les paramètres en dessous desquels une reconstruction fiable est impossible. Pour effectuer cette comparaison, nous nous basons sur les cartes de la Figure 5.28(a) et 5.28(c) qui représentent, après dépliement sur un plan, l'écart entre la surface du cylindre sans défaut et celle avec défaut. Cette manière de représenter la surface cylindrique a été proposée par Luo et Riou [24]. La Figure 5.28(a) représente l'écart entre les géométries théoriques tandis que la Figure 5.28(b) correspond au cas expérimental, l'amplitude valant 2,5 mm et 5 mm et le diamètre 30 mm. Nous constatons, pour ce couple diamètre-amplitude, que la reconstruction basée sur la corrélation est très proche de la référence théorique. En revanche, pour le cas des Figures 5.28(c) et 5.28(d) correspondant à une amplitude de 250 μm et 125 μm et un diamètre de 5 mm, la reconstruction avec la corrélation est bien plus éloignée de la quantité théorique. Ceci s'explique aisément par la faible taille des défauts comparée à la taille des éléments employés pour la reconstruction qui est de 16 $\times$ 16 pixels où 1 pixel représente 180 μm. La Figure 5.28(e) reprend ces résultats d'une manière plus synthétique, pour l'ensemble des couples diamètre-amplitude. En effet, la Figure 5.28(e) représente l'évolution de l'amplitude adimensionnée (amplitude reconstruite divisée par l'amplitude théorique) reconstruite expérimentalement en fonction du diamètre. La Figure 5.28(f), quant à elle, décrit l'évolution du diamètre expérimental calculé en fonction du diamètre théorique.

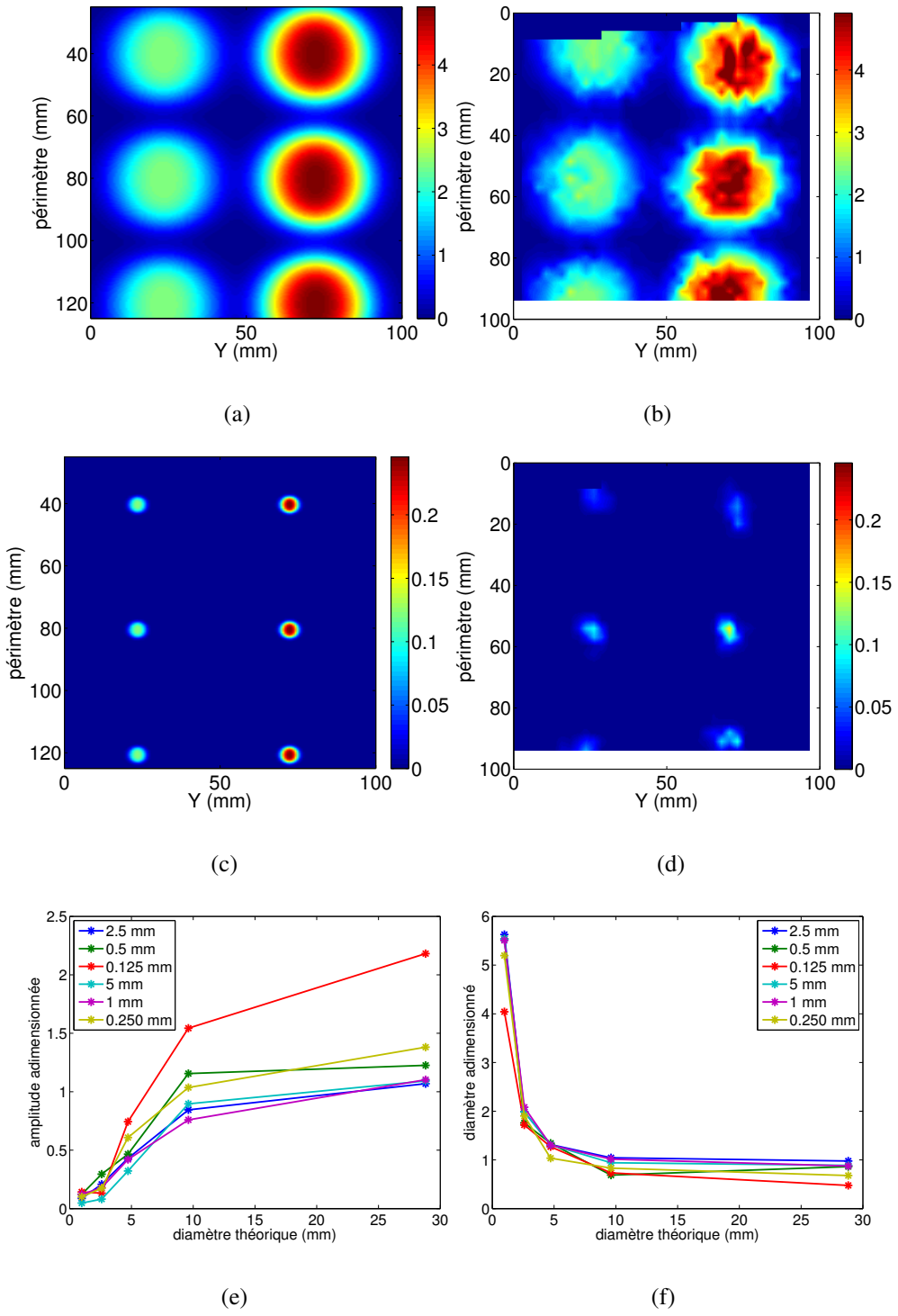
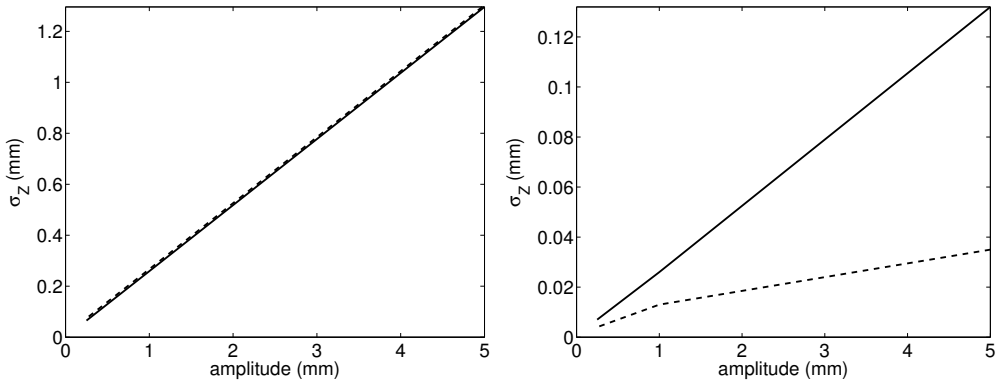


FIGURE 5.28 : Cas de synthèse de l'expérience de relèvement de cylindre. Écart entre la surface du cylindre sans défaut et celle avec défaut (amplitude de 2,5 mm et 5 mm pour un diamètre 30 mm) pour le cas théorique (a) et reconstruit avec corrélation d'images en 16×16 pixels (b). Écart entre la surface du cylindre sans défaut et celle avec défaut (amplitude de 250 μm et 125 μm pour un diamètre de 5 mm) pour le cas théorique (c) et reconstruit avec corrélation d'images en 16×6 pixels (d). Évolution de l'amplitude adimensionnée reconstruite expérimentalement en fonction du diamètre (e). Évolution du diamètre expérimental calculé en fonction du diamètre théorique (f).

Des courbes 5.28(e) et 5.28(f), il ressort que **pour une telle qualité d'images (liée aux caméras mécano-optiques), une telle taille d'élément (16 pixels $\times$ 16 pixels), et une telle configuration expérimentale (16 m de chaîne optique, grandissement égal à 22, objet à fort rayon de courbure, marquage peu contrasté)**, des défauts inférieurs à 5 mm sont détectables mais fortement biaisés. Ceci se voit également sur les courbes montrant l'évolution de la rugosité pour un diamètre de 30 mm (Figure 5.29(a)) et 1 mm (Figure 5.29(b)). La rugosité est estimée en calculant l'écart quadratique moyen entre la surface avec défaut et la surface sans défaut. Sur la Figure 5.29(a), la rugosité mesurée à partir de la reconstruction par stéréocorrélation est identique à la rugosité de la forme théorique pour toutes les amplitudes de défauts. En revanche, lorsque le diamètre est égal à 1 mm comme sur la Figure 5.29(b), la rugosité estimée sur la forme reconstruite par corrélation est différente de son homologue théorique. Cependant, bien que la dégradation de l'état de surface ne soit pas quantifiée avec précision, les défauts sont détectés.



(a) (b)

FIGURE 5.29 : Rugosité de la surface du cas de synthèse pour un défaut de diamètre 30 mm (a) et 1 mm (b). Les traits pleins représentent l'estimation de la rugosité sur la forme théorique et les traits pointillés celle sur la forme reconstruite par stéréocorrélation.

Expérimentalement, les images sont entachées d'un bruit additif entraînant une incertitude de l'ordre de 90 μm sur la surface reconstruite ce qui rend difficilement détectables les défauts d'amplitudes inférieures à 150 μm.

Cette étude a donc montré les possibilités de notre système de reconstruction. Cependant, précisons que les conditions expérimentales que nous avons rencontrées sont parmi les plus contraignantes y compris pour les applications de détonique. Les objets observés en temps normal sont plus proches et nous nous concentrons sur une zone plus restreinte, diminuant le rayon de courbure. Il est très envisageable de diviser par 2 le diamètre minimal quantifiable, de même pour l'amplitude. Après avoir analysé ce cas de synthèse, la reconstruction de l'objet réel est effectuée.

3.2 Reconstruction expérimentale

3.2.1 Recalage et étalonnage

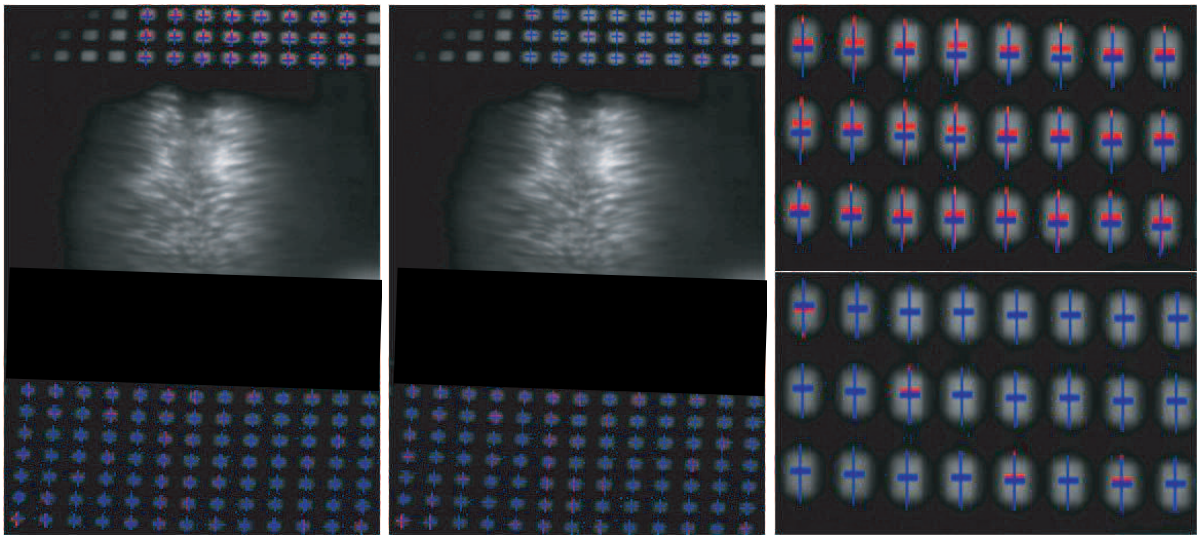
La première étape consiste à recaler les images les unes par rapport aux autres afin de pouvoir effectuer la corrélation d'images proprement dite. Ce procédé est rigoureusement identique à celui décrit dans la partie 2.1 de ce chapitre, mais il est de meilleure qualité grâce à la présence d'une mire en haut et en bas de l'objet. Ce recalage ne s'effectue plus manuellement, comme c'était le cas pour les expériences d'expansion de cylindre, mais est réalisé de manière automatique par une détection des centres des carrés blancs sur la mire, cette procédure étant quasiment équivalente à une détection de coins.

L'étalonnage est, quant à lui, réalisé uniquement sur la mire du bas, le positionnement de l'une par rapport à l'autre étant inconnu. Il se fait sur la somme des 15 premières images recalées permettant une division par $\sqrt{15}$ du bruit pour l'image somme, améliorant l'étalonnage. Cependant, lorsque l'étalonnage s'effectue sur une zone, il a tendance à la privilégier et c'est pourquoi, la reprojection des points de la mire du haut, après reconstruction via les matrices de passage estimées à partir de la mire du bas, ne tombe pas exactement au même endroit que la position des points détectés par l'algorithme, Figure 5.30. C'est ce même phénomène qui peut expliquer les premiers résultats obtenus au paragraphe 1.2.1 du chapitre 3. Une procédure de correction a été mise en place, elle se base sur la minimisation de l'écart entre les positions des points détectés par l'algorithme et ceux reprojetés avec les matrice de passage à partir de la reconstruction en 3D. Cette procédure comprend les étapes suivantes :

1. estimation des matrices de passage à partir de la mire du bas,
2. reconstruction des deux mires, haute et basse, par les matrices de passage trouvées à l'étape 1,
3. reprojection des points reconstruits par les matrices de passage trouvées à l'étape 1,
4. quantification de l'écart entre la position des points estimés par l'algorithme et ceux projetés,
5. modification des points détectés sur la mire du bas, ce qui entraîne une modification des matrices de passage,
6. reconstruction des deux mires par les matrices de passage estimées à l'étape 5,
7. reprojection des points en 3D reconstruits par les matrices de passage estimées à l'étape 5, et, quantification de l'écart entre les points reconstruits et les points en 3D,
8. tant que cet écart est supérieur à une valeur choisie initialement (200 μm), les étapes 5, 6 et 7 sont réitérées.

Cette procédure permet d'améliorer très sensiblement la qualité de la reprojection de la mire du haut comme l'atteste la Figure 5.30(c) du bas qui correspond au cas où il y a une amélioration de l'étalonnage en comparaison de la Figure 5.30(c) du haut où il n'y a aucune amélioration de

l'étalonnage. Cette procédure n'a pas de répercussion sur l'incertitude de la position des points de la mire du bas et offre une possibilité d'amélioration de l'étalonnage sans passer par la géométrie épipolaire.



(a) (b) (c)

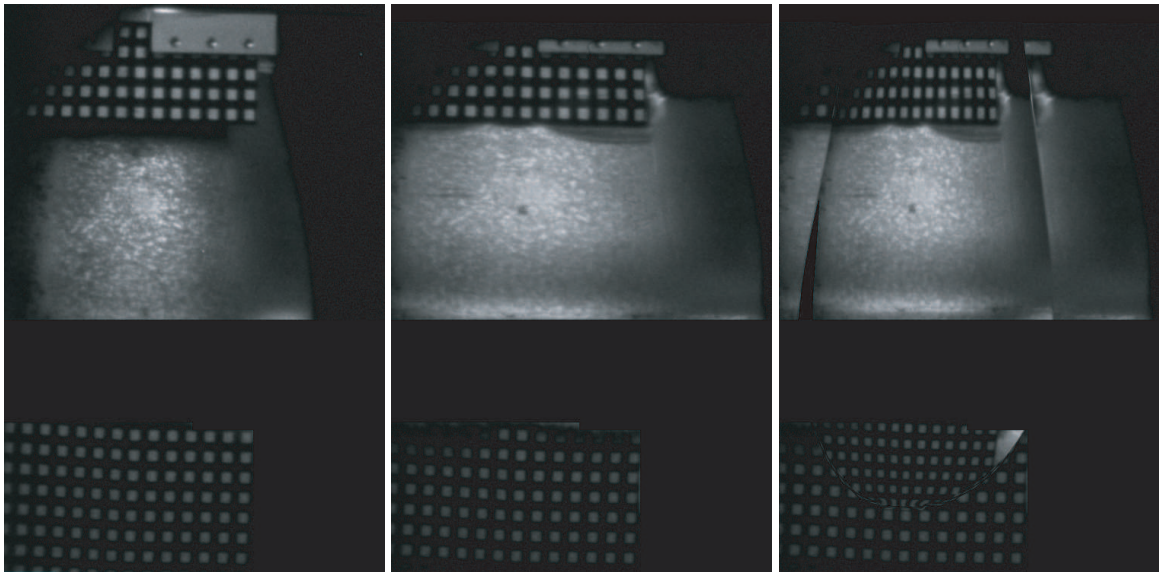
FIGURE 5.30 : Amélioration de l'étalonnage pour l'essai de relèvement de cylindre. Les points bleus correspondent aux points projetés après reconstruction et les points rouges sont ceux détectés par l'algorithme. Étalonnage brut (a). Après amélioration de l'étalonnage (b). Zoom sur la mire du haut (c), l'image du haut correspond à aucune amélioration de l'étalonnage et, celle du bas, avec amélioration de l'étalonnage.

3.2.2 Appariement entre les images

La nécessité d'effectuer une précorrection des images, en corrigeant les grands déplacements, a été mise en évidence sur les expériences de traction sur barres de Hopkinson et d'expansion de cylindre. Or, les images obtenues ici ne permettent pas de réaliser ce processus par une détection de contour comme c'est le cas dans la partie 5 du chapitre 4. La procédure mise en place afin de corriger les images de ces grands déplacements se base sur un calcul prédictif obtenu avec le code hydrodynamique HESIONE. La forme théorique correspondant à chaque image du tir est placée au même endroit que la forme expérimentale. Cette étape est réalisée par une reconstruction préalable de quelques points expérimentaux et une procédure de minimisation au sens des moindres carrés est effectuée afin de superposer au mieux la forme théorique sur les points expérimentaux. Ceci est réalisé à un instant où la forme théorique est la plus proche de la forme expérimentale. Pour les autres temps, nous supposons que l'axe du cylindre ne bouge pas, nous permettant de placer toutes les formes théoriques au même endroit.

Cette hypothèse est confirmée par l'utilisation d'un autre dispositif de mesure.

Ensuite, chaque point du maillage en 3D est projeté dans les images par les matrices de passage. Étant donné que nous suivons l'évolution des mêmes points, nous déduisons le champ de déplacement à appliquer, lors de l'appariement temporel, pour que l'image à l'instant t vienne se superposer à l'image à l'instant initial. Pour l'appariement spatial, l'image de droite doit venir se se superposer à celle de gauche. Sur les Figures 5.31(b) et 5.31(c), les images 24 non corrigée et corrigée (pour la série de gauche uniquement) sont montrées ; ces deux images sont à comparer à la Figure 5.31(a) représentant notre image de référence. Sur la zone utile, les grands déplacements ont été compensés et il ne reste plus qu'un résidu de quelques pixels à estimer par corrélation d'images. Le champ de déplacement total est la somme du déplacement grossier, trouvé en utilisant le calcul prédictif obtenu avec le code hydrodynamiqe HESIONE, et de celui d'affinage estimé par corrélation d'images. Une procédure de contrôle de cette étape a été mise au point afin de vérifier le bon déroulement de l'estimation des déplacements.



(a) (b) (c)

FIGURE 5.31 : Correction des grands déplacements pour l'essai de relèvement de cylindre, (a) image 24 brute, (b) image de référence numéro 13, (c) image 24 corrigée des grands déplacements.

Ce processus a permis de prendre des tailles d'élément de 16 pixels ici contre 24 pixels comme c'était le cas pour les expériences d'expansion de cylindre. Il n'y a plus de perte de points sur les extrémités de la zone utile. En effet, la corrélation était pénalisée à cause des déplacements qui devenaient trop importants sur les côtés de la zone utile et qui déformaient le mouchetis. Ce dernier est ici stabilisé tout le long de l'expérience. Ainsi, nous avons plus de points sur une zone plus grande et sans davantage de bruit.

3.2.3 Reconstruction

Après tous ces processus d'optimisation, la reconstruction de l'objet expérimental est donnée sur la Figure 5.32 pour trois instants différents et, notamment, pour le temps correspondant à l'appariement entre les images. Sur ces figures, la reconstruction expérimentale est de couleur bleu et celle en rouge correspond à la forme théorique.

Même si quelques écarts de positionnement existent entre les géométries expérimentale et théorique, les deux formes se superposent bien et cela pour tous les instants. De plus, pour la reconstruction correspondant au dernier instant, nous observons un creux dans la forme que laissent présager les images des Figures 5.33(a) et 5.33(b) alors que celui-ci n'apparaissait quasiment pas sur la forme théorique. La reconstruction par des mesures stéréoscopiques a donc mis en évidence un début de striction sur une zone assez locale.

Afin d'observer plus précisément le phénomène de striction, nous traçons, comme pour le cas de l'expansion, l'évolution de la rugosité en fonction du numéro d'image. Ceci de manière globale et locale sur une zone au bas de l'objet, où la striction semble débuter, et sur une zone centrale. Les résultats sont montrés sur la Figure 5.34(a) pour les évolutions globales de la zone centrale et sur la Figure 5.34(b) pour l'évolution locale. De la courbe 5.34(a) et pour l'évolution globale, nous observons une augmentation constante de la rugosité au cours du temps sans discerner de rupture de pente, hormis pour les deux dernières images. La courbe montrant l'évolution de la rugosité sur la zone centrale, amène aux mêmes conclusions car aucune rupture de pente n'est observée. Cette dernière courbe démontre également qu'aucune striction n'est apparue sur la partie centrale du cylindre. En revanche, en considérant la courbe 5.34(b), nous remarquons que l'augmentation de la rugosité subit une accélération dès l'image 19, ce qui témoigne de l'apparition d'une striction que nous discernons visuellement en bas des images. L'incertitude moyenne de reconstruction, obtenue par la méthode décrite dans la partie 5 du chapitre 2, est de 90 μm. Cette valeur est en assez bon accord avec les essais d'expansion de cylindre puisque la taille physique représentée par un pixel est de 180 μm au lieu de 80 μm et par le fait que le mouchetis est ici moins contrasté. Cependant, du fait des précorrections d'images permettant un calcul à image de référence fixe, cette incertitude reste fixe au cours du temps. Nous précisons que notre première image traitée correspond à un état bien avancé de la déformation ce qui explique que la rugosité ne soit pas nulle contrairement aux cas de l'expansion de cylindre.

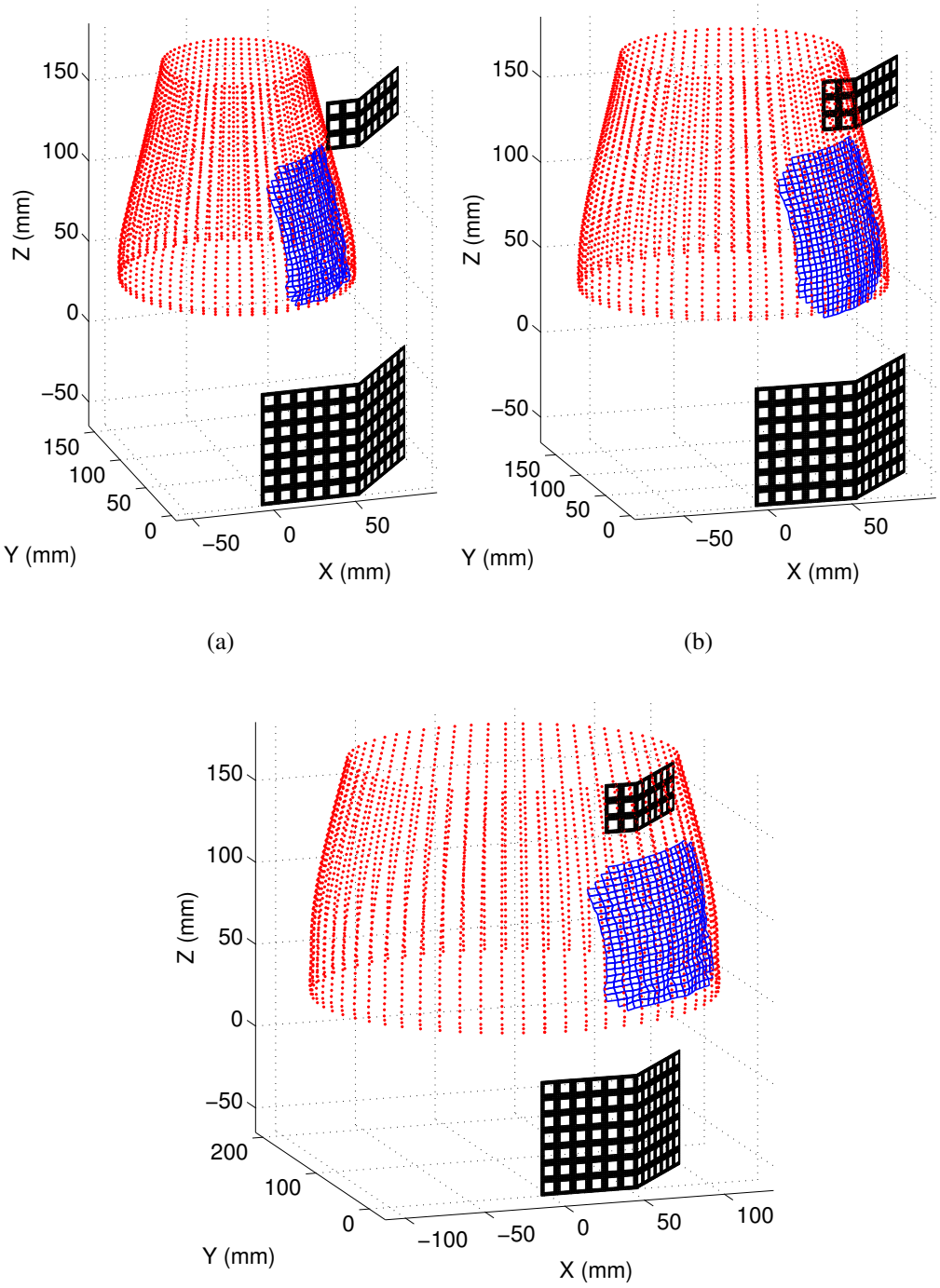
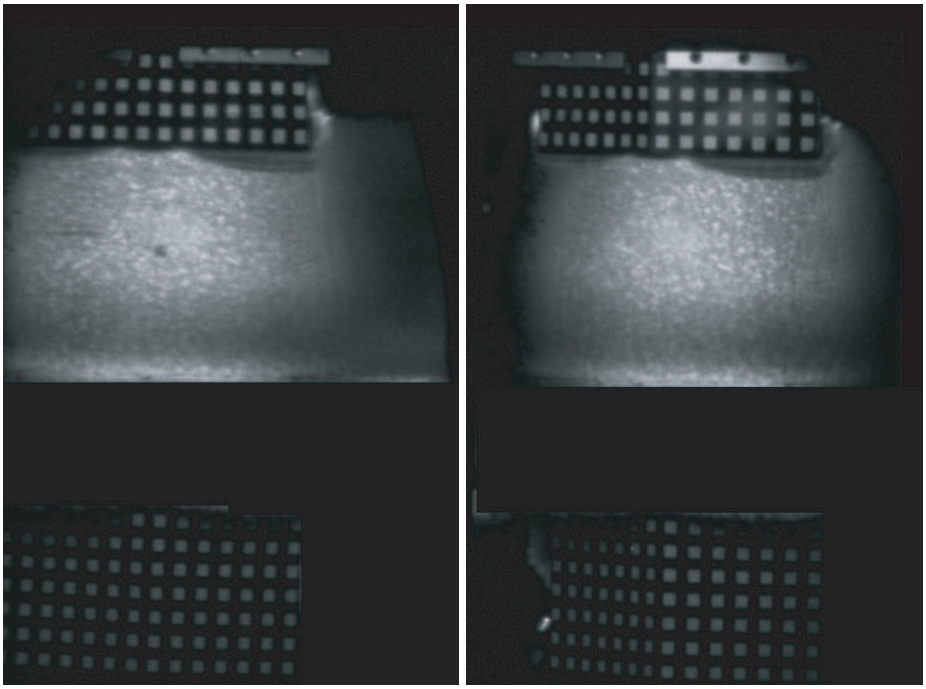
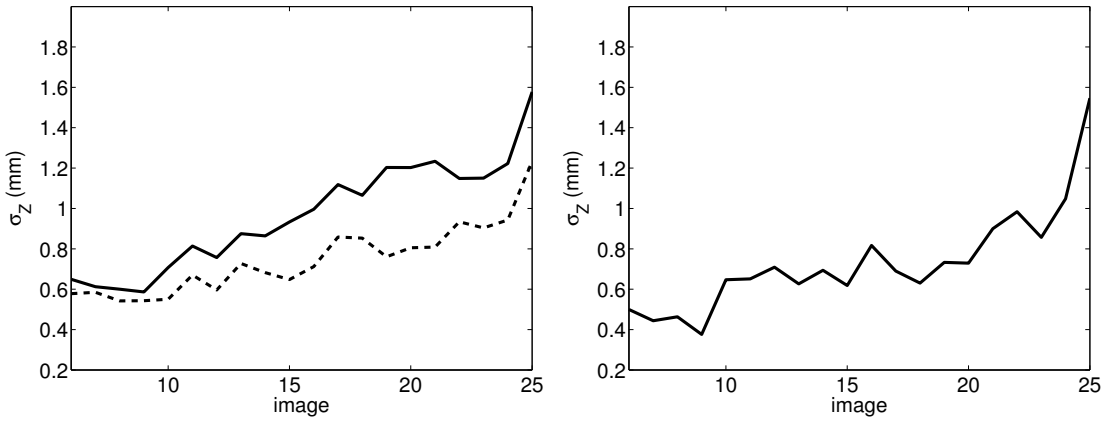


FIGURE 5.32 : Reconstruction de la surface de l'essai d'expansion de cylindre pour trois instants, temps 6 (a), temps 13 (b) et dernier temps (c). Le maillage dense représente les données reconstruites tandis que les points représentent la surface interpolée.



(a) (b)

FIGURE 5.33 : Couple d'image correspondant au dernier instant de l'essai de relèvement de cylindre où, sur la partie basse, un creux se forme.



(a) (b)

FIGURE 5.34 : Évolution de la rugosité pour l'essai de relèvement de cylindre, globalement (trait plein) et sur une zone centrale (trait pointillé) (a) et localement (b).

4 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons démontré la possibilité de reconstruire des objets très complexes pour des expériences de détonique ultra-rapide aux conditions expérimentales sévères. De plus, nous avons pu constater, lors des expériences d'expansion et de relèvement de cylindre, que la stéréovision permet d'observer à la fois une forme globale tout en donnant des informations locales. Ceci nous permet de quantifier la rugosité de la surface et d'observer l'instant d'émergence des strictions et de suivre leur évolution au cours du temps.

La nécessité de mettre en place des étapes supplémentaires, par rapport aux essais réalisés en quasi statique et en dynamique rapide, a été mise en évidence, afin de garantir une bonne qualité de reconstruction. Toutes ces étapes ont été présentées ici. Ces dernières n'en sont qu'à leurs balbutiements et il est fort probable que dans un avenir proche, elles seront améliorées. De plus, d'autres perspectives d'amélioration au niveau expérimental sont à l'étude et elles concernent le marquage, l'éclairage et les caméras analogiques elles-mêmes qui seront un jour remplacées par des caméras numériques dont les images sont plus simples à traiter. Ainsi, la stéréovision est une technique à envisager pour l'observation de phénomènes globaux et locaux en dynamique ultra-rapide.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion

L'objectif de ce travail était d'appliquer la technique de stéréovision à la dynamique ultra-rapide et, plus précisément, à des expériences de détonique dont le but est d'observer et de quantifier le phénomène de striction.

Devant les grandes déformations auxquelles nous étions confrontés, il a été nécessaire de développer des techniques de correction de ces grands déplacements afin de permettre une reconstruction de bonne qualité, se rapprochant de celles obtenues pour les vitesses observées sous sollicitations quasi statique. De plus, les conditions expérimentales sévères, ainsi que le matériel utilisé, ont imposé de développer un protocole différent de ce qui peut se trouver dans la littérature : étalonnage en une vue et une mire constamment présente en détonique.

Afin d'estimer la qualité de notre processus de stéréocorrélation, ce dernier a été comparé, en quasi statique, à un logiciel commercial et les résultats obtenus se révèlent prometteurs pour la suite. De plus, au delà des résultats, notre méthode est moins complexe dans la phase d'étalonnage grâce à l'emploi d'une mire volumique. Pour cette même gamme de vitesse, des essais de traction ont eu lieu dans le but d'effectuer une comparaison entre les coefficients élastiques obtenus à partir d'une estimation en monovision et d'une reconstruction 3D de la surface. L'intérêt de la stéréovision, pour ces essais simples mais très courants, a été démontré.

Dans le domaine des vitesses de sollicitation plus importantes, plusieurs points ont été mis en évidence : la difficulté de reconstruire dans le cas où les dimensions d'images sont faibles et la nécessité de corriger les grands déplacements, sans quoi l'appariement entre les images devient difficile avec un grand nombre de points de mesure perdus. Ces observations ont débouché sur le développement de méthodes d'appariement adaptés aux images de faibles dimensions et sur la correction des grands déplacements par diverses techniques dont l'une est basée sur des simulations numériques. Toutes ces améliorations ont montré leur intérêt sur la qualité du résultat final. Pour ces gammes de vitesses, des innovations techniques comme le marquage laser ont été développées afin de garantir le bon fonctionnement de la reconstruction. Sans toutes ces démarches, il n'aurait pas été possible d'observer les prémices du phénomène de striction comme ce fut le cas pour la dernière expérience de relèvement de cylindre. Pour les essais à venir, les améliorations apportées permettront une reconstruction plus rapide et plus précise de la surface étudiée. Ainsi, la stéréovision peut devenir un diagnostic complémentaire à ceux cou-

ramment utilisés en détonique (radiographie X et vélocimétrie laser).

Pour toutes les vitesses de sollicitation et grâce aux nombreux développements réalisés ici, il a été possible d'atteindre l'objectif souhaité : quantification de la striction. Ceci même dans le domaine de la détonique, le cas le plus complexe à traiter. De plus, pour tous les cas, les incertitudes sur l'état de surface du matériau ont été fournies. La stéréovision est donc une technique capable de donner des informations locales à partir de mesures de champ globales mêmes dans les cas les plus défavorables.

Perspectives

Actuellement, des voies d'améliorations, aussi bien numériques qu'expérimentales sont en cours d'étude.

Tout d'abord, d'un point de vue numérique, l'étalonnage peut être amélioré et actuellement des pistes sont à l'étude. Ensuite, pour les phases d'appariement concernant les images de faibles dimensions dans une direction, la méthode spatiotemporelle présentée ici ne tient pas compte du déplacement transversal à la direction de sollicitation et, pour le moment, les discontinuités présentes sur les cartes spatiotemporelles gênent le calcul. Ceci devrait se résoudre par l'emploi d'une base de décomposition spécifique. Toujours dans le domaine de l'appariement, et pour de grands déplacements, l'utilisation d'une forme connue à tous les instants de la déformation, obtenue par un calcul hydrodynamique permet, par reprojection, de déduire sur les images un champ de correction de ces grands déplacements. Cette technique est prometteuse pour la suite car la correction de ces grands déplacements permet une augmentation de la taille du champ étudié par stabilisation de la séquence. La correction amène également une diminution de la taille des mailles pour le calcul s'accompagnant d'un plus grand nombre de points de mesure.

Expérimentalement, quelques innovations se sont montrées très intéressantes et ont permis d'atteindre l'objectif recherché. Elles concernent majoritairement le domaine de la détonique. Le procédé de gravure laser a amélioré la qualité du marquage dans le cas des expériences de détonique mais il reste, comme toute technique, à être perfectionné. La première voie consiste à utiliser un laser de plus fin diamètre puis d'améliorer ses performances en termes de précision de localisation. Actuellement, d'autres procédés de marquages sont à l'étude par des voies chimiques. Enfin, une veille technologique reste nécessaire pour ce qui concerne les caméras et l'éclairage. Si le premier point, qui touche également le domaine de la dynamique rapide, se fera par l'évolution naturelle des performances des matériels, le deuxième mérite d'être étudié en détail pour que les conditions du tir soient celles des répétitions. Actuellement des procédés d'éclairage laser sont à l'étude et les premiers résultats sont très encourageants. Enfin, les distorsions causées par l'onde de choc lors des expériences de détonique n'ont jamais été prises en compte. Tous ces points, correction des distorsions dues au choc, éclairage laser et caméra numérique permettront de grandes améliorations dans les années à suivre et amélioreront sans

conteste les résultats montrés, mêmes si nous nous appuyons toujours sur les développements numériques présentés dans cette thèse.

En tenant compte de toutes ces améliorations aussi bien expérimentales que numériques, la stratégie d'appariement présentée sur le schéma de la Figure 1.9 sera revue afin de permettre des associations spatiales à chaque temps. Ceci améliorera encore la qualité des résultats. De plus, l'augmentation du nombre de vues pourra également apporter de meilleures performances sur la reconstruction [39, 106].

Bibliographie

[1] R. HOUZET and V. REPÉRANT. Optimisation de traitement du signal en vélocimétrie hétérodyne appliquée à la détonique expérimentale. *Rapport de Stage de Supélec*, 2007.

[2] P. MERCIER, J. BENIER, P.A. FRUGIER, J. VEAUX, S. LAURIOT-BASSEUIL, and M. DEBRUYNE. Heterodyne velocimetry and detonics experiments. *28th International Congress on High-Speed Imaging and Photonics*, 2008.

[3] J.M. LAGRANGE. Reconstruction tomographique à partir d'un petit nombre de vue. *Thèse de l'École Normale Supérieure de Cachan*, 1998.

[4] I. ABRAHAM, R. ABRAHAM, J.M. LAGRANGE, and F. LAVALLOU. Méthodes inverses pour la reconstruction tomographique X monovue. *Revue Choc*, 31, 2005.

[5] J.L. CHARRON. Mesures sans contact, méthodes optiques (partie 1). *Document Techniques de l'Ingénieur*, R1332 : 1–16.

[6] J.L. CHARRON. Mesures sans contact, méthodes optiques (partie 2). *Document Techniques de l'Ingénieur*, R1333 : 1–19.

[7] P. MERCIER. Une cinématographie rapide et ultra-rapide, application en détonique. *Communication privée CEA*, 2003.

[8] J. KLEIN. Développement d'un capteur optique de mesures de déplacement tridimensionnels sans contact. *Rapport de DRT du CEA, Université de Bourgogne*, 2003.

[9] L. NICOLAS. Mesure de déformations et de déplacements ultra-brefs par interférométrie de speckle. *Rapport de stage de SupOptique*, 2006.

[10] V. LEMONDE. Stéréovision embarquée sur véhicule : de l'auto-calibrage à la détection d'obstacles. *Thèse de l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse*, 2005.

[11] G. TOULMINET, M. BERTOZZI, A. BENSRHAIR S. MOUSSET, and A. BROGGI. Vehicle detection by means of stereo vision-based obstacles features extraction and monocular pattern analysis. *IEEE Transactions on image processing*, 15 no 8 : 2364–2375, 2006.

[12] F. HUGUET. Reconstruction 3D dynamique par stéréoscopie et applications géologiques. *Rapport de Stage de M2 de l'université Joseph FOURRIER, INRIA Rhône-Alpes*, 2006.

[13] J. SENEGAS. Méthodes de monte carlo en vision stéréoscopique, application à l'étude de modèles numériques de terrain. *Thèse de l'École de Mines de Paris*, 2002.

[14] F.X. ESPIAU. Métrologie 3D par vision active sur des objets naturels sous-marins. *Thèse de l'Université de Nice Sophia Antipolis*, 2002.

[15] N. PESSEL. Auto-calibrage d'une caméra en milieu sous-marin. *Thèse de l'Université de Montpellier 2*, 2003.

[16] C. MARCHESSOUX. Système d'acquisition 3D pour le pied humain. *Thèse de l'Université de Poitiers*, 2003.

[17] T. COUDERT. Reconstruction tridimensionnelle du volume intérieur d'une chaussure : évaluation du chaussant. *Thèse de l'Université de Savoie*, 2005.

[18] F. CHASSAT. Étude et réalisation d'un système de localisation en six dimensions pour la chirurgie assistée par ordinateur. *Thèse de l'Université Joseph Fourrier 1*, 2001.

[19] P.F. LUO, Y.J. CHAO, and M.A. SUTTON. Application of stereo vision to three-dimensional deformation analyses in fracture experiments. *Optical Engineering*, 33 no 3 : 981–990, 1994.

[20] A. GILAT, T. SCHMIDT, and J. TYSON. Full field measurement during a tensile split Hopkinson bar experiment. *Journal de Physique 4*, 134 : 687–692, 2006.

[21] V. TIWARI, M.A. SUTTON, S.R. McNEILL, S. XU, X. DENG, W.L. FOURNEY, and D. BRETALL. Application of 3D image correlation for full-field transient plate deformation measurements during blast loading. *International Journal of Impact Engineering*, 36 : 862–874, 2009.

[22] F. HILD and S. ROUX. Full-field measurements and identification in solid mechanics. *KMM*, 2007.

[23] M.A. SUTTON, J.J. ORTEU, and H.W. SCHREIR. Image correlation for shape, motion and deformation measurements. *Springer*, 2009.

[24] P.F. LUO and S.S. LIOU. Measurement of curved surface by stereo vision and error analysis. *Optics and Lasers in Engineering*, 30 : 471–486, 1998.

[25] P.F. LUO and F.C. HUANG. Application of stereo vision to the study of mixed-mode crack-tip deformations. *Optics and Lasers in Engineering*, 33 : 349–368, 2000.

[26] Z. LEI, H.T. KANG, and G. REYES. Full field strain measurement of resistant spot welds using 3D image correlation. *Experimental Mechanics*, pages 123–132, 2008.

[27] H.W. SCHREIER, D. GARCIA, and M.A. SUTTON. Advances in light microscope stereo vision. *Experimental Mechanics*, 44 no 3 : 278–288, 2004.

[28] J. HARVENT, F. BUGARIN, J.J. ORTEU, M. DEVY, P. BARBEAU, and G. MARIN. Inspection de pièces aéronautiques pour la détection de défauts de forme à partir d'un système multi-caméra. *Journées COFREND*, 2008.

[29] B. STASICKI and F. BODEN. Application of high speed videography for in flight deformation to aircraft propellers. *28th International Congress on High-Speed Imaging and Photonics*, 7126 : 712604–1–712604–12, 2009.

[30] L. CHAMBON, C. GALERNE F. CONGOURDEAU, S. GUINARD, and P. THÉVENET. Application des méthodes optiques pour le suivi global du comportement des structures aéronautiques. *Congrès Photomécanique*, 2004.

[31] SHIMADZU. Documentation technique des caméras rapides. *Document internet, http ://www.shimadzu.fr/en/products/camera/hpv2*.

[32] CORDIN. Documentation technique des caméras ultra-rapides. *Document internet, http ://www.cordin.com*.

[33] F. BARTHELAT, Z. WU, B.C. PROROK, and H.D. ESPINOSA. Dynamic torsion testing of nanocrystalline coatings using high-speed photography and digital image correlation. *Experimental Mechanics*, 43 no 3 : 331–340, 2003.

[34] P.J. REU and T.J. MILLER. The application of high-speed digital image correlation. *Journal of Strain Analysis*, 43 : 673–688, 2008.

[35] A. HIJAZI and V. MADHAVAN. A novel ultra-high speed camera for digital image processing applications. *Meausrement Science and Technology*, 19, 2008.

[36] G.G. CORBERT and and W. JOHNSON S.R. REID. Impact loading of plates and shells by free-flying projectiles : a review. *Impact Engineering*, 18 no 2 : 141–230, 1996.

[37] Q. ZHANG, C.Q. MIAO, D.C. LIN, and C.H. BAI. Relation of fragment with air shock wave intensity for explosion in shell. *Impact Engineering*, 28 : 1129–1141, 2003.

[38] J.J. ORTEU. 3D computer vision in experimental mechanics. *Optics and Lasers in Enginnering*, 47 : 282–291, 2009.

[39] O. FAUGERAS. Three-dimensional computer vision, a geometric viewpoint. *MIT Press*, 1993.

[40] M. DHOME. Perception visuelle par imagerie vidéo. *Édition Hermes*, 2005.

[41] D. GARCIA. Mesure de formes et de champs de déplacements tridimensionnels par stéréo-corrélation d'images. *Thèse de l'INP Toulouse*, 2001.

[42] P.F. LUO, Y.J. CHAO, M.A. SUTTON, and W.H. PETERS. Accurate measurement of three-dimensionnal deformations in deformable and rigid bodies using computer vision. *Experimental Mechanics*, 33 : 123–132, 1993.

[43] F.C. WU, Z.Y. HU, and H.J. ZHU. Camera calibration with moving one-dimensionnal objects. *Journal of the Pattern Recognition*, 38 : 755–765, 2005.

[44] S.F. RAY. High speed photography and photonics. *SPIE*, 1997.

[45] G. BESNARD and J.M. LAGRANGE. Faisabilité de la reconstruction de la surface d'un objet à partir de mesures stéréoscopiques : application à la dynamique ultra-rapide. *Communication privée CEA*, 2009.

[46] R. HORAUD and O. MONGA. Vision par ordinateur : outils fndamentaux. *Édition Hermès*, 1995.

[47] R.Y. TSAI. A versatile camera calibration technique for high-accuracy 3D machine vision metrology using off-the-shelf tv cameras and lenses. *Journal of Robotics and Automation*, RA-3 : 323–343, 1987.

[48] F. DEVERNAY. Vision stéréoscopique et propriétés différentielles des surfaces. *Thèse de l'École Polytechnique*, 1997.

[49] H. ZHANG and K. RAVI-CHANDAR. Nucleation of cracks under dynamic loading. *12th International Conference on Fracture*, 2009.

[50] L. DUVIEUBOURG, F. CABESTAING, and S. AMBELLOUIS. Capteur stéréoscopique mono-caméra pour la reconstruction 3D. *Proceedings of the colloquium Technological Innovation for Land Transportation*, pages 287–296, 2003.

[51] L. DUVIEUBOURG, F. CABESTAING, and S. AMBELLOUIS. Single-camera stereovision setup with orientable optical axes. *Computational Imaging and Vision*, pages 173–178, 2005.

[52] J. SALVI, X. ARMAGUE, and J. BATTLE. A comparative review of camera calibrating methods with accuracy evaluation. *Pattern Recognition*, 35 : 1617–1635, 2002.

[53] Y. MORVAN. Acquisition, compression and rendering of depth and texture for multi-view video. *Thèse de doctorat, Eindhoven University ot Technology, Netherlands*, 2009.

[54] O. FAUGERAS and G. TOSCANI. Camera calibration for 3 d computer vision. *International workshop on machine intelligence, Tokyo*, pages 2–5, 1987.

[55] P. CLERC. Mesure de champs de déplacements et de déformations par stéréovision et corrélation d'images numériques. *Thèse de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon*, 2001.

[56] J.M. LAVEST, M. VIALA, and M. DHOME. Quelle précision pour une mire d'étalonnage ? *Traitement du signal*, 16 no 3 : 241–254, 1993.

[57] G. BESNARD, F. HILD, and S. ROUX. Finite-element displacement fields analysis from digital images : application to Portevin-Le Châtelier bands. *Experimental Mechanics*, 46 : 789–803, 2006.

[58] V. TIWARI, S.R. McNEILL, and M.A. SUTTON. Assessement of high speed imaging systems for 2D and 3D deformation measurements : methodology development and validation. *Experimental Mechanics*, 47 : 561–579, 2007.

[59] R.I. HARTLEY and P. STURM. Triangulation. *Computer Vision and Image Understanding*, 68 No 2 : 146–157, 1997.

[60] J.W. GU and J.H. HAN. 3D reconstruction in a constrained camera system. *Pattern Recognition Letters*, 23 : 1337–1347, 2002.

[61] Z. ZHANG. Determining the epipolar geometry and its uncertainty : a review. *Rapport INRIA*, 2927, 1996.

[62] M. LA LOURAKIS and R. DERICHE. Camera self calibration using the singular value decomposition of the fundamental matrix : from point correspondance to 3D measurements. *Rapport INRIA*, 3748, 1999.

[63] M. LA LOURAKIS and R. DERICHE. Camera self calibration using the kruppa equations and the svd decomposition of the fundamental matrix : the case of varying intrinsic parameters. *Rapport INRIA*, 3911, 2000.

[64] C. JONCHERY. Estimation d'un mouvement de caméra et problèmes connexes. *Thèse de l'École Normale Supérieure de Cachan*, 2006.

[65] J. Salvi X. Armangué. Overall view regarding fundamental matrix estimation. *Image and Vision Computing*, 21 : 205–220, 2003.

[66] Q.T. LUONG, R. DERICHE, O. FAUGERAS, and T.PAPDOPOULO. On determining the fundamental matrix : analysis of different method and experimental results. *Rapport de recherche INRIA*, 1894, 1993.

[67] Q.T. LUONG and O. FAUGERAS. The fundamental matrix : theory, algorithms, and stability analysis. *International Journal of Computer Vision*, 17 : 43–75, 1996.

[68] S. CHAMBON and A. CROUZIL. Dense matching using correlation : new measures that are robust near occlusions. *British Machine Vision Conference*, 1 : 520–525, 2003.

[69] F. HILD and S. ROUX. Digital image correlation : from displacement measurement to identification of elastic properties. *Strain*, 42 : 69–80, 2006.

[70] J.N. PÉRIÉ, S. CALLOCH, C. CLUZEL, and F. HILD. Analysis of a multiaxial test on a C/C composite by using digital image correlation and a dammage model. *Experimental Mechanics*, 42 : 318–328, 2002.

[71] J. RETHORE, F. HILD, and S. ROUX. Extended digital image correlation with crack tip shape optimization. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 73 : 248–272, 2008.

[72] J. RETHORE, G. BESNARD, G. VIVIER, F. HILD, and S. ROUX. Experimental investigation of localized phenomena using digital image correlation. *Philosophical Magazine*, 88 : 3339–3355, 2009.

[73] F. BUGARIN, D. HENRION, T. SENTENAC, J.B. LASSERRE, and J.J. ORTEU. Optimisation globale polynomiale appliquée à la rectification projective d'images non calibrées. *Congrès RFIA, Caen*, 2010.

[74] J. MALLON and P.F. WHELAM. Projective rectification from the fundametal matrix. *Image and Vision Computing*, 23 : 643–650, 2005.

[75] T.T. LU and T.H. CHAO. A high-resolution and high speed 3D imaging system and its application on ATR. *Proc. of SPIE*, 6245 : 62450L–1–62450L–10, 2006.

[76] T. SIEBERT, T. BECKER, K. SPLITTHOF, I. NEUMANN, and R. KRUPKA. High-speed digital image correlation : error estimations and applications. *Optical Engineering*, 46 : 051004–1–051004–7, 2007.

[77] T. BECKER, K. SPLITTHOF, T. SIEBERT, and P. KLETTING. Error estimation of 3D digital image correlation measurement. *Proc. of SPIE*, 6431 : 63410F–1–63410F–6, 2006.

[78] B. DESMARS, P. PERES, E. PIRON, S. MISTOU, and M. KARAMA. Application de la méthode de stéréocorrélation d'images à la caractérisation des élastomères en grandes déformations. *Congrès Photomécanique*, pages 217–224, 2004.

[79] ARAMIS. Documentation technique et exemple d'application. *Document internet, http ://www.gom.com/FR/systemes.de.mesure/aramis/application...*

[80] C. HARRIS and M.J. STEPHENS. A combined corner and edge detector. *Alvey Vision Conference*, pages 147–152, 1988.

[81] G. ROY. Vers une modélisation approfondie de l'endommagement ductile dynamique. Investigation expérimentale d'une nuance de tantale et développements théoriques. *Thèse de l'Université de Poitiers*, 2003.

[82] F. BUY. Étude expérimentale et modélisation du comportement plastique d'un tantale. Prise en compte de la vitesse de déformation et de l'histoire du chargement. *Thèse de l'Université de Metz*, 1996.

[83] S. FRÉNOIS. Modélisation polycristalline du comportement mécanique du tantale. Application à la mise en forme par hydroformage. *Thèse de l'École Centrale Paris*, 2001.

[84] L. ROBERT, F. NAZARET, T. CUTARD, and J.J. ORTEU. Use of 3D digital image correlation to characterize the mechanical behavior of a fiber reinforced refractory castable. *Experimental Mechanics*, 47 : 761–773, 2007.

[85] G. BESNARD. Méthodes optiques pour le suivi de la déformation de tôles de tantale sous chargement quasi statique. *Rapport de deuxième année de Master de l'École Normale Supérieure de Cachan*, 2006.

[86] J.J. ORTEU, V. GARIC, and M. DEVY. Camera calibration for 3D reconstruction : application to the measure of 3D deformations on sheet metal parts. *Conference on Vision Systems - Algorithms, Methods, Components, and Applications at Lasers, Optics and Vision in Manufacturing*, 1997.

[87] Z. MARCINIAK and J.L. DUNCAN. The mechanics of sheet metal forming. *Edward Arnold*, 1992.

[88] M.A. SUTTON, J.H. WAN, V. TIWARI, N.W. SCHREIER, and J.J. ORTEU. The effects of out-of-plane motion on 2D and 3D digital image correlation measurements. *Optical and Lasers in Engineering*, 46 : 746–757, 2008.

[89] I. ELNASERI, S. PATTOFATTO, H. ZHAO, H. TSITSIRIS, F. HILD, and Y. GYRARD. Shock enhancement of cellular structures under impact loading : part I experiments. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 55 : 2672–2686, 2007.

[90] S. PATTOFATTO, I. ELNASERI, H. ZHAO, H. TSITSIRIS, F. HILD, and Y. GYRARD. Shock enhancement of cellular structures under impact loading : part II analysis. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, pages 2652–2671, 2007.

[91] M.S. KURIGULIGE, H.V. TIPPUR, and T.S. DENNEY. Measurement of transient deformation using digital image correlation method and high-speed photography : application to dynamic fracture. *Applied Optics*, 46 no 22 : 5083–5096, 2007.

[92] P. ROGIER. Simulation numérique d'un essai de traction dynamique, étude des instabilités plastiques. *Rapport de stage d'assistant ingénieur*, 2008.

[93] G. BESNARD, J.M. LAGRANGE, and P. MARTINUZZI. Faisabilité de la reconstruction de la surface d'un objet à partir de mesures stéréoscopiques : application à la dynamique rapide. *Communication privée CEA*, 2008.

[94] N. GRANIER. Analyse des phénomènes d'instabilités viscoplastiques en sollicitation dynamiques. Étude préliminaire du cas de tension uniaxiale. Application au tantale. *Rapport de DEA de l'Université Louis PASTEUR de Strasbourg*, 2005.

[95] N. GRANIER. Expansions dynamiques d'anneaux et de cylindres. modélisation de l'apparition de la striction sous traction uniaxiale dynamique. *Communication privée CEA*, 2007.

[96] J. DRAGESCO. La vision dans les instruments astronomiques et l'observation des surfaces planétaires. *L'Astronomie*, 83 : 355–364, 1969.

[97] J.M. LAGRANGE and G. BESNARD. Analyse de la résolution de chaînes optiques, applications aux caméras ultra-rapides CI4. *Communication privée CEA*, 2009.

[98] K. RAVI-CHANDAR, A.B. ALBRECHT, H. ZHANG, and K. M. LIECHTI. High strain rate adhesive behavior of polyurea coatings on aluminum. *12 International Conference on Fracture*, 2009.

[99] M. CARNOT. Analyse de la fracturation d'un cylindre métallique en expansion rapide par la morphologie mathématique. *Communication privée CEA*, 1988.

[100] W.H. PRESS, B.P. FLANNERY, S.A. TEUKOLSKY, and W.T. VETTERLING. Numerical recipes in pascal, the art of scientific computing. *Cambridge University Press*, 1989.

[101] G. BESNARD, J.M. LAGRANGE, F. HILD, S. ROUX, and C. VOLTZ. Métrologie pour l'expérimentation en détonique, accès au phénomène de striction. *Colloque CMOI*, 2008.

[102] G. BESNARD, S. ROUX, F. HILD, and J.M. LAGRANGE. Contact-free characterization of materials used in detonic experiments. *34th International Pyrotechnics Seminar Europyro*, 2 : 815–824, 2007.

[103] G. BESNARD, B. ETCHESSAHAR, J.M. LAGRANGE, C. VOLTZ, F. HILD, and S. ROUX. Metrologi and detonics : analysis of necking. *28th International Congress on High-Speed Imaging and Photonics*, 7126 : 71261N–1–71261N–12, 2008.

[104] C. VOLTZ, J.M. LAGRANGE, G.BESNARD, and B. ETCHESSAHAR. Application of ultra-high-speed optical observations and high-speed X-ray radiography measurements to the study of explosively driven copper tube expansion. *28th International Congress on High-Speed Imaging and Photonics*, 7126 : 71261M–71261M10, 2008.

[105] C. VOLTZ, J.M. LAGRANGE, G.BESNARD, and B. ETCHESSAHAR. Multi diagnostic experiment to access striction phenomena analysis of copper structure under dynamic expansion. *Submitted to APS*, 2009.

[106] N. AYACHE and F. LUSTMAN. Trinocular sterovision for robotics. *Rapport de recherche INRIA*, 1086, 1989.

[107] G.C. HOLST and T.S. LONHEIM. CMOS-CCD sensors and camera system. *JCD publishing and SPIE press*, 2007.

[108] P. MERCIER, M. HENRY, A. LE COGUIC, and G. BEHAR. Caméras mécano-optiques. *Communication privée CEA*, 1996.

[109] J.N. ŒCONOMOS. Interprétation d'images de caméra à balayage de fente en détonique expérimentale. *Thèse de l'Université René DESCARTES Paris 5*, 1994.

[110] N. FLEUROT. Cinématographie ultra-rapide : caméras opto-électroniques. *Techniques de l'Ingénieur*, 6732v2, 2006.

[111] CEA. Maîtriser les mesures de l'extrème : un enjeu du programme simulation. *Compte rendu d'activité du CEA*, 2002.

[112] J.N. ŒCONOMOS. Estimation de paramétres par régression linéaire, théorie, critères de validité, exemples. *Communication privée CEA*, 2003.

Annexe A

Systèmes d'acquisition

1 Caméras numériques à capteurs CCD ou CMOS

Avec les constants progrès informatiques et technologiques, les capteurs d'images numériques sont de plus en plus présents dans les applications scientifiques. Leur résolution spatiale et leur profondeur de codage ne cessent d'augmenter ce qui rend ces capteurs très performants dans des conditions expérimentales parfois assez exigeantes. Comme ces capteurs sont utilisés dans la quasi-totalité des expériences présentées ici, il est souhaitable de rappeler de manière succincte (pour plus de détails voir [107]) leur fonctionnement en commençant par l'architecture du capteur le plus utilisé dans le domaine scientifique, le capteur CCD et de terminer par son homologue, le capteur CMOS.

1.1 Capteurs CCD

Tout d'abord, les capteurs CCD «Charge Coupled Device» sont apparus il y a une trentaine d'année dans les laboratoires Bell et possèdent aujourd'hui des performances similaires aux films analogiques en termes de résolution et de sensibilité, d'autant que ces performances continuent de croître. Le principe de fonctionnement d'un capteur CCD est d'utiliser l'effet photoélectrique de quelques matériaux (conversion des photons en électrons). Les rayons lumineux sont focalisés à l'aide d'objectifs sur le capteur CCD : celui-ci est constitué d'une couche de silicium qui transforme les photons incidents en électrons pour chaque pixel de la matrice de taille M lignes par N colonnes. Les charges sont ensuite transportées lignes à lignes jusqu'à une dernière ligne nommée registre horizontal où, cette fois-ci le transport se fait par colonne. Les charges collectées sont traduites en tension électrique, Figure A.1. Ce transport s'effectue grâce à des horloges qui appliquent, au temps voulu, une tension sur la ligne inférieure pour permettre la migration des électrons jusqu'à la ligne finale.

La différence entre les capteurs CCD se situe au niveau de la matrice collectrice des rayons lumineux et trois familles sont à distinguer. La première dite «pleine trame» est la plus simple à comprendre (Figure A.1) car tout le capteur CCD est photosensible et les pixels jouent à la fois le rôle de collecteur de lumière et de condensateur. Cependant, elle est de plus en plus délaissée

car elle nécessite la présence d'un obturateur pour séparer les étapes de capture et de lecture de l'image.

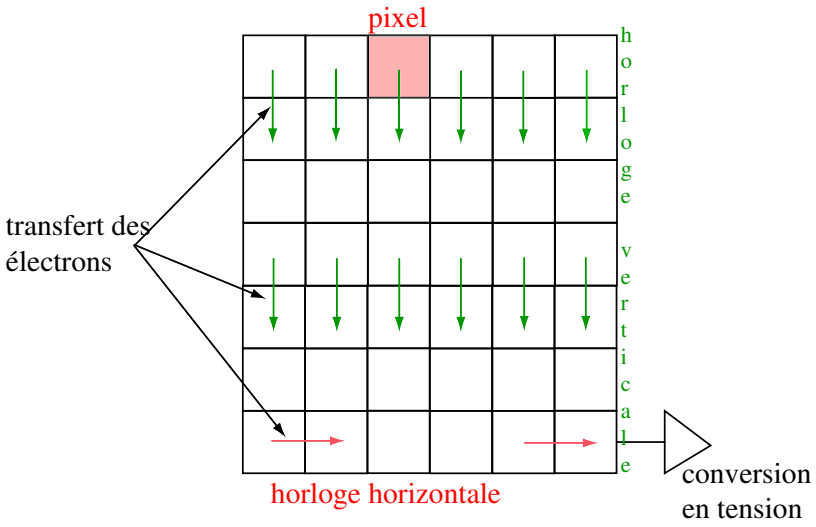


FIGURE A.1 : Schéma de fonctionnement d'un capteur CCD pleine trame.

Le principe des capteurs à «transfert de trame», montrés sur la Figure A.2(a), consiste à disposer une seconde matrice CCD aveugle qui collecte les informations de la première matrice, exposée à la lumière. Le transfert d'une matrice à l'autre est beaucoup plus rapide que le transfert de charge. Ainsi, lorsque l'image est acquise, elle est immédiatement transférée dans la deuxième matrice ce qui permet la prise de l'image à l'instant $t+1$ simultanément à la lecture de l'image de l'instant t.

Enfin, la troisième famille de capteur CCD, montrée sur la Figure A.2(b), est dite «interligne». Dans ce cas, les CCD aveugles ne forment pas une matrice compacte mais chaque CCD aveugle est accolé à côté de son homologue recevant la lumière. Le principe est le même que précédemment ; lorsque l'image à l'instant t est acquise, elle est transférée dans le pixel aveugle puis l'image à l'instant $t+1$ est acquise en même temps que l'image à l'instant t est lue. Pour cette famille, le facteur de remplissage est limité diminuant la sensibilité du capteur. Pour remédier à cet effet, des microlentilles peuvent être disposées en amont de chaque pixel.

1.2 Capteurs CMOS

Le capteur CMOS «Complementary Metal Oxyde Semi-conductor» est la seconde catégorie de capteur numérique présent dans les systèmes d'acquisition et est apparu dans les années 1960. Son fonctionnement repose sur le même principe photoélectrique à la différence qu'il n'y a pas de transfert de charge, la conversion en tension s'effectuant directement sur chaque pixel. Une matrice de commutation disposée sur l'ensemble du capteur permet d'accéder à chaque

point indépendamment. Du fait de la présence d'un système électronique juxtaposé à la zone photosensible, le facteur de remplissage est assez bas comme pour l'architecture CCD interligne et des microlentilles peuvent être disposées pour augmenter la quantité de lumière.

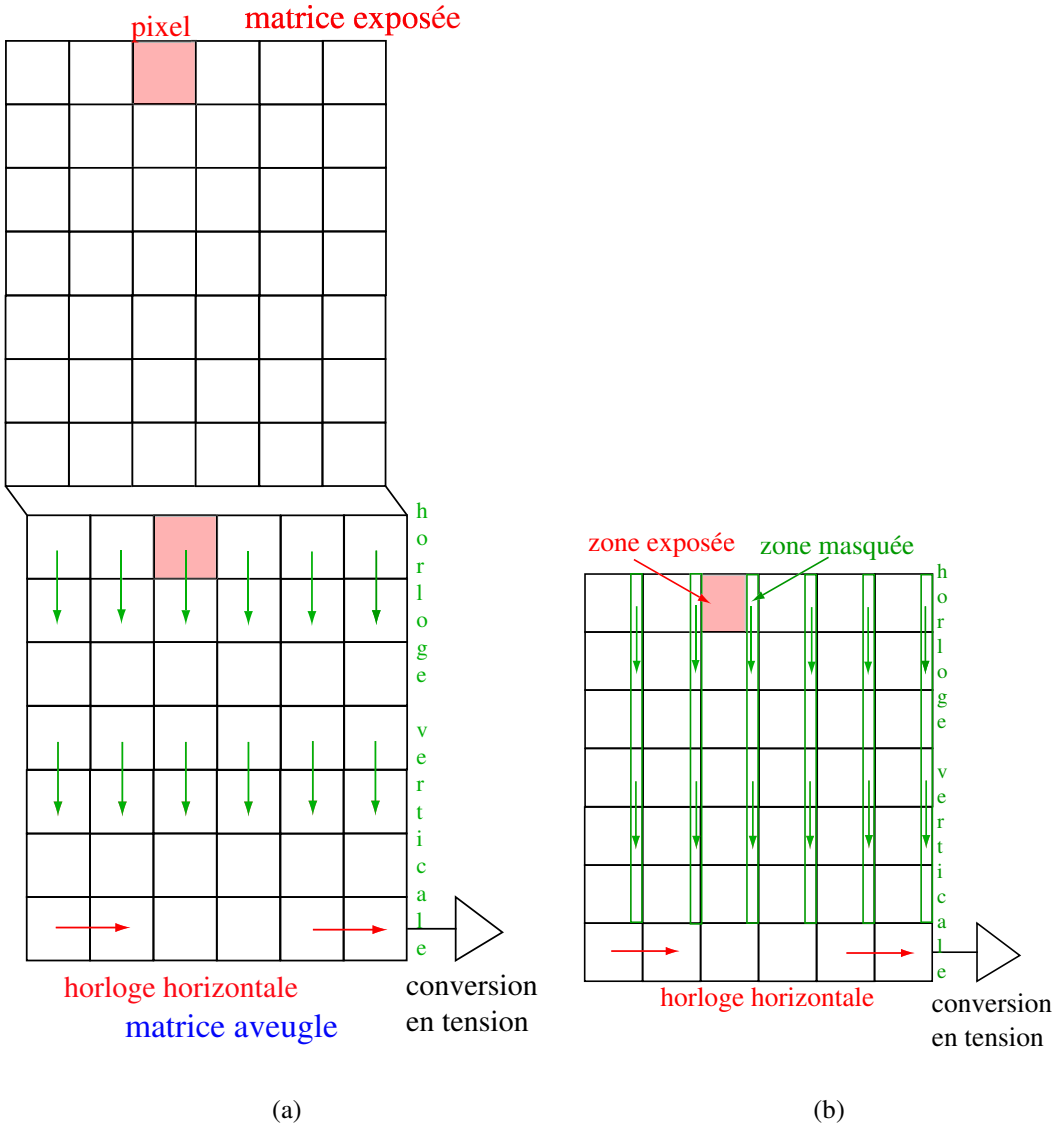


FIGURE A.2 : Schéma de fonctionnement des capteurs CCD bitrames (a) et interligne (b).

Au niveau des différences entre ces deux types de capteur, le capteur CMOS possède l'avantage d'être plus facile à réaliser du fait de l'emploi d'électronique standard et sa consommation en fonctionnement est plus faible que celle des CCD. Les capteurs CMOS ne sont pas sensibles à l'éblouissement et permettent d'accéder directement à l'information contenue en chaque pixel de manière indépendante permettant ainsi le fenêtrage. Cependant, la qualité d'image offerte par

les capteurs CMOS est moins bonne que celle des CCD tout comme sa sensibilité. Ainsi, chaque capteur est concerné par des usages spécifiques et, pour le moment, aucun des deux types de capteur n'est suffisamment performant pour entrer en concurrence avec les caméras mécano-optiques dans le cadre de la détonique ultra-rapide, le délai entre la prise et la lecture de l'image étant trop important.

Les pixels du capteur sont sensibles à toutes les longueurs d'onde du spectre visible. Les couleurs rouge, verte et bleue sont donc mélangées. Pour découpler ces informations et obtenir une image en couleur, il est nécessaire de disposer un filtre devant le capteur. Celui-ci est assimilable à une matrice de même dimension que celle du capteur, où chaque pixel du filtre laisse passer une des trois longueurs d'onde spécifique. Le filtre le plus souvent utilisé est celui de BAYER, Figure A.3. Il est constitué d'un motif de base répété autant de fois que nécessaire afin de couvrir l'ensemble de la surface du capteur. Ceci permet au pixel de ne voir qu'une longueur d'onde spécifique.

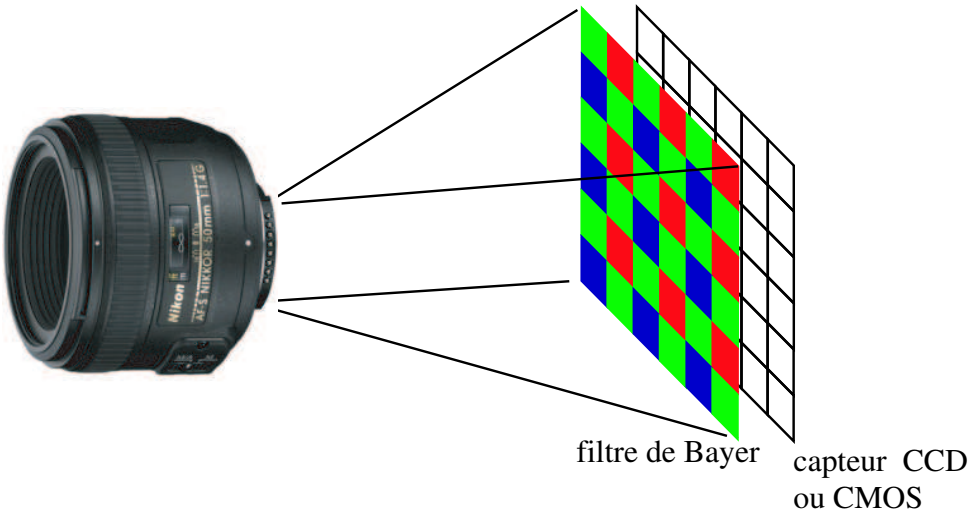


FIGURE A.3 : Filtrage par un filtre de BAYER.

2 Caméras analogiques ultra-rapides

Au niveau historique, la première caméra ultra-rapide fut inventée par l'équipe de Julian Ellis MACK de l'université du Wisconsin dans les années 1945. L'objectif était de filmer les premiers instants de l'explosion du premier engin nucléaire de l'histoire (nommé Gadget) à Trinity. À cette époque les caméras ne montaient guère à plus de 10 000 images par seconde ce qui était loin de suffire.

Actuellement, la majeure partie des essais mécaniques est réalisée sous sollicitation quasi statique voire dynamique. Cependant, certaines études sont réalisées pour des gammes de vitesse de déformation beaucoup plus importantes telles que celles de la détonique ou de la balistique. Les phénomènes d'explosion engendrent des ondes de détonation dont la vitesse peut atteindre 10 000 m.s^{-1}. Avec une telle célérité, l'onde a parcouru 1 cm en 1 μs. En d'autres termes, avec des caméras rapides, dont la fréquence d'acquisition est de 10^4 images par seconde, l'objet peut déjà être détruit avant la prise de la première image. Il faut donc des caméras dont la fréquence d'acquisition soit plus élevée, de l'ordre de quelques millions d'images par seconde, tout en conservant une bonne résolution spatiale ce qui rend pour le moment impossible l'utilisation de caméras composées d'un seul capteur CCD. Ainsi dans les applications de détonique et de balistique, les moyens d'acquisition d'images utilisent des technologies complètement différentes ; nous allons décrire le principe de fonctionnement de ces caméras dites ultra-rapides dont la vitesse d'acquisition dépasse 500 000 images par seconde tout en conservant une résolution spatiale supérieure à 1 million de pixels. Nous ne parlerons pas des caméras dites rapides à matrice CCD ou CMOS unique.

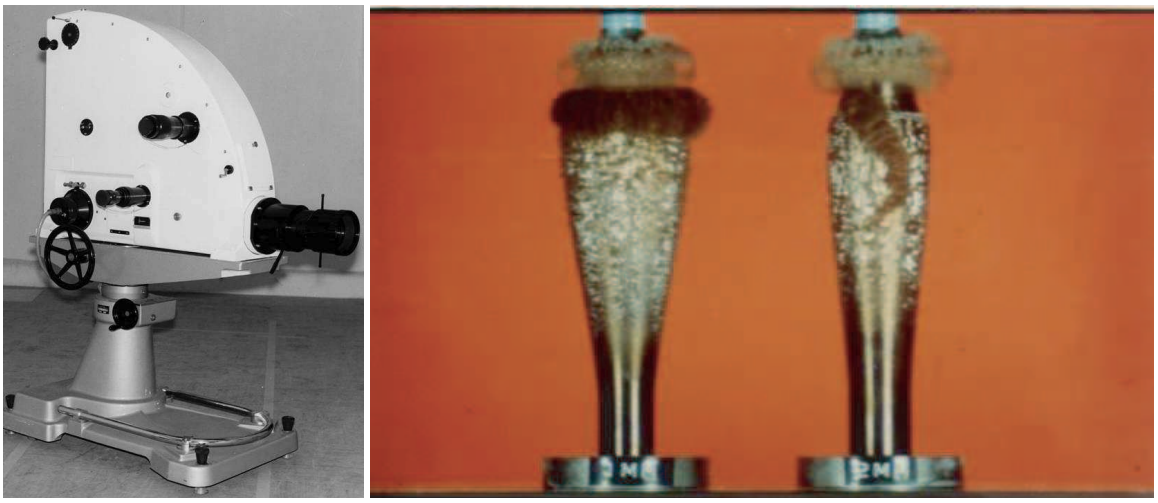
Deux possibilités sont à envisager : les caméras électroniques et les caméras mécano-optiques. Dans le premier cas, l'image optique est convertie en image électronique par l'intermédiaire d'une photo-cathode. Ce système fut vite abandonné au profit des caméras mécano-optiques dont la qualité d'image est bien meilleure. C'est pourquoi, seul le principe de fonctionnement des caméras mécaniques à miroir tournant (à faces parallèles ou prismatique) est présenté. Une photographie et un exemple sont illustrés sur les Figures A.4(a) et A.4(b).

Dans la suite, nous présentons le principe technique du fonctionnement des caméras à miroir tournant spécifiques à nos expériences puis, dans une deuxième partie, nous nous intéressons au processus de formation d'image dans ces caméras.

2.1 Description technique

Pour ce type de caméra, et devant de telles vitesses d'acquisition, le film est obligatoirement fixe et disposé en quart de cercle sur le carter de la caméra. L'objectif forme l'image de la scène étudiée sur le miroir tournant (à 2 faces) entraîné par une turbine à air comprimé (10 bars). Ce dernier réfléchit les rayons lumineux sur un ensemble de 25 objectifs secondaires fixes qui forment, à tour de rôle, une image sur le film. Ce principe est montré sur la Figure A.5.

Le miroir peut atteindre une vitesse de rotation de l'ordre de plusieurs milliers de tours par seconde ; c'est celle-ci qui, compte tenu de l'angle de séparation entre les objectifs secondaires, détermine la fréquence d'acquisition d'images [109]. Cette dernière peut atteindre 10 millions d'images par seconde, avec un temps inter-images de 100 ns pour un temps de pose d'environ la moitié ou le tiers (suivant les objectifs) du temps inter-images. Nous les utilisons communément à la fréquence de 10^6 images par seconde.



(a) (b)

FIGURE A.4 : Caméra ultra-rapide (a) et exemple d'application (b). Les deux images de droite représentent deux cylindres remplis d'explosif en cours de détonation avec un amorçage différé. Initialement l'explosif a amorcé dans la partie haute des cylindres ; nous les observons en phase de relèvement et d'expansion [108].

Pour ne pas dégrader le miroir, celui-ci est usiné en un seul bloc puis placé dans une cavité pompée au vide primaire pour éviter les turbulences et diminuer la résistance due au frottement de l'air. À de telles vitesses de rotation, le matériau constituant le miroir est proche de sa limite élastique et perd sa planéité initiale qui est de qualité optique ($\lambda/20$ soit environ 50 nm de défaut de planéité). Ainsi, deux métaux sont principalement utilisés pour contrecarrer les déformations engendrées ; l'acier et le béryllium. Ce dernier diminue d'un facteur 10 les déformations du plan par rapport à l'acier. De plus, les aberrations engendrées par ces déformations sont corrigées par un jeu de lentilles adaptées. Le béryllium possède cependant un inconvénient, il est toxique en aérosol (il est donc souhaitable d'éviter l'explosion du miroir). Le miroir est ensuite guidé à l'aide de roulements à billes. La Figure A.6 présente une vue éclatée de la turbine.

L'inconvénient de ce type de caméra réside sur la permanence de l'enregistrement même après la fin de l'expérience. En effet, à de telle vitesse de rotation il est impossible d'arrêter brusquement le miroir, la lumière continue d'entrer et d'impressionner le film ; même si la caméra dispose d'un obturateur mécanique, ce dernier est trop lent en comparaison des phénomènes observés. Pour éviter une surimpression du film, un obturateur supplémentaire, déclenché par explosif, crée un écran de fumée et empêche la lumière de rentrer à la fin de l'expérience. Au début de l'essai, entre l'ouverture de l'obturateur mécanique et la prise de la première image, il n'y a pas ce problème puisque les flashes d'éclairage ne se sont pas déclenchés, la lumière ambiante ne suffisant pas à impressionner le film.

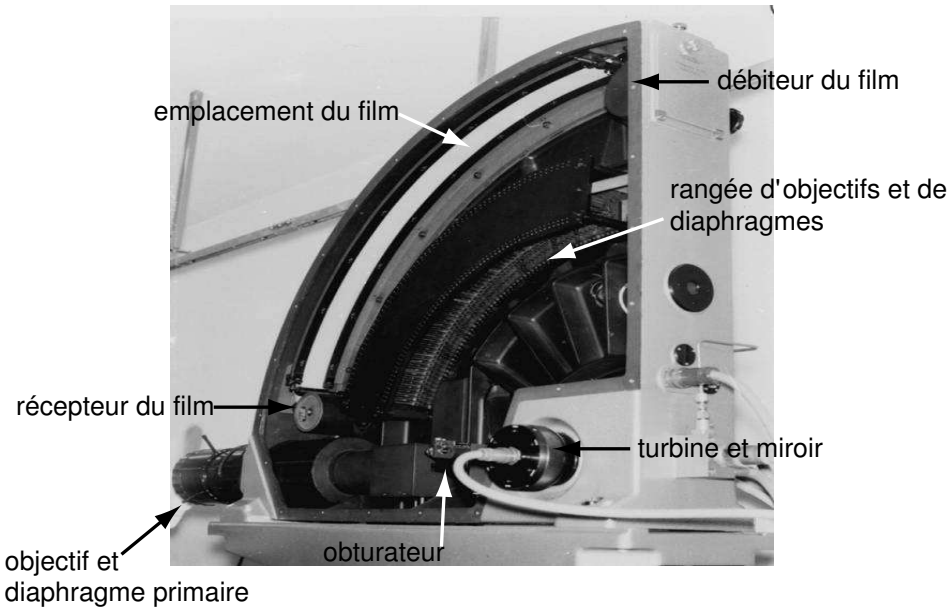


FIGURE A.5 : Vue interne d'une caméra à miroir tournant [108].

L'éclairage est un facteur très important à prendre en compte pour des temps de pose inférieurs à la microseconde. La luminosité est souvent l'un des problèmes majeurs dans l'observation de phénomènes ultra-rapides. Afin d'assurer le succès de l'éclairage de la scène et donc du film dans des conditions délicates, nous mettons en œuvre de puissants flashes pyrotechniques dont le déclenchement est synchronisé avec la prise de la photographie et dont le fonctionnement est décrit en détail dans la partie 5.2. D'autres types de sources lumineuses telles que les flashes électroniques, sont également utilisées si le niveau de puissance requis est plus faible. Bien entendu, le déclenchement des flashes est synchronisé avec le début de l'enregistrement [110].

Au final, avec ce dispositif d'acquisition, il est, en général, possible d'extraire au minimum 25 vues. Dans le cas où le film occupe 240 °, il est possible d'acquérir jusqu'à 80 clichés, le miroir ayant la forme d'un prisme à trois faces. Ceci permet d'avoir une plage d'enregistrement comprise entre quelques microsecondes et quelques centaines de microsecondes [111]. Les caméras ultra-rapides utilisées dans les expérimentations d'expansion de cylindre sont encore à support argentique, ce qui nécessite une numérisation du film pour un post-traitement numérique, étape apportant sont lot d'incertitude. Néanmoins, il commence à apparaître sur le marché des caméras, basées sur le même principe du miroir tournant, où chaque image du film est remplacée par des matrices CCD dont la résolution peut atteindre 4 millions de pixels [32]. Cette résolution spatiale rend très attrayante ce type de caméra, même si les images demeurent monochromatiques. Un autre avantage de l'emploi des matrices CCD est que leur dimension est réduite comparativement à celle du film, ainsi le rayon lumineux est concentré sur une plus petite surface. Il faut donc moins de lumière pour éclairer la pièce ce qui permet de s'abstenir

éventuellement des flashes pyrotechniques au profit des flashes électroniques, ce point laissant entrevoir la possibilité de réaliser une répétition générale dans les conditions d'éclairage du tir.

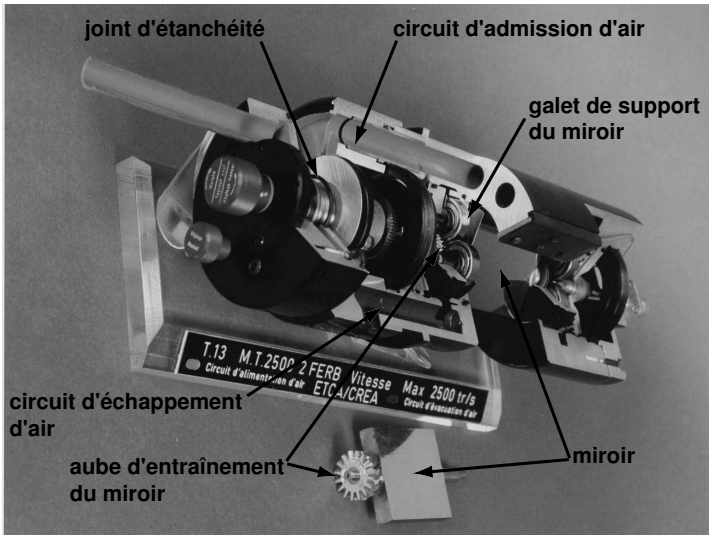


FIGURE A.6 : Vue interne d'une turbine à miroir tournant [108].

Ces nouvelles caméras à miroir tournant possèdent également l'avantage d'être moins lourdes (50 kg contre 300 kg) et moins encombrantes (d'un facteur 2 sur chaque dimension) mais conservent le défaut de ne pas être pilotable par un signal externe, du fait de l'inertie du miroir, rendant délicat son emploi pour d'autres applications. Il existe sur le marché une caméra numérique ultra-rapide, de cadence 10^6 images par seconde, n'ayant pas de miroir tournant et pilotables par signal externe [31]. Cependant, elle ne possède malheureusement pas une résolution spatiale suffisante, 312 $\times$ 260 pixels contre 1 700 $\times$ 1 100 pixels pour un film de dimension 36 $\times$ 24 mm ou 4 500 $\times$ 2 000 pixels pour un film de dimension 70 $\times$ 35 mm.

Après avoir présenté succinctement le principe technique de ce type de caméra, le chapitre suivant décrit plus en détail le processus de formation d'une image par le biais d'un miroir en rotation.

2.2 Principe de formation des images

Dans cette partie, seule la formation d'images à partir du modèle de caméra utilisé est présentée, le lecteur désireux de connaître le fonctionnement d'autres caméras ultra-rapides peut se référer à [44]. Étant donné que ce type de caméra est constitué de plusieurs objectifs et d'un miroir, le principe de formation d'images est assez complexe. Il est schématisé sur la Figure A.7.

Tout d'abord, les rayons lumineux issus de l'objet AB passent à travers l'objectif principal O_1 et vont former une image $A'B'$ dont le centre coïncide avec l'axe de rotation du miroir

M. Par l'intermédiaire de ce dernier se forme une autre image $A''B''$ symétrique de $A'B'$ par l'intermédiaire du miroir et faisant office d'objet pour le second objectif O_2. Enfin, $A''B''$ est projetée sur le film en $A_{im}B_{im}$ par l'intermédiaire de l'objectif secondaire O_2. Pour cette dernière opération, le grandissement est très proche de 1, l'image formée sur le film a la même taille que celle sur le miroir. Sur le schéma de la Figure A.7 se trouve une lentille collectrice C dont le rôle est de conjuguer la pupille de O_1 avec celle de O_2 afin d'obtenir un éclairage uniforme sur tout le champ [108]. Rappelons que la luminosité est un paramètre très important étant donné que les temps de pose sont inférieurs à la microseconde.

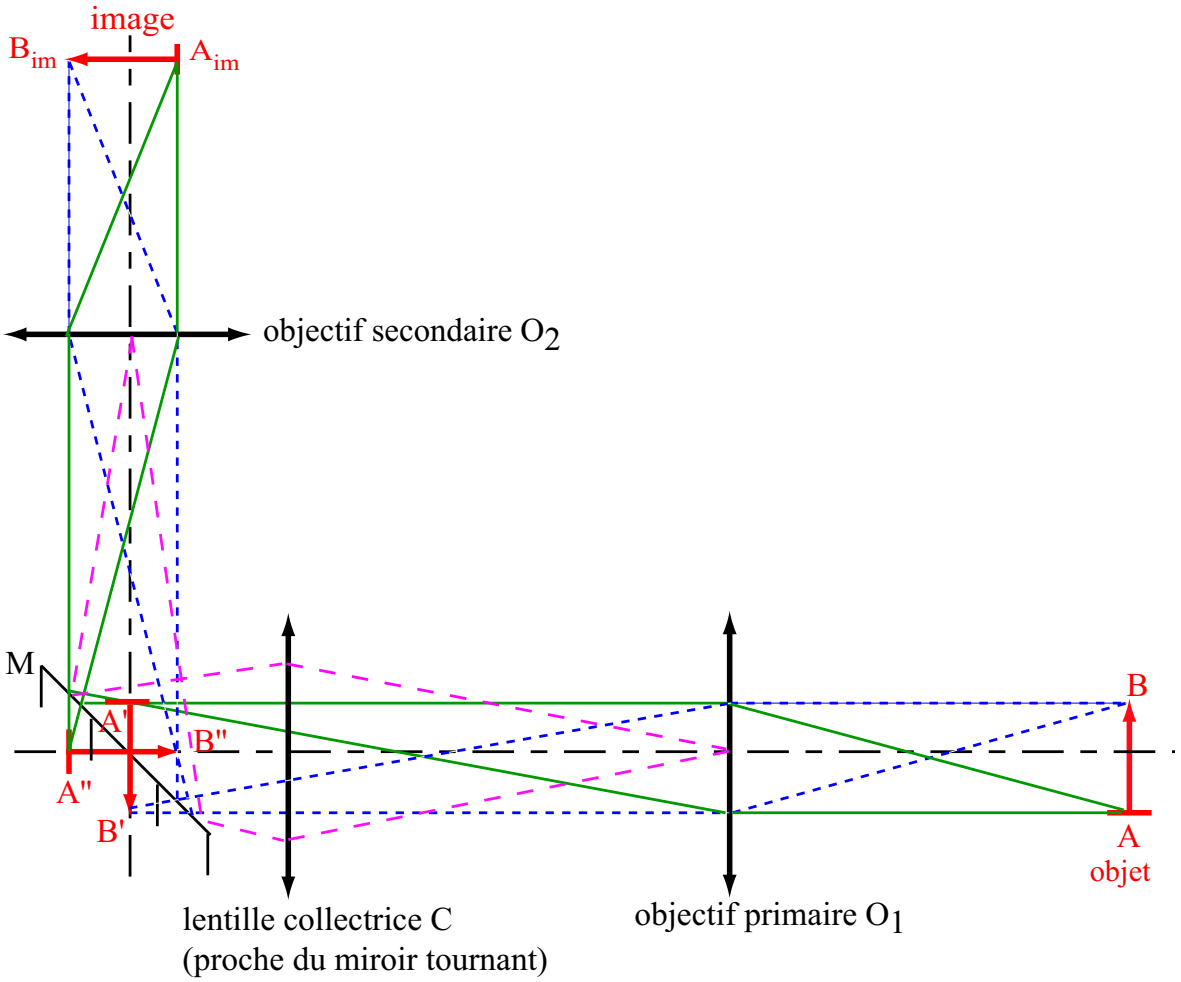


FIGURE A.7 : Principe de formation d'images pour une caméra à miroir tournant pour une image (et donc un objectif secondaire).

Le processus de formation d'images qui vient d'être décrit concerne le cas où le miroir est face à une optique secondaire. Or, celui-ci décrit un mouvement de rotation continu passant d'une image à l'autre sans s'arrêter et à haute vitesse. De ce fait, il est légitime de penser, dans

une première approche, que l'image impressionnée sur le film est floue alors qu'en réalité, il n'en est rien. Pour comprendre cela, nous nous appuyons sur le schéma de la Figure A.8. Nous considérons les deux cas extrêmes, l'arrivée des premiers rayons sur l'image et le départ des derniers rayons de cette même image (sur la Figure A.8 la lentille collectrice n'est pas montrée pour plus de lisibilité). Pour ces deux cas, les positions du miroir sont différentes et l'espace angulaire entre ces dernières est de 3 ° ce qui revient à considérer que pendant le temps de pose l'objet effectue une rotation de 3 ° dont l'influence sur la taille de l'image est complètement négligeable ($\pm\cos(1{,}5\ ^\circ)$).

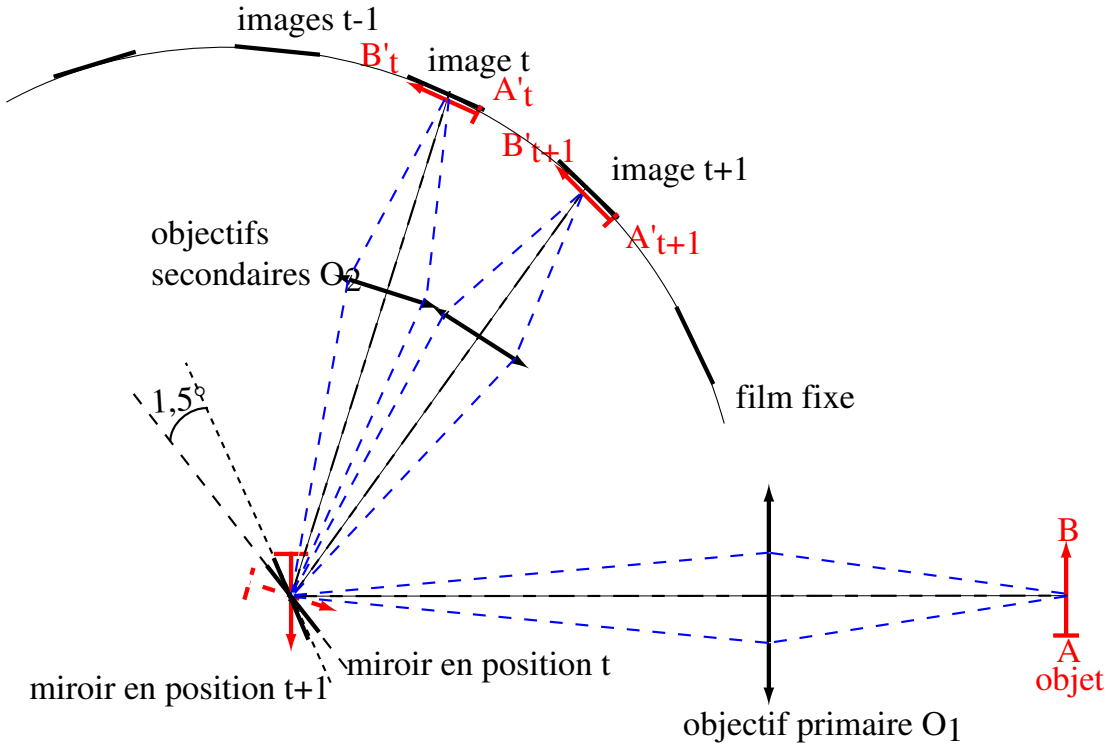


FIGURE A.8 : Principe de formation des images sur tout le film pour les caméras ultra-rapides utilisées.

En outre, lors de cette formation d'images, un point supplémentaire est à considérer, il s'agit de l'évolution de la luminosité. La forme des objectifs primaire et secondaire est choisie de telle sorte qu'une conjugaison s'opère entre ces deux objectifs gênérant une évolution lumineuse particulière. Elle est triangulaire si la forme des objectifs est rectangulaire et en forme de toit de pagode pour des objectifs ayant la forme d'un losange, Figures A.9(a) et A.9(b). Les premiers rayons arrivant sur l'image sont en très faible quantité ce qui a pour conséquence de ne pas beaucoup impressionner le film ; ce processus se retrouve également lorsque les derniers rayons lumineux atteignent l'image. Avec ce système de conjugaison, le temps de pose est considéré comme étant la largeur du profil de lumière à $I_{max}/2$. Ainsi, il est de $1/3$ du temps inter-images

pour des objectifs avec des pupilles en forme de losange (notre cas) et de $1/2$ pour des objectifs aux pupilles rectangulaires. Ainsi, la luminosité est maximale lorsque le miroir est face à l'objet et décroît rapidement, ce qui évite la superposition d'images. En combinant la très faible modification de l'image lors de la rotation du miroir et le manque de luminosité pour les positions extrêmes, l'image ne peut pas être floue à cause de la rotation du miroir. Seul le déplacement ou la déformation de l'objet étudié pendant le temps de pose peut engendrer des images floues.

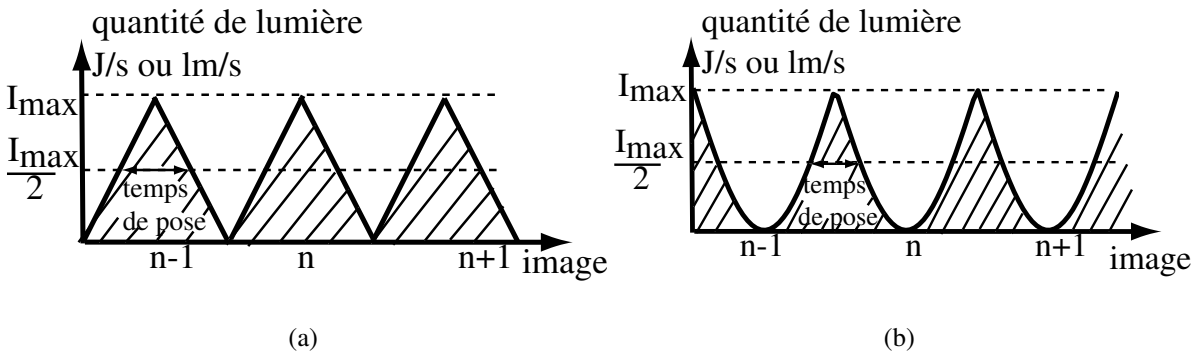


FIGURE A.9 : Évolution de l'intensité lumineuse en fonction du temps pour des pupilles d'objectifs en forme de rectangle (a) et de losange (b). Chacun des triangles correspond à la loi temporelle d'éclairage d'une image. Quand la lumière s'interrompt pour une image, elle débute sur la suivante.

Ce système d'acquisition d'images n'est pas compatible avec la stéréovision à 2 caméras séparées de la même manière que les caméras CCD car il n'est pas possible d'avoir deux caméras parfaitement synchronisées, les miroirs ne pouvant pas tourner à la même vitesse. Pour assurer les deux angles de vue, un jeu de miroirs proche de l'objet réfléchit les rayons lumineux sur le film.

Annexe B

Angle optimal entre les miroirs de renvoi

Dans cette annexe, nous étudions les possibilités d'implantation des 2 miroirs de renvoi en tenant compte des contraintes liées au champ d'observation. Cette partie a pour but de déterminer, dans un premier temps, l'angle maximal entre deux miroirs de renvoi puis d'évaluer les incertitudes sur la reconstruction lorsque l'angle optimal n'est pas respecté.

1 Angle maximal entre les miroirs

Afin de simplifier le problème, nous considérons que les miroirs sont verticaux, tout comme le plan du détecteur, et que l'objet est contenu dans un plan orthogonal au plan du détecteur, nous ramenant ainsi à un problème bidimensionnel. Il n'est pas utile de considérer l'influence du miroir de renvoi dans la salle de tir car il ne constitue pas le système stéréoscopique. Seul le repère image est considéré et toutes les positions sont exprimées dans ce dernier.

Le modèle de formation d'images au travers d'un miroir est que chaque point de l'objet est projeté perpendiculairement au plan du miroir à une distance égale à celle entre l'objet et le miroir. Ainsi, la caméra voit l'objet comme si il se trouvait derrière le miroir et l'objet «virtuel» est ensuite projeté perpendiculairement sur le film. La spécificité des expériences de détonique provoque un positionnement complexe de l'ensemble des constituants de la chaîne optique et impose que les miroirs soient placés face au hublot et juxtaposés en un point C. Une des contraintes est que le trajet optique soit le même pour les deux miroirs afin d'optimiser le réglage de la profondeur de champ pour les chaînes optiques gauche et droite. Ceci impose que les centres des objets virtuels, notés O_1 et O_2, soient sur une droite parallèle au plan image comme montré sur la Figure B.1.

Une autre contrainte concerne la maximisation du champ qui impose une tangence sans chevauchement entre les trois objets, ceux virtuels et celui réel. Dans ces conditions, nous établissons, dans ce qui suit, une expression de l'angle δ maximal (correspondant également à l'angle stéréoscopique) entre les deux miroirs, R est le rayon maximal de l'objet dans la gamme

temporelle analysée. Pour le déterminer, nous notons :

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= \frac{\pi}{2} - \varphi_1 \\ \Psi_2 &= \frac{\pi}{2} - \varphi_2 \end{aligned} \tag{B.1}$$

où l'angle stéréoscopique δ est déduit par la relation :

$$\delta = \Psi_2 - \Psi_1 = \varphi_2 - \varphi_1 \tag{B.2}$$

avec :

$$\begin{aligned} \tan(\varphi_1) &= \frac{2R}{p} \\ \tan(\varphi_2) &= \frac{4R}{p} \end{aligned} \tag{B.3}$$

où p représente la distance entre le point O et la droite passant par O_1 et O_2, p' étant la distance entre les droites perpendiculaires à l'axe optique et passant respectivement par C et O.

L'estimation de δ maximum revient à résoudre $\delta'(p) = 0$. Pour cela, nous écrivons :

$$\delta = \arctan\left(\frac{4R}{p}\right) - \arctan\left(\frac{2R}{p}\right) \tag{B.4}$$

soit :

$$\delta' = \frac{4R}{p^2}\left(\frac{p^2}{p^2+16R^2}\right) + \frac{2R}{p^2}\left(\frac{p^2}{p^2+4R^2}\right) = \frac{2R}{(p^2+16R^2)(p^2+4R^2)}(8R^2 - p^2) \tag{B.5}$$

ce qui donne $p = 2\sqrt{2}R$ impliquant $p' = 0$ et donc que les droites CO et O_1O_2 soient parallèles. L'angle δ_{max} est trouvé en considérant la relation :

$$\tan(\delta) = \frac{\tan(\varphi_2) - \tan(\varphi_1)}{1 + \tan(\varphi_2)\tan(\varphi_1)} \tag{B.6}$$

et en remplaçant $\tan(\varphi_1)$ et $\tan(\varphi_2)$ par leur expression de l'équation (B.3). Ainsi, il vient $\tan(\delta_{max}) = 1/2\sqrt{2}$ soit $\sin(\delta_{max}) = 1/3$ et donc δ_{max}=19,4 °.

Étant donné les fortes contraintes d'une expérience de détonique comme la présence d'autres diagnostics, d'éclairages, de miroirs n'étant pas parfaitement verticaux... il n'est pas possible de satisfaire l'optimalité de l'angle entre les miroirs. Celui mesuré sur la dalle se situe plutôt autour de 15 °. De ce fait, il est nécessaire d'estimer les répercussions de la non optimalité de l'angle entre les miroirs sur l'incertitude de reconstruction. Ce point est présenté dans la suite.

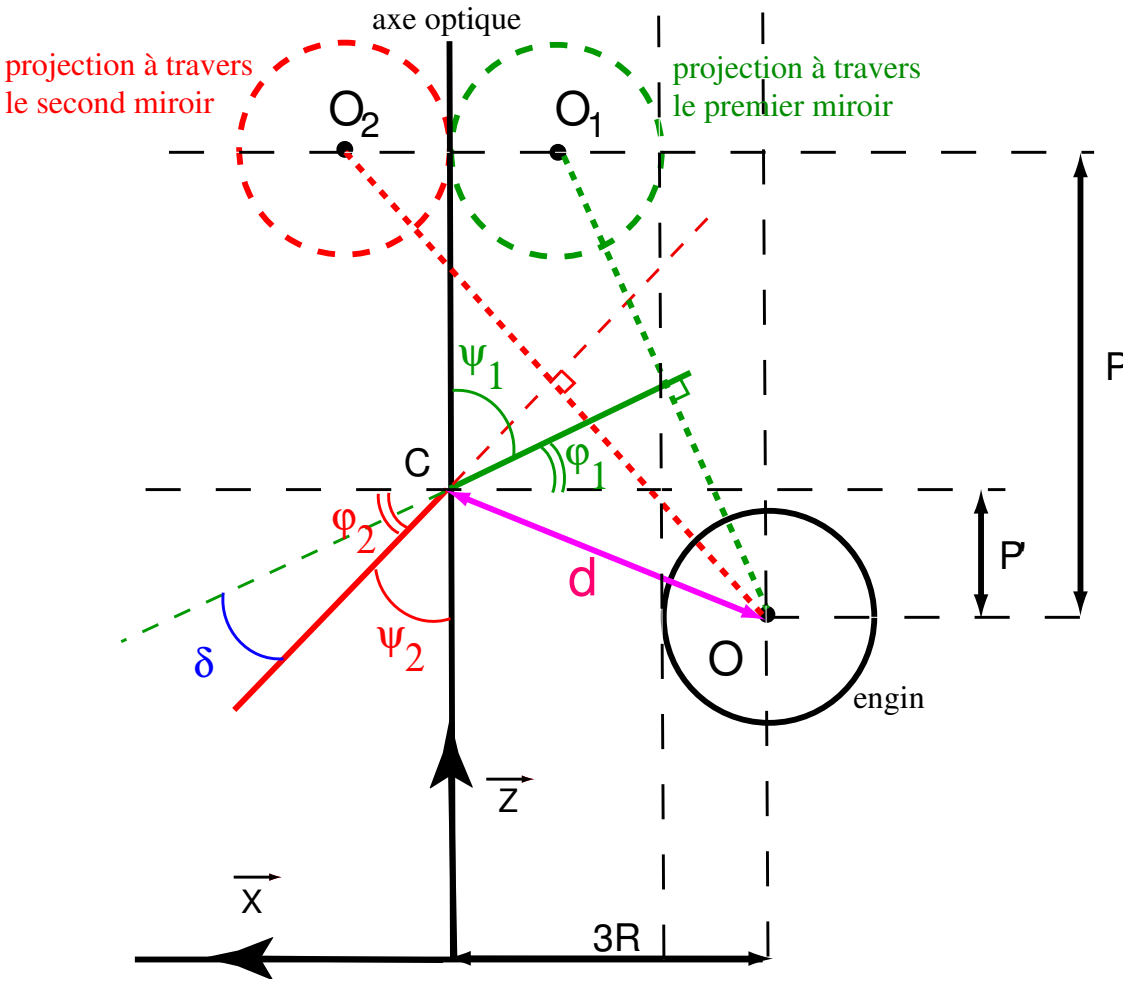


FIGURE B.1 : Disposition des miroirs et de l'engin sur la dalle de tir pour l'optimisation de l'angle stéréoscopique.

2 Incertitude liée à l'angle entre les miroirs

Cette partie a pour objectif de répondre à la problématique concernant l'évolution de l'incertitude de reconstruction en fonction de l'angle entre les miroirs. En effet, lorsqu'une erreur d'appariement est commise, elle se répercute sur la reconstruction de par le fait que les matrices de passage dépendent de l'angle stéréoscopique. Ainsi, pour une même erreur d'appariement, l'incertitude de reconstruction peut se trouver différente suivant l'angle des miroirs. Nous cherchons à quantifier cette influence. Par souci de simplicité, le problème est résolu en deux dimensions et les hypothèses faites dans la partie précédente, concernant les dispositions des éléments de la chaîne optique, sont conservées. Nous nous appuyons également sur la Figure B.1. Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que l'angle était maximal pour une valeur de p égale à $2\sqrt{2}R$ et que $p = f(\delta, R)$ soit $\delta = g(p)$. La démarche consiste à faire varier le paramètre p

donnant une certaine valeur de δ, de φ_1 et de φ_2, ces paramètres étant les seuls à entrer dans les matrices de passage puisque nous nous plaçons dans un même repère, celui de l'image, comme décrit dans la Figue B.1. Ainsi, seule la matrice P rentre en jeu et la relation liant un point de l'image de coordonnées (x'') à celui sur l'objet de coordonnées (x,y) s'écrit dans l'espace bidimensionnel :

$$\left(x''\right) = \begin{bmatrix} a & b & c \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ 1 \end{pmatrix} \tag{B.7}$$

où $a = n_1^2 + n_2^2$ et $b = -2n_1n_2$ (nous ne considérons pas le terme c car il est inutile pour la suite) avec :

$$\begin{cases} n_1 = \sin\psi \\ n_2 = \cos\psi \\ n_3 = 0 \end{cases} \tag{B.8}$$

ce qui donne :

$$x'' = \begin{bmatrix} \cos^2\psi - \sin^2\psi & -2\sin\psi\cos\psi & c \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(2\psi) & -\sin(2\psi) & c \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ 1 \end{pmatrix} \tag{B.9}$$

avec $\psi = \psi_1$ ou $\psi = \psi_2$. Les coordonnées à reconstruire s'expriment toujours de la même manière, pour le modèle orthographique. À savoir $X = \tilde{\mathbf{C}}(\mathbf{P} - \mathbf{D})$ où $\tilde{\mathbf{C}} = (\mathbf{C}^t\mathbf{C})^{-1}\mathbf{C}^t$ avec :

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} \cos(2\psi_2) & -\sin(2\psi 2) \\ \cos(2\psi 1) & -\sin(2\psi 1) \end{bmatrix} \tag{B.10}$$

Dans le cas d'un problème bidimensionnel la matrice $\mathbf{C}$ est carrée et par conséquent inversible. De ce fait, l'expression de $\tilde{\mathbf{C}}$ est immédiate :

$$\tilde{\mathbf{C}} = \frac{1}{det(\mathbf{C})} \begin{bmatrix} -2\sin(2\psi 1) & \sin(2\psi_2) \\ -2\cos(2\psi 1) & \cos(2\psi_2) \end{bmatrix} \tag{B.11}$$

avec $det(\mathbf{C}) = \sin 2(\psi_2 - \psi_1)$. L'incertitude de reconstruction est donnée par la relation $dX = \tilde{\mathbf{C}}dP$ puisque seuls les points d'appariement varient. Ainsi, l'incertitude de reconstruction est déduite et vaut :

$$\sigma_x^2 = H(\delta)\sigma_{assoc} \tag{B.12}$$

avec :

$$H(\delta) = \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{C}}(1,2)^2 \\ \tilde{\mathbf{C}}(2,2)^2 \end{bmatrix} \tag{B.13}$$

et σ_{assoc}, l'incertitude d'appariement dont les valeurs sont données dans l'Annexe F. Ainsi $H(\delta)$ varie suivant les différentes valeurs imposées à p et cela pour une même erreur d'appariement symbolisée par σ_{assoc}. Les courbes représentant l'évolution de ψ_1, ψ_2, δ, ainsi que l'incertitude de reconstruction en fonction de p sont données sur la Figure B.2. De là, il ressort qu'un angle 15 °, au lieu de 19,4 °, entre les deux miroirs ne dégrade pas beaucoup l'incertitude de reconstruction suivant Z.

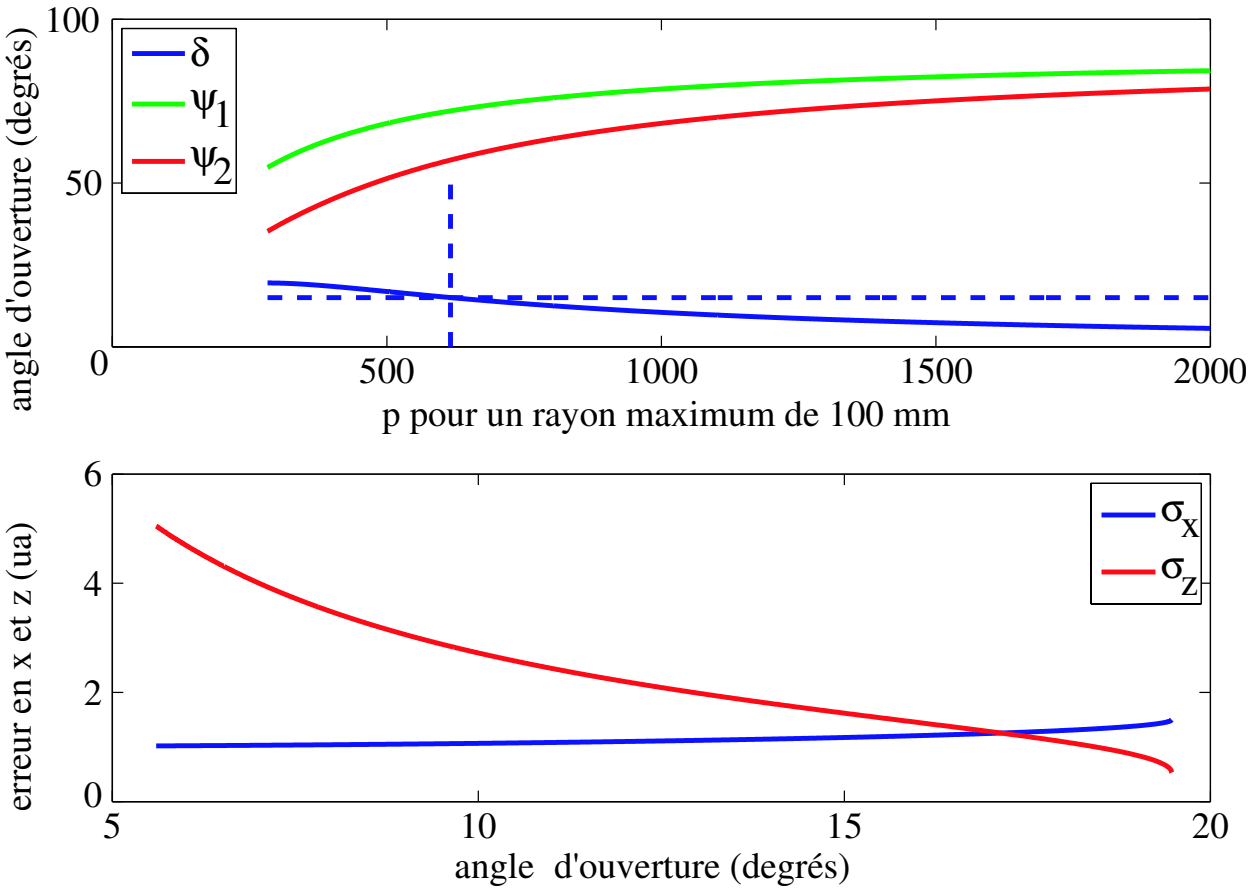


FIGURE B.2 : Évolution de l'angle entre les miroirs en fonction de la position de l'objet (figure du dessus) sur la dalle de tir. Évolution de l'incertitude de reconstruction en fonction de l'angle entre les miroirs (figure du bas). L'angle est indépendante du grandissement choisi. Comme celui-ci n'est pas pris en compte ici les erreurs ne sont pas données dans une unité physique.

Annexe C

Projection des déplacements sur une base affine

Dans cette partie, nous démontrons l'hypothèse que les champs de déplacement induits par une dilatation ou par une erreur de positionnement peuvent se décomposer sur une base linéaire sous certaines conditions. Nous scindons cette dernière erreur en deux parties : imperfection de la perpendicularité entre la plaque et l'axe optique et rotation de la plaque autour de l'axe optique. Tout d'abord, il est étudié le cas de la dilatation puis celui de la non perpendicularité de la plaque avec l'axe optique et enfin celui de la rotation autour de l'axe optique.

Les constats réalisés dans cette annexe sont particulièrement utiles pour la mise en place expérimentale de la mesure de distorsion telle que décrite dans les parties 2.1 du chapitre 3 et 1.2 du chapitre 5.

1 Cas de la dilatation

Ce phénomène intervient lorsque la taille de l'image déformée n'est pas identique à celle de l'image de référence, ce qui est plus ou moins toujours le cas. Nous supposons que cette dilatation est identique dans les deux directions et le problème est schématisé sur la Figure C.1. Nous posons (u,v) les coordonnées images du point M sur l'image de référence et (u',v') les coordonnées du même point (noté M') sur l'image déformée. Nous cherchons à estimer les déplacements δu et δv nécessaires à positionner M' sur M, nous avons :

$$\begin{cases} u' = u + \delta u \\ v' = v + \delta v \end{cases} \tag{C.1}$$

Un grandissement homogène dans les deux directions s'écrit : $u' = Gu$ et $v' = Gv$ et nous obtenons :

$$\begin{cases} \delta u = Gu - u \\ \delta v = Gv - v \end{cases} \tag{C.2}$$

De ce fait, il vient, en rajoutant l'éventuel déplacement entre les deux centres des images, le déplacement induit par une dilatation de l'image :

$$\begin{cases} \delta u = u(G-1)+a \\ \delta v = v(G-1)+b \end{cases} \tag{C.3}$$

Ce déplacement est bien linéaire et ne perturbe pas l'estimation des champs de distorsions.

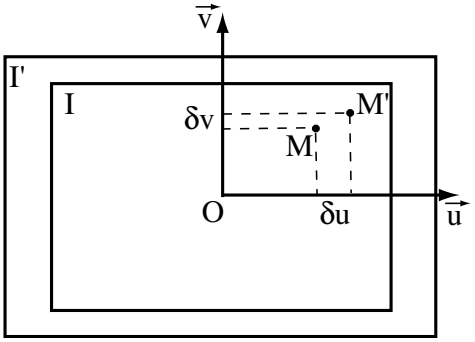


FIGURE C.1 : Schématisation des déplacements induits par une dilatation entre deux images I et I'.

2 Cas de la non perpendicularité entre la plaque et l'axe optique

Ce cas intervient lorsqu'une rotation existe par rapport à l'un des deux axes de la plaque. Afin de simplifier les écritures, il n'est considéré que le cas de la rotation autour de l'axe $\overrightarrow{v}$, Figure C.2. Nous posons :

- (u,v) les coordonnées du point M dans l'image de référence I,
- (u',v') les coordonnées du même point (noté M') dans l'image déformée I',
- P, le point d'observation et d la distance entre ce point et le centre de la plaque O,
- α l'angle de rotation autour de $\vec{v}$.

Comme nous ne considérons que la rotation autour de l'axe $\overrightarrow{v}$, nous obtenons $\overrightarrow{v}' = \overrightarrow{v}$ et, par conséquent, nous ne recherchons que le déplacement δu. Sur la Figure C.2, lorsque la plaque subit une rotation d'angle α, la position réelle d'observation du point devient u'' et ainsi :

$$\delta u = u - u'' \tag{C.4}$$

Trouver δu revient à déterminer la position u''. Ayant $u'' = d\tan\beta$ avec β l'angle d'observation réel donné par :

$$\tan\beta = \frac{u\cos\alpha}{d+u\sin\alpha}, \tag{C.5}$$

nous obtenons l'expression du déplacement :

$$\delta u = u - \frac{du\cos\alpha}{d + u\sin\alpha} \tag{C.6}$$

Dans le cas général, ce déplacement n'est pas linéaire et notre estimation du champ de distorsions est biaisée. Nous pouvons tout de même, sous certaines hypothèses, nous ramener à un comportement quasi linéaire, ce que nous détaillons pour les deux configurations suivantes :

1. Si la distance d (entre la caméra et la plaque) est grande devant la dimension du champ d'observation dans le plan objet, alors $\delta u \simeq u - u\cos\alpha$. L'effet du tilt induit donc un déplacement quasi linéaire ce qui ne perturbe pas l'estimation des distorsions. Cette configuration est typiquement rencontrée lors de nos applications en détonique.
2. Pour des expériences de laboratoire, u n'est pas négligeable devant d (mais toujours inférieur). Un développement limité à l'ordre 1 au voisinage de 0 nous donne :

$$\delta u = u - u\frac{1 + o(\alpha)}{1 + \frac{u}{d}\alpha + o(\alpha)} = -\frac{u^2}{d}\alpha + o(\alpha) \tag{C.7}$$

   correspondant à un déplacement quasi négligeable pour les petits angles α.

Il en ressort que, cette configuration ne perturbe quasiment pas l'estimation des distorsions si un soin important est apporté à la perpendicularité de la plaque par rapport à l'axe optique.

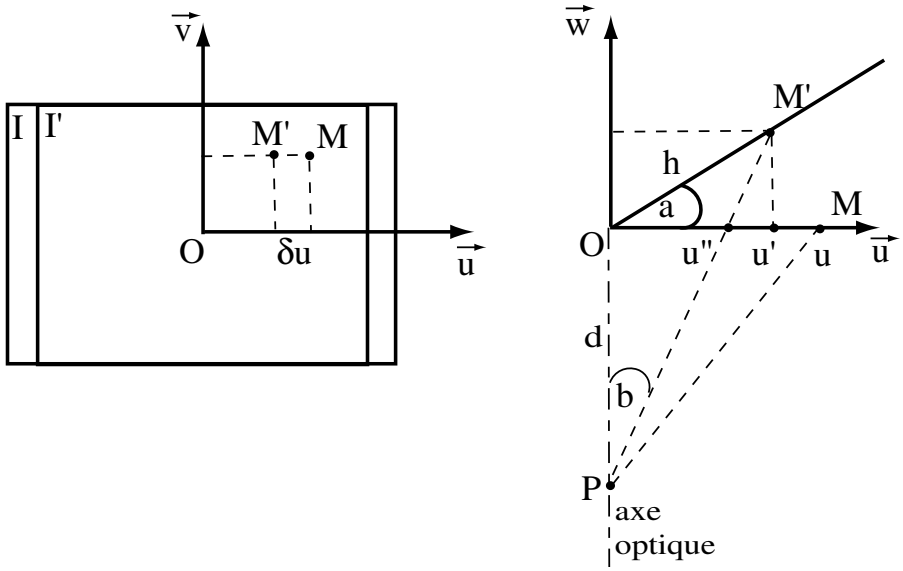


FIGURE C.2 : Schématisation des déplacements induits par la non perpendicularité de la plaque par rapport à l'axe optique.

3 Cas de la rotation

Dans ce cas aussi, ce défaut est propre à une rotation mais, cette fois-ci, dans le plan de la plaque et autour de l'axe optique, Figure C.3

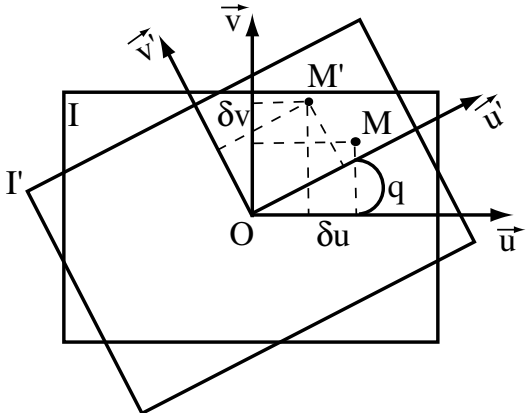


FIGURE C.3 : Schématisation des déplacements induits par une rotation de la plaque autour de l'axe optique.

Pour ce cas, nous distinguons deux repères : R de base $(\overrightarrow{u}, \overrightarrow{v})$ associé à l'image de référence I et R' de base $(\overrightarrow{u}', \overrightarrow{v}')$ associé à l'image déformée I'. Nous posons :

- (u, v) les coordonnées, dans le repère R, du point M de l'image de référence I,
- (u', v') les coordonnées, dans le repère R, du même point (noté M') dans l'image déformée I',
- θ, l'angle de rotation par rapport à l'axe optique entre R et R'.

Précisons que dans le repère R', le point M' a pour coordonnées (u, v). Nous recherchons l'expression des déplacements δu et δv à appliquer pour que le point M' soit à la même position que M, ces derniers s'expriment :

$$\begin{cases} \delta u = u' - u \\ \delta v = v' - v \end{cases} \tag{C.8}$$

Or, les coordonnées (u', v') sont exprimées dans le repère R' et il est donc nécessaire de réaliser un changement de repère pour les exprimer dans le repère R, celui-ci s'écrit, en s'appuyant sur la Figure C.3 :

$$\begin{cases} u' = u\cos\theta - v\sin\theta \\ v' = u\sin\theta + v\cos\theta \end{cases} \tag{C.9}$$

et ainsi nous pouvons exprimer les déplacements :

$$\begin{cases} \delta u = u\cos\theta - v\sin\theta - u \\ \delta v = u\sin\theta + v\cos\theta - v \end{cases} \tag{C.10}$$

soit :

$$\begin{cases} \delta u = u(\cos\theta - 1) - v\sin\theta \\ \delta v = u\sin\theta + v(\cos\theta - 1) \end{cases} \tag{C.11}$$

ce qui se résume bien à un champ de déplacement linéaire puisque α est constant.

Annexe D

Régression linéaire et incertitude

L'estimation de paramètres mécaniques effectuée à partir de données expérimentales (bruitées) n'est pas exacte, il existe des incertitudes sur ces derniers liées en grande partie à la mesure. C'est pourquoi il est intéressant de donner une méthode permettant de les évaluer. La démarche générale est la suivante ; d'une variable $y(x_i, a_1, ..., a_n)$ dépendant de paramètres $a_1, ..., a_n$ à déterminer, et d'une autre, étant le plus souvent le résultat d'une mesure, y_i [112], le calcul de l'estimation utilise la minimisation de la différence quadratique entre les valeurs mesurées et celles calculées et a pour objectif de donner la meilleure estimation des paramètres $a_1, ..., a_n$. Ceux-ci caractérisent la meilleure interpolation passant au mieux par les points de mesure y_i. Pour cela, nous utilisons le critère des moindres carrés qui minimise la distance entre les données interpolées et celles mesurées. La forme générale de la fonction à minimiser dans le cas d'une régression linéaire est la suivante [100] :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{y_i - y(x_i; a_1 ... a_N)}{\sigma_i} \right)^2 \tag{D.1}$$

où σ_i est l'écart type pour chacun des n point de mesure. Dans notre cas, le champ de référence peut être linéaire et il s'exprime comme suit :

$$\begin{cases} u = ax + by + c \\ v = dx + ey + f \end{cases} \tag{D.2}$$

Le champ mesuré est celui donné, par exemple, par corrélation d'images. De ce fait, la fonction à minimiser, dans le cas du champ u, devient :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{u_i - (ax_i + by_i + c)}{\sigma_i} \right)^2 \tag{D.3}$$

La minimisation consiste à effectuer la dérivation de la fonction χ^2 par rapport à chacun des paramètres (a,b,c) et à calculer les valeurs annulant ce gradient. Ainsi, il vient les expressions :

$$(S)\begin{cases} \dfrac{\partial\chi^2}{\partial a} = -2\displaystyle\sum_{i=1}^{N}\frac{x_i}{\sigma_i^2}[u_i-(ax_i+by_i+c)] = 0 \\ \dfrac{\partial\chi^2}{\partial b} = -2\displaystyle\sum_{i=1}^{N}\frac{y_i}{\sigma_i^2}[u_i-(ax_i+by_i+c)] = 0 \\ \dfrac{\partial\chi^2}{\partial c} = -2\displaystyle\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{\sigma_i^2}[u_i-(ax_i+by_i+c)] = 0 \end{cases} \tag{D.4}$$

Afin de simplifier le problème, il est nécessaire d'introduire les écritures suivantes :

$$\begin{gathered} S_u = \sum_{i=1}^{N}\frac{u_i}{\sigma_i^2} \quad ; \quad S_{xy} = \sum_{i=1}^{N}\frac{x_iy_i}{\sigma_i^2} \quad ; \quad S = \sum_{i=1}^{N}\frac{1}{\sigma_i^2} \quad ; \quad S_{uu} = \sum_{i=1}^{N}\frac{u_i^2}{\sigma_i^2} \\ S_x = \sum_{i=1}^{N}\frac{x_i}{\sigma_i^2} \quad ; \quad S_{xu} = \sum_{i=1}^{N}\frac{x_iu_i}{\sigma_i^2} \quad ; \quad S_{xx} = \sum_{i=1}^{N}\frac{x_i^2}{\sigma_i^2} \\ S_y = \sum_{i=1}^{N}\frac{y_i}{\sigma_i^2} \quad ; \quad S_{yu} = \sum_{i=1}^{N}\frac{y_iu_i}{\sigma_i^2} \quad ; \quad S_{yy} = \sum_{i=1}^{N}\frac{y_i^2}{\sigma_i^2} \end{gathered} \tag{D.5}$$

Avec ces différentes sommes, l'écriture de χ^2, qui nous sert pour l'estimation des incertitudes sur les paramètres, devient :

$$\chi^2 = c^2S + 2acS_x + 2bcS_y - 2cS_u + a^2S_{xx} + 2abS_{xy} - 2aS_{xu} + b^2S_{yy} - 2bS_{yu} + S_{uu} \tag{D.6}$$

Après calculs, et en simplifiant les écritures par les sommes, le système (D.4) peut se mettre sous la forme :

$$(S)\begin{cases} S_{xu} = aS_{xx} + bS_{xy} + cS_x \\ S_{yu} = aS_{xy} + bS_{yy} + cS_y \\ S_{xu} = aS_x + bS_y + cS \end{cases} \tag{D.7}$$

ce qui revient au système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} S_{xx} & S_{xy} & S_x \\ S_{xy} & S_{yy} & S_y \\ S_x & S_y & S \end{bmatrix}\begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{xu} \\ S_{yu} \\ S_u \end{pmatrix} \tag{D.8}$$

ou, de manière plus compacte $\mathbf{S}q = s$. La résolution de ce système de trois équations à trois inconnues donne la valeur, exprimée en fonction des différentes sommes, des inconnues (a,b,c). Ainsi il vient :

$$a = \frac{\begin{vmatrix} S_{xu} & S_{xy} & S_x \\ S_{yu} & S_{yy} & S_y \\ S_u & S_y & S \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} S_{xx} & S_{xy} & S_x \\ S_{xy} & S_{yy} & S_y \\ S_x & S_y & S \end{vmatrix}} \quad b = \frac{\begin{vmatrix} S_{xx} & S_{xu} & S_x \\ S_{xy} & S_{yu} & S_y \\ S_x & S_u & S \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} S_{xx} & S_{xy} & S_x \\ S_{xy} & S_{yy} & S_y \\ S_x & S_y & S \end{vmatrix}} \quad c = \frac{\begin{vmatrix} S_{xx} & S_{xy} & S_{xu} \\ S_{xy} & S_{yy} & S_{yu} \\ S_x & S_y & S_u \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} S_{xx} & S_{xy} & S_x \\ S_{xy} & S_{yy} & S_y \\ S_x & S_y & S \end{vmatrix}} \tag{D.9}$$

soit :

$$a = \frac{\Delta a}{\Delta} \quad ; \quad b = \frac{\Delta b}{\Delta} \quad ; \quad c = \frac{\Delta c}{\Delta} \tag{D.10}$$

avec :

$$\begin{array}{l} \Delta = S_{xx}(S_{yy}S - S_y^2) - S_{xy}(S_{xy}S - S_xS_y) + S_x(S_{xy}S_y - S_{yy}S_x) \\ \Delta a = S_{xu}(S_y^2 - S_{yy}S) - S_{yu}(S_xS_y - S_{xy}S) + S_u(S_{yy}S_x - S_{xy}S_y) \\ \Delta b = S_{xu}(S_{xy}S - S_yS_x) - S_{yu}(S_{xx}S - S_x^2) + S_u(S_{xx}S_y - S_{xy}S_x) \\ \Delta c = S_{xu}(S_{xy}S_y - S_xS_{yy}) - S_{yu}(S_{xx}S_y - S_xS_{xy}) + S_u(S_{xx}S_{yy} - S_{xy}^2) \end{array} \tag{D.11}$$

Ensuite, et pour des valeurs u_i décorrélées, il est nécessaire de donner une quantification de l'incertitude des valeurs des paramètres en utilisant la relation :

$$\sigma_f = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \sigma_i^2 \left(\frac{\partial f}{\partial u_i}\right)^2} \tag{D.12}$$

qui symbolise l'écart type de la variable f. Ici, cette variable sera successivement les paramètres (a,b,c) et cet écart type représente l'incertitude sur chacun de ces paramètres. Dans le cas où $f = a$, il vient :

$$\frac{\partial a}{\partial u_i} = \frac{1}{\Delta}\left(\frac{\partial S_{xu}}{\partial u_i}(S_{yy}S - S_y^2) - \frac{\partial S_{yu}}{\partial u_i}(S_{xy}S - S_xS_y) + \frac{\partial S_u}{\partial u_i}(S_{xy}S_y - S_{yy}S_x)\right) \tag{D.13}$$

soit, après dérivation :

$$\frac{\partial a}{\partial u_i} = \frac{x_i(S_{yy}S - S_y^2) - y_i(S_{xy}S - S_xS_y) + (S_{xy}S_y - S_{yy}S_x)}{\sigma_i^2\Delta} \tag{D.14}$$

ce qui peut s'écrire de manière plus simple :

$$\frac{\partial a}{\partial u_i} = \frac{x_iS_{1a} - y_iS_{2a} + S_{3a}}{\sigma_i^2\Delta} \tag{D.15}$$

Il en est de même pour les deux autres paramètres. En prenant cette notation, Δ s'écrit $S_{xx}S_{1a} - S_{xy}S_{2a} + S_xS_{3a}$. En l'élevant au carré, il vient :

$$\left(\frac{\partial a}{\partial u_i}\right)^2 = \frac{x_i^2S_{1a}^2 + y_i^2S_{2a}^2 + S_{3a}^2 - 2x_iy_iS_{1a}S_{2a} + 2x_iS_{1a}S_{3a} - 2y_iS_{2a}S_{3a}}{\sigma_i^4\Delta^2} \tag{D.16}$$

En effectuant la somme et après la simplification par σ_i, il vient l'expression de l'incertitude sur le paramètre a :

$$\sigma_a^2 = \frac{S_{xx}S_{1a}^2 - S_{yy}S_{2a}^2 + SS_{3a}^2 - 2S_{xy}S_{1a}S_{2a} + 2S_xS_{1a}S_{3a} - 2S_yS_{2a}S_{3a}}{\Delta^2} \tag{D.17}$$

Pour les deux autres paramètres, la démarche est identique, seules les valeurs des sommes S_1, S_2, S_3 sont modifiées. Ainsi, il vient respectivement pour b et c :

$$(b)\begin{cases} S_{1b} = S_{xy}S - S_yS_x \\ S_{2b} = S_{xx}S - S_x^2 \\ S_{3b} = S_{xx}S_y - S_{xy}S_x \end{cases} \qquad (c)\begin{cases} S_{1c} = S_{xy}S_y - S_{yy}S_x \\ S_{2c} = S_{xx}S_y - S_{xy}S_x \\ S_{3c} = S_{xy}S_{yy} - S_{xy}^2 \end{cases} \tag{D.18}$$

Il est possible de simplifier les expressions des incertitudes commises sur un paramètre. Ainsi, les expressions sont les suivantes [48] :

$$\begin{cases} \sigma_a^2 = \dfrac{SS_{yy} - S_y^2}{\Delta} \\ \sigma_b^2 = \dfrac{SS_{xx} - S_x^2}{\Delta} \\ \sigma_c^2 = \dfrac{S_{xx}S_{yy} - S_{xy}^2}{\Delta} \end{cases} \tag{D.19}$$

Dans le cas où les incertitudes σ_i de mesures sont inconnues, nous pouvons supposer que tous les σ_i sont égaux à 1 [48] et diviser σ_a, σ_b, σ_c par $\sqrt{\chi^2/(N-3)}$. L'expression des paramètres est désormais connue tout comme l'incertitude pour chacun d'entre eux.

Cette démarche est généralisable à d'autres types de champs de déplacement pouvant se décomposer à l'aide de plusieurs fonctions de base affectées à des coefficients inconnus A_i :

$$\underline{U}(\underline{x}_k) = \sum_{i=1}^{n} A_i \underline{\Omega_i}(\underline{x}_k) \tag{D.20}$$

$\underline{\Omega_i}$ représentent les fonctions de base et A_i les coefficients associés à ces fonctions, correspondant aux paramètres mécaniques cherchés. En utilisant la généralisation du champ de déplacement, l'expression de χ^2 devient :

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{N} \left(\frac{\underline{U}_k - \sum_{i=1}^{M} A_i \underline{\Omega_i}(\underline{x}_k)}{\sigma_i} \right)^2 \tag{D.21}$$

Annexe E

Estimation des états de vitesse et de contraintes dans les barres de Hopkinson

Dans la suite, nous donnons les états de vitesse et de contrainte dans les barres de Hopkinson. Pour cela, nous considérons l'équation de la conservation de quantité de mouvement :

$$[\sigma] = \pm Z[V] \tag{E.1}$$

où $[\sigma]$ est le saut de contrainte, Z l'impédance du matériau et $[V]$ le saut de vitesse. Par convention, une onde qui se propage vers la gauche est affectée d'un signe positif et négatif pour l'autre sens. Dans le cas de l'impacteur, cette convention est inversée. Lorsqu'une onde est réfléchie sur un bord libre, elle vérifie une contrainte nulle dans la barre. Nous supposons également que l'impédance de l'échantillon est très petite par rapport à la barre ($Z_e \ll Z$). Cette hypothèse est permise car le matériau testé est de l'aluminium pur et de faible section par rapport à celle des barres. Nous ne prenons pas en compte les réflexions liées à la barre de sortie car elles ne perturbent pas significativement les états dans la barre d'entrée. En réalité, l'état de la barre d'entrée ne varie pas du fait du rapport d'impédance. Ainsi, nous obtenons les vitesses et contraintes suivantes pour les différents états du diagramme de Lagrange. Ces états sont symbolisés par les chiffres romains sur le diagramme de Lagrange (Figure 4.3).

Pour l'état I, qui correspond à la propagation des ondes dans la barre d'entrée et l'impacteur après l'impact nous posons :

$$\begin{cases} (\sigma_I - \sigma_i) = Z(V_I - V_i) \\ \\ (\sigma_I - \sigma_{be}) = -Z(V_I - V_{be}) \end{cases} \tag{E.2}$$

avec σ_I la contrainte dans la zone de transition, σ_i la contrainte dans l'impacteur à l'instant initial, σ_{be} la contrainte dans la barre d'entrée à l'instant initial, V_I la vitesse dans la zone de transition et V_{be} la vitesse dans la barre d'entrée. Or, $V_{be} = 0$, $\sigma_{be} = 0$, $\sigma_i = 0$ et $V_i = -V_0$. De ce fait, nous avons :

$$\begin{cases} \sigma_I = Z(V_I + V_0) \\ \\ \sigma_I = -ZV_I \end{cases} \tag{E.3}$$

soit :

$$\begin{cases} -2ZV_I = V_0 \\ \sigma_I = -ZV_I \end{cases} \tag{E.4}$$

ce qui donne :

$$\begin{cases} V_I = -\dfrac{V_0}{2} \\ \sigma_I = Z\dfrac{V_0}{2} \end{cases} \tag{E.5}$$

ce qui correspond à un état de traction dans la barre d'entrée. Dans la suite, nous ne donnons plus le détail des calculs mais juste le résultat final.

Pour l'état II qui correspond à l'état dans la barre d'entrée après réflexion de l'onde sur le bord libre de l'impacteur, nous avons la vitesse et la contrainte suivantes :

$$\begin{cases} V_{II} = 0 \\ \sigma_{II} = 0 \end{cases} \tag{E.6}$$

Cet état engendre l'arrêt de l'impacteur, il s'agit d'une onde de décharge ($\sigma_{II} = 0$).

Pour l'état III qui correspond à l'état de traction dans la barre d'entrée et dans l'échantillon, nous avons la vitesse et la contrainte suivantes :

$$\begin{cases} V_{III} = -\dfrac{ZV_0}{Z_e + Z} \simeq -V_0 \quad (\text{si} \quad Z_e \ll Z) \\ \sigma_{III} = \dfrac{-ZZ_eV_0}{Z_e + Z} \simeq -Z_eV_0 \quad (\text{si} \quad Z_e \ll Z) \end{cases} \tag{E.7}$$

Du fait de la faible impédance du matériau, la vitesse de traction dans l'échantillon est quasiment identique à la vitesse initiale de l'impacteur.

Pour l'état IV qui correspond, dans la barre d'entrée au croisement de l'onde réfléchie sur l'échantillon et de l'onde réfléchie au bord libre du projectile, nous avons la vitesse et la contrainte suivantes :

$$\begin{cases} V_{IV} \simeq -\dfrac{V_0}{2} \\ \sigma_{IV} \simeq \dfrac{-ZV_0}{2} \end{cases} \tag{E.8}$$

Cet état correspond à une compression dans la barre. Afin de simplifier les écritures, nous avons omis les termes faisant intervenir l'impédance de l'échantillon. C'est ce qui explique le signe $\simeq$ utilisé ici et dans les équations suivantes déduites de l'état III.

Pour l'état V qui correspond à celui dans la barre d'entrée après réflexion de l'onde de décharge sur l'échantillon, nous avons la vitesse et la contrainte suivantes :

$$\begin{cases} V_V \simeq 0 \\ \\ \sigma_V \simeq 0 \end{cases} \tag{E.9}$$

Cet état correspond à l'arrêt de la traction dans l'échantillon au passage de l'onde de décharge.

Pour l'état VI qui correspond à celui dans la barre d'entrée, après réflexion de la première onde sur le bord libre, nous avons la vitesse et la contrainte suivantes :

$$\begin{cases} V_{VI} \simeq -V_0 \\ \\ \sigma_{VI} \simeq 0 \end{cases} \tag{E.10}$$

Cet état correspond à une remise en vitesse de la barre d'entrée. Il découle de plusieurs points. La barre d'entrée et le projectile était en contact à l'état II. Or il arrive une onde de compression issue de l'état V qui ne peut pas être transmise par le système (contact unilatéral). Le contact entre le projectile et la barre d'entrée s'ouvre, ce qui se traite comme un bord libre sur cette dernière.

Pour l'état VII qui correspond à celui dans la barre d'entrée, après réflexion de la deuxième onde sur le bord libre, nous avons la vitesse et la contrainte suivantes :

$$\begin{cases} V_{VII} \simeq -\dfrac{V_0}{2} \\ \\ \sigma_{VII} \simeq \dfrac{ZV_0}{2} \end{cases} \tag{E.11}$$

Ceci correspond à un nouvel état de traction dans la barre similaire à l'état I mais de valeurs de contrainte et de vitesse plus faibles.

Comme l'état VII est similaire à l'état I et comme l'échantillon est dans les mêmes conditions qu'à l'instant initial, l'état VIII est une nouvelle traction sur l'échantillon qui conduit, cette fois-ci, à la rupture. L'état IX est similaire à l'état II, vitesse et contrainte nulles. Tous ces états sont schématisés sur la polaire de choc (Figure E.1) où les coefficients directeurs des droites représentent les impédances du système des barres ou celles du matériau testé. Ainsi, la droite correspondant à l'échantillon est représentée en trait pointillé.

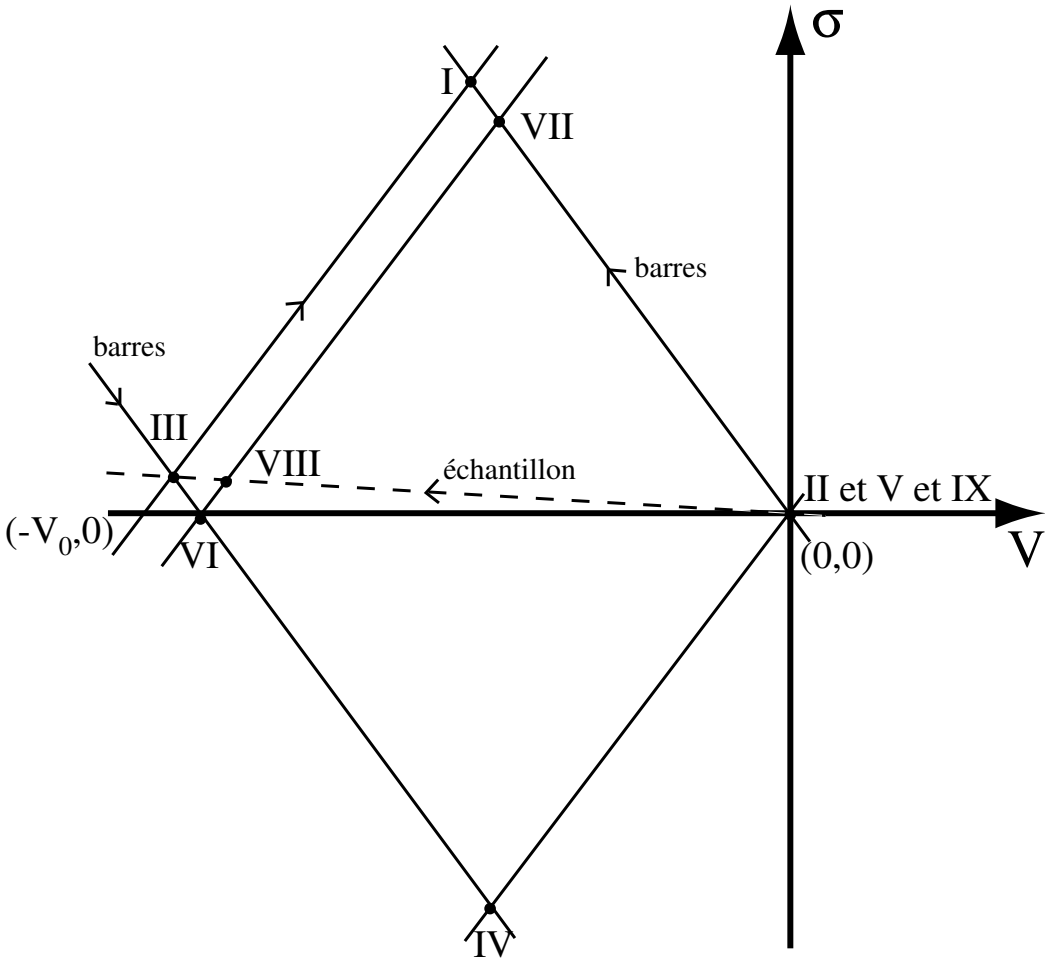


FIGURE E.1 : Polaire de choc pour l'essai de traction.

Annexe F

Calcul d'incertitude de reconstruction dans le cas de la dynamique ultra-rapide

1 Présentation générale

Nous nous intéressons, dans cette annexe, à la description de la chaîne des incertitudes dans le cas spécifique de la dynamique ultra-rapide. En effet, l'utilisation du modèle orthographique des caméras mécano-optiques rend les écritures plus simples. Ainsi, afin d'estimer ces incertitudes, nous rappelons les notations utilisées dans la partie 5 du chapitre 2 :

- $X = (X_e, Y_e, Z_e, 1)$ les coordonnées homogènes des points d'étalonnage 3D,
- $\widetilde{X} = (X_r, Y_r, Z_r)$ les coordonnées du point à reconstruire qui est, soit un point de la mire, soit un point de l'objet,
- $q_g = (u_g, v_g, 1)$ les coordonnées homogènes de la projection des points d'étalonnage dans le repère de l'image de gauche et $q_d = (u_d, v_d, 1)$ celles dans le repère de l'image de droite,
- $P_g = (x_g, y_g)$ et $P_d = (x_d, y_d)$ les coordonnées images des points à reconstruire.

Ces coordonnées ne sont pas parfaites et nous supposons que les écarts qui en découlent suivent des lois normales centrées d'écarts types réalistes. Pour la suite, nous rappelons les expressions des matrices de passage dans le cas particulier du modèle orthographique :

$$\mathbf{M}_g = q_g X^t (XX^t)^{-1} \quad \text{et} \quad \mathbf{M}_d = q_d X^t (XX^t)^{-1} \tag{F.1}$$

puis nous exprimons l'équation permettant de reconstruire dans le cas particulier du modèle orthographique :

$$\widetilde{X} = (\mathbf{C}^t\mathbf{C})^{-1}\mathbf{C}^t(\mathbf{P} - \mathbf{D}) \tag{F.2}$$

avec :

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} m_{11}^g & m_{12}^g & m_{13}^g \\ m_{21}^g & m_{22}^g & m_{23}^g \\ m_{11}^d & m_{12}^d & m_{13}^d \\ m_{21}^d & m_{22}^d & m_{23}^d \end{pmatrix}, \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} m_{14}^g \\ m_{24}^g \\ m_{14}^d \\ m_{24}^d \end{pmatrix}, \quad \mathbf{P} = \begin{pmatrix} x_g \\ y_g \\ x_d \\ y_d \end{pmatrix} \tag{F.3}$$

et nous notons $\tilde{\mathbf{C}} = (\mathbf{C}^t\mathbf{C})^{-1}\mathbf{C}^t$. Au final, nous calculons des incertitudes sur la reconstruction 3D dans nos cas expérimentaux précis. De ce fait, pour nos applications numériques, toutes les grandeurs, matrice de passage et points d'étalonnage, sont issues du dépouillement du troisième tir. Nous ne considérons pas l'influence des distorsions optiques existantes dans le processus de formation d'images car ce n'est pas un processus aléatoire.

Pour plus de facilité, nous découplons les incertitudes commises lors de l'appariement, pendant l'étalonnage et celles générées par un flou dû au temps de pose (700 ns pour l'essai considéré).

2 Incertitude liée à l'appariement

Dans un premier temps, nous supposons que l'étalonnage est parfaitement réalisé et que les seules erreurs sont celles liées à l'appariement des points stéréocorrespondants obtenue par corrélation d'images. Ceci se traduit par une incertitude sur la position des points P_g et P_d qui s'écrit :

$$P_g = P_g^0 + dP_g \quad \text{et} \quad P_d = P_d^0 + dP_d \tag{F.4}$$

où les quantités indicées par un 0 correspondent aux coordonnées réelles. Dans ce cas de figure, les écarts $d\widetilde{X}$ s'écrivent :

$$d\widetilde{X} = \tilde{\mathbf{C}}dP \tag{F.5}$$

soit :

$$d\widetilde{X}(i) = \sum_{k=1}^{4} \tilde{\mathbf{C}}(i,k)dP(k) \tag{F.6}$$

où l'indice i, variant de 1 à 3, indique respectivement les coordonnées X, Y et Z. La variance de l'erreur de reconstruction est donnée par :

$$V(i) = E(d\widetilde{X}(i)^2) \tag{F.7}$$

soit :

$$V(i) = E\left(\sum_{k=1}^{4} \tilde{\mathbf{C}}(i,k)dP(k) \sum_{l=1}^{4} \tilde{\mathbf{C}}(i,l)dP(l)\right) \tag{F.8}$$

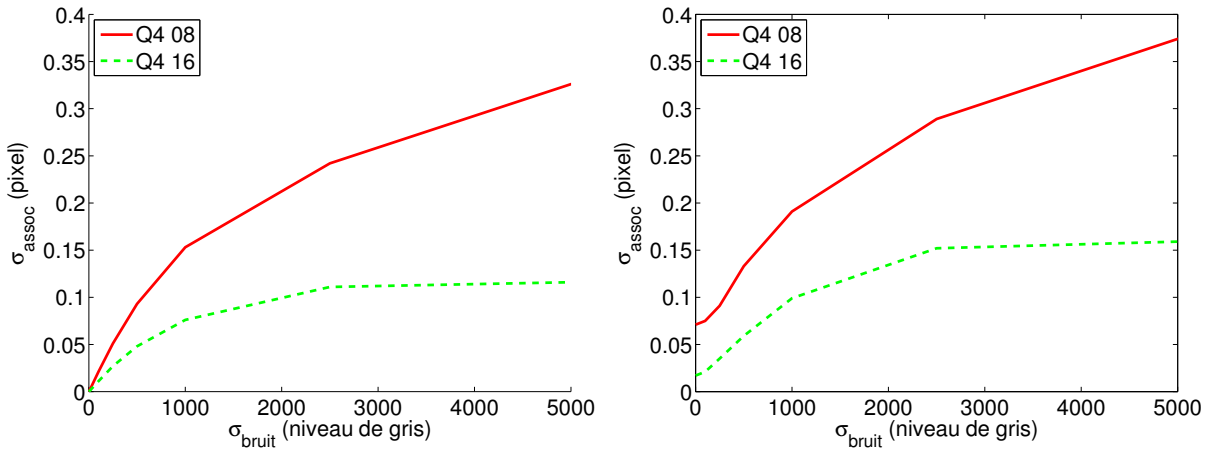
ce qui donne :

$$V(i) = \sum_{l=k} \tilde{\mathbf{C}}(i,k)^2 E(dP(k))^2 + 2\sum_{k\neq l} \tilde{\mathbf{C}}(i,k)\tilde{\mathbf{C}}(i,l)E(dP(k)dP(l)) \tag{F.9}$$

Les coordonnées images sont supposées indépendantes entre elles, ce qui implique $E(dP(k)dP(l)) = 0$, et nous obtenons ainsi :

$$\sigma_r^2(i) = V(i) = \sum_{k=3}^{4} \tilde{\mathbf{C}}(i,k)^2 \sigma_{assoc}^2 \tag{F.10}$$

avec $E(dP(k)dP(k)) = \sigma^2_{assoc}$ l'incertitude d'appariement. Seules les lignes 3 et 4 du vecteur P sont considérées incertaines étant donné que les deux premières correspondent aux points définis dans l'image de référence. Afin de quantifier σ_{assoc}, la démarche consiste à imposer un déplacement connu à une imagette bruitée par un bruit d'écart type σ_{bruit} puis à estimer ce déplacement par corrélation d'images et d'en déduire l'écart type du déplacement. La Figure F.1(a) et la Figure F.1(b) présentent l'évolution de σ_{assoc} en fonction de σ_{bruit} dans le cas où le déplacement est respectivement nul puis égal à 0,5 pixel. Cette valeur représente le cas le plus difficile à traiter pour le logiciel. L'étude porte sur un mouchetis possédant une dynamique de 25 000 niveaux de gris, correspondant à la dynamique observée sur le deuxième tir. Les indices 08 et 16 représentent la taille des éléments.



(a) (b)

FIGURE F.1 : Évolution de l'incertitude d'appariement σ_{assoc} en fonction du bruit dans les images pour un déplacement nul (a). Évolution de l'incertitude d'appariement σ_{assoc} en fonction du bruit dans les images pour un déplacement de 0,5 pixel (b).

L'augmentation de la taille des éléments s'accompagne d'une diminution de l'incertitude de corrélation car plus d'informations sont contenues dans les éléments. En revanche, le nombre de points de mesure tend à diminuer. De plus, l'incertitude d'appariement n'est pas nulle pour un déplacement de 0,5 pixel, Figure F.1(b). Ceci est imputé à l'erreur d'interpolation causée lors de la création de l'image de référence. Il ressort également que l'incertitude d'appariement ne dépasse pas le demi-pixel, offrant ainsi une borne limite dans l'étude de la sensibilité de la reconstruction en fonction de l'incertitude d'appariement dont les résultats sont montrés sur la Figure F.2. Ainsi, l'incertitude est au pire de 400 μm pour une incertitude d'appariement de 0,5 pixel. Pour nos meilleures acquisitions, offrant une bonne qualité d'image, cette valeur est plutôt divisée par 10.

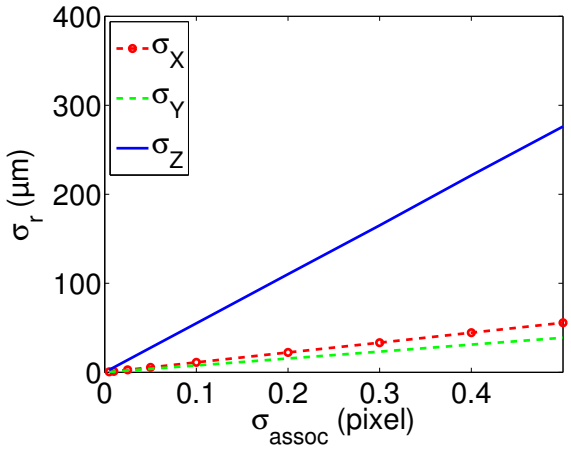


FIGURE F.2 : Évolution de l'incertitude de reconstruction σ_r en fonction de l'incertitude d'appariement σ_{assoc}.

3 Incertitude liée à l'étalonnage

Dans ce cas, l'appariement est supposé parfaitement réalisée au détriment de l'étalonnage. Ceci se traduit par des incertitudes sur la connaissance des coordonnées images ou tridimensionnelles des points d'étalonnage, ce qui donne :

$$X = X^0 + dX, \quad q_g = q_g^0 + dq_g, \quad q_d = q_d^0 + dq_d \tag{F.11}$$

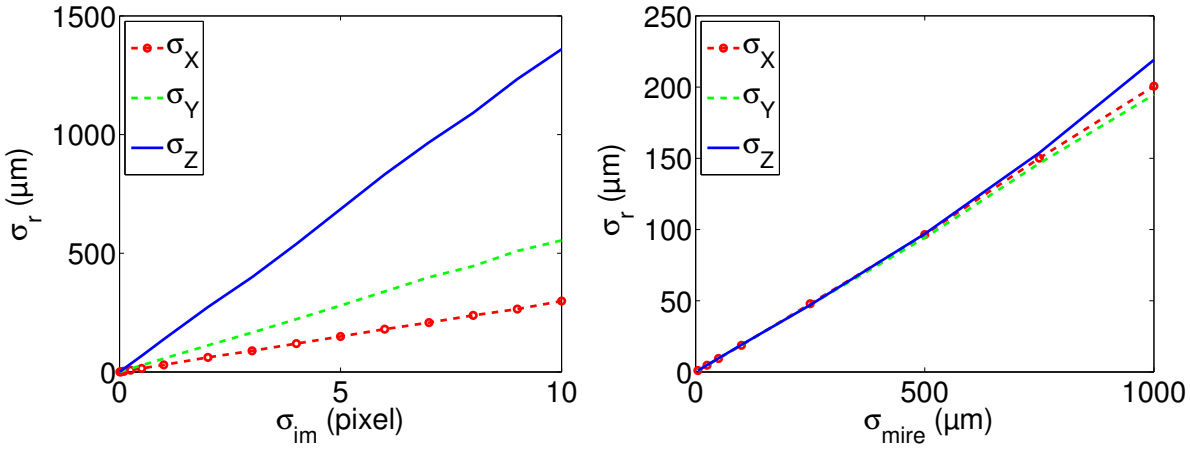
Ces dernières se répercutent sur les matrices de passage qui s'écrivent :

$$\mathbf{M}_g = \mathbf{M}_g^0 + d\mathbf{M}_g \quad \text{et} \quad \mathbf{M}_d = \mathbf{M}_d^0 + d\mathbf{M}_d \tag{F.12}$$

Ici, l'écriture de l'incertitude $d\widetilde{X}$ est plus complexe que précédemment puisque $d\widetilde{X}$ est fonction des quantités $d\mathbf{C}$ et de dD, elles-mêmes, fonction, de dM. Ainsi, pour estimer les incertitudes $d\widetilde{X}$ la démarche numérique, présentée dans la partie 5, est mise en place. De là, il est possible d'en déduire l'évolution de $d\widetilde{X}$ en fonction de l'incertitude commise sur les coordonnées images pour une incertitude nulle sur les points de la mire (Figure F.3(a)). Ensuite, l'évolution de $d\widetilde{X}$ en fonction des incertitudes sur les coordonnées tridimensionnelles des points de la mire est tracée pour une incertitude nulle sur les coordonnées images (Figure F.3(b)).

De ces deux figures, il ressort la grande sensibilité vis-à-vis de la détection des points d'intérêt dans les images surtout pour la troisième coordonnée correspondant à la profondeur. Ceci est observé, même si une incertitude de 5 pixels sur la détection des points d'étalonnage dans les images est très pénalisante. Lorsque l'étalonnage est fait manuellement, l'incertitude commise est plutôt de 1 à 2 pixels et même inférieure au pixel lorsque l'étalonnage est optimisé par la technique présentée au paragraphe 2.2 du chapitre 5. Des courbes F.3(a) et F.3(b), il ressort que la méconnaissance de la mire est bien mieux tolérée puisque l'incertitude de reconstruction demeure faible pour une incertitude sur les points de la mire inférieure à 25 μm.

Or, avec les moyens actuels d'usinage et de mesure, il est aisé de descendre en dessous de cette valeur y compris pour l'étalonnage au laser. Par exemple, l'incertitude sur la position des points de la mire utilisée lors du troisième tir d'expansion, avec amélioration de l'étalonnage, est de 5 μm. Ainsi, à l'heure actuelle et avec les caméras dont nous disposons, il est préférable de posséder une mire plus visible que précise, et tous nos efforts se sont concentrés sur ce point.



(a) (b)

FIGURE F.3 : Évolution de l'incertitude de reconstruction σ_r en fonction de l'incertitude des points d'étalonnage dans les images σ_{im} (a). Évolution de l'incertitude de reconstruction σ_r en fonction de l'incertitude des points d'étalonnage sur la mire σ_{mire} (b).

4 Incertitude liée au mouvement

Le but de cette partie est d'estimer la sensibilité de la corrélation en fonction du flou du mouvement car, avec un temps de pose de 700 ns, les bords de l'objet dont la vitesse est de 1 000 m.s^{-1} peuvent se déplacer de 0,7 mm ce qui correspond à 5 pixels dans l'image. Cependant, le problème ne concerne pas l'appariement entre les images floues mais entre la première image, le plus souvent nette, et celles en mouvement. Pour estimer l'incertitude d'appariement, une démarche consiste à générer une image nette puis de venir la dégrader par un filtre gaussien suivant plusieurs écarts types. Ensuite, un calcul de corrélation avec des éléments de 16 pixels est effectué entre l'image nette et une image dégradée puis l'incertitude sur le déplacement est estimée. Les résultats sont présentés sur la Figure F.4 où l'augmentation de l'incertitude d'appariement en fonction du flou est clairement visible.

Cette incertitude s'apparente à une erreur d'appariement dans les images ; elle est donc à comparer avec celle décrivant l'évolution du bruit, la plus pénalisante étant la plus importante. L'inconvénient est qu'il est assez difficile de quantifier le flou sur des images et d'autant plus

en présence d'un motif aléatoire réalisé manuellement. Il est plus simple d'effectuer une comparaison visuelle entre les images du tir et celles représentant un flou «calibré» où la valeur maximale de 5 pixels est très maximisante. Pour diminuer ce flou avec les caméras optiques mécaniques, la solution est de tourner plus vite mais malheureusement au détriment de la durée d'observation.

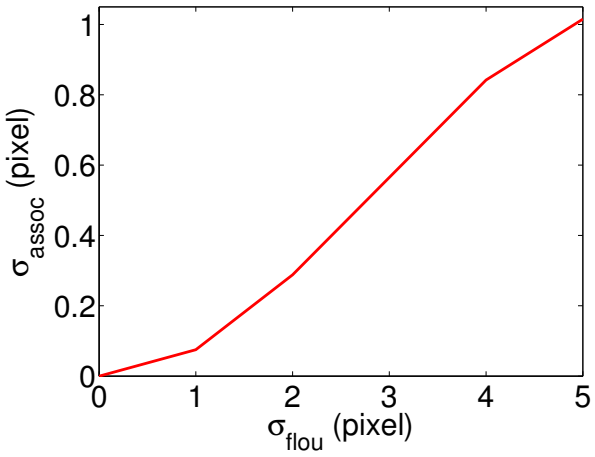


FIGURE F.4 : Évolution de l'incertitude d'appariement σ_{assoc} en fonction du flou représenté par l'écart type du filtre gaussien.

Annexe G

Complément sur la corrélation d'images : approche globale avec éléments finis Q4

Une nouvelle approche est proposée afin d'estimer, de manière continue, les champs de déplacement à partir de paires d'images (référence et déformée). Cette approche est particularisée à une décomposition par éléments finis et fournit, par conséquent, une interface naturelle avec un modèle numérique pour les problèmes d'identification. La méthode est illustrée par l'analyse d'une bande de Portevin-Le Châtelier dans un échantillon en alliage d'aluminium soumis à une traction. Des progrès significatifs sont observés en termes de résolution et d'incertitude par rapport aux outils classiques de corrélation.

Experimental Mechanics (2006) 46: 789–803
DOI 10.1007/s11340-006-9824-8

"Finite-Element" Displacement Fields Analysis from Digital Images: Application to Portevin–Le Châtelier Bands

G. Besnard · F. Hild · S. Roux

Received: 24 April 2006 / Accepted: 11 July 2006 / Published online: 7 December 2006
© Society for Experimental Mechanics 2006

Abstract A new methodology is proposed to estimate displacement fields from pairs of images (reference and strained) that evaluates continuous displacement fields. This approach is specialized to a finite-element decomposition, therefore providing a natural interface with a numerical modeling of the mechanical behavior used for identification purposes. The method is illustrated with the analysis of Portevin–Le Châtelier bands in an aluminum alloy sample subjected to a tensile test. A significant progress with respect to classical digital image correlation techniques is observed in terms of spatial resolution and uncertainty.

Keywords Digital image correlation · Localization · Resolution · Texture · Uncertainty

Introduction and Motivation

The analysis of displacement fields from mechanical tests is a key ingredient to bridge the gap between experiments and simulations. Different optical techniques are used to achieve this goal [1]. Among them, digital image correlation (DIC) is appealing thanks to its versatility in terms of scale of observation ranging from nanoscopic to macroscopic observations with essentially the same type of analyses. Most developments based on correlation exploit mainly locally constant or linearly varying displacements [2].

In Solid Mechanics, the measurement stage is only the first part of the analysis. The most important application is the subsequent extraction of mechanical properties, or quantitative evaluations of constitutive law parameters [3]. By having an *identical* description for the displacement field during the measurement stage and for the numerical simulation is the key for reducing the noise or uncertainty propagation in the identification chain. During the latter, there is usually a difference between the kinematic hypotheses made during the measurement and simulation stages. To avoid this source of noise, it is proposed to develop a DIC approach in which the measured displacement field is consistent with a finite element simulation. Consequently, the measurement *mesh* has also a mechanical meaning. Let us emphasize that in the present study, only the displacement field measurement is considered (i.e., it is a DIC technique), and no (finite-element) mechanical computation is performed. No constitutive law has been chosen, nor any identification performed. However the displacement evaluation is directly matched to a format ready to use for any further finite element modeling work.

In the following, it is proposed to develop a Q4-DIC technique in which the displacements are assumed to be described by Q4P1-shape functions relevant to finite element simulations [4]. The pattern-matching algorithm is based upon the conservation of the optical flow. Variational formulations are derived to solve this ill-posed problem. A spatial regularization was introduced by Horn and Schunck [5] and consists in a looking

G. Besnard · F. Hild (✉)
LMT-Cachan, ENS de Cachan/CNRS-UMR 8535/
Université Paris 6, 61 avenue du Président Wilson,
F-94235 Cachan Cedex, France
e-mail: hild@lmt.ens-cachan.fr

G. Besnard · S. Roux
Unité Mixte CNRS/Saint-Gobain Surface du Verre et
Interfaces 39 quai Lucien Lefranc, F-93303 Aubervilliers
Cedex, France

for *smooth* displacement solutions. The quadratic penalization is replaced by "smoother" ones based upon robust statistics [6–8]. In the present approach, the sought displacement field directly satisfies continuity. In its direct application, the conservation of the optical flow is a non-linear problem that is expressed in terms of the maximization of a correlation product when the sought displacement is piece-wise constant [9]. Other kinematic hypotheses are possible and a perturbation technique of the minimization of a quadratic error leads to a linear system as in finite element problems. To increase the measurable displacement range, a multiscale setting is used as was proposed for a standard DIC algorithm [10].

The paper is organized as follows. "Q4-Digital Image Correlation (Q4-DIC)" presents the general principles of a DIC approach. It is particularized to Q4P1-shape functions and is referred to as Q4-DIC. "A Priori Performance" is devoted to a performance assessment of the Q4-DIC technique based on a picture of an aluminium alloy sample. This example constitutes a test case, discussed in "Application to a Tensile Test," for the quantitative analysis of the kinematics as it offers a good illustration of an heterogeneous strain field (i.e., a localized band is observed in a tensile test).

Q4-Digital Image Correlation (Q4-DIC)

In this section the principle of the perturbation approach is introduced. Let us underline that this approach applies to a wide class of functions, and is not confined to finite element shape functions. Other examples have been explored [11, 12], using mechanically based functions, or using spectral decompositions of the displacement field [13, 14]. However, the discussion will be specialized to Q4P1-shape functions, which provide a versatile tool for the analysis of very different mechanical problems, ideally suited to finite element modeling.

Principle of DIC with an Arbitrary Displacement Basis

Let us deal with two images, which characterize the original and deformed surface of a material subjected to a known loading. An image is a scalar function of the spatial coordinate that gives the gray level at each discrete point (or pixel) of coordinate x. The images of the reference and deformed states are respectively called $f(x)$ and $g(x)$. Let us introduce the displacement field $u(x)$. This field allows one to relate the two images by requiring the conservation of the optical flow

$$g(x) = f[x + u(x)] \tag{1}$$

Assuming that the reference image is differentiable, a Taylor expansion to the first order yields

$$g(x) = f(x) + u(x) \cdot \nabla f(x) \tag{2}$$

Let us underline here that the differentiability of the original image is not simply a theoretical question, but we will come back to this point later on. The measurement of the displacement is an ill-posed problem. The displacement is only measurable along the direction of the intensity gradient. Consequently, additional hypotheses have to be proposed to solve the problem. If one assumes a locally constant displacement (or velocity), a block matching procedure is found. It consists in maximizing the cross-correlation function [9, 15]. To estimate u, the quadratic difference between right and left members of equation (2) is integrated over the studied domain Ω and subsequently minimized

$$\eta^2 = \iint_\Omega \left[u(x) \cdot \nabla f(x) + f(x) - g(x)\right]^2 \mathrm{d}x \tag{3}$$

The displacement field is decomposed over a set of functions $\Psi_n(x)$. Each component of the displacement field is treated in a similar manner, and thus only *scalar* functions $\psi_n(x)$ are introduced

$$u(x) = \sum_{\alpha,n} a_{\alpha n} \psi_n(x) e_\alpha \tag{4}$$

The objective function is thus expressed as

$$\eta^2 = \iint_\Omega \left[\sum_{\alpha,n} a_{\alpha n} \psi_n(x) \nabla f(x) \cdot e_\alpha + f(x) - g(x)\right]^2 \mathrm{d}x \tag{5}$$

and hence its minimization leads to a *linear* system

$$\sum_{\beta,m} a_{\beta m} \iint_\Omega \left[\psi_m(x)\psi_n(x)\partial_\alpha f(x)\partial_\beta f(x)\right] \mathrm{d}x = \iint \left[g(x) - f(x)\right] \psi_n(x)\partial_\alpha f(x) \mathrm{d}x \tag{6}$$

that is written in a compact form as

$$\boldsymbol{M}\boldsymbol{a} = \boldsymbol{b} \tag{7}$$

where $\partial_\alpha f = \nabla f . e_\alpha$ denotes the directional derivative, the matrix $\boldsymbol{M}$ and the vector $\boldsymbol{b}$ is directly read from equation (6)

$$M_{\alpha n \beta m} = \iint_\Omega \left[\psi_m(x)\psi_n(x)\partial_\alpha f(x)\partial_\beta f(x)\right] \mathrm{d}x \tag{8}$$

and

$$b_{\alpha n} = \iint_\Omega \left[g(x) - f(x)\right] \psi_n(x)\partial_\alpha f(x) \mathrm{d}x \tag{9}$$

Let us note that the role played by f and g is symmetric, and up to second order terms, exchanging those two functions will lead to simply exchanging the sign of the displacement. Thus in order to compensate for variations of the texture and to cancel the induced first order error in u, one substitutes f in the expression of the matrix $\boldsymbol{M}$ by the arithmetic average $(f+g)/2$. This symmetrization turns out to make the estimate of a much more stable and accurate, although it requires more computation time associated with the assembly of all elementary matrices and vectors.

Last, the present development is similar to a Rayleigh–Ritz procedure frequently used in elastic analyses [4]. The only difference corresponds to the fact that the variational formulation is associated to the (linearized) conservation of the optical flow and not the principal of virtual work.

Particular Case: Q4P1-Shape Functions

A large variety of function Ψ may be considered. Among them, finite element shape functions are particularly attractive because of the interface they provide between the measurement of the displacement field and a numerical modeling of it based on a constitutive equation. Whatever the strategy chosen for the identification of the constitutive parameters, choosing an identical kinematic description suppresses spurious numerical noise at the comparison step. Moreover, since the image is naturally partitioned into pixels, it is appropriate to choose a square or rectangular shape for each element. This leads us to the choice of Q4-finite elements as the simplest basis. Each element is mapped onto the square $[0,1]^2$, where the four basic functions are $(1-x)(1-y)$, $x(1-y)$, $(1-x)y$ and xy in a local (x,y) frame. The displacement decomposition (4) is therefore particularized to account for the previous shape functions of a finite element discretization. Each component of the displacement field is treated in a similar manner, and thus only *scalar* shape functions $N_n(x)$ are introduced to interpolate the displacement $u^e(x)$ in an element Ω_e

$$u^e(x) = \sum_{n=1}^{n_e} \sum_{\alpha} a^e_{\alpha n} N_n(x) e_\alpha \tag{10}$$

where n_e is the number of nodes (here $n_e = 4$), and $a^e_{\alpha n}$ the unknown nodal displacements. The objective function is recast as

$$\eta^2 = \sum_e \iint_{\Omega_e} \left[\sum_{\alpha,n} a^e_{\alpha n} N_n(x) \nabla f(x).e_\alpha + f(x) - g(x) \right]^2 \mathrm{d}x \tag{11}$$

and hence its minimization leads to a *linear* system (6) in which the matrix $\boldsymbol{M}$ is obtained from the assembly of the elementary matrices $\boldsymbol{M}^e$ whose components read

$$\boldsymbol{M}^e_{\alpha n \beta m} = \iint_{\Omega_e} \left[N_m(x) N_n(x) \partial_\alpha f(x) \partial_\beta f(x) \right] \mathrm{d}x \tag{12}$$

and the vector $\boldsymbol{b}$ corresponds to the assembly of the elementary vectors $\boldsymbol{b}^e$ such that

$$\boldsymbol{b}^e_{\alpha n} = \iint \left[g(x) - f(x) \right] N_n(x) \partial_\alpha f(x) \mathrm{d}x \tag{13}$$

Thus it is straightforward to compute for each element e the elementary contributions to $\boldsymbol{M}$ and $\boldsymbol{b}$. The latter is assembled to form the global "rigidity" matrix $\boldsymbol{M}$ and "force" vector $\boldsymbol{b}$, as in standard finite element problems [4]. The only difference is that the "rigidity" matrix and the "force" vector contain picture gradients in addition to the shape functions, and the "force" vector includes also picture differences. The matrix $\boldsymbol{M}$ is symmetric, positive (when the system is invertible) and sparse. These properties are exploited to solve the linear system efficiently. Last, the domain integrals involved in the expression of $\boldsymbol{M}^e$ and $\boldsymbol{b}^e$ require imperatively a pixel summation. The classical quadrature formulas (e.g., Gauss point) is *not* used because of the very irregular nature of the image texture. This latter property is crucial to obtain an accurate displacement evaluation.

Sub-Pixel Interpolation

In the previous subsection, the gradient $\nabla f(x)$ is used freely in the Taylor expansion leading to equation (2). However, f represents the texture of the initial image, discretized at the pixel level. Therefore, the definition of a gradient requires a slight digression. Previous works have underlined the importance of sub-pixel interpolation. In [16] a cubic spline was argued to be very convenient and precise. Here a different route is proposed, namely, a Fourier decomposition. The latter provides a C_∞ function that passes by all known values of f at integer coordinates. From such a mapping one easily defines an interpolated value of the gray level at any intermediate point. Moreover, one also exploits the same mapping for computing a gradient at any point. Finally, powerful Fast Fourier Transform (FFT) algorithms allow for a very rapid computation.

There is however a weakness in this procedure related to the treatment of edges. Fourier transforms over a finite interval implicitly assume periodicity. Thus left-right or up-down differences induce spurious oscillations close to edges. To reduce edge effects, each zone of interest (ZOI) is enlarged to an integer power of

two size, including a frame around each element. This enlarged ZOI is only used for FFT purposes, and once gradients are estimated, the original ZOI is cut out of the enlarged zone, and thus the region where most of spurious oscillations are concentrated is omitted. Moreover, at present, an "edge-blurring" procedure is implemented, i.e., each border is replaced by the average of the pixel values of the original and opposite border ones. This again reduces the discontinuity across boundaries [10]. There exist a few alternative routes to limit or circumvent part of this artefact, namely, *ad hoc* windowing [10], neutral padding [17], symmetrization, or linear trend removal. Such options have not been tested.

Multi-Scale Approach

Even though a way of interpolating between gray level values at a sub-pixel scale was introduced above, the very use of a Taylor expansion requires that the displacement be small when compared with the correlation length of the texture. For a fine texture and a large initial displacement, this requirement appears as inappropriate to converge to a meaningful solution. Thus one may devise a generalization to arbitrarily expand the correlation length of the texture. This is achieved through a coarse-graining step. Again many ways may be considered, such as a low pass filtering in Fourier or Wavelet spaces. A rather crude, but efficient way, is to resort to a simple coarse-graining in real space [10] obtained by forming super-pixels of size $2^n \times 2^n$ pixels, by averaging the gray levels of the pixels contained in each super-pixel.

First one generates a set of coarse-grained pictures of f and g for super-pixels of size 2×2, 4×4, 8×8 and 16×16 pixels. Starting from the coarser scale, the displacement is evaluated using the above described procedure. This determination is iterated using a corrected image g where the previously determined displacement is used to correct for the image. These iterations are stopped when the total displacement no longer varies. At this point, one may estimate that a gross determination of the displacement has been obtained, and that only small displacement amplitudes remain unresolved. This lack of resolution is due to the fact that the small scale texture was filtered out. Thus finer scale images are used taking into account the previously estimated displacement to correct for the g image. Again the displacement evaluation is iterated up to convergence. This process is stopped once the displacement is stabilized at the finer scale resolution, i.e., dealing with the original images.

Along the iterations, the "correction" of the deformed image by the previously determined displacement field are possible with different degrees of sophistication. For reasons of computation efficiency, only the most crude correction is performed in the present implementation, namely, each ZOI is simply translated by the average displacement in the element. Integer rounded displacements are taken into account by a mere shift of coordinates, and sub-pixel translation is performed by a phase shift in Fourier space [18]. This is a very low cost correction since Fourier transforms are already required to compute gradients.

At the present stage, the implementation is such that the same number of super-pixels is contained in each element. Thus as a finer resolution image is considered, the displacement is to be determined on a physically finer grid. The transfer of the displacement from one scale to the next one is performed using a linear interpolation, consistent with the Q4P1-shape functions that are used. This multi-resolution scheme is thus also a mesh refinement procedure which is performed *uniformly* (up to now) over the entire map.

This multi-resolution scheme was previously implemented using an FFT-correlation approach to estimate the displacement field [10]. In this context, it leads to much more robust results. Large displacements and strains are measured using this algorithm, whereas a single scale procedure revealed to be severely limited. Similarly, using the present Q4-decomposition, this multi-resolution analysis revealed very precious to significantly increase the robustness and accuracy of the measurement.

A Priori Performance

The aim of the present section is to evaluate the a priori performances of the Q4-DIC technique applied to the picture that corresponds to the reference configuration of the experiment to be analyzed in "Application to a Tensile Test". Figure 1 shows the texture used to measure displacement fields. It is obtained by spraying a white and black paint prior to the experiment.

Texture Characteristics

The quality of the displacement measurement is primarily based on the quality of the image texture. Hence before discussing the result of the analysis, the characteristics of the texture are presented. The gray level was encoded on a 16-bit depth (even though the original depth was equal to 12 bits) in the image acquisition, and the true dynamics of gray level takes advantage of

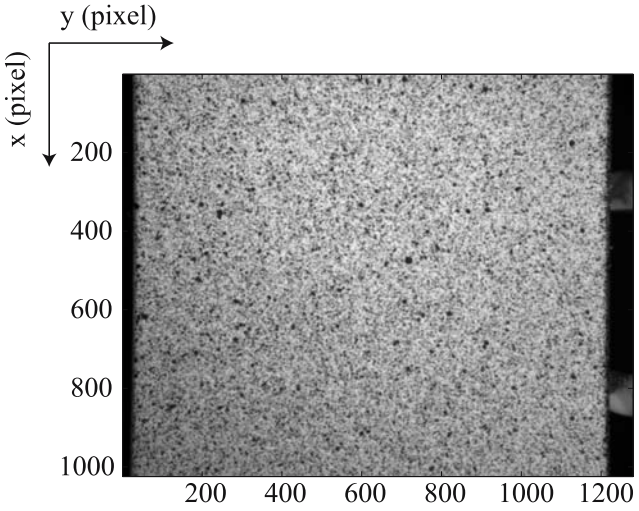


Fig. 1. View of the reference image. The tension axis is vertical. The width of the sample is 30 mm

this encoding, as judged from the gray level histogram shown in Fig. 2. Such a histogram is a good indication of the global image quality to check for saturation problems.

However, such a global characterization of the image is only of limited interest. What is more significant is the average of texture properties as estimated from sampling of sub-images into ZOIs. The point is to evaluate whether these sub-images carry enough information to allow for a proper analysis. Each ZOI is characterized by its own gray level dynamics, or its standard deviation of gray level. The latter quantity, averaged over all ZOIs of a given size, and normalized by the maximum gray level used in the image, is shown in Fig. 3(a). Even for the smallest ZOI sizes, this ratio is already as large as 0.06, and increases to about 0.13 for large ZOI sizes.

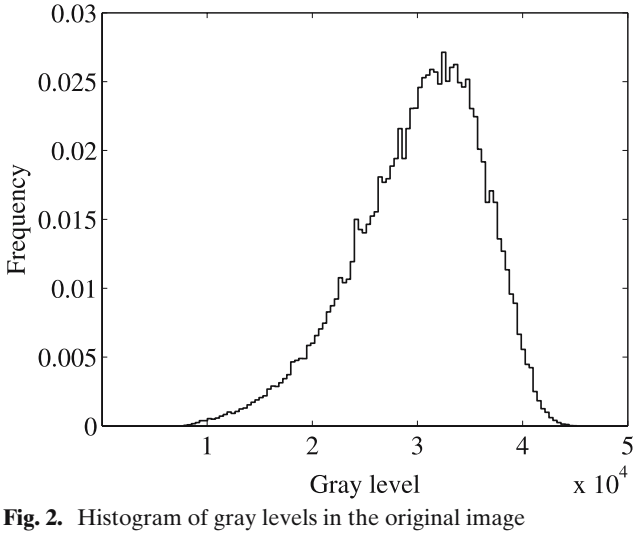


Fig. 2. Histogram of gray levels in the original image

The higher the ratio, the smaller the detection threshold as shown in equation (2); the standard deviation being an indirect way of characterizing the sensitivity of the technique. One thus concludes that the gray level amplitude is large enough to allow for a good quality of the analysis even for ZOI sizes as small as 4 pixels.

Another significant criterion is the correlation radius of the image texture. The latter is computed from a parabolic interpolation of the auto-correlation function at the origin. The inverse of the two eigenvalues of the curvature give an estimate of the two correlation radii, ξ_1 and ξ_2, shown in Fig. 3(b) when averaged over all ZOIs of a given size. The texture is rather isotropic (i.e., similar eigenvalues), and remains small (varying from

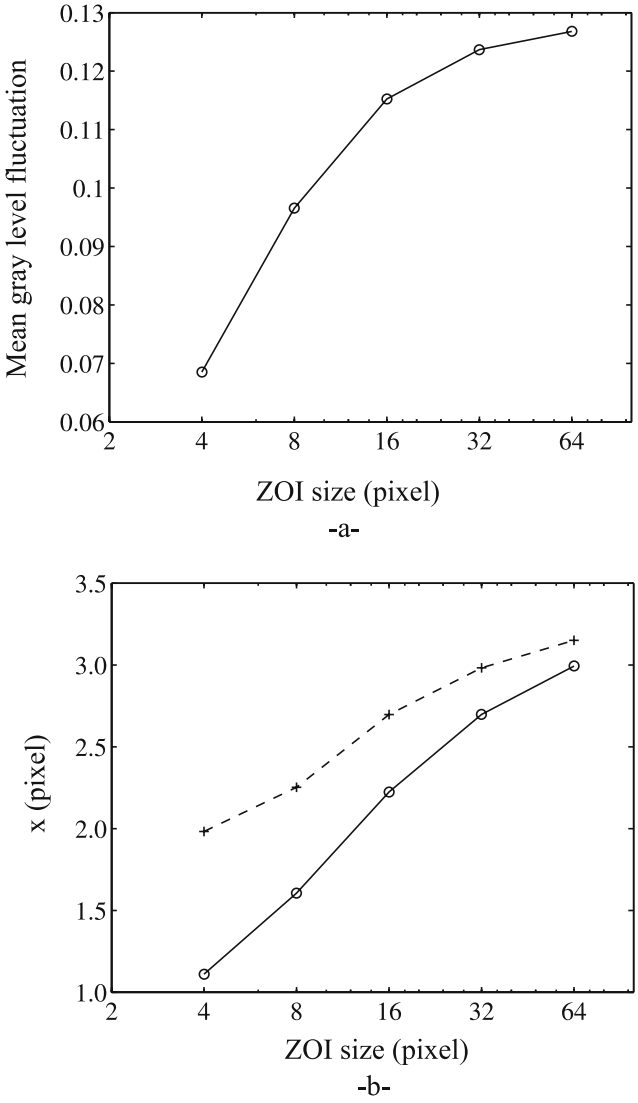


Fig. 3. Fluctuation of gray level values averaged over ZOI of different sizes normalized by the dynamics of gray levels of the image (**a**). Average of largest (+) and smallest (∘) correlation radii determined on ZOIs of varying sizes (**b**)

1–2 to about 3 pixels) for all ZOI sizes. This indicates a very good texture quality that reveals small scale details even for small ZOI sizes. If one wants at least one disk and its complementary surrounding to get a good estimate, the correlation radii should be less than one fourth of the ZOI size. This is achieved for ZOI sizes greater than 6 pixels in the present case.

Displacement Measurement

Prior to any computation, it is important to estimate the a priori performance of the approach on the actual texture of the image. If one changes the picture, one may not get exactly the same performance since it is related to the local details of the gray level distribution as shown in "Q4-Digital Image Correlation (Q4-DIC)." This is performed by using the original image f only, and generating a translated image g by a prescribed amount u_{pre}. Such an image is generated in Fourier space using a simple phase shift for each amplitude. This procedure implies a specific interpolation procedure for inter-pixel gray levels, to which one resorts systematically (see "Sub-Pixel Interpolation"). The algorithm is then run on the pair of images (f, g), and the estimated displacement field $u_{\text{est}}(x)$ is measured. One is mainly interested in sub-pixel displacements, where the main origin of errors comes from inter-pixel interpolation. Therefore the prescribed displacement is chosen along the (1, 1) direction so as to maximize this interpolation sensitivity. To highlight this reference to the pixel scale, one refers to the x- (or y-) component of the displacement $u_{\text{pre}} \equiv u_{\text{pre}} \cdot e_x$ varying from 0 to 1 pixel, rather than the Euclidian norm (varying from 0 to $\sqrt{2}$ pixels).

The quality of the estimate is characterized by two indicators, namely, the systematic error, $\delta_u = \|\langle u_{\text{est}}\rangle - u_{\text{pre}}\|$, and the standard uncertainty $\sigma_u = \langle\|u_{\text{est}} - \langle u_{\text{est}}\rangle\|^2\rangle^{1/2}$. The change of these two indicators is shown in Fig. 4 as functions of the prescribed displacement amplitude for different ZOI sizes ℓ ranging from 4 to 128 pixels. Both quantities reach a maximum for one half pixel displacement, $u_{\text{pre}} = 0.5$ pixel, and are approximately symmetric about this maximum. Integer valued displacements (in pixels) imply no interpolation and are exactly captured through the multi-scale procedure discussed above. This confirms that these errors are due to interpolation procedures. The results are shown in a semi-log scale to reveal the strong sensitivity to the ZOI size, however a linear scale would show that both δ_u and σ_u follow a *linear* increase with u_{pre} from 0 to 0.5 pixel (and a symmetric decrease from 0.5 to 1 pixel).

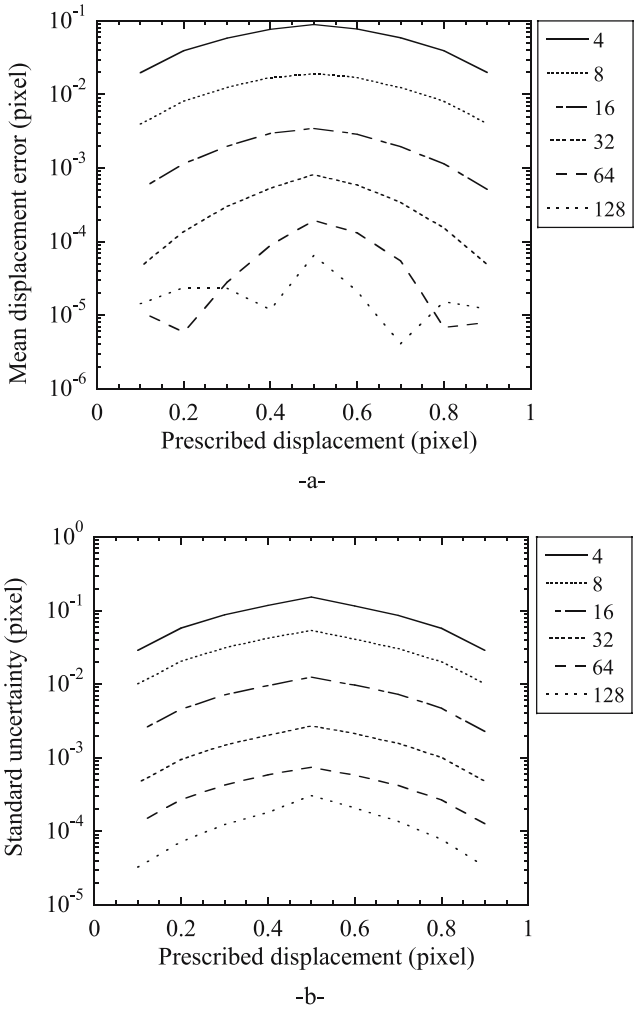


Fig. 4. Mean error δ_u and standard deviation σ_u as a function of the prescribed displacement u_{pre}, for different ZOI sizes ℓ ranging from 4 to 128 pixels

To quantify the effect of the ZOI size, the error and standard uncertainty, are averaged over u_{pre} within the range [0, 1] as functions of the ZOI size ℓ. These data are shown in Fig. 5. A power-law decrease

$$\begin{aligned} \langle\sigma_u\rangle &= A^{1+\zeta}\ell^{-\zeta} \\ \langle\delta_u\rangle &= B^{1+\upsilon}\ell^{-\upsilon} \end{aligned} \tag{14}$$

for $8 \le \ell \le 128$ pixels is observed as shown by a line on the graph. Both amplitudes are close to 1 pixel (more precisely $A = 1.15$ pixel and $B = 1.07$ pixel). The exponents are measured to be $\zeta = 1.96$ and $\upsilon = 2.34$. The data for $\ell = 128$ pixels seem to depart from the power-law.

For comparison purposes, the displacement uncertainties obtained with the present technique are

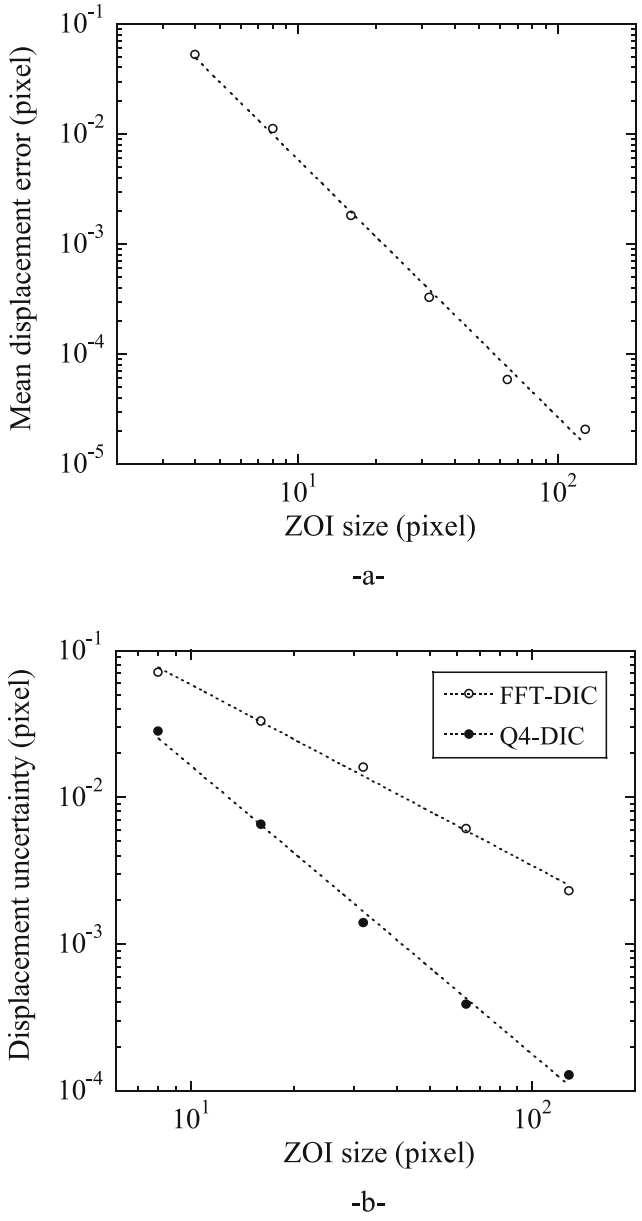


Fig. 5. Average error $\langle \delta_u \rangle$ and standard uncertainty $\langle \sigma_u \rangle$ as functions of the ZOI size ℓ. For the displacement uncertainty, the results obtained by Q4-DIC are compared with those obtained by FFT-DIC. The dashed lines correspond to power-law fits

compared with those of a standard FFT-DIC technique [10]. In that case, a weaker power-law decrease is observed with $A = 1.00$ pixel and $\zeta = 1.23$ [Fig. 5(b)]. This result shows that by using a continuous description of the displacement field, it enables for a decrease of the displacement uncertainty when the same ZOI size is used. Conversely, for a given displacement uncertainty, the Q4-DIC algorithm allows one to reduce significantly the ZOI size, thereby increasing the number of measurement points when compared to a classical FFT-DIC technique.

Noise Sensitivity

Last, the effect of noise associated to the image acquisition (e.g., digitization, read-out noise, black current noise, photon noise [19]) on the displacement measurement is assessed. This analysis allows one to estimate the displacement resolution [20]. The reference image is corrupted by a Gaussian noise of zero mean and standard variation σ_g ranging from 1 to 8 gray levels at each pixel with no spatial correlation. No displacement field is superimposed on the image, and the displacement field is then estimated. The standard deviation of the displacement field, σ_u, is shown in Fig. 6 as a function of the noise amplitude σ_g and for different ZOI sizes ranging from 4 to 128 pixels. The quantity σ_u is linear in the noise amplitude and inversely proportional to the ZOI size. The latter properties are derived from the central limit theorem.

A theoretical analysis of this problem is discussed in [11] and summarized in the Appendix, and leads to the following estimate of the standard deviation of the displacement field induced by a Gaussian white noise

$$\sigma_u = \frac{12\sqrt{2}\sigma_g p}{7\langle |\nabla f|^2 \rangle^{1/2} \ell} \tag{15}$$

where p is the physical pixel size. For the present application, one computes $\langle |\nabla f|^2 \rangle^{1/2} \approx 5{,}340$ pixel^{-1}, hence $\sigma_u \approx 4.5 \times 10^{-4} \sigma_g p/\ell$. This theoretical expectation (neglecting the spatial correlation in the image texture) is consistent with the direct estimates shown in Fig. 6 (e.g., for $\ell = 4$ pixels and $\sigma_g = 8$ gray levels, the direct estimate is 1.2×10^{-3} pixel to be compared with 9×10^{-4} pixel given by the above formula). In practice, with the used CCD camera, the noise level is given

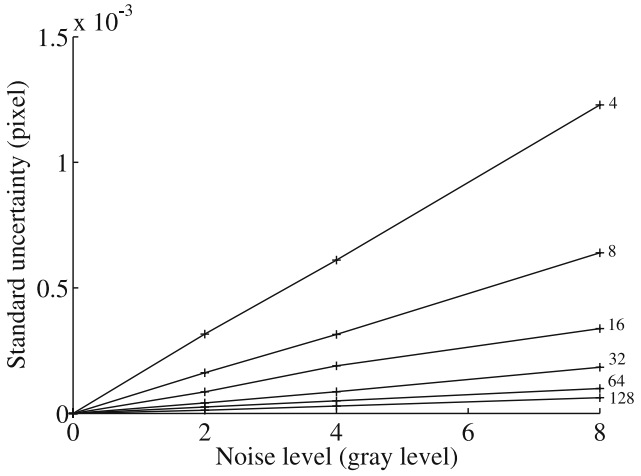


Fig. 6. Standard deviation of the displacement error versus noise amplitude for different ZOI sizes (4, 8, 16, 32, 64 and 128 pixels) from top to bottom

with a maximum range less than 3 gray levels. Consequently, the contribution of image noise is negligibly small when compared to that induced by the sub-pixel interpolation.

Application to a Tensile Test

In this section, an application of the previously proposed algorithm is carried out to analyze a tensile test performed on an aluminum alloy sample. In the plastic regime, the formation of localization strain bands are observed. The fact that for a given the displacement uncertainty, smaller ZOI sizes can be chosen in the present case (Q4-DIC) when compared with those of a standard FFT-DIC technique [Fig. 5(b)], enables one to better capture kinematic details in the localization band.

Materials and Methods

The studied aluminum alloy is of type 5005 (i.e., more than 99 wt.% of Al content and a small amount of Mg; these values were determined by electron probe microanalysis). As shown in Fig. 1, the sample is a coated with sprayed black and white paints to create the random texture for the displacement field measurement. The sample size is $140 \times 30 \times 2$ mm^3. It is positioned within hydraulic grips of a 100 kN servo-hydraulic testing machine. Its alignment is checked with DIC measurements (i.e., no significant rotation of the sample is observed in the elastic domain). To have a first strain evaluation, an extensometer was used. Its pins are observed on the right edge of the sample (Fig. 1).

An artificial light source is used to minimize gray level variations so that the conservation of the optical flow is considered as practically achieved. A CCD camera (12-bit digitization, noise less than 3 gray levels, resolution: 1,024 × 1,280 pixels) with a conventional zoom is positioned in front of the sample. In the present case, the physical size of one pixel is 25 μm. Two loading sequences are carried out. First, in the elastic domain, a controlled displacement rate of 5 μm/s is applied and pictures are taken for 12 μm-increments. Elastic properties may be identified [21]. This will not be discussed herein. Second, a controlled displacement rate of 10 μm/s is applied to study strain localization and pictures are taken for 60 μm-increments. The following analysis of the displacement field is an increment between two image acquisitions in the "plastic" regime.

Figure 7 shows the change of the average longitudinal strain with the number of pictures (or equivalently with time). This result was obtained by using the Q4-DIC analysis. Until the extensometer pins slipped (at about a 5% strain), the average strain measured by DIC and that given by the extensometer were close, even though the same surface was not analyzed. This response is typical of a Portevin–Le Châtelier (PLC) phenomenon or jerky flow [22]. From a microscopic point of view, PLC effects are related to dynamic interactions between mobile dislocations and diffusing solute atoms [23, 24]. From a macroscopic perspective, it is related to a negative strain rate sensitivity that leads to localized bands that are simulated [25]. Many experimental studies [26] however are based upon average strain measurements. There are also full-field displacement measurements performed by using, for instance, laser speckle interferometry [27]. Yet the spatial resolution did not allow for an analysis of the displacement field within the band. Additional insight is gained by using IR thermography [28].

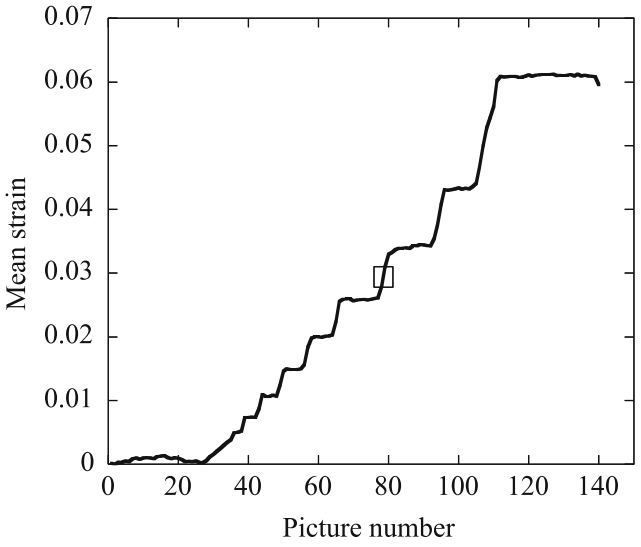


Fig. 7. Mean strain for a region of interest of 1,000 × 700 pixels as a function of the number of picture. The box shows the two pictures that are analyzed

Kinematic Fields

Let us now analyze the displacement field in between two states (0.3% mean strain apart, see Fig. 7). The same region of interest of size 1,000 × 700 pixels is studied using the above method, with different ZOI sizes ranging from 16 down to 4 pixels. Figures 8 and 9 show the resulting displacement fields (component U_x and U_y, respectively). Although the test is pure tension, the analysis reveals without ambiguity the presence of a localization band whose width is about 150 pixels,

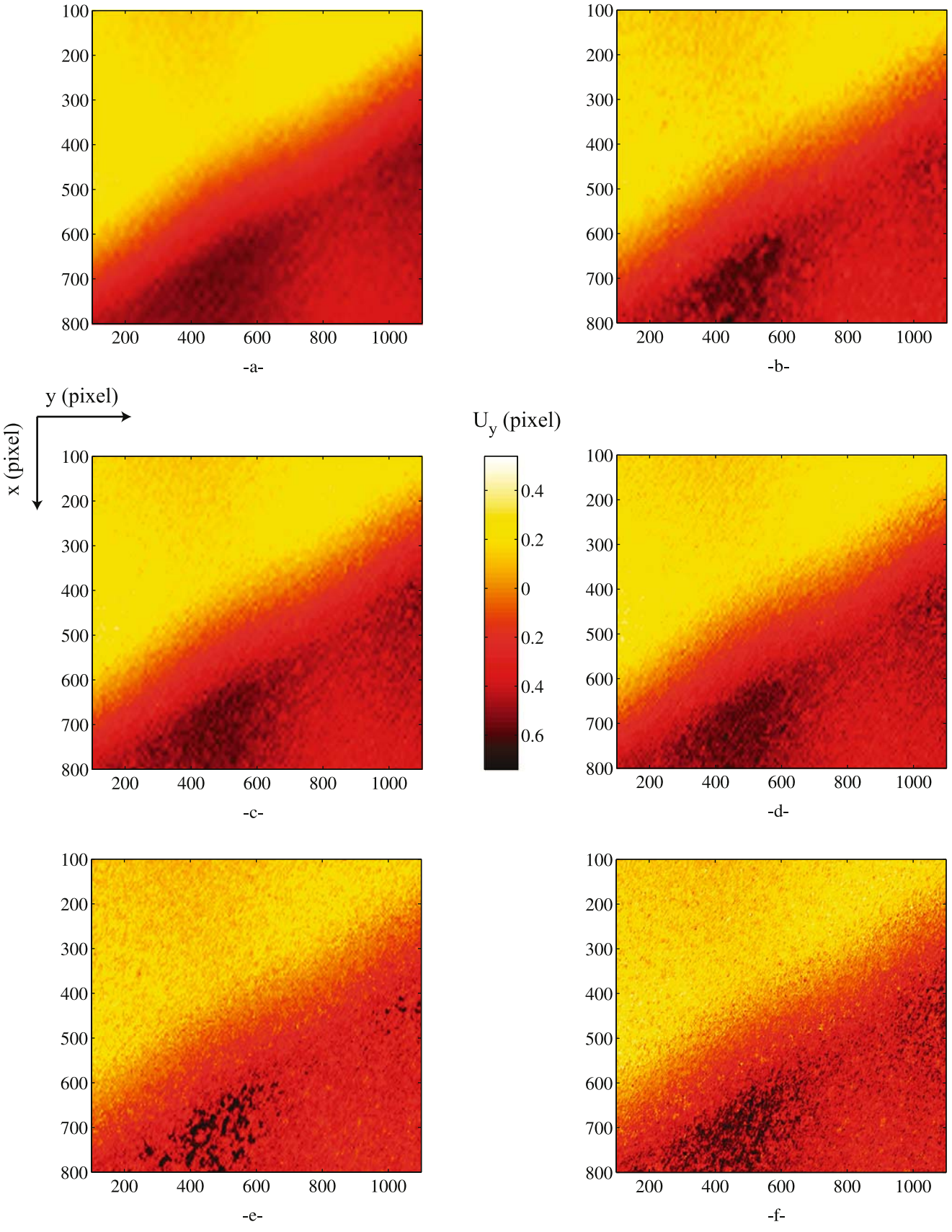


Fig. 8. Map of U_y displacement for different ZOI sizes: (**a**) $\ell = 16$, (**b**) $\ell = 12$, (**c**) $\ell = 10$, (**d**) $\ell = 8$, (**e**) $\ell = 6$ and (**f**) $\ell = 4$ pixels. The physical size of 1 pixel is equal to 25 μm

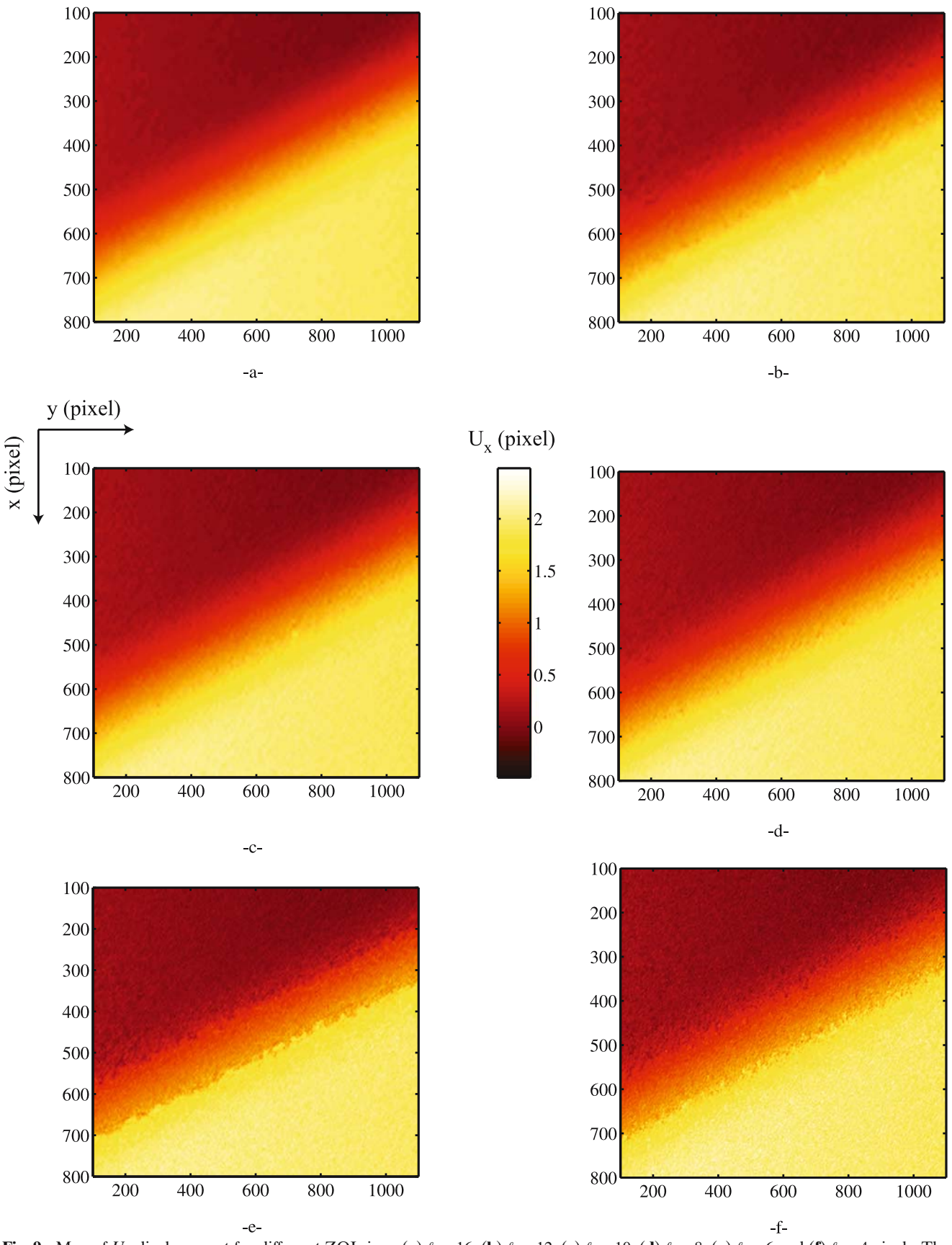


Fig. 9. Map of U_x displacement for different ZOI sizes: (**a**) $\ell = 16$, (**b**) $\ell = 12$, (**c**) $\ell = 10$, (**d**) $\ell = 8$, (**e**) $\ell = 6$ and (**f**) $\ell = 4$ pixels. The physical size of 1 pixel is equal to 25 μm

and across which the displacement discontinuity is about 2 pixels along the tension axis, and about 1 pixel perpendicular to it. The mechanical analysis of this PLC localization phenomenon based on kinematic as well as thermographic images is deferred to a further publication. Let us concentrate here on this single pair of images to validate the algorithm on a real experimental test and evaluate its performances.

One notes that all ZOI sizes may be used. As expected, the smallest ZOI sizes are noisier, yet the agreement between all these determinations is excellent. Let us underline that FFT-DIC usually deals with ZOI sizes equal or larger than 32 pixels, exceptionally 16 pixels for very favorable cases are used when locally constant displacement fields are sought. Using the Q4-DIC technique allows one to reduce the ZOI size by a factor of 4, which means that the number of pixels in the ZOI has been cut down by a factor of 16.

Let us however note that one should be cautious about the fact that displacements have a tendency to be attracted toward integer values, especially for small ZOI sizes. Therefore the direct evaluation of strains along the tension axis ε_{yy} as obtained by the Q4P1-shape functions or equivalently as a simple finite difference is expected to be artificially increased at half-integer displacement components. Figure 10 shows such strain fields for four different ZOI sizes from 16 down to 8 pixels. For a size of 16 pixels, the localization

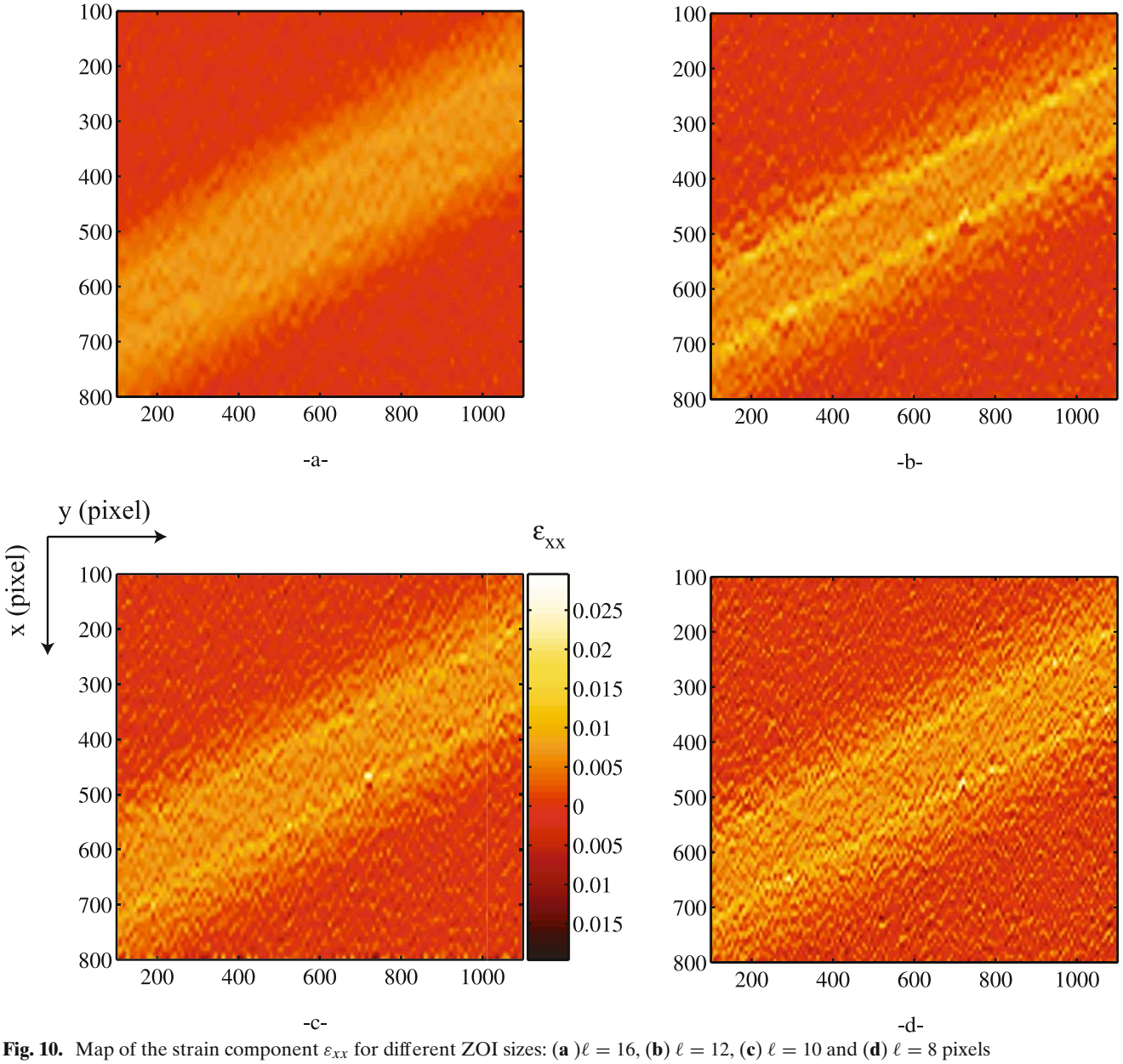


Fig. 10. Map of the strain component ε_{xx} for different ZOI sizes: (**a**)$\ell = 16$, (**b**) $\ell = 12$, (**c**) $\ell = 10$ and (**d**) $\ell = 8$ pixels

band appears as a genuine zone of increased strains as compared to a "silent" (or elastic) background. For smaller ZOI sizes, the edges of the shear band appear to concentrate still a higher strain. The same effect is apparent for ZOI sizes 12, 10 and 8 pixels. The strain maps obtained for smaller ZOI sizes are not shown, since the noise level becomes much higher and thus the measurement cannot be trusted. The same artefact of strain enhancement at the edges of the shear band is however observed.

Integer Locking

One notes on the previous figure that the U_x-displacement is half-integer valued on the edge of the shear band. The larger strains on the edge of the band could therefore be interpreted as an artefact due to integer locking. Integer valued displacements being favored, an artificial gap is created for half-integer values displacement, and thus any gradient (finite difference operator) will underline this effect very markedly.

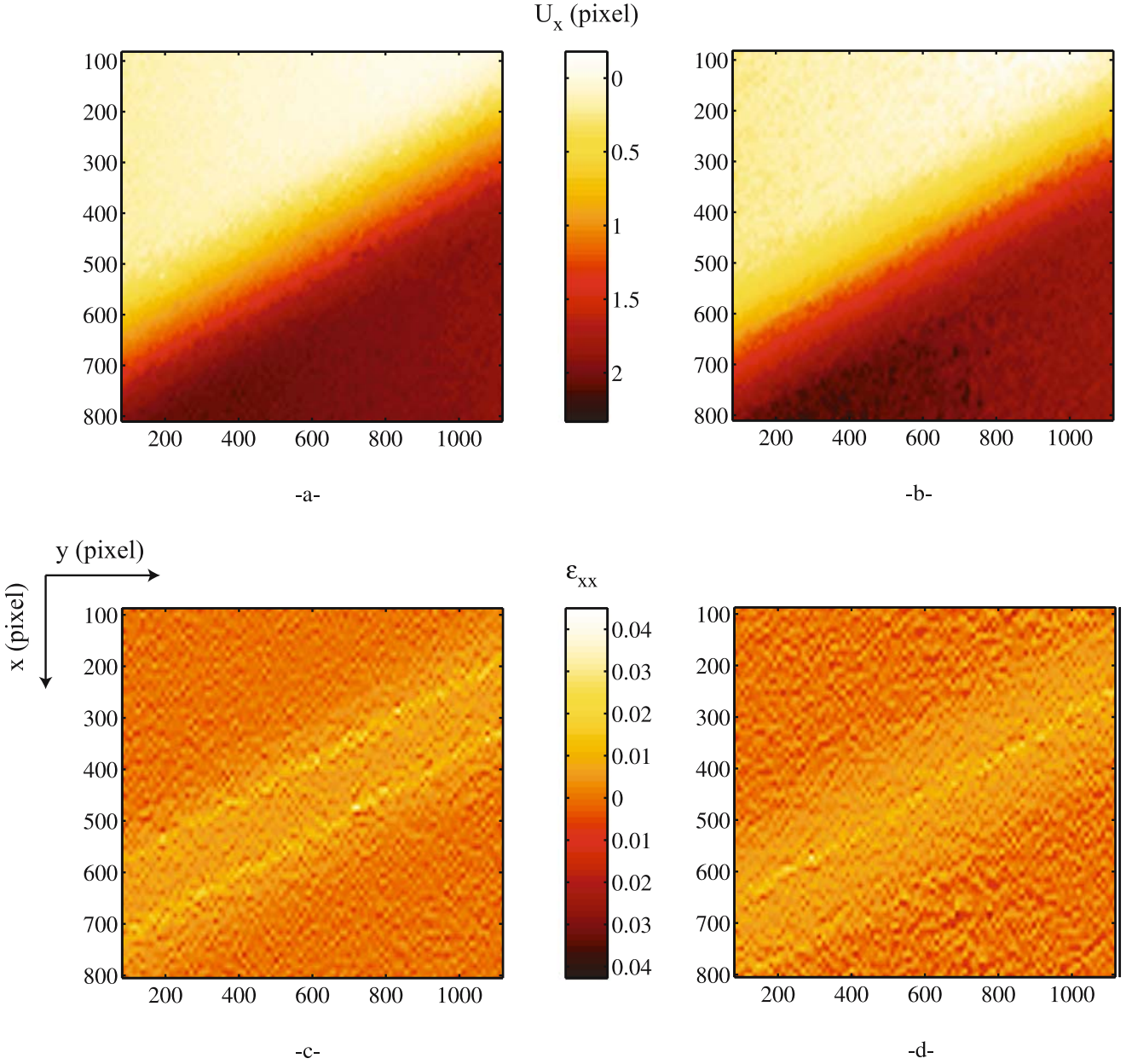


Fig. 11. Map of U_x displacement, estimated for a ZOI size $\ell = 12$ pixels: (**a**) for the original image, (**b**) for an artificially translated image of 0.5 pixel. Maps of the corresponding normal strain component ε_{xx}: (**c**) for the original image, (**d**) for an artificially translated image of 0.5 pixel. The physical size of 1 pixel is equal to 25 μm

To test this interpretation, the following test is proposed. An artificially translated image by 0.5 pixel is computed from the original one, using a fast Fourier transform, as the latter provides a simple and numerically efficient way of interpolating the image at any arbitrary sub-pixel value. A genuine strain enhancement is thus expected to be identified at a fixed position in the reference image frame of coordinates, whereas a numerical artefact would be moved to a different location. Figures 11(a) and (b) show the U_x displacement component starting from the original image or from the translated one (and where the 1/2 pixel translated has been corrected for). A good agreement is observed for the displacement field thus revealing a rather poor sensitivity to such a rigid translation. Figures 11(c) and (d) show the corresponding ε_{xx} strain maps. On the latter set of figures, although high strain values tend to concentrate along two lines in both figures, the precise location of these bands is not stable. This is a signature of the integer locking phenomenon. Therefore the strain enhancement at the edge of the shear band is to be considered as an artefact.

Let us underline that such a phenomenon results from the fact that the zones of interest are reduced to a very small size, and still provide a very accurate determination of the displacement field, without much noise. Such a success encourages the user to decrease the size of the zone of interest to very small values.

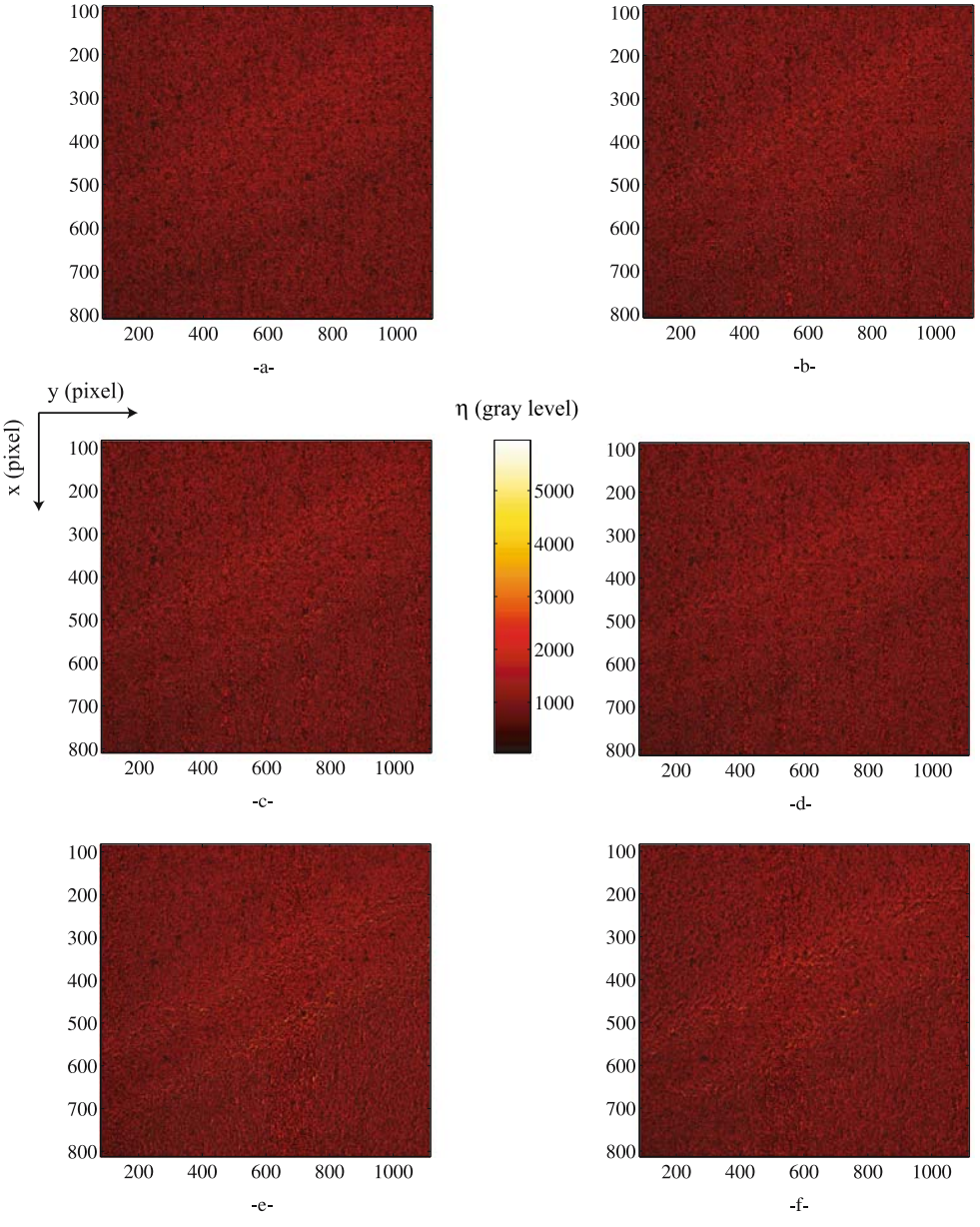


Fig. 12. Map of the residual error η for different ZOI sizes: (**a**) $\ell = 16$, (**b**) $\ell = 12$, (**c**) $\ell = 10$ (**d**) $\ell = 8$, (**e**) $\ell = 6$ and (**f**) $\ell = 4$ pixels

By doing so, the determination of the displacement is much more prone to slight sub-pixel shifts (Fig. 5), here characterized as an attraction toward integer values, which appear as very significant upon differentiation (in the computation of the strain). This phenomenon should be identified before any further interpretation of the strain map to ensure its validity.

Error Maps

As mentioned earlier, a very important output of the displacement measurement obtained from a minimization procedure is that the optimization functional provides not only a global quality factor of the determined field, but more importantly a spatial map of residuals, so that one may appreciate a specific problem that may be spatially localized.

Figure 12 shows the different error maps obtained for different ZOI sizes. This error is the remanent difference in gray levels that is still unexplained by the estimated displacement field. The first observation is that the error level does not very much with the ZOI size. This is consistent with the fact that the displacement field is quite comparable for different ZOI sizes. However, there is a slight increase in the error as the ZOI size decreases. This is explained by the fact that the performance of the correlation algorithm degrades as the spatial resolution improves. This observation is in good agreement with the results to be expected from the analysis of Fig. 5.

Conclusion

A novel approach was developed to determine a displacement field based on the comparison of two digital images. The sought displacement field is decomposed onto a basis of continuous functions using Q4P1-shape functions as proposed in finite element methods. The latter corresponds to one of the simplest kinematic descriptions. It therefore allows for a compatibility of the kinematic hypotheses made during the measurement stage and the subsequent identification/validation stage, for instance, by using conventional finite element techniques.

The performance of the algorithm is tested on a reference image to evaluate the reliability of the estimation, which is shown to allow for either an excellent accuracy for homogeneous displacement fields, or for a very well resolved displacement field down to element sizes as small as 4×4 pixels. When compared with a standard FFT-DIC technique, Q4-DIC enables for a significant decrease of the displacement uncertainty when the same size of the zone of interest is used.

Last, the displacement field is analyzed on an aluminium alloy sample where a localization band develops. In the present case, it corresponds to a Portevin–Le Châtelier effect. For element sizes ranging from 16 down to 4 pixels, the displacement field is shown to be reliably determined. As far as strains are concerned, spurious strain concentrations at the edge of the shear band is observed for small element sizes. This is attributed to integer locking of the displacement. Apart from this bias, the analysis has been shown to be operational and reliable, on a real experimental test with strain localization. The complete space-time kinematic analysis is now possible for the Portevin–Le Châtelier phenomenon even within the band thanks to the spatial resolution achieved by the Q4-DIC technique presented herein. It is deferred to a another publication.

Acknowledgments The authors acknowledge useful discussions with Prs. A. Benallal and J. Lemaitre. This work is part of a project (PHOTOFIT) funded by the Agence Nationale de la Recherche.

Appendix: Sensitivity to Image Noise

The sensitivity of the displacement evaluation to noise is addressed. It is assumed that the deformed image is corrupted by a random white noise ρ, of zero mean, and variance σ_g^2. The notations of "Q4-Digital Image Correlation (Q4-DIC)" are used. The $\boldsymbol{M}$ matrix is thus unaffected by this noise, but only the vector $\boldsymbol{b}$ is modified by a quantity

$$\delta b_n = \iint \rho(x).(\nabla f.\Psi_n)\mathrm{d}x \tag{A–1}$$

On average, $\langle \delta \boldsymbol{b} \rangle = 0$, and

$$\langle \delta b_m \delta b_n \rangle = \sigma_g^2 M_{mn} \tag{A–2}$$

The impact of this noise on the determination of a, which is not altered by a fluctuating part δa, is sought. By linearity, one observes that $\langle \delta a \rangle = 0$. Its variance is given by

$$\langle \delta a_m \delta a_n \rangle = \sigma_g^2 M_{mp}^{-1} M_{nq}^{-1} M_{pq} = \sigma_g^2 M_{mn}^{-1} \tag{A–3}$$

Rather than computing the exact above estimate of the variance of the displacement field (the $\boldsymbol{M}^{-1}$ matrix is quite large), one further simplifies the computation, and only consider the spatial average of the covariance matrix $\langle \delta a_m \delta a_n \rangle$. This hypothesis ignores the edge effects where the variance will be larger than within the domain. It also exploits the assumption that the gradient of the image has only short distance correlations as

compared to the Q4-element size. The average symbol $\langle ... \rangle$ is now understood as representing an ensemble average over the noise, and a spatial average. As a result the matrix $\boldsymbol{M}$ has to be averaged, and reads

$$\langle \boldsymbol{M}_{mn} \rangle = (1/2)\langle |\nabla f|^2 \rangle \iint \Psi_m . \Psi_n \mathrm{d}x \qquad \text{(A–4)}$$

The interesting feature of this equation is the fact that only the shape functions are involved in the integral. This results in a natural decoupling between the x and the y coordinates of the displacement, and a quasi-band diagonal of this function inherited from the classical finite-element formulation. For instance, the diagonal elements will have the following expression

$$\langle \boldsymbol{M}_{nn} \rangle = (2/9)\langle |\nabla f|^2 \rangle \ell^2 \qquad \text{(A–5)}$$

for a summation performed over the four elements attached to this node. For two adjacent nodes, $\langle \boldsymbol{M}_{mn} \rangle = (1/9)\langle |\nabla f|^2 \rangle \ell^2$, and for two diagonally opposed nodes, $\langle \boldsymbol{M}_{nn} \rangle = (1/36)\langle |\nabla f|^2 \rangle \ell^2$. This matrix is easily inverted. It has the same support as $\boldsymbol{M}$. The diagonal element is

$$\langle \boldsymbol{M} \rangle^{-1}_{nn} = \frac{288}{49\langle |\nabla f|^2 \rangle \ell^2} \qquad \text{(A–6)}$$

The adjacent node matrix element is $-(1/4)$ that value, and diagonally opposed nodes are $1/16$ of it. By making a final additional hypothesis that the inverse of the spatial average is identified with the spatial average of the inverse (i.e., valid for a homogeneous texture of the image), the final expression of the standard deviation σ_a of the Q4-displacement amplitude is expressed as

$$\sigma_a = \sqrt{\langle \delta a_n^2 \rangle} = \frac{12\sqrt{2} p \sigma_g}{7\sqrt{\langle |\nabla f|^2 \rangle} \ell} \qquad \text{(A–7)}$$

It is to be noted that the fluctuating part of the a field is anti-correlated. Thus part of the fluctuations at one node is compensated by the fluctuations on neighboring nodes.

References

1. Rastogi PK (ed) (2000) Photomechanics, vol 77. Springer, Berlin Heidelberg New York.
2. Sutton MA, McNeill SR, Helm JD, Chao YJ (2000) Advances in two-dimensional and three-dimensional computer vision. In: Rastogi PK (ed) Photomechanics. Springer, Berlin Heidelberg New York, pp 323–372.
3. Lagarde A (ed) (2000) Advanced optical methods and applications in solid mechanics, vol 82. Kluwer, Dordrecht, (The Netherlands).
4. Zienkievicz OC, Taylor RL (1989) The finite element method, 4th edn. McGraw-Hill, London (UK).
5. Horn BKP, Schunck BG (1981) Determining optical flow. Artif Intell 17:185–203.
6. Hubert PJ (1981) Robust statistics. Wiley, New York (USA).
7. Black M (1992) Robust incremental optical flow. PhD dissertation, Yale University.
8. Odobez J-M, Bouthemy P (1995) Robust multiresolution estimation of parametric motion models. J Vis Commun Image Represent 6:348–365.
9. Sutton MA, Wolters WJ, Peters WH, Ranson WF, McNeill SR (1983) Determination of displacements using an improved digital correlation method. Image Vis Comput 1(3):133–139.
10. Hild F, Raka B, Baudequin M, Roux S, Cantelaube F (2002) Multi-scale displacement field measurements of compressed mineral wool samples by digital image correlation. Appl Opt IP 41(32):6815–6828.
11. Roux S, Hild F (2006) Stress intensity factor measurements from digital image correlation: post-processing and integrated approaches. Int J Fract (in press).
12. Hild F, Roux S (2006) Digital image correlation: from displacement measurement to identification of elastic properties – a review. Strain 42(2):69–80.
13. Wagne B, Roux S, Hild F (2002) Spectral approach to displacement evaluation from image analysis. Eur Phys J AP 17:247–252.
14. Roux S, Hild F, Berthaud Y (2002) Correlation image velocimetry: a spectral approach. Appl Opt 41(1):108–115.
15. Burt PJ, Yen C, Xu X (1982) Local correlation measures for motion analysis: a comparative study. In: Proceedings IEEE conf. on pattern recognition and image processing, pp. 269–274.
16. Schreier HW, Braasch JR, Sutton MA (2000) Systematic errors in digital image correlation caused by intensity interpolation. Opt Eng 39(11):2915–2921.
17. Bergonnier S, Hild F, Roux S (2006) Local anisotropy analysis for non-smooth images. Pattern Recogn (in press).
18. Périé J-N, Calloch S, Cluzel C, Hild F (2002) Analysis of a multiaxial test on a C/C composite by using digital image correlation and a damage model. Exp Mech 42(3):318–328.
19. Holst G (1998) CCD arrays, cameras and displays. SPIE Engineering Press, Washington, District of Columbia (USA).
20. ISO (1993) International vocabulary of basic and general terms in metrology (VIM). International Organization for Standardization, Geneva (Switzerland).
21. Besnard G (2005) Corrélation d'images et identification en mécanique des solides. University Paris 6, Intermediate MSc report.
22. Portevin A, Le Châtelier F (1923) CR Acad Sci Paris 176:507.
23. Cottrell AH (1953) A note on the Portevin–Le Châtelier effect. Phil Mag 44:829–832.
24. McCormick PG (1972) A model of the Portevin–Le Châtelier effect in substitutional alloys. Acta Metall 20:351–354.
25. Clausen AH, Borvik T, Hopperstad OS, Benallal A (2004) Flow and fracture characteristics of aluminium alloy AA5083-H116 as function of strain rate, temperature and triaxiality. Math Sci Eng A 364:260–272.
26. Thevenet D, Mliha-Touati M, Zeghloul A (2000) Characteristics of the propagating deformation bands associated with the Portevin–Le Châtelier effect in an Al–Zn–Mg–Cu alloy. Math Sci Eng A 291:110–117.
27. Shabadi R, Kumara S, Roven HJ, Dwarakadasa ES (2004) Characterisation of PLC band parameters using laser speckle technique. Math Sci Eng A 364:140–150.
28. Louche H, Vacher P, Arrieux R (2005) Thermal observations associated with the Portevin–Le Châtelier effect in an Al–Mg alloy. Math Sci Eng A 404:188–196.

Annexe H

Complément sur la corrélation d'images : approche globale avec des éléments finis Q4 enrichis

Cet article est dédié à l'utilisation de bases cinématiques enrichies dans le contexte de la corrélation d'images. Le but est d'analyser et d'évaluer des discontinuités faibles et fortes d'un champ de déplacement directement issu de la corrélation d'images. Une analyse des performances des différents enrichissements est donnée. Deux exemples, où des localisations de déformations sont présentes, illustrent le propos.

Philosophical Magazine
2008, 1–17, iFirst

Taylor & Francis
Taylor & Francis Group

Experimental investigation of localized phenomena using digital image correlation

J. Réthoré[a], G. Besnard[b], G. Vivier[b], F. Hild[b]* and S. Roux[b]

[a]*LAMCOS, INSA Lyon, 20 Avenue Albert Einstein, F-69621 Villeurbanne Cedex, France;*
[b]*LMT Cachan, ENS Cachan / CNRS UMR 8535 / Univ. Paris 6 / PRES UniverSud Paris, 61 avenue du Président Wilson, F-94235 Cachan Cedex, France*

(*Received 22 December 2007; final version received 6 June 2008*)

This paper is dedicated to the use of enriched discretization schemes in the context of digital image correlation. The aim is to capture and evaluate strong or weak discontinuities of a displacement field directly from digital images. An analysis of different enrichment performances is provided. Two examples of strain localization illustrate the discussion.

Keywords: photomechanics; deformation properties; image analysis; localized states; mechanics of materials; plasticity

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

1. Introduction

At a certain value of the macroscopic applied strain, most metallic materials experience strain localization in a small region of the tested sample. The topology and the size of this region strongly depend on the microstructure of the material [1–4]. Thus depending on the scale at which localization is modelled, various computational methods have been proposed in the literature. Among those, some do not require remeshing techniques close to the support of the localization band, such as the strong and/or embedded discontinuity methods (EDM) (see Ref. [5] for a comparative study) and extended finite element or partition of unity methods (PUM) [6–10]. For the two latter approaches, the aim is to enrich the kinematic bases of standard finite element discretizations. Strong discontinuities (i.e. when the displacement is discontinuous) [8–10] or weak discontinuities (i.e., when strain discontinuities are sought) [11,12] are added to a standard finite element kinematics. Following the embedded discontinuity method, the displacement field is allowed to be discontinuous within the elements that hold additional degrees of freedom introduced by the enrichment whereas for extended finite element methods these additional unknowns are supported by the nodes of the finite element mesh.

From an experimental view point, full-field measurement techniques are used to analyze localized phenomena. Kinematic fields are evaluated by using local pattern-matching techniques (e.g. in ductile materials [13,14] or brittle materials [15,16]). In many cases, the kinematic features of the band are not easy to capture because of the finite size of the correlation window. Temperature fields are also measured when studying,

*Corresponding author. Email: hild@lmt.ens-cachan.fr

ISSN 1478–6435 print/ISSN 1478–6443 online
© 2008 Taylor & Francis
DOI: 10.1080/14786430802263111
http://www.informaworld.com

for instance, Portevin–Le Châtelier (PLC) bands [17–19]. In the latter case, global data given by strain gauges or extensometers [20,21] are also used to study different types of bands.

A finite element scheme can also be used to *measure* a displacement field at the surface or volume of a sample using digital images that have been captured while localization occurs [22–24]. The enrichment techniques mentioned in the previous paragraph become really appealing. When dealing with images discretized by a set of square pixels, the most appropriate way to generate a finite element mesh is to use square elements aligned with the direction of the image pixel map (element edges usually do not cut pixels). The ability of EDM or PUM to account for a discontinuity whose support is not described by the underlying mesh is essential. Using these enrichment techniques, one may have access to *quantitative* measurements of displacement or strain discontinuities directly from digital images.

Concerning strong discontinuities, PUM have been applied directly in an experimental context [25,26]. As will be shown in the sequel, tracking weak discontinuities cannot be performed from a direct application of any 'standard' enrichment technique. After an introduction to digital image correlation and PUM, a noise sensitivity analysis and an uncertainty study for strong and weak discontinuous enrichments are carried out. A new 'reduced' weak discontinuous enrichment is subsequently proposed. Then, two examples are presented. The first one is dedicated to the analysis of a shear band that is described by a strong discontinuity approach, while the second one deals with Portevin–Le Châtelier bands that are captured using a weak discontinuity approach.

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

2. Digital image correlation

The principle of digital image correlation is to find a displacement field $\mathbf{u}$ that satisfies the optical flow conservation between two digital images. f being the reference image (a grey level valued discrete function), and g the deformed image, the problem is recast as the minimization of the following local residual

$$\Phi^2(\mathbf{x}) = (f(\mathbf{x}) - g(\mathbf{x} - \mathbf{u}(\mathbf{x})))^2 \tag{1}$$

The minimization of Φ^2 is an ill-posed problem (one scalar equation for one unknown vector). Furthermore, it is highly nonlinear and the image functions f and g are generally noisy. To circumvent those difficulties, a global linearized formulation is chosen. It consists in integrating Φ^2 over the domain of interest Ω

$$\eta^2 = \iint_{\Omega} \left[g(\mathbf{x} - \mathbf{u}^i) + \mathrm{d}\mathbf{u} \cdot \nabla g(\mathbf{x} - \mathbf{u}^i) - f(\mathbf{x})\right]^2 \mathrm{d}\mathbf{x} \tag{2}$$

where superscripts denote the iteration index of the Newton procedure, and $g(\mathbf{x}-\mathbf{u}^{i+1})$ has been linearized by assuming that the increment $\mathrm{d}\mathbf{u}$ between iterations $i+1$ and i is small. By adopting a discretization scheme

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \sum_{n \in \mathcal{N}} a_n \psi_n(\mathbf{x}) = [\mathbf{\Psi}(\mathbf{x})]\{\mathbf{U}\} \tag{3}$$

where $\boldsymbol{\psi}_n$ holds for the nth interpolation function and a_n its associated degree of freedom, the resolution of the problem is carried out iteratively through a series of linear systems

$$[\mathbf{M}]^i \{\mathrm{d}\mathbf{U}\} = \{\mathbf{b}\}^i \tag{4}$$

with

$$M^i_{nm} = \iint_\Omega (\psi_n \cdot \nabla g(\mathbf{x} + [\mathbf{\Psi}]\{\mathbf{U}\}^i))(\psi_m \cdot \nabla g(\mathbf{x} + [\mathbf{\Psi}]\{\mathbf{U}\}^i))\mathrm{d}\mathbf{x} \tag{5}$$

and

$$b^i_n = \iint_\Omega (\psi_n \cdot \nabla g(\mathbf{x} + [\mathbf{\Psi}]\{\mathbf{U}\}^i))(f(\mathbf{x}) - g(\mathbf{x} + [\mathbf{\Psi}]\{\mathbf{U}\}^i))\mathrm{d}\mathbf{x} \tag{6}$$

The gradient of the image is computed by finite differences and the sub-pixel interpolation of the grey levels is cubic spline. At this point, the basis functions $\boldsymbol{\psi}$ can be chosen arbitrarily. Since the image is naturally partitioned into pixels, it is appropriate to choose a square or rectangular shape for each correlation element. This leads us to the choice of Q4-finite elements as the simplest basis. Each element is mapped onto the square $[0, 1]^2$, where the four basic functions are $(1-x)(1-y)$, $x(1-y)$, $(1-x)y$ and xy in a local (x, y) frame. The technique will therefore be referred to as Q4 Digital Image Correlation (Q4-DIC).

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

3. Partition of unity method

The partition of unity property of finite element shape functions $(N_n)_{n\in\mathcal{N}}$ reads

$$\sum_{n\in\mathcal{N}} N_n(\mathbf{x}) = 1 \tag{7}$$

where $\mathcal{N}$ is the set of nodes inside the domain of interest and N_n their associated finite element shape functions. This property is used to enrich the standard finite element approximations [6] in the following way

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \sum_{j=1,2}\sum_{n\in\mathcal{N}} a_{nj} N_n(\mathbf{x})\mathbf{X}_j + \sum_{j=1,2}\sum_{n\in\mathcal{N}_e} d_{nj} N_n(\mathbf{x}) F(\mathbf{x})\mathbf{X}_j \tag{8}$$

where $\mathbf{X}_j$ are the basis vectors of the image plane, a_{nj} standard degrees of freedom, F the enrichment function and d_{nj} its associated degrees of freedom that are supported by the set of nodes $\mathcal{N}_e$. Let us note that, thanks to Equation (7), the enrichment function F is evaluated exactly by the discretization scheme. The function F has to be chosen in order to capture the pre-assumed solution of the problem. For example, one should use a Heaviside function for strong discontinuity capturing or a distance function when a weak discontinuity is to be sought.

In practice, a discontinuous enrichment is obtained using the following function [27]

$$H_n(\mathbf{x}) = \mathcal{H}(\mathbf{x}) - \mathcal{H}(\mathbf{x}_n) \tag{9}$$

whereas the weak discontinuity enrichment reads

$$\tilde{\phi}(\mathbf{x}) = \phi(\mathbf{x}) - \sum_{n\in\mathcal{N}} N_n(\mathbf{x})\phi(\mathbf{x}_n) \tag{10}$$

where ϕ is the distance to the support of the discontinuity. This procedure extracts from the initial enrichment ($\mathcal{H}$ and ϕ) the *only* contribution that cannot be captured by finite

element shape functions. Thus, a better conditioning of the problem is obtained (for a detailed discussion, see Ref. [12]).

Within the present framework, the technique consists of an eXtended Digital Image correlation (X-DIC) approach. Coupled with a Q4 discretization, it will be called X-Q4. The enrichment strategies presented above require the knowledge of the geometry of the support of the discontinuity for both strong and weak discontinuities. As shown in [25], the residual map $\Phi^2(\mathbf{x})$ is a good indicator to use for setting the location of the discontinuity properly. In practice, a first displacement measurement is performed by using a standard Q4 discretization. Examining the residual map $\Phi^2(\mathbf{x})$ resulting from this calculation reveals the quality for the displacement estimation in general, but also regions where the continuous Q4 kinematics fails at representing the *actual* displacement field. Hence, strong discontinuities (e.g., cracks or shear bands) are detected when using the residual map. An optimization of the discontinuity shape is proposed in [25]. Weak discontinuities are not as visible on the residual map as strong discontinuities, but again an error criterion seems to be appropriate as will be demonstrated in Section 6.

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

4. A priori performances and noise sensitivity analysis

Since the correlation of two images is an ill-posed problem, one must pay attention to noise sensitivity, measurement error and uncertainty. For the two latter points, the performance of the correlation algorithm may be qualified by artificially deforming an image and evaluating the difference between the prescribed motion and the measured solution.

4.1. *Strong discontinuity*

First, a discontinuous translation in the tangential direction is applied to a reference image (Figure 1a). After performing the correlation analysis, the computed displacement jump along the discontinuity line is compared to the prescribed value. This artificial motion is assumed to model strain localization observed at a scale for which the band thickness is vanishingly small (Figure 1b).

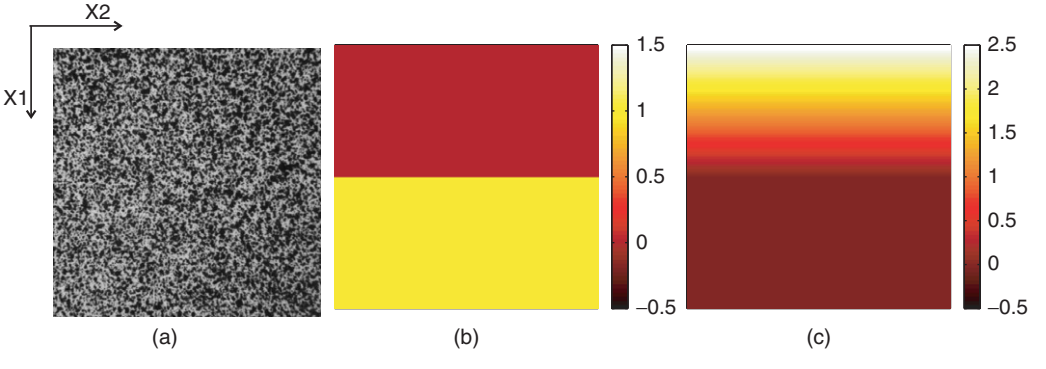


Figure 1. Reference picture for the noise sensitivity analysis (a), horizontal prescribed displacement for the strong discontinuity analysis (b) and vertical prescribed displacement for the weak discontinuity analysis (c).

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

Figure 2 shows the error and standard uncertainty of the displacement jump estimation obtained for different element sizes. The error is defined as the absolute value of the average difference between the estimated and prescribed displacement jump, and the standard uncertainty is the corresponding standard deviation. The results in Figure 2 are mean values for a described displacement jump ranging from 0 to 1 pixel. One observes that a rapid decrease of the error and uncertainty is obtained when the element size is increasing. In this case, the number of degrees of freedom per unit area of image is decreasing and the solution is better constrained. Error and uncertainty follow the same trend, and levels as low as 10^{-3} pixel are reached.

In Figure 2, results obtained with a discretization that involves enriched degrees of freedom only for the component of the displacement in the tangential direction to the band (X-Q4t) are also reported. The total number of enriched degrees of freedom is then reduced by a factor 2 with respect to an enrichment in both directions (X-Q4). Consequently, they are better constrained than in the previous case and the performances are enhanced, namely, error and uncertainty are (approximately) reduced by a factor of 2.

Another point of view can be adopted after a perturbation analysis of Equation (4) is carried out. Let us consider that the reference f and deformed g pictures are corrupted by a (random) noise. This noise is assumed to be of zero mean and spatially uncorrelated. The deformed image g can be conventionally considered as noiseless and the deviation from optical flow conservation allows one to define an effective noise, which only affects the reference image f. Thus, the variance of this effective noise is twice the variance of the initial noise $2\sigma^2$. Examining Equation (4) and the definition of $[\mathbf{M}]$ and $\{\mathbf{b}\}$, the perturbation induced on the displacement vector $\{\delta\mathbf{U}\}$ is of zero mean but is spatially correlated. Its correlation kernel $[\mathbf{C}]$ is given by

$$\langle\{\delta\mathbf{U}\}\{\delta\mathbf{U}\}^T\rangle = 2[\mathbf{C}]\sigma^2 = 2[\mathbf{M}]^{-1}\sigma^2 \tag{11}$$

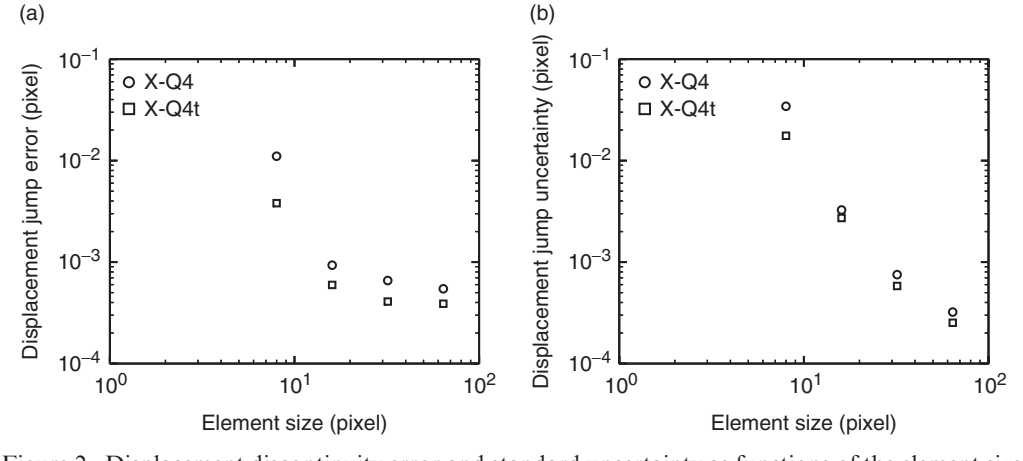


Figure 2. Displacement discontinuity error and standard uncertainty as functions of the element size (in pixels) computed with different algorithms: X-Q4 corresponds to a classical X-FEM discretization with a discontinuous enrichment and X-Q4t for a discretization with a discontinuous enrichment in the tangential direction only.

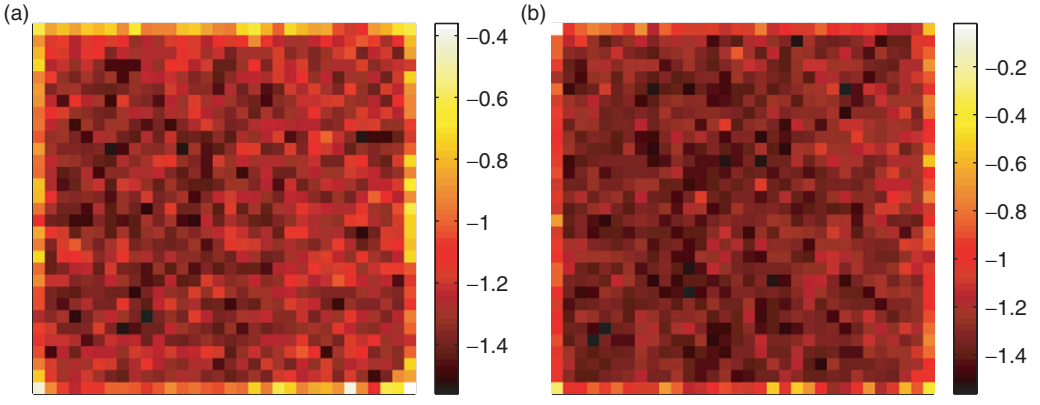


Figure 3. Sensitivity map in pixel/grey level of the degrees of freedom in the vertical (a) and horizontal (b) directions for a standard (Q4) finite element discretization in decimal log-scale.

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

Figure 3 gives the square root of the diagonal elements of **C**, i.e. the expected standard deviation, for the displacement unknowns in the vertical or horizontal directions. These sensitivity maps are not homogeneous due to the heterogeneous nature of the gradient of the reference image. One notes that the degrees of freedom held by the nodes on the boundary are much more sensitive than those in the bulk, and even more so for those held by the corner nodes. The support of those nodes (i.e., the elements that have those nodes in their connectivity) are one half – or one quarter for corner nodes – the support of the nodes in the bulk. This approach reveals to be an appropriate indicator for evaluating the conditioning of the enriched degrees of freedom of PUM applied to digital image correlation. Figure 4 shows the change of the noise sensitivity averaged over all the degrees of freedom for a standard approach (Q4), an enriched approach (X-Q4) and the X-Q4t approach. One observes that the noise sensitivity is decreasing when the element size increases and also that the X-Q4t approach gives a lower noise sensitivity than the X-Q4 approach. Figure 4(b) presents the noise sensitivity averaged over the enriched degrees of freedom only. The two enriched approaches give the same averaged 'enriched' noise sensitivity but as X-Q4 invokes twice more enriched degrees of freedom, the average noise sensitivity of this approach is higher. These results show the beneficial effect of a coarse discretization allowed by extended techniques in the framework of digital image correlation.

4.2. *Weak discontinuity*

Let us now perform the same analysis for a weak discontinuity. Even if the regular part of the enrichment function has been extracted (see Equation (10)), this enrichment is of the same polynomial order as the standard finite element part of the discretization and a very high noise sensitivity is expected. Figure 5 shows the comparison of the mean noise sensitivity for the enriched and standard Q4 approaches and a dramatic increase of the noise sensitivity is obtained for the enriched discretization. To circumvent this lower confidence level, a *regularized* approach (X-Q4r) is proposed. It consists in prescribing the

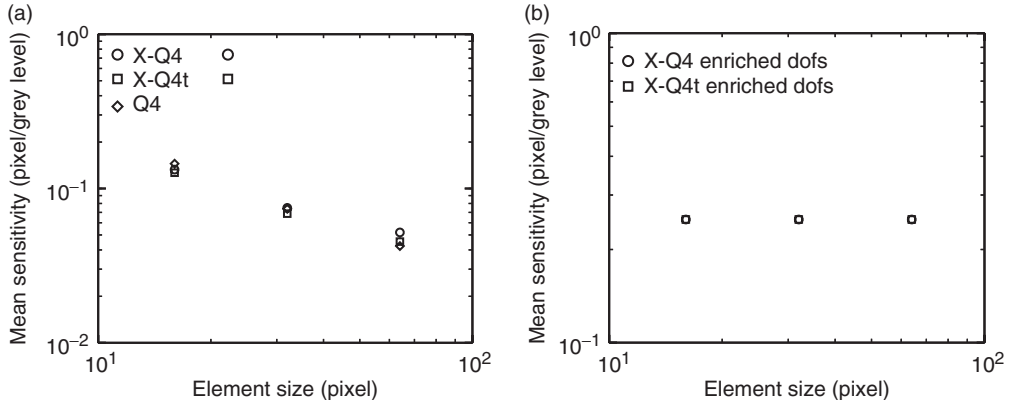


Figure 4. Mean sensitivity (a) and mean sensitivity for the extended dofs (b) as functions of the element size (in pixels) computed with different algorithms: Q4 corresponds to a FEM discretization, X-Q4 to a classical X-FEM discretization with a discontinuous enrichment and X-Q4t for an enrichment in the tangential direction only.

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

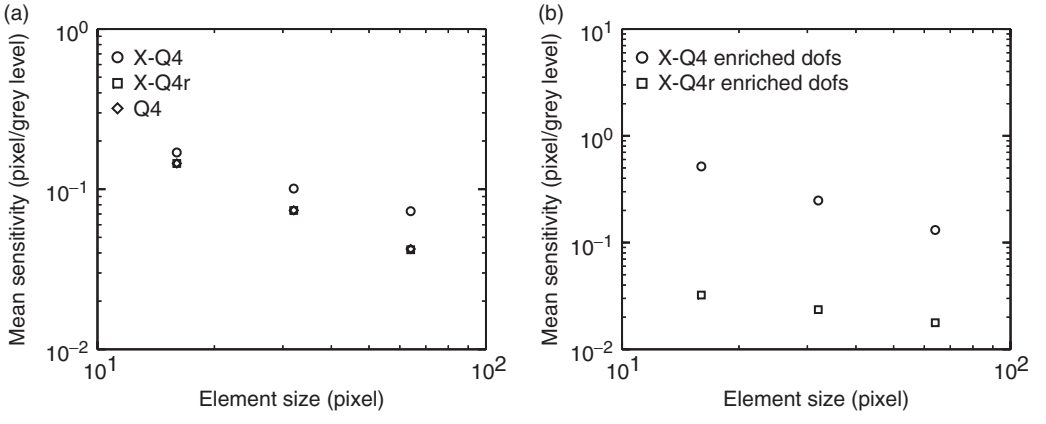


Figure 5. Mean sensitivity (a) and mean sensitivity for the extended dofs (b) as functions of the element size (in pixels) computed with different algorithms: Q4 corresponds to an FEM discretization, X-Q4 to a classical X-FEM discretization with a weakly discontinuous enrichment and X-Q4r for its regularized version.

same value to all the enriched degrees of freedom. Therefore, the regularized approach involves only one enriched unknown for each direction. These two enriched degrees of freedom are not associated to nodes but to the set of elements that are cut by the discontinuity line. In this sense, the proposed approach may also be considered as a regularized EDM where the continuity of the discontinuity patterns were enforced. As shown in Figure 5, the proposed regularization allows for a noise sensitivity as low as that of the standard Q4 approach. Furthermore, the noise sensitivity of the enriched degrees of freedom is divided by a factor of 10 when compared with the X-Q4 approach.

Figure 6 reports the results of the error and uncertainty analyses obtained by artificially stretching the reference image with a weakly discontinuous displacement map

(for a strain discontinuity ranging from 0 and 0.001) as shown in Figure 1(c). Figure 6 confirms the higher robustness of the regularized approach. It is worth noting that the uncertainty of the regularized approach is very low (down to the numerical limit) because the strain discontinuity that is allowed by the discretization scheme remains constant over the entire set of elements cut by the discontinuity line. Furthermore, the error level obtained with the regularized approach is five times less than that obtained with the standard enriched X-Q4 scheme.

The extension of the digital image correlation technique to enriched functions appears as straightforward technically. However, for some cases (such as weak discontinuities) this enrichment naturally leads to a poor numerical conditioning, and hence, even though the displacement basis has been enriched to capture a feature of interest, its determination may be worthless because too uncertain. It is thus absolutely essential to rely on the type of presented analysis to get a proper evaluation of the real error, uncertainty and noise sensitivity. Let us also underline the fact that if the searched feature is now included in the displacement basis, much larger meshes may be used, hence leading to a more accurate and less uncertain determination of the displacement. Last, if the enriched basis still remains poorly conditioned, then a regularization may be used, and again the noise sensitivity analysis is a useful tool to choose the amount of regularization that is required. In the X-Q4 approach, the strain discontinuity is described by the shape functions intersected by the support line of the discontinuity, whereas for X-Q4r the discontinuity is a constant. Intermediate regularizations could have been considered with a few degrees of freedom to describe the discontinuity variation along its support. This strategy is valid *irrespective* of the chosen type of enrichment.

In the present analyses, the discontinuity in the mesh is positioned so that the elements are cut in the middle of their edges. For real cases, the position of the element with respect to the discontinuity is arbitrary. The method behaves in the same manner as X-FEM behaves in the context of mechanical analysis, namely, ill-conditioning is obtained when the discontinuity is close to a node (with the modified discontinuous enrichment function

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

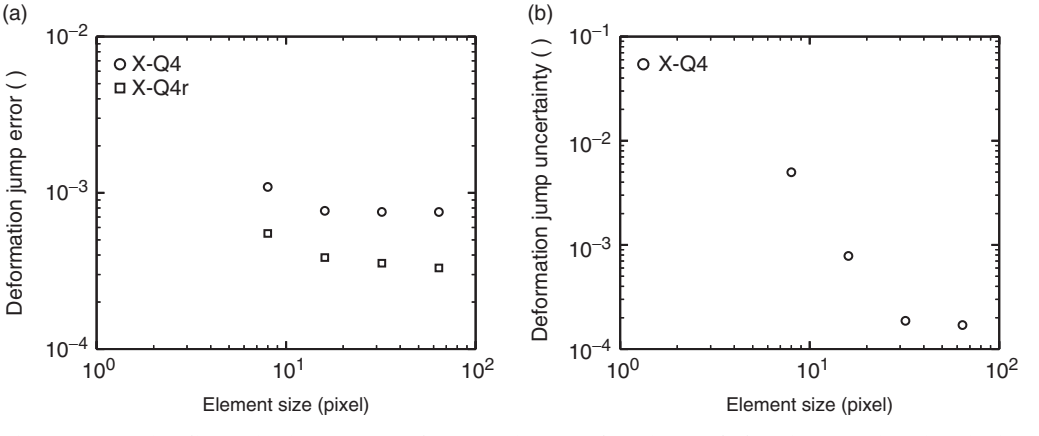


Figure 6. Strain discontinuity error and uncertainty as functions of the element size (in pixels) computed with different algorithms: X-Q4 corresponds to a classical X-FEM discretization with a weakly discontinuous enrichment and X-Q4r for its regularized version.

used herein) and it is artificially moved so that the two parts of the corresponding element are not too large/small. This is usual in the context of a mechanical analysis. Here, the main difference is that, due to the discretization of the image in pixels, the minimum distance between the crack and a node is 1 pixel. Hence, a natural limit value of the above/below ratio is obtained.

Last, let us note that there are two independent issues, namely, the identification of the geometry of the band (shape and position) and the displacement measurement. The performance analysis of the digital image correlation algorithm presented herein does not account for the geometrical identification of the band. For a complex band geometry, the performance may decrease but there are as many band geometries as tested samples. That is the reason why the performance analysis is only carried out for an idealized band shape. Let us now consider the application of these techniques to two experimental cases of strain localization (one strong and one weak discontinuities). In the second case, the identification of the geometry of the band will be discussed.

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

5. Compression test on an HMX-based energetic material

Figure 7 shows two pictures of a pressed HMX-based energetic material subjected to a compression test. It is a concrete-like material, containing large (200–630 μm) HMX grains (i.e., the aggregates) embedded in a composite matrix (the mortar) itself containing small (0–100 μm) HMX grains, a few percents of a thermoset binder, and around 1% porosity [28]. Figure 8 shows the displacement map that was obtained by using a Q4 discretization with 8-pixel elements in the correlation algorithm. Exploring these displacement maps reveals a very thin localization zone. The error map in Figure 8(c) appears to be a good indicator of the localization band. One may note that at the scale of the picture (i.e., the physical size of 1 pixel is 50 μm), the shear-band appears as a line. If a smaller scale had been reached by the observation setup, a finite band width may have been revealed. In the present case, a discontinuous enrichment is adopted along the line where maximum error levels are obtained (Figure 7).

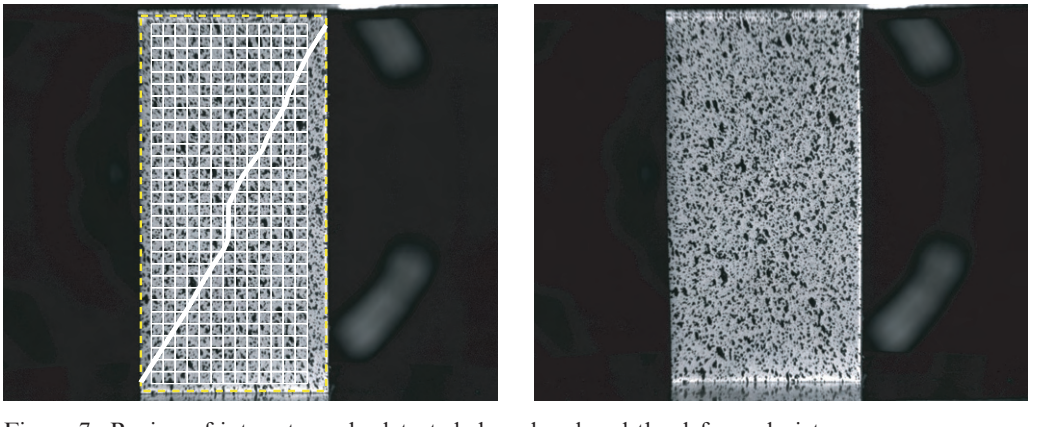


Figure 7. Region of interest, mesh, detected shear band and the deformed picture.

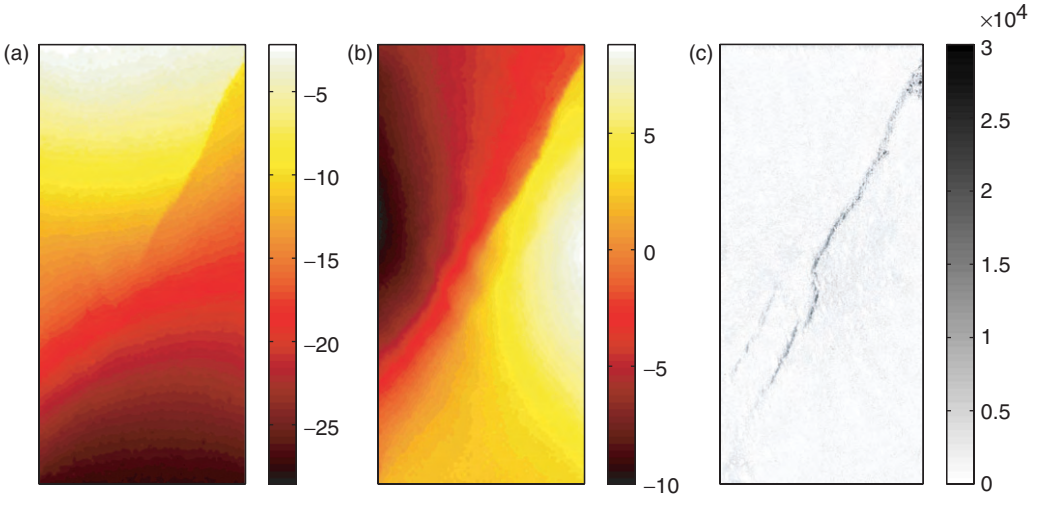


Figure 8. Vertical (a) and horizontal (b) displacements obtained by using a standard finite element discretization (Q4) with 8-pixel elements and the corresponding error (c) map that is used to define the geometrical support of the band.

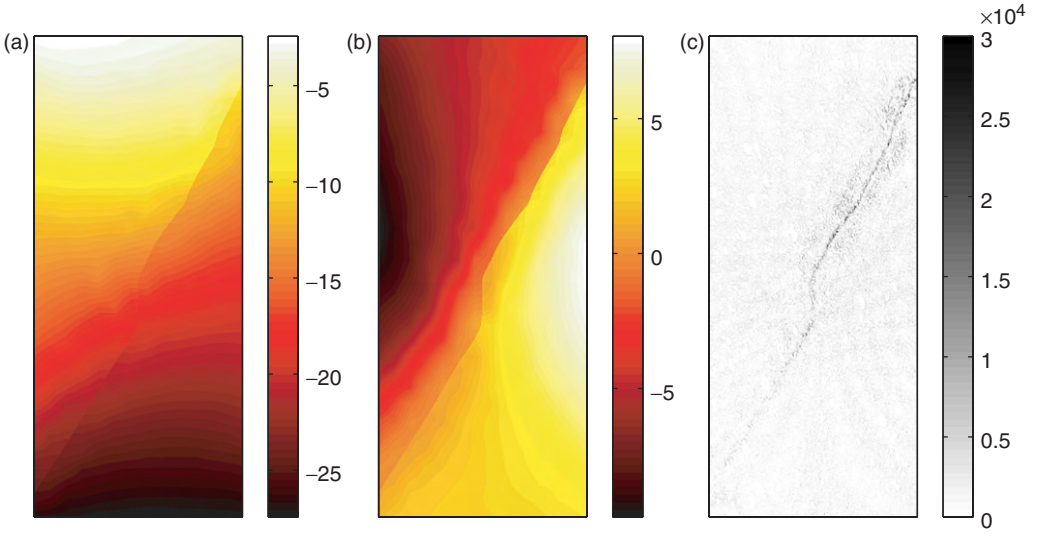


Figure 9. Vertical (a), horizontal (b) displacement map (in pixels) and error map in grey level using 32-pixel elements with discontinuous enrichments.

The results presented in Figure 9 are obtained by using the first proposed extended digital image correlation technique (X-Q4), namely, strain localization is captured in the detected interface whereas Q4-DIC only provides a smoothed description of this phenomenon. If a more accurate description of the localization interface were required with Q4 elements, smaller elements should have been used, yet leading to higher

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

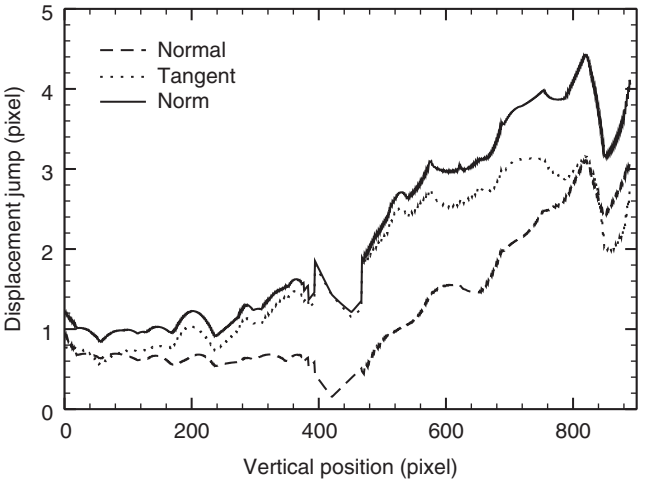


Figure 10. Displacement jumps for 32-pixel elements.

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

uncertainty levels. In this experimental case, the benefit of using enriched finite elements in the context of digital image correlation is shown since it allows for the description of localized phenomena with coarser meshes, i.e., with lower displacement uncertainties.

Another benefit is that the discontinuity of the displacement is measured experimentally as shown in Figure 10. It is to be noted that the band first develops from the upper right corner of the region of interest where the displacement discontinuity is higher (greater than four pixels in norm). The tangent contribution to the displacement jump is almost everywhere greater than the normal one. Concerning the normal displacement jump, dilatancy effects are captured, allowing for the estimation of the band width. Let us note that the fact that only one face view is examined (whereas a discontinuity of the component of the displacement normal to the observation plane is also expected) may induce an *apparent* normal discontinuity in the plane in addition to *actual* dilatancy effects. The *apparent* normal discontinuity would be expected ideally to be the projection of the 3D tangential discontinuity onto the observation plane. This point lies beyond the scope of the present paper.

6. Portevin–Le Châtelier band

The second example concerns an aluminum alloy of type 5005. The sample is coated with sprayed black and white paints to create the random texture for the displacement field measurement (Figure 11). In the present case, the physical size of one pixel is 25 μm. A controlled displacement rate of 10 μm/s is applied to study strain localization and pictures are taken for 60 μm-increments. The following analysis of the displacement field is an increment between two image acquisitions in the 'plastic' regime.

To achieve a good spatial resolution with a standard Q4 approach, 16-pixel elements are used. Figure 12 shows that the displacements are reasonably captured. The strain levels become too small to have a trustworthy evaluation. However, a band of high strain level is observed. The mean longitudinal strain within the band is about 0.005 whereas it is an

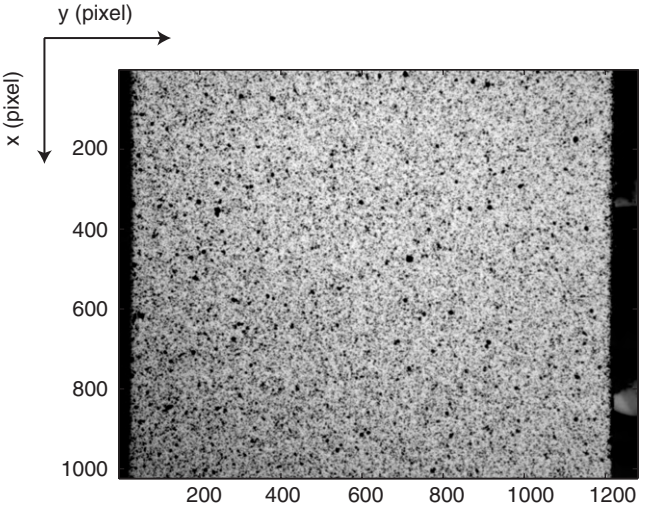


Figure 11. Reference picture for the Portevin–Le Châtelier bands.

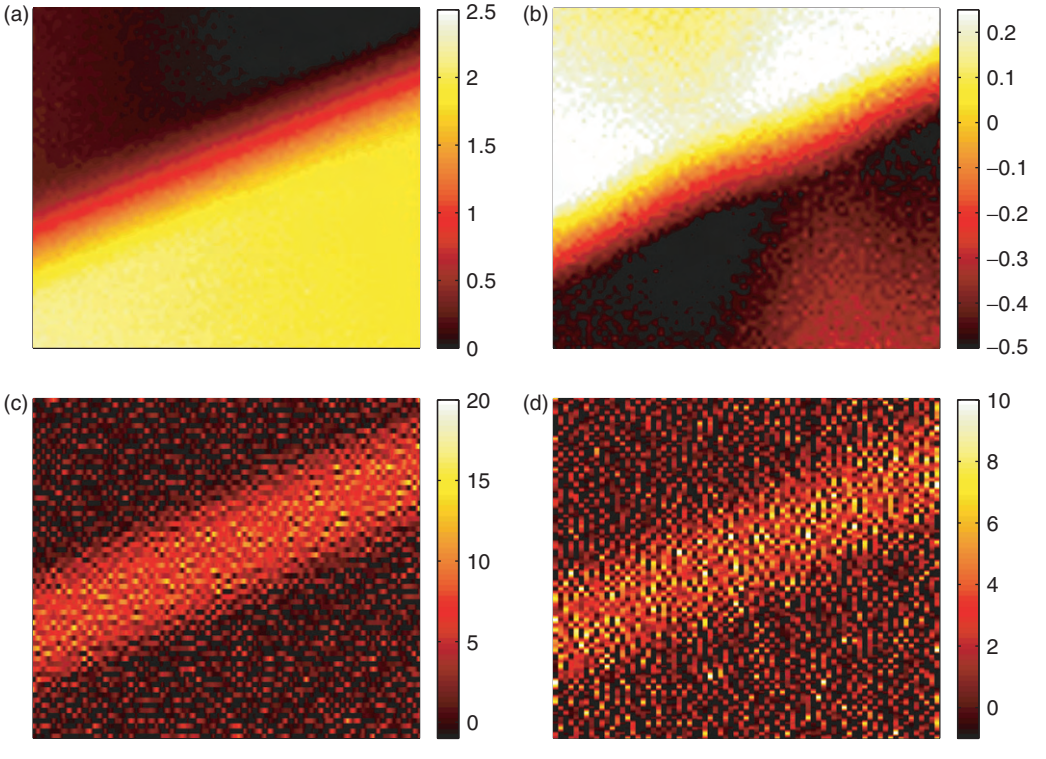


Figure 12. Vertical u (a) and horizontal v (b) displacement obtained using a standard finite element discretization (Q4) with 16-pixel elements, and the corresponding strain ϵ_{uu} (c) and ϵ_{uv} (d) ($\times 10^{-3}$).

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

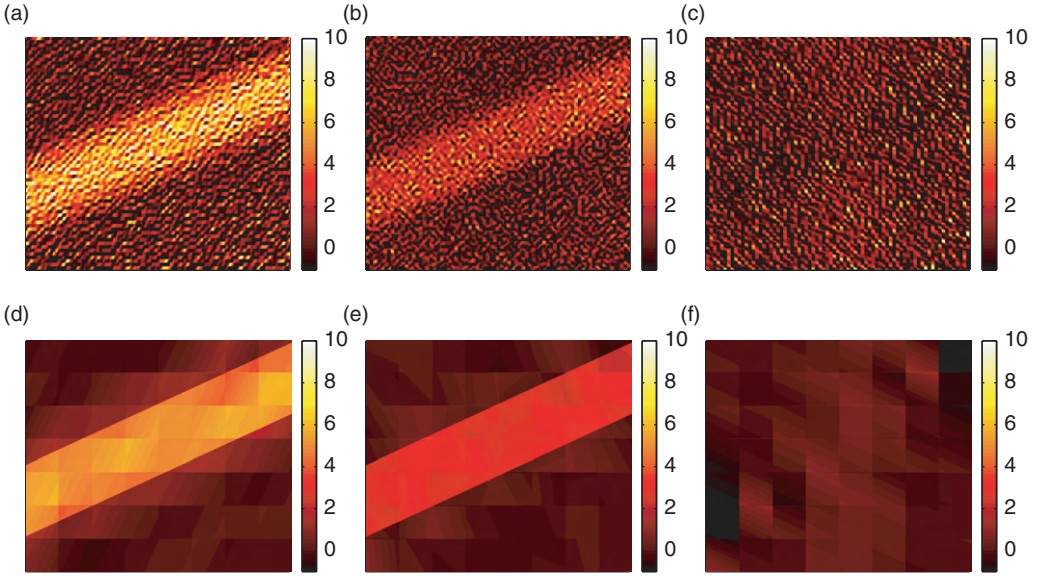


Figure 13. Normal ε_{nn}, shear ε_{tn} and tangent ε_{tt} strain fields ($\times 10^{-3}$) obtained using a standard Q4 approach with 16-pixel elements (a, b, c) and the regularized enriched approach (X-Q4r) with 128-pixel elements (d, e, f).

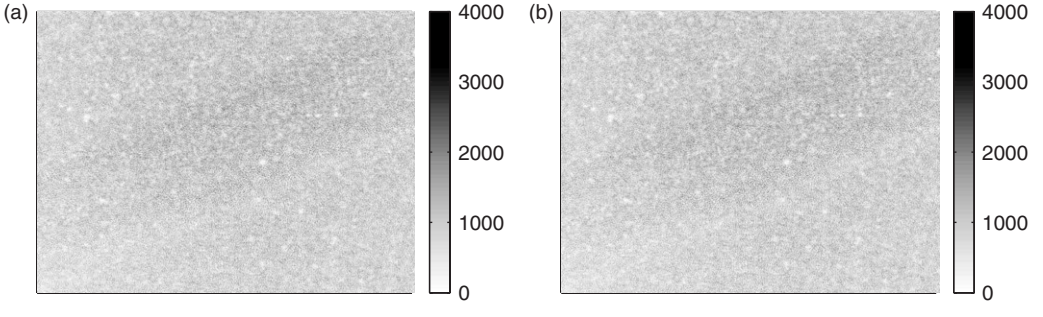


Figure 14. Error maps for a standard Q4 approach with 128-pixel elements (a) and the regularized enriched approach (X-Q4r) with 128-pixel elements (b).

order of magnitude lower in the other parts. To obtain a more accurate description of the strain discontinuity across the limit of the band, one may wish to reduce the size of the elements. It was shown that for very small element sizes (such as 4–8 pixels) 'integer locking' (i.e., the tendency for displacements that are close to half-integer values to stick to the closest integer) appears and produces an artificial enhancement of the strain right on the limit part of the band [22]. Thus, mesh refinement does not provide a better description of strain localization, and an alternative solution is desirable.

The regularized enriched approach, X-Q4r, is used hereafter. The element size is increased eight times in both directions so that much lower uncertainty levels are obtained.

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

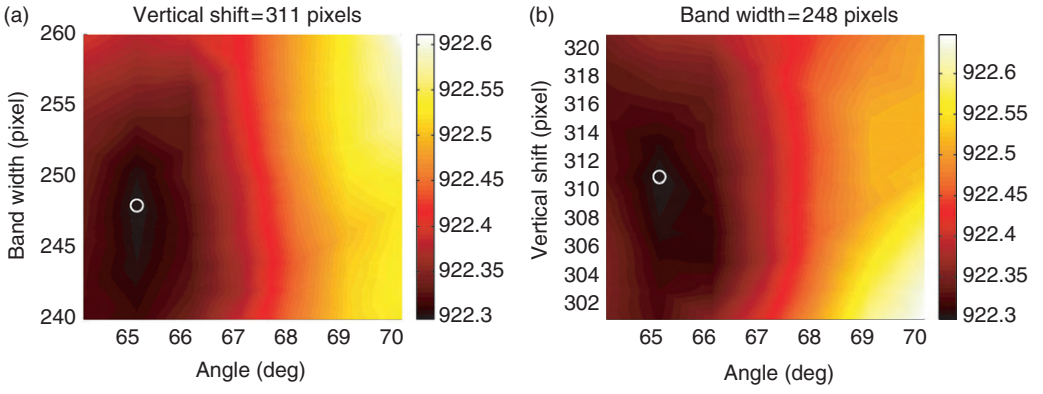


Figure 15. Mean error as a function of the angle and the width of the band for its optimal position (a), as a function of the position and the angle of the band for its optimal width (b). Note that the dynamic of the reference image over the region of interest is 40416 grey levels.

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

The results of the analysis are shown in Figure 13 and compared to those obtained with the standard Q4 approach. In the following, only two morphological parameters are considered to describe the band, namely, an angle and a width. This hypothesis can be relaxed at the expense of larger measurement uncertainties. The compromise made here was to favour the uncertainty level of the measured enriched degrees of freedom. The position, width and angle of the band are evaluated using a minimization of the mean value of the correlation residuals $|\Phi|$. Figure 15 shows this error indicator as a function of the angle, the vertical shift and the width of the band. The optimal band geometry is given by a vertical shift of 311 pixels with respect to the middle top point of the region of interest, a width of 248 pixels and an angle of 65°. Using this optimal geometry, the mean error is 922.3 grey levels to be compared to the dynamic range of the reference image over the region of interest of 40416 grey levels. The strain discontinuity is evaluated as 0.0035 for the normal strain ε_{nn} and 0.0026 for the shear strain ε_{tn} at the upper boundary of the band, whereas we obtain -0.0035 and -0.0027 respectively for the lower boundary. Note that the tangent strain ε_{tt} is continuous (Figure 13). Figure 14 proposes a comparison between the residual maps obtained with the optimal geometry of the X-Q4r approach and a standard Q4 approach. The latter reveals similar error levels with a mean value of 922 grey levels over the region of interest for pictures with a dynamic range of 16 bits. This result validates the approach proposed herein.

In this example, strains (but not displacements) are observed to be discontinuous across the band. This property results presumably from a discontinuity of instantaneous velocities across a boundary that moves over the time lapse separating the two analysed images. To address this question, Figure 16 shows the strain fields for the previous, the present and the following pairs of images. One observes the propagation of the band from the top of the region of interest. The band moves downward by 308 and 262 pixels, respectively in between successive image pairs. Furthermore, the three consecutive band widths are successively 286, 248 and 226 pixels, and their orientations is estimated to be 64°, 65° and 64°, respectively. This shows that the band maintains its orientation but decelerates progressively.

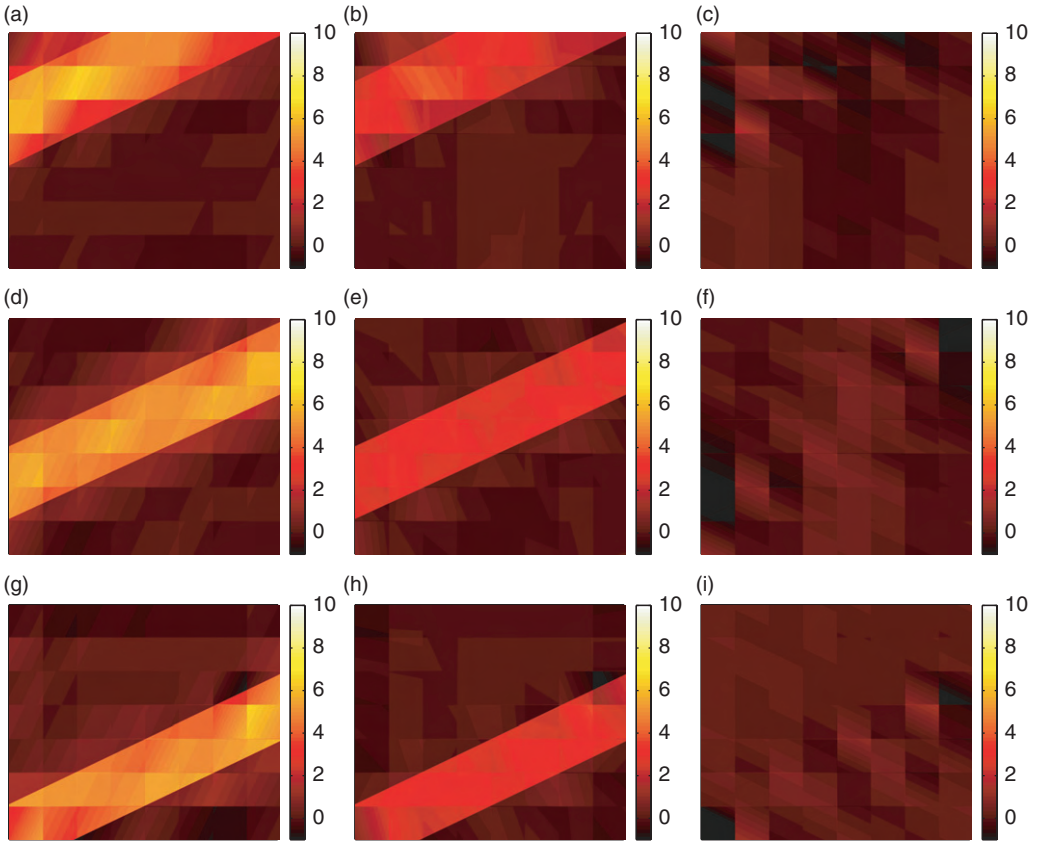


Figure 16. Normal $\varepsilon_{nn}\,(a, c, f)$, shear $\varepsilon_{tn}\,(b, d, g)$ and tangent $\varepsilon_{tt}\,(c, e, h)$ strain fields ($\times 10^{-3}$) obtained using the regularized enriched approach (X-Q4r) with 128-pixel elements for three pairs of images.

7. Conclusion

A novel approach was developed to determine weakly or strongly discontinuous displacement fields based on the comparison of two digital images. The sought displacement field is decomposed onto a basis of continuous and discontinuous functions using Q4 elements as proposed in standard or extended finite element methods. It therefore allows for a compatibility of the kinematic hypotheses made during the measurement stage and the subsequent identification/validation stages, for instance, by using finite element techniques. Let us note that the discontinuities involved in many DIC techniques are the result of a local kinematic basis (e.g., piecewise-constant translations or strains), and not intended to describe faithfully a genuine discontinuity. Away from the actual discontinuity, the finite element formulation proposed herein has proven to be more robust and accurate (an order of magnitude gain in the uncertainty may be obtained [22]). The key idea of the present algorithms is to preserve this advantage, while allowing for a discontinuity wherever it may happen, irrespective of the mesh, and without additional spurious discontinuities. Furthermore, discontinuities are localized phenomena by nature, then adding enrichments allows for capturing localized phenomena with large element

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

sizes (because away from the discontinuity, large elements with a Q4 kinematics are rich enough to capture the far field), i.e., with lower uncertainty and noise sensitivity levels.

The performance of the algorithm is tested on a reference image to evaluate the reliability of the estimation, which is shown to allow for either an excellent accuracy for homogeneous displacement fields, or for a very well resolved displacement field in the presence of weak and strong discontinuities. Two routes for the evaluation of the performance of a digital image correlation algorithm are proposed. The first is based on the comparison between a prescribed solution and the computed field, and the second evaluates the noise sensitivity. The first allows for an estimate of the accuracy and the second of the stability of the numerical scheme.

The displacement field is analysed in the case of shear bands in a concrete-like material. A strong discontinuity is observed, and a discontinuity enrichment allows one to reveal this behaviour very accurately since large element sizes can still be used. A Portevin–Le Châtelier band is also studied. In this case, no direct displacement jump is detected. However the strain field appears as discontinuous across the boundaries of the band. The weak discontinuity approach, allowing for larger element sizes, gives access to an incremental strain within the band of the order of 3×10^{-3}.

Finite-element formulations of image correlation have been shown to benefit from enrichment strategies (e.g., 'Embedded Discontinuities', or 'Partition of Unity' techniques) in a similar spirit as for modelling purposes. Moreover, noise sensitivity analyses give access quantitatively to a possible poor conditioning, providing simultaneously a guide to control regularization strategies. This remark does not only hold for the displacement or strain discontinuities considered in this paper, but it has a much broader scope of relevance. It points towards the significant gain in accuracy that may be achieved when some knowledge on the specific features of the analysed displacement field is incorporated in the functional basis of *measured* displacements.

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

Acknowledgements

The authors acknowledge useful discussions with Profs. A. Benallal and J. Lemaitre. This work is part of a project ('PHOTOFIT') funded by the French Agence Nationale de la Recherche.

References

[1] R.J. Asaro, Acta Metall. 27 (1979) p.445.
[2] J.L. Bassani, Adv. Appl. Mech. 30 (1994) p.191.
[3] S.V. Harren, H.E. Dève and R.J. Asaro, Acta Metall. 36 (1988) p.2435.
[4] L. Méric, G. Cailletaud and M. Gasperini, Acta Metall. 42 (1994) p.921.
[5] M. Jirasek, Comp. Meth. App. Mech. Eng. 188 (2000) p.307.
[6] I. Babuska and J.M. Melenk, Int. J. Num. Meth. Eng. 40 (1997) p.727.
[7] N. Moës, J. Dolbow and T. Belytschko, Int. J. Num. Meth. Eng. 46 (1999) p.133.
[8] G.N. Wells, L.J. Sluys and R. de Borst, Int. J. Num. Meth. Eng. 53 (2002) p.1235.
[9] E. Samaniego and T. Belytschko, Int. J. Num. Meth. Eng. 62 (2005) p.1857.
[10] P.M.A. Areias and T. Belytschko, Int. J. Num. Meth. Eng. 66 (2006) p.878.
[11] J. Dolbow and R. Merle, Comp. Mech. 28 (2001) p.339.
[12] N. Moës, M. Cloirec, P. Cartaud et al., Comp. Meth. App. Mech. Eng. 192 (2003) p.3163.
[13] L. Allais, M. Bornert, T. Bretheau et al., Acta Met. Mater. 42 (1994) p.3865.

[14] R. Shabadi, S. Kumara, H.J. Roven et al., Mat. Sci. Eng. A364 (2004) p.140.
[15] Y. Berthaud, J.-M. Torrenti and C. Fond, Exp. Mech. 37 (1997) p.216.
[16] J.N. Périé, S. Calloch, C. Cluzel et al., Exp. Mech. 42 (2002) p.318.
[17] A. Chrysochoos and H. Louche, Int. J. Eng. Sci. 38 (2000) p.1759.
[18] H. Louche, P. Vacher and R. Arrieux, Mat. Sci. Eng. A404 (2005) p.188.
[19] N. Ranc and D. Wagner, Mat. Sci. Eng. A394 (2005) p.87.
[20] D. Thevenet, M. Mliha-Touati and A. Zeghloul, Mat. Sci. Eng. A291 (2000) p.110.
[21] A.H. Clausen, T. Borvik, O.S. Hopperstad et al., Mat. Sci. Eng. A364 (2004) p.260.
[22] G. Besnard, F. Hild and S. Roux, Exp. Mech. 46 (2006) p.789.
[23] V. Tarigopula, O.S. Hopperstad, M. Langseth et al., Int. J. Solids Struct. 45 (2008) p.601.
[24] S. Roux, F. Hild, P. Viot et al., Comp. Part A 39 (2008) p.1253.
[25] J. Réthoré, F. Hild and S. Roux, Int. J. Num. Meth. Eng. 73 (2008) p.248.
[26] J. Réthoré, F. Hild and S. Roux, Comp. Meth. App. Mech. Eng. 196 (2007) p.5016.
[27] G. Zi and T. Belytschko, Int. J. Num. Meth. Eng. 57 (2003) p.2221.
[28] G. Vivier, F. Hild, M. Labrunie et al., *Proceedings 17th DYMAT Tech. Meeting*, 6–7 September 2007, Cambridge, UK, 2007.

Downloaded By: [Hild, F.] At: 20:31 14 September 2008

Annexe I

Estimation de champs cinématiques par une méthode spatiotemporelle

Une nouvelle méthode est proposée pour estimer le champ de vitesse issu d'une série d'images. Cette approche, ici concentrée sur une dimension en temps et une autre en espace, décompose ce champ sur une base de fonctions (de type éléments finis) rectangulaires et bilinéaires. L'utilisation d'une séquence temporelle sur laquelle le champ de vitesse est supposé avoir une faible variation temporelle, nous permet d'utiliser des éléments dont la dimension spatiale est plus petite que dans le cas d'une approche traditionnelle par corrélation d'images. Cette méthode est, en premier lieu, quantifiée en utilisant des cas tests analytiques puis mise en application sur un échantillon en tantale soumis à une traction dynamique. Des progrès significatifs, par rapport à des techniques de corrélation standard, sont observés en termes de résolution et de temps de calcul.

A space-time approach in digital image correlation: Movie-DIC

Gilles Besnard,[1,2] Sandra Guérard,[2,3] Stéphane Roux,[2,*] François Hild[2]

[1] *CEA, DAM, DIF, F-91297 Arpajon, France*

[2] *LMT-Cachan, ENS Cachan / CNRS / UPMC / UniverSud Paris*

61 avenue du Président Wilson, F-94235 Cachan Cedex, France

[3] *now at Laboratoire de Biomécanique, Arts et Métiers ParisTech, ENSAM / CNRS,*

151 bd de l'Hôpital, F-75013 Paris, France

[*] *Corresponding author: stephane.roux@lmt.ens-cachan.fr*

A new method is proposed to estimate arbitrary velocity fields from a time series of images. This approach, here focused on a single spatial plus a time dimension, is specialized to the decomposition of the velocity field over rectangular shaped (finite-element) bilinear shape functions. The use of a time sequence over which the velocity is assumed to have a smooth temporal change allows one to use elements whose spatial extension is much smaller than in traditional digital image correlation based on successive image pairs. This method is first qualified by using synthetic numerical test cases, and then applied to a dynamic tensile test performed on a tantalum specimen. A significant progress with respect to classical digital image correlation techniques is observed in terms of spatial resolution and computation time.

Keywords: Digital image correlation, displacement field, strain field, strain rate field, velocity field, video. © 2009 Optical Society of America

OCIS codes: 100.2000 Digital image processing;

100.4550 Correlators;

070.2025 Discrete optical signal processing

1. Introduction

In Solid Mechanics, digital imaging is used to detect and measure the motion and deformation of objects. From these observations follow various evaluation procedures of mechanical parameters [1]. To achieve this goal, different optical techniques are

used [2]. Among them, Digital Image Correlation (DIC) is appealing thanks to its versatility in terms of scales ranging from nanoscopic [3] to macroscopic [4–6] observations with essentially the same type of algorithms.

DIC always involves a compromise between resolution and uncertainty [7, 8]. As the technique exploits the comparison of zones of interest, or elements between a deformed and a reference image, the information is carried by the pixels contained in those regions. A key characteristic is thus, η, the number of pixel per kinematic degree of freedom. On the one hand, low uncertainties call for a large η, (i.e., large elements), but the description of the displacement will be coarse, and hence maybe unsuited to capture rapidly varying displacement fields. The resulting systematic error may be prohibitive for a specific application. On the other hand, small elements may be more flexible to account for a complex displacement field, but as the information content, or η, is small, large uncertainties will result. This trade-off has to be solved for every application, depending on the "complexity" of the expected displacement field. However, one may have access to a large number of pictures thanks to camcorders or high-speed cameras. Traditionally, DIC operates on image pairs [9, 10], and hence a long temporal series is of little use. On the contrary, if the overall displacement over the entire time sequence is large, one may have to break the analysis into time intervals which are finally "chained" to obtain the entire displacement field. When updating the reference picture [12], this procedure involves cumulative errors that are prejudicial to the displacement uncertainty.

The principle of the proposed approach is to extend to the time domain the regularization strategy used spatially. If the velocity field evolves smoothly in time, the above discussion about the η parameter may be readily applicable to include the time dimension. Thus, for the same η value, small elements along the space direction(s) may still offer a good accuracy *provided* a sufficient number of images is considered along the time axis for each element. This temporal series may be used to compensate for the poor quality of each individual image.

Some approaches post-process *a posteriori* the measured velocity fields to extract, say, the coherent part of the latter [13] or to filter the measured data [14]. The objective of the present work is to propose an *a priori* approach in which a space-time decomposition is sought. The main advantage of the proposed method is the large number of pictures used that may allow one to reach the same uncertainty level with a small amount of spatial information, counter-balanced by a large amount of temporal data.

Sequences of images can be obtained from standard movies. To benefit from the large number of images, a temporal regularization is called for. For instance, one may seek for a steady-state velocity fields [15], or in the present case velocity fields that are decomposed over a set of piece-wise linear fields in space and time. This type of description is developed in the same spirit as global approaches [16, 17], and in particular to finite-element based correlation algorithms whereby the displacement field is described by finite element shape functions of the space variables [8, 18].

Along those lines different strategies can be considered. The direct transposition of DIC is to search for displacement fields in space and time. This route is not followed here since most use of this technique will be interested in the determination of velocities or strain rates. It is well known that (time or space) derivatives will increase the noise level, and thus the displacement-formulated strategy may reveal unreliable. Therefore, the choice was made to focus directly on the velocity field as the main unknown of the problem. It will be shown that in spite of the fact that this velocity is the time derivative of displacement, good performances will be reached.

In the present case, a 2D approach is developed, namely, 1D in space and 1D in time. It is referred to as DIC applied to analyze movies (or Movie-DIC). The paper is organized as follows. First, the principle of the method is described. Then, artificial pictures are generated and the technique is carried out to determine *a priori* performances. Last, the spatiotemporal approach is applied to analyze the kinematics of a sample in a split Hopkinson pressure bar test.

2. Principle of the spatiotemporal analysis

The first step of the analysis consists in creating the so-called spatiotemporal map. For each picture, where x, y are the image coordinates, taken at several instants of time t, the gray level for a particular (chosen) position (x, y) is represented as a function of time t. Therefore, for a fixed y coordinate a sequence of images becomes an $f(x, t)$ map. The stacking principle is depicted in Figure 1. The restriction to a

single spatial coordinate (y being fixed) is suited for problems where the velocity is essentially along the x axis.

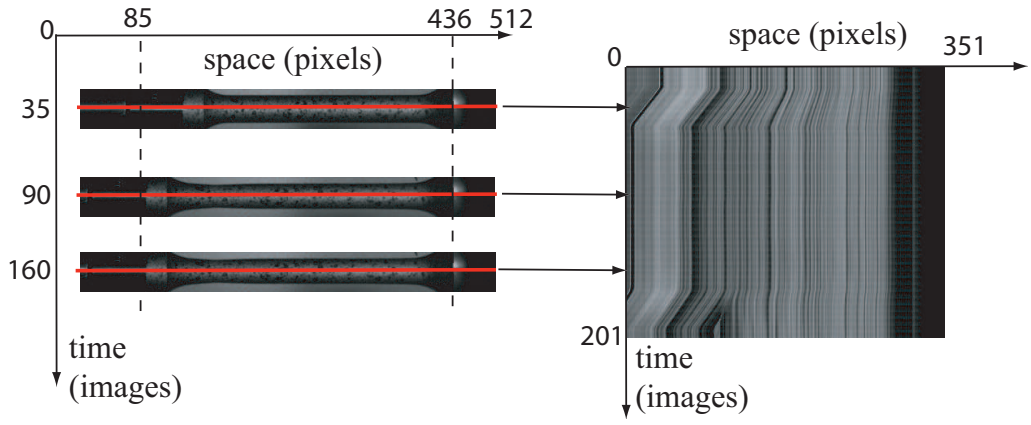


Fig. 1. Construction of a spatiotemporal map.

The measurement technique is based upon the conservation of the brightness [19, 20]. The advection of the texture by a velocity field v (along the x-axis) is expressed as

$$f(x + v\mathrm{d}t, t + \mathrm{d}t) = f(x, t) \tag{1}$$

where the increment $\mathrm{d}t$ corresponds to one time interval between successive images (i.e. a "time pixel"). The aim is to estimate the velocity field $v(x, t)$ by using the brightness conservation. Minimization of the quadratic difference τ over space and time is used

$$\tau = \int_x \int_t [f(x, t) - f(x + v(x, t)\mathrm{d}t, t + \mathrm{d}t)]^2 \, \mathrm{d}x\mathrm{d}t \tag{2}$$

The velocity field is decomposed over a basis of functions ϕ and φ as follows

$$v(x, t)\mathrm{d}t = \sum_{i,j} a_{ij}\phi_i(x)\varphi_j(t) \tag{3}$$

In the present case, finite-element shape functions are chosen, and their simplest form is adopted, namely, a piece-wise bi-linear description of the velocity field. However, it is conceivable to consider other sets of either continuous functions [15] or even discontinuous functions [21, 22].

The proposed scheme is to solve this non-linear problem iteratively by a progressive adjustment of the velocity to the tangent linearized problem. The velocity $v^{(n+1)}$ at step $n+1$ of this iterative scheme is thus determined from the Taylor expansion of the objective functional

$$\tau = \int_x \int_t [f(x,t) - (v^{(n+1)}(x,t) - v^{(n)}(x,t))\mathrm{d}t f_{,x}(x,t) - f(x + v^{(n)}(x,t)\mathrm{d}t, t + \mathrm{d}t)]^2 \, \mathrm{d}x\mathrm{d}t \tag{4}$$

One difficulty of the above approach, in particular for low quality images, is the use of a space derivative that may render the procedure sensitive to noise. A filtering of the images may be used. Note that in this case, the band filtering used in space and time should be adjusted so that their bounds are in proportion of the mean velocity.

The decomposition (3) is introduced in Equation (4) and minimization with respect to a_{ij} leads to a linear system

$$\begin{aligned} &\sum_{i,j} \left(\int_x \int_t \left[\phi_i(x)\phi_k(x)\varphi_j(t)\varphi_l(t) f_{,x}(x,t)^2 \right] \, \mathrm{d}x\mathrm{d}t \right) a_{ij}^{(n+1)} \\ &= \sum_{i,j} \left(\int_x \int_t \left[\phi_i(x)\phi_k(x)\varphi_j(t)\varphi_l(t) f_{,x}(x,t)^2 \right] \, \mathrm{d}x\mathrm{d}t \right) a_{ij}^{(n)} \\ &+ \int_x \int_t (\phi_k(x)\varphi_l(t) f_{,x}(x,t)(f(x^{(n)}, t + \mathrm{d}t) - f(x,t))) \, \mathrm{d}x\mathrm{d}t \end{aligned} \tag{5}$$

where x^n is a short hand writing of the corrected position $x + v\mathrm{d}t$. This elementary

step is written in compact form as

$$M_{ijkl} a_{ij}^{(n+1)} = B_{kl}^{(n)} \tag{6}$$

By inverting (6), the unknown degrees of freedom $a_{ij}^{(n+1)}$ are obtained, and thus the corresponding velocity field is estimated. By integrating the velocity field with respect to time, the displacement and thereafter the strain fields are obtained.

The resolution is an iterative process. At each step, the "deformed" image $f(x + v^{(n)}\mathrm{d}t, t + \mathrm{d}t)$ is corrected using the velocity field estimate at the previous step until convergence is reached. The chosen formulation allows for the use of a constant matrix $\boldsymbol{M}$ for all iterations, while the second member is updated. Convergence, based on a measure of the norm of $a^{(n+1)} - a^{(n)}$, is reached in a few iterations (typically less than 10).

In order to validate the approach, the objective function is considered. Its value, normalized by the image size ($n_x \times n_t$),

$$R = \sqrt{\tau/(n_x n_t)} \tag{7}$$

gives the mean gray level difference of the matching of $f(x,t)$ with $f(x,t+\mathrm{d}t)$ using the measured velocity field. It is thus a *global* measure of the quality. Moreover, because τ is a space-time integral of the square of a residual field,

$$\delta \equiv \frac{1}{\Delta} |f(x,t) - v(x,t)\mathrm{d}t f_{,x}(x,t) - f(x,t+\mathrm{d}t)| \tag{8}$$

which gives the local contribution of each pixel to the global residual. To make this

density dimensionless, it is rescaled by the dynamic range of the original image line $\Delta = \max[f(.,t=0)] - \min[f(.,t=0)]$.

The algorithm will be checked below against test cases for which the velocity field will be known exactly. In those cases, two quality indicators are introduced, namely, the systematic error η and the corresponding standard uncertainty σ

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{1}{n_x n_t} \sum_{i=1}^{n_x} \sum_{j=1}^{n_t} (A_{ij}^{pre} - A_{ij}^{meas}) \\ \sigma &= \sqrt{\frac{1}{n_x n_t} \sum_{i=1}^{n_x} \sum_{j=1}^{n_t} (A_{ij}^{pre} - A_{ij}^{meas})^2} \end{aligned} \tag{9}$$

where A_{pre} is the prescribed value and A_{meas} its measured counterpart. The quantities A_i will denote velocity, displacement, strain or strain rate data.

The directly measured quantity is the velocity field v. From the latter, the longitudinal strain rate D_{xx} is computed as

$$D_{xx}(x,t) = \frac{\partial v}{\partial x}(x,t) \tag{10}$$

which, from the present choice of basis for the velocity, is a piecewise constant function in x, and piecewise linear and continuous in time. The derivation is made by a finite centered difference.

From the velocity field it is also possible to compute the displacement field (trajectories) from an explicit time integration, and sub-pixel linear interpolation of the velocity, which is an exact result because of the choice of the shape function

$$x(t) = x_0(t=0) + \int_0^t v(x(t'),t') \, \mathrm{d}t' \tag{11}$$

The displacement field $u(x,t) = x(t) - x_0(t=0)$ is given. The velocity field is computed on the entire space-time domain. In the sequel, in order to use a Fourier-based filtering, it is useful to extrapolate the observed domain to a larger domain. For instance elements that are not present over the space interval at the initial time, t_0, may enter the observed scene at a later time, t_1. In this case, when needed, we assume that a constant velocity was followed in the time interval $[t_0; t_1]$. This conventional procedure allows to minimize edge effects for the Fourier filtering, however, it is to be underlined that the extrapolated domain is removed after filtering, and hence this ad hoc extrapolation procedure has a very low impact on the measurement over the observed scene. However, if instead a zero padding is used, edge effects are observed to be detrimental to the quality of the determined velocity field.

The corresponding longitudinal strain ϵ_{xx} is expressed as

$$\epsilon_{xx}(x,t) = \frac{\partial u}{\partial x}(x,t) \tag{12}$$

The derivation is carried out by a centered finite difference scheme.

3. A priori analyses

Let us consider three maps shown in Figure 2, the size of which is equal to 256 $\times$ 256 pixels. This dimension is chosen because a wide range of mesh sizes 2^i pixels ($i = 3 \dots 7$ along the time dimension, and $i = 1 \dots 7$ along the space dimension) are used, with a reasonable computation time (e.g., 8×8-pixel elements require less than twenty seconds of computation time on a standard PC). Moreover, small mesh

sizes along the time dimension are not considered except for the discontinuous map because in practice the aim of this method is to use many time steps to compensate for the small amount of information along the space dimension.

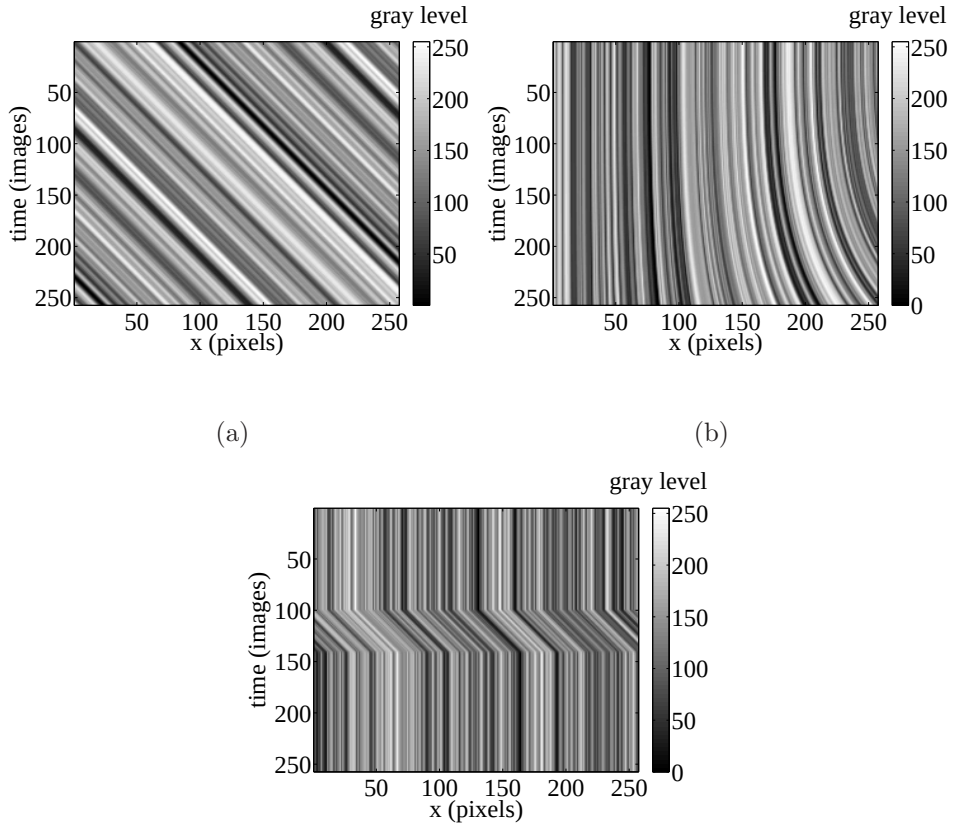


Fig. 2. Spatiotemporal map corresponding to a constant velocity (a), a parabolic velocity field (b) and a discontinuous velocity field (c).

As mentioned in Section 2, images may be filtered in Fourier space, but this operation has principal axes along the space and time directions, and hence it is unsuited to the spatio-temporal maps. The chosen strategy was first to correct this map based on the determined velocity field so that it aims at restoring a time-invariant map.

In this transformation, the boundary of the domain becomes more or less lozenge shaped. This corrected domain is embedded in a larger rectangle and the missing information is completed using (conventionally) a constant velocity as explained in the previous section. A low pass Gaussian filter is applied over the rectangle, and the inverse transformation is applied to restore back the original domain shape. The extrapolated data is thus removed. The standard deviation of the Gaussian filter is equal to 1 pixel for all the sudied cases.

3.A. Constant velocity

In this first case, the prescribed velocity is constant and equal to $(1+\sqrt{5})/4 \approx 0.81$ pixel per image. This specific number, half the golden mean, is chosen because it induces sub-pixel components of the displacements that are close to a uniform distribution (i.e., the standard deviation of the sub-pixel component distribution is 0.290 to be compared with $1/\sqrt{12} \approx 0.289$ for a uniform distribution). The spatiotemporal map corresponding to this case is shown in Figure 2(a).

The degree of the measurement basis is greater than that of the prescribed map. It is also a typical baseline analysis in classical DIC techniques [8, 23]. It allows one to check the implemented algorithms. Let us first consider the velocity field. The only parameters are the sizes ℓ_x and ℓ_t of the spatial and temporal discretizations. The systematic error and the standard uncertainty are shown in Figure 3(a) and Figure 3(b). A decrease of the standard uncertainty is observed with increasing element sizes, be

it spatial or temporal. The larger the element, the larger the number of data (i.e., pixels), the more accurate the measured velocity. Differences between the prescribed and measured velocity fields for 8×8-pixel elements are shown in Figure 3(c).

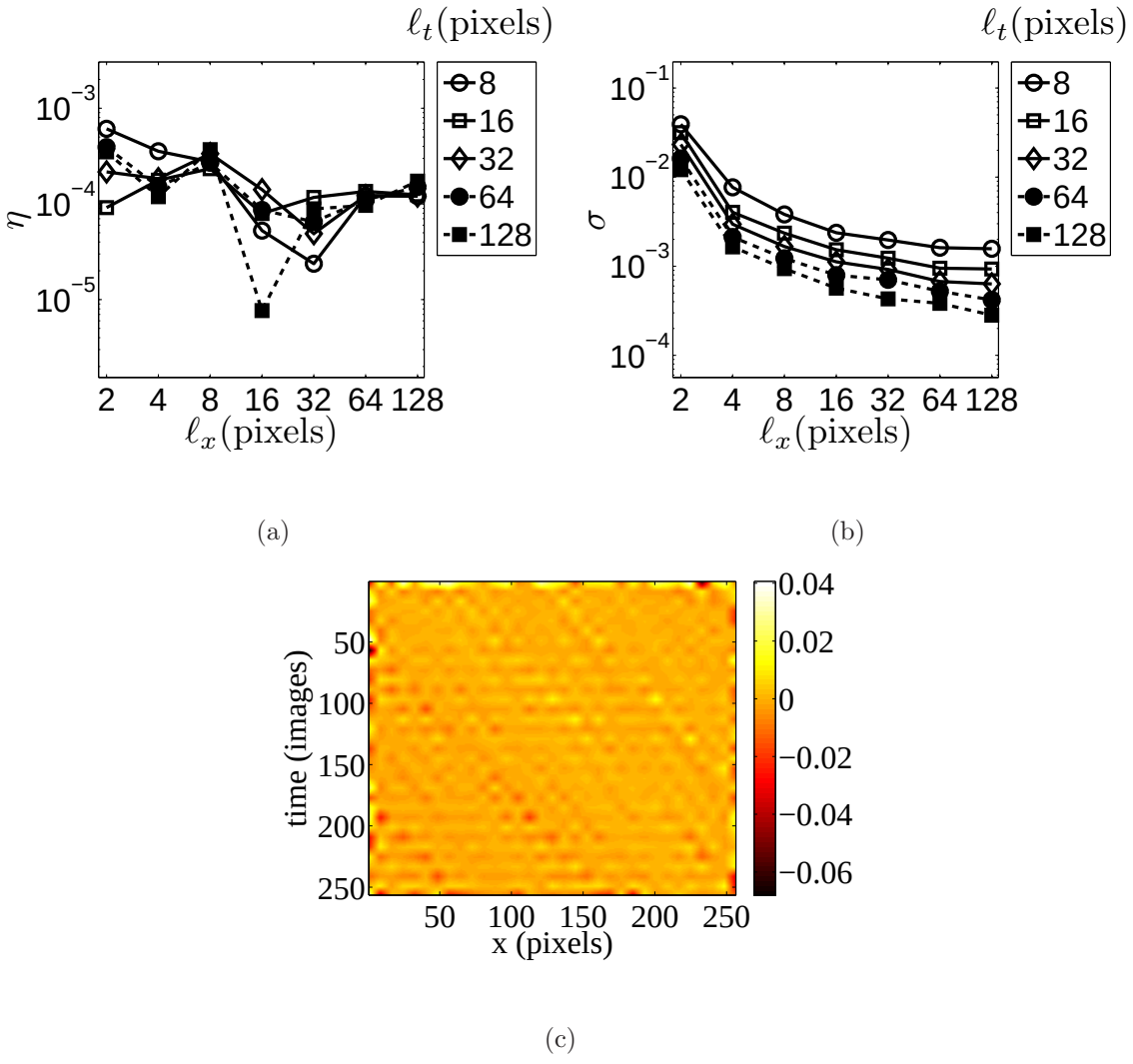


Fig. 3. Systematic error (a) and standard uncertainty (b) as functions of the element sizes for the measured velocity field. Difference between the prescribed and measured velocity fields for 8×8-pixels elements(c).

The second studied quantity is the displacement field for which the systematic error and the standard uncertainty are given in Figure 4(a) and Figure 4(b). In this case too, a decrease of the two quantities is observed when the element size increases. Differences between the prescribed and measured displacement fields are shown in Figure 4(c) for 128×128-pixel elements. The shape of the map is due to the fact that the displacement of the first line of the map is followed. The values of the displacement field are ranging from 0 and 256 pixels, whereas the velocity level is close to 0.809 pixel per image. The values of the measured displacement fields are in good agreement with the prescribed ones.

A good way of estimating the quality of the displacement field determination is to construct the corrected spatiotemporal map where the effect of the estimated velocity is removed (the one used for the Fourier filtering). The result is shown in Figure 4(d) for 8×8-pixel elements. The spatial position is corrected from the beginning to the end. The particular shape of the map is caused by the fact that there is no information outside the bounds of the image. Therefore, the repositioning cannot be performed at these locations.

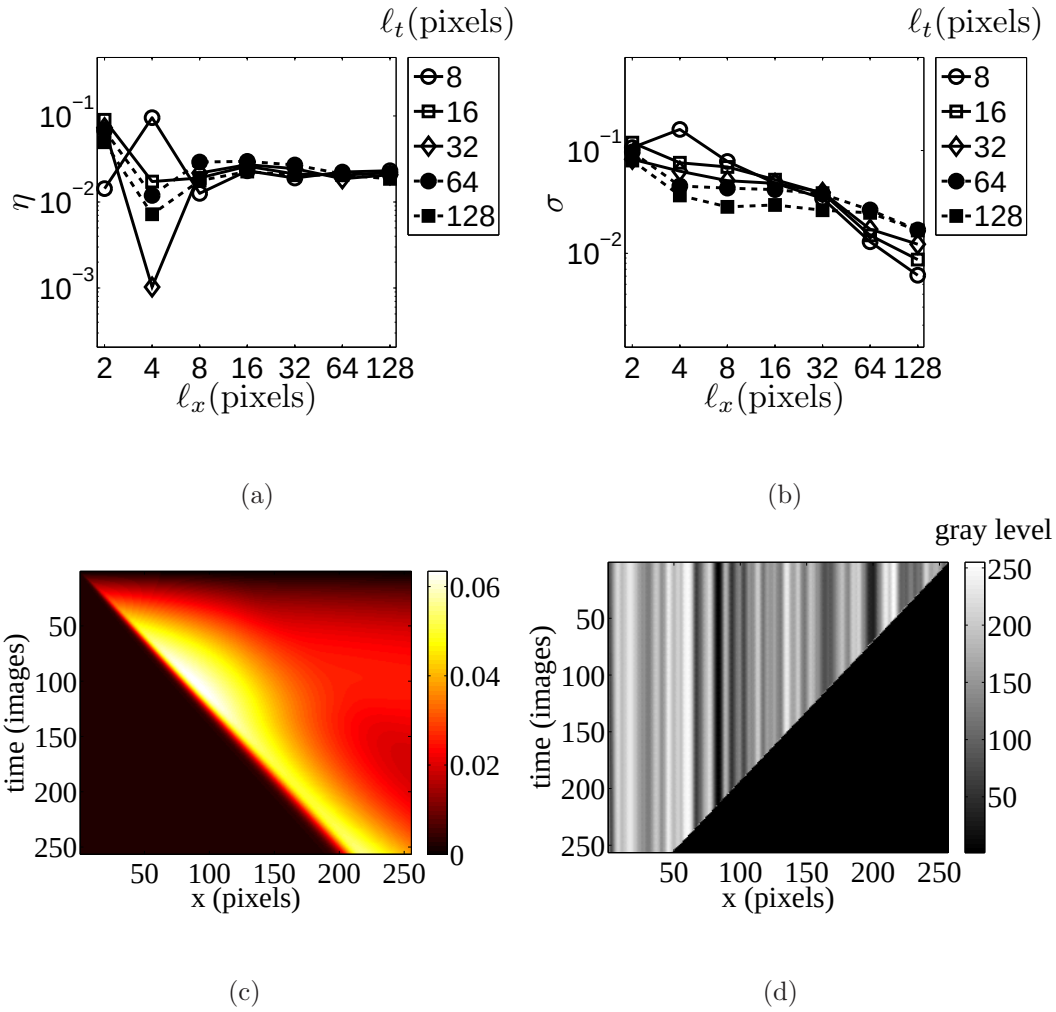
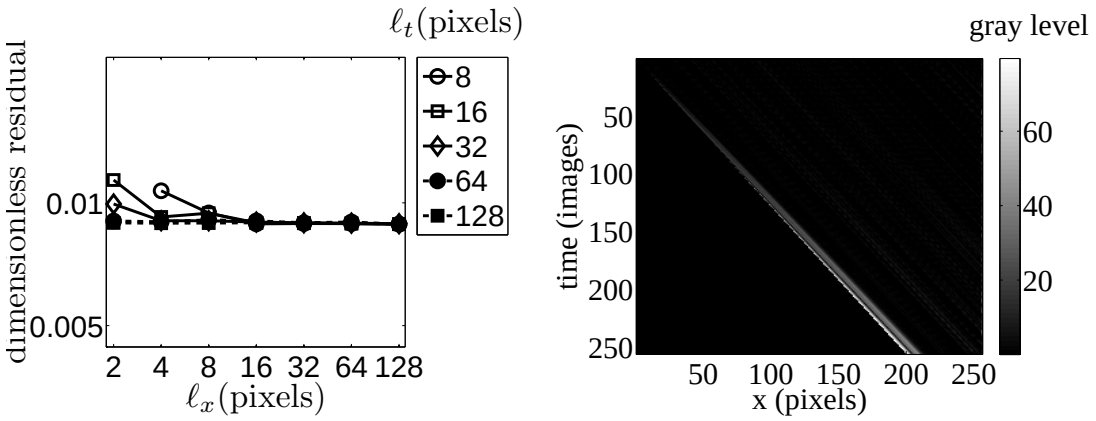


Fig. 4. Systematic error (a) and standard uncertainty (b) as functions of the element size for the measured displacement field. Difference, in pixel, between the prescribed and measured displacement fields for 128 × 128-pixel elements (c). Reconstruction of the corrected map by using the measured displacement field for 8 × 8-pixel elements (d).

For real applications, the actual velocity field is unknown. Thus the quality evaluation that can be used is the residual between the gray level in the reference image and those of the corrected images. Figure 5(a) shows the residual map for different

element sizes and Figure 5(b) shows the result for a particular element size (8×8 pixels). In that case, the residuals are virtually constant for all element sizes, and the higher values are located close to the left edge of the map, presumably because of an imperfect extrapolation procedure. It is to be noted that edges are always a weak point in DIC analysis based on a similar methodology.



(a) (b)

Fig. 5. Gray level residual as a function of the element size for a constant prescribed velocity (c). Residual between the computed (with 8×8-pixel elements) and prescribed trajectories (b).

In many situations, the end user of the measurements is more interested in strain and/or strain rate fields than in the displacement or velocity fields. The latter are interpreted in terms of mechanical behavior, whereas the former include rigid body components that are usually not useful to understand or capture the true mechanical response of a system under investigation. However, the strain or strain rate fields require spatial derivations that amplify the noise level. The systematic error and

standard uncertainty of the strain fields are shown in Figure 6(a) and Figure 6(b). In this particular case, the prescribed strain field is equal to zero.

Figure 6(c) shows the difference between the prescribed and measured strain fields for elements of size 8×8 pixels. This field is similar to the displacement field and the effect of derivation is observed.

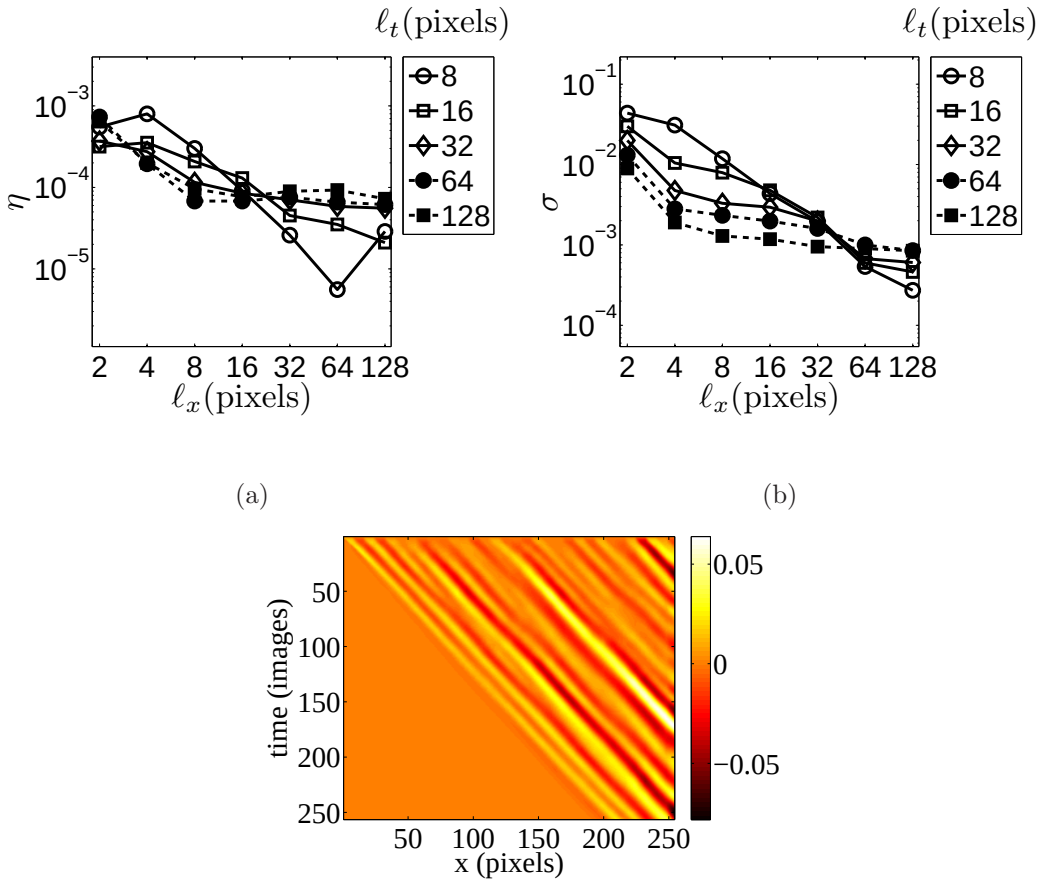


Fig. 6. Systematic error (a) and standard uncertainty (b) as functions of the element size for the strain field. Difference between the prescribed and measured strain fields for an element of size 8×8 pixels (c).

3.B. Parabolic velocity field

The expression of the velocity field in this second test case reads

$$u = \frac{at^2x^2}{256^2} \tag{13}$$

with $a = (1+\sqrt{5})/4 \approx 0.81$ pixel per image. In that case, the degree of the prescribed velocity is higher than that of the measurement basis. Thus systematic bias due to the projector error on the discretization basis is expected to penalize large element discretizations.

Figure 2(b) shows the spatiotemporal map corresponding to the chosen velocity field. First, the systematic error and the standard uncertainty for the measured velocity field are analyzed as functions of the element size in Figure 7(a) and Figure 7(b). When the discretization becomes too crude, the two quantities increase because the measurement basis is not rich enough to capture a parabolic field. For instance, for an element size equal to 128×128 pixels (Figure 7(d)), the difference between the prescribed and measured velocity fields is less satisfactory than for sizes 32×32 pixels (Figure 7(c)) even though fewer degrees of freedom are measured in the first case.

Moreover, the difference clearly shows the underlying mesh (made of four elements in the first case), and its maximum is located on the edges and in the middle of the elements. However, even for a large element size, the map is reconstructed accurately as can be seen on Figure 8(c). Although the description of the velocity is poor, the mean trend is well captured. The gray level residuals as functions of the element size

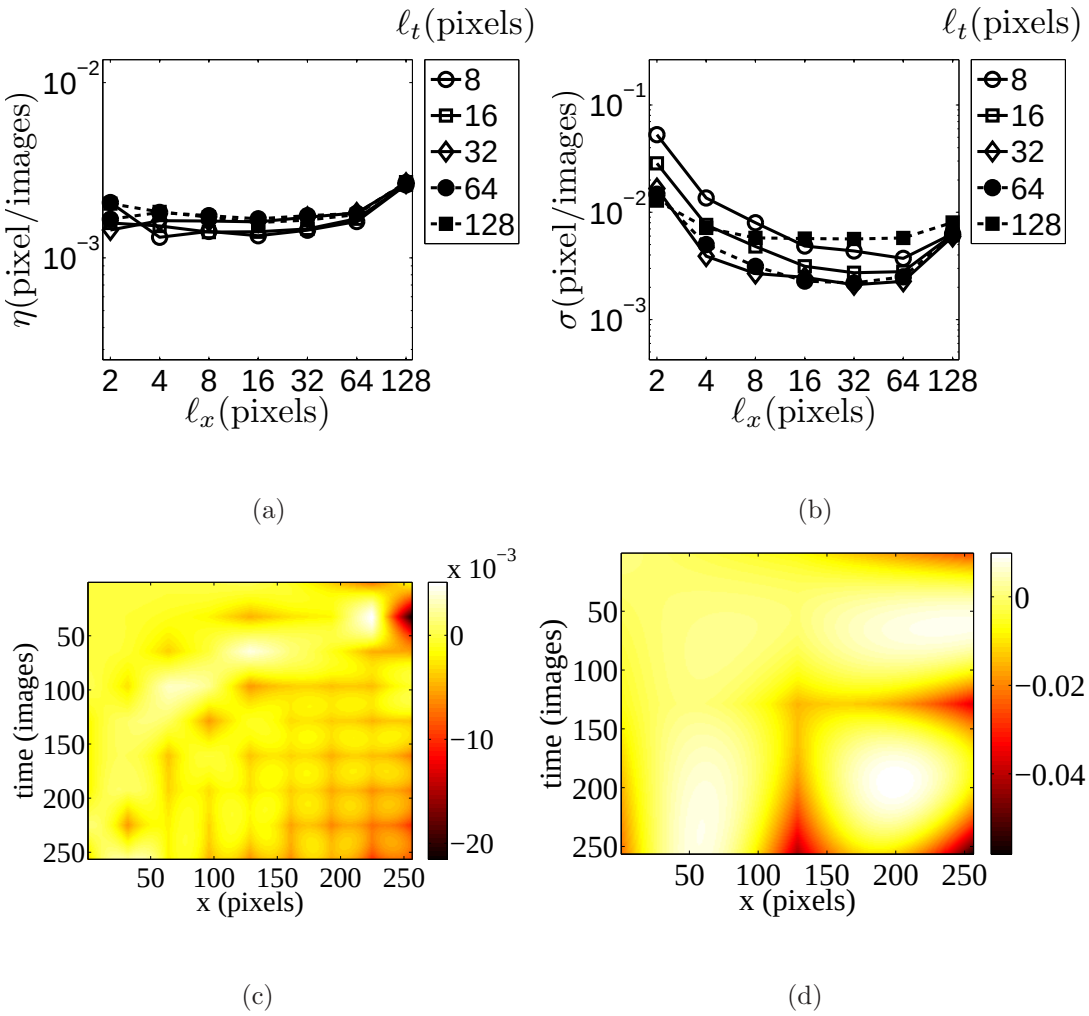
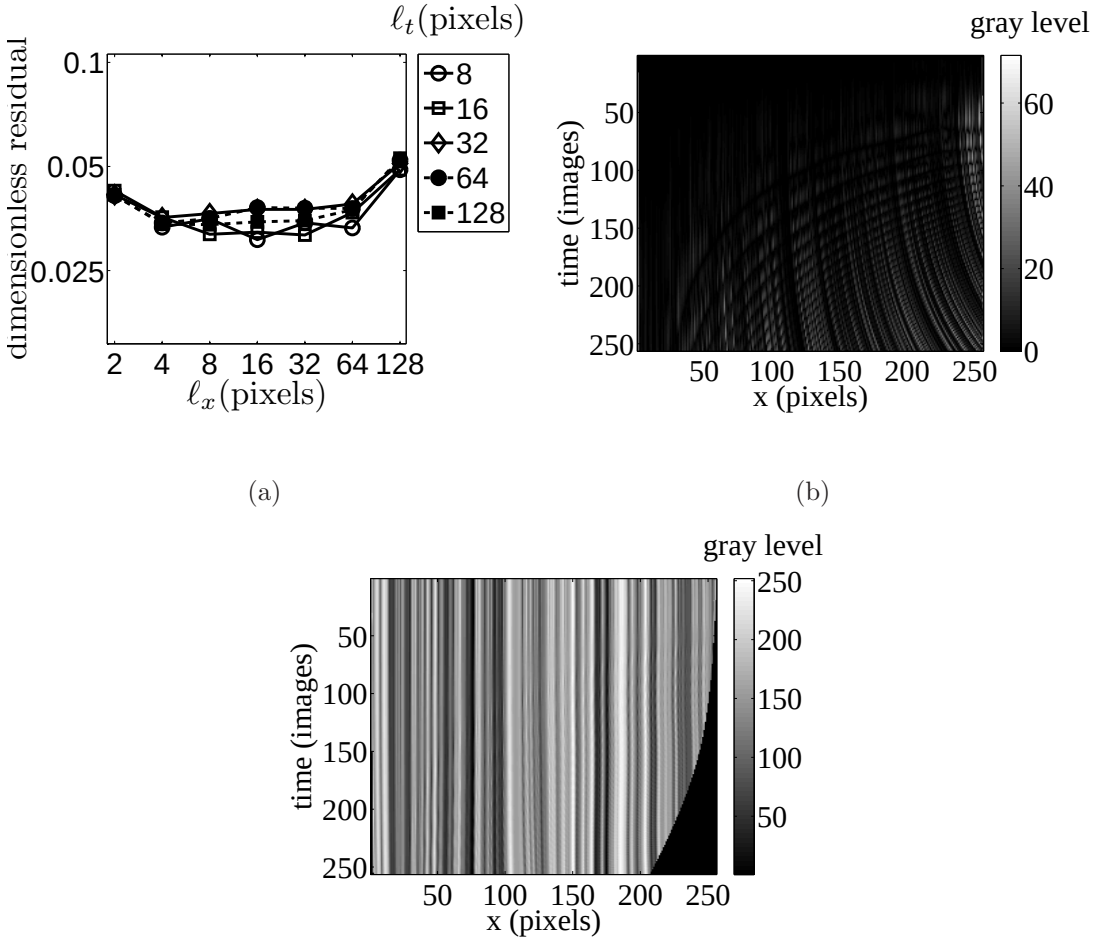


Fig. 7. Systematic error (a) and standard uncertainty (b) as functions of the element size for the measured velocity field when a parabolic velocity is prescribed. Difference between the prescribed and measured velocity fields for 32×32-pixel elements (c), and 128×128-pixel elements (d).

are shown in Figure 8(a) and the difference between the measured (with 32×32-pixel elements) and prescribed trajectories are shown in Figure 8(b). In this case too, the residuals are approximatively identical for tested element sizes. Figure 9(a) and

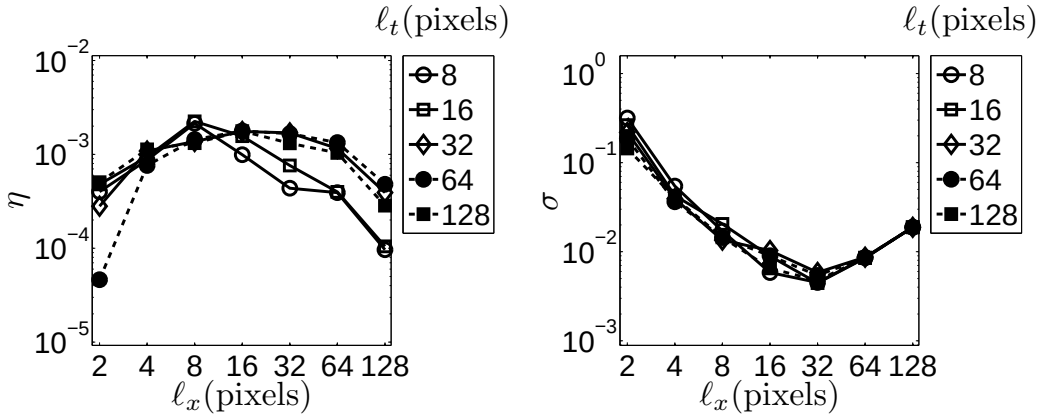
Figure 9(b) show the change of the strain error and uncertainty for different element sizes. The optimum size is observed to be 32×32 pixels in the present case. (Note however that this optimum size is dependent on the observed velocity field.)



(a) (b)

(c)

Fig. 8. Gray level residual as a function of element size for a parabolic prescribed velocity (a). Residuals between the computed (with 32×32-pixel elements) and the prescribed trajectories (b). Corrected map with the measured displacement field for a 32×32 pixel element (c).



(a) (b)

Fig. 9. Systematic error (a) and standard uncertainty (b) as functions of the element size, for the measured strain field when a parabolic velocity field is prescribed.

3.C. Discontinuous velocity

In this last synthetic example, the prescribed velocity field is discontinuous. For times 1 to 100, and 141 to 256, the velocity vanishes. In between, the velocity is constant and equal to $v = (1 + \sqrt{5})/4$ pixel per image. The spatiotemporal map is shown in Figure 2(c).

The same analysis as previously shown is carried out. However, the conclusions are not the same. The change of the systematic error and the standard uncertainty (Figure 10(a) and Figure 10(b)) for the displacement fields with the element size shows that both quantities reach a minimum for a small spatial size, typically 2×32 pixels or 4×16 pixels, along the direction transverse to the discontinuity.

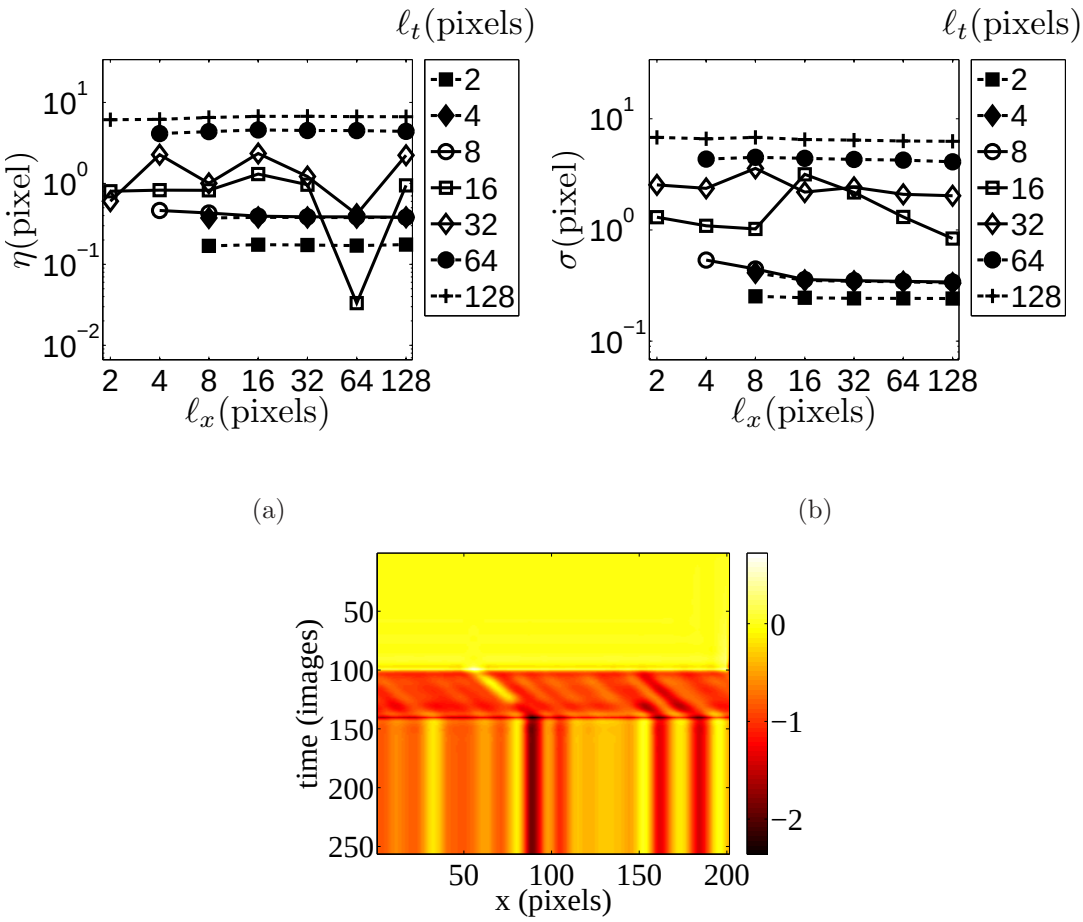
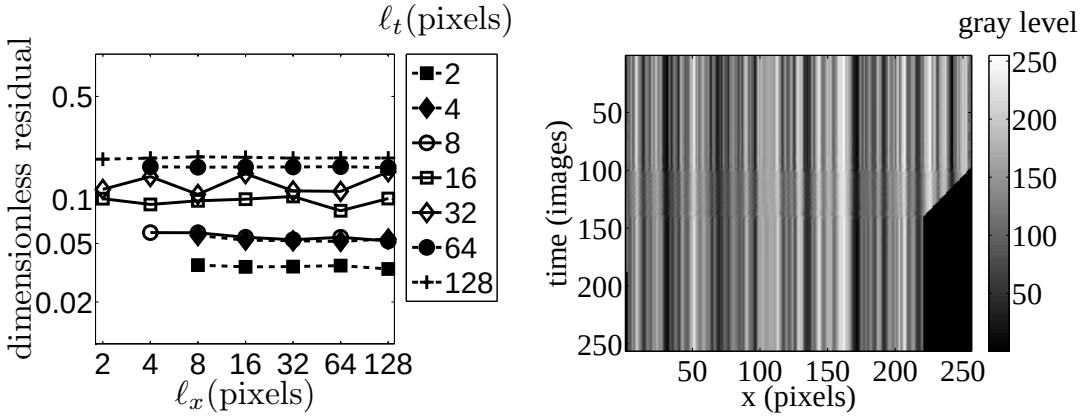


Fig. 10. Systematic error (a) and standard uncertainty (b) as functions of the element size for the displacement field when a discontinuous velocity field is prescribed. Difference between the prescribed and measured displacement fields for 8×8-pixel elements (c).

Moreover, the differences shown in Figure 10(c) for the displacement fields provide an additional information because they give exactly the position and intensity of the perturbations associated with the chosen measurement basis. From Figure 10(c) it

is concluded that the error is the most important exactly where the discontinuity is located and not near the edges.

The gray level residuals are shown in Figure 11(a). The residual decreases when the element size along the time dimension decreases too. The minimum value is reached for a size equal to 4×128 pixels. Over the discontinuity line, the difference between the prescribed and measured displacement leads to a systematic error, which is partially corrected by the second discontinuity seen in the corrected image. However, this incomplete correction induces a non-vanishing strain field, which in reality does not exist.



(a) (b)

Fig. 11. Gray level residual as a function of the element size for a discontinuous prescribed velocity (a). Corrected image for 8×8-pixel elements (b).

Unlike the other tested maps, the image is not completely corrected by using the displacement field (Figure 11(b)). Several solutions can be proposed to improve this

last result. First, a new reference map may be considered in which all the lines are straight and the deformed map is similar to Figure 11. Another solution is to use enriched shape functions as in eXtended Finite Element techniques [24]. This second solution is implemented in DIC techniques when only two pictures are analyzed [22].

4. Application to a tensile test

In this last part, a real experimental case is studied. A cylinder-shaped tantalum specimen is subjected to a tensile test in split Hopkinson pressure bars [25–28]. In the present case, the optical artefacts are not corrected [29, 30] since the out-of-plane displacements remain very small. The spatiotemporal map is shown in Figure 1, whose size is 201×351 pixels in space and time, respectively. A pixel represents a size equal to 165 μm and the frame rate is equal to 30 000 fps.

The sample is first subjected to a tensile pulse followed by a quiescent period when the loading wave has traveled out of the specimen. Wave reflection at the end of the bar, leads to a second tensile pulse episode. During the second pulse, failure occurs through a localized necking instability.

First, at a given position (Figure 1), the corresponding velocity, displacement and strain fields are given in Figures 12(a), 12(b) and 12(c), respectively, for 4×64-pixel elements. This size is chosen by using the results of Section 3.C. The present approach is also compared with a Q4-DIC code in which a spatial piece-wise bilinear (Q4 finite element) kinematics is implemented [8]. In that case, a series of 2D displacement fields

are obtained for different instances of time. For the spatiotemporal analysis, 40 maps are generated for the tantalum sample. For each of them, a computation is carried out independently. The displacement field for image correponding to the time 35 is computed by using both techniques as shown in Figure 13(a).

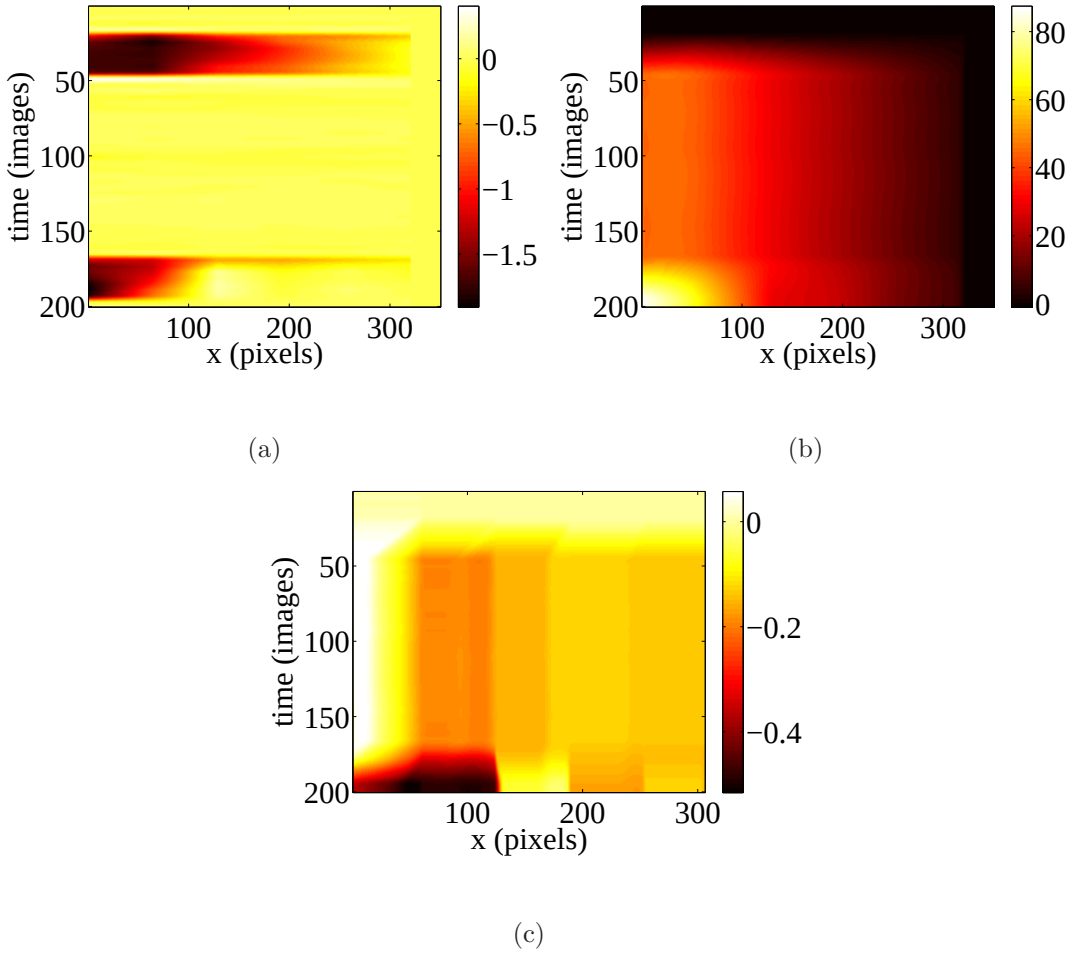


Fig. 12. Velocity (a), displacement (b) and strain fields (c) for the studied test.

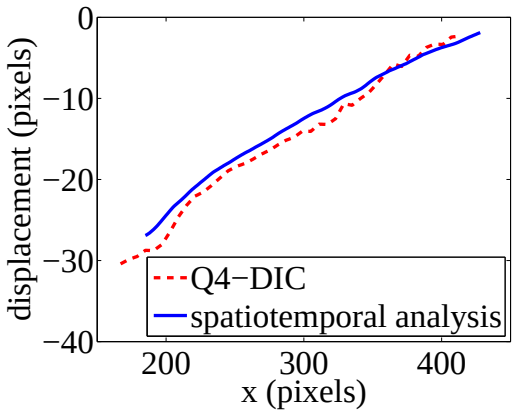
More precisely, the displacement field given by Q4-DIC is the average of the lines where it is measurable (i.e., over 18 pixels). For the spatiotemporal approach, it is

exactly the same operation, although an interpolation is not needed since the displacement field is directly computed for each line. A good agreement between the two techniques is observed.

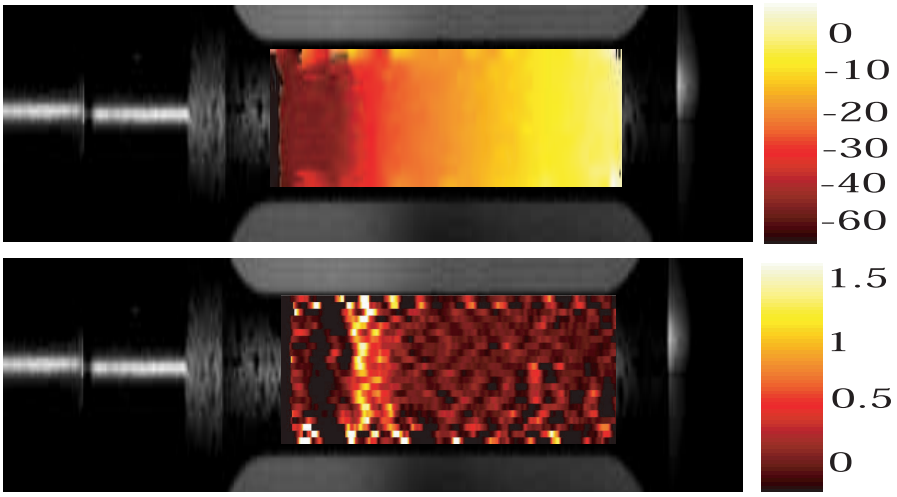
Beyond position 350 pixels, noise is observed because of the small element size chosen for the Q4-DIC approach. Another advantage of the spatiotemporal approach is its tolerance to large values of the displacement field.

When cumulated, a small velocity level may eventually induce large displacements that are difficult to estimate by using standard DIC techniques. This explains why the displacement field for the image correponding to the time 175 is measurable with the spatiotemporal approach (Figure 13(b)). For this picture, necking is very important and the strain field is more suited to see the exact position and intensity of this phenomenon. Moreover, even if the result is shown for a given time, it is possible to obtain the same field at different times and consequently to follow the growth of necking.

To compare the present results with previous studies, gray level residuals are shown in Figure 14(a), for different element sizes, and the difference between the computed and measured trajectories is given in Figure 14(b). The levels of the residuals are higher than those for the discontinuous velocity field. This is partly due to the acquisition noise of the images, and presumably also to the second discontinuity along the space dimension. However, even though higher than in artificial cases, the overall level is sufficiently low to allow us to deem the present results trustworthy.

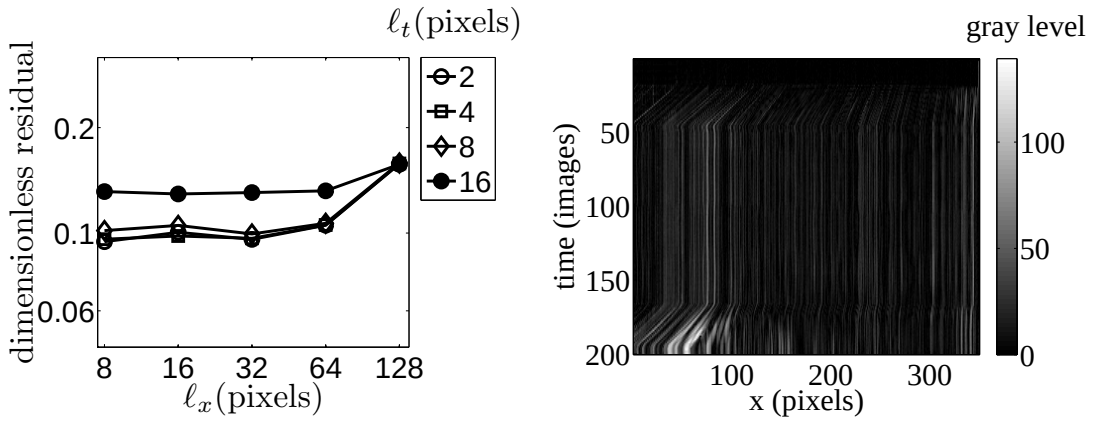


(a)



(b)

Fig. 13. Comparison between the displacement field given by the spatiotemporal approach and a Q4-DIC technique (a), the element size is equal to 6×6 pixels for Q4-DIC and 4×12 pixels for the spatiotemporal approach. Displacement (in pixels) and strain fields computed by the proposed approach for image number 175 (just before failure) (b).



(a) (b)

Fig. 14. Mean gray level residual as function of element size for the real application (a). Difference between the measured (with 4×20-pixel elements), and the computed trajectories (b).

5. Conclusion

A novel approach was developed to determine velocity fields based on the *global* registration of a *series* of digital images. The velocity field is decomposed onto a basis of continuous functions using Q4P1-shape spatiotemporal functions. Displacement, strain and strain rate fields are subsequently estimated.

The performance of the algorithm is tested on several test maps in order to evaluate the reliability of the estimation, which is shown to allow for either an excellent accuracy for continuous velocity fields, or reasonable estimates for discontinuous velocities. In the latter case, it is shown that the space/time discretization has to be adapted to

properly capture the specific features of the velocity field. Last, this method is used to analyze a tantalum specimen subjected to a tensile test in Hopkinson bars where the performance of the technique is compared with a finite element based DIC approach. A good agreement between both techniques is observed.

The space-time approach is particularly suited to experiments in which small resolution pictures obtained by, say, camcorders or high speed cameras, yield a large amount of images. This is for instance the case of split Hopkinson pressure bar experiments. The time regularization proposed herein enables for the use of fine spatial discretizations with reasonable uncertainty levels.

The generalization to 2D spatial discretizations, or 3D discretizations coupled with 1D time discretizations is currently investigated. The output will then be 3D and 4D velocity fields that can be used, for instance, to identify or validate the parameters of constitutive equations.

Acknowledgements

The authors wish to thank Nicolas Granier of CEA Valduc for providing the pictures of the experiment analyzed herein.

References

1. S. Avril, M. Bonnet, A.-S. Bretelle, M. Grédiac, F. Hild, P. Ienny, F. Latourte, D. Lemosse, S. Pagano, E. Pagnacco and F. Pierron, "Overview of identification

methods of mechanical parameters based on full-field measurements," Exp. Mech. **48**, [4], 381-402 (2008).

2. P. K. Rastogi, edt.,*Photomechanics*, (Springer, Berlin (Germany), 2000), **77**.
3. I. Chasiotis (edt.), "Special issue on nanoscale measurements in Mechanics," Exp. Mech. **47**, [1], (2007).
4. P. T. Tokumaru and P. E. Dimotakis, "Image Correlation Velocimetry," Exps. in Fluids **19**, 1-15 (1995).
5. L. Chambon, F. Congourdeau, C. Galerne, S. Guinard and P. Thévenet, "Application des méthodes optiques pour le suivi global du comportement des structures aéronautiques," in *Proceedings Photomécanique 2005,* Y. Berthaud, P. Gaborit, M. Grédiac, J.-J. Orteu, L. Robert and T. Sentenac, eds., (GAMAC, 2005), pp. 313-320.
6. M. Küntz, M. Jolin, J. Bastien, F. Perez and F. Hild, "Digital image correlation analysis of crack behavior in a reinforced concrete beam during a load test," Canad. J. Civil Eng. **33**, 1418-1425 (2006).
7. S. Bergonnier, F. Hild and S. Roux, "Digital image correlation used for mechanical tests on crimped glass wool samples," J. Strain Analysis **40**, 185-197 (2005).
8. G. Besnard, F. Hild and S. Roux, "Finite-element displacement fields analysis from digital images: Application to Portevin-Le Châtelier bands," Exp. Mech. **46**, 789-803 (2006).

9. P. J. Burt, C. Yen and X. Xu, Local correlation measures for motion analysis: a comparative study, *Proceedings IEEE Conf. on Pattern Recognition and Image Processing*, (1982), 269-274.

10. M. A. Sutton, W. J. Wolters, W. H. Peters, W. F. Ranson and S. R. McNeill, Determination of Displacements Using an Improved Digital Correlation Method, *Im. Vis. Comp.* **1** [3] (1983) 133-139.

11. M. A. Sutton, S. R. McNeill, J. D. Helm and Y. J. Chao, "Advances in Two-Dimensional and Three-Dimensional Computer Vision," in *Photomechanics*, P. K. Rastogi, edt., (Springer, Berlin (Germany), 2000), 323-372.

12. F. Hild, B. Raka, M. Baudequin, S. Roux and F. Cantelaube, "Multi-Scale Displacement Field Measurements of Compressed Mineral Wool Samples by Digital Image Correlation," Appl. Optics. **IP 41**, [32], 6815-6828 (2002).

13. C. Py, E. de Langre, B. Moulia and P. Hémon, "Measurement of wind-induced motion of crop canopies from digital video images," Agric. Forest Meteorol. **130**, 223-236 (2005).

14. L. B. Fore, A. T. Tung, J. R. Buchanan and J. W. Welch, "Nonlinear temporal filtering of time-resolved digital particle image velocimetry data," Exp. Fluids. **39**, 22-31 (2005).

15. S. Bergonnier, F. Hild and S. Roux, "Analyse d'une cinématique stationnaire hétérogène," Revue Comp. Mat. Av. **13**, [3], 293-302 (2003).

16. E. P. Simoncelli, "Bayesian Multi-Scale Differential Optical Flow," in *Handbook of Computer Vision and Applications*, B. Jähne, H. Haussecker and P. Geissler, eds., (Academic Press, 1999), pp. 297-422.

17. B. Wagne, S. Roux and F. Hild, "Spectral Approach to Displacement Evaluation From Image Analysis," Eur. Phys. J. AP. **17**, 247-252 (2002).

18. S. Roux, F. Hild, P. Viot and D. Bernard, "Three dimensional image correlation from X-Ray computed tomography of solid foam," Comp. Part A. **39**, [8], 1253-1265 (2008).

19. C. Fennema and W. Thompson, "Velocity determination in scenes containing several moving objects," Comput. Graph. Im. Proc. **9**, 301-315 (1979).

20. B. K. P. Horn and B. G. Schunck, "Determining optical flow," Artificial Intelligence. **17**, 185-203 (1981).

21. J. Réthoré, S. Roux and F. Hild, "From pictures to extended finite elements: Extended digital image correlation (X-DIC)," C. R. Mecanique. **335**, 131-137 (2007).

22. Réthoré, F. Hild and S. Roux, "Shear-band capturing using a multiscale extended digital image correlation technique," Comp. Meth. Appl. Mech. Eng. **196**, [49-52], 5016-5030 (2007).

23. M. A. Sutton, S. R. McNeill, J. Jang and M. Babai, "Effects of subpixel image restoration on digital correlation error estimates," Opt. Eng. **27**, [10], 870-877

(1988).

24. N. Moës, J. Dolbow and T. Belytschko, "A finite element method for crack growth without remeshing," Int. J. Num. Meth. Eng. **46**, [1], 133-150 (1999).

25. D. Hopkinson, "A Method of Measuring the Pressure Produced in the Detonation of High Explosives or by the Impact of Bullets," Phil. Trans. Roy. Soc. **A 213** 437 (1914).

26. H. Kolsky, *Stress Waves in Solids*, (Dover Publications, New York (USA), 1963).

27. J. Harding, E. O. Wood and J. D. Campbell, "Tensile testing of materials at impact rates of strain," J. Mech. Eng. Sci. **2**, 88-96 (1960).

28. J. E. Field, S. M. Walley, W. G. Proud, H. T. Goldrein and C. R. Siviour, "Review of experimental techniques for high rate deformation and shock studies," Int. J. Impact Eng. **30**, 725-775 (2004).

29. R. Y. Tsai, "A versatile camera calibration technique for high-accuracy 3D machine vision metrology usingoff tht shelf TV cameras and lenses," IEEE J. Robot. Autom. **3**, [4], 323-344 (1987).

30. D. Garcia, J.-J. Orteu and L. Penazzi, "A combined temporal tracking and stereo-correlation technique for accurate measurement of 3D displacements: Application to sheet metal forming," J. Mat. Proc. Tech. **125-126**, 736-742 (2002).

Résumé : Depuis un certain nombre d'années, les méthodes optiques s'imposent dans le domaine de la mesure. Plus particulièrement, la technique de stéréo-corrélation d'images est souvent utilisée en raison de sa facilité de mise en œuvre, de son caractère non intrusif et de sa bonne résolution spatiale couplée à un suivi temporel. Dans cette thèse, nous mettons en application la technique de stéréo-corrélation pour différentes vitesses de sollicitation allant du quasi statique à la dynamique ultra-rapide, cette dernière étant appliquée dans le cadre d'expérience de détonique. Cette large gamme d'expérimentations nous impose de développer des outils spécifiques afin d'obtenir des résultats quantifiés. Ainsi, nous avons mis au point des méthodes de correction des distorsions optiques et de l'étalonnage. Nous avons également développé une nouvelle technique d'association capable de traiter des images de faible dimension. Afin d'améliorer l'association, des méthodes de correction des grands déplacements, basées sur l'image elle-même ou un calcul hydrodynamique prédictif, ont été élaborées. Afin de valider l'ensemble de notre approche, nous la mettons en application lors de divers essais : compression quasi statique sur un matériau composite, traction lente sur une plaque en tantale, traction rapide sur des échantillons en aluminium. Enfin, nous nous intéressons à nos applications principales de dynamique ultra-rapide : l'expansion et le relèvement de cylindre. Pour ce dernier point, un soin particulier est apporté à l'élaboration d'un cas de synthèse représentatif de nos expériences. Ceci, dans le but de caractériser les performances de notre approche dans des conditions expérimentales sévères. Dans tous les cas, nous donnons les incertitudes de reconstruction afin de quantifier au mieux la rugosité de la surface et, par conséquent, le phénomène de striction.

Mots clés : stéréocorrélation, métrologie, striction, dynamique ultra-rapide, correction des grands déplacements.

Abstract : The use of optical methods is growing in the field of solid mechanics. In particular, the stereocorrelation technique is appealing because its use is reasonably easy, it is a non intrusive method, and its spatial and temporal resolutions are usually very good. In this work, the stereocorrelation technique is utilized for different types of loading rates concerning quasi static experiments up to ultra high speed tests. This important field of application requires the development of several specific tools to obtain quantitative results (e.g., shape, displacement and strain fields). Special methods for the calibration and optical distortions corrections are implemented. A new registration method is also introduced to deal with low spatial / high temporal resolutions. To perform the spatial matching, a correction method associated with large displacement levels, based on a numerical simulation, was developed. To characterize the method, several tests are analyzed, namely, quasi static compression on a composite material, quasi static tensile test on a tantalum plate, dynamic tensile tests on aluminum alloy samples. The main high speed experiments studied herein are cylinder expansions. For this type test, a representative synthetic case is first considered to characterize the a priori performance of the technique under very difficult experimental conditions. The technique is subsequently applied to the analysis of field data. For all the applications, the reconstruction uncertainty is quantified so that the roughness of the reconstructed surface can be estimated and, thus, the necking phenomena.

Keywords : stereocorrelation, metrology, necking, high-speed dynamic, displacement field correction.