



**HAL**  
open science

# Étude couplée des champs cinématiques et thermiques à l'échelle de la microstructure des matériaux métalliques

Laurence Bodelot

► **To cite this version:**

Laurence Bodelot. Étude couplée des champs cinématiques et thermiques à l'échelle de la microstructure des matériaux métalliques. Mécanique [physics.med-ph]. Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, 2008. Français. NNT: . tel-00347987

**HAL Id: tel-00347987**

**<https://theses.hal.science/tel-00347987>**

Submitted on 17 Dec 2008

**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.

N° d'ordre : 4285

Université des Sciences et Technologies de Lille I

École Doctorale Sciences pour l'Ingénieur

## **THÈSE DE DOCTORAT**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR**

Spécialité : Mécanique

présentée par

**Laurence BODELOT**

### **Étude couplée des champs cinématiques et thermiques à l'échelle de la microstructure des matériaux métalliques**

Soutenue le 24 novembre 2008 devant le jury composé de :

Philippe BOMPARD

Éric CHARKALUK

André CHRYSOCHOOS

Philippe DUFRENOY

François HILD

Laurent SABATIER

Maxime SAUZAY

Professeur, LMSSMat, École Centrale de Paris

Chargé de recherche CNRS, LML, Univ. Lille I

Professeur, LMGC, Univ. Montpellier II

Professeur, LML, Univ. Lille I

Directeur de recherche CNRS, LMT, ENS Cachan

Ingénieur de recherche CNRS, LML, Univ. Lille I

Ingénieur, CEA, Saclay

Rapporteur

Co-directeur

Rapporteur

Directeur

Président

Co-directeur

Examineur



## **Remerciements**

Cette thèse a été réalisée au sein du Laboratoire de Mécanique de Lille, UMR CNRS 8107. Elle a été financée par le CNRS et la Région-Nord Pas de Calais et les équipements par l'État, la Région-Nord Pas de Calais et le FEDER.

Je tiens d'abord à exprimer ma gratitude à Philippe Bompard et André Chrysochoos pour avoir accepté de rapporter ces travaux ainsi qu'aux membres du jury, François Hild et Maxime Sauzay, pour l'intérêt qu'ils ont porté à cette étude.

Merci ensuite à mes encadrants Philippe Dufrénoy et Éric Charkaluk de m'avoir accompagnée et guidée avec bonne humeur dans ce travail. Un grand merci à Laurent Sabatier avec lequel j'ai beaucoup appris concernant les techniques expérimentales.

J'adresse par ailleurs ces remerciements à toutes les personnes qui ont participé et collaboré à ces travaux, aux membres de la fonderie de l'École Centrale de Lille : David Balloy, Jean-Yves Dauphin et Jean-Charles Tissier ; à l'atelier de fabrication de Polytech'Lille : Yohann Dhondt et Thomas Diene ; à Thierry Flamen de l'atelier d'électronique de Polytech'Lille ; à Mr Leleu de l'ENSAM Lille pour ses découpes par électroérosion ; à la société Northumbria Optical Coatings Limited pour le miroir dichroïque. Je souhaite à nouveau remercier François Hild de nous avoir autorisés à utiliser le logiciel Correli développé au LMT de Cachan et pour ses conseils prodigués à Aussois. Un grand merci également à Hervé Pron de l'Université de Reims pour les discussions fructueuses au sujet des caméras de thermographie que nous avons pu avoir au sein du GDR CNRS 2519 et qui se sont poursuivies par mail.

Je tiens aussi à remercier particulièrement et à rendre hommage à Jean-Luc Muñoz qui m'a épaulée sur la voie de l'enseignement et a toujours répondu présent pour "discuter Ansys".

De façon plus large, un grand merci aux membres du laboratoire qui, à travers les discussions autour d'un café ou ailleurs, ont également fait de cette expérience scientifique une expérience humaine ; merci en particulier à Jean-François et Florent Brunel, Ludovic Cauvin, Djimedo-Valentin Kondo, Vincent Magnier, Mathieu Marquillie, Paul Wicker et Jonathan Wong. Pour finir un merci immense à mes parents, à ma famille, à mes amis et surtout à Nico pour son soutien inestimable.



## **Sommaire**

**Introduction**..... 9

### **Chapitre 1**

**Étude du comportement thermomécanique des matériaux métalliques** ..... 13

#### **Partie 1**

**État de l'art : des premiers bilans d'énergie aux mesures de champs actuelles**..... 13

1.1 Les premiers bilans d'énergie ..... 14

- 1.1.1 Énergies mises en jeu lors d'une sollicitation ..... 14
- 1.1.2 Bilans d'énergie "historiques" ..... 15
- 1.1.3 Bilans d'énergie globaux actuels ..... 17

1.2 D'une approche globale vers une approche plus locale ..... 22

- 1.2.1 Observation thermique des phénomènes de localisation ..... 22
- 1.2.2 Estimation des sources de chaleur en 1D puis en 2D ..... 24

1.3 Vers un champ de bilans d'énergie ..... 28

- 1.3.1 Observations cinématiques ..... 28
- 1.3.2 Réalisation de bilans d'énergie locaux ..... 32

1.4 Bilan ..... 33

#### **Partie 2**

**Vers un bilan d'énergie à l'échelle microstructurale : cahier des charges**..... 35

1.5 Origine microstructurale de l'endommagement ..... 35

- 1.5.1 Le métal, un polycristal ..... 35
- 1.5.2 La déformation du métal ..... 37
- 1.5.3 Mise en évidence des phénomènes microstructuraux ..... 39

1.6 Mesure thermique à l'échelle microstructurale ..... 45

- 1.6.1 Choix de la technique de mesure de température ..... 45
- 1.6.2 Accès à l'échelle microstructurale ..... 46

1.7 Mesure cinématique à l'échelle microstructurale .....	47
1.7.1 Choix de la technique de mesure cinématique .....	47
1.7.2 Accès à l'échelle microstructurale .....	47
1.8 Couplage des mesures de champs cinématiques et thermiques .....	48
1.8.1 Observation simultanée .....	48
1.8.2 Mesure simultanée .....	50
1.9 Conclusion.....	51

## **Chapitre 2**

<b>Mise en œuvre expérimentale.....</b>	<b>53</b>
2.1 Corrélation d'images à l'échelle microstructurale .....	53
2.1.1 Acquisition des images .....	53
2.1.2 Corrélation d'images .....	55
2.1.3 Résolution spatiale de mesure et précision des mesures cinématiques .....	57
2.1.4 Bilan .....	65
2.2 Thermographie quantitative à l'échelle microstructurale .....	66
2.2.1 Travail préliminaire .....	66
2.2.2 Étalonnage de la caméra en conditions standard .....	67
2.2.3 Étalonnage pixel par pixel .....	72
2.2.4 Précautions d'emploi en thermographie infrarouge à une échelle micrométrique .....	76
2.2.5 Résolution spatiale de mesure et précision des mesures thermiques.....	79
2.2.6 Point sur les nouvelles technologies .....	84
2.2.7 Bilan .....	85
2.3 Matériau d'étude .....	85
2.3.1 Choix du matériau .....	85
2.3.2 Grossissement des grains.....	87
2.3.3 Éprouvettes .....	89
2.4 Couplage des mesures de champs .....	89
2.4.1 Montage expérimental .....	89
2.4.2 Nécessité d'un revêtement spécifique .....	91
2.4.3 Synchronisation temporelle des images et repérage spatial .....	97
2.5 Conclusion.....	99

## **Chapitre 3**

<b>Résultats expérimentaux</b> .....	101
3.1 Dispositif d'essais .....	101
3.2 Traitement des données .....	102
3.2.1 Données brutes .....	102
3.2.2 Traitement des images thermiques brutes : élimination du signal parasite .....	103
3.2.3 Expression des champs thermiques dans la configuration de référence.....	106
3.2.4 Traitement des images infrarouges exprimées dans la configuration de référence..	109
3.2.5 Bilan .....	111

### **Partie 1**

<b>Essais de traction monotone</b> .....	113
3.3 Résultats .....	113
3.3.1 Données mécaniques .....	113
3.3.2 Données moyennes de déformation et de température .....	114
3.3.3 Champs de déformation et de température .....	115
3.3.4 Micrographies après sollicitation.....	126
3.4 Analyse des résultats .....	128
3.4.1 Étude statistique des données de déformation dans la direction de sollicitation.....	128
3.4.2 Lien avec la microstructure .....	130
3.4.3 Analyse temporelle .....	133
3.5 Synthèse de la partie 1 .....	137

### **Partie 2**

<b>Essais cycliques de traction-traction</b> .....	139
3.6 Résultats .....	139
3.6.1 Données mécaniques .....	139
3.6.2 Données moyennes de déformation et de température .....	140
3.6.3 Champs de déformation et de température pour l'essai à $5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .....	142
3.6.4 Micrographie après sollicitation .....	147
3.7 Analyse des résultats .....	148
3.7.1 Étude statistique des données de déformation dans la direction de sollicitation.....	148
3.7.2 Lien avec la microstructure .....	150
3.7.3 Analyse temporelle .....	151
3.7.4 Simulations numériques .....	153



3.8 Synthèse de la partie 2.....	155
3.9 Vers la réalisation des champs de bilans d'énergie à l'échelle de la microstructure .....	156
3.9.1 Conditions d'applicabilité de la technique de couplage.....	156
3.9.2 Évaluation des sources à partir des champs thermiques.....	157
3.9.3 Cas des champs cinématiques.....	158

<b>Conclusion et perspectives</b> .....	159
---	-----

## **Annexe A**

<b>Écriture de l'équation couplée de la chaleur d'après les lois de la thermodynamique</b> .....	161
--	-----

## **Annexe B**

<b>Utilisation de la température pour la détermination rapide de la limite de fatigue</b> .....	177
---	-----

## **Annexe C**

<b>Simulations numériques : modélisation du comportement thermoélastoplastique sous sollicitation cyclique</b> .....	189
--	-----

<b>Références bibliographiques</b> .....	209
--	-----

## **Introduction**

Le dimensionnement mécanique des structures repose de plus en plus sur des outils de simulation numérique. Ceux-ci nécessitent l'introduction de modèles de comportement et d'endommagement des matériaux afin de parvenir à des calculs prédictifs. Souvent en lien avec les industries mécaniques, de nombreux efforts ont été réalisés dans cette voie depuis des décennies, que ce soit, par exemple, pour le dimensionnement à la rupture quasi statique ou dynamique, ou encore, pour le calcul en fatigue. Ainsi, la littérature est riche de modèles de comportement ou d'endommagement, tentant de répondre à cette problématique. Ils sont généralement établis, et leurs paramètres identifiés, à partir d'essais de caractérisation monotones ou cycliques, quasi statiques ou dynamiques, en fonction de la sollicitation à laquelle est soumise la structure.

Afin de décrire le comportement des matériaux métalliques, différents types de modèles ont ainsi été développés : phénoménologiques macroscopiques [Lemaitre et Chaboche 1988], issus d'une démarche micromécanique [Bornert *et al.* 2001] ou encore polycristallins [Asaro 1983]. Cependant, quelle que soit l'approche adoptée, le passage de l'essai mécanique au modèle de comportement reste délicat, en particulier lorsque ce dernier n'est plus stable, homogène et linéaire, et qu'il faut décrire l'écroutissement, l'endommagement ou encore les phénomènes d'instabilités pouvant précéder la rupture de l'éprouvette ou de la structure. Aussi, pour établir une loi de comportement couplée ou non avec l'endommagement, de nombreux essais sont nécessaires afin de caractériser et séparer les différents mécanismes [Calloch 1997]. Les modèles et paramètres retenus sont alors souvent ceux qui minimisent une fonction coût représentant l'écart entre les contraintes simulées et expérimentales ; ils sont qualifiés de "mécaniquement admissibles" [Constantinescu et Dang Van 2004]. Sachant, en outre, que la déformation plastique ou encore l'endommagement sont des phénomènes dissipatifs, nombre de modèles sont écrits dans un cadre thermodynamique [Germain 1973, Lemaitre et Chaboche 1988]. Ils sont alors également "thermodynamiquement admissibles", dans le sens où ils respectent les premier et second principes de la thermodynamique. Toutefois, il a été montré que la plupart de ces modèles ne sont toujours pas en accord avec les observations énergétiques expérimentales [Chrysochoos *et al.* 1989, Vincent 2008].

Dans le domaine du dimensionnement à la rupture ou à la fatigue, de nombreux critères ont été proposés [Socie et Marquis 2000, Leblond 2003], basés généralement sur une analyse de l'évolution au cours du temps des tenseurs des contraintes ou des déformations. Cependant, il apparaît que les phénomènes d'instabilités, de rupture ou de fatigue peuvent être associés à des notions d'énergie critique qui rendent nécessaires la réalisation de bilans d'énergie [Wong et Kirby 1990, Louche 1999, Rousselier 2001]. Or, au sein des grandeurs intervenant dans un bilan d'énergie, une est particulièrement liée aux manifestations microstructurales de l'écroutissement et de l'endommagement : il s'agit de l'énergie bloquée [Taylor et Quinney 1933].

Aussi, un modèle décrivant correctement ces mécanismes doit également décrire correctement l'énergie bloquée et son évolution, d'où l'importance de s'intéresser à cette grandeur. Mais l'énergie bloquée n'est pas directement accessible expérimentalement ; d'un point de vue thermodynamique, c'est une variable interne. Pour y accéder, il faut donc se tourner vers des grandeurs mesurables, appelées variables observables, telles que la température ; le lien entre ces deux types de variables se fait à travers l'écriture d'une énergie libre et d'un potentiel de dissipation thermodynamiques. L'équation couplée de la chaleur permet alors d'exprimer le fait que l'énergie fournie au matériau est en grande partie dissipée et que le reste est bloqué, participant aux modifications microstructurales. C'est donc dans le but d'approcher les variables internes décrivant les phénomènes microstructuraux que des bilans d'énergie sont réalisés. La détermination de l'énergie fournie et de l'énergie dissipée, établie par l'intermédiaire des données mécaniques et thermiques, permet un accès à l'énergie bloquée, ouvrant, dès lors, la perspective d'une description des phénomènes d'écroûissage et d'endommagement énergétiquement fondée.

Si l'établissement d'un bilan d'énergie permet d'avoir accès à une description de l'écroûissage ou de l'endommagement, les manifestations de ceux-ci sont microstructurales. Sachant que, jusqu'à présent, l'échelle la plus fine atteinte pour effectuer un bilan d'énergie reste relativement macroscopique [Berthel 2007], l'enjeu est de parvenir à le réaliser à l'échelle des grains. Au sein du Laboratoire de Mécanique de Lille, des études à l'échelle microstructurale sont réalisées depuis quelques années. Les mécanismes microstructuraux d'un acier inoxydable austéno-ferritique ont ainsi été étudiés expérimentalement [El Bartali 2007] pour être confrontés ensuite à une description du comportement élastoplastique au sein d'un modèle polycristallin [Evrard 2008]. D'autre part, suivant en cela des études antérieures [Halford 1966], l'énergie dissipée a été exploitée en fatigue pour décrire l'endommagement [Charkaluk et Constantinescu 2004]. Ce travail s'inscrit donc dans la continuité des études menées jusqu'à présent, réunissant les aspects microstructuraux et énergétiques, en vue de mieux décrire les mécanismes de déformation, et, à terme, d'être en mesure de proposer des modèles de comportement et d'endommagement physiquement et énergétiquement fondés.

L'objectif de la thèse est donc de développer les moyens expérimentaux nécessaires à la réalisation de telles analyses énergétiques à l'échelle microstructurale. En particulier, il s'agit *d'accéder simultanément aux informations cinématiques et thermiques à l'échelle la plus fine possible à l'heure actuelle, celle des grains d'un polycristal*. Le défi de cette étude est d'accéder à ces informations clés, indispensables à la démarche de caractérisation et de modélisation plus générale envisagée à moyen et long terme.

Le présent mémoire est divisé en trois chapitres. Dans le premier, l'évolution des bilans d'énergie est présentée, depuis l'approche phénoménologique des énergies mises en jeu jusqu'aux descriptions, de plus en plus fines, des différentes énergies. Par ailleurs, l'origine microstructurale des phénomènes liés à l'écroûissage et à l'endommagement des matériaux métalliques polycristallins est rappelée et illustrée par l'intermédiaire des différents moyens optiques qui ont permis de les mettre en évidence. Enfin, le choix des techniques expérimentales nécessaires pour réaliser des mesures cinématiques et thermiques couplées à l'échelle des grains d'un polycristal est discuté.

Les deux techniques expérimentales émergeant du cahier des charges établi à la fin du chapitre 1 sont exposées au deuxième chapitre, ainsi que le dispositif expérimental mis en œuvre pour parvenir à une mesure couplée de champs cinématiques et thermiques sur une même zone. Les difficultés à résoudre et les précautions à prendre pour atteindre cet objectif y sont également développées. C'est le cas, en particulier, de la réalisation de mesures thermiques à une échelle micrométrique, de l'obtention d'un matériau adéquat et de la réalisation de mesures effectivement couplées grâce à un revêtement dédié.

Les champs cinématiques et thermiques, obtenus grâce au dispositif expérimental mis au point, sont présentés au troisième chapitre. Le traitement numérique à effectuer, au préalable, sur les champs thermiques est d'abord exposé avant d'exploiter les données obtenues lors d'essais de traction monotones et cycliques. Une estimation de l'ordre de grandeur des gradients thermiques sous chargement cyclique, établie grâce à une simulation numérique des couplages thermoélastoplastiques, vient appuyer l'analyse. A l'issue de ce chapitre, la possibilité de parvenir, à terme, à des champs de bilans d'énergie à l'échelle des grains d'un acier est discutée.



## **Chapitre 1**

# **Étude du comportement thermomécanique des matériaux métalliques**

Lorsqu'un métal est soumis à une déformation plastique, la plupart du travail qui lui est fourni est dissipé sous forme de chaleur tandis qu'une partie reste bloquée, associée aux changements physiques microstructuraux tels que l'écroissage et l'endommagement. La description du comportement des matériaux métalliques peut donc être enrichie grâce à l'étude des manifestations énergétiques puisqu'elles sont liées aux phénomènes mécaniques. En particulier, l'étude de l'énergie bloquée est primordiale pour décrire l'écroissage et l'endommagement bien qu'elle ne soit accessible qu'à travers d'autres grandeurs au sein d'un bilan d'énergie. Dans une première partie, l'évolution des bilans d'énergie sera retracée mettant en évidence le gain de finesse dans la description des phénomènes. Toutefois, l'échelle la plus fine atteinte aujourd'hui reste supérieure à celle où les manifestations de l'écroissage et de l'endommagement prennent place. Dans une seconde partie, ces aspects microstructuraux des mécanismes de déformation seront donc rappelés avant de dresser le cahier des charges des techniques expérimentales à utiliser pour accéder à des informations cinématiques et thermiques couplées à l'échelle microstructurale, l'intérêt étant, à terme, de réaliser des champs de bilans d'énergie à l'échelle des grains des matériaux métalliques.

## **Partie 1**

### **État de l'art : des premiers bilans d'énergie aux mesures de champs actuelles**

Les premiers bilans d'énergie globaux historiques, réalisés dès le siècle dernier en faisant appel à différentes techniques expérimentales (explicitées dans les encadrés grisés), avaient pour but de mieux comprendre le lien entre les mécanismes de déformation et les phénomènes énergétiques. Par la suite, les bilans d'énergie sont envisagés de façon à quantifier les phénomènes d'endommagement et à obtenir des informations nécessaires à l'écriture de lois de comportement basées sur les équations de la thermodynamique. Puis les recherches se tournent vers une approche plus locale des phénomènes énergétiques. Les grandeurs dites "globales", concernant toute l'éprouvette voire la structure, sont délaissées au profit de grandeurs dites "locales", à l'échelle de la zone utile de l'éprouvette, conduisant finalement à la réalisation de "champs de bilans d'énergie" à l'échelle d'une zone utile. Au fil du temps, la réalisation de bilans d'énergie concerne tantôt les sollicitations monotones tantôt les sollicitations cycliques mais va toujours dans le sens d'une description de plus en plus fine des grandeurs mises en jeu ; aussi, on s'attachera plus à suivre les progrès quant à la finesse de la description qu'à être exhaustif concernant un type de sollicitation donné.

## 1.1 Les premiers bilans d'énergie

### 1.1.1 Énergies mises en jeu lors d'une sollicitation

Le bilan d'énergie [Chrysochoos 1985] présenté dans ce paragraphe est valable aussi bien pour une sollicitation monotone suivie d'une décharge que pour le premier quart de cycle d'une sollicitation cyclique. Lors de la déformation d'un matériau, l'énergie  $W$  qui lui est fournie peut être décomposée en deux parties : une partie élastique  $W_e$ , réversible et donc récupérable à la décharge et une partie plastique  $W_p$  irréversible :

$$W = W_e + W_p \quad (1.1)$$

Les énergies  $W$ ,  $W_e$  et  $W_p$  sont calculées de la façon suivante :

$$W = \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \overline{\overline{\sigma}} : \overline{\overline{\dot{\varepsilon}}} dV dt ; W_e = \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \overline{\overline{\sigma}} : \overline{\overline{\dot{\varepsilon}}_e} dV dt \text{ et } W_p = \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \overline{\overline{\sigma}} : \overline{\overline{\dot{\varepsilon}}_p} dV dt \quad (1.2)$$

où  $\overline{\overline{\sigma}}$  est le tenseur des contraintes et  $\overline{\overline{\dot{\varepsilon}}}$  le tenseur des vitesses de déformation qui correspond à la somme des tenseurs des vitesses de déformation élastique et plastique,  $\overline{\overline{\dot{\varepsilon}}_e}$  et  $\overline{\overline{\dot{\varepsilon}}_p}$ .  $\Omega$  représente le domaine de l'espace occupé par l'échantillon. Tandis que  $W$  correspond à la totalité de l'aire sous la courbe contrainte-déformation,  $W_e$  et  $W_p$  correspondent respectivement aux parties hachurée et grisée de la Figure 1.1.

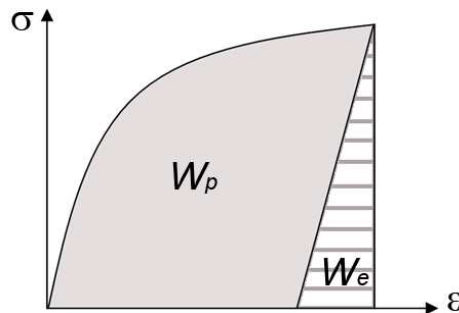


Figure 1.1. Bilan d'énergie lors d'une charge-décharge correspondant à un quart de cycle [Chrysochoos 1985].

Une partie de l'énergie plastique  $W_p$  est dissipée sous forme de chaleur, il s'agit de  $W_{ch}$ , tandis que l'énergie restante,  $W_{bl}$ , se trouve "bloquée" dans le matériau.

$$W_p = W_{ch} + W_{bl} \quad (1.3)$$

La partie dissipée sous forme de chaleur correspond à la dissipation intrinsèque introduite dans l'équation de la chaleur (A.27) de l'Annexe A et qui n'est autre que la puissance volumique associée à  $W_{ch}$ . Quant à l'énergie bloquée ou stockée, elle modifie l'énergie interne du matériau en participant aux modifications microstructurales telles que la création et le réarrangement des imperfections cristallines, en particulier des dislocations, mais aussi des défauts d'empilement et des macles [Rosakis *et al.* 2000]. Comme elle est en lien direct avec l'écroutissage et l'endommagement mais qu'elle n'est pas directement mesurable, tout l'enjeu du bilan d'énergie sera d'accéder à cette variable interne et à son évolution.

### 1.1.2 Bilans d'énergie "historiques"

Dès 1925, Farren et Taylor [Farren et Taylor 1925] considèrent que l'écrouissage est associé à un changement de phase et que celui-ci s'accompagne d'une variation de l'énergie interne ( $W_{bl}$ ). Selon eux, ce changement de phase peut être mis en évidence en mesurant l'évolution de chaleur ( $W_{ch}$ ) lors de la déformation d'un matériau, puis en la comparant avec le travail fourni ( $W$ ), l'écart entre les deux grandeurs impliquant une variation de l'énergie interne. Les essais mis en œuvre concernent des échantillons de cuivre, d'acier et d'aluminium pour lesquels une **traction monotone quasi statique** est effectuée par paliers. Le travail fourni lors de cet essai est évalué d'après l'aire sous la courbe contrainte-déformation, puis traduit en chaleur équivalente en le divisant par la masse volumique et la chaleur spécifique. La mesure de température se fait ici à l'aide d'un thermocouple. Le ratio entre l'augmentation de température mesurée lors de la déformation de l'échantillon et l'augmentation de température correspondant au travail fourni, issue d'un calcul par équivalence, donne accès à la proportion du travail fourni convertie en chaleur ( $W_{ch}/W$ ). Face à la constance de ce ratio pour un même matériau au cours des différents paliers de déformation, ces auteurs en concluent que l'augmentation de l'énergie interne n'a pas de lien direct avec l'écrouissage.

**Le thermocouple** : les thermocouples ou couples thermoélectriques sont des instruments de mesure de température couramment utilisés. Ils sont constitués de deux fils conducteurs de nature différente reliés par des jonctions. Lorsque ces jonctions sont à des températures différentes, une force électromagnétique due à l'effet Seebeck apparaît et elle peut être mesurée en plaçant un appareil de mesure de tension au milieu d'un des deux fils. Dans les travaux de Farren et Taylor, il s'agissait d'un galvanomètre et dans ceux de Dillon [Dillon 1962b], décrits plus loin, d'un potentiomètre puis d'un oscilloscope. Il existe plusieurs types de couples thermoélectriques permettant de couvrir différentes plages de mesures et ayant des sensibilités variables. Pour réaliser une mesure d'une température inconnue, deux étapes sont nécessaires. D'une part, il faut connaître la fonction de référence du couple thermoélectrique utilisé, c'est-à-dire la fonction qui établit le lien entre la différence de potentiel mesurée entre les deux jonctions et l'écart de température entre ces jonctions. Ces fonctions de référence des couples usuels normés ont été déterminées par des laboratoires nationaux. D'autre part, une fois cet écart connu, si l'une des extrémités correspond à la jonction de mesure, l'autre extrémité doit servir de jonction de référence, en étant à une température connue. Cette jonction de référence peut être portée à 0°C, on réalise alors une boîte de soudure froide ; à une autre température que 0°C, il s'agit alors d'une boîte de soudure tiède ou encore à température ambiante. L'avantage du thermocouple est sa relative facilité de mise en œuvre ; en revanche, l'incertitude sur les mesures, qui peut être de l'ordre de 0,1°C, peut se révéler un frein dans certaines applications [Bonnier et Devin 1997].

En 1933, Taylor et Quinney [Taylor et Quinney 1933] envisagent de vérifier si le ratio  $W_{ch}/W$  est toujours constant pour un écrouissage plus important, car ils restent sceptiques quant au fait que l'énergie interne ( $W_{bl}$ ) puisse augmenter indéfiniment si l'écrouissage se poursuit. Ils soumettent alors des barreaux de différents métaux, tels que cuivre pur et aciers doux décarburés ou non, à une sollicitation de **torsion monotone rapide en grandes déformations**, effectuée par paliers. Ils mesurent le travail fourni ( $W$ ) toujours d'après l'aire sous la courbe contrainte-déformation mais cette fois, pour accéder à l'énergie interne ( $W_{bl}$ ) ici nommée "latente" et associée aux changements physiques, la mesure de la chaleur développée ( $W_{ch}$ ) se fait à l'aide d'un calorimètre dans lequel est rapidement plongé l'échantillon dès l'arrêt de la sollicitation. La différence entre le travail fourni et la chaleur mesurée par le calorimètre leur donne alors l'énergie latente dans le métal, ce qui permet d'en déduire la proportion du travail fourni latent ( $W_{bl}/W$ ). Leurs données montrent que cette proportion finit par diminuer



en fin d'essai. Ainsi, l'énergie latente augmente avec l'écroûissage mais atteint un seuil où aucune énergie latente ne peut plus être absorbée, alors que l'écroûissage continue à augmenter. Il en est de même avec l'effort et selon leurs essais, les seuils atteints par l'effort et l'énergie latente sont très proches. Le même type de comportement à seuil sera observé plus tard par Louche [Louche 1999], qui constate une coïncidence entre le maximum de la charge, la localisation de la dissipation et un seuil d'énergie bloquée.

**La calorimétrie** : la calorimétrie est la partie de la physique qui a pour objet la mesure des quantités de chaleur. Les appareils employés dans ce but se nomment les "calorimètres" et il en existe différents types qui sont apparus au fil des évolutions technologiques. Le calorimètre le plus ancien, utilisé par Taylor, est le calorimètre à mélange. Il est constitué d'un vase de masse  $m_1$  et de chaleur spécifique  $c_1$ , dans lequel se trouve un liquide de masse  $m_2$  et de chaleur spécifique  $c_2$ . Si un corps (en l'occurrence ici l'éprouvette) contenant une quantité de chaleur  $M$  à une température  $T$  est plongé dans cette enceinte, il se fait un mélange des chaleurs qui est complet lorsque la température du corps, du liquide et du vase est la même. Soit  $\theta$  cette température d'équilibre ; la quantité de chaleur  $M$  cédée par le corps est égale à celle qui a été absorbée par le vase et son contenu, et satisfait à l'équation suivante :

$$m_1 c_1 (\theta - T) + m_2 c_2 (\theta - T) = \frac{M}{T} (\theta - T) \quad (1.4)$$

Le vase du calorimètre est en laiton très mince et muni d'une enveloppe extérieure concentrique ; entre les deux, se trouve une couche d'air qui a pour but de limiter les échanges thermiques avec l'extérieur et de rendre l'enceinte adiabatique [Larousse 1929]. La mesure de la température du mélange se fait à l'aide d'un thermomètre ; dans les essais de Taylor et Quinney, il s'agit d'un thermomètre différentiel à mercure de Beckmann. Ce thermomètre, fonctionnant sur une plage de température de 0 à 100°C, permet de mesurer des différences de température sur environ 5°C avec une précision, exceptionnelle à l'époque, de l'ordre de 0,01°C.

En 1962, Dillon [Dillon 1962b] renouvelle le même type de mesures sur des tubes d'aluminium soumis à des **oscillations de torsion**. Le travail fourni ( $W$ ) est obtenu à partir de l'aire d'hystérésis de la courbe contrainte-déformation et l'énergie thermique ( $W_{ch}$ ) d'après des mesures de température par thermocouple, l'élévation de température observée étant multipliée par la masse volumique et la chaleur spécifique. Le ratio d'énergie mécanique convertie en chaleur ( $W_{ch}/W$ ) est alors déterminé pour la totalité du cycle et l'auteur envisage l'existence d'un couplage entre les grandeurs thermiques et mécaniques au sein de la loi de comportement, puis il utilise les principes de la thermodynamique pour écrire l'équation de la chaleur d'abord en thermoélasticité non linéaire [Dillon 1962a], puis en thermoplasticité [Dillon 1963]. Il prend ainsi en compte le couplage entre les champs mécaniques et thermiques tout en respectant la conservation de l'énergie, à la différence des lois en plasticité isotherme jusque-là utilisées.

C'est sur cette voie que vont ensuite s'engager les recherches, à savoir la réalisation de bilans d'énergie en vue d'évaluer la part d'énergie bloquée lors de l'écroûissage, pour aboutir à des modèles de comportement basés sur les principes de la thermodynamique ou à un indicateur de l'endommagement, en particulier en fatigue.

### 1.1.3 Bilans d'énergie globaux actuels

Le terme de bilans "globaux" est employé car les grandeurs étudiées concernent l'éprouvette dans sa globalité. Même lorsque les informations thermiques sont obtenues en 1D et 2D, c'est la valeur moyenne de la température qui est ici étudiée.

Dans les années 1980, Chrysochoos [Chrysochoos 1985] a recours à une technique de microcalorimétrie pour mesurer l'énergie dissipée dans des éprouvettes de duralumin (AU4GT4) soumises à une **traction monotone quasi statique en grandes déformations**. Il constate une décroissance de la fraction d'énergie bloquée avec la déformation plastique ( $W_{bl}/W_p$ ) et les résultats obtenus lui servent de points de comparaison pour tester la prévision de la dissipation et du bilan énergétique pour différentes hypothèses cinématiques (définitions différentes de la vitesse de déformation plastique).

**La microcalorimétrie** : la microcalorimétrie est nommée ainsi par rapport à la calorimétrie car elle a pour objet des mesures de chaleur ayant une sensibilité de l'ordre de la microcalorie ou microjoule. Le dispositif utilisé par Chrysochoos et décrit dans [Chrysochoos 1985], fonctionne de la façon suivante. La cellule de mesure est constituée de deux cylindres de cuivre coaxiaux instrumentés chacun de 600 thermocouples. Ceci permet de mesurer le déséquilibre thermique entre l'intérieur de la cellule et le milieu extérieur. Cette cellule se trouve dans un cylindre massif d'aluminium recouvert de 100 mm de laine de verre. Le tout est encerclé par une enveloppe munie d'une résistance chauffante thermostatée, permettant de maintenir constante la température de l'ensemble et d'éviter les fuites thermiques. L'ensemble est à nouveau recouvert d'une couche de 100 mm de laine de verre et finalement enveloppé d'une feuille de matière plastique. Le signal électrique fourni par les deux jeux de thermocouples donne donc accès, après étalonnage, au déséquilibre thermique entre l'intérieur et l'extérieur de la cellule de cuivre.

Plus tard, avec le développement des caméras de thermographie infrarouge, certains chercheurs se tournent vers ces dernières pour accéder aux informations thermiques de leurs échantillons. Chrysochoos [Chrysochoos *et al.* 1989] a ainsi étendu les essais décrits ci-dessus aux aciers XC38 et A316L. Mais contrairement au calorimètre, la mesure de la température ne permet pas un accès aussi "direct" à l'énergie dissipée, car cette dernière doit être déterminée d'après la température moyenne de l'éprouvette par résolution de l'équation diffusion de la chaleur ramenée à un problème 0D.

**La thermographie infrarouge** : tout corps chaud, c'est-à-dire tout corps ayant une température supérieure à 0 K, émet un rayonnement électromagnétique, libérant ainsi une énergie radiative. Pour comprendre le principe de la mesure par thermographie infrarouge, on traitera d'abord un cas particulier, celui du corps noir. Le corps noir est un objet capable d'absorber totalement tout rayonnement incident, quelle que soit sa longueur d'onde. L'énergie qu'il libère, sa luminance, est donc uniquement due à sa propre température. La puissance rayonnée par unité de surface de corps noir et par unité de longueur d'onde, appelée exitance spectrale, est donnée par la loi de Planck :

$$\frac{dR(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{2\pi h c^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T}\right) - 1} \quad \text{en } W \cdot m^{-3} \quad (1.5)$$

avec  $h$  la constante de Planck,  $c$  la célérité de la lumière,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $k$  la constante de Boltzmann, et  $T$  la température absolue du corps noir en Kelvin. En général, la loi de

Planck est représentée pour différentes températures en fonction de  $\lambda$ , formant ainsi les réseaux de courbes présentés sur la Figure 1.2.

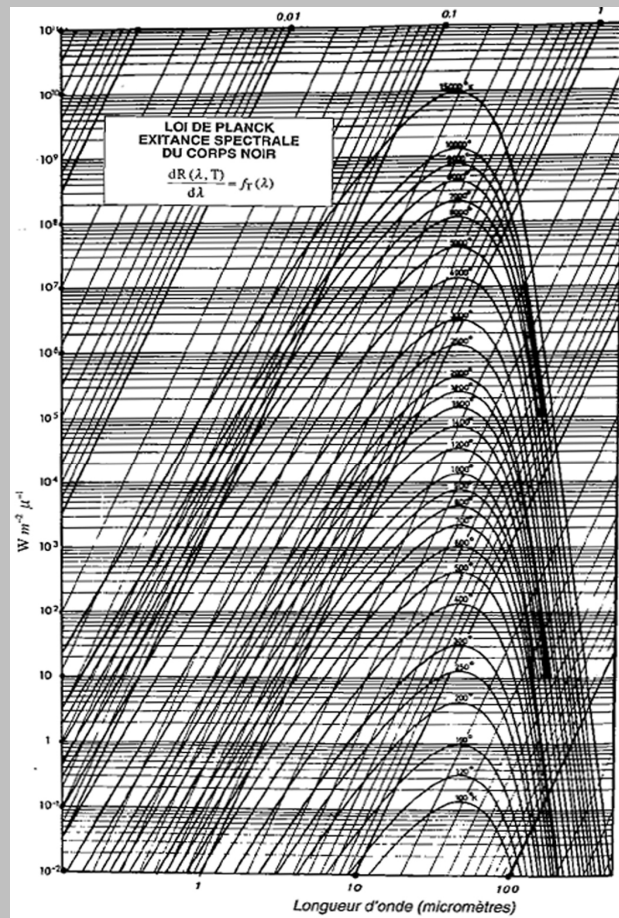


Figure 1.2. Loi de Planck donnant l'exitance du corps noir en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures en Kelvin [Gaussorgues 1989].

Pour une température donnée, chaque courbe du réseau passe par un maximum. Le lieu de ces maxima est donné en fonction de la longueur d'onde par la loi de Wien obtenue par dérivation de la loi de Planck. Cette loi est tracée sur la Figure 1.3 :

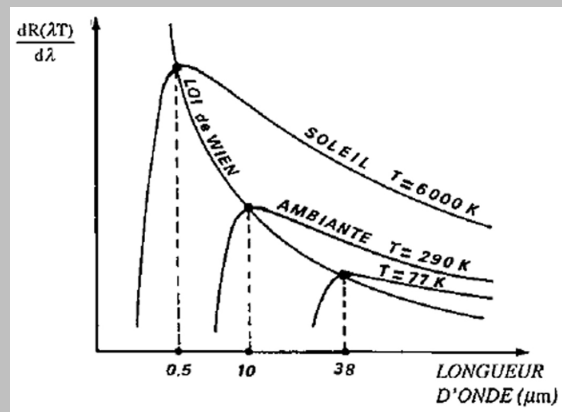


Figure 1.3. Loi de Wien donnant le lieu des maxima de l'exitance en fonction de la température et de la longueur d'onde [Gaussorgues 1989].

Des objets à une température supérieure à l'ambiante ont leur maximum d'existance spectrale pour des longueurs d'ondes comprises entre 1 et 10  $\mu\text{m}$ , ce qui correspond, d'après le spectre électromagnétique de la Figure 1.4, au rayonnement infrarouge.

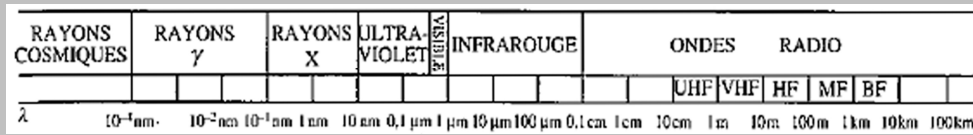


Figure 1.4. Spectre électromagnétique [Gaussorgues 1989].

Ainsi, pour des mesures de températures dites faibles, il convient de détecter le rayonnement dans l'infrarouge. Les lois évoquées ci-dessus sont valables pour le cas particulier du corps noir. Or les objets naturels n'ont pas ses propriétés, ils n'absorbent qu'une partie  $\alpha$  du rayonnement incident, réfléchissent une partie  $\rho$  et transmettent une dernière partie  $\tau$ , les trois facteurs  $\alpha(\lambda)$ ,  $\rho(\lambda)$  et  $\tau(\lambda)$  dépendant de la longueur d'onde (Figure 1.5). A l'équilibre thermodynamique, la conservation de l'énergie implique que l'énergie restituée au milieu extérieur par rayonnement, réflexion ou transmission, doit être égale à l'énergie absorbée. Soit  $\varepsilon(\lambda)$  le terme d'émission qui compense le terme d'absorption  $\alpha(\lambda)$  et qui est nommé émissivité spectrale, le bilan radiatif (Figure 1.5) s'exprime alors à travers les relations suivantes :

$$\alpha(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \tag{1.6}$$

et  $\varepsilon(\lambda) + \rho(\lambda) + \tau(\lambda) = 1$

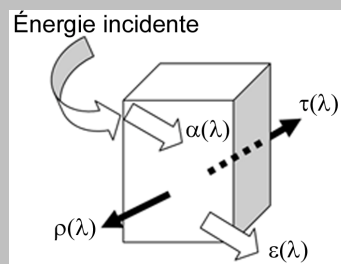


Figure 1.5. Énergies intervenant dans le bilan radiatif d'un élément de volume.

Pour les corps noirs,  $\varepsilon(\lambda) = 1$ ,  $\tau(\lambda) = 0$  et  $\rho(\lambda) = 0$  tandis que pour les corps opaques,  $\tau(\lambda) = 0$  et  $\varepsilon(\lambda) + \rho(\lambda) = 1$ . Ainsi, les corps opaques, en plus d'émettre leur propre rayonnement, réfléchissent une partie de l'énergie rayonnée par l'environnement. Si l'on considère par ailleurs que l'atmosphère possède une transmission  $\tau_{atm}$  inférieure à 1, le flux thermique apparent  $\Phi$  lors de l'observation d'un objet s'écrit alors :

$$\Phi = \tau_{atm} \left[ \varepsilon_{obj} \Phi_{obj} + (1 - \varepsilon_{obj}) \Phi_{env} \right] + (1 - \tau_{atm}) \Phi_{atm} \tag{1.7}$$

avec  $\varepsilon_{obj}$  l'émissivité de l'objet,  $\Phi_{obj}$  le flux lié à la température de l'objet,  $\Phi_{env}$  et  $\Phi_{atm}$  les flux rayonnés par l'environnement et l'atmosphère. En général, à faible distance d'observation, la transmission de l'atmosphère peut être considérée égale à 1. En revanche, il sera indispensable de prendre en compte l'émissivité du corps étudié pour déterminer sa température propre. Par ailleurs, pour effectuer des mesures correctes par thermographie infrarouge, l'émissivité du corps étudié doit être la plus élevée possible afin de limiter les rayonnements parasites issus de l'espace environnant.

Basée sur les principes évoqués précédemment, une caméra de thermographie infrarouge est constituée d'une optique focalisant le rayonnement reçu sur un détecteur thermique. Pour l'optique, il existe différents matériaux transmettant les longueurs d'ondes de l'infrarouge.

Quant au détecteur thermique, il existe également diverses technologies plus ou moins sensibles en fonction du domaine de longueur d'onde considéré et plus ou moins sujet au bruit ; la technologie retenue dépend aussi des possibilités de refroidissement du détecteur. Quoi qu'il en soit, la fonction de ce détecteur est de convertir le flux de photons du rayonnement reçu en un signal électrique qui peut ensuite être traduit en un thermogramme, c'est-à-dire en une image visible dont la distribution de niveaux de gris ou de couleurs est proportionnelle à la distribution de luminance infrarouge de l'objet. Les premières caméras sur le marché étaient à monodétecteur, elles comportaient donc un système de balayage pour acquérir les données thermiques d'une surface. L'avantage de ce type de caméra est la fiabilité de la mesure puisque c'est le même détecteur qui relève tous les points de la scène thermique. En revanche, le temps de balayage limite fortement les fréquences d'acquisition et nécessite que les champs thermiques n'évoluent pas trop rapidement entre la mesure du premier point et celle du dernier point du champ à analyser. Plus tard sont apparues des caméras à multidétecteurs possédant d'abord une ligne de détecteurs puis une matrice de détecteurs. Ce type de caméras, standard à l'heure actuelle, permet d'acquérir instantanément l'ensemble du champ thermique donnant ainsi accès à des fréquences d'acquisition beaucoup plus élevées. Par contre, elles souffrent d'une différence de comportement entre les différents détecteurs de la matrice ; ce problème sera développé dans le chapitre 2. Enfin, une fois le rayonnement capté et traduit en signal électrique, il reste à opérer la conversion en température. Pour cela, il faut étalonner le (ou les) détecteur(s) à l'aide d'un corps noir [Gaussorgues 1989] ; l'établissement de la loi d'étalonnage de la matrice de détecteurs sera également abordé au chapitre 2.

Utilisant cette nouvelle technique, Oliferuk [Oliferuk *et al.* 2001] s'attelle également à l'établissement d'un bilan d'énergie lors d'une sollicitation de **traction monotone quasi statique en grandes déformations** sur un alliage Fe-Si. Il détermine le travail plastique fourni ( $W_p$ ) d'après la courbe charge-déplacement. La valeur de l'énergie dissipée ( $W_{ch}$ ) est obtenue en faisant circuler dans l'éprouvette un courant électrique provoquant la même élévation de température que celle mesurée en moyenne par la caméra au cours de la sollicitation. Lors de ses essais, il constate la décroissance de la fraction d'énergie bloquée par rapport au travail plastique ( $W_{bl}/W_p$ ), mais il s'avère que la quantité d'énergie dissipée sous forme de chaleur est parfois plus élevée que le travail fourni à l'éprouvette à un instant donné. Ce phénomène avait déjà été observé avec une mesure de température par thermocouple [Dillon 1966]. Il conclut alors également à la difficulté de proposer un modèle thermodynamique théorique concernant la partition du travail plastique en chaleur et en énergie stockée, qui serait en accord avec ses résultats expérimentaux. Sachant que le matériau ne peut globalement dissiper plus de chaleur qu'il n'en a reçu, Dillon [Dillon 2006] suppose que cette "anomalie" est due à une libération d'énergie stockée durant le recuit de son matériau. De même, Oliferuk impute cette anomalie à une énergie dissipée supplémentaire qui proviendrait d'une énergie stockée avant la déformation de ses échantillons ; la part d'énergie dissipée à un instant donné serait donc fortement liée à l'histoire de la déformation.

D'après certains des résultats précédents, l'énergie bloquée semble atteindre un seuil avant de décroître, donnant ainsi des informations sur les phénomènes microstructuraux liés à l'écroutissage sous sollicitation monotone. En **fatigue**, la problématique est identique concernant l'énergie bloquée puisque l'endommagement est issu d'une plasticité très localisée, ce qui explique le développement des bilans d'énergie dans ce domaine. L'enjeu est de savoir si une énergie bloquée  $W_{bl}$  critique existe et peut être considérée comme une constante matériau indépendante du chargement et de la géométrie de l'échantillon. Une telle énergie critique pourrait alors être utilisée pour évaluer la durée de vie d'un composant.

C'est dans cette optique que des bilans d'énergie sont effectués par Wong [Wong et Kirby 1990] sur des éprouvettes cylindriques d'aluminium 6061-T6 soumises à une **sollicitation uniaxiale de fatigue à faible nombre de cycles** à  $R = -1$ . Le pilotage étant fait en déformation, le travail fourni est directement issu de l'aire de la boucle d'hystérésis contrainte-déformation. Des capteurs de température en platine sont disposés le long de l'échantillon, les données recueillies permettent de déterminer l'énergie dissipée par résolution de l'équation diffusion de la chaleur en 1D (les hypothèses prises et le schéma numérique développé pour résoudre ce problème inverse sont exposés dans [Wong et Kirby 1990]). L'énergie dissipée étant relativement uniforme sur la longueur de l'échantillon, seule sa valeur moyenne est conservée. La part d'énergie convertie en chaleur ( $W_{ch}/W$ ) est alors calculée cycle par cycle. Bien qu'elle soit plus faible en début d'essai, cette part est relativement stable tout au long du cyclage. L'énergie bloquée, plus élevée en début de cyclage, peut donc témoigner d'une accumulation d'endommagement. Toutefois, les essais ne permettent pas de conclure quant à l'existence d'un seuil concernant l'énergie bloquée totale et qui en ferait un paramètre matériau. Suivant le même principe expérimental, d'autres essais de fatigue sont menés sous différentes conditions de chargement pour différents matériaux [Harvey *et al.* 1998]. Il en ressort que la part d'énergie dissipée ( $W_{ch}/W$ ), bien que plus faible en début d'essai, est toujours relativement constante au cours du cyclage et n'est pas sensible au niveau de déformation ni à des traitements antérieurs à la déformation (pré-écrouissage, recuit...). En revanche, l'énergie bloquée totale dépend du trajet de chargement, ce qui implique qu'aucun seuil d'énergie bloquée critique ne semble pouvoir être établi comme paramètre matériau. D'autres travaux [Harvey et Bonenberger 2000] les mènent à proposer que l'énergie bloquée totale, proportionnelle à la présence de porosité dans l'alliage d'aluminium, est une mesure de l'endommagement mésoscopique, tandis que l'énergie dissipée est une mesure de la mobilité des dislocations.

Référence	Matériau	Mode de déformation	Part d'énergie bloquée (%)
[Farren et Taylor 1925]	Acier	Traction monotone	$W_{bl}/W = 13,5$
	Cuivre		$W_{bl}/W = 9,5$
	Aluminium		$W_{bl}/W = 7$
[Taylor et Quinney 1933]	Cuivre	Torsion monotone (grande déformation)	$W_{bl}/W = 8,3$
	Acier doux recuit		$W_{bl}/W = 9,2$
[Dillon 1962b]	Aluminium	Oscillations de torsion	$W_{bl}/W = 23,08$
[Dillon 1966]	Cuivre	Oscillations lentes de torsion	$W_{bl}/W = 21$ parfois $W_{ch} > W$
[Chrysochoos 1985]	Duralumin	Traction monotone (grande déformation)	$W_{bl}/W_p = 50-60$
[Chrysochoos <i>et al.</i> 1989]	Acier XC38		
	A316L		
[Oliferuk <i>et al.</i> 2001]	Alliage Fe-Si	Traction monotone (grande déformation)	$W_{ch} > W$
[Wong et Kirby 1990]	Aluminium 6061-T6	Traction-compression cyclique	$W_{bl}/W = 5-15$
[Harvey <i>et al.</i> 1998]	Nickel 270	Traction-compression cyclique	$W_{bl}/W = 23,4$

Tableau 1.1. Valeurs de la part d'énergie bloquée obtenues dans les bilans d'énergie.

La réalisation de bilans d'énergie permet donc d'avoir accès de façon indirecte, par l'intermédiaire des énergies fournies et dissipées, à la variable interne qu'est l'énergie bloquée au sein du matériau et qui est représentative des phénomènes microstructuraux liés à la localisation de la plasticité, à l'écroutissage ou à l'endommagement. Plutôt que de s'intéresser à une valeur moyenne pour l'intégralité de l'essai, la plupart des travaux évoqués se tournent vers la description de l'évolution temporelle de l'énergie bloquée en faisant des bilans d'énergie au cours du temps. Ceci permet en effet de chercher un seuil critique de l'énergie bloquée au cours du chargement qui serait en relation avec la localisation de la déformation plastique ou encore avec l'amorçage de fissures. Dans les bilans évoqués, l'information thermique concerne la globalité de l'éprouvette mais les mesures sont parfois réalisées en 1D en fatigue [Wong et Kirby 1990, Harvey *et al.* 1998] ou en 2D sous chargement monotone [Chrysochoos *et al.* 1989, Oliferuk *et al.* 2001]. Or, lors de ces études, les auteurs remarquent d'une part que l'information thermique n'est pas uniforme sur l'échantillon tout au long de la sollicitation et, d'autre part, que cette non-uniformité est porteuse d'informations. Une augmentation localisée de la température indique en effet l'amorçage d'une fissure en fatigue [Wong et Kirby 1990] ou la localisation de la déformation sous chargement monotone [Oliferuk *et al.* 2001]. Il semble donc que l'énergie bloquée, en plus d'évoluer temporellement, présente un caractère non uniforme spatialement qui peut être relié à des phénomènes de localisation et d'endommagement du matériau, quelle que soit la sollicitation. Ainsi, l'étude du comportement des matériaux métalliques s'est rapidement tournée vers la prise en compte des phénomènes énergétiques à une échelle plus locale, surtout grâce à l'émergence de la thermographie infrarouge qui permet d'avoir accès aux caractères spatial et temporel des données thermiques. Les études ont d'abord consisté en l'exploitation des cartographies de température, en particulier pour l'étude des phénomènes de localisation, avant d'aboutir à la détermination des sources de chaleur responsables des variations de température, parmi lesquelles l'énergie dissipée, et enfin à la réalisation de bilans d'énergie complets à une échelle plus locale.

## **1.2 D'une approche globale vers une approche plus locale**

### **1.2.1 Observation thermique des phénomènes de localisation**

Sous sollicitation de **traction monotone uniaxiale quasi statique**, les phénomènes de localisation, tels que la striction, les bandes de Lüders ou de Portevin-Le Chatelier, correspondent à l'apparition de zones d'instabilité plastique où se concentrent les déformations. Les deux derniers phénomènes proviennent de l'interaction entre les atomes en solution solide présents dans le matériau et les dislocations. Quand l'énergie d'interaction est forte et que les atomes de soluté peuvent facilement diffuser, ils se rassemblent autour des dislocations pour y former des atmosphères. Les dislocations sont alors fortement ancrées, difficiles à déplacer et il devient plus aisé d'en créer de nouvelles, qui peuvent alors glisser. Ce processus déclenche une avalanche qui, de grain en grain, traverse tout le polycristal en formant une bande déformée, la bande de Piobert-Lüders. Elle se propage sous une contrainte plus faible que celle nécessaire pour l'amorcer, d'où un crochet de limite d'élasticité suivi d'un plateau correspondant à l'envahissement progressif de tout le corps de l'éprouvette par les bandes. Quant à l'effet Portevin-Le Chatelier, il apparaît à vitesse de déformation plastique peu élevée : lorsque les dislocations rencontrent un obstacle, elles restent ancrées par la diffusion des atomes de soluté ; il faut alors augmenter la contrainte pour faire repartir des

dislocations. Ce processus se répétant, il se traduit par des crochets successifs ou oscillations sur la courbe de traction [François *et al.* 1991]. Or, ces deux phénomènes, ainsi que la striction, provoquent une localisation de la déformation, accompagnée d'une dissipation d'énergie, créant ainsi une signature thermique pour chaque type de phénomène de localisation.

Les manifestations thermiques de l'effet Portevin-Le Chatelier ont été étudiées par Ait-Amokhtar [Ait-Amokhtar *et al.* 2008] sur un alliage Al-Mg sollicité en **traction monotone uniaxiale quasi statique**, à température ambiante. Les oscillations apparaissant sur la courbe de traction sont classées selon trois types A, B et C en fonction de la vitesse de déformation décroissante imposée. Les oscillations observées pour une vitesse de déformation de  $2,38 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (type B) sont présentées sur la Figure 1.6a. Les champs de variations de température par rapport à l'état initial aux instants indiqués sur la Figure 1.6a sont présentés sur la Figure 1.6b. Chaque pic de contrainte identifié sur la Figure 1.6a se traduit par un front thermique, mis en évidence par les bandes obliques de la Figure 1.6b. Les informations fournies par les champs thermiques ont permis aux auteurs d'étudier l'inclinaison de bandes, d'estimer leur largeur et de voir que ce phénomène est très rapide, puisque la dissipation thermique apparaît instantanément au moment où la contrainte est maximale, alors qu'aucun phénomène thermique n'était détecté juste avant (images 1 et 169 de la Figure 1.6b). Ces champs permettent aussi de voir que différentes bandes apparaissent successivement les unes derrière les autres, donnant ainsi cette impression de propagation.

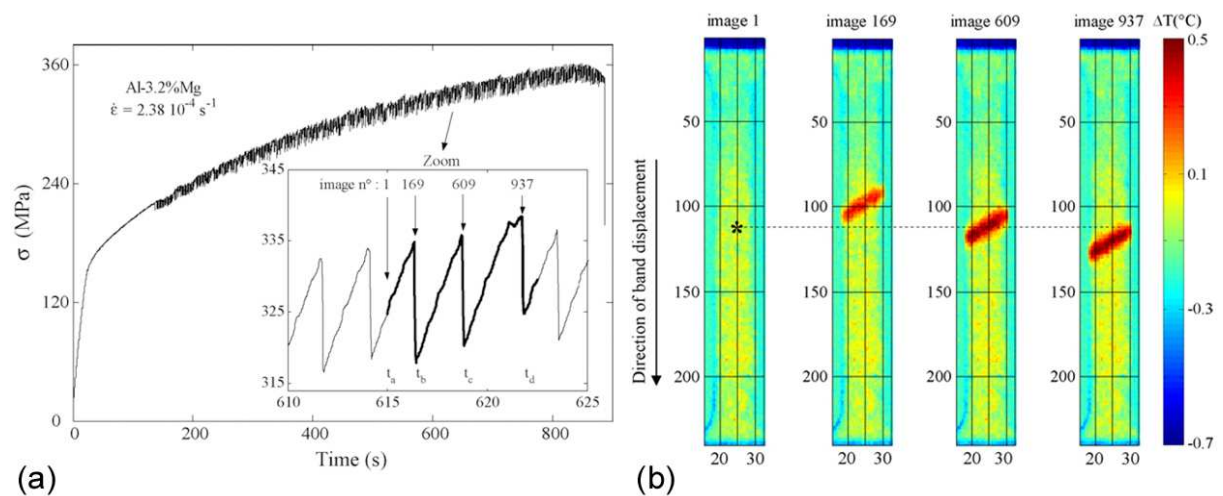


Figure 1.6. (a) Oscillations (type B) dues à l'effet Portevin-Le Chatelier sur la courbe des contraintes d'un alliage Al-Mg sollicité en traction monotone uniaxiale quasi statique à  $2,38 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . (b) Thermogrammes des variations de température depuis l'état initial aux 4 instants indiqués sur (a) [Ait-Amokhtar *et al.* 2008].

Dans le cas d'une sollicitation à une vitesse de déformation de  $5 \cdot 10^{-2} \text{ s}^{-1}$  (type A), la courbe de contrainte ne voit plus d'oscillations bien marquées, mais seulement quelques irrégularités, et les champs thermiques sont différents du cas précédent. En effet, la propagation des bandes étant plus rapide, les effets thermiques de la bande précédente ne se sont pas encore dissipés lorsque la bande suivante apparaît, donnant les profils caractéristiques de la Figure 1.7.



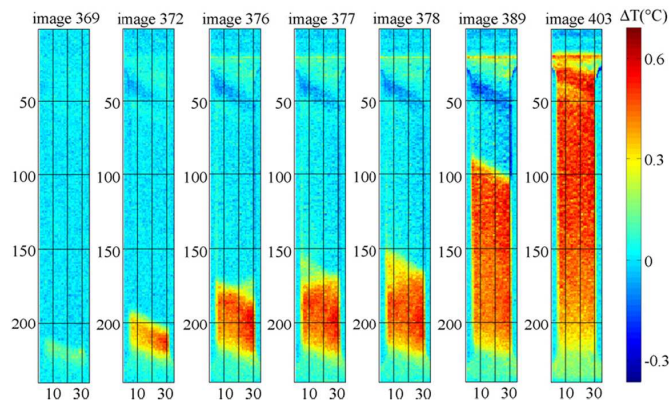


Figure 1.7. Manifestations thermiques de l'effet Portevin-Le Chatelier lors de la traction monotone uniaxiale d'un alliage Al-Mg pour une vitesse de déformation de  $5.10^{-2} \text{ s}^{-1}$  [Ait-Amokhtar *et al.* 2008].

Ainsi les champs thermiques peuvent être exploités comme une véritable signature des phénomènes de localisation, permettant de les distinguer mais aussi d'étudier leurs propriétés.

L'énergie bloquée est liée à la variation d'énergie interne et participe aux modifications microstructurales du matériau et également à son endommagement. Sachant que l'accès à cette variable interne se fait par l'intermédiaire de l'énergie dissipée, elle-même souvent obtenue d'après la température, l'idée est venue d'utiliser la température comme indicateur de l'endommagement, en particulier dans le domaine de la **fatigue**. De nombreux travaux, présentés en Annexe B, ont ainsi porté sur la détermination de la limite de fatigue d'après la seule information thermique. Ces travaux reposent pour la plupart sur l'exploitation de la température globale de l'échantillon, obtenue par moyenne du champ thermique relevé par une caméra de thermographie infrarouge. Au cours de ces travaux, il a été rapporté [La Rosa et Risitano 2000, Liaw *et al.* 2000] que la zone de rupture en fatigue était prédictible, car elle correspondait à la zone où la température était la plus élevée et que ce phénomène était visible très tôt au cours de l'essai. Les cartographies de température en fatigue permettent donc de visualiser la zone de rupture. Toutefois, il apparaît au cours des études présentées en Annexe B que la température n'est pas un indicateur fiable de l'endommagement, car elle n'est pas une grandeur intrinsèque et dépend fortement de la diffusion au sein du matériau et des conditions aux limites thermiques. Aussi, la température est très rapidement utilisée de nouveau pour avoir accès à l'énergie dissipée et, plus largement, aux termes sources de chaleur mais, cette fois, à une échelle plus locale.

### 1.2.2 Estimation des sources de chaleur en 1D puis en 2D

L'estimation des sources de chaleur est basée sur l'écriture de l'équation de la chaleur. Obtenue en 3D, elle peut être ramenée à une équation 1D, selon l'axe longitudinal de l'échantillon, grâce à des hypothèses rappelées en A.3 de l'Annexe A. Ceci limite cependant les études à l'utilisation d'éprouvettes planes et fines. Cette première approche a permis d'observer, en termes de sources, des phénomènes de localisation comme les bandes de Lüders et la striction, dans la direction axiale. Néanmoins, la résolution de l'équation de la chaleur implique le calcul d'un Laplacien qui pose problème, car les champs thermiques obtenus par thermographie infrarouge sont discrets et bruités, même si l'information a déjà été moyennée sur la largeur de l'éprouvette (et donc débruitée dans une direction) pour aboutir à un problème 1D. Une grande partie des travaux de thèse de Louche [Louche 1999] a donc été

de déterminer une méthode de filtrage des champs thermiques, permettant de soustraire le bruit sans dégrader l'information thermique. Après avoir analysé le bruit pour en dégager les caractéristiques, celles d'un bruit blanc, la méthode retenue a été un filtrage numérique passe-bas appliqué par transformée de Fourier discrète. Ce type de transformée supposant que les signaux étudiés sont périodiques, ce traitement inclut un prolongement périodique du signal afin d'éviter les effets de bords. Les résultats obtenus grâce à cette méthode sont présentés dans le cas d'un acier S355MC soumis à une **traction monotone uniaxiale quasi statique** à vitesse constante [Louche et Chrysochoos 2001]. La Figure 1.8a donne, sur un même graphique, la charge à laquelle est soumis l'échantillon et l'évolution thermique d'un point de l'échantillon au cours du temps, ces deux grandeurs étant normalisées par rapport à leur valeur maximale et, enfin, en arrière-plan, les profils de température dans l'axe de sollicitation au cours du temps. La Figure 1.8b est bâtie sur le même principe, mais les données thermiques sont celles de la source de dissipation, calculée d'après le traitement évoqué ci-dessus.

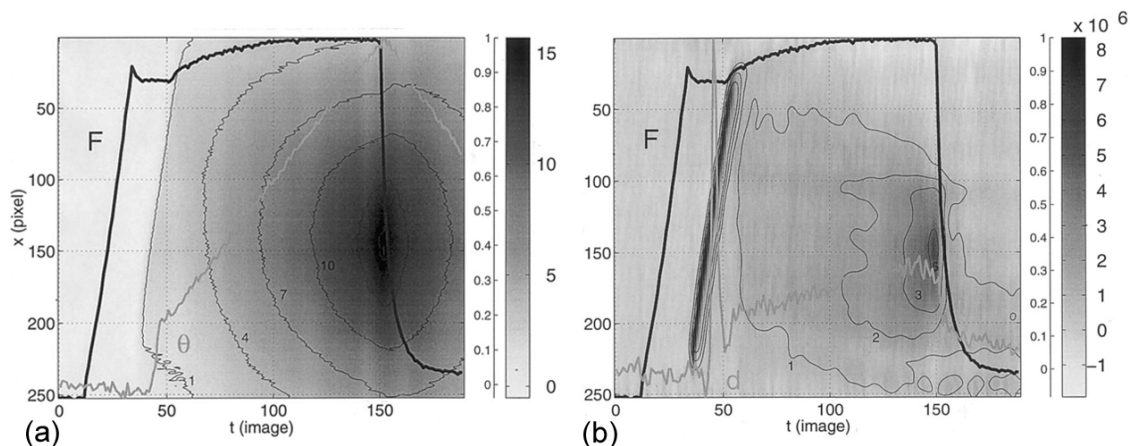


Figure 1.8. Manifestations thermiques dues au passage des bandes de Lüders et à la striction lors de la traction monotone uniaxiale quasi statique d'un acier S355MC.

Courbes : évolutions temporelles de la charge et de la température d'un point sur (a), de sa dissipation sur (b). Ces grandeurs sont normalisées par rapport à leur valeur maximale.

En arrière plan : évolution temporelle, depuis l'état initial, des profils longitudinaux de température en  $^{\circ}\text{C}$  sur (a) et de dissipation en  $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$  sur (b) [Louche et Chrysochoos 2001].

Sur la Figure 1.8a, l'apparition d'un plateau plastique caractéristique des bandes de Lüders sur la courbe d'effort est conjointe à l'initiation d'un front thermique en bas de l'éprouvette. Ce front se propage ensuite le long de l'éprouvette jusqu'à la fin du plateau plastique. Puis, la température augmente au centre de l'éprouvette alors que la striction apparaît. Les données en température révèlent certes les deux phénomènes de localisation que sont les bandes de Lüders et la striction, mais sont fortement affectées par la diffusion de la chaleur. Ceci est très perceptible au regard des données issues du calcul des sources et présentées sur la Figure 1.8b. En effet, sur ces données, la localisation de la dissipation lors du plateau plastique est très intense et prend clairement la forme d'une onde traversant l'échantillon de part en part. La seconde localisation correspondant à la striction est également plus visible. La comparaison des Figure 1.8a et Figure 1.8b met donc en évidence l'effet régularisant de la diffusion au sein du matériau. Il apparaît également que des manifestations thermiques de faible amplitude peuvent être liées à des phénomènes mettant en jeu des taux d'énergie élevés, comme dans le cas des bandes de Lüders et, inversement, comme dans le cas de la striction. Les effets dissipatifs étant particulièrement marqués pour les bandes de Lüders, ils ont pu être exploités pour évaluer leur vitesse de propagation. Ces résultats, déjà très intéressants en 1D, ne

permettent pas malgré tout d'observer l'inclinaison des bandes de Lüders, ni d'étudier des sources qui seraient réparties de façon hétérogène en surface de l'échantillon ; ils ont donc suscité une volonté d'extension en 2D.

La détermination des sources de chaleur en **fatigue** a débuté en 0D suite au constat que la température n'était pas une grandeur intrinsèque au matériau. Grâce à l'équation couplée de la chaleur ramenée à un problème 0D, Boulanger [Boulanger 2004] est remonté, d'après la température, à l'évolution de la dissipation moyenne d'un échantillon d'acier DP60 soumis à une succession de blocs sinusoïdaux de chargement uniaxial de rapport de charge  $R = 0$  constant, chacun ayant une amplitude supérieure au précédent (cf. Annexe B). Mais au vu de ses propres résultats et des observations citées ci-dessus, l'hypothèse de sources de chaleur uniformes, nécessaire pour effectuer un traitement en 0D, est remise en cause. D'où une extension du traitement 1D avant d'aboutir à l'estimation des sources en 2D par Berthel [Berthel 2007, Berthel *et al.* 2007]. L'objectif de ses travaux est d'estimer séparément les deux sources intervenant en fatigue, c'est-à-dire la source de couplage thermoélastique et la dissipation intrinsèque (cf. détails en Annexe B). Un échantillon d'acier DP600 est soumis à des **blocs de chargement sinusoïdal de traction-compression** de rapport de charge constant et d'amplitude croissante. Les champs thermiques discrets et bruités sont traités en vue de l'estimation du Laplacien présent dans l'équation de la chaleur. La méthode adoptée est d'approximer ces champs par la fonction suivante :

$$\theta(x, y, t) = p_1(x, y) t + p_2(x, y) + p_3(x, y) \cos(2\pi f t) + p_4(x, y) \sin(2\pi f t) \quad (1.8)$$

où  $f$  est la fréquence de chargement et les fonctions  $p_i$  des polynômes du second ordre. Les coefficients de ces polynômes sont déterminés par approximation des moindres carrés sur des pavés de lissage spatio-temporels. Dans (1.8), les fonctions trigonométriques servent à décrire la partie périodique correspondant aux effets thermoélastiques, tandis que la partie linéaire permet de prendre en compte les effets transitoires, tels que les pertes de chaleur et la dissipation intrinsèque. Une fois les champs thermiques approchés par ces fonctions lissées continues, l'estimation des sources est effectuée séparément à partir de l'équation de la chaleur en prenant en compte le fait que la source de couplage thermoélastique s'annule à la fin de chaque cycle. Les champs d'amplitude de la source thermoélastique, pour un chargement constitué de blocs à une fréquence de chargement  $f = 50$  Hz et pour un rapport de charge  $R = 0$ , sont présentés sur la Figure 1.9. Les champs d'amplitude de la dissipation intrinsèque moyenne par cycle, présentés sur la Figure 1.10, sont obtenus pour une fréquence de chargement  $f = 30$  Hz et un rapport de charge  $R = -1$ , l'objectif étant de mettre en évidence la répartition des sources au cours des blocs de chargement. Les deux sources sont divisées par  $\rho C$  afin d'être exprimées en  $^{\circ}\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$ , pour mieux rendre compte de leur intensité. Ceci permet, par comparaison des Figure 1.9 et Figure 1.10, de constater que les deux sources ont des intensités très différentes : la source thermoélastique est en effet beaucoup plus intense que la dissipation intrinsèque. La source thermoélastique (Figure 1.9) est relativement homogène et augmente avec l'amplitude du chargement. Les champs (c) et (d) correspondent au dernier bloc de chargement avant la rupture ; au cours de celui-ci, la source thermoélastique se localise en pointe de fissure. La dissipation moyenne par cycle (Figure 1.10) conserve la même distribution hétérogène d'un bloc à l'autre et augmente fortement de façon localisée avant la fissuration (Figure 1.10c). Il a été démontré [Berthel *et al.* 2007] que la distribution des dissipations intrinsèques était liée à la structure de l'échantillon et non au chargement, car la distribution persistait en retournant l'échantillon dans les mors de la machine.

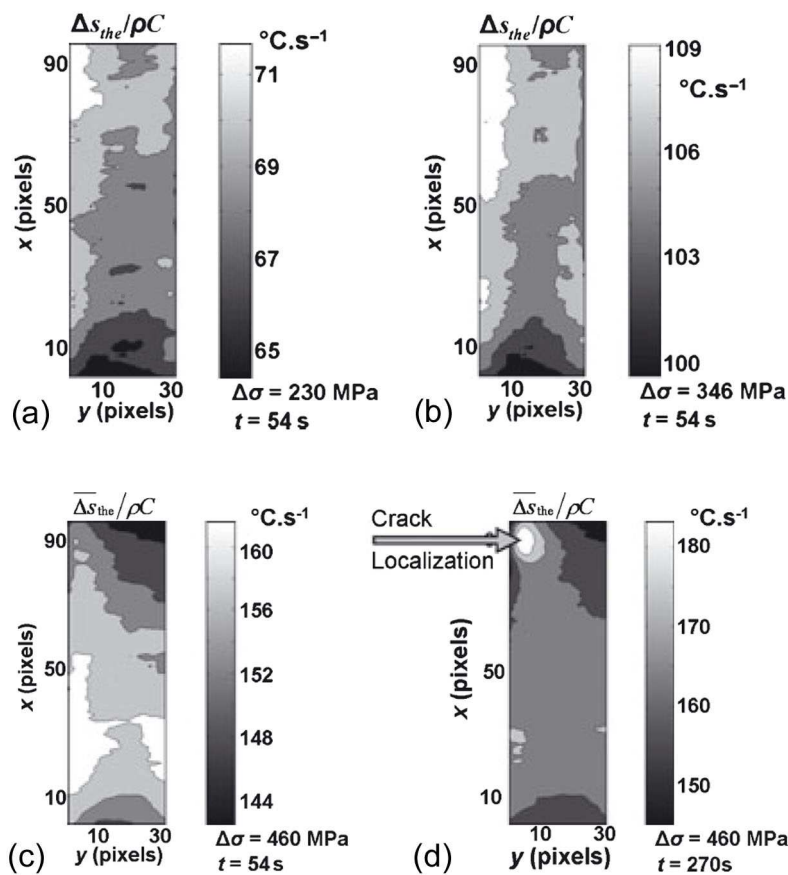


Figure 1.9. (a) (b) (c) Champs des amplitudes de la source thermoélastique au même instant des blocs pour des amplitudes différentes. (d) Champs des amplitudes de la source thermoélastique pour la même amplitude que (c) mais en fin de bloc.

Ici  $f = 50 \text{ Hz}$  et  $R = 0$  [Berthel *et al.* 2007].

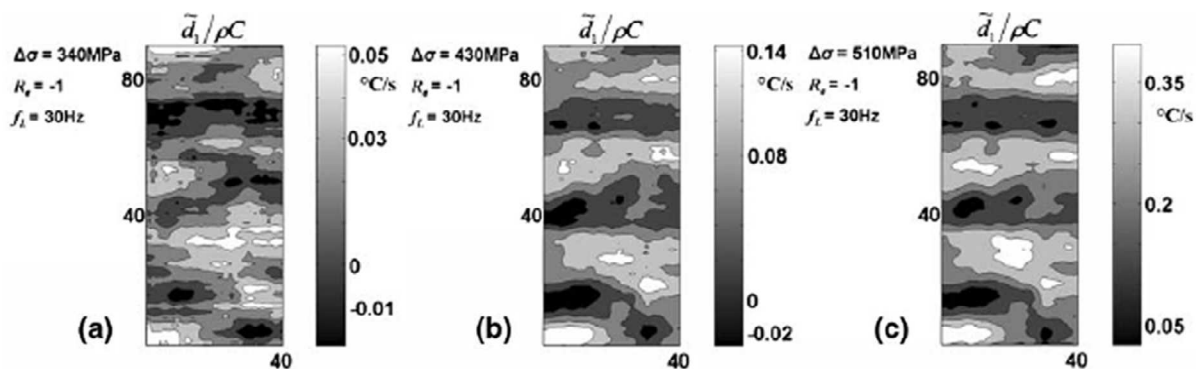


Figure 1.10. (a) (b) (c) Champs des amplitudes de la dissipation intrinsèque moyenne par cycle au même instant des blocs pour des amplitudes différentes.

Ici  $f = 30 \text{ Hz}$  et  $R = -1$  [Berthel *et al.* 2007].

Il faut toutefois préciser que la méthode présentée par Berthel possède un seuil de détectivité : pour des sources trop faibles au sens du rapport signal sur bruit, elle ne peut plus aboutir à la détermination des champs. Par ailleurs, puisque le signal brut est lissé par l'intermédiaire de l'équation (1.8), seuls les chargements de fatigue sont concernés. Néanmoins, ce passage en 2D permet de prédire les zones de rupture et apporte des informations sur la localisation des sources au sein de l'échantillon.

Pour réaliser des bilans d'énergie à partir de ces informations, il faut maintenant avoir accès à des informations cinématiques à la même échelle. En effet, la réalisation de bilans d'énergie fait intervenir des grandeurs mécaniques au travers du travail  $W$  fourni à l'éprouvette, et thermiques au travers de la part d'énergie  $W_{ch}$  dissipée sous forme de chaleur (cf. 1.1.1). Dans les bilans globaux évoqués en 1.1.2, le travail total fourni à l'éprouvette provenait de l'aire sous la courbe contrainte-déformation, tandis que les informations thermiques concernaient, elles aussi, l'échantillon dans sa globalité. Comme les informations thermiques sont désormais des champs de température et de sources en 2D, qui donnent accès à une répartition spatiale dans l'éprouvette, une information globale concernant le travail fourni à l'éprouvette est devenue insuffisante pour la réalisation de champs de bilans d'énergie locaux. D'après les équations (1.2) du paragraphe 1.1.1, la détermination du champ de travail fourni nécessite la connaissance des champs de contrainte et de déformation, le champ de contrainte pouvant être obtenu d'après le champ de déformation ; d'où la volonté de parvenir à des informations cinématiques locales.

### 1.3 Vers un champ de bilans d'énergie

#### 1.3.1 Observations cinématiques

L'accès à des mesures cinématiques locales fait appel à des techniques expérimentales spécifiques. L'information de déformation peut être obtenue à l'échelle de la zone utile de l'échantillon grâce à des jauges de déformation.

**Les jauges de déformation** : une jauge est constituée d'un fil de fin diamètre (30 à 50  $\mu\text{m}$ ) collé en spires sur un support mince et terminé par des connexions appropriées. Elle peut également être obtenue à partir d'une feuille métallique mince et d'un support isolant, traités comme un circuit imprimé. Les brins de fil constituant la jauge, alignés dans une direction donnée, subissent les mêmes déformations dans cette direction que la surface sur laquelle la jauge est collée. Lorsque le fil est soumis à de la traction dans les limites de son domaine élastique, il s'allonge alors que sa section diminue et sa résistance s'en trouve modifiée. Pour mesurer ce changement de résistance, la jauge doit se trouver au sein d'un montage électrique appelé pont de Wheatstone. Lorsque ce pont est alimenté et se trouve à l'équilibre, la tension à ses bornes est nulle ; en revanche, au cours de la déformation, la variation de résistance de la jauge provoque un déséquilibre et l'apparition d'une différence de potentiel qui peut alors être reliée à la déformation. La valeur de la mesure par jauge est très fortement dépendante de la liaison obtenue par collage. Par ailleurs, même s'il est possible d'obtenir des données suivant plusieurs directions par collage de plusieurs jauges, l'information obtenue reste moyennée sur la zone de collage, offrant ainsi une résolution spatiale de mesure très limitée [Le Goër et Avril 1992]. Enfin, le courant électrique qui passe dans la jauge entraîne un échauffement local qui peut perturber les mesures thermiques, quelles qu'elles soient, qui seraient effectuées en même temps que la mesure de déformation.

Cependant l'information obtenue par une jauge est encore trop globale par rapport aux champs thermiques fournis par thermographie infrarouge. Il faut donc effectuer des mesures de champs cinématiques. Différentes familles de techniques sans contact existent. Elles seront évoquées avant d'insister plus particulièrement sur la méthode de corrélation d'images numériques, très largement utilisée dans les applications qui nous concernent.

**Des mesures de champs cinématiques :**

- **Interférométrie de speckle** : un objet diffusant éclairé par une source de lumière cohérente, en général un laser, génère un système d'interférences, appelé "speckle" car l'image résultante semble composée de grains. Ce speckle apparaît si la surface de l'objet diffusant présente un relief microscopique donnant, vu du point d'observation, des variations de chemin optique supérieures à la longueur d'onde de la lumière ; ainsi, une surface polie ne donnera pas de speckle. En interférométrie de speckle, l'objet est éclairé simultanément et symétriquement par deux sources cohérentes et la superposition des deux figures de speckle, générées par chacun des deux éclairages, crée des franges d'interférence. Lors d'un faible déplacement de l'objet pour lequel les grains de speckle de chaque figure sont encore partiellement superposés, il y a toujours interférence et la différence de chemin optique entre les deux figures d'interférence peut être reliée aux composantes du champ de déplacement. Ces images sont enregistrées par une caméra CCD. Les résolutions atteintes avec cette méthode sont liées à la longueur d'ondes des sources [Smigielski 2001].

- **Méthode de moiré** : le phénomène de moiré est obtenu par superposition de deux réseaux périodiques de pas sensiblement voisins, formés de traits parallèles dont l'épaisseur est égale à l'intervalle entre deux traits consécutifs. L'interaction entre ces deux réseaux provoque la création de franges d'interférence, là où les traits d'un réseau couvrent les intervalles de l'autre. Si l'un des réseaux est un réseau témoin et l'autre un réseau obtenu par une déformation limitée d'un réseau initialement identique au premier, le passage d'une frange à l'autre caractérise le déplacement différentiel du réseau déformé. Pour mesurer un champ de déplacement bidirectionnel d'un objet, il faut prendre la surface de la pièce à étudier comme support d'une trame, formée de deux réseaux orthogonaux entre eux, et comparer successivement chacun de ces réseaux avec le réseau témoin correspondant. Les franges de moiré sont enregistrées par une caméra CCD. Les trames sont en général obtenues par dépôt d'une fine couche de métal sur un support ; l'ensemble est alors collé en surface du matériau à étudier et après séchage, le support est retiré, laissant uniquement en place les réseaux. La résolution atteinte dépend du choix du pas du réseau qui doit néanmoins permettre d'obtenir des franges nettes [Le Goër et Avril 1992].

- **Suivi de marqueurs ou de grille** : cette méthode consiste à équiper la surface à étudier de marqueurs ou d'une grille et à enregistrer des images au cours du déplacement de l'objet. Les déplacements des marqueurs ou des nœuds de la grille entre des images consécutives donnent alors accès au champ de déplacement de l'objet étudié. L'essentiel de la méthode réside dans l'application, très délicate, des marqueurs ou de la grille, qui peut être effectuée par gravure au laser ou photolithographie. La résolution de la méthode dépend alors de la grille et du moyen d'observation de cette grille (microscope optique, caméra CCD, ...) [Moulart *et al.* 2007].

Dans le cas d'essais mécaniques, la première méthode est peu utilisée car elle ne convient pas à toutes les surfaces et est difficile à mettre en place, de même que les deux autres méthodes qui nécessitent un dépôt en surface délicat à réaliser. C'est pourquoi une méthode de mesure de champs moins lourde à mettre en œuvre est souvent utilisée pour mesurer les champs cinématiques en surface d'une éprouvette ; il s'agit de la corrélation d'images numériques.

**La corrélation d'images numériques** : cette méthode nécessite la prise d'images en niveaux de gris de l'échantillon au cours de la sollicitation, ce qui est facilement réalisable grâce à une caméra optique CCD classique. Le champ de déplacement de chaque image est ensuite déterminé par rapport à une image de référence. Pour cela, l'image de référence est subdivisée en zones appelées "Zone Of Interest" (ZOI). L'objectif de la corrélation est alors de retrouver le motif d'une ZOI donnée dans les images suivantes par reconnaissance de motifs, c'est-à-dire, ici, d'intensités de niveaux de gris. Les déplacements des centres des motifs sont

alors déterminés, ce qui donne accès à un champ de déplacement et par dérivation à un champ de déformation ou encore de vitesse de déformation. Les méthodes peuvent différer par les algorithmes de reconnaissance de motifs utilisés dont le choix dépend également de l'amplitude des déplacements à observer. Mais dans tous les cas, la surface des objets étudiés doit être d'une part contrastée, pour créer les motifs, et d'autre part avoir un caractère aléatoire pour ne pas confondre deux motifs qui seraient identiques. Un tel aspect peut exister naturellement ou être créé artificiellement, généralement grâce à un mouchetis de peinture qui nécessite très souvent d'être éclairé pour révéler un maximum de contrastes [Hild *et al.* 1999, Wattrisse 1999].

La corrélation d'images numériques a d'abord été utilisée seule pour étudier les phénomènes de localisation dans la mesure où, dans ces cas particuliers, les grandeurs mécaniques ne sont plus homogènes au sein de l'échantillon. Citons par exemple les travaux de Wattrisse [Wattrisse 1999, Wattrisse *et al.* 2001], dans lesquels les champs mécaniques ont été obtenus par corrélation d'images numériques alors que les bandes de Lüders puis la striction apparaissaient dans un échantillon d'acier SOLDUR 355 soumis à une **traction monotone uniaxiale quasi statique**. La Figure 1.11 présente, sur un même graphique, la contrainte à laquelle est soumis l'échantillon ainsi que les profils longitudinaux de la vitesse de déformation longitudinale, le tout, au cours du temps.

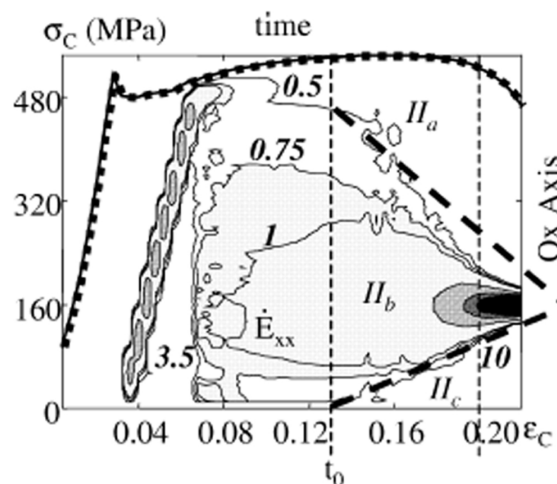


Figure 1.11. Manifestations cinématiques dues au passage des bandes de Lüders et à la striction lors de la traction monotone uniaxiale quasi statique d'un acier SOLDUR 355. Évolution temporelle des profils longitudinaux de vitesse de déformation longitudinale, unité  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  et courbe de contrainte au cours du temps [Wattrisse *et al.* 2001].

La Figure 1.11 met en évidence une localisation de la vitesse de déformation qui se déplace le long de l'éprouvette pendant toute la durée du plateau plastique, c'est-à-dire lors du passage des bandes de Lüders. L'observation des champs cinématiques permet aussi de déterminer l'orientation des bandes ainsi que leur vitesse de propagation. Enfin, lorsque la striction apparaît en fin d'essai, cette grandeur cinématique augmente fortement de façon très localisée.

Ait-Amokhtar [Ait-Amokhtar *et al.* 2006] a également abordé, du point de vue cinématique, l'effet Portevin-Le Chatelier apparaissant lors d'une **traction monotone uniaxiale quasi statique** d'un alliage Al-Mg, à température ambiante. Les champs suivants (Figure 1.12) sont calculés par corrélation d'images numériques à des instants successifs d'une sollicitation à une vitesse de déformation de  $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (type B) et mettent en lumière un front d'augmentation des déformations longitudinales au passage de la bande.

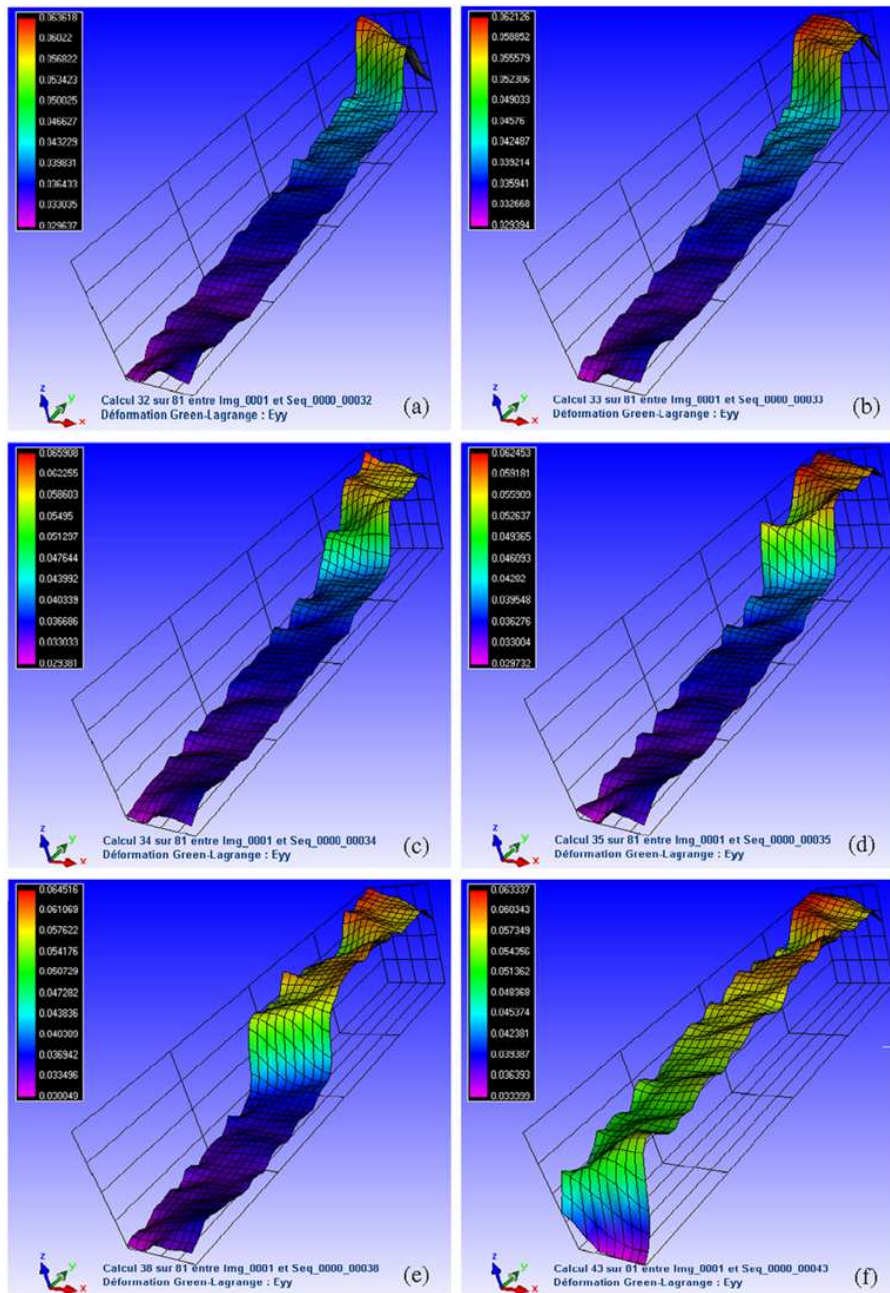


Figure 1.12. Manifestations cinématiques de l'effet Portevin-Le Chatelier lors de la traction monotone uniaxiale d'un alliage Al-Mg pour une vitesse de déformation de  $1,6 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  : champs de déformation longitudinaux à des instants successifs de la sollicitation [Ait-Amokhtar *et al.* 2006].

Les mêmes phénomènes ayant été étudiés du point de vue thermique par thermographie infrarouge, que ce soit à propos des bandes de Lüders et de la striction [Louche et Chrysochoos 2001] ou de l'effet Portevin-Le Chatelier [Ait-Amokhtar *et al.* 2008], les auteurs ont naturellement cherché à comparer les deux types de résultats, respectivement présentés sur les Figure 1.8 et Figure 1.11, puis sur les Figure 1.6 et Figure 1.12. Ils ont constaté une certaine corrélation entre les manifestations thermiques et cinématiques liées aux phénomènes de localisation, bien que les mesures n'aient pas été effectuées en même temps sur les mêmes échantillons.



### 1.3.2 Réalisation de bilans d'énergie locaux

Toujours dans l'optique de réaliser les bilans d'énergie, l'idée du couplage de ces deux types de mesures de champs est donc apparue. La première expérience de couplage des deux techniques a été présentée par Chrysochoos et Louche dans les années 2000 [Chrysochoos *et al.* 2000]. Ils réalisent, pour différentes nuances d'acier (S355MC, HR55, DD14), des mesures thermiques sur une face de l'échantillon et des mesures cinématiques sur l'autre face, aboutissant alors à des profils longitudinaux de bilans d'énergie. Ce n'est que récemment qu'a été présenté [Berthel 2007, Chrysochoos *et al.* 2008] un protocole expérimental permettant d'estimer localement les termes du bilan d'énergie en **fatigue à grand nombre de cycles** sur un échantillon d'acier DP600 soumis à des **blocs de chargement sinusoïdal de traction-compression** à rapport de charge  $R = -1$  constant, d'amplitude croissante et à une fréquence de 30 Hz. Des mesures par thermographie infrarouge ont été effectuées sur une face de l'échantillon, afin d'estimer la distribution en 2D des sources thermoélastiques et de dissipation moyenne par cycle par la méthode développée au paragraphe 1.2.2. A la fin des blocs de chargement, des images optiques de l'autre face sont prises par une caméra CCD et permettent alors de calculer les champs de déplacement par une technique de corrélation d'images numériques. Par dérivation, ces derniers donnent accès aux champs de déformation et de vitesse de déformation. Une méthode variationnelle permet de déduire des champs de déplacement les paramètres élastiques de l'acier (module d'Young et coefficient de Poisson), ainsi que les champs de contrainte. D'après les formules (1.2) du paragraphe 1.1.1, les champs de contrainte et de vitesse de déformation sont en effet nécessaires pour calculer les taux d'énergie de déformation. Ces développements permettent dans un premier temps de comparer, en fin du dernier bloc sur la Figure 1.13, les profils longitudinaux moyens de dissipation  $d_I$  (correspondant à  $W_{ch}$ ) et de taux d'énergie plastique ici nommé  $f_L A_h^{(1)}$  ( $W_p$ ). Les deux autres courbes correspondent pour  $f_L A_h^{(2)}$  à une autre façon de calculer l'énergie plastique (développée dans [Berthel 2007]) et pour  $w_0$ , au profil de largeur de l'éprouvette. Les profils ont permis de vérifier que le travail plastique, identifiable à l'aire d'hystérésis de la courbe contrainte-déformation, était toujours supérieur à l'énergie dissipée par cycle, l'écart entre les deux grandeurs correspondant à la variation d'énergie interne due aux mécanismes irréversibles de fatigue.

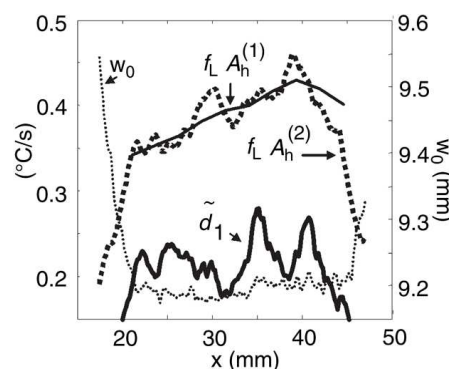


Figure 1.13. Profils longitudinaux de dissipation  $d_I$  ( $W_{ch}$ ) et de taux d'énergie plastique  $f_L A_h^{(1)}$  ( $W_p$ ) sur l'éprouvette d'acier DP600 en fin du dernier bloc de cycles de traction-compression.  $f_L A_h^{(2)}$  et  $w_0$  correspondent respectivement à une autre façon de calculer l'énergie plastique et au profil de largeur de l'éprouvette [Chrysochoos *et al.* 2008].

Dans un second temps, les cartographies en 2D permettent d'observer la répartition spatiale de l'énergie de déformation  $W_{def}$  ( $W$ ), de l'énergie dissipée  $W_d$  ( $W_{ch}$ ) et de l'énergie bloquée ou stockée  $W_s$  ( $W_{bl}$ ) au cours des blocs de chargement (Figure 1.14).

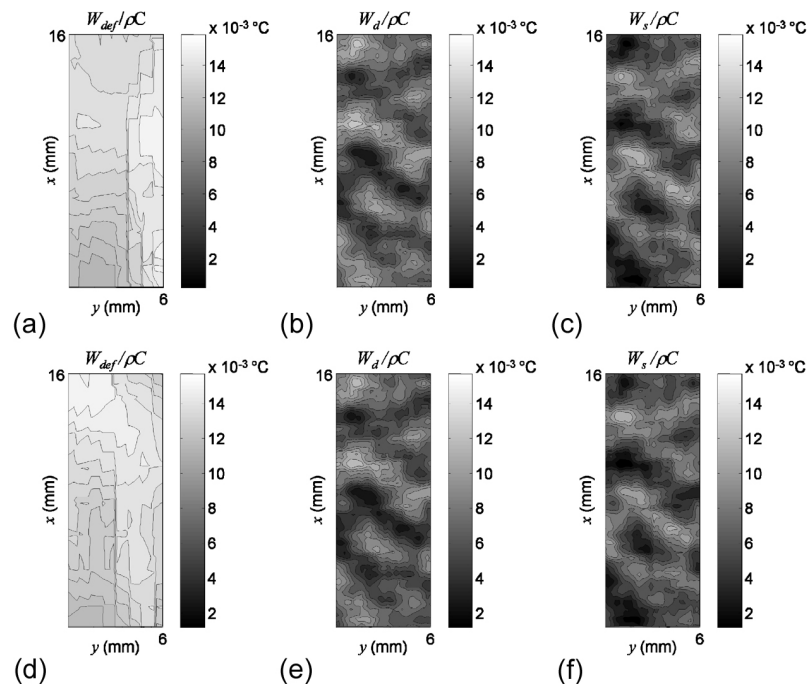


Figure 1.14. Cartographies de champs de bilans d'énergie locaux estimés aux blocs 5 et 11 respectivement. (a) et (d) Énergie de déformation ( $W_{def}$ ) ; (b) et (e) énergie dissipée ( $W_d$ ) ; (c) et (f) énergie stockée ( $W_s$ ) [Berthel 2007].

Ces premiers résultats permettent d'affirmer que les zones de dissipation maximale (et donc d'énergie bloquée minimale) correspondent aux zones d'apparition des fissures et que l'hétérogénéité spatiale des champs provient bien des défauts microstructuraux et non d'un effet structure. Et bien que l'énergie bloquée n'ait pour l'instant pas été reliée directement à l'endommagement, ces travaux confirment l'intérêt de réaliser des bilans d'énergie à une échelle encore plus fine, celle de la microstructure.

## 1.4 Bilan

La réalisation de bilans d'énergie a donc profité des avancées technologiques au fil du temps. D'analyses très globales à l'échelle d'une éprouvette complète, il a été possible d'avoir accès successivement à des données moyennées sur une zone utile, puis à des profils et enfin à des cartographies complètes de l'éprouvette. L'étude des grandeurs cinématiques et thermiques a été envisagée pour étudier des mécanismes, a priori très différents, que sont la fatigue et les phénomènes de localisation mais qui ont néanmoins en commun une hétérogénéité des champs cinématiques et thermiques et donc énergétiques, en surface de l'échantillon, comme en témoignent les champs de bilans d'énergie locaux obtenus dans le cadre de la fatigue. Toutefois, l'origine des hétérogénéités observées se situe à une échelle bien inférieure, celle de la microstructure. Et même si nombre des auteurs cités évoquent dans leurs travaux les phénomènes microstructuraux à l'origine des localisations observées, les mesures effectuées à l'heure actuelle, bien que qualifiées de locales, restent à une échelle supérieure à celle de la microstructure. Aussi, il apparaît comme primordial d'accéder à une mesure de l'énergie bloquée à l'échelle microstructurale d'apparition des phénomènes. Dans la seconde partie de ce chapitre, ces aspects microstructuraux sont présentés et la possibilité d'effectuer des champs de bilans d'énergie locaux à cette échelle étudiée.



## **Partie 2**

### **Vers un bilan d'énergie à l'échelle microstructurale : cahier des charges**

Dans cette seconde partie, les mécanismes de déformation et d'apparition de la plasticité à l'échelle de la microstructure de l'acier sont présentés, ainsi que des études expérimentales ayant permis d'observer ces phénomènes (à nouveau, quelques explications à propos de ces techniques se trouveront dans les encadrés grisés). Une fois l'origine microstructurale de la plasticité établie, vient la problématique de cette étude : est-il possible de réaliser un bilan d'énergie à l'échelle microstructurale ? Pour cela, il faut pouvoir mesurer les grandeurs thermiques et cinématiques à cette échelle. De plus, la mesure doit être simultanée, car la microstructure varie d'une éprouvette à une autre et même d'une face à l'autre d'une même éprouvette. Il s'agit donc de faire le point sur les mesures qui ont déjà pu être réalisées à une échelle microstructurale, de se situer par rapport à ces travaux et de voir comment les techniques expérimentales sont adaptables à cette étude. Une fois le choix des techniques expérimentales arrêté, leur utilisation à des échelles fines ainsi que les résolutions spatiales géométriques pouvant être atteintes sont exposées ; puis la nécessité du couplage de ces mesures est discutée. A l'issue de cette partie, l'objectif est de déterminer si des mesures des grandeurs cinématiques et thermiques sont réalisables simultanément à l'échelle des grains. Si cela est faisable, il sera alors possible d'étudier les comportements cinématiques et thermiques à cette échelle et de déterminer s'ils peuvent être reliés. Enfin, la mise en œuvre de ces mesures est indispensable si l'on veut pouvoir à l'avenir, bien que ça ne soit pas l'objet de ces premiers travaux, tendre vers des bilans d'énergie complets à l'échelle microstructurale.

#### **1.5 Origine microstructurale de l'endommagement**

##### **1.5.1 Le métal, un polycristal**

D'abord, un monocristal est caractérisé par un arrangement régulier d'atomes suivant un motif élémentaire tridimensionnel, appelé maille, qui se répète périodiquement dans les trois directions de l'espace, formant ainsi un réseau. Les mailles cristallines les plus courantes correspondent aux systèmes suivants : le réseau cubique centré, le réseau cubique à faces centrées et le réseau hexagonal compact (Figure 1.15). Les réseaux cristallins ne sont pas parfaits, il existe des défauts dans l'arrangement des atomes, qui se créent en grand nombre dès la formation du cristal. Ces défauts peuvent être ponctuels (lacunes, atomes interstitiels, solutions solides,...) ou linéiques, comme les dislocations. Les dislocations les plus courantes sont les dislocations coin et les dislocations vis représentées sur la Figure 1.16.

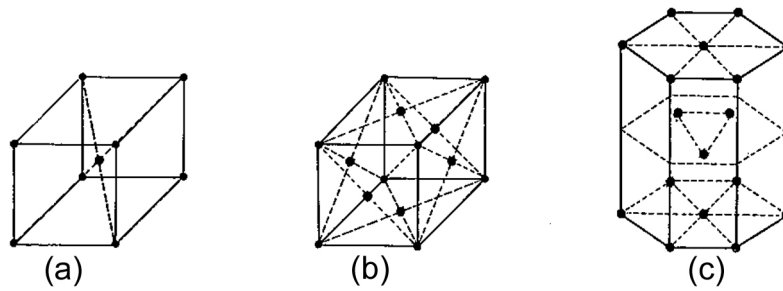


Figure 1.15. Trois types de mailles cristallines courantes : (a) réseau cubique centré, (b) réseau cubique à faces centrées, (c) réseau hexagonal compact [Lemaitre et Chaboche 1988].

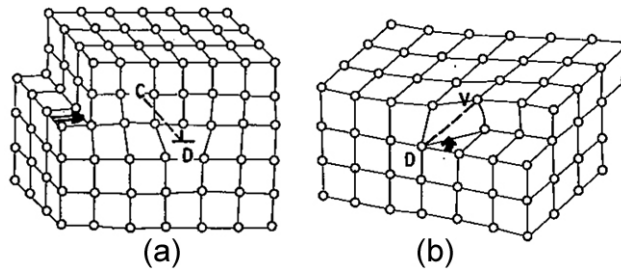


Figure 1.16. Schématisation (a) d'une dislocation coin, (b) d'une dislocation vis [Lemaitre et Chaboche 1988].

Les éléments d'un réseau répondent à une notation particulière [Douin 1997] :

- Une **maille** est définie par 3 vecteurs non coplanaires  $\vec{a}$ ,  $\vec{b}$  et  $\vec{c}$  (Figure 1.17).
- Les coordonnées d'un **nœud** P sont données dans ces unités, ainsi, sur la Figure 1.17, P est désigné par (1, 1, 1) :

$$\overrightarrow{OP} = 1\vec{a} + 1\vec{b} + 1\vec{c} \tag{1.9}$$

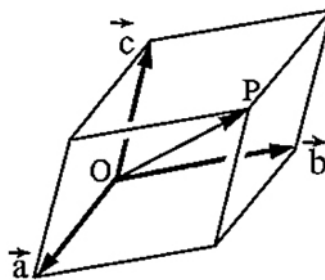


Figure 1.17. Position d'un nœud P dans une maille du réseau [Douin 1997].

- Des nœuds peuvent être regroupés sur des séries de droites parallèles appelées **rangées**, une rangée étant définie par 2 nœuds. En particulier, la droite de la série passant par l'origine rencontre un nœud N de coordonnées (p, q, r) tel que :

$$\overrightarrow{ON} = p\vec{a} + q\vec{b} + r\vec{c} \tag{1.10}$$

Elle se note alors droite [pqr], où p, q et r sont les indices de Miller de la droite.

- Les nœuds du réseau sont répartis sur des plans, les **plans réticulaires**. Un plan est désigné par les indices de Miller ( $hkl$ ), correspondant aux inverses des distances de l'origine aux intersections du plan avec les axes. Sur la Figure 1.18a, les intersections se trouvent en  $a/h, b/k$  et  $c/l$ , le plan est alors désigné par  $(hkl)$ .

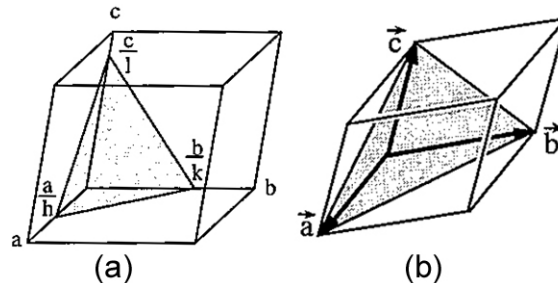


Figure 1.18. (a) Plan réticulaire quelconque  $(hkl)$  et (b) exemple d'un plan  $(111)$  [Douin 1997].

Les métaux et alliages industriels sont obtenus par solidification depuis l'état liquide. C'est pendant le refroidissement que des mailles d'un même système cristallin se forment dans différentes directions. Cet assemblage multidirectionnel de monocristaux forme alors un polycristal.

### 1.5.2 La déformation du métal

#### Cas du monocristal

Lors d'une déformation élastique, les distances entre les atomes du réseau augmentent afin d'équilibrer les efforts extérieurs ; les dislocations peuvent également se déplacer mais toutes ces modifications sont réversibles. Les atomes retrouvent donc leur position initiale après arrêt de la sollicitation.

Lorsque la déformation dépasse le domaine élastique, limite qui dépend de l'orientation, les effets ne sont plus réversibles et la déformation du monocristal devient plastique. Des marches peuvent alors être observées en surface du matériau, comme si une partie du matériau avait glissé par rapport à l'autre. Le glissement a lieu sur des plans cristallographiques ( $hkl$ ) bien définis et la marche créée en surface est maximum pour une direction  $[pqr]$ . On parle alors de système de glissement  $[pqr] (hkl)$  (Figure 1.19).

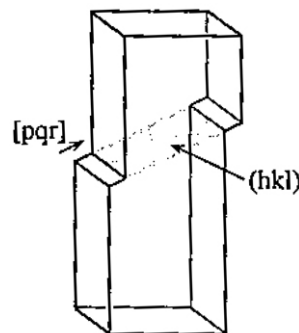


Figure 1.19. Marche en surface créée selon le système de glissement  $[pqr] (hkl)$  [Douin 1997].

En général,  $(hkl)$  et  $[pqr]$  correspondent respectivement aux plans et aux directions contenant la plus grande densité d'atomes du système cristallin du matériau. Il existe plusieurs systèmes de glissement potentiels dans un même monocristal, mais comment ce glissement est-il activé ?

La déformation plastique se produit par glissement dans une direction et un plan de glissement. Ainsi, ce n'est pas la contrainte appliquée à l'éprouvette qui agit à l'échelle des plans de glissement, mais la projection de cette contrainte dans le plan de glissement et la direction de glissement ; cette projection est appelée cission résolue  $\tau$ .

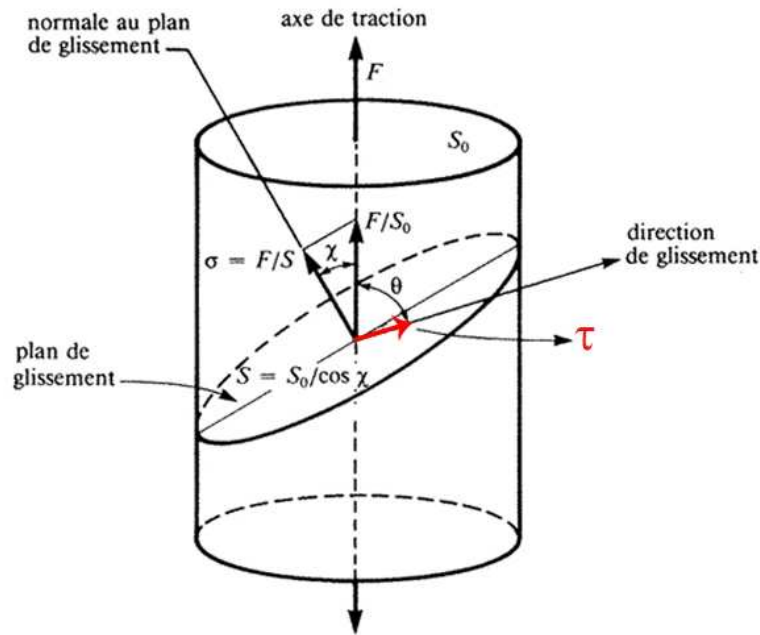


Figure 1.20. Projection de la contrainte appliquée à l'éprouvette dans un plan de glissement et une direction de glissement [Baïlon et Dorlot 2000].

Avec les notations de la Figure 1.20, cette cission résolue s'exprime :

$$\tau = \frac{F}{S_0} \cos(\chi) \cos(\theta) = \sigma_0 m \quad (1.11)$$

où  $F$  est l'effort appliqué à l'échantillon,  $S_0$  la surface de coupe normale à l'axe de traction,  $\chi$  l'angle entre la normale au plan de glissement et l'axe de traction, et  $\theta$  l'angle entre la direction de glissement et l'axe de traction.

La contrainte appliquée à l'éprouvette étant  $\sigma_0$ , le terme  $\cos(\chi) \cos(\theta)$  est appelé facteur de Schmid et noté  $m$ . La loi de Schmid et Boas [Schmid et Boas 1950] stipule alors que le glissement débute quand la cission résolue sur un plan cristallographique de glissement atteint sa valeur critique. Lorsque plusieurs systèmes de glissement peuvent être activés dans un monocristal, celui qui opérera le premier sera celui pour lequel la cission critique sera atteinte en premier. Dans l'ensemble de ces mécanismes, les dislocations ont un rôle très important, leur structure évolue, s'organise, des dislocations peuvent s'annihiler et d'autres être créées ; une analyse approfondie du rôle des dislocations à l'échelle du réseau est faite dans [Lemaitre et Chaboche 1988, François *et al.* 1991, Douin 1997].

**Cas du polycristal**

Le polycristal est constitué d'un agrégat de grains d'orientations différentes. Au sein d'un polycristal soumis à une contrainte donnée, chaque grain monocristallin voit donc une contrainte différente. En effet, comme les grains n'ont pas la même orientation par rapport à l'axe de déformation, leurs facteurs de Schmid sont très différents et ils ne vont pas se déformer de la même façon que leurs voisins. La déformation peut ainsi être très hétérogène d'un grain à l'autre. Mais la contrainte "vue" par chaque grain ne dépend pas seulement de son orientation, elle est modifiée par le fait que le grain se trouve au sein d'un agrégat [Jaoul 1965].

Puisqu'un grain est entouré d'autres grains, il subit aussi de leur part des contraintes non négligeables [Sauzay 2006] qui s'opposent à la déformation afin d'assurer la cohésion de l'ensemble. La contrainte vue par un grain est donc égale à la contrainte appliquée diminuée de la contrainte d'interaction due aux grains voisins. Ainsi, pour un système de glissement et une direction de glissement donnés dans un grain, la cission résolue sera :

$$\tau = m (\sigma_0 - \sigma_j) \quad (1.12)$$

$\sigma_j$  est la résultante dans la direction de traction des contraintes créées par les hétérogénéités de déformation entre grains voisins.

La taille des grains a également une influence sur le comportement du matériau ; lorsque la déformation se fait par glissement dans les grains, les joints de grains constituent des obstacles au glissement et ont un effet durcissant, traduit par la loi de Hall-Petch :

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{k}{\sqrt{D}} \quad (1.13)$$

$\sigma_0$  est la contrainte appliquée au monocristal,  $D$  le diamètre des grains et  $k$  une caractéristique du matériau.

Une fois la cission résolue établie en prenant en compte l'influence de l'agrégat, chacun des grains du polycristal suit ensuite la loi de Schmid et Boas concernant l'activation du glissement. Ainsi, compte tenu de sa nature polycristalline, la déformation et l'apparition de la plasticité sont hétérogènes au sein du métal. La compréhension de ces différents mécanismes et de leurs interactions a largement profité de l'émergence des techniques permettant une observation à l'échelle appropriée.

**1.5.3 Mise en évidence des phénomènes microstructuraux**

Les observations faites à différentes échelles pour rendre compte des phénomènes microstructuraux présentés en 1.5.1 et 1.5.2 font intervenir un certain nombre de techniques expérimentales. Toutefois, l'objectif de ce paragraphe n'est pas d'être exhaustif à propos de ces techniques mais de présenter ce qui peut être observé concernant les manifestations microstructurales de la plasticité. Les résultats présentés ici ont tous été obtenus lors d'études portant sur la fatigue, car c'est un domaine où le passage aux échelles inférieures est prépondérant et indispensable.

L'observation du matériau après déformation, grâce à un microscope optique, permet d'apercevoir les traces du glissement en surface à une échelle micrométrique. L'image de la



Figure 1.21 est celle d'un échantillon d'acier duplex austéno-ferritique qui a été soumis à une déformation plastique cyclique. Elle met en évidence le caractère non homogène de l'apparition de la plasticité, puisque certains grains présentent des bandes de glissement (lignes foncées parallèles) tandis que, dans d'autres, de telles marques sont peu ou non visibles. Les flèches indiquent la continuité du glissement entre les phases austénitique et ferritique.

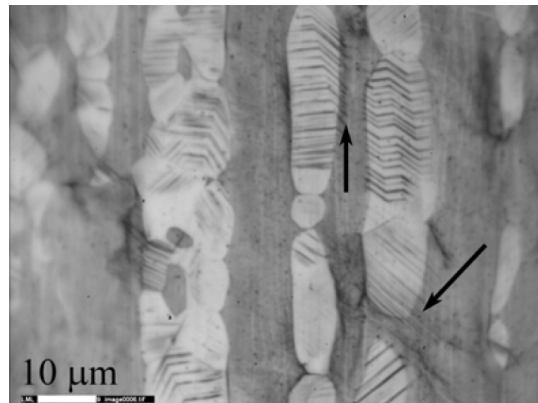


Figure 1.21. Traces du glissement en surface d'un acier duplex soumis à une déformation plastique cyclique, observation au microscope optique [El Bartali 2007].

**Le microscope optique** : dans un tel microscope, l'observation d'une microstructure se fait par réflexion de la lumière sur une surface préparée à cet effet, puisque l'échantillon doit d'abord être poli avant de subir une attaque chimique ou électrolytique. Ainsi, les différents constituants changent de couleur ou n'ont plus le même pouvoir réfléchissant et peuvent alors être différenciés. Différentes optiques permettent des grossissements jusqu'à 1500. Les inconvénients majeurs de ce microscope sont donc un grossissement limité, qui ne permet d'accéder qu'à l'observation des grains de la microstructure, et une faible profondeur de champ [Baïlon et Dorlot 2000].

Ces traces du glissement en surface du matériau ont été étudiées à une échelle plus fine. Hunsche et Neumann [Hunsche et Neumann 1986] ont en effet réalisé des coupes droites de monocristaux de cuivre, à différentes étapes d'une déformation plastique cyclique, pour observer au MEB (Microscope Électronique à Balayage) l'apparition progressive de bandes de glissement persistantes et, par conséquent, l'évolution de la topographie de la surface. Une telle étude a permis de mettre en évidence que les marches ou extrusions provoquées par le glissement étaient également accompagnées d'intrusions.

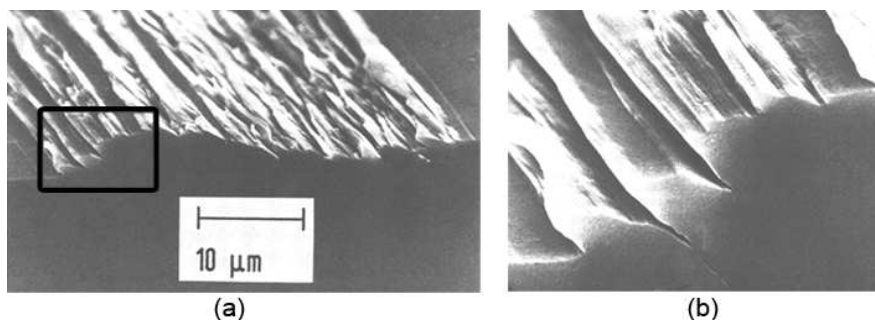


Figure 1.22. Monocristal de cuivre soumis à une déformation plastique cyclique : (a) intrusions-extrusions vues au MEB, (b) zoom sur la partie encadrée [Hunsche et Neumann 1986].

**Le MEB (Microscope Électronique à Balayage)** : avec ce microscope, aucune préparation de la surface à observer n'est nécessaire si l'échantillon est un conducteur électrique ; lorsque le métal contient de fortes proportions de matériaux non conducteurs, une métallisation de la surface est alors indispensable. Un fin faisceau d'électrons primaires, fortement accéléré par des tensions pouvant aller jusqu'à 30 kV, est focalisé sur la surface puis balaie la zone à analyser. Suite au bombardement de ces électrons, différents électrons ou rayonnements sont alors réémis par la surface, qui peuvent être exploités à différentes fins. On distingue principalement les électrons rétrodiffusés et les électrons secondaires qui permettent d'observer le relief de l'échantillon, mais aussi les électrons d'Auger et les émissions de rayons X qui permettent de distinguer les éléments constitutifs superficiels de l'échantillon. Ce type de microscope permet d'atteindre des grossissements jusqu'à 50 000 avec une profondeur de champ 100 fois supérieure à celle d'un microscope optique, d'où son utilisation pour l'observation de surfaces présentant des reliefs comme des faciès de rupture [Baïlon et Dorlot 2000].

Une analyse bien plus fine et en 3D de ces reliefs peut être obtenue grâce à l'AFM (Atomic Force Microscopy) qui donne accès à des informations nanométriques. A l'aide de cette technique, Sabatier et Villechaise [Sabatier 2002, Villechaise *et al.* 2002] ont pu mesurer hauteur, largeur et inclinaison des extrusions-intrusions formées par l'émergence des bandes de glissement en surface d'un acier 316L, lors d'une sollicitation de fatigue (Figure 1.23).

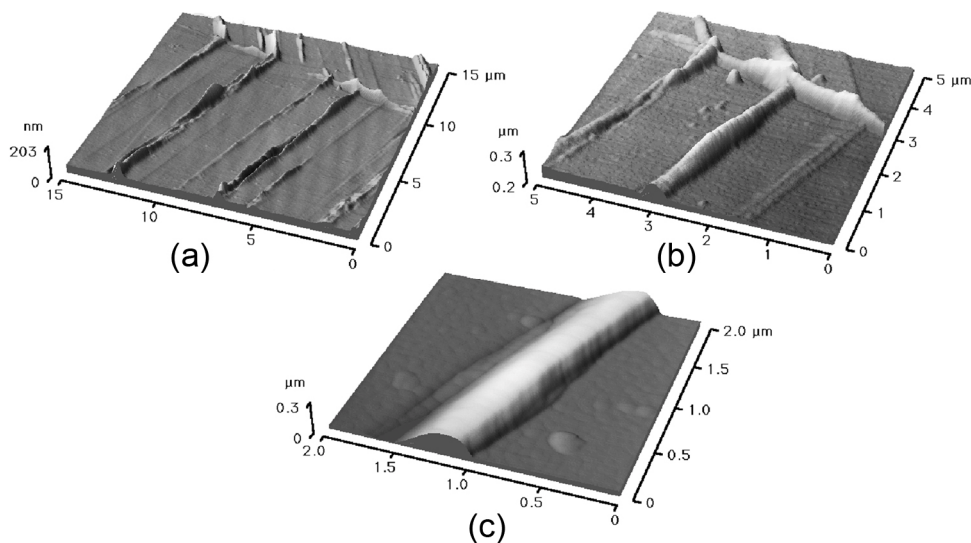


Figure 1.23. Images AFM d'un acier 316L après une sollicitation de fatigue. (a) Observation d'une zone de  $15 \times 15 \mu\text{m}^2$ , puis zoom à l'intérieur de cette zone pour obtenir une image de (b)  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$  puis de (c)  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$  [Villechaise *et al.* 2002].

**L'AFM (Atomic Force Microscopy)** : cette technique est basée sur les forces d'interaction, en général répulsives, entre une pointe miniature fixée à l'extrémité d'un cantilever et les atomes de la surface de l'échantillon. Ce dernier est placé sur une platine de déplacement afin que la pointe puisse balayer toute sa surface. Alors que les forces d'interactions sont maintenues constantes, le déplacement relatif de la pointe par rapport à l'échantillon est mesuré par la déviation d'un faisceau laser réfléchi à l'extrémité du cantilever et collecté par une diode photoélectrique (Figure 1.24). Cette technique permet, entre autres, de reconstituer une image en 3D de la topographie de la surface d'échantillons conducteurs ou non avec une résolution latérale de l'ordre de quelques nanomètres et une résolution verticale de 0,05 nm [Binnig *et al.* 1986].

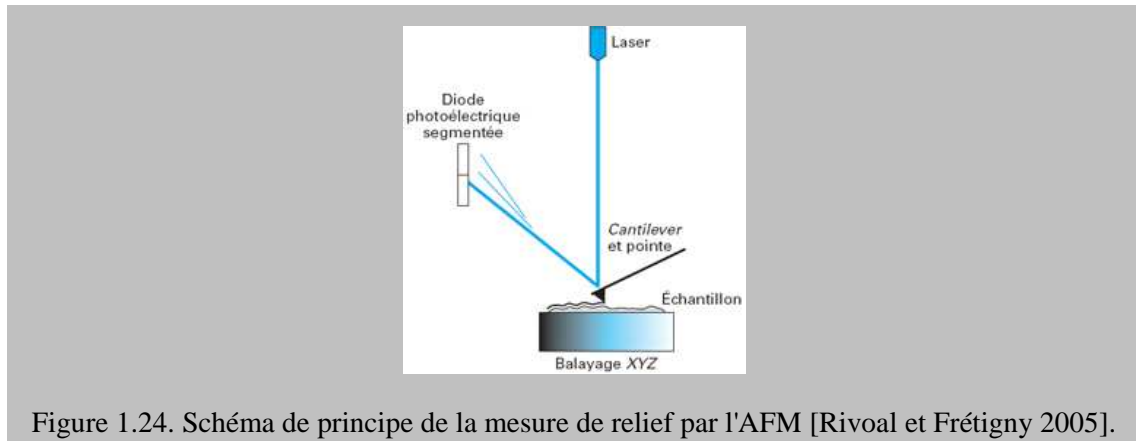


Figure 1.24. Schéma de principe de la mesure de relief par l'AFM [Rivoal et Frétygn 2005].

L'étude précédente a été complétée par des mesures EBSD (Electron BackScatter Diffraction) dont l'objectif est de déterminer les orientations cristallographiques des grains. Les résultats sont obtenus sous la forme de cartographies des grains observés avec un code couleur relié aux orientations ; un exemple de cartographie est donné sur la Figure 1.25. Dans le cas de l'acier 316L soumis à une sollicitation de fatigue, le couplage des techniques AFM et EBSD a permis de vérifier que l'émergence des bandes de glissement dépendait de l'orientation cristalline des grains. Pour la plupart des grains, un seul système était prédominant, celui qui possédait le facteur de Schmid le plus élevé. Pour certains grains, le facteur de Schmid était élevé pour différents systèmes de glissement symétriques ; dans ce cas, le glissement est dit multiple et des marques de glissement peuvent être observées dans plusieurs directions en surface des grains concernés. Pour les grains qui ne présentaient pas de traces de glissement, il s'est avéré que la valeur la plus élevée de facteur de Schmid était de l'ordre de 0,3 ce qui est donc insuffisant pour activer le glissement.

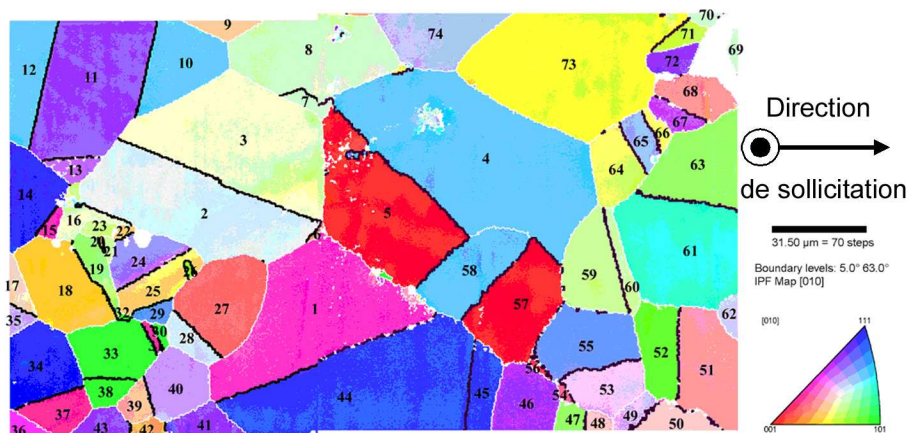


Figure 1.25. Exemple de cartographie obtenue par EBSD sur un acier 316L. Les orientations des grains sont données par rapport au futur axe de sollicitation grâce à un code couleur [Sabatier 2002].

**L'EBS (Electron BackScatter Diffraction)** : les mesures par EBSD sont réalisées au sein d'un MEB dans lequel l'échantillon étudié subit un bombardement par un faisceau d'électrons. Comme il a été précisé concernant le MEB, plusieurs types d'électrons sont alors réémis et, parmi eux, les électrons rétrodiffusés. Ces derniers viennent impacter un écran de phosphore et provoquent sa fluorescence, formant alors une figure de diffraction. L'identification des lignes d'un tel diagramme de diffraction, nommé diagramme de Kikuchi, permet de remonter aux relations angulaires entre les plans, aux degrés de symétrie du système cristallin, à l'orientation cristallographique tridimensionnelle locale [Randle 1992].

Pour accéder à une échelle encore plus fine, celles des dislocations, il faut observer des lames minces du matériau au MET (Microscope Électronique en Transmission). Ce genre d'étude a d'abord commencé sur les monocristaux, afin de mieux comprendre les mécanismes élémentaires d'endommagement, l'évolution des arrangements de dislocations au cours d'un chargement cyclique et leur rôle dans l'apparition des bandes de glissement persistantes en surface du matériau. C'est ainsi que Mughrabi [Mughrabi *et al.* 1979] a observé la création de structures de dislocations en échelle, lors du cyclage d'un monocristal de cuivre.

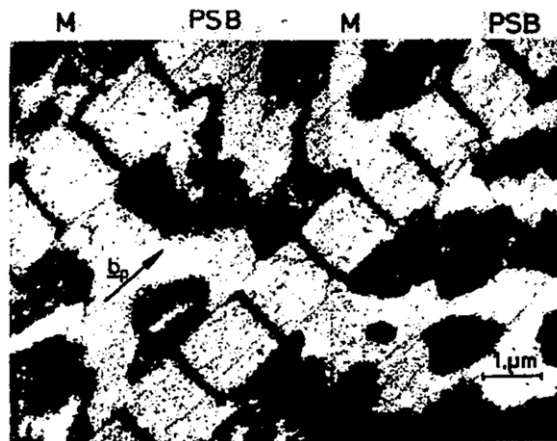


Figure 1.26. Image MET d'un monocristal de cuivre après cyclage. Bandes de glissement persistantes présentant une structure de dislocations en échelle [Mughrabi *et al.* 1979].

**Le MET (Microscope Électronique en Transmission) :** dans un MET, un faisceau d'électrons accéléré par une tension de l'ordre de 100 à 300 kV vient bombarder un échantillon. Celui-ci doit être suffisamment mince (moins de 0,1 µm pour le fer) pour être transparent au faisceau d'électrons ; cela impose donc la préparation de lames minces des matériaux à étudier, soit par amincissement électrolytique, soit par bombardement ionique. L'image de la lame mince est alors obtenue grâce aux électrons transmis qui sont diffractés par la matière traversée et, pour éviter que des électrons ne soient absorbés par l'air, l'ensemble est mis sous vide. Ce type de microscope permet de réaliser des observations de surface avec un très fort grossissement, jusqu'à 300 000, donnant ainsi accès aux systèmes cristallins et aux dislocations [Baïlon et Dorlot 2000].

L'objectif des études précédentes est de mieux comprendre le rôle de la microstructure et même des arrangements atomiques dans les mécanismes de plasticité en général. Plus particulièrement, le processus d'amorçage de fissures en fatigue a été approfondi afin d'aboutir à l'identification des sites d'amorçage et d'étudier les interactions avec les joints de grains ou encore l'influence des couches d'oxydes.

La microstructure est donc le siège des mécanismes de la déformation plastique. Or, si des observations optiques peuvent être effectuées jusqu'au niveau des structures de dislocations (Figure 1.27), il n'en est pas de même sur le plan thermique. L'objectif de nos travaux est donc de recueillir des informations aussi bien au niveau cinématique qu'au niveau thermique à une échelle pertinente. Compte tenu des techniques actuelles, l'échelle commune la plus fine qu'il est possible d'atteindre est celle des grains. Dans les paragraphes suivants, les techniques expérimentales utilisées seront présentées et les difficultés de leur couplage évoquées. Réaliser de telles mesures a pour objectif de mieux comprendre les liens entre les phénomènes thermiques et cinématiques à l'échelle la plus fine possible, celle où apparaissent les

manifestations de la plasticité, et de déterminer s'il est possible de tendre vers des bilans d'énergie à cette échelle.

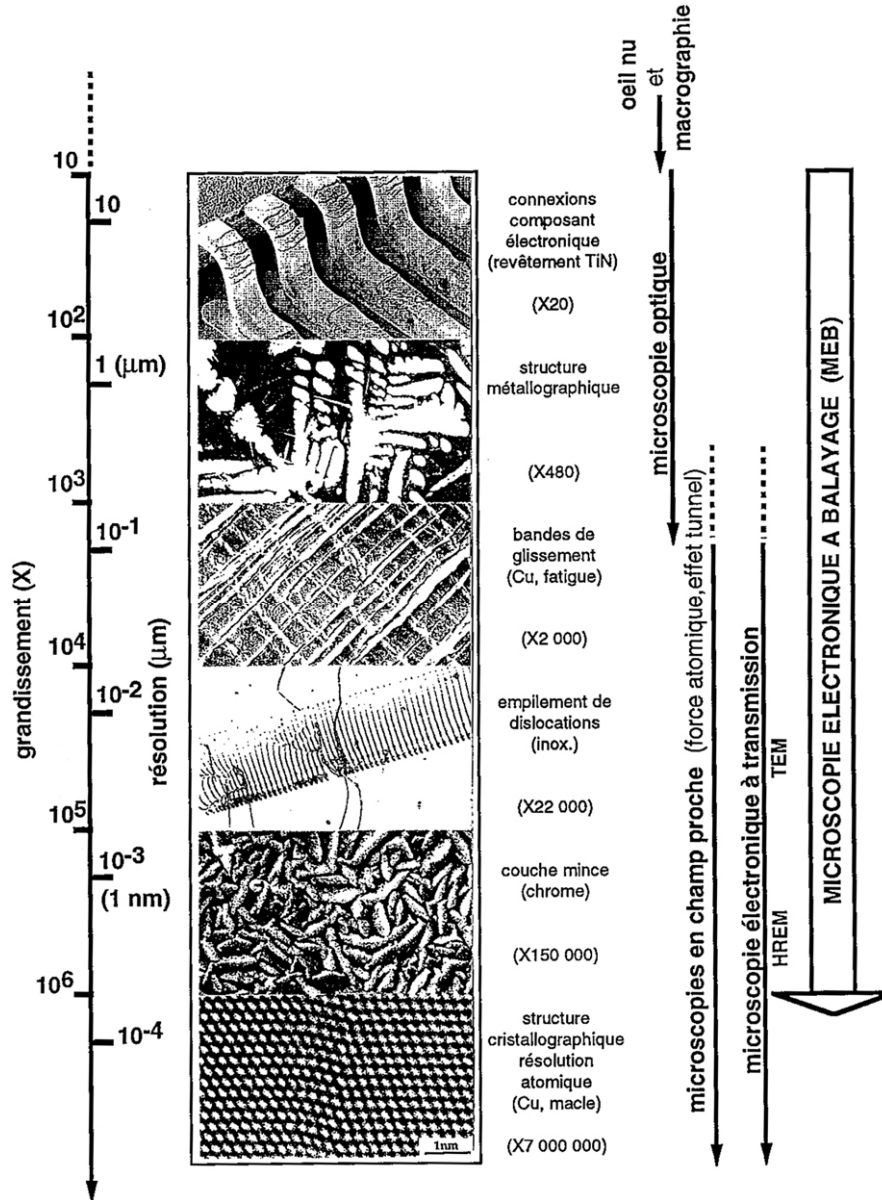


Figure 1.27. Synthèse des échelles pouvant être atteintes avec les moyens d'observation optiques [Villechaise 2000].

## 1.6 Mesure thermique à l'échelle microstructurale

### 1.6.1 Choix de la technique de mesure de température

La mesure de température sur une zone utile d'une éprouvette métallique nécessite la mise en œuvre d'une technique de mesure de champ *in situ*. Les températures atteintes lors de sollicitations monotones quasi statiques ou au cours de quelques cycles restent assez proches de la température ambiante, ce qui implique ici une mesure de température par détection des ondes infrarouges. En effet, la thermographie infrarouge ne s'impose pas systématiquement pour toutes les mesures de champs thermiques ; à haute température (cf. Figure 1.3 et Figure 1.4), il peut être envisagé d'exploiter le rayonnement émis dans le visible.

Le choix de l'infrarouge étant fait, il faut sélectionner le domaine de longueurs d'onde, nommé "bande spectrale", ce qui revient à choisir la caméra à utiliser. Il existe typiquement trois grandes familles de caméras : ondes courtes (SW, pour Short Waves) entre 1 et 3  $\mu\text{m}$ , ondes moyennes (MW) entre 3 et 5  $\mu\text{m}$  et ondes longues (LW) entre 8 et 12  $\mu\text{m}$ . La loi de Wien (Figure 1.3) indique que les corps froids émettent dans l'infrarouge lointain LW et les corps chauds dans le proche infrarouge SW puisque, si la température est très élevée, le rayonnement devient visible. Le domaine de notre application se situe donc entre les deux, dans l'infrarouge moyen MW, avec une longueur d'onde comprise entre 3 et 5  $\mu\text{m}$ . Il existe différents détecteurs quantiques (détecteurs basés sur le principe du comptage de photons), permettant des mesures dans cet intervalle de longueurs d'onde avec une détectivité (qui traduit la qualité de la réponse) plus ou moins élevée (Figure 1.28).

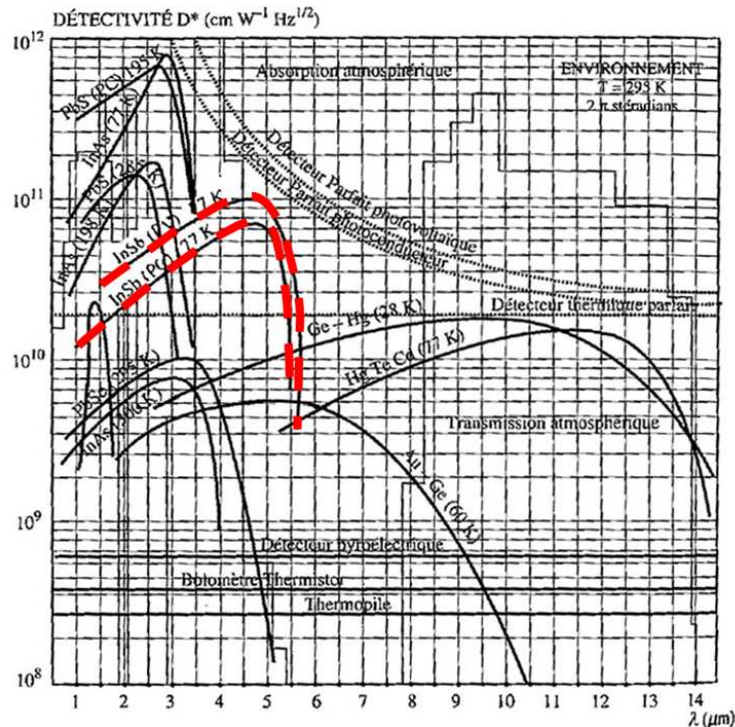


Figure 1.28. Détectivité de différents types de détecteurs en fonction de la longueur d'onde du rayonnement à capter [Gaussorgues 1989].

Pour des rayonnements compris entre 3 et 5  $\mu\text{m}$ , les meilleurs détecteurs sont en antimoine d'indium, InSb (courbes en pointillés sur la Figure 1.28). Par ailleurs, ces détecteurs ont une

défectivité qui évolue avec leur température. Pour l'InSb, sa réponse est optimale lorsqu'il est refroidi à 77 K, puisque le bruit dû à la propre agitation moléculaire du détecteur s'en trouve réduit (Figure 1.29).

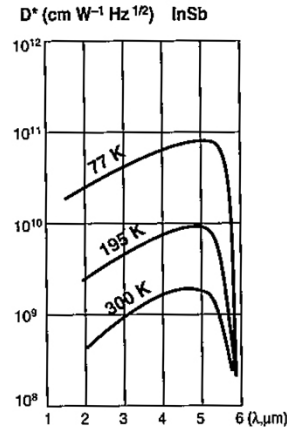


Figure 1.29. Détectivité d'un détecteur en InSb en fonction de sa température [Gaussorgues 1989].

La prise en compte de ces différents paramètres permet de choisir la caméra la plus adaptée à l'étude à mener. Dans notre cas, la caméra utilisée est une Jade III MW, de bande spectrale 3,6-5,1  $\mu\text{m}$ , de la marque Cedip Infrared Systems (désormais Flir Systems). Il s'agit d'une caméra à matrice de détecteurs InSb refroidis à 77 K grâce à un dispositif qui produit mécaniquement du froid par détente d'un gaz suivant un cycle de Stirling.

### 1.6.2 Accès à l'échelle microstructurale

Les mesures de champs thermiques par thermographie infrarouge évoquées dans les paragraphes précédents (cf. 1.2 et 1.3) ont été réalisées avec des objectifs standard (focale 25, 50 ou 100 mm pour les caméras Cedip). La zone visée est donc relativement étendue : elle comprend l'éprouvette et une partie plus ou moins importante de son environnement. Autrement dit, l'information thermique concernant l'éprouvette est recueillie par une partie seulement de la matrice de détecteurs infrarouges ; les résolutions spatiales géométrique et de mesure sont donc médiocres puisqu'un détecteur couvre une surface importante. Toutefois, ce type d'objectif est un standard en thermographie infrarouge car, historiquement, ces caméras ont été développées dans un contexte militaire pour la surveillance aérienne ou la vision nocturne, avant d'être commercialisées dans le domaine civil pour des applications industrielles de contrôle non destructif de procédés. Dans les deux cas, le besoin était d'observer des scènes thermiques étendues. L'étude des phénomènes thermiques situés à l'échelle de la microstructure des matériaux métalliques nécessite en revanche une bien meilleure résolution.

Une solution pourrait être de coupler une caméra de thermographie infrarouge équipée d'un objectif standard à un dispositif optique offrant un fort grossissement, par exemple en montant la caméra sur un microscope optique, mais cela soulève quelques problèmes. D'abord, il faut s'assurer que les matériaux constitutifs des optiques utilisées n'absorbent pas le rayonnement infrarouge car ces dernières ne sont pas nécessairement adaptées à ce type de mesure. Par ailleurs, la mise en place d'un tel dispositif pour faire des mesures sur une éprouvette sous chargement amène quelques soucis d'encombrement qui, dans notre cas ne permettraient pas

de mener simultanément des mesures de champs cinématiques. La réponse la plus appropriée est d'intégrer directement à la caméra un objectif dédié à la thermographie infrarouge et qui permette d'obtenir un fort grossissement. Cédip a mis au point un objectif répondant à cette demande, le G1. Il est nommé ainsi car son grandissement est de 1, c'est-à-dire que la résolution spatiale géométrique correspond à la taille du détecteur. Pour la caméra Jade III, qui dispose d'une matrice de 320 x 240 détecteurs de  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$  chacun, la résolution spatiale géométrique que l'on peut atteindre avec le G1 est donc de  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ , donnant une zone d'étude de  $9,6 \times 7,2 \text{ mm}^2$ .

Du point de vue technique, il existe donc un matériel permettant de réaliser des mesures de champs thermiques avec une résolution spatiale géométrique de  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ . Néanmoins, la mise en œuvre d'une telle mesure amène certaines difficultés métrologiques qui seront exposées dans le chapitre suivant (étalonnage, revêtement, précision).

## **1.7 Mesure cinématique à l'échelle microstructurale**

### **1.7.1 Choix de la technique de mesure cinématique**

La mesure des déplacements et des déformations et vitesses de déformation sur une zone utile d'une éprouvette métallique nécessite la mise en place d'une mesure de champ. Différentes techniques ont déjà été évoquées en 1.3, qui permettraient de mesurer les champs cinématiques sur une zone utile. En ce qui concerne l'interférométrie de speckle et la méthode de moiré, outre les difficultés de mise en œuvre, elles ne pourraient être utilisées ici car la distance de travail de la caméra de thermographie ne laisserait pas un espace suffisant pour observer les franges d'interférence. Les méthodes de grille ou de marqueurs, plus faciles d'utilisation, permettent d'atteindre des résolutions jusqu'au micromètre [Moulart *et al.* 2007], et la déformation du motif peut être relevée avec une simple caméra, mais elles nécessitent un dépôt ou une gravure en surface de l'échantillon. Cela créerait, à nos échelles d'observation, un relief et l'échantillon n'aurait donc pas des propriétés identiques sur sa surface. En particulier l'émissivité ne serait pas constante, ce qui pose problème pour les mesures par thermographie infrarouge. C'est pourquoi la corrélation d'images reste la meilleure option pour la mesure des champs cinématiques. En effet, même si la tâche n'est pas aisée, l'obtention d'un mouchetis artificiel (s'il est nécessaire) peut se faire sans introduire de variation significative de relief et en conservant une émissivité constante sur la surface.

### **1.7.2 Accès à l'échelle microstructurale**

Pour atteindre l'échelle microstructurale, il reste à observer la déformation du mouchetis à une échelle appropriée. Cette observation peut être menée avec différents moyens optiques. Un microscope équipé d'un système d'enregistrement permettrait d'atteindre facilement l'échelle des grains du matériau, mais réaliser des mesures in situ sous microscope pose toujours un problème d'encombrement non négligeable qui empêche de faire toute autre mesure simultanément. Une solution, plus simple, consiste à se servir d'une caméra optique équipée d'un objectif à fort grossissement. C'est de cette manière que El Bartali a utilisé une caméra CCD avec un objectif coaxial et un zoom pour prendre des images au cours de la déformation avec une résolution spatiale géométrique de  $0,7 \mu\text{m}$ , ce qui lui a permis d'observer la déformation dans les grains des deux phases d'un acier inoxydable duplex au cours d'une



sollicitation cyclique. Dans son cas, aucun mouchetis n'a été appliqué sur l'échantillon ; à l'échelle d'observation, le matériau poli, puis attaqué électrochimiquement, présentait naturellement une texture juste suffisante pour faire de la reconnaissance de motifs par corrélation d'images [El Bartali *et al.* 2007].

Dans notre cas, l'application d'un revêtement à la surface de notre échantillon est indispensable. En effet, le matériau sera également poli miroir mais, même avec une attaque qui pourrait nous dispenser d'un mouchetis artificiel, il conserverait toujours des propriétés de miroir. Cela lui procurerait une émissivité très faible, interdisant toute mesure thermographique correcte. Par ailleurs, pour effectuer de la corrélation d'images à la même échelle que El Bartali, c'est-à-dire sur des ZOI d'une surface de l'ordre de  $8 \mu\text{m}^2$ , il faudrait pouvoir réaliser artificiellement un mouchetis sur une telle surface en parvenant à une finesse nanométrique, ce qui n'a jamais été obtenu à notre connaissance. Quoiqu'il en soit, l'objectif premier n'est pas ici d'atteindre la résolution la plus fine possible mais d'observer une zone dont la taille est très proche de celle visée avec la caméra infrarouge. C'est pourquoi un grossissement moins important sera utilisé, qui réduira de ce fait les difficultés quant à l'obtention d'un mouchetis suffisamment fin par rapport à la résolution spatiale géométrique des images.

La solution retenue est donc l'utilisation d'une caméra CCD Jai CV-M4+, mesurant dans un domaine spectral de 0,38 à  $1 \mu\text{m}$  et munie d'un objectif Tamron 23FM50SP de distance focale 50 mm associé à deux bagues allonge de 15 et 20 mm. La résolution spatiale géométrique atteinte est de  $6,5 \times 6,5 \mu\text{m}^2$  par pixel, inférieure à celle atteinte en infrarouge avec l'objectif G1 ( $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ ) ; mais pour une matrice opérationnelle de  $1368 \times 1024$  détecteurs, cela correspond à une zone d'observation de  $8,9 \times 6,7 \text{mm}^2$ , comparable à celle obtenue en infrarouge ( $9,6 \times 7,2 \text{mm}^2$ ).

Il est donc possible d'effectuer des mesures thermiques et cinématiques à l'aide de deux caméras dédiées équipées d'objectifs à fort grossissement. Ces deux techniques sont par ailleurs celles qui induisent le moins d'encombrement. Toutefois, il va falloir faire en sorte d'observer l'échantillon simultanément avec ces deux caméras.

## **1.8 Couplage des mesures de champs cinématiques et thermiques**

### **1.8.1 Observation simultanée**

Comme cela a été présenté en 1.5.1, le métal est un agrégat de grains de diverses orientations et la microstructure est différente d'une face à l'autre d'une éprouvette plate. Comme dans cette étude nous nous intéressons au comportement thermomécanique à cette échelle, il est donc impossible de réaliser les mesures thermiques sur une face et les mesures cinématiques sur l'autre face, comme il a déjà été fait dans certains travaux où les grandeurs étudiées restaient macroscopiques et où les comportements sur les deux faces pouvaient être considérés comme identiques [Chrysochoos *et al.* 2008].

Ici, il est impératif d'observer la même zone au même instant avec les deux caméras. Or, il est impossible de disposer les caméras en faisant un angle non nul avec la normale à l'échantillon, car chacune doit voir l'image de l'éprouvette dans un plan parallèle à celui de sa matrice de

détecteurs. La seule solution est donc de dévier les rayonnements visible et infrarouge de l'éprouvette vers la caméra concernée, de façon à ce que l'image reste dans un plan parallèle aux détecteurs. Pour parvenir à séparer deux domaines spectraux différents, il faut faire appel à une lentille spécifique ayant subi un traitement de surface multicouche alternées (métaux-diélectriques) et nommée miroir dichroïque, ou plus simplement filtre-miroir, qui permet de réaliser un filtrage par réflexion sélective et dont les caractéristiques spectrales sont définies par la variation du pouvoir réflecteur en fonction de la longueur d'onde. Ce principe de séparation est schématisé sur la Figure 1.30. Le miroir dichroïque utilisé dans notre application [Bodelot *et al.* 2007] transmet le rayonnement infrarouge compris entre 2 et 6  $\mu\text{m}$  et réfléchit totalement les longueurs d'onde inférieures à 2  $\mu\text{m}$ , qui comprennent donc le rayonnement visible, comme le montre sa courbe de transmission (Figure 1.31), inverse de la courbe de réflexion de la Figure 1.30.

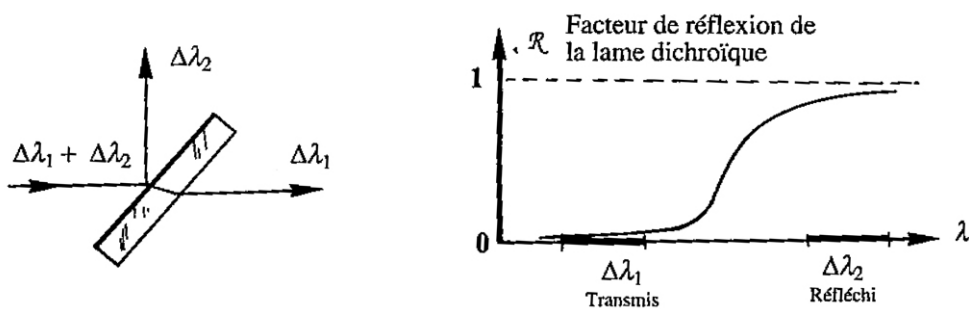


Figure 1.30. Principe du filtrage par réflexion sélective d'un miroir dichroïque [Gaussorgues 1989].

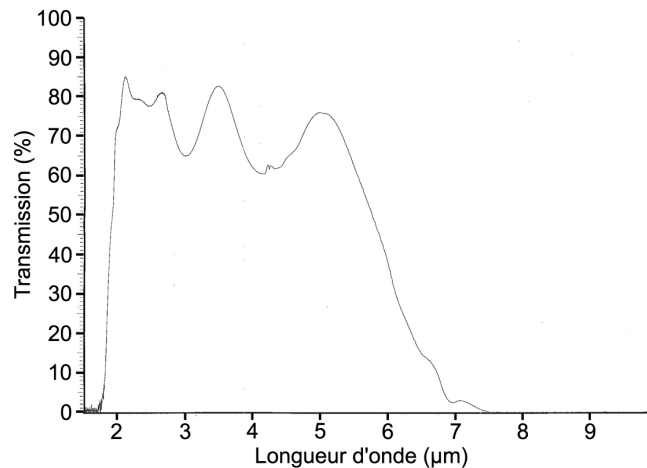


Figure 1.31. Courbe de transmission du miroir dichroïque utilisé. Le rayonnement infrarouge entre 2 et 6  $\mu\text{m}$  est transmis alors que les rayonnements de longueurs d'onde inférieures, dont le rayonnement visible, sont totalement réfléchis.

En plaçant ce filtre-miroir à 45° devant l'éprouvette, le rayonnement infrarouge est transmis à la caméra thermique placée face à cette dernière et le rayonnement visible est réfléchi dans le plan parallèle aux détecteurs de la caméra optique placée perpendiculairement à la normale à l'éprouvette (Figure 1.32).

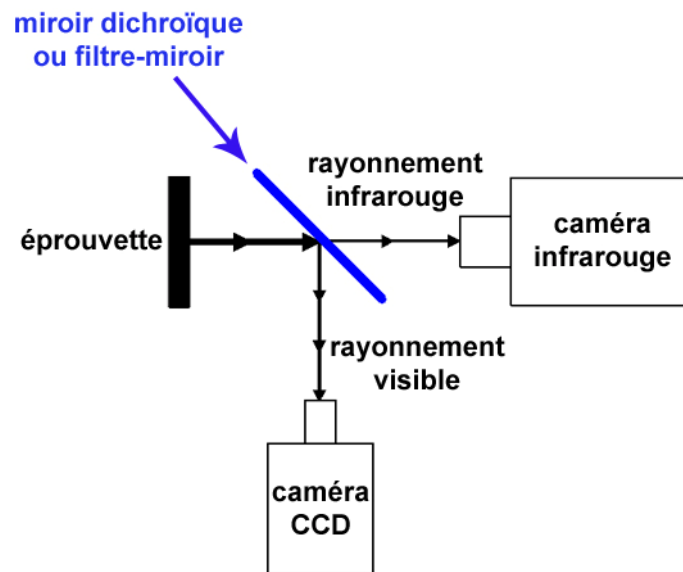


Figure 1.32. Disposition des caméras par rapport au filtre-miroir placé à 45° devant l'éprouvette pour obtenir des images dans des plans parallèles à ceux des détecteurs.

L'utilisation de miroirs dichroïques n'est pas très courante dans les applications destinées à la mesure de température. On peut ici citer les travaux de Bendada [Bendada et Lamontagne 2004], dans lesquels un miroir dichroïque est utilisé afin de séparer deux domaines de longueurs d'onde infrarouges pour des mesures de température, dans le cadre d'un contrôle de procédé d'extrusion de microfibres de polyéthylène téréphtalate (PET). Plus tard, Ranc [Ranc *et al.* 2008] emploie deux miroirs dichroïques au sein d'un montage optique et sépare ainsi les rayonnements infrarouge et visible, pour effectuer respectivement des mesures dans une gamme de température entre 50°C et 300°C avec un pyromètre et des mesures entre 800°C et 1700°C avec une caméra optique intensifiée. Le but de ces travaux est d'observer les phénomènes thermiques liés à l'apparition de bandes de cisaillement adiabatiques, qui correspond à des niveaux moyens de température, puis à leur propagation, qui, elle, mène à de très hautes températures.

### 1.8.2 Mesure simultanée

Dans le paragraphe précédent est exposé le principe de l'observation simultanée mais cela n'implique pas directement la possibilité d'une mesure simultanée. En effet, pour effectuer des mesures de champs cinématiques par corrélation d'images, la zone d'étude doit être recouverte d'un mouchetis (cf. 1.7.2). La mesure thermique, quant à elle, nécessite une émissivité élevée et constante sur la surface, souvent obtenue grâce à un revêtement sombre de type peinture noire. Ces revêtements semblent a priori incompatibles et un point clé de la mise en œuvre des mesures couplées sera de mettre au point un revêtement qui présente les caractéristiques adéquates pour chacune des deux techniques de mesures ; les détails concernant la résolution de cette difficulté majeure sont exposés dans le chapitre suivant.

## **1.9 Conclusion**

Apparue au siècle dernier, l'étude des phénomènes énergétiques a beaucoup progressé. Depuis les premiers bilans globaux d'énergie réalisés par Taylor et Quinney, les techniques sont devenues de plus en plus précises et ont permis d'accéder, par l'intermédiaire de mesures de champs thermiques et cinématiques, à des champs de bilans d'énergie à une échelle plus locale, celle de l'échantillon. Sachant que le siège des manifestations de la plasticité et de l'endommagement est la microstructure, l'intérêt est grand de pouvoir réaliser, à terme, des champs de bilans d'énergie à cette échelle. La faisabilité de mesures de champs thermiques et cinématiques couplées à l'échelle microstructurale a donc été étudiée : les caméras actuelles permettent d'accéder à une résolution spatiale géométrique de  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ , pour réaliser des mesures thermiques à partir du rayonnement infrarouge, et de  $6,5 \times 6,5 \mu\text{m}^2$  en optique, pour ensuite effectuer des mesures de champs cinématiques par corrélation d'images. Les zones d'études correspondantes sont respectivement de  $9,6 \times 7,2 \text{mm}^2$  et de  $8,9 \times 6,7 \text{mm}^2$  pour chacune des deux caméras. Quant à l'observation, elle peut être simultanée grâce à l'emploi d'un miroir dichroïque et la faisabilité de principe de cette technique a été démontrée. Dans le chapitre suivant, la mise en œuvre d'un tel dispositif de mesures couplées de champs cinématiques et thermiques à l'échelle des grains d'un acier sera développée. Bien sûr, toutes les informations liées aux échelles inférieures seront moyennées. Toutefois, à notre connaissance, ni des mesures thermiques à l'échelle des grains ni même des mesures réellement couplées de champs cinématiques et thermiques n'ont été réalisées jusqu'à présent. L'objectif de cette étude est de fournir un outil permettant d'ouvrir la voie de la réalisation de champs de bilans d'énergie locaux à l'échelle d'apparition de la plasticité et de l'endommagement. Elle permettra en effet de conclure quant à la possibilité d'effectuer les mesures couplées, à l'échelle des grains, des champs cinématiques et thermiques nécessaires pour parvenir, à terme, à des bilans. La réalisation des bilans d'énergie à cette échelle reste quant elle un travail de traitement de données numériques à part entière qui n'est pas l'objet de ce mémoire.



## **Chapitre 2**

### **Mise en œuvre expérimentale**

L'objectif de ces travaux est de réaliser des mesures couplées de champs cinématiques et thermiques à l'échelle des grains d'un matériau métallique. Le dispositif original mis en œuvre pour y parvenir, ainsi que les difficultés rencontrées, sont présentés dans ce chapitre. En effet, bien que l'on dispose des outils de mesure de champs évoqués dans le chapitre précédent, ceux-ci présentent chacun des limites et des contraintes d'utilisation qui doivent être prises en compte pour parvenir à effectuer des mesures quantitatives. Les performances des outils présentés en termes de résolution spatiale de mesure et de précision sont également étudiées. Le choix du matériau d'étude est ensuite exposé, il se verra guidé sur plusieurs points par les contraintes techniques des méthodes de mesure utilisées. Par ailleurs, le principe du couplage, évoqué au chapitre précédent, permet l'observation simultanée de la même zone par les deux caméras. Cependant, aboutir à une mesure simultanée des champs cinématiques et thermiques n'est pas trivial et nécessitera des développements supplémentaires concernant le revêtement à appliquer sur l'échantillon.

#### **2.1 Corrélation d'images à l'échelle microstructurale**

##### **2.1.1 Acquisition des images**

La corrélation d'images étant basée sur le suivi de mouchetis de niveaux de gris (naturel ou artificiel), des images de l'échantillon doivent être prises au cours du chargement. Pour cela, une caméra CCD Jai CV-M4+ est utilisée ; sa matrice de détecteurs comporte 1380 x 1030 éléments mesurant chacun  $6,45 \times 6,45 \mu\text{m}^2$ . Cette caméra, sensible aux longueurs d'ondes visibles entre 0,38 et  $1 \mu\text{m}$ , délivre un signal codé sur une dynamique de 10 bits. Le temps nécessaire à la lecture des informations de chaque pixel de la matrice conduit à une fréquence de rafraîchissement de 24 Hz ; il ne s'agit donc pas d'une caméra rapide. Elle sera équipée d'un objectif haute résolution pour caméras mégapixels Tamron 23FM50SP de distance focale 50 mm et de deux bagues allonge de 15 et 20 mm, donnant ainsi une résolution spatiale géométrique de  $6,5 \times 6,5 \mu\text{m}^2$  pour les images optiques.

Cette caméra est reliée à une carte d'acquisition IMAQ PCI-1426 de National Instrument installée sur un PC biprocesseur. Cette carte et son interface permettent d'observer en temps réel ce que voit la caméra et de régler certains de ses paramètres tels que l'ouverture (ou temps d'exposition) ou encore le fenêtrage. Ainsi, certains pixels des colonnes extrêmes étant défectueux, l'acquisition est restreinte à une zone de 1368 x 1024 pixels. En revanche, l'acquisition séquencée d'images nécessite le développement d'un programme spécifique permettant de piloter la carte. Nous avons donc développé un programme sous Labview qui permet d'acquérir et d'enregistrer des images à une fréquence d'acquisition maximum de 7 Hz

(la limite provient ici de l'écriture des données qui doit être terminée dans un temps inférieur à la période pour permettre l'acquisition de l'image suivante).

La caméra fournit des images ayant une dynamique de 10 bits, mais les formats standard d'images sont codés sur 8 bits ou 16 bits. Les images perdront en dynamique si elles sont enregistrées en 8 bits (1024 niveaux de gris différents seulement répartis sur 256 niveaux). En revanche, le passage en 16 bits permettra de conserver la dynamique originale des images (bloc de 1024 niveaux de gris intégré dans les 65536 disponibles). Le choix du format pour l'enregistrement des images s'est donc porté sur du 16 bits et sur le format tiff, car c'est le format 16 bits le moins volumineux accepté par le logiciel de corrélation ; chaque image occupera ainsi environ 2,7 Mo, d'où le temps d'écriture disque assez important.

Par ailleurs, la qualité des images optiques prises par la caméra est essentielle pour effectuer par la suite la corrélation d'images. Or, l'enregistrement des images est fait in situ, lors de la sollicitation ; il s'agit donc de prendre des images d'un objet en mouvement. Pour ne pas avoir de traînée ni d'effet de flou qui induiraient des erreurs lors de la corrélation, le temps d'ouverture ou temps d'exposition doit être faible (ici  $1/100^e$  s, ce choix est lié aux vitesses de sollicitation imposées lors des essais). Or, avec cette faible ouverture, l'objet visé doit être très lumineux, ce qui nécessite l'éclairage de l'objet, avec quelques précautions. D'une part, il faudra être vigilant au fait que cet éclairage doit demeurer uniforme sur la surface afin que les niveaux de gris d'une zone ne changent pas lorsque celle-ci se déplace, sinon la reconnaissance de motifs échouera (cf. 2.1.2). D'autre part, comme il faut effectuer simultanément des mesures de température, cet éclairage ne doit pas perturber la température de la zone d'essai, ce qui serait le cas avec une source lumineuse classique. C'est pourquoi l'éclairage est réalisé à l'aide d'une source de lumière froide Intralux DC 1100.

La qualité des images à obtenir pour ensuite effectuer la corrélation d'images passe également par l'absence de distorsions et d'aberrations optiques. Pour savoir si un système optique produit des images avec ce genre de défauts, nous avons utilisé la mire de la Figure 2.1. L'observation de motifs quadrillés et de courbes (zones encadrées sur la Figure 2.1) n'a révélé aucune distorsion ni aberration sur les images prises, même sur les bords, phénomène pourtant fréquent avec des grossissements importants.

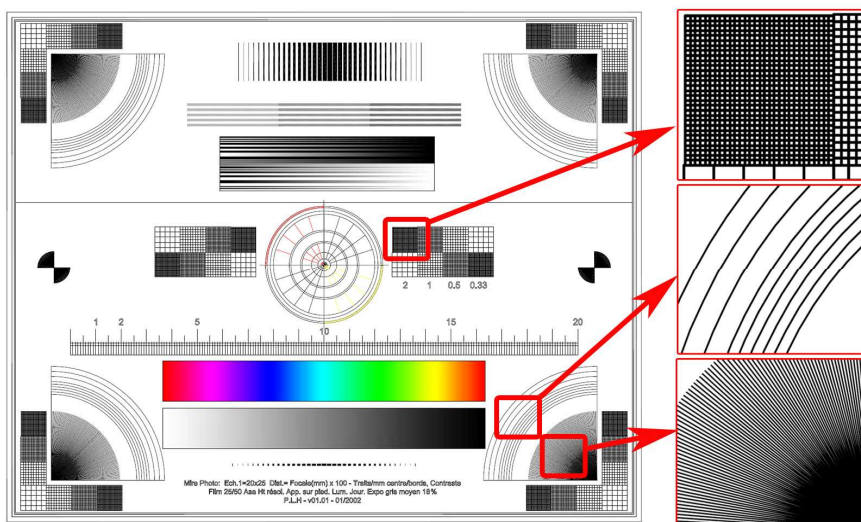


Figure 2.1. Type de mire utilisée pour détecter d'éventuelles distorsions ou aberrations sur les images prises par un système optique et zoom sur les motifs observés.

### 2.1.2 Corrélation d'images

Les champs cinématiques sont obtenus à partir des images de l'échantillon prises lors de la sollicitation grâce au logiciel de corrélation d'images Correli<sup>LMT</sup>, développé au Laboratoire de Mécanique et de Technologie de Cachan et dont le fonctionnement est exposé ci-dessous, d'après les travaux publiés par Hild et ses collaborateurs [Hild 2002, Hild *et al.* 2002, Hild et Roux 2006].

#### Principe de fonctionnement

La surface étudiée doit présenter une texture aléatoire de niveaux de gris. Celle-ci peut être présente à l'état naturel [Hild *et al.* 2002] ou lorsque le matériau est observé à très fort grossissement [El Bartali *et al.* 2007] mais elle peut aussi être obtenue de façon artificielle en réalisant un mouchetis de peintures noire et blanche en spray. Afin de déterminer le champ de déplacement d'une image par rapport à une image de référence, cette dernière est divisée en sous-images carrées, nommées Zone Of Interest (ZOI), qu'il faudra retrouver dans l'image déformée. Le déplacement d'une ZOI correspond au déplacement bidimensionnel d'un signal correspondant à une distribution de niveaux de gris. Ainsi, le signal de la ZOI déformée,  $g(x)$ , est une copie décalée  $f(x-u)$  du signal de référence  $f(x)$ , tel que :

$$g(x) = f(x-u) + b(x) \quad (2.1)$$

où  $u$  est le vecteur déplacement bidimensionnel inconnu,  $x$  le vecteur des coordonnées bidimensionnelles et  $b$  le bruit. Celui-ci étant principalement un bruit d'acquisition, il peut souvent être négligé de par sa faible amplitude par rapport aux signaux  $f$  et  $g$  ou parce qu'il est d'un ordre largement inférieur au champ de déplacement. Sachant qu'il s'agit d'un problème mal posé, il convient alors de minimiser la norme de la différence entre  $f(x-v)$  et  $g(x)$  par rapport à un déplacement test  $v$  :

$$\min_v \|g(x) - f(x-v)\|^2 \quad (2.2)$$

En utilisant la norme quadratique  $\|f(x)\|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |f(x)|^2 dx$ , ce problème est ramené à la maximisation de la fonctionnelle  $\varphi(x)$  :

$$\varphi(x) = (g \bullet f)(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(x) f(x-v) dx \quad (2.3)$$

où  $\bullet$  représente le produit d'intercorrélation.

Le déplacement maximisant cette fonctionnelle correspond alors à la meilleure approximation du vecteur déplacement inconnu  $u$ . Le calcul du produit d'intercorrélation (2.3) peut être réalisé dans l'espace d'origine ou dans l'espace de Fourier, par l'intermédiaire des transformées de Fourier rapides ou Fast Fourier Transform (FFT), qui sont utilisées dans cet algorithme pour leur rapidité lors des calculs. (2.3) devient alors :

$$g \bullet f = \text{FFT}^{-1} \left[ \text{FFT}(g) \overline{\text{FFT}(f)} \right] \quad (2.4)$$



où la barre horizontale désigne le complexe conjugué. L'utilisation des FFT implique en général la périodicité du signal traité. Ici, des filtres sont employés (fenêtres de Hanning et floutage des bords) afin de pallier la non-périodicité des images utilisées.

Dans l'hypothèse de petits déplacements, le champ de déformation est ensuite dérivé du champ de déplacement selon la relation suivante :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} \left( \overline{\text{grad } u} + \overline{\text{grad } u}' \right) \quad (2.5)$$

### Algorithme de corrélation

Considérons deux images : l'image de référence et l'image déformée. Dans un premier temps, le déplacement moyen entre ces deux images est déterminé. Pour cela, une zone, nommée Region Of Interest (ROI) de taille  $2^Q \times 2^Q$  pixels ( $Q \in \mathbb{N}^*$ ) et centrée dans l'image de référence, est considérée (Figure 2.2). La même ROI est aussi prise en compte dans l'image déformée. Une première corrélation par FFT est alors effectuée pour déterminer le déplacement moyen de l'image déformée par rapport à l'image de référence. Le vecteur déplacement bidimensionnel  $W_0$  obtenu, constitué d'un nombre entier de pixels dans les deux directions du plan, correspond au maximum de la fonction d'intercorrélation évaluée pour chaque pixel de la ROI. Cette première estimation permet de déterminer le nombre de pixels communs aux deux images et de placer le centre de la ROI de l'image déformée au point où se trouve celui de la ROI de référence après déplacement  $W_0$ .

Avant de lancer le calcul, l'utilisateur a choisi la dimension  $l$  en pixels des ZOI, de taille  $l \times l = 2^p \times 2^p$  ( $p \in \mathbb{N}^*$ ) avec  $p < Q$ , ainsi qu'un second paramètre  $\delta$ , valable dans les deux directions du plan et correspondant au décalage entre deux ZOI consécutives, tel que  $1 < \delta < l = 2^p$  (Figure 2.2). L'analyse par intercorrélation utilisant les FFT est alors faite pour chaque ZOI et permet d'obtenir une première correction  $\Delta W$  par rapport au déplacement moyen  $W_0$ . Les composantes de  $\Delta W$  dans les deux directions sont encore des nombres entiers de pixels. La résolution obtenue sur les déplacements est à ce stade inférieure au demi-pixel.

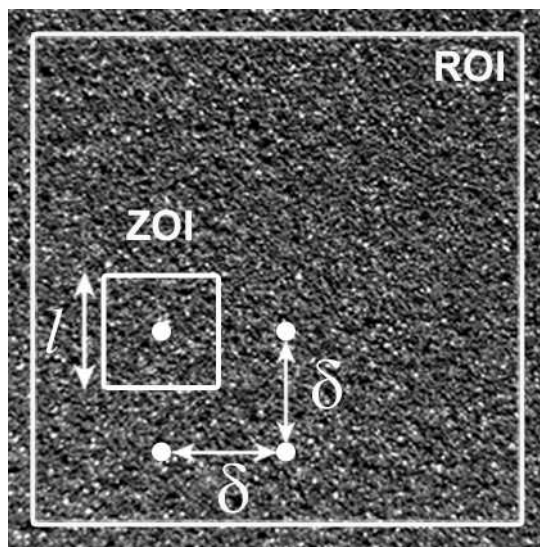


Figure 2.2. Schématisation des ROI (Region Of Interest) et ZOI (Zone Of Interest) dans une image de référence.

Pour obtenir des résultats encore plus fins, une seconde procédure dite "sub-pixel" est mise en place, qui s'avère particulièrement utile dans le cas où les niveaux de déformation sont très faibles. Elle nécessite une intercorrélation supplémentaire. Une correction de précision sub-pixellique  $\delta W$  du déplacement est alors obtenue en déterminant le maximum d'une fonction parabolique d'interpolation de la fonction d'intercorrélation. Cette interpolation est réalisée en considérant le pixel de valeur la plus élevée sur l'échelle des niveaux de gris et ses huit voisins. Comme il s'agit d'une interpolation, de faibles erreurs peuvent apparaître ; une méthode itérative est alors employée jusqu'à obtenir convergence, le critère étant que le maximum de la fonction d'interpolation de l'intercorrélation n'augmente plus entre deux itérations. Obtenir de bons résultats en corrélation passe également par la possibilité de mesurer de grands déplacements entre deux images. Dans ce but, différentes échelles peuvent être introduites lors du calcul en considérant des sous-ROI successives (la taille de la dernière ne devant pas être inférieure à 128 pixels de côté) et en répétant les opérations précédentes, avant de procéder finalement au calcul du déplacement des ZOI.

Cet algorithme est implémenté dans Matlab et deux "variantes" peuvent être choisies quand il s'agit d'effectuer les calculs sur une série d'images. La première, classique, nommée "Correli2D" consiste à garder la première image comme image de référence tout au long du calcul. La seconde, nommée "CorreliGD", utilise l'image précédente comme image de référence. L'avantage de la première technique est que les erreurs ne sont pas cumulées au cours du calcul du déplacement des images successives. En revanche, il existera une limite pour le déplacement maximum mesurable, car il ne sera pas possible d'effectuer la corrélation entre l'image de départ et une image ayant subi une déformation trop importante. L'avantage de la seconde méthode est donc de permettre la prise en compte de grands déplacements ou grandes déformations (sans vraiment aucune limitation). L'inconvénient est que, si de faibles erreurs apparaissent lors d'un calcul, elles seront cumulées. Selon les sollicitations appliquées dans cette étude, traction monotone et traction cyclique, les deux variantes, respectivement "CorreliGD" et "Correli2D", sont utilisées. Les niveaux de déplacements atteints pour la traction monotone sont en effet plus élevés.

Enfin, il est important de noter que l'échelle physique n'a pas d'impact sur les résultats de la corrélation, pourvu que la texture aléatoire nécessaire à la corrélation (le mouchetis) soit obtenue à l'échelle des pixels.

### **2.1.3 Résolution spatiale de mesure et précision des mesures cinématiques**

#### **Évaluation des performances de Correli<sup>LMT</sup>**

Les performances de Correli<sup>LMT</sup> sont bien meilleures que celles de la plupart des algorithmes de corrélation standard. En particulier, la procédure "sub-pixel" permet d'atteindre des niveaux de déformation inférieurs à  $10^{-4}$ . Toutefois, les performances du calcul dépendent, pour une chaîne d'acquisition donnée, du mouchetis effectué et de la taille choisie pour les ZOI. En effet, le caractère aléatoire du mouchetis et la couverture d'une large plage de niveaux de gris favorisent la corrélation. Par ailleurs, une ZOI de grande taille permet d'obtenir des résultats plus précis, mais cela se fait au détriment de la description des hétérogénéités spatiales et donc de la résolution spatiale de mesure. Ainsi la précision de la mesure et la résolution spatiale de mesure sont fortement liées et impliqueront de faire un compromis.

Pour évaluer les performances du calcul de corrélation sur un mouchetis donné, une procédure a été associée au logiciel Correli<sup>LMT</sup>. Elle consiste à appliquer numériquement un déplacement artificiel entre 0 et 1 pixel, par pas de 0,1 pixel, dans une ou deux directions, à une image de la surface à étudier. L'erreur moyenne pour toutes les ZOI, entre le déplacement imposé artificiellement et le déplacement issu du calcul de corrélation, permet de définir l'erreur systématique commise pour différents couples  $(l, \delta)$ , avec  $l = 2^p$  la taille des ZOI et  $\delta$  le pas entre les centres de ZOI (Figure 2.2). L'incertitude sur le déplacement  $\xi_u$  est alors donnée comme étant la moyenne des écarts types des déplacements issus du calcul de corrélation et peut être tracée en fonction de la taille  $l$  des ZOI dans le cas où  $l = \delta$  ; elle suit une loi puissance de type :

$$\xi_u = A^{\alpha+1} l^{-\alpha} \quad (2.6)$$

où  $A$  et  $\alpha$  sont des paramètres positifs dépendant de l'image analysée. Cette loi met clairement en évidence que l'incertitude sur les déplacements évolue dans le sens opposé à la résolution spatiale de mesure, car une grande ZOI possède un signal de niveaux de gris plus riche qu'une zone plus restreinte et des données moyennées sur une plus grande surface présentent moins d'erreur. Par dérivation des déplacements calculés suite au décalage artificiel d'une image, les déformations peuvent être obtenues. Comme il s'agit d'un déplacement de corps rigide, la déformation devrait être nulle ; la déformation calculée est alors représentative des erreurs commises lors de la dérivation. De la même façon que pour les déplacements, l'erreur systématique et l'incertitude sur la déformation peuvent être estimées.

Afin d'illustrer ces notions de résolution spatiale de mesure et de performances, les résultats obtenus par cette méthode sont exposés ci-après pour une image d'un mouchetis provenant d'un des essais traités dans cette étude et ce, pour les deux variantes de calcul. Les résultats sont quasi identiques pour les mouchetis appliqués sur toutes les éprouvettes utilisées dans les essais présentés au chapitre 3.

### ➤ Image analysée avec Correli2D

L'image du mouchetis (de même type que celui de la Figure 2.2) est numériquement déplacée de 0 à 1 pixel, par pas de 0,1 pixel, dans une seule direction qui correspond à la direction de sollicitation des essais. L'erreur moyenne pour toutes les ZOI entre le déplacement imposé artificiellement et le déplacement issu du calcul de corrélation, nommée "erreur systématique", est tracée sur la Figure 2.3 pour différents couples  $(l, \delta)$ , avec ici,  $l = \delta$ .

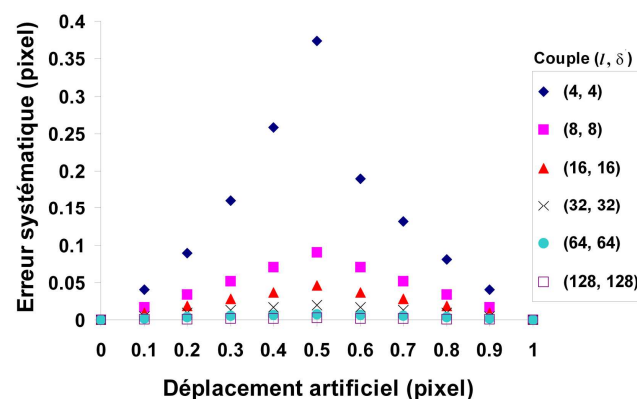


Figure 2.3. Erreur systématique sur le déplacement évaluée pour différents couples  $(l, \delta)$  en fonction du déplacement artificiel imposé, cas d'un calcul avec Correli2D.

Pour chaque couple  $(l, \delta)$ , l'erreur systématique présente un motif périodique de période 1 pixel, l'erreur maximale est atteinte pour un déplacement imposé de 0,5 pixel et, de part et d'autre du maximum, l'évolution est d'allure quasi linéaire. Le maximum de l'erreur se trouve à 0,5 pixel, car c'est la position la plus éloignée d'un déplacement de pixel entier et qui rend donc plus difficile la corrélation. L'incertitude  $\zeta_u$  sur le déplacement est ensuite tracée sur la Figure 2.4. L'incertitude suit une loi puissance d'équation  $\zeta_u = A^{\alpha+1} l^{-\alpha}$  avec  $A = 0,96$  pixel et  $\alpha = 1,3$ . Correli<sup>LMT</sup> déduit ensuite des données précédentes l'erreur systématique commise sur la déformation, puis l'incertitude  $\zeta_e$  sur la déformation, qui est tracée sur la Figure 2.5. Les coefficients de la loi puissance sont ici  $A = 0,81$  pixel et  $\alpha = 2,23$ .

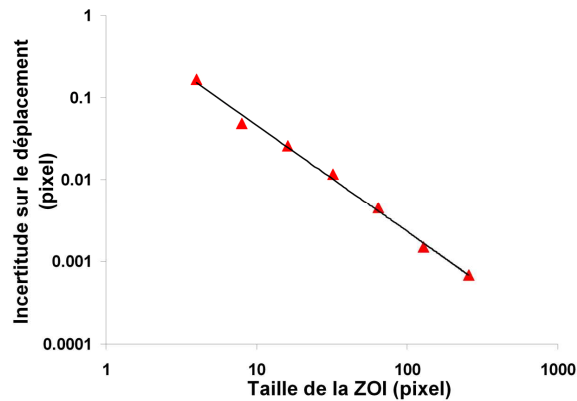


Figure 2.4. Incertitude sur le déplacement en fonction de la taille  $l$  des ZOI, avec  $l = \delta$ , cas d'un calcul avec Correli2D.

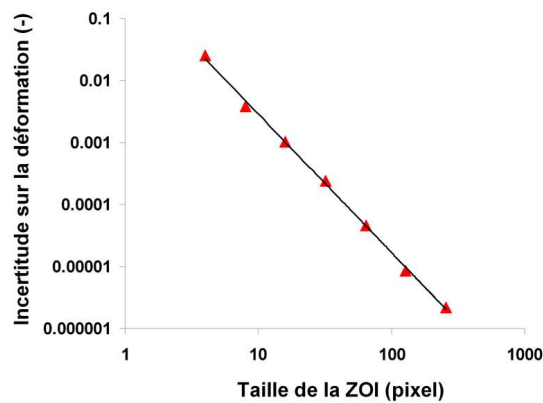


Figure 2.5. Incertitude sur la déformation en fonction de la taille  $l$  des ZOI, avec  $l = \delta$ , cas d'un calcul avec Correli2D.

La Figure 2.4 et la Figure 2.5 confirment qu'une résolution spatiale de mesure fine, nécessaire pour décrire finement les hétérogénéités spatiales des champs et correspondant à une ZOI de petite taille, ne va pas de pair avec la précision des résultats. Il sera donc nécessaire, pour les calculs de corrélation d'images, de trouver un compromis entre résolution spatiale de mesure et précision des résultats.

➤ *Image analysée avec CorreliGD*

L'erreur systématique sur les déplacements pour différents couples  $(l, \delta)$ , avec  $l = \delta$ , est présentée sur la Figure 2.6, ainsi que l'incertitude  $\xi_u$  sur le déplacement sur la Figure 2.7 ( $A = 1,01$  pixel et  $\alpha = 1,12$ ) et l'incertitude  $\xi_\varepsilon$  sur la déformation sur la Figure 2.8 ( $A = 0,82$  pixel et  $\alpha = 2,05$ ).

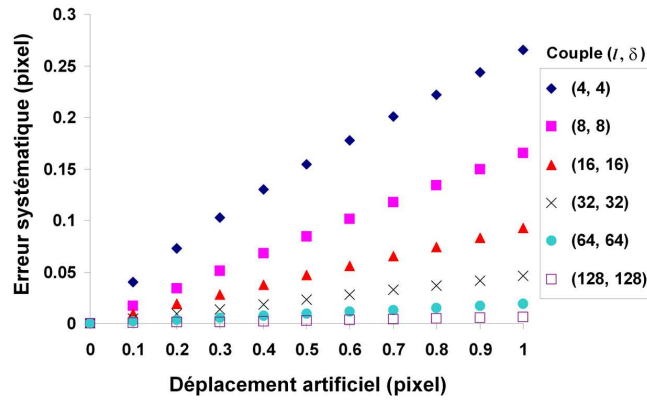


Figure 2.6. Erreur systématique évaluée pour différents couples  $(l, \delta)$  en fonction du déplacement artificiel imposé, cas d'un calcul avec CorreliGD avec réactualisation tous les 0,1 pixel.

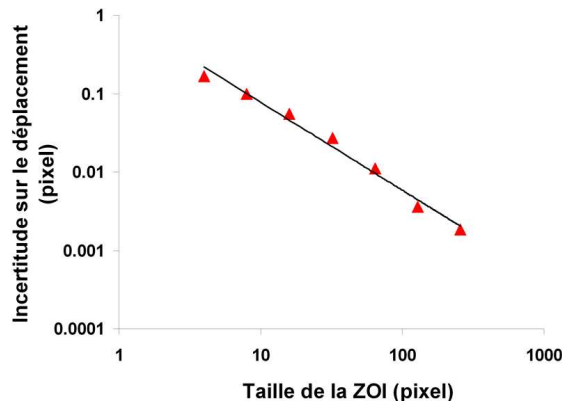


Figure 2.7. Incertitude sur le déplacement en fonction de la taille  $l$  des ZOI, avec  $l = \delta$ , cas d'un calcul avec CorreliGD pour 10 réactualisations.

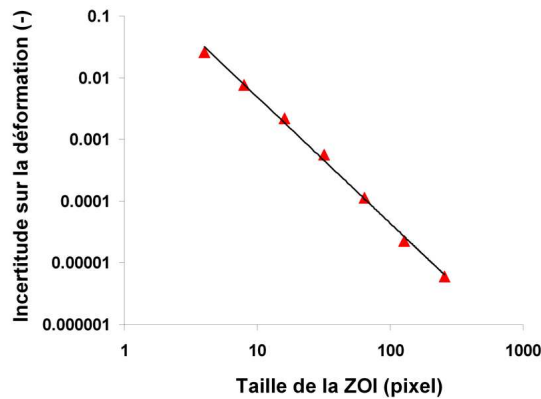


Figure 2.8. Incertitude sur la déformation en fonction de la taille  $l$  des ZOI, avec  $l = \delta$ , cas d'un calcul avec CorreliGD pour 10 réactualisations.

Dans le cas de CorreliGD, l'erreur systématique de la Figure 2.6 ne présente plus un motif périodique atteignant un maximum à 0,5 pixel. En effet, lors du traitement d'une série d'images, dès qu'une nouvelle image est considérée, l'image de référence est mise à jour, correspondant alors à l'image précédente ; l'erreur est donc cumulée à chaque nouveau calcul. Ainsi l'erreur systématique augmente linéairement sur toute la plage des déplacements imposés. Les incertitudes sur le déplacement et la déformation (Figure 2.7 et Figure 2.8) suivent le même type de loi puissance que précédemment, impliquant également, avec CorreliGD, la nécessité d'un compromis entre résolution spatiale de mesure et précision des résultats.

### **Choix d'un compromis entre résolution spatiale de mesure et précision des résultats**

Tout d'abord, si  $\delta < l$ , le pas de calcul  $\delta$  est certes faible mais le calcul est fait sur des ZOI de taille  $l$ , en pixels. Les informations sont donc moyennées sur une zone de  $l \times l$  et, même si les données sont calculées tous les  $\delta$ , ce qui améliore la résolution géométrique de mesure, cela n'améliore pas les performances. Par ailleurs, si  $\delta > l$ , on ne couvre pas l'intégralité des pixels de l'image puisque les données sont moyennées sur des zones de  $l \times l$ , centrées tous les  $\delta$ . Aussi, nous avons choisi un couple  $(l, \delta)$  tel que  $l = \delta$ . Sachant qu'un pixel couvre  $6,5 \times 6,5 \mu\text{m}^2$  (résolution spatiale géométrique des images), les résolutions spatiales de mesure atteintes sont présentées dans le Tableau 2.1 en fonction de la taille de la ZOI, en pixels.

Couple $(l, \delta)$	Résolution spatiale de mesure
(4, 4)	$26 \times 26 \mu\text{m}^2$
(8, 8)	$52 \times 52 \mu\text{m}^2$
(16, 16)	$104 \times 104 \mu\text{m}^2$
(32, 32)	$208 \times 208 \mu\text{m}^2$
(64, 64)	$416 \times 416 \mu\text{m}^2$
(128, 128)	$832 \times 832 \mu\text{m}^2$

Tableau 2.1. Récapitulatif des résolutions spatiales de mesure en fonction de la taille de la ZOI  $l$  (en pixels), avec des couples  $(l, \delta)$  tels que  $l = \delta$ .

Bien que la précision des mesures soit primordiale, la résolution spatiale de mesure devient assez vite, dans notre cas, un facteur limitant. En effet, l'échelle visée dans cette étude est celle des grains du matériau, il faut donc pouvoir effectuer les calculs de corrélation avec une résolution spatiale de mesure du même ordre de grandeur. Or, la taille moyenne des grains d'un acier est souvent très largement inférieure à  $100 \mu\text{m}$  ; toutefois, en dessous d'un couple (16, 16), les incertitudes sont trop élevées comparées aux déplacements induits par les sollicitations qui seront imposées. C'est pourquoi la taille de grains fera partie des critères de choix du matériau d'étude (cf. 2.3). Une version plus récente du logiciel de corrélation d'images met en œuvre des éléments Q4 définis sur une grille carrée (fonctions bilinéaires en  $x$  et  $y$ ) comme fonctions tests pour l'équation (2.2). Cette méthode de type Éléments Finis, implémentée sous le nom de CorreliQ4, a permis d'obtenir de meilleures performances que Correli<sup>LMT</sup> à taille de ZOI identique [Hild et Roux 2006, El Bartali 2007]. Cependant les performances dépendent fortement du dispositif expérimental et du mouchetis, et dans notre cas, les tests réalisés avec CorreliQ4 n'ont pas sensiblement amélioré les résultats.

Finalement, compte tenu de la taille des grains du matériau d'étude, le couple  $(l, \delta)$  utilisé dans Correli<sup>LMT</sup> est  $(2^4, 2^4) = (16, 16)$  pixels pour tous les essais traités dans le chapitre 3. La résolution spatiale de mesure atteinte est donc de  $104 \times 104 \mu\text{m}^2$  avec une incertitude, respectivement pour les calculs en 2D et en GD (pour 10 réactualisations), de 0,0257 et de 0,0529 pixel sur les déplacements et de 0,00102 et 0,00217 sur les déformations. Ces résultats sont traduits en  $\mu\text{m}$  et % dans le Tableau 2.2.

	<b>Correli2D</b>	<b>CorreliGD</b> (10 réactualisations)
Incertitude sur les déplacements	0,0257	0,0529
Incertitude sur les déplacements	0,167	0,344
Incertitude sur les déformations (%)	0,102	0,217

Tableau 2.2. Tableau récapitulatif des performances obtenues dans le cadre de cette étude pour les champs cinématiques.

### Essai de validation des performances pour le compromis effectué

Les performances des calculs par corrélation d'images, pour des paramètres  $(l, \delta) = (16, 16)$  pixels, ont également été évaluées lors d'un essai de traction monotone quasi statique pour des déformations comprises en 0 et 2% : les déformations moyennes calculées par corrélation, sur la zone utile d'une éprouvette recouverte du mouchetis caractérisé ci-dessus, ont en effet été comparées à celles d'une jauge de déformation collée de l'autre côté de la zone utile. Les valeurs de déformation issues des calculs de corrélation et de la jauge sont tracées sur la Figure 2.9a. En prenant la jauge comme référence, les écarts entre les données de la jauge et celles de corrélation sont précisés sur la Figure 2.9b. Des écarts importants apparaissent entre les données de la corrélation et celle de la jauge pour des déformations inférieures à 0,2%. Or, le bruit de mesure de la jauge est de 0,01% sur la déformation. Il y a donc une incertitude de 100% sur les déformations de la jauge en deçà de 0,01% et de 10% jusqu'à 0,1%. Le bruit de mesure de la jauge explique ces écarts si élevés aux faibles déformations et rend toute conclusion impossible quant à la précision des calculs de corrélation. En revanche, lorsque les niveaux de déformation augmentent (au-delà de 0,2%), le bruit de la jauge devient négligeable et les écarts relevés diminuent, devenant très acceptables. Sachant que les incertitudes évaluées ci-dessus sont de 0,1% et 0,2% respectivement pour Correli2D et CorreliGD, ces résultats sont en accord avec les calculs d'incertitude effectués à partir du déplacement artificiel d'une image du mouchetis.

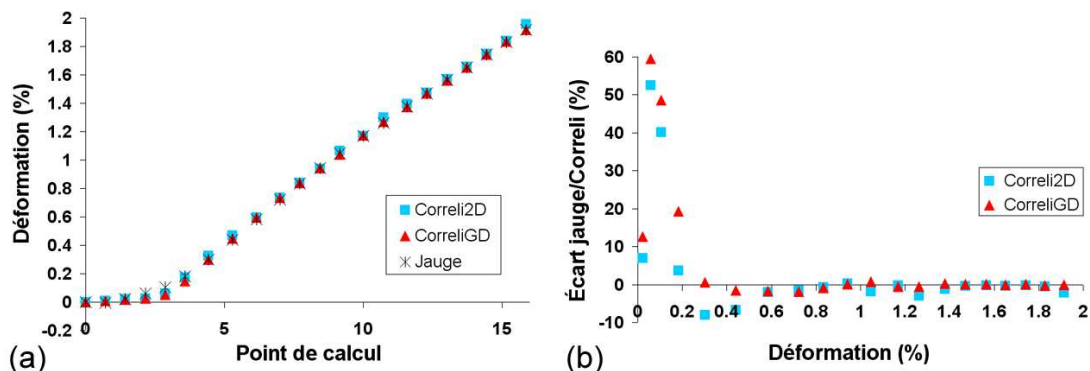


Figure 2.9. Essai de traction monotone quasi statique : (a) déformation moyenne calculée par Correli2D et CorreliGD sur la zone utile et déformation donnée par la jauge ; (b) écarts entre les données de la jauge et celles issues des calculs Correli2D et CorreliGD.

### Évaluation du bruit d'acquisition de la caméra CCD et influence sur les performances de la corrélation pour le compromis effectué

Dans le paragraphe 2.1.2, un terme  $b(x)$ , lié au bruit d'acquisition, apparaît dans l'équation (2.1) avant d'être considéré comme négligeable par les auteurs [Hild et Roux 2006]. Nous avons voulu évaluer la part de ce bruit dans notre chaîne d'acquisition des images optiques.

#### ➤ Cas d'une scène homogène

Lorsqu'une feuille de papier blanc est placée en face de la caméra, si la mise au point est faite, la rugosité du papier est visible (Figure 2.10a) ; en s'éloignant légèrement de la mise au point, l'image devient floue et d'aspect uniforme (Figure 2.10b).

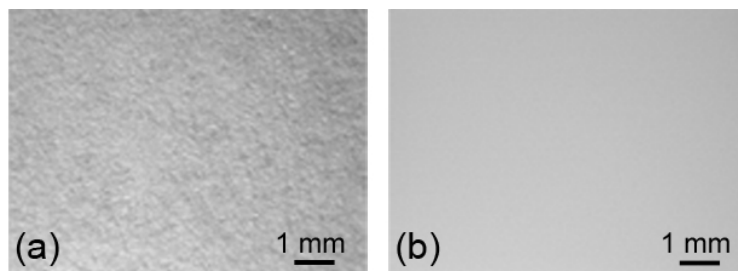


Figure 2.10. Observation d'une feuille de papier avec la caméra CCD équipée de l'objectif Tamron 23FM50SP et des deux bagues allonge. (a) Image nette obtenue à la mise au point, (b) en s'éloignant de la mise au point, l'image devient floue et d'aspect uniforme.

Après avoir obtenu une image floue et uniforme, un film de 90 images est enregistré. Une image correspondant à la moyenne temporelle du film est alors soustraite à chaque image et le résidu considéré comme le bruit de l'image ; enfin, le rapport signal sur bruit (S/B) peut être évalué pour chaque image. La représentation du bruit spatial pour une image quelconque est donnée sur la Figure 2.11. Sur la totalité de l'image, le rapport signal sur bruit minimum est de 28,7 dB, ce qui signifie qu'il existe au moins un rapport 740 entre le signal et le bruit.

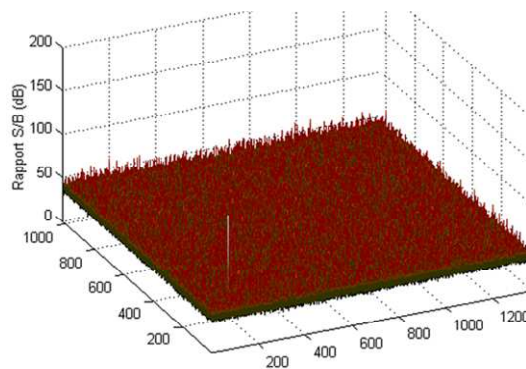


Figure 2.11. Rapport signal sur bruit (S/B) en décibels (dB) sur une image homogène.

Pour évaluer l'évolution temporelle du bruit, le minimum du rapport signal sur bruit est calculé pour chaque image du film et tracé au cours du temps sur la Figure 2.12. La valeur minimale du rapport signal sur bruit au cours du temps est de 25,7 dB (rapport 370 entre le signal et le bruit). Le bruit d'acquisition semble donc négligeable par rapport au signal.



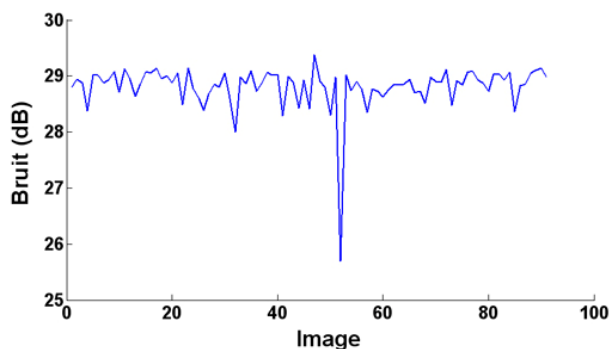


Figure 2.12. Rapport minimum signal sur bruit (S/B) en décibels (dB) au cours du temps obtenu lors du traitement du film d'une scène homogène.

➤ *Cas du mouchetis*

La même démarche est maintenant effectuée sur un film de 60 images statiques du mouchetis (c'est une de ces images qui a été utilisée lors de l'évaluation des performances du logiciel Correli<sup>LMT</sup>, cf. Figure 2.2). Le bruit spatial pour une image quelconque du mouchetis est présenté sur la Figure 2.13. Sur la totalité de l'image, le rapport signal sur bruit minimum est ici de 25,1 dB, il existe donc au moins un rapport 324 entre le signal du mouchetis et le bruit.

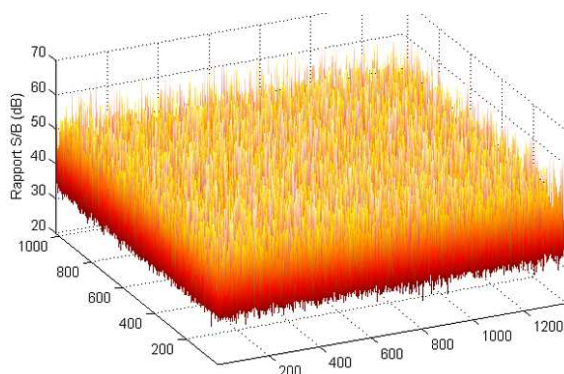


Figure 2.13. Rapport signal sur bruit (S/B) en décibels (dB) sur une image du mouchetis.

Le minimum du rapport signal sur bruit est calculé pour chaque image du film et tracé au cours du temps sur la Figure 2.14. La valeur minimum du rapport signal sur bruit au cours du temps est de 22,5 dB (rapport 178 entre le signal et le bruit).

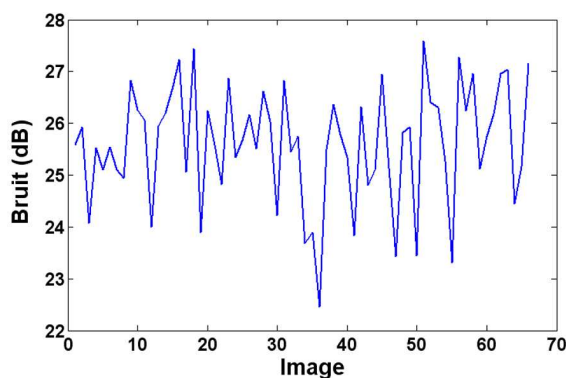


Figure 2.14. Rapport minimum signal sur bruit (S/B) en décibels (dB) au cours du temps obtenu lors du traitement du film du mouchetis statique.

Cette seconde évaluation confirme que le bruit d'acquisition est négligeable par rapport au signal. Il semble donc a priori insuffisant pour perturber les résultats obtenus par corrélation d'images.

➤ *Influence du bruit d'acquisition sur les performances de la corrélation pour le compromis effectué*

Toutefois, comme un bruit existe, voyons comment celui-ci peut perturber le calcul des champs cinématiques. Le film du mouchetis statique enregistré précédemment contient un signal (le mouchetis) auquel se superpose le bruit. En effectuant la corrélation sur cette succession d'images, les déplacements et les déformations induits uniquement par le bruit d'acquisition vont donc apparaître. Les résultats sont reportés dans le Tableau 2.3 et les incertitudes propres au calcul de corrélation sont rappelées dans le Tableau 2.4.

	<b>Correli2D</b>	<b>CorreliGD</b> (10 réactualisations)
Déplacement moyen calculé ( $\mu\text{m}$ )	-0,0741	-0,0741
Écart type sur le déplacement ( $\mu\text{m}$ )	0,0923	0,0930
Déformation moyenne calculée (%)	$-4,464 \cdot 10^{-4}$	$-4,393 \cdot 10^{-4}$
Écart type sur la déformation (%)	$6,944 \cdot 10^{-2}$	$7,005 \cdot 10^{-2}$

Tableau 2.3. Déplacements et déformations induits par le bruit d'acquisition.

	<b>Correli2D</b>	<b>CorreliGD</b> (10 réactualisations)
Incertitude sur les déplacements	0,167	0,344
Incertitude sur les déformations (%)	0,102	0,217

Tableau 2.4. Rappel : performances obtenues pour les champs cinématiques.

Ces valeurs montrent que le bruit d'acquisition ne peut induire des déplacements et déformations parasites qui pourraient être confondus avec de l'information, puisque ces derniers restent du même ordre voire inférieurs aux incertitudes de mesure.

### 2.1.4 Bilan

L'acquisition des images est réalisée grâce à une caméra CCD équipée d'un objectif de focale 50 mm et de deux bagues allonge de 15 et 20 mm, alors que la scène est éclairée par une source de lumière froide. Les images ainsi obtenues ont une résolution spatiale géométrique de  $6,5 \times 6,5 \mu\text{m}^2$ , conduisant à une zone d'observation de  $8,9 \times 6,7 \text{ mm}^2$ . Les champs cinématiques sont calculés grâce au logiciel de corrélation d'images Correli<sup>LMT</sup>. Le choix de paramètres de corrélation  $(l, \delta) = (16, 16)$  pixels offre une résolution spatiale de mesure de  $104 \times 104 \mu\text{m}^2$ , compatible avec la taille des grains du matériau d'étude. L'évaluation des performances du logiciel pour le mouchetis qui sera utilisé donne des incertitudes, respectivement pour Correli2D et CorreliGD, de 0,167 et 0,344  $\mu\text{m}$  sur les déplacements et de 0,102 et 0,217% sur les déformations. Il a par ailleurs été vérifié que le bruit d'acquisition de la caméra CCD est négligeable. Les déplacements et déformations parasites qu'il pourrait induire ne seront pas confondus avec le signal lors du traitement des données.

## 2.2 Thermographie quantitative à l'échelle microstructurale

La caméra utilisée pour les mesures thermiques est une caméra Cedip Jade III, composée d'une matrice de 320 x 240 détecteurs InSb refroidis à 77 K et sensibles dans le domaine spectral 3,6-5,1  $\mu\text{m}$ . Elle est équipée d'un objectif G1, appelé ainsi car la résolution spatiale géométrique atteinte correspond à la taille d'un détecteur, soit 30 x 30  $\mu\text{m}^2$ . Les détecteurs recueillent une émission thermique et le passage à des informations en température nécessite leur étalonnage grâce à un corps noir porté à différentes températures connues. L'avantage des caméras à matrice de détecteurs est leur fréquence d'acquisition élevée, due au fait qu'il n'est plus nécessaire de balayer la surface à analyser comme lorsqu'il n'y avait encore qu'un seul détecteur. Néanmoins, les détecteurs d'une matrice, même s'ils sont de même nature, révèlent une certaine disparité et ont un comportement qui leur est propre, c'est-à-dire que pour un même signal thermique reçu, ils ne délivrent pas tous la même réponse. Une première façon de pallier cet inconvénient est en général de corriger leur réponse. Cette méthode, très courante, sera présentée, ainsi que ses limites, avant de développer la technique adoptée dans cette étude.

### 2.2.1 Travail préliminaire

Quelle que soit la façon d'étalonner la caméra, quelques paramètres doivent être au préalable définis. La première étape consiste à fixer la taille de fenêtre car il est possible de n'utiliser qu'une portion de la matrice de détecteurs, la fréquence d'acquisition ainsi que la plage de températures  $[T_{min}, T_{max}]$  dans laquelle on compte effectuer les mesures.

Ceci permet ensuite de déterminer un temps d'intégration optimal. Le temps d'intégration est assimilable à un temps d'ouverture des récepteurs de flux de la caméra. Ainsi, un temps d'intégration trop élevé ne permet pas d'accéder aux hautes températures, car les détecteurs seraient saturés, et un temps d'intégration trop faible ne permet pas de mesurer les faibles variations de température. Tant que la caméra n'est pas étalonnée, elle donne les flux recueillis en DL (Digital Level) et ses capteurs sont saturés à partir de 16383 DL, puisque leur réponse est codée sur une dynamique de 14 bits. La détermination du temps d'intégration optimal nécessite un corps noir qu'il faut régler à la température maximale  $T_{max}$  que l'on compte mesurer. Il faut alors chercher un temps d'intégration tel que le DL mesuré à  $T_{max}$  s'approche le plus de 14700 DL soit 90% de la dynamique, il sera noté  $DL_{max}$ . Tout en conservant ce temps d'intégration, le corps noir est ensuite réglé à la température minimale que l'on veut mesurer  $T_{min}$  et la valeur du  $DL_{min}$  correspondant est relevée. A partir de ces données, il est possible d'avoir un ordre d'idée de la résolution de mesure  $P$  :

$$P = \frac{T_{max} - T_{min}}{DL_{max} - DL_{min}} \quad (2.7)$$

Il ne s'agit que d'un ordre de grandeur, car la relation entre DL et température n'est pas linéaire. Si l'ordre de grandeur estimé paraît satisfaisant pour l'application, alors le temps d'intégration est fixé. Sinon, la résolution peut être accrue en augmentant le temps d'intégration mais, dans ce cas, la température maximale mesurable sera plus faible. Il conviendra alors de partitionner la plage  $[T_{min}, T_{max}]$  en deux ou trois plages, deux plages consécutives devant se chevaucher sur quelques degrés, et de reproduire la procédure de détermination du temps d'intégration optimal pour chaque plage.

Dans cette étude, les acquisitions sont réalisées en pleine fenêtre à une fréquence d'acquisition de 140 Hz et le temps d'intégration choisi est de 1100  $\mu$ s pour une plage [5°C, 55°C].

### **2.2.2 Étalonnage de la caméra en conditions standard**

Lorsque la caméra fixe une scène thermique stable et uniforme, les détecteurs ne délivrent pas tous la même tension électrique et donc pas la même réponse en DL, qui peut également varier légèrement d'une mise sous tension à l'autre. Ainsi, avant de réaliser l'étalonnage de la matrice, deux procédures, connues sous le nom de NUC et BPR, sont mises en œuvre par l'intermédiaire des logiciels Cedip Cirrus 5.50.024 et Altair 5.50.013.

#### **La correction de non-uniformité ou Non Uniformity Correction (NUC)**

Cette procédure, nommée par Cedip "NUC 2 points" consiste à exposer la caméra à deux températures, une basse température (telle que le  $DL_{max}$  affiché corresponde à 30% de la dynamique, soit environ 5000 DL) et une haute température (telle que le  $DL_{max}$  affiché corresponde à 70% de la dynamique, soit environ 11000 DL). En partant du principe que la réponse d'un détecteur peut être considérée comme linéaire, la réponse de chaque détecteur est alors corrigée par un gain et un offset, de façon à la rendre la plus proche possible de la réponse moyenne en DL de la matrice de détecteurs. Les valeurs de gain et d'offset sont alors à enregistrer dans un fichier (.coe) qui devra être rechargé lors de l'utilisation de l'étalonnage correspondant.

#### **Le remplacement des pixels trop éloignés de la moyenne ou Bad Pixel Replacement (BPR)**

Malgré la correction de non-uniformité, la réponse d'un détecteur peut rester éloignée de la valeur moyenne de la matrice de détecteurs. Pour identifier les pixels dits "mauvais" (ou "bad pixels"), trois critères peuvent être employés [Cedip] :

➤ *Critère sur le gain* : un pixel est considéré comme mauvais si le coefficient de gain qui lui a été affecté lors de la NUC est inférieur ou supérieur à un pourcentage prédéfini. Par exemple, si le seuil est de 25%, un pixel est considéré comme mauvais si son gain est inférieur à 0,75 ou supérieur à 1,25.

➤ *Critère sur l'offset* : un pixel est considéré comme mauvais si le coefficient d'offset qui lui a été affecté lors de la NUC est inférieur ou supérieur à un pourcentage prédéfini. Par exemple, pour un seuil de 30%, sachant que la dynamique est de 16383 DL, un pixel est considéré comme mauvais si son offset est inférieur à -4915 DL ou supérieur à 4915 DL.

➤ *Critère sur le bruit* : un pixel est considéré comme mauvais si son bruit temporel dépasse un certain seuil. Cette méthode nécessite d'abord de faire une acquisition d'une scène thermique stable et uniforme, ce qui permet le calcul de la moyenne spatio-temporelle  $M$ . Par exemple, pour un seuil de 10 DL, un pixel est considéré comme mauvais si sa moyenne temporelle est inférieure à  $M-10$  DL ou supérieure à  $M+10$  DL.

Dans le cas où un pixel est considéré comme mauvais, sa réponse est remplacée par celle du pixel non mauvais le plus proche, sélectionné dans l'ordre indiqué sur la Figure 2.15. La liste des bad pixels associés à la NUC est stockée dans un fichier (.bpr) qui devra être rechargé lors de l'utilisation de l'étalonnage correspondant.

Y \ X	0	1	2	3	4	5	6
0	45	37	29	25	30	38	46
1	44	21	13	9	14	22	39
2	36	20	5	1	6	15	31
3	28	12	4	⊗	2	10	26
4	35	19	8	3	7	16	32
5	43	24	18	11	17	23	40
6	48	42	34	27	33	41	47

Figure 2.15. Algorithme de remplacement des bad pixels : le mauvais pixel marqué d'une croix est remplacé par le premier pixel non mauvais choisi dans l'ordre indiqué par les numéros [Cedip].

### Étalonnage de la matrice

L'étalonnage consiste à exposer la matrice de détecteurs au rayonnement d'un corps noir porté à différentes températures appartenant à la plage de températures considérée. Pour chaque température du corps noir, la réponse moyenne en DL de la matrice de détecteurs est relevée, ce qui permet, en rentrant les données dans le logiciel Cedip, d'établir une unique courbe d'étalonnage, dont l'allure est présentée sur la Figure 2.16, valable pour l'ensemble des détecteurs de la matrice et de type :

$$T = \sum_{i=0}^{2 \text{ ou } 3} a_i DL^i \quad (2.8)$$

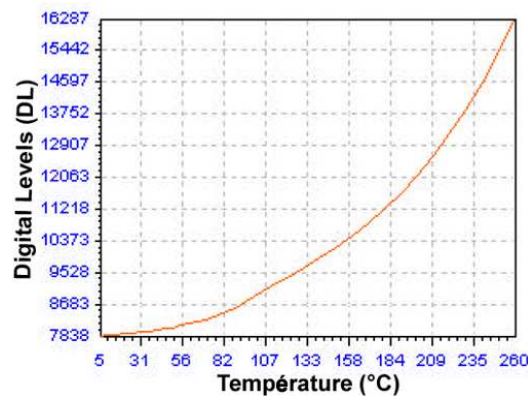


Figure 2.16. Exemple de courbe d'étalonnage standard : une seule courbe est établie pour l'ensemble des détecteurs de la matrice [Cedip].

Lors des premières heures suivant la mise sous tension, la température interne de la caméra augmente progressivement (Figure 2.17) et, même si les détecteurs de la matrice sont refroidis, ils pâtissent malgré tout de ces variations de température interne. Or, si la température des détecteurs évolue, le flux thermique reçu pour une température donnée s'en trouve modifié et cela n'est pas pris en compte dans la loi d'étalonnage précédente, ce qui amène une incertitude non négligeable sur la réponse en température. Pour améliorer la précision des mesures, il convient alors de réaliser un étalonnage compensé, c'est-à-dire que la procédure d'étalonnage est effectuée quelques minutes après la mise sous tension, puis répétée une ou plusieurs fois pour différentes températures de fonctionnement (la pièce de travail peut être chauffée pour favoriser l'augmentation de température interne ou la caméra mise dans un réfrigérateur pour diminuer sa température interne). Des courbes d'étalonnage sont ainsi

établies pour différentes températures internes de la caméra et, lors des mesures, la température mesurée sera interpolée à partir de ces différentes courbes d'étalonnage, en fonction de la température interne de la caméra.

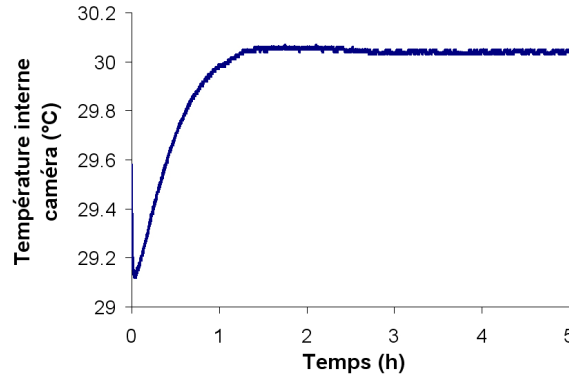


Figure 2.17. Évolution de la température interne de la caméra infrarouge dans les heures suivant sa mise sous tension.

Par ailleurs, pour s'affranchir des dérives possibles liées à l'environnement de la caméra et au fait que la réponse des détecteurs varie légèrement d'une mise sous tension à l'autre, il est recommandé de faire une mise à jour de la NUC 2 points à chaque mise en service de la caméra [Cedip]. La mise à jour de la NUC, nommée "NUC 1 point", se fait soit en exposant la caméra à un corps noir réglé à une température de la plage de mesure, soit en plaçant une feuille de papier à 45° pour qu'elle réfléchisse vers les détecteurs un rayonnement uniforme. Cette mise à jour de la NUC permet également de corriger "l'effet Narcisse", lié au fait que la matrice de détecteurs, parfaitement alignée dans l'axe optique et donc parallèle au plan objet, reçoit sa propre image superposée à l'objet à mesurer. L'origine de cette réflexion est double. D'une part, si l'on se réfère à l'équation (1.7) du chapitre 1, compte tenu de la faible distance objet-objectif (en particulier avec le G1), la transmission de l'atmosphère peut être considérée égale à 1 et le flux thermique  $\Phi$  reçu par la caméra s'écrit :

$$\Phi = \varepsilon_{obj} \Phi_{obj} + (1 - \varepsilon_{obj}) \Phi_{env} \quad (2.9)$$

L'émissivité  $\varepsilon_{obj}$  de l'objet à mesurer étant inférieure à 1, ce dernier réfléchit le rayonnement de l'environnement  $\Phi_{env}$ , parmi lequel le rayonnement issu de la matrice de détecteurs refroidis à 77 K. L'effet Narcisse est donc d'autant plus visible que l'émissivité de l'objet observé est faible. D'autre part, l'optique d'une caméra ne possédant jamais une transmission de 100%, il reste à l'intérieur de l'objectif une faible portion de rayonnement provenant des détecteurs. Ce taux de rayonnement est directement lié à la différence de température entre les détecteurs (refroidis à 77 K) et l'optique (à température ambiante). Le G1 étant l'objectif pour lequel la transmission est la plus faible (85%), de par le nombre élevé de lentilles qu'il possède (6), l'effet Narcisse est plus prononcé avec celui-ci qu'avec les objectifs de thermographie standard (transmission de 94% pour le 100 mm, 96% pour le 25 mm). Finalement, la réponse des détecteurs recevant leur propre rayonnement réfléchi s'en trouve modifiée et cela se traduit sur les thermogrammes par une tache centrale circulaire caractéristique, comme en témoigne la Figure 2.18.

La caméra est fournie avec des étalonnages pour trois plages, couvrant une large gamme de températures. Une fois l'étalonnage chargé avec ses NUC et BPR correspondants et la NUC 1 point effectuée, il est alors possible de mesurer des températures absolues, a priori...

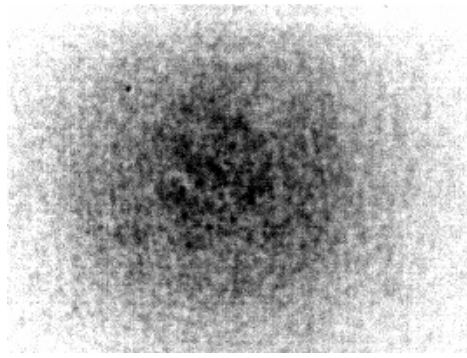


Figure 2.18. Apparition d'une tache centrale circulaire caractéristique de l'effet Narcisse sur une image thermique prise avec le G1 sur un objet de faible émissivité.

### Inconvénients

Pour caractériser les performances de la caméra pour un étalonnage donné, le constructeur mesure son NETD, qui donne une estimation de la précision sur les mesures thermiques ou résolution thermique ; la valeur donnée est de 25 mK à 25°C.

**Le NETD (Noise Equivalent Temperature Difference)** ou écart de température équivalent au bruit : cette grandeur correspond à l'écart de température apparente entre un objet étendu et son environnement, susceptible de produire un signal crête égal à la tension efficace du bruit du système [Gaussorgues 1989]. Il s'agit d'un indicateur de la résolution thermique d'un système infrarouge. La mesure du NETD se fait en réalisant le montage de la Figure 2.19a. Le corps noir de température  $T_0$  est superposé à un fond froid homogène de température  $T_f$ . La scène observée et le type de signal en tension enregistré pour une ligne de la matrice sont schématisés sur la Figure 2.19b.

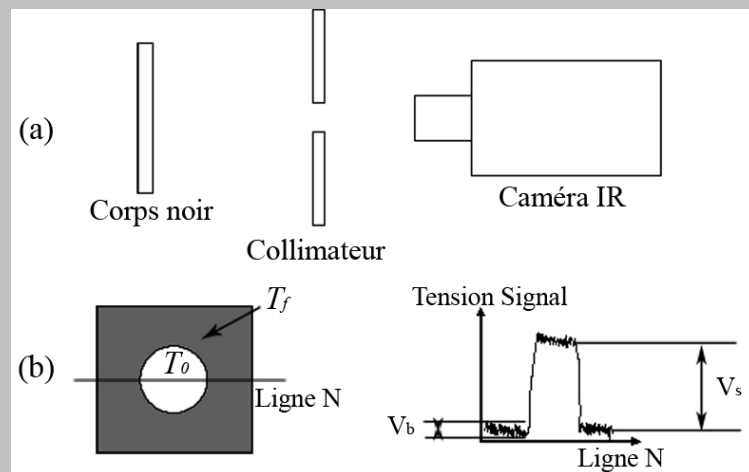


Figure 2.19. (a) Montage à réaliser pour la mesure du NETD ; (b) scène observée et signal enregistré pour une ligne de la matrice.

Le NETD est alors calculé d'après la formule suivante :

$$NETD = \frac{T_0 - T_f}{\frac{V_s}{V_b}} \quad (2.10)$$

Il faut toutefois noter que le NETD est donné dans les meilleures conditions possibles et peut varier en fonction des paramètres d'utilisation de la caméra, mais également selon le détecteur considéré [Pron et Bissieux 2004]. La résolution thermique donnée n'est donc pas une caractéristique intrinsèque à la caméra et il est délicat d'affirmer que les mesures sont toujours précises à 25 mK, quels que soient les paramètres d'utilisation de la caméra.

Par ailleurs, un étalonnage donné ne convient pas pour toute situation de mesure et le fait de modifier un paramètre d'essai peut nécessiter soit une nouvelle NUC 1 point, soit un nouvel étalonnage et donc une NUC 2 points (Tableau 2.5).

Grandeur d'influence	NUC 2 points et étalonnage	NUC 1 point
Temps d'intégration	x	
Filtre dans le bâti de la caméra	x	
Élément optique entre l'objet et la caméra	x	
Objectif	x	
Fenêtrage		x
Mise sous tension		x
Fréquence	Pas d'influence	

Tableau 2.5. Rappel des paramètres (données constructeur) dont la modification nécessite une nouvelle NUC 2 points et étalonnage, ou seulement une NUC 1 point [Cedip].

En particulier dans notre cas, les étalonnages pour objectifs standard ne sont pas adaptés au G1. De plus, le miroir dichroïque intercalé entre l'échantillon et la caméra (cf. 1.8.1 et 2.4.1) modifie le chemin optique et ne transmet pas l'intégralité du rayonnement infrarouge, comme l'indique sa courbe de transmission présentée sur la Figure 2.20 ; la part du rayonnement transmis peut aussi varier avec l'angle d'inclinaison du miroir. La meilleure manière de prendre en compte l'influence de ce miroir dichroïque sur les mesures effectuées est donc d'étalonner la caméra en sa présence. Nous avons également remarqué, tout comme [Pron et Bissieux 2004], que, contrairement aux spécifications constructeur, la fréquence d'acquisition a un impact sur la température donnée par la caméra. Autrement dit, il faudrait refaire un étalonnage dès que la fréquence d'acquisition est modifiée. Ainsi, dans notre configuration de travail, il sera nécessaire d'effectuer un étalonnage spécifique avec l'objectif G1 en conditions d'essai. Mais faut-il effectuer cet étalonnage selon la méthode standard ?

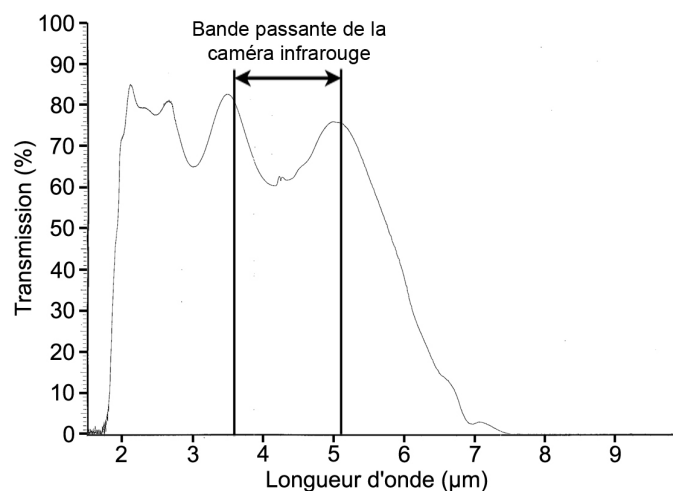


Figure 2.20. Courbe de transmission du miroir dichroïque utilisé pour la mesure couplée.



Les procédures de NUC et BPR, employées pour faciliter l'étalonnage de la matrice, corrigent la réponse de chaque détecteur. Ainsi, la NUC empêche d'exploiter l'intégralité de la dynamique de chaque détecteur et, à cause de la procédure de BPR, la cartographie délivrée n'est pas fidèle à la réalité, puisque la réponse de certains pixels est remplacée par celle d'autres pixels. Ceci n'est pas gênant pour l'observation d'une scène globale présentant de faibles gradients mais est incompatible avec le type de mesures visé ici, c'est-à-dire l'observation d'hétérogénéités thermiques à l'échelle de quelques pixels. Aussi l'étalonnage standard ne convient pas dans notre application et c'est détecteur par détecteur que la matrice sera étalonnée.

### 2.2.3 Étalonnage pixel par pixel

L'objectif de ce type d'étalonnage est de court-circuiter les procédures de NUC et BPR pour étalonner indépendamment chaque détecteur afin de profiter de sa dynamique et de pouvoir observer des hétérogénéités thermiques locales, à l'échelle des grains. Lors de l'étalonnage et des mesures, les données infrarouges sont donc enregistrées à l'état brut, c'est-à-dire sous forme de cartographies en DL désorganisées (Figure 2.21a). En effet, les informations des détecteurs ne sont pas lues successivement dans l'ordre de la matrice mais de façon simultanée par bloc afin d'augmenter la vitesse de lecture des données. Les images devront d'abord être réorganisées (Figure 2.21b) avant de pouvoir être traitées et par exemple, converties en température grâce à un étalonnage pixel par pixel (Figure 2.21c).

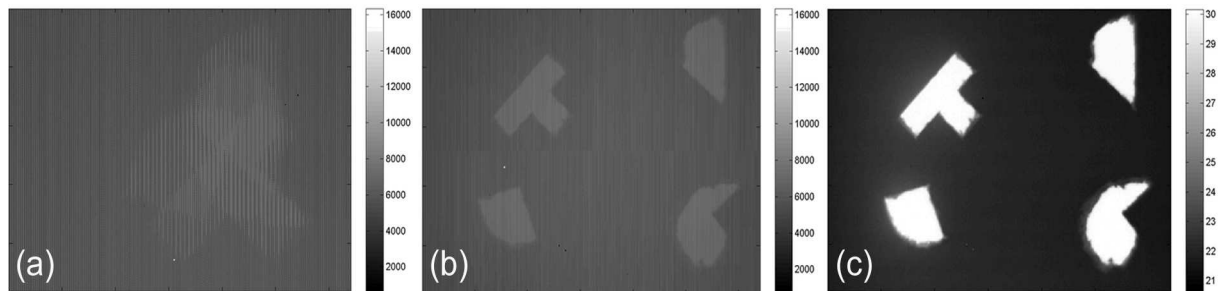


Figure 2.21. (a) Image infrarouge prise à l'état brut (sans NUC ni BPR) ; (b) image (a) après réorganisation ; (c) image (b) après lecture avec un étalonnage pixel par pixel.

#### Prise des points de référence

Le corps noir utilisé est un corps noir étendu de haute uniformité SR800 de CI Systems. Sa plage de température s'étend de 0 à 125°C avec une précision de  $\pm 0,02\%$  ou 0,01°C (valeur la plus défavorable) et son émissivité est de  $0,97 \pm 0,01$ .

Pour parvenir à un étalonnage le plus fin possible, celui-ci est réalisé dans des conditions strictement identiques à celles des essais (cf. 2.2.4 et 2.4.1), la mise au point est donc faite sur le corps noir et les paramètres d'enregistrement sont identiques à ceux des essais, à savoir en pleine fenêtre, à une fréquence d'acquisition de 140 Hz et pour un temps d'intégration de 1100  $\mu$ s.

Le nombre de points de mesure est plus élevé que pour un étalonnage standard ; en particulier la plage qui nous intéresse au sein de la gamme de températures de travail, entre 22 et 30°C, est balayée avec un pas de 0,5°C. La séquence d'étalonnage est donc la suivante : [5 10 15 17,5 20 21 22 22,5 23 23,5 24 24,5 25 25,5 26 26,5 27 27,5 28 28,5 29 29,5 30 31 32 33 35 40

45 50 55]. Les données enregistrées sont des films de 100 images qui sont moyennés temporellement pour éliminer le bruit temporel et les phénomènes instantanés qui pourraient perturber une image seule. Par ailleurs, pour s'assurer de la stabilité thermique du corps noir, les films sont systématiquement pris 2 minutes après que le contrôleur du corps noir a indiqué une température stable.

Pour étudier l'influence du nombre de points d'étalonnage sur la qualité de ce dernier, les 31 températures précédentes ont été enregistrées. Elles ont ensuite été utilisées pour effectuer un étalonnage pixel par pixel (cf. ci-après) à 31 points et un étalonnage à 11 points, en ne considérant qu'un point d'étalonnage tous les 5°C. La relecture des 31 températures, à l'aide de chacun des étalonnages, montre que l'étalonnage 31 points fournit de meilleurs résultats pour la plage qui nous intéresse (Figure 2.22). En dehors de cette plage, les résultats sont globalement meilleurs avec l'étalonnage 11 points. En effet, le fait d'avoir augmenté le nombre de points permet une meilleure description dans la plage correspondante par la fonction polynomiale d'étalonnage (2.11), mais cela se fait au détriment des valeurs extrêmes pour lesquelles il y a moins de points disponibles pour effectuer l'approximation (cf. paragraphe suivant).

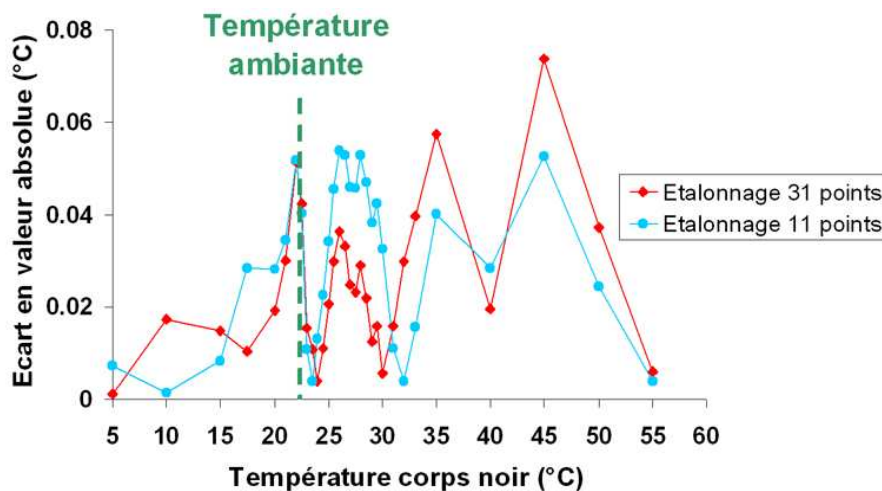


Figure 2.22. Influence du nombre de températures d'étalonnage sur la précision des mesures.

### Étalonnage de chaque pixel

La matrice de détecteurs est donc exposée au corps noir porté à  $N$  températures stabilisées au sein de la plage de travail. Ceci fournit donc, pour chaque détecteur,  $N$  relations entre son signal  $DL_n$  en DL et la température imposée  $T_{CNn}$ . La loi d'étalonnage correspond alors à une fonction polynomiale d'interpolation approximant au mieux les  $N$  relations précédentes :

$$T_{CNn} = \sum_{i=0}^5 c_i DL_n^i \quad (2.11)$$

où les coefficients  $c_i$  sont déterminés par approximation des moindres carrés. Cette détermination des coefficients des polynômes d'étalonnage, codée dans Matlab, permet d'établir l'ensemble des 76 800 courbes d'étalonnage pour tous les détecteurs de la matrice (Figure 2.23).

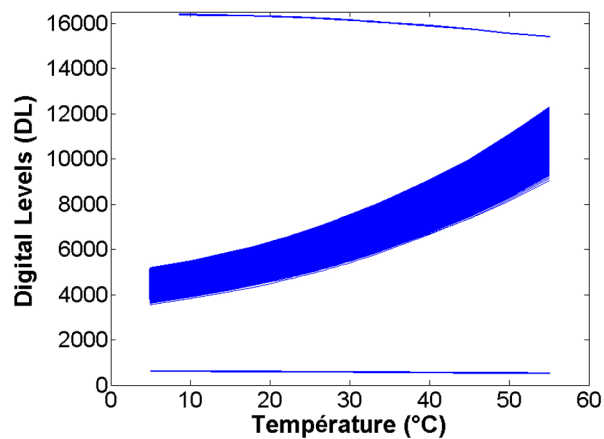


Figure 2.23. Ensemble des 76 800 courbes d'étalonnage des détecteurs de la matrice.

Le degré du polynôme a été choisi égal à 5, suite à une étude de sensibilité : les 76 800 courbes ont été déterminées d'après une loi de type (2.11), mais pour des polynômes d'interpolation dont le degré variait de 2 à 8, puis les températures ayant servi à l'étalonnage ont été relues par les détecteurs. L'écart en valeur absolue entre la température de consigne du corps noir et la température mesurée, moyenné pour l'ensemble des détecteurs de la matrice, est tracé sur la Figure 2.24 pour les différentes températures d'étalonnage, en fonction du degré des polynômes d'interpolation. Cette étude de sensibilité a permis de montrer qu'un degré 5 était suffisant pour décrire correctement le comportement d'un détecteur. Le gain réalisé en augmentant encore le degré du polynôme devient négligeable, surtout dans la plage où nous allons travailler, entre 22 et 30°C. Ces résultats sont confirmés par ceux d'une précédente étude [Honorat *et al.* 2005], mettant également en œuvre un étalonnage pixel par pixel.

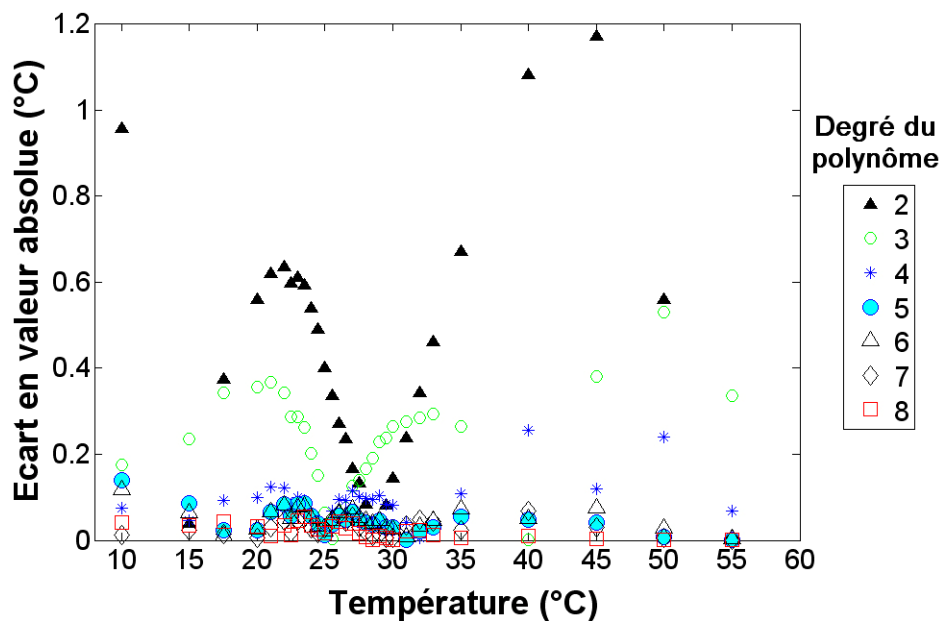


Figure 2.24. Étude de sensibilité pour le choix du degré des polynômes d'interpolation devant décrire les lois d'étalonnage des détecteurs infrarouges : écart moyen, pour l'ensemble de la matrice, entre la température du corps noir et la température mesurée après étalonnage.

### Détermination des Bad Pixels

La Figure 2.23 présente clairement, en haut et en bas, des courbes liées à des détecteurs (qui seront qualifiés de "very bad pixels"), dont la dynamique est extrêmement éloignée du comportement moyen, c'est le cas en particulier des détecteurs défectueux. D'une manière moindre, certains détecteurs peuvent avoir été mal étalonnés à cause notamment de défauts du corps noir (cf. 2.2.5), et fournir alors des données en température moins précises que les autres ; ils seront nommés "bad pixels". Les détecteurs sont donc tous testés afin de s'assurer de la qualité de leur réponse.

Pour chaque température d'étalonnage, un film de 100 images du corps noir a été enregistré et il est relu après l'étalonnage. L'écart  $\xi'_{i,j}$ , en valeur absolue, entre la température moyenne spatiale et temporelle de ce film,  $T'_{mat}$ , et la température  $T_{i,j}$  moyennée dans le temps du détecteur de position  $(i, j)$  sur la matrice, est alors calculé. Un premier critère, (2.12), permet d'écarter les very bad pixels dont la réponse reste très éloignée de la moyenne pour les différentes températures d'étalonnage (cf. Figure 2.23).

$$\xi'_{i,j} = |T'_{mat} - T_{i,j}| \geq 0,3^{\circ}\text{C} \quad (2.12)$$

Une fois les very bad pixels identifiés, seuls les pixels restants sont considérés. L'écart  $\xi_{i,j}$ , en valeur absolue, entre la température moyenne spatiale et temporelle des films pour les pixels restant,  $T_{mat}$ , et la température  $T_{i,j}$  moyennée dans le temps du détecteur de position  $(i, j)$  sur la matrice, est calculé. Ceci est effectué pour chaque détecteur autre qu'un very bad pixel, ce qui permet d'obtenir la moyenne et l'écart type des écarts  $\xi_{i,j}$  pour chaque température d'étalonnage. Pour l'ensemble des températures d'étalonnage, on évalue alors la moyenne  $\sigma_m$  des écarts types calculés. Pour une température d'étalonnage donnée, un pixel est considéré comme mauvais si son écart  $\xi_{i,j}$  à la température moyenne spatio-temporelle du film  $T_{mat}$  est supérieur à  $k \times \sigma_m$ , où  $k$  est un coefficient qui sera incrémenté. Un bad pixel répond donc au critère suivant :

$$\xi_{i,j} = |T_{mat} - T_{i,j}| \geq k \times \sigma_m, k \in \mathbb{N}^* \quad (2.13)$$

Le coefficient  $k$  n'est pas fixé pour tous les étalonnages, car il a été vu que la réponse des détecteurs pouvait varier d'une mise sous tension à l'autre. Ainsi, selon la mise sous tension, la dispersion est plus ou moins importante et nécessite un critère qui puisse s'adapter. Il a néanmoins été remarqué sur les étalonnages effectués que le nombre de bad pixels suivait toujours l'évolution caractéristique de la Figure 2.25. Pour les étalonnages (a) et (b), la courbe du pourcentage de bad pixels comprend deux régimes différents. Le premier régime a une pente élevée : le critère est trop sévère et englobe trop de pixels. Le second régime présente une pente plus faible, le nombre de bad pixels diminue très peu lorsque  $k$  augmente et que le critère est élargi, ce qui signifie qu'il reste vraiment les pixels dont la réponse s'éloigne fortement de la moyenne. Pour les étalonnages (a) et (b) de la Figure 2.25, le changement de régime apparaît pour des valeurs de  $k$  différentes, mais qui correspondent néanmoins à un pourcentage de bad pixels de l'ordre de 0,5%. Ainsi, lors de la détermination des bad pixels, le coefficient  $k$  sera incrémenté par pas de 0,5 jusqu'à ce que le nombre de bad pixels sur la matrice passe au-dessous d'un seuil en pourcentage. Ce seuil sera choisi égal à 0,5%.

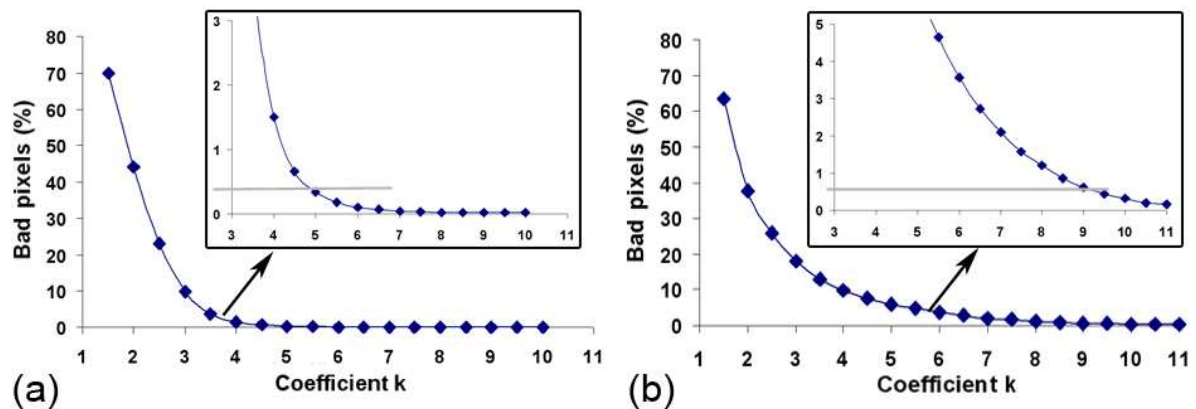


Figure 2.25. Évolution du pourcentage de bad pixels en fonction du critère choisi pour deux étalonnages différents (a) et (b).

L'ensemble des bad pixels correspond alors à la réunion de tous les bad pixels déterminés sur la gamme de températures balayées lors de l'étalonnage. Ce pourcentage peut être comparé aux résultats de Berthel [Berthel 2007], qui trouve 0,4% de bad pixels pour un étalonnage pixel par pixel de la caméra équipée de l'objectif 25 mm.

On notera que ce critère est basé sur un écart par rapport à la valeur moyenne de la matrice et non à la température de consigne du corps noir. En effet, en excluant les détecteurs dont la réponse est trop éloignée de la moyenne de la matrice, cela permet de garder des détecteurs dont les courbes d'étalonnage sont proches. Comme l'objectif est ensuite de travailler en différentiel, c'est-à-dire d'observer des variations de température par rapport à un état initial, le fait d'avoir des courbes d'étalonnage proches permet de réaliser des mesures d'écart de température comparables, de détecteur à détecteur. Par ailleurs, un critère en pourcentage a été préféré à un critère en température, dans la mesure où l'on travaillera en différentiel. La détermination des very bad et bad pixels permet donc dans notre cas d'écarter les détecteurs dont la réponse s'éloigne de la valeur moyenne, à savoir les détecteurs défectueux et ceux qui auraient pu être mal étalonnés.

Une fois repérés, ces pixels sont listés mais pas remplacés. Lors du traitement des résultats, ils seront identifiés sur les thermogrammes par des croix, de façon à ne pas les prendre en compte dans les analyses. Toutefois, dans une optique à long terme, la question de leur traitement devra être posée, car de tels pixels peuvent fortement perturber le calcul de gradients et laplaciens dans le cadre de la détermination des sources de chaleur, et il s'agira de les remplacer par une information pertinente.

#### **2.2.4 Précautions d'emploi en thermographie infrarouge à une échelle micrométrique**

L'utilisation de l'objectif G1, la mise en œuvre d'un étalonnage pixel par pixel et, plus largement, l'utilisation d'une caméra de thermographie infrarouge posent des problèmes métrologiques, dont certains ont déjà été évoqués dans d'autres études [Maquin 2006, Berthel 2007, Poncelet 2007] et qui demandent de nombreuses précautions.

L'étalonnage pixel par pixel ne possède pas d'équivalent à la NUC 1 point. Aussi est-il impossible de corriger les écarts de comportement entre deux mises sous tension ainsi que le problème de l'effet Narcisse évoqué au paragraphe 2.2.2 et qui apparaît de façon plus marquée

lorsque la température ambiante varie par rapport aux conditions d'étalonnage. Il faudra donc renouveler l'étalonnage pixel par pixel à chaque mise sous tension et, donc, à chaque nouvelle journée d'essai.

L'étalonnage pixel par pixel n'est pas un étalonnage compensé. En effet, comme sa réalisation nécessite environ 3 heures, un tel étalonnage est difficilement envisageable ici, d'autant plus qu'il n'a pas pour vocation à être réutilisé. Cela impose donc de travailler avec une température interne de caméra la plus stable possible ; c'est pourquoi la caméra est mise sous tension au moins 4 h avant le début de l'étalonnage, ensuite suivi des mesures. Par ailleurs, pour évacuer la chaleur interne de la caméra, ses cartes électroniques sont collées avec de la pâte conductrice sur le bâti, lui-même muni d'ailettes de refroidissement. Pour améliorer les échanges thermiques à ce niveau et aider au maintien d'une température interne stable, une extraction mécanique de l'air au niveau des ailettes a été installée (Figure 2.27b).

Par ailleurs, rappelons que l'étalonnage pixel par pixel est effectué dans des conditions strictement identiques à celles des essais. Le montage est installé dans la même configuration que pour les essais et le corps noir "remplace" l'échantillon. Il est muni d'un capotage profilé à l'arrière pour évacuer loin de la scène de mesure les courants d'air provoqués par son ventilateur. Enfin, l'étalonnage est effectué avec le miroir dichroïque fixé dans un porte-filtre qui le positionne entre la caméra et le corps noir. Or, les dernières températures d'étalonnage étant quelque peu élevées (de l'ordre de 50°C), le porte-filtre qui se trouve très proche du corps noir subit un échauffement. Ceci n'est pas gênant pour la réalisation de l'étalonnage. En revanche, comme les mesures (proches de l'ambiante) sont réalisées peu après l'étalonnage, le porte-filtre n'a pas encore retrouvé l'équilibre thermique et son rayonnement résiduel perturbe fortement la mesure. L'influence de l'échauffement du porte-filtre est clairement visible sur la Figure 2.26. La première série de mesures présente des écarts en valeur absolue plus importants que la seconde, effectuée plus tard et pour laquelle le porte-filtre a eu le temps de refroidir. Pour les deux séries de mesures, les écarts sont d'autant plus importants que les températures sont proches de l'ambiante et, d'une façon générale, ces écarts sont extrêmement élevés par rapport à ceux observés lors de la relecture des températures d'étalonnage. C'est pourquoi un second porte-filtre, laissé à l'équilibre à côté de la zone d'essai durant l'étalonnage, sera utilisé spécialement pour les mesures.

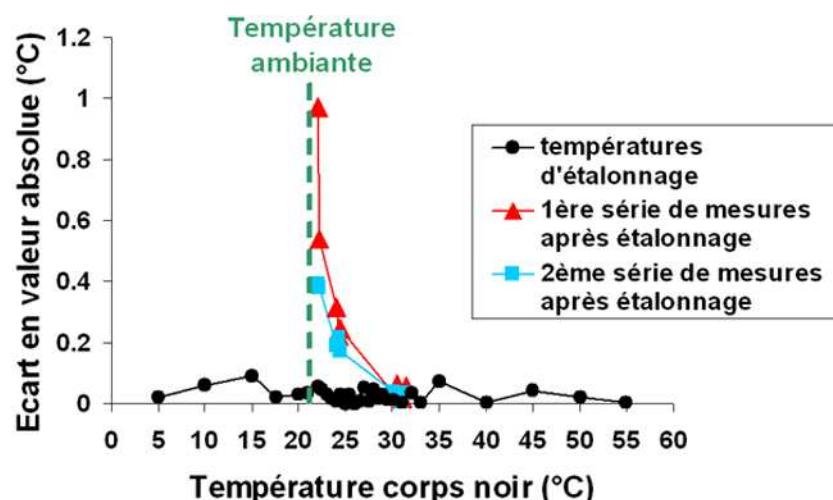


Figure 2.26. Influence de l'échauffement du porte-filtre sur des mesures effectuées après l'étalonnage. Les écarts en valeur absolue sont nettement plus importants que ceux observés lors de la relecture des températures d'étalonnage.

Pour s'affranchir des défauts de la caméra, des perturbations extérieures et des dérives liées à l'environnement, un échantillon de référence peut être placé à côté de l'échantillon sollicité [Maquin 2006, Berthel 2007]. Cette température de référence est ensuite soustraite à celle de l'échantillon étudié, ce qui permet de mesurer les variations de température dues à la sollicitation, sans toutefois connaître la véritable température absolue de l'échantillon. Les caméras de thermographie infrarouge sont effectivement de bien meilleurs détecteurs de températures différentielles que de températures absolues. Malheureusement, dans notre cas, l'espace disponible dans la zone d'essai ainsi que la zone visée par la caméra ne nous permettent pas d'employer un échantillon de référence. Il faudra effectuer les mesures les plus fiables possibles et, pour cela, limiter au maximum les perturbations extérieures. La température de la pièce est donc maintenue stable et égale à la température ambiante en début d'étalonnage par une climatisation se trouvant loin de la zone d'essai pour ne risquer aucun courant d'air. Pour éviter toute réflexion de la part des éléments proches de la zone d'essai, ceux-ci sont peints avec de la peinture noire mate haute émissivité et les mors de la machine recouverts de manchons de tissu noir. Un drap noir est placé à l'arrière de la machine et un carton peint en noir à l'avant (Figure 2.27). L'objectif est de protéger la zone de travail des réflexions, d'éventuels courants d'air induits par la climatisation ou l'extraction d'air de la caméra, sans pour autant la confiner et provoquer un échauffement local. Les mesures sont faites sans autre source de lumière que la lumière froide nécessaire à la prise des images optiques. De plus, comme le poste de pilotage et la machine d'essai sont dans la même pièce, les opérateurs prennent soin de rester immobiles pour ne provoquer aucun courant d'air durant les essais. Enfin, il est important de préciser que la machine utilisée est une machine électromécanique. Par conséquent, le problème d'échauffement des mors, apparaissant lors de l'utilisation d'une machine hydraulique [Maquin 2006, Poncelet 2007], ne se pose pas ici, d'où l'absence de système de refroidissement des mors.

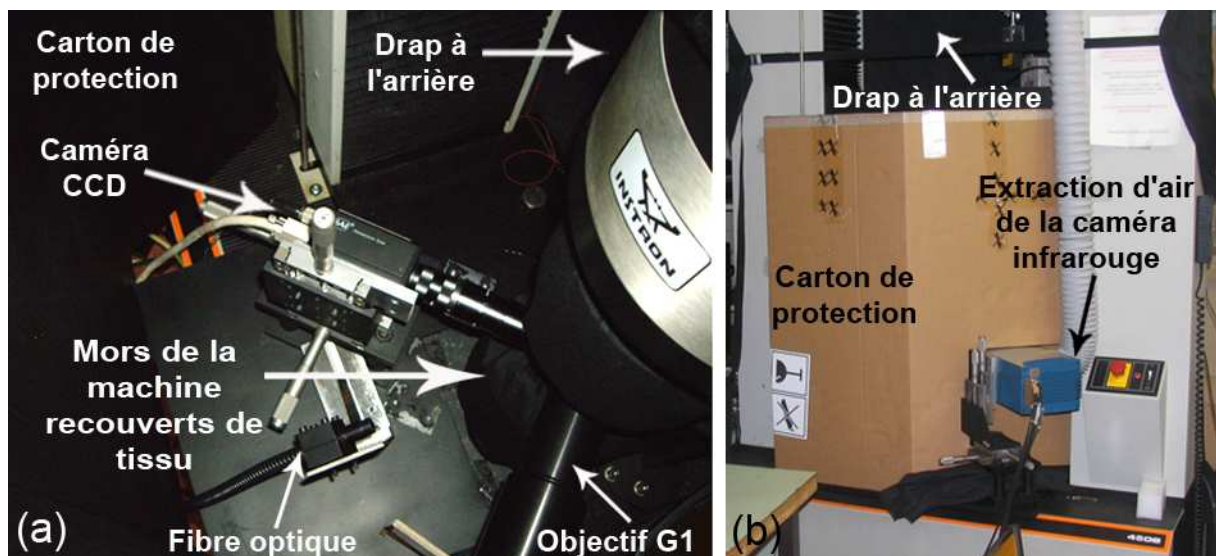


Figure 2.27. Protection de la zone d'essai (a) vue de l'intérieur et (b) vue de l'extérieur.

## 2.2.5 Résolution spatiale de mesure et précision des mesures thermiques

### Résolution spatiale de mesure

La taille des détecteurs est donnée égale à  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$  et l'objectif G1 conduit à un grandissement de 1. La résolution spatiale géométrique des images est égale à la taille des détecteurs, mais ce n'est pas le cas de la résolution spatiale de mesure. Certains aspects concernant cette dernière sont présentés ci-dessous.

Tout d'abord, la matrice est composée de détecteurs dont l'isolation électrique impose entre eux le non-contact. Ceci signifie que sur les  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$  donnés comme étant la taille des détecteurs, il existe un espace inter-pixels "aveugle". Selon Cedip, le "fill-factor" de notre caméra est garanti supérieur à 90% par le constructeur des matrices, ce qui suppose, au minimum, des détecteurs de taille effective  $27 \times 27 \mu\text{m}^2$  avec un espace inter-pixels de  $3 \mu\text{m}$ , mais ces valeurs sont difficilement vérifiables.

Pour caractériser la résolution spatiale de mesure d'une caméra infrarouge, un essai spécifique existe, il s'agit de la FRF (Fonction de Réponse à une Fente).

**La FRF (Fonction de Réponse à une Fente) ou SRF (Split Response Function) :** ce test a pour but d'évaluer le pouvoir séparateur ou résolution spatiale de mesure d'un système infrarouge [Gaussorgues 1989]. Pour cela, une fente rectiligne réglable est placée devant un corps noir (Figure 2.28a). La différence de température entre les bords de la fente et le corps noir est choisie de façon à ce que le système infrarouge ne soit saturé pour aucune de ces deux températures. Lorsque la fente est suffisamment ouverte, le signal d'une ligne présente un palier dont l'amplitude est normée à 1 (Figure 2.28b {1}), la FRF est alors égale à 1. Au cours de la fermeture de la fente, la largeur du palier rétrécit jusqu'à obtenir un signal de la forme de la courbe {2} de la Figure 2.28b. Pour un tel signal, la FRF est toujours égale à 1 et l'ouverture de la fente correspond à la résolution spatiale de mesure du système. Si la largeur de la fente diminue encore, le signal n'est plus décelable à 100% et la FRF est inférieure à 1 (courbe {3} de la Figure 2.28b).

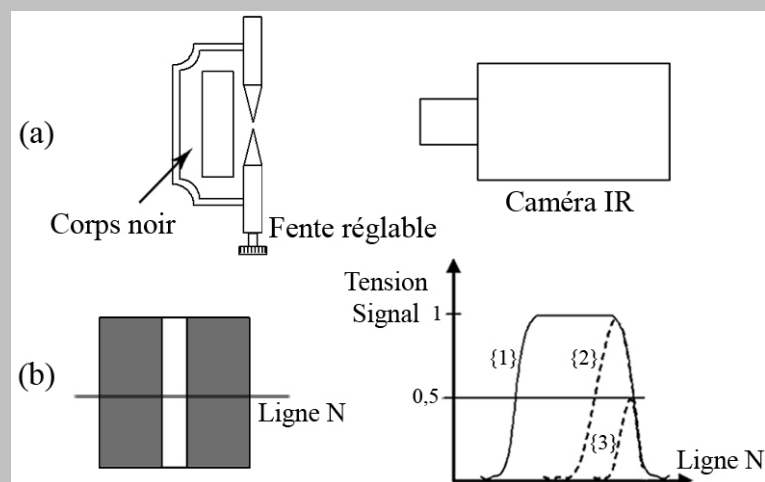


Figure 2.28. (a) Montage à réaliser pour la mesure de la FRF ; (b) scène observée et signal enregistré pour une ligne de la matrice.



Les résultats d'une telle caractérisation, réalisée par Pron et Bissieux [Pron et Bissieux 2004] et valable pour une caméra Cedip Jade III, sont présentés sur la Figure 2.29 pour une fente centrée sur un pixel et pour une fente centrée entre deux pixels. Dans le premier cas, la FRF tend vers 1 (le seuil acceptable est classiquement pris à 95%) pour une fente de largeur 1,5 pixel et dans le second cas, il faut 2,5 pixels.

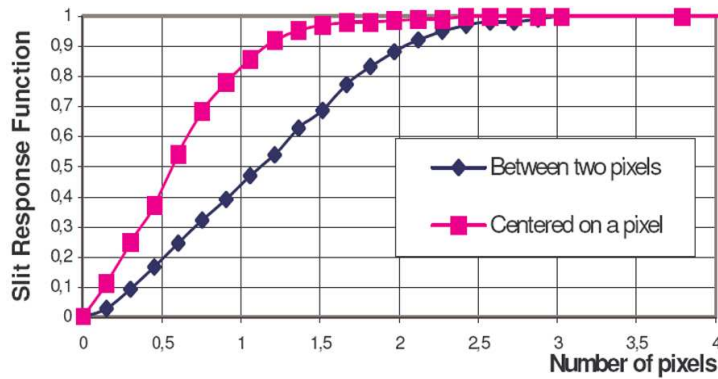


Figure 2.29. Résultats d'un essai de FRF lorsque la fente est centrée sur un pixel (carrés) et lorsque la fente est centrée entre deux pixels (losanges) [Pron et Bissieux 2004].

D'une part, cette FRF observée lorsque la mesure est centrée sur un pixel ou entre deux pixels met en évidence l'existence de cette zone inter-pixels "aveugle". Il faut donc s'attendre à une moins bonne estimation locale des flux au niveau des espaces inter-pixels. Dans le cas où une zone uniforme est observée, il est raisonnable de penser que cette erreur d'estimation est compensée par l'étalonnage qui a été effectué à partir de scènes thermiques relativement uniformes. Aussi, comme dans notre cas, la taille des grains du matériau est de l'ordre de  $130\ \mu\text{m}$  (cf. 2.3), un grain sera couvert par plusieurs pixels ; l'existence des espaces inter-pixels ne nous privera pas de l'information thermique, mais il faudra garder en mémoire la moins bonne estimation locale de l'information thermique au niveau des espaces inter-pixels. En revanche, ces espaces pourraient se révéler plus gênants pour l'observation d'hétérogénéités thermiques apparaissant à une échelle très locale (d'un pixel à l'autre), ce qui serait le cas, par exemple, si l'échelle de travail était celle des bandes de glissement. D'autre part, même en configuration optimale, la FRF est de 1,5 ce qui implique que l'on ne peut atteindre une résolution spatiale de mesure égale au pixel. Dans notre cas, cela équivaudrait à obtenir une résolution spatiale de mesure comprise entre  $45 \times 45\ \mu\text{m}^2$  et  $60 \times 60\ \mu\text{m}^2$ .

Pour la plupart des objectifs, mais en particulier pour l'objectif G1, des distorsions optiques apparaissent sur les bords de l'image, phénomène assez classique lorsque les grossissements commencent à être importants. Ainsi, les détecteurs situés sur les bords de l'image ne reçoivent pas le même flux thermique que les pixels du centre et fournissent une réponse erronée. Il est donc conseillé de ne conserver que l'information sur une zone centrale de la matrice [Pron et Bissieux 2004]. Toutefois, l'étalonnage pixel par pixel est réalisé avec l'objectif G1. Il est donc raisonnable de penser que cet étalonnage inclut et corrige une grande partie des aberrations optiques liées à chaque détecteur. Cet étalonnage pourrait donc être une façon de s'affranchir des difficultés induites par l'utilisation du G1 et plus largement par le fait que l'on cherche à utiliser le matériel au maximum de ses limites. Néanmoins, par précaution, seule une zone centrale des images infrarouges sera exploitée.

### Précision des mesures

En ce qui concerne la précision des mesures, elle peut difficilement être exprimée en termes de NETD suite à un étalonnage pixel par pixel. En effet, la détermination du NETD est faite suivant l'équation (2.10) à partir de la réponse en tension d'une ligne de détecteurs. Or, ceci n'a de sens que si les détecteurs ont une dynamique semblable (obtenue par NUC et BPR) et non lorsque chaque pixel possède sa propre dynamique. Avant d'estimer la précision des mesures, une première question se pose. En effet, l'étalonnage est réalisé avec le G1 et, bien que le corps noir utilisé soit de haute uniformité, des non-uniformités de surface apparaissent avec le grossissement utilisé. Ces non-uniformités restent en revanche invisibles avec un autre objectif (25 mm ou 100 mm) et lors d'un étalonnage standard. Quelle est donc l'influence des non-uniformités du corps noir sur l'étalonnage pixel par pixel ? Tout d'abord, pour répondre à la question à une échelle globale, des étalonnages pixel par pixel ont été réalisés, en conditions d'essais (G1) sans miroir dichroïque, en visant trois endroits différents  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$  du corps noir. Les courbes d'étalonnage moyennes de la matrice, ainsi que les écarts moyens lors de la relecture des températures d'étalonnage  $T_{CN}$ , sont présentés sur la Figure 2.30. Les courbes d'étalonnage sont quasi superposables puisqu'un écart maximum de 8 DL est relevé entre deux courbes pour une température donnée. Les écarts observés lors de la relecture des températures d'étalonnage pour chacun des étalonnages restent également très proches pour une température donnée. Ces résultats montrent que les étalonnages pixel par pixel correspondant ont des performances comparables, quel que soit l'endroit visé sur le corps noir.

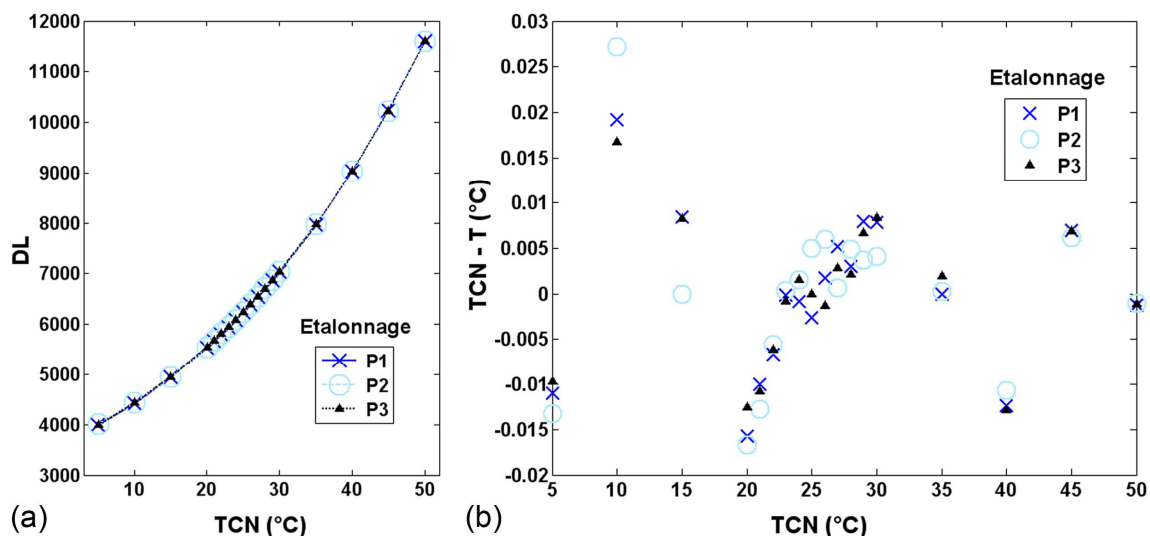


Figure 2.30. (a) Moyenne sur l'ensemble de la matrice des courbes d'étalonnage pixel par pixel obtenues alors que la caméra équipée du G1 vise différents endroits  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$  du corps noir. (b) Écarts moyens lors de la relecture des températures d'étalonnage pour les étalonnages pixel par pixel réalisés au G1 en différents endroits  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$  du corps noir.

Ensuite, pour répondre à la question des non-uniformités de surface du corps noir à une échelle plus locale, un étalonnage pixel par pixel a été réalisé à partir de températures de référence enregistrées, alors que le G1 visait un endroit  $P_1$  du corps noir. Plusieurs mesures de température ont ensuite été effectuées en deux autres endroits  $P_2$  et  $P_3$  du corps noir, afin de vérifier si un motif, éventuellement créé lors de l'étalonnage en  $P_1$  à cause de non-uniformités de surface, réapparaissait sur ces mesures. Des non-uniformités présentes à la surface du corps noir lors de l'étalonnage peuvent en effet perturber l'étalonnage de plusieurs détecteurs et

induire ensuite une erreur lors des mesures. Il est possible de voir certains de ces défauts sur le thermogramme du corps noir pris en  $P_1$  et de façon plus marquée sur les thermogrammes pris en d'autres positions,  $P_2$  et  $P_3$  par exemple (cercles sur la Figure 2.31). Ceci signifie qu'un étalonnage pixel par pixel effectué avec le G1 présentera toujours des défauts qui entacheront les réponses de certains détecteurs lors des mesures de température effectuées sur l'éprouvette. Or, à l'échelle visée dans cette étude, celle des grains du matériau, le fait que des détecteurs puissent donner une réponse erronée présente un problème non négligeable. Mais il a été vu au paragraphe 2.2.3 que l'étalonnage pixel par pixel était accompagné de la détermination des bad pixels. Cette détermination permet en fait ici d'identifier, non seulement les pixels défectueux, mais aussi ceux dont la réponse s'éloigne trop de celle des autres détecteurs et, parmi eux, se trouvent les détecteurs qui ont été mal étalonnés à cause des non-uniformités du corps noir. La Figure 2.32 donne la répartition des bad pixels pour l'étalonnage pixel par pixel réalisé avec le G1 en position  $P_1$  : les défauts observables et encerclés sur la Figure 2.31 correspondent tous à des bad pixels et même à des amas de bad pixels.

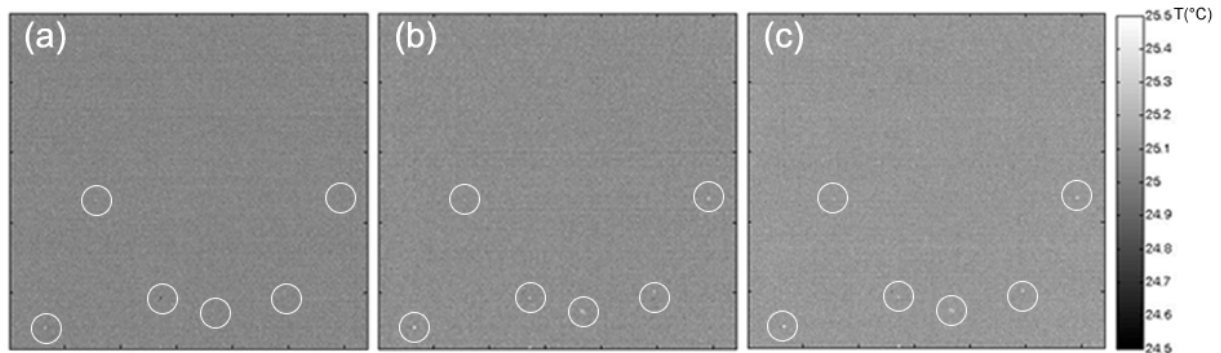


Figure 2.31. Observation du corps noir porté à 25°C en différents endroits (a)  $P_1$  (b)  $P_2$  et (c)  $P_3$ . La conversion DL-température est faite dans les trois cas avec un étalonnage pixel par pixel réalisé avec le G1 en position  $P_1$ .

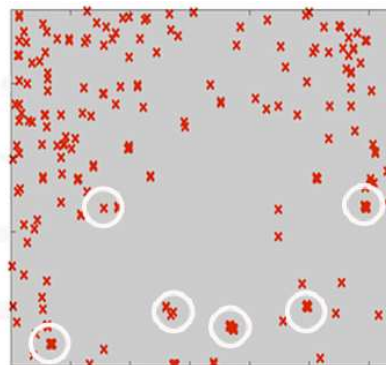


Figure 2.32. Cartographie des bad pixels pour l'étalonnage pixel par pixel réalisé avec le G1 en position  $P_1$ . Les cercles de la Figure 2.31 indiquent les défauts visibles sur les mesures.

Le corps noir n'est pas à remettre en cause ici, il s'agit effectivement d'un corps noir de haute uniformité, mais seulement lorsqu'il est observé à une échelle "classique". Ici, c'est l'emploi du G1 qui fait apparaître de nouvelles difficultés. Néanmoins, la détermination des bad pixels permet d'identifier les défauts d'étalonnage et les détecteurs concernés, dont la réponse sera erronée, ne seront pas pris en compte dans l'analyse des températures. Une solution pour s'affranchir des non-uniformités de surface pourrait être d'étalonner la matrice sans faire la

mise au point sur le corps noir, mais ceci nous éloignerait des conditions d'essai en termes de chemin optique et introduirait une incertitude difficilement quantifiable. C'est pourquoi nous préférons étalonner en faisant la mise au point sur le corps noir et, ensuite, appliquer le critère de bad pixels pour repérer les détecteurs mal étalonnés à cause des non-uniformités.

Pour évaluer la précision des mesures effectuées, les acquisitions faites pour construire un étalonnage pixel par pixel en conditions d'essai ont été relues après étalonnage. Après retrait des informations liées aux bad pixels (cf. 2.2.3), les écarts moyens entre la température de consigne du corps noir et la température mesurée sont tracés sur la Figure 2.33.

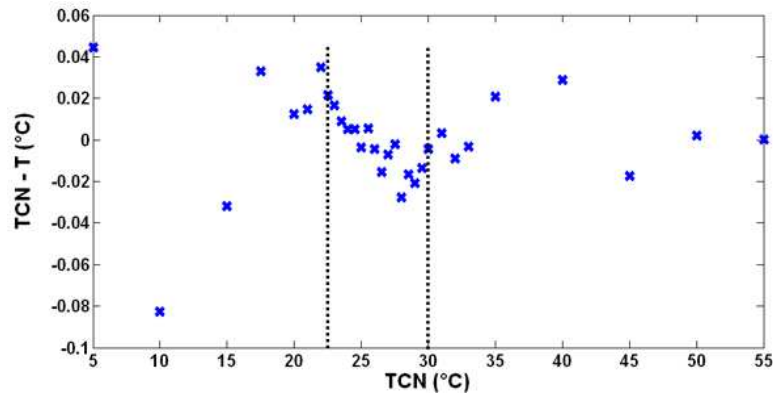


Figure 2.33. Écarts moyens lors de la relecture des températures d'étalonnage.

Dans la plage qui nous intéresse au sein de la gamme de températures de travail (22-30°C), la température correspondant au plus grand écart observé lors de la relecture (28°C) est choisie et la répartition des erreurs pour les détecteurs est tracée sur la Figure 2.34. La moyenne des écarts est de 27,6 mK et l'écart type de 6,8 mK.

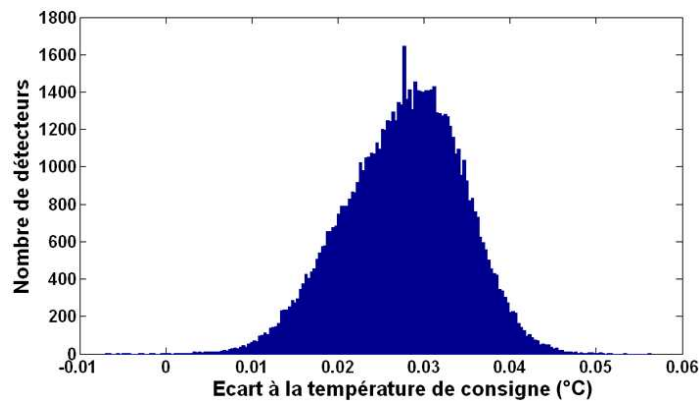


Figure 2.34. Histogramme de répartition des écarts entre la température de consigne du corps noir et la réponse des détecteurs non listés comme bad pixels, dans le cas où la réponse moyenne des détecteurs est la plus éloignée de la température de consigne (28°C).

Les résultats précédents montrent que la précision des mesures thermiques possède une borne supérieure de l'ordre de 28 mK.

### 2.2.6 Point sur les nouvelles technologies

Le matériel de thermographie infrarouge utilisé dans cette étude était de dernière génération au moment où les travaux ont débuté. Depuis peu, une nouvelle génération de matériel est arrivée sur le marché : les caméras Titanium de Cedip possèdent une matrice de 640 x 512 détecteurs de taille  $15 \times 15 \mu\text{m}^2$  et l'objectif G3 permet d'atteindre un grandissement de 3. Le couplage de cette caméra et de l'objectif G3 permettrait donc d'aboutir théoriquement à une résolution spatiale de mesure de  $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ . A notre connaissance, aucune étude n'a été publiée à l'heure actuelle, suite à l'utilisation de ces nouveaux matériels. Seuls des premiers éléments d'une caractérisation de la caméra Titanium ont été présentés par Pron au sein du Groupe de Travail Thermographie du GDR CNRS 2519 "Mesures de champs et identification en mécanique des solides". Ses travaux, portant sur une mesure de FRF, sont présentés sur la Figure 2.35.

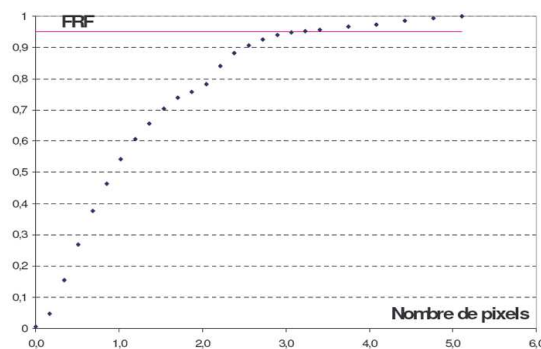


Figure 2.35. Résultats d'un essai de FRF réalisé sur une caméra Titanium Cedip [Pron 2007].

Ces premiers essais conduisent à une FRF de 4 pixels soit  $60 \mu\text{m}$ . Ainsi, il n'est pas sûr que l'utilisation de la Titanium avec l'objectif G1 donne de meilleurs résultats, en termes de résolution spatiale de mesure, que ce que nous avons actuellement avec la Jade III couplée au G1. L'objectif G3 pourrait peut-être permettre de gagner en résolution spatiale de mesure, mais cet objectif est aujourd'hui très peu répandu et donc pas du tout caractérisé. En outre, un autre objectif, adaptable à une caméra Phoenix Indigo, a récemment été développé par des chercheurs du Tokyo Institute of Technology [Morikawa *et al.* 2008] pour l'étude de matériaux organiques. Une résolution spatiale maximale, pour le moins géométrique, de  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$  est annoncée (dans la bande 3-5  $\mu\text{m}$  !), mais cet objectif n'est pour l'instant pas commercialisé. Toutefois, avec de tels grossissements, il se pourrait que les erreurs commises sur l'étalonnage pixel par pixel, à cause des non-uniformités du corps noir, deviennent trop étendues pour réaliser des mesures correctes.

Ces avancées technologiques, pour lesquelles un grand travail de caractérisation et de qualification reste encore à réaliser avant de pouvoir être utilisées en toute connaissance de cause, sont néanmoins à suivre si l'on veut pouvoir à l'avenir gagner en résolution spatiale de mesure pour les champs obtenus par thermographie infrarouge. Toutefois, la taille des capteurs peut encore diminuer et les grossissements des objectifs augmenter, mais la limite viendra de la physique puisque, pour un microscope classique, le critère de résolution communément admis est celui de Rayleigh, qui permet de calculer la distance de séparation minimale  $d$  entre deux points pour en obtenir une image distincte :

$$d = \frac{0,61 \lambda}{n \sin \alpha} \quad (2.14)$$

$\lambda$  est la longueur d'onde du rayonnement et  $\alpha$  est le demi-angle maximal sous lequel l'objet immergé dans un milieu d'indice  $n$  est observé, la valeur  $n \sin \alpha$  correspondant à l'ouverture numérique de l'objectif utilisé [Courjon et Bainier 2001]. Ainsi, sous air, la meilleure résolution spatiale de mesure reste de l'ordre de la longueur d'onde du rayonnement mesuré. Dans le cas de l'infrarouge moyen (bande spectrale 3-5  $\mu\text{m}$ ), la résolution spatiale de mesure ultime ne pourra être inférieure à  $3 \times 3 \mu\text{m}^2$ .

### 2.2.7 Bilan

L'acquisition des images thermiques est réalisée grâce à une caméra infrarouge Cedip Jade III équipée d'un objectif de microscopie, le G1. Les images ainsi obtenues ont une résolution spatiale géométrique de  $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ , conduisant à une zone d'observation de  $9,6 \times 7,2 \text{ mm}^2$ . Dans l'objectif d'observer des gradients thermiques à l'échelle de quelques détecteurs de la matrice, les procédures d'étalonnage du constructeur ne sont pas utilisées et les détecteurs sont étalonnés individuellement, en conditions d'essai. Ceux qui s'éloignent ensuite de la réponse moyenne sont considérés comme des bad pixels et ne seront pas pris en compte lors du traitement des données. La réalisation de mesures quantitatives alors que la caméra est équipée de l'objectif G1 nécessite de nombreuses précautions métrologiques qui ont été décrites. Toutefois, la mise en œuvre d'un étalonnage pixel par pixel accompagné d'une détermination des bad pixels permet de s'affranchir des défauts d'étalonnage liés aux non-uniformités de surface du corps noir, visibles au G1. Des travaux ont montré que, compte tenu de la technologie des matrices de détecteurs, la résolution spatiale de mesure atteinte est comprise entre  $45 \times 45$  et  $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ . Même si des matériels plus récents laissent espérer à l'avenir une résolution spatiale de mesure plus fine, ils demandent encore un grand travail de caractérisation. La précision des mesures, quant à elle, est inférieure à 30 mK pour des mesures en température absolue dans la plage d'étude. Dans la mesure où, comme indiqué au chapitre 3, les données seront traitées en différentiel, on peut s'attendre à une meilleure précision.

## 2.3 Matériau d'étude

### 2.3.1 Choix du matériau

Puisqu'il s'agit ici d'étudier la faisabilité du couplage des mesures de champs cinématiques et thermiques à l'échelle de la microstructure plutôt que d'étudier le comportement intrinsèque d'un matériau, le choix du matériau est ici (à l'inverse de nombreuses études) fortement guidé par les techniques expérimentales employées. La première exigence porte sur sa diffusivité  $\alpha$ , qui correspond au rapport de sa conductivité thermique  $k$  sur sa chaleur spécifique volumique  $\rho c_p$ . La diffusivité doit être la plus faible possible de manière à ce que la chaleur générée par les phénomènes microstructuraux ne soit pas dissipée trop rapidement au sein du matériau, rendant alors difficile l'observation des hétérogénéités thermiques par la caméra, compte tenu de la fréquence d'acquisition et du temps d'intégration. Ensuite, ce matériau est préféré monophasé afin que les propriétés thermiques soient les mêmes dans tous les grains. Toutefois, une anisotropie locale à l'échelle des grains n'est pas à exclure si les propriétés

thermophysiques s'avèrent dépendantes de l'orientation cristalline des grains. Enfin, la taille de grains doit être suffisante pour que plusieurs détecteurs puissent couvrir un grain et que les résolutions spatiales de mesure soient de l'ordre de la taille de grains, aussi bien avec la caméra CCD qu'avec la caméra infrarouge. Cette dernière exigence suppose une taille de grain de l'ordre d'une centaine de micromètres.

A la lecture du Tableau 2.6, l'acier inoxydable austénitique AISI 316L est un bon candidat (AISI = American Iron and Steel Institute). Il respecte en effet la contrainte concernant la faible diffusivité et il s'agit d'un acier monphasé. En revanche, la taille moyenne initiale des grains ne correspond pas à l'exigence évoquée ci-dessus, puisqu'elle n'est que d'environ 10  $\mu\text{m}$  pour la plaque dont nous disposons. Cette taille de grains peut cependant facilement être augmentée par traitement thermique.

Métal	Masse volumique $\rho$ ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ )	Chaleur spécifique $c_p$ ( $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$ )	Conductivité $k$ ( $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$ )	Diffusivité $\alpha \times 10^5$ ( $\text{m}^2\cdot^\circ\text{C}^{-1}$ )
Argent	10 500	230	418	17,1
Cuivre	8 940	380	389	11,4
Aluminium	2 700	860	200	8,6
Laiton	8 500	370	100	3,3
Acier (0.1%C)	7 850	490	46	1,2
Acier AISI 316L	8 000	500	15	0,4

Tableau 2.6. Propriétés thermiques de différents métaux à 20°C [Sacadura 1982].

Les aciers inoxydables austénitiques sont des aciers à très faible teneur en carbone qui contiennent principalement du chrome, responsable de leur propriété inoxydable, et du nickel, responsable de leur structure austénitique. La composition moyenne d'un acier AISI 316L est donnée dans le Tableau 2.7 et ses caractéristiques mécaniques dans le Tableau 2.8. Ce type d'acier est utilisé dans de nombreux domaines : chaudronnerie, aéronautique, nucléaire, composants électroniques, matériel ferroviaire... Son caractère inaltérable et anallergique en fait également un matériau largement utilisé dans le domaine médical (matériel, prothèses ...). Par ailleurs, sa très grande homogénéité et l'absence de défauts métallurgiques, de type porosités ou inclusions, en font un support idéal pour l'étude fondamentale des mécanismes de déformation et d'endommagement des matériaux polycristallins en fatigue.

C	Cr	Ni	Mo	Mn	Si	N	P	S
$\leq 0,03$	16 à 18	10 à 14	2 à 3	$\leq 2$	$\leq 0,75$	$\leq 0,1$	$\leq 0,045$	$\leq 0,03$

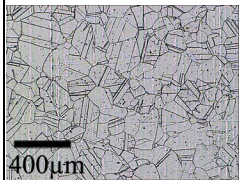
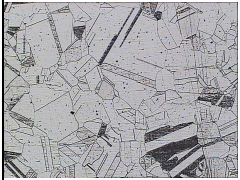
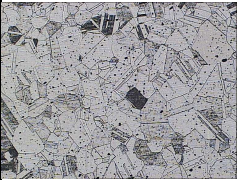
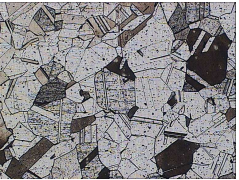
Tableau 2.7. Composition chimique moyenne du 316L en pourcentage massique.

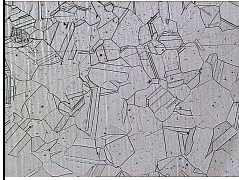
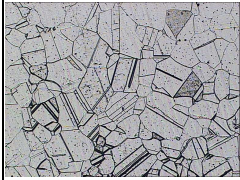
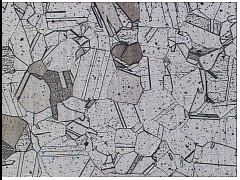
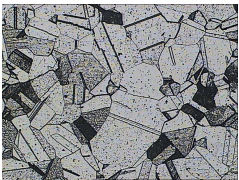
E (MPa)	Re <sub>0,2%</sub> (MPa)	Rm (MPa)	A (%)	Z (%)
186000	261	582	53	80

Tableau 2.8. Caractéristiques mécaniques de l'acier 316L à 20°C.

### 2.3.2 Grossissement des grains

Un traitement thermique d'hypertrempe, qui consiste en un maintien sous air à haute température suivi d'une trempe à l'eau, permet d'obtenir une croissance de la taille des grains de l'acier 316L. La taille finale obtenue dépend du temps et de la température de maintien mais peut également être légèrement influencée par d'autres facteurs, tels que la composition ou la présence d'impuretés [Stanley et Perrotta 1969, German 1978]. Des tests à différentes températures et pour différents temps de maintien ont donc été réalisés. Après l'hypertrempe, les échantillons sont polis jusqu'à 1  $\mu\text{m}$  (poli miroir) et attaqués chimiquement par une solution de type Parmitter (15 vol  $\text{H}_2\text{O}$ , 4 vol  $\text{HCl}$ , 3 vol  $\text{HNO}_3$ ), afin de révéler la microstructure. Ils sont ensuite observés au microscope optique et la taille moyenne des grains est calculée par la méthode d'intersection, avec prise en compte des macles [Barralis et Maeder 1997]. Les résultats obtenus sont présentés dans le Tableau 2.9.

Température	1100°C			
Temps	1 h	2 h	3 h	4 h
Micrographie après polissage et attaque chimique				
Taille moyenne des grains	<b>60,1 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>75,6 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>59,5 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>73,7 <math>\mu\text{m}</math></b>

Température	1150°C			
Temps	1 h	2 h	3 h	4 h
Micrographie après polissage et attaque chimique				
Taille moyenne des grains	<b>69,2 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>62,6 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>77,6 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>91,5 <math>\mu\text{m}</math></b>

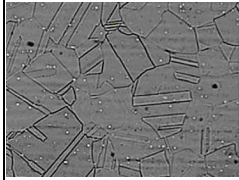
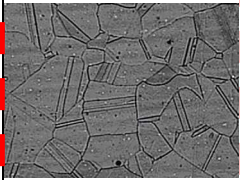
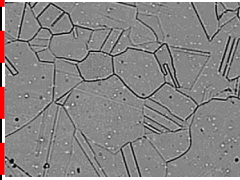
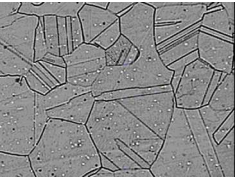
Température	1200°C			
Temps	1 h	2 h	3 h	4 h
Micrographie après polissage et attaque chimique				
Taille moyenne des grains	<b>130,3 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>131,7 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>145,5 <math>\mu\text{m}</math></b>	<b>154,3 <math>\mu\text{m}</math></b>

Tableau 2.9. Taille moyenne de grains (avec prise en compte des macles) obtenue pour des hypertrempes avec différents temps et températures de maintien sur un acier 316L.



Le choix d'un couple (température, temps) convenable fait intervenir, en plus du critère de taille de grains finale, d'autres considérations. D'abord, bien qu'il s'agisse d'un acier inoxydable, le traitement sous air à haute température entraîne la formation d'une couche d'oxydes, d'autant plus épaisse que le temps de maintien et la température sont élevés. Le retrait de cette couche lors du polissage conduit à une diminution notable de l'épaisseur du matériau par rapport aux éprouvettes de départ. Il pourrait être envisagé de partir d'éprouvettes plus épaisses, telles que l'épaisseur finale après polissage convienne pour les essais, mais si l'éprouvette est trop épaisse, la question de l'homogénéité du traitement thermique dans l'épaisseur se pose, en particulier lors du refroidissement. Par ailleurs, l'augmentation de la taille de grains s'accompagne d'une augmentation de la ductilité et d'une perte de résistance à la rupture [German 1978] et nous avons en effet pu remarquer que, pour une taille de grain trop élevée, il devenait délicat de manipuler les éprouvettes sans les endommager avant de réaliser l'essai. Afin d'aboutir à une éprouvette d'épaisseur finale correcte et suffisamment résistante, l'hypertrempe retenue est de 1200°C pendant 2 h. Ceci conduit à une taille de grains de l'ordre de 130  $\mu\text{m}$ , mais il est important de noter qu'après cette hypertrempe, le matériau n'est plus un 316L standard, car ses propriétés mécaniques ont été modifiées.

Suite au maintien à haute température, l'éprouvette doit pouvoir être plongée très rapidement dans l'eau dès l'ouverture du four. Un support est donc nécessaire mais il faut être prudent quant à sa composition car, à 1200°C, des éléments chimiques du support peuvent diffuser dans l'éprouvette et en modifier légèrement la composition et donc les propriétés. Pour éviter la diffusion d'éléments parasites dans l'éprouvette, le support employé est en acier inoxydable. Toutefois, le maintien à 1200°C pendant 2 h fait qu'éprouvette et support ont tendance à rester solidaires après que l'ensemble a été plongé dans l'eau, ce qui est préjudiciable au refroidissement homogène de l'éprouvette lors de la trempe. Pour faciliter la désolidarisation entre l'éprouvette et le support lors de la trempe, un corps intermédiaire est placé entre l'éprouvette et le support, qui ne doit pas réagir avec les oxydes (Cr, Fe, Ni) de la couche de calamine créée en surface de l'éprouvette, lors du maintien à haute température. L'emploi de silice s'est révélé infructueux, car sa réaction avec les oxydes de fer entraîne la création d'un verre qui, à 1200°C, est trop visqueux pour permettre le décollement entre l'éprouvette et le support. L'oxyde d'aluminium réagit quant à lui avec les oxydes de chrome, mais la formation de rubis à 1200°C est suffisamment faible pour ne pas créer de phase visqueuse qui empêcherait le décollement entre l'éprouvette et le support. Ainsi, le support est recouvert d'un lit de demi-sphères d'alumine, sur lequel est ensuite posée l'éprouvette (Figure 2.36). L'emploi de cet oxyde d'aluminium n'entraîne la diffusion d'aucun élément dans le métal.

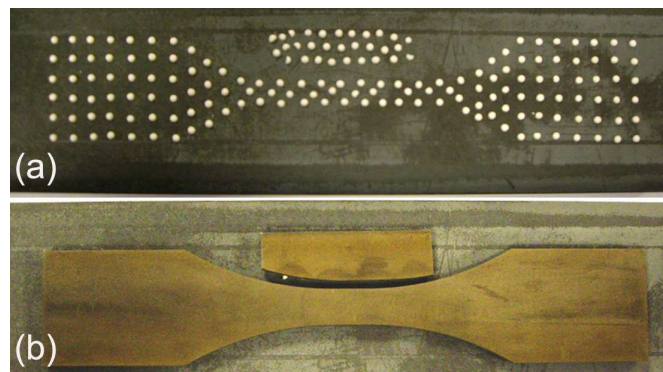


Figure 2.36. (a) Support d'acier inoxydable et lit de demi-sphères d'alumine. (b) Éprouvette et échantillon témoin posés sur (a) avant le traitement thermique.

### 2.3.3 Éprouvettes

Les éprouvettes brutes sont prélevées dans une plaque laminée, dans le sens de laminage. Après l'hypertrempe, elles sont polies jusqu'à  $1\ \mu\text{m}$  sur la face avant d'observation et jusqu'au papier 4000 sur les tranches et la face arrière. Cette étape de polissage est nécessaire pour retirer la couche d'oxydes apparue lors du traitement thermique. Par ailleurs, le matériau est poli jusqu'à l'état de miroir afin d'obtenir une surface exempte de toutes marques de telle sorte que les mécanismes de déformation émergeant en surface puissent être observables.

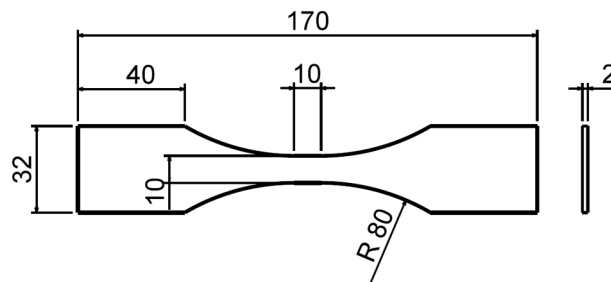


Figure 2.37. Schéma des éprouvettes, dimensions finales (en millimètres) après polissage.

## 2.4 Couplage des mesures de champs

### 2.4.1 Montage expérimental

Le principe du couplage a été vu au chapitre précédent : l'observation simultanée de la même zone est réalisée grâce à un miroir dichroïque placé à  $45^\circ$  devant l'échantillon, comme indiqué sur la Figure 2.38.

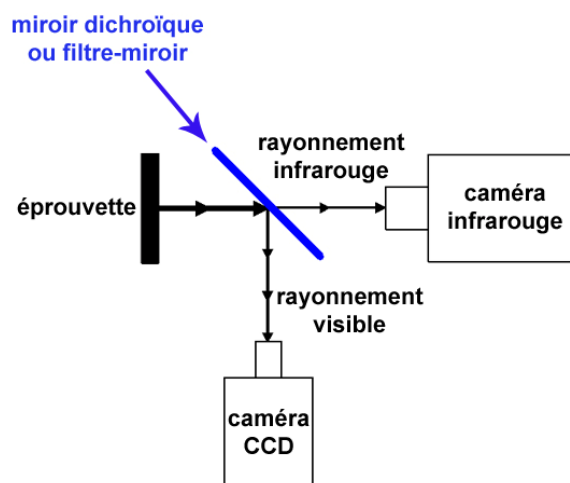


Figure 2.38. Disposition des caméras par rapport au miroir dichroïque placé à  $45^\circ$  devant l'éprouvette pour obtenir des images dans des plans parallèles à ceux des détecteurs.

Pour réaliser un tel montage, une plaque d'adaptation est fixée sur le bâti de la machine. Un bras de positionnement permet de venir placer le mors dans la position souhaitée. L'éprouvette est fixée dans les mors et le miroir dichroïque (placé dans un porte-filtre rehaussé par un support) est positionné à  $45^\circ$  devant l'échantillon, grâce à une cale. Des supports permettent

ensuite de rehausser chaque caméra au-dessus du niveau des mors tout en les pré-positionnant par rapport à l'échantillon. Un léger jeu est laissé dans les alésages des supports qui permet ensuite d'ajuster finement l'axe des caméras par rapport à la normale à l'échantillon. Il est en effet indispensable que l'image de l'objet soit parfaitement parallèle au plan des détecteurs, pour ne pas induire d'effet parasite dans les champs mesurés. Les caméras sont fixées sur les supports par l'intermédiaire d'un assemblage de trois tables de déplacement micrométrique, afin de pouvoir régler finement le positionnement des caméras par rapport à la zone observée, puis la distance objet-caméra pour obtenir la mise au point. Ce réglage micrométrique supplémentaire est ici indispensable, car les profondeurs de champ sont extrêmement faibles (inférieure à  $100\mu\text{m}$  pour la caméra infrarouge équipée du G1 [Poncelet 2007], ainsi que pour la caméra CCD équipée du Tamron 23FM50SP et des deux bagues allonge). Une vue d'ensemble des éléments du montage est donnée sur la Figure 2.39 et la Figure 2.40. Au sein de ce montage, l'éprouvette et le bâti de l'objectif G1 de la caméra infrarouge sont espacés de 32 mm, le miroir dichroïque placé dans son support se trouvant dans cet espace. Le bâti de l'objectif Tamron se trouve quant à lui à 92 mm du centre du miroir dichroïque.

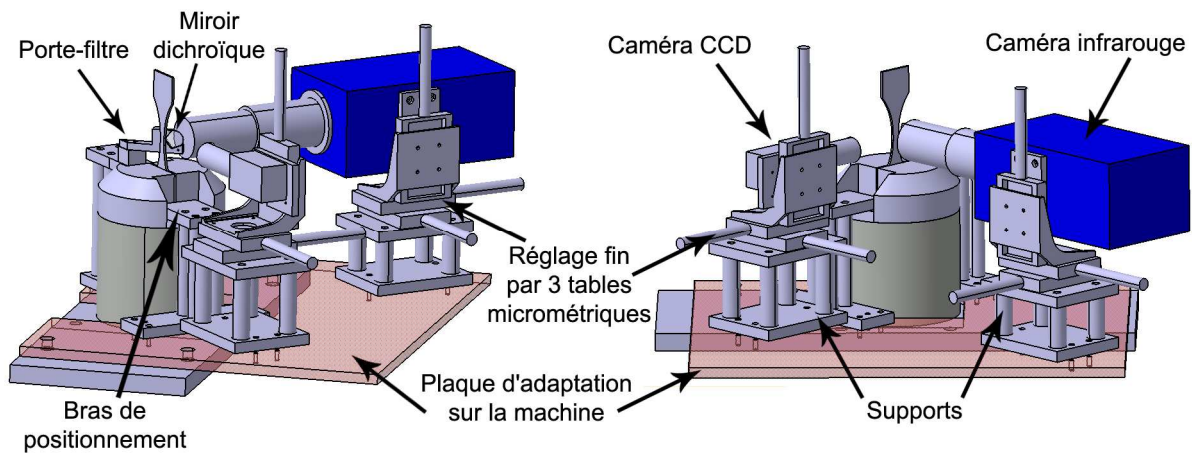


Figure 2.39. Schéma d'ensemble des éléments du montage développé pour l'observation couplée de l'éprouvette par les caméras CCD et infrarouge.

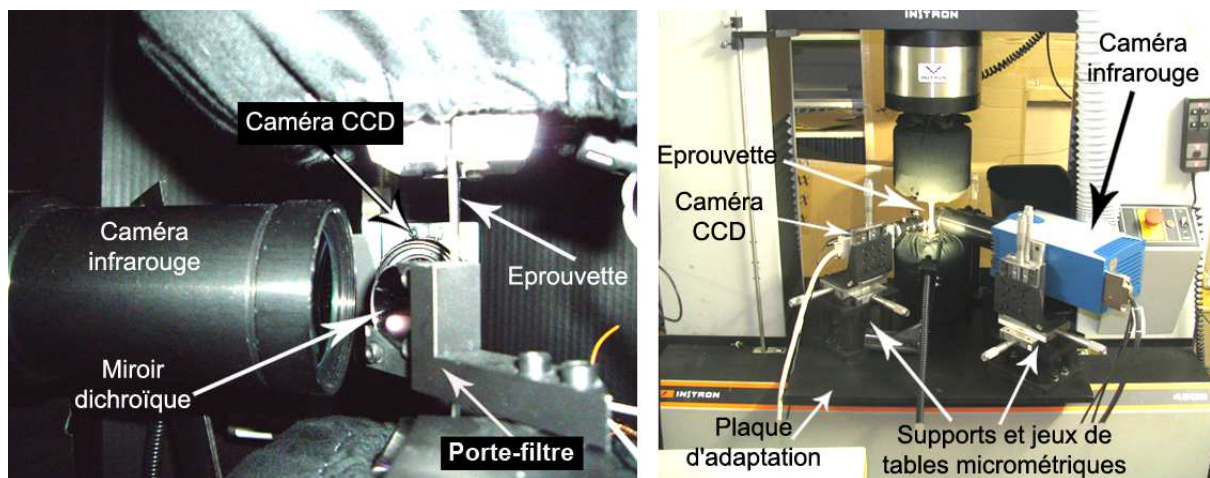


Figure 2.40. Vue d'ensemble du montage développé pour l'observation couplée de l'éprouvette par les caméras CCD et infrarouge.

Le montage développé ci-dessus permet l'observation couplée de la même zone par les caméras CCD et infrarouge. Toutefois, pour aboutir à une mesure couplée des champs cinématiques et thermiques, un point clé déjà évoqué au paragraphe 1.8.2 reste à développer. Il s'agit du revêtement à appliquer sur l'échantillon, revêtement qui doit convenir à la fois pour effectuer les mesures par corrélation d'images et les mesures par thermographie infrarouge.

#### 2.4.2 Nécessité d'un revêtement spécifique

Du point de vue de la corrélation d'images, la zone d'étude doit être recouverte d'un mouchetis artificiel d'aspect aléatoire et contrasté. Classiquement, les mouchetis artificiels sont réalisés grâce à des peintures noire et blanche (cf. 2.1). Un exemple d'un tel mouchetis est donné sur la Figure 2.41a. Par ailleurs, les mesures par thermographie infrarouge nécessitent que la surface de l'objet étudié ait une émissivité élevée et uniforme, ce qui n'est pas le cas d'un matériau métallique nu ; l'application d'un revêtement est donc également nécessaire et il s'agit généralement de peinture noire mate en spray (3M Black Velvet par exemple). Un exemple d'un tel revêtement est présenté sur la Figure 2.41b. Les deux types de revêtement évoqués ci-dessus, mouchetis et peinture noire, sont donc incompatibles à une échelle standard, c'est-à-dire sans grossissement particulier.

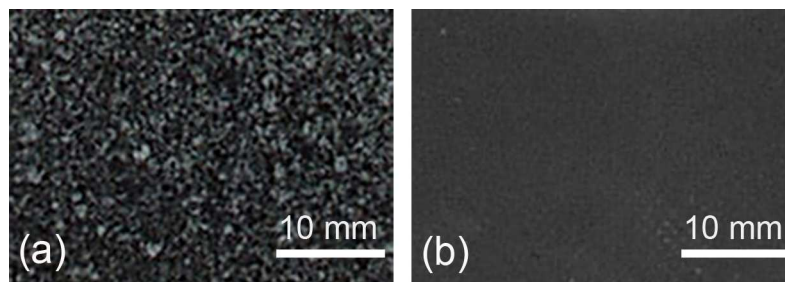


Figure 2.41. (a) Mouchetis de peintures noire et blanche observé avec la caméra CCD et (b) peinture noire observée par la caméra infrarouge. Les deux caméras sont ici équipées d'objectifs standard.

Si, désormais, la peinture noire est observée par chacune des deux caméras équipées des objectifs à fort grossissement décrits en 2.1 et 2.2 (le Tamron et les deux bagues allonge pour la caméra CCD, le G1 pour la caméra infrarouge), les images obtenues (Figure 2.42) ne sont plus satisfaisantes pour aucune des deux mesures. En effet, la peinture noire éclairée observée à la caméra CCD semble donner un mouchetis, mais celui-ci ne convient pas pour la corrélation d'images. D'une part, l'histogramme des niveaux de gris de la Figure 2.42a, présenté sur la Figure 2.43, fait apparaître deux pics localisés sur les parties noire et blanche de l'échelle des 1024 niveaux, ce qui signifie que l'image ne contient pas assez de niveaux de gris pour effectuer la corrélation avec des performances correctes. D'autre part, les taches noires et blanches qui donnent cette impression de mouchetis sont beaucoup trop larges pour effectuer de la corrélation d'images à une échelle fine. En ce qui concerne la thermographie infrarouge, la peinture noire observée avec le G1 n'a pas les mêmes propriétés que lorsqu'elle est observée avec un objectif standard. A l'échelle d'observation du G1, la peinture perd son aspect sombre et uniforme, favorisant ainsi la réflexion des détecteurs dans le revêtement, d'où la tache noire circulaire centrale caractéristique de l'effet Narcisse sur la Figure 2.42b.

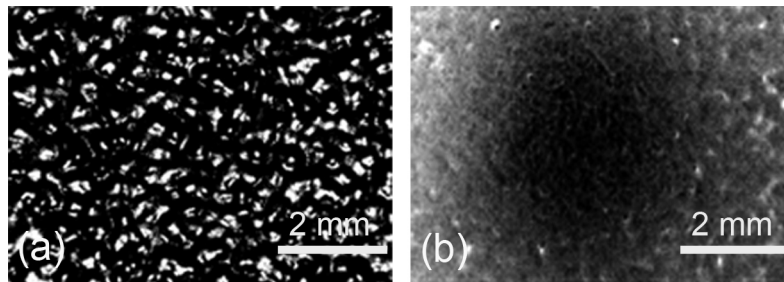


Figure 2.42. Revêtement de peinture noire observé (a) par la caméra CCD équipée du Tamron et des deux bagues allonge, (b) par la caméra infrarouge équipée du G1.

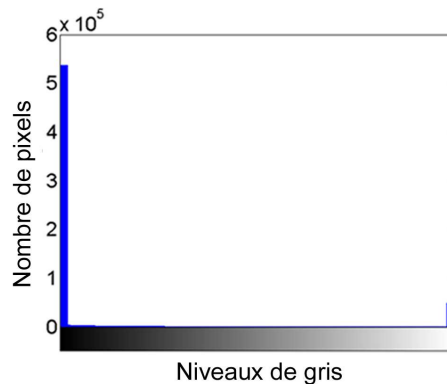


Figure 2.43. Histogramme de répartition des niveaux de gris de l'image optique du revêtement de peinture noire présentée sur la Figure 2.42a.

Pour parvenir à des mesures couplées de champs cinématiques et thermiques, il faut trouver un revêtement qui convienne pour les deux techniques de mesure, aux échelles auxquelles nous travaillons (cf. 2.1 et 2.2). Son aspect de mouchetis doit être suffisamment fin pour permettre la corrélation à une échelle fine et son émissivité doit être élevée et uniforme à l'échelle d'observation infrarouge. A ces deux principales contraintes s'ajoute celle de la tenue sous sollicitation, car le revêtement ne doit pas se dégrader ni fissurer pendant les essais.

La nécessité d'avoir recours à un autre revêtement que la peinture, pour des mesures infrarouges faisant intervenir un G1, a aussi été rencontrée par Poncelet [Poncelet 2007] qui a utilisé un revêtement de noir de fumée (dans son cas obtenu à partir d'une flamme de bougie), connu pour avoir une émissivité élevée [Gaussorgues 1989]. L'application d'une couche de graphite a également été évoquée par Liaw [Liaw *et al.* 2000] et celle d'un film de carbone amorphe, déposé par pulvérisation au magnétron, par Legaie [Legaie *et al.* 2008]. Au cours de la recherche du revêtement adéquat, nous avons donc tenté d'appliquer du noir de fumée issu de la combustion de différents objets (bougie, encens, plastique, papier, polystyrène). Cependant, d'une part la réalisation d'une couche uniforme est très délicate, d'autre part il nous a été impossible d'obtenir un mouchetis exploitable. Nous nous sommes donc tournés vers un revêtement de type poudre en solution. Ainsi, nous avons testé des poudres constituées individuellement de toner, de charbon pilé, de graphite, de fusain, de talc ou de coke de pétrole. Les problèmes rencontrés concernaient soit la qualité du mouchetis soit le manque d'uniformité du revêtement déposé pour les mesures infrarouges. Ces essais ont finalement abouti au choix d'une poudre micrométrique (constituée de talc et d'oxydes de titane, de fer, zinc et chrome), mise en solution dans de l'éthanol et appliquée à l'aide d'un aérographe, afin d'obtenir une couche uniforme. Le rendu de ce revêtement pour chacune des techniques de mesure est présenté sur la Figure 2.44.

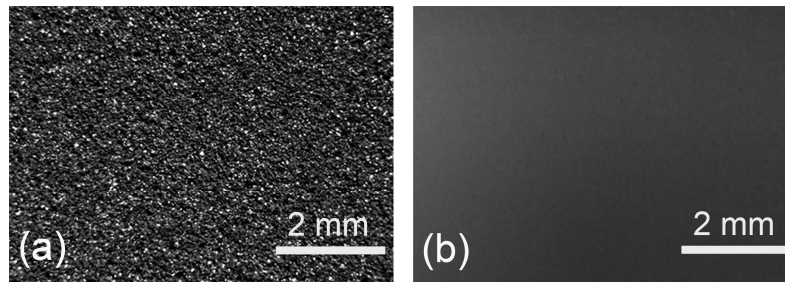


Figure 2.44. Revêtement développé pour les mesures couplées observé (a) par la caméra CCD équipée du Tamron et des deux bagues allonge, (b) par la caméra infrarouge équipée du G1.

Enfin, la tenue de ce revêtement sous sollicitation monotone à des niveaux de déformation plus importants que ceux atteints lors des essais du chapitre 3 a été vérifiée. La détermination de ses caractéristiques pour chacune des deux techniques de mesures fait l'objet des deux paragraphes suivants.

### **Caractérisation pour la corrélation d'images**

L'histogramme de répartition des niveaux de gris d'une image de ce revêtement, observé par la caméra CCD équipée du Tamron et des deux bagues allonge, est présenté sur la Figure 2.45. Ce revêtement présente une large répartition sur les 1024 niveaux de gris, ce qui aboutira à de meilleures performances en termes de corrélation qu'un revêtement présentant la répartition de la Figure 2.43.

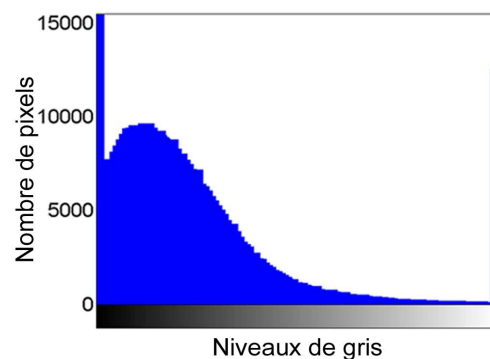


Figure 2.45. Histogramme de répartition des niveaux de gris de l'image optique du revêtement développé pour la mesure couplée présentée sur la Figure 2.44a.

Enfin, le rendu du revêtement étant directement lié aux performances de la corrélation, une image du mouchetis est analysée pour en obtenir l'incertitude sur les déplacements et les déformations. Les résultats de cette étude ont été exposés au paragraphe 2.1.3.

### **Caractérisation pour la thermographie infrarouge**

#### *➤ Mesure de l'émissivité*

En ce qui concerne les mesures de température par thermographie infrarouge, l'émissivité du revêtement doit être connue (cf. encadré "La thermographie infrarouge" du 1.1.3). Pour mesurer l'émissivité d'un corps, deux types de techniques existent : la mesure directe, qui consiste à comparer le rayonnement du corps à celui du corps noir à la même température, et la mesure indirecte de la réflectivité de ce corps [Gaussorgues 1989].

Pour effectuer une mesure directe, il faut être capable de porter l'échantillon à une température donnée. Pour cela, nous avons dans un premier temps collé une jauge avec thermocouple à l'arrière d'une éprouvette revêtue ; le courant passant dans la jauge provoquait alors une élévation de température mesurable par le thermocouple. Toutefois, beaucoup d'hypothèses devaient être faites pour la détermination de la température. En effet, le phénomène de puits thermique créé par la présence d'un thermocouple était négligé, la température à l'avant de l'échantillon était supposée égale à celle à l'arrière et l'élévation de température au niveau de la jauge était supposée uniforme en surface de la zone utile. Ces hypothèses, couplées à l'imprécision de la mesure par thermocouple, rendaient donc difficile l'estimation précise de la température absolue en surface du revêtement.

La mesure indirecte, quant à elle, consiste en une mesure de la réflectivité du corps. Elle peut aussi permettre de s'affranchir de la détermination d'une température absolue grâce à l'utilisation de mesures différentielles. Cette mesure, décrite dans [Berthel 2007, Poncelet 2007], est effectuée de la façon suivante : après avoir vérifié que l'échantillon revêtu est assimilable à un corps lambertien, c'est-à-dire que son émission ne dépend pas de la direction d'observation, la caméra infrarouge et le corps noir sont placés à égale distance  $D$  de l'échantillon, faisant chacun un angle  $\beta$  identique avec la normale à l'échantillon, selon le montage schématisé sur la Figure 2.46.

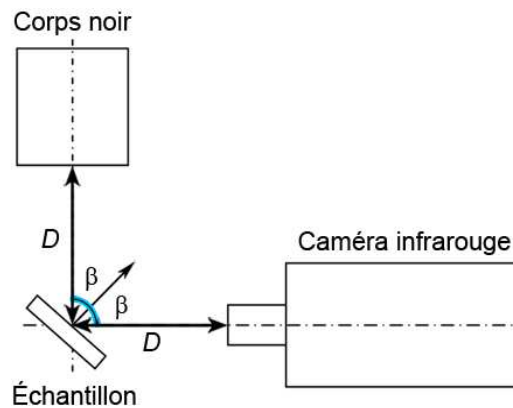


Figure 2.46. Schéma du montage pour la mesure indirecte d'émissivité par mesure de réflectivité.

Le corps noir est alors réglé à deux températures  $T_{CN1}$  et  $T_{CN2}$  éloignées de l'ambiante et les températures correspondantes  $T_1$  et  $T_2$  de l'échantillon sont relevées par la caméra infrarouge. La part de rayonnement réfléchi par l'échantillon est donnée par le rapport :

$$\rho = \frac{T_2 - T_1}{T_{CN2} - T_{CN1}} \quad (2.15)$$

L'utilisation des températures différentielles permet ici de s'affranchir facilement de l'incertitude liée à une mesure de température absolue. Comme il a été vu au chapitre 1 (cf. encadré "La thermographie infrarouge" du 1.1.3), dans le cas d'un corps opaque, émissivité  $\varepsilon$  et réflectivité  $\rho$  sont reliées par la relation (2.16), qui donne alors accès à l'émissivité de l'échantillon :

$$\varepsilon = 1 - \rho \quad (2.16)$$

C'est suivant cette méthode que l'émissivité du revêtement a été déterminée avec  $T_{CN1} = 10^\circ\text{C}$  et  $T_{CN2} = 45^\circ\text{C}$ , à une température ambiante de  $23,5^\circ\text{C}$  et avec un angle  $\beta$  de  $45^\circ$ .  $T_1$  et  $T_2$  sont obtenues à partir de films infrarouges de 100 images moyennés dans le temps pour réduire le bruit temporel ; la température est également moyennée spatialement sur une zone d'environ  $40\text{ mm}^2$ . Les mesures d'émissivité ont été effectuées avec l'objectif 100 mm et un étalonnage constructeur, puis avec l'objectif G1 et un étalonnage pixel par pixel, sur un revêtement de peinture noire mate puis sur le revêtement développé pour la mesure couplée. Pour information, la mesure a aussi été faite au G1 sur un acier poli miroir. Les résultats sont présentés dans le Tableau 2.10.

	Objectif 100 mm étalonnage	Objectif G1 étalonnage pixel par pixel
Acier poli miroir	X	0,16
Peinture noire mate	0,97	0,91
Revêtement pour mesure couplée	0,95	0,93

Tableau 2.10. Résultats des mesures d'émissivité.

Les valeurs de l'émissivité sont différentes en fonction de l'objectif utilisé. Observé à l'aide d'un objectif standard (100 mm) la peinture présente une émissivité plus élevée que le revêtement développé pour la mesure couplée. A l'échelle du G1, la tendance s'inverse même si les émissivités sont globalement moins élevées. La peinture noire passe d'une émissivité de 0,97 à 0,91, ce qui pourrait expliquer pourquoi l'effet Narcisse est visible sur la peinture observée au G1 (Figure 2.42b). Toujours à cette échelle, la granularité du revêtement développé lui confère une certaine rugosité, d'où une émissivité plus élevée que la peinture d'aspect plus lisse.

Enfin, l'uniformité de l'émissivité du revêtement observé au G1 a été étudiée. Les formules (2.15) et (2.16) ont été appliquées, non pas à des valeurs de températures moyennées spatialement, mais à l'information de chaque détecteur. Ceci permet de tracer sur la Figure 2.47 l'historgramme de répartition des valeurs d'émissivité sur la zone d'étude.

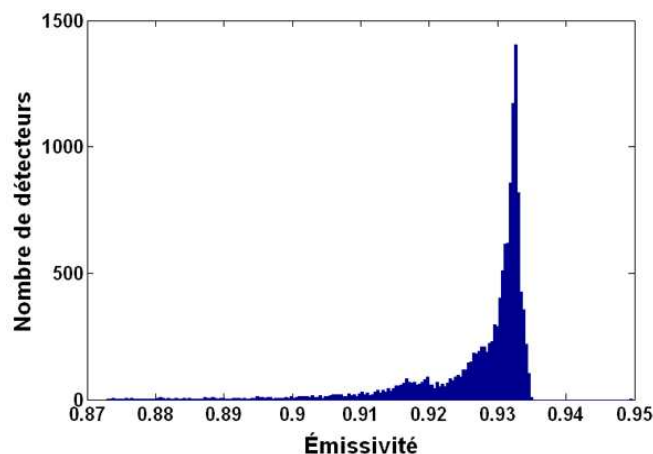


Figure 2.47. Histogramme des valeurs d'émissivité sur la zone étudiée observée au G1.

L'émissivité  $\varepsilon$  du revêtement développé pour la mesure couplée est donc en moyenne de 0,927 avec un écart type  $\sigma$  de 0,009.



➤ *Influence de l'émissivité sur les mesures de température*

Voyons désormais l'influence de l'émissivité sur les mesures. Les films ayant servi à un étalonnage pixel par pixel en conditions d'essai sont relus en affectant différentes valeurs d'émissivité à l'objet observé (ici le corps noir) alors que la température ambiante est de 24,5°C. Pour différentes températures de consigne du corps noir, les écarts entre cette dernière et la température moyenne mesurée sont tracés en fonction de l'émissivité sur la Figure 2.48. Sachant que les températures atteintes lors des essais s'éloigneront peu de la température ambiante (amplitude de 1°C), seules les trois températures proches de l'ambiante et encadrant les températures à mesurer sont analysées ; il s'agit de 24, 25 et 26°C.

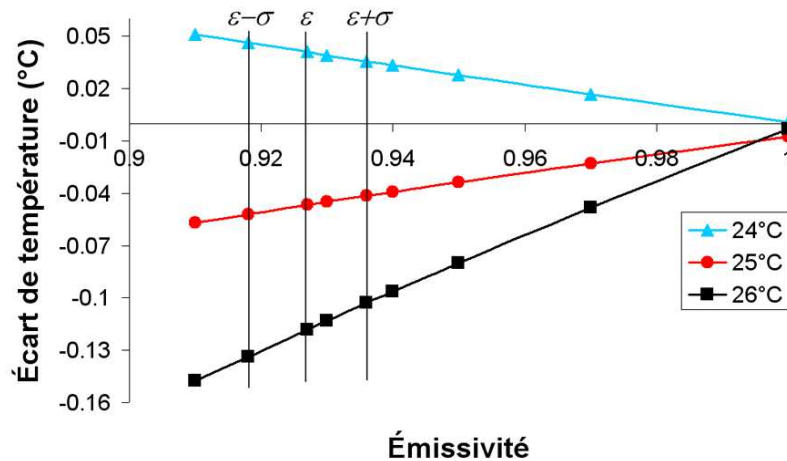


Figure 2.48. Influence de l'émissivité sur la mesure de température.

L'erreur commise sur les mesures en considérant que l'émissivité de notre revêtement est égale à 1 au lieu de 0,927 serait comprise entre -120 et 40 mK. Étant donné que les mesures en température absolue sont précises à moins de 28 mK (cf. 2.2.5), **l'émissivité du revêtement, bien qu'élevée, ne peut être considérée égale à 1 et sera donc prise en compte dans les mesures** (formule (1.7) du chapitre 1, en considérant la transmission de l'atmosphère égale à 1). Par ailleurs, dans le cas le plus critique de la température de consigne à 26°C, l'erreur commise sur la mesure, si l'émissivité considérée s'éloigne de la valeur moyenne  $\varepsilon$  à  $\pm \sigma$ , se situe dans une plage de 30 mK. D'après l'histogramme de la Figure 2.47, la majeure partie des émissivités calculées se situe dans l'intervalle  $\varepsilon \pm \sigma$ . Nous avons donc considéré que l'erreur commise sur les mesures, en ne prenant pas en compte la non-uniformité d'émissivité du revêtement, est de l'ordre de (voire inférieure) à la précision des mesures, sauf de façon très locale. **Dans le cadre des mesures effectuées dans cette étude, l'émissivité du revêtement est donc considérée, en première approximation, suffisamment uniforme spatialement pour pouvoir ne prendre en compte que sa valeur moyenne dans les calculs de température.** La prise en compte d'une distribution surfacique de l'émissivité reste en effet très délicate, d'autant plus qu'il faudrait effectuer cette prise en compte alors que l'échantillon, et donc le revêtement, se déforment au cours de la mesure. Aussi, nous verrons au chapitre 3 que les zones très locales, où l'émissivité s'éloigne plus fortement de la valeur moyenne, sont repérables et peuvent donc ne pas être prises en compte dans le traitement des données.

### **Questions ouvertes**

L'application de ce revêtement sur l'éprouvette est indispensable pour réaliser des mesures par thermographie infrarouge, car l'émissivité de l'éprouvette polie nue empêcherait toute mesure correcte. Néanmoins, la présence de ce revêtement en surface de l'éprouvette peut susciter certaines interrogations, laissant ouverte la perspective de caractérisations supplémentaires. La première question concerne son impact sur la mesure thermique puisque la température mesurée en surface de ce revêtement est assimilée à la température de l'échantillon. Il provoque probablement un retard dans l'observation des phénomènes et, bien que l'épaisseur de ce revêtement semble uniforme, on peut également se demander dans quelle mesure une éventuelle hétérogénéité d'épaisseur influencerait sur les mesures. De plus, même si le revêtement ne se dégrade pas sous sollicitation, il serait intéressant de voir si son émissivité subit des variations en cours d'essai. Enfin, de façon plus large, une interrogation demeure quant à l'influence du revêtement sur les mécanismes de déformation en surface à l'échelle des grains, même si l'on peut supposer qu'un revêtement de type poudre est moins perturbateur qu'un revêtement de type peinture, plus cohésif.

### **2.4.3 Synchronisation temporelle des images et repérage spatial**

Pour confronter les champs cinématiques aux champs thermiques, deux développements supplémentaires ont été menés pour permettre la synchronisation temporelle de la prise d'images ainsi qu'un repérage spatial.

#### **Synchronisation temporelle**

Pour déclencher en même temps toutes les acquisitions, un boîtier électronique a été développé, qui envoie simultanément trois fronts montants. Le premier est dirigé vers l'entrée trigger de la carte d'acquisition de la caméra optique et le programme Labview attend ce signal pour débiter l'acquisition cadencée. Le second front montant est envoyé vers le port parallèle du PC de la caméra infrarouge et l'interface nommée Recorder Trigger lance immédiatement l'acquisition sous Altair. L'enregistrement d'autres données, comme le signal provenant de la cellule de force de la machine, est également déclenché sur une centrale d'acquisition par le troisième front montant. Grâce au trigger, les acquisitions débutent au même instant. Bien que la fréquence d'acquisition de la caméra infrarouge soit de 140 Hz, multiple de la fréquence d'acquisition des images optiques qui, elle, est de 7 Hz, les images ne sont pas synchronisées d'après ces données, car la fréquence d'acquisition n'est pas toujours strictement respectée, en particulier par la caméra infrarouge. Les temps d'acquisition étant relevés en même temps que les données, le recalage temporel est fait à partir de ces informations.

#### **Repérage spatial**

Pour superposer a posteriori les images cinématiques et thermiques, qui ne sont pas enregistrées avec les mêmes grossissements, il faut pouvoir passer d'un espace à l'autre par une transformation du plan identifiée à l'aide de trois points communs. Il est donc nécessaire de réaliser trois marques sur l'échantillon, clairement identifiables à la fois sur les images optiques et infrarouges. Par ailleurs, une fois le revêtement retiré, elles pourront permettre de repérer la zone d'étude lors d'observations de surface après sollicitation au microscope optique. Nous avons opté pour le système de marquage de la Figure 2.49a. Trois aiguilles sont enchâssées dans un parallélépipède fixé sur une table de déplacement vertical, elle-même reliée à une table de déplacement horizontal. Ceci permet de positionner les aiguilles qui, une

fois en contact avec l'échantillon, sont légèrement translattées. Le déplacement des aiguilles en surface de l'échantillon provoque à la fois un enlèvement de revêtement visible sur les images optiques et infrarouges, ainsi que de fines rayures repérables au microscope optique après sollicitation.

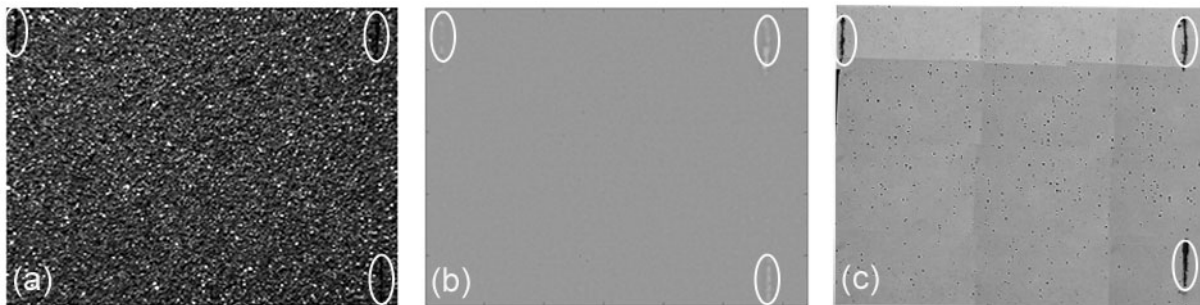
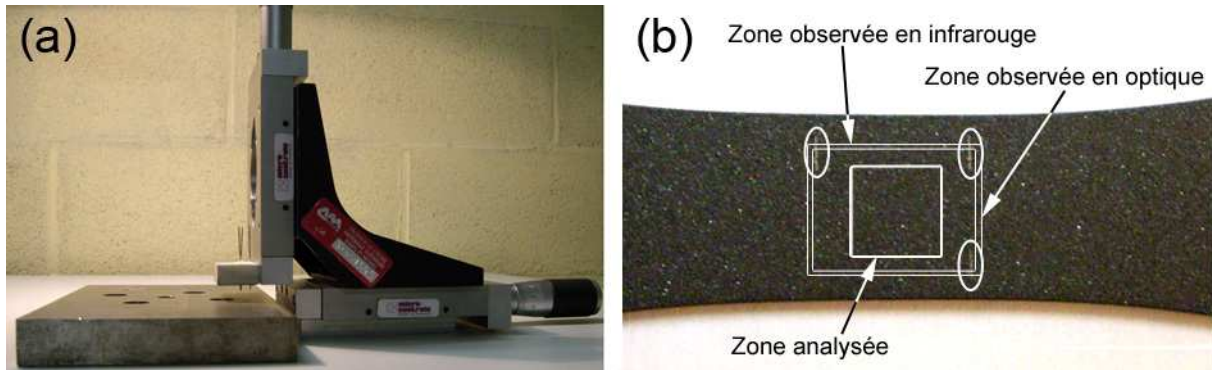


Figure 2.50. Visualisation des marques sur (a) les images optiques, (b) les images infrarouges et (c) sur les micrographies effectuées, suite à la sollicitation après enlèvement du revêtement.

La présence de marques sur le revêtement rend inexploitable les parties correspondantes de la zone utile, car ces marques provoquent des aberrations aussi bien au niveau du calcul des champs cinématiques que des mesures infrarouges (changement d'émissivité). C'est pourquoi seule la zone centrale des images est conservée pour le traitement des champs cinématiques et thermiques, mais rappelons que cette restriction de la zone d'étude à une zone centrale sur la zone utile permet également de s'affranchir des éventuelles aberrations optiques liées à l'utilisation de l'objectif G1 (cf. 2.2.5).

## 2.5 Conclusion

Le principe du couplage des mesures de champs cinématiques et thermiques a été présenté dans ce chapitre. Le miroir dichroïque permet l'observation simultanée de l'éprouvette, dans le domaine de longueurs d'onde qui convient pour chacune des techniques de mesures. C'est le revêtement spécifique développé pour cette étude qui rend possible la réalisation de mesures couplées de champs cinématiques et thermiques. Les caractéristiques des deux types de champs sont rappelées dans le Tableau 2.11. La taille des matrices, les résolutions spatiales géométriques et de mesure, les zones observées et étudiées, et les précisions de mesures y sont en effet indiquées. Étant donné qu'après hypertrempe, la taille moyenne des grains de l'acier 316L étudié est de l'ordre de 130  $\mu\text{m}$ , le dispositif de mesures couplées de champs cinématiques et thermiques permet d'étudier le comportement thermomécanique du matériau sous sollicitation, à l'échelle de sa microstructure. Les essais réalisés sont présentés et analysés dans le chapitre suivant.

	<b>Champs cinématiques</b>	<b>Champs thermiques</b>
Matrice de détecteurs utilisée	1368 x 1024 (fenêtré)	320 x 240 (pleine fenêtre)
Résolution spatiale géométrique	6,5 x 6,5 $\mu\text{m}^2$	30 x 30 $\mu\text{m}^2$
Zone observée	8,9 x 6,7 $\text{mm}^2$	9,6 x 7,2 $\text{mm}^2$
Résolution spatiale de mesure	104 x 104 $\mu\text{m}^2$	entre 45 x 45 $\mu\text{m}^2$ et 60 x 60 $\mu\text{m}^2$
Zone analysée	5 x 5 $\text{mm}^2$ recalée grâce au marquage	
Précision de la mesure	Avec Correli2D et CorreliGD (pour 10 réactualisations) : -Déplacements : 0,167 et 0,344 $\mu\text{m}$ - Déformations : 0,102 et 0,217%	30 mK dans la plage de mesure [22 - 30°C]

Tableau 2.11. Résolutions spatiales et précisions des mesures de champs.



## **Chapitre 3**

### **Résultats expérimentaux**

Le dispositif expérimental décrit dans le chapitre précédent est utilisé pour réaliser des mesures couplées de champs cinématiques et thermiques, sur des éprouvettes plates d'acier inoxydable austénitique 316L dont les grains ont été grossis par hypertrempe. Ces éprouvettes sont soumises à deux types de sollicitations mécaniques uniaxiales : traction monotone et cyclage en traction-traction. Le dispositif d'essai commun aux deux types de sollicitations est d'abord brièvement rappelé, avant d'exposer les traitements numériques effectués sur les données issues des mesures couplées. En effet, si les données obtenues par corrélation à partir des images optiques sont directement exploitables, il n'en est pas de même pour les mesures thermiques effectuées à une échelle micrométrique. C'est donc principalement leur traitement qui est décrit mais également la façon d'obtenir des champs cinématiques et thermiques directement comparables, c'est-à-dire exprimés dans un repère spatio-temporel commun. Le chapitre est ensuite scindé en deux parties, la première concernant les sollicitations monotones et la seconde les sollicitations cycliques. Dans chacune des deux parties les champs cinématiques et thermiques recueillis seront présentés, comparés et analysés. Enfin, sera étudiée la possibilité d'effectuer des champs de bilans d'énergie à l'échelle microstructurale à partir des données obtenues.

#### **3.1 Dispositif d'essai**

Les essais sont menés sur une machine de traction électromécanique Instron 4508 de capacité 300 kN et dont les vitesses de déplacement sont comprises entre 0,1 et 100 mm/min.

Une centrale d'acquisition Graphtec 3100 permet d'enregistrer, à une fréquence de 200 Hz, le signal provenant de la cellule d'effort de la machine, ainsi que la température ambiante relevée dans la zone d'essai par un thermocouple.

Au sein du montage dédié aux mesures couplées de champs cinématiques et thermiques, des images de l'éprouvette sont prises in situ par la caméra CCD à une fréquence d'acquisition de 7 Hz et par la caméra de thermographie infrarouge à une fréquence d'acquisition de 140 Hz. Ces deux types d'enregistrement donneront respectivement accès, a posteriori, aux champs de déplacement et de déformation, ainsi qu'aux champs de température de la zone utile. Le déclenchement de toutes ces acquisitions est réalisé de façon simultanée grâce au système de trigger multivoies décrit au paragraphe 2.4.3. Les données sont ensuite recalées temporellement d'après les informations sur les temps d'acquisition, enregistrées en même temps que les images.

Rappelons également que les images optiques sont prises avec une ouverture de  $1/100^\circ$  s, avec un éclairage de lumière froide, et que les images infrarouges sont enregistrées avec un temps d'intégration de  $1100 \mu\text{s}$ , en pleine fenêtre.

## 3.2 Traitement des données

### 3.2.1 Données brutes

#### *Données cinématiques*

Pour une série d'images optiques, Correli<sup>LMT</sup> fournit les déplacements des centres des ZOI de l'image de référence, dans une direction donnée par rapport à l'image de référence, ainsi que les coordonnées dans l'image de référence des centres des ZOI étudiées. Les données des déplacements sont récupérées sous la forme de matrices dans Matlab et les champs de déformation sont obtenus par dérivation des champs de déplacement.

#### *Données thermiques*

En ce qui concerne la thermographie infrarouge, nous disposons de cartographies "désorganisées", exprimées en DL, et au format constructeur (.ptw). Ces fichiers sont traités sous Matlab pour reconstruire des matrices de valeurs en DL pour chaque film enregistré. L'étalonnage pixel par pixel est alors effectué et les bad pixels déterminés d'après le critère exposé au 2.2.3. Il permet ensuite, moyennant la connaissance de la température ambiante (dans notre cas relevée par un thermocouple), de convertir les informations des DL en température, tout en prenant en compte l'émissivité moyenne du revêtement (0,927). Les films en température des scènes observées par la caméra lors du déplacement de l'éprouvette sont donc disponibles sous forme de matrices dans Matlab. Toutefois, au sein du montage pour la mesure couplée, la présence du miroir dichroïque, placé à  $45^\circ$  par rapport à la normale à l'éprouvette, provoque une réflexion parasite, fixe et constante, présente sur chaque cartographie tout au long des films infrarouges. D'autres non-uniformités locales, ainsi qu'un bruit temporel, viennent également perturber le signal.

#### *Problématique*

Le traitement de ces champs pose donc deux problèmes majeurs. D'une part, pour aboutir à des données thermiques exploitables, il convient d'*éliminer le signal thermique parasite fixe* dû à la réflexion, de *gérer le problème des non-uniformités locales* et d'*atténuer le bruit temporel*. D'autre part, les champs cinématiques et thermiques, tels qu'ils sont obtenus, ne peuvent être comparés directement car, à part à l'instant initial, les deux types de données ne correspondent pas aux mêmes points matériels. En effet, les champs cinématiques sont donnés dans la configuration de référence, l'histoire du déplacement d'un point matériel est donc accessible. En revanche, il n'en va pas de même pour les données infrarouges, puisque lors de la déformation de l'éprouvette, un point matériel se déplace. Ce phénomène est mis en évidence sur la Figure 3.1a grâce à des images optiques de l'éprouvette prises à deux instants  $t_1$  et  $t_2$ , lors d'une sollicitation de traction. Entre  $t_1$  et  $t_2$ , l'éprouvette subit un déplacement, repérable grâce à des singularités du revêtement (zones entourées), qui n'est pas négligeable à notre échelle d'observation. Le déplacement d'un point matériel devant la matrice des détecteurs infrarouges est schématisé sur la Figure 3.1b. Un même détecteur infrarouge voit donc passer une succession de points matériels (description eulérienne) et, pour lire la

température d'un même point matériel, il faut changer de détecteur au cours du temps. Ainsi, pour confronter les données cinématiques et thermiques d'un point matériel donné, *les champs thermiques doivent être exprimés dans la configuration de référence* (description lagrangienne).

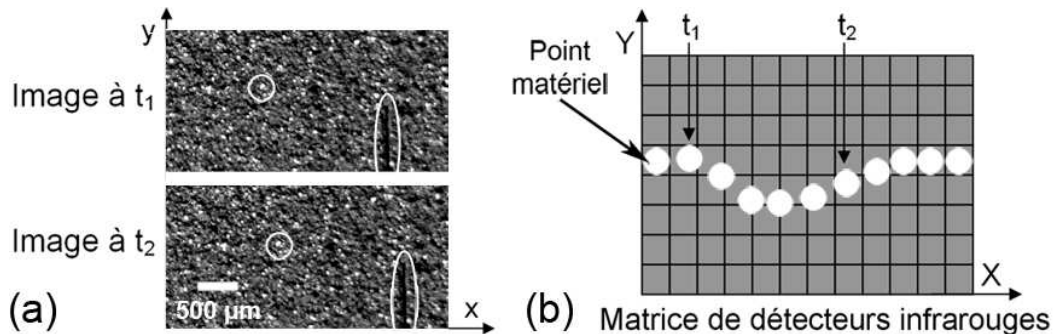


Figure 3.1. (a) Déplacement des points matériels à l'échelle d'observation. (b) Déplacement d'un point matériel devant la matrice de détecteurs infrarouges.

Les solutions proposées pour résoudre les problèmes présentés ci-dessus sont développées suivant leur chronologie de mise en œuvre dans les trois paragraphes suivants.

### 3.2.2 Traitement des images thermiques brutes : élimination du signal parasite

Le premier traitement effectué sur les images thermiques brutes consiste à éliminer le signal thermique parasite fixe par rapport à la matrice de détecteurs infrarouges. Ce signal et son origine sont donc d'abord décrits. Mais avant de l'éliminer, un point intermédiaire est fait sur la présence de non-uniformités locales à une échelle inférieure. Il faut en effet avoir connaissance de ces non-uniformités locales mobiles par rapport à la matrice de détecteurs infrarouges pour effectuer un traitement correct de la réflexion parasite fixe.

#### Description du signal thermique parasite fixe

Bien que pendant d'étalonnage, les mesures ne souffrent d'aucune réflexion due à la présence du miroir dichroïque à 45° (celui-ci reste protégé par le bâti du corps noir et l'émissivité de ce dernier est élevée), il n'en est pas de même lors des essais, où il est soumis aux réflexions de l'environnement. Par ailleurs, il a été vu au paragraphe 2.2.2 que l'effet Narcisse pouvait perturber les mesures. Il existe en général un effet Narcisse "interne" dû à la réflexion des détecteurs dans l'optique, dont la transmission n'est pas parfaite, et un effet Narcisse "externe" lié à la réflexion de la matrice de détecteurs dans le revêtement d'émissivité inférieure à 1. Dans notre cas, il existe un second effet Narcisse "externe" correspondant à la réflexion des détecteurs dans le miroir dichroïque. Bien que l'effet Narcisse interne et le second effet Narcisse externe soient a priori corrigés lors de l'étalonnage pixel par pixel, il reste toujours une source de rayonnement parasité lié à l'effet Narcisse. Aussi, l'ensemble de ces réflexions, conjuguées à l'orientation à 45° du miroir dichroïque, perturbent les mesures, puisqu'un signal thermique se superpose de biais (et non sous forme d'un halo circulaire) aux champs observés sur les films infrarouges enregistrés. Ce phénomène est mis en évidence sur la Figure 3.2, où le champ thermique présenté est celui de l'éprouvette à l'équilibre ; le signal devrait donc être uniforme mais il n'en est rien. Outre les trois pics signalés, dus au marquage effectué sur l'éprouvette (cf. 2.4.3), une "bosse" apparaît.



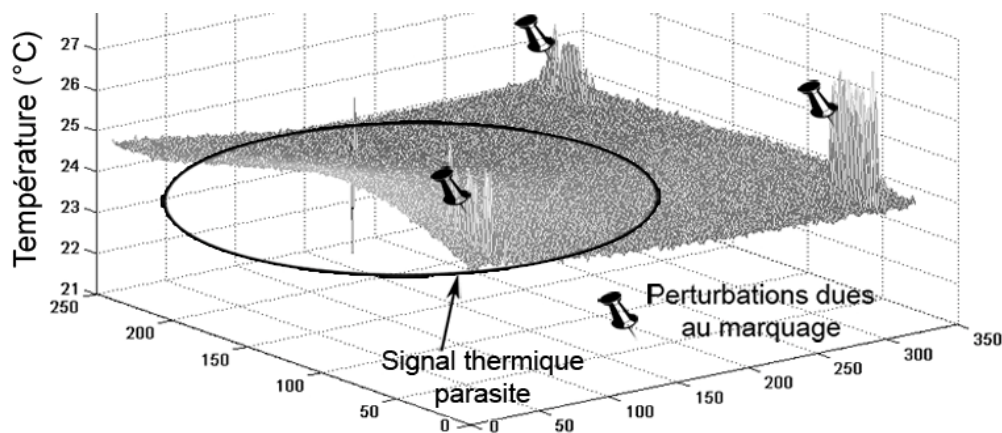


Figure 3.2 Visualisation d'une cartographie infrarouge en 3D de l'éprouvette à l'équilibre. La "bosse" correspond à une réflexion parasite et les trois pics signalés au marquage.

Comme le signal parasite présenté ci-dessus a une amplitude en température qui n'est pas négligeable, il est indispensable de l'éliminer. Toutefois, il faut avoir à l'esprit que ce signal masque des hétérogénéités locales de faible amplitude qui, elles, ne sont pas fixes. Ces non-uniformités locales mobiles sont donc présentées dans le paragraphe suivant, avant d'aborder l'élimination du signal thermique parasite fixe en toute connaissance de cause.

### **Problématique des non-uniformités locales**

Lorsque la réflexion parasite évoquée ci-dessus est éliminée, quelques non-uniformités locales (dont un exemple est donné dans les cercles de la Figure 3.3) deviennent décelables, alors qu'elles l'étaient beaucoup moins auparavant de par l'amplitude de la réflexion parasite. Ces non-uniformités locales, apparaissant sur les signaux thermiques, sont dues à des hétérogénéités du revêtement qui provoquent des variations locales de l'émissivité de celui-ci.

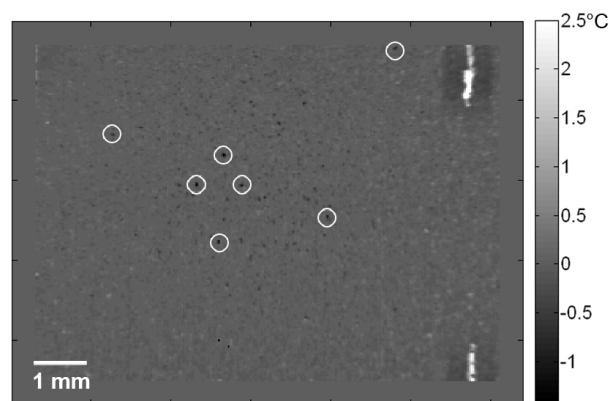


Figure 3.3. Visualisation d'une cartographie infrarouge de l'éprouvette après élimination de la réflexion parasite : apparition de non-uniformités locales dues au revêtement.

Au paragraphe 2.4.2, l'étude de sensibilité a montré que la plus grande partie de la distribution des émissivités restait proche de la valeur moyenne et que l'erreur commise en négligeant ces variations spatiales d'émissivité était de l'ordre de la précision de mesure. Le revêtement a donc été considéré suffisamment uniforme spatialement pour ne prendre en compte que la valeur moyenne de son émissivité. Or, la distribution des émissivités (rappelée sur la Figure

3.4) présente des valeurs qui s'éloignent plus fortement de la valeur moyenne. Ainsi il existe, de façon très locale et sporadique, des erreurs dans l'évaluation du champ thermique dues à des écarts sur l'émissivité réelle locale du revêtement.

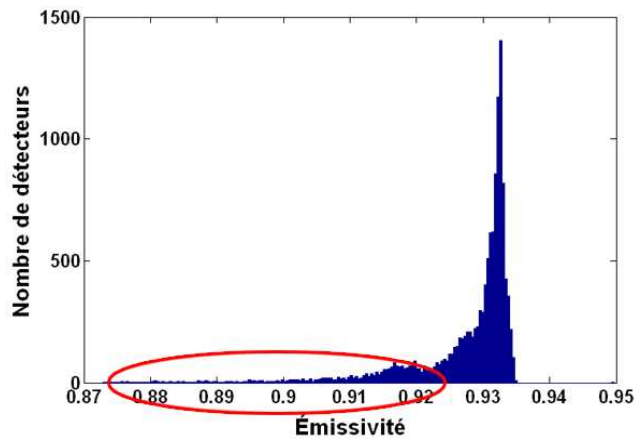


Figure 3.4. Distribution des émissivités en surface du revêtement dédié à la mesure couplée.

Comme cela a déjà été évoqué au paragraphe 2.4.2, la prise en compte d'une distribution spatiale d'émissivité n'est pas aisée, car le revêtement se déforme en cours de sollicitation et la cartographie des émissivités évolue spatialement. Quoi qu'il en soit, la gestion des erreurs dues aux non-uniformités locales du revêtement sera traitée au paragraphe 3.2.4. En effet, la première étape du traitement des images infrarouges consiste d'abord à éliminer la réflexion parasite fixe, tout en ayant conscience que des non-uniformités beaucoup plus locales et d'amplitude moins importante existent, mais que ces dernières ne sont pas fixes tout au long du film infrarouge.

### **Élimination du signal thermique parasite fixe**

Sachant que la réflexion parasite présentée sur la Figure 3.2 est fixe tout au long de l'essai, le principe est d'identifier le signal dû à la réflexion parasite, afin de le soustraire ensuite à toutes les images du film et ainsi séparer ce dernier du signal provenant de l'éprouvette sollicitée. Pour cela, les  $P$  images prises juste quelques secondes avant l'essai, alors que l'éprouvette est encore immobile, sont moyennées temporellement afin d'éliminer le bruit temporel. A partir de cette image  $I$ , une moyenne mobile est effectuée simultanément dans les deux directions de l'espace sur  $N$  pixels, le pixel traité se trouvant au centre de la fenêtre. La taille de la fenêtre de lissage ne doit pas être trop faible pour ne pas obtenir un profil incluant des bad pixels ou les non-uniformités locales dues au revêtement évoquées ci-dessus, ni trop élevée pour correctement approximer la courbure du profil de la "bosse" dans les deux directions. Pour nous guider dans notre choix, nous avons tracé, pour différentes lignes et colonnes de la matrice, le signal thermique brut de l'image  $I$ , ainsi que les profils obtenus pour différentes tailles de la fenêtre de lissage. Un exemple obtenu pour une colonne est donné sur la Figure 3.5. Il permet de constater que, pour une taille de fenêtre  $N$  de 11 et même de 21 pixels, le profil suit trop les variations spatiales du signal brut, englobant alors bad pixels et non-uniformités locales. En revanche, pour des fenêtres plus larges, 41 et 51 pixels, les profils ont tendance à trop s'éloigner de la valeur moyenne locale du signal brut. Une taille  $N$  de 31 pixels semble être un bon compromis, puisqu'elle permet de décrire le comportement moyen de la réflexion sans toutefois suivre les non-uniformités locales du signal brut. A l'issue de cette étude, une taille  $N$  de 31 pixels a été choisie pour la fenêtre de lissage, et ce, pour l'ensemble des essais traités dans ce chapitre.

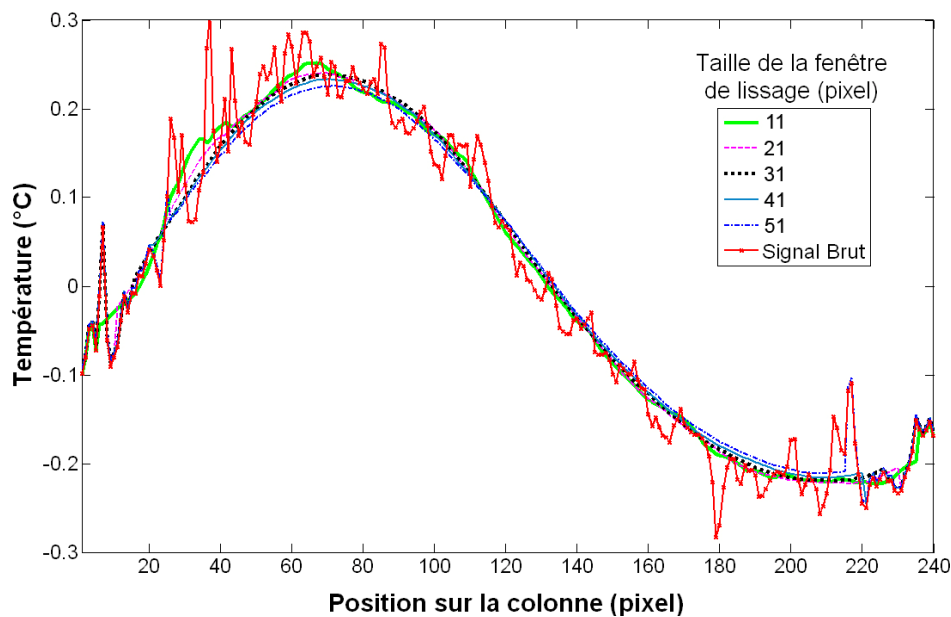


Figure 3.5. Tracé de la colonne 250 de l'image  $I$  affectée par la réflexion parasite et profils obtenus pour différentes tailles de fenêtre de lissage.

La présence des perturbations dues au marquage n'est pas prise en compte dans ce traitement puisque la zone de travail finale exclura ces marques. L'image obtenue par moyenne mobile est alors constituée d'un champ moyen constant, correspondant à la température initiale de l'échantillon et du signal moyen parasite dû à la réflexion. Cette image est ensuite soustraite à l'ensemble des images du film infrarouge pour ne conserver que les évolutions de température à partir de l'état initial, auxquelles viennent s'ajouter les erreurs dues aux non-uniformités du revêtement, erreurs qui sont mobiles sur les images successives des champs durant l'application de la charge. L'étape suivante dans le traitement des données consiste à exprimer les champs thermiques dans la configuration de référence, grâce aux données issues des champs cinématiques. Ceci permettra ensuite de gérer le problème des non-uniformités locales, qui seront devenues fixes dans la configuration de référence et, enfin, le problème du bruit temporel.

### 3.2.3 Expression des champs thermiques dans la configuration de référence

Les champs cinématiques sont exprimés dans la configuration de référence, ce qui n'est pas le cas des champs thermiques, d'où l'impossibilité de comparer les champs tels qu'ils sont obtenus. Pour résoudre ce problème et parvenir à un recalage des champs cinématiques et thermiques, l'idée est d'utiliser les données de déplacement issues de la corrélation pour déterminer le parcours suivi par un point matériel "sur" la matrice des détecteurs infrarouges. Ceci permettra d'aller chercher l'information thermique concernant le point matériel considéré sur le bon détecteur au cours de son déplacement. Finalement, l'évolution thermique de toute la zone d'étude pourra être exprimée dans la configuration de référence. Toutefois, les caméras CCD et infrarouge ne visent pas strictement la même zone et les grossissements des objectifs sont différents. Il faut donc au préalable établir la correspondance entre les deux repères.

### Correspondance des repères optique et infrarouge

Pour établir une transformation du plan (deux translations, une rotation, une homothétie) qui permette de passer du repère optique au repère infrarouge et inversement, il convient de repérer trois points sur l'image optique de référence correspondant à trois points sur la première image du film infrarouge, chacune des deux images ayant été prise alors que l'éprouvette est immobile. C'est dans ce but qu'un marquage a été réalisé sur chaque échantillon (cf. paragraphe 2.4.3).

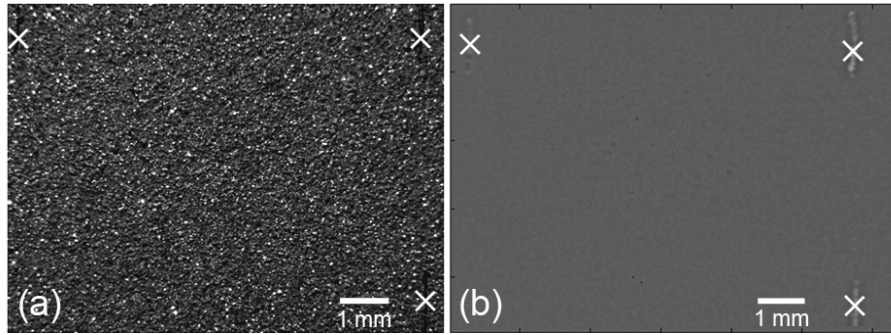


Figure 3.6. Choix de trois couples de points correspondants sur (a) l'image optique de référence et sur (b) l'image infrarouge initiale.

Comme sur l'exemple de la Figure 3.6, trois couples de points sont repérés sur les marquages faits en surface du revêtement, mais il est difficile d'établir visuellement une correspondance parfaite entre deux points d'un même couple, d'autant plus que les images n'ont pas la même résolution géométrique. C'est pourquoi un module supplémentaire de calcul des distances entre les points choisis permet d'affiner le choix des points correspondants. Sachant que la résolution géométrique des images infrarouges ( $30 \times 30 \mu\text{m}^2$  par pixel) est moins bonne que celle des images optiques ( $6,5 \times 6,5 \mu\text{m}^2$  par pixel), la détermination de la transformation du plan se fait de l'infrarouge vers l'optique, en résolvant le système matriciel (3.1) d'après les trois couples  $(P_{opt\ i}, P_{IR\ i})$  identifiés ci-dessus, où les coordonnées  $x$ ,  $y$ ,  $X$  et  $Y$  sont (ou sont ramenées à) celles des centres des pixels dans les matrices correspondantes.

$$P_{opt\ i} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \times P_{IR\ i} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + B \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

La transformation inverse (3.2) permet, quant à elle, d'effectuer le passage du repère optique au repère infrarouge.

$$P_{IR} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = A^{-1} \times P_{opt} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} - B^{-1} \quad (3.2)$$

### Suivi des points matériels

Le suivi des points matériels en infrarouge est réalisé à partir des données de déplacement issues de la corrélation. Comme ces données sont discrètes et enregistrées à une fréquence plus faible (7 Hz) que celle des images infrarouges (140 Hz), une interpolation linéaire entre deux données consécutives de déplacement permet de disposer des données de déplacement avec un échantillonnage identique à celui des données infrarouges. Il est important de rappeler ici que l'enregistrement des données est déclenché simultanément grâce à un trigger (cf. paragraphe 2.4.3).

Pour chaque pixel  $P_{IR,0}$  de l'image infrarouge initiale, son correspondant  $P_{opt,0}$  est recherché dans l'image optique de référence grâce à l'équation (3.1). Les données issues du calcul de corrélation permettent d'abord de savoir dans quelle ZOI se trouve le pixel  $P_{opt,0}$  puis, pour chaque temps  $t_i$ , la valeur de son déplacement, ce qui est équivalent à sa position  $P_{opt,i}$  sur la matrice optique. La relation (3.2) permet ensuite, à chaque instant  $t_i$ , de connaître la position  $P_{IR,i}$  sur la matrice infrarouge correspondant à  $P_{opt,i}$  sur la matrice de l'image optique. Ainsi, pour chaque point matériel se trouvant devant le pixel  $P_{IR,0}$  de l'image infrarouge initiale, il est désormais possible de savoir, pour chaque instant  $t_i$ , sur quel détecteur  $P_{IR,i}$  se trouve l'information thermique concernant ce point matériel. La dernière étape consiste à recréer un film où les points matériels sont fixes. L'algorithme de suivi des points matériels est ainsi construit selon l'organigramme donné sur la Figure 3.7. Ce traitement permet d'obtenir un film infrarouge exprimé dans la configuration de référence et constitué des évolutions de température à partir de l'état initial de l'éprouvette, évolutions auxquelles viennent s'ajouter les erreurs dues aux non-uniformités du revêtement, mais qui sont désormais immobiles.

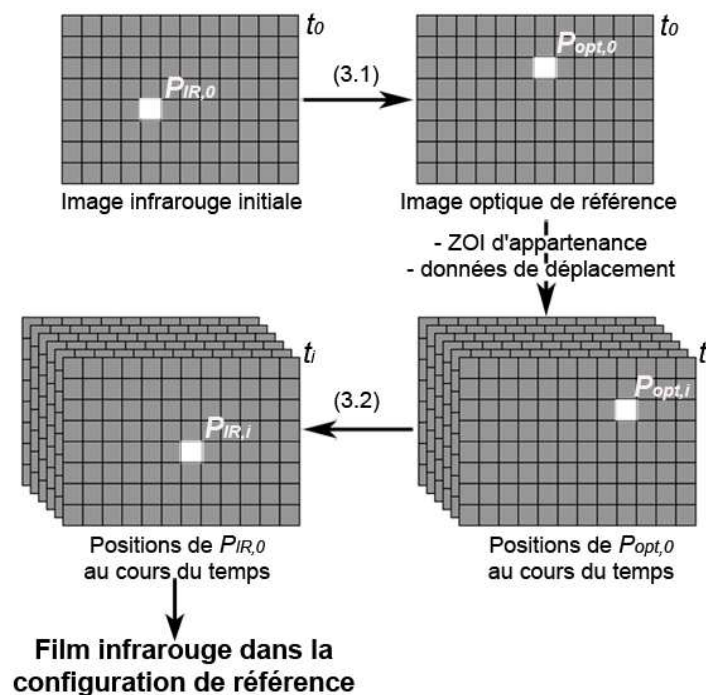


Figure 3.7. Algorithme de suivi des points matériels permettant d'exprimer le film infrarouge dans la configuration de référence.

### Remarques

Dans cet algorithme, les positions successives d'un point matériel sur la matrice infrarouge sont des données continues. Or, il a été précisé plus haut que les coordonnées étaient ramenées au centre du pixel correspondant. En effet, la démarche adoptée ici est que, dès qu'un point matériel appartient à un pixel, la valeur en température de ce pixel lui est affectée. Toutefois, il pourrait être envisagé d'effectuer une pondération prenant en compte, en fonction de la position spatiale du point sur le pixel infrarouge, les données des pixels voisins. Par ailleurs, les espaces inter-pixels évoqués au paragraphe 2.2.5 ne sont pas pris en compte dans l'algorithme précédent. Ces choix entraînent une certaine incertitude sur les mesures mais qui peut être supposée comparable à celle engendrée en effectuant une pondération spatiale des

valeurs de plusieurs pixels voisins, même non jointifs, sachant que l'incertitude n'est pas identique pour chaque pixel.

En attendant de définir une solution concernant le remplacement de l'information provenant des bad pixel, les données de température issues de ces pixels ne sont pas traitées. Aussi des croix sont ajoutées sur les images du film infrarouge dans la configuration de référence, qui indiquent les points pour lesquels l'information provient d'un bad pixel.

Moyennant un échantillonnage suffisant des champs de déplacement, le suivi de point matériel peut être effectué pour n'importe quel type de chargement de l'éprouvette (monotone ou cyclique).

C'est seulement après les étapes d'élimination du signal parasite fixe (3.2.2) et de suivi de point matériel (3.2.3) que la mesure de champs cinématiques et thermiques est réellement couplée, puisque les champs sont désormais directement comparables. Toutefois, avant d'être complètement exploitables, les données thermiques nécessitent quelques traitements supplémentaires concernant la gestion des non-uniformités locales et l'atténuation du bruit temporel. Ces traitements sont exposés dans le paragraphe suivant.

### **3.2.4 Traitement des images infrarouges exprimées dans la configuration de référence**

Une fois le suivi effectué et les champs exprimés dans la configuration de référence, le film infrarouge est constitué des évolutions depuis l'état initial de l'éprouvette. Toutefois, les champs restent affectés par les erreurs dues aux non-uniformités locales du revêtement (cf. Figure 3.3) et le bruit temporel. Les traitements proposés pour corriger ces problèmes sont présentés ci-après.

#### **Gestion des non-uniformités locales**

Les non-uniformités directement liées au revêtement et qui se déplaçaient auparavant avec celui-ci, sont désormais fixes après le suivi matériel. Ainsi, les  $P$  premières images du film sont à nouveau moyennées temporellement pour réduire le bruit temporel, afin d'obtenir une image des erreurs locales dues aux non-uniformités d'émissivité du revêtement. Puis, cette image est soustraite à l'ensemble du film. Les films infrarouges obtenus correspondent donc aux évolutions des champs depuis un état initial uniformément nul, dans la configuration de référence et avec atténuation des erreurs dues aux non-uniformités de revêtement. Cette solution permet d'aboutir à des champs d'aspect plus lisse, mais l'évaluation de la température au niveau des ces zones de non-uniformités reste entachée d'une erreur. En effet, pour un écart fixe sur l'émissivité, l'erreur commise sur la température dépend de la température mesurée (cf. Figure 2.48 du paragraphe 2.4.2.). C'est pourquoi, dans un premier temps, ces zones sont repérées et ne seront pas prises en compte dans les traitements.

Par ailleurs, pour éviter que les "défauts" liés aux non-uniformités spatiales du revêtement viennent perturber la lecture des champs thermiques, un lissage spatial est effectué sur une fenêtre de  $3 \times 3$  pixels centrée sur le pixel considéré. L'objectif de ce traitement est de lisser et donc de masquer les non-uniformités spatiales dues aux défauts ponctuels du revêtement, pour mieux faire ressortir les véritables hétérogénéités thermiques.

**Remarques**

Même après soustraction des  $P$  premières images du film, les zones affectées par les non-uniformités sont repérables sur le film, car leur comportement s'éloigne de la dynamique moyenne du film. Dans le cadre de cette étude, ces zones sont simplement repérées visuellement, il semble néanmoins envisageable de les détecter d'après un critère numérique sur le même principe que pour les bad pixels.

Pour parvenir à des champs de température totalement exploitables, il faudrait réaliser une cartographie des émissivités de chaque revêtement tout au long de la sollicitation et prendre en compte une telle cartographie "mouvante" lors de la conversion des DL en température. Une autre solution, en l'absence du signal thermique parasite fixe, pourrait également être de déterminer la cartographie du revêtement avant sollicitation, de procéder au suivi matériel sur des données en DL et, enfin, d'effectuer la conversion des DL en température à partir d'une cartographie statique d'émissivité. Cette solution nécessiterait au préalable une étude sur la conservation de l'émissivité d'un point matériel du revêtement sous sollicitation (cf. paragraphe 2.4.2.). Enfin, un remplacement de ces zones, d'après une extrapolation des données se trouvant autour, est également envisageable, comme cela se fait classiquement pour les bad pixels.

**Atténuation du bruit temporel**

Comme dans toute chaîne d'acquisition, les données infrarouges sont soumises à un bruit temporel. Les données sont donc classiquement lissées temporellement, en effectuant une moyenne mobile sur  $N'$  valeurs, le point considéré étant au centre de ces  $N'$  valeurs. Le choix du nombre  $N'$  de points de lissage dépend du type de sollicitation appliquée, mais également de la vitesse de sollicitation. En effet, si les sources thermiques sont susceptibles d'évoluer rapidement, c'est le cas en particulier pour un chargement cyclique, le lissage peut rapidement entraîner une perte d'information. Ce phénomène est mis en évidence sur la Figure 3.8, où l'information thermique d'un point matériel donné est tracée brute (sans lissage spatial ni temporel), puis avec des lissages temporels effectués sur un nombre de points croissant dans le cas d'une sollicitation cyclique de traction-traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Les lissages sur 41 et 61 points entraînent une perte de signal très importante. Le lissage sur 21 points donne de meilleurs résultats : son aspect est lisse mais il conduit encore à une sous-estimation des extrema. Le lissage sur 11 points a, certes, un aspect légèrement plus chahuté, mais c'est ici celui qui décrit au mieux les extrema au cours du temps. Une étude de ce type est effectuée pour chacun des essais de cette étude et le nombre de points de lissage choisi est de 21 pour le premier essai de traction, et de 11 pour le second essai de traction ainsi que pour les deux essais cycliques.

**Remarque**

Pour obtenir des données mieux lissées sans perdre de signal, il faudrait augmenter le nombre de points de lissage tout en augmentant la fréquence d'acquisition. Mais cela impliquerait de diminuer la taille de fenêtre d'observation de la caméra infrarouge ce qui, dans notre cas, est difficilement envisageable si l'on veut pouvoir observer le marquage sur les thermogrammes.

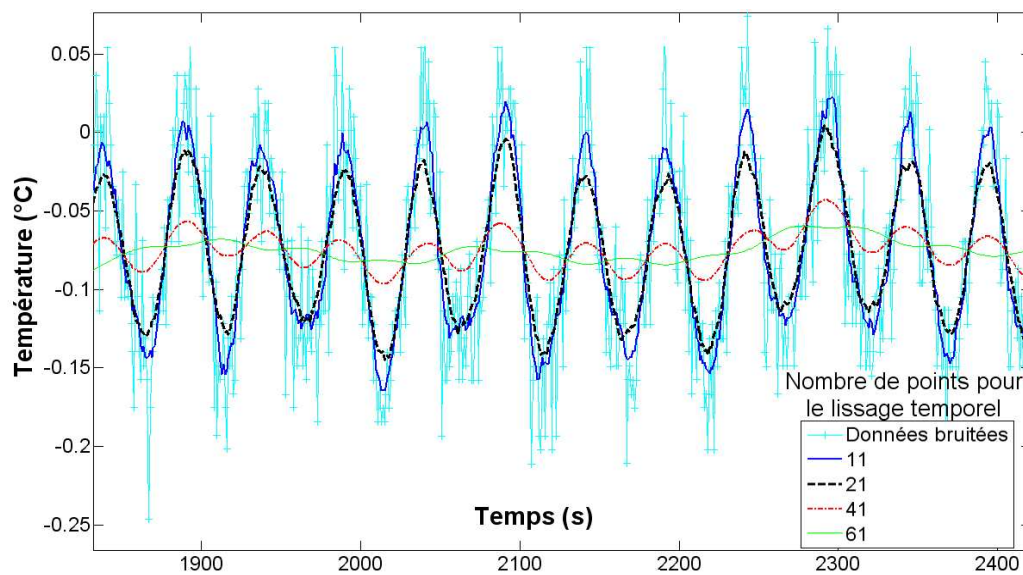


Figure 3.8. Tracé de l'évolution thermique brute (sans lissage spatial ni temporel) d'un point matériel lors d'un cyclage à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$  et résultats obtenus pour différents lissages temporels.

### 3.2.5 Bilan

Les champs cinématiques, dans la configuration de référence, sont directement obtenus par Correli<sup>LMT</sup>, d'après les images optiques enregistrées à 7 Hz par la caméra CCD. En revanche, les champs thermiques obtenus par la caméra infrarouge à une fréquence de 140 Hz nécessitent un traitement numérique résumé sur l'organigramme de la Figure 3.9. Tout d'abord, comme chaque détecteur de la caméra a été étalonné individuellement sur un corps noir qui présente des non-uniformités à l'échelle d'observation, les détecteurs affectés par celles-ci doivent être repérés, de même que les détecteurs défectueux, et la position de ces bad pixels est stockée. L'étalonnage permet ensuite de convertir en température les cartographies obtenues en DL, tout en prenant en compte l'émissivité moyenne du revêtement utilisé. Sur les cartographies, des phénomènes parasites apparaissent ; ils sont dus à une réflexion fixe et constante liée à la présence du miroir dichroïque et à des non-uniformités mobiles liées au revêtement. La réflexion parasite est d'abord estimée puis retranchée au signal, avant d'utiliser les données de la corrélation pour effectuer un suivi du point matériel et exprimer les champs thermiques dans la configuration de référence. Le retrait de l'image moyenne du revêtement à l'état initial, ainsi qu'un lissage spatial, permet d'atténuer les singularités liées aux non-uniformités du revêtement sur les champs thermiques et de faire ressortir les véritables hétérogénéités thermiques. Les informations thermiques provenant des pixels concernés par ces non-uniformités seront discriminées lors des analyses. Enfin, un lissage temporel permet de réduire le bruit temporel. Puis, de ces champs cinématiques et thermiques exprimés dans la configuration de référence, seule la même zone centrale de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  est extraite pour le traitement des données présenté ci-après. Les informations liées aux bad pixels y sont indiquées par des croix.

Il est important de noter que les traitements effectués sur les champs thermiques permettent de travailler en différentiel, c'est-à-dire en évolution de température depuis l'état initial. Ceci présente un avantage car les caméras thermiques sont de bien meilleurs détecteurs



différentiels qu'absolus. Dans certaines études, les auteurs travaillent en différentiel de façon encore plus complète, c'est-à-dire avec une éprouvette de référence filmée en même temps que l'éprouvette sollicitée [Berthel 2007]. Cette solution permet de s'affranchir des dérives de l'environnement, mais elle n'est pas réalisable ici en raison de l'encombrement au sein du montage dédié à la mesure couplée et, surtout, en raison de l'utilisation du G1, ce qui nous impose un contrôle strict des conditions environnementales. Toutefois, compte tenu des traitements et lissages effectués, il est très probable que les hétérogénéités de l'information thermique soient quelque peu atténuées.

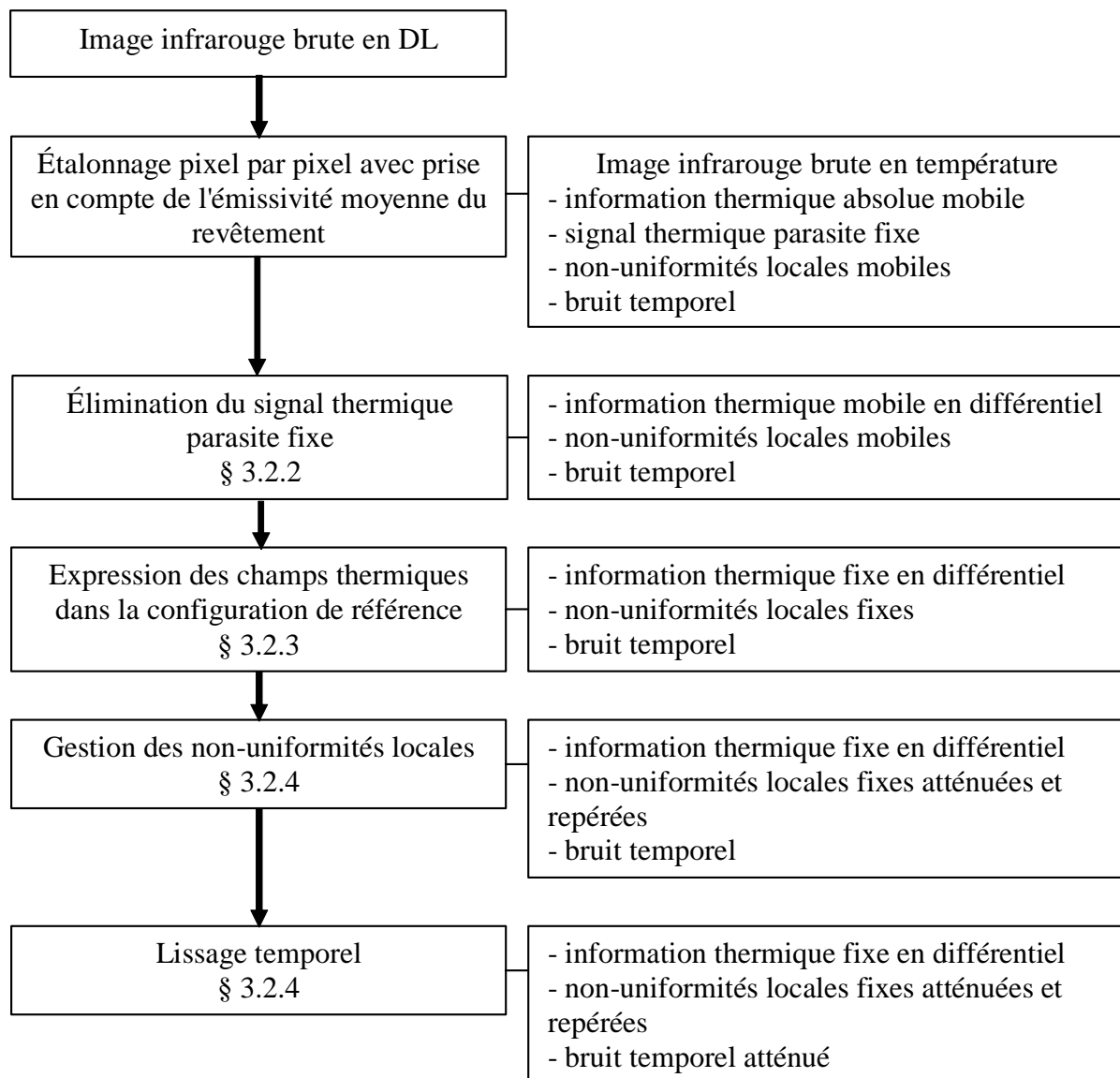


Figure 3.9. Organigramme des traitements effectués sur les champs thermiques.

## Partie 1

### Essais de traction monotone

Deux essais de traction monotone uniaxiale quasi statique ont été réalisés à deux vitesses de déformation, espacées d'une décade : à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Ces essais sont réalisés à température ambiante et sous air.

### 3.3 Résultats

#### 3.3.1 Données mécaniques

Le pilotage de la machine est effectué en déplacement. Les essais sont donc menés à vitesse de déplacement imposée, traduite ici en vitesse de déformation. Les évolutions de la contrainte nominale et du déplacement de la traverse sont présentées pour l'essai mené à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  sur la Figure 3.10a et pour l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$  sur la Figure 3.10b. Dans les deux cas, le crochet en fin de courbe correspond à la relaxation du matériau, suite à l'arrêt de la sollicitation.

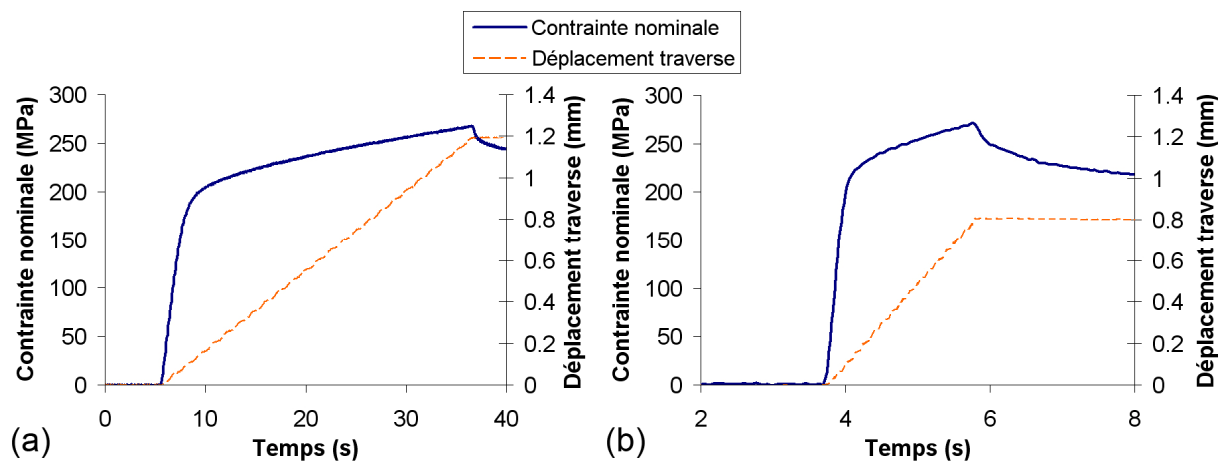


Figure 3.10. Évolution de la contrainte au cours du temps pour la traction (a) à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et (b) à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

Pour les deux essais, le seuil est choisi en contrainte à 270 MPa. Or, suite au polissage manuel, les éprouvettes n'ont pas la même section. Ainsi, le seuil en contrainte se traduit, pour chacune des deux éprouvettes, par l'indication d'un effort limite différent sur la machine de traction, plus élevé pour l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  que pour celui à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Ainsi, dans le cas de l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , le déplacement maximum atteint est plus important que pour l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , comme en témoignent les deux courbes du déplacement traverse de la Figure 3.10. Il faut donc s'attendre, dans le cas de l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , à des niveaux de déformation plus importants.

### 3.3.2 Données moyennes de déformation et de température

Les champs d'évolution de température depuis l'instant initial ainsi que les champs de déformation dans la direction de sollicitation sont d'abord moyennés sur la zone centrale commune de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  et tracés au cours du temps, en même temps que l'évolution de la contrainte nominale appliquée à l'échantillon. Les résultats pour les deux essais de traction monotone sont présentés sur la Figure 3.11.

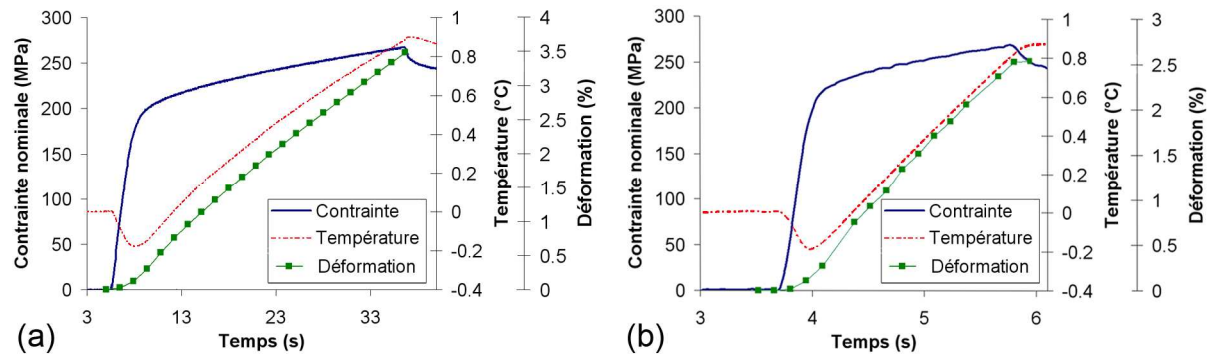


Figure 3.11. Évolutions temporelles de la contrainte nominale, des champs d'évolution de température depuis l'instant initial et de déformation dans la direction de sollicitation, moyennés sur la zone centrale d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  pour les tractions (a) à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et (b) à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

Comme indiqué dans le paragraphe précédent, les niveaux de déformation atteints dans le cas de l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (3,5%) sont plus élevés que dans le cas de celui à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$  (2,5%). Par ailleurs, la détermination de la limite d'élasticité à 0,2% donne une valeur de 200 MPa pour l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et de 223 MPa pour celui à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Ces valeurs permettent d'abord de constater la diminution de la résistance évoquée au paragraphe 2.3.2 suite à l'hypertrempe effectuée pour obtenir une croissance de la taille de grains. La limite élastique  $Re_{0,2\%}$  est en effet de 261 MPa pour le 316L standard. Ensuite, l'écart de valeur obtenu entre les deux essais met en évidence un effet de la vitesse de sollicitation sur le comportement du matériau, effet déjà relaté dans de précédents travaux [Mineur 2000].

Au début de chacun des deux essais, les résultats des évolutions thermiques moyennés sur la zone centrale d'étude mettent en évidence l'effet du couplage thermoélastique. Cet effet provoque une diminution de la température de l'échantillon lorsqu'il est soumis à une traction élastique et, inversement, une augmentation de sa température lorsqu'il est soumis à une compression élastique. En particulier, dans le cas de ces essais de traction monotone, une diminution linéaire de la température est observée pendant la partie élastique de la traction, entre les instants notés *a* et *b* sur l'exemple de la Figure 3.12, relatif à l'essai de traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . En fin de phase élastique, après l'instant *b*, alors que l'écrouissage débute, la température change progressivement de pente puis augmente tout au long de la phase plastique, soulignant ainsi le caractère dissipatif des mécanismes liés à l'écrouissage et à la plasticité. Enfin, à l'arrêt de la sollicitation à l'instant *c*, la température cesse d'augmenter, laissant place à un retour à l'équilibre.

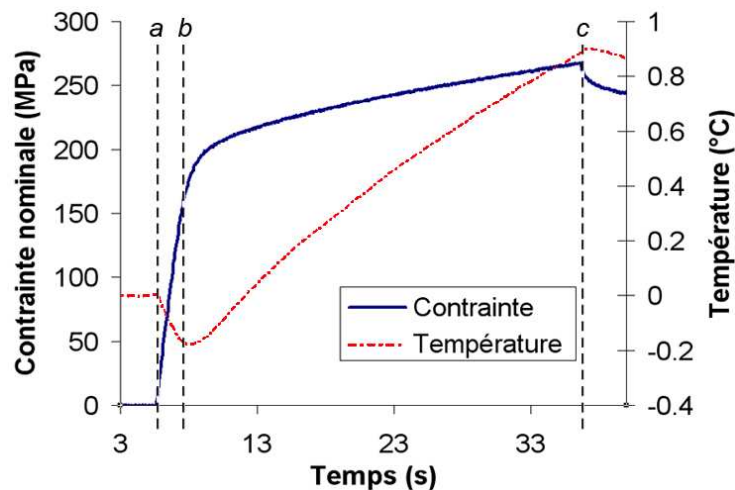


Figure 3.12. Mise en évidence du couplage thermoélastique puis de la dissipation dans le cas d'un essai de traction. Exemple de l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

### 3.3.3 Champs de déformation et de température

#### Essai de traction à $5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$

##### ➤ Choix des instants d'analyse

Pour l'essai de traction monotone à  $5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , différents instants ont été choisis pour l'étude des champs cinématiques et d'évolution de température :  $E_1$  et  $E_2$  respectivement en début et en fin du comportement global élastique, puis  $P_1$  et  $P_2$  alors que le comportement global est plastique. Ces instants d'analyse sont repérés sur la Figure 3.13.

La contrainte nominale appliquée à l'échantillon est de 84 MPa en  $E_1$ , 176 MPa en  $E_2$ , 215 MPa en  $P_1$  et 255 MPa en  $P_2$ .

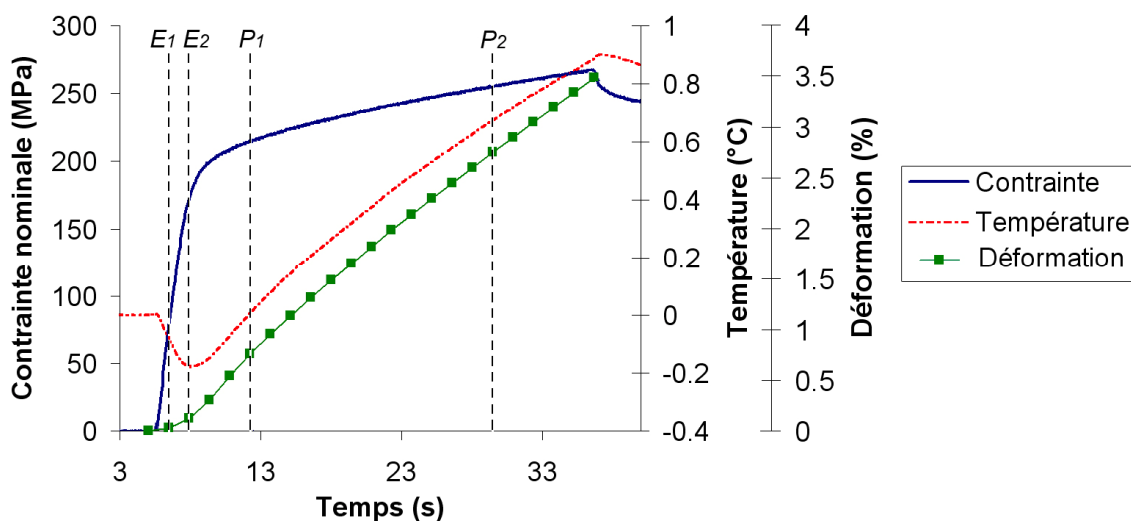


Figure 3.13. Repérage des instants d'analyse pour l'étude des champs cinématiques et d'évolution de température depuis l'état initial pour l'essai de traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

➤ *Champs de déplacement dans la direction de sollicitation*

Les données issues du calcul par corrélation, effectué avec CorreligD pour des paramètres  $(l, \delta) = (16, 16)$  pixels, permettent dans un premier temps de tracer, sur la Figure 3.14, les champs de déplacement dans la direction de sollicitation (horizontale sur les images) aux instants  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $P_1$  et  $P_2$ . Le calcul a été effectué sur l'intégralité des images optiques puis restreint a posteriori (de façon à éviter les effets de bord) à la zone centrale de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ , identique à celle qui sera exploitée en infrarouge. L'unité des résultats en déplacement est le pixel et doit être multipliée par 6,5 pour obtenir un résultat en micromètres.

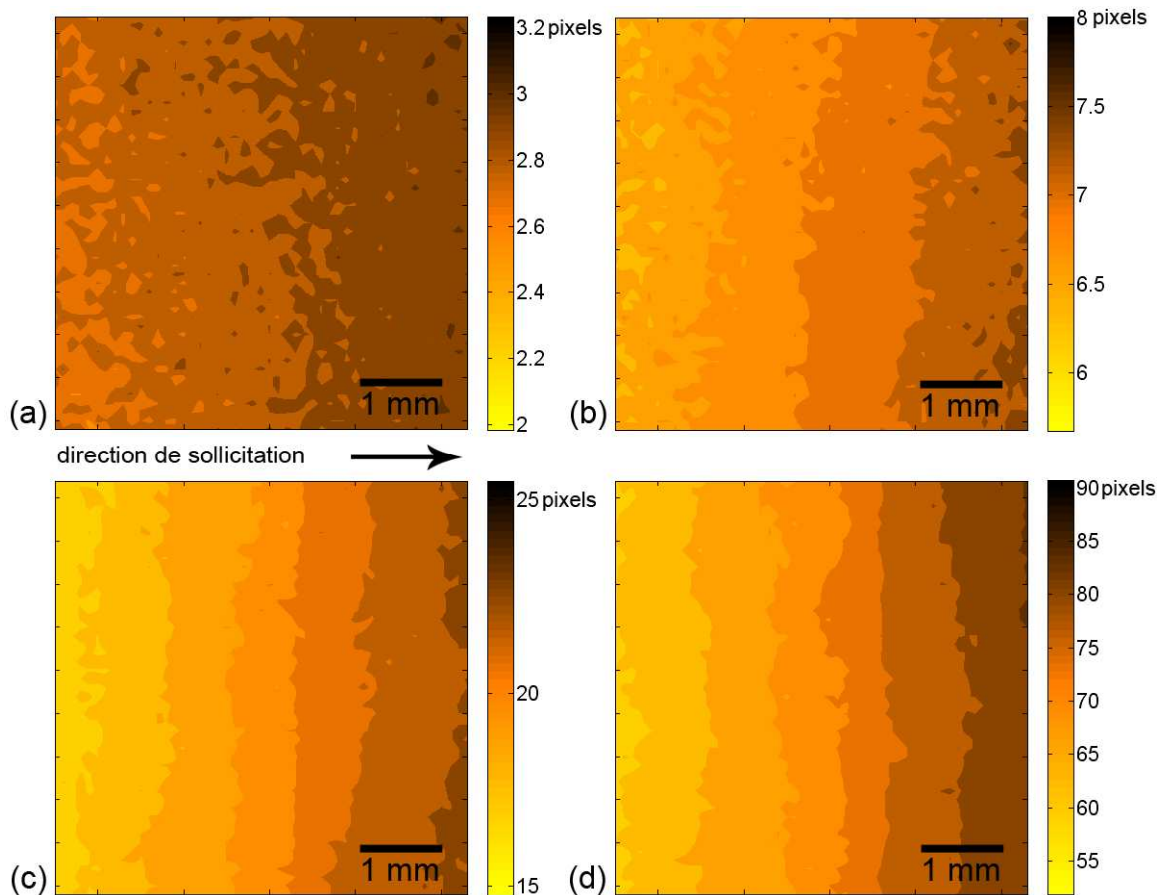


Figure 3.14. Essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Champs de déplacement dans la direction de sollicitation de la zone  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  aux instants (a)  $E_1$ , (b)  $E_2$ , (c)  $P_1$  et (d)  $P_2$ .

Sur les quatre champs de la Figure 3.14, un gradient apparaît de gauche à droite de l'image, c'est-à-dire du bas vers le haut de l'échantillon, ce qui est caractéristique du chargement uniaxial auquel est soumis l'échantillon. Les valeurs de déplacement sont plus faibles en bas de l'éprouvette qu'en haut, ce qui s'explique par le fait que le mors inférieur de la machine est fixe et que seul le mors supérieur est mobile.

De façon générale, les valeurs de déplacement augmentent d'un champ à l'autre, ce qui est en accord avec la déformation croissante appliquée à l'échantillon.

On remarquera par ailleurs, plus particulièrement pour les champs (c) et (d), que le gradient n'est pas uniforme sur la zone d'étude. Certaines bandes d'isovaleurs sont en effet moins larges que d'autres et correspondent à des gradients de déplacement plus élevés.

➤ *Champs de déformation dans la direction de sollicitation*

Les champs de déformation dans la direction de sollicitation obtenus par dérivation des champs de déplacement précédents sont présentés sur la Figure 3.15.

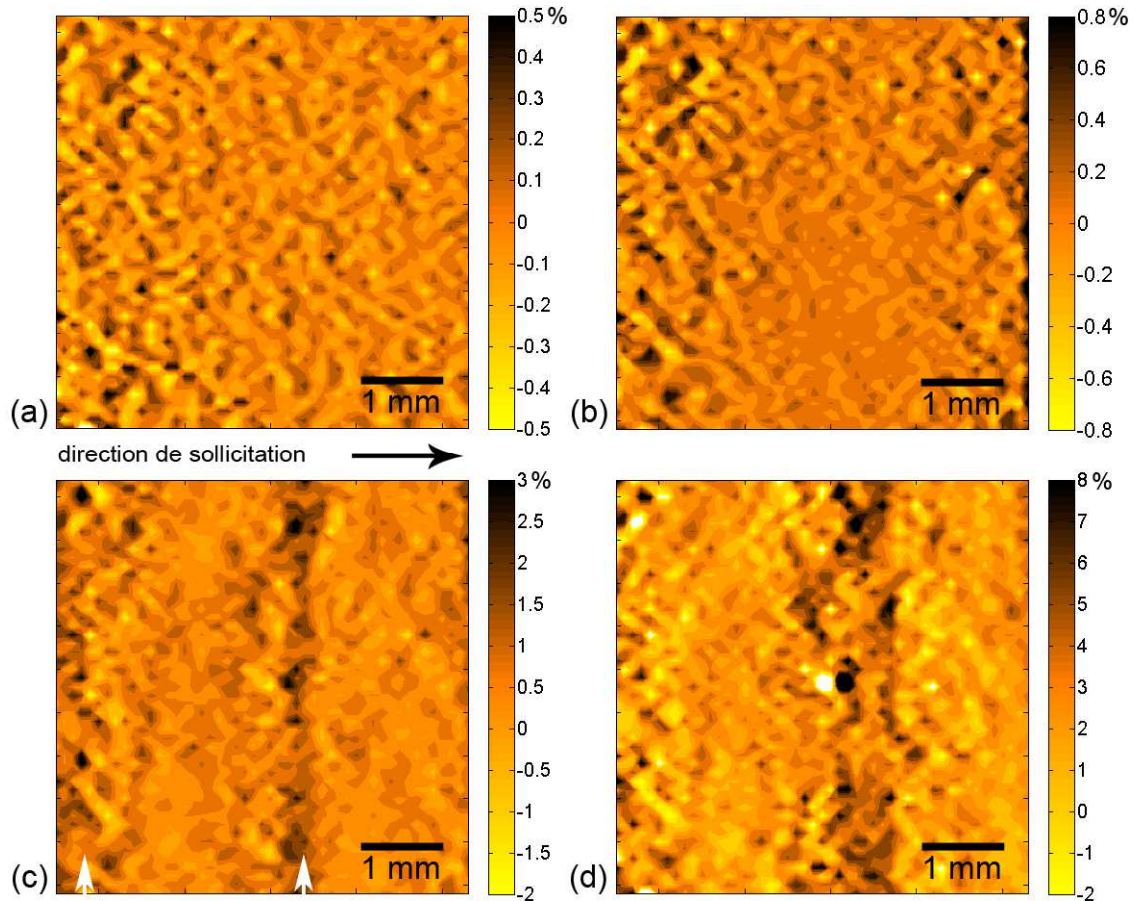


Figure 3.15. Essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Champs de déformation dans la direction de sollicitation de la zone de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  aux instants (a)  $E_1$ , (b)  $E_2$ , (c)  $P_1$  et (d)  $P_2$ . Les flèches indiquent les colonnes où apparaît un artefact numérique.

Les valeurs de déformation augmentent globalement d'un champ à l'autre, étant donné que la charge appliquée à l'échantillon est croissante. Elles sont en moyenne de 0,03, 0,12, 0,76 et 2,75% respectivement aux instants  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $P_1$  et  $P_2$ .

Chacun des champs présente un aspect hétérogène avec des gradients locaux d'autant plus marqués que la charge appliquée est importante. Toutefois, pour les instants  $E_1$  et  $E_2$  en élasticité (champs (a) et (b) de la Figure 3.15), une partie des valeurs de déformations se trouve dans l'incertitude existant sur le calcul. Il est donc difficile de conclure quant aux valeurs des gradients locaux pour ces deux champs. Il apparaît cependant des valeurs de déformations supérieures à 0,2%. Ceci met en évidence une apparition locale de la plasticité, bien que l'échantillon soit globalement sous chargement élastique. Ce phénomène s'explique par le fait que les grains du polycristal ne sont pas tous soumis à la même valeur de contrainte, comme l'indique la théorie présentée au paragraphe 1.5. Pour les instants  $P_1$  et  $P_2$  en plasticité (champs (c) et (d) de la Figure 3.15), les valeurs de déformation ne peuvent plus être confondues avec l'incertitude de mesure et les champs apparaissent clairement

hétérogènes avec des gradients locaux plus importants, soulignant à nouveau l'hétérogénéité de la déformation à l'échelle microstructurale.

Sur les quatre champs de la Figure 3.15, des valeurs négatives sont relevées, qui indiquent des zones en contraction locale, alors que l'échantillon est globalement soumis à une traction monotone. L'existence de grains en contraction sous chargement de traction a déjà été observée dans les travaux de El Bartali [El Bartali 2007]. Des cartographies de déformation à l'échelle des grains d'un acier austéno-ferritique, à l'issue du premier quart de cycle d'un chargement de traction-compression, présentent en effet des valeurs négatives dans la direction de sollicitation. Ce phénomène apparaît également numériquement dans le cadre de calculs d'agrégats polycristallins [Evrard 2008].

Une singularité apparaît au milieu du champ (d) de la Figure 3.15, il s'agit des zones circulaires blanche et noire situées côte à côte, correspondant chacune à des valeurs extrêmes de déformation. Cette singularité est d'ailleurs déjà présente dans une moindre mesure sur le champ (c). Pour déterminer si ces points singuliers correspondent à un gradient réel ou à un artefact de traitement, nous nous sommes appuyés sur les cartographies d'erreur fournies par le logiciel Correli. Le champ d'erreur relatif au champ (c), donné en niveau de gris (sur une dynamique de 1024 niveaux), est présenté sur la Figure 3.16. Cette cartographie d'erreur indique, dès l'instant  $P_I$ , que des erreurs importantes seront commises sur les déformations calculées au niveau de la zone entourée sur la Figure 3.16. Ces erreurs vont d'ailleurs être cumulées d'un champ à l'autre, puisque le calcul est effectué avec CorreliGD. Cette cartographie d'erreur permet donc d'identifier très tôt l'artefact ponctuel apparaissant sur le champ (d) de la Figure 3.15.

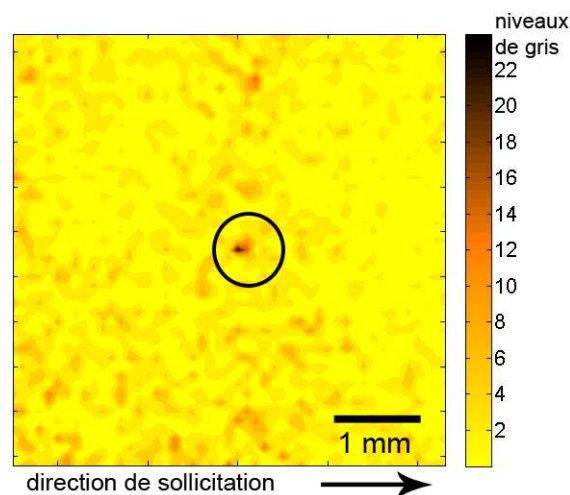


Figure 3.16. Cartographie d'erreur sur la zone de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  du champ de déformation (c) de la Figure 3.15 correspondant à l'instant  $P_I$  pour l'essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

L'erreur de corrélation au milieu des champs de déformation (c) et (d) de la Figure 3.15 est en fait due à une singularité présente sur le mouchetis. Cette singularité est indiquée par la flèche de la Figure 3.17, sur laquelle ont été superposés le champ de déformation (d) et l'image optique du mouchetis avant sollicitation. Cette tache blanche du mouchetis à la frontière des zones blanche et noire du champ de déformation couvre une zone d'environ  $10 \times 10$  pixels, ce qui est considérable au regard de la taille des ZOI de  $16 \times 16$  pixels, sur lesquelles sont calculés les déplacements et les déformations. Cette "tache accidentelle" perturbe donc largement le calcul, dans la mesure où il n'y a localement pas de dégradé de niveaux de gris.

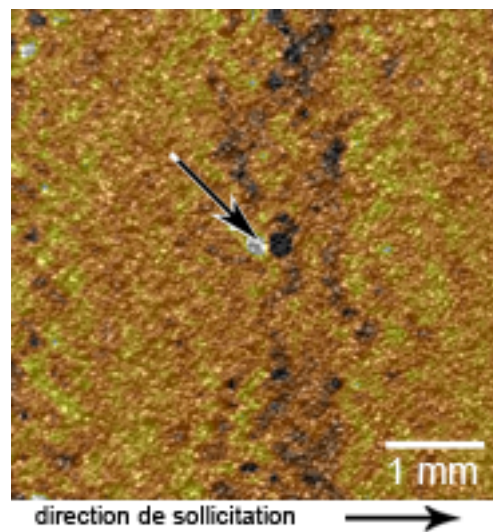


Figure 3.17. Superposition du champ de déformation (d) de la Figure 3.15 sur le mouchetis appliqué en surface de l'échantillon, pour la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ , dans le cas de l'essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . La flèche indique une tache blanche sur le mouchetis.

Ce problème d'artefact ponctuel met en évidence le fait que nous travaillons aux limites des outils disponibles. Le revêtement développé pour la mesure couplée est un compromis qui convient au mieux à chacune des deux méthodes. Pour la corrélation, sa finesse nous permet de faire un traitement avec des ZOI de  $16 \times 16$  pixels, mais tout accident lors de son application se traduit rapidement par des erreurs de calcul. Il serait certainement plus confortable de travailler avec des ZOI de  $32 \times 32$  pixels ; ceci permettrait en effet d'éviter ce genre de désagrément mais, cela se ferait au détriment de la résolution spatiale de mesure qui passerait de  $104 \times 104 \text{ }\mu\text{m}^2$  à  $208 \times 208 \text{ }\mu\text{m}^2$ . Aussi, dans l'état actuel des choses, le recoupement des informations, issues des cartographies d'erreur calculées dans Correli et de la superposition des champs avec le mouchetis, nous permet d'identifier ce genre de singularité pouvant provoquer un artefact ponctuel et perturber la corrélation, et donc les champs de déformation.

Par ailleurs, sur le champ (c) de la Figure 3.15, deux bandes verticales perpendiculaires à l'axe de sollicitation apparaissent sur le bord gauche et au centre de l'image (elles sont indiquées par des flèches). L'apparition de ces bandes est en accord avec les champs de déplacement de la Figure 3.14, pour lesquels des bandes d'isovaleurs étaient plus ou moins resserrées. Si la déformation est hétérogène au sein du polycristal, l'apparition de motifs de déformation sous forme de bandes est plus difficile à expliquer au premier abord d'un point de vue mécanique. Peut-être est-ce lié au procédé d'obtention du matériau, puisque les éprouvettes ont été prélevées dans le sens de laminage ou encore à un effet de la trempe à l'eau ? Ou est-ce un artefact numérique de traitement ? Si l'on se réfère à la cartographie d'erreur de la Figure 3.16, aucun motif sous forme de bande ne se dégage clairement, ce qui infirmerait l'hypothèse selon laquelle les bandes observées sur les champs de déformation pourraient être liées à un artefact de traitement. Toutefois ces bandes peuvent apparaître sur un champ  $N$  de façon soudaine, puis persister au champ  $N+1$  suivant, dans la mesure où le calcul est fait avec CorreliGD. Pour identifier la nature de cette bande, le calcul de corrélation est renouvelé en ignorant l'image  $N$  ayant servi à calculer le champ  $N$  où est apparue la bande, de façon à calculer directement le champ  $N+1$ . Si la bande persiste sur le champ  $N+1$  dans le nouveau calcul, alors il s'agit d'une information physique, sinon, il s'agit d'un artefact numérique. Les résultats



du calcul de corrélation pour le champ de déformation  $N+1$  avec et sans prise en compte de l'image  $N$  sont présentés sur la Figure 3.18.

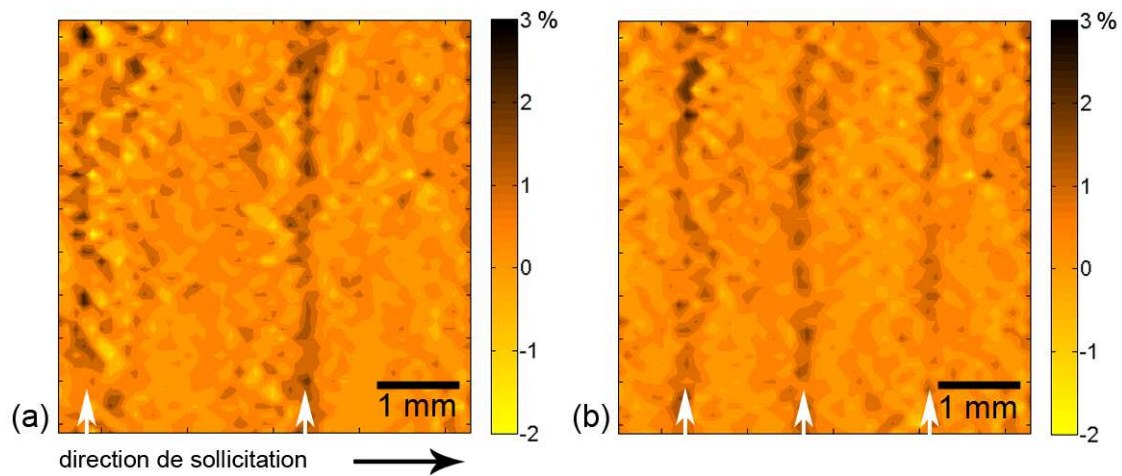


Figure 3.18. Champ de déformation  $N+1$  obtenu (a) avec prise en compte du champ  $N$  où est apparue la première bande et (b) sans prise en compte de ce champ  $N$ . Les bandes sont indiquées par des flèches.

Les deux bandes, indiquées par des flèches sur la Figure 3.18a, apparues au champ  $N$  et se trouvant également au champ  $N+1$  suivant dans le calcul original, ne se retrouvent pas sur le champ  $N+1$  dans le nouveau calcul. De plus, trois bandes différentes, indiquées par des flèches sur la Figure 3.18b, apparaissent lors de ce nouveau calcul. Les bandes observées sur le champ (c) de la Figure 3.15 sont donc des artefacts numériques. De telles bandes présentent de façon soudaine des valeurs de déformation plus élevées sur un champ, valeurs qui persistent sur les champs suivants, mais deviennent moins visibles lorsque la déformation globale augmente. Ces bandes n'étant pas discernables sur les cartographies d'erreur, elles peuvent être décelées en observant attentivement la succession des champs de déformation au cours d'un essai et en effectuant des calculs de corrélation complémentaires, comme ci-dessus. Dans l'ensemble du manuscrit, les bandes provenant d'artefacts numériques sont signalées par des flèches verticales de même type que celles de la Figure 3.18. La présence de ces bandes sur un champ nous prive évidemment de toute information sur les colonnes concernées et les solutions envisagées concernant ce problème seront abordées au paragraphe 3.9.

#### ➤ *Champs d'évolution de température depuis l'état initial*

Les champs de température correspondant aux évolutions de température entre l'état initial et les instants  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $P_1$  et  $P_2$  sont présentés sur la Figure 3.19. Ces champs sont obtenus d'après les films bruts, suite aux traitements présentés au début de ce chapitre, et les bad pixels sont repérés grâce aux croix. La zone d'étude est réduite a posteriori à la même zone centrale de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  que celle exploitée pour les champs cinématiques. Sur ces champs, quelques points noirs apparaissent très localement. Il s'agit d'erreurs ponctuelles dues aux non-uniformités locales du revêtement qui restent visibles malgré les traitements effectués pour les lisser.

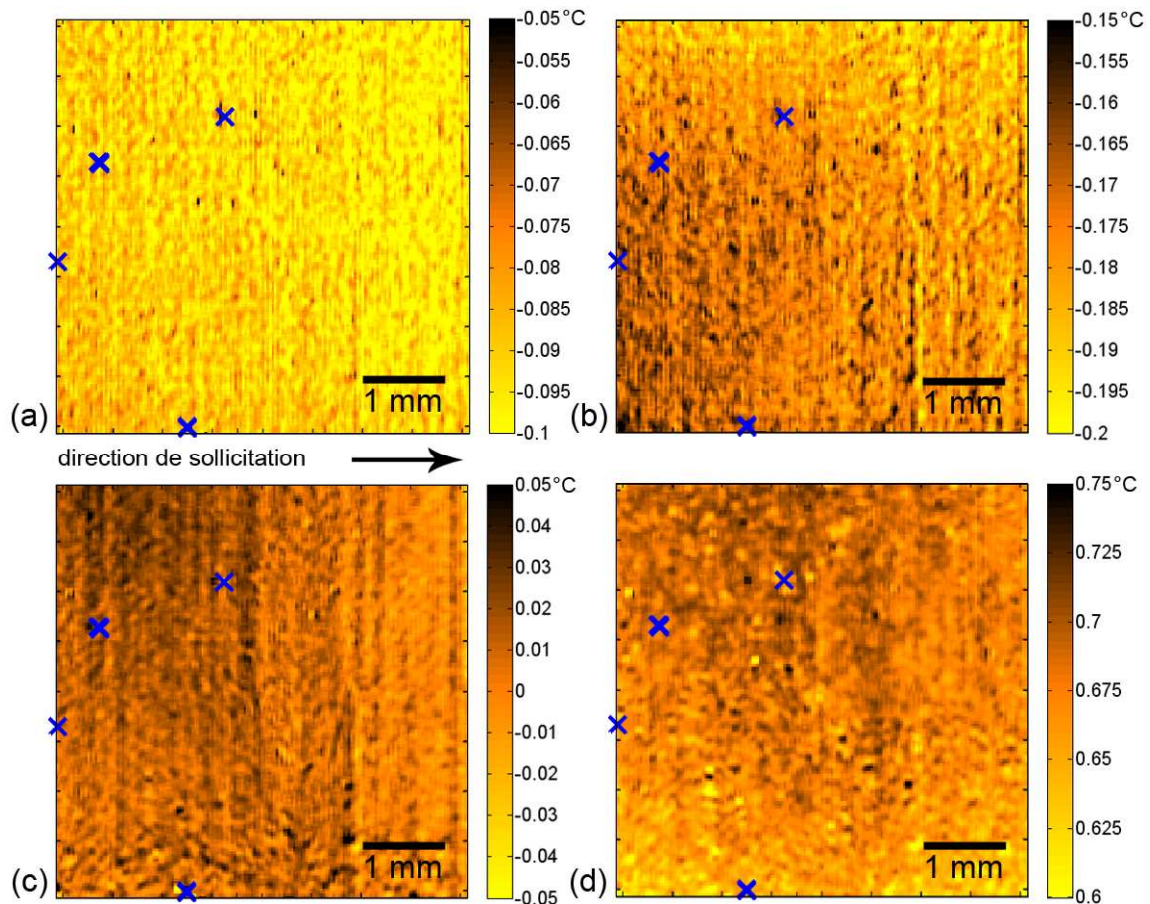


Figure 3.19. Essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Champs d'évolution de température depuis l'état initial de la zone de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  aux instants (a)  $E_1$ , (b)  $E_2$ , (c)  $P_1$  et (d)  $P_2$ . Les croix indiquent les bad pixels.

Les valeurs moyennes des évolutions de températures sont de  $-0,092$ ,  $-0,177$ ,  $0,009$  et  $0,675 \text{ °C}$  respectivement pour les champs  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $P_1$  et  $P_2$ . On retrouve sur ces champs le comportement thermoélastique lié au chargement appliqué, comme il a été expliqué au paragraphe 3.3.2 concernant les évolutions moyennes de la Figure 3.11.

Les champs des évolutions thermiques (a) et (b) de la Figure 3.19 ne présentent que des valeurs négatives. Ils traduisent le refroidissement de l'échantillon dû à l'effet du couplage thermoélastique, alors que l'échantillon est globalement sous chargement de traction élastique. Ces deux champs mettent également en évidence l'aspect hétérogène de ce refroidissement.

Le champ (c), dont l'évolution moyenne par rapport à l'état initial est de  $9 \text{ mK}$ , c'est-à-dire quasi-nulle, met également en lumière l'aspect hétérogène de la température au sein du polycristal. Certaines zones présentent encore à cet instant une diminution de température par rapport à l'état initial, tandis que d'autres présentent une augmentation. L'élévation de température par rapport au champ (b) précédent est liée à une dissipation d'énergie, elle est donc le signe d'une apparition de la plasticité qui provoque un réchauffement de l'échantillon. L'hétérogénéité des valeurs signifie qu'en début de plasticité les grains ne sont pas soumis aux mêmes déformations, puisqu'ils ne dissipent pas tous de la même façon.

Le champ (d) ne présente que des valeurs positives. A cet instant avancé au sein du comportement global plastique, tous les grains sont en régime dissipatif élevé, ce qui indique qu'une plasticité importante s'est généralisée à l'ensemble des grains du polycristal. L'aspect hétérogène de ce champ d'évolution thermique indique toutefois que les grains ne dissipent pas tous la même énergie, signifiant qu'ils n'ont pas tous atteint le même niveau de plasticité.

Les champs des évolutions thermiques depuis l'état initial présentent tous un aspect hétérogène, conséquence d'un état de déformation également hétérogène. Toutefois, les hétérogénéités observables sur les champs d'évolution de température de la Figure 3.19 sont moins marquées que celles des champs de déformation de la Figure 3.15, en raison du phénomène de diffusion thermique. Il est à ce stade très difficile d'établir un lien direct entre des champs de déformation et les champs d'évolution de température correspondant aux instants  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $P_1$  et  $P_2$ .

### Essai de traction à $5.10^{-3} \text{s}^{-1}$

#### ➤ Choix des instants d'analyse

Pour ce second essai de traction monotone, réalisé à une vitesse de déformation de  $5.10^{-3} \text{s}^{-1}$ , les instants choisis pour l'étude des champs cinématiques et des évolutions de température sont indiqués sur la Figure 3.20. Il s'agit de  $E_1'$  et  $E_2'$  situés respectivement en début et en fin du comportement global élastique, puis de  $P_1'$  et  $P_2'$  correspondant à un comportement global plastique.

La contrainte nominale appliquée à l'échantillon est de 59 MPa en  $E_1'$ , 174 MPa en  $E_2'$ , 236 MPa en  $P_1'$  et de 263 MPa en  $P_2'$ .

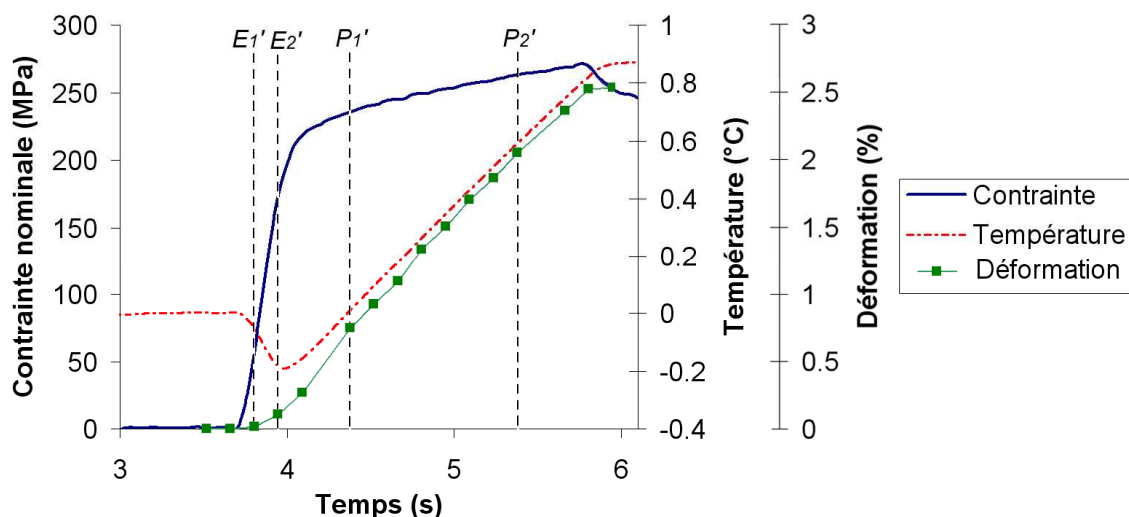


Figure 3.20. Repérage des instants d'analyse pour l'étude des champs cinématiques et de température pour l'essai de traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{s}^{-1}$ .

➤ *Champs de déplacement dans la direction de sollicitation*

Les calculs de corrélation sont effectués avec CorreliGD pour des paramètres  $(l, \delta) = (16, 16)$  pixels. Les champs de déplacement obtenus dans la direction de sollicitation sont tracés aux instants  $E_1'$ ,  $E_2'$ ,  $P_1'$  et  $P_2'$  sur la Figure 3.21. L'unité des résultats est le pixel (l'équivalence en micromètres s'obtient en multipliant les résultats par 6,5).

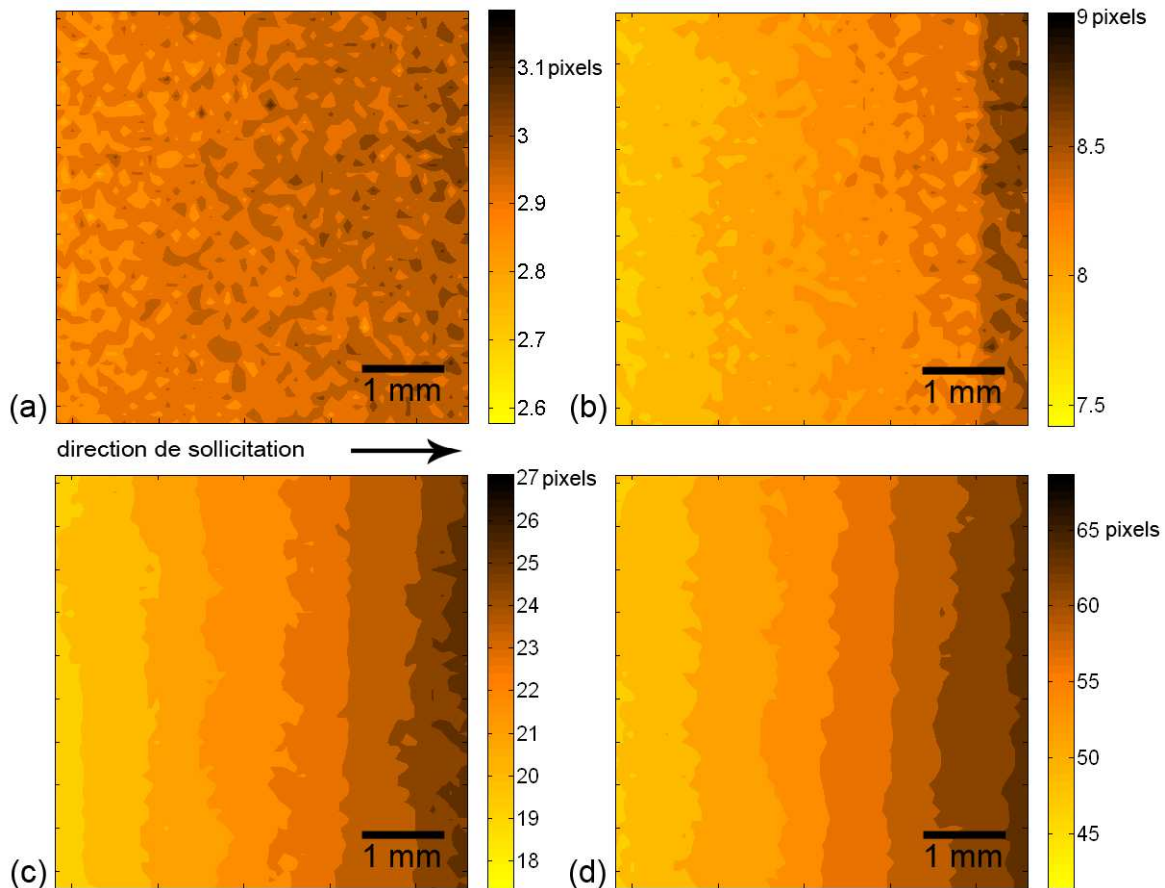


Figure 3.21. Essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Champs de déplacement dans la direction de sollicitation de la zone  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  aux instants (a)  $E_1'$ , (b)  $E_2'$ , (c)  $P_1'$  et (d)  $P_2'$ .

Sur les champs de déplacement de la Figure 3.21, on retrouve le même type de gradient caractéristique d'un chargement uniaxial que celui apparaissant sur la Figure 3.14 pour l'essai à vitesse plus lente.

Globalement, les valeurs de déplacement augmentent d'un champ à l'autre mais sont finalement moins élevées en  $P_2'$  qu'en  $P_2$ , dans la mesure où le déplacement imposé à l'échantillon est plus faible dans le cas de cet essai à  $5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Ceci est dû au fait que les charges limites imposées sont différentes pour les deux essais (cf. paragraphe 3.3.1).

Dans le cas de cet essai, certaines bandes d'isovaleurs de déplacement sont à nouveau plus resserrées que d'autres, et ce dès l'instant  $E_2'$  (à droite du champ (b)), mais aussi aux instants  $P_1'$  et  $P_2'$ .

➤ *Champs de déformation dans la direction de sollicitation*

Les champs de déformation dans la direction de sollicitation, obtenus par dérivation des champs de déplacement précédents, sont présentés sur la Figure 3.22 aux instants  $E_1'$ ,  $E_2'$ ,  $P_1'$  et  $P_2'$ .

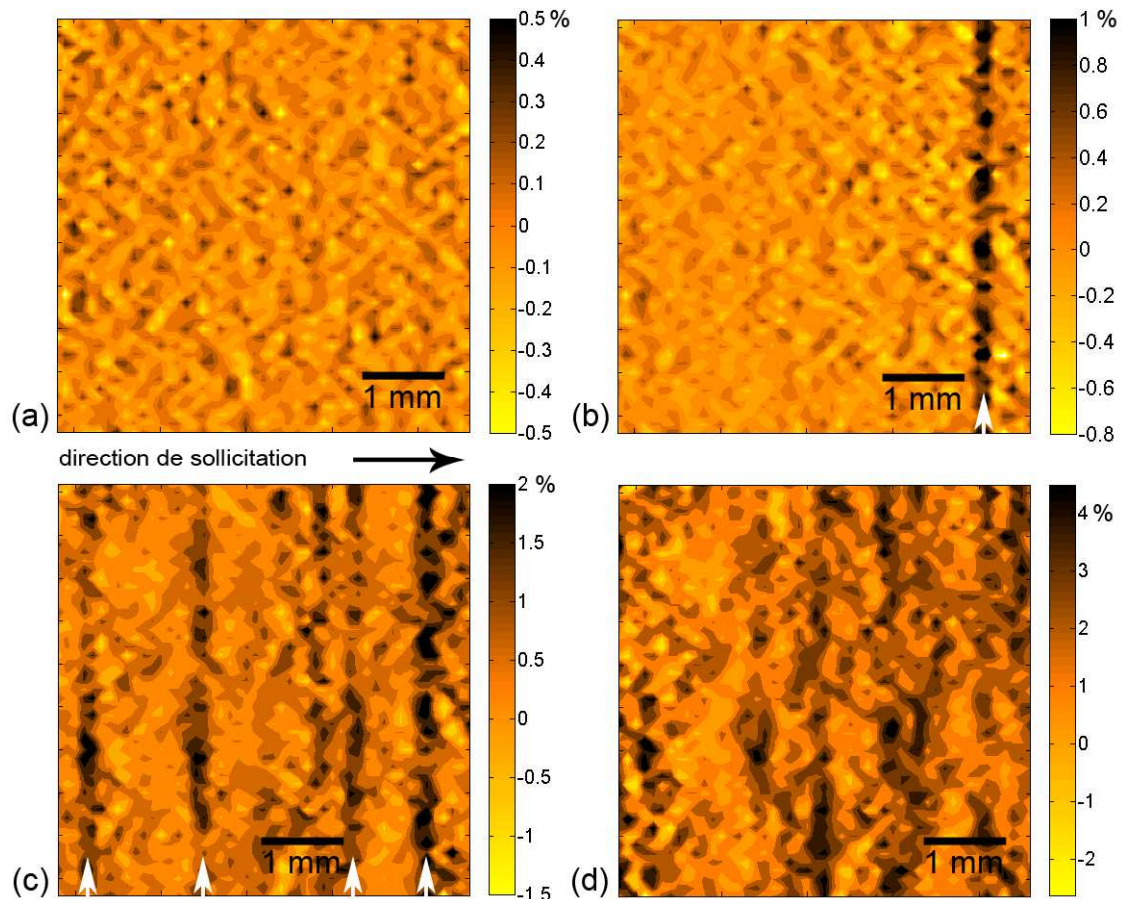


Figure 3.22. Essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Champs de déformation dans la direction de sollicitation de la zone  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  aux instants (a)  $E_1'$ , (b)  $E_2'$ , (c)  $P_1'$  et (d)  $P_2'$ .

Les flèches indiquent les colonnes où apparaît un artefact numérique.

Au cours de cette sollicitation de traction monotone, la déformation dans la direction de sollicitation croît d'un champ à l'autre. Les valeurs de déformation moyenne sont en effet de 0,01, 0,1, 0,75 et 2,05%, respectivement aux instants  $E_1'$ ,  $E_2'$ ,  $P_1'$  et  $P_2'$ .

Le phénomène de bandes verticales apparaît à nouveau sur les champs de déformation de cet essai. Une en particulier se détache clairement à droite du champ (b) et quatre sont présentes sur le champ (c). Leur apparition est à rapprocher du fait que des bandes d'isovaleurs sont plus resserrées sur le champ de déplacement correspondant de la Figure 3.21. L'étude des champs d'erreur ne fait, quant à elle, pas non plus apparaître d'erreur particulière sous la forme de bandes. L'identification de ces bandes en tant qu'artefact numérique a donc été réalisée de la même façon que pour l'essai précédent.

Les quatre champs de la Figure 3.22 ont un aspect hétérogène, les gradients locaux étant d'autant plus marqués que le niveau de chargement augmente. Pour les champs (a) et (b), des valeurs de déformation supérieures à 0,2% suggèrent à nouveau l'apparition d'une plasticité

localisée à l'échelle microstructurale, qui s'intensifie en  $E_2'$ , alors que l'échantillon est encore globalement dans le domaine élastique. Aux instants  $P_1'$  et  $P_2'$  (champs (c) et (d)), abstraction faite des colonnes où un artefact numérique apparaît, la déformation s'intensifie et de nombreux grains plastifient, tout en présentant des valeurs très différentes de déformation.

Lors de cet essai, des valeurs négatives sont encore présentes sur les champs étudiés, confirmant l'observation faite pour l'essai à  $5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  sur les champs de déformation de la Figure 3.15. Il y a donc aussi pour cette traction monotone des grains en contraction au sein du polycristal.

➤ *Champs d'évolution de température depuis l'état initial*

Les champs d'évolution de température entre l'état initial et les instants  $E_1'$ ,  $E_2'$ ,  $P_1'$  et  $P_2'$  sont présentés sur la Figure 3.23, pour la zone centrale d'étude  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  ; les croix correspondent aux bad pixels. Sur ces champs, les points noirs apparaissant très localement sont des erreurs résiduelles, dues aux non-uniformités locales du revêtement.

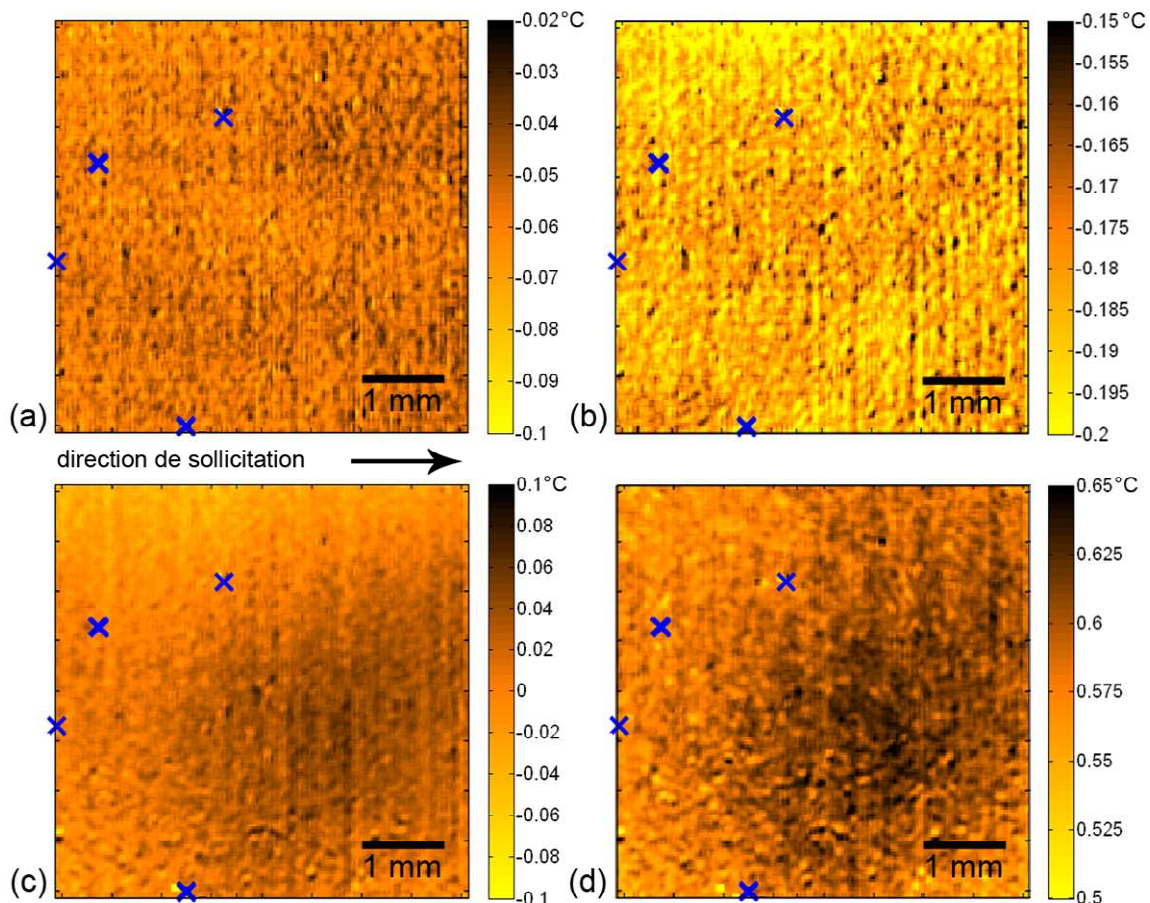


Figure 3.23. Essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Champs d'évolution de température depuis l'état initial de la zone de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  aux instants (a)  $E_1'$ , (b)  $E_2'$ , (c)  $P_1'$  et (d)  $P_2'$ .

Les croix indiquent les bad pixels.

Les valeurs moyennes des évolutions de température depuis l'état initial sont de -0,056, -0,184, 0,012 et 0,592 °C, respectivement pour les instants  $E_1'$ ,  $E_2'$ ,  $P_1'$  et  $P_2'$ . La diminution en  $E_1'$  et  $E_2'$ , puis l'augmentation en  $P_1'$  et  $P_2'$ , sont bien en accord avec le chargement de traction monotone appliqué à l'échantillon.

Les champs (a) et (b) de la Figure 3.23 montrent une diminution générale de la température, due à l'effet de couplage thermoélastique, diminution qui n'est toutefois pas homogène au sein du polycristal. Alors que l'écroutissage débute à l'instant  $P_1'$ , le champ (c) présente des valeurs d'évolution négatives et positives. Ce réchauffement plus ou moins important au sein de la zone utile est le signe d'une dissipation thermique, qui marque l'existence d'une plasticité hétérogène au sein du polycristal. Une zone en particulier (zone foncée sur le champ (c) de la Figure 3.23) semble dissiper de façon plus intense. A l'instant  $P_2'$ , correspondant au champ (d), l'ensemble des grains est en régime dissipatif, puisque la variation de température depuis l'état initial est positive. Cette dissipation est hétérogène au sein de la zone d'étude, mais semble à nouveau plus intense au niveau de la même zone que pour le champ précédent. Ceci indiquerait donc que les grains du polycristal situés au niveau de cette zone sont soumis à des niveaux de déformation plastique plus élevés.

De la même façon que pour l'essai précédent, les champs thermiques sont hétérogènes. La concentration de la dissipation au niveau d'une zone centrale peut être rapprochée du champ de déformation (d) de la Figure 3.22, où la plasticité semble plus élevée au centre de la zone d'étude. Néanmoins il reste délicat, même dans le cadre de cet essai, mené à une vitesse de déformation plus élevée d'une décade, d'établir un lien direct évident entre des champs de déformation et les champs d'évolution de température aux instants  $E_1'$ ,  $E_2'$ ,  $P_1'$  et  $P_2'$ .

### 3.3.4 Micrographies après sollicitation

Après chacun des essais de traction, le revêtement a été enlevé en plongeant les éprouvettes dans un bain d'alcool, puis d'acétone aux ultrasons. Elles sont ensuite directement observées au microscope optique et les micrographies obtenues sont présentées sur la Figure 3.24 et la Figure 3.25.

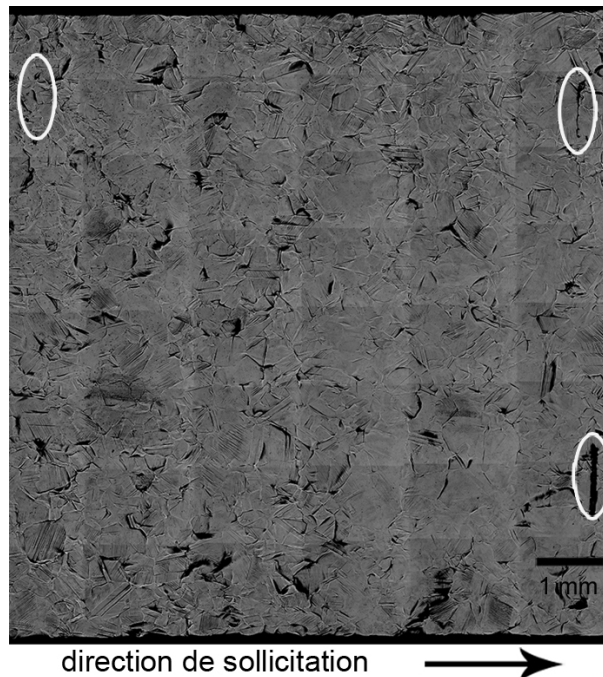


Figure 3.24. Observation au microscope optique de l'échantillon après sollicitation de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Les marques servant au repérage se trouvent dans les zones encerclées.

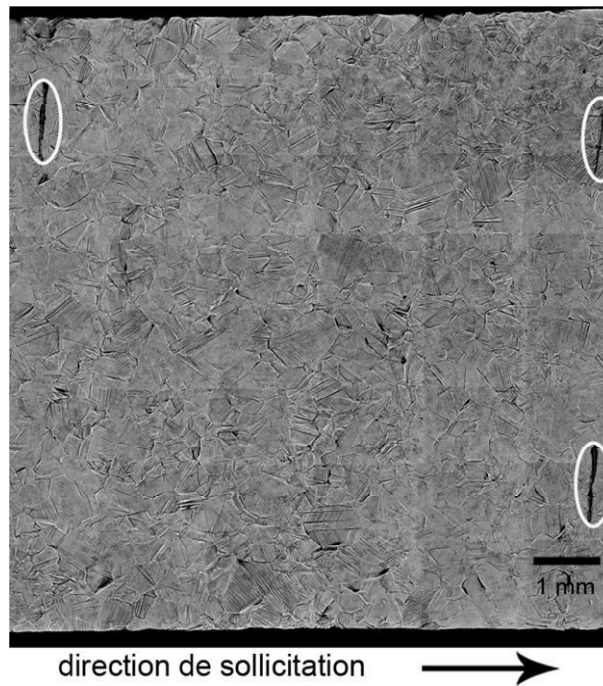


Figure 3.25. Observation au microscope optique de l'échantillon après sollicitation de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Les marques servant au repérage se trouvent dans les zones encadrées.

Chacune des deux micrographies précédentes est ensuite ramenée à la zone d'étude centrale de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  (Figure 3.26).

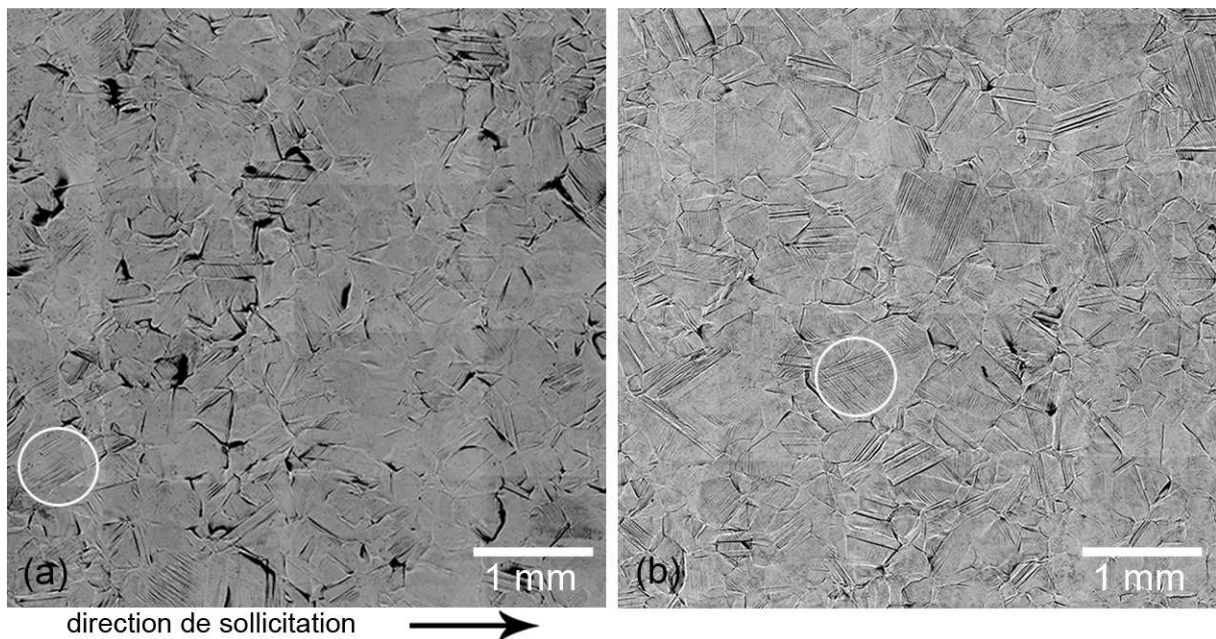


Figure 3.26. Microstructure après déformation ramenée à la zone centrale d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  pour l'essai de traction monotone (a) à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et (b) à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Un exemple de glissement multiple est encadré sur chacune des micrographies.



Ces micrographies après déformation soulignent le caractère hétérogène de la déformation qu'ont subie les éprouvettes. Certains grains présentent des lignes de glissement très prononcées, traces du glissement plastique. Du glissement multiple est même visible sur certains grains (exemple dans les zones encadrées de la Figure 3.26). D'autres grains, en revanche, présentent des lignes moins marquées, tandis que d'autres encore semblent, tout au moins à l'échelle d'observation, quasiment exempts de marques de glissement. Le fait que les joints de grains soient visibles est caractéristique du phénomène de déchaussement de grains (dû à la rotation du réseau cristallin). Par ailleurs, si la déformation est hétérogène d'un grain à l'autre, on peut également remarquer des agglomérats de grains voisins qui se distinguent par l'absence ou la présence de traces de glissement, donnant un aspect hétérogène par zone, signe d'un effet de texture.

### 3.4 Analyse des résultats

On se propose, après avoir décrit les résultats, de présenter quelques éléments d'analyse et d'interprétation.

#### 3.4.1 Étude statistique des données de déformation dans la direction de sollicitation

Les histogrammes de distribution des déformations dans la direction de sollicitation pour la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  sont présentés sur la Figure 3.27 pour l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et sur la Figure 3.28 pour celui à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

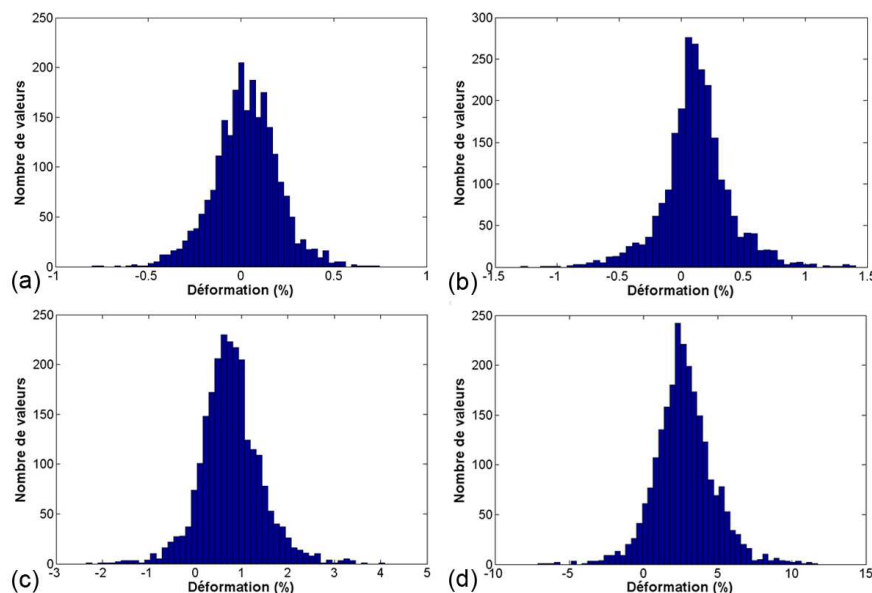


Figure 3.27. Essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Histogrammes de répartition des déformations dans la direction de sollicitation sur la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  aux instants (a)  $E_1$ , (b)  $E_2$ , (c)  $P_1$  et (d)  $P_2$ .

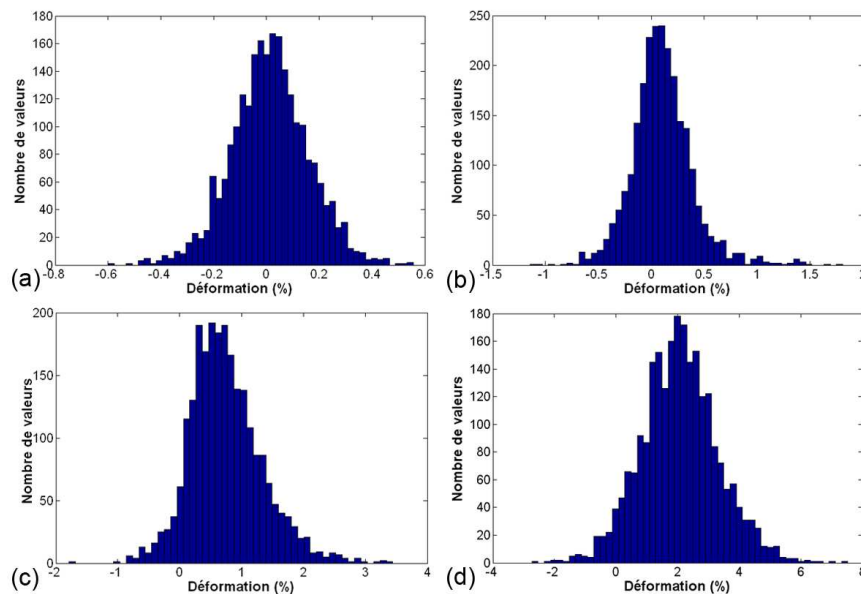


Figure 3.28. Essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

Histogrammes de répartition des déformations dans la direction de sollicitation sur la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  aux instants (a)  $E_1'$ , (b)  $E_2'$ , (c)  $P_1'$  et (d)  $P_2'$ .

Pour les deux essais de traction, la moyenne augmente pour chaque distribution (a), (b), (c) puis (d), comme indiqué au paragraphe 3.3.3. Sur la Figure 3.27 et la Figure 3.28, les distributions (a) et (b), correspondant aux instants en élasticité, présentent des répartitions assez importantes de valeurs négatives comparées aux valeurs positives. Ceci signifie que, lorsque l'échantillon est globalement dans un état élastique, un grand nombre des grains du polycristal subissent une contraction. En revanche, d'après les distributions (c) et (d) de la Figure 3.27 et de la Figure 3.28, lorsque l'échantillon est globalement en plasticité, la part des grains en contraction diminue largement face à la part des grains en dilatation. L'existence de ces grains en contraction peut s'expliquer de la façon suivante. La contrainte à laquelle est soumis un grain au sein d'un polycristal dépend de son orientation, mais aussi de l'influence des grains voisins [Jaoul 1965, Sauzay 2006], influence d'autant plus marquée que ce grain est petit comparé à ses voisins. Aussi, il se peut que certains grains se trouvent en contraction, alors que d'autres se dilatent. La présence de contraintes résiduelles, liées à l'élaboration du matériau, peut également contribuer à la présence de grains en contraction sous chargement de traction, mais l'hypertrempe effectuée sur notre matériau a, en théorie, permis de les relaxer.

Par ailleurs, pour évaluer la dispersion des valeurs de déformation au sein de la zone d'étude, les rapports écart-type sur moyenne ont été calculés pour chaque champ de déformation. Les valeurs pour les deux essais de traction sont présentées sur la Figure 3.29 et mettent en évidence une nette diminution du rapport écart-type sur moyenne durant la partie élastique du chargement, puis une stabilisation dans la partie plastique. Ainsi, quel que soit l'état de déformation globale auquel est soumis l'échantillon, les déformations sont hétérogènes à l'échelle des grains du polycristal, mais les valeurs de déformation locale présentent une dispersion relative beaucoup plus importante lorsque la déformation globale est élastique que lorsqu'elle est plastique. Les réorientations des cristaux, nécessaires pour assurer la compatibilité des déformations et qui mettent en action d'autres systèmes de glissement que les systèmes initialement activés, sont responsables de cette "homogénéisation" de la déformation en plasticité généralisée [Lemaitre et Chaboche 1988].

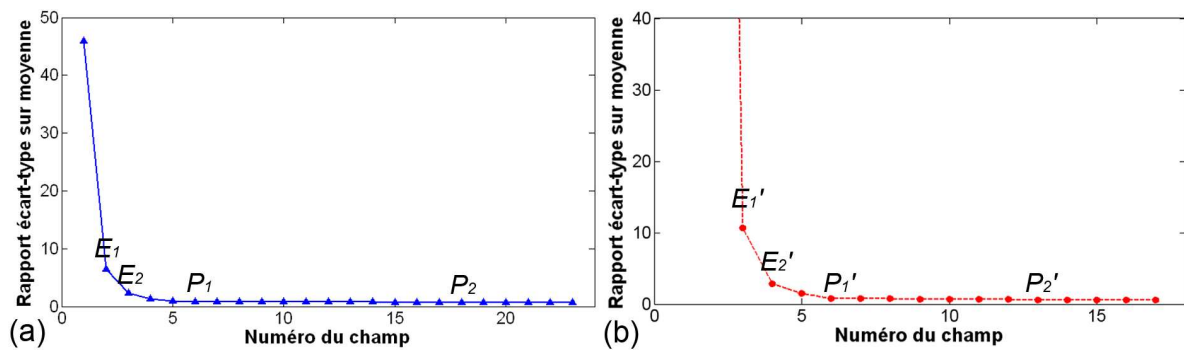


Figure 3.29. Calcul du rapport écart-type sur moyenne des distributions de déformation dans la direction de sollicitation pour chaque champ dans le cas de la traction monotone (a) à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et (b) à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

### 3.4.2 Lien avec la microstructure

#### Cas des champs de déformation dans la direction de sollicitation

Pour comparer les champs de valeurs de déformation aux manifestations physiques de celle-ci, les champs de déformation dans la direction de sollicitation aux instants  $P_2$  et  $P_2'$  (champs (d) de la Figure 3.15 et de la Figure 3.22) sont superposés à la microstructure ramenée à la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  de l'échantillon correspondant (Figure 3.26a et b). Les résultats sont présentés sur la Figure 3.30 pour l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et sur la Figure 3.31 pour celui à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

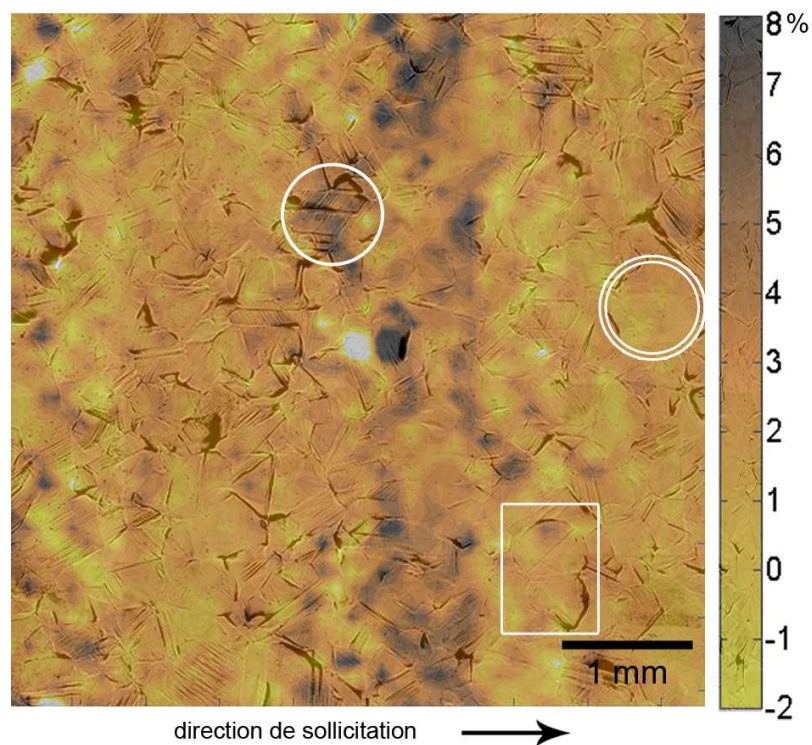


Figure 3.30. Essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Superposition de la microstructure au champ de déformation à l'instant  $P_2$  sur la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . La zone encerclée (resp. doublement encerclée) montre un grain fortement (resp. faiblement) marqué. La zone encadrée met en évidence l'hétérogénéité de la déformation au sein d'un grain.

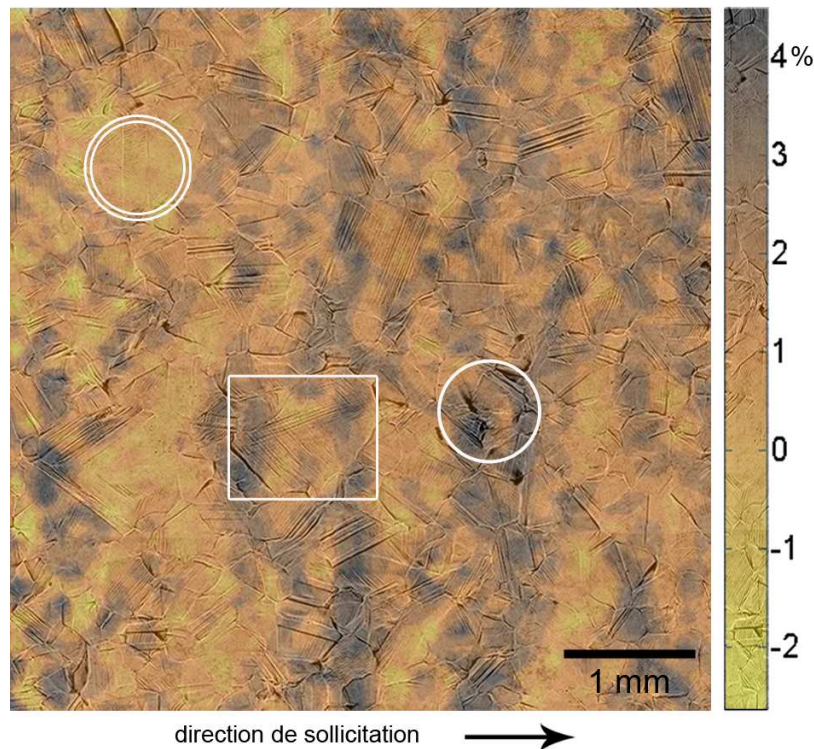


Figure 3.31. Essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Superposition de la microstructure au champ de déformation à l'instant  $P_2'$  sur la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . La zone encerclée (resp. doublement encerclée) montre un grain fortement (resp. faiblement) marqué. La zone encadrée met en évidence l'hétérogénéité de la déformation au sein d'un grain.

Les superpositions effectuées mettent en évidence que les zones soumises aux hauts niveaux de déformation correspondent aux grains qui présentent des traces de glissement importantes et nettement visibles (zones encerclées). En particulier, les déformations les plus élevées se trouvent soit sur des zones où les joints de grains sont très fortement marqués et donc où une rotation de réseau a eu lieu, soit sur des macles. Les zones présentant de plus faibles niveaux de déformations correspondent, quant à elles, à des grains peu marqués par les lignes de glissement (zones doublement encerclées). L'existence d'une relation entre la microstructure après déformation et le champ de déformation à un instant de plasticité avancée est due au fait que ce champ de déformation reflète l'histoire de la déformation de l'échantillon. Le champ de déformation dans la direction de sollicitation à un instant donné correspond à la somme des incréments de déformation subis par l'échantillon au cours de la sollicitation, et il en est de même pour la microstructure. Par ailleurs, la déformation au sein d'un grain n'est pas homogène. Ceci est particulièrement visible dans la zone encadrée de la Figure 3.31 où un grain présente du glissement multiple. Elle dépend également de l'interaction avec les grains voisins. On peut en effet distinguer, dans la zone encadrée sur la Figure 3.30, une intensification de la déformation en bordure de grain.

#### **Cas des champs d'évolution de température depuis l'état initial**

Le même principe de superposition est maintenant appliqué au champ d'évolution de température. Les champs thermiques aux instants  $P_2$  et  $P_2'$  (champs (d) de la Figure 3.19 et de la Figure 3.23) sont superposés à la microstructure ramenée à la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  de l'échantillon correspondant (Figure 3.26a et b). Les résultats sont présentés sur la Figure 3.32 pour l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et sur la Figure 3.33 pour celui à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

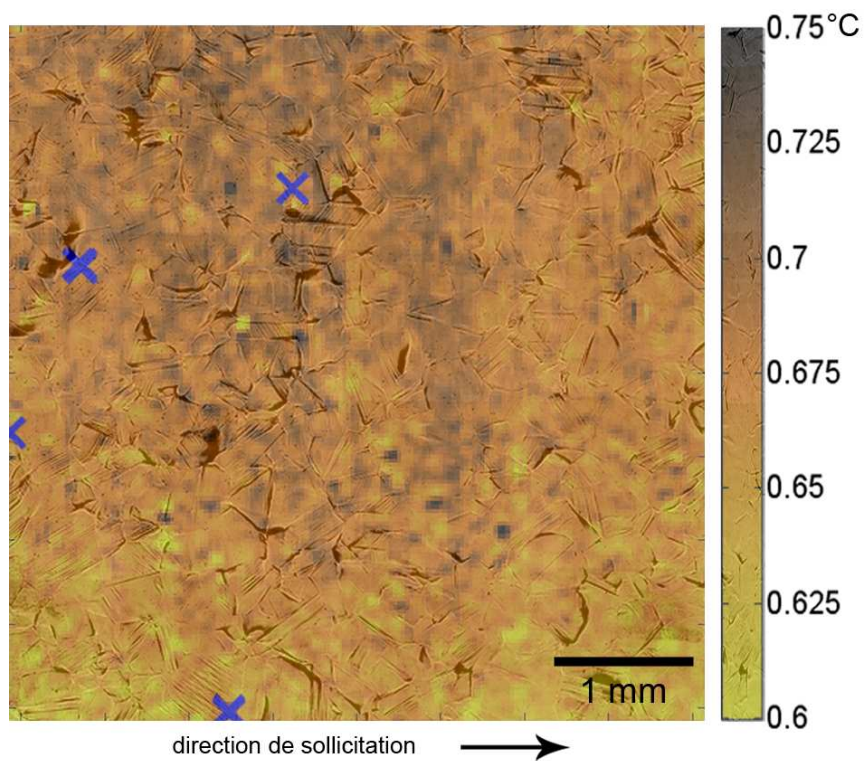


Figure 3.32. Essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Superposition de la microstructure au champ d'évolution de température à l'instant  $P_2$  sur la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ .  
Les croix indiquent les bad pixels.

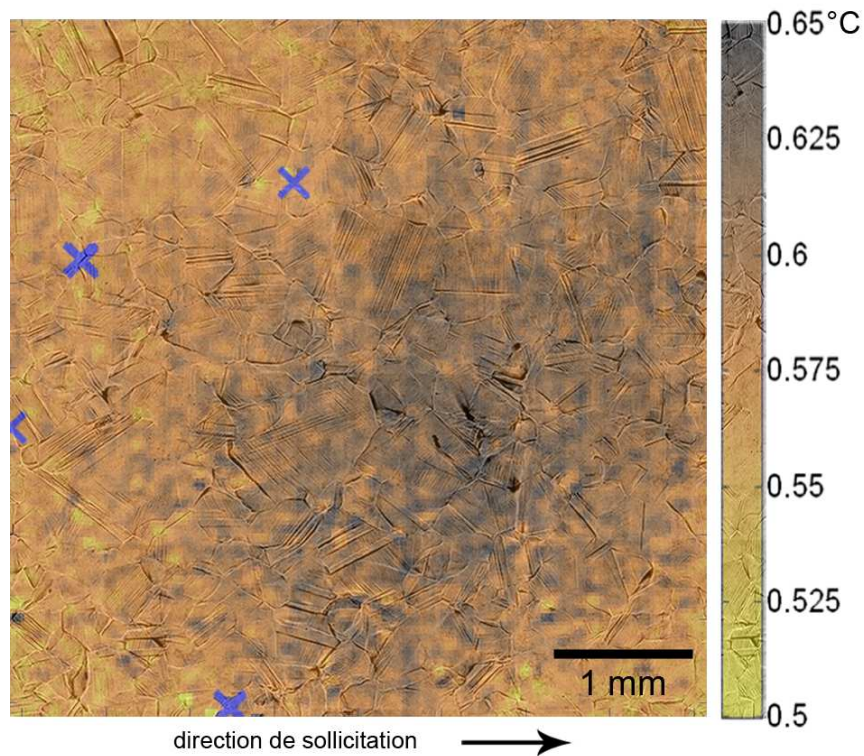


Figure 3.33. Essai de traction monotone à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Superposition de la microstructure au champ d'évolution de température à l'instant  $P_2'$  sur la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ .  
Les croix indiquent les bad pixels.

Le lien entre la présence de traces de glissement marquées et une dissipation thermique plus élevée est difficile à établir de façon systématique sur la Figure 3.32. Certaines zones présentant des lignes de glissement correspondent à une élévation de température plus importante, mais cela n'est pas vrai pour toutes les zones présentant des lignes de glissement, contrairement au champ de déformation à l'instant  $P_2$  (Figure 3.30). En effet, si la microstructure et les champs de déformation sont à chaque instant le reflet de l'histoire de la déformation de l'échantillon, car ils correspondent au cumul de la déformation depuis le début de la sollicitation, les champs des évolutions de température sont affectés par le phénomène de diffusion thermique au sein du matériau, d'où la difficulté d'établir un lien entre les champs thermiques et la microstructure ou les champs de déformation. Par ailleurs, la diffusion due aux échanges thermiques prend d'autant plus d'importance que la vitesse de sollicitation est faible. Ainsi, sur la Figure 3.33, le lien entre l'évolution de température et la microstructure semble plus marqué que sur la Figure 3.32, bien que les évolutions de température soient plus faibles (en raison du niveau de déformation plus faible). Cet essai de traction est en fait réalisé à une vitesse dix fois plus rapide que l'essai précédent, laissant moins de temps à la diffusion thermique pour estomper les gradients. La zone dont l'élévation de température est la plus élevée est, certes, diffuse, mais elle correspond à celle où les traces de glissement sont les plus nombreuses.

Pour mettre en évidence de manière plus claire le lien entre dissipation et activation de la plasticité, on se propose d'étudier les évolutions thermiques temporelles de zones ayant subi des niveaux de déformation très différents.

### 3.4.3 Analyse temporelle

Deux points nommés  $A$  et  $B$  pour l'essai de traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (resp.  $A'$  et  $B'$  pour l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ) sont choisis dans des zones qui présentent à l'instant  $P_2$  (resp.  $P_2'$ ) des déformations respectivement élevées et faibles.  $A$  et  $B$  (resp.  $A'$  et  $B'$ ) sont localisés sur le champ de déformation dans la direction de sollicitation à l'instant  $P_2$  (resp.  $P_2'$ ) sur la Figure 3.34a (resp. Figure 3.34b).

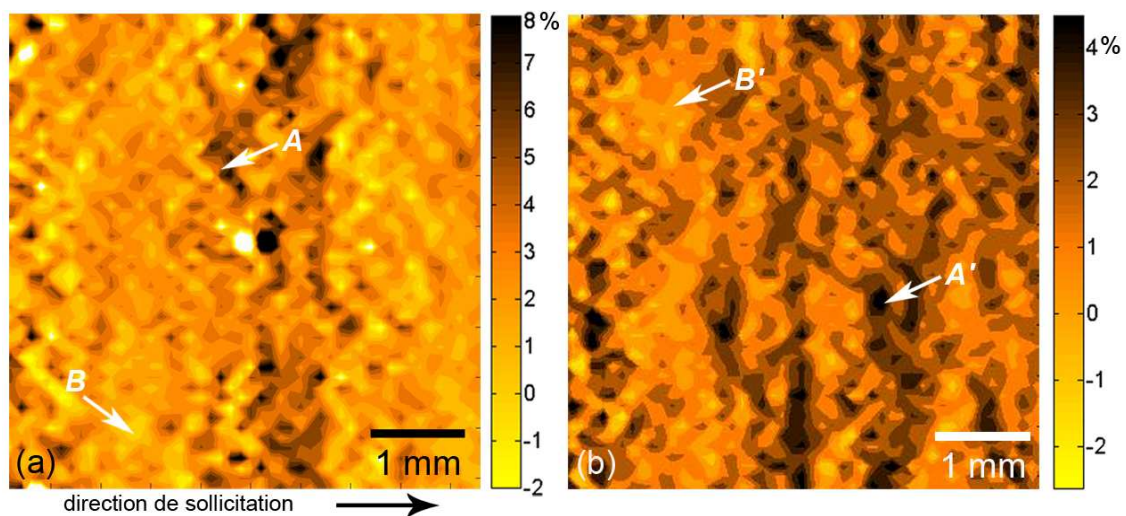


Figure 3.34. Localisation des points d'étude choisis pour l'analyse temporelle : (a)  $A$  et  $B$  sur le champ de déformation dans la direction de sollicitation en  $P_2$  pour la traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et (b)  $A'$  et  $B'$  sur le champ de déformation dans la direction de sollicitation en  $P_2'$  pour la traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

Les zones où se trouvent les points  $A$ ,  $B$ ,  $A'$  et  $B'$  sont observées sur la Figure 3.35.

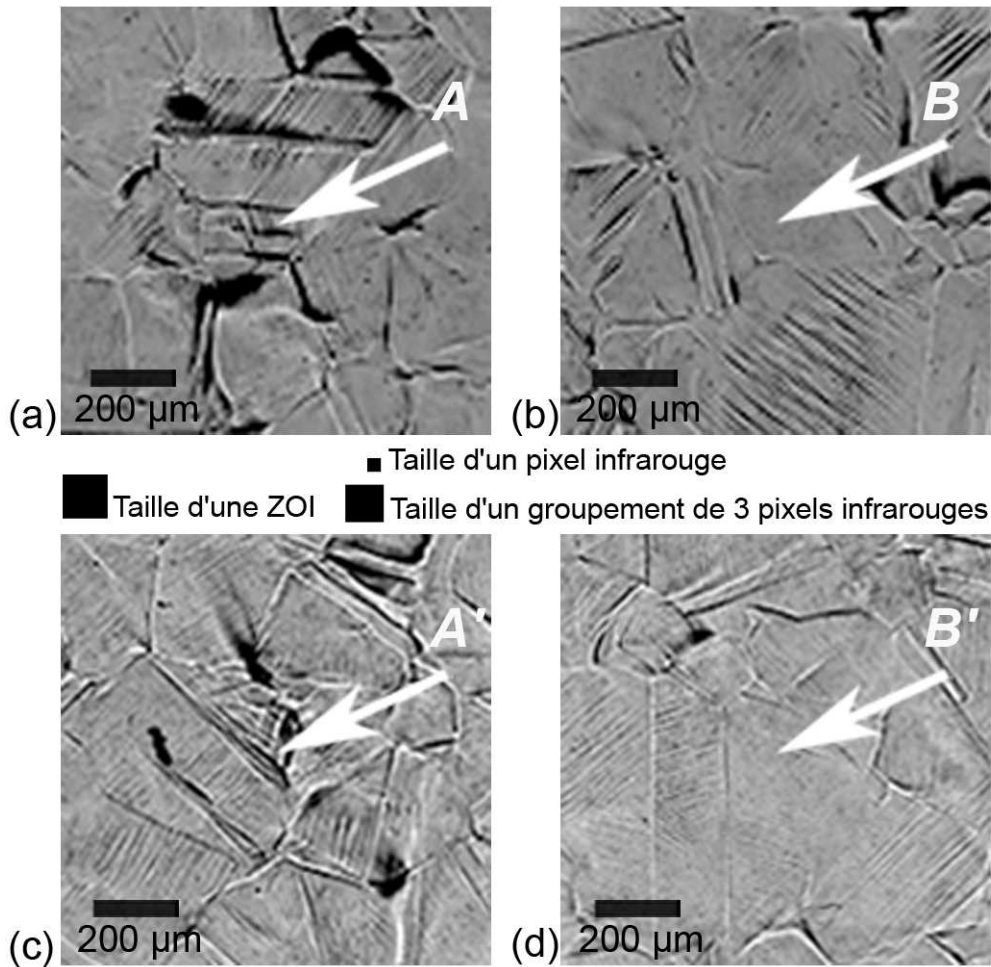


Figure 3.35. Observation au microscope optique de la microstructure après déformation au niveau des points (a)  $A$  et (b)  $B$  pour l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et (c)  $A'$  et (d)  $B'$  pour l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

Les évolutions temporelles de déformation et de variation de température depuis l'état initial sont tracées dans le cas de l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , pour les points  $A$  et  $B$ , sur la Figure 3.36 et dans le cas de l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , pour les points  $A'$  et  $B'$ , sur la Figure 3.37.

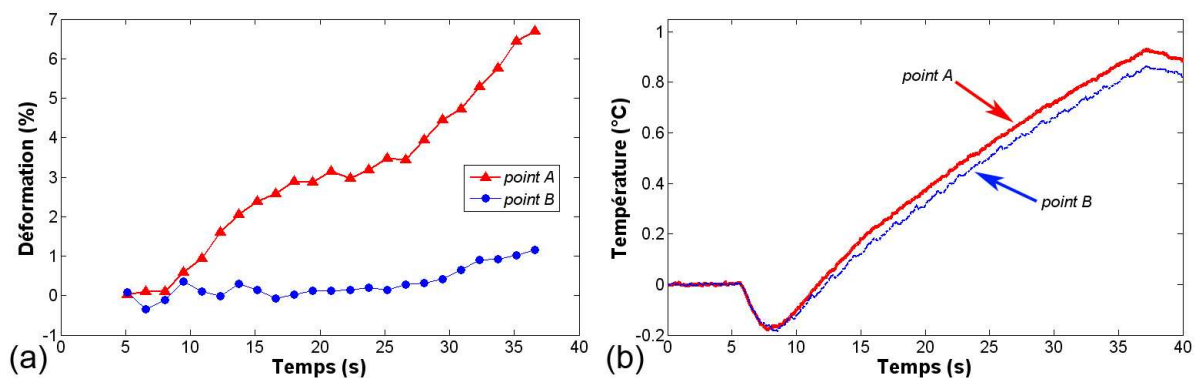


Figure 3.36. Cas de l'essai de traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Évolutions temporelles aux points  $A$  et  $B$  (a) de la déformation et (b) de la variation de température depuis l'instant initial.

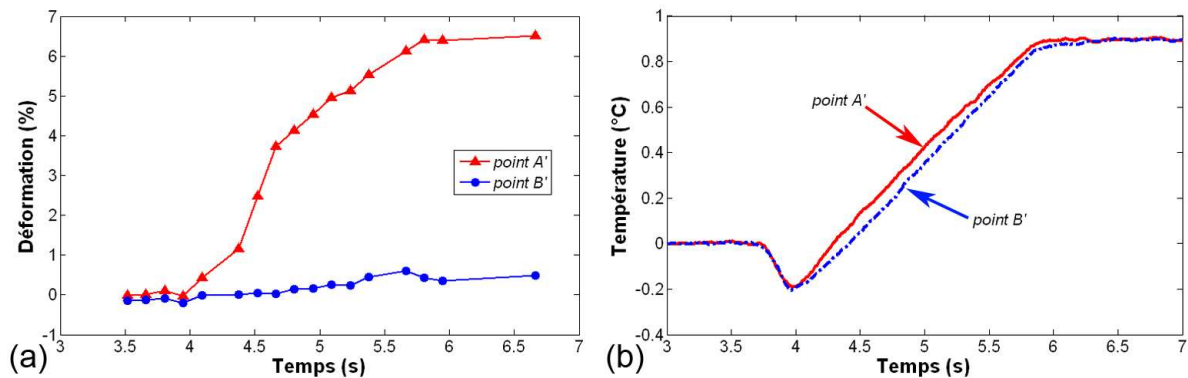


Figure 3.37. Cas de l'essai de traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Évolutions temporelles aux points  $A'$  et  $B'$  (a) de la déformation et (b) de la variation de température depuis l'instant initial.

Les points  $A$  et  $A'$  qui, d'après les courbes de la Figure 3.36a et de la Figure 3.37a, présentent tout au long de la sollicitation des niveaux de déformation élevés, se situent dans des grains où la plasticité a été très intense. En particulier  $A$  (Figure 3.35a) est localisé au niveau d'un grain visiblement très maclé (une analyse EBSD permettrait de le montrer) et  $A'$  (Figure 3.35c) dans un plus petit grain où les lignes de glissement sont très marquées. Au contraire, les points  $B$  et  $B'$  qui, d'après les courbes des Figure 3.36a et Figure 3.37a, se déforment beaucoup moins lors de la traction, se situent dans des grains où la plasticité a été beaucoup plus faible. Avec le grossissement utilisé, on distingue à peine quelques traces de glissement dans les grains où se trouvent  $B$  et  $B'$  (Figure 3.35b et d). Du point de vue thermique (Figure 3.36b et Figure 3.37b), l'ensemble des points ont un refroidissement très comparable durant la phase de traction élastique, phase pour laquelle les niveaux de déformation sont également très proches. Puis, lorsque la température augmente, ce qui marque le début de la phase dissipative, les comportements thermiques des points  $A$  et  $B$ , d'une part, et  $A'$  et  $B'$ , d'autre part, divergent.  $A$ , et respectivement  $A'$ , présentent en effet des élévations de température plus importantes que celles des points  $B$ , et respectivement  $B'$ .

L'étude temporelle de ces différents points confirme l'hétérogénéité des comportements cinématiques et thermiques au sein des grains du polycristal. Les hétérogénéités les plus marquées concernent les déformations où les niveaux atteints dans les grains peuvent s'éloigner fortement de la moyenne, dans un sens ou dans l'autre. Rappelons que la déformation moyenne finale est de 3,5% dans le cas de l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et de 2,5% dans le cas de celui à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Ces hétérogénéités des valeurs de déformation se retrouvent logiquement de façon tout aussi marquée sur la microstructure. En revanche, si les comportements thermiques diffèrent d'un grain à l'autre, les écarts relevés sont bien moins nets, signe que la diffusion thermique joue un rôle très important qui homogénéise les gradients.

Pour mettre en évidence l'effet régularisant de la diffusion, on se propose d'étudier l'évolution thermique d'un point, nommé  $C$ , situé près du point  $B$  de la Figure 3.35b. Ce point, indiqué sur la Figure 3.38, est situé au niveau de joints de grains, où de la rotation de réseau a eu lieu et où la déformation doit être localement plus intense. L'objectif est de voir si l'évolution thermique de ce point  $C$ , de déformation localement plus importante au sein une zone où les déformations sont plutôt faibles, se distingue clairement de celle des autres points de cette zone.



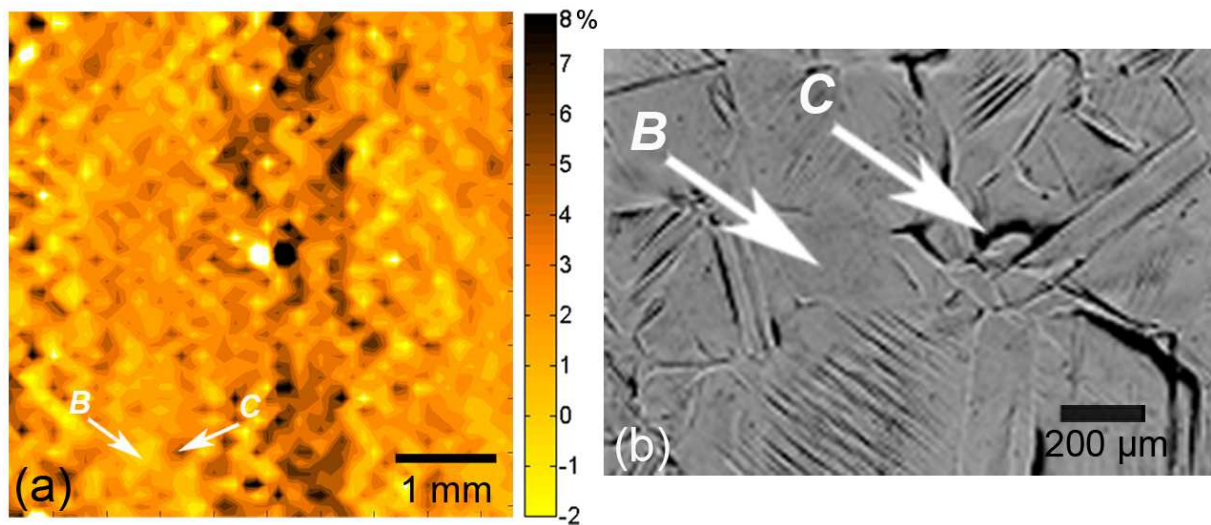


Figure 3.38. (a) Localisation des points d'étude  $B$  et  $C$  sur le champ de déformation dans la direction de sollicitation en  $P_2$  pour la traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . (b) Observation au microscope optique de la microstructure après déformation au niveau des points  $B$  et  $C$ .

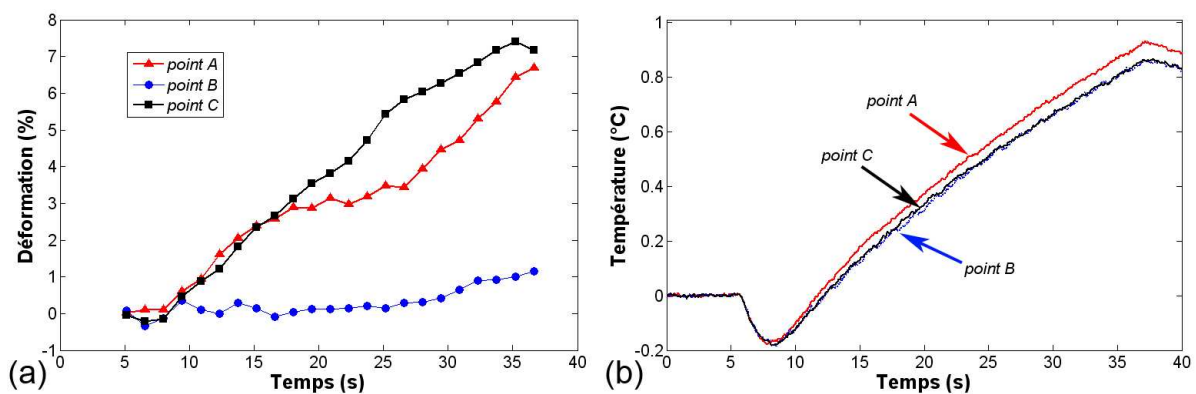


Figure 3.39. Cas de l'essai de traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Évolutions temporelles aux points  $A$ ,  $B$ , et  $C$  (a) de la déformation et (b) de la variation de température depuis l'instant initial.

La Figure 3.39a montre que la déformation du point  $C$  est plus élevée que celle des points  $A$  et  $B$ . En théorie, la dissipation au point  $C$  doit être bien plus importante que celle du point  $B$  et même quelque peu supérieure à celle du point  $A$ . Mais si l'on se reporte aux évolutions thermiques de ces points sur la Figure 3.39b, la température en  $C$  est plus faible que celle en  $A$  et à peine plus élevée que celle en  $B$ . Or, ce point  $C$  est isolé au sein d'une zone où les déformations sont plutôt faibles et où les niveaux de température sont également plus faibles. Il semble donc que, même si la source de dissipation en  $C$  est localement plus élevée, l'information thermique en résultant subit une influence non négligeable de l'environnement, c'est-à-dire des grains situés autour. Ceci met donc en évidence le fait qu'un champ thermique n'est pas forcément le reflet direct des sources de dissipation l'ayant entraîné.

---

### **3.5 Synthèse de la partie 1**

Cette première partie a permis de démontrer que, par l'intermédiaire du dispositif expérimental présenté dans ce mémoire, il est possible de réaliser des mesures couplées simultanées, et sur la même zone, de champs cinématiques et thermiques à l'échelle des grains d'un matériau métallique.

Les résultats expérimentaux obtenus mettent en évidence l'origine microstructurale de l'apparition de la plasticité, ainsi que son caractère hétérogène d'un grain à l'autre, mais aussi au sein d'un même grain. Un lien direct a été établi entre l'émergence des traces de glissement en surface du matériau sollicité en traction monotone et les champs de déformation dans la direction de sollicitation, qui portent l'histoire de la déformation de l'échantillon.

Les champs d'évolution thermique depuis l'état initial sont, quant à eux, soumis à une diffusion rapide au sein de l'échantillon, malgré les précautions prises quant aux propriétés thermiques du matériau d'étude. Ce phénomène est d'autant plus néfaste que la vitesse de sollicitation est faible, comme en témoigne la différence entre les deux essais de traction. Ceci confirme donc l'intérêt de remonter aux termes sources de chaleur, comme l'ont indiqué de nombreux auteurs [Louche 1999, Chrysochoos et Louche 2000, Berthel 2007]. Cependant, dans le cadre de l'essai de traction le plus rapide, nous avons pu constater un lien entre des niveaux de déformation importants et une élévation de température plus marquée, soulignant ainsi l'origine microstructurale des couplages thermomécaniques.



## Partie 2

### Essais cycliques de traction-traction

Compte tenu des propriétés mécaniques du matériau après grossissement de ses grains (diminution de sa résistance), l'application d'un chargement de traction-compression conduit facilement au flambage de l'éprouvette. Pour éviter cela, le chargement cyclique étudié correspond à de la traction-traction. Or, afin de rester dans le domaine élastique et de se placer dans les conditions de la fatigue à grand nombre de cycles pour laquelle les mécanismes d'endommagement apparaissent de façon très localisée à l'échelle des grains, cette traction-traction doit être menée à faible niveau de chargement. Deux essais cycliques sinusoïdaux sont ainsi réalisés à  $R = 0,1$  et  $\varepsilon_{\max} = 0,1\%$ , durant 20 cycles, pour deux vitesses de déformation espacées d'une décade : à  $\dot{\varepsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et à  $\dot{\varepsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

### 3.6 Résultats

#### 3.6.1 Données mécaniques

Le pilotage de la machine est ici effectué en effort. Un premier palier est atteint pour se placer au niveau de l'effort moyen avant de débiter le cyclage en traction-traction. L'évolution de la contrainte nominale est présentée pour l'essai à  $\dot{\varepsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  sur la Figure 3.40a et pour l'essai à  $\dot{\varepsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$  sur la Figure 3.40b. Ces vitesses de déformation correspondent à des fréquences de chargement de 0,28 Hz et 2,8 Hz respectivement. Comparativement aux essais de traction (partie 1), la relaxation de la contrainte, suite à l'arrêt de la sollicitation, est très peu discernable, dans la mesure où ces essais sont conduits à des niveaux de contrainte beaucoup plus faibles que lors des sollicitations monotones.

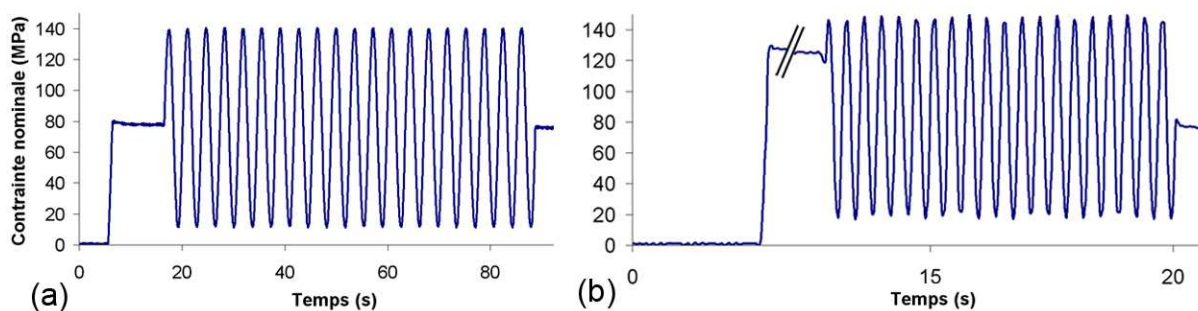


Figure 3.40. Évolution de la contrainte au cours du temps pour le cyclage (a) à  $\dot{\varepsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et (b) à  $\dot{\varepsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ .

### 3.6.2 Données moyennes de déformation et de température

Les champs de température et de déformation dans la direction de sollicitation obtenus sont d'abord moyennés sur la zone centrale de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  et tracés au cours du temps, ainsi que l'évolution de la contrainte nominale appliquée à l'échantillon. Les résultats pour les cyclages à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  et  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$  sont présentés respectivement sur la Figure 3.41 et la Figure 3.42.

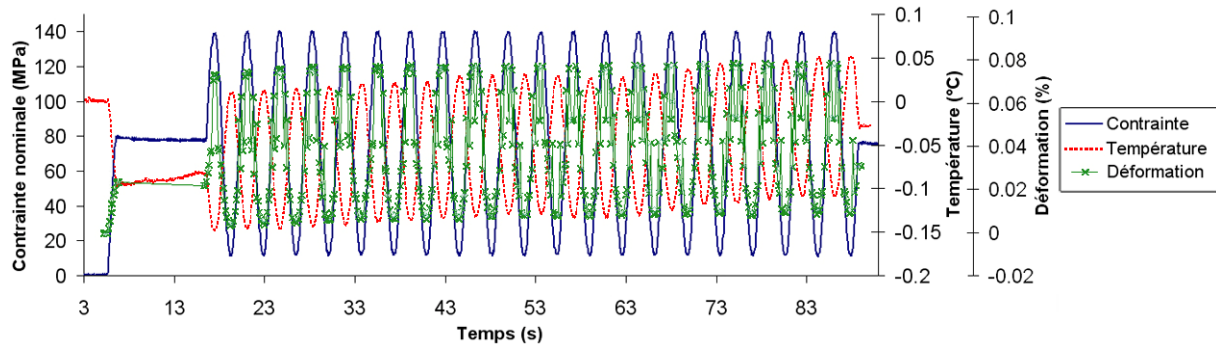


Figure 3.41. Essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Évolutions temporelles de la contrainte nominale, des champs d'évolution de température et de déformation dans la direction de sollicitation moyennés sur la zone centrale d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ .

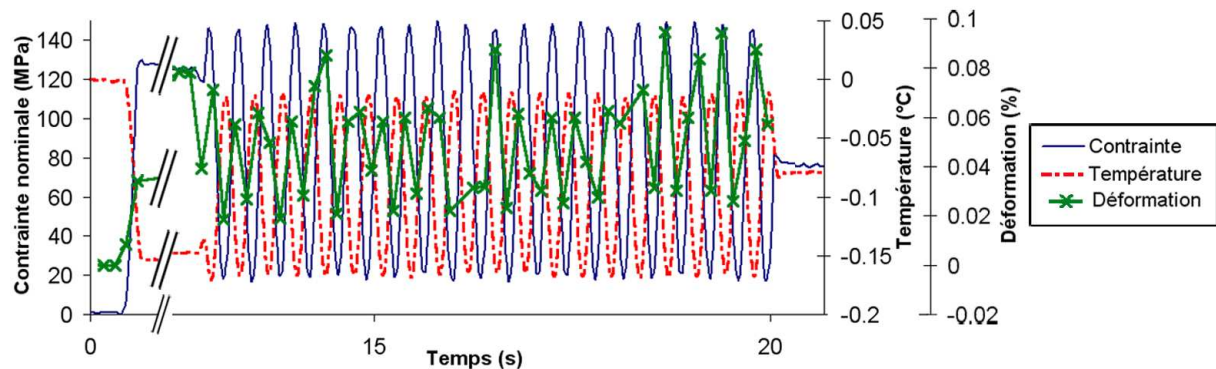


Figure 3.42. Essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Évolutions temporelles de la contrainte nominale, des champs d'évolution de température et de déformation dans la direction de sollicitation moyennés sur la zone centrale d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ .

Pour chacun des deux essais cycliques de traction-traction, les résultats thermiques moyennés sur la zone centrale d'étude mettent en évidence l'effet du couplage thermoélastique, déjà évoqué au paragraphe 3.3.2. Lors du palier effectué en début de chaque essai, alors que la contrainte augmente tout en restant dans le domaine élastique, la température diminue. Ensuite, pour la partie cyclique, la température diminue lorsque la contrainte de traction augmente, puis croît lorsque la contrainte est relâchée. Ce phénomène est clairement visible sur la Figure 3.41 et la Figure 3.42 où la température évolue de façon sinusoïdale, à la même fréquence que le chargement, mais en opposition de phase avec ce dernier.

Le tracé de la déformation moyenne dans la direction de sollicitation permet de constater sur la Figure 3.43, extraite de la Figure 3.41, des erreurs ponctuelles pour l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . En effet, la déformation moyenne dans la direction de sollicitation devrait théoriquement suivre une évolution sinusoïdale, tout comme le chargement. Or, certains points s'éloignent de cette sinusoïde. Ce phénomène est d'autant plus visible si l'on se réfère à la déformation

moyenne, représentée par la droite en pointillés sur la Figure 3.43. Les points correspondant à des valeurs aberrantes sont encerclés.

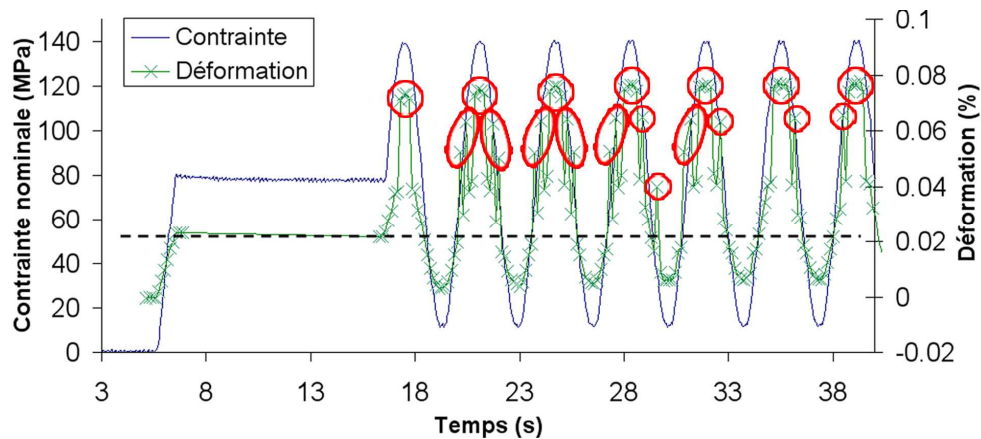


Figure 3.43. Essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Mise en évidence de valeurs aberrantes pour la déformation dans la direction de sollicitation. Les points s'éloignant de la sinusoïde sont entourés. La droite en pointillés représente la déformation moyenne théorique.

Lors de l'exploitation des champs, il s'est avéré que, pour chaque point aberrant repéré, un artefact numérique apparaissait systématiquement sous la forme d'isovaleurs rapprochées sur les champs de déplacement (Figure 3.44a) et sous la forme d'une bande verticale sur les champs de déformation (Figure 3.44b). Compte tenu des faibles niveaux de déformation en cyclique, ces artefacts perturbent suffisamment les champs pour affecter la valeur moyenne ; des précautions seront donc prises lors de l'étude des champs pour ne pas traiter les données issues de ces champs aberrants. On notera qu'un champ aberrant n'affecte pas les suivants, dans la mesure où le calcul est effectué avec Correli2D.

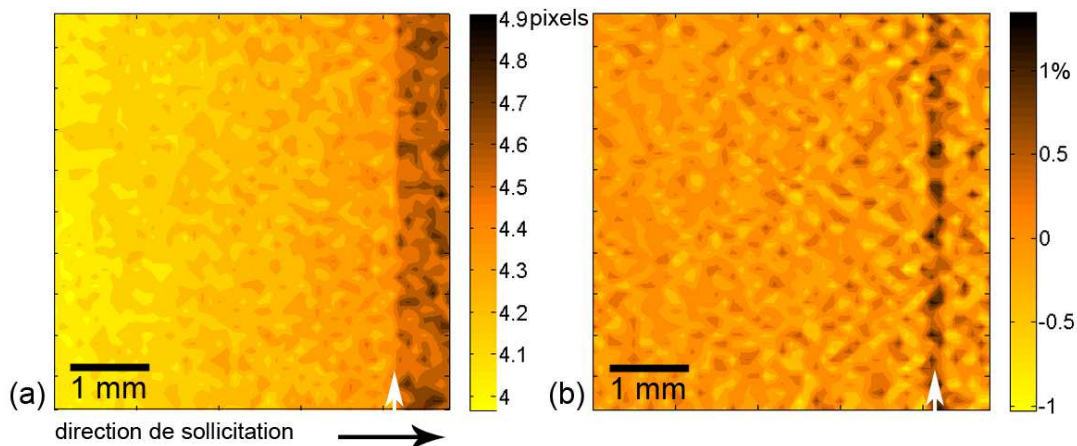


Figure 3.44. Apparition d'artefacts numériques (indiqués par des flèches) sur les champs correspondant à un des points aberrants repérés sur la Figure 3.43 : (a) champ de déplacement dans la direction de sollicitation et (b) champ de déformation dans la direction de sollicitation.

Pour l'essai à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-3} \text{ s}^{-1}$  de la Figure 3.42, le tracé de la déformation moyenne dans la direction de sollicitation n'a plus du tout une allure sinusoïdale. Dans ce cas où la fréquence de chargement est plus élevée, la fréquence d'acquisition de 7 Hz des images optiques conduit à un échantillonnage insuffisant pour permettre une description correcte des données. Ceci implique donc que nous ne disposons pas des informations de déplacement nécessaires pour

étudier les champs de déformation de façon pertinente, ni pour effectuer un suivi correct des points matériels et exprimer les champs thermiques dans la configuration de référence. Aussi, seul l'essai cyclique de traction-traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  pourra être pleinement exploité dans le cadre de la mesure couplée de champs cinématiques et thermiques.

### 3.6.3 Champs de déformation et de température pour l'essai à $5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$

#### ➤ Choix des instants d'analyse

Sur les 20 cycles effectués et compte tenu des champs disponibles, on se propose d'analyser les champs cinématiques et d'évolution de température aux instants notés  $M_1$ ,  $m_1$ ,  $M_2$  et  $m_2$ , qui correspondent respectivement aux points les plus proches des maxima et minima des 1<sup>er</sup> et du 2<sup>nd</sup> cycles. Une seconde analyse est menée en  $M_{19}$ ,  $m_{19}$ ,  $M_{20}$  et  $m_{20}$  qui correspondent respectivement aux maxima et minima des 19<sup>e</sup> et du 20<sup>e</sup> cycles. Ces différents instants sont repérés sur la Figure 3.45, sur laquelle des points aberrants ont été retirés.

La contrainte nominale appliquée à l'échantillon est de 130 MPa en  $M_1$ , 13 MPa en  $m_1$ , 129 MPa en  $M_2$  et 12 MPa en  $m_2$ . Elle est de 140 MPa en  $M_{19}$ , 12 MPa en  $m_{19}$ , 140 MPa en  $M_{20}$  et 12 MPa en  $m_{20}$ .

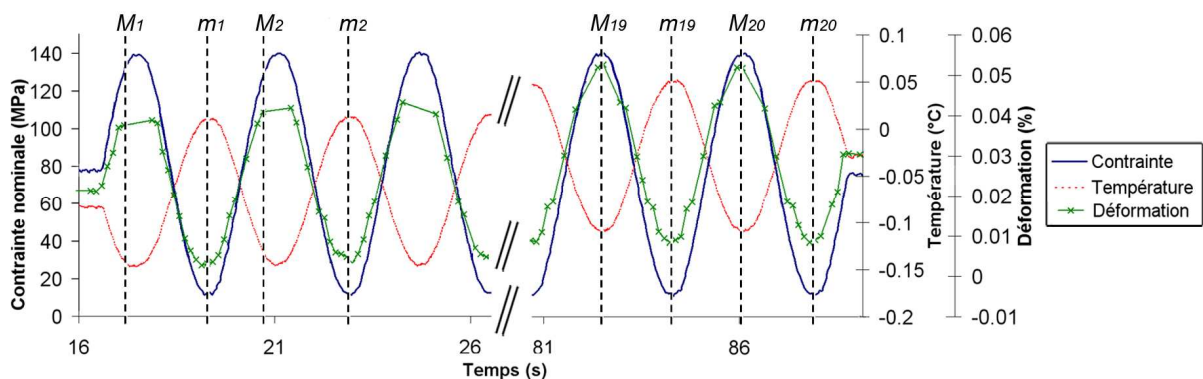


Figure 3.45. Repérage des instants d'analyse pour l'étude des champs cinématiques et d'évolution de température depuis l'état initial pour l'essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

Les points aberrants ont été retirés.

#### ➤ Champs de déformation dans la direction de sollicitation

Le niveau de sollicitation - et donc de déformation - atteint lors de ces essais en cyclique étant plus faible que pour les essais de traction, les calculs de corrélation sont ici effectués avec Correli2D, toujours pour des paramètres  $(l, \delta) = (16, 16)$  pixels. Ces champs, d'abord calculés sur la totalité de l'image, sont a posteriori restreints à la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ , de façon à éviter les effets de bord. Les champs de déplacement obtenus dans la direction de sollicitation sont dérivés pour obtenir les champs de déformation présentés sur la Figure 3.46 pour le début du cyclage, et sur la Figure 3.47 pour la fin du cyclage.

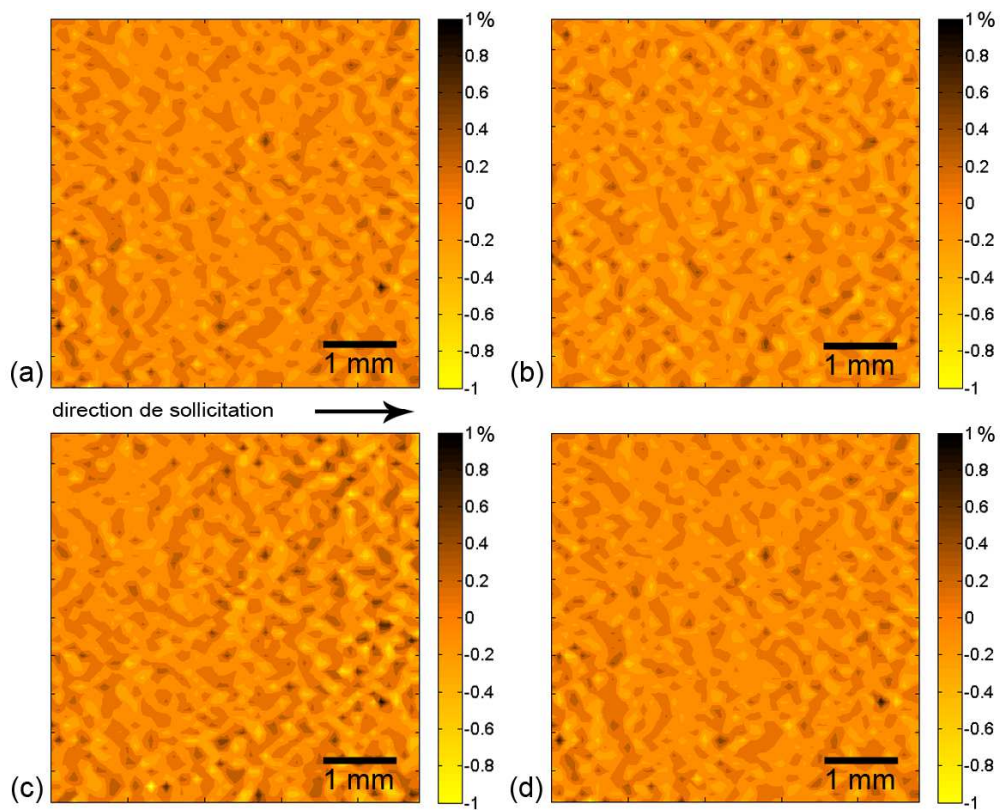


Figure 3.46. Essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Champs de déformation dans la direction de sollicitation de la zone 5 x 5 mm<sup>2</sup> aux instants (a)  $M_1$ , (b)  $m_1$ , (c)  $M_2$  et (d)  $m_2$ .

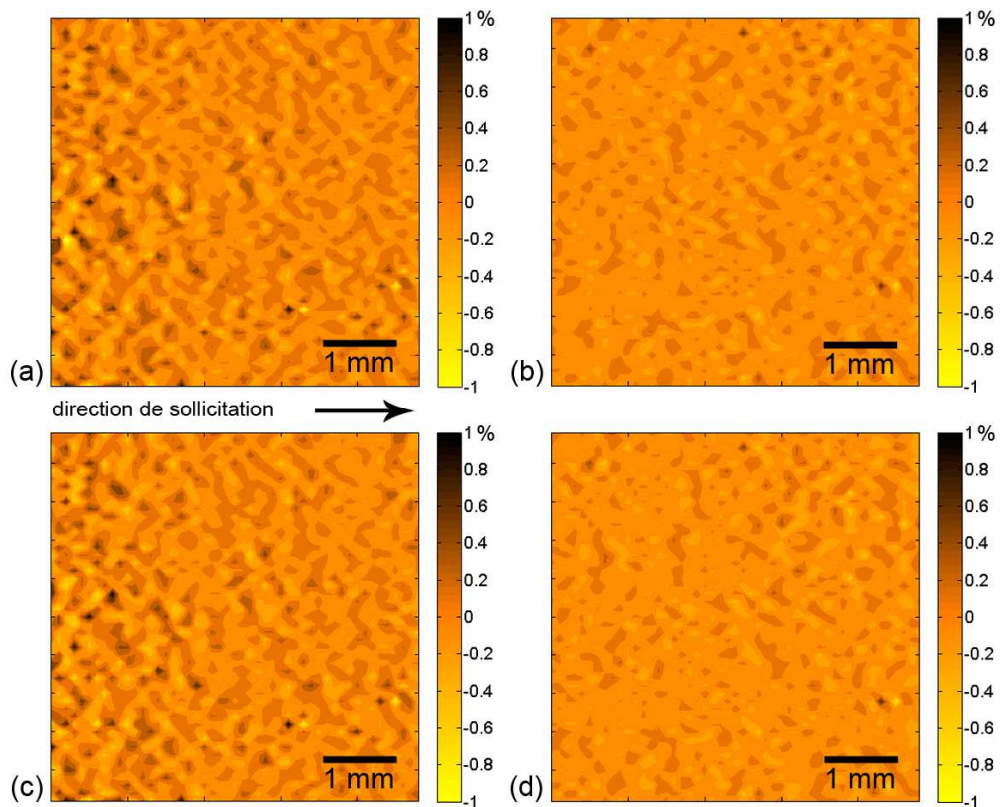


Figure 3.47. Essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Champs de déformation dans la direction de sollicitation de la zone 5 x 5 mm<sup>2</sup> aux instants (a)  $M_{19}$ , (b)  $m_{19}$ , (c)  $M_{20}$  et (d)  $m_{20}$ .



Les valeurs de déformation moyenne dans la direction de sollicitation sont de 0,038, 0,003, 0,042 et 0,005% respectivement aux instants  $M_1$ ,  $m_1$ ,  $M_2$  et  $m_2$  et de 0,053, 0,009, 0,053 et 0,009% respectivement aux instants  $M_{19}$ ,  $m_{19}$ ,  $M_{20}$  et  $m_{20}$ .

Les champs de la Figure 3.46 et de la Figure 3.47 sont tous tracés avec la même échelle, afin de mieux rendre compte des évolutions des hétérogénéités de la déformation au cours de cette sollicitation cyclique de traction-traction.

De façon générale, les champs obtenus au niveau (ou proche) des maxima de charge présentent des niveaux de déformation plus élevés que les champs correspondant aux minima de la charge. Sur chacun des champs, des valeurs négatives apparaissent tout comme pour les essais de traction du paragraphe 3.3.2. Ces valeurs négatives sont plus élevées pour les champs obtenus aux maxima de la charge (jusqu'à -1%) que pour ceux obtenus aux minima de la charge (jusqu'à -0,6%). Certains grains sont donc en contraction, alors que l'échantillon est soumis à une sollicitation répétée de traction uniaxiale macroscopiquement élastique. Ces champs permettent par ailleurs de mettre en évidence l'existence de zones plastiques localisées, de façon plus soutenue pour les champs obtenus aux maxima de la charge, mais également dans une moindre mesure pour les champs obtenus aux minima de la charge, alors que le chargement est globalement élastique. Ceci est en accord avec le phénomène d'endommagement en fatigue à grand nombre de cycles qui est lié à l'apparition d'une activité microplastique locale.

Concernant les champs obtenus aux minima de la charge, les hétérogénéités semblent plus marquées en début de cyclage sur les champs (b) et (d) de la Figure 3.46 qu'en fin de cyclage sur les champs (b) et (d) de la Figure 3.47.

Les champs  $M_1$  et  $M_2$  près des maxima des premiers cycles (champs (a) et (c) de la Figure 3.46) semblent montrer une localisation de la déformation plastique sur la partie droite des cartographies. En fin de cyclage, les champs des maxima  $M_{19}$  et  $M_{20}$  (champs (a) et (c) de la Figure 3.47) sont très proches, semblant indiquer une stabilisation de la déformation. Toutefois, en comparaison avec le début du cyclage, les niveaux de déformation dans la zone située à droite des champs ont diminué et les niveaux de déformation plastique élevés se sont "déplacés" vers la partie gauche des cartographies. Le fait que certains grains voient leur niveau de déformation diminuer après s'être écrouis peut être assimilé à un durcissement à l'échelle locale. Ce phénomène semble ensuite s'accompagner d'un effet structure, puisque la déformation est redistribuée ailleurs et, en l'occurrence ici, sur la partie gauche de la zone d'étude.

#### ➤ *Champs d'évolution de température depuis l'état initial*

Les champs d'évolution de température entre l'état initial et les instants  $M_1$ ,  $m_1$ ,  $M_2$  et  $m_2$ , puis  $M_{19}$ ,  $m_{19}$ ,  $M_{20}$  et  $m_{20}$ , sont présentés respectivement sur la Figure 3.48, puis sur la Figure 3.49, pour la zone centrale d'étude  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  ; les croix correspondent aux bad pixels. A nouveau, les points noirs apparaissant localement sur ces champs sont des erreurs résiduelles, dues aux non-uniformités locales du revêtement.

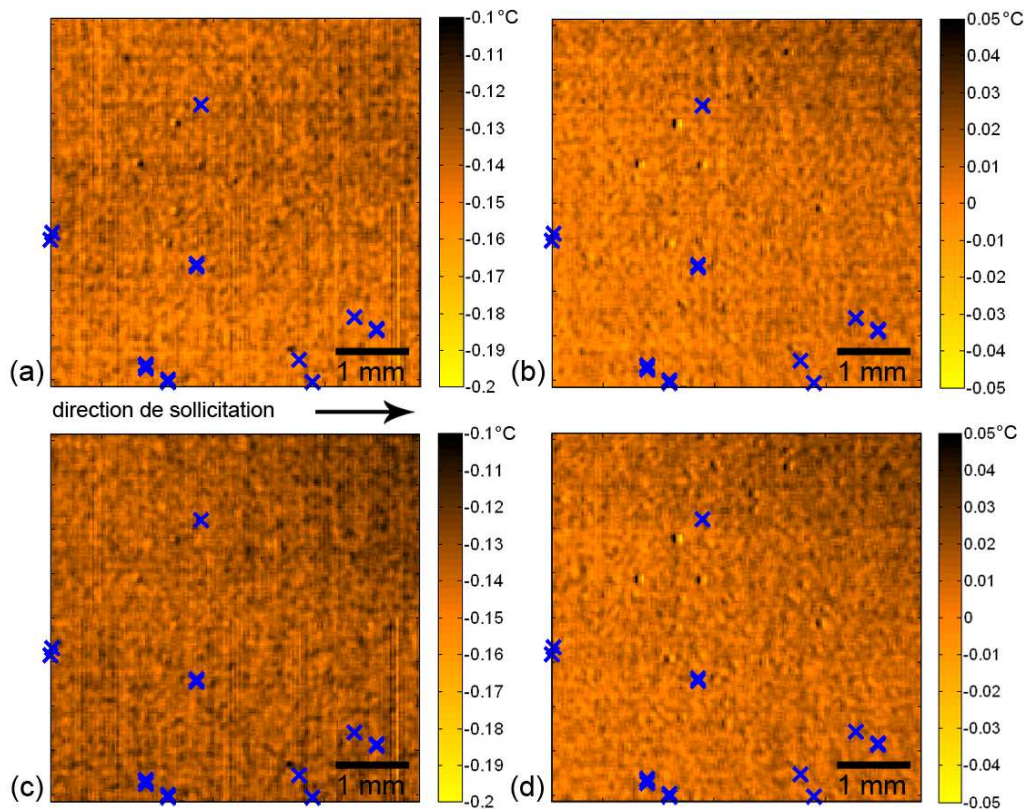


Figure 3.48. Essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Champs d'évolution de température depuis l'état initial de la zone de 5 x 5 mm<sup>2</sup> aux instants (a)  $M_1$ , (b)  $m_1$ , (c)  $M_2$  et (d)  $m_2$ .

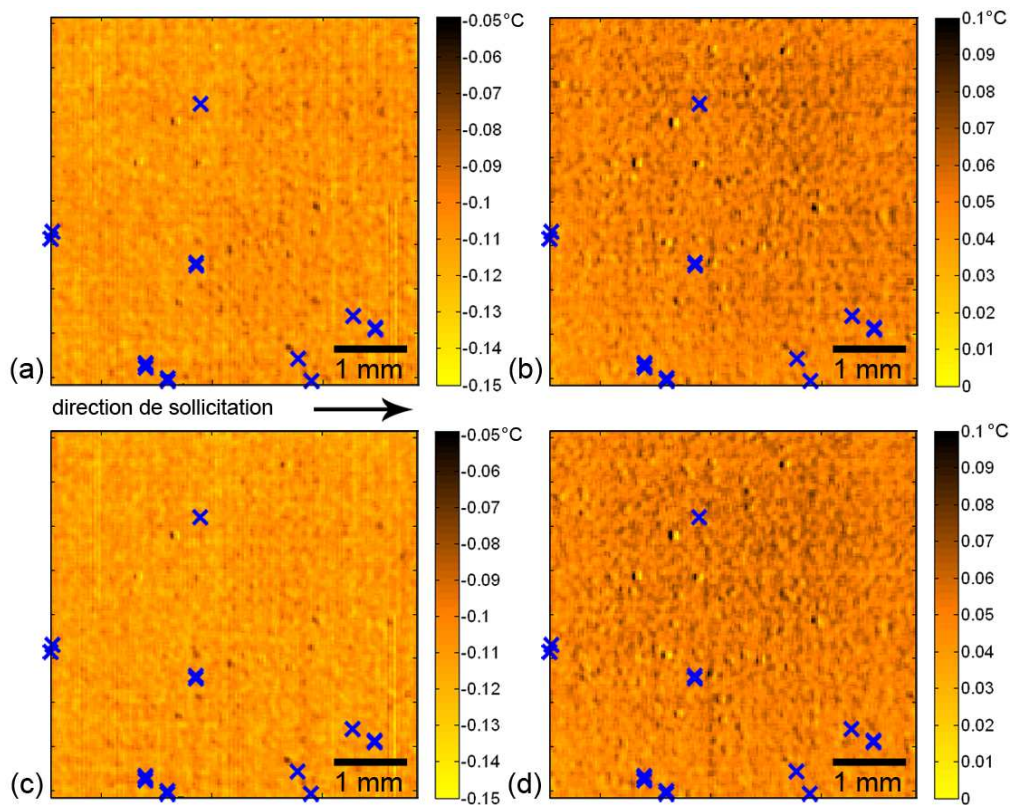


Figure 3.49. Essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Champs d'évolution de température depuis l'état initial de la zone de 5 x 5 mm<sup>2</sup> aux instants (a)  $M_{19}$ , (b)  $m_{19}$ , (c)  $M_{20}$  et (d)  $m_{20}$ .

Les valeurs moyennes des évolutions de température depuis l'état initial sont de  $-0,140$ ,  $0,008$ ,  $-0,133$  et  $0,01^\circ\text{C}$ , respectivement aux instants  $M_1$ ,  $m_1$ ,  $M_2$  et  $m_2$  et de  $-0,108$ ,  $0,05$ ,  $-0,11$  et  $0,051^\circ\text{C}$ , respectivement aux instants  $M_{19}$ ,  $m_{19}$ ,  $M_{20}$  et  $m_{20}$ .

Tous les champs thermiques sont tracés avec la même amplitude d'échelle, de manière à comparer leur degré d'hétérogénéité. Les échelles sont ensuite identiques pour les maxima, ainsi que pour les minima, de deux cycles consécutifs. De façon générale, les niveaux thermiques sont plus faibles aux instants  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_{19}$  et  $M_{20}$  qu'aux instants  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_{19}$  et  $m_{20}$  en raison de l'effet thermoélastique.

Pour le début du cyclage, si l'on compare les champs  $M_1$  et  $M_2$  d'une part et  $m_1$  et  $m_2$ , d'autre part sur la Figure 3.48, les valeurs moyennes sont très proches, mais les champs apparaissent plus hétérogènes au premier cycle. Le champ thermique semble déjà avoir subi les effets de la diffusion thermique entre le premier cycle et le second. Cet effet est encore plus pénalisant en fin de cyclage : en comparaison aux champs  $M_1$  et  $M_2$ , les champs thermiques correspondant au maxima  $M_{19}$  et  $M_{20}$  de la charge, pour les deux derniers cycles (champs (a) et (c) de la Figure 3.49), ont un aspect qui paraît moins hétérogène. Compte tenu de l'amplitude identique des différentes échelles, cela signifie que les valeurs de gradients thermiques sont moins élevées pour ces deux champs. De la même façon, les gradients se sont aussi réduits pour les champs des instants  $m_{19}$  et  $m_{20}$ . Par ailleurs, face à la précision des mesures en thermographie, qui a été établie inférieure à  $30\text{ mK}$  (cf. paragraphe 2.2.5), il reste difficile de conclure quant à la présence d'hétérogénéités clairement marquées sur ces champs.

De la même façon que pour les essais de traction, et a fortiori compte tenu des faibles niveaux des données cinématiques et thermiques, il est difficile d'établir un lien direct entre les champs de déformation et d'évolution thermique depuis l'instant initial, même au travers d'une superposition de ces derniers.

Pourtant, en fatigue à grand nombre de cycles, l'activité microplastique (détectable sur les champs de déformation) doit provoquer une dissipation locale connue pour faire augmenter la température de l'échantillon tout entier (cf. Annexe B). Aussi, l'évolution de la température moyenne par cycle de la zone d'étude au cours du cyclage a été tracée sur la Figure 3.50.

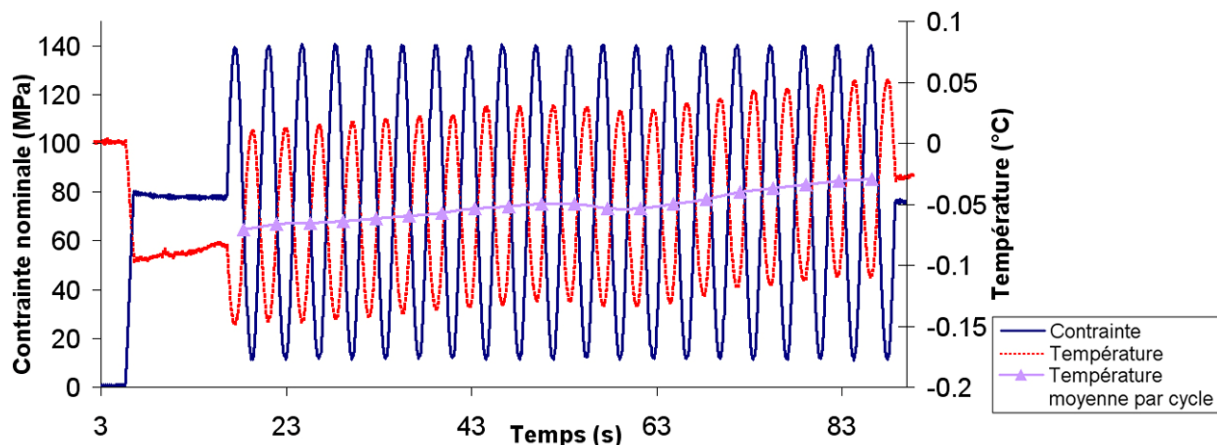


Figure 3.50. Évolution de la température moyenne et de la température moyenne par cycle de la zone d'étude au cours du chargement pour l'essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4}\text{ s}^{-1}$ .

Nous observons certes une augmentation de la température moyenne par cycle, mais ce phénomène est à nuancer ici, car le premier palier de traction effectué pour se placer à la valeur moyenne a conduit à un refroidissement global de l'échantillon. Le réchauffement observé de cycle en cycle a deux origines : un retour vers l'équilibre avec le milieu ambiant et l'activation de sources dissipatives à l'échelle locale. Or, compte tenu des niveaux de température relevés sur les champs et de l'impossibilité de distinguer des zones de dissipation, cette seconde origine est très probablement du second ordre par rapport à la première.

### 3.6.4 Micrographie après sollicitation

Après l'essai, le revêtement a été enlevé en plongeant l'éprouvette dans un bain d'alcool, puis d'acétone aux ultrasons. Elle est ensuite directement observée au microscope optique et la micrographie obtenue, ramenée à la zone d'étude centrale de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ , est présentée sur la Figure 3.51.

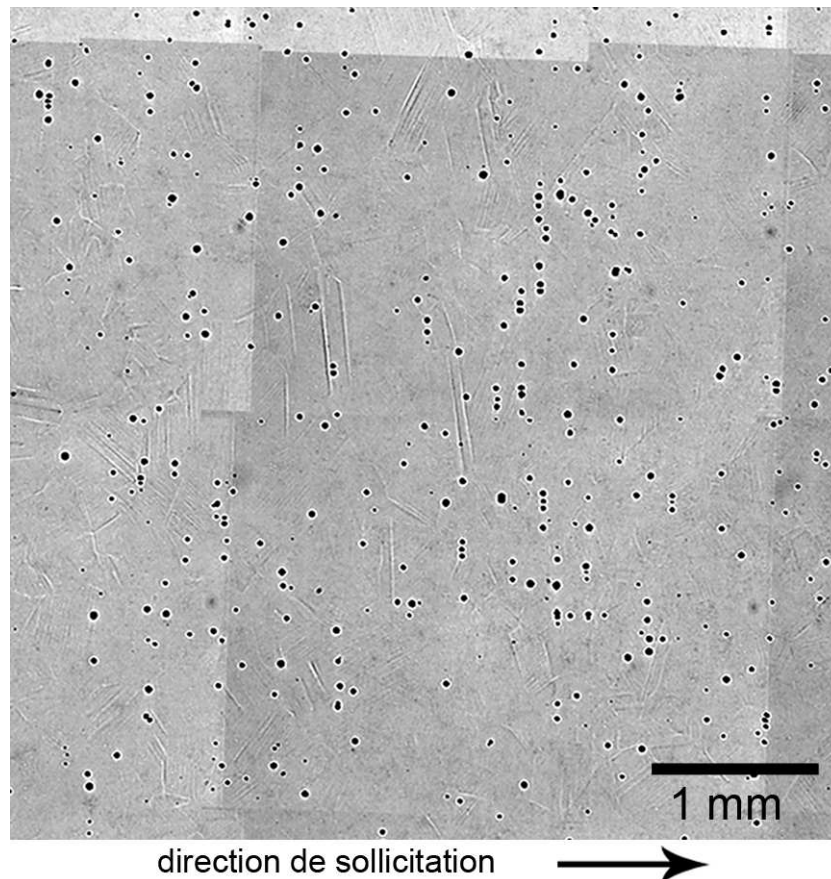


Figure 3.51. Microstructure après déformation ramenée à la zone centrale d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  pour l'essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

Les points noirs sur l'image sont des résidus de particules du revêtement qui sont restées attachées à l'échantillon, malgré le passage aux ultrasons. Leur retrait nécessiterait un nettoyage par contact (coton imbibé d'alcool par exemple), mais les rayures provoquées par un tel nettoyage dégraderaient la surface et à l'échelle d'observation, les traces du glissement seraient complètement masquées par les rayures.

En raison des faibles niveaux de déformation atteints lors de cet essai cyclique, les traces de glissement sont beaucoup moins visibles que sur les micrographies obtenues après les essais de traction monotone (Figure 3.26). On ne distingue donc pas de glissement multiple et les joints de grains sont peu identifiables, signe de l'absence de déchaussement des grains.

Cette micrographie, de par la présence de traces du glissement plastique, confirme l'existence d'une activité plastique à l'échelle de la microstructure sous chargement cyclique globalement élastique. De plus, parmi les grains plastifiés, tous ne présentent pas des bandes de glissement aussi marquées, ce qui souligne le caractère hétérogène de la déformation plastique à l'échelle des grains. Les marques du glissement semblent également plus nombreuses et intenses sur la partie gauche de la micrographie.

### 3.7 Analyse des résultats

#### 3.7.1 Étude statistique des données de déformation dans la direction de sollicitation

Les histogrammes de distribution des déformations dans la direction de sollicitation pour la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  sont présentés sur la Figure 3.52, pour les deux premiers cycles de l'essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , et sur la Figure 3.53 pour les deux derniers cycles.

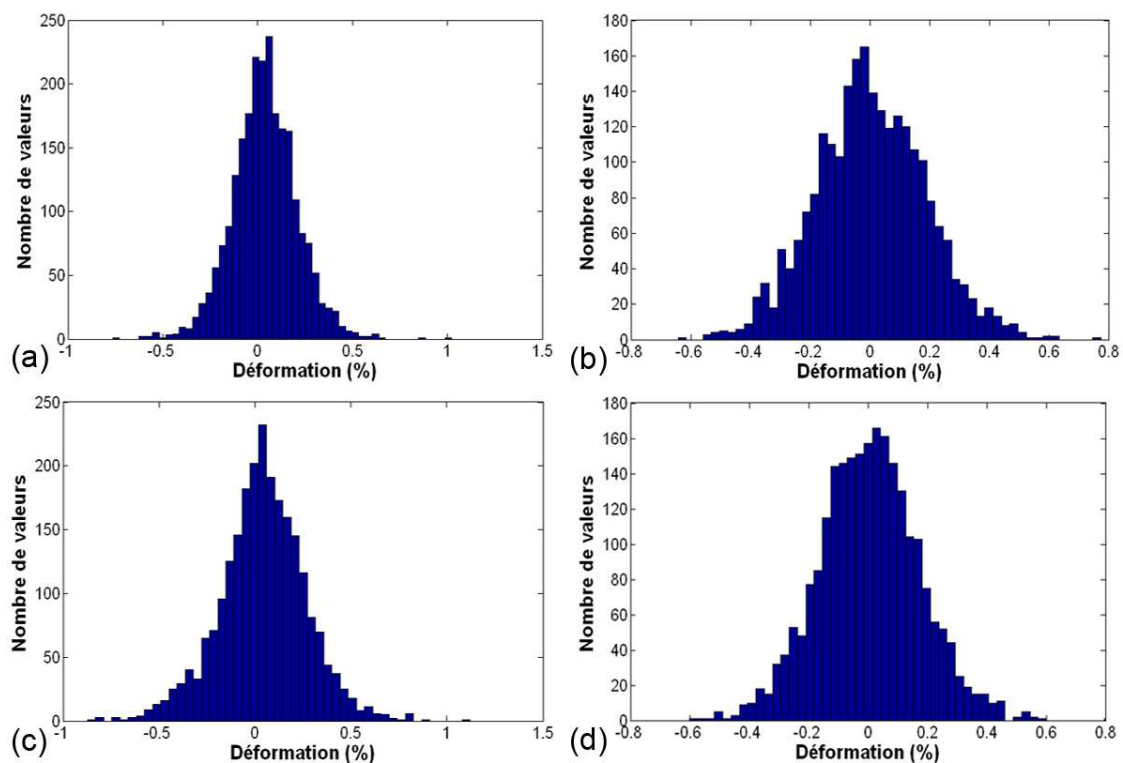


Figure 3.52. Essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Histogrammes de répartition des déformations dans la direction de sollicitation sur la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  aux instants (a)  $M_1$ , (b)  $m_1$ , (c)  $M_2$  et (d)  $m_2$ .

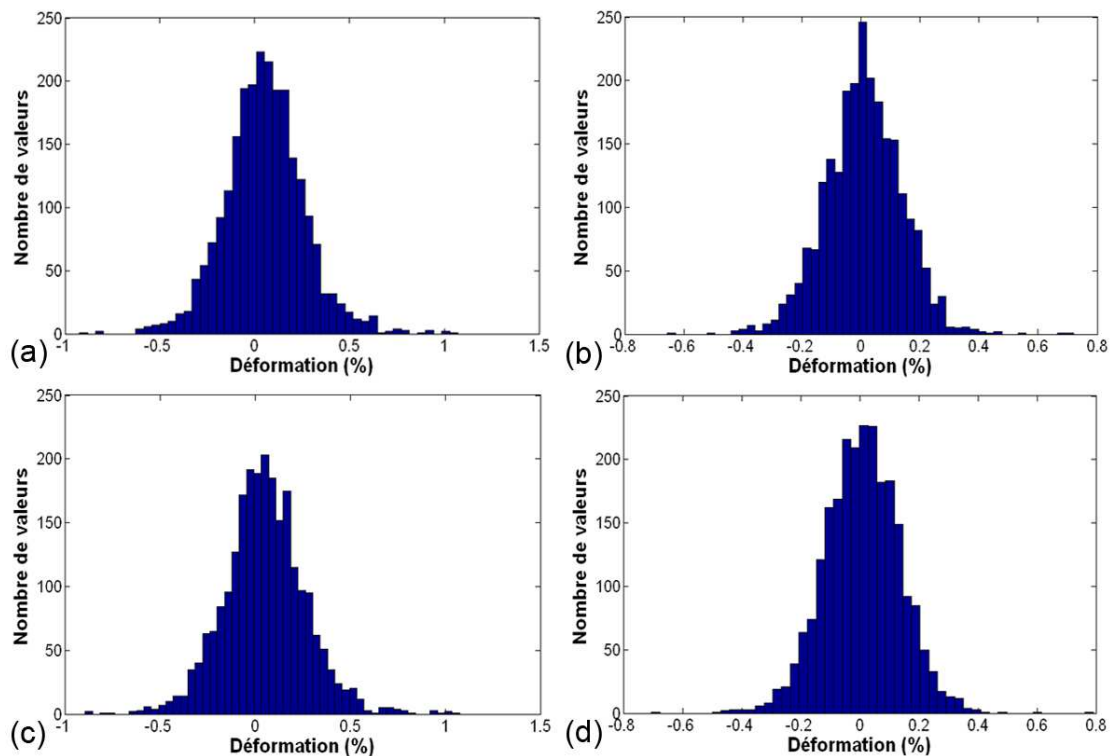


Figure 3.53. Essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Histogrammes de répartition des déformations dans la direction de sollicitation sur la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  aux instants (a)  $M_{19}$ , (b)  $m_{19}$ , (c)  $M_{20}$  et (d)  $m_{20}$ .

Pour tous les instants étudiés, la part de valeurs négatives de déformation dans la direction de sollicitation est non négligeable dans les distributions tracées. Cette part est plus importante pour les distributions des minima de chargement ( $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_{19}$  et  $m_{20}$ ) que pour les distributions des maxima de chargement ( $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_{19}$  et  $M_{20}$ ), ce qui est en accord avec les valeurs moyennes plus élevées pour les champs correspondants. Ceci signifie qu'à faible contrainte de traction, le comportement des grains est très varié puisqu'ils peuvent se trouver en contraction et en dilatation puis, lorsque la contrainte augmente, la part de grains encore en contraction diminue. La confrontation entre les distributions (a) et (c) d'une part, (b) et (d) d'autre part, met en évidence que la part de zones plastiques, plus faible aux minima de chargement, devient plus importante aux maxima de chargement.

Pour évaluer la dispersion des valeurs de déformation au sein de la zone d'étude, les rapports écart-type sur moyenne ont été calculés pour chaque champ de déformation et sont présentés sur la Figure 3.54. Cette courbe montre que les déformations sont systématiquement relativement moins dispersées aux maxima du chargement de traction-traction que lorsque les minima sont atteints, et ce pour un chargement toujours macroscopiquement élastique. Ceci rejoint la remarque du paragraphe 3.4.1 pour la traction monotone (Figure 3.29). Concernant les points liés aux minima de la charge, le rapport écart-type sur moyenne diminue en début de cyclage pour ensuite se stabiliser. L'hétérogénéité de la déformation au sein des grains du polycristal voit donc des évolutions importantes de sa dispersion relative lors des premiers cycles, avant d'adopter un comportement plus constant. Il semblerait donc qu'après quelques cycles, la compatibilité des déformations soit établie entre les grains du polycristal, provoquant alors une "homogénéisation" de la déformation qui, pourtant, est ici macroscopiquement élastique.

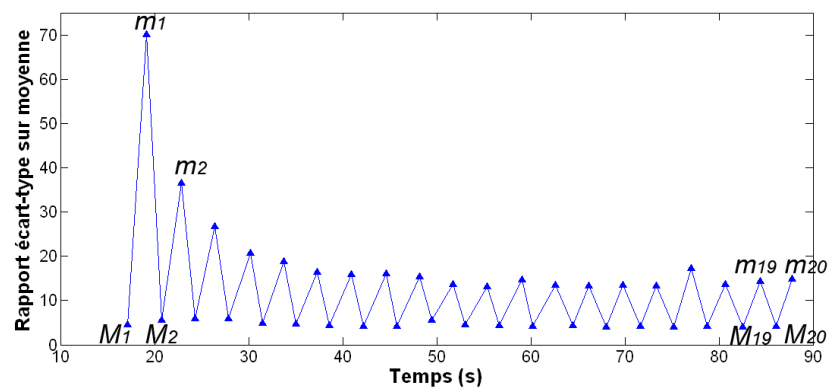


Figure 3.54. Calcul du rapport écart-type sur moyenne des distributions de déformation dans la direction de sollicitation pour chaque champ pour la sollicitation cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ .

### 3.7.2 Lien avec la microstructure

#### Cas des champs de déformation dans la direction de sollicitation

Pour comparer la présence des traces du glissement en surface avec le dernier état de déformation maximale dans la direction de sollicitation obtenu en  $M_{20}$  (champ (d) de la Figure 3.49), ce dernier est superposé à la microstructure ramenée à la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  (Figure 3.51).

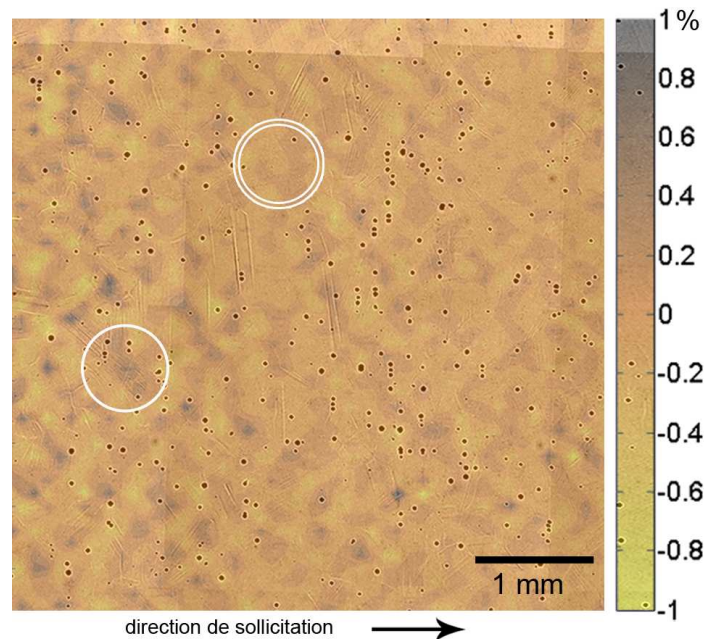


Figure 3.55. Essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Superposition de la microstructure au champ de déformation correspondant à l'instant  $M_{20}$  sur la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . La zone encerclée (resp. doublement encerclée) montre un grain fortement (resp. faiblement) marqué.

Malgré le fait que les marques du glissement soient moins marquées pour cet essai cyclique, cette superposition établit à nouveau un lien entre les valeurs élevées de la déformation en  $M_{20}$  et la présence de bandes de glissement en surface. On remarque en effet des bandes de glissement plus intenses et nombreuses sur la partie gauche de la microstructure, là où les déformations les plus importantes sont localisées.

### Cas des champs d'évolution de température depuis l'état initial

Le même principe de superposition est maintenant appliqué au champ d'évolution de température sur la Figure 3.56. Le champ utilisé est celui qui a le moins subi les effets de la diffusion, à savoir  $M_I$ .

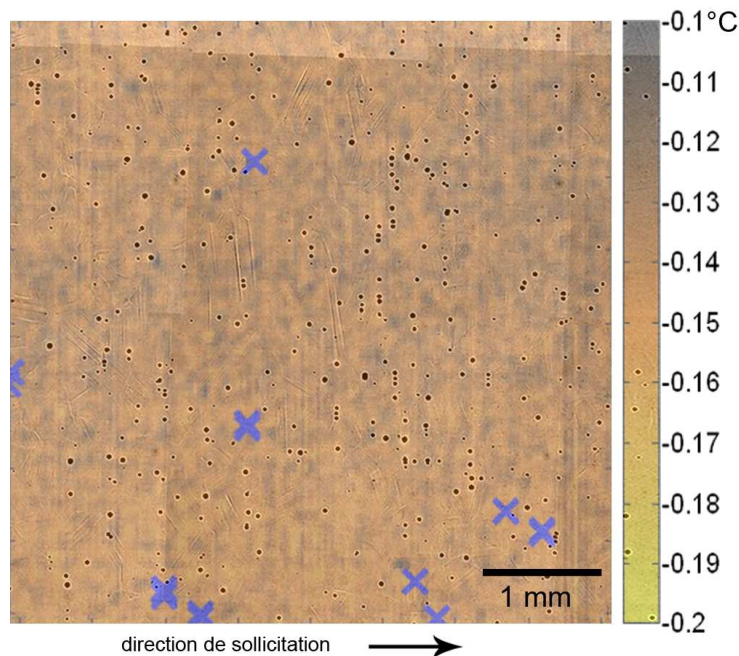


Figure 3.56. Essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Superposition de la microstructure au champ d'évolution de température correspondant à l'instant  $M_I$  sur la zone d'étude de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ .

Les croix indiquent les bad pixels.

Lors de ce premier quart de cycle, la température diminue alors que la déformation augmente. Si un grain plastifie, alors il devrait y avoir dissipation d'énergie et le grain concerné devrait moins refroidir que les autres. Or, on ne remarque pas de zone spécifique de température plus élevée qui pourrait correspondre à la microstructure. Dans le cadre de cet essai cyclique, les niveaux de chargement appliqués provoquent une activité plastique relativement faible, comme en témoigne la microstructure après déformation, et les sources correspondantes sont insuffisantes pour provoquer des gradients nets sur les champs de température. Ces champs, déjà peu marqués, sont de plus affectés par la diffusion thermique et par un retour à l'équilibre global après le refroidissement dû au palier. Dans cette configuration, il est impossible d'établir un lien entre un champ thermique, même en début de cycle, et les marques du glissement en surface.

### 3.7.3 Analyse temporelle

Deux points nommés  $A''$  et  $B''$  sont choisis dans des zones qui présentent des déformations respectivement élevées et faibles ; ils sont localisés sur le champ de déformation dans la direction de sollicitation à l'instant  $M_{20}$  et sur la microstructure après déformation sur la Figure 3.57. Puis, leurs évolutions de déformation et de température depuis l'instant initial sont tracées sur la Figure 3.58.



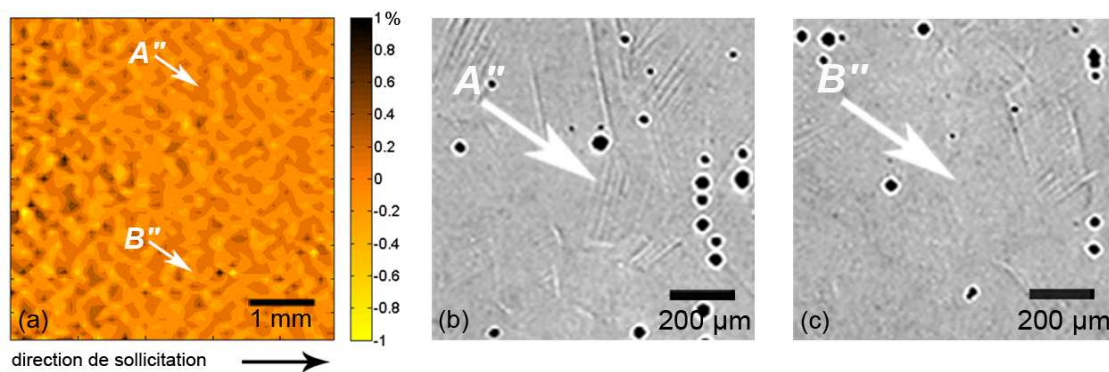


Figure 3.57. (a) Localisation des points d'étude  $A''$  et  $B''$  sur le champ de déformation dans la direction de sollicitation en  $M_{20}$  pour l'essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . (b) Observation au microscope optique de la microstructure après déformation au niveau des points  $A''$  et  $B''$ .

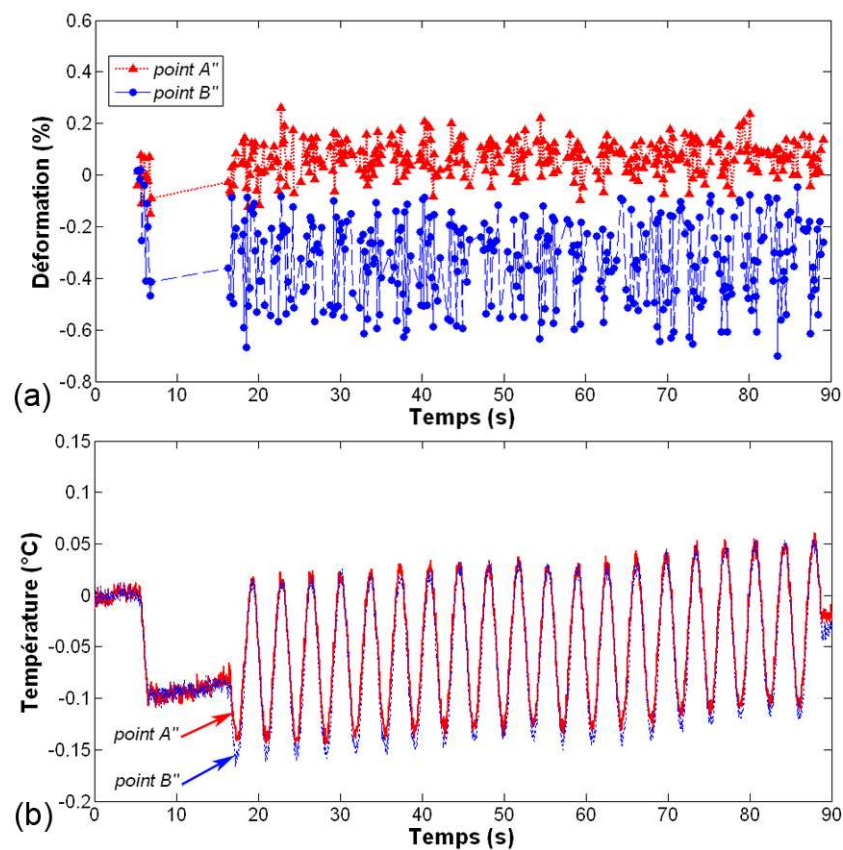


Figure 3.58. Cas de l'essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Évolutions temporelles aux points  $A''$  et  $B''$  (a) de la déformation et (b) de la variation de température depuis l'instant initial.

Le point  $A''$  (Figure 3.57b) se trouve dans un grain présentant des traces de glissement bien plus intenses que celui où est situé le point  $B''$  (Figure 3.57c). Le tracé temporel des déformations (Figure 3.58a) présente un bruit important et se trouve dans l'incertitude de mesure. Même si la déformation moyenne du point  $A''$  est plus élevée que celle du point  $B''$ , il est donc difficile de conclure quant aux valeurs d'amplitude de déformation. De même, l'écart entre les températures des points  $A''$  et  $B''$  en  $M_I$  (Figure 3.58b) étant d'environ 30 mK, il se trouve dans l'incertitude de mesure, rendant délicate une conclusion quant à une différence de température entre les deux points.

### 3.7.4 Simulations numériques

Les faibles niveaux relevés, à la fois pour les données de déformation et de température, peuvent soulever la question du seuil de détection des matériels utilisés et de la validité des mesures effectuées. Il convient donc de savoir si l'on ne capte pas d'hétérogénéités marquées à cause du dispositif de mesure, ou parce que les phénomènes physiques rendent la tâche réellement difficile ? Pour appuyer nos observations, nous avons simulé numériquement le cyclage auquel a été soumis l'échantillon d'acier 316L, afin d'estimer les ordres de grandeur des données cinématiques et thermiques à l'échelle de la microstructure. Les développements et les hypothèses prises concernant ces simulations numériques effectuées sous Abaqus sont entièrement présentés en Annexe C.

Le modèle 3D développé reprend les dimensions de l'éprouvette d'essai et est maillé dans la zone utile avec des éléments de  $150\ \mu\text{m}$ , ce qui correspond environ à la taille des grains du matériau hypertrempé (Figure 3.59). L'apparition de la microplasticité à l'échelle des grains, caractéristique des sollicitations en fatigue à grand nombre de cycles, est simulée en affectant une limite d'élasticité plus faible à une partie des grains, choisis aléatoirement dans la zone utile, tandis que le reste des éléments a un comportement élastique. L'originalité du modèle repose ensuite sur la description des couplages thermoélastiques et thermoplastiques (écrouissage cinématique linéaire) lors de la sollicitation de l'éprouvette par l'intermédiaire d'une UMAT dans Abaqus.

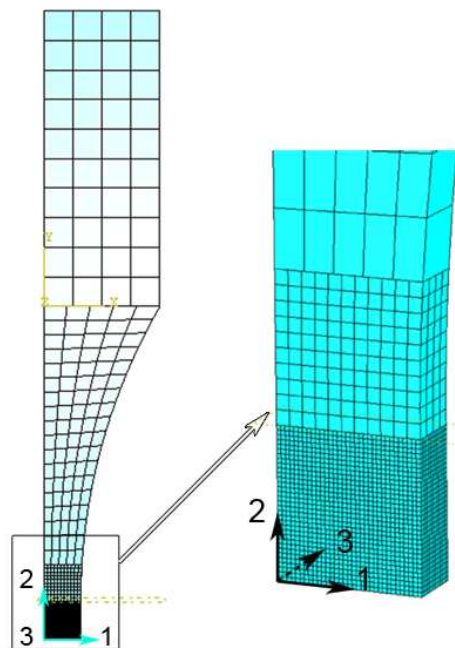


Figure 3.59. Maillage du quart d'éprouvette. Le maillage est fin dans la zone utile ( $150\ \mu\text{m}$ ) et de plus en plus large au fur et à mesure qu'on se rapproche de la tête de l'éprouvette.

Le repère est placé au milieu de l'échantillon, sur la face avant.

En raison des symétries du modèle, seul un quart de l'échantillon est modélisé. Les conditions aux limites thermiques représentent au mieux les échanges avec le milieu extérieur et les conditions aux limites mécaniques rendent compte du chargement sinusoïdal de traction cyclique effectué à une fréquence de  $0,28\ \text{Hz}$ , pour  $R = 0.1$  et  $\sigma_{max} = 154\ \text{MPa}$ . La Figure 3.60 permet, dans un premier temps, d'identifier les éléments qui plastifient au travers de la déformation plastique relevée au maximum de chargement du premier cycle.

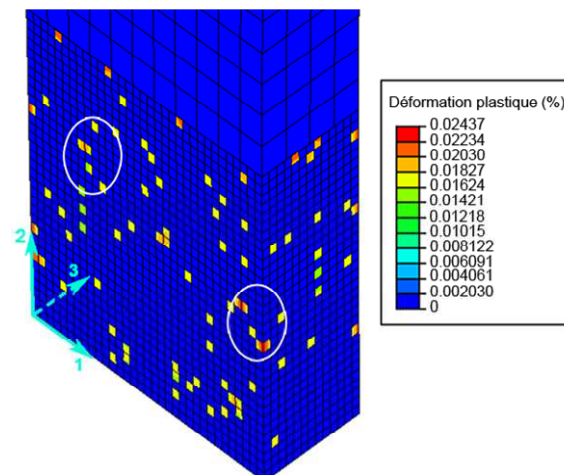


Figure 3.60. Visualisation des grains qui plastifient au sein du quart de zone utile de l'éprouvette, au travers de la déformation plastique au maximum de chargement du premier cycle. Le repère est placé au milieu de l'échantillon, sur la face avant.

Les champs thermiques calculés dans le cadre de la simulation à 0,28 Hz présentent des gradients de l'ordre de, ou inférieurs à, 1 mK. Le tracé, sur la Figure 3.61, de l'évolution temporelle de la température au niveau d'un grain restant élastique et d'un grain plastifiant, confirme cette absence de gradient marqué au sein de la zone utile. Il a été vérifié, dans le cas élastique, que l'augmentation moyenne de température par cycle correspond à un retour à l'équilibre global de l'échantillon.

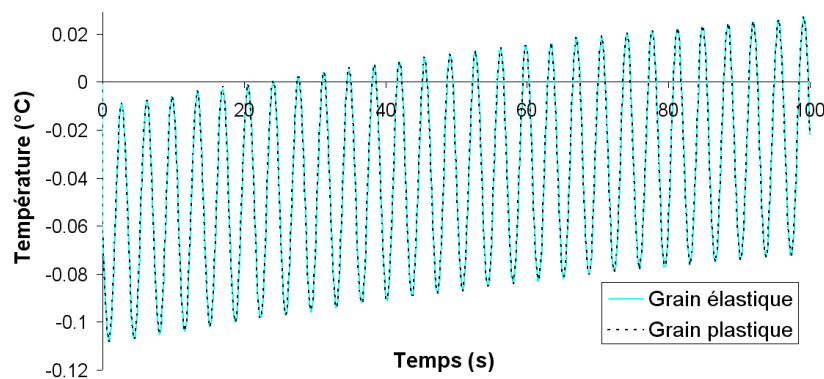


Figure 3.61. Évolution de la température au niveau d'un grain plastique et d'un grain élastique dans le cadre de la simulation de traction cyclique effectuée à une fréquence de 0,28 Hz, pour  $R = 0.1$  et  $\sigma_{max} = 154$  MPa.

Ces simulations mettent en évidence que, dans ces conditions d'amplitude et de fréquence de chargement, les sources de dissipation activées sont très faibles et la diffusion thermique est très pénalisante, conduisant à l'absence de gradient thermique en surface de l'échantillon.

Aussi, conservant la même amplitude de chargement pour rester dans les conditions de la fatigue à grand nombre de cycles, nous avons effectué la même simulation que précédemment, mais à des fréquences plus élevées : à 2,8 Hz et à 28 Hz. A 2,8 Hz, les gradients sont encore indiscernables. En revanche, à 28 Hz, des gradients apparaissent comme en témoigne la Figure 3.62 qui présente les champs d'évolution de température depuis l'état initial aux instants correspondant aux maxima de chargement des 1<sup>er</sup>, 2<sup>e</sup> et 18<sup>e</sup> cycles.

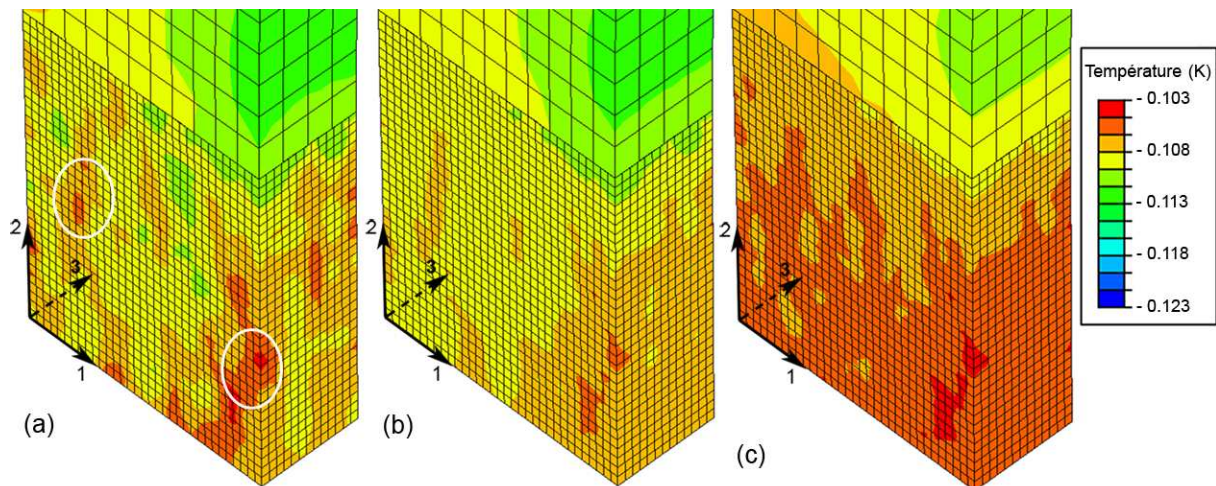


Figure 3.62. Cas de la simulation à 28 Hz. Champs d'évolution de température depuis l'état initial au niveau du quart de zone utile aux maxima de contrainte des (a) 1<sup>er</sup>, (b) 2<sup>e</sup> et (c) 18<sup>e</sup> cycles. Le repère est placé au milieu de l'échantillon, sur la face avant.

Pour cette sollicitation à une fréquence de 28 Hz, la localisation thermique est visible sur les premiers cycles avant d'être peu à peu atténuée sous l'effet de la diffusion thermique. Lors du premier cycle (Figure 3.62a) des gradients sont observables sur le quart de zone utile. Les zones les plus chaudes (ou les moins "refroidies") correspondent à des zones où l'on peut observer une plus forte concentration de grains plastifiés (zones entourées sur la Figure 3.60 et sur la Figure 3.62). Dès le second cycle (Figure 3.62b), l'effet de la diffusion thermique a déjà diminué l'amplitude des gradients. Enfin au 18<sup>e</sup> cycle (Figure 3.62c), la température moyenne dans la zone utile a augmenté en raison du retour à l'équilibre, et les gradients se sont encore atténués ne laissant que peu d'indication quant à la localisation des zones plastiques. Pourtant, ces grains plastiques présentent dans la simulation un régime d'accommodation plastique (cf. Annexe C) et sont toujours en régime dissipatif.

Ces simulations confirment donc que le dispositif expérimental n'est pas à mettre en défaut ici. En effet, compte tenu de la fréquence et de l'amplitude de la sollicitation cyclique appliquée expérimentalement, les gradients thermiques à l'échelle de la microstructure de l'échantillon sont quasi inexistantes.

### 3.8 Synthèse de la partie 2

Dans cette partie, nous avons pu voir que les mesures couplées de champs cinématiques et thermiques, à l'échelle des grains d'un matériau métallique, ne seront possibles sous chargement cyclique que moyennant certaines précautions. Les fréquences d'acquisition des dispositifs utilisés doivent en effet être optimisées en fonction des fréquences de sollicitation à étudier. Par ailleurs, dans le cadre de la fatigue à grand nombre de cycles, les niveaux de chargement appliqués, ainsi que la fréquence de sollicitation, ont leur importance. S'ils sont trop faibles, cela peut conduire à l'absence de gradients à observer ou à des gradients trop faibles par rapport au seuil de détection des matériels utilisés.

Les résultats obtenus ont néanmoins permis de mettre en lumière l'apparition d'une plasticité localisée et hétérogène à l'échelle microstructurale, sous chargement cyclique macroscopiquement élastique. La présence des marques de glissement implique qu'il existe une dissipation intrinsèque, mais elle est si faible, dans le cadre de l'essai présenté, qu'elle ne transparaît pas sur les champs thermiques. La détection d'hétérogénéités sur les champs thermiques au même niveau de chargement nécessiterait de travailler à des fréquences de sollicitation beaucoup plus élevées, ce que le matériel utilisé ne permet pas. Toutefois, les simulations numériques montrent que, même à fréquence plus élevée, les gradients thermiques restent faibles et fortement affectés par la diffusion thermique. Les champs s'homogénéisent très rapidement lors des premiers cycles et il devient rapidement difficile de remonter à une localisation des grains plastiques d'après les champs thermiques. Ceci souligne à nouveau l'intérêt de remonter aux termes sources, telle que la dissipation intrinsèque, problématique qui fait l'objet du paragraphe suivant.

### ***3.9 Vers la réalisation des champs de bilans d'énergie à l'échelle de la microstructure***

A l'échelle d'un échantillon, Berthel [Berthel 2007] a montré que la connaissance des champs cinématiques et thermiques permettait d'établir, sous certaines hypothèses, un bilan d'énergie complet moyennant un traitement des données, en particulier thermiques. Dans cette partie, on se propose, compte tenu des difficultés rencontrées dans cette étude et des résultats expérimentaux obtenus, de discuter de la possibilité d'effectuer des bilans d'énergie à l'échelle microstructurale à partir des données recueillies avec le dispositif de mesures couplées. On présentera, dans un premier temps, les cas pour lesquels cela est envisageable, avant d'aborder les aspects concernant les champs thermiques d'une part et cinématiques d'autre part.

#### ***3.9.1 Conditions d'applicabilité de la technique de couplage***

##### ***Matériau d'étude***

La mise en œuvre de la mesure couplée au chapitre 2 a permis de souligner l'importance du matériau d'étude. En effet, pour que les mesures puissent être effectuées à l'échelle de la microstructure du matériau, la taille de grains doit être adaptée aux résolutions des méthodes infrarouge et de corrélation d'images. Des progrès concernant la taille des détecteurs sont à prévoir à l'avenir, mais la dimension des grains du matériau à étudier restera toujours étroitement liée à la taille des détecteurs. Ensuite, les propriétés thermiques du matériau peuvent être pénalisantes pour l'utilisation de la thermographie infrarouge. En particulier, la diffusivité doit être la plus faible possible.

##### ***Type de sollicitation***

Les résultats expérimentaux ont mis en lumière l'importance de la fréquence d'acquisition. Pour des sollicitations quasi statiques monotones, aucun problème particulier n'apparaît. En revanche, sous sollicitation cyclique, la limitation provient de la caméra CCD, dont la fréquence d'acquisition est faible (7 Hz) devant celle de la caméra infrarouge (140 Hz). Pour envisager l'étude de sollicitations cycliques à fréquences plus élevées, ou encore de sollicitations dynamiques, il faudrait disposer d'une caméra CCD rapide couplée à des vitesses d'écriture sur disque performantes. Par ailleurs, la technique possède un seuil de détection (cf.

chapitre 2). Si les chargements appliqués sont trop faibles, les niveaux des déplacements, déformations et températures peuvent être de l'ordre de l'incertitude de mesure. De plus, dans le cas particulier de la thermique, les sources activées peuvent conduire à des gradients thermiques quasi inexistantes.

En supposant maintenant que le matériau choisi et la sollicitation conviennent à la réalisation de mesures couplées de champs cinématiques et thermiques à l'échelle des grains, voyons s'il est possible d'effectuer un bilan d'énergie à l'échelle microstructurale à partir des données recueillies.

### **3.9.2 Évaluation des sources à partir des champs thermiques**

De façon générale, les essais présentés dans ce chapitre rappellent l'intérêt de raisonner en termes de sources de chaleur plutôt qu'en température, en raison de la diffusion rapide au sein de l'échantillon. Par ailleurs, l'établissement d'un bilan d'énergie requiert de déterminer ces termes sources que sont la dissipation intrinsèque mais aussi le couplage thermoélastique.

La détermination des sources de chaleur se fait par l'intermédiaire de l'équation couplée de la chaleur ramenée à un problème en 2D (équation (A.45) de l'Annexe A). Or, dans cette équation, un laplacien de la température est à calculer, ce qui est délicat lorsque cette dernière est bruitée. Aussi, les données thermiques doivent au préalable subir un lissage spatio-temporel [Louche 1999, Berthel 2007]. Si le lissage temporel est moins gênant, le lissage spatial soulève la question de la description des hétérogénéités à l'échelle des grains. Le lissage présenté dans [Berthel 2007] pour la détermination des sources à l'échelle de l'échantillon moyenne déjà l'information obtenue avec un objectif standard sur un pavé de 15 x 5 pixels. Dans notre cas, où chaque détecteur est étalonné individuellement et où l'objectif utilisé est le G1, un lissage spatio-temporel est déjà effectué. Il s'agirait alors de déterminer la taille minimale du pavé de lissage spatial nécessaire pour effectuer le calcul du laplacien. Une diminution de la résolution spatiale de mesure est donc à prévoir, nous éloignant quelque peu de l'échelle du grain, mais restant néanmoins à une échelle inférieure à ce qui a été fait dans les études précédentes.

La perspective d'un lissage étant inévitable, la gestion des bad pixels et des non-uniformités du revêtement s'en trouve simplifiée. Le fait de remplacer l'information d'un détecteur par une pondération de celles de ses voisins aura en effet moins d'impact une fois l'information spatiale lissée. Pour ce qui est des non-uniformités, on peut encore sans doute améliorer le revêtement développé dans cette étude, en particulier sa granulométrie et le procédé d'application.

Par ailleurs, dans tous les développements concernant l'équation de la chaleur, effectués en Annexe A, et dans toutes les études évoquées, les propriétés thermophysiques sont considérées comme homogènes dans le matériau et identiques dans tous les grains. Toutefois, ceux-ci ont des orientations cristallines différentes et, à l'échelle d'observation, se pose la question de la réelle homogénéité des propriétés thermophysiques d'un grain à l'autre, ainsi qu'au sein d'un même grain. Une étude approfondie des hypothèses simplificatrices et des conditions aux limites intervenant dans l'équation de la chaleur est donc indispensable avant de se placer à l'échelle des grains du polycristal.

Enfin, une aporie demeure. La réalisation d'une mesure nécessite forcément un étalon. Dans le cas des mesures par thermographie infrarouge, tout un chacun considère son corps noir comme un corps noir au sens strict en posant son émissivité égale à 1. Or, l'émissivité annoncée par les constructeurs est, en général, inférieure à 1. Ce problème qui, à notre connaissance n'a jamais été traité, implique forcément une incertitude supplémentaire sur la température et plus largement sur les gradients mesurés, qu'il faudrait au moins pouvoir quantifier.

### **3.9.3 Cas des champs cinématiques**

Avant d'utiliser les champs cinématiques dans le cadre de bilans d'énergie, se pose la difficulté d'obtenir des champs intégralement corrects. En effet, le problème majeur que nous avons rencontré lors des mesures cinématiques concerne les artefacts numériques. Outre le fait que cela nous prive d'un certain nombre de champs en Correli2D, le problème est plus gênant avec CorreliGD, puisqu'une série de champs consécutifs se trouve affectée par un même artefact. L'origine de ces artefacts ne peut provenir de notre mouchetis puisque El Bartali a rencontré le même problème sur son matériau brut attaqué électrochimiquement. Ces artefacts sont en fait liés aux erreurs systématiques commises par l'algorithme de corrélation. En particulier, pour le cas de Correli2D, l'erreur systématique est maximale dès lors qu'on évalue un déplacement au demi-pixel (cf. Figure 2.3), ce qui peut engendrer localement une erreur plus importante créant des bandes d'isovaleurs de déplacement plus rapprochées et donc des bandes sur les champs de déformation. Notons que dans le cas de El Bartali, l'utilisation de CorreliQ4 atténue ce problème d'artefact, sans pour autant le supprimer totalement.

Nous avons également vu que le mouchetis pouvait présenter des "accidents" qui se traduisent par l'existence de zones monochromatiques couvrant un nombre de pixels proche de la taille d'une ZOI. Ici, un programme de reconnaissance de formes et de contrastes pourrait permettre de disqualifier un mouchetis présentant le genre de défauts suscité et assurer un calcul de corrélation sans aberration ponctuelle.

Enfin, si on se limite au cadre de la réalisation de bilans d'énergie, tel que proposé dans l'Annexe A, les champs cinématiques peuvent être utilisés pour estimer les champs de contrainte et en déduire ensuite l'énergie de déformation associée. Deux types de méthodes ont déjà été envisagées : par intégration des équations d'équilibre [Wattrisse 1999] ou par méthode variationnelle [Latourte *et al.* 2007]. Cependant, l'application de ces méthodes à des champs très hétérogènes localement reste à approfondir et ouvre de nombreuses perspectives.

## **Conclusion et perspectives**

Après avoir rappelé l'importance du caractère dissipatif des phénomènes d'érouissage et d'endommagement, l'intérêt de réaliser des bilans d'énergie pour les identifier a été présenté. L'origine des phénomènes mis en jeu étant microstructurale, l'accès à des informations cinématiques et thermiques s'avère indispensable à cette échelle pour parvenir à une étude plus approfondie des mécanismes de plasticité et d'endommagement. Un objectif a alors été fixé : ***parvenir à effectuer des mesures couplées de champs cinématiques et thermiques, simultanément et sur la même zone, à l'échelle des grains d'un matériau métallique.***

Pour réaliser de telles mesures à cette échelle, notre choix, parmi les techniques existantes, s'est porté sur la corrélation d'images numériques, pour obtenir les champs cinématiques, et sur la thermographie infrarouge, pour accéder aux champs thermiques. Dans cette étude, chacune des deux techniques est utilisée dans les limites de ses possibilités, de façon à en tirer les meilleures performances, en termes de précision et de résolution spatiale de mesure. L'ensemble a ensuite été intégré au sein d'un montage d'essai, où un miroir dichroïque permet l'observation simultanée de la zone utile de l'échantillon par les deux caméras. La réalisation d'une mesure couplée a également nécessité l'élaboration d'un revêtement spécifique convenant au mieux pour les deux techniques de mesure de champs utilisées.

Grâce à ce dispositif de mesures couplées, des champs cinématiques et thermiques ont pu être relevés simultanément sur la zone utile d'une éprouvette au cours de deux types de sollicitations : traction monotone uniaxiale quasi statique et traction-traction uniaxiale cyclique. Un traitement numérique des données brutes des champs a été nécessaire, en particulier pour obtenir des champs thermiques exploitables, mais aussi pour les exprimer dans la configuration de référence. Ce traitement à l'avantage de rendre possible la comparaison directe entre les données cinématiques et thermiques d'un même point matériel, durant toute la sollicitation.

Les résultats obtenus ont permis de présenter les champs d'évolution de température depuis l'état initial, ainsi que les champs de déformation d'une même zone, et de les comparer à la microstructure de cette même zone après déformation. La confrontation des données a ainsi confirmé le caractère hétérogène des phénomènes physiques à l'échelle microstructurale.

Sous sollicitation de traction monotone, un lien direct a été établi, à notre connaissance pour la première fois, entre la déformation plastique, l'apparition de lignes de glissement en surface du matériau et une augmentation de température plus marquée, mettant concrètement en évidence les couplages thermomécaniques à l'échelle des grains.

Sous sollicitation cyclique, les données cinématiques et microstructurales révèlent l'apparition d'une plasticité localisée, accompagnée de l'émergence de bandes de glissement en surface, au cours d'une sollicitation macroscopiquement élastique. Les faibles niveaux de chargement



appliqués ne donnent cependant pas lieu à des élévations de température significatives, au regard du seuil de détection thermique. Néanmoins, les hétérogénéités de déformation et les gradients thermiques sont plus marqués durant les premiers cycles, pendant lesquels les stades précurseurs de la localisation de la déformation et de l'endommagement se produisent.

Pour tous les essais menés, et malgré les précautions prises quant aux propriétés thermiques du matériau utilisé, la température s'est montrée fortement affectée par le phénomène de diffusion thermique. Cette dernière a tendance à homogénéiser les gradients à notre échelle d'observation, comme en témoignent les simulations numériques réalisées, modélisant le comportement thermoélastoplastique sous sollicitation cyclique. La détermination des termes sources de chaleur, en particulier pour des études à l'échelle des grains, se révèle donc indispensable à l'avenir.

Aussi, une des principales perspectives de ce travail est d'exploiter les données issues des mesures couplées à l'échelle des grains pour parvenir à la détermination des sources de chaleur, puis à des bilans d'énergie complets à l'échelle microstructurale. L'objectif de tels bilans, à moyen et long terme, est l'étude de l'évolution des sources de dissipation, en particulier celle de l'énergie bloquée, à l'échelle d'apparition de la plasticité et de l'endommagement. Les nombreuses discontinuités apparaissant à cette échelle (joints de grains, joints de macles, bandes de glissement, fissures courtes, ...) impliquent probablement d'élargir le cadre généralement admis pour les bilans d'énergie.

Des premières étapes dans cette voie vont faire l'objet d'une thèse qui vient de débiter au Laboratoire de Mécanique de Lille. Une attention particulière devra également être portée aux hypothèses prises pour appliquer l'équation de la chaleur à l'échelle des grains. Par ailleurs, la réalisation de mesures EBSD sur les éprouvettes permettrait de disposer des données d'orientations cristallines des grains de la zone utile. Dans ce cas, le lien entre orientation cristalline, niveau de déformation, apparition de glissement en surface et comportement thermique pourrait être étudié. Puis, d'un point de vue numérique, il serait intéressant d'intégrer la prise en compte des couplages thermoélastoplastiques au sein d'un modèle de calcul d'agrégat polycristallin alimenté par les données EBSD précédentes.

Au-delà de ces premiers objectifs, des améliorations du dispositif mis en œuvre restent envisageables, par exemple en ce qui concerne le revêtement développé. L'obtention de résolutions de mesure encore plus fines ne pourra passer, quant à elle, que par une évolution des caméras CCD et de thermographie. Des efforts peuvent également être faits quant à la diminution, voire à la suppression, des artefacts numériques en corrélation. En outre, l'adaptation du dispositif à des sollicitations cycliques à plus haute fréquence et à des sollicitations dynamiques reste à étudier.

## Annexe A

### Écriture de l'équation couplée de la chaleur d'après les lois de la thermodynamique

Dans cette annexe, la théorie conduisant à l'écriture de l'équation couplée de la chaleur est exposée. Les principes de la thermodynamique et le formalisme des Matériaux Standards Généralisés sont essentiellement issus des ouvrages de Germain [Germain 1973] et de Lemaitre et Chaboche [Lemaitre et Chaboche 1988]. Une fois l'équation établie en trois dimensions, des simplifications sont proposées dans la partie 1.A.3 d'après les travaux de Louche [Louche 1999], Boulanger [Boulanger 2004] et Berthel [Berthel 2007], qui permettent d'aboutir à une écriture en 2D, 1D puis 0D, offrant la possibilité d'une résolution plus aisée. Enfin, le cas d'une éprouvette soumise à une sollicitation cyclique de traction uniaxiale dans le domaine élastique est résolu.

#### A.1 Thermodynamique des Milieux Continus

##### A.1.1 Quelques relations de la Mécanique des Milieux Continus

Soit un domaine  $\Omega$  de frontière  $\partial\Omega$  et  $\vec{n}$  la normale extérieure en un point de  $\partial\Omega$ . On notera  $dV$  un élément de volume de  $\Omega$  et  $dS$  un élément de la frontière  $\partial\Omega$ . Soit  $\vec{v}$  le vecteur vitesse de déplacement en un point de  $\Omega$ . Les efforts extérieurs sont les efforts volumiques, notés  $\vec{f}$ , et les efforts surfaciques, notés  $\vec{T} = \overline{\overline{\sigma}} \cdot \vec{n}$  avec  $\overline{\overline{\sigma}}$  le tenseur des contraintes.

Soient  $E$  l'énergie interne et  $e$  l'énergie interne spécifique à l'instant  $t$ ,

$$E = \int_{\Omega} \rho e \, dV \quad (\text{A.1})$$

Soit  $K$  l'énergie cinétique associée à  $\Omega$  à l'instant  $t$  :

$$K = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \rho \vec{v}^2 \, dV \quad (\text{A.2})$$

Le théorème de l'énergie cinétique stipule que le taux de variation d'énergie cinétique du domaine  $\Omega$  est égal à la somme de la puissance des efforts extérieurs,  $P_e$ , et de la puissance des efforts intérieurs,  $P_i$ , exercés sur celui-ci :

$$\frac{dK}{dt} = P_e + P_i \quad (\text{A.3})$$

$$\text{avec} \quad P_e = \int_{\Omega} \vec{f} \, dV + \int_{\partial\Omega} \vec{T} \, dS \quad (\text{A.4})$$

$$P_i = - \int_{\Omega} \text{trace}(\overline{\overline{\sigma}} \cdot \overline{\overline{D}}) \, dV = - \int_{\Omega} \overline{\overline{\sigma}} : \overline{\overline{D}} \, dV \quad (\text{A.5})$$

où  $\overline{\overline{D}}$  est le taux de déformation eulérien,  $\overline{\overline{D}} = \frac{1}{2} \left( \overline{\overline{\text{grad}}} \vec{v} + {}^T(\overline{\overline{\text{grad}}} \vec{v}) \right)$ .

Soit  $Q$  le taux de chaleur reçu par le domaine  $\Omega$ .  $Q$  provient de la chaleur générée par les forces volumiques, définie par une densité volumique  $r$  et de la chaleur provenant d'échanges surfaciques au travers de  $\partial\Omega$ , faisant intervenir le vecteur courant de chaleur  $\vec{q}$  :

$$Q = \int_{\Omega} r \, dV - \int_{\partial\Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} \, dS \quad (\text{A.6})$$

### A.1.2 Premier Principe de la Thermodynamique

Le Premier Principe de la Thermodynamique exprime la conservation de l'énergie ainsi que la possibilité de transformation de l'énergie mécanique en chaleur. Pour un système en état d'équilibre, il s'écrit :

$$\frac{d}{dt} (E + K) = P_e + Q \quad (\text{A.7})$$

$$\text{D'après (A.3)} \quad \frac{dE}{dt} = -P_i + Q \quad (\text{A.8})$$

En introduisant (A.5) et (A.6) dans (A.8), il vient :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho e \, dV = \int_{\Omega} \rho \frac{de}{dt} \, dV = \int_{\Omega} \overline{\overline{\sigma}} : \overline{\overline{D}} \, dV + \int_{\Omega} r \, dV - \int_{\partial\Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} \, dS \quad (\text{A.9})$$

D'après le théorème de Green-Ostrogradski :  $\int_{\partial\Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} \, dS = \int_{\Omega} \text{div}(\vec{q}) \, dV$  et en utilisant le lemme

fondamental :  $\forall t, \text{ si } \frac{d}{dt} \int f(M, t) \, dV = 0 \text{ alors } f(M, t) = 0$ , on a la forme locale de la conservation de l'énergie :

$$\rho \frac{de}{dt} = \overline{\overline{\sigma}} : \overline{\overline{D}} + r - \text{div}(\vec{q}) \quad (\text{A.10})$$

**A.1.3 Second Principe de la Thermodynamique**

Le Second Principe de la Thermodynamique introduit de nouvelles grandeurs : l'entropie  $S$ , la densité d'entropie  $s$ , ainsi que la température absolue  $T$ . Pour un système en état d'équilibre, il s'écrit sous la forme d'une inégalité, appelée "Inégalité Fondamentale" :

$$\frac{dS}{dt} \geq \frac{Q}{T} \quad (\text{A.11})$$

Soit, d'après (A.6) :

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega} \rho s \, dV \geq \int_{\Omega} \frac{r}{T} \, dV - \int_{\partial\Omega} \frac{\vec{q} \cdot \vec{n}}{T} \, dS \quad (\text{A.12})$$

D'où :

$$\rho \frac{ds}{dt} \geq \frac{r}{T} - \text{div} \left( \frac{\vec{q}}{T} \right) \quad (\text{A.13})$$

**A.1.4 Écriture de l'inégalité de Clausius-Duhem**

Cette inégalité est issue des premier et second principes de la thermodynamique, énoncés dans les parties précédentes.

En observant que :

$$\text{div} \left( \frac{\vec{q}}{T} \right) = \text{Tr} \left( \overline{\overline{\text{grad} \left( \frac{\vec{q}}{T} \right)}} \right) = \frac{1}{T} \text{div} (\vec{q}) - \frac{1}{T^2} \vec{q} \cdot \overline{\overline{\text{grad}}} (T) \quad (\text{A.14})$$

le second principe (A.13) peut se mettre sous la forme :

$$\rho \frac{ds}{dt} \geq \frac{r}{T} - \frac{1}{T} \text{div} (\vec{q}) + \frac{1}{T^2} \vec{q} \cdot \overline{\overline{\text{grad}}} (T) \quad (\text{A.15})$$

En tenant compte du premier principe (A.10), (A.15) s'écrit :

$$\rho \frac{ds}{dt} \geq \frac{1}{T} \left( \rho \frac{de}{dt} - \overline{\overline{\sigma}} : \overline{\overline{D}} \right) + \frac{1}{T^2} \vec{q} \cdot \overline{\overline{\text{grad}}} (T) \quad (\text{A.16})$$

Sachant que  $T$  est positif, l'inégalité précédente devient :

$$\rho \left( T \frac{ds}{dt} - \frac{de}{dt} \right) + \overline{\overline{\sigma}} : \overline{\overline{D}} - \frac{1}{T} \vec{q} \cdot \overline{\overline{\text{grad}}} (T) \geq 0 \quad (\text{A.17})$$

En introduisant l'énergie libre spécifique de Helmholtz (transformée de Legendre de l'énergie interne  $e$  par rapport à  $s$ ), définie par :

$$\Psi = e - T s \quad (\text{A.18})$$

et dont la dérivée particulière s'écrit :

$$\frac{d\Psi}{dt} = \frac{de}{dt} - T \frac{ds}{dt} - s \frac{dT}{dt} \quad (\text{A.19})$$

l'inéquation (A.17) devient :

$$-\rho \left( \frac{d\Psi}{dt} + s \frac{dT}{dt} \right) + \overline{\sigma} : \overline{D} - \frac{1}{T} \overline{q} \cdot \overline{\text{grad}}(T) \geq 0 \quad (\text{A.20})$$

Cette inéquation est connue sous le nom d' "inégalité de Clausius-Duhem". Elle combine les deux principes de la thermodynamique.

### **A.1.5 Thermodynamique des Processus Irréversibles et réécriture de l'inégalité de Clausius-Duhem**

Notons d'abord que le terme "thermodynamique", utilisé dans les parties précédentes et couramment utilisé dans la littérature, aurait pu être remplacé par le terme "thermostatique" dans la mesure où les équations décrivent un milieu dans un état d'équilibre. Ainsi, le terme "thermodynamique" convient mieux à des systèmes qui ne sont pas en état d'équilibre.

Partons donc de l'hypothèse suivante, base de la "thermostatique" : tout état d'équilibre d'un milieu est parfaitement défini par la donnée de  $n+1$  paramètres  $\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_n$ , et les grandeurs thermostatiques de cet état (énergie interne spécifique, entropie spécifique ...) sont des fonctions connues des  $\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_n$ , par exemple  $s(\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_n)$ .

Dans le cadre de la Thermodynamique des Processus Irréversibles, ceci peut être étendu à un milieu en mouvement, donc hors équilibre, grâce à l'*axiome de l'état local* qui permet de traiter des évolutions ; ces évolutions restent néanmoins lentes et proches de l'équilibre. Cet axiome pose qu'à tout instant, un système hors équilibre peut être considéré comme la réunion de sous-systèmes homogènes en état d'équilibre. Ainsi, à toute particule, à un instant donné, on peut associer un état d'équilibre d'un système thermostatique défini par  $\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_n$ . Toute fonction de  $\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_n$ , décrivant une propriété thermostatique de ce système, définit également à l'instant  $t$  la propriété thermodynamique correspondante de la particule du milieu en mouvement.

Les paramètres  $\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_n$  sont des variables d'état. Le choix des variables d'état et leur nombre dépendent des phénomènes étudiés et du degré de finesse souhaité pour la modélisation. Deux types de variables d'état existent :

- les variables observables qui définissent totalement un système réversible. C'est le cas de  $T$ , la température absolue, et  $\overline{\varepsilon}$ , la déformation globale,
- les variables internes qui prennent en compte l'histoire interne du système. Ici, il s'agit de grandeurs telles que  $\overline{\varepsilon}_e$  (déformation élastique),  $\overline{\varepsilon}_p$  (déformation plastique).

Une façon de décrire complètement les propriétés d'un système thermostatique est de donner un potentiel fonction de ces variables d'état. Ainsi, on peut décrire le système grâce à l'énergie

libre spécifique  $\Psi = e - T s$ . Exprimée en fonction de  $T$  et de  $\alpha_1, \dots, \alpha_n$ , l'énergie libre définit un potentiel  $\Psi(T, \alpha_1, \dots, \alpha_n)$  et on a les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} s = -\frac{\partial \Psi}{\partial T}(T, \alpha_1, \dots, \alpha_n) \\ \eta_j = \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_j}(T, \alpha_1, \dots, \alpha_n) \\ d\Psi = -s dT + \sum_{j=1}^n \eta_j d\alpha_j = -s dT + \eta_j d\alpha_j \end{array} \right. \quad (\text{A.21})$$

L'inégalité de Clausius-Duhem s'écrit alors :

$$-\rho \left( \eta_j d\alpha_j \right) + \overline{\overline{\sigma}} : \overline{\overline{D}} - \frac{1}{T} \overline{\overline{q}} \cdot \overline{\overline{\text{grad}}}(T) \geq 0 \quad (\text{A.22})$$

Par définition, les deux premiers termes de l'inéquation représentent la dissipation intrinsèque volumique (le premier correspond à la puissance stockée, le second à la puissance mécanique des efforts intérieurs), et le dernier terme est la dissipation volumique thermique. Dans l'approche classique, la dissipation intrinsèque volumique et la dissipation volumique thermique sont supposées séparément positives.

## A.2 Équation couplée de la chaleur

### A.2.1 Expression générale

Le formalisme présenté ci-dessus permet également d'établir l'équation couplée de la chaleur.

Sachant que l'énergie interne est définie par :

$$e = \Psi + T s \quad (\text{A.23})$$

sa dérivée particulaire s'écrit :

$$\frac{de}{dt} = \frac{d\Psi}{dt} + s \frac{dT}{dt} + T \frac{ds}{dt} \quad (\text{A.24})$$

D'après (A.21), on a :

$$\begin{aligned} \frac{de}{dt} &= \frac{\partial \Psi}{\partial T} \frac{dT}{dt} + \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_j} \frac{d\alpha_j}{dt} - \frac{\partial \Psi}{\partial T} \frac{dT}{dt} + T \left( \frac{\partial s}{\partial T} \frac{dT}{dt} + \frac{\partial s}{\partial \alpha_j} \frac{d\alpha_j}{dt} \right) \\ \frac{de}{dt} &= \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_j} \frac{d\alpha_j}{dt} - T \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} \frac{dT}{dt} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \alpha_j} \frac{d\alpha_j}{dt} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

L'équation couplée de la chaleur est issue du premier principe (A.10), dans lequel on introduit la relation (A.25) :

$$\rho \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_j} \frac{d\alpha_j}{dt} - \rho T \left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} \frac{dT}{dt} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \alpha_j} \frac{d\alpha_j}{dt} \right) = \overline{\overline{\sigma}} : \overline{\overline{D}} + r - \text{div}(\overline{\overline{q}}) \quad (\text{A.26})$$

On pose alors  $C = -T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2}$ , chaleur spécifique à  $\alpha_j$  constants et on introduit également la loi de Fourier pour la conduction :  $\overline{\overline{q}} = -\overline{\overline{K}} \cdot \overline{\overline{\text{grad}}}(T)$ .

La réécriture de (A.26) conduit alors à l'expression générale en 3D de l'équation couplée de la chaleur :

$$\rho C \frac{dT}{dt} - \text{div}(\overline{\overline{K}} \cdot \overline{\overline{\text{grad}}}(T)) = \overline{\overline{\sigma}} : \overline{\overline{D}} - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_j} \frac{d\alpha_j}{dt} + r + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \alpha_j} \frac{d\alpha_j}{dt} \quad (\text{A.27})$$

On notera que cette équation est complètement indépendante du choix de la loi de comportement.

La correspondance physique des différents termes est la suivante :

-  $\rho C \frac{dT}{dt}$  est la quantité de chaleur nécessaire pour faire varier la température du solide,

-  $\text{div}(\overline{\overline{K}} \cdot \overline{\overline{\text{grad}}}(T))$  correspond aux échanges par conduction dans le solide.

Ces deux premiers termes sont des termes d'absorption et de fuite.

-  $\overline{\overline{\sigma}} : \overline{\overline{D}} - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_j} \frac{d\alpha_j}{dt}$  représente la dissipation intrinsèque, c'est-à-dire la partie de la

puissance mécanique des efforts intérieurs (1<sup>er</sup> terme) qui se transforme de façon irréversible en chaleur, une fois retranchée la puissance stockée (2<sup>nd</sup> terme). Elle est le fait des phénomènes irréversibles se produisant au niveau de la microstructure du matériau.

-  $r$  est la chaleur apportée par le milieu extérieur,

-  $\rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \alpha_j} \frac{d\alpha_j}{dt}$  correspond aux sources de chaleur induites par les termes de

couplages thermomécaniques, c'est-à-dire les interactions entre la température et les autres variables d'état utilisées pour caractériser le système. On distingue parmi ces sources de chaleur, la source de couplage thermoélastique ( $\alpha_j = \overline{\overline{\varepsilon}}_e$ ), qui provoque un réchauffement du matériau en compression élastique et un refroidissement en traction élastique, et d'autres sources liées à des transformations de phase par exemple.

Le taux de chaleur créé par les différentes sources (membre de droite de (A.27)), contribue à l'élévation de la température du système (terme  $\rho C \frac{dT}{dt}$ ) et diffuse par perte dans le reste du milieu (terme de conduction  $div(\overline{\overline{K}} \cdot \overline{\overline{grad}}(T))$ ).

### A.2.2 Introduction d'une loi de comportement dans l'équation couplée de la chaleur

Dans l'objectif de travailler sur des aciers, on se restreint généralement au cadre des Matériaux Standards Généralisés, pour lesquels la loi de comportement thermoélastoplastique se déduit de l'énergie libre spécifique  $\Psi$  (qui permet de décrire l'état du système à l'instant  $t$ ) et du potentiel de dissipation  $\Phi$  (qui donnera les lois d'évolution de l'état du système). De façon classique, ces potentiels sont pris convexes quadratiques afin d'assurer la positivité de la dissipation (cf.(A.22)), quelle que soit l'évolution du système. En vue des simulations numériques de l'Annexe C, nous considérons ici le cas d'un comportement élastoplastique à écrouissage cinématique linéaire. Dans ce cas, l'énergie libre s'exprime en fonction de trois variables :

$$\Psi = \Psi(T, \overline{\overline{\varepsilon}}_e, \overline{\overline{\varepsilon}}_p) \quad (\text{A.28})$$

Aux variables d'état  $\overline{\overline{\varepsilon}}_e$  et  $\overline{\overline{\varepsilon}}_p$  sont associées les grandeurs  $\overline{\overline{\sigma}}$  et  $\overline{\overline{X}}$ , appelées "forces thermodynamiques", correspondant respectivement à la contrainte et à l'écrouissage cinématique, telles que :

$$\begin{cases} \overline{\overline{\sigma}} = \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \overline{\overline{\varepsilon}}_e} \\ \overline{\overline{X}} = \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \overline{\overline{\varepsilon}}_p} \end{cases} \quad (\text{A.29})$$

Dans le cas de l'élasticité isotrope et de la thermoélastoplasticité à écrouissage cinématique linéaire, le potentiel  $\Psi$  s'écrit, d'après [Lemaitre et Chaboche 1988] :

$$\Psi(T, \overline{\overline{\varepsilon}}_e, \overline{\overline{\varepsilon}}_p) = \frac{1}{\rho} \left[ \frac{1}{2} \left( \lambda Tr(\overline{\overline{\varepsilon}}_e)^2 + 2 \mu Tr(\overline{\overline{\varepsilon}}_e)^2 \right) - (3\lambda + 2\mu) \alpha \theta Tr(\overline{\overline{\varepsilon}}_e) + \frac{1}{3} H Tr(\overline{\overline{\varepsilon}}_p)^2 \right] \quad (\text{A.30})$$

avec  $\lambda$  et  $\mu$  les coefficients de Lamé,  $\alpha$  le coefficient de dilatation thermique isotrope,  $\theta = T - T_0$  où  $T_0$  est la température initiale et  $H$  le module d'écrouissage.

Le premier terme correspond à l'élasticité, le second rend compte de la thermoélasticité et le dernier représente l'écrouissage.

On déduit de (A.29) et (A.30) et après calcul, l'écriture du tenseur des contraintes  $\overline{\overline{\sigma}} = \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \overline{\overline{\varepsilon}}_e}$  :

$$\overline{\overline{\sigma}} = \lambda Tr(\overline{\overline{\varepsilon}}_e) \overline{\overline{I}} + 2 \mu \overline{\overline{\varepsilon}}_e - (3\lambda + 2\mu) \alpha \theta \overline{\overline{I}} \quad (\text{A.31})$$



Soit, en posant  $3K = 3\lambda + 2\mu$  :

$$\bar{\sigma} = \lambda \text{Tr}(\bar{\varepsilon}_e) \bar{I} + 2\mu \bar{\varepsilon}_e - 3K\alpha\theta \bar{I} \quad (\text{A.32})$$

Dans cette expression, on retrouve la partie classique correspondant à l'élasticité (loi de Hooke) et un dernier terme correspondant aux contraintes thermiques.

Reprenons l'équation couplée de la chaleur (A.27) en introduisant le potentiel énergie libre défini en (A.28) et en se plaçant dans le contexte des petites perturbations (HPP), où l'on peut

remplacer  $\bar{D}$  par  $\frac{d\bar{\varepsilon}}{dt}$  :

$$\begin{aligned} \rho C \frac{dT}{dt} - \text{div} \left( \bar{K} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T) \right) = r + \bar{\sigma} : \frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \varepsilon_e} : \frac{d\bar{\varepsilon}_e}{dt} - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \varepsilon_e} : \frac{d\bar{\varepsilon}_e}{dt} \\ + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \varepsilon_p} : \frac{d\bar{\varepsilon}_p}{dt} - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \varepsilon_p} : \frac{d\bar{\varepsilon}_p}{dt} \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

En reportant dans cette équation les forces thermodynamiques définies en (A.29), on a :

$$\begin{aligned} \rho C \frac{dT}{dt} - \text{div} \left( \bar{K} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T) \right) = r + \bar{\sigma} : \frac{d\bar{\varepsilon}}{dt} + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \varepsilon_e} : \frac{d\bar{\varepsilon}_e}{dt} - \bar{\sigma} : \frac{d\bar{\varepsilon}_e}{dt} \\ + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \varepsilon_p} : \frac{d\bar{\varepsilon}_p}{dt} - \bar{X} : \frac{d\bar{\varepsilon}_p}{dt} \end{aligned} \quad (\text{A.34})$$

D'après (A.29) et (A.32), on peut écrire dans le cas d'une élasticité isotrope :

$$\begin{aligned} \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \varepsilon_e} : \frac{d\bar{\varepsilon}_e}{dt} = T \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial T} : \frac{d\bar{\varepsilon}_e}{dt} = -3TK\alpha \bar{I} : \frac{d\bar{\varepsilon}_e}{dt} \\ = -3K\alpha T \text{Tr} \left( \frac{d\bar{\varepsilon}_e}{dt} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

Par inversion de (A.31), on a par ailleurs :

$$\bar{\varepsilon}_e = \frac{1+\nu}{E} \bar{\sigma} - \frac{\nu}{E} \text{Tr}(\bar{\sigma}) \bar{I} + \alpha(T - T_0) \bar{I} \quad (\text{A.36})$$

D'où :

$$\text{Tr} \left( \frac{d\bar{\varepsilon}_e}{dt} \right) = \frac{1+\nu}{E} \text{Tr} \left( \frac{d\bar{\sigma}}{dt} \right) - \frac{3\nu}{E} \text{Tr} \left( \frac{d\bar{\sigma}}{dt} \right) + 3\alpha \frac{dT}{dt} \quad (\text{A.37})$$

En réinjectant cette expression dans (A.35), il vient :

$$\rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \varepsilon_e} : \frac{d\varepsilon_e}{dt} = -\alpha T \text{Tr} \left( \frac{d\bar{\sigma}}{dt} \right) - 9 K \alpha^2 T \frac{dT}{dt} \quad (\text{A.38})$$

On peut donc réécrire (A.34) en introduisant (A.38) ; on obtient alors l'expression générale de l'équation de la chaleur, intégrant une loi de comportement thermoélastoplastique à écrouissage cinématique linéaire :

$$\rho C \frac{dT}{dt} - \text{div} \left( \bar{K} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T) \right) = r + (\bar{\sigma} - \bar{X}) : \frac{d\varepsilon_p}{dt} - \alpha T \text{Tr} \left( \frac{d\bar{\sigma}}{dt} \right) - 9 K \alpha^2 T \frac{dT}{dt} + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \varepsilon_p} : \frac{d\varepsilon_p}{dt} \quad (\text{A.39})$$

On distingue, dans le membre de droite, quatre termes sources :

- $r$  représente les sources extérieures,
- $(\bar{\sigma} - \bar{X}) : \frac{d\varepsilon_p}{dt}$  est la dissipation intrinsèque ( $\bar{\sigma} - \bar{X}$  est la force de rappel),
- $-\alpha T \text{Tr} \left( \frac{d\bar{\sigma}}{dt} \right) - 9 K \alpha^2 T \frac{dT}{dt}$  correspond au couplage thermoélastique,
- $\rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \varepsilon_p} : \frac{d\varepsilon_p}{dt}$  est un terme de couplage thermoplastique lié le plus souvent à un changement de phase.

### A.3 Résolution de l'équation de la chaleur

#### A.3.1 Premières simplifications de l'équation couplée de la chaleur

L'équation (A.39) est une expression générale qui peut être simplifiée grâce à un certain nombre d'hypothèses déjà évoquées par Louche [Louche 1999] et Boulanger [Boulanger 2004] :

- le terme  $\rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \varepsilon_p} : \frac{d\varepsilon_p}{dt}$  peut être négligé dans la mesure où il n'y a pas de changement de phase,

- la masse volumique  $\rho$  et la chaleur spécifique  $C$  sont considérées comme des constantes indépendantes du temps et de la température,

- à faible vitesse de déformation et pour des matériaux à diffusivité élevée, il est admis que les termes convectifs  $\vec{v} \cdot \overrightarrow{grad}(T)$ , où  $\vec{v}$  est la vitesse eulérienne, peuvent être négligés.

Ainsi, la dérivée particulaire de la température  $\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \overrightarrow{grad}(T)$  devient  $\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t}$ ,

- le tenseur de conduction  $\overline{\overline{K}}$  est isotrope et constant à l'échelle de l'échantillon :  $\overline{\overline{K}} = k \overline{\overline{I}}$ , d'où  $\overline{\overline{K}} \cdot \overrightarrow{grad}(T) = k \overrightarrow{grad}(T)$ ,

- la source  $r$  due à l'échange thermique par rayonnement est considérée indépendante du temps. Ceci permet de définir un champ de température  $T_0$  d'équilibre du système, tel que  $r = -\Delta T_0$ .

En posant à nouveau  $\theta = T - T_0$ , on obtient l'équation de la chaleur simplifiée sous la forme :

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - k \Delta \theta = (\overline{\overline{\sigma}} - \overline{\overline{X}}) : \frac{d\overline{\overline{\varepsilon}}_p}{dt} - \alpha T Tr \left( \frac{d\overline{\overline{\sigma}}}{dt} \right) - 9 K \alpha^2 T \frac{d\theta}{dt} \quad (\text{A.40})$$

Cette équation, pourtant simplifiée, reste difficile, voire impossible, à résoudre car il s'agit d'un problème inverse mal posé [Louche 1999]. Par ailleurs, les champs intervenant dans cette équation sont tridimensionnels et les moyens de mesure thermique ne permettent pas d'avoir accès à une telle information. Toutefois, dans le cas particulier de nos essais, qui sont réalisés sur des éprouvettes minces, une simplification du problème peut encore être faite.

### A.3.2 Passage à problème 2D

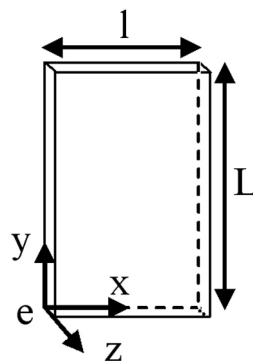


Figure A.1. Schéma de la zone utile d'une éprouvette.

L'épaisseur  $e$  des éprouvettes étant faible devant ses autres dimensions, la variation de température peut être considérée constante suivant l'épaisseur  $z$ , ce qui va permettre de simplifier l'expression du laplacien  $\Delta$  en intégrant l'équation suivant la direction  $z$ .

La température moyennée suivant l'épaisseur s'écrit :

$$\bar{\theta}(x, y, t) = \frac{1}{e} \int_0^e \theta(x, y, z, t) dz \quad (\text{A.41})$$

La moyenne suivant l'épaisseur est ici symbolisée par un accent pour éviter toute confusion avec la représentation correspondant aux tenseurs.

Le laplacien de la température prend donc la forme suivante :

$$\begin{aligned} k \Delta \theta &= k \left( \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} \right) + k \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left( \frac{1}{e} \int_0^e \theta(x, y, z, t) dz \right) \\ k \Delta \theta &= k \left( \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} \right) + \frac{k}{e} \left[ \frac{\partial \theta(x, y, z, t)}{\partial z} \right]_0^e \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

Sur les faces arrière et avant de l'éprouvette, en  $z = 0$  et en  $z = e$ , les conditions aux limites sont principalement des fuites de convection (on négligera le rayonnement). Ainsi, en notant  $h$  le coefficient d'échange par convection entre l'éprouvette et le milieu extérieur :

$$-k \left[ \frac{\partial \theta(x, y, z, t)}{\partial z} \right]_0^e = 2 h \bar{\theta} \quad (\text{A.43})$$

D'où la nouvelle écriture du membre de gauche de l'équation couplée de la chaleur (A.40) :

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - k \Delta \theta = \rho C \left[ \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{2 h}{e \rho C} \bar{\theta} - \frac{k}{\rho C} \left( \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} \right) \right] \quad (\text{A.44})$$

Dans les travaux de Louche [Louche 1999], est introduite une constante  $\tau_{th}^{2D} = \frac{\rho C e}{2 h}$  appelée

"constante de temps des fuites thermiques par convection sur les faces avant et arrière de l'éprouvette", ce qui conduit une expression bidimensionnelle de l'équation de la chaleur :

$$\rho C \left[ \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\bar{\theta}}{\tau_{th}^{2D}} - \frac{k}{\rho C} \left( \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} \right) \right] = \left( \bar{\sigma} - \bar{X} \right) : \frac{d \bar{\varepsilon}_p}{dt} - \alpha \bar{T} Tr \left( \frac{d \bar{\sigma}}{dt} \right) - 9 K \alpha^2 \bar{T} \frac{d \bar{\theta}}{dt} \quad (\text{A.45})$$

La thermographie infrarouge permettant d'avoir accès à une cartographie des températures à la surface de l'éprouvette, l'équation précédente devrait permettre d'évaluer l'ensemble des sources de chaleur et de réaliser des bilans d'énergie. Or, les données infrarouges sont des données discrètes, à la fois spatialement et temporellement et, qui plus est, bruitées.

L'évaluation du laplacien  $\Delta$  reste donc encore délicate. Pour remédier à ce problème, deux voies ont été explorées :

➤ La première, par Louche [Louche 1999], consiste en un traitement du signal : les données infrarouges sont d'abord filtrées spatialement et temporellement afin de réduire les bruits spatial et temporel, puis traitées pour obtenir des évaluations correctes des opérateurs différentiels.

➤ La seconde voie, privilégiée par Boulanger [Boulanger 2004], consiste à simplifier encore le problème en supposant que la température est homogène sur toute la surface de l'éprouvette, dans les directions transversale et longitudinale. L'équation (A.45) peut alors être intégrée à nouveau, ramenant l'étude à un cas 1D et même 0D.

Toutefois, les hypothèses qui sont faites, même si elles permettent d'approximer les sources de chaleur très rapidement, doivent être prises avec précaution, car elles dépendent fortement de l'échelle d'observation qui peut être atteinte. En effet, l'hypothèse d'homogénéité du champ de température est acceptable si l'on se place d'un point de vue "macroscopique" et que l'on considère l'éprouvette tout entière. L'utilisation de caméras infrarouges à faible résolution spatiale est alors suffisante et les thermogrammes obtenus (Figure A.2) rendent cette hypothèse acceptable. En revanche, si l'on s'intéresse à l'échelle des grains de l'éprouvette, l'utilisation d'une caméra à fortes résolutions spatiale et thermique devient nécessaire et met en évidence un champ de température hétérogène à la surface de l'échantillon.

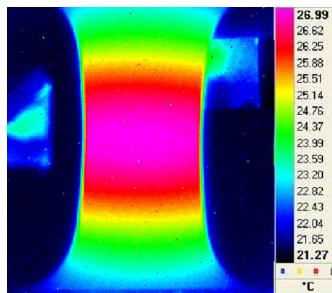


Figure A.2. Thermogramme d'une éprouvette plane soumise à une traction uniaxiale.

Bien que l'on souhaite travailler à l'échelle de la microstructure, on présentera ces expressions simplifiées de l'équation de la chaleur, car elles nous permettront d'évaluer les sources de chaleur et de les comparer aux résultats des simulations numériques, mais aussi d'apprécier l'erreur commise du fait des simplifications effectuées.

### A.3.3 Passage à un problème 1D

La température, ainsi que les sources de chaleur, sont ici considérées constantes suivant une section droite de l'éprouvette.

La température est désormais moyennée suivant  $x$  :

$$\bar{\bar{\theta}}(y, t) = \frac{1}{l} \int_0^l \bar{\theta}(x, y, t) dx \quad (\text{A.46})$$

Ainsi, de la même façon que précédemment, en considérant que les conditions aux limites sur chaque tranche, en  $x = 0$  et  $x = l$ , sont des fuites par convection :

$$-k \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( \frac{1}{l} \int_0^l \check{\theta}(x, y, t) dx \right) = -\frac{k}{l} \left[ \frac{\partial \check{\theta}(x, y, t)}{\partial z} \right]_0^l = \frac{2h}{l} \check{\theta} \quad (\text{A.47})$$

on a :

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - k \Delta \theta = \rho C \left[ \frac{\partial \check{\theta}}{\partial t} + \frac{2h}{e \rho C} \check{\theta} + \frac{2h}{l \rho C} \check{\theta} - \frac{k}{\rho C} \frac{\partial^2 \check{\theta}}{\partial y^2} \right] \quad (\text{A.48})$$

En posant  $\frac{1}{\tau_{th}^{1D}} = \frac{2h}{\rho C e} + \frac{2h}{\rho C l}$ , on obtient la constante  $\tau_{th}^{1D} = \frac{\rho C e l}{2h(e+l)}$ , appelée "constante des fuites thermiques par convection sur les faces avant, arrière et latérales de l'éprouvette", ce qui conduit à une expression unidimensionnelle de l'équation de la chaleur :

$$\rho C \left[ \frac{\partial \check{\theta}}{\partial t} + \frac{\check{\theta}}{\tau_{th}^{1D}} - \frac{k}{\rho C} \frac{\partial^2 \check{\theta}}{\partial y^2} \right] = (\bar{\sigma} - \bar{X}) : \frac{d\bar{\epsilon}_p}{dt} - \alpha \bar{T} Tr \left( \frac{d\bar{\sigma}}{dt} \right) - 9 K \alpha^2 \bar{T} \frac{d\check{\theta}}{dt} \quad (\text{A.49})$$

#### A.3.4 Passage à un problème dit "0D"

Dans cette configuration, la température et les sources de chaleur sont considérées comme homogènes dans la partie utile de l'éprouvette, ce qui, d'après la Figure A.2, peut être éventuellement admis, à condition que l'on considère la zone utile tout entière de l'éprouvette. Ceci serait erroné si l'on souhaitait observer la microstructure du matériau.

La température moyennée suivant  $y$  s'écrit :

$$\theta(t) = \bar{\theta}(t) = \frac{1}{L} \int_0^L \check{\theta}(y, t) dy \quad (\text{A.50})$$

$\theta(t)$  représente la moyenne spatiale, dans toutes les directions, du champ de température relevé.

Les conditions aux limites en  $y = 0$  et  $y = L$ , correspondant aux fuites au niveau des mors, sont assimilées à des pertes par convection, de coefficient d'échange  $h'$  :

$$-k \frac{\partial^2}{\partial y^2} \left( \frac{1}{L} \int_0^L \check{\theta}(y, t) dy \right) = \frac{2h'}{L} \check{\theta} = \frac{2h'}{L} \theta \quad (\text{A.51})$$

D'où :

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - k \Delta \theta = \rho C \left[ \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{2h}{e \rho C} \theta + \frac{2h}{l \rho C} \theta + \frac{2h'}{L \rho C} \theta \right] \quad (\text{A.52})$$

Ici, est posé :  $\frac{1}{\tau_{eq}} = \frac{2h}{\rho C e} + \frac{2h}{\rho C l} + \frac{2h'}{\rho C L}$ , soit :  $\tau_{eq} = \frac{\rho C}{2h \left( \frac{e+l}{el} \right) + \frac{2h'}{L}}$  qui correspond à "la

constante de temps de toutes les fuites thermiques de l'éprouvette". L'équation de la chaleur devient donc :

$$\rho C \left[ \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\theta}{\tau_{eq}} \right] = \left( \bar{\sigma} - \bar{X} \right) : \frac{d\bar{\varepsilon}_p}{dt} - \alpha T Tr \left( \frac{d\bar{\sigma}}{dt} \right) - 9 K \alpha^2 T \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (A.53)$$

## A.4 Application au cas d'une éprouvette soumise à une sollicitation cyclique de traction uniaxiale dans le domaine élastique

### A.4.1 Réécriture de l'équation couplée de la chaleur

Dans le cas d'un essai uniaxial, le tenseur des contraintes prend la forme suivante :

$$\bar{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (A.54)$$

La sollicitation cyclique est de la forme :

$$\sigma_{11}(t) = \sigma_m + \frac{\Delta \sigma}{2} \sin(2\pi f t) \quad (A.55)$$

avec  $\sigma_m$  la contrainte moyenne,  $\Delta \sigma$  l'amplitude de contrainte et  $f$  la fréquence de la sollicitation.

Dans le cas d'un comportement élastique linéaire, la déformation plastique est nulle et la dissipation intrinsèque disparaît de l'équation de la chaleur présentée en (A.53). Il ne reste donc qu'une seule source, la source thermoélastique :

$$\rho C \left[ \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\theta}{\tau_{eq}} \right] = -\alpha T \frac{\Delta \sigma}{2} \cos(2\pi f t) - 9 K \alpha^2 T \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (A.56)$$

On obtient donc l'équation différentielle suivante :

$$\left( 1 + \frac{9 K \alpha^2 T}{\rho C} \right) \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\theta}{\tau_{eq}} = -\frac{\alpha T}{\rho C} \frac{\Delta \sigma}{2} \cos(2\pi f t) \quad (A.57)$$

**A.4.2 Simplifications de l'équation**

La constante  $\frac{9 K \alpha^2}{\rho C}$ , liée aux caractéristiques du matériau, peut être négligée, car elle est l'ordre de  $5,4 \cdot 10^{-16}$  SI, dans le cas de l'acier 316L.

Par ailleurs, en considérant  $T$  proche de la température initiale d'équilibre  $T_0$ , l'équation différentielle (A.57) devient :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\theta}{\tau_{eq}} = -\frac{\alpha T_0}{\rho C} \frac{\Delta \sigma}{2} \cos(2\pi f t) \quad (\text{A.58})$$

**A.4.3 Solution**

Cette équation différentielle a pour solution :

$$\theta(t) = -\frac{\alpha T_0}{\rho C} \pi f \Delta \sigma \frac{1}{\sqrt{\tau_{eq}^{-2} + 4 \pi^2 f^2}} \sin(2\pi f t + \varphi) \quad (\text{A.59})$$

avec  $\tan \varphi = 2\pi f \tau_{eq}$ .

Ainsi, l'amplitude de la variation de température par rapport à l'état d'équilibre, due à la thermoélasticité,  $\Delta \theta_{the}$  est :

$$\Delta \theta_{the} = \frac{\alpha T_0}{\rho C} \frac{2\pi f \Delta \sigma}{\sqrt{\tau_{eq}^{-2} + 4 \pi^2 f^2}} \quad (\text{A.60})$$





## **Annexe B**

### **Utilisation de la température pour la détermination rapide de la limite de fatigue**

Les premiers bilans d'énergie présentés au chapitre 1 ont mis en évidence qu'une partie de l'énergie apportée au cours d'une sollicitation monotone ou cyclique restait bloquée dans le matériau, participant ainsi aux modifications microstructurales et à l'endommagement. L'accès à cette énergie bloquée se faisant par l'intermédiaire de l'énergie dissipée, elle-même étroitement liée à la température, certains ont vu en la température un indicateur de l'endommagement du matériau qui pourrait être utile en fatigue. En effet, les essais classiques de détermination de la limite de fatigue (contrainte en deçà de laquelle le matériau peut être sollicité un nombre infini de cycles sans aboutir à la rupture), tels que la méthode stair-case ou, en théorie, la méthode de Locati, sont extrêmement longs et coûteux et nécessitent de nombreux échantillons, d'où l'intérêt d'exploiter d'autres voies pour aboutir à des essais plus rapides. La température a d'abord été largement utilisée de façon empirique pour déterminer la limite de fatigue. La méthode développée, vivement critiquée un temps, a ensuite été enrichie de notions probabilistes, afin de rendre compte de la dispersion caractéristique des essais de fatigue et d'aboutir à une caractérisation rapide des matériaux en fatigue. Parallèlement, une autre voie a également été explorée, qui concerne la détermination des sources responsables des variations de température observées en fatigue, renouant ainsi avec les notions de bilans d'énergie, mais restant néanmoins à l'échelle globale de l'échantillon.

#### **B.1 Détermination rapide de la limite de fatigue**

Farren et Taylor [Farren et Taylor 1925] ont mis en évidence la dissipation d'énergie apparaissant lors de l'érouissage sous sollicitations monotones ; les mêmes phénomènes dissipatifs sont observés par Dillon [Dillon 1962b] sous sollicitations répétées. Il est donc raisonnable de s'attendre à une dissipation d'énergie et donc à des variations de température en fatigue. Considérant que la dissipation intrinsèque d'énergie ( $W_{ch}$ ) est un indicateur des manifestations de l'endommagement, Luong [Luong 1995, Luong 1998] développe une méthode d'évaluation rapide de la limite de fatigue, à partir de mesures de température par une caméra de thermographie infrarouge. Il soumet des éprouvettes d'acier automobile XC 55 à des blocs de cycles de flexion rotative successifs, d'amplitude de chargement croissante et à contrainte moyenne constante (Figure B.1). A chaque bloc, la température globale de l'échantillon augmente puis se stabilise ; la variation de la température stabilisée (ici assimilée à la dissipation intrinsèque) par rapport à la température en début de bloc est alors reportée dans un graphique en fonction de l'amplitude de contrainte du bloc considéré. Cette procédure peut être poursuivie jusqu'à la rupture de l'échantillon. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure B.2 : la température augmente avec la contrainte et présente clairement deux régimes linéaires de pentes différentes. La limite de fatigue s'obtient alors graphiquement, et

donc de façon empirique et arbitraire, comme l'abscisse de l'intersection des droites de pentes différentes.

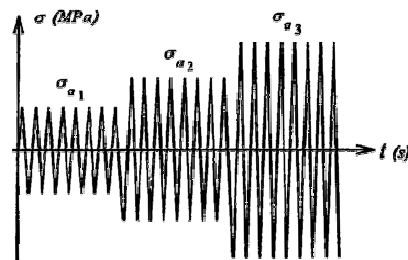


Figure B.1. Blocs de chargement cyclique d'amplitude croissante [Cugy et Galtier 2002].

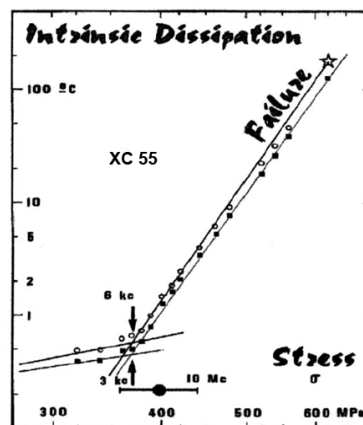


Figure B.2. Détermination de la limite de fatigue d'un acier automobile XC 55 par la méthode de Luong [Luong 1998].

Cette méthode, qui a été brevetée, donne un résultat comparable à celui qui serait obtenu avec une méthode classique, mais seulement en quelques heures et à partir d'un seul échantillon. La même méthode a été utilisée avec succès sur d'autres aciers et même directement sur des bielles et autres composants automobiles.

S'appuyant sur les travaux de Luong, des chercheurs italiens [La Rosa et Risitano 2000] ont mis au point une technique similaire, en utilisant également la thermographie infrarouge. Ils constatent que lors d'une sollicitation cyclique à une amplitude supérieure à la limite de fatigue, la température évolue en trois phases (Figure B.3) : une augmentation, une stabilisation puis une brusque augmentation au moment de la rupture, l'élévation conduisant à la phase 2 étant d'autant plus grande que la limite de fatigue est dépassée. Selon eux, la rupture de fatigue est liée à l'apparition d'une plasticité locale. Dans le cas de non-rupture, il n'y a pas de plastification mais un effet d'hystérésis élastique, et des frottements internes provoquent néanmoins la génération d'une quantité de chaleur très limitée. La limite de fatigue est donc déterminée de façon macroscopique comme étant la contrainte pour laquelle l'augmentation de température est quasi nulle. Leur procédure, nommée "méthode de Risitano", est la suivante : ils soumettent un échantillon d'acier recuit C70 à un chargement de traction cyclique à  $R=0$  et relèvent, pour différentes amplitudes, l'augmentation de température stabilisée par rapport à l'état initial. Les valeurs sont reportées sur un graphique, dans lequel la limite de fatigue correspond à l'intersection de la courbe avec l'axe des abscisses, comme indiqué sur la Figure B.4.

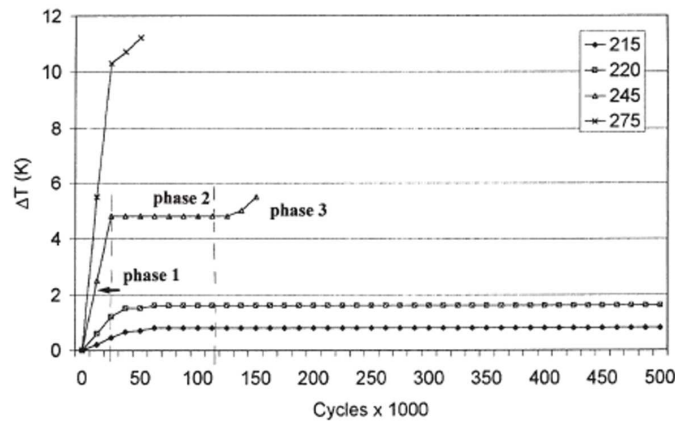


Figure B.3. Évolution de température d'un échantillon sous sollicitation de fatigue. Les trois phases sont mises en évidence pour le chargement à 245 MPa [La Rosa et Risitano 2000].

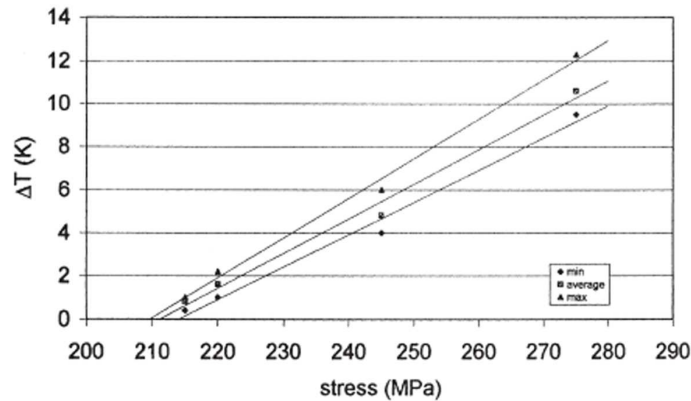


Figure B.4. Détermination de la limite de fatigue d'un acier par la méthode de Risitano [La Rosa et Risitano 2000].

Comme la stabilisation de la température (phase 2) est atteinte très rapidement, le gradient moyen initial est déterminé en très peu de cycles ; le même échantillon peut donc être utilisé à différents niveaux de chargement, permettant ainsi la détermination rapide de la limite de fatigue. En général, les auteurs réitèrent les mesures sur trois échantillons mais n'observent pas une grande dispersion. Leur méthode, vérifiée sur différents aciers mais aussi sur des pièces automobiles, a fait l'objet d'une licence en Italie et est utilisée au centre de recherche Fiat. Quelques années plus tard, les multiples essais réalisés les conduisent même à la détermination de la courbe de fatigue [Fargione *et al.* 2002], à partir du même principe que précédemment.

La détermination de la limite de fatigue a également été menée par thermographie infrarouge, mais en démodulation synchrone dans les travaux de Krapez [Krapez *et al.* 2000]. La mise en œuvre des essais est la même que dans la méthode précédente. En revanche l'information de la température de l'éprouvette n'est pas utilisée brute et subit un traitement numérique pour être exprimée en fonction de la fréquence de chargement et de ses deux premiers harmoniques. La température de l'éprouvette est alors écrite sous la forme dite "modulée" suivante :

$$T_{\text{mod}}(t) = T_0 + \Delta T f t + T_1 \sin(2\pi f t + \varphi_1) + T_2 \sin(4\pi f t + \varphi_2) \quad (\text{B.1})$$

avec  $f$  la fréquence de chargement connue et  $T_0$  la température initiale,  $\Delta T$  l'augmentation moyenne de température par cycle,  $T_1$  et  $\varphi_1$  l'amplitude et la phase de la composante liée au

premier harmonique,  $T_2$  et  $\varphi_2$  l'amplitude et la phase de la composante liée au second harmonique. Les coefficients  $T_0$ ,  $\Delta T$ ,  $T_1$ ,  $\varphi_1$ ,  $T_2$  et  $\varphi_2$  sont déterminés d'après le signal thermique global de l'échantillon, par une méthode de minimisation des moindres carrés. Ce sont alors les composantes  $\Delta T$ ,  $T_1$  et  $T_2$  qui sont tracées en fonction de l'amplitude du bloc de chargement. En se reportant à l'équation couplée de la chaleur (équation (A.27) de l'Annexe A), la composante  $\Delta T$  correspond à la dissipation intrinsèque, et les deux autres composantes aux sources de chaleur induites par les termes de couplages thermomécaniques. En particulier,  $T_1$  décrit le couplage thermoélastique et la composante liée au second harmonique résulterait, quant à elle, de phénomènes thermomécaniques non linéaires. Selon leurs observations sur un acier 316L soumis à une sollicitation de traction-compression à  $R = -1$ , un changement de pente apparaît pour chacune des composantes  $\Delta T$ ,  $T_1$  et  $T_2$  (Figure B.5). La limite de fatigue est déterminée comme étant l'intersection de la droite de pente la plus élevée avec l'axe des abscisses. L'étude des trois composantes donne des résultats satisfaisants, bien que la composante  $T_2$  soit la plus éloignée de la limite de fatigue obtenue par une méthode classique et que, selon eux, la composante  $\Delta T$  (celle étudiée dans les méthodes de Luong et Risitano) soit très sensible aux perturbations extérieures. En revanche, pour le même essai sur un aluminium 7010 (Figure B.6), la dissipation (composante  $\Delta T$ ) est difficilement détectable ; le second harmonique  $T_2$  a un changement de pente trop lent pour être clairement identifié ; c'est seulement le premier harmonique  $T_1$  qui fournit un résultat plus correct. Pour l'aluminium, dont la conductivité est plus élevée, l'information thermique est vite dissipée au sein de l'échantillon, rendant ainsi l'étude de sa température plus délicate et probablement moins pertinente. Ainsi, l'exploitation des données issues de la démodulation synchrone ne permet pas non plus d'aboutir à une méthodologie globale et systématique de détermination de la limite de fatigue, valable quel que soit le matériau étudié.

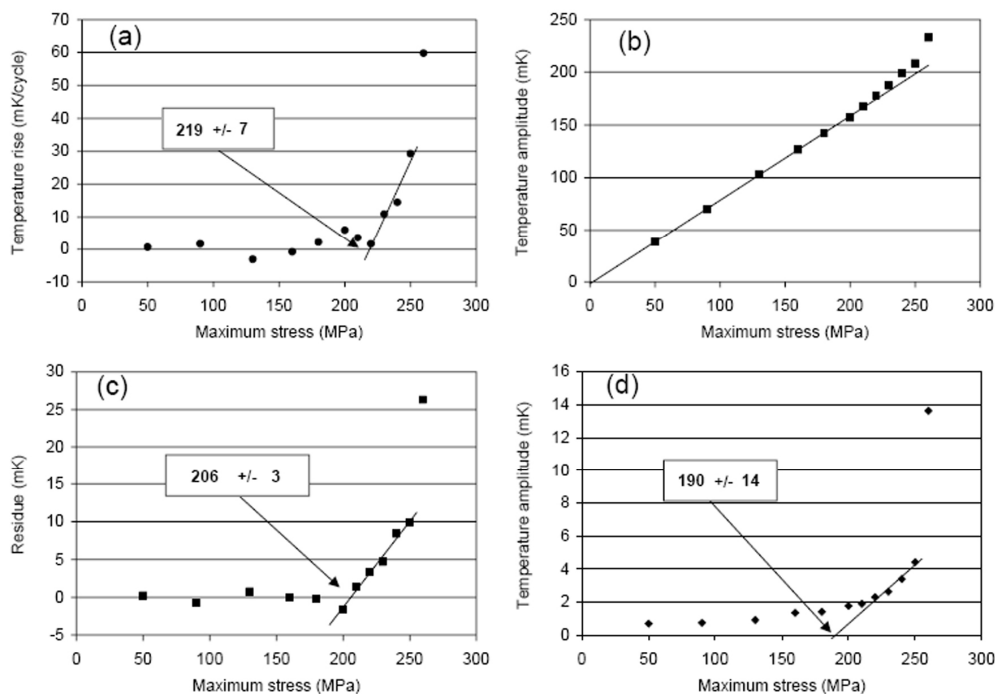


Figure B.5. Tracé des composantes de la température modulée : (a)  $\Delta T$ , (b)  $T_1$ , (c) variations de  $T_1$  par rapport à la droite tracée sur (b), (d)  $T_2$ . La limite de fatigue du 316L dans les conditions de cet essai est de 222 MPa [Krapez *et al.* 2000].

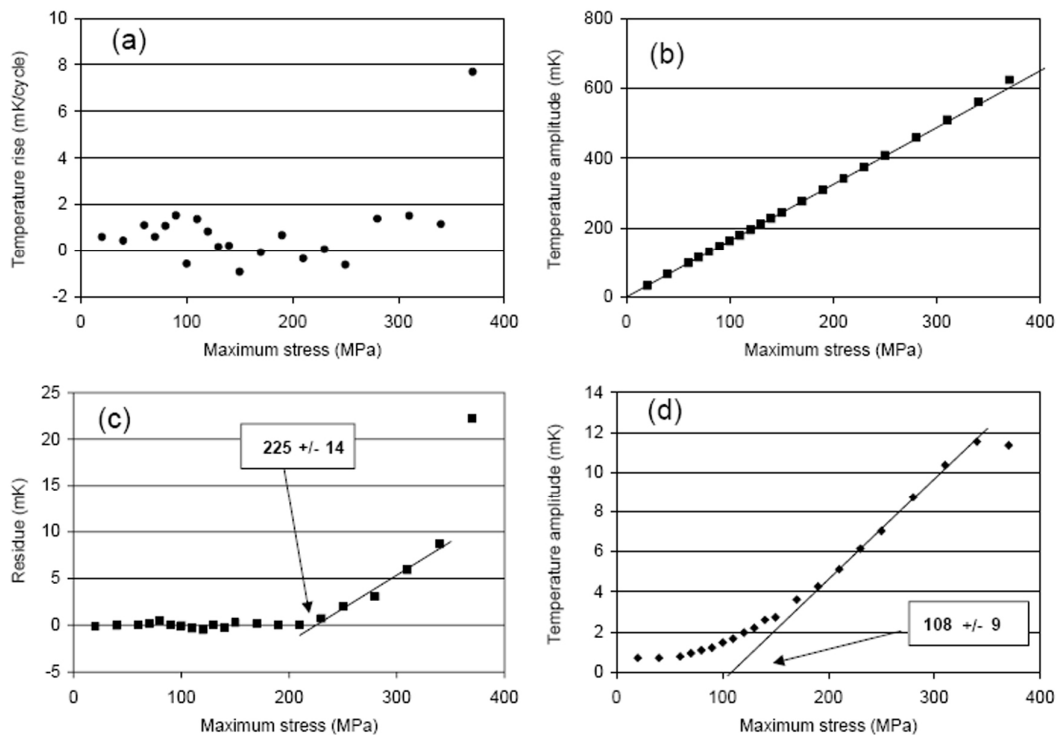


Figure B.6. Tracé des composantes de la température modulée : (a)  $\Delta T$ , (b)  $T_1$ , (c) variations de  $T_1$  par rapport à la droite tracée sur (b), (d)  $T_2$ . La limite de fatigue de l'aluminium 7010 dans les conditions de cet essai est de 210 MPa [Krapez *et al.* 2000].

Ces méthodes rapides de détermination de la limite de fatigue, aussi appelées par certains "essais d'auto-échauffement", sont empiriques. Même si elles donnent de bons résultats sur certains aciers, ce qui a également conduit certaines équipes [Jiang *et al.* 2001] à relier l'augmentation de température au nombre de cycles à rupture, elles semblent néanmoins mises en défaut sur des matériaux plus conducteurs, tels que l'aluminium.

## B.2 Critique des méthodes de détermination rapide de la limite de fatigue et introduction d'aspects probabilistes

Une première critique concernant les méthodes précédentes de détermination de la valeur de la limite de fatigue est leur très forte dépendance au tracé des droites passant à travers les points expérimentaux. Par ailleurs, la détermination de la limite de fatigue aboutit à une valeur unique, alors qu'il est plus courant de parler de probabilité de rupture.

Cugy et Galtier [Cugy et Galtier 2002] remettent en cause le lien empirique direct qui a été établi entre l'augmentation de température et la limite de fatigue  $\sigma_D$ . La détermination de deux régimes distincts est en effet trop réductrice. Selon eux, l'augmentation de température qui marque la fin du régime d'augmentation linéaire de température avec l'amplitude de contrainte, est conjointe à la localisation en surface du matériau de phénomènes de microplasticité ; elle correspond donc plutôt à une contrainte seuil de localisation  $\sigma_{LOC}$  appartenant à la phase d'amorçage. C'est seulement le passage à un comportement thermique asymptotique qui peut être relié à la limite de fatigue  $\sigma_D$ , au-delà de laquelle il y a macroplasticité et propagation de fissure. Pour étayer leurs affirmations, ils soumettent un

échantillon d'acier S355 à un chargement cyclique par blocs d'amplitude croissante (cf. Figure B.1) et établissent une courbe, présentée sur la Figure B.7, liant l'augmentation de température (ici mesurée à l'aide d'un thermocouple) à l'amplitude de contrainte du chargement, tout en effectuant des observations de la surface par microscopie optique à la fin de chaque bloc. Ils trouvent alors une corrélation entre l'augmentation de la température à partir de la contrainte seuil  $\sigma_{LOC}$  et l'apparition des premières bandes de glissement, manifestations visibles de la localisation en surface de la plasticité (plus de détails sont donnés sur les bandes de glissement dans la partie 2 du chapitre 1).

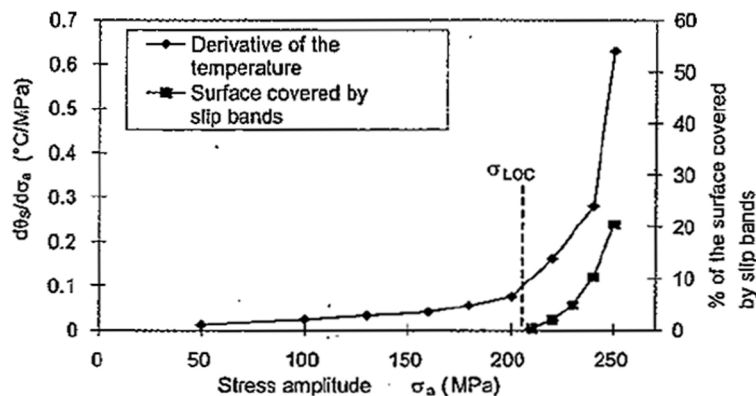


Figure B.7. Évolution de la température et de la surface couverte par les bandes de glissement en fonction de l'amplitude du chargement cyclique.  $\sigma_{LOC}$  indique la contrainte à partir de laquelle les deux courbes changent simultanément de régime [Cugy et Galtier 2002].

Les auteurs ont également mis en défaut les méthodes du paragraphe B.1, en montrant que certains facteurs, connus pour avoir une influence sur la limite de fatigue, n'avaient que peu d'impact sur l'évolution thermique de l'échantillon. Ils ont en particulier étudié le cas de la contrainte moyenne et donc du rapport de charge. Sur la Figure B.8, il apparaît que le rapport de charge ne modifie pas le comportement thermique de l'éprouvette, sauf dans le cas du rapport de 0,1 menant à une sollicitation au-delà de la limite élastique du matériau. En revanche, d'autres auteurs [Krapez *et al.* 1999, Doudard 2004] constatent que plus la contrainte moyenne est grande, plus la température évolue rapidement et, qu'au contraire, la contrainte moyenne influence l'évolution de la température.

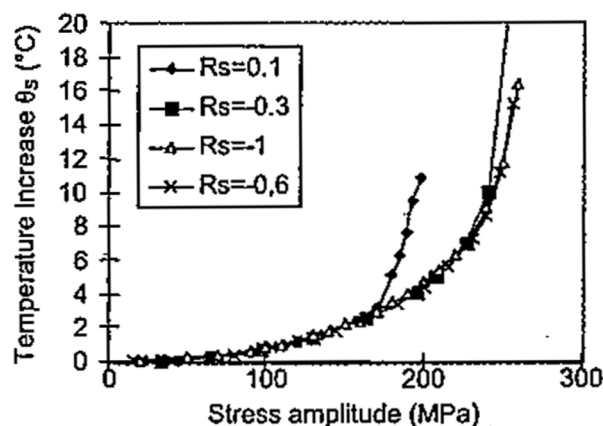


Figure B.8. Réponses thermiques d'un même échantillon pour différents rapports de charge. La contrainte moyenne n'a pas d'influence, sauf pour  $R = 0,1$  où la limite élastique est dépassée [Cugy et Galtier 2002].

Enfin, des matériaux qui ont la même limite de fatigue (déterminée par des méthodes classiques largement éprouvées) n'ont pas le même comportement thermique, comme en témoigne la Figure B.9 concernant les aciers S355 et HR55. Ainsi, limite de fatigue et comportement thermique ne sont pas intrinsèquement liés.

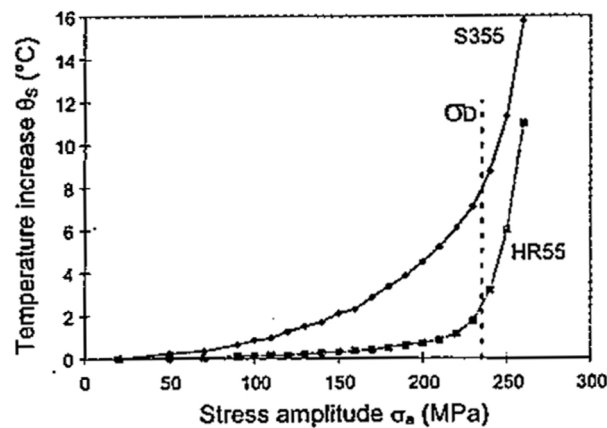


Figure B.9. Réponse thermique de deux aciers ayant la même limite de fatigue [Cugy et Galtier 2002].

L'étude de l'évolution de la température d'un échantillon peut donc être utilisée pour établir un seuil de localisation de la déformation plastique, au-delà duquel la microplasticité est visible sous la forme de bandes de glissement à l'échelle des grains du matériau, mais elle ne permet qu'une estimation empirique de la limite de fatigue. En effet, l'influence ou non de la contrainte moyenne sur le comportement thermique est encore discutée et l'évolution de la température ne semble pas être caractéristique d'une limite de fatigue donnée. Cette approche macroscopique, qui ne prend en compte que la température moyenne à la surface de l'éprouvette, est donc très certainement insuffisante pour mettre en évidence l'endommagement, bien qu'elle résulte de phénomènes qui y sont liés.

Sous l'impulsion d'Arcelor Mittal, il existe un regain d'intérêt pour ces essais d'auto-échauffement, pourtant critiqués, afin de comprendre les mécanismes et couplages en jeu et de parvenir à une estimation rapide du comportement en fatigue. La vision déterministe, développée au paragraphe B.1, selon laquelle seuls deux régimes distincts existent et selon laquelle l'augmentation de température est liée à la limite de fatigue, est alors abandonnée par certains. En effet, force est de constater, comme l'ont fait Cugy et Galtier, que l'échantillon présente d'abord une augmentation progressive de température avant le passage à une élévation de température plus marquée (comportement dit asymptotique). C'est dans cet esprit que Doudard [Doudard 2004] a développé un modèle de prédiction de la durée de vie en fatigue à grand nombre de cycles basé sur les essais d'auto-échauffement. Ce modèle multi-échelles permet, non seulement de prendre en compte le caractère dispersif propre à la fatigue grâce à l'introduction de notions probabilistes, mais également de décrire le comportement thermique au cours du cyclage. En partant du principe que l'endommagement en fatigue à grand nombre de cycles est localisé à l'échelle microscopique, il met en place un modèle à deux échelles basé sur un VER (Volume Élémentaire Représentatif), constitué d'un ensemble d'inclusions plastiques de limites d'élasticité aléatoires, noyé dans une matrice élastique. Les inclusions sont représentatives des grains dans lesquels la plasticité locale peut apparaître, auquel cas le site est dit "actif", tandis que la matrice représente les grains qui restent élastiques. Pour rendre compte du fait que la limite d'élasticité est une variable probabiliste à



l'échelle microscopique où la plastification apparaît, la densité des sites actifs est décrite par un processus ponctuel de Poisson (qui permet de ne pas aboutir à une saturation de la microplastificité), dont l'intensité  $\lambda$  dépend de l'amplitude de la contrainte globale. La détermination de la probabilité de rupture fait intervenir la théorie du maillon le plus faible, supposant que la rupture intervient si un site est activé. Par ailleurs, les relations issues de la micromécanique et de la thermodynamique permettent le calcul de la dissipation due à la microplastificité et l'écriture d'une relation liant l'évolution de température à l'amplitude de la sollicitation cyclique. Le modèle nécessite l'identification de 11 paramètres, groupés en 4 coefficients. Ces derniers sont obtenus à partir d'une courbe de Wöhler classique (déterminée à partir de 15 éprouvettes) et d'une courbe d'auto-échauffement (déterminée à partir d'une éprouvette instrumentée d'un thermocouple en contact au centre de sa zone utile), afin d'identifier le paramètre lié à la dispersion. Ce modèle permet de prédire les courbes S-N liant l'amplitude de sollicitation au nombre de cycles à rupture. Il a été validé pour une sollicitation cyclique de traction-compression à  $R = -1$  pour un acier dual-phase DP600 (Figure B.10), ainsi que pour d'autres aciers, tels le E220i d'Arcelor Mittal ou le HSLA 280.

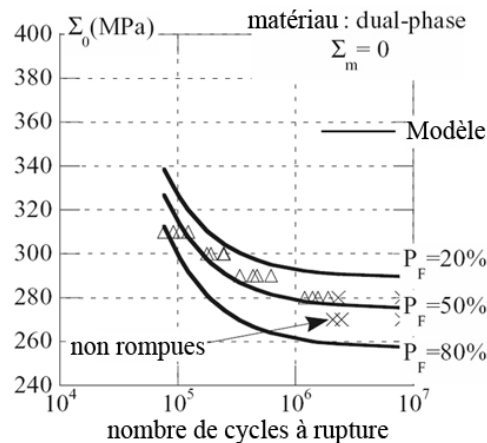


Figure B.10. Prédiction de courbes S-N par le modèle probabiliste à deux échelles de Doudard et comparaison avec l'expérience [Doudard 2004].

La présence dans les équations d'un volume effectif rend possible la description d'autres chargements, comme la flexion alternée. Ce modèle permet également la prise en compte de différentes influences sur la tenue en fatigue, telles que la contrainte moyenne ou la taille des grains. Cela nécessite d'introduire un paramètre lié à l'influence étudiée dans l'écriture de l'intensité  $\lambda$  du processus ponctuel de Poisson et d'identifier ce dernier à partir d'essais d'auto-échauffement. Toutefois, le modèle est mis en défaut dès que les niveaux de contraintes deviennent trop élevés. En effet, dans ce cas, de la plasticité généralisée apparaît, qui n'est pas décrite dans le modèle.

Ce modèle probabiliste a récemment été enrichi par Poncelet [Poncelet 2007] pour permettre la prise en compte de la multiaxialité des contraintes (déjà abordée par Doudard) dans le cas de chargements proportionnels et non proportionnels, ainsi que celle de la contribution des hétérogénéités structurales. Ces nouvelles extensions du modèle ont été validées pour différents chargements et matériaux. Un autre développement concerne la description des effets des hétérogénéités intrinsèques (présentes dans le matériau), en particulier pour les tôles présentant un effet de surface, tel qu'une décarburation ; dans ce dernier cas, la mesure d'une température moyenne à l'aide d'un thermocouple pour les essais d'auto-échauffement n'est plus suffisante et la mise en œuvre d'une mesure de champ thermique s'avère nécessaire.

Les courbes d'auto-échauffement sont insuffisantes pour décrire à elles seules le comportement en fatigue. Néanmoins, elles peuvent être exploitées comme outil d'identification au sein d'un modèle robuste de prédiction de la durée de vie. Les faiblesses des méthodes de détermination rapide de la limite de fatigue ont également ouvert la voie de l'étude des phénomènes à l'origine des variations de température.

### **B.3 Estimation des sources de chaleur**

Constatant que les méthodes décrites au paragraphe B.1 sont mises en défaut sur certains matériaux et que la température d'un échantillon est soumise à de nombreux phénomènes perturbateurs, tels que la conduction vers les mors, le rayonnement et la convection vers le milieu extérieur, l'équipe du LMGC de Montpellier a considéré que la température n'était pas intrinsèque au comportement du matériau et s'est tournée vers la détermination des sources de chaleur. Dans cette approche, l'écriture de l'équation de la chaleur est un point essentiel. Cette équation, présentée en (A.27) de l'Annexe A, permet en effet d'établir un lien entre la température et les sources dont elle résulte. Cependant, cette équation est établie en trois dimensions et une caméra de thermographie infrarouge ne donne accès qu'à des informations surfaciques. La première étape est donc de considérer que la température en surface est identique à la température moyennée dans l'épaisseur de l'échantillon. Mais, même en 2D, la résolution de cette équation à partir des données discrètes et bruitées des champs thermiques reste délicate. C'est pourquoi les premières études sur les sources de chaleur se sont concentrées sur un problème dit "0D", en considérant la valeur moyenne de la température en surface d'un échantillon plat de faible épaisseur. Les détails des hypothèses et des simplifications effectuées pour aboutir au problème "0D" sont donnés au paragraphe A.3 de l'Annexe A.

Il a d'abord été démontré [Mabru et Chrysochoos 2001] que les principales sources de chaleur en fatigue étaient le couplage thermoélastique et la dissipation intrinsèque. La dissipation intrinsèque provoque l'élévation moyenne de la température de l'échantillon et le couplage thermoélastique les oscillations autour de cette température moyenne, à la même fréquence que la sollicitation. Ceci donne l'évolution thermique très caractéristique, rappelée sur la Figure B.11 et obtenue en soumettant une éprouvette à un bloc de cycles d'amplitude constante. La température provient de la moyenne au centre de l'éprouvette des cartographies obtenues par une caméra infrarouge.

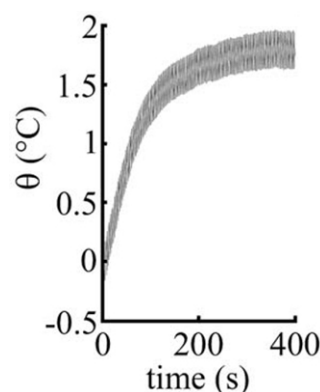


Figure B.11. Évolution de la température d'un échantillon soumis à une sollicitation de fatigue [Boulanger *et al.* 2004].

En supposant que ces termes sources de chaleur sont répartis uniformément dans l'échantillon et que la source de couplage thermoélastique s'annule à la fin de chaque cycle, Boulanger [Boulanger *et al.* 2004] soumet un échantillon d'acier DP60 à une succession de blocs de chargement sinusoïdal uniaxial de rapport de charge  $R = 0$  constant, chacun ayant une amplitude supérieure au précédent. Il identifie alors l'évolution au cours de l'essai des deux sources, à partir de l'évolution de la température moyenne au centre de l'échantillon, issue des cartographies infrarouges. L'évolution de la dissipation intrinsèque moyenne tracée sur la Figure B.12 présente, tout comme la température étudiée précédemment, un changement de régime qui peut également être relié à la limite de fatigue.

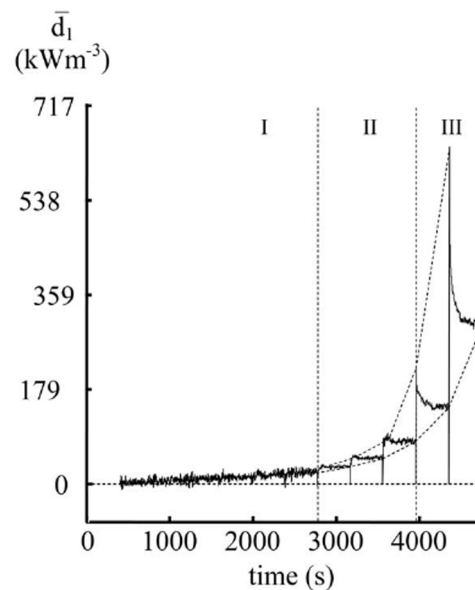


Figure B.12. Évolution de la dissipation au cours d'une sollicitation de fatigue [Boulanger *et al.* 2004].

Cependant, même en travaillant avec une grandeur plus intrinsèque et moins soumise aux perturbations extérieures, le changement de régime n'est pas clairement marqué et peut être situé dans toute la phase II indiquée sur la Figure B.12, ce qui pose à nouveau la question de la précision de la détermination graphique de la limite de fatigue. Par ailleurs, l'hypothèse d'uniformité des sources, induite par un test de fatigue homogène, n'est peut-être pas réaliste et les pics de dissipation observés au début de chaque bloc en phase III témoignent peut-être, selon lui, d'une non-uniformité des champs de sources de chaleur. Toutefois, ces pics pourraient être dus à des phénomènes microstructuraux. En effet, pour permettre à l'éprouvette de retrouver l'équilibre thermique, il existe un temps d'attente de 10 minutes entre chaque bloc. Pendant ce temps, le matériau subissant une relaxation, l'arrangement des dislocations, tel qu'il était en fin de bloc précédent, subit des modifications et, lorsqu'à nouveau la sollicitation reprend, une énergie plus importante est nécessaire pour remettre les dislocations en mouvement, ce qui expliquerait les pics de température, pics qui sont également connus pour être présents sur les courbes d'effort.

## ***B.4 Conclusion***

La température est donc liée aux phénomènes d'endommagement des métaux, mais elle n'est pas totalement intrinsèque au comportement du matériau. C'est pourquoi il semble plus raisonnable de revenir aux grandeurs du bilan d'énergie que sont les sources de chaleur. Toutefois, il semblerait qu'étudier ces sources à partir d'une information globale, c'est-à-dire à partir de la température moyenne de l'échantillon, ne soit pas pertinent, puisque cela amène à des observations difficilement explicables. Rappelons en effet que dans les travaux présentés ci-dessus, les auteurs ont conscience que l'apparition de la plasticité se situe à une échelle plus fine que celle de l'échantillon complet et que les manifestations thermiques ne sont pas uniformes en surface de celui-ci. Aussi, avec l'émergence des techniques de mesure de champs, l'étude des phénomènes énergétiques va s'étendre en 1D puis en 2D, avant de finalement aboutir à la réalisation de champs de bilans d'énergie à l'échelle de l'éprouvette.



## **Annexe C**

### ***Simulations numériques : modélisation du comportement thermoélastoplastique sous sollicitation cyclique***

Dans le chapitre 3 concernant les résultats expérimentaux, les champs de déformation relevés dans le cadre de l'essai cyclique à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  présentent de faibles niveaux. Il en est de même pour les champs thermiques qui sont, de plus, fortement affectés par la diffusion au sein du matériau. Aussi, face à ces champs peu élevés, la question de la fiabilité des mesures, très délicates à mettre en œuvre à l'échelle des grains, peut se poser. L'objectif de cette partie est donc de parvenir à une modélisation numérique capable de prédire les ordres de grandeur des températures et des déformations, auxquels nous pouvons nous attendre lors d'une sollicitation de fatigue à grand nombre de cycles. La démarche de modélisation adoptée et l'algorithme développé sont d'abord exposés avant de présenter les simulations effectuées, ainsi que leurs résultats.

#### ***C.1 Démarche de modélisation adoptée***

##### ***C.1.1 Choix d'une modélisation***

Les mesures couplées de champs cinématiques et thermiques sont réalisées à l'échelle des grains des éprouvettes d'acier 316L traitées thermiquement. Il faut donc un modèle qui puisse fournir des informations à cette même échelle. A l'heure actuelle, les modélisations du comportement mécanique qui prennent en compte les phénomènes apparaissant à l'échelle des grains sont les calculs d'agrégats polycristallins. Au sein même de ces modèles, différents niveaux de finesse dans la description des phénomènes existent : prise en compte des joints de grains [Forest *et al.* 2002], prise en compte des orientations cristallines et de l'activation des systèmes de glissement [Sauzay 2006, Héripé *et al.* 2007], prise en compte des défauts et de la croissance de défauts [Plekhov *et al.* 2007] ... Ces calculs d'agrégats polycristallins fournissent donc des informations mécaniques à des échelles qui peuvent être inférieures à celle des grains, jusqu'à la prise en compte des dislocations. En ce qui nous concerne, nous n'avons aucunement besoin d'informations à l'échelle des joints de grains ou des bandes de glissement, car toutes les informations expérimentales, auxquelles seront comparées les simulations, sont moyennées à l'échelle des grains. Par ailleurs, en plus du comportement mécanique, nous souhaitons obtenir les informations thermiques résultant des couplages thermomécaniques.

L'idéal serait donc un modèle d'agrégat polycristallin prenant en compte les orientations cristallines pour donner les contraintes et déformations moyennes de grain à grain (avec influence des grains voisins, des joints de grains et de la taille de grains), et décrivant les couplages thermomécaniques. Or, la mise en œuvre d'un tel modèle est extrêmement lourde.

C'est pourquoi notre priorité a d'abord été la description des couplages thermomécaniques avant la description fine du comportement mécanique lié aux orientations cristallines et à l'influence des joints de grains, et ce, au travers d'un modèle extrêmement simple par Éléments Finis sous Abaqus. Le modèle développé est donc celui d'une éprouvette 3D, maillée de façon à ce que les éléments de la zone utile soient de la même taille que les grains. L'apparition de la microplasticité à l'échelle des grains, caractéristique des sollicitations en fatigue à grand nombre de cycles, est simulée par l'intermédiaire d'une limite d'élasticité différente pour certains grains de la zone utile. L'originalité du modèle repose ensuite sur la description des couplages thermoélastiques et thermoplastiques, lors de la sollicitation de l'éprouvette au sein du logiciel Abaqus.

### ***C.1.2 Simulation de l'apparition de la plasticité à l'échelle des grains***

Lorsqu'une éprouvette d'un matériau polycristallin est soumise à une sollicitation de fatigue à grand nombre de cycles, elle reste globalement sous chargement élastique, mais certains de ses grains, en fonction de leur orientation (et de l'influence des grains voisins), sont soumis à une contrainte plus élevée, ce qui entraîne une apparition hétérogène (en temps et en espace) de la plasticité à l'échelle des grains. Aussi, dans cette simulation, nous considérons qu'un grain favorablement orienté pour le glissement se conduit comme si sa limite d'élasticité était plus faible que celle des autres grains et que la limite d'élasticité macroscopique du matériau.

Concernant les valeurs des limites d'élasticité des grains amenés à plastifier, l'idéal serait d'avoir recours à une analyse EBSD de l'éprouvette avant sollicitation, qui nous permettrait de traduire les facteurs de Schmid relevés en limites d'élasticité équivalentes en termes d'apparition de la plasticité. En l'absence d'une telle distribution de limites d'élasticité équivalentes, nous considérons en première approche que les grains favorablement orientés pour le glissement possèdent tous une même limite d'élasticité inférieure de 50% à la limite d'élasticité macroscopique du matériau. Concernant le nombre de grains qui plastifient, nous nous reportons aux travaux de Cugy et Galtier [Cugy et Galtier 2002], à propos de l'observation de l'apparition de bandes de glissement en surface du matériau étudié et prenons égale à 5% la part de grains qui plastifient dans la zone utile. Au sein de la modélisation, nous procéderons donc à un tirage aléatoire des 5% des éléments de la zone utile qui se verront affecter une limite d'élasticité plus faible ; le reste des éléments possède alors un comportement parfaitement élastique.

### ***C.1.3 Prise en compte des couplages thermoélastoplastiques***

Le code Éléments Finis implicite Abaqus permet à l'utilisateur de programmer une UMAT (User's MATerial, routine écrite en Fortran), afin d'utiliser des lois de comportement qui ne sont pas implémentées de façon standard dans le logiciel. Le principe de fonctionnement de la UMAT et les calculs effectués au sein de celle-ci sont schématisés sur la Figure C.1. La complète compréhension de ce schéma fait néanmoins appel aux développements du paragraphe C.4 dans lequel sont détaillés les calculs. Cette UMAT est appelée en chaque point d'intégration et à chaque incrément de temps.

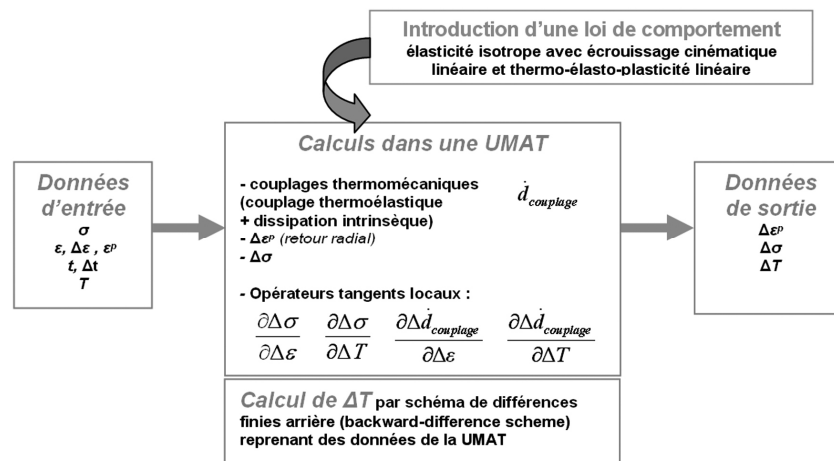


Figure C.1. Schéma de principe du fonctionnement de la UMAT pour la prise en compte des couplages thermomécaniques à chaque incrément de temps et en chaque point d'intégration.

## C.2 Modèle et conditions aux limites

### C.2.1 Éprouvette

L'éprouvette modélisée est celle qui est utilisée lors des essais monotones et cycliques du chapitre 3 (cf. Figure 2.37 du 2.3.3). Compte tenu des symétries, seul un quart de l'éprouvette est modélisé. Ce quart d'éprouvette est maillé avec des éléments hexaédriques linéaires à 8 points d'intégration. Le maillage est effectué en quatre parties : il est très fin dans la zone utile, avec une taille de maille de 150  $\mu\text{m}$ , et de plus en plus large dans les autres parties, au fur et à mesure qu'on se rapproche de la tête de l'éprouvette, comme l'indique la Figure C.2. L'option TIE permet de transmettre les données de déplacement et de température des nœuds d'un maillage d'une partie vers ceux du maillage d'une autre partie au niveau des interfaces.

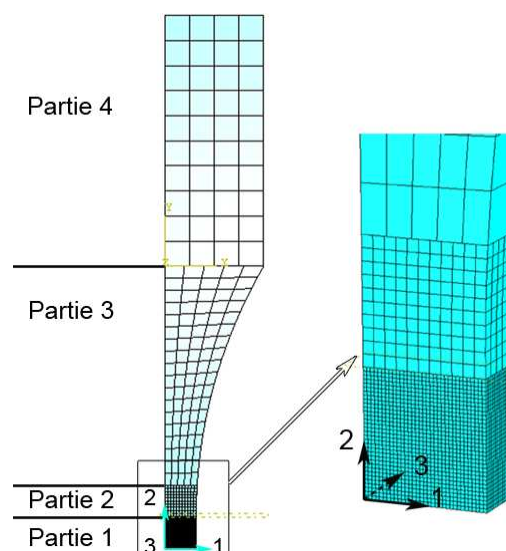


Figure C.2. Maillage volumique en quatre parties du quart d'éprouvette. Le maillage est fin dans la zone utile (150  $\mu\text{m}$ ) et de plus en plus large dans les autres parties, au fur et à mesure qu'on se rapproche de la tête de l'éprouvette.



### C.2.2 Propriétés du matériau

Les propriétés thermiques utilisées sont celles usuellement données pour l'acier 316L standard [Sacadura 1982], elles sont a priori également valables pour le 316L ayant subi l'hypertrempe décrite au paragraphe 2.3.2.  $\rho$  correspond à la masse volumique,  $\alpha$  au coefficient de dilatation thermique,  $C_v$  à la chaleur spécifique et  $K$  à la conductivité thermique.

$\rho$ ( $\text{kg.m}^{-3}$ )	$\alpha$ ( $\text{K}^{-1}$ )	$C_v$ ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	$K$ ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )
8000	$0,4.10^{-5}$	500	15

Tableau C.1. Propriétés thermiques de l'acier 316L à 20°C [Sacadura 1982].

Pour les propriétés mécaniques de l'acier 316L, les valeurs du module d'Young  $E$  et du coefficient de Poisson  $\nu$  sont les valeurs classiquement données pour le 316L standard. Seules les valeurs du module d'érouissage  $H$  et de la limite d'élasticité  $\sigma_y$  (ici prise dès la fin du comportement linéaire) sont identifiées à partir de données expérimentales. On se base en effet sur l'essai de traction réalisé à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  sur le matériau hypertrempe, dont la courbe contrainte-déformation est présentée sur la Figure C.3.

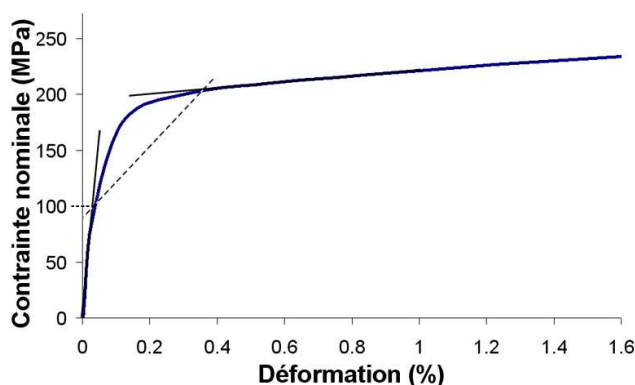


Figure C.3. Identification de  $\sigma_y$  et  $H$  sur la courbe contrainte-déformation obtenue lors de l'essai de traction à  $\dot{\epsilon} = 5.10^{-4} \text{ s}^{-1}$  sur le 316L hypertrempe.

La limite d'élasticité  $\sigma_y$  est prise sur la courbe de la Figure C.3 lorsque le comportement perd sa linéarité. On aboutit ainsi à  $\sigma_y = 100 \text{ MPa}$  pour la limite d'élasticité globale de l'acier 316L hypertrempe. Dans la mesure où la courbe de la Figure C.3 est définie dans un repère contrainte-déformation totale, on définit dans un premier temps  $H'$  la pente de la droite hachurée. La définition du module d'érouissage  $H$  dans le repère standard contrainte-déformation plastique se fait d'après la formule suivante :

$$H' = \frac{H \cdot E}{H + E} \quad (\text{C.1})$$

On obtient par identification :  $H' = 37800 \text{ MPa}$ , d'où  $H = 47500 \text{ MPa}$ .

$E$ (MPa)	$\nu$	$H$ (MPa)	$\sigma_y$ (MPa)
186 000	0,3	47 500	100

Tableau C.2. Propriétés mécaniques à 20°C prises pour l'acier 316L hypertrempe.

On notera que pour l'ensemble des propriétés, thermiques et mécaniques, les données sont des valeurs macroscopiques pour le matériau. A partir de la limite d'élasticité globale, on définit la limite d'élasticité des grains amenés à plastifier : elle sera de 50 MPa.

### C.2.3 Conditions aux limites mécaniques

Les conditions aux limites mécaniques, représentées sur la Figure C.4, correspondent aux points suivants :

- (a) condition de symétrie suivant l'axe vertical (axe 2) pour la face inférieure du quart d'éprouvette, qui se traduit par un déplacement nul suivant la normale à la surface :  $U_2=0$ .
- (b) condition de symétrie suivant l'axe horizontal (axe 1) pour la partie gauche du quart d'éprouvette, qui se traduit par un déplacement nul suivant la normale à la surface :  $U_1=0$ .
- (c) le chargement est appliqué sur la face supérieure de l'éprouvette sous forme d'une pression surfacique, permettant d'obtenir dans la partie utile la contrainte voulue.

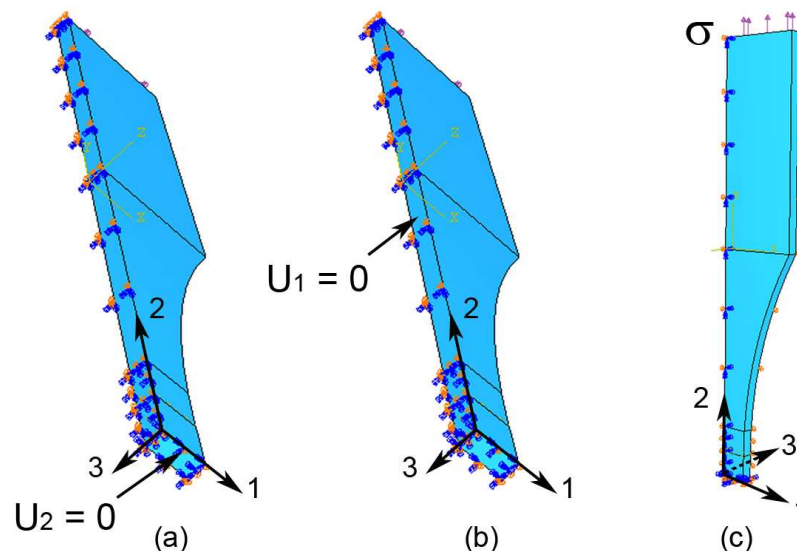


Figure C.4. Conditions aux limites mécaniques appliquées sur le quart d'éprouvette.

### C.2.4 Conditions aux limites thermiques

Les conditions aux limites thermiques, représentées sur la Figure C.5, correspondent aux points suivants :

- (a) - condition de symétrie suivant l'axe vertical (axe 2) pour la face inférieure du quart d'éprouvette, qui se traduit par un flux nul suivant la normale à la surface. Cette condition est exprimée par l'application d'un coefficient de convection nul sur la surface.

- condition de symétrie suivant l'axe horizontal (axe 1) pour la partie gauche du quart d'éprouvette, qui se traduit par un flux nul suivant la normale à la surface. Cette condition est exprimée par l'application d'un coefficient de convection nul sur la surface.

(b) condition d'échange par convection pour toutes les faces en contact avec l'air ; cette condition est exprimée par l'application d'un coefficient de convection  $h$  sur les surfaces concernées.

(c) condition d'échange pour la partie de l'éprouvette située dans les mors ; cette condition est exprimée par l'application d'un coefficient équivalent de convection  $h_{eq}$  sur les surfaces concernées.

Les valeurs de  $h$  et  $h_{eq}$  doivent être déterminées à partir de résultats expérimentaux. Le principe adopté pour cette détermination est exposé dans le paragraphe suivant.

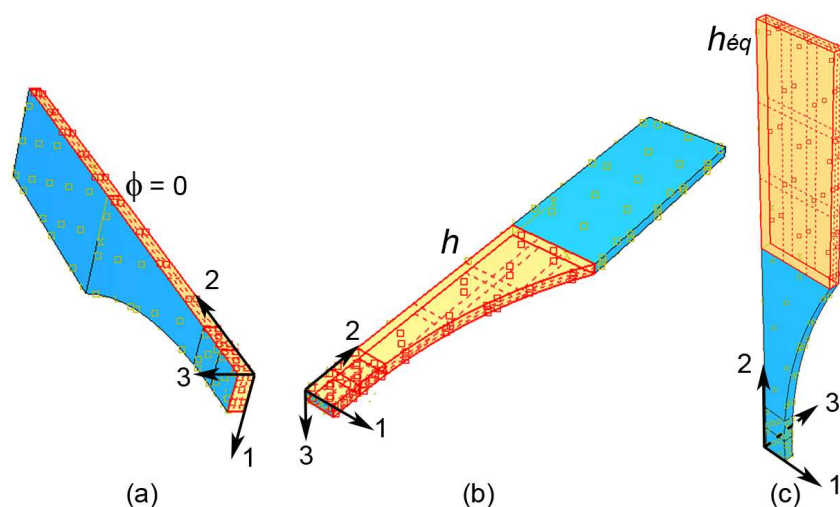


Figure C.5. Conditions aux limites thermiques appliquées sur le quart d'éprouvette.

### C.2.5 Détermination des coefficients d'échange

Ce paragraphe fait appel aux développements de l'Annexe A concernant l'équation couplée de la chaleur. Cette équation, d'abord établie en 3D, est simplifiée grâce à certaines hypothèses avant d'être ramenée, dans les paragraphes A.3.3 et A.3.4, à un problème 1D et enfin 0D.

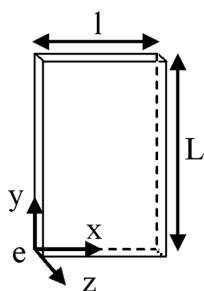


Figure C.6. Schéma de la zone utile d'une éprouvette.

Pour établir l'équation de la chaleur en 1D, il est supposé que les sources de chaleur sont homogènes suivant l'épaisseur  $e$  de l'éprouvette, mais également selon sa largeur  $l$  (Figure C.6). L'équation de la chaleur peut alors être écrite en 1D moyennant l'introduction d'une constante  $\tau_{th}^{1D} = \frac{\rho C e l}{2 h (e + l)}$ , appelée "constante des fuites thermiques par convection sur les faces avant, arrière et latérales de l'éprouvette".  $h$  est le coefficient de convection des faces

avant, arrière et latérales. De la même façon, en supposant que les sources de chaleur sont également homogènes suivant la longueur  $L$  de l'éprouvette (Figure C.6), l'équation de la

chaleur est établie en 0D avec l'introduction d'une constante  $\tau_{eq} = \frac{\rho C}{2h \left( \frac{e+l}{el} \right) + \frac{2h_{eq}}{L}}$  qui

correspond à "la constante de temps de toutes les fuites thermiques de l'éprouvette".  $h_{eq}$  représente alors le coefficient de convection équivalent pour les échanges thermiques entre les têtes de l'éprouvette et l'extérieur, en l'occurrence dans notre cas, les mors.

Les coefficients d'échange thermique sont donc liés aux constantes de temps, obtenues d'après le retour à l'équilibre d'une éprouvette qui a été au préalable chauffée, la différence entre ces deux constantes venant des conditions aux limites. Ainsi,  $\tau_{th}^{1D}$  est obtenue d'après le retour à l'équilibre d'une éprouvette sans tête et  $\tau_{eq}$  d'après le retour à l'équilibre d'une éprouvette avec têtes placées dans les mors. Ce travail expérimental est décrit par Boulanger [Boulanger 2004] pour une éprouvette d'acier DP60. Il obtient alors  $\tau_{th}^{1D} = 220$  s et  $\tau_{eq} = 37$  s, d'après l'intersection des tangentes à la courbe en début de refroidissement avec l'axe des abscisses (Figure C.7).

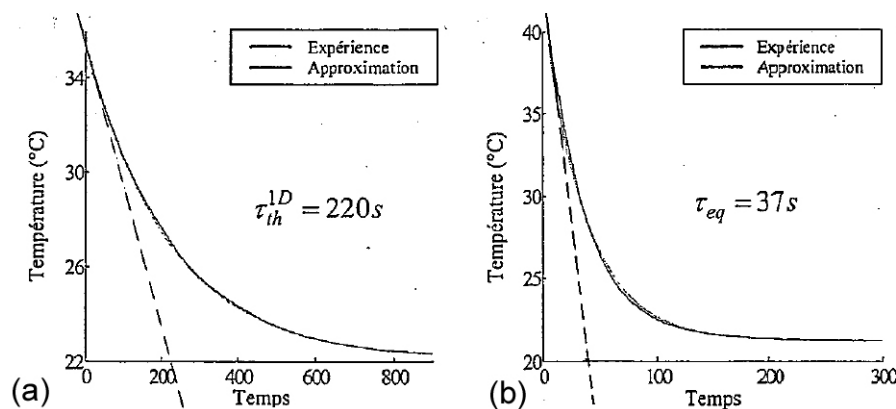


Figure C.7. Courbes expérimentales de retour à l'équilibre thermique pour la détermination (a) du  $\tau_{th}^{1D}$  et (b) du  $\tau_{eq}$  [Boulanger 2004].

En s'appuyant sur le stage de M2R de Rian Seghir, nous avons donc simulé ces essais de retour à l'équilibre sous Abaqus en prenant en compte la géométrie d'éprouvette et les propriétés matériau décrites dans [Boulanger 2004]. Une étude de sensibilité nous a conduits à une valeur de  $h$  de  $16,3 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$  pour observer un retour à l'équilibre de l'éprouvette sans tête avec un  $\tau_{th}^{1D}$  de 220 s. Cette valeur est en accord avec les ordres de grandeur des coefficients de convection naturelle entre un acier et l'air, qui sont compris entre 10 et  $20 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$ . Une fois ce coefficient établi, une seconde étude de sensibilité nous a conduits à une valeur de  $h_{eq}$  de  $2200 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$  pour observer un retour à l'équilibre de l'éprouvette complète avec un  $\tau_{eq}$  de 37 s.

En première approche et compte tenu du fait que les coefficients d'échange par convection sont peu sensibles à la nature de l'acier, nous prenons ces mêmes valeurs de 16,3 et  $2200 \text{ W.m}^{-2}.\text{°C}^{-1}$ , respectivement pour  $h$  et  $h_{eq}$  lors nos simulations effectuées avec l'acier 316L.

### C.3 Simulations effectuées et résultats

#### C.3.1 Simulations effectuées

Le chargement appliqué à l'éprouvette est constitué d'un palier pour se placer à contrainte moyenne, immédiatement suivi d'une sollicitation cyclique sinusoïdale de traction-traction entre 14 MPa et 154 MPa. Trois fréquences de chargement sont testées : 0,28, 2,8 et 28 Hz.

#### C.3.2 Résultats

##### Distribution des éléments plastiques

Une cartographie des déformations plastiques dans la zone utile, obtenue au maximum de chargement du premier cycle, permet d'identifier les éléments qui ont été tirés aléatoirement comme étant ceux qui ont une limite d'élasticité de 50 MPa et qui, donc, plastifient. Cette distribution est valable pour les calculs effectués avec les trois fréquences.

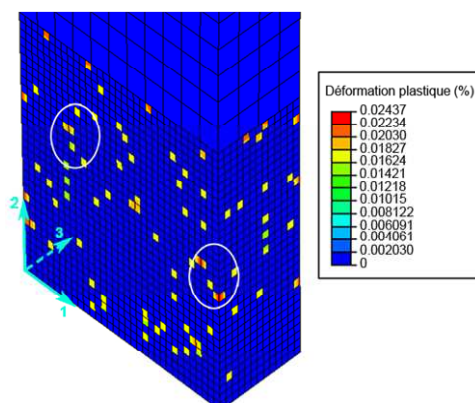


Figure C.8. Visualisation des grains qui plastifient au sein du quart de zone utile de l'éprouvette, au travers de la déformation plastique au maximum de chargement du premier cycle. Le repère est placé au milieu de l'échantillon, sur la face avant.

L'ensemble des éléments qui plastifient présente une accommodation de la déformation plastique, comme en témoigne la courbe de la Figure C.9, obtenue pour un des éléments présentés ci-dessus.

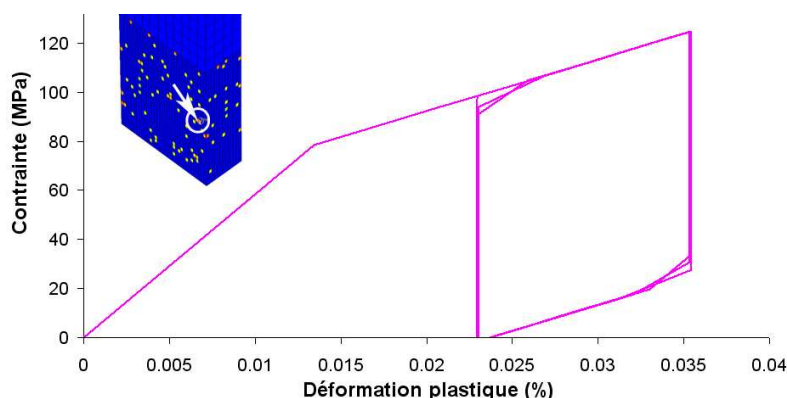


Figure C.9. Mise en évidence de l'accommodation de la déformation plastique pour un élément dont la limite d'élasticité est de 50 MPa.

### Champs thermiques

Les gradients thermiques calculés dans le cadre des simulations à 0,28 Hz et 2,8 Hz présentent des valeurs de l'ordre de, ou inférieures à, 1 mK. Le tracé, dans le cadre de la simulation à 0,28 Hz, de l'évolution temporelle de la température au niveau d'un grain restant élastique et d'un grain plastifiant, confirme l'absence de gradient marqué au sein de la zone utile (Figure C.10). L'augmentation moyenne de température par cycle observable sur cette courbe correspond au retour à l'équilibre global de l'échantillon, après diminution de sa température pour se placer à contrainte moyenne.

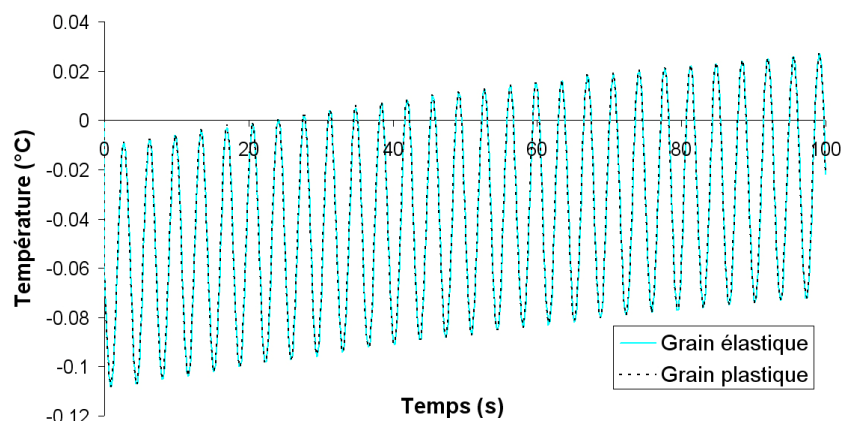


Figure C.10. Évolution de la température au niveau d'un grain plastique et d'un grain élastique dans le cadre de la simulation de traction cyclique effectuée à une fréquence de 0,28 Hz.

La simulation à 28 Hz conduit, quant à elle, à des gradients observables au sein de l'affichage graphique. Les champs calculés sont présentés sur la Figure C.11 aux maxima de contrainte des 1<sup>er</sup>, 2<sup>e</sup> et 18<sup>e</sup> cycles.

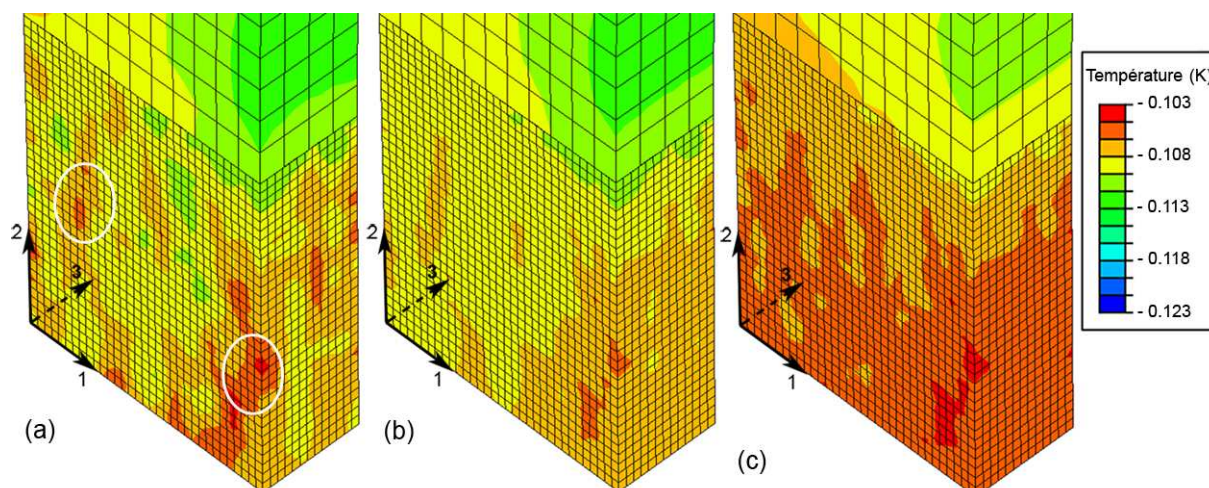


Figure C.11. Cas de la simulation à 28 Hz. Champs d'évolution de température depuis l'état initial au niveau du quart de zone utile aux maxima de contrainte des (a) 1<sup>er</sup>, (b) 2<sup>e</sup> et (c) 18<sup>e</sup> cycles. Le repère est placé au milieu de l'échantillon, sur la face avant.

Ces simulations mettent tout d'abord en lumière l'importance de la fréquence de chargement. Des gradients sont seulement visibles à des fréquences plus élevées où les phénomènes ont le temps de se développer, avant d'être régularisés sous l'effet de la diffusion thermique. Cette

augmentation de la fréquence nécessaire pour observer des gradients thermiques équivaut à se rapprocher de conditions adiabatiques.

Lors du premier cycle (Figure C.11a), des gradients sont observables sur le quart de zone utile. Les zones les plus chaudes (ou les moins "refroidies") correspondent à des zones où l'on peut observer une plus forte concentration de grains plastifiés (zones entourées sur la Figure C.8 et sur la Figure C.11a). Dès le second cycle (Figure C.11b), l'effet de la diffusion thermique a déjà diminué l'amplitude des gradients. Enfin, au 18<sup>e</sup> cycle (Figure C.11b), la température moyenne dans la zone utile a augmenté en raison du retour à l'équilibre et les gradients se sont encore atténués, ne laissant que peu d'indications quant à la localisation des zones plastiques, bien que les grains plastiques aient atteint un régime d'accommodation plastique et soient toujours en régime dissipatif.

### C.3.3 Conclusion

Compte tenu de la fréquence et de l'amplitude de la sollicitation cyclique appliquée lors des essais du chapitre 3, les gradients thermiques à l'échelle de la microstructure de l'échantillon sont quasi inexistantes. Ces simulations confirment que le dispositif expérimental n'est pas à mettre en défaut ici et soulignent à nouveau le fait que la température n'est pas le reflet des sources de dissipation qui en sont pourtant à l'origine.

## C.4 UMAT permettant la prise en compte des couplages thermoélastoplastiques

### C.4.1 Introduction

Comme il a déjà été souligné, le calcul des contraintes dépend de la distribution de la température dans l'échantillon et inversement. D'où l'importance de prendre en compte les couplages thermoélastiques et thermoplastiques dans les simulations numériques. On se propose de préciser dans ce paragraphe l'implémentation numérique des couplages thermomécaniques dans le code Éléments Finis implicite Abaqus. Le code Abaqus permet à l'utilisateur de programmer une UMAT (User's MATerial), afin de définir des lois de comportement qui ne sont pas implémentées de façon standard dans le logiciel. La UMAT est une routine, écrite en Fortran 90, appelée en chaque point d'intégration et à chaque incrément de temps. Dans cette introduction, sont présentés les principes de fonctionnement d'Abaqus et de la UMAT, ainsi que quelques informations concernant le formalisme utilisé.

➤ Dans Abaqus, le calcul des températures utilise un schéma de différences finies arrière (backward-difference scheme) et le système non linéaire couplé est résolu par une méthode de Newton. Ce schéma introduit une matrice jacobienne non symétrique dans le système couplé :

$$\begin{pmatrix} K_{uu} & K_{u\theta} \\ K_{\theta u} & K_{\theta\theta} \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta u \\ \Delta T \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} R_u \\ R_\theta \end{Bmatrix} \quad (\text{C.1})$$

où  $\Delta u$  et  $\Delta T$  sont les corrections à apporter aux incréments de déplacement et de température, et où  $R_u$  et  $R_\theta$  sont les résidus mécanique et thermique.

➤ Les tenseurs d'ordre 2 des contraintes et des déformations sont donnés sous forme de vecteurs à NTENS composantes. Dans le cas d'éléments volumiques NTENS vaut 6. Ainsi, les tenseurs d'ordre 4 qui seront utilisés sont des matrices de dimension NTENS×NTENS. On notera que ces tenseurs d'ordre 2 sont écrits en gras.

➤ Un certain nombre de données sont disponibles au début de chaque incrément à calculer.

- STRAN(NTENS) et DSTRAN(NTENS) (soit  $\boldsymbol{\varepsilon}$  et  $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}$ ) correspondent respectivement aux tenseurs des déformations et des incréments de déformation mécanique. Les déformations thermiques sont calculées par Abaqus, indépendamment de la UMAT.

- TIME et DTIME ( $t$  et  $\Delta t$ ) correspondent au temps et à l'incrément de temps.

- TEMP et DTEMP ( $T$  et  $\Delta T$ ) correspondent à la température et à l'incrément de température.

➤ Un certain nombre de données ont besoin d'être définies ou mises à jour à la fin de l'incrément calculé. Elles se calculent à l'intérieur de la UMAT, permettant ainsi d'introduire une loi de comportement choisie par l'utilisateur. Ces données sont les suivantes :

- STRESS(NTENS) et DSTRESS(NTENS) ( $\boldsymbol{\sigma}$  et  $\Delta\boldsymbol{\sigma}$ ) correspondent au tenseur des contraintes et à l'incrément de contrainte.

- STATEV(NSTATV) correspond aux composantes de l'ensemble des variables internes. Ici, STATEV correspond au tenseur des incréments de déformation plastique ( $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}^p$ ) et réclamera donc 6 composantes (NSTATV=6).

- RPL ( $\Delta d_{\text{couplage}}$ ) est la chaleur volumique générée à la fin de l'incrément et associée aux couplages thermomécaniques. Elle est liée à deux sources : le couplage thermoélastique et la dissipation intrinsèque.

- Des opérateurs tangents locaux :

- DDSDDDE(NTENS,NTENS) ( $\frac{\partial \Delta\boldsymbol{\sigma}}{\partial \Delta\boldsymbol{\varepsilon}}$ ) est la matrice jacobienne incrémentale de la loi de comportement.

- DDSDDT(NTENS) ( $\frac{\partial \Delta\boldsymbol{\sigma}}{\partial \Delta T}$ ) décrit les variations de contrainte par rapport aux variations de température.

- DRPLDE(NTENS) ( $\frac{\partial \Delta d_{\text{couplage}}}{\partial \Delta\boldsymbol{\varepsilon}}$ ) correspond aux variations de quantité de chaleur par rapport aux variations de déformation mécanique.

- DRPLDT ( $\frac{\partial \Delta d_{\text{couplage}}}{\partial \Delta T}$ ) représente les variations de quantité de chaleur par rapport aux variations de température.



L'assemblage de ces opérateurs locaux correspond aux matrices  $K_{ij}$  décrites par (C.1). DDSDDDE est ainsi associé à  $K_{uu}$ , DDSDDT à  $K_{u\theta}$ , DRPLDE à  $K_{\theta u}$  et DRPLDT à  $K_{\theta\theta}$ .

➤ Les deux vecteurs d'entrée STRAN et DSTRAN utilisent la notation usuelle dite "ingénieur", à savoir le remplacement des termes de cisaillement par les glissements  $\gamma$ . Ainsi, ils prennent la forme suivante :

$$STRAN = \boldsymbol{\varepsilon} = \begin{Bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ \gamma_{12} \\ \gamma_{13} \\ \gamma_{23} \end{Bmatrix} \text{ et } DSTRAN = \Delta \boldsymbol{\varepsilon} = \begin{Bmatrix} \Delta \varepsilon_{11} \\ \Delta \varepsilon_{22} \\ \Delta \varepsilon_{33} \\ \Delta \gamma_{12} \\ \Delta \gamma_{13} \\ \Delta \gamma_{23} \end{Bmatrix} \quad (C.2)$$

Où  $\gamma_{ij} = 2 \varepsilon_{ij}$  et  $\Delta \gamma_{ij} = 2 \Delta \varepsilon_{ij}$ .

➤ La matrice jacobienne DDSDDDE est une matrice de dimensions (NTENS, NTENS). Dans le cas de l'élasticité linéaire seule, on a :

$$\Delta \boldsymbol{\sigma} = \frac{\partial \Delta \boldsymbol{\sigma}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} : \Delta \boldsymbol{\varepsilon} = \mathbb{C}_{\mu} : \Delta \boldsymbol{\varepsilon} \quad (C.3)$$

D'où

$DSTRESS = DDSDDDE \times DSTRAN$ , avec :

$$DDSDDDE = \mathbb{C}_{\mu} = \begin{bmatrix} 2\mu + \lambda & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & 2\mu + \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & 2\mu + \lambda & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{bmatrix} \quad (C.4)$$

On peut remarquer que le facteur 2 des termes de cisaillement étant inclus dans DSTRAN, les termes de cisaillement de DDSDDDE dans ce cas valent  $\mu$ , et non pas  $2\mu$ , comme on devait s'y attendre. C'est pourquoi nous avons noté cet opérateur  $\mathbb{C}_{\mu}$ .

Dans le cas des déformations inélastiques pour lesquelles il n'y a pas de facteur 2 dans les termes de cisaillement, cet opérateur devient :

$$\mathbb{C}_{2\mu} = \begin{bmatrix} 2\mu + \lambda & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & 2\mu + \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & 2\mu + \lambda & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2\mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2\mu \end{bmatrix} \quad (C.5)$$

Cependant, les déformations plastiques type Von Mises étant considérées déviatoriques, nous allons voir que cet opérateur se simplifie. En effet, nous serons également amenés à utiliser les tenseurs d'ordre 4 suivants :

- $\mathbb{I}$ , le tenseur identité d'ordre 4 symétrique ( $\mathbb{I}_{ijkl} = \delta_{ikj} + \delta_{iljk}$ ), tel que :

$$\mathbb{I} : \boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma} \quad (\text{C.6})$$

- $\mathbb{K}$ , le tenseur opérateur déviatorique d'ordre 4, tel que :

$$\mathbb{K} : \boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{s} \quad (\text{C.7})$$

où :

$$\boldsymbol{s} = \boldsymbol{\sigma} - \frac{1}{3} \text{Tr}(\boldsymbol{\sigma}) \boldsymbol{I} \quad (\text{C.8})$$

Avec les notations liées à Abaqus, ces tenseurs d'ordre 4 deviennent des matrices de taille (NTENS, NTENS) s'écrivant :

$$\mathbb{I} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{C.9})$$

$$\mathbb{K} = \begin{bmatrix} \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} & \frac{2}{3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{C.10})$$

On peut alors remarquer, ce qui simplifiera nos calculs par la suite, que :

$$\mathbb{C}_{2\mu} : \boldsymbol{\varepsilon}^p = \mathbb{C}_{2\mu} : \mathbb{K} : \boldsymbol{\varepsilon}^p = 2\mu \mathbb{K} : \boldsymbol{\varepsilon}^p = 2\mu \boldsymbol{\varepsilon}^p \quad (\text{C.11})$$

#### C.4.2 Calcul de l'incrément de contrainte DSTRESS

Dans le cas de l'élasticité linéaire isotrope et de la thermoélasticité linéaire à écrouissage cinématique linéaire, la contrainte issue du potentiel de dissipation  $\Psi$  s'écrit, d'après la formule (A.30) présentée dans l'Annexe A :

$$\bar{\bar{\sigma}} = \lambda \text{Tr}(\bar{\bar{\varepsilon}}_e) \bar{\bar{I}} + 2 \mu \bar{\bar{\varepsilon}}_e - 3 K \alpha \theta \bar{\bar{I}} = \mathbb{C} : (\bar{\bar{\varepsilon}} - \bar{\bar{\varepsilon}}_p) - 3 K \alpha \theta \bar{\bar{I}} \quad (\text{C.12})$$

En adoptant la notation d'Abaqus, dans laquelle les tenseurs d'ordre 2 sont notés en gras, on obtient l'incrément de contrainte :

$$\Delta \boldsymbol{\sigma} = \mathbb{C} : (\Delta \boldsymbol{\varepsilon} - \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p) - 3 K \alpha \mathbf{I} \Delta T \quad (\text{C.13})$$

$\Delta \boldsymbol{\varepsilon}$  et  $\Delta T$  étant des données d'entrée de la UMAT, il restera à déterminer  $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p$  pour l'évaluation de  $\Delta \boldsymbol{\sigma}$ .

#### C.4.3 Calcul du terme source lié au couplage RPL

D'après l'équation de la chaleur (A.39) définie dans l'Annexe A, la quantité de chaleur volumique associée à la dissipation et à la thermoélasticité s'écrit :

$$(\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X}) : \frac{d\boldsymbol{\varepsilon}^p}{dt} - \alpha T \text{Tr}\left(\frac{d\boldsymbol{\sigma}}{dt}\right) - 9 K \alpha^2 T \frac{dT}{dt} \quad (\text{C.14})$$

On en déduit alors la forme incrémentale utilisée dans Abaqus :

$$\Delta d_{\text{couplage}} = (\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X}) : \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p - \alpha T \text{Tr}(\Delta \boldsymbol{\sigma}) - 9 K \alpha^2 T \Delta T \quad (\text{C.15})$$

$T$  et  $\Delta T$  sont des données d'entrée, le terme  $\Delta \boldsymbol{\sigma}$  a été défini juste auparavant et doit être déduit de  $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p$ .

#### C.4.4 Détermination de l'incrément de déformation plastique STATEV

On entre ici dans le cadre de l'étude du comportement en plasticité. Au préalable, on introduit la surface de charge  $f$ , permettant de définir le domaine d'élasticité actuel.  $f$  est classiquement représentée de la façon suivante :

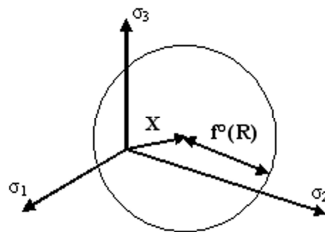


Figure C.12. Représentation de la surface de charge dans le repère des contraintes principales.

La taille du domaine élastique est identifiée par une fonction de la variable  $R$  (écrouissage isotrope). La position du domaine dans le repère est définie à l'aide de la variable tensorielle  $\mathbf{X}$  (écrouissage cinématique).

L'incrément de déformation plastique se calcule en 3 étapes par la technique du "retour radial" [Simo et Hughes 2000]. Cette technique consiste à effectuer une projection radiale de la contrainte test sur le convexe de plasticité, comme le montre la Figure C.13. Cette méthode implicite est inconditionnellement stable : la convergence de la solution n'a pas à être testée.

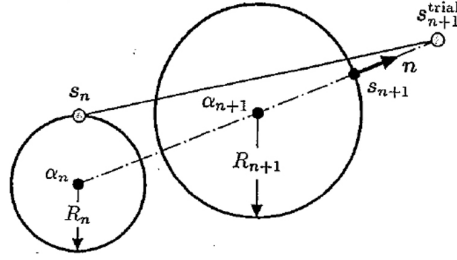


Figure C.13. Schéma de principe du retour radial [Simo et Hughes 2000].

(1) La contrainte test  $A^*$  est définie à partir de la contrainte  $A$  :

$$A = s - X \quad (C.16)$$

or :

$$A = \mathbb{K} : \boldsymbol{\sigma} - H \boldsymbol{\varepsilon}^p \quad (C.17)$$

$$A = \mathbb{K} : (\mathbb{C}_\mu : \boldsymbol{\varepsilon}^e) - H \boldsymbol{\varepsilon}^p$$

avec  $H$  la variable d'érouissage isotrope, déjà introduite à l'Annexe A au paragraphe A.2.2.

Avec les conventions établies pour le tenseur des souplesses élastiques adapté à l'écriture dans le code de calcul ABAQUS (facteur 2 sur les termes de cisaillement de l'incrément de déformation totale),  $\mathbb{C}_\mu : \boldsymbol{\varepsilon}^e = \mathbb{C}_\mu : \boldsymbol{\varepsilon} - \mathbb{C}_{2\mu} : \boldsymbol{\varepsilon}^p$ , donc :

$$A = \mathbb{K} : (\mathbb{C}_\mu : \boldsymbol{\varepsilon} - \mathbb{C}_{2\mu} : \boldsymbol{\varepsilon}^p) - H \boldsymbol{\varepsilon}^p \quad (C.18)$$

d'où, d'après (C.11) :

$$A = \mathbb{K} : (\mathbb{C}_\mu : \boldsymbol{\varepsilon}) - (2\mu + H) \boldsymbol{\varepsilon}^p \quad (C.19)$$

D'où, à l'instant  $n$  :

$$A_n = \mathbb{K} : (\mathbb{C}_\mu : \boldsymbol{\varepsilon}_n) - (2\mu + H) \boldsymbol{\varepsilon}_n^p \quad (C.20)$$

Ainsi, à l'instant  $n+1$  :

$$A_{n+1} = \mathbb{K} : (\mathbb{C}_\mu : \boldsymbol{\varepsilon}_{n+1}) - (2\mu + H) \boldsymbol{\varepsilon}_{n+1}^p \quad (C.21)$$

Or,  $\boldsymbol{\varepsilon}_{n+1} = \boldsymbol{\varepsilon}_n + \Delta\boldsymbol{\varepsilon}$ , donc :

$$A_{n+1} = \mathbb{K} : \left[ \mathbb{C}_\mu : (\boldsymbol{\varepsilon}_n + \Delta\boldsymbol{\varepsilon}) \right] - (2\mu + H) (\boldsymbol{\varepsilon}_n^p + \Delta\boldsymbol{\varepsilon}^p) \quad (C.22)$$

$$A_{n+1} = A_n + \mathbb{K} : (\mathbb{C}_\mu : \Delta\boldsymbol{\varepsilon}) - (2\mu + H) \Delta\boldsymbol{\varepsilon}^p$$

On définit alors la contrainte test  $A^*_{n+1}$  en supposant un écoulement plastique nul durant l'incrément, soit  $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}^p = 0$ . On a donc :

$$A^*_{n+1} = A_n + \mathbb{K} : (\mathbb{C}_\mu : \Delta\boldsymbol{\varepsilon}) \quad (C.23)$$

D'où, d'après (C.22) et (C.23) :

$$\mathbf{A}_{n+1} = \mathbf{A}^*_{n+1} - (2\mu + H) \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p \quad (\text{C.24})$$

Cette contrainte test  $\mathbf{A}^*_{n+1}$  est ensuite introduite dans la fonction de charge

$$f = \sqrt{\frac{3}{2}} \mathbf{A} : \mathbf{A} - \sigma_y \text{ correspondant à un critère de Von Mises, avec } \sigma_y \text{ la limite d'élasticité.}$$

On calcule donc :  $f_{n+1} = \sqrt{\frac{3}{2}} \mathbf{A}^*_{n+1} : \mathbf{A}^*_{n+1} - \sigma_y$ , et on applique un algorithme de prédiction-correction :

➤ Si  $f_{n+1} < 0$ , le comportement est bien élastique et on a effectivement :  $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p = 0$ .

➤ Si  $f_{n+1} > 0$ , l'hypothèse  $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p = 0$  introduite en (C.23) est fautive, et il faut déterminer  $\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p$ , d'où le développement suivant.

(2) Dans le cadre des matériaux standards généralisés, la règle de normalité s'applique. Elle s'exprime à l'instant  $n+1$  par :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p_{n+1} = \dot{\lambda}_{n+1} \frac{\partial f_{n+1}}{\partial \boldsymbol{\sigma}_{n+1}} \quad (\text{C.25})$$

où  $\dot{\lambda}$  est le multiplicateur plastique.

Le terme  $\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}}$  est donné par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} &= \frac{\partial f}{\partial \mathbf{A}} : \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \frac{\partial \sqrt{\frac{3}{2}} \mathbf{A} : \mathbf{A} - \sigma_y}{\partial \mathbf{A}} : \frac{\partial (\mathbb{K} : \boldsymbol{\sigma} - H \boldsymbol{\varepsilon}^p)}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \\ \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} &= \frac{\sqrt{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\mathbf{A} : \mathbf{A}}} \mathbf{A} : \mathbb{K} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\mathbf{A}}{\sqrt{\mathbf{A} : \mathbf{A}}} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\mathbf{A}}{\|\mathbf{A}\|} \end{aligned} \quad (\text{C.26})$$

En introduisant le résultat de (C.26) dans (C.25), on obtient :

$$\frac{\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p}{\Delta t} = \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p_{n+1} = \dot{\lambda}_{n+1} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\mathbf{A}_{n+1}}{\|\mathbf{A}_{n+1}\|} \quad (\text{C.27})$$

On a également :

$$\frac{\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p}{\Delta t} = \dot{\lambda}_{n+1} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\mathbf{A}^*_{n+1}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \quad (\text{C.28})$$

Ainsi, d'après (C.24) et (C.28) :

$$\mathbf{A}_{n+1} = \mathbf{A}^*_{n+1} - (2\mu + H) \Delta t \dot{\lambda}_{n+1} \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\mathbf{A}^*_{n+1}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \quad (\text{C.29})$$

En factorisant puis en passant à la norme, on obtient :

$$\|\mathbf{A}_{n+1}\| = \|\mathbf{A}^*_{n+1}\| - (2\mu + H) \Delta t \dot{\lambda}_{n+1} \sqrt{\frac{3}{2}} \quad (\text{C.30})$$

(3) La détermination du multiplicateur plastique se fait à partir de la condition de consistance qui implique que  $df = 0$  pendant l'écoulement plastique (avec  $f_n = 0$ ) d'où :  $f_{n+1} = 0$ .

Après avoir modifié l'écriture de  $f$  :

$$f = \sqrt{\frac{3}{2}} \mathbf{A} : \mathbf{A} - \sigma_y = \sqrt{\frac{3}{2}} \|\mathbf{A}\| - \sigma_y \quad (\text{C.31})$$

La condition  $f_{n+1} = 0$  s'écrit :

$$\sqrt{\frac{3}{2}} \|\mathbf{A}_{n+1}\| - \sigma_y = 0 \quad (\text{C.32})$$

soit, d'après (C.30) :

$$\sqrt{\frac{3}{2}} \left( \|\mathbf{A}^*_{n+1}\| - (2\mu + H) \Delta t \dot{\lambda}_{n+1} \sqrt{\frac{3}{2}} \right) - \sigma_y = 0 \quad (\text{C.33})$$

D'où l'expression du multiplicateur plastique :

$$\dot{\lambda}_{n+1} = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}} \|\mathbf{A}^*_{n+1}\| - \sigma_y}{\frac{3}{2} (2\mu + H) \Delta t} \quad (\text{C.34})$$

En réinjectant cette expression dans (C.28), on accède à l'expression de l'incrément de déformation plastique :

$$\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p = \frac{\sqrt{\frac{3}{2}} \|\mathbf{A}^*_{n+1}\| - \sigma_y}{\sqrt{\frac{3}{2}} (2\mu + H)} \frac{\mathbf{A}^*_{n+1}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \quad (\text{C.35})$$

#### C.4.5 Évaluation de l'opérateur tangent DDSDDDE

Réécrivons l'équation (C.13) en tenant compte de (C.11) :

$$\begin{aligned} \Delta \boldsymbol{\sigma} &= \mathbb{C} : (\Delta \boldsymbol{\varepsilon} - \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p) - 3 K \alpha \mathbf{I} \Delta T = \mathbb{C}_\mu : \Delta \boldsymbol{\varepsilon} - \mathbb{C}_{2\mu} : \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p - 3 K \alpha \mathbf{I} \Delta T \\ &= \mathbb{C}_\mu : \Delta \boldsymbol{\varepsilon} - 2 \mu \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p - 3 K \alpha \mathbf{I} \Delta T \end{aligned} \quad (\text{C.36})$$

L'écriture de l'opérateur tangent DDSDDDE correspond à la détermination de  $\frac{\partial \Delta \boldsymbol{\sigma}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}}$  :

$$\frac{\partial \Delta \boldsymbol{\sigma}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} = \mathbb{C}_\mu - 2 \mu \frac{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} \quad (\text{C.37})$$

Calculons  $\frac{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}}$ . D'après la relation (C.28) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} &= \frac{\partial}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} \left[ \sqrt{\frac{3}{2}} \lambda_{n+1} \Delta t \frac{\mathbf{A}^*_{n+1}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \right] \\ \frac{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} &= \sqrt{\frac{3}{2}} \Delta t \cdot \left[ \frac{\partial \lambda_{n+1}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} \otimes \frac{\mathbf{A}^*_{n+1}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} + \lambda_{n+1} \cdot \frac{\partial \left( \frac{\mathbf{A}^*_{n+1}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \right)}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} \right] \end{aligned} \quad (\text{C.38})$$

On souhaite évaluer cette expression en évaluant les deux quantités dans le crochet.

Dérivons le multiplicateur plastique, d'après (C.34) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \lambda_{n+1}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} &= \frac{\partial}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} \left( \frac{\sqrt{\frac{3}{2}} \|\mathbf{A}^*_{n+1}\| - \sigma_y}{\frac{3}{2} (2\mu + H) \Delta t} \right) \\ \frac{\partial \lambda_{n+1}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} &= \frac{1}{\sqrt{\frac{3}{2}} (2\mu + H) \Delta t} \frac{\partial}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} (\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|) \end{aligned} \quad (\text{C.39})$$

$$\text{Or : } \quad \frac{\partial}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} \left( \|\mathbf{A}^*_{n+1}\| \right) = \frac{\partial}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} \left[ \left( \mathbf{A}^*_{n+1} : \mathbf{A}^*_{n+1} \right)^{\frac{1}{2}} \right] = \frac{1}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \frac{\partial \mathbf{A}^*_{n+1}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} : \mathbf{A}^*_{n+1} \quad (\text{C.40})$$

D'après (C.20) et (C.23) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} \left( \|\mathbf{A}^*_{n+1}\| \right) &= \frac{1}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \frac{\partial}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} \left( \mathbb{K} : (\mathbb{C}_\mu : \boldsymbol{\varepsilon}_n) - (2\mu + H) \boldsymbol{\varepsilon}_n^p + \mathbb{K} : \mathbb{C}_\mu : \Delta \boldsymbol{\varepsilon} \right) : \mathbf{A}^*_{n+1} \\ \frac{\partial}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} \left( \|\mathbf{A}^*_{n+1}\| \right) &= \frac{1}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \mathbb{C}_\mu : \mathbb{K} : \mathbf{A}^*_{n+1} \end{aligned} \quad (\text{C.41})$$

Ainsi, en réinjectant (C.41) dans (C.39), on a :

$$\frac{\partial \dot{\lambda}_{n+1}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} = \frac{\mathbb{C}_\mu : \mathbb{K}}{\sqrt{\frac{3}{2}} (2\mu + H) \Delta t} : \frac{\mathbf{A}^*_{n+1}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \quad (\text{C.42})$$

Dérivons maintenant le quotient de la contrainte test sur la norme :

$$\frac{\partial \left( \frac{\mathbf{A}^*_{n+1}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \right)}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} = \frac{\frac{\partial \mathbf{A}^*_{n+1}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} \|\mathbf{A}^*_{n+1}\| - \mathbf{A}^*_{n+1} \otimes \frac{\partial \|\mathbf{A}^*_{n+1}\|}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|^2} \quad (\text{C.43})$$

$$\text{Or, d'après (C.41) : } \quad \frac{\partial \mathbf{A}^*_{n+1}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} = \mathbb{C}_\mu : \mathbb{K} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \|\mathbf{A}^*_{n+1}\|}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} = \frac{1}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \mathbb{C}_\mu : \mathbb{K} : \mathbf{A}^*_{n+1}$$

$$\text{D'où} \quad \frac{\partial \left( \frac{\mathbf{A}^*_{n+1}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \right)}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} = \frac{1}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \mathbb{C}_\mu : \mathbb{K} - \mathbb{C}_\mu : \mathbb{K} : \frac{\mathbf{A}^*_{n+1} \otimes \mathbf{A}^*_{n+1}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|^3} \quad (\text{C.44})$$

En réinjectant (C.42) et (C.44) dans (C.38), on obtient  $\frac{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}}$  :

$$\frac{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} = \frac{\mathbb{C}_\mu : \mathbb{K}}{(2\mu + H)} : \frac{\mathbf{A}^*_{n+1} \otimes \mathbf{A}^*_{n+1}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|^2} + \sqrt{\frac{3}{2}} \Delta t \dot{\lambda}_{n+1} \cdot \left( \frac{1}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|} \mathbb{C}_\mu : \mathbb{K} - \mathbb{C}_\mu : \mathbb{K} : \frac{\mathbf{A}^*_{n+1} \otimes \mathbf{A}^*_{n+1}}{\|\mathbf{A}^*_{n+1}\|^3} \right) \quad (\text{C.45})$$



L'opérateur tangent élastoplastique DDSDDDE s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta \boldsymbol{\sigma}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} = & \mathbb{C}_\mu - 2\mu \frac{\mathbb{C}_\mu : \mathbb{K}}{(2\mu + H)} : \frac{\mathbf{A}_{n+1}^* \otimes \mathbf{A}_{n+1}^*}{\|\mathbf{A}_{n+1}^*\|^2} \\ & - 2\mu \sqrt{\frac{3}{2}} \Delta t \dot{\lambda}_{n+1} \cdot \left( \frac{1}{\|\mathbf{A}_{n+1}^*\|} \mathbb{C}_\mu : \mathbb{K} - \mathbb{C}_\mu : \mathbb{K} : \frac{\mathbf{A}_{n+1}^* \otimes \mathbf{A}_{n+1}^*}{\|\mathbf{A}_{n+1}^*\|^3} \right) \end{aligned} \quad (\text{C.46})$$

#### C.4.6 Évaluation de l'opérateur tangent DDSDDT

L'écriture de l'opérateur tangent DDSDDT correspond à la détermination de  $\frac{\partial \Delta \boldsymbol{\sigma}}{\partial \Delta T}$ . En reprenant l'expression (C.13) :

$$\frac{\partial \Delta \boldsymbol{\sigma}}{\partial \Delta T} = -3 K \alpha \mathbf{I} \quad (\text{C.47})$$

#### C.4.7 Évaluation de l'opérateur tangent DRPLDE

Considérons la relation (C.15) en notant que  $\text{Tr}\left(\frac{\Delta \boldsymbol{\sigma}}{\Delta t}\right) = \mathbb{I} : \frac{\Delta \boldsymbol{\sigma}}{\Delta t}$  :

$$\Delta d_{\text{couplage}} = (\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X}) : \frac{\Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p}{\Delta t} - \alpha T \mathbb{I} : \frac{\Delta \boldsymbol{\sigma}}{\Delta t} - 9 K \alpha^2 T \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad (\text{C.48})$$

L'écriture de l'opérateur DRPLDE correspond à la détermination de  $\frac{\partial \Delta d_{\text{couplage}}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}}$ .

$$\frac{\partial \Delta d_{\text{couplage}}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} = (\boldsymbol{\sigma} - \mathbf{X}) : \frac{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}^p}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} - \alpha T \mathbb{I} : \frac{\partial \Delta \boldsymbol{\sigma}}{\partial \Delta \boldsymbol{\varepsilon}} \quad (\text{C.49})$$

Les dérivées apparaissant dans cette expression sont explicitées dans les relations (C.45) et (C.46)

#### C.4.8 Évaluation de l'opérateur tangent DRPLDT

Il s'agit ici de déterminer  $\frac{\partial \Delta d_{\text{couplage}}}{\partial \Delta T}$ , qui se déduit immédiatement de (C.15) :

$$\frac{\partial \Delta d_{\text{couplage}}}{\partial \Delta T} = -9 K \alpha^2 T \quad (\text{C.50})$$

## **Références bibliographiques**

- [Ait-Amokhtar *et al.* 2006] Ait-Amokhtar H., Vacher P. et Boudrahem S. "Kinematics fields and spatial activity of Portevin-Le Chatelier bands using the digital image correlation method." *Acta Materialia*, 2006, 54, 16, pp. 4365-4371.
- [Ait-Amokhtar *et al.* 2008] Ait-Amokhtar H., Fressengeas C. et Boudrahem S. "The dynamics of Portevin-Le Chatelier bands in an Al-Mg alloy from infrared thermography." *Materials Science and Engineering A*, 2008, 488, 1-2, pp. 540-546.
- [Asaro 1983] Asaro R. "Cristal plasticity." *J. Appl. Mech.*, 1983, 50, pp. 921-934.
- [Baïlon et Dorlot 2000] Baïlon J. P. et Dorlot J. M. "Des matériaux." *Presses internanionales Polytechnique*, 2000.
- [Barralis et Maeder 1997] Barralis J. et Maeder G. "Précis de métallurgie, élaboration, structures-propriétés et normalisation." *Nathan*, 1997.
- [Bendada et Lamontagne 2004] Bendada A. et Lamontagne M. "A new infrared pyrometer for polymer temperature measurement during extrusion moulding." *Infrared Physics & Technology*, 2004, 46, 1-2, pp. 11-15.
- [Berthel 2007] Berthel B. "Mesures thermographiques de champs de dissipation accompagnant la fatigue à grand nombre de cycles des aciers." *Thèse*, Université de Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc, 2007.
- [Berthel *et al.* 2007] Berthel B., Wattrisse B., Chrysochoos A. et Galtier A. "Thermographic Analysis of Fatigue Dissipation Properties of Steel Sheets." *Strain*, 2007, 43, pp. 273-279.
- [Binnig *et al.* 1986] Binnig G., Quate C. F. et Gerber C. "Atomic Force Microscope." *Physical review letters*, 1986, 56, 9, pp. 930-933.
- [Bodelot *et al.* 2007] Bodelot L., Sabatier L., Charkaluk E. et Dufrénoy P. "Approche dissipative multi-échelle de la fatigue polycyclique d'un acier monophasé." *Colloque National MECAMAT, Fatigue des Matériaux et des Structures*, Aussois, France, 2007, pp. 410-413.
- [Bonnier et Devin 1997] Bonnier G. et Devin E. "Couples thermoélectriques. Caractéristiques et mesure de température." *Techniques de l'ingénieur*, 1997, Traité Mesures et Contrôle, R 2590.
- [Bornert *et al.* 2001] Bornert M., Bretheau T. et Gilormini P. "Homogénéisation en mécanique des matériaux." *Hermès Sciences*, 2001.

[Boulanger 2004] Boulanger T. "Analyse par thermographie infrarouge des sources de chaleur induites par la fatigue des aciers." *Thèse*, Université Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc, 2004.

[Boulanger *et al.* 2004] Boulanger T., Chrysochoos A., Mabru C. et Galtier A. "Calorimetric analysis of dissipative and thermoelastic effects associated with the fatigue behavior of steels." *International Journal of Fatigue*, 2004, 26, 3, pp. 221-229.

[Calloch 1997] Calloch S. "Essais triaxiaux non-proportionnels et ingénierie des modèles de plasticité cyclique." *Thèse*, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 1997.

[Cedip] Cedip "Documentation de la caméra Jade III." *Documentation constructeur*.

[Charkaluk et Constantinescu 2004] Charkaluk E. et Constantinescu A. "Dissipation and fatigue damage. A unified method to treat fatigue damage." *MP Materialprüfung*, 2004, 46, 10, pp. 524-530.

[Chrysochoos 1985] Chrysochoos A. "Bilan énergétique en élastoplasticité grandes déformations. Energy balance for elastic plastic deformation at finite strain." *Journal de Mécanique théorique et appliquée*, 1985, 4, 5, pp. 589-614.

[Chrysochoos *et al.* 1989] Chrysochoos A., Maisonneuve O., Martin G., Caumon H. et Chezeaux J. C. "Plastic and dissipated work and stored energy." *Nuclear Engineering and Design*, 1989, 114, 3, pp. 323-333.

[Chrysochoos et Louche 2000] Chrysochoos A. et Louche H. "An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation." *International Journal of Engineering Science*, 2000, 38, 16, pp. 1759-1788.

[Chrysochoos *et al.* 2000] Chrysochoos A., Muracciole J. M. et Wattrisse B. "Experimental analysis of strain and damage localization." *Continuous Damage and Fracture, Elsevier*, 2000, pp. 41-51.

[Chrysochoos *et al.* 2008] Chrysochoos A., Berthel B., Latourte F., Pagano S., Wattrisse B. et Weber B. "Local Energy Approach to Steel Fatigue." *Strain*, 2008.

[Constantinescu et Dang Van 2004] Constantinescu A. et Dang Van K. "A global computational approach in engineering problems - Identification of fatigue." *Lecture notes 10, IPPT PAN and CoE AMAS*, 2004.

[Courjon et Bainier 2001] Courjon D. et Bainier C. "Le Champ Proche Optique : Théorie et applications." *Collection Technique et Scientifique des Télécommunications, Springer*, 2001.

[Cugy et Galtier 2002] Cugy P. et Galtier A. "Microplasticity and temperature increase in low carbon steels." *8<sup>th</sup> International Fatigue Congress*, Stockholm, Sweden, 2002, pp. 549-556.

[Dillon 1962a] Dillon O. W. J. "A nonlinear thermoelasticity theory." *J. Mech. Phys. Solids*, 1962a, 10, pp. 123-131.

[Dillon 1962b] Dillon O. W. J. "An experimental study of the heat generated during torsional oscillations." *J. Mech. Phys. Solids*, 1962b, 10, pp. 235-244.

- [Dillon 1963] Dillon O. W. J. "Coupled thermoplasticity." *J. Mech. Phys. Solids*, 1963, 11, pp. 21-33.
- [Dillon 1966] Dillon O. W. J. "The heat generated during the torsional oscillations of copper tubes." *Int. J. Solids Structures*, 1966, 2, pp. 181-204.
- [Dillon 2006] Dillon O. W. J. "About tests on copper tubes." *Communications privées*, 2006.
- [Doudard 2004] Doudard C. "Détermination rapide des propriétés en fatigue à grand nombre de cycles à partir d'essais d'échauffement." *Thèse*, Université de Paris 6, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2004.
- [Douin 1997] Douin J. "Mécanique des milieux continus. Introduction à la plasticité des matériaux." *Diderot Editeur, Arts et Sciences*, 1997.
- [El Bartali 2007] El Bartali A. "Apport des mesures de champs cinématiques à l'étude des micromécanismes d'endommagement en fatigue plastique d'un acier inoxydable duplex." *Thèse*, Ecole Centrale de Lille, 2007.
- [El Bartali *et al.* 2007] El Bartali A., Aubin V. et Degallaix S. "Fatigue damage analysis in a duplex stainless steel by digital image correlation technique." *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 2007, 31, pp. 137-151.
- [Evrard 2008] Evrard P. "Modélisation polycristalline du comportement élastoplastique d'un acier inoxydable austéno-ferritique." *Thèse*, Ecole Centrale de Lille, 2008.
- [Fargione *et al.* 2002] Fargione G., Geraci A., La Rosa G. et Risitano A. "Rapid determination of the fatigue curve by the thermographic method." *International Journal of Fatigue*, 2002, 24, 1, pp. 11-19.
- [Farren et Taylor 1925] Farren W. S. et Taylor G. I. "The Heat Developed during Plastic Extension of Metals." *Proceedings of the Royal Society, London*, 1925, A 107, pp. 422-451.
- [Forest *et al.* 2002] Forest S., Cailletaud G., Jeulin D., Feyel F., Galliet I., Mounoury V. et Quilici S. "Introduction au calcul de microstructures - Elements of microstructural mechanics." *Mécanique & Industries*, 2002, 3, 5, pp. 439-456.
- [François *et al.* 1991] François D., Pineau A. et Zaoui A. "Élasticité et Plasticité." *Hermès, Comportement mécanique des matériaux*, 1991.
- [Gaussorgues 1989] Gaussorgues G. "La thermographie infrarouge. Principes, technologies, applications." *Editions Tec&Doc*, 1989.
- [Germain 1973] Germain P. "Cours de Mécanique des Milieux Continus." *Masson et Cie Editeurs*, 1973.
- [German 1978] German R. M. "Grain Growth in Austenitic Stainless Steels." *Metallography*, 1978, 11, 2, pp. 235-239.
- [Halford 1966] Halford G. R. "The energy required for fatigue." *Journal of Materials*, 1966, 1, 1, pp. 3-18.

[Harvey *et al.* 1998] Harvey D. P., Bonenberger R. J. et Wolla J. M. "Effects of sequential cyclic and monotonic loadings on damage accumulation in nickel 270." *International Journal of Fatigue*, 1998, 20, 4, pp. 291-300.

[Harvey et Bonenberger 2000] Harvey D. P. et Bonenberger R. J. "Influence of flow stress on damage accumulation in 1100 aluminium subjected to cyclic straining." *Journal of Materials Science Letters*, 2000, 19, pp. 2189-2192.

[Héripré *et al.* 2007] Héripré E., Dexet M., Crepin J., Gelebart L., Roos A., Bornert M. et Caldemaison D. "Coupling between experimental measurements and polycrystal finite element calculations for micromechanical study of metallic materials." *International Journal of Plasticity*, 2007, 23, 9, pp. 1512-1539.

[Hild *et al.* 1999] Hild F., Périé J. N. et Coret M. "Mesure de champs de déplacements 2D par intercorrélation d'images : CORRELI<sup>2D</sup>." *Rapport interne N°230*.

[Hild 2002] Hild F. "Correli<sup>LMT</sup>: a software for displacement field measurements by digital image correlation." *Rapport interne N°254*.

[Hild *et al.* 2002] Hild F., Raka B., Baudequin M., Roux S. et Cantelaube F. "Multiscale displacement field measurements of compressed mineral-wool samples by digital image correlation." *Applied optics*, 2002, 41, 32, pp. 6815-6828.

[Hild et Roux 2006] Hild F. et Roux S. "Digital image correlation: from measurement to identification of elastic properties - a review." *Strain*, 2006, 42, pp. 69-80.

[Honorat *et al.* 2005] Honorat V., Moreau S., Muracciole J. M., Watrresse B. et Chrysochoos A. "Calorimetric analysis of polymer behaviour using a pixel calibration of an IRFPA camera." *QIRT Journal*, 2005, 2, 2, pp. 153-172.

[Hunsche et Neumann 1986] Hunsche A. et Neumann P. "Quantitative measurements of persistent slip band profiles and crack initiation." *Acta Metallurgica*, 1986, 34, 2, pp. 207-217.

[Jaoul 1965] Jaoul B. "Étude de la plasticité et application aux métaux." *Dunod*, 1965.

[Jiang *et al.* 2001] Jiang L., Brooks C. R., Liaw P. K., Wang H., Rawn C. J. et Klarstrom D. L. "High-frequency metal fatigue: the high-cycle fatigue behavior of ULTIMET® alloy." *Materials Science and Engineering A*, 2001, 314, 1-2, pp. 162-175.

[Krapez *et al.* 1999] Krapez J. C., Pacou D. et Bertin C. "Application of lock-in thermography to rapid evaluation of fatigue limit in metals - Application de la thermographie à démodulation synchrone pour une évaluation rapide de la limite de fatigue des métaux." *Workshop on Advanced Infrared Technology and Applications*, Venice, Italy, 1999.

[Krapez *et al.* 2000] Krapez J. C., Pacou D. et Gardette G. "Lock-in thermography and fatigue limit of metals - Thermographie à démodulation synchrone et limite de fatigue des métaux." *5th Quantitative Infrared Thermography (QIRT 2000)*, Reims, France, 2000.

[La Rosa et Risitano 2000] La Rosa G. et Risitano A. "Thermographic methodology for rapid determination of the fatigue limit of materials and mechanical components." *International Journal of Fatigue*, 2000, 22, 1, pp. 65-73.

[Larousse 1929] Larousse "Larousse du XXIème siècle en 6 volumes." *Paul Augé*, 1929.

[Latourte *et al.* 2007] Latourte F., Chrysochoos A., Pagano S. et Wattrisse B. "Identification élastoplastique locale à l'aide d'une méthode variationnelle." *18<sup>ème</sup> Congrès Français de Mécanique*, Grenoble, France, 2007.

[Le Goër et Avril 1992] Le Goër J. L. et Avril J. "Extensométrie." *Techniques de l'ingénieur*, 1992, Traité Mesures et Contrôle, R 1850.

[Leblond 2003] Leblond J. B. "Mécanique de la rupture fragile et ductile." *Hermès*, 2003.

[Legaie *et al.* 2008] Legaie D., Pron H., Bissieux C. et Blain V. "Thermographic application of black coatings on metals." *9th International Conference on Quantitative InfraRed Thermography*, Krakow, Poland, 2008, pp. 597-604.

[Lemaitre et Chaboche 1988] Lemaitre J. et Chaboche J. L. "Mécanique des Matériaux Solides." *Bordas*, 1988.

[Liaw *et al.* 2000] Liaw P. K., Wang H., Jiang L., Yang B., Huang J. Y., Kuo R. C. et Huang J. G. "Thermographic detection of fatigue damage of pressure vessel steels at 1,000 Hz and 20 Hz." *Scripta Materialia*, 2000, 42, 4, pp. 389-395.

[Louche 1999] Louche H. "Analyse par thermographie infrarouge des effets dissipatifs de la localisation dans les aciers." *Thèse*, Université de Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc, 1999.

[Louche et Chrysochoos 2001] Louche H. et Chrysochoos A. "Thermal and dissipative effects accompanying Lüders band propagation." *Materials Science and Engineering A*, 2001, 307, 1-2, pp. 15-22.

[Luong 1995] Luong M. P. "Infrared thermographic scanning of fatigue in metals." *Nuclear Engineering and Design*, 1995, 158, 2-3, pp. 363-376.

[Luong 1998] Luong M. P. "Fatigue limit evaluation of metals using an infrared thermographic technique." *Mechanics of Materials*, 1998, 28, 1-4, pp. 155-163.

[Mabru et Chrysochoos 2001] Mabru C. et Chrysochoos A. "Dissipation et couplages accompagnant la fatigue des matériaux métalliques." *Photomécanique*, 2001, pp. 375-382.

[Maquin 2006] Maquin F. "Méthodologie expérimentale d'étude du comportement thermo-mécanique des matériaux sous sollicitations cycliques." *Thèse*, ENSAM, 2006.

[Mineur 2000] Mineur M. "Conditions locales d'amorçage des fissures de fatigue dans un acier inoxydable de type 316L : aspects cristallographiques (EBSD)." *Thèse*, Université de Poitiers, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2000.

- [Morikawa *et al.* 2008] Morikawa J., Hayakawa E., Eto T. et Hashimoto T. "Two-dimensional thermal analysis of organic materials by microscale thermography." *9th International Conference on Quantitative InfraRed Thermography (QIRT 2008)*, Krakow, Poland, 2008, pp. 397-401.
- [Moulart *et al.* 2007] Moulart R., Rotinat R., Pierron F. et Lerondel G. "On the realization of microscopic grids for local strain measurement by direct interferometric photolithography." *Optics and Lasers in Engineering*, 2007, 45, 12, pp. 1131-1147.
- [Mughrabi *et al.* 1979] Mughrabi H., Ackermann F. et Kerz H. "Persistent slip bands in fatigued face-centered and body-centered cubic metals." *Fatigue Mechanisms, ASTM STP 675*, 1979, pp. 69-105.
- [Oliferuk *et al.* 2001] Oliferuk W., Korbel A. et Bochniak W. "Energy balance and macroscopic strain localization during plastic deformation of polycrystalline metals." *Materials Science and Engineering A*, 2001, 319-321, pp. 250-253.
- [Plekhov *et al.* 2007] Plekhov O. A., Saintier N., Palin-Luc T., Uvarov S. V. et Naimark O. B. "Theoretical analysis, infrared and structural investigations of energy dissipation in metals under cyclic loading." *Materials Science and Engineering A*, 2007, 462, 1-2, pp. 367-369.
- [Poncelet 2007] Poncelet M. "Multiaxialité, hétérogénéités intrinsèques et structurales des essais d'auto-échauffement et de fatigue à grand nombre de cycles." *Thèse*, Ecole Normale Supérieure de Cachan, 2007.
- [Pron et Bissieux 2004] Pron H. et Bissieux C. "Focal plane array infrared cameras as research tools." *QIRT Journal*, 2004, 1, 2, pp. 229-240.
- [Pron 2007] Pron H. "Principales caractéristiques des matériels de thermographie actuels." *Groupe de Travail Thermographie, GDR CNRS 2519 Mesures de champs et identification en mécanique des solides*.
- [Ranc *et al.* 2008] Ranc N., Taravella L., Pina V. et Herve P. "Temperature field measurement in titanium alloy during high strain rate loading - Adiabatic shear bands phenomenon." *Mechanics of Materials*, 2008, 40, 4-5, pp. 255-270.
- [Randle 1992] Randle V. "Microtexture determination and its applications." *The Institute of Materials*, 1992.
- [Rivoal et Frétygny 2005] Rivoal J. C. et Frétygny C. "Microscopie à force atomique (AFM)." *Techniques de l'ingénieur*, 2005, Traité Mesures et Contrôle, R 1394.
- [Rosakis *et al.* 2000] Rosakis P., Rosakis A. J., Ravichandran G. et Hodowany J. "A thermodynamic internal variable model for the partition of plastic work into heat and stored energy in metals." *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2000, 48, 3, pp. 581-607.
- [Rousselier 2001] Rousselier G. "Dissipation in porous metal plasticity and ductile fracture." *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2001, 49, 8, pp. 1727-1746.

- [Sabatier 2002] Sabatier L. "Apport des techniques d'analyse locale EBSD et AFM à l'étude de l'émergence des bandes de glissement induites par fatigue dans l'acier inoxydable 316L. Influence des couches minces." *Thèse*, Université de Poitiers, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2002.
- [Sacadura 1982] Sacadura J. F. "Initiation aux transferts thermiques." *Lavoisier, Technique et Documentation*, 1982.
- [Sauzay 2006] Sauzay M. "Effet de l'anisotropie élastique cristalline sur la distribution des facteurs de Schmid à la surface des polycristaux." *Comptes Rendus Mécanique*, 2006, 334, 6, pp. 353-361.
- [Schmid et Boas 1950] Schmid E. et Boas W. "Plasticity of crystals." *Hughes*, 1950.
- [Simo et Hughes 2000] Simo J. C. et Hughes T. J. R. "Computational Inelasticity." *Interdisciplinary Applied Mathematics, Mechanics and Materials*, Springer, 2000.
- [Smigielski 2001] Smigielski P. "Interférométrie de speckle." *Techniques de l'ingénieur*, 2001, Traité Mesures et Contrôle, R 6331.
- [Socie et Marquis 2000] Socie D. F. et Marquis G. B. "Multiaxial fatigue." *SAE Inc Warrendale*, 2000.
- [Stanley et Perrotta 1969] Stanley J. K. et Perrotta A. J. "Grain Growth in Austenitic Stainless Steels." *Metallography*, 1969, 2, 4, pp. 349-362.
- [Taylor et Quinney 1933] Taylor G. I. et Quinney H. "The latent energy remaining in a metal after cold working." *Proceedings of the Royal Society, London*, 1933, A, pp. 307-326.
- [Villechaise 2000] Villechaise P. "Cours de Microscopie Electronique à Balayage." *ENSMA*.
- [Villechaise et al. 2002] Villechaise P., Sabatier L. et Girard J. C. "On slip band features and crack initiation in fatigued 316L austenitic stainless steel: Part 1: Analysis by electron back-scattered diffraction and atomic force microscopy." *Materials Science and Engineering A*, 2002, 323, 1-2, pp. 377-385.
- [Vincent 2008] Vincent L. "On the ability of some cyclic plasticity models to predict the evolution of stored energy in a type 304L stainless steel submitted to high cycle fatigue." *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 2008, 27, 2, pp. 161-180.
- [Wattrisse 1999] Wattrisse B. "Étude cinématique des phénomènes de localisation dans des aciers par intercorrélation d'images." *Thèse*, Université de Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc, 1999.
- [Wattrisse et al. 2001] Wattrisse B., Chrysochoos A., Muracciole J. M. et Nemoz-Gaillard M. "Kinematic manifestations of localisation phenomena in steels by digital image correlation." *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 2001, 20, 2, pp. 189-211.
- [Wong et Kirby 1990] Wong A. K. et Kirby G. C. "A hybrid numerical/experimental technique for determining the heat dissipated during low cycle fatigue." *Engineering Fracture Mechanics*, 1990, 37, 3, pp. 493-504.



**Résumé :**

Les matériaux métalliques polycristallins sont des agrégats de grains plus ou moins favorablement orientés, par rapport à l'axe de sollicitation, pour le glissement plastique. Lors d'une sollicitation mécanique, cette diversité d'orientations cristallines conduit à une hétérogénéité de la déformation à l'échelle de la microstructure : des déformations plastiques locales peuvent apparaître dans certains grains alors que l'échantillon est macroscopiquement sous chargement élastique. Par ailleurs, cette plasticité locale s'accompagne de l'émergence de marques de glissement en surface du matériau et elle induit une dissipation d'énergie liée aux irréversibilités mécaniques. La description fidèle de ces phénomènes mécaniques et énergétiques, à l'échelle d'apparition de la plasticité et de l'endommagement, ouvre alors la perspective d'identifier des modèles mécaniquement admissibles et énergétiquement fondés.

L'objectif de ces travaux est donc de développer les moyens expérimentaux nécessaires à la réalisation de telles analyses mécaniques et énergétiques à l'échelle microstructurale. Pour accéder simultanément aux informations cinématiques et thermiques à l'échelle la plus fine possible actuellement, celle des grains d'un polycristal, des mesures de champs de température par thermographie infrarouge et de champs de déformation par corrélation d'images numériques sont donc mises en œuvre au sein d'un dispositif original de couplage des deux techniques. Ce dispositif permet alors une étude simultanée des champs de température et de déformation d'un acier inoxydable austénitique 316L sous sollicitations uniaxiales monotones et cycliques.

**Title:** Coupled study of kinematic and thermal fields at the microstructure scale of metallic materials.

**Abstract:**

Polycrystalline metallic materials are made of an aggregate of grains more or less well-oriented, with respect to the loading axis, for plastic gliding. Under mechanical loading, this diversity of crystalline orientations leads to a heterogeneous deformation at the microstructure scale: local plastic strains can arise within some grains whereas the sample is under macroscopic elastic loading. Besides, local plasticity triggers the appearance of slip marks at the surface of the material along with a thermal dissipation linked to mechanical irreversibilities. An exact description of these mechanical and energy phenomena, at the scale where plasticity and damage take place, bring forth the outlook for identification of mechanically admissible models in good agreement with energy considerations.

The aim of this study is thus to develop experimental means necessary to be able to realize such mechanical and energy analyses at the microstructure scale. In order to get simultaneous kinematic and thermal data at the finest scale reachable nowadays, the polycrystal grains scale, temperature fields are grabbed by infrared thermography and strain fields by digital image correlation within an original experimental coupling device. Thanks to this experimental set-up, temperature and strain fields have been studied simultaneously during monotonic and cyclic uniaxial loadings on a 316L austenitic stainless steel.

**Mots-clés :** thermographie infrarouge, corrélation d'images numérique, mesures de champs, échelle microstructurale, matériaux métalliques polycristallins.

**Keywords:** infrared thermography, digital image correlation, full-field measurements, microstructure scale, polycrystalline metallic materials.