



HAL
open science

Mesures thermographiques de champs de dissipation accompagnant la fatigue à grand nombre de cycles des aciers

Bruno Berthel

► **To cite this version:**

Bruno Berthel. Mesures thermographiques de champs de dissipation accompagnant la fatigue à grand nombre de cycles des aciers. Mécanique [physics.med-ph]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2007. Français. NNT : . tel-00410074

HAL Id: tel-00410074

<https://theses.hal.science/tel-00410074v1>

Submitted on 17 Aug 2009

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.

UNIVERSITE MONTPELLIER II
SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

THESE

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE MONTPELLIER II

Discipline : Mécanique et Génie Civil.

Ecole Doctorale : Information, Structures et Systèmes.

Présentée et soutenue publiquement par

Bruno BERTHEL

Le 14/12/2007

**Mesures thermographiques de champs de dissipation
accompagnant la fatigue à grand nombre de cycles des aciers**

JURY :

Sylvain CALLOCH	Professeur, Laboratoire MSN, Brest	Rapporteur
Eric CHARKALUK	Chargé de Recherche-HDR, LML, Lille	Rapporteur
André CHRYSOCHOOS	Professeur, LMGC, Montpellier	Directeur de thèse
André GALTIER	Docteur Ingénieur, CETIM, Senlis	Examineur
Didier MARQUIS	Professeur, Ecole Centrale Marseille	Examineur
Christian SAIX	Professeur, LMGC, Montpellier	Examineur
Bastien WEBER	Docteur Ingénieur, Arcelor Research SA, Maizière-lès-Metz	Examineur
Bertrand WATTRISSE	Maître de conférence-HDR, LMGC, Montpellier	Encadrant

Remerciements

La première personne que je tiens sincèrement à remercier est André Chrysochoos. Véritable passionné de la recherche à l'enthousiasme contagieux et à la bonne humeur légendaire, il m'a soutenu dès les premiers instants où j'ai fait le choix de ce sujet. En tant que directeur de thèse, il a su me guider tout en me laissant une grande liberté dans mes choix. Ce fut un réel plaisir de travailler avec lui. Je souhaiterais également remercier Bertrand Watrresse qui m'a fourni une aide précieuse tout au long de cette thèse. Il a toujours fait preuve d'une grande disponibilité à mon égard et a su me faire profiter de ses nombreuses compétences. J'ai également une pensée pour Olivier Arnould qui m'a mis le pied à l'étrier en stage de DEA, et avec qui j'aurais eu plaisir à continuer de travailler.

J'aimerais faire part de ma grande reconnaissance envers la société Arcelor Research SA, sans laquelle cette étude n'aurait été possible. Je tiens tout particulièrement à remercier André Galtier et Bastien Weber pour la sollicitude avec laquelle ils ont traité mon travail et l'aide qu'ils m'ont fournie, notamment au travers des nombreuses remarques scientifiques très pertinentes. Au cours des réunions du groupe de travail qu'ils ont animées, les membres de celles-ci m'ont fait part de leurs commentaires, interrogations et de leur intérêt au sujet de mon travail, me permettant ainsi de l'enrichir, et pour cela je les en remercie.

Je voudrais témoigner ma gratitude à Didier Marquis pour avoir présidé mon jury de thèse, à Eric Charkaluk et Sylvain Calloch pour avoir accepté de rapporter sur mon travail ainsi qu'à Christian Saix pour avoir bien voulu un temps se replonger dans la thermographie et examiner mon travail. Les interrogations qu'ils ont pu soulever, l'attention avec laquelle ils ont jugé mon travail m'ont permis de mieux cerner comment peuvent être perçus mes résultats, et de dégager une partie des travaux à venir.

Je remercie le LMGC et plus particulièrement l'équipe Thm2 pour leur accueil et pour m'avoir permis de réaliser cette thèse dans d'excellentes conditions. Je pense notamment à Vincent Huon, Jean-Michel Muracciole, Robert Peyroux et Chantal Romano, la « maman » de tous les thésards du dernier étage. L'expérimentateur que je suis ne peut omettre de remercier Gille Camp et Alain Clary pour leur disponibilité et les vendredis de la halle.

Je ne peux pas non plus oublier de remercier ceux que j'ai eu la chance de rencontrer ou de mieux connaître durant ce fameux DEA au nom trop long et qui comme moi se sont lancés dans l'aventure de la thèse. Nous avons partagé des moments inoubliables ces dernières années. Je commencerais par celui avec qui j'ai partagé mon bureau pendant plus de trois ans, Félix Latourte, à l'hospitalité naturelle et au savoir vivre exemplaire, avec qui j'ai passé de bons instants. Emilien Azéma, toujours de bonne humeur et dont son côté candide lui donne tout son charme. Enfin, Nicolas Angellier, la gentillesse incarnée, chez qui nous avons passé (entre autres) de superbes soirées à Carnon Beach. Il y a aussi tout les autres doctorants qui sont passés ou qui restent au laboratoire : Florent, Bertrand, Philou, Anne-Laure, Anne, Stéphane, Pierre, Vincent R. et Vincent H., Silvère, Charles, Etienne, Romain, Cédric, Damien, Jana, Marine, François, Simon, Alexandre, Karl,...

Avant de finir, je souhaite remercier tout ceux que je n'ai pas encore cités, ceux pour qui la fatigue des aciers ne représente pas grand-chose mais qui m'ont permis à plusieurs reprises de m'évader un instant durant cette thèse. Il y a Seb, Cécile et le petit Maël. Tout ceux que j'ai pu retrouvé les jeudis au Charlie's : JP, Simon, Trambert, Fabian, Anaïs, Davy,

Michael... Certains membres du groupuscule la « Choupi Team » : Cécilia, Seb, Joss, Marie, Pédro... Mes amis motards et affiliés : Jean, Lali, Gustin, Domi, Mathilde, Bruno, Solène, Bart, Cécile B., Jee, Fab, Aline, Stève, Candice,... Les festayres : Sebxu, Yasmine, Nico, Aurelie, Camélia, Isa, Opla, Caro, Claire, Bly,...

Enfin, ces dernières lignes seront pour ceux qui ont une place privilégiée dans mon cœur, je remercie mes parents pour leur encouragement et leur appui, Aline pour son soutien et sa douceur ainsi que le petit Léo pour m'avoir laissé le temps de soutenir.

Table des matières

<i>Principales notations</i>	1
<i>Introduction Générale</i>	3
<i>Chapitre 1 Etude Bibliographique</i>	7
1.1. La fatigue	8
1.1.1. Introduction	8
1.1.2. Historique	8
1.1.3. Courbe de Wöhler et domaines de fatigue	9
1.1.4. Phénomène de rupture en HCF	11
1.1.5. Les Enjeux	15
1.2. Utilisation des mesures de température	16
1.2.1. Evolution de la température lors d'un essai de fatigue	16
1.2.2. Utilisation des effets dissipatifs	20
1.2.3. Utilisation de l'effet thermoélastique	26
1.3. La Calorimétrie	29
1.3.1. Introduction	29
1.3.2. Bilan d'énergie	29
1.3.3. Essais monotones	30
1.3.4. Essais cycliques	32
1.4. Conclusion	37
Références	38
<i>Chapitre 2 Détermination des sources de chaleur</i>	45
2.1. Les bases théoriques de la méthode	46
2.1.1. Cadre thermodynamique	46
2.1.2. Equation de la chaleur	53
2.1.3. Modèles simplifiés de diffusion	54
2.1.4. Intérêt de la détermination des sources	56
2.1.5. La thermoélasticité linéaire	57
2.1.6. Ordre de grandeur des deux types de sources	60
2.2. Contrôles numériques des hypothèses	62
2.2.1. La méthode de calcul numérique	62
2.2.2. Contrôle de (H1) : $\theta_{surf} \approx \theta_{moy}$	64
2.2.3. Contrôle de (H2) : termes convectifs négligés	68
2.3. La méthode de traitement d'image 2D	72
2.3.1. Le problème lié au bruit de mesure	72
2.3.2. Estimation des sources de chaleur	73
2.3.3. Fonction d'approximation locale de la température	74
2.3.4. La méthode de lissage	75
2.3.5. Estimation des sources	78
2.3.6. Les approches 1D et 0D	79
2.4. Contrôle numérique de la méthode	79
2.4.1. Principe du contrôle numérique	79
2.4.2. Contrôles préliminaires	80
2.4.3. Exemple de contrôle du calcul des sources	84
2.4.4. Conclusion	91
2.5. Conclusion du chapitre	91
Références	92
<i>Chapitre 3 Mesures de champs avec une caméra infrarouge</i>	93

3.1. La thermographie infrarouge	94
3.1.1. Rappel sur les ondes électromagnétiques	94
3.1.2. Définition des sources de rayonnement	95
3.1.3. Bilan énergétique d'un rayonnement incident	96
3.1.4. Le corps noir : objet idéal	97
3.1.5. Objet réel : l'émissivité	97
3.1.6. Bandes spectrales utilisées en thermographie infrarouge	98
3.2. La caméra JADE III	99
3.2.1. Présentation	99
3.2.2. Le rayonnement réellement mesuré	100
3.2.3. L'étalonnage	102
3.2.4. Dérive de la caméra	108
3.2.5. Le bruit	109
3.2.6. L'intercorrélation	113
3.3. Le revêtement	116
3.3.1. Choix du revêtement	116
3.3.2. Mesure d'émissivité	117
3.4. Conclusion	119
Références	120
Chapitre 4 Résultats expérimentaux	121
4.1. Les essais	122
4.1.1. Le type d'essai	122
4.1.2. Les matériaux utilisés	123
4.1.3. Les échantillons	124
4.1.4. Les mesures infrarouges	125
4.2. Estimation des sources de chaleur à partir de données expérimentales	128
4.2.1. Introduction	128
4.2.2. La thermoélasticité	130
4.2.3. La dissipation	132
4.2.4. Essais de contrôle sur la nature de la dissipation estimée	135
4.3. Evolution de la dissipation en fonction de $\Delta\sigma$ et f_s	141
4.4. Analyse calorimétrique des cinétiques de fatigue	143
4.4.1. Essai sur un DP600 avec $\Delta\sigma_{max} > \Delta\sigma_D$	144
4.4.2. Essai sur un DP600 avec $\Delta\sigma_{max} \approx \Delta\sigma_D$	146
4.4.3. Essai sur un HSLA280 $\Delta\sigma_{max} > \Delta\sigma_D$	147
4.4.4. Conclusion	149
4.5. Mesures combinées par thermographie et corrélation d'image	150
4.5.1. Bilans d'énergie	150
4.5.2. Dispositif de granularité en lumière blanche	151
4.5.3. Estimation de l'énergie de déformation	154
4.5.4. Dispositif expérimental	156
4.5.5. Résultats	159
4.5.6. Analyse thermodynamique	162
4.6. Conclusion du chapitre	163
Références	165
Conclusions et perspectives	167
Annexe A Méthode de traitement d'images	169
Annexe B Calcul relatif d'émissivité	185
Annexe C Dépendance de la dissipation avec f_s : modèles rhéologiques	189

Principales notations

Opérateurs

$\bar{\cdot}$	moyenne suivant l'épaisseur
\cdot	
\equiv	
\cdot	moyenne par section droite
\sim	
\cdot	moyenne par cycle

Notations génériques

\mathbf{x}	tenseur
\vec{x}	vecteur
x	scalaire

Variables

A_h	aire des boucle d'hystérésis des courbe (σ, ε)
C	chaleur spécifique
C_p	chaleur spécifique à pression constante
d_1	la dissipation intrinsèque
\tilde{d}_1	dissipation moyenne par cycle (en vrai 2D si elle est estimée)
\tilde{d}'_1	dissipation moyenne par cycle calculée en pseudo-2D, remplacé par \tilde{d}_1 dans le chapitre 4
\hat{d}_1	distribution tridimensionnelle de la dissipation
$\tilde{d}_1^{calculé}$	dissipation moyenne par cycle calculée
\tilde{d}_1^{init}	dissipation moyenne par cycle initialement introduite dans le calcul numérique
\tilde{d}_1^{sta}	dissipation moyenne par cycle stabilisée
f_a	fréquence d'acquisition (IR ou CCD)
f_s	fréquence de sollicitation
h	facteur d'échange thermique
k	coefficient de conductivité
N_r	nombre de cycles à rupture
N_c	nombre de cycles
N_t	demi fenêtre de lissage temporel (en nombre de Δt)
N_x, N_y	demi fenêtre de lissage spatial suivant x et y (en pixels)
NI	niveau informatique délivré par la caméra
R_e	limite élastique
r_{ext}	densité de source volumique de chaleur d'origine extérieure
R_m	limite à la rupture
$R_{p\ 0.2}, R_{p\ 0.02}$	limite élastique à 0.2% et à 0.02%
R_σ	rapport de charge
s_{ic}	source de couplage interne
s_{ihe}	source de couplage thermoélastique
T	température absolue
T_0	température d'équilibre
T_{CN}	température du corps noir
T_{ep}	température de l'éprouvette

T_{env}	température de l'environnement
\vec{u}	champ des déplacements
\vec{v}	champ des vitesses
W_a	énergie anélastique
W_{ch}	quantité de chaleur totale mise en jeu lors d'un essai mécanique
W_{coupl}	énergie générée par les couplages thermomécaniques
W_d	énergie dissipée
W_{def}, w'_{def}	énergie et puissance nécessaires à la déformation d'un matériau
W_e, w'_e	énergie et puissance élastique
W_s, w'_s	énergie et puissance stockée (ou bloquée)
α	coefficient de dilatation isotrope
α_i	variable complémentaire (ou interne)
Δ_2	opérateur laplacien en 2 dimensions
Δs_{the}	étendue de la source thermoélastique
$\overline{\Delta s_{the}}$	étendue de la source thermoélastique moyenne suivant l'épaisseur
Δt	résolutions temporelle des mesures ou du calcul numérique
Δx (Δy ou Δz)	résolution suivant x (y ou z) des mesures ou du calcul numérique
$\Delta \theta_{the}$	étendue de la variation de température induite par l'effet thermoélastique
$\Delta \sigma$	étendue de contrainte $\Delta \sigma = \sigma_{max} - \sigma_{min}$
$\Delta \sigma_D$	limite de fatigue
$\Delta \sigma_{loc}$	seuil d'irréversibilité microstructurale
$\Delta \sigma_{max}$	étendue de contrainte maximale
ϵ_{ep}	émissivité de l'éprouvette
θ	variation de température, $\theta = T - T_0$
$\bar{\theta}$	variation de température moyenne suivant l'épaisseur
θ_{app}	fonction d'approximation de la variation de température
θ_d	variation de température induite par l'effet dissipatif
θ_d^{sta}	variation de température induite par l'effet dissipatif stabilisée
θ_{exp}	champ de variation de température brute de tout traitement
$\theta_{face i}$	variation de température de la face i
θ_{liss}	champ de variation de température lissé
θ_{moy}	variation de température moyennée suivant l'épaisseur
θ_{surf}	variation de température de surface
θ_{the}	variation de température induite par l'effet thermoélastique
ρ	masse volumique
σ, σ	tenseur des contraintes Cauchy et contrainte principale (cas uniaxial)
σ_a, σ_a	tenseur des amplitudes de chargement et amplitude des contrainte principale $\sigma_a = \Delta \sigma / 2$ (cas uniaxial)
σ_m, σ_m	tenseur des contraintes moyennes et contrainte moyenne principale (cas uniaxial)
$\sigma_{max}, \sigma_{min}$	contraintes principales maximale et minimale (cas uniaxial)
τ_{th}^{iD}	constante de temps caractérisant les fuites thermiques dans un problème de diffusion simplifié de dimension i
ϕ	terme convectif de la dérivé particulaire de la température
φ	pseudo-potentiel de dissipation
ψ	énergie libre spécifique de Helmholtz

Introduction Générale

Problématique

Depuis l'accident ferroviaire de Versailles en 1842, l'étude du phénomène de fatigue dans le domaine des métaux est devenue une problématique industrielle majeure, comme peut en témoigner le nombre de publications annuelles sur le sujet. La particularité de ce phénomène qui le rendit pendant longtemps mal compris voire «mystérieux», est qu'il entraîne une rupture brutale des pièces après de nombreux cycles de fonctionnement, sans signes précurseurs et à des niveaux de chargement devant engendrer des contraintes inférieures à la limite d'élasticité du matériau. L'étude des mécanismes de fatigue a débuté lors de la première révolution industrielle, avec l'apparition des machines à vapeur. Mais il a fallu attendre 1860 pour qu'August Wöhler propose le premier protocole expérimental permettant de caractériser un matériau en fatigue. Lors de la première moitié du 20^{ème} siècle, l'étude de ce phénomène a commencé à connaître un réel essor mais la plupart des avancées significatives qui composent nos connaissances actuelles sur le phénomène datent essentiellement de la seconde moitié du siècle dernier, tel que nous pouvons le constater dans les articles de synthèse [Schijve 2003] et [Schutz 1996].

Aujourd'hui, de nombreux critères ont vu le jour mais les dimensionnements en fatigue se font encore à l'aide de procédures expérimentales coûteuses et qui représentent une part importante dans la durée de conception et de validation d'une pièce mécanique. C'est pourquoi de nombreuses équipes de recherche se concentrent, entre autres, sur le développement de modèles permettant de prédire le comportement en fatigue d'un matériau à partir de sa microstructure, ou encore, sur l'élaboration de techniques expérimentales permettant de caractériser plus rapidement ce comportement. Certaines de ces techniques considèrent l'évolution de la température comme un indicateur de l'état d'avancement des irréversibilités induites par le phénomène de fatigue. Celles-ci connaissent un réel engouement depuis les années 1980.

Cependant, la température n'est pas intrinsèque au comportement du matériau, elle dépend de l'intensité et de la distribution des sources de chaleur mais aussi de la conduction dans le matériau et des conditions aux limites. C'est pourquoi, dans ce travail nous avons choisi d'étudier les mécanismes de fatigue en terme de source de chaleur plutôt qu'en terme de température. Pour déterminer celles-ci, nous nous appuyons sur la méthode développée dans la thèse de Thomas Boulanger [Boulanger 2004], qui à partir de la mesure de champs de température, *via* une caméra infrarouge, permet d'estimer les champs de dissipation moyenne par cycle ainsi que les champs d'amplitude thermoélastique. Les sources dissipatives rendent compte des irréversibilités microstructurales se produisant lors de la déformation d'un matériau tandis que les sources thermoélastiques traduisent le couplage entre la température et la déformation.

Cette étude s'inscrit donc dans une démarche originale consistant à développer un protocole expérimental adapté aux essais de fatigue à grand nombre de cycles permettant de dresser des bilans locaux d'énergie en s'appuyant sur des techniques d'imagerie quantitative. Ces travaux s'inscrivent pleinement dans les axes de recherche de l'équipe Thermomécanique des Matériaux du LMGC qui développe depuis plusieurs années des techniques expérimentales ayant pour but de mieux visualiser, comprendre et modéliser les effets dissipatifs et de couplage qui accompagnent la déformation des matériaux. Ces techniques expérimentales sont fondées sur l'imagerie quantitative, elles associent Thermographie Infrarouge (TIR) et corrélation d'images de granularité (CIG) ([Wattrisse 1998] et [Chrysochoos, *et al.* 2000]).

Objectifs

Dans un premier temps, le but de cette étude est d'étendre et de valider au travers d'essais numériques et expérimentaux la méthode de détermination de sources de chaleur lors d'essais de fatigue dont le développement a été initié par T. Boulanger ([Boulanger 2004]). Une fois la technique de traitement d'images validée, il nous a semblé important de porter nos efforts sur le contrôle de la qualité des mesures fournies par la caméra infrarouge, étant donné que celles-ci constituent les données d'entrée de la méthode de détermination des sources. Nous souhaitons étudier localement les mécanismes de fatigue au travers des champs de sources de chaleur obtenus expérimentalement. Enfin, l'objectif final de cette étude est de combiner techniques infrarouges et corrélation d'images afin de pouvoir réaliser des bilans complets d'énergie. Ces bilans doivent nous renseigner sur les cinétiques locales d'avancement du processus de fatigue, que ce soit au travers de l'évolution de la puissance dissipée, traduisant les irréversibilités qui l'accompagnent, ou au travers des variations d'énergie interne durant une boucle d'hystérésis, traduisant l'énergie consommée durant un cycle par les transformations microstructurales. Par ailleurs, la construction de champs de mesures permet de juger du caractère hétérogène du développement de la fatigue, à l'échelle d'observation fixée par les optiques, et de repérer les sites potentiels de fissuration.

Organisation du mémoire

Ce mémoire est composé de quatre chapitres, chacun d'eux étant découpé en plusieurs sous-parties.

Le premier chapitre est consacré à une étude bibliographique relative au phénomène de fatigue. Nous commençons par évoquer quelques résultats ayant participé à l'histoire de la recherche en fatigue et permettant, selon nous, de bien comprendre l'état actuel des recherches menées dans ce domaine. Enfin, nous nous focalisons sur les études où la fatigue est analysée au travers de la réponse thermique des échantillons sollicités. Enfin, et concernant plus spécifiquement l'originalité de l'approche développée, nous présentons quelques résultats calorimétriques associés à la fatigue de matériaux métalliques.

Le second chapitre décrit le cadre de travail dans lequel la méthode de détermination des sources de chaleur va pouvoir être développée. Nous décrivons brièvement les grandes lignes de ce cadre ainsi que certains de ces avantages. Par la suite, un certain nombre d'hypothèses sont formulées, qui permettent de simplifier l'équation dite de la chaleur, de façon à pouvoir se ramener à un problème de diffusion à 2 dimensions. Celle-ci joue un rôle capital dans ce travail dans la mesure où elle permet de relier la température de surface d'une éprouvette aux sources de chaleur. Après avoir contrôlé le bien fondé de ces hypothèses simplificatrices, la méthode de détermination des sources est exposée et ses performances contrôlées.

Comme il a déjà été souligné, la qualité des mesures de température joue un rôle déterminant dans l'estimation des sources de chaleur. A cet effet, le travail métrologique permettant de converger vers une mesure quantitative de la température est présentée au Chapitre 3.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à la présentation des résultats expérimentaux, à leur interprétation et aux conséquences que celle-ci peut avoir dans une démarche de modélisation. Nous étudions principalement les propriétés des champs de sources

thermoélastiques et de dissipation, en fonction des différents paramètres de chargement (contrainte, nombre de cycles,...). Enfin, les premiers bilans locaux d'énergie, obtenus en combinant corrélation d'images de granularité et thermographie infrarouge, sont présentés. Ils permettent de comparer, sur un cycle de fatigue et en tout point de la zone utile d'une éprouvette, l'énergie moyenne dissipée à l'énergie moyenne de déformation.

Contexte de la thèse

Cette thèse a été réalisée au sein de l'équipe Thermomécanique des Matériaux du LMGC et d'Arcelor Research dans le cadre d'une convention CIFRE. Durant la période de la thèse, nous avons été amenés à travailler au sein du groupe fatigue animé par André Galtier et Bastien Weber d'Arcelor Research, auquel participaient le LMT de Cachan, le LPMM de Metz et le laboratoire MSN de Brest. Ce groupe de travail a eu pour but de développer et de valoriser les techniques thermiques appliquées à l'étude du phénomène de fatigue. Cette collaboration s'est matérialisée par deux autres thèses complémentaires menées en parallèle, qui sont celle de Martin Poncelet pour le LMT et celle de Charles Mareau pour le LPMM.

Références

- [Boulanger 2004] Boulanger T. **(2004)** "Analyse par thermographie infrarouge des sources de chaleur induites par la fatigue des aciers". Thèse, Université Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc
- [Chrysochoos, *et al.* 2000] Chrysochoos A., Muracciole J. M. et Wattrisse B. **(2000)** "Experimental analysis of strain and damage localization". *Continuous damage and fracture*, Cachan, 23-27 octobre, 41-51
- [Schijve 2003] Schijve J. **(2003)** "Fatigue of structures and materials in the 20th century state of the art". *International Journal of Fatigue*, **25**, 679-702
- [Schutz 1996] Schutz W. **(1996)** "A history of fatigue". *Engineering Fracture Mechanics*, **54**, 2, 263-300
- [Wattrisse 1998] Wattrisse B. **(1998)** "Etude cinématique des phénomènes de localisation dans des aciers par intercorrélation d'image". Thèse, Université Montpellier II, Sciences et techniques du Languedoc

Chapitre 1

Etude Bibliographique

Sommaire

1.1. La fatigue	8
1.1.1. Introduction	8
1.1.2. Historique	8
1.1.3. Courbe de Wöhler et domaines de fatigue	9
1.1.4. Phénomène de rupture en HCF	11
1.1.5. Les Enjeux	15
1.2. Utilisation des mesures de température	16
1.2.1. Evolution de la température lors d'un essai de fatigue	16
1.2.2. Utilisation des effets dissipatifs :	20
1.2.3. Utilisation de l'effet thermoélastique	26
1.3. La Calorimétrie	29
1.3.1. Introduction	29
1.3.2. Bilan d'énergie	29
1.3.3. Essais monotones	30
1.3.4. Essais cycliques	32
1.4. Conclusion	37
Références	38

La cause la plus fréquente de rupture de pièces ou de structures en fonctionnement normal est due au phénomène de fatigue. Dans ce chapitre nous commençons par présenter diverses manifestations de ce phénomène, essentiellement dans le cas des matériaux métalliques, et l'importance des progrès qu'il reste à accomplir dans la compréhension de ses mécanismes. Ensuite, de façon plus pragmatique, nous évoquerons brièvement les méthodes de détermination rapide de la limite de fatigue, basées sur les mesures d'autoéchauffement d'éprouvettes ou de pièces lors d'essais de fatigue. Enfin nous présenterons l'intérêt d'une approche calorimétrique et des bilans d'énergie lors d'essais cycliques.

1.1. La fatigue

1.1.1. Introduction

Le phénomène de fatigue se caractérise par la rupture du matériau suite à un chargement variable et répété dont la valeur maximale reste inférieure à la résistance à la traction du matériau. Aucun signe précurseur n'annonçant la rupture imminente des pièces mécaniques, celle-ci arrive généralement de façon brutale bien qu'elle résulte d'une évolution lente mais souvent indétectable par des moyens standards de mesure de l'endommagement du matériau.

Dans cette partie, nous allons faire un bref rappel historique sur la découverte du phénomène, présenter les différents domaines de fatigue ainsi que les mécanismes qui mènent à la rupture en fatigue à grand nombre de cycles et mettre en évidence les enjeux que représentent les avancées sur un tel sujet. Les nombreuses références qui suivent ont balisées les progrès réalisés dans les domaines de la visualisation et de la compréhension des mécanismes de fatigue et sont en grande partie issues des articles de synthèse de [Schutz 1996] et [Schijve 2003].

1.1.2. Historique

Les premières investigations sur le phénomène de fatigue datent de la première révolution industrielle avec le développement de machines utilisant des pièces mécaniques en mouvement et notamment avec l'avènement du chemin de fer. Albert a probablement publié les premiers essais de fatigue dans [Albert 1837] ([Schutz 1996]). Ce phénomène se révèle pour la première fois au grand public par l'accident ferroviaire de Versailles en 1842, dû à la rupture brutale d'un essieu après plusieurs mois de fonctionnement durant lesquels aucun problème ne fut détecté ([Smith 1990]). Cet accident coûta la vie à 60 passagers. En 1943 Rankine publie une étude sur l'influence des concentrations de contrainte lors de chargements alternés sur des rails. Au début des années 1850 le phénomène étant encore mal maîtrisé, la notion de durée de mise en service avant remplacement ou inspection des essieux de train apparaît, notamment dans [Morin 1853] (p348). Poncelet aurait prononcé le mot « fatigue » lors d'une conférence à l'école militaire de Metz en 1839 mais celui-ci n'apparaît explicitement qu'en 1854 dans [Braithwaite 1854] (p. 493 dans *The Mechanics' Magazine*, 7th-June 24th 1854 [Magazine 1854]). Ce n'est qu'en 1860 qu'August Wöhler proposa le premier un protocole d'essai permettant d'obtenir un diagramme reliant le nombre de cycles à rupture à la charge appliquée à un essieu (exemple Figure 1.1), introduisant ainsi la notion de durée de vie en fatigue. Ce diagramme caractérise encore aujourd'hui le comportement en fatigue des matériaux et est appelé courbe de Wöhler ou courbe S-N (Stress-Number of cycles).

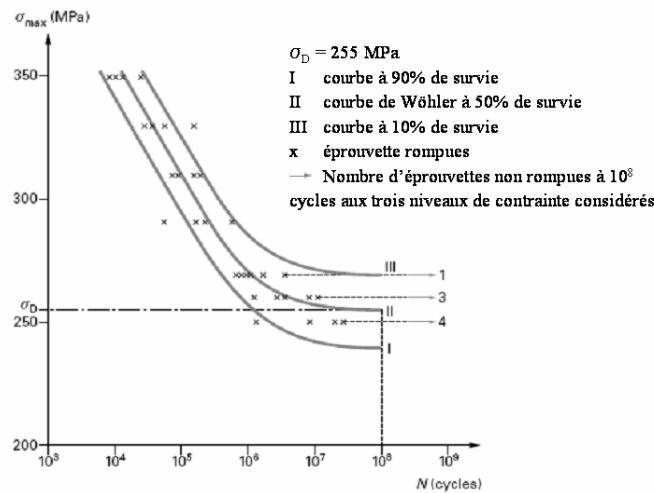


Figure 1.1: courbe de Wöhler pour un acier XC10 [Rabbe, et al. 2000]

1.1.3. Courbe de Wöhler et domaines de fatigue

Les facteurs ayant une influence sur la cinétique de fatigue sont nombreux. On peut citer de façon non exhaustive :

- l'état de la microstructure,
- l'état de surface de l'échantillon,
- la température d'essai ou celle induite par les effets de fatigue,
- les mécanismes de corrosion,
- les contraintes résiduelles,
- ...

Par ailleurs, la réalisation d'une série d'essais avec exactement les mêmes conditions expérimentales est impossible. Pour toutes ces raisons, les résultats d'une campagne d'essais en fatigue sont très dispersés. C'est pour cette raison qu'en général il n'y a pas qu'une seule courbe représentée dans un diagramme S-N mais plusieurs courbes associées à une probabilité de rupture (Figure 1.1). De nombreuses méthodes limitant le nombre d'éprouvettes nécessaires à l'obtention de ce faisceau de courbes ont été développées mais la mise en œuvre de celles-ci restent coûteuses en temps (des millions de cycles) et donc financièrement, surtout si l'on cherche à caractériser un matériau (ou une structure) pour différents types de chargement.

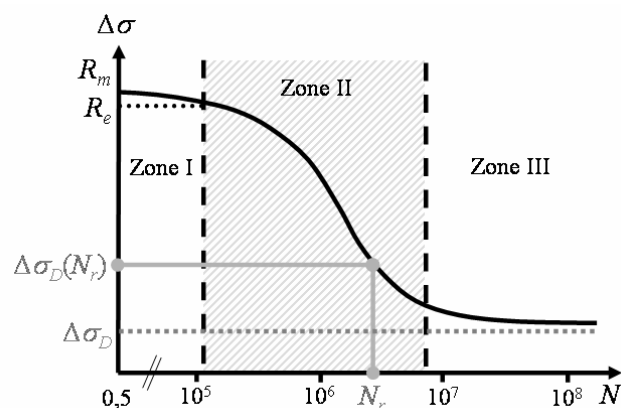


Figure 1.2 : domaines de fatigue

Sur une courbe de Wöhler nous pouvons distinguer trois zones (Figure 1.2) :

- la zone I : zone de fatigue oligocyclique ou à faible nombre de cycles (LCF – Low Cycles Fatigue).

Dans ce cas la contrainte développée dépasse la limite élastique au cours de chaque cycle, générant des déformations plastiques observables macroscopiquement. Le nombre de cycles atteint généralement pour un acier est de l'ordre de 10^4 à 10^5 .

S'appuyant sur les études de Bauschinger datant de 1886, les premiers à avoir simultanément étudié ce domaine de fatigue et y avoir décrit le comportement d'un matériau métallique sont Coffin et Manson en 1954 [Schutz 1996]. Leurs études ont mené à une loi reliant la déformation plastique élémentaire $\Delta \epsilon^p$ au nombre de cycles à rupture N_r et qui est connue sous le nom de relation de Manson-Coffin [Rabbe, *et al.* 2000] :

$$\Delta \epsilon^p (N_r)^\beta = C \quad (1.1)$$

où β et C sont des constantes caractéristiques du comportement du matériau.

- la zone II : zone de fatigue à grand nombre de cycles (HCF – High Cycles Fatigue) ou d'endurance limitée.

Dans ce cas l'intensité des contraintes mises en jeu ne dépasse jamais la limite d'élasticité. La rupture est atteinte après un nombre de cycles qui croît quand l'intensité des contraintes diminue. Le nombre de cycles atteint est généralement supérieur à 10^6 voire même 10^7 ou 10^9 pour un acier. Plusieurs approximations de la courbe de Wöhler dans cette zone ont été proposées, la plus simple étant celle de Basquin [Basquin 1910] qui a choisi d'approximer celle-ci par une droite lorsqu'elle est représentée dans un repère à l'échelle $\log(\sigma)$ et $\log(N)$, ce qui donne l'expression :

$$\sigma N^\alpha = C \quad (1.2)$$

où C et α sont des constantes caractéristiques du matériau.

- la zone III : la zone d'endurance illimitée ou zone de sécurité.

Dans cette zone le matériau est soumis à une faible contrainte pour laquelle la rupture ne se produit pas avant 10^7 cycles pour un acier et reste pour de nombreux cas supérieure à la durée de vie envisagée pour la pièce.

Durant ces dernières années, certaines équipes de recherches se sont intéressées à la fatigue gigacyclique ou fatigue à très grand nombre de cycles (durée de vie supérieure à 10^8 cycles). Ces études sont aujourd'hui facilitées par l'apparition de nouvelles machines permettant de solliciter une éprouvette à plusieurs dizaines de kilohertz mais ceci pose toutefois certains problèmes comme la maîtrise des fréquences de sollicitation ou l'autoéchauffement important des éprouvettes [Galtier et Cugy 2007].

La définition de ces trois zones permet de distinguer deux types de limite :

- la limite d'endurance $\sigma_D(N_r, \sigma_{moy})$: pour une contrainte moyenne donnée, c'est la plus grande amplitude de contrainte pour laquelle il y a $P\%$ de rupture après un nombre fini de cycles de sollicitation, P étant fixé au préalable.
- Limite de fatigue $\sigma_D(N_r \rightarrow \infty, \sigma_{moy})$: pour une contrainte moyenne donnée, c'est la plus grande amplitude de contrainte pour laquelle il n'est pas constaté de rupture «après» un nombre «infini» de cycles de sollicitation.

1.1.4. Phénomène de rupture en HCF

Le phénomène de rupture en fatigue à grand nombre de cycles peut généralement se décomposer en trois étapes (cf. Figure 1.3) :

- Initiation de la fissure jusqu'à 10% de la durée de vie de l'éprouvette
- Propagation lente de cette fissure jusqu'à environ 10% avant la fin de vie de l'éprouvette
- Propagation rapide entraînant la rupture.

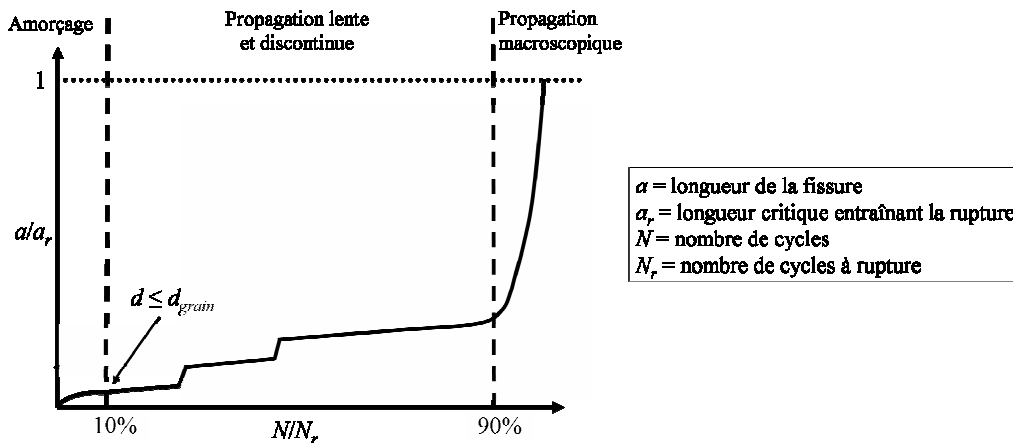


Figure 1.3 : représentation schématique d'une propagation de fissure en fatigue

a) Etape 1 : phase d'initiation de la fissure

Cette étape correspond à l'apparition de microfissures intragranulaires. En fatigue à très grand nombre de cycles, l'amorçage de fissures se fait en surface et/ou en volume. L'amorçage dans le volume est généralement dû à une inclusion. En surface, l'amorçage est soit dû aux concentrations de contrainte induites par la géométrie de la pièce, soit à un défaut de surface, soit à une inclusion, soit aux bandes de glissement. Dans le cas d'éprouvettes lisses, une déformation cyclique en fatigue à grand nombre de cycles entraîne rapidement l'apparition de lignes à l'intérieur et à la surface des gains, dites lignes de glissement, regroupées en bande de glissement (Figure 1.4). Au fur et à mesure des cycles, ces bandes de glissements se multiplient et certaines deviennent des Bandes de Glissement Persistantes (BGP). A partir de ce moment, le matériau a subi des dommages irréversibles.

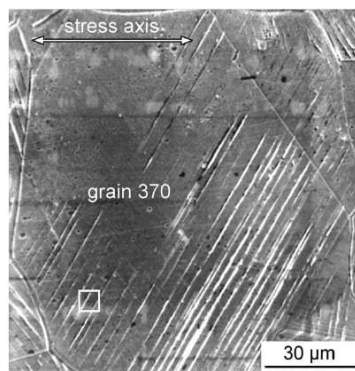


Figure 1.4 : vue MEB de la surface d'un acier 316L soumis à un essai cyclique [Man, et al. 2002]

Ces lignes de glissement sont le résultat de glissements selon les plans et le long des directions denses du réseau cristallin. Ces derniers sont aussi appelés plans et directions de glissement et forment un nombre discret de systèmes de glissement. Ces glissements plans sont dus aux dislocations (défauts du réseau cristallographique) qui ont traversé tout leur plan de glissement, faisant apparaître ces lignes. Un système de glissement est activé si l'effort selon le plan de glissement dépasse une valeur limite dite valeur critique de scission souvent notée τ_c . La première référence historique sur le calcul de τ_c est le critère expérimental s'appliquant à un monocristal proposé par Schmid et Boas en 1935 ([Schmid et Boas 1935]) connu sous la forme suivante ([Barralis et Maeder 1997]) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_c \geq \tau = \frac{F}{S_0} \cos(\theta) \cos(\chi) \\ \tau_c = \text{constante} \\ \text{il y a glissement si } \tau = \tau_c \end{array} \right. \quad (1.3)$$

où F est l'effort appliqué, τ est la composante tangentielle du vecteur contrainte associée au plan de glissement, θ est l'angle entre la direction de l'effort et la direction de glissement, χ l'angle entre la direction de l'effort et la normale au plan de glissement et S_0 la section perpendiculaire à l'axe de traction de l'éprouvette (Figure 1.5).

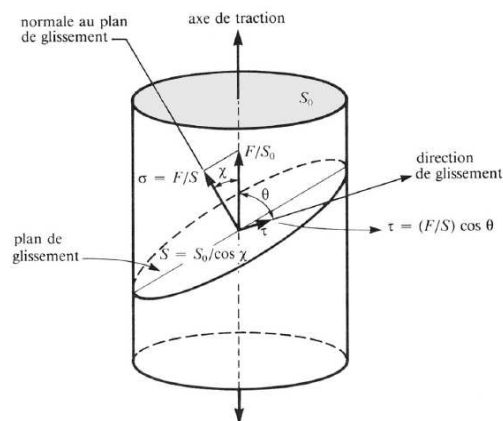


Figure 1.5 : illustration du critère de Schmid et Boas [Barralis et Maeder 1997]

Dans le cas d'un polycristal, les systèmes activés dans un grain dépendent de plusieurs paramètres comme sa structure, son orientation, sa pureté, l'effort qui y est appliqué, les grains voisins ou la température ([Barralis et Maeder 1997]).

Plus le nombre de cycles augmente, plus les glissements s'épaississent, il y a alors formation d'extrusions et d'intrusions de matière à la surface du matériau (Figure 1.6). Les irrégularités surfaciques qu'elles entraînent et les mouvements de matière donnent naissance à des microfissures intergranulaires le long des bandes de glissement.

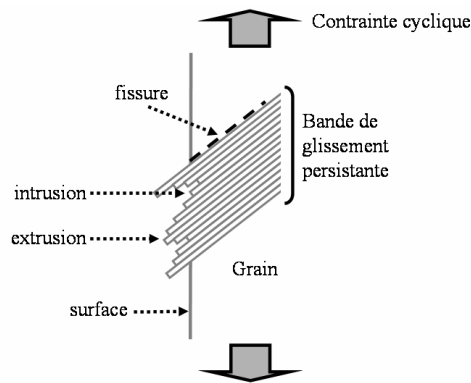


Figure 1.6 : schéma d'une BGP de surface

Ewing et Humfrey, à l'aide d'observation microscopique (microscope optique), ont été les premiers en 1903 à étudier le relief surfacique d'une pièce soumise à un essai de flexion rotative. Ils ont montré le caractère hétérogène de l'endommagement surfacique, lequel se caractérisant par ce que l'on appelle aujourd'hui les BGP et l'apparition de fissure à la surface des grains ([Man, *et al.* 2003]).

Environ à 10% de la durée de vie de l'éprouvette (Figure 1.3), si l'amplitude de déformation est assez élevée, débute la seconde étape qui correspond à la coalescence et propagation des fissures.

b) Etape 2 : Propagation des fissures

Les fissures qui s'amorcent en surface, se propagent à la fois en surface et en volume. Une très faible fraction de fissures surfaciques est concernée par une propagation en volume ([Stolarz 2007]). La propagation des fissures peut se décomposer en deux stades (Figure 1.7) [Bathias et Baïlon 1997] :

- stade 1 : les microfissures qui se sont formées dans l'étape précédente progressent lentement à l'intérieur des grains suivant le plan de la bande de glissement où elles sont nées. Généralement, la direction de propagation est celle du plan de scission maximal (mode II). Ces fissures restent bloquées devant les barrières microstructurales (joints de grains/phase) et seule une partie de celles-ci passeront au stade 2. Si la fissure se crée au voisinage d'une inclusion ou dans le volume, il n'y a pas de stade 1, elle se développe directement selon le stade 2.
- stade 2 : les fissures passent les barrières microstructurales, se propagent dans les grains et leurs trajectoires s'ajustent. Elles quittent le plan de scission maximale pour se propager, en première approximation, dans le plan de la contrainte maximale de traction (mode I). Ceci est dû au fait que le rapport entre la contrainte de cisaillement et la contrainte principale de traction diminue avec la profondeur de pénétration de la microfissure.

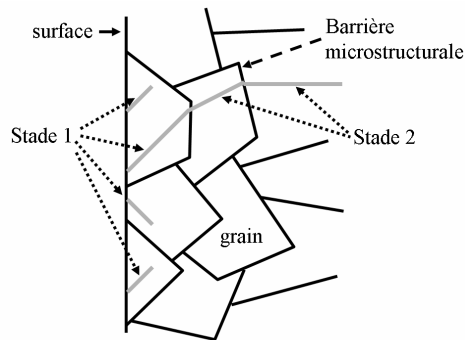


Figure 1.7 : stades de propagation de fissure

Beaucoup d'approches sur le phénomène de fatigue considèrent que la résistance à la fatigue est liée à la résistance à la propagation des fissures. Les premières avancées dans l'étude de la propagation de fissures datent de la fin des années 1960. Irwin a montré en 1957 que les concentrations de contrainte en tête de fissure pouvaient être caractérisées par un scalaire K , le facteur d'intensité de contrainte ([Schutz 1996]). Paris est le premier en 1961 à relier le taux de propagation d'une fissure par cycle à ce facteur d'intensité de contrainte dans [Paris, et al. 1961]. Aujourd'hui la loi de Paris est connue sous la forme (Figure 1.8) :

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K)^m \quad (1.4)$$

où a est la longueur de fissure, $\Delta K = K_{max} - K_{min}$, C et m sont des constantes.

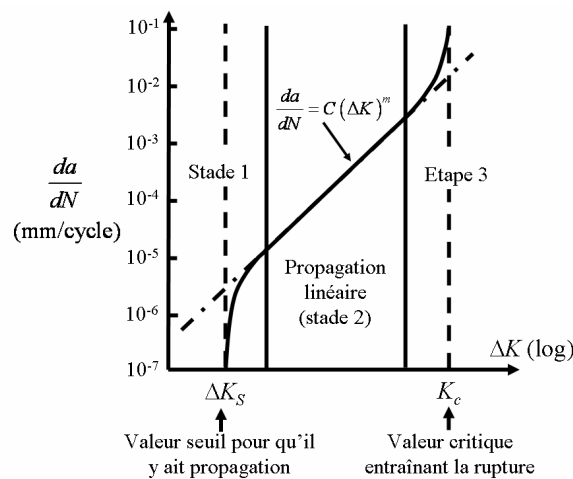


Figure 1.8 : loi de Paris

Enfin, en 1968 Elber a observé que lors d'un essai de traction, la fissure de fatigue se referme avant que la charge appliquée à la pièce ne soit nulle ([Elber 1968]). Il a modifié la loi de Paris en introduisant un facteur d'intensité de contrainte efficace ΔK_{eff} .

Lorsque la fissure atteint une profondeur comprise en 3 et 5 diamètres moyens de grain, ce qui arrive environ à 90% de la durée de vie du matériau, la fissure devient macroscopique et passe à l'étape 3 ([Stolarz 2007]).

c) *Etape 3 : Rupture brutale*

Lors de cette dernière étape, la fissure macroscopique progresse rapidement jusqu'à ce que la section résiduelle du matériau devienne trop faible pour supporter la sollicitation, ce qui entraîne la rupture brutale du matériau.

La rupture due à une fissure née dans le volume concerne surtout les pièces qui ont subi un traitement surfacique comme un grenailage ou une nitruration visant à améliorer leurs propriétés surfaciques du point de vue de la tenue en fatigue. En fatigue gigacyclique, l'amorçage se fait également généralement dans le volume.

Nous venons d'entrevoir quels étaient les mécanismes complexes qui menaient à l'apparition d'une fissure macroscopique en HCF. Le point commun entre la HCF et LCF est que le principal mécanisme qui conduit à l'apparition de cette fissure macroscopique est l'augmentation de la déformation plastique cumulée dans les grains due aux déplacements des dislocations. Ce qui différencie ces deux domaines est seulement l'échelle à laquelle apparaît cette plasticité, mésoscopique pour la LCF et microscopique pour la HCF. Certains auteurs ont alors choisi de ne faire aucune distinction entre ces domaines pour étudier les mécanismes de fatigue dans un cadre unifié ([Charkaluk et Constantinescu 2004]).

1.1.5. Les Enjeux

Les domaines concernés par la fatigue sont vastes. Nous pouvons citer les pipelines (transfert d'hydrocarbures,...), l'automobile (bielles, triangles de suspension,...), l'aéronautique (trains d'atterrissage, disques de turbine,...), les trains (roues, essieux,...) et la production d'énergie (rotors de centrale hydroélectrique,...). Cent cinquante ans après l'accident de Versailles, les catastrophes dues à la rupture de fatigue sont encore d'actualité comme peuvent en témoigner ([Pineau 2007]) :

- l'accident de train du 3 Juin 1998 à Eschede en Allemagne dû à la rupture d'une roue qui a fait 101 victimes,
- l'éclatement d'un disque de turbine d'un des moteurs d'un Boeing 767 le 2 juin 2006 à l'aéroport de Los Angeles pendant une opération de maintenance au sol,
- la rupture d'un pipeline à l'est de Regina au USA entraînant le déversement de 3 123m³ (20 600 barils) de pétrole brut,
- ...

Un critère, pouvant être considéré comme l'un des premiers outil prédictif de durée de vie en fatigue, est celui développé par Miner en 1945, qui s'est inspiré de l'idée de Palmgren (1924) sur l'accumulation des dommages ([Schutz 1996]), pour aboutir à une loi d'endommagement linéaire ([Miner 1945]) :

$$D = \sum_i d_i = \sum_i \frac{n_i}{N_{ri}} \quad (1.5)$$

où D est le dommage total et d_i le dommage introduit par l'application de n_i cycles sous l'amplitude σ_i pour laquelle le nombre moyen de cycles à rupture est N_{ri} . Lorsque $D = 1$ il y a rupture.

Depuis, de nombreux critères et modèles ont vu le jour mais rien qui ne puisse satisfaire pleinement les attentes industrielles actuelles. Les cadences de développement ne cessent de

s'accélérer et certains dimensionnements en fatigue se font encore à partir d'essais sur des structures entières. Notons que pour la construction d'une courbe de Wöhler, il peut s'écouler plusieurs jours, plusieurs semaines, voire même plusieurs mois avant la fin d'un essai. Par exemple à 20Hz, il faudra environ 6 jours pour obtenir un point de la courbe à 10^7 cycles (Figure 1.1) et 60 jours pour une éprouvette non rompue (10^8 cycles)... Des efforts doivent être fournis afin d'encore mieux appréhender ce problème. Un exemple révélateur du besoin en nouveaux outils est présenté sur la Figure 1.9.

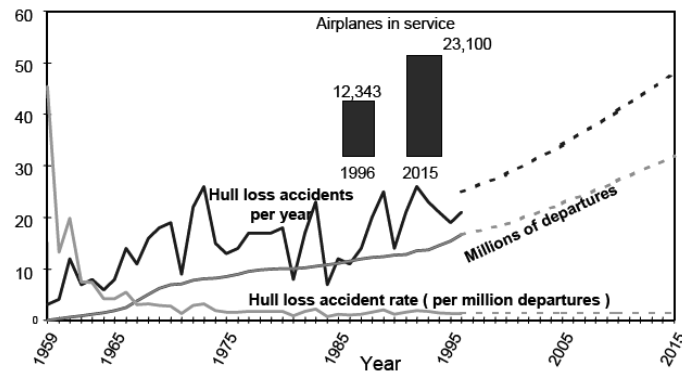


Figure 1.9 : Etude statistique sur l'évolution du trafic aérien et du nombre d'accidents ([Pineau 2007])

Pour garder une bonne fiabilité des produits (*e.g.* un taux faible d'accidents d'avion), il faut améliorer leur conception et créer de nouveaux matériaux plus performants : tout ceci passe par une meilleure maîtrise du phénomène de fatigue. C'est pourquoi depuis plusieurs années de nombreuses équipes de recherche ont, entre autres, misé sur les mesures de variations de température induites par les autoéchauffements dus aux irréversibilités accompagnant le processus de fatigue. De nouveaux modèles ont vu le jour pour estimer rapidement une limite de fatigue, modèles qui tiennent compte de l'observation de ces autoéchauffements. Cette approche de la fatigue apparaissant actuellement comme particulièrement prometteuse et constituant le sujet de ce mémoire, nous rappelons ci-après les différents effets thermiques qui accompagnent la fatigue des métaux.

1.2. Utilisation des mesures de température

Dans cette partie, nous rappellerons dans un premier temps comment évolue la température d'une éprouvette métallique lors d'un essai de fatigue. Nous examinerons ensuite les résultats de plusieurs études qui s'appuient sur l'analyse des effets dissipatifs et conduisent à la mise en place de méthodes de détermination rapide de la limite de fatigue. Nous terminerons en présentant certaines études s'appuyant quant à elles sur les effets thermoélastiques et desquels nous pouvons tirer des informations sur la distributions des contraintes au sein de la pièce sollicitée.

1.2.1. Evolution de la température lors d'un essai de fatigue

La déformation des matériaux métalliques lors d'un essai de fatigue à grand nombre de cycles s'accompagne de sources de chaleurs de différentes natures. Elles peuvent avoir, au moins, deux origines.

Les premières sont induites par la thermodilatabilité du matériau et correspondent au couplage thermoélastique. Pour un métal cela se traduit par le fait que si on le chauffe, il se dilate et si on le refroidit, il se rétracte. De façon duale, si on le comprime, il se réchauffe et si on l'étire, il se refroidit. D'après [Haldorsen 1998], W. Weber avait déjà observé en 1830 un effet thermique proportionnel à la contrainte lors d'essais sur des fils de fer ([Weber 1830]). Plus tard, William Thomson (Lord Kelvin) étudia plus précisément ce phénomène et en proposa une modélisation ([Thomson 1853] et [Thomson 1878]). Lors d'un essai cyclique, ce couplage se traduit par une oscillation de la température à la même fréquence que celle de la sollicitation (Figure 1.10). Par la suite, ce phénomène a été étudié par un nombre important d'auteurs. Citons par exemple, les travaux de [Dillon et Tauchert 1966] et [Dillon 1966] pour de faibles fréquences de sollicitation (0.1-0.5Hz) et plus récemment les travaux de [Liaw, *et al.* 2000] ou [Mabru et Chrysochoos 2001] pour des fréquences plus élevées (30-50 Hz). En effet, il a fallu attendre l'apparition de moyens de mesure de température rapides et sensibles, comme les caméras infrarouge, pour pouvoir mesurer ces oscillations à de telles fréquences, les thermocouples, par exemple, ayant une trop forte inertie et se comportant alors comme un filtre passe-bas pour le signal d'excitation thermique.

Les travaux de T. Boulanger [Boulanger, *et al.* 2004] montrent que l'amplitude des oscillations de température induites par la source thermoélastique est constante au cours d'un bloc de 20 000 cycles à paramètres de chargement constants, qu'elle ne dépend plus de la fréquence de sollicitation dès que celle-ci est supérieure à une fréquence seuil de chargement (de l'ordre de 0.1Hz) Ces travaux indiquent aussi que l'amplitude varie linéairement en fonction de l'amplitude de contrainte comme le prévoit la théorie de la thermoélasticité linéaire (Equation (1.12), p26).

Le second type de source de chaleur entraîne des échauffements de nature dissipative associés aux transformations microstructurales irréversibles qui, cycle après cycle, conduisent à la ruine de la structure. Dans ce cas, cela se caractérise par une augmentation globale et progressive de la température de l'éprouvette (Figure 1.10) qui peut être mesurée à l'aide d'un simple thermocouple. Déjà en 1921 ce phénomène avait été observé par Moore et Kommers ([Moore et Kommers 1921]).

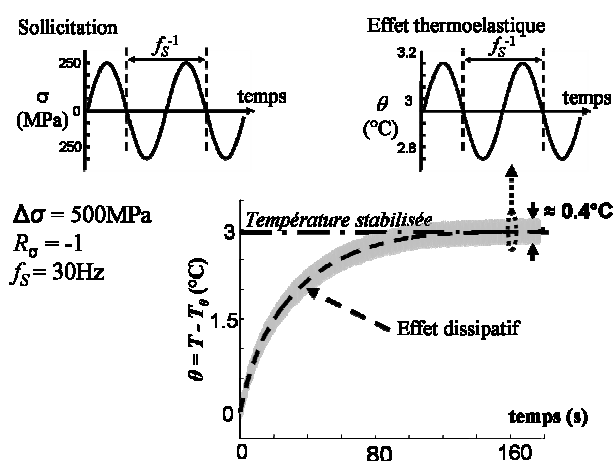


Figure 1.10 : évolution de la variation de température lors d'un essai de fatigue sur un acier DP600. Effets thermoélastiques et dissipatifs

Généralement, lorsque l'essai de fatigue est mené jusqu'à la rupture (Figure 1.11) nous pouvons distinguer trois phases dans la vie de l'éprouvette, chaque phase correspondant à des

effets thermiques différents ([Liaw, *et al.* 2000], [La Rosa et Risitano 2000] et [Boulangier 2004]) :

- phase I : augmentation de la température à partir de la température ambiante,
- phase II : stabilisation de la température moyenne au dessus du niveau ambiant,
- phase III : augmentation hétérogène et brutale de la température due aux concentrations de contrainte induites par l'apparition d'une fissure macroscopique conduisant à la fin de l'essai.

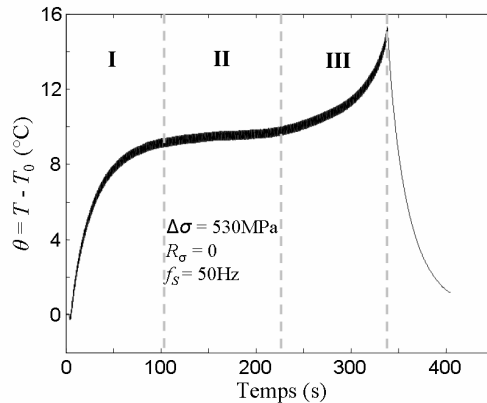


Figure 1.11 : évolution de la variation de température lors d'un essai de fatigue sur un acier DP600 allant jusqu'à rupture.

Si lors d'un essai de fatigue, la limite d'élasticité d'un matériau, dont le comportement est caractérisé par une courbe contrainte vs déformation possédant un large plateau plastique, (Figure 1.12 (a)), est dépassé lors de chaque cycle, la phase I se décompose alors en deux autres phases (Figure 1.12 (b), [Yang, *et al.* 2001] et [Yang, *et al.* 2003]) :

- une phase Ia où la température augmente comme précédemment,
- une phase Ib où la température diminue pour atteindre la température stabilisée de la phase II.

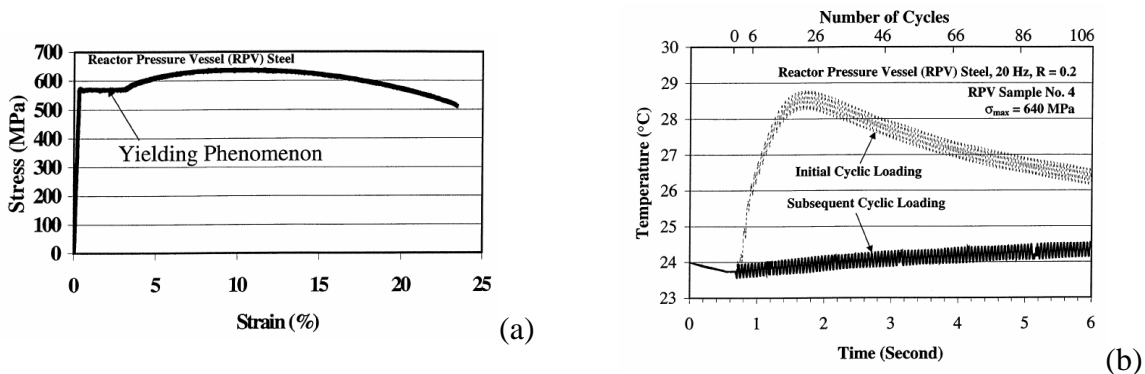


Figure 1.12 : essais sur un acier pour réacteur de navire nucléaire (RPV - Reactor Pressure Vessel steel) :
 (a) courbe contrainte déformation lors d'un essai monotone [Yang, *et al.* 2001]
 (b) évolution de la température lors d'un essai de fatigue [Yang, *et al.* 2001]

Ce phénomène est dû à l'adaptation du matériau, la déformation plastique cumulée se stabilise au bout de quelques cycles et le comportement redevient macroscopiquement élastique. Le matériau dissipe donc beaucoup plus pendant la phase d'adaptation, ce qui

entraîne un échauffement rapide de l'éprouvette et une fois cette phase terminée, le matériau dissipant moins, il a une diminution puis stabilisation de la température.

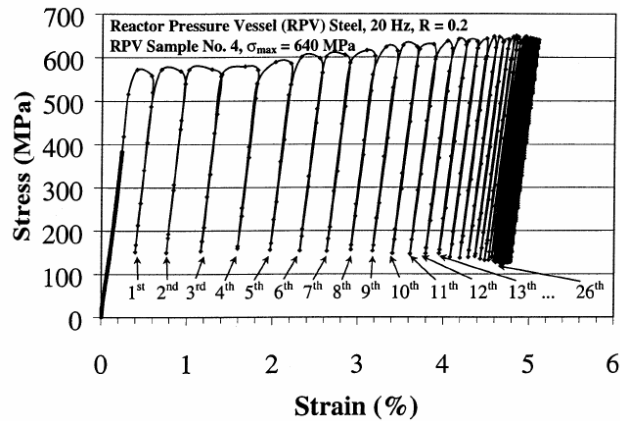


Figure 1.13 : courbe contrainte déformation lors des premiers cycles de chargement en fatigue sur un acier RPV [Yang, *et al.* 2001]

Un essai intéressant présenté dans [Galtier 1993] montre que si une éprouvette en acier XC18 recuit est sollicitée suivant une série de blocs de cycles, le temps de repos entre chaque bloc variant de quelques minutes à plusieurs heures, la température de l'éprouvette augmente rapidement au début de chaque bloc jusqu'à atteindre la même valeur qu'avant arrêt (Figure 1.14 (a)). Cet essai fut motivé par l'observation involontaire du phénomène suivant : lors d'un essai où l'éprouvette était refroidie par air pour rester à température ambiante, le système de refroidissement a éclaté et la température de l'éprouvette a augmenté rapidement pour atteindre le niveau qu'elle aurait atteint sans refroidissement préalable (*cf.* Figure 1.14 (b)).

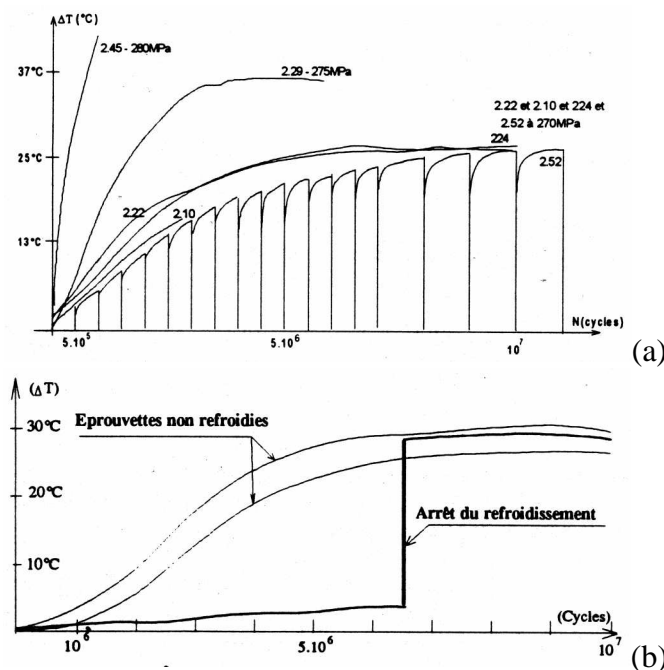


Figure 1.14 : (a) évolution de la température d'une éprouvette soumise à une série de blocs identiques (b) effet de l'arrêt du refroidissement d'une éprouvette sur l'évolution de sa température [Galtier 1993]

Un autre essai dans [Galtier 1993] montre que pour un acier 30 NCD 16-Tr2, la réponse thermique diffère si l'éprouvette est vierge ou si elle a été «entraînée» (cf. Figure 1.15), c'est-à-dire, si celle-ci a été au préalable soumise à une série de blocs de cycles dont le niveau de contrainte allait en croissant jusqu'à la valeur maximale.

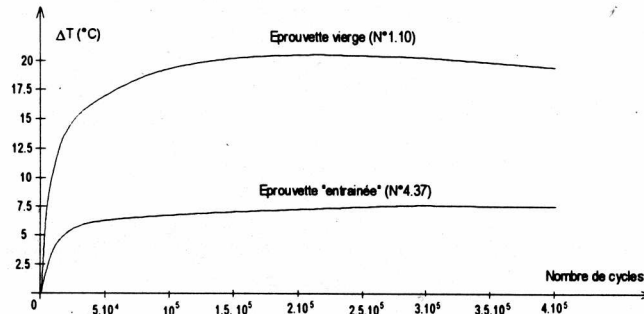


Figure 1.15 : Evolution de la température d'une éprouvette vierge et d'une éprouvette « entraînée » [Galtier 1993]

Ces observations montrent que l'histoire du chargement joue un rôle sur la réponse thermique du matériau et donc sur la manière dont il dissipe.

Enfin, à partir d'un certain seuil de contrainte, il est généralement observé que la température stabilisée augmente linéairement en fonction de la fréquence de sollicitation ([Galtier 1993] et [Boulangier 2004]).

1.2.2. Utilisation des effets dissipatifs

a) Détermination rapide de la limite de fatigue

Plusieurs méthodes de détermination rapide de la limite de fatigue d'une éprouvette ou d'une structure sont apparues dans la littérature ces dernières années. A quelques variantes près, le principe est le suivant :

- des essais par blocs de cycles durant lesquels les paramètres de chargement sont constants sont réalisés sur une éprouvette ou une pièce mécanique. Le nombre de cycles par bloc doit être suffisant pour atteindre la stabilisation de la température. D'un bloc à l'autre l'amplitude de contrainte augmente, comme représenté schématiquement sur la Figure 1.16 (a). Au cours de chaque bloc l'évolution de la température est enregistrée.
- la température stabilisée θ_d^{sta} est alors reportée sur un graphique en fonction de l'étendue de contrainte comme le montre la Figure 1.16 (b).
- le changement rapide de pente qui apparaît dans le régime d'autoéchauffement est alors empiriquement relié à la limite de fatigue. Celle-ci est déterminée en traçant deux droites passant par les premiers et derniers points de la courbe, l'intersection des deux donnant la limite de fatigue (cf. Figure 1.16 (b)).

Certaines méthodes remplacent la température stabilisée par la dissipation moyenne par cycle stabilisée \tilde{d}_1^{sta} . Une relation linéaire existe, sous certaines conditions, entre ces deux grandeurs ([Boulangier 2004]) :

$$\frac{\tilde{d}_1^{sta}}{\rho C} = \frac{\theta_d^{sta}}{\tau_{th}^{0D}} \quad (1.6)$$

où ρ est la masse volumique, C la chaleur spécifique et τ_{th}^{0D} la constante de temps caractérisant les fuites thermiques apparaissant dans l'écriture d'une équation différentielle de diffusion la chaleur qui relie la température aux sources :

$$\rho C \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\theta}{\tau_{th}^{0D}} \right) = d_1(t) + s_{the}(t) \quad (1.7)$$

où θ représente la variation de température moyenne de la partie utile de l'éprouvette, d_1 la dissipation et s_{the} la source thermoélastique.

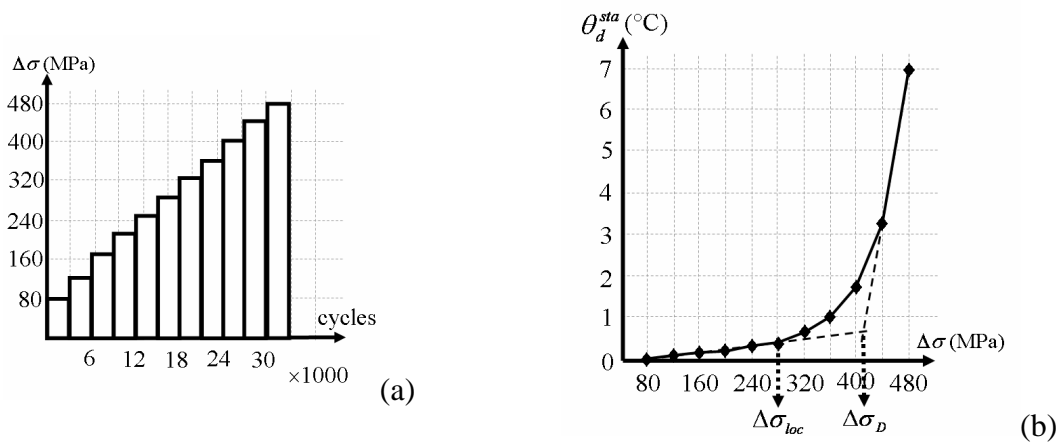


Figure 1.16 : exemple de détermination rapide de la limite de fatigue d'un acier DP600 à $R_\sigma=0$ et $f_S=50\text{hz}$ [Boulanger 2004]

Les avantages de telles méthodes devant les méthodes conventionnelles sont que :

- une seule éprouvette est nécessaire,
- elles permettent d'avoir une limite de fatigue très rapidement car la rupture n'étant pas nécessaire elles ne nécessitent que très peu de cycles,
- les courbes d'autoéchauffement sont très similaires d'une éprouvette à l'autre ([Boulanger 2004]).

Dès 1921 Moore et Kommers [Moore et Kommers 1921] proposent une telle méthode lors d'essais de flexion rotative sur des éprouvettes pré-entaillées en aciers. Pour un grand nombre d'éprouvettes en acier ayant des compositions ou ayant subi des traitements différents, ils remarquent une bonne concordance entre la limite de fatigue déterminée conventionnellement et celle déterminée à partir des mesures d'autoéchauffement (Figure 1.17). Ils utilisent alors les résultats obtenus par les deux types de méthode pour étudier l'influence sur la limite de fatigue de différents paramètres comme la concentration de contrainte, le pré-écrouissage ou l'état de surface.

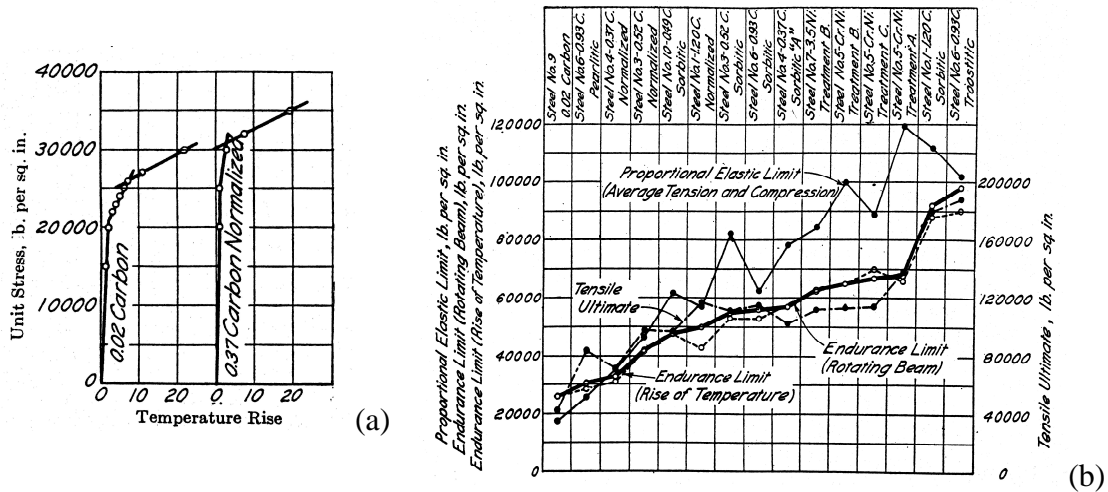


Figure 1.17 : figures issues de[Moore et Kommers 1921] :
 (a) élévation de température en fonction de la contrainte
 (b) propriétés physiques des aciers sollicités

Par la suite, nous pouvons noter quelques apparitions de ce type de méthode dans la littérature. Welter en 1937, E. Lehr et A. Skiba en 1943 et A. Cazaud en 1948 dans « La fatigue des Métaux » de ([Cazaud 1948]) ont montré que pour un chargement au voisinage de la limite de fatigue la température augmentait de façon significative (d’après [Calloch, *et al.* 2007]). A partir des années 80, ce type de technique commence à se développer. En 1980 une comparaison entre plusieurs méthodes (Locati, Prot et autoéchauffement) dans [Dengel et Harig 1980] montre que pour des aciers ductiles il est possible d’obtenir rapidement une bonne limite de fatigue par cette méthode thermique. En 1981 dans [Harry, *et al.* 1981], les auteurs adoptent une approche énergétique pour déterminer l’énergie dissipée lors d’essai de torsion alternée sur des éprouvettes de différents aciers. Ils observent également une forte corrélation entre la limite de fatigue et la contrainte correspondant au changement de régime de dissipation. A partir des années 90 ce type de méthode connaît un réel engouement. De façon non exhaustive, nous pouvons citer les travaux de [Kanarchuk, *et al.* 1989], [Luong 1995], [Berard, *et al.* 1998], [Krapez, *et al.* 1999] (démodulation synchrone de la température), [La Rosa et Risitano 2000], [Dattoma, *et al.* 2001] et [Cura, *et al.* 2005].

Cependant, ces méthodes empiriques donnent des résultats parfois contestés ([Galtier 1993]). Des études publiées dans [Cugy et Galtier 2002] et [Vaucheret et Galtier 2002] montrent que ces mesures d’échauffement sont un bon moyen pour détecter un seuil de microplasticité cyclique $\Delta\sigma_{loc}$ (Figure 1.16 (b)) qui se traduit par l’apparition de BGP mais ne permettent pas de déterminer la limite de fatigue pour différents aciers (304L, S355 et HR55). Ce seuil de microplasticité correspond au début de changement de pente dans le régime d’autoéchauffement. La Figure 1.18 montre sur un même graphique l’évolution de la surface de bande de glissement ainsi que le régime d’autoéchauffement pour un acier USIDUR 355 afin d’illustrer ce résultat ([Cugy et Galtier 2002], [Galtier, *et al.* 2002]).

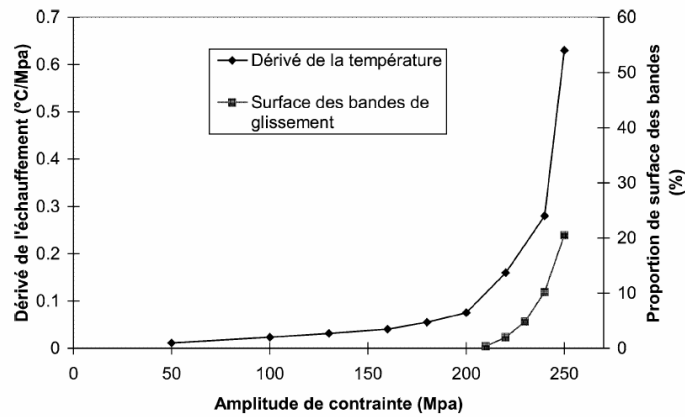


Figure 1.18 : Evolution de la surface des bandes de glissement [Galtier, *et al.* 2002]

Pour les alliages d'aluminium, ces méthodes sont difficilement utilisables ([Mabru et Chrysochoos 2001] et [Krapez et Pacou 2002]). De plus, nous pouvons remarquer que la détermination de la limite de fatigue est très influencée par les derniers points de mesures que nous sommes capable d'obtenir après le coude, c'est-à-dire peu avant la rupture (Figure 1.16 (b)). La sensibilité de la méthode est telle qu'il suffit d'un point de mesure en moins ou en plus pour changer fortement le résultat. C'est sûrement pour toutes ces raisons que ces méthodes n'ont jamais véritablement remplacé les méthodes conventionnelles pour la détermination d'une limite de fatigue dans l'industrie.

Enfin, il convient de noter l'influence de la contrainte moyenne σ_m sur les courbes d'autoéchauffement. La Figure 1.19 montre un exemple de deux courbes obtenues à partir de la mesure de l'évolution de la température d'une éprouvette de DP600 soumise à une contrainte de traction répétée, c'est-à-dire $\sigma_m = \sigma_{max} / 2$ (rapport de charge $R_\sigma = \sigma_{min} / \sigma_{max} = 0$), et à une contrainte purement alternée (traction/compression), c'est-à-dire $\sigma_m = 0$ ($R_\sigma = -1$). Nous observons que le fait de diminuer la contrainte moyenne décale vers la droite la contrainte à partir de laquelle la température augmente considérablement. Ceci est dû au fait que pour une amplitude de contrainte donnée, plus la contrainte moyenne est élevée, plus la probabilité de dépasser la limite de microplasticité l'est également.

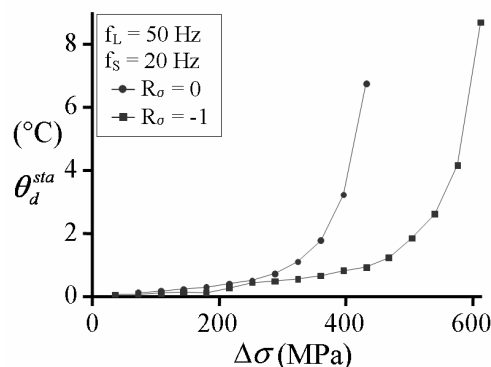


Figure 1.19 : influence de la contrainte moyenne sur un DP600 [Boulangier, *et al.* 2004]

b) Méthode dite de la «Fréquence double» ou « 2f ».

Une méthode utilisée par J.C. Krapez ([Krapez, *et al.* 1999], [Krapez et Pacou 2001] et [Krapez et Pacou 2002]) et basée sur les travaux de P. Brémond ([Brémond 1982]), propose d'approximer le champ de température obtenu à l'aide d'une caméra infrarouge en chaque point par la fonction de démodulation suivante :

$$T_{mod}(t) = T_0 + D_T f_s t + T_1 \sin(2\pi f_s t + \varphi_1) + T_2 \sin(4\pi f_s t + \varphi_2) \quad (1.8)$$

où f_s est la fréquence de sollicitation, T_0 la température initiale, D_T est la variation linéaire de température par cycle, T_1 et φ_1 l'amplitude et la phase de la composante à la fréquence de modulation f_s , T_2 et φ_2 à la fréquence double $2f_s$.

Comme pour la méthode précédente, les auteurs réalisent des essais à différents niveaux de contrainte et étudie les variations des différents paramètres d'approximation. Comme nous le verrons plus loin, T_1 est relié aux effets thermoélastiques qui sont en opposition de phase avec l'excitation mécanique. A partir de variation de l'ordre de quelques mK, l'auteur met en évidence un changement de régime dans l'évolution de T_2 en fonction de l'amplitude de contrainte à partir d'un certain seuil proche de la limite de fatigue pour des aciers et aluminiums. Le même type de résultats que ceux fournis par la méthode du paragraphe précédent sont alors obtenus.

c) Utilisation des courbes d'autoéchauffement dans la modélisation

Même si les méthodes de détermination rapide de la limite de fatigue basées sur les courbes d'autoéchauffement sont grandement empiriques et ne fonctionnent que pour certains matériaux, il existe cependant un lien entre ces courbes et les mécanismes de fatigue. C'est pour cela que plusieurs équipes de recherche se sont appuyées sur ces courbes pour bâtir et identifier leurs modèles.

Nous pouvons citer les travaux de S. Calloch, C. Doudard, F. Hild et M. Poncelet basés sur le modèle de [Doudard, *et al.* 2004]. Ils y présentent un modèle probabiliste à deux échelles développé dans le but d'obtenir rapidement les caractéristiques en fatigue à grand nombre de cycles des aciers à partir d'une identification sur les courbes d'autoéchauffement. Ce modèle s'appuie sur les observations de [Cugy et Galtier 2002] qui montrent qu'en fatigue à grand nombre de cycles, la plasticité apparaît de façon locale et progressive. Ils considèrent alors un volume élémentaire représentatif (VER) composé d'une inclusion (un « site ») ayant un comportement élasto-plastique noyée dans une matrice élastique. Ils supposent que l'activation de sites de microplasticité suit un processus ponctuel de Poisson. Ceci permet de déterminer une probabilité de nombre de sites actifs. Ils font également l'hypothèse que si un site est actif, il y a à terme initiation de fissure et rupture de l'éprouvette (hypothèse du maillon le plus faible), ce qui permet de calculer la probabilité de rupture. Les auteurs retrouvent alors le même formalisme utilisé par Weibull en 1951 et l'expression de cette probabilité permet d'obtenir une limite d'endurance moyenne et un écart type associé. Afin de traduire le fait que le nombre de cycles est limité au dessus de la limite d'endurance, les auteurs considèrent comme critère de fatigue un critère en énergie dissipée critique E_C . Lorsque l'énergie dissipée par le VER atteint cette valeur E_C , les auteurs considèrent qu'il y a rupture. Leur modèle comprend 4 paramètres qui sont identifiés à partir d'essais de fatigue sur une douzaine d'éprouvettes sollicitées en traction/compression et d'une courbe

d'autoéchauffement. Une fois le modèle identifié il permet de retrouver les courbes de Whöler avec leurs dispersions. L'influence de plusieurs facteurs peut alors être aisément étudiée : un seul nouvel essai permettant d'obtenir une courbe autoéchauffement est par exemple nécessaire pour avoir une limite d'endurance moyenne et l'écart type associé pour un autre rapport de charge. De même, une seule nouvelle éprouvette permet d'obtenir une endurance limite moyenne et l'écart type associé pour une prédéformation différente. Enfin en introduisant une « contrainte équivalente d'activation » ([Doudard, *et al.* 2007]), une identification rapide sur une seule éprouvette permet de prédire les résultats pour tout autres chemins de chargement proportionnel (caractère multiaxial). Il est également possible d'utiliser ce modèle dans les cas non-proportionnels voire hétérogènes non-proportionnels en introduisant un facteur d'hétérogénéité ([Poncelet, *et al.* 2007]). Ce modèle a été validé sur plusieurs matériaux métalliques [Calloch, *et al.* 2007]. Il permet d'obtenir des résultats de façon rapide et intégré dans un code de calcul de structure, il devrait aider l'ingénieur à dimensionner les structures pour des chargements répétés.

L'idée d'un critère de fatigue en énergie dissipée critique est assez répandue dans la littérature, nous pouvons également citer les travaux publiés dans [Fargione, *et al.* 2002] et [Yang, *et al.* 2005] dans lesquels les auteurs tentent par deux approches différentes de reconstruire la totalité de la courbe de Wöhler à partir d'un seul point. Pour cela ils supposent que le seuil d'énergie critique est le même quelle que soit l'amplitude de contrainte. Dans ces travaux parallèles, les auteurs arrivent à une relation phénoménologique entre la valeur de la température dans la phase stabilisée θ_d^{sta} , le nombre de cycles à rupture N_r et une constante :

$$[\text{Fargione, } et al. 2002] : \quad \theta_d^{sta} N_r = \text{constante} \quad (1.9)$$

$$[\text{Yang, } et al. 2005] : \quad N_f = \frac{\text{constante}}{\left(8k\theta_d^{sta} / L^2 f_s\right) \left[\rho C_p \Delta\theta_{the} / \left(2\alpha(\theta_d^{sta} + T_0)\right)\right]^4} \quad (1.10)$$

où L est la longueur de l'éprouvette, C_p la chaleur spécifique à pression constante, α est le coefficient de dilatation isotrope et T_0 la température d'équilibre.

E. Charkaluk et A. Constantinescu ont également développé un modèle avec une approche meso-macro des mécanismes accompagnant le phénomène de fatigue en utilisant un schéma d'homogénéisation auto cohérent ([Charkaluk et Constantinescu 2004] et [Charkaluk et Constantinescu 2006]). Ils considèrent un VER composé d'une inclusion plastique noyé dans une matrice élastique infinie. Cette inclusion représente les grains mal orientés. Afin de prendre en compte les différents régimes de la courbe d'autoéchauffement, ils ont choisi de faire varier la fraction volumique d'inclusions plastiques [Charkaluk et Constantinescu 2006]. Pour les valeurs de celle-ci, ils se sont également appuyés sur les résultats publiés dans [Cugy et Galtier 2002] où l'évolution de la surface des bandes de glissement est représentée en fonction de l'amplitude de contrainte (Figure 1.18) et ont supposé que cette surface était représentative de la fraction d'inclusions plastiques. Différentes hypothèses d'homogénéisations ont été utilisées : Lin-Taylor, Sachs et Kröner. Le schéma de Kröner est le seul qui reproduit, semble-t-il, correctement la réponse thermique du matériau étudié. Le modèle est alors capable de prédire quantitativement les autoéchauffements d'une éprouvette soumise à un essai de fatigue.

D'autres auteurs ont développé une approche micromécanique de la fatigue. Il convient de citer les travaux de C. Mareau, V. Favier et M. Berveiller ([Mareau, *et al.* 2007a], [Mareau,

et al. 2007b]) dans lesquels un modèle micromécanique par changement d'échelle prenant en compte le caractère polycristallin du matériau est développé. Le but de cette modélisation est de prédire les courbes d'autoéchauffement et par conséquent, le comportement en fatigue d'un matériau. Les auteurs se sont également appuyés sur les observations de [Cugy et Galtier 2002] qui ont mis en évidence un seuil de microplasticité cyclique $\Delta\sigma_{loc}$, interprété comme une frontière entre deux régimes dissipatifs distincts (Figure 1.16). Le premier mécanisme (dit anélastique) entre en jeu pour les contraintes inférieures à $\Delta\sigma_{loc}$. Ce mécanisme est qualifié de thermodynamiquement irréversible mais mécaniquement réversible. Il est lié aux lignes de dislocations ancrées entre deux points et qui peuvent osciller autour d'une position moyenne lors du chargement cyclique, créant ainsi par frottement avec le réseau cristallin une dissipation de chaleur. Il semble que ce mécanisme, de part son évolution avec la fréquence de sollicitation, présente un caractère visqueux. Le second mécanisme (dit inélastique) se produit pour les contraintes supérieures à $\Delta\sigma_{loc}$ et est lié aux glissements et à la création de dislocations. Ce glissement plastique implique des déformations permanentes. Ce mécanisme est donc thermodynamiquement et mécaniquement irréversible. La vitesse de glissement ou d'oscillation peut être estimée pour les deux mécanismes. Le passage d'un mécanisme à l'autre est géré par un critère en cisssion critique qui évolue en fonction de l'écroutissage isotrope. Le comportement global du polycristal est déduit à l'aide d'une technique d'homogénéisation basée sur la résolution du problème de l'inclusion d'Eshelby. Ce modèle a été validé expérimentalement à partir de mesures mécaniques et thermiques. Il permet de prendre en compte plusieurs paramètres microstructuraux comme la dispersion de la taille des grains, la présence de précipités ou la présence d'une deuxième phase dure (acier à 2 phases). De ce fait, il est un outil d'aide à la compréhension du rôle de la microstructure dans le comportement en fatigue d'un matériau.

1.2.3. Utilisation de l'effet thermoélastique

a) Perte de linéarité de la source thermoélastique

Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, la théorie de la thermoélasticité linéaire indique que l'amplitude des variations de la source de couplage thermoélastique $\Delta s_{the}/2$ ainsi que l'amplitude des variations de température $\Delta\theta_{the}/2$ doivent varier linéairement en fonction de l'amplitude de contrainte [Boulanger, *et al.* 2004] :

$$\Delta s_{the} = 2\pi f_s \alpha T_0 \Delta\sigma \quad (1.11)$$

$$\Delta\theta_{the} = \frac{\alpha T_0 \Delta\sigma}{\rho C} \quad (1.12)$$

où α est le coefficient de dilatation isotrope, T_0 la température d'équilibre, $\Delta\sigma$ l'étendue des variations de contrainte et f_s la fréquence de sollicitation.

Or il a été observé qu'une perte de linéarité de la source thermoélastique ([Mabru et Chrysochoos 2001], [Morabito, *et al.* 2003]) et de l'amplitude des variations de température ([Krapez et Pacou 2001]) peut apparaître à partir d'un certain seuil de contrainte inférieur à la limite élastique macroscopique. Ce phénomène peut être potentiellement utilisé pour développer une nouvelle méthode de détermination rapide de la limite de fatigue, à l'image de celles utilisant les autoéchauffements, pour des matériaux dont les élévations de température sont faibles comme les aluminiums. Un rapprochement entre ce seuil de perte de linéarité et la

limite de fatigue a d'ailleurs été proposé dans [Krapez et Pacou 2001]. Cette perte de linéarité semble être due aux localisations de contraintes à partir d'un certain seuil correspondant à l'apparition de plasticité locale ([Berthel, *et al.* 2007b]), seuil qui pourrait être comparé à celui détecté dans [Cugy et Galtier 2002] et [Vaucheret et Galtier 2002].

b) *Les débuts de la thermographie IR et de la «Thermoelastic Stress Analysis»*

Les premières utilisations de la thermographie infrarouge dans le domaine de la mécanique furent surtout militaires (avion, missile...). Vers la fin des années 1970, apparurent dans le domaine public des études utilisant la thermographie infrarouge. Certaines portaient sur la détection de défauts en surface ou de fissures de fatigue comme dans [Kubiak 1968] où l'auteur expose une technique qui s'appuie sur le fait que la réponse thermique d'un corps à une source de chaleur change selon qu'il y ait présence d'un défaut au non. La technique exposée consiste à balayer avec une source de chaleur rayonnée la pièce à inspecter, de suivre ce balayage à l'aide d'un radiomètre pour enregistrer la réponse thermique et ainsi détecter les défauts. Plus le matériau est bon conducteur, plus cette technique est difficilement applicable.

Certains chercheurs ont préféré utiliser comme source de chaleur la dissipation produite par la déformation du matériau lors d'une sollicitation cyclique plutôt qu'une source extérieure. Parmi les premiers résultats nous pouvons citer ceux publiés dans [Reifsnider et Williams 1974] et [Charles, *et al.* 1975]. Dans [Reifsnider et Williams 1974], les auteurs montrent qu'il est possible de détecter rapidement l'endommagement d'un matériau par la modification du champ de température à la surface d'une éprouvette. Pour cela ils réalisent des essais de traction alternée à des fréquences allant jusqu'à 45Hz sur des éprouvettes percées faites dans deux matériaux composites différentes (bore-aluminium et bore-epoxy) et visualisent le champ de température à l'aide d'une caméra infrarouge. Les auteurs de [Charles, *et al.* 1975] qui partent des observations de [Reifsnider et Williams 1974], montrent qu'il est possible de détecter les zones de concentration de contrainte et le lieu de fissuration le plus probable des milliers de cycles avant que la fissure ne soit détectable. Pour cela ils utilisent des éprouvettes minces et plates en acier ou en matériau composite (fibre de verre-epoxy) dans lesquelles des concentrations de contraintes sont induites par des fentes ou des trous. Ces éprouvettes sont sollicitées en flexion à des fréquences allant jusqu'à 30Hz. Ils montrent également que dans certains cas il est possible de suivre l'évolution d'une fissure au cours des cycles en suivant le point de plus chaud.

Ces études, de nature essentiellement centrée sur l'observation qualitative, ont montré les potentialités de la thermographie infrarouge et de la mesure des champs de température. Le premier type d'analyse quantitative de ces champs fût sûrement l'analyse de contrainte à l'aide de l'effet thermoélastique (Thermoelastic Stress Analysis - TSA). D'après de nombreux auteurs, M. H. Belgen est le premier en 1967 à proposer les prémisses d'une telle méthode, analysant les champs de température induits par l'effet thermoélastique sur des structures sollicitées dynamiquement ([Belgen 1967] et [Belgen 1968]).

Aujourd'hui la méthode dite TSA est une technique standard d'analyse de contraintes employée dans l'industrie. Les études sur le sujet ont mené différentes solutions commerciales comme le SPATE (Stress Pattern Analysis by Thermal Emission ; [Mountain et Webber 1978]), le FAST (Focal Plane Array for Synchronous Thermography) et le DT (DeltaTherm 1000, fabriqué par Stress Photonics Inc. (USA)) ([Haldorsen 1998]). Ces approches reposent sur le fait que si nous considérons un matériau homogène et isotrope qui a un comportement

élastique linéaire et que nous nous plaçons dans le cas d'essais «adiabatiques», la variation de température due à l'effet thermoélastique δT est proportionnelle à la trace des variations de contrainte $\delta\sigma_{ii}$, relation étudiée par William Thomson (Lord Kelvin) en 1851 ([Thomson 1853]) et proposé sous la forme suivante dans [Darken et Gurry 1953] :

$$\delta T = -\frac{\alpha}{\rho C_p} T_0 \delta\sigma_{ii} \quad (1.13)$$

où C_p est la chaleur spécifique à pression constante et $\delta\sigma_{ii} = \delta(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})$

Si nous nous plaçons près de l'équilibre thermique T_0 , dans le cas d'essais cycliques cela revient à considérer que l'étendue des variations de température ΔT varie linéairement en fonction de l'étendue de la trace des contraintes $\Delta\sigma_{ii}$:

$$\Delta T = -\frac{\alpha}{\rho C_p} T_0 \Delta\sigma_{ii} \quad (1.14)$$

où $\Delta\sigma_{ii} = \Delta(\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33})$

Ces variations de température peuvent être mesurées à l'aide d'une caméra infrarouge et il est donc possible d'avoir une relation directe entre le signal délivré par la caméra (S) et la trace des amplitudes de variation de contrainte $\Delta\sigma_{ii}$ par une simple loi d'étalonnage [Dulieu-Barton, *et al.* 2006] :

$$\Delta\sigma_{ii} = AS \quad (1.15)$$

où A une constante d'étalonnage à déterminer.

La précision des caméras infrarouges actuelles étant généralement de 2mK, avec une telle technique la précision sur la contrainte est de l'ordre de quelques MPa [Offermann, *et al.* 1997]. Cette méthode peut être utilisée pour étudier les concentrations de contrainte dans une structure, étudier le champ de contrainte autour d'une fissure pour calculer un facteur d'intensité de contrainte, vérifier un calcul par éléments finis, mettre en évidence des fissures ou des défauts, étudier le champ de contrainte autour d'un rivet ou d'un joint soudé afin de localiser les sites potentiels de fissurations,...

L'hypothèse «d'adiabaticité» consiste en fait à «négliger» les effets transitoires de la diffusion de chaleur dans le matériau. Ceci peut être une très bonne approximation pour de hautes fréquences de sollicitation et/ou des matériaux ayant une très faible conductivité thermique, mais elle est un peu plus approximative pour de nombreuses applications industrielles [Offermann et Beaudoin 1996].

Le qualificatif d'«adiabatique» pour caractériser les essais de fatigue ne nous semble pas totalement approprié. En effet, en l'absence de sources de dissipation, c'est le fait que la puissance thermoélastique moyenne soit nulle qui fait que progressivement les échanges calorifiques entre l'échantillon et le milieu extérieur deviennent eux aussi, nuls en moyenne. Si par ailleurs, se superposent aux effets thermoélastiques des effets dissipatifs, la source moyenne devient positive, l'échantillon s'échauffe et l'essai de fatigue ne peut plus être considéré comme adiabatique. C'est d'ailleurs, l'existence de fuites calorifiques qui fait que la température se stabilise au cours des blocs de cycles.

L'évolution de la température n'est donc pas totalement intrinsèque au comportement du matériau. Elle dépend non seulement de l'intensité et de la distribution de sources de chaleur mais aussi de la conduction dans le matériau et par conséquent des conditions aux limites. C'est pourquoi certains auteurs ont tenté d'étudier les essais mécaniques par une approche calorimétrique de la déformation des matériaux. Nous allons exposer certains de ces résultats dans la partie qui suit.

1.3. La Calorimétrie

1.3.1. Introduction

Les variations de température dans les matériaux solides restant généralement faibles en comparaison de celles que l'on peut rencontrer dans les gaz, les processus de déformation sont souvent assimilés à des processus isothermes. D'un point de vue thermodynamique, négliger les variations de température, c'est négliger les énergies calorifiques mises en jeu. Cela peut avoir des conséquences importantes sur le plan de la modélisation dès que l'on souhaite travailler dans un cadre thermomécanique, la prédiction par le modèle du bilan d'énergie (1^{er} principe) ne pouvant alors plus être conforme à la réalité.

La prise en compte de la non adiabaticité des processus et la réalisation expérimentale de bilan complet d'énergie réclament le développement de techniques calorimétriques spécifiques adaptées aux essais mécaniques envisagés (monotone ou cyclique). Avant de décrire quelques unes de ces techniques présentées dans la littérature, nous rappelons au préalable la forme des bilans d'énergie et les différents termes que les constituent ([Chrysochoos 1987]).

1.3.2. Bilan d'énergie

L'énergie nécessaire à la déformation d'un matériau W_{def} peut être décomposée en une énergie élastique W_e , représentant la part réversible et récupérable à la décharge des efforts, et en une énergie «anélastique» W_a . Anélastique est simplement à comprendre ici au sens de non élastique récupérable à la décharge des efforts. On a donc :

$$W_{def} = W_e + W_a \quad (1.16)$$

Les différentes énergies intervenant dans ce bilan peuvent être déterminées à partir des données mécaniques de l'essai. Par exemple, sous l'hypothèse des petites perturbations (HPP), pour un matériau élastoplastique indépendant du temps (modèle comportemental réputé pertinent pour un matériau métallique sollicité de façon quasi-statique à température ambiante), leurs expressions sont :

$$W_{def} = \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \sigma \dot{\epsilon} \, dv d\tau \quad (1.17)$$

$$W_e = \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \sigma \dot{\epsilon}_e \, dv d\tau \quad (1.18)$$

$$W_a = \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \sigma \dot{\epsilon}_p \, dv d\tau \quad (1.19)$$

où Ω est le domaine sur lequel s'effectue le bilan (partie utile de l'éprouvette à l'instant t), σ la contrainte, $\dot{\epsilon}$, $\dot{\epsilon}_e$ et $\dot{\epsilon}_p$ les déformations totale, élastique et anélastique.

L'énergie anélastique peut elle aussi se décomposer en une énergie dissipée sous forme de chaleur W_d et une énergie stockée (ou bloquée) par le matériau W_s et consommée pour modifier sa microstructure :

$$W_a = W_d + W_s \quad (1.20)$$

Enfin, nous pouvons quantifier la quantité de chaleur totale W_{ch} mise en jeu lors d'un essai mécanique comme la somme de l'énergie dissipée et de l'énergie générée par les couplages thermomécaniques (exemple : la thermoélasticité) W_{coupl} :

$$W_{ch} = W_d + W_{coupl} \quad (1.21)$$

Dans le cas d'un essai sur un acier ou un aluminium où les variations de température sont faibles, le choix qui est fait pour les couplages est de se limiter au couplage thermoélastique. Dans ces cas nous pouvons remplacer W_{coupl} par W_{thel} qui représente l'énergie thermoélastique de couplage. Lors d'essais monotones ou cycliques, généralement W_{thel} et W_e peuvent être négligés dès que l'écrouissage du matériau devient important.

Notons qu'il est encore fréquent de rencontrer dans la littérature une estimation de l'énergie dissipée W_d se faisant à partir du calcul de l'aire d'hystérésis de la courbe contrainte vs déformation, ce qui correspond en fait à l'énergie de déformation W_{def} . Si nous négligeons l'énergie élastique comme cela peut souvent être le cas, nous pouvons montrer que cette dernière est égale à la somme de l'énergie dissipée W_d et de l'énergie stockée W_s (cf. bilans (1.16) et (1.20)). Que ce soit pour des essais monotones ou cycliques, nous allons voir que l'énergie stockée est rarement négligeable. C'est pour cela qu'un bilan complet d'énergie ne peut se faire sans utilisation de techniques calorimétriques permettant d'estimer les chaleurs mises en jeu lors d'un processus de déformation.

1.3.3. Essais monotones

Les premiers résultats expérimentaux en calorimétrie traitent d'essais monotones. Taylor et Quinney font partie des pionniers de l'analyse calorimétrique de la déformation des matériaux en plasticité ([Taylor et Quinney 1933]). Ils mesuraient l'élévation de température de leur éprouvette en acier recuit, décarburé, ou en cuivre pur, après déformation plastique en l'introduisant « aussi vite que possible » dans un calorimètre juste après l'essai de Torsion. Ils ont montré que l'énergie de déformation plastique était transformée à environ 90% en énergie dissipée. Par la suite, d'autres chercheurs ont effectué ce même type de bilan en plaçant directement le calorimètre autour de l'éprouvette durant l'essai ou en utilisant d'autres techniques directes ou indirectes de mesure. Un important travail de synthèse sur le sujet est proposé dans [Bever, *et al.* 1975] (Figure 1.20).

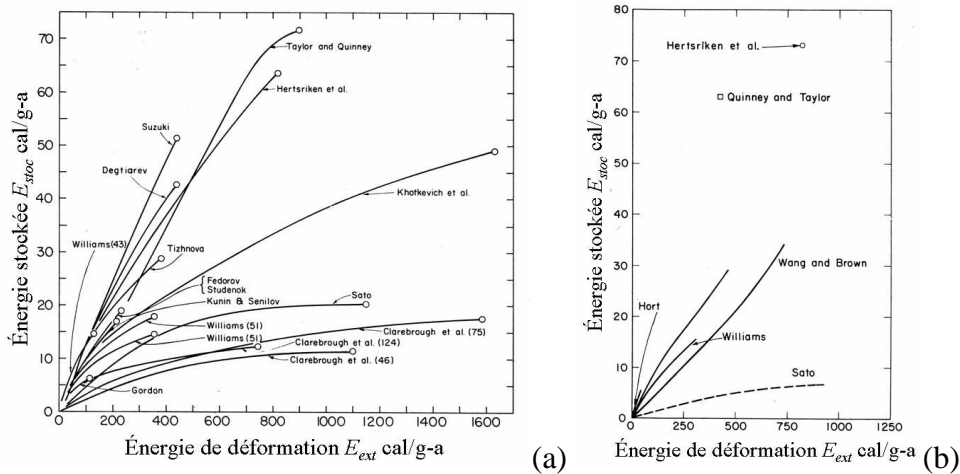


Figure 1.20 : résultats de la littérature synthétisés dans [Bever, *et al.* 1975] représentant l'énergie de déformation et l'énergie stockée pour des éprouvettes en (a) cuivre (b) acier

C. Saix et P. Jouanna proposent une méthode s'appuyant sur un cadre thermodynamique permettant de déterminer la dissipation intrinsèque globale induite par la plastification d'une éprouvette tubulaire en acier (XC18 et XC38) de faible épaisseur (2mm) lors d'essai de torsion à l'aide d'un radiomètre infrarouge [Saix et Jouanna 1981]. Ils trouvent que lors de l'écroutissage, seulement 60% pour le XC18 et 82% pour le XC38 de l'énergie de déformation plastique se retrouve sous forme calorifique décelable par la température. Si nous nous référons au bilan d'énergie (1.20), ces chiffres représentent le rapport W_d/W_a et cela signifie qu'une partie de l'énergie plastique (anélastique) est stockée par le matériau.

Des résultats similaires ont été obtenus lors d'essais de traction avec écroutissage par A. Chrysochoos dans [Chrysochoos 1987] où ce rapport atteint 75% pour un acier XC38, 60% pour un acier inoxydable A316L et 80% pour un aluminium AU4G (résultat similaire dans [Chrysochoos et Belmahjoub 1992]). Pour un aluminium quasi-pur (Al 99,5%) ce rapport atteint 40% ([Louche et Tabourot 2004]). Dans [Rosakis, *et al.* 2000] nous pouvons trouver le rapport entre la puissance nécessaire à la déformation plastique et la puissance dissipé qui varie de 60% à 40% pour un Aluminium 2024-T351.

Plus récemment, il est proposé dans [Chrysochoos, *et al.* 2000] une technique combinant mesures de champs thermique obtenus à l'aide d'une caméra infrarouge et mesures de champs de déplacement obtenus à l'aide d'une caméra en lumière blanche afin de réaliser des bilans complets locaux d'énergies sur des éprouvettes plates en acier sollicitées en traction. Utilisant une méthode de corrélation d'images développée dans [Wattrisse, *et al.* 2001b] et [Wattrisse 1998], l'évolution spatiotemporelle de différentes variables cinématiques à la surface de l'éprouvette sont déterminées (déplacement, vitesse, déformation, vitesse de déformation, accélération...). Les auteurs déterminent le champ de contrainte à partir d'une méthode essentiellement basée sur l'intégration des équations d'équilibre mécanique. A partir de ces données mécaniques, il est donc possible de déterminer l'énergie de déformation. Les quantités de chaleurs w_{ch} sont déterminées à partir de l'équation de diffusion de la chaleur simplifiée suivante :

$$\rho C \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} + \vec{v} \cdot \overline{\text{grad}}(\theta) + \frac{\theta}{\tau_{th}^{2D}} \right) - k \Delta_2 \theta = w_{ch} \quad (1.22)$$

où $\theta = T - T_0$ est la variation de température, \bar{v} la vitesse de déplacement, τ_{th}^{2D} la constante de temps caractérisant les fuites suivant les faces avant et arrière de l'éprouvette et Δ_2 l'opérateur laplacien en 2 dimensions.

Les bruits de mesure ne permettant pas de déterminer directement w_{ch} à partir de l'équation (1.22), le premier membre est déterminé à l'aide d'un lissage spatial local utilisant des fonctions paraboliques et le laplacien à l'aide d'une décomposition spectrale comme développée dans [Chrysochoos et Louche 2000]. Les mesures mécaniques montrent qu'au début de l'érouissage macroscopique, toutes les courbes mécaniques locales sont confondues mais qu'à partir d'une certaine déformation celles-ci divergent (cf. Figure 1.21 (a)). Lors d'un chargement monotone piloté en déplacement, l'érouissage se localise dans une certaine zone alors qu'il y a un déchargement élastique hors de celle-ci, dès que la force exercée sur l'éprouvette se met à décroître («adoucissement» de l'éprouvette). A partir de cet instant les champs d'énergie de déformation et de quantité de chaleur augmentent significativement dans la zone de localisation. Du point de vue de l'énergie stockée, elle augmente uniformément en tout point jusqu'à ce phénomène de localisation, moment à partir duquel elle évolue très peu hors de la zone de forte plastification mais diminue fortement dans celle-ci (cf. Figure 1.21 (b)).

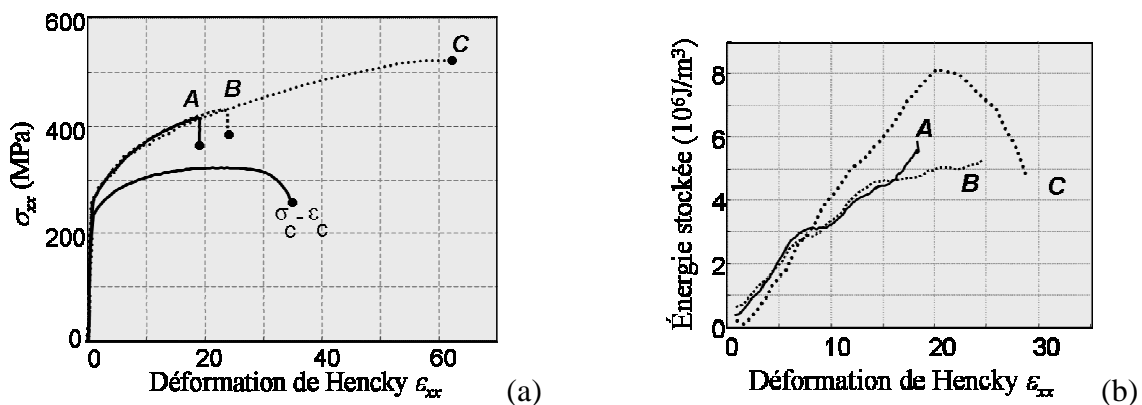


Figure 1.21 : courbes mécaniques (a) et d'évolution d'énergie stockée (b) aux points le plus éloigné (A), à la frontière (B) et au centre (C) de la zone de localisation [Chrysochoos, *et al.* 2000]

Ce type de résultats montre l'intérêt d'une approche énergétique locale. En effet, à une échelle plus basse que celle de l'éprouvette celle-ci semble se comporter comme une structure. Les informations délivrées par une telle technique représentent un atout important dans la mesure où elles permettent de mieux distinguer les effets «matériau» des effets «structure».

1.3.4. Essais cycliques

Les tentatives pour déterminer une énergie dissipée lors d'un essai de fatigue sont moins nombreuses et s'appliquent souvent au cas de la LCF. En HCF les énergies mises en jeux sont beaucoup plus faibles que lorsqu'il y a plastification macroscopique, ce qui rend ces techniques plus compliquées. Nous allons voir quelques exemples d'application aux essais cycliques.

En 1966 O. W. Dillon [Dillon 1966] propose une méthode permettant de déterminer les évolutions de l'énergie anélastique et de la quantité de chaleur émise lors d'un cycle de chargement en torsion avec une large déformation plastique macroscopique sur des éprouvettes en cuivre. La température est mesurée à l'aide de thermocouples, et pour déterminer les sources de chaleur à partir de celle-ci, il considère que durant les premières secondes l'essai est quasi-adiabatique, ce qu'il justifie par le fait que les sources générées sont très grandes devant les fuites par conduction. La déformation est mesurée à l'aide de jauges et permet avec le capteur de couple de calculer l'énergie de déformation. Il montre alors que malgré les faibles variations de température mesurées lors de la déformation plastique, les variations d'énergie calorifique à l'origine de ces échauffements sont du même ordre de grandeur que l'énergie plastique fournie. La part de l'énergie plastique transformée en chaleur au cours d'un cycle varie de 60 à 100% selon l'éprouvette. Sur un cycle, l'énergie de déformation est toujours supérieure à la chaleur dégagée mais au cours du cycle le taux d'énergie de déformation peut être inférieur à la puissance calorifique.

Dans [Harry, *et al.* 1981], les auteurs utilisent deux méthodes de détermination de l'énergie dissipée lors d'un essai cyclique de torsion sur une éprouvette en acier XC10, qui nécessitent un dispositif expérimental assez sophistiqué (Figure 1.22). L'éprouvette est placée dans une chambre sous vide afin d'éliminer les échanges par convection. Les échanges par rayonnement sont négligés au regard des faibles variations de température. Les seules fuites thermiques engendrées par les sources de dissipation se font donc par conduction selon l'axe de l'éprouvette. La première méthode consiste à utiliser quatre thermocouples placés le long de l'éprouvette pour déterminer l'énergie dissipée à partir d'une équation 1D de diffusion de la chaleur. Pour cela ils utilisent le fait que le profil de température le long de l'axe de l'éprouvette peut être approximé par une parabole.

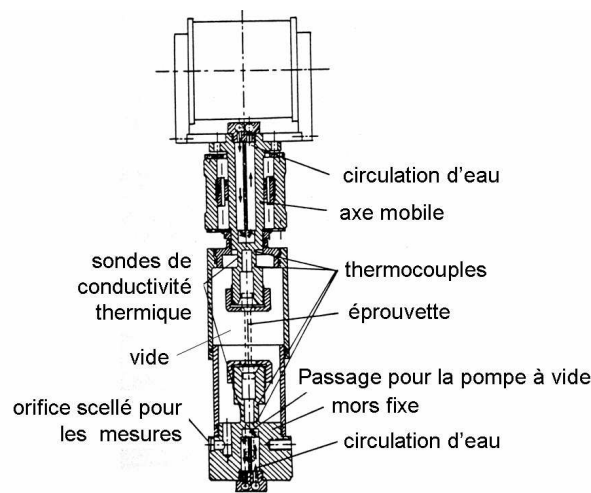


Figure 1.22 : montage des essais réalisés dans [Harry, *et al.* 1981]

Pour la seconde méthode, les auteurs utilisent le fait que la totalité des échanges thermiques de l'éprouvette avec l'extérieur passent par les mors. Les pièces composant la partie fixe et la partie mobile de la machine d'essai comportent les mêmes éléments (Figure 1.22) : le mors où se fixe l'éprouvette, prolongé par un cylindre creux usiné, appelé sonde de conductivité thermique, et un cylindre maintenu à température constante grâce à une circulation d'eau. A chaque extrémité de chaque sonde de conductivité sont placés des thermocouples afin de mesurer les gradients de température $\Delta\theta_1$ et $\Delta\theta_2$. La quantité de chaleur

passant par la sonde i étant égale à $k_i \Delta \theta_i$, où k_i est le coefficient de conduction de la sonde i , l'énergie dissipée par l'éprouvette est donnée par :

$$W_d = k_1 \Delta \theta_1 + k_2 \Delta \theta_2 \quad (1.23)$$

Les coefficients de conductivité sont obtenus par étalonnage en sollicitant thermiquement l'éprouvette à l'aide d'une source connue (en enroulant uniformément autour de la partie utile de l'éprouvette un fil dans lequel circule un courant électrique) et en mesurant les températures de chaque thermocouple monté sur les sondes. Après 10s d'essai les deux méthodes donnent exactement les mêmes résultats. Les auteurs ont utilisé cette technique pour développer une méthode de détermination rapide de la limite de fatigue exposée au paragraphe 1.2.2.a).

Une autre méthode plus simple est proposée dans [Blotny et Kaleta 1986]. Cette méthode consiste à appliquer une loi d'étalonnage qui relie le profil de température suivant l'axe d'une éprouvette cylindrique soumise à un essai de fatigue à la puissance calorifique totale. Afin d'appliquer cette méthode trois hypothèses sont nécessaires : (i) le matériau est homogène, (ii) la température est dans sa phase stabilisée (phase II, Figure 1.10), (iii) la distribution de température ne dépend pas du type de mécanisme produisant les sources de chaleur. La loi d'étalonnage est obtenue en chauffant l'éprouvette à l'aide d'un courant électrique la parcourant à différents niveaux de puissance. Le profil de température est mesuré pour chacun des niveaux dès qu'il se stabilise. A partir de ces mesures, une loi d'étalonnage reliant le profil de température à la puissance électrique fournie est déterminée. Pour que cette méthode soit utilisable il est impératif que l'étalonnage soit réalisé dans les mêmes conditions que l'essai de fatigue à traiter. Lors de l'essai, la puissance calorifique mise en jeu est déterminée à partir du profil de température mesurée en faisant une analogie entre la puissance électrique et la puissance calorifique.

J. Kaleta a utilisé une méthode similaire pour déterminer l'énergie dissipée W_d par une éprouvette en acier ferrito-perlittique lors d'essais de fatigue [Kaleta 1998]. Afin de déterminer de quelle façon se répartissait une énergie mécanique fournie entre l'énergie dissipée et l'énergie bloquée, il a également estimé l'énergie de déformation plastique W_a à partir des aires d'hystérésis des courbes contrainte vs déformation (W_e négligée). Il a alors montré que le rapport entre l'énergie dissipée et l'énergie plastique W_d / W_a variait de 63,6% en LCF à 32,7% en HCF.

Nous pouvons également citer quelques résultats obtenus pour des éprouvette en aluminium publiés, dans [Wong et Kirby III 1990] et [Harvey II et Bonenberger Jr 2000], qui montrent que le rapport W_d / W_a est dans ces cas compris entre 80 et 90%.

Des travaux en calorimétrie qui seront précurseurs aux travaux de la thèse de T. Boulanger ([Boulanger 2004]) et dont le but est de déterminer des champs de dissipation moyenne par cycle lors d'un essai cyclique sur des tôles mince sont publiés dans [Nayroles, *et al.* 1981]. Les auteurs présentent le cadre thermodynamique qui les conduit à une écriture 3D de l'équation de la chaleur. Ils la simplifient pour passer à une écriture 2D qui leur permet de proposer une méthode de détermination du champ de dissipation moyenne par cycle à partir d'images 2D issues d'une caméra infrarouge. En estimant une élévation moyenne par cycle de la température moyennée suivant l'épaisseur de la façon suivante :

$$\tilde{\theta} = f_s \int_t^{t+f_s^{-1}} \left[\frac{1}{e} \int_{-e}^0 T(x, y, z, t) - T(x, y, z, 0) \right] dt$$

où e est l'épaisseur, et en se servant du fait que la fissure se propage lentement lors d'une sollicitation cyclique, les auteurs supposent un état stationnaire ($\partial\tilde{\theta}/\partial t = 0$) qui conduit à cette équation :

$$-d\Delta_2\tilde{\theta} - \frac{\tilde{\theta}}{\tau_{th}} = \frac{\tilde{D}}{c} \text{ avec } \Delta_2 = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \quad (1.24)$$

où c est la chaleur spécifique volumique à contrainte nulle, τ_{th} une constante de temps caractérisant les fuites par rayonnement suivant les faces avant et arrière de l'éprouvette, $d = k/c$ et \tilde{D} est la dissipation spécifique moyenne.

Afin de réduire l'influence du bruit et de pouvoir calculer le laplacien bidimensionnel Δ_2 , les auteurs proposent un lissage local de celui-ci qui consiste à utiliser une moyenne pondérée. Un résultat expérimental dans le cas d'une propagation de fissure dans une tôle mince de titane est alors proposé. Le grand pas qui est fait ici est que l'énergie dissipée calculée n'est plus globale (sur toute l'éprouvette) mais locale à l'échelle mésoscopique. Dans la thèse de T. Boulanger [Boulanger 2004] cette méthode sera largement améliorée. En effet, T. Boulanger proposera un lissage spatiotemporel du champ de température lors d'un essai de fatigue permettant de déterminer des sources de chaleur de façon globale, mais surtout des distributions uni ou bidimensionnelles de celles-ci sans se limiter à la période de stabilisation de la température. L'autre originalité de cette méthode est qu'elle permet de déterminer à partir des seuls champs de température mesurés la source thermoélastique et la source de dissipation de façon découplée. La source thermoélastique n'est donc pas déterminée ici à partir de la sollicitation. Cette méthode et les résultats obtenus seront exposés dans les chapitres suivants.

Une comparaison entre la puissance de déformation moyenne par cycle obtenue à partir du calcul des aires d'hystérésis des courbes contrainte vs déformation et la dissipation moyenne par cycle pour des essais cycliques sur des aluminiums est proposé dans [Morabito, *et al.* 2007]. Nous noterons tout de même que les auteurs ne font aucune distinction entre ces deux grandeurs. La dissipation est déterminée à l'aide de la méthode développée dans [Boulanger 2004], la contrainte est mesurée par la cellule de force de la machine et la déformation est obtenue grâce à un extensomètre. Les auteurs montrent que l'énergie de déformation est proportionnelle à la fréquence de sollicitation pour une fréquence de sollicitation f_s comprise entre 0.5Hz et 1Hz, une amplitude de contrainte comprise entre 10 et 125MPa et un rapport de charge égale 0.1. Ils montrent également que, excepté pour les faibles amplitudes de contrainte où l'influence du bruit sur les mesures thermiques est plus importante, la différence entre la puissance de déformation moyenne par cycle et la dissipation moyenne par cycle est quasiment nulle pour $f_s = 50\text{Hz}$ (*cf.* Figure 1.23). La puissance de déformation moyenne par cycle à 50Hz est obtenue par l'expression suivante :

$$\left(\tilde{w}_{def}\right)^{f_s^{mec}} = \frac{f_s^{th}}{f_s^{mec}} A_h^{f_s^{mec}} \quad (1.25)$$

où $A_h^{f_s^{mec}}$ est l'aire d'hystérésis calculée pour l'essai mécanique à la fréquence f_s^{mec} et f_s^{th} la fréquence de sollicitation de l'essai durant lequel la dissipation moyenne par cycle est calculée à partir des données thermiques.

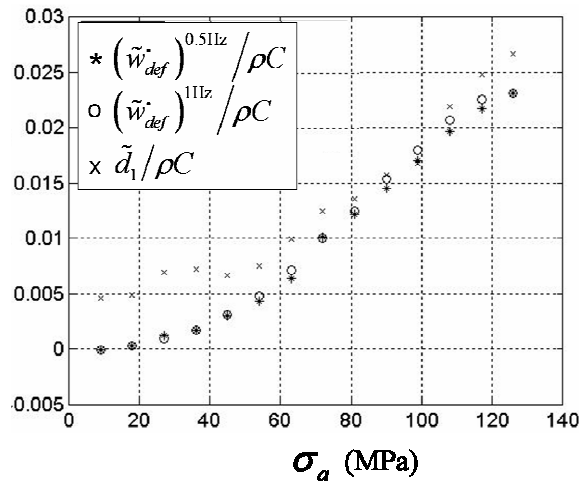


Figure 1.23 : comparaison entre le taux d'énergie de déformation moyen par cycle et la dissipation moyenne par cycle pour l'alliage d'aluminium 2024 T3

Dernièrement, les travaux de F. Maquin ([Maquin 2006] et [Maquin et Pierron 2007]) visent à déterminer la dissipation durant les tout premiers cycles de chargement d'une éprouvette (environ 100 cycles). Pour cela il utilise des mesures issues d'une caméra infrarouge et une équation de la chaleur, reliant la température aux sources de chaleur, obtenue moyennant un certain nombre d'hypothèses sur le plan thermique, cinématique et thermomécanique :

$$\rho C \left[\frac{\partial \theta(t)}{\partial t} - \frac{\partial \theta(t)}{\partial t} \Big|_{t=0} \right] + \rho C \frac{\theta(t)}{\tau_{th}} - \frac{k}{l_u} \int_{-l_u/2}^{l_u/2} \Delta \bar{\theta}(t, x) dx = \bar{s}(t) \quad (1.26)$$

où θ est la variation de température moyennée sur toute la partie utile l'éprouvette, l_u la longueur de la partie utile, k le coefficient de conductivité thermique isotrope, $\Delta \bar{\theta}$ le laplacien du profil de température obtenue en moyennant les variations de température suivant la largeur, τ_{th} une constante de temps et $\bar{s}(t)$ les sources de chaleur (dissipation et couplage thermoélastique) moyennées sur toute la partie utile de l'éprouvette. θ est corrigée en suivant l'évolution de la température ambiante à l'aide d'une référence présente dans le champ de la caméra.

En considérant que pour les premiers cycles de chargement l'essai est adiabatique, l'auteur utilise les résultats de la thermoélasticité linéaire et du TSA (cf. §1.2.3, p26) pour déterminer la variation de température induite par la thermoélasticité $\theta_{the}(t)$. En retranchant celle-ci à la température mesurée et en introduisant le résultat dans l'équation de la chaleur (1.26), ils estiment alors la dissipation intrinsèque et l'énergie dissipée. Cette méthode a été testée sur différents aciers et aluminiums. Elle a également servi aux auteurs pour mettre en évidence un seuil de microplasticité [Maquin et Pierron 2006], à l'image des observations faites dans [Cugy et Galtier 2002] et [Vaucheret et Galtier 2002], qui correspond au début de changement de pente de la courbe énergie dissipée vs contrainte maximale. Ceux-ci associent donc ce seuil à un changement de régime dissipatif, visqueux pour une contrainte inférieure à ce seuil et plastique au-delà, ce qui rejoint la vision du phénomène de fatigue développé dans [Mareau, et al. 2007a] et [Mareau, et al. 2007b] (cf. §1.2.2.c).

1.4. Conclusion

Le phénomène de fatigue a été mis en évidence il y a plus de 150 ans, et depuis, si les principaux mécanismes qui mènent à la rupture sont connus, de nombreux efforts de recherche doivent encore être réalisés afin de mieux comprendre et prévoir leurs cinétiques. C'est pourquoi de nombreuses équipes de recherche se sont intéressées et s'intéressent actuellement à la mesure de température et aux approches calorimétriques des essais de fatigue. Les méthodes de détermination rapide de la limite de fatigue utilisant la température restent très empiriques. Celles utilisant le TSA ne permettent d'étudier que les mécanismes dissipatifs engendrés par d'importantes localisations de contraintes. Par ailleurs, dès qu'une dissipation accompagne les effets thermoélastiques, il est légitime de s'interroger sur la pertinence de la relation entre la trace du tenseur des contraintes et la température. Enfin les approches calorimétriques appliquées à la fatigue que nous avons rencontrées restent globales et sont le plus souvent utilisées dans le cas d'essai oligocyclique. Dans le travail que nous allons présenter, nous étudierons les mécanismes dissipatifs à une échelle mésoscopique, sans qu'aucune concentration de contrainte ne soit engendrée par un effet géométrique de structure. Nous allons également proposer une approche calorimétrique des essais de fatigue qui ne sera pas globale mais locale, dans le but de réaliser des bilans locaux d'énergie. L'équipe ThM2 du LMGC, au sein de laquelle ce travail de thèse a été effectué, développe depuis longtemps ce type d'approche, comme peuvent en témoigner les quelques thèses dont les références suivent. Nous pouvons citer, par exemple, celle de Hervé Louche [Louche 1999] relatives à l'étude calorimétrique de plusieurs types d'acier lors d'essais monotones, celle de Fayçal Belmahjoub [Belmahjoub 1990] étudiant les effets calorimétriques lors de chargement oligocycliques de plusieurs types de matériaux métalliques, et enfin celle de Thomas Boulanger [Boulanger 2004] traitant de la fatigue à grand nombre de cycles des aciers.

Références

- [Albert 1837] Albert W. A. J. (1837) "Über Treibseile am Harz". *Archiv für Mineralogie, Geognosie, Bergbau und Hüttenkunde*, **10**, 215-234
- [Barralis et Maeder 1997] Barralis J. et Maeder G. (1997) "Précis de métallurgie", Nathan/AFNOR
- [Basquin 1910] Basquin O. H. (1910) "The exponential law of endurance tests". *Proc. Annual Meeting, American Society for Testing Materials*, **10**, 625-630
- [Bathias et Bailon 1997] Bathias C. et Bailon J. P. (1997) "La fatigue des matériaux et des structures", Hermes
- [Belgen 1967] Belgen M. H. (1967) "Structural Stress Measurements with an Infrared Radiometer". *ISA Transactions*, **6**, 49-53
- [Belgen 1968] Belgen M. H. (1968) "Infrared Radiometric Stress Instrumental Application Range Study". *NASA Report*, **CR-1067**,
- [Belmahjoub 1990] Belmahjoub F. (1990) "Comportement thermomécanique de matériaux métalliques sous divers trajets de chargement uniaxial". Thèse, Université Montpellier II, Science et Techniques du Languedoc
- [Berard, et al. 1998] Berard J. Y., Rathery S. et Beranger A. S. (1998) "Détermination de la limite d'endurance des matériaux par thermographie infrarouge". *Matériaux et techniques*, **86**, 1-2, 55-57
- [Berthel, et al. 2007] Berthel B., Wattrisse B., Chrysochoos A. et Galtier A. (2007) "Thermographic analysis of fatigue dissipation properties of steel sheets". *Strain: An International Journal for Experimental Mechanics*, **43**, 3, 273
- [Bever, et al. 1975] Bever M. B., Holt D. L. et Titchener A. L. (1975) "The stored energy of cold work", Christian, Chalmers, Massalski (Eds.), Pergamon Press
- [Blotny et Kaleta 1986] Blotny R. et Kaleta J. (1986) "A method for determining the heat energy of the fatigue process in metals under uniaxial stress : Part 1. Determination of the amount of heat liberated from a fatigue-tested specimen". *International Journal of Fatigue*, **8**, 1, 29-33
- [Boulanger 2004] Boulanger T. (2004) "Analyse par thermographie infrarouge des sources de chaleur induites par la fatigue des aciers". Thèse, Université Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc
- [Boulanger, et al. 2004] Boulanger T., Chrysochoos A., Mabru C. et Galtier A. (2004) "Calorimetric analysis of dissipative and thermoelastic effects associated with the fatigue behavior of steels". *International Journal of Fatigue*, **26**, 3, 221-229

- [Braithwaite 1854] Braithwaite F. (1854) "On the fatigue and consequent fracture of metals". *Institution of Civil Engineers, Minutes of the Proceedings*, **13**, 463-474
- [Brémond 1982] Brémond P. (1982) "Développement d'une instrumentation infrarouge pour l'étude des structures mécaniques application à l'étude des extrémités de fissure". Thèse, Université d'Aix--Marseille II, Faculté des Science de Luminy
- [Calloch, *et al.* 2007] Calloch S., Doudard C., Poncelet M., Hild F., Galtier A. et Weber B. (2007) "Détermination rapide des propriétés en fatigue à grand nombre de cycles à partir d'essais d'auto-échauffement". *Colloque National MECAMAT* Aussois, janvier 2007,
- [Cazaud 1948] Cazaud R. (1948) "La fatigue des métaux", Dunod
- [Charkaluk et Constantinescu 2004] Charkaluk E. et Constantinescu A. (2004) "Dissipation and fatigue damage". *MP Materialprüfung*, **46**, 524-530
- [Charkaluk et Constantinescu 2006] Charkaluk E. et Constantinescu A. (2006) "Estimation of the mesoscopic thermoplastic dissipation in High-Cycle Fatigue". *Comptes Rendus Mécanique*, **334**, 6, 373-379
- [Charles, *et al.* 1975] Charles J. A., Appl F. J. et Francis J. E. (1975) "Using the scanning infrared camera in experimental fatigue studies". *Experimental Mechanics*, **15**, 4, 133-138
- [Chrysochoos 1987] Chrysochoos A. (1987) "Dissipation et blocage d'énergie lors d'un écrouissage en traction simple (Thèse d'état)". Thèse, Université des sciences et technique du languedoc
- [Chrysochoos et Belmahjoub 1992] Chrysochoos A. et Belmahjoub F. (1992) "Thermographic analysis of thermo-mechanical coupling". *Archives of Mechanics*, **44**, 55-68
- [Chrysochoos et Louche 2000] Chrysochoos A. et Louche H. (2000) "An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation". *International Journal of Engineering Science*, **38**, 16, 1759-1788
- [Chrysochoos, *et al.* 2000] Chrysochoos A., Muracciole J. M. et Wattrisse B. (2000) "Experimental analysis of strain and damage localization". *Continuous damage and fracture*, Cachan, 23-27 octobre, 41-51
- [Cugy et Galtier 2002] Cugy P. et Galtier A. (2002) "Microplasticity and temperature increase in low carbon steels". *Fatigue 2002, 8th International Fatigue Conference 2002*, Stockholm, Sweden, 549-556
- [Cura, *et al.* 2005] Cura F., Curti G. et Sesana R. (2005) "A new iteration method for the thermographic determination of fatigue limit in steels". *International Journal of Fatigue*, **27**, 4, 453-459
- [Darken et Gurry 1953] Darken L. S. et Gurry R. W. (1953) "Physical Chemistry of Metals", McGraw-Hill

- [Dattoma, *et al.* 2001] Dattoma V., Galietti U. et Morabito A. E. (2001) "Analisi energetica del danneggiamento a fatica con tecnica termografica". *XXX Convegno Nazionale dell'AIAS*, Alghero, Italy, 12 - 15 settembre,
- [Dengel et Harig 1980] Dengel D. et Harig H. (1980) "Estimation of the fatigue limit by progressively-increasing load tests". *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures*, **3**, 1, 113
- [Dillon 1966] Dillon O. W. (1966) "The heat generated during the torsional oscillations of copper tubes". *International Journal of Solids and Structures*, **2**, 2, 181-204
- [Dillon et Tauchert 1966] Dillon O. W. et Tauchert T. R. (1966) "The experimental technique for observing the temperatures due to the coupled thermoelastic effect". *International Journal of Solids and Structures*, **2**, 3, 385-391
- [Doudard, *et al.* 2004] Doudard C., Calloch S., Hild F., Cugy P. et Galtier A. (2004) "Identification of the scatter in high cycle fatigue from temperature measurements". *Comptes Rendus Mecanique*, **332**, 10, 795-801
- [Doudard, *et al.* 2007] Doudard C., Poncelet M., Calloch S., Boue C., Hild F. et Galtier A. (2007) "Determination of an HCF criterion by thermal measurements under biaxial cyclic loading". *International Journal of Fatigue*, **29**, 4, 748-757
- [Dulieu-Barton, *et al.* 2006] Dulieu-Barton J. M., Emery T. R., Quinn S. et Cunningham P. R. (2006) "A temperature correction methodology for quantitative thermoelastic stress analysis and damage assessment". *Measurement Science and Technologie*, **17**, 1627-1637
- [Elber 1968] Elber W. (1968) "Fatigue crack propagation". Thèse, University of New South Wales
- [Fargione, *et al.* 2002] Fargione G., Geraci A., La Rosa G. et Risitano A. (2002) "Rapid determination of the fatigue curve by the thermographic method". *International Journal of Fatigue*, **24**, 1, 11-19
- [Galtier 1993] Galtier A. (1993) "Contribution à l'étude de l'endommagement des aciers sous sollicitations uni ou multi-axiales". Thèse, ENSAM Bordeaux
- [Galtier, *et al.* 2002] Galtier A., Bouaziz O. et Lambert A. (2002) "Influence de la microstructure des aciers sur leur propriétés mécaniques". *Mecanique & Industries*, **3**, 5, 457-462
- [Galtier et Cugy 2007] Galtier A. et Cugy P. (2007) "La fatigue giga-cyclique : faut-il aller plus loin et peut-on aller plus vite?" *Colloque annuel MECAMAT*, Aussois, 22-26 janvier, 126-132
- [Haldorsen 1998] Haldorsen L. M. (1998) "Thermoelastic Stress Analysis System Developed for Industrial Applications". Thèse, Aalborg University
- [Harry, *et al.* 1981] Harry R., Joubert F. et Gomaa A. (1981) "Measuring the Actual Endurance Limit of One Specimen Using a Nondestructive Method". *Journal of Engineering Materials and Technology, Transactions of the ASME*, **103**, 1, 71-76

- [Harvey II et Bonenberger Jr 2000] Harvey II D. P. et Bonenberger Jr R. J. (2000) "Detection of fatigue macrocracks in 1100 aluminium from thermomechanical data". *Engineering Fracture Mechanics*, **65**, 609-620
- [Kaleta 1998] Kaleta J. (1998) "Determination of cold work energy in LCF/HCF region". *4th International Conference on Low Cycle Fatigue and Elasto-Plastic Behaviour of Materials*, Garmisch-Partenkirchen, Germany,, 7-11 September, 93-98
- [Kanarchuk, et al. 1989] Kanarchuk V. E., Dmitriev N. N., Derkachev O. B. et Zhelnov G. N. (1989) "Thermal radiation of steel specimens under cyclic loading ". *Strength of Materials*, **21**, 2, 202-207
- [Krapez, et al. 1999] Krapez J. C., Pacou D. et Bertin C. (1999) "Application of lock-in thermography to rapid evaluation of fatigue limit in metals". *5th International Workshop on Advanced Infrared Technology and Applications (AITA)*, Venice, Italy, September 28-30, 379-385
- [Krapez et Pacou 2001] Krapez J. C. et Pacou D. (2001) "Thermography detection of early thermal effects during fatigue tests of steel and aluminum samples". *29th annual Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Brunswick, MN, USA, 29 July-3 Aug., 1545-1552
- [Krapez et Pacou 2002] Krapez J. C. et Pacou D. (2002) "Thermography detection of damage initiation during fatigue tests". *Thermosense XXIV*, 435-449
- [Kubiak 1968] Kubiak E. J. (1968) "Infrared detection of fatigue cracks and other near-surface defects". *Applied Optics*, **7**, 9, 1743-1747
- [La Rosa et Risitano 2000] La Rosa G. et Risitano A. (2000) "Thermographic methodology for rapid determination of the fatigue limit of materials and mechanical components". *International Journal of Fatigue*, **22**, 1, 65-73
- [Liaw, et al. 2000] Liaw P. K., Wang H., Jiang L., Yang B., Huang J. Y., Kuo R. C. et Huang J. G. (2000) "Thermographic detection of fatigue damage of pressure vessel steels at 1,000 Hz and 20 Hz". *Scripta Materialia*, **42**, 4, 389-395
- [Louche 1999] Louche H. (1999) "Analyse par thermographie infrarouge des effets dissipatifs de la localisation dans des aciers". Thèse, Université Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc
- [Louche et Tabourot 2004] Louche H. et Tabourot L. (2004) "Experimental energetic balance associated to the deformation of an aluminum multicrystal and monocrystal sheet". *Materials Science Forum*, **467-470**, 1395-1400
- [Luong 1995] Luong M. P. (1995) "Infrared thermographic scanning of fatigue in metals". *Nuclear Engineering and Design*, **158**, 2-3, 363-376
- [Mabru et Chrysochoos 2001] Mabru C. et Chrysochoos A. (2001) "Dissipation et couplages accompagnant la fatigue de matériaux métalliques". *Photomécanique 2001*, Poitiers, France, 14-26 Avril, 375-382

- [Magazine 1854] The Mechanics Magazine January 7th - June 24th (1854) "On the fatigue and consequent fracture of metals", **LX**, p. 493
- [Man, *et al.* 2002] Man J., Obrtlík K., Blochwitz C. et Polak J. (2002) "Atomic force microscopy of surface relief in individual grains of fatigued 316L austenitic stainless steel". *Acta Materialia*, **50**, 15, 3767-3780
- [Man, *et al.* 2003] Man J., Obrtlík K. et Polak J. (2003) "Study of surface relief evolution in fatigued 316L austenitic stainless steel by AFM". *Materials Science and Engineering A*, **351**, 1-2, 123-132
- [Maquin 2006] Maquin F. (2006) "Méthodologie expérimentale d'étude du comportement thermo-mécanique des matériaux sous sollicitations cycliques". Thèse, ENSAM Chalons
- [Maquin et Pierron 2006] Maquin F. et Pierron F. (2006) "Experimental evaluation of the microplasticity threshold in metals using dissipation measurements". *SEM Annual Conference on Experimental Mechanics*, Saint Louis, Missouri, USA, 5-7 juin,
- [Maquin et Pierron 2007] Maquin F. et Pierron F. (2007) "Refine experimental methodology for assessing the heat dissipated in cyclically loaded materials at low stress levels". *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Mécanique*, **335**,
- [Mareau, *et al.* 2007a] Mareau C., Favier V., Galtier A., Berveiller M. et Weber B. (2007a) "Prévision de l'échauffement et de la microplasticité des aciers sous sollicitations cycliques". *18ème Congrès Français de Mécanique*, Grenoble, 27-31 Août 2007,
- [Mareau, *et al.* 2007b] Mareau C., Favier V., Galtier A., Weber B. et Berveiller M. (2007b) "Modelling of self-heating of steels under cyclic loading using a polycrystalline model". *International Symposium on Plasticity 2007*, Alaska, 1-6 Juin 2007,
- [Miner 1945] Miner M. A. (1945) "Cumulative damage in fatigue". *Journal of Applied Mechanics*, **67**, 159-164
- [Moore et Kommers 1921] Moore H. F. et Kommers J. B. (1921) "Fatigue of metals under repeated stress". *Chemical and Metallurgical Engineering*, **25**, 1141-1144
- [Morabito, *et al.* 2003] Morabito A. E., Chrysochoos A., Dattoma V. et Galietti U. (2003) "Analisi degli effetti termoelastici e dissipativi associati al comportamento a fatica della lega di alluminio 2024T3". *XXXII Convegno Nazionale dell'AIAS*, Salerno, Italy, 3 - 6 settembre,
- [Morabito, *et al.* 2007] Morabito A. E., Chrysochoos A., Dattoma V. et Galietti U. (2007) "Analysis of heat sources accompanying the fatigue of 2024 T3 aluminium alloys". *International Journal of Fatigue*, **29**, 5, 977-984
- [Morin 1853] Morin A. (1853) "Leçons de Mécanique Pratique - Résistance des Matériaux (disponible sur google book)", Hachette
- [Mountain et Webber 1978] Mountain D. S. et Webber J. M. B. (1978) "Stress Pattern Analysis by Thermal Emission (SPATE)". *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation and Engineering*, **164**, 189-196

- [Nayroles, *et al.* 1981] Nayroles B., Bouc R., Caumon H. et Chezeaux J. C. (1981) "Téléthermographie infrarouge et mécanique des structures". *International Journal of Engineering Science*, **19**, 929-947
- [Offermann et Beaudoin 1996] Offermann S. et Beaudoin J. L. (1996) "Mechanical stress pattern analysis with a standard infra-red camera and statical treatment". *Proceedings Mat-Tech 96*, Paris-Marne La Vallée, Mars 1996, 97-103
- [Offermann, *et al.* 1997] Offermann S., Beaudoin J. L., Bissieux C. et Frick H. (1997) "Thermoelastic stress analysis under nonadiabatic conditions". *Experimental Mechanics*, **37**, 4, 409-413
- [Paris, *et al.* 1961] Paris P. C., Gomez M. P. et Anderson W. E. (1961) "A rational analytic theory of fatigue". *The Trend in Engineering*, **13**, 1, 9-14
- [Pineau 2007] Pineau A. (2007) "Rupture en service - Description et prévention". *Colloque national MECAMAT*, Aussois, 22-26 Janvier,
- [Poncelet, *et al.* 2007] Poncelet M., Doudard C., Calloch S., Hild F., Weber B. et Galtier A. (2007) "Prediction of self-heating measurements under proportional and non-proportional multiaxial cyclic loadings". *Comptes Rendus Mécanique*, **335**, 2, 81-86
- [Rabbe, *et al.* 2000] Rabbe P., Lieurade H.-P. et Galtier A. (2000) "Essais de fatigue - Partie I". *Techniques de l'ingénieur*, M 4 170, 1-22
- [Reifsnider et Williams 1974] Reifsnider K. L. et Williams R. S. (1974) "Determination of fatigue-related heat emission in composite materials". *Experimental Mechanics*, **14**, 12, 479-485
- [Rosakis, *et al.* 2000] Rosakis P., Rosakis A. J., Ravichandran G. et Hodowany J. (2000) "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*, **48**, 3, 581-607
- [Saix et Jouanna 1981] Saix C. et Jouanna P. (1981) "Analyse de la dissipation plastique dans des pièces métalliques minces". *Journal de Mécanique Appliquée*, **5**, 1, 65-93
- [Schijve 2003] Schijve J. (2003) "Fatigue of structures and materials in the 20th century state of the art". *International Journal of Fatigue*, **25**, 679-702
- [Schmid et Boas 1935] Schmid E. et Boas W. (1935) "Kristallplastizität mit Besonderer Berücksichtigung der Metalle", Springer
- [Schutz 1996] Schutz W. (1996) "A history of fatigue". *Engineering Fracture Mechanics*, **54**, 2, 263-300
- [Smith 1990] Smith R. A. (1990) "The Versailles Railway Accident of 1842 and the First Research Into Metal Fatigue". *Fatigue 90, 4th International Conference on Fatigue and Fatigue Thresholds*, Honolulu, Hawaii, 15-20 Juillet, 2033-2041
- [Stolarz 2007] Stolarz J. (2007) "Optimisation microstructurale des aciers inoxydables duplex en vue de leur résistance cyclique et rôle de la transformation de phases dans la fatigue

- des aciers austenitiques métastables". *Colloque national MECAMAT 2007*, Aussois, 21-26 janvier, 51-58
- [Taylor et Quinney 1933] Taylor G. I. et Quinney M. A. (1933) "The latent energy remaining in a metal after cold working". *Proceedings of the Royal Society, London*, **A143**, 307-326
- [Thomson 1853] Thomson W. (1853) "On the Dynamical Theory of Heat". *Trans. Roy. Soc.*, **20**, 2, 261-283
- [Thomson 1878] Thomson W. (1878) "On the Thermoelastic, Thermomagnetic and Pyroelectric Properties of Matter". *Phil. Mag.*, **5**, 4-27
- [Vaucheret et Galtier 2002] Vaucheret P. et Galtier A. (2002) "Etude de la microplasticité dans l'acier inoxydable 304L". *La Revue de Métallurgie*, **1**, 63-70
- [Wattrisse 1998] Wattrisse B. (1998) "Etude cinématique des phénomènes de localisation dans des aciers par intercorrélation d'image". Thèse, Université Montpellier II, Sciences et techniques du Languedoc
- [Wattrisse, et al. 2001] Wattrisse B., Chrysochoos A., Muracciole J. M. et Némoz-Gaillard M. (2001) "Analysis of strain localization during tensile tests by digital image correlation". *Experimental Mechanics*, **41**, 1, 29-39
- [Weber 1830] Weber W. (1830) "Über die spezifische Wärme fester Körper insbesondere der Metalle". *Annalen der Physik und Chemie*, **96**, 77-213
- [Wong et Kirby III 1990] Wong A. K. et Kirby III G. C. (1990) "A hybrid numerical/experimental technique for determining the heat dissipated during low cycle fatigue". *Engineering Fracture Mechanics*, **37**, 3, 493-504
- [Yang, et al. 2001] Yang B., Liaw P. K., Wang H., Jiang L., Huang J. Y., Kuo R. C. et Huang J. G. (2001) "Thermographic investigation of the fatigue behavior of reactor pressure vessel steels". *Materials Science and Engineering A*, **314**, 1-2, 131-139
- [Yang, et al. 2003] Yang B., Liaw P. K., Fielden D. E., Huang J. G., Kuo R. C. et Huang J. G. (2003) "Thermographic Detection of Fatigue Damage of Reactor Pressure Vessel (RPV) Steels". *Journal of Materials Engineering and Performance*, **12**, 3, 345-353
- [Yang, et al. 2005] Yang B., Liaw P. K., Morrison M., Liu C. T., Buchanan R. A., Huang J. Y., Kuo R. C., Huang J. G. et Fielden D. E. (2005) "Temperature evolution during fatigue damage". *Intermetallics*, **13**, 3-4, 419-428

Chapitre 2

Détermination des sources de chaleur

Sommaire

2.1. Les bases théoriques de la méthode	46
2.1.1. Cadre Thermodynamique	46
2.1.2. Equation de la chaleur	53
2.1.3. Modèles simplifiés de diffusion	54
2.1.4. Intérêt de la détermination des sources	56
2.1.5. La thermoélasticité linéaire	57
2.1.6. Ordre de grandeur des deux types de sources	60
2.2. Contrôles numériques des hypothèses	62
2.2.1. La méthode de calcul numérique	62
2.2.2. Contrôle de (H1)	64
2.2.3. Contrôle de (H2)	68
2.3. La méthode de traitement d'image 2D	72
2.3.1. Le problème lié au bruit de mesure	72
2.3.2. Estimation des sources de chaleur	73
2.3.3. Fonction d'approximation locale de la température	74
2.3.4. La méthode de lissage	75
2.3.5. Estimation des sources	78
2.3.6. Les approches 1D et 0D	79
2.4. Contrôle numérique de la méthode	79
2.4.1. Principe du contrôle numérique	79
2.4.2. Contrôles préliminaires	80
2.4.3. Exemple de contrôle du calcul des sources	84
2.4.4. Conclusion	91
2.5. Conclusion du chapitre	91
Références	92

Dans ce chapitre nous allons exposer le cadre thermomécanique choisi pour développer une méthode de détermination des sources de chaleur accompagnant les mécanismes de fatigue. Combiné à des mesures de champs de déplacement, cette technique permet de réaliser des bilans locaux et complets d'énergie. Par le passé, les variations de température dues à ces sources de chaleur restant faibles, les effets thermiques accompagnant la déformation des matériaux ont été très souvent négligés. Cependant, même de faibles variations de température peuvent correspondre à de très grandes sources de chaleur, l'importance des effets calorimétriques étant masquée par la forte capacité calorifique par unité de volume des métaux et par la diffusion de la chaleur.

Un autre intérêt de l'analyse calorimétrique est que les sources de chaleur induites par la déformation sont de deux natures : les sources dissipatives qui rendent compte des irréversibilités microstructurales se produisant lors de la déformation d'un matériau et les sources dites de couplage traduisant la dépendance de l'état du matériau avec la température. A titre d'exemple, nous pouvons citer la dissipation plastique induite par le mouvement des dislocations et les sources de couplage thermoélastiques dues au caractère thermodilatable du matériau.

La mise en place d'un cadre thermodynamique dans cette étude a pour principal intérêt l'obtention d'une équation de diffusion de la chaleur qui relie les sources de chaleur (grandeurs recherchées) aux champs de température (mesurés). Ce passage des températures aux sources est délicat et réclame certaines hypothèses importantes pour assurer des estimations fiables de source. Nous énoncerons dans la suite de ce chapitre ces hypothèses et nous contrôlerons leur pertinence dans le cadre de nos essais expérimentaux au travers d'essais numériques programmés dans des conditions extrêmement pénalisantes par rapport à la situation expérimentale. Ceci nous mènera à la méthode de détermination séparée de la dissipation et des sources de couplage. Enfin nous contrôlerons la robustesse de la méthode, à nouveau au travers d'essais numériques. Une étude paramétrique permettra d'indiquer les limites de validité de la méthode que ce soit en terme de rapport signal sur bruit thermique, d'intensité de source ou de fréquence d'échantillonnage.

2.1. Les bases théoriques de la méthode

2.1.1. Cadre thermodynamique

Dans cette partie, nous présentons le cadre thermodynamique permettant d'obtenir l'équation de diffusion de la chaleur nécessaire à la détermination des différentes sources de chaleur. Ce cadre utilise les principes de la thermodynamique appliqués à la mécanique des milieux continus. L'approche repose sur le fait que nous considérons les essais de fatigue comme des processus mécaniquement et thermodynamiquement quasi-statiques. Du point de vue mécanique, cela nous permet de négliger les quantités d'accélération dans l'équation du mouvement ($\overline{\text{div}} \boldsymbol{\sigma} + \vec{f} = \rho \vec{\gamma} \approx \vec{0}$). D'un point de vue thermodynamique, le caractère quasi-statique nous permet d'invoquer la notion d'état local qui sera explicitée dans cette partie. Rappelons dans un premier temps, l'expression des 2 principes de la thermodynamique.

a) Premier principe

Le premier principe de la thermodynamique traduit la conservation d'énergie. Il introduit les notions d'énergie interne et de quantité de chaleur reçue. Si nous considérons un

volume Ω de frontière $\partial\Omega$, il s'exprime alors de la façon suivante [Lemaitre et Chaboche 1984] :

$$\frac{d}{dt}(E + K) = P_{ext} + Q \quad (2.1)$$

où :

- E représente l'énergie interne définie par $E = \int_{\Omega} \rho e d\Omega$, avec e l'énergie interne spécifique (spécifique signifiant par unité de masse, équivalant à « massique ») et ρ la masse volumique
- K l'énergie cinétique définie par $K = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \rho \vec{v} \cdot \vec{v} d\Omega$, où \vec{v} est le champ des vitesses par rapport à un référentiel galiléen,
- P_{ext} la puissance des efforts extérieurs égal à $P_{ext} = \int_{\Omega} \vec{f} \cdot \vec{v} d\Omega + \int_{\partial\Omega} \vec{T} \cdot \vec{v} d(\partial\Omega)$ où \vec{f} et \vec{T} sont respectivement les efforts extérieurs de nature volumique et surfacique appliqués à Ω .
- Q le taux de chaleur reçu par le domaine Ω égal à $Q = \int_{\Omega} r_{ext} d\Omega - \int_{\partial\Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} d(\partial\Omega)$ où r_{ext} est la densité de source volumique de chaleur d'origine extérieure, \vec{q} le flux de chaleur reçu au travers de $\partial\Omega$ et \vec{n} la normale à $\partial\Omega$.

En utilisant le théorème de l'énergie cinétique :

$$\frac{dK}{dt} = P_{ext} + P_{int} \quad (2.2)$$

où $P_{int} = -\int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D} d\Omega$ est la puissance des efforts intérieurs, $\boldsymbol{\sigma}$ et \mathbf{D} étant respectivement le tenseur des contraintes et des vitesses de déformation, l'écriture du premier principe (2.1) devient :

$$\frac{dE}{dt} = -P_{int} + Q \quad (2.3)$$

En utilisant le théorème de la divergence $\left(\int_{\partial\Omega} \vec{q} \cdot \vec{n} d(\partial\Omega) = \int_{\Omega} \text{div}(\vec{q}) d\Omega \right)$, l'équation (2.3) une fois développée s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{d}{dt} \left(\int_{\Omega} \rho e d\Omega \right) = \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D} d\Omega + \int_{\Omega} r_{ext} d\Omega - \int_{\Omega} \text{div}(\vec{q}) d\Omega \quad (2.4)$$

Cette équation étant vraie quel que soit le domaine Ω , elle est donc vraie pour tout point de Ω (en admettant la continuité de l'intégrale). Nous pouvons alors écrire le premier principe sous sa forme locale :

$$\boxed{\rho \frac{de}{dt} = \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D} + r_{ext} - \text{div} \vec{q}} \quad (2.5)$$

Dans le cas où nous restons dans le cadre mécanique des petites perturbations, cette expression devient :

$$\rho \dot{e} = \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} + r_{ext} - \text{div} \vec{q} \quad (2.6)$$

où le tenseur vitesse de déformation se confond avec $\dot{\epsilon}$, dérivée par rapport au temps du tenseur des petites déformations ϵ .

b) Second principe

Le second principe de la thermodynamique est un principe définissant les évolutions possibles du système considéré. Il s'exprime à l'aide d'une inégalité. Deux nouvelles notions sont nécessaires à son énoncé : la température absolue (T) et l'entropie (S).

Pour ce qui est de la température absolue, nous supposons l'existence d'un champ de scalaires $T(\bar{x}, t)$ définis en tout point du domaine étudié Ω à l'instant t . $T(\bar{x}, t)$ est alors appelée la température absolue du point de coordonnées \bar{x} à l'instant t et celle-ci est toujours positive [Germain 1973a].

L'entropie S , plus abstraite, représente une variation d'énergie associée à une variation de température [Lemaitre et Chaboche 1984]. Elle est définie sur le domaine Ω par une densité, fonction à valeur scalaire $s(\bar{x}, t)$, appelée entropie spécifique de la particule de coordonnée \bar{x} à l'instant t , telle que, à un instant fixé, l'entropie du domaine Ω s'exprime de la façon suivante :

$$S = \int_{\Omega} \rho s \, d\Omega \quad (2.7)$$

La variation d'entropie d'un système à deux causes possibles : (i) les échanges avec l'extérieur, (ii) les transformations internes du système. Le second principe postule que la production interne d'entropie est toujours positive de sorte que la production totale d'entropie soit supérieure ou égale au taux de chaleur reçu divisé par la température, ce qui correspond aux échanges d'entropie entre le milieu extérieur et le domaine Ω :

$$\frac{dS}{dt} \geq \int_{\Omega} \frac{r_{ext}}{T} \, d\Omega - \int_{\partial\Omega} \frac{\bar{q} \cdot \bar{n}}{T} \, d(\partial\Omega) \quad (2.8)$$

En rappelant que $\frac{d}{dt} \left(\int_{\Omega} \rho s \, d\Omega \right) = \int_{\Omega} \rho \frac{ds}{dt} \, d\Omega$ et en utilisant le théorème de la divergence, cette inégalité peut encore s'écrire :

$$\int_{\Omega} \left(\rho \frac{ds}{dt} + \text{div} \left(\frac{\bar{q}}{T} \right) - \frac{r_{ext}}{T} \right) d\Omega \geq 0 \quad (2.9)$$

En supposant que la quantité à intégrer est continue sur Ω , on peut obtenir une écriture locale de cette inégalité :

$$\rho \frac{ds}{dt} + \text{div} \left(\frac{\bar{q}}{T} \right) - \frac{r_{ext}}{T} \geq 0 \quad (2.10)$$

En développant le terme $\text{div} \left(\frac{\bar{q}}{T} \right) = \text{div}(\bar{q}) - \bar{q} \cdot \overrightarrow{\text{grad}(T)}$, l'expression locale du second principe devient :

$$\boxed{\rho T \frac{ds}{dt} - r_{ext} + \text{div}(\bar{q}) - \bar{q} \cdot \overrightarrow{\text{grad}(T)} \geq 0} \quad (2.11)$$

Afin d'exprimer cette inégalité sans que la quantité r_{ext} n'intervienne, il suffit d'utiliser l'écriture locale du premier principe (2.5) pour obtenir :

$$\rho \left(T \frac{ds}{dt} - \frac{de}{dt} \right) + \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D} - \bar{q} \cdot \frac{\overline{\text{grad}}(T)}{T} \geq 0 \quad (2.12)$$

En introduisant le nouveau potentiel ψ , énergie libre spécifique de Helmholtz, définie comme étant la transformée de Legendre de l'énergie interne e par rapport au couple (s, T) :

$$\psi = e - Ts \quad (2.13)$$

nous obtenons l'inégalité dite de Clausius-Duhem :

$$\boxed{-\rho \left(\frac{d\psi}{dt} + s \frac{dT}{dt} \right) + \boldsymbol{\sigma} : \mathbf{D} - \bar{q} \cdot \frac{\overline{\text{grad}}(T)}{T} \geq 0} \quad (2.14)$$

ou sous l'hypothèse des petites perturbations :

$$-\rho (\dot{\psi} + s\dot{T}) + \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \bar{q} \cdot \frac{\overline{\text{grad}}(T)}{T} \geq 0 \quad (2.15)$$

Dans toute la suite de cette étude, c'est sous cette hypothèse que nous analyserons les effets calorimétriques accompagnant la fatigue à grand nombre de cycles.

c) *La méthode de l'état local*

Cette méthode permet de décrire des systèmes évoluant proche de l'équilibre en complétant ou généralisant les résultats établis en thermostatique. Son point de départ est de considérer que les quantités locales purement thermodynamiques évoluent de façon « quasi-thermostatique » malgré le fait que le système soit en mouvement. Cela revient à considérer que les temps de relaxation nécessaires pour retrouver un équilibre thermostatique sont supposés beaucoup plus courts que les temps caractéristiques de l'évolution macroscopique du système [Germain 1973b]. Tout système peut alors être décomposé en un ensemble de sous systèmes dont les évolutions sont considérées comme une succession d'états d'équilibre. L'énoncé de cette approche est aussi connu sous le nom de l'axiome de l'état local.

d) *Les variables d'état*

Chaque particule matérielle pouvant être considérée comme un sous-système thermodynamique à l'équilibre, nous pouvons lui associer à chaque instant un état thermostatique qui sera décrit par un lot de $n+1$ variables, dites variables d'état. Ces variables peuvent être scalaires ou tensorielles. Toutes les fonctions d'état, comme e ou s , s'exprimeront en fonction de ces variables d'état. Le choix de celles-ci est dicté par les phénomènes que nous cherchons à modéliser et la précision avec laquelle nous souhaitons les décrire.

Nous pouvons distinguer deux types de variable d'état :

- Les p variables observables qui seront dans notre cas : la température absolue T et le tenseur des petites déformations $\boldsymbol{\varepsilon}$

- les $n+1-p$ variables complémentaires (on dit souvent internes) et qui seront représentées dans notre cas par le lot de variables $(\alpha_i)_{i \in \{2, \dots, n\}}$. Ces variables internes doivent avoir, *in fine*, une signification physique : déformation plastique ou élastique, endommagement isotrope ou anisotrope, proportions de phase, etc.

Dans cette étude, l'énergie interne et l'entropie spécifiques s'exprimeront de la façon suivante : $e(s, \boldsymbol{\varepsilon}, (\alpha_i)_{i \in \{2, \dots, n\}})$ et $s(T, \boldsymbol{\varepsilon}, (\alpha_i)_{i \in \{2, \dots, n\}})$ mais nous ne préciserons pas plus à ce niveau le contenu physique des variables internes $(\alpha_i)_{i \in \{2, \dots, n\}}$.

e) Potentiel thermodynamique et lois d'état

Un potentiel thermodynamique d'un système à $n+1$ variables d'état est une fonction d'état scalaire qui permet de décrire complètement les propriétés d'un système thermostatique. Nous considérerons ici l'énergie interne $e(T, \boldsymbol{\varepsilon}, (\alpha_i)_{i \in \{2, \dots, n\}})$ comme potentiel thermodynamique fondamental (description énergétique à opposer à description entropique pour laquelle c'est l'entropie le potentiel fondamental). Sa différentielle permet de définir les variables conjuguées η_p , dérivées partielles du potentiel par rapport à chacune des variables d'état :

$$\left\{ \begin{array}{l} de = Tds + \sum_{p=1}^n \eta_p d\alpha_p \\ T = \frac{\partial e(s, \boldsymbol{\varepsilon}, (\alpha_i)_{i \in \{2, \dots, n\}})}{\partial s}, \eta_p = \frac{\partial e(s, \boldsymbol{\varepsilon}, (\alpha_i)_{i \in \{2, \dots, n\}})}{\partial \alpha_p} \end{array} \right. \quad (2.16)$$

Les équations définissant les variables conjuguées sont appelées équations d'état.

Pour des raisons pratiques, nous utilisons l'énergie libre spécifique de Helmholtz ψ définie par la relation (2.13) à la place de l'énergie interne, l'entropie étant remplacée dans les variables d'état par la température. Sa différentielle permet alors de définir un nouveau lot de variables conjuguées (*i.e.* d'équations d'état):

$$\left\{ \begin{array}{l} d\psi = -sdT + \sum_{p=1}^n \eta_p d\alpha_p \\ s = \frac{\partial \psi(T, \boldsymbol{\varepsilon}, (\alpha_i)_{i \in \{2, \dots, n\}})}{\partial T}, \eta_p = \frac{\partial \psi(T, \boldsymbol{\varepsilon}, (\alpha_i)_{i \in \{2, \dots, n\}})}{\partial \alpha_p} \end{array} \right. \quad (2.17)$$

f) La dissipation

Si nous introduisons dans l'inégalité de Clausius-Duhem (2.14) les relations (2.17) que nous venons de définir ci-dessus, nous obtenons une nouvelle écriture de l'inégalité fondamentale :

$$\underbrace{\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \rho \sum_{p=1}^n \frac{\partial \psi}{\partial \alpha_p} \dot{\alpha}_p - \bar{q} \cdot \frac{\overline{\text{grad}(T)}}{T}}_{= d} \geq 0 \quad (2.18)$$

Le membre de gauche de cette inégalité est la dissipation d , qui peut se décomposer en deux termes :

- la dissipation intrinsèque volumique : $d_1 = \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \rho \sum_{p=1}^n \frac{\partial \psi}{\partial \alpha_p} \dot{\alpha}_p$ (2.19)

- la dissipation thermique volumique : $d_2 = -\bar{q} \cdot \frac{\overline{\text{grad}(T)}}{T}$ (2.20)

Généralement, on postule que ces deux dissipations sont découplées, c'est-à-dire qu'elles sont séparément positives ou nulles ([Germain 1973a]) :

$$\begin{cases} d_1 \geq 0 \\ d_2 \geq 0 \end{cases} \quad (2.21)$$

En utilisant les variables d'état choisies, la dissipation intrinsèque peut encore s'écrire :

$$d_1 = \left(\boldsymbol{\sigma} - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \right) : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \rho \sum_{p=2}^n \frac{\partial \psi}{\partial \alpha_p} \dot{\alpha}_p \quad (2.22)$$

g) Lois complémentaires et pseudo-potentiel de dissipation

Les lois d'état associées aux équations de conservation ne suffisent pas à décrire l'évolution d'un milieu continu (trop d'inconnues). Les lois d'état ne décrivant que les propriétés du système à l'équilibre, il convient d'introduire des équations complémentaires qui seront, quant à elles, chargées de décrire l'évolution du système et les éventuelles irréversibilités qui l'accompagnent.

Pour ce faire, commençons par définir une décomposition de la contrainte en partie «réversible» $\boldsymbol{\sigma}^{rev}$ et «irréversible» $\boldsymbol{\sigma}^{irrev}$ de la forme :

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}^{rev} + \boldsymbol{\sigma}^{irrev} \quad (2.23)$$

$$\text{avec par définition } \boldsymbol{\sigma}^{rev} = \rho \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \quad (2.24)$$

L'expression de la dissipation intrinsèque volumique (2.22) peut avec (2.24) être réécrite sous la forme suivante :

$$d_1 = \boldsymbol{\sigma}^{irrev} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \sum_{p=2}^n A_p \dot{\alpha}_p, \text{ avec } A_p = -\rho \eta_p \quad (2.25)$$

En posant $\vec{X} = (\boldsymbol{\sigma}^{irrev}, (A_i)_{i \in \{2, \dots, n\}}, -\overline{\text{grad}(T)}/T)$ et $\vec{Y} = (\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}, (\dot{\alpha}_i)_{i \in \{2, \dots, n\}}, \bar{q})$, nous remarquons, en se référant aux équations (2.20) et (2.25), que la dissipation peut s'écrire sous la forme :

$$d = d_1 + d_2 = \overline{X} \cdot \overline{Y} = \sum_{i=1}^{n+1} X_i Y_i \quad (2.26)$$

où les X_i sont appelées «forces thermodynamiques» et où les Y_i sont les «flux» des variables d'état.

Les équations complémentaires seront définies comme les équations permettant de relier les forces thermodynamiques aux flux ou les flux aux forces. Ces relations peuvent éventuellement faire intervenir les variables d'état qui jouent alors un rôle de paramètre. Rappelons que quelles que soient les options choisies sur le plan du choix des variables d'état, les équations complémentaires doivent permettre de vérifier, *in fine*, l'inégalité :

$$d = \sum_{i=1}^{n+1} X_i Y_i \geq 0 \quad (2.27)$$

lors de tout processus thermodynamique.

Dans ce qui suit, nous adopterons le formalisme des Matériaux Standards Généralisés (MSG) qui postule l'existence d'une fonction $\varphi(\overline{Y})$ continue, convexe, définie pour tout \overline{Y} , non négative et nulle à l'origine, telle que [Halphen et Son Nguyen 1975] :

$$\begin{cases} \overline{X} = \overline{\text{grad}} \varphi(\overline{Y}) \\ d = \overline{X} \cdot \overline{\text{grad}} \varphi(\overline{Y}) \geq 0 \end{cases} \quad (2.28)$$

Cette fonction φ est appelée pseudo-potentiel de dissipation.

Avec le choix de variables d'état fait et à partir de l'expression de la dissipation totale (2.26), les lois complémentaires s'écrivent ici :

$$\sigma^{irrev} = \frac{\partial \varphi(\dot{\mathbf{e}}, (\dot{\alpha}_i)_{i \in \{2, \dots, n\}}, \vec{q})}{\partial \dot{\mathbf{e}}} \quad (2.29)$$

$$A_p = \frac{\partial \varphi(\dot{\mathbf{e}}, (\dot{\alpha}_i)_{i \in \{2, \dots, n\}}, \vec{q})}{\partial \dot{\alpha}_p} \quad (2.30)$$

$$-\frac{\overline{\text{grad}}(T)}{T} = \frac{\partial \varphi(\dot{\mathbf{e}}, (\dot{\alpha}_i)_{i \in \{2, \dots, n\}}, \vec{q})}{\partial \vec{q}} \quad (2.31)$$

La dissipation intrinsèque s'exprime de la façon suivante en fonction du pseudo-potentiel de dissipation :

$$d_1 = \frac{\partial \varphi}{\partial \dot{\mathbf{e}}} : \dot{\mathbf{e}} + \sum_{p=2}^n \frac{\partial \varphi}{\partial \dot{\alpha}_p} \cdot \dot{\alpha}_p \quad (2.32)$$

Nous noterons enfin l'équation importante suivante qui identifie les variables conjuguées des variables internes à l'opposé de la force thermodynamique qui leur est associée :

$$\rho \frac{\partial \psi}{\partial \alpha_p} = - \frac{\partial \varphi}{\partial \dot{\alpha}_p} \quad (2.33)$$

2.1.2. Equation de la chaleur

a) *Ecriture générale*

L'équation de diffusion de la chaleur est obtenue à partir des expressions locales des deux principes de la thermodynamique. Pour ce faire, nous exprimons, dans un premier temps, la dérivée particulaire de l'énergie interne spécifique en fonction du potentiel énergie libre :

$$\psi = e - Ts \Rightarrow \dot{e} = \dot{\psi} + T\dot{s} + \dot{T}s \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \dot{\psi} = \frac{\partial \psi}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \sum_{p=2}^n \frac{\partial \psi}{\partial \alpha_p} \dot{\alpha}_p \\ \dot{s} = \frac{d}{dt} \left(-\frac{\partial \psi}{\partial T} \right) = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial T^2} \dot{T} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \sum_{p=2}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \alpha_p} \dot{\alpha}_p \end{cases}$$

Ensuite nous choisissons d'utiliser la loi de Fourier afin d'exprimer le flux de chaleur en fonction de la température :

$$\vec{q} = -\mathbf{k} \overline{\text{grad}}(T) \quad (2.34)$$

où \mathbf{k} est le tenseur de conductivité du milieu.

Enfin, nous introduisons à l'aide de l'expression suivante la chaleur spécifique :

$$C = -T \frac{\partial^2 \psi}{\partial^2 T} \quad (2.35)$$

En regroupant ces précédentes équations dans l'expression locale du premier principe de la thermodynamique (équation (2.6)), nous obtenons l'équation de diffusion de la chaleur :

$$\begin{aligned} \rho C \dot{T} - \text{div}(\mathbf{k} \overline{\text{grad}}(T)) = & \left(\boldsymbol{\sigma} - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \right) : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \rho \sum_{p=2}^n \frac{\partial \psi}{\partial \alpha_p} \dot{\alpha}_p + \rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} \\ & + \rho T \sum_{p=2}^n \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \alpha_p} \dot{\alpha}_p + r_{ext} \end{aligned} \quad (2.36)$$

écrite de telle sorte que nous isolons dans le membre de gauche les termes ne faisant intervenir que la température. On distingue :

- un terme lié à l'inertie thermique $\rho C \dot{T}$
- un terme représentant les fuites thermiques par conduction dans le milieu $\text{div}(\mathbf{k} \overline{\text{grad}}(T))$.

et dans le membre de droite, les divers termes sources de chaleurs qui sont :

- la dissipation intrinsèque $d_1 = \left(\boldsymbol{\sigma} - \rho \psi_{,\boldsymbol{\varepsilon}} \right) : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} - \rho \psi_{,\alpha_p} \dot{\alpha}_p$, dont l'expression a été déduite du 2nd principe,
- les sources de couplage $s_{the} + s_{ic} = \rho T \psi_{,T\boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \rho T \psi_{,T\alpha_p} \dot{\alpha}_p$ traduisant les interactions entre la température et les autres variables d'état. La décomposition en $s_{the} + s_{ic}$ est justifiée par le fait que l'on souhaite distinguer les effets thermoélastiques des autres mécanismes de couplage.

- la densité de source volumique de chaleur d'origine extérieure r_{ext} .

b) Écriture simplifiée appliquée aux essais de fatigue

L'équation de la chaleur (2.36) décrit le cas général. Dans le cas des essais de fatigue, nous sommes en présence de faibles variations de température devant la température initiale, de faibles déformations et d'aucun effet de structure, du moins jusqu'à l'apparition d'une fissure de fatigue, conduisant à de grands déplacements. Sous ces conditions nous pouvons faire les hypothèses simplificatrices suivantes :

- La masse volumique ρ et la chaleur spécifique C sont des constantes matérielles indépendantes de l'état thermodynamique.
- Le tenseur de conduction \mathbf{k} reste lui aussi constant durant les essais et le matériau est considéré comme thermiquement isotrope :

$$\mathbf{k}_{ij} = k\delta_{ij} \Rightarrow \text{div}(\mathbf{k} \overrightarrow{\text{grad}}(T)) = k \text{div}(\overrightarrow{\text{grad}}(T)) = k\Delta T$$

- Les termes convectifs $\vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T)$ dans l'expression de la dérivée particulaire de la température sont négligés car les gradients de température et les amplitudes de vitesse de déplacements sont faibles :

$$\frac{dT(\vec{x}, t)}{dt} = \cancel{v \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T)} + \frac{\partial T}{\partial t}$$

- La source r_{ext} due aux échanges thermiques par rayonnement est indépendante du temps, ce qui implique que la température T_0 d'équilibre du système vérifie $-k \cdot \Delta T_0 = r_{ext}$.
- La variation de température induite par les essais de fatigue n'a pas d'influence sur l'état microstructural du matériau. En conséquence, il n'y a pas de termes de couplages internes ($s_{ic} = 0$) et les mécanismes de fatigue sont ainsi considérés comme purement dissipatifs.

Sous ces hypothèses, l'équation de la chaleur s'écrit :

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - k\Delta T = d_1 + s_{the} - k\Delta T_0 \quad (2.37)$$

Et en notant $\theta = T - T_0$, les variations de température, l'équation de diffusion s'écrit enfin :

$$\boxed{\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - k\Delta \theta = d_1 + s_{the}} \quad (2.38)$$

2.1.3. Modèles simplifiés de diffusion

a) Introduction

Les résultats suivants sont en grande partie issus de la thèse de H. Louche [Louche 1999] et de T. Boulanger [Boulanger 2004]. Différents modèles de diffusion prenant en compte de façon plus ou moins simplifiée les fuites dans les 3 directions de l'espace ont été élaborés pour la détermination des sources de chaleur. La première consiste à considérer que le champ de température varie très peu dans l'épaisseur de l'éprouvette. Cette hypothèse permet de passer d'un problème 3D à un problème 2D et de travailler avec les champs de

température en surface de l'éprouvette tels que ceux fournis par un dispositif de thermographie IR, en supposant que cette température de surface est représentative de la température moyennée suivant l'épaisseur. Afin d'alléger les calculs, des approches dites 1D puis 0D ont aussi été étudiées. Ces dernières sont, naturellement, moins contraignantes au niveau des temps de traitement des essais mais elles donnent des résultats d'autant moins fins que l'essai thermomécanique est hétérogène. Elles permettent cependant d'avoir rapidement des résultats facilement manipulables, exploitables, et d'autant plus intéressants que l'on souhaite travailler à des échelles macroscopiques.

Dans ce qui suit, nous rappelons la démarche permettant d'aboutir à une équation de diffusion 2D. Nous plaçons en annexe A, la présentation des modèles de diffusion 1D et 0D, sachant que 0D caractérise une équation de diffusion locale traduite par une équation différentielle par rapport au temps seul et plus par une équation aux dérivées partielles à 1 (1D) ou 2 (2D) variables d'espace.

b) Modèle de diffusion 2D :

La Figure 2.1 représente schématiquement le type d'éprouvette issue de tôles minces d'acier que nous utilisons. Les axes et les paramètres de la partie utile y sont représentés : sa longueur L , sa largeur l et son épaisseur e .

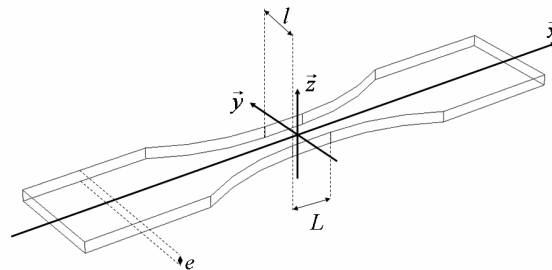


Figure 2.1 : schéma d'une éprouvette

Expérimentalement, nous n'avons accès qu'au champ de température à la surface de nos éprouvettes. La diffusion de la chaleur étant un mécanisme particulièrement régularisant, les aciers étudiés ayant une bonne diffusivité thermique (comparativement aux polymères ou aux céramiques), nous nous proposons de travailler avec un champ de température moyenné selon l'épaisseur, en supposant donc que la température moyenne dans l'épaisseur restera proche de la température de surface. Dans ce cas, nous pouvons simplifier l'équation de la chaleur comme cela a déjà été développé dans [Chrysochoos et Louche 2000] :

$$\rho C \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\bar{\theta}}{\tau_{th}^{2D}} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} \right) \right) = \bar{d}_1 + \bar{s}_{the} \quad (2.39)$$

où $\bar{\theta}$, \bar{d}_1 et \bar{s}_{the} sont respectivement la variation de température, la dissipation intrinsèque et la source de couplage thermoélastique moyennées suivant l'épaisseur de l'éprouvette.

Cette équation est obtenue en :

- supposant des conditions aux limites linéaire (ou de type Fourier) et symétrique selon les faces avant et arrière de l'éprouvette:

$$\frac{\partial T(x, y, e/2, t)}{\partial z} = -\frac{\partial T(x, y, -e/2, t)}{\partial z} \quad (2.40)$$

$$-k \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=\pm e/2} = \pm h \left(T(x, y, z, t) \Big|_{z=\pm e/2} - T_0 \right) \quad (2.41)$$

où h est le coefficient d'échange par convection et rayonnement entre l'éprouvette et l'environnement.

- en intégrant l'équation de la chaleur 3D (2.38) suivant l'épaisseur
- en supposant que le champ de température en surface reste très proche du champ moyen dans l'épaisseur obtenu par :

$$\bar{\theta}(x, y, t) = \frac{1}{e} \int_{-e/2}^{+e/2} \theta(x, y, z, t) dz \quad (2.42)$$

Lors de l'intégration de l'équation de la chaleur 3D (2.38), les hypothèses formulées (équations (2.40) et (2.41)) nous conduisent à l'expression suivante :

$$\frac{k}{\rho C} \left(\frac{1}{e} \int_{-e/2}^{+e/2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} dz \right) = \frac{k}{\rho C e} \left[\frac{\partial \theta}{\partial z} \right]_{-e/2}^{+e/2} = \frac{\cancel{h}}{\rho C e} \left(\frac{2h}{\cancel{h}} \bar{\theta} \right) \quad (2.43)$$

Pour obtenir l'équation de diffusion de la chaleur 2D (2.39) nous posons alors :

$$\tau_{th}^{2D} = \frac{\rho C e}{2h} \quad (2.44)$$

τ_{th}^{2D} est alors la constante de temps représentative des fuites thermiques par convection et rayonnement selon les faces avant et arrière de l'éprouvette. Elle est calculée grâce à la détermination expérimentale d'un coefficient d'échange h comme cela est indiqué en Annexe A.

2.1.4. Intérêt de la détermination des sources

Nous avons vu précédemment que le comportement thermomécanique d'un matériau peut être entièrement déterminé à l'aide de deux potentiels : l'énergie libre spécifique ψ et le pseudo-potential de dissipation ϕ . On ne peut directement identifier expérimentalement ces potentiels même si une relation, qui est en fait la loi de comportement du matériau, existe entre les potentiels et les mesures de contrainte et déformation :

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}^{rev} + \boldsymbol{\sigma}^{irrev} = \rho \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} + \frac{\partial \phi}{\partial \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}} \quad (2.45)$$

La détermination des sources de chaleur *via* la mesure de champs de température et l'équation de diffusion de la chaleur nous donne des informations complémentaires sur ces potentiels nous permettant de mieux contrôler la forme à leur donner :

$$d_1 = \frac{\partial \phi}{\partial \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} + \sum_{p=2}^n \frac{\partial \phi}{\partial \dot{\boldsymbol{\alpha}}_p} \dot{\boldsymbol{\alpha}}_p \quad (2.46)$$

$$s_{the} = \rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon} \partial T} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} \quad (2.47)$$

Cette approche permet de développer des modèles mécaniquement et thermodynamiquement admissibles. Le premier principe traduisant la conservation de l'énergie est inclus dans l'équation de diffusion de la chaleur et le second principe est respecté par construction (formalisme des Matériaux Standards Généralisés cf. §2.1.1.g). La mesure des sources de chaleurs est donc un outil expérimental supplémentaire utile à la modélisation du comportement des matériaux car elle permet d'orienter et d'identifier les lois d'état et d'évolution en les confrontant à des données expérimentales supplémentaires d'origine calorimétrique et plus généralement énergétique.

2.1.5. La thermoélasticité linéaire

Afin d'illustrer au travers d'un exemple classique, le cadre de travail qui vient d'être présenté, intéressons-nous dans ce paragraphe au cas du comportement thermoélastique linéarisé et isotrope représenté schématiquement sur la Figure 2.2. Ce modèle de comportement permet de décrire les mécanismes de couplage entre température et déformation, lorsque seules ces deux variables d'état interviennent. Ce qui va être présenté ici nous servira naturellement plus tard quand il s'agira de mettre en place une méthode de détermination de sources de chaleur dont une partie proviendra des effets thermoélastiques.

a) Cas général

Par définition, la dissipation intrinsèque associée à un comportement élastique est nulle. Dans le cas de l'élasticité linéarisée, les variables d'état sont la température absolue T et le tenseur des petites déformations $\boldsymbol{\varepsilon}$.

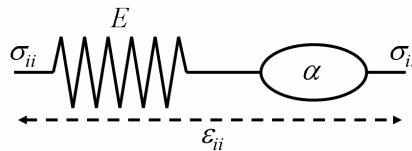


Figure 2.2 : modèle thermoélastique

Dans un tel cadre, la déformation thermoélastique est la somme d'une contribution mécanique et thermique. Cette décomposition additive s'écrit de la façon suivante :

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \underbrace{\frac{1+\nu}{E} \boldsymbol{\sigma} - \frac{\nu}{E} \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}) \mathbf{I}}_{\text{mécanique}} + \underbrace{\frac{\alpha \theta \mathbf{I}}{2T_0}}_{\text{thermique}} \quad (2.48)$$

ou par inversion :

$$\boldsymbol{\sigma} = \lambda \text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon}) \mathbf{I} + 2\mu \boldsymbol{\varepsilon} - (3\lambda + 2\mu) \alpha \theta \mathbf{I} \quad (2.49)$$

où ν est le coefficient de poisson du matériau, E le module d'Young, α le coefficient de dilatation isotrope, \mathbf{I} la matrice identité, λ et μ les coefficients de Lamé, on montre classiquement que le potentiel énergie libre de ce modèle s'écrit :

$$\rho \psi(T, \boldsymbol{\varepsilon}) = \frac{\lambda}{2} \text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon})^2 + \mu \text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon}^2) - (3\lambda + 2\mu) \alpha \theta \text{tr}(\boldsymbol{\varepsilon}) - \frac{\rho C \theta^2}{2T_0} \quad (2.50)$$

pour de faibles variations de températures ($\theta \ll T_0$). En utilisant la loi de Fourier et le fait que la dissipation intrinsèque soit nulle, nous obtenons un pseudo-potentiel de dissipation de la forme :

$$\varphi(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}, \vec{q}) = \varphi(\vec{q}) = \frac{1}{2kT} \cdot \vec{q} \cdot \vec{q} \quad (2.51)$$

Les lois d'états et les lois complémentaires deviennent alors :

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}^{rev} + \cancel{\boldsymbol{\sigma}^{irrev}} = \boldsymbol{\sigma}^{rev} = \rho \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \quad (2.52)$$

D'après l'expression générale de la source thermoélastique (2.47), de la loi de comportement (2.49) et de l'expression de la contrainte en fonction du potentiel énergie libre (2.52), la source thermoélastique s'écrit :

$$s_{the} = \rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \boldsymbol{\varepsilon}} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = \rho T \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}}{\partial T} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} = -T(3\lambda + 2\mu)\alpha \operatorname{tr}(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}) = -3TK\alpha \operatorname{tr}(\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}) \quad (2.53)$$

avec $K = 3\lambda + 2\mu$, ou d'après la loi de comportement (2.48) :

$$s_{the} = -3TK\alpha \operatorname{tr} \left(\frac{1+\nu}{E} \dot{\boldsymbol{\sigma}} - \frac{\nu}{E} \operatorname{tr}(\dot{\boldsymbol{\sigma}}) \mathbf{I} + \alpha \dot{\boldsymbol{\theta}} \mathbf{I} \right) = -3TK\alpha \left(\frac{1-2\nu}{E} \operatorname{tr}(\dot{\boldsymbol{\sigma}}) + 3\alpha \dot{\boldsymbol{\theta}} \right) \\ \Leftrightarrow s_{the} = -T\alpha \operatorname{tr}(\dot{\boldsymbol{\sigma}}) - 9KT\alpha^2 \dot{\boldsymbol{\theta}} \quad (2.54)$$

sachant que $E = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + 2}$ et $\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + 2)}$.

La source thermoélastique est donc égale à la somme de deux termes dépendant respectivement de la dérivée particulière de la contrainte et de la température. Afin de se rendre compte de la part que représente le terme $9KT\alpha^2 \dot{\boldsymbol{\theta}}$ dans le calcul de la source thermoélastique, nous introduisons l'expression de celle-ci dans l'équation de la chaleur 3D (2.38) :

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - k \Delta \theta = \cancel{\chi} + s_{the} = -T\alpha \operatorname{tr}(\dot{\boldsymbol{\sigma}}) - 9KT\alpha^2 \dot{\boldsymbol{\theta}}$$

Comme nous avons supposé précédemment que $\frac{\partial \theta}{\partial t} = \dot{\boldsymbol{\theta}}$ (cf. §2.1.2.b) nous obtenons l'égalité suivante :

$$\rho C \left(1 + \frac{9KT\alpha^2}{\rho C} \right) \frac{\partial \theta}{\partial t} - k \Delta \theta = -T\alpha \operatorname{tr}(\dot{\boldsymbol{\sigma}})$$

Nous pouvons montrer que proche de l'équilibre thermique et compte tenu des matériaux utilisés, le terme $9KT\alpha^2/\rho C$ (de l'ordre de 10^{-8} pour un acier) est négligeable devant 1. Nous obtenons alors que :

$$-T\alpha \operatorname{tr}(\dot{\boldsymbol{\sigma}}) \approx \rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - k \Delta \theta = s_{the}$$

Nous pouvons donc négliger le terme dépendant de la dérivée particulière de la température dans l'écriture de la source thermoélastique, qui devient alors :

$$\boxed{s_{the} = -T\alpha \text{tr}(\dot{\boldsymbol{\sigma}})}$$
 (2.55)

b) Cas d'une sollicitation monochromatique

Expérimentalement nous réalisons des essais par bloc de cycles pilotés en contrainte où les paramètres de chargement (contrainte moyenne, amplitude de chargement et fréquence de sollicitation) restent constants. Si nous nous plaçons dans un cas un peu plus général où la sollicitation ne serait pas parfaitement uniaxiale, la contrainte peut s'écrire de la forme suivante :

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}_m + \boldsymbol{\sigma}_a \sin(2\pi f_s t)$$
 (2.56)

où $\boldsymbol{\sigma}_m$ est le tenseur des contraintes moyennes, $\boldsymbol{\sigma}_a$ le tenseur des amplitudes de chargement et f_s la fréquence de sollicitation.

Dans ce cas, proche de la température d'équilibre T_0 , la source thermoélastique peut s'écrire d'après son expression générale (2.55) :

$$s_{the} = -2T_0\alpha\pi f_s \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}_a) \cos(2\pi f_s t)$$
 (2.57)

Ce qui peut encore se mettre sous la forme :

$$s_{the} = \frac{\Delta s_{the}}{2} \sin(2\pi f_s t + \pi), \text{ avec } \Delta s_{the} = 4T_0\alpha\pi f_s \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}_a)$$
 (2.58)

Nous remarquons alors pour une sollicitation monochromatique que :

- la source thermoélastique est déphasée de π par rapport à la sollicitation
- l'amplitude de la source thermoélastique varie linéairement en fonction de la fréquence de sollicitation et de l'amplitude de contrainte
- l'énergie thermoélastique s'annule sur un nombre entier (N) de cycle :

$$\boxed{\tilde{w}_{the} = \int_{N \text{ cycles}} s_{the} dt = 0}$$
 (2.59)

Si la sollicitation est parfaitement uniaxiale et s'écrit de la façon suivante :

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{11}(t) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \text{ avec } \sigma_{11}(t) = \sigma_m + \frac{\Delta\sigma}{2} \sin(2\pi f_s t)$$
 (2.60)

où σ_m est la contrainte moyenne et $\Delta\sigma$ l'étendue de contrainte, alors l'expression de la source thermoélastique devient :

$$s_{the} = \frac{\Delta s_{the}}{2} \sin(2\pi f_s t + \pi), \text{ avec } \Delta s_{the} = 2T_0\alpha\Delta\sigma\pi f_s$$
 (2.61)

c) Résolutions de l'équation de diffusion de la chaleur 0D

Dans le cas d'un essai homogène (cf. Annexe A, problème 0D), la solution de l'équation de diffusion de la chaleur pour un essai monochromatique est :

$$\theta_{the} = \frac{\Delta\theta_{the}}{2} \sin(2\pi f_s t + \phi)$$

$$\text{avec } \Delta\theta_{the} = \frac{\Delta s_{the}}{\rho C} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\tau_{th}^{0D}}\right)^2 + (2\pi f_s)^2}} = \frac{T_0 \alpha \Delta\sigma}{\rho C} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{2\pi f_s \tau_{th}^{0D}}\right)^2 + 1}} \quad (2.62)$$

Or, dans le cas de nos essais de fatigue $(2\pi f_s \tau_{th}^{0D})^{-2} \ll 1$, τ_{th}^{0D} étant de l'ordre de 40s et la fréquence de sollicitation au moins égale à 3Hz. Pour $f_s = 3\text{Hz}$, $\left((2\pi f_s \tau_{th}^{0D})^{-2} + 1\right)^{-1/2} \approx 1$ à 10^{-6} près mais déjà pour $f_s = 0.3\text{Hz}$ ce rapport est égal à 0.99. Nous pouvons alors approximer l'étendue des variations de température par :

$$\Delta\theta_{the} = \frac{2T_0 \alpha \text{tr}(\sigma_a)}{\rho C} \quad (2.63)$$

ou

$$\Delta\theta_{the} = \frac{\Delta s_{the}}{2\pi f_s \rho C} \quad (2.64)$$

Nous pouvons remarquer grâce à l'expression (2.63) que lors d'un essai de fatigue et pour une fréquence assez élevée, l'amplitude des variations de température due au couplage thermoélastique ne dépend pas de la fréquence de sollicitation mais seulement de l'amplitude de contrainte. Ce résultat a été vérifié expérimentalement par T. Boulanger dans [Boulanger, *et al.* 2004] et [Boulanger 2004].

2.1.6. Ordre de grandeur des deux types de sources

L'objectif final de la méthode de traitement d'images IR que l'on souhaite développer est la double détermination des sources dissipatives et de couplages thermoélastiques en s'appuyant sur le même thermosignal. Les deux principales difficultés de cette méthode sont l'influence du bruit de mesure sur la détermination des opérateurs différentiels appliqués à la température que nous verrons plus loin et la forte différence d'ordre de grandeur des deux types de sources. Nous avons représenté sur la Figure 2.3 l'évolution de la température de la partie utile de l'éprouvette soumise à un essai de fatigue à fréquence de sollicitation $f_s = 30\text{Hz}$, étendue de contrainte $\Delta\sigma = 500 \text{MPa}$ et rapport de charge $R_\sigma = \sigma_{min} / \sigma_{max} = -1$ constants.

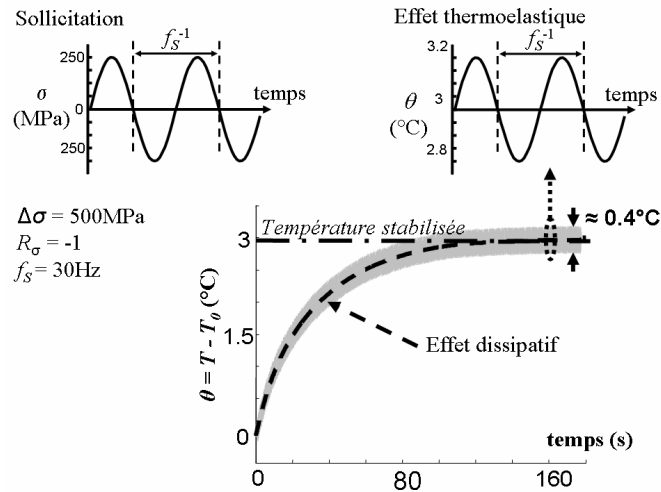


Figure 2.3 : évolution de la température lors d'un essai de fatigue

Dans cet exemple, l'effet de la dissipation induit un échauffement de $\theta_d^{sta} = 3^\circ\text{C}$ en 180s, tandis que l'effet thermoélastique induit un changement de température de $\Delta\theta_{the} = 0.4^\circ\text{C}$ toutes les $\frac{1}{2}f_s^{-1} \approx 0.017\text{s}$. La variation de température la plus importante est donc celle due à l'effet dissipatif mais d'un point de vue calorifique, les ordres de grandeur s'inversent totalement. En effet, si, pour simplifier, nous nous référons à l'équation de diffusion de la chaleur 0D (cf. Annexe A) et que nous faisons une rapide évaluation des sources de chaleur dans l'intervalle de temps où la température se stabilise, nous trouvons, pour l'exemple présenté précédemment une étendue de la source thermoélastique $\Delta s_{the}/\rho C$ et une dissipation moyenne par cycle $\tilde{d}_1/\rho C = \int_{f_s^{-1}} f_s d_1(t) dt / \rho C$ respectivement égales à :

$$\frac{\Delta s_{the}}{\rho C} = 2\pi f_s \Delta\theta_{the} = 75^\circ\text{C/s} \quad (2.65)$$

$$\frac{\tilde{d}_1}{\rho C} = \frac{\theta_d^{sta}}{\tau_{th}^{0D}} = 0,1^\circ\text{C/s} \quad (2.66)$$

Notons que la division des sources de chaleur par ρC permet d'exprimer ces sources en $^\circ\text{C/s}$. Cette opération permet de définir, pour chaque type de sources, une vitesse d'échauffement équivalente correspondant à un processus d'échauffement monotone et adiabatique. Ceci facilite la comparaison entre la source de couplage et la dissipation et permet de pressentir les limites de l'approche proposée. Dans le cas de la fatigue des aciers, les amplitudes des sources thermoélastiques sont en effet plusieurs centaines de fois plus importantes que l'intensité des dissipations moyennes par cycles.

L'équation de diffusion utilisée ci-dessus est celle associée à un essai homogène. Dans le cas du modèle de diffusion 2D, l'obtention d'une écriture opérationnelle de l'équation de la chaleur passe par un certain nombre d'hypothèses. Dans ce qui suit, nous proposons de vérifier la légitimité de celles prises sur le plan thermique au travers d'essais numériques programmés dans des conditions proches des conditions expérimentales ou pénalisantes par rapport à celles-ci.

2.2. Contrôles numériques des hypothèses

Nous avons réalisé un certain nombre de tests numériques afin de contrôler le bien fondé de certaines hypothèses importantes prises sur le plan thermique. En effet, même si certaines techniques existent, nous ne disposons pas encore aujourd'hui des outils nécessaires pour vérifier les hypothèses faites sur les caractéristiques thermophysiques de notre matériau (ρ , C et k constants et isotropes), contrairement à celles faites sur les champs de température et les mécanismes de diffusion qui peuvent être contrôlés *via* la simulation numérique. Les hypothèses que nous allons contrôler ici sont celles qui postulent que :

- (H1) le champ de température de surface de l'éprouvette reste très proche de celui moyenné dans l'épaisseur,
- (H2) les termes convectifs $\vec{v} \cdot \overline{\text{grad}}(T)$ dans l'expression de la dérivée particulaire de la température peuvent être négligés.

Dans ce paragraphe nous allons commencer par exposer comment nous avons obtenu numériquement des champs de températures 3D à partir de distribution 3D de sources de chaleur.

2.2.1. La méthode de calcul numérique

a) *Le modèle thermique*

Nous avons considéré un domaine tridimensionnel (Ω) représentant la partie utile de l'éprouvette (Figure 2.4a), auquel nous avons associé des distributions tridimensionnelles de sources de chaleur et des conditions aux limites en température linéaires aux frontières. La température dans le domaine est donc régie par l'équation de diffusion de la chaleur obtenue au paragraphe 2.1.2.a) :

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - k \Delta \theta = d_1 + s_{the} = s \quad (2.38)$$

et les conditions aux limites s'expriment de la façon suivante :

$$\overline{\text{grad}}(\theta) \cdot \vec{n} + \lambda_{\Omega/\varphi} \theta = 0 \quad (2.67)$$

où \vec{n} est la normale à la surface d'échange et $\lambda_{\Omega/\varphi} = h_{\Omega/\varphi}/k$, avec $h_{\Omega/\varphi}$ représentant le coefficient d'échange entre le domaine Ω et le milieu φ qui est ici soit l'air, soit l'acier (cf. Figure 2.4a).

b) *Discretisation et résolution numérique*

Nous avons choisi une résolution par différences finies de cette équation de la chaleur et une programmation explicite sous Matlab. Nous avons discrétisé les variables spatiotemporelles de la façon suivante (cf. Figure 2.4b) :

- $x_i = (i-1) \times \Delta x$, $i \in \{1, \dots, I_x\}$
- $y_j = (j-1) \times \Delta y$, $j \in \{1, \dots, J_y\}$
- $z_k = (k-1) \times \Delta z$, $k \in \{1, \dots, K_z\}$

- $t_u = (u - 1) \times \Delta t$, $u \in \{1, \dots, U_t\}$

où Δx , Δy , Δz et Δt sont respectivement les résolutions spatiales et temporelle. Le pas de temps choisi prend en compte le temps caractéristique du chargement et la condition de stabilité numérique traditionnellement associée à l'équation de diffusion.

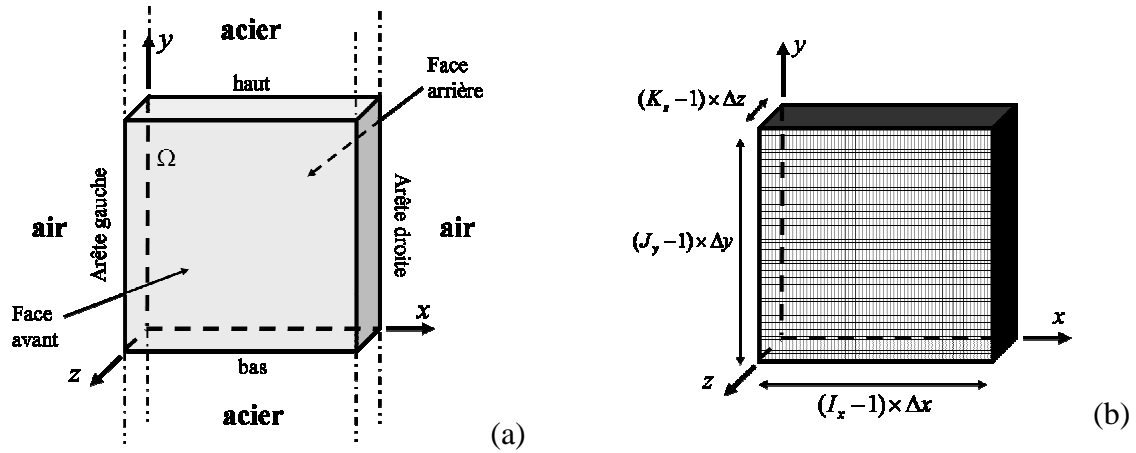


Figure 2.4 : (a) domaine d'étude (b) discrétisation du domaine

La méthode de résolution numérique est exposée en annexe (cf. Annexe A).

c) Paramètres de calcul

Nous avons souhaité nous placer proche des conditions expérimentales. Avec la caméra infrarouge nous avons une résolution de l'ordre de 0,2 mm/pixel, nous avons donc choisi $\Delta x = \Delta y = 0.2$ mm et pour simplifier les calculs nous avons également choisi $\Delta z = 0.2$ mm. Nous avons pris $I_x = I_y = 51$ et $K_z = 13$ afin que les dimensions de la partie utile soit, $10 \times 10 \times 2.6$ mm³.

Une programmation explicite nécessite un pas en temps assez fin pour ne pas diverger. Nous avons donc choisi 200 points par cycle thermoélastique, ce qui nous donne que :

$$\Delta t = \frac{1}{200 f_s}$$

Ce pas de temps est bien inférieur à celui imposé par le critère de stabilité du schéma explicite d'Euler qui dépend lui de la diffusivité du matériau et de la taille des pas d'espace choisie. Enfin, nous avons pris comme caractéristiques thermophysiques celles généralement rencontrées pour des aciers ([Louche 1999] et [Boulangier 2004]) :

- coefficients d'échanges acier/air $h_{\Omega/air} = 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
- coefficients d'échanges acier/acier $h_{\Omega/acier} = 2100 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
- masse volumique $\rho = 7800 \text{ kg.m}^{-3}$
- chaleur spécifique $C = 460 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
- facteur de conductivité $k = 60 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$

2.2.2. Contrôle de (H1) : $\theta_{surf} \approx \theta_{moy}$

Pour contrôler (H1), nous avons choisi de nous placer dans le cas de distributions spatiales de sources de chaleur très hétérogènes. Comme nous l'avons vu précédemment dans le cas d'un comportement thermoélastique linéaire et d'une sollicitation monochromatique, la source thermoélastique s_{the} est directement reliée à la trace du tenseur des amplitudes de contrainte (cf. §2.1.5.b). Dans le cas d'éprouvettes en acier mince et pour des sollicitations qui restent dans le plan de celles-ci, nous pouvons considérer que nous sommes dans le cas de contraintes planes. Dans ce cas, la source thermoélastique peut donc être considérée comme constante suivant l'épaisseur de l'éprouvette et il est alors facile de vérifier que la température induite par l'effet thermoélastique est pratiquement constante suivant cette direction. Pour contrôler (H1), nous n'avons donc considéré comme seules sources des distributions hétérogènes de dissipation dans les simulations numériques. Afin d'éprouver la validité de H1 dans des cas extrêmement pénalisants, nous avons choisi une distribution où la dissipation était nulle sur une partie de l'épaisseur de l'éprouvette et homogène suivant cette direction sur la partie complémentaire. Afin de caractériser cette dernière, nous avons introduit un paramètre d'hétérogénéité β défini par :

$$-1 \leq \beta = -\frac{z_1 + z_2}{e} \leq 1 \text{ avec } \begin{cases} -e/2 \leq z_1 \leq e/2 \\ z_2 = -e/2 \end{cases} \text{ ou } \begin{cases} -e/2 \leq z_2 \leq e/2 \\ z_1 = e/2 \end{cases}$$

où e est l'épaisseur et z_1 et z_2 les paramètres indiqués sur la Figure 2.5.

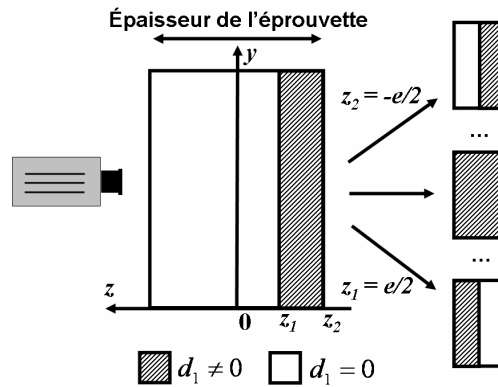


Figure 2.5 : distribution de dissipation

Pour que les résultats soient comparables sur un plan thermique quelle que soit la valeur prise par β , nous avons choisi de fixer la dissipation moyenne suivant l'épaisseur \bar{d}_1 . Nous avons également choisi de prendre une dissipation constante dans le temps (à associer à une dissipation moyenne par cycle). Dans ce cas, si nous définissons la fonction $\xi(z)$ telle que $\xi(z)=1$ si $z \in]z_1, z_2[$ et 0 ailleurs, la dissipation peut s'écrire de la façon suivante : h

$$d_1(x, y, z, t) = d_1(x, y, z) = \bar{d}_1(x, y) \left| \frac{e}{(z_2 - z_1)} \right| \xi(z) \quad (2.68)$$

où \bar{d}_1 est une distribution aléatoire de sources de dissipation (cf. Figure 2.6).

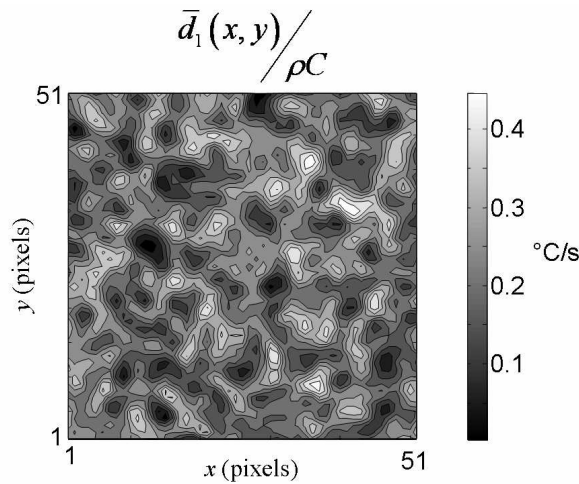


Figure 2.6 : distribution aléatoire de dissipation moyenne suivant l'épaisseur

Afin de faire varier l'intensité de la dissipation, nous avons réalisé plusieurs simulations numériques à différentes fréquences de sollicitation f_s et arbitrairement imposé une évolution linéaire entre les deux. Nous avons conservé ce choix dans toutes les simulations numériques qui vont suivre et ceci pour les deux types de sources. En effet, pour que les résultats soient comparables entre eux, les sources de chaleur doivent croître avec la fréquence de sollicitation. Si nous gardions les mêmes niveaux pour toutes les fréquences, les échauffements seraient trop importants pour les plus faibles d'entre elles et seraient irréalistes.

La Figure 2.7 résume les résultats d'une campagne de calculs numériques durant laquelle l'intensité maximale de la dissipation $\bar{d}_1(x,y)/\rho C$ a évolué de 0,1 à 5°C/s et la fréquence de sollicitation de 1 à 100Hz. Nous avons remarqué que la différence maximale entre la température de surface et la température moyenne suivant l'épaisseur variait linéairement en fonction de l'intensité maximale de dissipation $\max_{x,y}(\bar{d}_1(x,y)/\rho C)$ et la fréquence de sollicitation f_s .

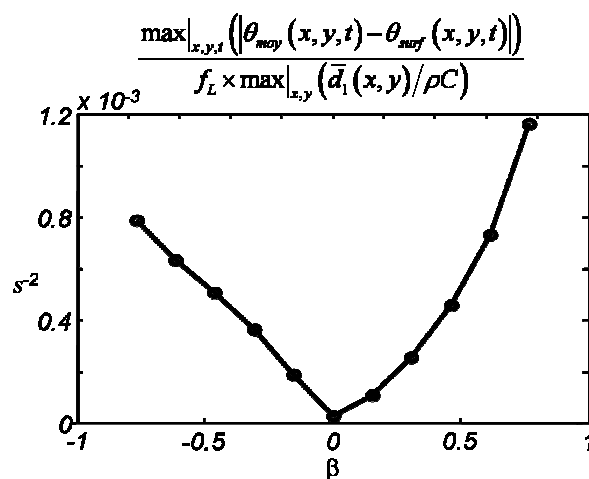


Figure 2.7 : contrôle de (H1)

Expérimentalement, la fréquence maximale de nos essais étant 50Hz et la dissipation locale maximale ne dépassant pas 0.6°C/s à part en fin de vie d'une éprouvette, la différence

maximale entre la température de surface θ_{surf} et la température moyennée suivant l'épaisseur θ_{moy} est inférieure à $4 \cdot 10^{-2}$ °C. Cette valeur est, nous le verrons plus tard, la précision maximale après élimination du bruit temporel que nous pouvons obtenir avec notre caméra.

A la précision près des mesures, le champ de température à la surface d'une éprouvette peut donc être assimilé au champ moyen suivant l'épaisseur.

Nous avons choisi de travailler en erreur absolue et non en erreur relative car il est question ici de savoir si la différence entre la température moyenne et la température de surface est détectable ou non par nos moyens de mesure. Une grande erreur relative sur une très petite valeur locale de la température ne sera pas détectable et n'influera pas nos résultats. Inversement, une faible erreur relative sur une grande valeur de la température peut influencer nos résultats. De plus, dans le calcul des sources en 2D le champ de température intervient dans le terme $\bar{\theta}/\tau_{th}^{2D}$ qui est de l'ordre de 10^{-2} °C/s, ce qui est plus faible que la précision de notre méthode de calcul de source comme nous le verrons plus tard. L'erreur faite peut être du second ordre, sur le calcul des dérivées secondes en espace. En effet, une très faible différence entre deux champs n'implique pas une faible différence de courbure, c'est ce que nous allons voir dans l'exemple qui suit.

Nous avons réalisé une simulation numérique avec une distribution très académique de la dissipation qui est représentée sur la Figure 2.8. Nous avons distribué la dissipation de façon surfacique et antisymétrique d'une face à l'autre de l'éprouvette. Sur chaque face la dissipation est homogène suivant l'épaisseur sur 0.2mm et nulle ailleurs.

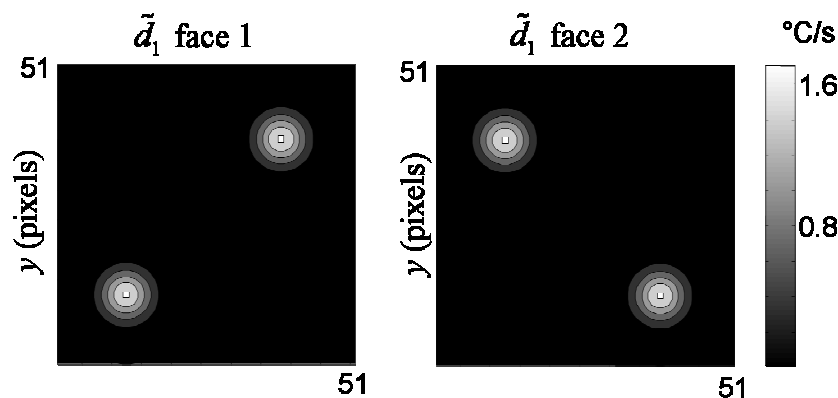


Figure 2.8 : distribution académique de la dissipation

Sur la Figure 2.9(a) sont représentées suivant un même profil et à un instant qui correspondrait à 10s d'essai, les températures issues des données de la face 1 (θ_{face1}), de la face 2 (θ_{face2}) et du champ moyen suivant l'épaisseur (θ_{moy}). Nous pouvons constater que dans ce cas encore les différences entre θ_{moy} et θ_{face1} ou θ_{face2} n'excèdent pas le centième de degré. Néanmoins, si nous estimons le terme $-d_f \Delta_2 \theta$ de l'équation de diffusion de la chaleur, où $d_f = k/\rho C$ et Δ_2 est le Laplacien bidimensionnel, à partir des différents champs de température, nous pouvons trouver une grande différence entre chacun des résultats. Sur la Figure 2.9(b) nous avons représenté l'estimation de ce terme suivant le même profil que la Figure 2.9(a) et nous pouvons constater que la différence entre les données issues des faces 1 ou 2 et du champ moyen suivant l'épaisseur peuvent atteindre 0,7°C/s, alors que la valeur maximale de la source moyenne suivant l'épaisseur est de 0,47°C/s. Cette erreur est du même ordre de grandeur que les sources de dissipation maximales que nous estimons *via* notre méthode.

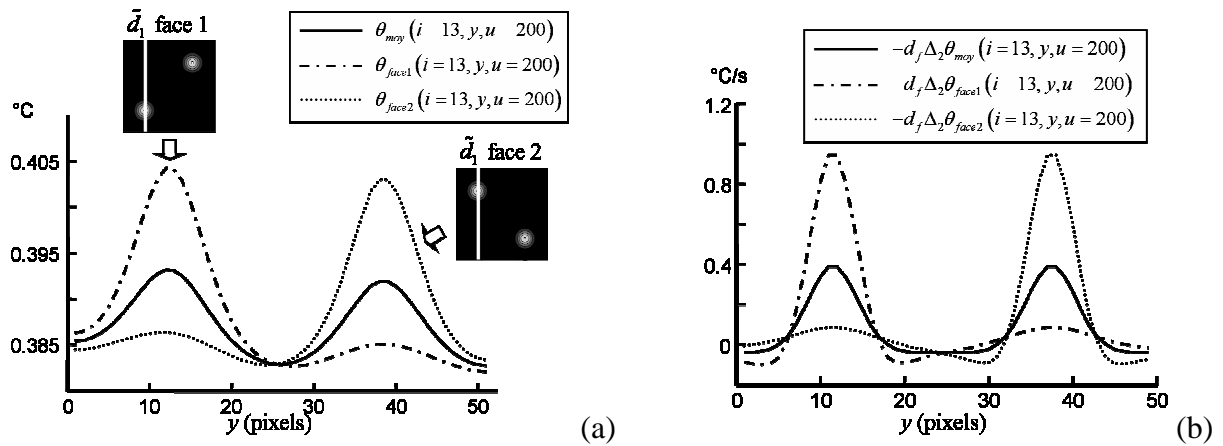


Figure 2.9 : température (a) et Laplacien bidimensionnel (b) suivant un même profil issu des champs de température de la face 1 θ_{face1} , de la face 2 θ_{face2} et de la moyenne suivant l'épaisseur θ_{moy} .

En ce qui concerne le calcul de la dérivée temporelle, les résultats issus des champs de température des faces 1 et 2 sont quasiment confondus. La différence maximale entre ceux-ci et celui estimée à partir du champ moyen suivant l'épaisseur est de 10^{-3} °C/s dès le deuxième pas de calcul. Cette différence diminue très rapidement, elle est de 10^{-6} °C/s au 200^{ème} pas de calcul.

Sur la Figure 2.10 nous avons représenté les champs de dissipation calculés à l'aide d'une méthode par différences finies *via* l'équation de diffusion de la chaleur 2D à partir des différents champs de température ainsi que la dissipation moyenne initiale suivant l'épaisseur.

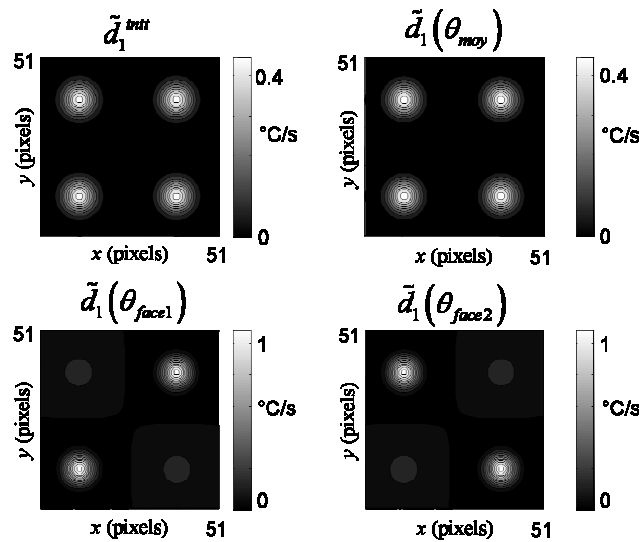


Figure 2.10 : sources estimées par différences finies

La dissipation estimée à partir du champ de température moyen suivant l'épaisseur est quasi-identique au champ de dissipation initial. Le résultat de la différence en valeur absolue de ces deux champs a une valeur moyenne de 6.10^{-3} °C/s et un écart type de 5.10^{-4} °C/s. Comme nous pouvions l'attendre, les champs de température des faces 1 et 2 donnent un champ de dissipation qui diffère beaucoup du champ initial. Dans ce cas précis, ces derniers sont une information qualitative des sources présentes en surface. Nous pouvons montrer qu'à partir d'un rapport épaisseur totale sur épaisseur où la dissipation est non nulle d'environ 20,

la source de la face opposée n'est plus détectable sur le champ de température de la surface observée. Nous trouvons le même type de résultats au pas de calcul correspondant à 200s d'essai.

L'exemple que nous venons de traiter illustre les limites d'une telle méthode. Néanmoins, il est extrêmement simpliste, d'aussi fortes localisations en surface favorisent l'apparition d'importants gradients de température sur celles-ci. Une telle distribution de la dissipation n'est pas réaliste. En pratique, les sources dues à la plasticité, au développement de bandes de glissement persistantes et de l'endommagement seront localisées en surface mais aussi dans le volume (voir par exemple [Sauzay 2000]).

2.2.3. Contrôle de (H2) : termes convectifs négligés

a) Méthode de contrôle

Afin de contrôler l'hypothèse (H2) et de créer lors de nos simulations des hétérogénéités sur le champ de température et/ou des vitesses, nous avons envisagé deux cas. Un cas où l'éprouvette était en traction simple et où nous avons fait varier les intensités et les niveaux d'hétérogénéité de la distribution spatiale de la dissipation. Un second cas où nous avons fixé la dissipation mais aussi superposé une sollicitation de traction-flexion thermoélastique à la structure étudiée.

Dans les deux cas, pour déterminer le champ des vitesses et de température nous avons adopté la même démarche. Nous allons exposer celle-ci dans le cas d'une poutre en flexion-traction, le cas de la poutre en traction simple étant un cas particulier de ce dernier.

Considérons une poutre de longueur L , de largeur l et d'épaisseur e (Figure 2.11). La poutre est encastree en $x = L$ et un effort $R = -(F \bar{x} + P \bar{y}) \sin(2\pi f_s t)$ est appliqué en $x = 0$. Les autres faces sont libres. La théorie des poutres nous permet de calculer la contrainte en tout point de la poutre :

$$\sigma = \sigma_a \sin(2\pi f_s t) = \begin{pmatrix} \frac{12P}{el^3}xy + \frac{F}{el} & \frac{6P}{4el}\left(1 - \frac{4y^2}{l^2}\right) & 0 \\ \frac{6P}{4el}\left(1 - \frac{4y^2}{l^2}\right) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \sin(2\pi f_s t) \quad (2.69)$$

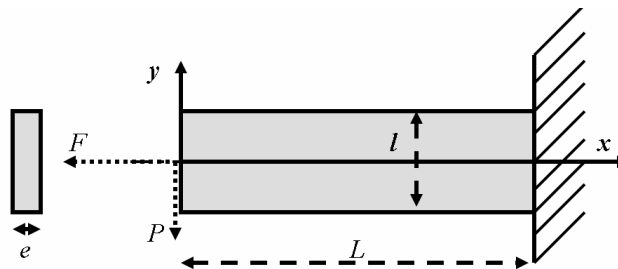


Figure 2.11 : poutre en porte à faux

En utilisant la loi élastique linéaire et isotrope (i.e. en négligeant les très faibles déformations thermiques induites par les couplages), nous pouvons déterminer le tenseur des déformations. En intégrant celui-ci et en tenant compte des conditions aux limites, nous pouvons déduire le champ de déplacement \vec{u} de la poutre :

$$\begin{cases} u_x = \left[\frac{12P}{Eel^3} \left(x^2 y - \frac{1}{3}(2+\nu)y^2 + \left((1+\nu)\frac{l}{2} - L^2 \right) y \right) + \frac{FL}{Eel}(x-1) \right] \sin(2\pi f_s t) \\ u_y = \left[\frac{12P}{Eel^3} \left(-\nu x^2 y - x^2 + L^2 x - \frac{2L^3}{3} \right) - \frac{\nu FL}{Eel} y \right] \sin(2\pi f_s t) \\ u_z = \left[-\frac{\nu 6P}{Eel^3} xyz - \frac{\nu FL}{Eel} z \right] \sin(2\pi f_s t) \end{cases} \quad (2.70)$$

où E est le module d'Young et ν le coefficient de Poisson.

Du tenseur des contraintes nous pouvons déduire l'étendu des sources thermoélastiques à partir de l'expression (2.58) :

$$\Delta s_{the} = 4\pi f_s \alpha T_0 \left(\frac{12P}{el^3} xy + \frac{F}{el} \right) \quad (2.71)$$

En superposant au champ de source thermoélastique ainsi déduit, un champ de dissipation, nous obtenons numériquement une évolution du champ de température T . Enfin, en dérivant par rapport au temps l'expression du champ de déplacement \vec{u} (2.70) nous obtenons le champ de vitesse \vec{v} . Nous pouvons ainsi calculer le terme convectif :

$$\phi = \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(T) \quad (2.72)$$

Pour les deux cas nous avons fixé $F = 5$ kN, $E = 2,1 \cdot 10^5$ MPa, $\nu = 0,3$, $f_s = 30$ Hz et pris une dissipation homogène suivant l'épaisseur.

b) Résultats de la poutre en traction simple

Dans le cas de la traction simple, la source thermoélastique est spatialement homogène. Nous avons choisi une distribution périodique de la dissipation caractérisée par la période spatiale T_{d_1} , dont certains exemples sont donnés à la Figure 2.12. Cette forme de dissipation s'exprime sous la forme :

$$\tilde{d}_1(x, y) = \max_{|x,y|}(\tilde{d}_1) \times \frac{1}{2} \left[\cos\left(2\pi(x-L/2)/T_{d_1}\right) \cos\left(2\pi(y-l/2)/T_{d_1}\right) + 1 \right] \quad (2.73)$$

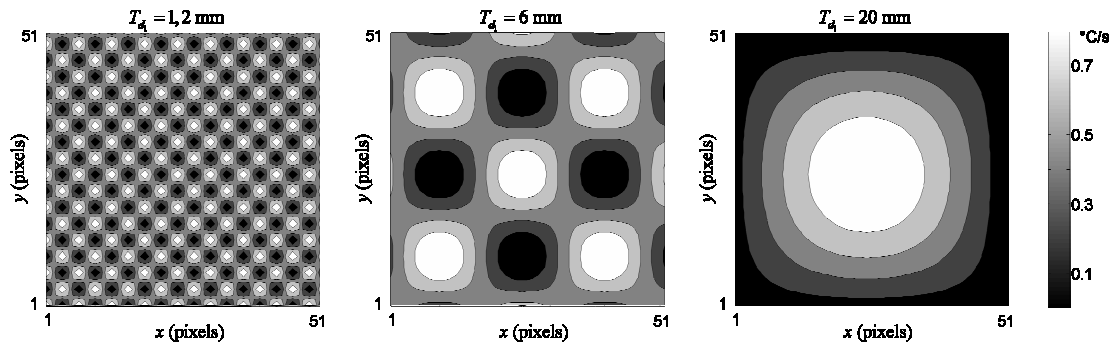


Figure 2.12 : exemples de distributions périodiques de dissipation.

La période spatiale permet d'éprouver différents niveaux d'hétérogénéité spatiale des distributions de dissipation. En effet, le but ici est de quantifier les valeurs de ϕ induites par les seules hétérogénéités de la dissipation. Le fait de prendre une dissipation constante au cours du cycle et homogène suivant l'épaisseur favorise l'apparition de gradients importants de température dans le plan (x,y) . Plus la période spatiale T_{d_1} est importante, plus les gradients de température le seront, il nous faut donc mettre en évidence un seuil à partir duquel le terme convectif ϕ ne serait plus négligeable. Les valeurs prises par ϕ évoluant linéairement en fonction de $\max_{|x,y}(\tilde{d}_1)$, nous avons choisi de représenter sur la Figure 2.13 $\max_{|x,y,z,t}(\phi) / \max_{|x,y}(\tilde{d}_1)$ en fonction de différentes valeurs de T_{d_1} .

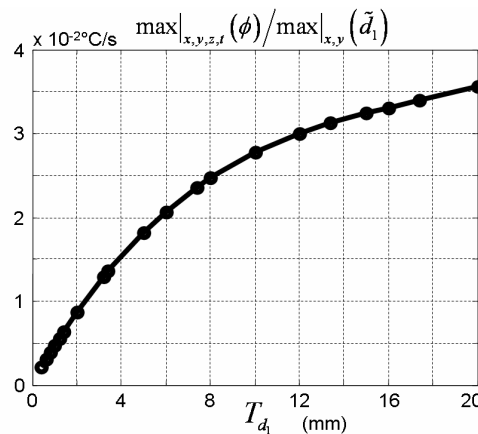


Figure 2.13 : terme convectif en fonction de la période spatiale de la dissipation

Nous pouvons remarquer que même dans le cas le plus défavorable d'une période spatiale deux fois plus grande que la partie utile de l'éprouvette et d'une dissipation maximale de 1°C/s , le terme convectif ϕ atteint la valeur de $3,5 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C/s}$ à 30 Hz. Ce cas est peu probable, une période spatiale de 6 mm (Figure 2.12) correspondrait déjà à une forte localisation des mécanismes dissipatifs. De plus, il est plus probable que la distribution de la dissipation comporte un plus large spectre comme sur la Figure 2.14, ce qui entraîne des gradients plus faibles. Néanmoins, ce calcul nous permet d'avoir un ordre de grandeur du terme convectif dans un cas particulièrement défavorable qui est alors estimé à : $10^{-2} \text{ } ^\circ\text{C/s}$.

c) *Résultats de la poutre sollicitée en traction-flexion*

Dans ce paragraphe nous avons choisi de nous rapprocher le plus possible des conditions expérimentales en simulant une éprouvette légèrement désaxée dans le cas d'un essai de traction/compression. Nous avons choisi une distribution de la dissipation comme représentée sur la Figure 2.14. Un bruit blanc aurait pour effet de lisser le champ de température (cf. paragraphe précédent). Le champ de source thermoélastique est déterminé à l'aide de l'expression (2.71) pour différentes valeurs de l'effort de flexion «parasite» P allant de 0 à 400N, ce qui produit des variations du champ des traces des contraintes allant de 0 à 200MPa.

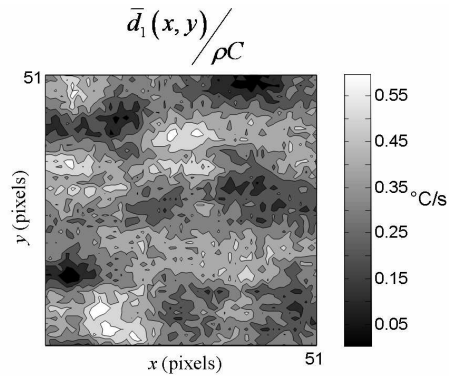


Figure 2.14 : distribution aléatoire de la dissipation

La valeur maximale du terme convectif pour les différents cas envisagés est représentée sur la Figure 2.15. Sur l'axe des abscisses nous avons représenté les variations maximales du champ des contraintes et de la source thermoélastique sur toute l'éprouvette. Pour un essai de traction homogène nous avons $\Delta s_{the} = 0$. Dans cet exemple, la valeur minimale de ϕ obtenue pour une source thermoélastique homogène est de $6,6 \cdot 10^{-3} \text{ °C/s}$, provient essentiellement des hétérogénéités du champ de dissipation. La valeur maximale de ϕ obtenue pour la plus grande intensité de l'effort de flexion est d'environ 10^{-2} °C/s . Dans le cas d'une dissipation nulle, les valeurs prises par ϕ sont plus faibles, elles évoluent linéairement de $5 \cdot 10^{-5} \text{ °C/s}$ pour $P = 0$ à $7 \cdot 10^{-3} \text{ °C/s}$ pour $P = 400 \text{ N}$.

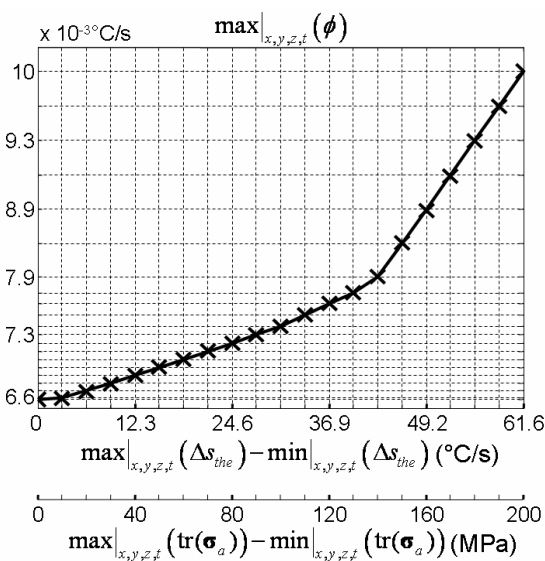


Figure 2.15 : terme convectif dans le cas de la poutre en porte à faux

Une variation du champ des contraintes de 80MPa sur la partie utile de l'éprouvette représente déjà une importante hétérogénéité de la sollicitation. Pour un tel niveau d'hétérogénéité, ϕ est le l'ordre de 7.10^{-3} °C/s.

Les résultats des deux cas envisagés dans cette partie montrent, qu'excepté lors de fortes localisations de sources de chaleurs qui correspondraient certainement à l'apparition d'une fissure macroscopique, les termes convectifs sont négligeables. En effet, comme nous le verrons, les puissances convectées restent d'une intensité faible devant le niveau minimal de dissipation détectable actuellement par la méthode de traitement d'images.

2.3. La méthode de traitement d'image 2D

2.3.1. Le problème lié au bruit de mesure

Dans le chapitre suivant nous verrons comment obtenir une mesure la plus quantitativement fiable de la température à l'aide d'une caméra infrarouge. Mais malgré toutes les précautions que nous pouvons prendre, nous aurons toujours un bruit de mesure. La détermination des sources de chaleur *via* l'équation (2.39) (*cf.* §2.1.3.b), dont nous rappelons l'expression plus bas, passe donc par l'estimation d'opérateurs différentiels appliqués à un signal thermique bruité.

$$\rho C \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\bar{\theta}}{\tau_{th}^{2D}} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} \right) \right) = \bar{d}_1 + \bar{s}_{the} \quad (2.39)$$

Afin d'avoir une bonne estimation des sources, nous devons réduire l'amplitude du bruit tout en conservant le plus d'information possible sur les gradients thermiques et leurs évolutions temporelles. Plusieurs méthodes peuvent alors être envisagées. Une méthode de filtrage possible, qui a fait ses preuves pour des essais monotones, [Chrysochoos 1995], est fondée sur l'utilisation de la base de fonction spectrale associée au problème thermique. Le signal est alors filtré par le choix du nombre de vecteurs propres conservés. Les inconvénients de cette méthode, qui a cependant donné de bons résultats, sont :

- qu'elle est très coûteuse en temps de calcul
- que la description d'hétérogénéités spatiales par des fonctions propres sinusoïdales réclame beaucoup de fonctions de base et semble donc peu appropriée à une utilisation intensive

Une autre méthode, développée dans [Louche 1999], a consisté à utiliser les outils d'analyse de Fourier des signaux. La caméra et le système d'acquisition d'alors étant particulièrement lents (quelques images secondes), le filtrage s'est fait essentiellement dans l'espace en utilisant des filtres convolutifs (filtres gaussiens). L'intérêt majeur de la technique est que les propriétés de la convolution permettent d'estimer directement l'opérateur en dérivant le filtre (connu analytiquement) et non l'information thermique discrète et bruitée. Cependant, la non-périodicité spatiale des signaux a conduit à mettre en place une méthode de prolongement périodique des images de façon à éviter au maximum les fréquences parasites induites par les discontinuités aux bornes de l'image lors du calcul de la transformée de Fourier, et qui, lorsqu'elles sont filtrées (filtre passe-bas) peuvent fausser fortement l'estimation des opérateurs. Cette méthode a permis toutefois de mesurer des sources de chaleur dans des zones de localisation (bandes de Lüders, de Portevin, front de changement de phase, striction).

Concernant son application aux essais de fatigue envisagés ici, les inconvénients majeurs sont :

- le temps et l'espace mémoire pris par le prolongement périodique des images pour des essais particulièrement longs
- le fait de considérer que les fréquences spatiales caractéristiques de la distribution des sources sont limitées et que la transformée de Fourier du signal peut être approchée par sa série de Fourier (dérivable analytiquement).
- la mise en place d'un critère permettant d'estimer séparément les sources thermoélastiques et les sources de dissipation.

Pour ces raisons, T. Boulanger a, dans sa thèse [Boulanger 2004], développé une méthode employant un lissage spatiotemporel spécialement conçu pour analyser le thermosignal enregistré lors d'un essai de fatigue, le chargement étant non seulement périodique mais aussi monochromatique. Ce lissage utilise une fonction locale d'approximation de la température qui rend compte du contenu spectral de chaque type de source.

2.3.2. Estimation des sources de chaleur

a) *La source thermoélastique*

Nous avons vu que la source thermoélastique pouvait s'exprimer par $s_{the} = -T\alpha \text{tr}(\dot{\boldsymbol{\sigma}})$ (cf. §2.1.5.a)), et que, par conséquent, dans le cas d'essais cycliques, elle se limitait à un signal périodique de même contenu spectral que la sollicitation. Donc, pour un essai cyclique uniaxial monochromatique, la source thermoélastique est un signal sinusoïdal de même fréquence que la sollicitation.

L'équation aux dérivées partielles (2.39) et les conditions aux limites étant linéaires, nous pouvons étudier séparément l'influence de chaque type de source de chaleur sur le champ de température. Il suffit donc d'extraire du signal thermique la partie sinusoïdale qui bat à la même fréquence que la sollicitation et de l'introduire dans l'équation (2.39) pour obtenir l'amplitude des sources thermoélastiques $\Delta s_{the}/2$.

b) *La dissipation*

En ce qui concerne l'analyse des irréversibilités microstructurales *via* la dissipation, nous considérons que la dégradation de la microstructure est suffisamment lente sur un petit nombre de cycles pour être caractérisée par une dissipation moyenne par cycle constante. Pour déterminer celle-ci, nous utilisons le fait que l'énergie thermoélastique s'annule à la fin de chaque cycle complet de chargement (cf. §2.1.5.b)) :

$$\tilde{w}_{the} = \int_{N \cdot f_s^{-1}} s_{the} dt = 0 \quad (2.59)$$

N étant un nombre entier et f_s la fréquence de sollicitation.

Nous intégrons donc l'équation (2.39) sur un nombre entier de cycles N afin d'estimer une dissipation moyenne par cycle :

$$\tilde{d}_1 = N^{-1} f_s \int_{N \cdot f_s^{-1}} \bar{d}_1 dt \quad (2.74)$$

La dissipation moyenne par cycle \tilde{d}_1 est donc une source de chaleur positive dont le spectre en fréquence se limite aux très faibles fréquences (jusqu'à l'apparition d'une fissure macroscopique).

2.3.3. Fonction d'approximation locale de la température

Les constatations précédentes nous ont conduits à prendre une fonction locale d'approximation de la température composée d'une partie sinusoïdale qui traduit la partie périodique des effets thermoélastiques et d'une dérive linéaire temporelle qui prend en compte les effets dissipatifs, les effets thermoélastiques instationnaires (présents surtout en début d'essai) et les, toujours possibles, dérivées de la température d'équilibre. Cette fonction est la suivante :

$$\theta_{app}(x, y, t) = \underbrace{P_1(x, y)t + P_2(x, y)}_{\text{dérive linéaire}} + \underbrace{P_3(x, y) \sin(2\pi f_s t) + P_4(x, y) \cos(2\pi f_s t)}_{\text{partie périodique}} \quad (2.75)$$

où f_s est la fréquence de sollicitation et les $(P_\alpha)_{\alpha=1..4}$ sont des polynômes en x et y de degré au moins égal 2 (calcul du laplacien oblige). Ces polynômes permettent de prendre en compte localement les hétérogénéités spatiales locales du champ de température et peuvent s'écrire sous la forme :

$$P_\alpha(i, j) = \sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^{n-a} p_{a,b}^\alpha \times x^a \times y^b \quad (2.76)$$

où n est le degré du polynôme ($a+b \leq n$) et les $p_{a,b}^\alpha$ sont les $N = (n+1)(n+2)/2$ coefficients du polynômes P_α .

Afin de déterminer les différents paramètres de la fonction d'approximation en chaque point par une méthode des moindres carrés, nous devons considérer une fenêtre spatiotemporelle de lissage caractérisée par les trois paramètres suivants : N_t , N_x et N_y (Figure 2.16). Cette fenêtre doit comprendre assez de points pour que le bruit de mesure puisse être considéré comme absent de θ_{app} .

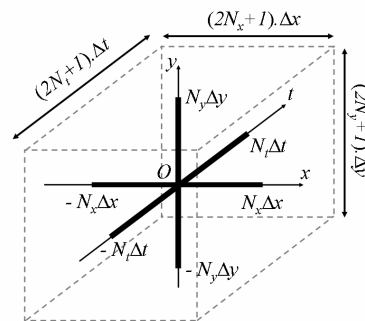


Figure 2.16 : pavé de lissage

Remarque : le fait de choisir une réponse sinusoïdale du type $P_3(x, y) \sin(2\pi f_L t) + P_4(x, y) \cos(2\pi f_L t)$ plutôt que $P_3(x, y) \cos(2\pi f_L t + \phi)$ permet d'avoir un

système d'équations linéaires en $p_{a,b}^\alpha$ et, de ce fait, simplifie la détermination des paramètres locaux de lissage et donc le calcul des sources.

Les données thermiques étant discrètes, nous introduisons donc pour chaque pavé de lissage les variables i, j et u (cf. Figure 2.17) telles que :

- $x_i = i \times \Delta x, i \in \{-N_x, \dots, N_x\}$
- $y_j = j \times \Delta y, j \in \{-N_y, \dots, N_y\}$
- $t_u = u \times \Delta t, u \in \{-N_t, \dots, N_t\}$

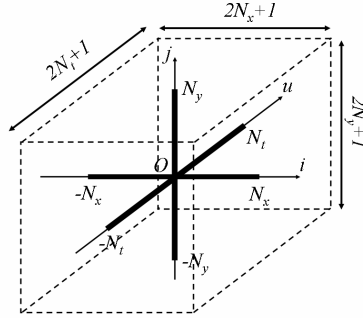


Figure 2.17 : pavé de lissage discret

De cette façon, dans ce repère discret la fonction d'approximation et ses polynômes s'écrivent de la façon suivante :

$$\theta_{app}(i, j, u) = P_1(i, j)u + P_2(i, j) + P_3(i, j)\sin(2\pi f_s u \Delta t) + P_4(i, j)\cos(2\pi f_s u \Delta t) \quad (2.77)$$

$$P_\alpha(i, j) = \sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^{n-a} p_{a,b}^\alpha \times i^a \times j^b \quad (2.78)$$

2.3.4. La méthode de lissage

Cette méthode est une extension de la méthode développée dans [Boulangier 2004]. Elle consiste à minimiser sur chaque pavé de lissage la somme des distances au carré, notée \mathcal{B}^2 , entre la température mesurée θ_{ir} et la fonction d'approximation θ_{app} . Si nous notons N le nombre de coefficients $p_{m,n}^\alpha$ à déterminer dans un polynôme de degré n , nous avons alors un système de $4N$ équations linéaires à $4N$ inconnues définies par :

$$\frac{\partial \mathcal{B}^2}{\partial p_{m,n}^\alpha} = \frac{\partial}{\partial p_{m,n}^\alpha} \left[\sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \sum_{u=-N_t}^{N_t} (\theta_{app}(i, j, u) - \theta_{ir}(i, j, u))^2 \right] = 0, \alpha = 1 \dots 4 \quad (2.79)$$

Ce système peut se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\mathbf{M} \cdot \vec{P} = \vec{B} \quad (2.80)$$

La forme du système d'équation nous incite à prendre le vecteur \vec{P} regroupant les inconnues de la forme suivante :

$$\vec{P} = [\vec{P}^1 \quad \vec{P}^2 \quad \vec{P}^3 \quad \vec{P}^4]^T \quad (2.81)$$

où le vecteur \vec{P}^α désigne le vecteur contenant exclusivement les inconnues liées au polynôme P_α .

Nous introduisons une matrice χ liée à la façon dont nous avons choisi d'écrire les \vec{P}^α et qui est donnée par l'expression suivante :

$$\chi = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 1 & 1 & \dots & 1 & 2 & \dots & n \\ 0 & 1 & 2 & \dots & n & 0 & 1 & \dots & n-1 & 0 & \dots & 0 \end{bmatrix}^t \quad (2.82)$$

où nous rappelons que n est le degré des polynômes.

De cette façon, la valeur en a du vecteur \vec{P}^α est donnée par :

$$P_a^\alpha = p_{\chi_{a1}, \chi_{a2}}^\alpha$$

D'après l'écriture de \vec{P} , la matrice \mathbf{M} du système est alors une matrice symétrique de dimension $(4N \times 4N)$ dont l'expression est la suivante :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}'_{11} \cdot \mathbf{M}'' & 0 & \mathbf{M}'_{13} \cdot \mathbf{M}'' & 0 \\ \vdots & \mathbf{M}'_{22} \cdot \mathbf{M}'' & 0 & \mathbf{M}'_{24} \cdot \mathbf{M}'' \\ \vdots & \ddots & \mathbf{M}'_{33} \cdot \mathbf{M}'' & 0 \\ \text{symétrique} & \dots & \dots & \mathbf{M}'_{44} \cdot \mathbf{M}'' \end{bmatrix} \quad (2.83)$$

où \mathbf{M}' et \mathbf{M}'' sont des matrices symétriques respectivement de dimension (4×4) et $(N \times N)$ définies par :

$$\mathbf{M}' = \sum_{u=-N_t}^N \begin{bmatrix} u^2 & 0 & u \sin(2\pi f_s u \Delta t) & 0 \\ \vdots & 1 & 0 & \cos(2\pi f_s u \Delta t) \\ \vdots & \ddots & \sin^2(2\pi f_s u \Delta t) & 0 \\ \text{symétrique} & \dots & \dots & \cos^2(2\pi f_s u \Delta t) \end{bmatrix} \quad (2.84)$$

$$\mathbf{M}''_{ab} = \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} i^{(\chi_{a1} + \chi_{b1})} \times j^{(\chi_{a2} + \chi_{b2})} \quad (2.85)$$

Enfin, dans cette configuration, le second membre s'écrit :

$$\vec{B} = [\vec{B}^1 \quad \vec{B}^2 \quad \vec{B}^3 \quad \vec{B}^4]^t \quad (2.86)$$

où les $(\vec{B}^\alpha)_{\alpha=1..4}$ sont des vecteurs de longueur N et dont les valeurs en a sont données par :

$$B_a^1 = \sum_{u=-N_t}^{N_t} \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \theta(i, j, u) \times i^{\chi_{a1}} \times j^{\chi_{a2}} \times u \quad (2.87)$$

$$B_a^2 = (2N_t + 1) \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \theta(i, j, u) \times i^{\chi_{a1}} \times j^{\chi_{a2}} \quad (2.88)$$

$$B_a^3 = \sum_{u=-N_t}^{N_t} \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \theta(i, j, u) \times i^{k_{a1}} \times j^{k_{a2}} \times \sin(2\pi f_s u \Delta t) \quad (2.89)$$

$$B_a^4 = \sum_{u=-N_t}^{N_t} \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \theta(i, j, u) \times i^{k_{a1}} \times j^{k_{a2}} \times \cos(2\pi f_s u \Delta t) \quad (2.90)$$

Les calculs menant à la matrice \mathbf{M} sont développés en annexe (cf. Annexe A). Nous observons que la matrice \mathbf{M} est liée : (i) aux paramètres de lissage (N_x , N_y et N_t), (ii) à la fréquence de sollicitation et (iii) au pas en temps Δt . Or, nous réalisons des essais où les fréquences de sollicitation et d'acquisition sont fixes. Donc en prenant des paramètres de lissage constants et en ne supprimant pas les pixels défectueux (nous les remplaçons par une moyenne locale), la matrice \mathbf{M} est indépendante du temps et du point considéré. L'avantage de cette propriété est qu'il suffit de calculer une seule fois la matrice \mathbf{M} et son inverse pour traiter tout un essai, la taille du système ne nécessite pas une méthode itérative. De cette façon, nous déterminons les paramètres de la fonction d'approximation en tous points par :

$$\vec{P} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \vec{B} \quad (2.91)$$

Ceci diminue considérablement les temps de calcul. Par exemple, pour des polynômes de degré 2 et un traitement d'image 2D, la méthode introduit $4 \times N = 4 \times 6 = 24$ paramètres et donc une matrice 24×24 à déterminer et inverser.

Les différences qui existent entre la méthode développée dans [Boulanger 2004] et cette extension sont que le choix du degré des polynômes est libre et que le calcul de la matrice du système est plus simple. En effet, le choix qui a été fait dans la thèse de T. Boulanger est de ne considérer que des polynômes de degré 2 pour tous les essais et d'effectuer un calcul littéral complet de la matrice \mathbf{M} . La matrice du système est alors déterminée pour tous les essais, il suffit de saisir les paramètres de lissage pour en avoir une expression numérique. Ceci a réclamé un travail de contrôle fastidieux puisque l'exactitude des nombreux calculs conditionne tous les résultats expérimentaux. Ils ont été vérifiés plusieurs fois et par différentes personnes.

Afin de vérifier la méthode de lissage, nous avons représenté sur la Figure 2.18 la carte des écarts type temporel de l'évolution dans le temps de la différence entre le champ de variation de température mesurée expérimentalement lors d'un essai de fatigue sur une éprouvette en acier et le champ de variation de température lissé. Comme nous le verrons dans le Chapitre 3, l'ordre de grandeur de ce champ d'écarts type est le même que celui du bruit temporel de la caméra. Ce résultat montre que nous avons choisi une bonne forme de fonction d'approximation pour éliminer le bruit du signal en température.

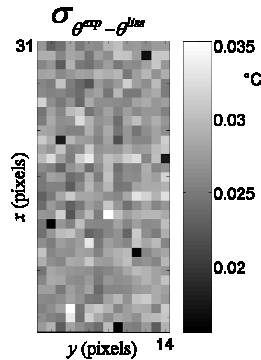


Figure 2.18 : champ d'écart type temporel de $\theta^{xp} - \theta^{liss}$

Des méthodes de lissage alternatives sont présentées en annexe (cf. Annexe A).

2.3.5. Estimation des sources

Une fois les coefficients des différents polynômes déterminés nous pouvons estimer les sources de chaleurs au point central du pavé de lissage. En effet, nous avons choisi de calculer les sources de chaleur au point central de chaque pavé de lissage plutôt que d'effectuer une moyenne sur celui-ci comme développé dans [Boulangier 2004]. En utilisant la définition de chaque type de source et l'équation de diffusion de la chaleur 2D (2.39) nous obtenons que :

$$\frac{\tilde{d}_1}{\rho C} = \frac{P_1(0,0)}{\Delta t} + \frac{P_2(0,0)}{\tau_{th}^{2D}} - d_f \left(\frac{1}{\Delta x^2} \frac{\partial^2 P_2(i,j)}{\partial i^2} \Big|_{i=0,j=0} + \frac{1}{\Delta y^2} \frac{\partial^2 P_2(i,j)}{\partial j^2} \Big|_{i=0,j=0} \right) \quad (2.92)$$

$$\frac{\Delta s_{the}}{\rho C} = 2 \sqrt{\left[-\omega_s P_4(0,0) + \frac{P_3(0,0)}{\tau_{th}^{2D}} - d_f \left(\frac{1}{\Delta x^2} \frac{\partial^2 P_3(i,j)}{\partial i^2} \Big|_{i=0,j=0} + \frac{1}{\Delta y^2} \frac{\partial^2 P_3(i,j)}{\partial j^2} \Big|_{i=0,j=0} \right) \right]^2 + \left[\omega_s P_3(0,0) + \frac{P_4(0,0)}{\tau_{th}^{2D}} - d_f \left(\frac{1}{\Delta x^2} \frac{\partial^2 P_4(i,j)}{\partial i^2} \Big|_{i=0,j=0} + \frac{1}{\Delta y^2} \frac{\partial^2 P_4(i,j)}{\partial j^2} \Big|_{i=0,j=0} \right) \right]^2} \quad (2.93)$$

où $\omega_s = 2\pi f_s$ et $d_f = k/\rho C$.

Ces expressions peuvent être simplifiées en utilisant directement les coefficients des polynômes $(P_\alpha)_{\alpha=1...4}$:

$$\frac{\tilde{d}_1}{\rho C} = \frac{p_{0,0}^1}{\Delta t} + \frac{p_{0,0}^2}{\tau_{th}^{2D}} - 2d_f \left(\frac{p_{2,0}^2}{\Delta x^2} + \frac{p_{0,2}^2}{\Delta y^2} \right) \quad (2.94)$$

$$\frac{\Delta s_{the}}{\rho C} = 2 \sqrt{\left[-\omega_s p_{0,0}^4 + \frac{p_{0,0}^3}{\tau_{th}^{2D}} - 2d_f \left(\frac{p_{2,0}^3}{\Delta x^2} + \frac{p_{0,2}^3}{\Delta y^2} \right) \right]^2 + \left[\omega_s p_{0,0}^3 + \frac{p_{0,0}^4}{\tau_{th}^{2D}} - 2d_f \left(\frac{p_{2,0}^4}{\Delta x^2} + \frac{p_{0,2}^4}{\Delta y^2} \right) \right]^2} \quad (2.95)$$

Comme nous le verrons dans le Chapitre 4, une méthode de détermination de la dissipation dite «pseudo-2D» est utilisée. Cette méthode déjà présente dans [Boulangier 2004], consiste à faire une succession de calculs 1D selon l'axe de l'éprouvette et de balayer ainsi toute la largeur de celle-ci. Dans ce cas, la dissipation est estimée à partir de l'expression suivante où le laplacien suivant y a été supprimé :

$$\frac{\tilde{d}'_1}{\rho C} = \frac{p_{0,0}^1}{\Delta t} + \frac{p_{0,0}^2}{\tau_{th}^{2D}} - 2d_f \left(\frac{p_{2,0}^2}{\Delta x^2} \right) \quad (2.96)$$

Par la suite, les résultats obtenus à l'aide de l'expression (2.94), qui prend en compte les laplaciens suivant x et y , seront qualifiés de vrai-2D. Ceux obtenus par le biais de l'expression (2.96) seront qualifiés de pseudo-2D.

2.3.6. Les approches 1D et 0D

Un intérêt supplémentaire de la méthode est qu'elle s'adapte facilement aux approches 1D ou 0D. Il suffit d'éliminer la ou les variables correspondant aux directions supprimées dans la fonction d'approximation, c'est-à-dire y pour le 1D et (x,y) pour le 0D, et de prendre la constante de temps de fuite correspondant au niveau d'approximation (*i.e.* remplacer τ_{th}^{2D} par τ_{th}^{1D} ou τ_{th}^{0D}). Pour une étude 2D nous prendrons comme données expérimentales tout le champ de température à la surface de la partie utile de l'éprouvette. Pour une étude 1D, nous considérerons le profil moyen de ce champ suivant la largeur de l'éprouvette afin d'avoir une estimation de la température moyenne pour chaque section droite. Cette opération de moyenne diminue le niveau de bruit thermique sur les données à traiter. En effet, le fait de moyenniser un profil thermique sur l lignes favorise le rapport signal sur bruit par un facteur \sqrt{l} . Enfin, pour une étude 0D, nous le moyennons suivant les deux directions sur une petite zone située au centre de la partie utile.

Les avantages des approches 1D et 0D sont qu'elles sont moins sensibles aux bruits de mesures (elles intègrent par construction un filtrage des données par simple moyenne spatiale) et donc à la fois plus robustes et plus rapides en temps de calcul. Selon le type d'étude à mener ou le degré d'hétérogénéité recherché, elles peuvent représenter un bon choix.

Une autre possibilité consiste bien sûr à obtenir une estimation des sources par une approche 2D et de réaliser ensuite des moyennes spatiales des résultats. En faisant de la sorte, nous perdons l'avantage des temps de calcul moindres en 1D et 0D mais nous faisons une hypothèse moins forte sur l'homogénéité des champs de température et de ce fait, sur celle des sources de chaleur.

Dans la partie qui suit, nous allons proposer un certain nombre de contrôles numériques de la méthode que nous venons d'exposer, avant de nous intéresser au traitement de données expérimentales réelles.

2.4. Contrôle numérique de la méthode

2.4.1. Principe du contrôle numérique

Le contrôle numérique de la méthode se fait en plusieurs étapes. La première consiste à utiliser la même méthode numérique que pour le contrôle des hypothèses (*cf.* §2.2), afin d'obtenir des évolutions tridimensionnelles de température à partir de distributions spatiales de sources de chaleur. La seconde étape consiste à extraire l'évolution du champ de température en surface de notre domaine numérique et d'y ajouter un bruit issu de mesures faites avec la caméra infrarouge. Nous utilisons alors la méthode développée pour déterminer des champs de dissipation moyenne par cycle et d'amplitude thermoélastique à partir de ces données bruitées que nous comparons, *in fine*, aux sources initialement choisies. Dans toute cette partie, les sources calculées sont estimées et confrontées aux sources de référence sur un

lot d'images saisies à mi-période de l'essai numérique réalisé. Pour la source de dissipation le contrôle se fait sur le calcul en vrai-2D et pseudo-2D.

La démarche développée dans cette partie vise à contrôler numériquement la méthode dans le cas où les hypothèses faites sur les caractéristiques du matériau ainsi que sur le plan thermique et cinématique des essais de fatigue sont supposées vérifiées. Ce n'est en aucun cas un calcul de précision de notre méthode applicable aux conditions expérimentales réelles. Pour évaluer celle-ci, il faudrait connaître l'évolution des différents paramètres matériau (densité volumique, chaleur spécifique et conductivité) au cours de l'essai de fatigue, informations dont nous ne disposons pas.

Avant d'étudier le cas de détermination de sources de chaleur à partir d'un thermosignal bruité et issu de distribution complexe de sources de chaleur, nous allons exposer dans ce paragraphe quelques contrôles préliminaires.

2.4.2. Contrôles préliminaires

Ces contrôles préliminaires visent à mettre en évidence l'influence de la taille du pavé de lissage sur le calcul des sources. Dans un premier temps, nous verrons son influence sur la taille minimale de sources détectables. Puis dans un second temps, nous verrons son influence sur la distinction ou non de deux sources voisines.

Ces premiers contrôles se font sur des signaux thermiques directement issus du calcul et sans superposition de bruit thermique. Ces contrôles sont fait sur un type de champs de source présentant de fortes hétérogénéités spatiales. Nous avons considéré des sources positives, constantes dans le temps (dissipations moyennes par cycle) et homogènes suivant l'épaisseur de l'éprouvette. Lors des différents contrôles, nous nous sommes imposés des fenêtres de lissages carrées $N_x = N_y$ et nous avons fait varier la taille de ces fenêtres. Nous n'avons pas fait varier N_t , ce paramètre ayant moins d'influence sur la distribution spatiale des sources estimées. Le degré des polynômes choisi a été pris égal à 2 dans toute cette partie afin de pouvoir déterminer tous les paramètres dans le cas de pavé de lissage de faible taille.

a) Taille des sources détectables

Dans ce premier cas, nous avons simulé plusieurs distributions spatiales gaussiennes de la dissipation moyenne par cycle, placées au centre de notre échantillon numérique. L'exemple présenté à la Figure 2.19 est le cas d'une distribution ayant un écart type spatial de 4 pixels, soit 0,8mm, et une valeur maximale de 1°C/s. On notera L_S la taille caractéristique de la source qui est égale à six écarts types spatiaux.

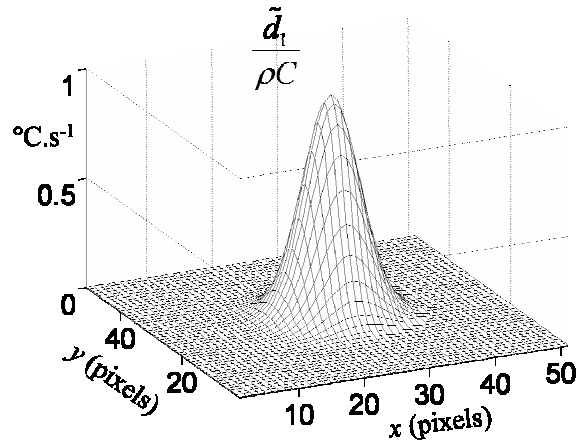


Figure 2.19 : distribution gaussienne de dissipation

Lors du calcul des sources, nous avons fait varier le paramètre de lissage N_x et les résultats pour le vrai-2D sont présentés sur la Figure 2.20. Sur la Figure 2.20(a), nous avons tracé le profil suivant x qui passe par le maximum de la source initiale \tilde{d}_1 (Figure 2.19). Nous avons également tracé les profils des sources obtenues par la méthode en vrai-2D pour les différentes valeurs de N_x . Comme nous pouvions nous y attendre, plus la taille du pavé de lissage augmente, plus la dissipation estimée diffère de la source initiale. Sur la Figure 2.20(b), nous avons représenté la différence relative entre la valeur maximale initiale et calculée en fonction du rapport L_s/N_x .

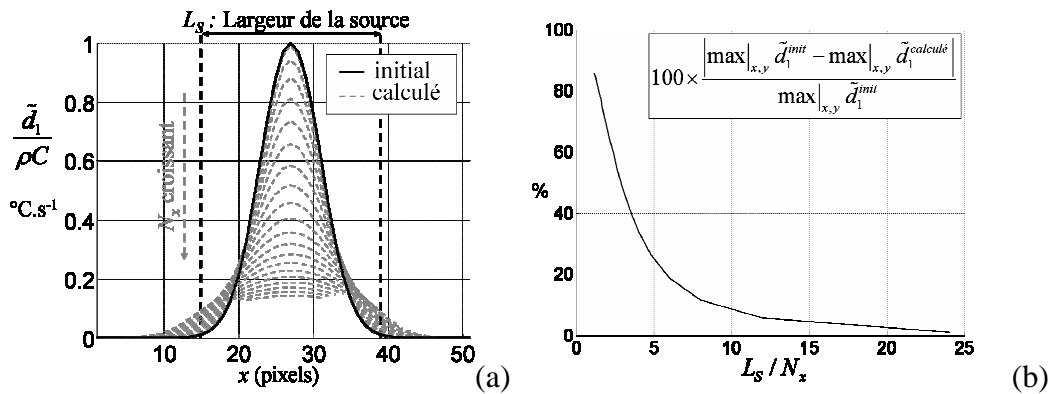


Figure 2.20 : (a) dissipation initiale et calculée en vrai-2D pour différentes valeur de N_x
 (b) erreur entre la dissipation calculée et la dissipation initiale

Lors de nos essais réels, nous prendrons une valeur de N_x et de N_y comprise entre 5 et 15 pixels. Pour une valeur de 10, les sources concentrées sur des zones ayant une taille inférieure à 30 pixels, environ 5mm dans des conditions expérimentales réelles, seront sous-estimées de 50% pour ce type académique et particulièrement pénalisant de distribution de source.

En ce qui concerne le calcul en pseudo-2D, le profil initial de source est ceux estimés pour différentes valeur de N_x sont représentés sur la Figure 2.21(a). Comme précédemment, plus la taille du pavé de lissage augmente, plus la source estimé s'éloigne de la source initiale, à la seule différence que même pour de faibles tailles de pavé, la source initiale est plus largement sous-estimée. Ceci se retrouve sur la Figure 2.21(b) où est représentée la différence

relative entre la valeur maximale initiale et calculée en fonction du rapport L_S/N_x . Ce résultat n'est pas surprenant, compte tenu que le calcul pseudo-2D est amputé d'une partie du calcul du laplacien spatial.

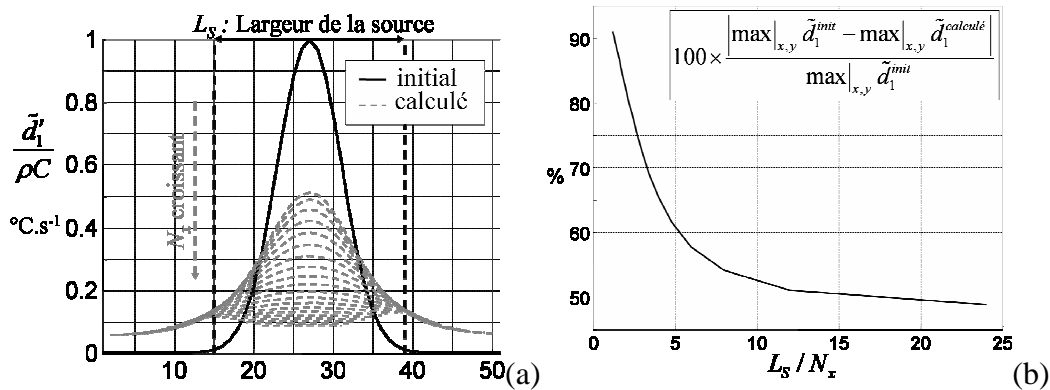


Figure 2.21 : (a) dissipation initiale et calculée en pseudo-2D pour différentes valeur de N_x
 (b) erreur entre la dissipation calculée et la dissipation initiale

Pour un pavé de lissage carré de côté 10, les sources concentrées sur des zones ayant une taille inférieure à 30 pixels seront, dans le cas d'un calcul pseudo-2D, sous-estimées de 70%, là encore pour ce type très particulier de distribution.

b) Distance détectable entre deux sources

Afin de mettre en évidence l'influence de la taille du pavé de lissage sur la distance minimale entre deux sources détectables par notre méthode, nous avons réalisé une série de simulations numériques avec des champs de dissipation composés de deux sources ponctuelles voisines. Ces sources ponctuelles sont dans ce cas encore des distributions gaussiennes (Figure 2.22(a)). Nous avons fait varier leur écart type ainsi que la distance D_S entre celles-ci, faisant varier ainsi le niveau de recouvrement de ces deux sources (Figure 2.22(b)).

Sur la Figure 2.22(b), nous avons tracé le profil suivant x de la source initiale, représentée à la Figure 2.22(a), passant par le sommet des deux sources ponctuelles. Nous avons également tracé les profils des sources estimées par la méthode développée en vrai-2D pour les différentes valeurs de N_x . Comme précédemment, plus la taille du pavé de lissage augmente, plus la distribution estimée de dissipation diffère de la source initiale. Nous avons remarqué qu'à partir d'un rapport D_S / N_x inférieur à environ 1,2, il n'est plus possible de distinguer les deux sources sur le champ calculé.

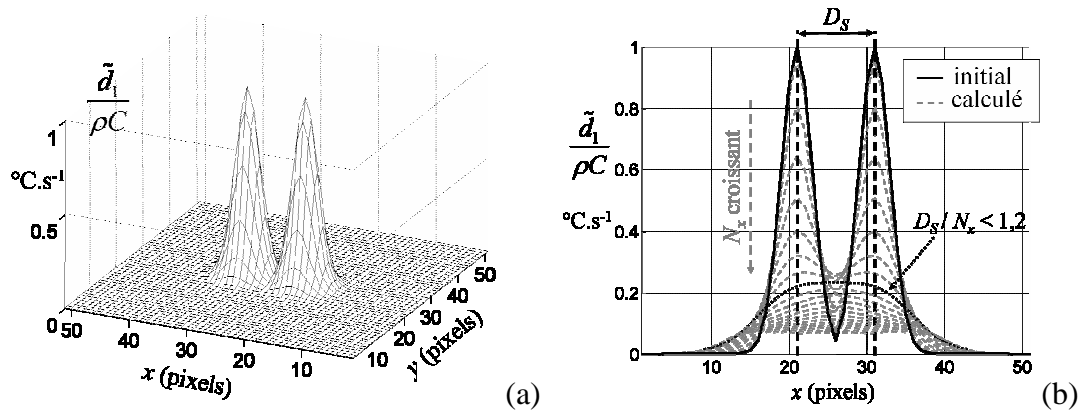


Figure 2.22 : (a) exemple de distribution de dissipation
(b) dissipation initiale et calculée en vrai-2D pour différentes valeurs de N_x

Sur la Figure 2.23, sont représentés les profils suivant x de la source initiale et de la source calculée en pseudo-2D pour différentes valeurs de N_x . Une sous-estimation plus forte comparée aux résultats en vrai-2D peut encore être observée. De plus, en deçà d'une certaine taille de pavé de lissage, la suppression du laplacien suivant y dans le calcul pseudo-2D implique des valeurs négatives en quelques points. A partir d'un rapport D_s / N_x inférieur à environ 1,1, il n'est plus possible de distinguer les deux sources sur le champ calculé.

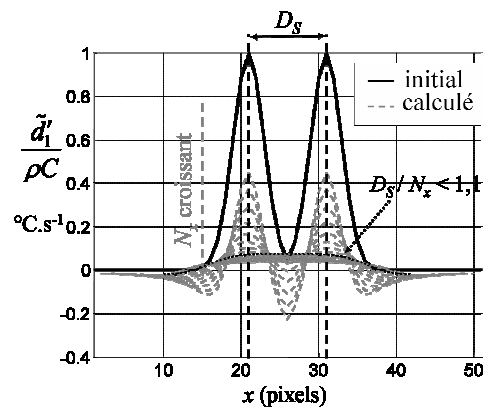


Figure 2.23 : dissipation initiale et calculée en pseudo-2D pour différentes valeurs de N_x

c) Conclusion

Les contrôles préliminaires que nous venons de présenter nous donnent un ordre de grandeur de la détectivité spatiale de la méthode dans le calcul de la dissipation moyenne par cycle en fonction des paramètres de lissage. Il en résulte une incertitude sur les sources locales que les contrôles actuels ne permettent pas de quantifier, les sources initiales choisies étant trop caricaturales. Dans le paragraphe suivant, nous verrons que dans le cas de distributions plus hétérogènes de source, cette incertitude diminue et la différence entre sources données et sources reconstruites, estimées *via* les méthodes 2D et pseudo-2D, devient très faible, nous permettant d'utiliser par la suite la méthode pseudo-2D plus stable face vis-à-vis du bruit des mesures thermiques. Enfin, la taille des hétérogénéités détectées sera du même ordre de grandeur que la taille de notre pavé de lissage.

2.4.3. Exemple de contrôle du calcul des sources

Suite à ces contrôles préliminaires, nous avons voulu contrôler les prédictions de la méthode avec des distributions de sources plus complexes et à partir de champs de température bruités. Nous étudierons dans un premier temps le cas d'une dissipation homogène suivant l'épaisseur, mais présentant une hétérogénéité 2D, couplée à un champ thermoélastique correspondant à un essai de traction flexion. Ensuite nous verrons le cas d'une dissipation présentant une hétérogénéité tridimensionnelle. Enfin, nous verrons le cas d'une dissipation se localisant en surface de notre échantillon numérique. Le cas d'un champ thermoélastique hétérogène n'est étudié que dans le premier cas car son intensité et sa nature en font de loin le type de source le plus facile à estimer.

a) *Remarques préalables sur les simulations réalisées*

Les simulations numériques ont été réalisées avec des distributions de sources sensées respecter la nature et les ordres de grandeur de chacune d'elles. Comme nous l'avons vu, la source thermoélastique est directement liée à la distribution des contraintes. Nous avons donc choisi des champs thermoélastiques initiaux déduits de distributions réalistes de contraintes. La dissipation est quant à elle liée aux mécanismes microstructuraux irréversibles. Dans chaque cas, les hétérogénéités bi et tridimensionnelles du champ de dissipation initial ont donc été obtenues en superposant un bruit blanc à un champ de faible fréquence spatiale lui-même obtenu par le lissage d'un bruit blanc. Ce type de champ est sensé représenter la localisation des mécanismes dissipatifs comme les BGP. Ce choix a été motivé par les résultats des contrôles préliminaires et les observations expérimentales que nous avons pu faire.

Dans tout cette partie, nous avons pris comme paramètre de lissage $N_x = N_y = 7$ et $N_t = 2f_s$. Le degré des polynômes est 3, une étude sur l'influence du choix de celui-ci s'appuyant sur les exemples de distribution de sources utilisés dans cette partie est présentée en annexe A. Lorsque rien n'est précisé, la fréquence de sollicitation f_s est égale à 30Hz. Nous rappelons que les champs d'étendue thermoélastique et de dissipation calculés par notre méthode ont été estimés à partir d'images saisies au milieu de la simulation numérique.

b) *Dissipation homogène suivant l'épaisseur*

Dans le souci de prendre un exemple réaliste nous avons choisi de traiter le même exemple qu'au paragraphe 2.2.3.c) pour le contrôle de (H2), c'est-à-dire, le cas d'une poutre sollicitée en flexion-traction. La distribution de la source thermoélastique initiale est donc donnée par l'expression (2.71). Concernant la dissipation, nous avons choisi de la prendre non constante dans le temps et de la forme (arbitraire) suivante :

$$d_1(x, y, z, t) = \tilde{d}_1(x, y) \frac{\pi}{2} |\sin(2\pi f_s t)| \quad (2.97)$$

où $\tilde{d}_1(x, y)$ est la dissipation moyenne par cycle moyennée suivant l'épaisseur telle que :

$$\int_{f_s^{-1}} \int_{e/2}^{-e/2} d_1(x, y, z, t) dz dt = \int_{f_s^{-1}} \bar{d}_1(x, y, t) dt = \tilde{d}_1(x, y), \text{ sachant que } \int_{f_s^{-1}} |\sin(2\pi f_s t)| dt = \frac{2}{\pi}$$

Nous avons choisi comme distribution de $\tilde{d}_1(x, y)$ celle représentée sur la Figure 2.25 qui est la superposition d'un signal de faible fréquence spatiale et d'un bruit aléatoire.

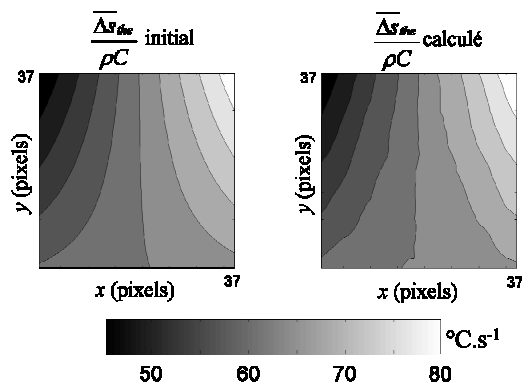


Figure 2.24 : comparaison entre la source thermoélastique initiale et calculée

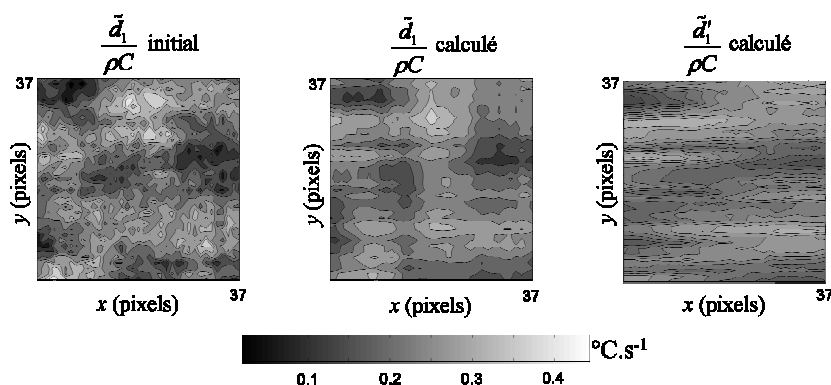


Figure 2.25 : comparaison entre dissipation moyenne par cycle initiale et calculée

Sur la Figure 2.24 et la Figure 2.25, la comparaison entre des sources initiales et calculées sont présentées. Les paramètres de cette simulation numérique sont : une amplitude de l'effort de flexion « parasite » P de 0,4kN, une amplitude de l'effort de traction/compression F de 5 kN et une fréquence de sollicitation f_S de 30Hz. La moyenne et l'écart type du champ des différences en valeur absolue entre le champ initial et le champ calculé sont respectivement 0,6 °C/s et $2,6 \cdot 10^{-2}$ °C/s pour le calcul de la thermoélasticité, $4,3 \cdot 10^{-2}$ °C/s et $4,5 \cdot 10^{-3}$ °C/s pour le calcul de la dissipation moyenne par cycle en vrai-2D, $4,7 \cdot 10^{-2}$ °C/s et $6,3 \cdot 10^{-3}$ °C/s pour le calcul de la dissipation en pseudo-2D.

Pour une lecture plus aisée, nous avons représenté sur la Figure 2.26(a) un profil suivant y du champ de dissipation moyenne par cycle donné et le profil reconstruit du champ de dissipation calculée (vrai et pseudo-2D) de la Figure 2.25. Malgré l'ordre de grandeur différent de chaque type de source, la méthode de calcul nous permet d'estimer correctement le champ d'amplitude thermoélastique et l'intensité du champ de dissipation moyenne par cycle ainsi que les distributions de ces sources que ce soit par un calcul vrai-2D ou pseudo-2D. Le calcul pseudo-2D donne une estimation inférieure au calcul vrai-2D, mais la différence entre les deux résultats est beaucoup plus faible que lors des contrôles préliminaires. Ceci est vraisemblablement dû à une distribution de source plus hétérogène qui induit des gradients plus faibles de température suivant y .

Bien sûr, la méthode peut devenir instable et donner une mauvaise estimation de la dissipation pour des sources très faibles comme sur la Figure 2.26(b), un bruit trop important ou un signal trop sous-échantillonné. Pour illustrer les limites de la méthode, nous avons pris dans le cas de la Figure 2.26(b) une source initiale de dissipation dix fois inférieure à celle de l'exemple traité précédemment mais une même source thermoélastique. Nous pouvons voir sur les profils alors tracés que le champ de dissipation obtenue par la méthode est très éloigné de la source initiale, il est même négatif en de nombreux points, ce qui est physiquement inacceptable.

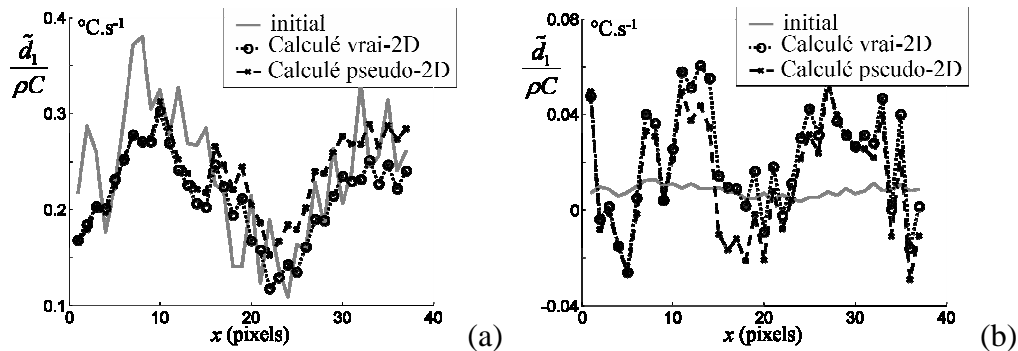


Figure 2.26 : profils de dissipation moyenne par cycle calculée et initiale issus de la Figure 2.25(a) et pour de très faibles ordres de grandeur (b)

Nous avons réalisé une série de simulations numériques où nous avons fait varier la fréquence de sollicitation. Nous avons choisi de garder la même distribution spatiale de dissipation mais de faire arbitrairement varier linéairement son intensité en fonction de la fréquence. Afin de généraliser les résultats, nous avons superposé une dizaine de bruits différents aux champs de température obtenus numériquement et moyenné les erreurs mesurées entre la dissipation initiale et la dissipation calculée. Sur la Figure 2.27 nous retrouvons les résultats de ces simulations, c'est-à-dire, l'erreur absolue moyenne, l'écart type de cette erreur et l'erreur relative moyenne pour les deux types de calcul (vrai et pseudo-2D).

Nous pouvons voir sur cet exemple, avec les paramètres de lissage choisis, que pour avoir une bonne estimation de la dissipation moyenne par cycle, il faut que la source initiale soit d'au moins $0,1^{\circ}\text{C/s}$. Dans ce cas, l'erreur moyenne est de 15% pour les deux types de calcul mais l'écart type est très faible. Pour avoir une meilleure estimation de la dissipation lorsqu'elle atteint de très faibles niveaux, il faut augmenter la taille des pavés de lissage afin de réduire encore plus l'influence du bruit. Dans ce cas, la résolution spatiale est moins fine que pour les niveaux plus élevés. Comme au début de ce paragraphe, nous notons pour chaque niveau de dissipation initiale, une faible différence entre le calcul vrai-2D et pseudo-2D pour cet exemple. Néanmoins, l'écart entre les deux types de calcul, visible sur l'évolution de la différence absolue par exemple (Figure 2.27(a)), augmente avec l'intensité des sources. Ceci est dû au fait que les gradients de température sont directement liés à ces intensités.

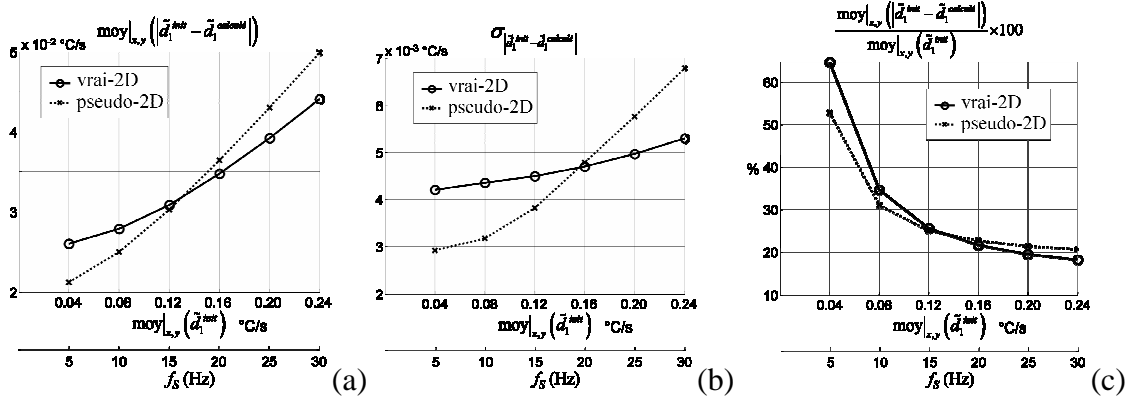


Figure 2.27 : résultat sur une large gamme de dissipation : (a) moyenne de l'erreur absolue (b) écart type (c) moyenne de l'erreur relative.

c) Distribution 3D de dissipation

Dans cet exemple, nous nous sommes intéressés à une distribution volumique de la dissipation. En effet, nous avons tenu à nous éloigner du cas idéal de la dissipation homogène suivant l'épaisseur et simuler une distribution spatiale 3D de sources dissipatives. Pour cette simulation, nous avons pris une distribution homogène d'amplitude de source thermoélastique. Nous avons choisi une distribution tridimensionnelle de la dissipation d_1^{init} constante dans le temps et caractérisée par une étendue de 1°C/s , une valeur moyenne de $0,53^{\circ}\text{C/s}$ et un écart type de $2,8 \cdot 10^{-3} \text{ } ^{\circ}\text{C/s}$. Sur la Figure 2.28 sont représentés des champs extraits de cette distribution. Nous y retrouvons la dissipation : sur la face 1 (a), suivant l'épaisseur à $i = 10$ pixels (b) et sur la face 2 (c). Le champ de dissipation moyen suivant l'épaisseur calculé à partir de cette distribution et que nous cherchons à estimer, garde une valeur moyenne de $0,53^{\circ}\text{C/s}$ mais a une étendue de $0,49^{\circ}\text{C/s}$ et un écart type de $1,9 \cdot 10^{-3} \text{ } ^{\circ}\text{C/s}$.

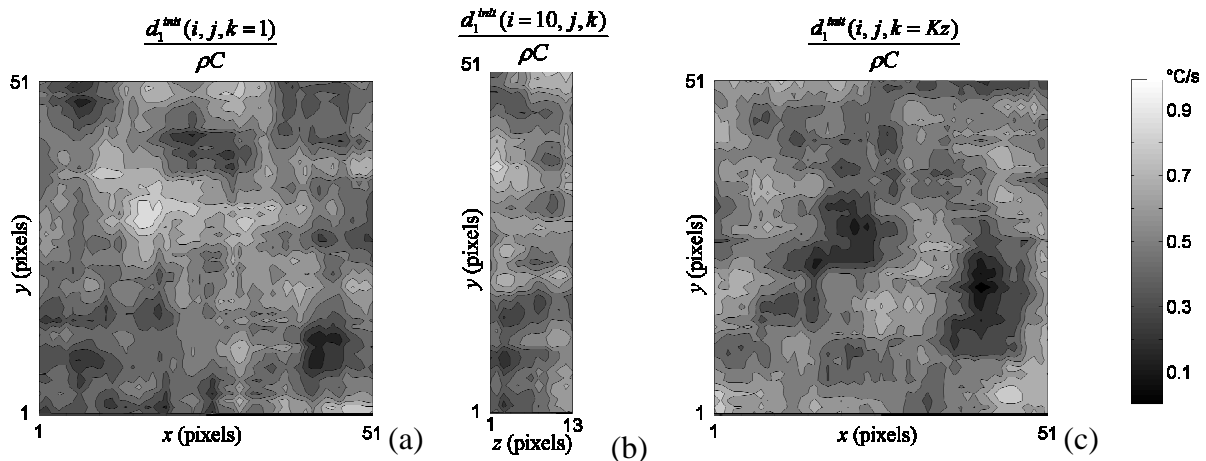


Figure 2.28 : champs issus de la distribution tridimensionnelle initiale de dissipation : (a) champ sur la face 1 (b) champ suivant l'épaisseur (c) champ suivant la face2

Nous avons estimé une dissipation moyenne par cycle à partir du champ de température de la face 2. Les résultats sont présentés Figure 2.29. Sur tout le champ, la différence en valeur absolue entre la dissipation initiale et calculée en vrai-2D a une valeur moyenne de $5,4 \cdot 10^{-2} \text{ } ^{\circ}\text{C.s}^{-1}$ et un écart type de $9 \cdot 10^{-3} \text{ } ^{\circ}\text{C.s}^{-1}$. Dans le cas du calcul pseudo-2D cette différence a une valeur moyenne de $6,7 \cdot 10^{-2} \text{ } ^{\circ}\text{C.s}^{-1}$ et un écart type de $11,7 \cdot 10^{-3} \text{ } ^{\circ}\text{C.s}^{-1}$.

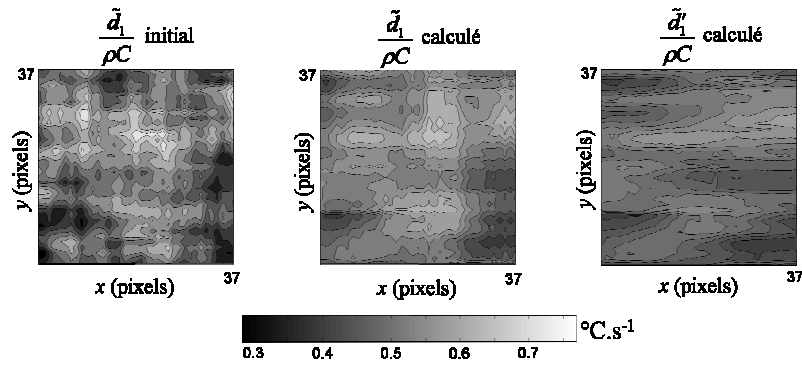


Figure 2.29 : dissipation moyenne suivant l'épaisseur et moyenne par cycle initiale (a) et calculée (b)

Pour une lecture plus aisée, nous avons représenté sur la Figure 2.30 des profils extraits des champs de dissipation. Dans ce cas encore, la méthode est capable par les deux types de calcul d'estimer l'intensité du champ de dissipation moyenne par cycle ainsi que la répartition globale de cette source. Notons que le calcul pseudo-2D sous-estime légèrement la dissipation initiale.

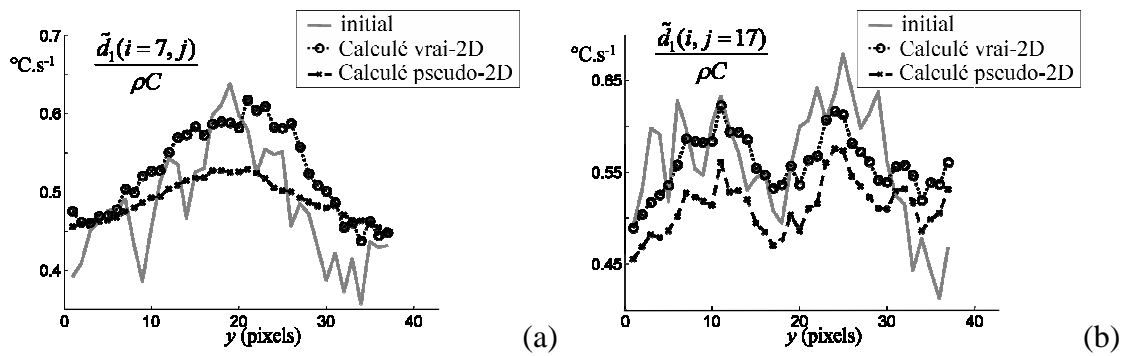


Figure 2.30 : profils de dissipation moyenne par cycle initiale et calculée (a) profil ligne, (b) profil colonne

Comme pour l'exemple précédent, nous avons fait varier l'intensité de la dissipation initiale dans une série de simulations numériques. Nous avons également superposé une dizaine de bruits différents aux champs de température obtenus numériquement et moyenné les erreurs mesurées. Sur la Figure 2.31, nous retrouvons la moyenne de l'erreur absolue, l'écart type et la moyenne de l'erreur relative pour les deux type de calcul.

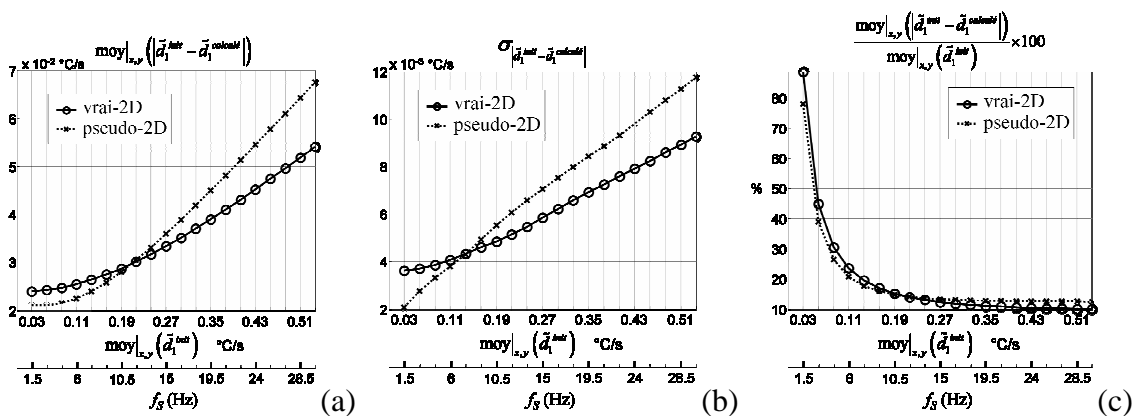


Figure 2.31 : résultat sur une large gamme de dissipation : (a) moyenne de l'erreur absolue (b) écart type (c) moyenne de l'erreur relative.

Nous retrouvons le même type de courbe que précédemment. Dans ce cas encore, l'estimation de la dissipation s'améliore à partir du moment où celle-ci atteint une valeur moyenne de l'ordre de $0,1^\circ\text{C/s}$ et la différence entre le calcul vrai-2D et pseudo-2D est faible, même si cette différence augmente avec l'intensité des sources.

d) Concentration en surface de la dissipation

Dans ce dernier exemple, nous avons voulu étudier le cas d'une concentration des mécanismes dissipatifs en surface. Pour cela, nous avons pris une distribution tridimensionnelle de la dissipation \hat{d}_1 à laquelle nous avons appliqué une loi en puissance de différents degrés n_s suivant l'épaisseur :

$$d_1^{init}(x, y, z, t) = \hat{d}_1(x, y, z) \left| \frac{2z - e}{e} \right|^{n_s} (n_s + 1) \quad (2.98)$$

Cette expression permet de garder une dissipation moyenne suivant l'épaisseur qui varie peu avec n_s , ce qui facilite la comparaison des résultats. Un exemple de distribution pour $n_s=1$ est donné Figure 2.32. Nous constatons que l'hétérogénéité suivant l'épaisseur est déjà importante.

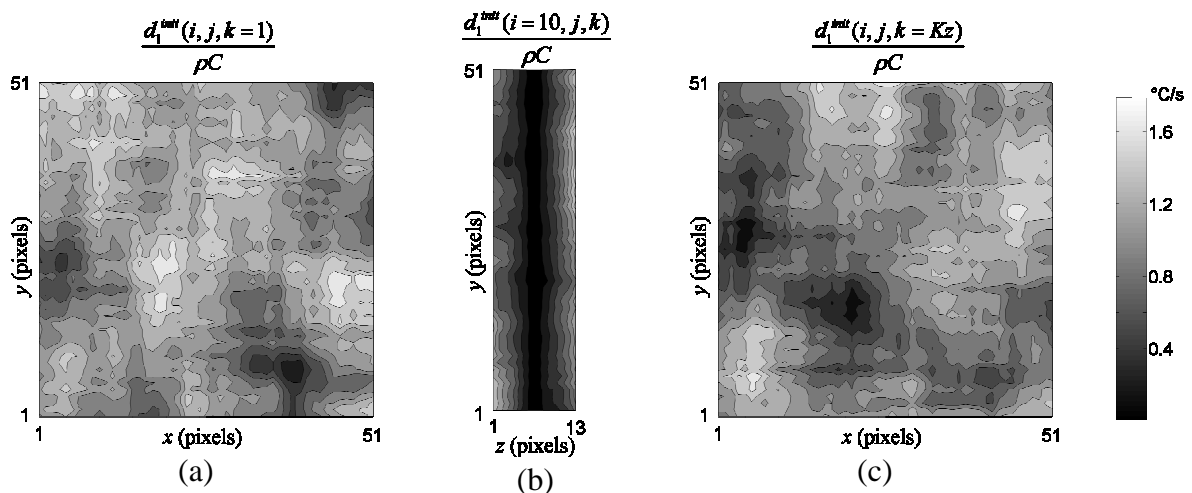


Figure 2.32 : champs issus de la distribution tridimensionnelle initiale de dissipation pour $n_s = 1$:
 (a) champ sur la face 1 (b) champ suivant l'épaisseur (c) champ suivant la face2

Comme précédemment, nous avons estimé les dissipations à partir du champ de température de la face 2. Un exemple de résultat pour $n_s=4$ est présenté Figure 2.33. Nous pouvons constater que les champs calculés par les deux types de calcul reproduisent bien la distribution initiale mais que les ordres de grandeurs sont différents.

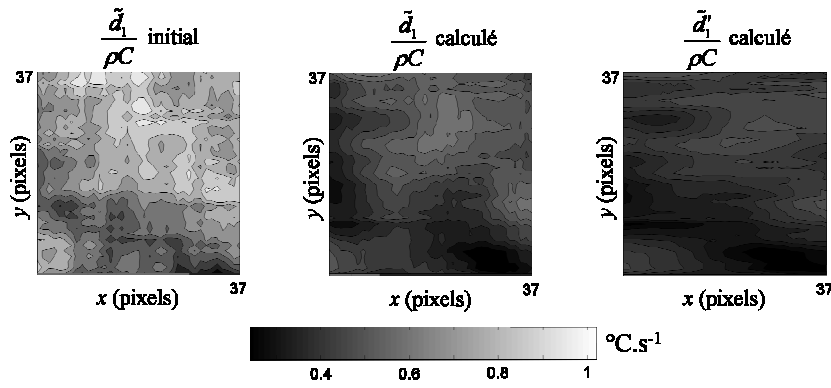


Figure 2.33 : dissipation moyenne suivant l'épaisseur et moyenne par cycle pour $n_s=4$ initiale et calculée

En observant les profils de la Figure 2.34 regroupant les résultats pour différentes valeurs de n_s , nous remarquons que les dissipations estimées par notre méthode (vrai et pseudo-2D) reproduisent bien la distribution globale des sources initiales, mais plus les sources se localisent en surface, plus les différences d'intensité augmentent. Les différences sur la valeur moyenne des champs initiaux et calculés atteint environ 37% pour $n_s = 4$ avec les deux type de calcul.

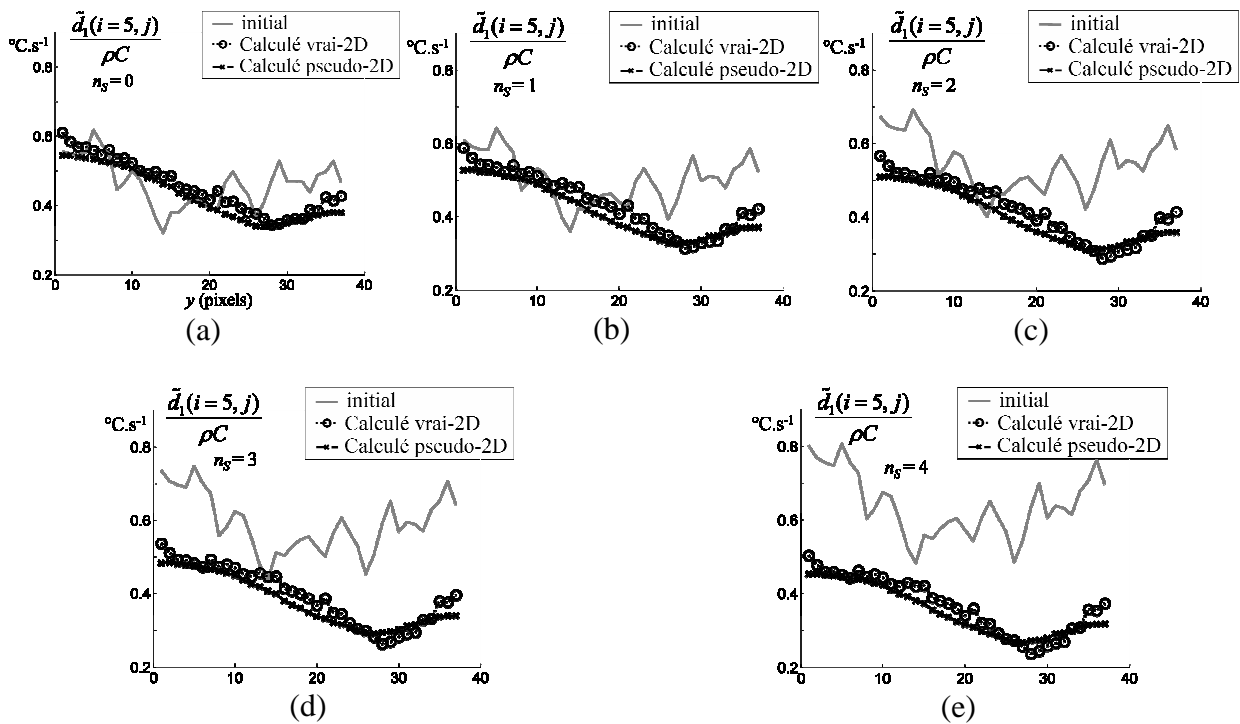


Figure 2.34 : profils de dissipations initiales et calculées pour différentes valeurs de n_s : $n_s = 0$ (a), $n_s = 1$ (b), $n_s = 2$ (c), $n_s = 3$ (d) et $n_s = 4$ (e).

Cet exemple nous apprend que si les mécanismes dissipatifs se concentrent exclusivement en surface, nous aurons une sous-estimation de la dissipation réelle.

2.4.4. Conclusion

Nous avons vu l'importance que peut jouer le choix des paramètres de lissages dans le calcul de la distribution des sources de chaleur. Il sera important d'optimiser ceux-ci dans le cas de traitement d'essais réels. La détection de forts gradients (discontinuités) de champs de sources n'est pas accessible dès lors que la méthode nécessite un pavé spatial d'approximation pour estimer localement une source. Néanmoins, dans les exemples que nous venons de traiter, malgré des ordres de grandeur différents de chaque type de source, la méthode de calcul est capable d'estimer correctement le champ d'amplitude thermoélastique et l'intensité du champ de dissipation moyenne par cycle (en vrai et pseudo-2D), dès lors que les pavés d'approximations peuvent rester faibles devant les gradients de sources. En ce qui concerne, le fait que la méthode ne donne que des valeurs moyennes de source dans l'épaisseur, nous avons montré qu'il faut des sources très localisées (ici en surface) pour que la dissipation soit fortement sous-estimée (ici de 40%).

2.5. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons exposé le cadre thermodynamique qui nous a mené à l'écriture de l'équation de la chaleur et les hypothèses qui ont permis de simplifier le problème de diffusion.

Le bien fondé des hypothèses faites sur le plan thermique a été vérifié à l'aide d'essais numériques. En bonne première approximation, la température de surface d'une éprouvette peut être assimilée à la température moyenne suivant l'épaisseur et le terme convectif dans la dérivée particulière de la température devrait être négligeable.

Ces hypothèses une fois contrôlées, la méthode de traitement d'image 2D a pu être développée. La difficulté de celle-ci est de déterminer deux champs de source de chaleur d'ordre de grandeur très différent à partir d'un même thermosignal bruité. Cette méthode s'appuie sur un lissage spatiotemporel local de la température qui permet d'estimer, *via* l'équation de la chaleur, les champs de dissipation moyenne par cycle et d'amplitude thermoélastique.

Enfin, les contrôles numériques réalisés sur cette méthode ont montré que malgré des ordres de grandeurs très différents, elle est capable de détecter l'intensité de chaque type de source et de reproduire les distributions spatiales de celles-ci, tant que la taille du pavé de lissage est petite devant les hétérogénéités de ces champs.

Expérimentalement, les sources de chaleur étant dérivés des champs de température mesurés, la précision des mesures thermiques influent donc les résultats et la stabilité de cette méthode. Avant de présenter les résultats expérimentaux, nous allons donc exposer dans le chapitre suivant le travail réalisé lors de cette étude pour atteindre une mesure la plus quantitativement fiable possible de la température.

Références

- [Boulanger 2004] Boulanger T. (2004) "Analyse par thermographie infrarouge des sources de chaleur induites par la fatigue des aciers". Thèse, Université Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc
- [Boulanger, *et al.* 2004] Boulanger T., Chrysochoos A., Mabru C. et Galtier A. (2004) "Calorimetric analysis of dissipative and thermoelastic effects associated with the fatigue behavior of steels". *International Journal of Fatigue*, **26**, 3, 221-229
- [Chrysochoos 1995] Chrysochoos A. (1995) "Analyse du comportement des matériaux par thermographie infrarouge". *Photomécanique* 95, 203-211
- [Chrysochoos et Louche 2000] Chrysochoos A. et Louche H. (2000) "An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation". *International Journal of Engineering Science*, **38**, 16, 1759-1788
- [Germain 1973a] Germain P. (1973a) "Cours de mécanique des milieux continus, T.I - Théorie générale", Masson & Cie
- [Germain 1973b] Germain P. (1973b) "Thermodynamique des milieux continus". *Congrès de Mécanique de Poitiers*, Poitiers, Septembre 1973,
- [Halphen et Son Nguyen 1975] Halphen B. et Son Nguyen Q. (1975) "Sur les matériaux standards généralisés". *Journal de Mécanique*, **14**, 39-63
- [Lemaitre et Chaboche 1984] Lemaitre J. et Chaboche J. L. (1984) "Mécanique des matériaux solides", Dunod
- [Louche 1999] Louche H. (1999) "Analyse par thermographie infrarouge des effets dissipatifs de la localisation dans des aciers". Thèse, Université Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc
- [Sauzay 2000] Sauzay M. (2000) "Effets de surface et d'anisotropie en fatigue multiaxiale". Thèse, Université Paris 6, ENS - Cachan

Chapitre 3

Mesures de champs avec une caméra infrarouge

Sommaire

3.1. La thermographie infrarouge	94
3.1.1. Rappel sur les ondes électromagnétiques	94
3.1.2. Définition des sources de rayonnement	95
3.1.3. Bilan énergétique d'un rayonnement incident	96
3.1.4. Le corps noir : objet idéal	97
3.1.5. Objet réel : l'émissivité	97
3.1.6. Bandes spectrales utilisées en thermographie infrarouge	98
3.2. Présentation de la caméra JADE III	99
3.2.1. Présentation de la caméra	99
3.2.2. Le rayonnement réellement mesuré	100
3.2.3. L'étalonnage	102
3.2.4. Dérive de la caméra	108
3.2.5. Le Bruit	109
3.2.6. L'intercorrélation	113
3.3. Le revêtement	116
3.3.1. Choix du revêtement	116
3.3.2. Mesure d'émissivité	117
3.4. Conclusion	119
Références	120

Dans le chapitre précédent nous avons vérifié les hypothèses faites sur la température afin de valider notre approche thermodynamique des essais de fatigue sur tôle mince. Dans ce chapitre, nous allons voir comment mesurer un champ de température à l'aide d'une caméra infrarouge et les précautions qu'il faut prendre pour avoir une mesure la plus quantitativement fiable possible. Nous commencerons par présenter rapidement les notions de physique en thermographie infrarouge qui nous permettront de définir les grandeurs importantes. Ensuite, les performances de la caméra infrarouge utilisée lors de cette étude seront évaluées. Enfin, le revêtement des éprouvettes dont le but est d'améliorer les mesures thermiques sera étudié.

3.1. La thermographie infrarouge

Nous rappelons brièvement dans ce qui suit les notions physiques de base du rayonnement infrarouge. Cette présentation regroupe des informations collectées dans [Fischer 1997], [Pajani 1989] et [Pajani 2001].

3.1.1. Rappel sur les ondes électromagnétiques

La lumière ainsi que les rayonnements infrarouges sont des rayonnements électromagnétiques, usuellement modélisés par des ondes électromagnétiques. Une onde électromagnétique (Figure 3.1) est un ensemble de 2 vecteurs orthogonaux indissociables, les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} , se propageant dans l'espace et dont les amplitudes varient sinusoidalement avec le temps. \vec{E} et \vec{B} sont perpendiculaires à la direction de propagation.

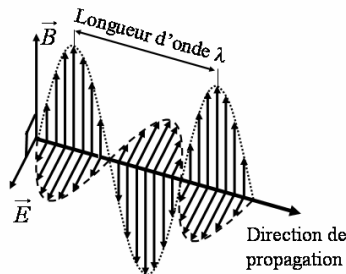


Figure 3.1 : onde électromagnétique

Une onde électromagnétique d'une certaine largeur spectrale peut se décomposer en une superposition d'onde monochromatique de fréquences différentes. Les trois paramètres importants caractérisant une onde monochromatique sont : sa longueur d'onde λ , sa vitesse de propagation (dans le vide c'est la vitesse de la lumière $c = 3.10^8$ m/s) et sa fréquence $\nu = \text{vitesse}/\lambda$. La fréquence indique le nombre d'oscillations par seconde tandis que la longueur d'onde indique quant à elle la distance en mètres entre deux crêtes de cette même oscillation.

La Figure 3.2 montre une partie du spectre de rayonnement électromagnétique qui permet de ranger les ondes électromagnétiques en plusieurs catégories à partir de leur longueur d'onde. Nous pouvons constater que le domaine visible s'étend de 0,4 à 0,8 μm et la bande infrarouge de 0,8 à 1000 μm .

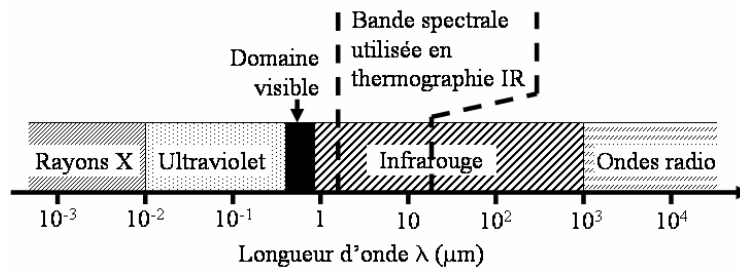


Figure 3.2 : spectre de rayonnement électromagnétique

Un corps peut émettre et/ou recevoir un rayonnement. Dans un premier temps nous allons donc voir quels sont les différents types de sources de rayonnement.

3.1.2. Définition des sources de rayonnement

Nous pouvons distinguer trois types de densité de puissance émise par un corps : l'intensité, la luminance et l'émittance.

L'intensité I (Figure 3.3) est la puissance ($d\Phi$) émise par une source ponctuelle O par unité d'angle solide ($d\Omega$):

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \text{ (W.sr}^{-1}\text{)} \quad (3.1)$$

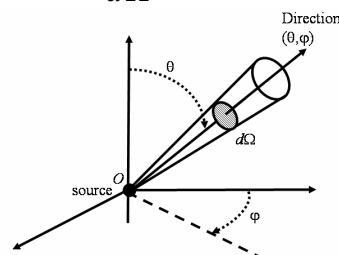


Figure 3.3 : intensité

La luminance L (Figure 3.4) est la puissance émise ($d\Phi$) par unité d'angle solide ($d\Omega$) et par unité de surface apparente ($dS \cos\theta$) d'une source étendue dans une direction donnée (θ, φ):

$$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dS \cos(\theta)} \text{ (W.m}^{-2}\text{.sr}^{-1}\text{)} \quad (3.2)$$

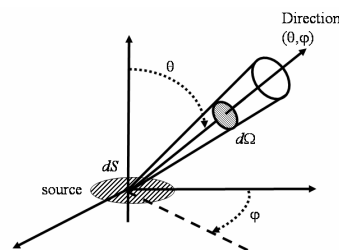


Figure 3.4 : Luminance

L'émittance M est la puissance émise ($d\Phi$) par unité de surface d'une source étendue, dans tout un hémisphère. Il s'agit donc de la luminance intégrée sur toutes les directions d'un demi-espace (sur un hémisphère).

$$M = \frac{d\Phi}{dS} (\text{W.m}^{-2}) \quad (3.3)$$

La luminance et l'émittance monochromatique sont définies par :

$$M_\lambda = \frac{dM}{d\lambda} \quad (3.4)$$

$$L_\lambda = \frac{dL}{d\lambda} \quad (3.5)$$

Si la luminance est la même suivant toutes les directions (θ, φ), elle satisfait alors la loi de Lambert, ce qui nous permet d'écrire :

$$M = \pi L \quad (3.6)$$

Les différents types de source étant maintenant définis, nous allons voir comment se décompose un rayonnement électromagnétique rencontrant un objet.

3.1.3. Bilan énergétique d'un rayonnement incident

Lorsqu'un rayonnement incident (Φ_i) rencontre un objet (Figure 3.5), une partie de ce rayonnement est réfléchi (Φ_r), une autre est absorbée par l'objet (Φ_a) et le reste est alors transmis (Φ_t).

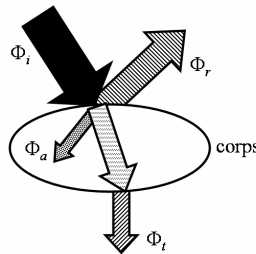


Figure 3.5 : schéma du bilan énergétique

Chacun de ces flux dépend de la longueur d'onde. Ils sont reliés par les relations suivantes :

$$\Phi_i = \Phi_r + \Phi_a + \Phi_t \quad (3.7)$$

$$\Phi_r(\lambda) = \rho(\lambda) \Phi_i(\lambda) \quad (3.8)$$

$$\Phi_a(\lambda) = \alpha(\lambda) \Phi_i(\lambda) \quad (3.9)$$

$$\Phi_t(\lambda) = \tau(\lambda) \Phi_i(\lambda) \quad (3.10)$$

où λ est la longueur d'onde et α , ρ et τ sont respectivement les facteurs de réflexion, d'absorption et de transmission. De ces relations nous pouvons également déduire l'expression suivante :

$$\alpha(\lambda) + \rho(\lambda) + \tau(\lambda) = 1 \quad (3.11)$$

Remarques :

- pour un corps opaque comme nos éprouvettes : $\tau(\lambda) = 0$ et $\alpha(\lambda) + \rho(\lambda) = 1$,
- pour un corps transparent comme l'atmosphère : $\alpha(\lambda) = 0$ et $\rho(\lambda) + \tau(\lambda) = 1$.

Les paramètres caractérisant le comportement d'un objet en thermographie infrarouge étant définis, nous allons nous intéresser aux propriétés du corps servant de référence, le corps noir.

3.1.4. Le corps noir : objet idéal

Le corps noir (CN) est un objet idéal qui a pour propriété d'absorber l'intégralité des rayonnements incidents qu'il reçoit, quelles que soient leur longueur d'onde et leur direction ($\alpha(\lambda) = 1$). Il en restitue la totalité en émettant un rayonnement sur toutes les longueurs d'onde régit par la loi de Planck :

$$L_{\lambda}^{CN} = \frac{c_1}{\lambda^5 \pi \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad (\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{m}) \quad (3.12)$$

où $c_1 = 3,741832.10^{-16} \text{ W.m}^2$, $c_2 = 1,438786.10^{-2} \text{ K.m}$ et T est la température en K.

Un corps noir obéit également à la loi de Lambert (cf. Equation (3.6)). En intégrant l'équation de Planck (cf. Equation (3.12)) sur tout le spectre électromagnétique nous obtenons la loi de Stefan-Boltzmann :

$$L^{CN} = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \quad \text{ou} \quad M^{CN} = \sigma T^4 \quad (3.13)$$

avec $\sigma = 5,67032.10^8 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann. Ce sont ces deux dernières expressions qui permettent de relier le flux rayonné mesuré par un capteur infrarouge à la température du corps noir observé.

Le corps de référence en thermographie infrarouge étant défini, nous allons maintenant passer aux propriétés d'un objet réel.

3.1.5. Objet réel : l'émissivité

Ce qui différencie un objet réel d'un corps noir est que celui-ci émettra toujours un flux inférieur au corps noir placé dans les mêmes conditions et que son facteur d'absorption est différent de 1 (cf. §3.1.3). Le comportement d'un objet réel sera toujours défini par rapport à celui du corps noir. D'ailleurs, un paramètre important en thermographie infrarouge, qui est l'émissivité, est défini comme le facteur de comparaison entre l'émission d'un objet réel et celle d'un corps noir. Elle dépend du matériau, de sa surface, de la direction d'observation (θ, φ), de sa température (T) et de la longueur d'onde considérée (λ). L'émissivité spectrale directionnelle est définie par :

$$\varepsilon(\lambda, \theta, \varphi, T) = \frac{L_\lambda(\theta, \varphi, T)}{L_\lambda^{CN}(T)} \quad (3.14)$$

où $L_\lambda(\theta, \varphi, T)$ est la luminance du flux émis dans la direction (θ, φ) par l'objet réel à la température T et $L_\lambda^{CN}(T)$ la luminance d'un corps noir à la même température.

Lors de nos essais nous plaçons toujours la caméra perpendiculairement à la face de l'éprouvette observée. La dépendance de l'émissivité par rapport à la direction d'observation (θ, φ) peut alors être négligée. L'ordre de grandeur des variations de température lors d'essais de fatigue étant faible, nous pouvons également négliger l'influence de la température sur l'émissivité :

$$\varepsilon(\lambda, \theta, \varphi, T) = \varepsilon(\lambda) \quad (3.15)$$

La loi de Kirhchoff nous permet de relier l'émissivité au facteur d'absorption :

$$\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda) \quad (3.16)$$

Enfin, en thermographie infrarouge nous émettons l'hypothèse que notre objet se comporte comme un corps gris dans la bande spectrale utilisée, c'est-à-dire, qu'il vérifie la relation de Lambert (cf. Equation (3.6)) d'où :

$$\varepsilon(\lambda) = \varepsilon \quad (3.17)$$

Sur le Tableau 3.1 nous retrouvons quelques valeurs d'émissivité pour différents matériaux à différentes températures.

Matériau	T (°C)	ε
Acier poli	100	0,07
Acier oxydé	60	0.85
Carbone - noir de fumée	20	0.95
Vernis noir mat	100	0.95
Plâtre	20	0.91

**Tableau 3.1 : émissivité de quelques matériaux
à $\theta = 0^\circ$ et $\lambda = 5\mu\text{m}$ [Pajani 2001]**

3.1.6. Bandes spectrales utilisées en thermographie infrarouge

La bande spectrale utilisée en thermographie infrarouge s'étend de 2 à 15 μm . Les fenêtres plus particulièrement utilisées sont 2-5 μm et 7-15 μm . En effet, les mesures par thermographie infrarouge s'effectuent généralement sous atmosphère naturelle qui constitue un milieu semi transparent ou opaque selon la longueur d'onde.

Afin d'optimiser la mesure infrarouge, il faut donc se placer dans une gamme de longueurs d'ondes où le facteur de transmission atmosphérique est le plus proche de 1 (Figure 3.2). C'est pourquoi les fabricants de caméra proposent deux types de caméras fonctionnant respectivement sur des longueurs d'onde de 2-5 μm et 7-15 μm .

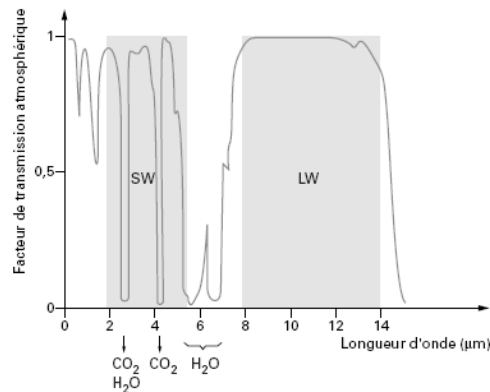


Figure 3.6 : Exemple de facteur de transmission de l'atmosphère (cas typique à 30m) et positionnement des caméras usuelles SW (Short Wave) et LW (Long Wave) [Pajani 2001]

Après avoir rappelé les notions de base portant sur la physique du rayonnement infrarouge, nous allons nous intéresser à notre outil de mesure, la caméra infrarouge JADE III du fabricant Cedip.

3.2. La caméra JADE III

Dans cette partie, la caméra et ses performances vont être présentées. Nous commencerons par exposer les caractéristiques techniques et le fonctionnement de celle-ci. Ensuite, nous verrons à quoi correspondent les informations qu'elle délivre par rapport à la scène thermique observée. Nous aborderons le problème de l'étalonnage avant de quantifier la dérive et le bruit accompagnant les mesures. Enfin, nous vérifierons que les évolutions des pixels ne sont pas corrélées entre elles.

3.2.1. Présentation



Figure 3.7 : dispositif expérimental

Nous utilisons une caméra infrarouge JADE MWIR (Middle Wave Infrared), du fabricant CEDIP, équipée d'un objectif de distance focale 25mm (Figure 3.7). Cette caméra possède une matrice de détecteurs de 240 par 320 pixels refroidis à 90 K par un système stirling. Comme son nom l'indique, cette caméra utilise un capteur à ondes moyennes opérant dans une bande de 3-5 μ m. Un tel système permet d'atteindre une résolution spatiale de 0.12mm/pixel sur une éprouvette dont la partie utile fait 10 \times 10mm². Sa fréquence maximale d'acquisition en «image complète» est de 50Hz (250Hz en 1/4 d'image). Il est possible de

régler le temps d'intégration dans une gamme allant de 10 à 3000 μ s par pas de 1 μ s afin d'optimiser la précision des mesures selon l'intervalle de températures observées.

Le schéma de principe de la chaîne d'acquisition de champs de température est présenté Figure 3.8. Le flux infrarouge traverse la lentille pour être converti en signal électrique par le détecteur. Ce signal est ensuite lui-même converti en signal numérique à l'aide d'un convertisseur. L'étape suivante consiste à corriger la non uniformité du détecteur et à remplacer les pixels « défectueux », étape qui fait partie du protocole d'étalonnage du constructeur (cf. §3.2.3.a) , p.102). Le signal ainsi corrigé est ensuite envoyé à l'ordinateur sous forme de niveaux informatiques puis transféré dans sa mémoire vive. Enfin le logiciel fourni par CEDIP permet d'étalonner, enregistrer et visualiser les champs de température.

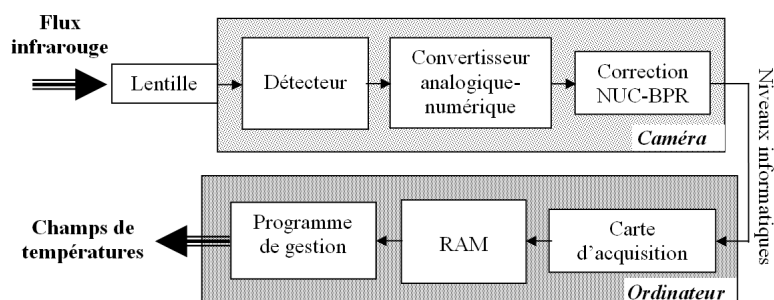


Figure 3.8 : Principe de la chaîne d'acquisition de champs de température

Comme nous venons de le voir, la caméra n'envoie que des niveaux informatiques à l'ordinateur. Il faut donc procéder à un étalonnage afin d'avoir une correspondance entre ces niveaux informatiques et les champs de température (Figure 3.9). Mais avant de présenter la méthode d'étalonnage retenue, il convient d'identifier ce que la caméra mesure réellement lorsqu'elle observe un objet.

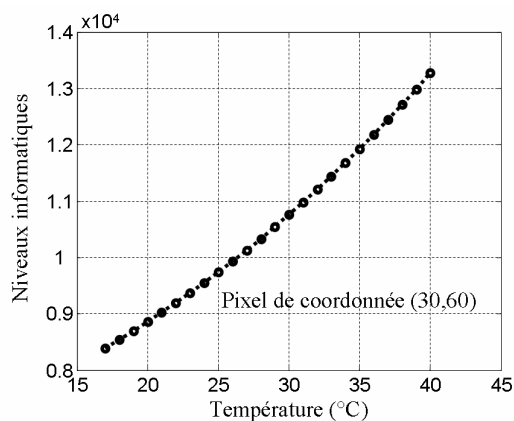


Figure 3.9 : exemple de réponse d'un pixel

3.2.2. Le rayonnement réellement mesuré

Comme nous l'avons vu précédemment, un objet émet des rayonnements infrarouges mais en réfléchit également si des sources sont dans son environnement. Nous allons donc voir ici ce que mesure réellement la caméra dans les conditions expérimentales. Dans les conditions réelles de mesure, nous supposons que (Figure 3.10) :

- notre éprouvette est un objet opaque se comportant comme un corps gris dans la bande spectrale considérée,
- l'environnement est un corps noir dont la température T_{env} est uniforme,
- l'atmosphère dans laquelle se propage le rayonnement de l'éprouvette est uniforme et à température constante T_{atm} ,
- il y a proportionnalité entre la luminance mesurée par le détecteur et le thermosignal délivré par la caméra.

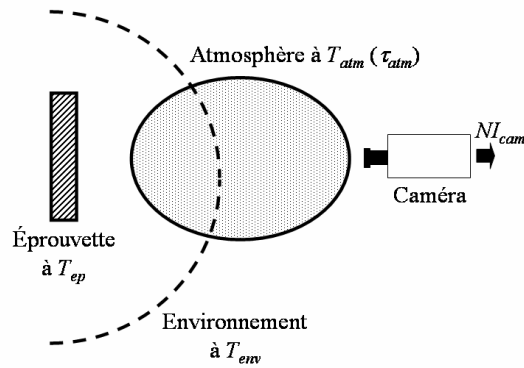


Figure 3.10 : schéma de scène thermique réelle

Dans ce cas, le niveau informatique délivré par la caméra NI_{cam} s'exprime de la façon suivante :

$$NI_{cam} = \tau_{atm} \left[\underbrace{\underbrace{\varepsilon_{ep} NI(T_{ep})}_{\text{émis par l'éprouvette}} + \underbrace{(1-\varepsilon_{ep}) NI(T_{env})}_{\text{Réfléchi par l'éprouvette}}}_{\text{Transmis par l'atmosphère}} \right] + \underbrace{(1-\tau_{atm}) NI(T_{atm})}_{\text{émis par l'atmosphère}} \quad (3.18)$$

où $NI(T)$ est la loi d'étalonnage du détecteur reliant la température au niveau informatique de la caméra, τ_{atm} est le facteur de transmission de l'atmosphère et ε_{ep} l'émissivité de l'éprouvette.

Expérimentalement, la distance entre la caméra et l'éprouvette est la même que celle entre le corps noir et la caméra lors de son étalonnage. Cette distance étant faible, environ 150mm, nous pouvons supposer que $\tau_{atm} \approx 1$. Nous revêtons nos éprouvettes (cf. §3.3) d'une peinture noire mate afin qu'elles aient une émissivité la plus proche possible de celle de notre corps noir. Deux options sont alors possibles :

- soit nous considérons que notre éprouvette se comporte comme un corps noir et l'expression (3.18) devient :

$$NI_{cam} = NI(T_{ep}) \quad (3.19)$$

- soit nous supposons que son émissivité est élevée ($\varepsilon_{ep} \approx 1$) et que les effets de réflexion provenant du rayonnement de l'environnement ont peu d'influence sur les mesures infrarouges et l'expression (3.18) devient :

$$NI_{cam} = \varepsilon_{ep} NI(T_{ep}) \quad (3.20)$$

Dans ce qui suit, nous nous placerons dans le premier cas. Comme nous le verrons plus loin au paragraphe 3.3.2, l'émissivité de la surface de notre éprouvette est quasi-uniforme et très proche de 1.

3.2.3. L'étalonnage

Le constructeur de la caméra propose une méthode d'étalonnage qui, nous allons le voir, ne nous a pas semblé satisfaisante pour le calcul de sources de chaleur. C'est pour cela que nous avons développé une méthode d'étalonnage plus adaptée à nos besoins. Quelle que soit la méthode d'étalonnage, celle-ci revient à approcher l'expression reliant la luminance à la température (3.12) par une loi polynomiale (la longueur d'onde dans l'expression (3.12) est la longueur d'onde moyenne du spectre considéré). Nous allons commencer par exposer la méthode d'étalonnage constructeur avant d'exposer celle utilisée lors de nos essais.

a) Etalonnage constructeur

Comme chaque pixel a sa réponse propre, CEDIP propose – comme les autres constructeurs de caméra à matrice de détecteurs – d'appliquer en premier lieu une correction de non-uniformité (NUC : Non-Uniformity Correction). Cette correction consiste à appliquer une loi linéaire (offset β_i et gain α_i) distincte pour chaque pixel afin d'uniformiser la réponse de la matrice de détecteur en l'alignant sur la réponse moyenne du détecteur (Figure 3.11). Ces coefficients sont identifiés à partir de la mesure de deux champs de température constants et uniformes obtenus à l'aide d'un corps noir par exemple. Ces deux champs à des températures différentes devront être pris à 30% des bornes de la plage d'utilisation de la caméra pour un étalonnage optimum. Il s'agit en effet à ce niveau de ne pas sortir de la zone de réponse linéaire de chaque élément de la matrice de détecteurs. Il s'agit donc de déterminer une plage de température telle que chaque élément soit loin d'un état de saturation («basse» et «haute»).

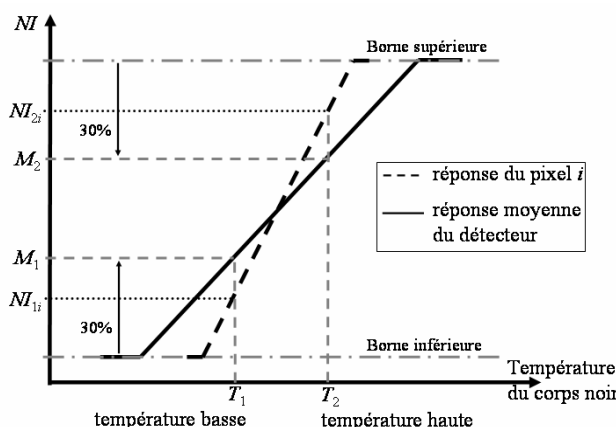


Figure 3.11 : Correction NUC

Soit NI_1 et NI_2 les deux images de référence auxquelles correspondent NI_{1i} et NI_{2i} les niveaux informatiques mesurés par le pixel i . Nous avons alors comme réponse moyenne du détecteur aux images NI_1 et NI_2 :

$$M_1 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N NI_{1i} \quad (3.21)$$

$$M_2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N NI_{2i} \quad (3.22)$$

Pour le pixel i nous avons donc la loi de correction suivante :

$$\widetilde{NI}_i = \alpha_i NI_i + \beta_i \quad (3.23)$$

avec :

$$\alpha_i = \frac{M_2 - M_1}{NI_{2i} - NI_{1i}} \quad (3.24)$$

$$\beta_i = M_1 - \alpha_i NI_{1i} \quad (3.25)$$

où I_i est le niveau informatif du pixel i pour n'importe quelle mesure.

Les pixels dont la réponse «s'éloignent trop» de la réponse moyenne sont alors considérés comme « défectueux » (Bad Pixel). Le constructeur propose trois méthodes de détection des bad pixels, c'est-à-dire, trois définitions de la «distance» de la réponse du détecteur à celle de la réponse moyenne :

- **méthode du gain** : Un pixel dont le gain est très éloigné du gain moyen nécessite une correction importante (α très différent de 1). Il est donc possible, depuis les tables de NUC, de déterminer les pixels pour lesquels la correction dépasse un seuil donné. Les valeurs appliquées en standard sont $\alpha < 0,75$ ou $\alpha > 1,25$, soit une sensibilité présentant un écart supérieur à 25% par rapport à la moyenne.
- **méthode de l'offset** : Un élément de détecteur qui présente un offset important par rapport à la moyenne est soumis à la même saturation électrique (Figure 3.14), ce qui se traduit par une limitation de la température maximale mesurable. Dans ce cas, la réponse de l'élément n'est pas suffisamment fiable et il est alors considéré comme pixel défectueux.
- **méthode du bruit** : Tout élément présentant un bruit temporel (cf. §3.2.5) excessif doit être considéré comme défectueux. La mesure de bruit est réalisée par comparaison des valeurs renvoyées par l'élément pendant un temps donné alors qu'il est placé face à une scène fixe (pas de variation de température). Elle revient à calculer l'écart type temporel de chaque élément et à dresser la matrice de bruit correspondante. Les éléments présentant un niveau de bruit supérieur à n écarts types seront considérés comme pixels défectueux.

Ces pixels défectueux détectés seront remplacés par le premier pixel voisin non défectueux en suivant l'ordre décrit dans le Tableau 3.2 (BPR : Bad Pixel Replacement).

21	13	9	14	22
20	5	1	6	15
12	4	Bad	2	10
19	8	3	7	16
24	18	11	17	23

Tableau 3.2 : choix du pixel de remplacement

Une fois les NUC et BPR réalisés, les données sont enregistrées et communiquées à la caméra qui fait la correction avant d'envoyer les mesures à l'ordinateur (Figure 3.8).

Enfin, une loi d'étalonnage prise sous la forme d'un polynôme de degré 2 ou 3 relie les températures aux niveaux informatiques envoyés pas la caméra à l'ordinateur. Pour ceci, nous utilisons un corps noir de laboratoire (Figure 3.12) qui permet de générer des champs de température uniformes et constants. Cette loi sera la même pour tous les pixels du détecteur et sera de la forme

$$T = \sum_{p=0}^{p=2 \text{ ou } 3} a_p NI^p \quad (3.26)$$

où NI représente le champ de niveau informatique issu de la caméra et T le champ de température correspondant.



Figure 3.12 : caméra infrarouge (à droite) face au corps noir (à gauche)

L'avantage d'un tel étalonnage est sa facilité de mise en œuvre et d'utilisation grâce aux logiciels constructeur.

Néanmoins, cette méthode s'appuie sur une homogénéisation de la réponse du détecteur par les NUC, qui suppose une réponse linéaire de chaque pixel, ce qui n'est vrai que pour un petit intervalle de température situé assez loin des bornes de saturation. Ceci limite donc la plage d'utilisation de la caméra et peut induire des erreurs si les phénomènes observés produisent des variations de température sortant de cette plage de température.

De plus, même si la réponse de tous les pixels est linéaire, le fait de remplacer les pixels défectueux par leur voisin (BPR) peut poser des problèmes lors du calcul des gradients thermiques, et donc pour le calcul des sources de chaleur.

Ce sont les deux principales raisons pour lesquelles nous avons choisi de développer notre propre méthode d'étalonnage.

b) Etalonnage pixel à pixel

Il est possible de ne pas utiliser les corrections NUC et BPR. Nous avons alors choisi de travailler avec les données directement issues de la conversion numérique du flux mesuré par le détecteur (Figure 3.8). La caméra livre donc à l'ordinateur des données numérisées brutes de tout traitement.

Nous ne faisons aucune correction de non uniformité mais un étalonnage pixel à pixel, c'est-à-dire que nous calculons une loi d'étalonnage par pixel du détecteur, reliant les niveaux

informatiques à la température à partir de l'enregistrement de champs de température uniformes et constants générés par le corps noir. La réponse de chaque pixel est approchée par un polynôme de la forme :

$$T(i, j) = \sum_{p=0}^{p=P} a_p(i, j) NI(i, j)^p \quad (3.27)$$

où P est le degré choisi pour les polynômes d'étalonnage et $a_p(i, j)$, $NI(i, j)$ et $T(i, j)$ sont respectivement les coefficients de la loi d'étalonnage, le niveau informatique et la température du pixel de coordonnées (i, j) .

Sur la Figure 3.13, nous pouvons voir les lois d'étalonnage de tous les pixels du détecteur et nous rendre compte de l'hétérogénéité de leurs réponses.

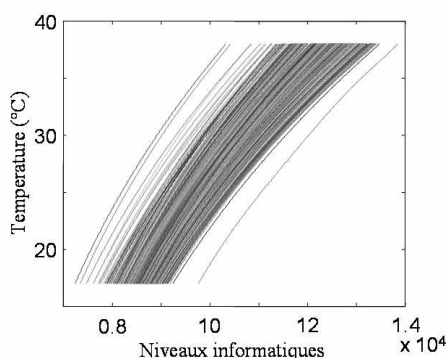


Figure 3.13 : polynômes d'étalonnage

Plus nous serons susceptibles de travailler proche de la saturation du détecteur de la caméra (Figure 3.14), plus nous prendrons des polynômes de degrés élevés. Dans le cas général, un degré 3 suffit (offset, pente et courbure).

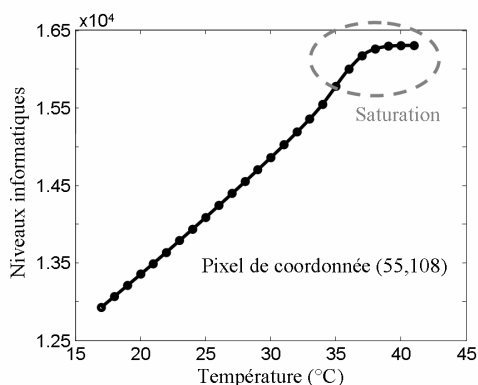


Figure 3.14 : exemple de pixel proche de la saturation

Une fois l'étalonnage effectué, nous recherchons les pixels défectueux en utilisant les mêmes enregistrements thermiques que pour l'étalonnage. On calcule pour chacun d'eux le champ des températures correspondantes à l'aide des polynômes d'étalonnage. Ensuite, pour chacun de ces champs de température nous utilisons deux critères :

- le premier, grossier, consiste à éliminer les pixels qui donnent des réponses très éloignées de la température de consigne du corps noir. Cela revient à éliminer les pixels de coordonnées (i, j) qui vérifient l'inégalité suivante :

$$|T(i, j) - T_{CN}| \geq \delta T_1 \quad (3.28)$$

où δT_1 est la valeur seuil du test, T_{CN} la température de consigne du corps noir et $T(i, j)$ la température calculée au pixel (i, j) .

- le second critère, plus fin, consiste à éliminer les pixels qui ont une réponse trop éloignée de la température moyenne calculée sur tout le détecteur, sachant que cette dernière reste très proche ($< 2.10^{-4}$ °C) de la température de consigne imposée au corps noir.

$$|T(i, j) - T_M| \geq \delta T_2 \quad (3.29)$$

où δT_2 est la valeur seuil du test, $T(i, j)$ la température calculée au pixel (i, j) et T_M la température moyenne donnée par :

$$T_M = \frac{1}{N_i N_j} \sum_{j=1}^{N_j} \sum_{i=1}^{N_i} T(i, j) \quad (3.30)$$

où N_i et N_j sont respectivement le nombre total de lignes et de colonnes du détecteur

L'intérêt du premier test est d'éliminer les pixels qui faussent le calcul d'une température moyenne pour le second test.

Le seuil du premier test est pris de l'ordre de quelques dixièmes de degré, en général 0.5°C, et le seuil de second test de l'ordre de quelques centièmes de degré, 0.04°C le plus souvent.

Si nous examinons la distribution de la réponse des pixels du détecteur observant une scène thermique uniforme générée par le ceps noir (Figure 3.15), nous pouvons constater que celle-ci semble gaussienne, ce qui est renforcé par le test graphique de la droite de Henry (Figure 3.16). Une façon naturelle de définir les pixels défectueux pourrait être de considérer ceux dont la réponse n'est pas dans la bande des six écarts types (Figure 3.15). Toutefois, notre corps noir servant à l'étalonnage ayant une résolution spatiale en température de 0.02°C, il ne serait pas raisonnable de prendre un seuil de détection des pixels défectueux inférieur à cette valeur.

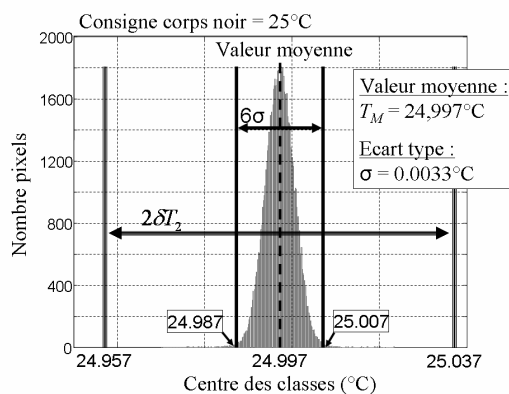


Figure 3.15 : Distribution de la réponse des pixels du détecteur observant une scène thermique uniforme.

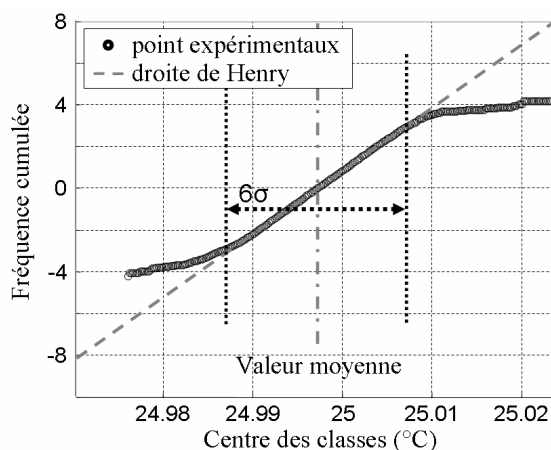


Figure 3.16 : test graphique de normalité : la droite de Henry

Cette méthode nous donne un pourcentage de pixels défectueux de l'ordre de 0,4%, comme il est présenté sur la Figure 3.17. Une fois cette cartographie des pixels défectueux déterminée, nous pouvons les ignorer ou remplacer leur réponse par une valeur interpolée en s'appuyant sur les réponses des pixels voisins.

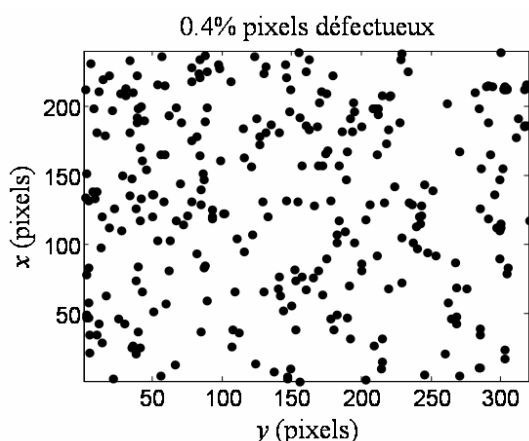


Figure 3.17 : cartographie des pixels défectueux

Avec cette méthode, nous espérons obtenir des mesures de température plus précises, nous permettant de mieux estimer les gradients thermiques, ce qui est primordial dans le calcul des sources de chaleur. L'un des avantages de cette méthode est de travailler avec des données brutes, ce qui permet à tout moment de modifier nos paramètres d'étalonnage sans avoir à refaire les essais. En effet, avec la méthode constructeur, si les NUC et BPR sont mal déterminés, il est impossible de revenir en arrière une fois les mesures enregistrées.

Remarques :

- Nous avons observé qu'un étalonnage à chaque démarrage de la caméra était indispensable et qu'étrangement s'il dépendait du temps d'intégration, il dépendait aussi de la fréquence d'acquisition.

- Par ailleurs, l'étude de la stabilité de la caméra durant l'essai est aussi capitale. Dans ce qui suit nous étudions brièvement les conditions de cette stabilité.

3.2.4. Dérive de la caméra

Nous avons observé une forte dérive de la caméra lors des premières heures de fonctionnement. Sur la Figure 3.18, nous voyons l'évolution de la température moyenne mesurée par la caméra qui observe un corps noir à température constante (20°C) et uniforme pendant les 310 premières minutes qui suivent sa mise en route. L'étalonnage a été réalisé au bout de ces 310 minutes. Si l'étalonnage avait été fait à la mise en route de la caméra, nous aurions la même courbe mais décalée et partant de 20°C.

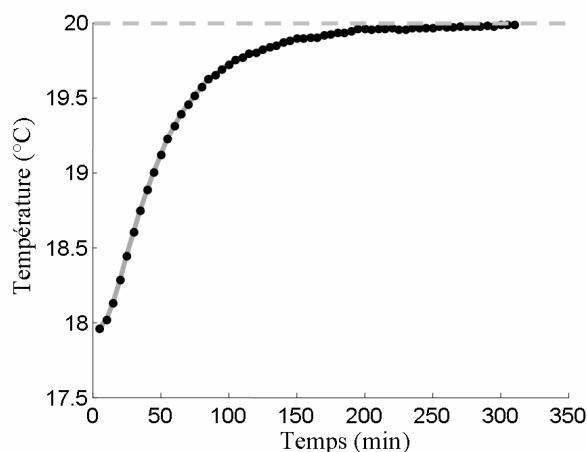


Figure 3.18 : dérive de la caméra

La température moyenne mesurée par la caméra dérive de plus de 2°C avant de se stabiliser. Si nous observons le champ des températures mesurées au début de l'essai (Figure 3.18) nous remarquons un halo, bien que la scène thermique filmée par la caméra infrarouge soit uniforme.

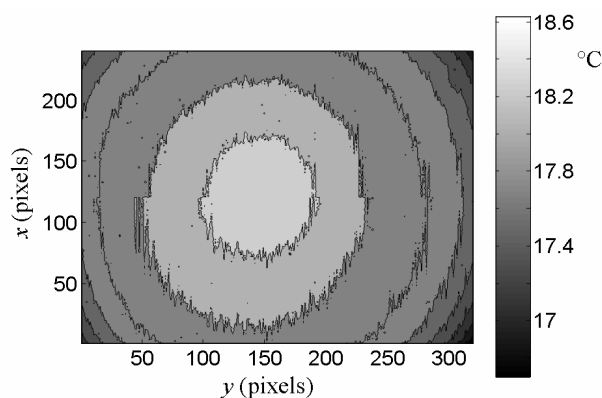


Figure 3.19 : halo

Ce halo est dû aux rayonnements propres de l'optique, d'où l'allure circulaire des isovaleurs du champ perturbé. Un long temps d'attente après avoir allumé la caméra est donc nécessaire afin d'atteindre l'équilibre thermique de celle-ci et avoir une bonne mesure de champs de température.

3.2.5. Le bruit

Une fois la caméra stabilisée, il est important de quantifier le bruit de la chaîne complète de mesure afin de déterminer la résolution en température que nous pouvons atteindre.

Nous pouvons distinguer deux types de bruit :

- Le bruit temporel : les variations dans le temps de la température mesurée par un pixel observant une scène thermique constante.
- Le bruit spatial : l'amplitude des fluctuations spatiales du champ de températures mesuré par la caméra observant une scène thermique homogène (une fois l'étalonnage réalisé).

a) *Le bruit temporel*

Nous allons commencer par étudier le bruit temporel d'un pixel pour ensuite essayer de caractériser le bruit temporel de toute la matrice.

Prenons l'exemple de l'évolution temporelle d'un pixel observant un corps noir à 24°C (Figure 3.20). Ce qui caractérise cette évolution est la distribution de la variation de température autour de sa valeur moyenne (Figure 3.21)

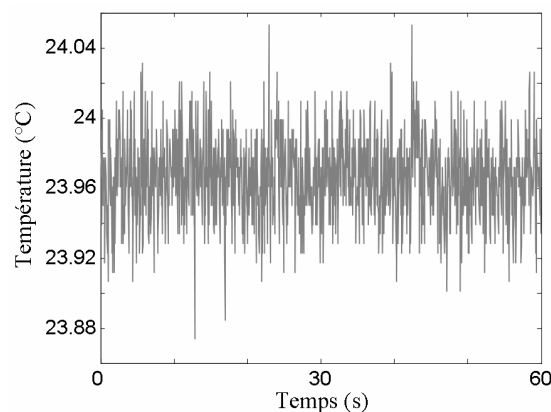


Figure 3.20 : évolution d'un pixel observant un corps noir

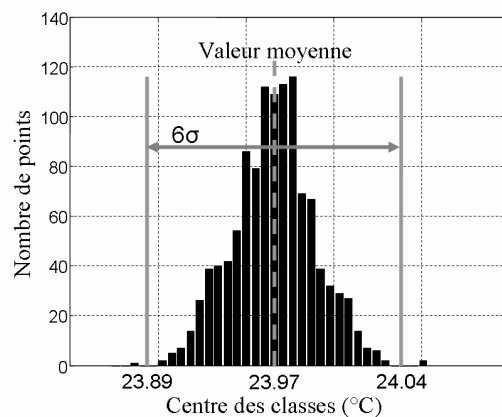


Figure 3.21 : distribution du bruit temporel

Si nous vérifions la normalité de cette distribution par le test graphique de la droite de Henry (Figure 3.22), ce bruit peut être considéré comme gaussien. L'écart type temporel pour ce pixel est de 0.024°C.

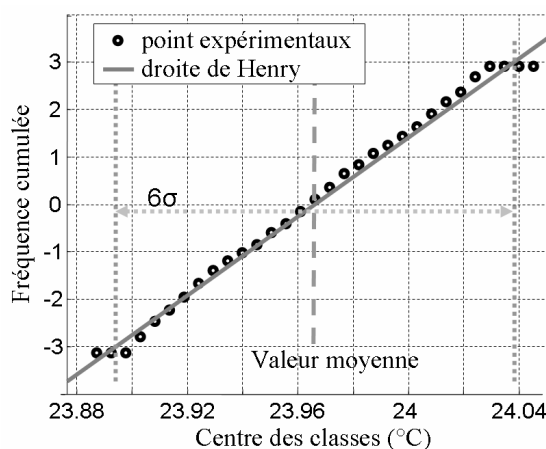


Figure 3.22 : droite de Henry de la distribution du bruit temporel

Il est également important de vérifier si ce bruit temporel n'évolue pas selon certaines fréquences préférentielles. Si nous observons le spectre en fréquence de la transformation rapide de Fourier sur les 1024 premiers points du signal (Figure 3.23), aucune harmonique ne semble porter l'essentiel de l'énergie du signal, la densité spectrale peut être considérée comme constante. Nous sommes donc en présence d'un bruit blanc.

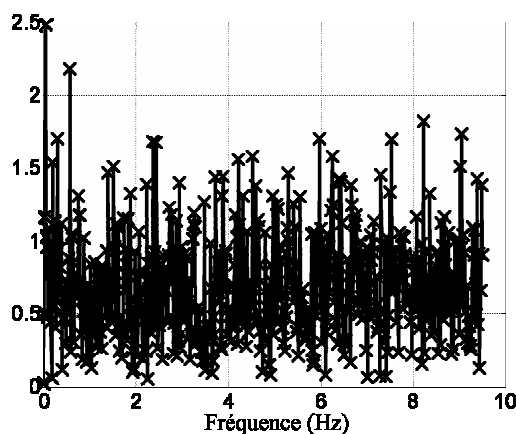


Figure 3.23 : spectre de la transformation rapide de Fourier (FFT) du bruit temporel d'un pixel

Nous obtenons le même type de résultat sur toute la gamme de température que nous utilisons classiquement, c'est-à-dire, entre 17 à 40°C. En conséquence, le bruit temporel d'un pixel peut être qualifié de bruit blanc gaussien [Declercq et Quinquis 1996].

Fort de ce premier résultat, nous cherchons maintenant à caractériser le bruit temporel du détecteur en établissant le champ des écarts types temporels lui correspondant. Nous en donnons un exemple (Figure 3.24) issu de l'observation d'une scène thermique homogène et constante à 23°C. En premier lieu, nous pouvons remarquer que plus on se rapproche du bord du détecteur, plus les écarts types sont importants. Nous sommes donc en présence d'un effet de bord que nous ne pouvons maîtriser et qui influe sur l'intensité du bruit temporel.

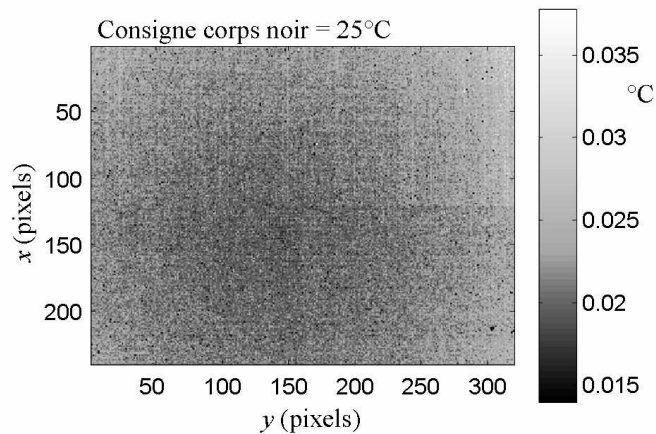


Figure 3.24 : carte des écarts types temporels pour une scène à 25°C calculée sur 100 images

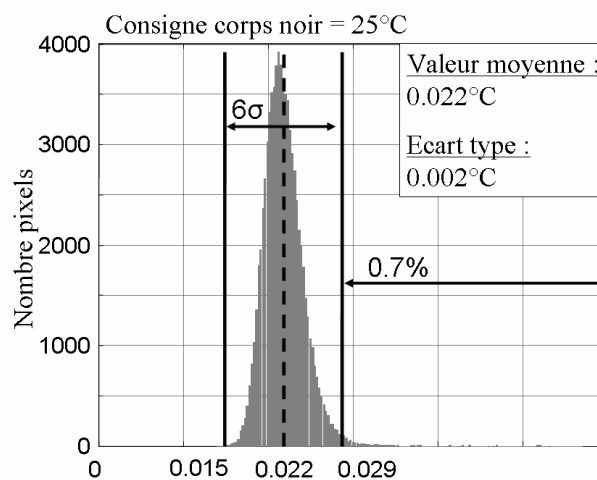


Figure 3.25 : distribution des écarts types

En étudiant la distribution (non gaussienne) de ces écarts types (Figure 3.25), nous remarquons que l'écart type temporel moyen du détecteur est de 0.022°C et que pour seulement moins de 1% des pixels, il est supérieur à 0.029°C. Ces pixels sont, comme nous l'avons dit plus haut, surtout localisés sur les bords du détecteur (Figure 3.26).

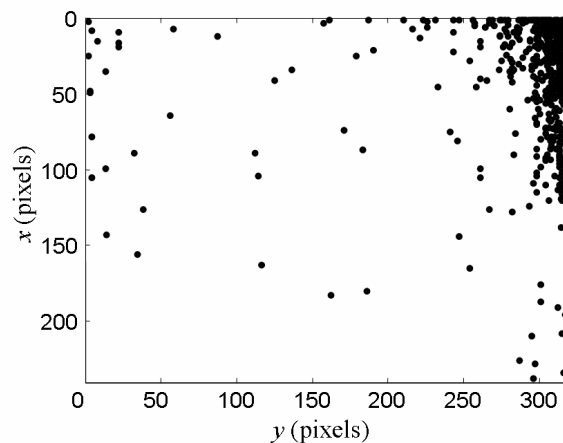


Figure 3.26 : localisation des pixels ayant un écart type supérieur à 0.029

Sur la gamme de température allant de 17 à 40°C et sur tout le détecteur, l'écart type temporel moyen est de 0.025°C et l'écart type sur cette valeur est de $5.7 \cdot 10^{-5}$.

La conclusion de cette étude est que nous n'avons pas intérêt à utiliser les pixels trop près du bord du détecteur afin d'avoir un bruit temporel ne dépassant pas 0.1 °C d'amplitude. Dans le cas de nos mesures, nous plaçons la partie utile de l'éprouvette au centre de l'image.

b) Le bruit spatial

Maintenant que nous connaissons l'ordre de grandeur du bruit temporel, il est important de savoir si spatialement les signaux sont corrélés ou non. Pour cela, nous travaillons avec des champs de température issus de la caméra observant un corps noir à température constante, que nous moyennons sur une centaine d'images afin de réduire fortement le bruit temporel.

L'amplitude du bruit spatial est directement liée au seuil de détection des pixels défectueux que nous avons choisi (*cf.* §3.2.3.b). Sur la Figure 3.27 représentant un champ de température moyenné temporellement, l'étendue de ce bruit est de 0.053°C, alors que le seuil de détection de pixels défectueux est 0.04, soit 0.08 d'étendue.

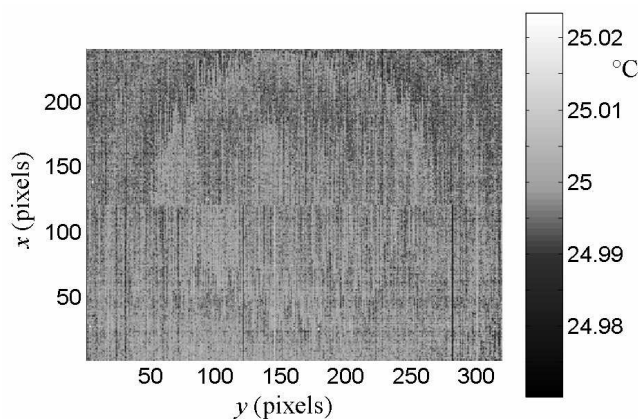


Figure 3.27 : image du corps noir température constante moyenné sur 100 images

Si nous nous étudions le spectre en fréquence 2D de la transformée rapide de Fourier sur 128 x 256 pixels du champ moyenné précédent présenté à la Figure 3.28, nous remarquons une forte décroissance de la densité spectrale selon x et y . Cette densité part d'un niveau élevé pour les faibles fréquences (environ 55) et semble tendre rapidement vers une valeur quasi-nulle.

Ce type de bruit et parfois appelé bruit rose par analogie avec la lumière [Declercq et Quinquis 1996], les faibles fréquences correspondant au rouge et le mélange sur tout le spectre donnant alors du rose. Ces faibles fréquences sont presque visibles sur la Figure 3.27, nous pouvons remarquer des anneaux concentriques. Les auteurs de [Honorat, *et al.* 2005] et [Pron et Bissieux 2004] ont déjà noté l'apparition d'un halo parasite sur les cartes de température dû à l'interaction entre l'optique et le détecteur. Ce halo peut être identifié lors de l'étalonnage et soustrait aux champs de température mesurés lors des essais pour les corriger. Nous n'avons pas mis en place une telle procédure mais nous le ferons dans un futur proche.

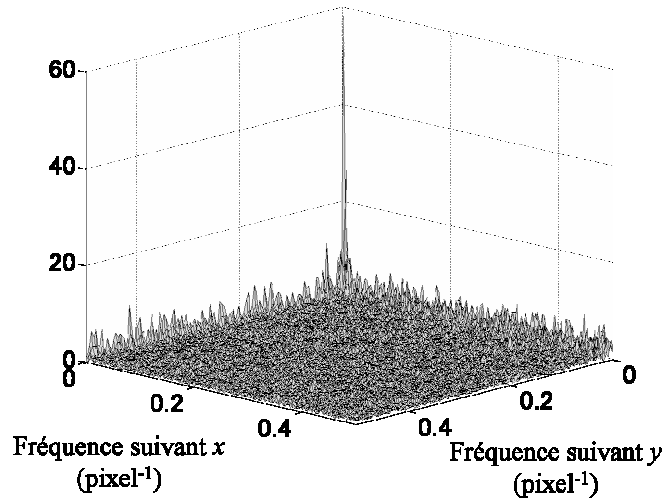


Figure 3.28 : spectre en fréquence 2D du bruit spatial (sur 128 x 256 pixels)

Nous pouvons ainsi conclure que le bruit temporel est un bruit blanc gaussien tandis que le bruit spatial est un bruit rose gaussien, et qu'ils ont respectivement des amplitudes de l'ordre de 0.1°C et 0.04°C . Si nous prenons une image non filtrée à instant quelconque t_i issue de la caméra observant un corps noir à température constante, nous trouvons également une distribution gaussienne de la réponse des pixels. Sur une gamme de température allant de 17°C à 38°C , nous trouvons que l'amplitude du bruit total $\left(\max_{|x,y}(T(x,y,t_i)) - \min_{|x,y}(T(x,y,t_i))\right)/2$ a une valeur moyenne de 0.13°C et un écart type de $5.10^{-3^{\circ}\text{C}}$.

Si nous observons la Figure 3.27, il semblerait que des motifs apparaissent (lignes et colonnes), c'est pourquoi il nous a paru important d'étudier l'intercorrélacion des pixels, c'est-à-dire, déterminer si les évolutions des pixels sont liées entre elles. Dans le cas où les évolutions des pixels ne seraient pas totalement indépendantes entre elles, cela poserait des problèmes sur le calcul du gradient de température et donc sur le calcul des sources.

3.2.6. L'intercorrélacion

Pour étudier l'intercorrélacion des pixels, nous avons utilisé l'expression suivante qui permet de calculer le facteur de corrélation entre le pixel i et le pixel j :

$$R(i,j) = \frac{C(i,j)}{\sqrt{C(i,i)C(j,j)}} \quad (3.31)$$

avec

$$C(i,j) = E\left((x_i(t) - \mu_i) \times (x_j(t) - \mu_j)\right) \quad (3.32)$$

où $x_i(t)$ et $x_j(t)$ représentent l'évolution dans le temps des pixels i et j , E la fonction moyenne et $\mu_{\alpha} = E(x_{\alpha}(t))$ ($\alpha = i$ ou j).

Le facteur de corrélation est compris entre -1 et 1. Plus ce facteur est proche de ces bornes, plus l'évolution de deux pixels est liée.

Pour un détecteur de n pixels, le résultat se présente sous la forme d'une matrice $n \times n$ symétrique avec une diagonale unité correspondant au calcul du facteur d'autocorrélation de chacun des pixels. Dans la pratique nous n'avons pas pu exécuter ce calcul en une fois pour tout le détecteur car cela demande des moyens de calcul trop importants (76800 pixels). Nous l'avons donc réalisé pour des tirages aléatoires de 1000 pixels (exemple Figure 3.29) et des zones contiguës du détecteur de sorte à le recouvrir entièrement.

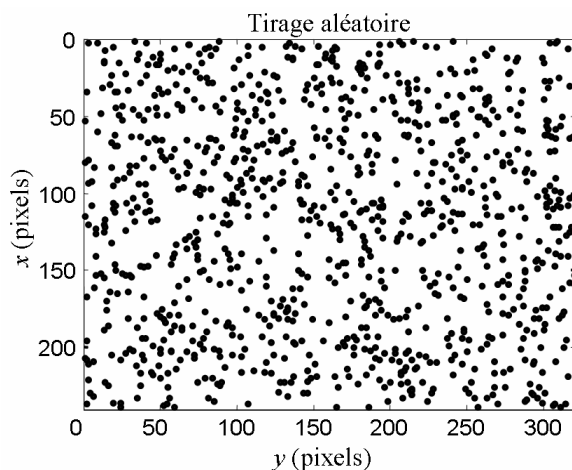


Figure 3.29 : exemple de tirage aléatoire

Afin de déterminer ces matrices de corrélation, nous avons utilisé l'évolution des pixels de la caméra observant un corps noir à différentes températures stabilisées et constantes. Pour les deux types de calcul, nous avons obtenu le type de résultats représentés Figure 3.30.

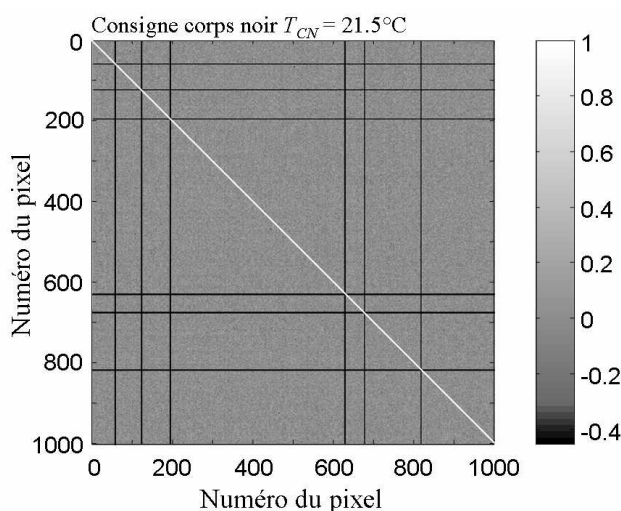


Figure 3.30 : matrice des facteurs de corrélation pour un tirage aléatoire

Nous pouvons distinguer la diagonale unité et les coordonnées des pixels défectueux où le calcul n'a pas été effectué (lignes verticales et horizontales noires), mais nous ne pouvons détecter d'éventuels points proches de 1 ou -1. C'est pour cela que sont représentés en Figure 3.31 les points dont la valeur absolue est supérieure à 0.7 et nous pouvons alors constater que

ces points ne se situent que sur la diagonale. Il n'y a donc pas de pixels dont les évolutions soient corrélées. Nous arrivons à la même conclusion pour différents tirages, zones contiguës et films infrarouges.

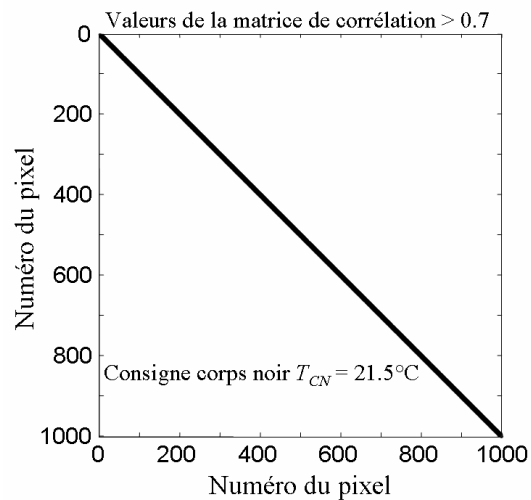


Figure 3.31 : valeurs absolues supérieures à 0.7 de la matrice de corrélation Figure 3.30

Même si les résultats sont similaires pour un tirage aléatoire ou une partie contiguë du détecteur, nous avons tout de même remarqué une légère différence sur les zones contiguës. En effet, des motifs carrés apparaissent autour de la diagonale de la matrice de corrélation (Figure 3.32). Nous avons donc cherché une explication à ceux-ci.

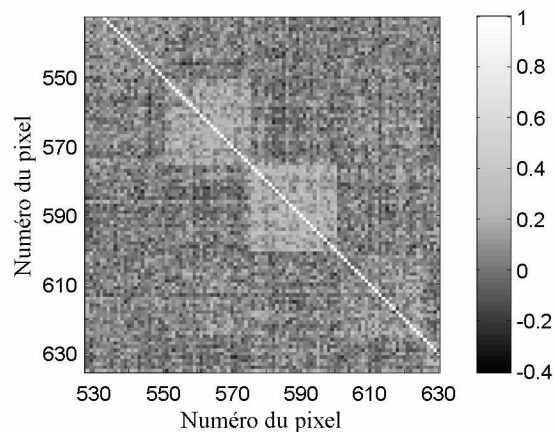


Figure 3.32 : motif autour de la diagonale pour une zone contiguë

Ces motifs correspondent à des coordonnées de pixels voisins, nous avons donc décidé d'étudier les matrices de corrélation pour des lignes et des colonnes entières du détecteur. Nous avons alors remarqué que les pixels situés sur une même ligne ont une valeur moyenne du facteur de corrélation plus importante que les pixels situés sur une même colonne. Mais ce n'est pas pour autant que les évolutions de ces pixels peuvent être qualifiées de corrélées car les valeurs demeurent faibles (inférieures à 0.7).

3.3. Le revêtement

3.3.1. Choix du revêtement

Notre éprouvette se comportant comme un corps gris opaque, les équations (3.11), (3.16) et (3.17) nous donnent sur le spectre de longueur d'onde considéré la relation suivante :

$$\varepsilon_{ep} + \rho_{ep} = 1 \quad (3.33)$$

où ρ_{ep} est le facteur de réflexion de l'éprouvette et ε_{ep} son émissivité.

Si l'émissivité de l'éprouvette est très proche de 1, nous pouvons donc négliger le flux réfléchi par celle-ci. Dans le cas contraire, l'information délivrée par la caméra n'est plus seulement reliée à la température de l'éprouvette mais également à la température de l'environnement, comme nous le montre l'expression suivante déduite de l'équation (3.18) :

$$NI_{cam} = \varepsilon_{ep} NI(T_{ep}) + (1 - \varepsilon_{ep}) NI(T_{env}) \quad (3.34)$$

L'émissivité de nos éprouvettes étant naturellement faible, de l'ordre de 0.1, nous devons revêtir celles-ci. Sur la Figure 3.33(a) nous pouvons voir la température mesurée par la caméra observant une éprouvette dont seule la partie inférieure est revêtue. Nous constatons que la caméra se reflète sur l'éprouvette. La Figure 3.33(b) montre le test généralement fait pour vérifier si le matériau dans lequel est fait l'éprouvette présente ou non une émissivité naturelle élevée. Seule la moitié droite de l'éprouvette est peinte et s'il est impossible de distinguer la frontière entre les deux moitiés, c'est que l'émissivité du matériau est élevée, ce n'est pas le cas ici.

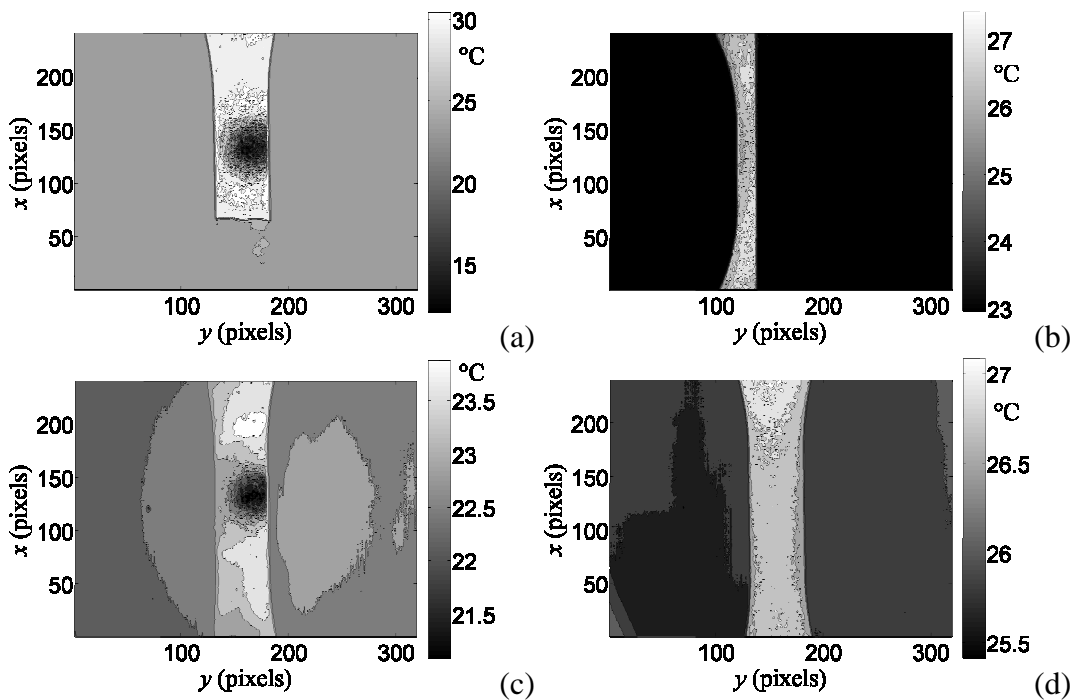


Figure 3.33 : images infrarouges d'une même éprouvette avec divers revêtements :
 (a) aucun (b) aucun sur la moitié gauche et peinture sur l'autre moitié (c) noir de fumé (d) peinture

Sur la Figure 3.33(c) l'éprouvette est revêtue d'un noir de fumée obtenu à l'aide d'une bougie. Nous pouvons constater que le noir de fumée que nous avons obtenu n'a pas une émissivité assez élevée car la caméra se reflète sur l'éprouvette. C'est un revêtement parfois utilisé en thermographie infrarouge mais nous n'avons jamais réussi à en obtenir un de bonne qualité. Un travail fin sur l'étude de ce revêtement est présenté dans [Poncelet 2007]. Nous avons donc conservé le choix de la peinture noire mat comme revêtement (Figure 3.33(d)). Le champ de température de l'éprouvette peinte semble plus hétérogène que l'éprouvette à moitié peinte (Figure 3.33(b)) mais ceci est dû aux échelles différentes de températures.

Le choix du revêtement étant fait à partir de mesures qualitatives, nous allons maintenant quantifier l'émissivité de ce revêtement.

3.3.2. Mesure d'émissivité

Il existe différentes techniques de mesure d'émissivité : celle-ci peut se faire soit par mesure directe du rayonnement d'un corps qui est alors comparé au rayonnement d'un corps noir à la même température, soit par la mesure indirecte de la réflexion de ce corps. Dans ce paragraphe, nous exposons une méthode basée sur la relation (3.34) et le fait que pour un angle d'observation inférieur à 45° , l'émissivité d'un corps gris varie peu [Pajani 1989]. Cette méthode est inspirée de celle utilisée dans [Poncelet 2007].

Le montage expérimental pour mettre en œuvre cette méthode est schématisé sur la Figure 3.34. Les éprouvettes pour lesquelles nous voulons estimer l'émissivité sont planes et à température ambiante. De part et d'autre de la normale à la surface de ces éprouvettes, nous plaçons le corps noir et la caméra. Le corps noir émet un flux infrarouge et la caméra mesure le flux réfléchi et émis par l'éprouvette. Pour que la caméra mesure la part de flux émis par le corps noir qui est réfléchi par l'éprouvette, il faut que les axes de la caméra et du corps noir forment le même angle avec la surface de l'éprouvette ($\pi/2 - \alpha$, cf. Figure 3.34).

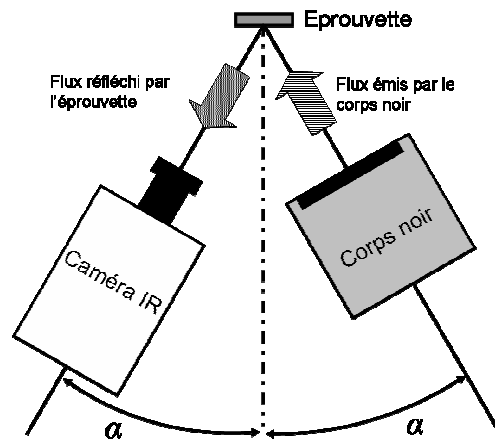


Figure 3.34 : représentation schématique du dispositif de mesure d'émissivité

Si nous décomposons le flux total réfléchi par l'éprouvette en une part issue du flux émis par le corps noir à la température T_{CN} et une part issue du flux émis par le reste de l'environnement, l'expression (3.34) devient :

$$NI_{cam} = \varepsilon_{ep} NI(T_{ep}) + (1 - \varepsilon_{ep}) (NI(T_{CN}) + NI(T_{\overline{CN}})) \quad (3.35)$$

où $NI(T_{CN})$ représente le flux émis par l'environnement de l'éprouvette excepté le corps noir.

En supposant que la température de l'éprouvette et de l'environnement en excluant le corps noir restent constantes, alors $NI(T_{CN})$ et $NI(T_{ep})$ sont aussi des constantes. De plus, $NI(T_{CN})$ peut être mesuré en filmant directement le corps à la température T_{CN} . Il suffit donc de mesurer NI_{cam} pour deux valeurs connues de T_{CN} , T_1 et T_2 , et l'émissivité de l'éprouvette est donnée par l'expression suivante :

$$\left. \begin{aligned} NI_{cam}^{T_1} &= \varepsilon_{ep} NI(T_{ep}) + (1 - \varepsilon_{ep}) (NI(T_1) + NI(T_{CN})) \\ NI_{cam}^{T_2} &= \varepsilon_{ep} NI(T_{ep}) + (1 - \varepsilon_{ep}) (NI(T_2) + NI(T_{CN})) \end{aligned} \right\} \Rightarrow \varepsilon_{ep} = 1 - \frac{NI_{cam}^{T_1} - NI_{cam}^{T_2}}{NI(T_1) - NI(T_2)} \quad (3.36)$$

Nous allons maintenant présenter les résultats de cette technique appliquée à la mesure de l'émissivité de trois éprouvettes d'acier peintes: une éprouvette en DP600 non polie, une éprouvette en DP600 polie (grain 600) et une éprouvette en HSLA280 polie (grain 600) (cf. chapitre 4). Nous avons choisi $\alpha = 30^\circ$ et pris trois température de corps noir (20, 25 et 30°C) afin de réaliser plusieurs estimations pour une même éprouvette. Nous avons également estimé l'émissivité de chaque face des éprouvettes, excepté pour celle en DP600 non polie. L'émissivité moyenne dans chaque cas et l'écart type sur cette valeur sont regroupés dans le Tableau 3.3.

Matériau			$T_1=20^\circ\text{C},$ $T_2=25^\circ\text{C}$	$T_1=20^\circ\text{C},$ $T_2=30^\circ\text{C}$	$T_1=25^\circ\text{C},$ $T_2=30^\circ\text{C}$	ε_{ep} <i>moyen</i>
DP600 non poli		ε_{ep}	0.96	0.96	0.95	0.96
		écart type	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	
DP600 poli	face 1	ε_{ep}	0.95	0.95	0.95	0.95
		écart type	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	
	face 2	ε_{ep}	0.96	0.96	0.95	
		écart type	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	
HSLA280 poli	face 1	ε_{ep}	0.96	0.96	0.96	0.96
		écart type	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	
	face 2	ε_{ep}	0.97	0.97	0.96	
		écart type	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-3}$	

Tableau 3.3 : mesure d'émissivité

Nous pouvons conclure de ces mesures que l'émissivité moyenne de nos éprouvettes peintes est de l'ordre de 0.96, ce qui est assez élevé pour réaliser des mesures de température. De plus, l'écart type sur cette valeur est quasi-nul, ce qui signifie que nous avons un champ d'émissivité très homogène.

3.4. Conclusion

Ce chapitre avait pour but d'exposer le travail métrologique fait sur les mesures infrarouges durant cette thèse. Les principes physiques de base et les hypothèses généralement formulées en thermographie ont été brièvement rappelés. Nous pouvons dégager de la première partie de ce chapitre deux notions importantes en thermographie infrarouge quantitative : la luminance et l'émissivité. La luminance, et non la température, est la grandeur réellement mesurée par une caméra infrarouge. L'émissivité d'un objet réel est ce qui le différencie de l'objet idéal en thermographie, le corps noir. Le corps noir qui a une émissivité de 1, absorbe tous les flux incidents sans en réfléchir une partie, tandis qu'un objet réel en réfléchit toujours une fraction. Le flux réfléchi par un objet étant généralement difficile à estimer, il est préférable que l'émissivité de cet objet soit proche de 1 pour obtenir une mesure quantitative de sa température.

La technologie de la caméra JADE III, typique des caméras à matrice de détecteurs, présente certains éléments (optique, stirling,...) pouvant expliquer les phénomènes indésirables observés lors de l'étude de la stabilité de celle-ci ou du bruit de mesure. L'étude du flux réellement mesuré par une caméra infrarouge a permis de mettre en évidence les flux pouvant parasiter les mesures infrarouges et justifient les précautions expérimentales prises au Chapitre 4.

Comme tout appareil de mesure, un étalonnage de la caméra infrarouge est nécessaire. L'étalonnage constructeur ne nous convenant pas, nous avons utilisé un étalonnage pixel à pixel consistant à déterminer une loi d'étalonnage pour chaque pixel de la matrice de détecteur. Cet étalonnage ne peut se faire qu'au bout d'un certain temps de mise en service de la caméra, celle-ci présentant une dérive importante, surtout durant la première heure.

Le bruit de mesure qui rend particulièrement instable le calcul des sources a fait l'objet d'une étude plus fine. Il a été montré que le bruit temporel est un bruit blanc gaussien tandis que le bruit spatial est un bruit rose gaussien (densité spectrale fortement décroissante). La précision après étalonnage sur les mesures de champ de température a été estimée à environ 0.2°C. Lors de l'étude du bruit, des motifs rectilignes semblaient apparaître sur les champs de température. Mais nous avons vérifié que les évolutions des pixels étaient bien indépendantes les unes des autres.

Enfin, différents revêtements ont été envisagés, leur fonction étant d'augmenter l'émissivité des éprouvettes. Nous avons finalement choisi d'utiliser une peinture noire mat qui permet d'obtenir une émissivité spatialement homogène et assez élevée pour avoir une bonne mesure de la température sur la partie utile d'une éprouvette.

Références

- [Declercq et Quinquis 1996] Declercq D. et Quinquis A. (1996) "Le signal aléatoire (coll. Signaux et systèmes en questions)", Hermes, Paris
- [Fischer 1997] Fischer A. (1997) "Physical bases in Remote Sensing", "Resources in Earth Observation", CNES France, 1997 Second Edition, CDrom.
- [Honorat, *et al.* 2005] Honorat V., Moreau S., Muracciole J. M., Wattrisse B. et Chrysochoos A. (2005) "Calorimetric analysis of polymer behaviour using a pixel calibration of an IRFPA camera". *Journal of Quantitative InfraRed Thermography*, **2**, 2, 153-171
- [Pajani 1989] Pajani D. (1989) "Mesure par thermographie infrarouge", ADD Editeur
- [Pajani 2001] Pajani D. (2001) "Thermographie - Principes et mesures". *Techniques de l'Ingénieur*, **RC3**, R2740, 16p
- [Poncelet 2007] Poncelet M. (2007) "Multiaxialité, hétérogénéité intrinsèque et structurale des essais d'auto-échauffement et de fatigue à grand nombre de cycles". Thèse, ENS Cachan, Université Paris 6
- [Pron et Bissieux 2004] Pron H. et Bissieux C. (2004) "Focal plane array infrared cameras as research tools". *QIRT Journal*, **1**, 2, 229-240

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

Sommaire

4.1. Les essais	122
4.1.1. Le type d'essai	122
4.1.2. Les matériaux utilisés	123
4.1.3. Les échantillons	124
4.1.4. Les mesures infrarouges	125
4.2. Estimation des sources de chaleur à partir de données expérimentales	128
4.2.1. Introduction	128
4.2.2. La thermoélasticité	130
4.2.3. La dissipation	132
4.2.4. Essais de contrôle sur la nature de la dissipation estimé	135
4.3. Evolution de la dissipation en fonction de $\Delta\sigma$ et f_s	141
4.4. Analyse calorimétrique des cinétiques de fatigue	143
4.4.1. Essai sur un DP600 avec $\Delta\sigma_{max} > \Delta\sigma_D$	144
4.4.2. Essai sur un DP600 avec $\Delta\sigma_{max} \approx \Delta\sigma_D$	146
4.4.3. Essai sur un HSLA280 $\Delta\sigma_{max} > \Delta\sigma_D$	147
4.4.4. Conclusion	149
4.5. Mesures combinées par thermographie et corrélation d'image	150
4.5.1. Bilans d'énergie	150
4.5.2. Dispositif de granularité en lumière blanche	151
4.5.3. Estimation de l'énergie de déformation	154
4.5.4. Dispositif expérimental	156
4.5.5. Résultats	159
4.5.6. Analyse thermodynamique	162
4.6. Conclusion du chapitre	163
Références	165

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats thermomécaniques obtenus lors d'essais cycliques sur des éprouvettes plates en acier. Dans un premier temps, nous décrivons le type d'essai que nous avons réalisé, puis formulons quelques commentaires généraux sur les champs d'amplitude thermoélastique et de dissipation moyenne par cycle que la méthode mise en place permet d'obtenir. Ensuite, nous analyserons plus en détails les effets de dissipation observés, effets que nous interpréterons en tant qu'irréversibilité associée aux mécanismes accompagnant le phénomène de fatigue à grand nombre de cycles grâce à un certain nombre d'essais de contrôle préliminaires. Enfin, nous présentons le résultat d'essais combinant détermination de sources de chaleur par thermographie et mesure de déplacements par corrélation d'images, nous permettant de réaliser des bilans locaux d'énergie.

4.1. Les essais

4.1.1. Le type d'essai

Nous avons réalisé des essais constitués de blocs de cycles, chaque bloc étant caractérisé par les paramètres de chargement suivants : l'étendue de contrainte $\Delta\sigma$, la fréquence de sollicitation f_s , le rapport de chargement $R_\sigma = \sigma_{min} / \sigma_{max}$ et le nombre de cycles N_c . Nous avons utilisé une machine d'essai servo-hydraulique équipée d'une cellule de force 25kN et choisi un asservissement en effort sous la forme d'un sinus amorti (Figure 4.1). Ce type de sollicitation permet d'éviter les dépassements de consigne en début d'essai.

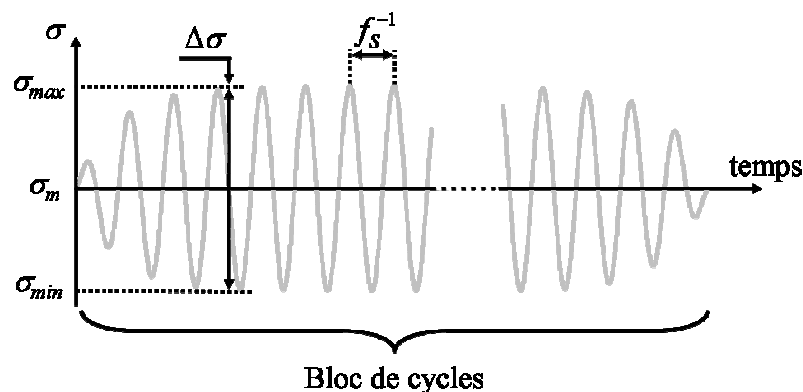


Figure 4.1 : schématisation du type de sollicitation

La fréquence de sollicitation, l'effort appliqué ainsi que le caractère monochromatique de la sollicitation ont été contrôlés à l'aide des informations délivrées par la cellule de force. Le nombre de cycles par bloc est choisi de façon à être compatible avec la capacité en mémoire vive du système d'acquisition infrarouge (1Go, une acquisition en mémoire vive permet des fréquences d'acquisitions plus élevées) et doit être suffisant pour pouvoir observer la stabilisation de la température. Quel que soit le rapport de charge et le matériau testé, nous avons imposé des chargements tels que la contrainte maximale mise en jeu reste supérieure à la contrainte limite de fatigue. La fréquence de sollicitation n'a pas dépassé 30Hz à $R_\sigma = -1$ et 50Hz à $R_\sigma = 0$. L'essentiel des essais a été réalisé à $R_\sigma = -1$, afin de limiter la plastification macroscopique du matériau proche de la limite de fatigue.

4.1.2. Les matériaux utilisés

L'optimisation du poids des véhicules de tourisme a entraîné l'apparition de nouvelles technologies de matériaux. L'utilisation d'aciers à haute résistance peut réduire de 20% le poids de certaines composantes automobiles. Nous avons principalement utilisé deux de ces matériaux : le DP600 et le HSLA280.

a) Le DP600

Le préfixe DP signifie Dual Phase. Ce type d'acier est donc principalement composé de deux phases : une phase de martensite (en clair sur la Figure 4.2) noyée dans une phase ferritique (en foncé sur Figure 4.2). La taille des grains de ferrite est d'environ 10 μ m. Ce type de matériau allie haute résistance mécanique, ductilité et énergie d'absorption lors des crash-tests. Il est destiné aux pièces embouties nécessitant une tenue mécanique élevée. Nous le retrouvons donc notamment dans les pièces composant le châssis des véhicules (traverse, triangle de suspension...). Le DP600 est obtenu ici par laminage à chaud et les tôles dont sont extraites nos éprouvettes ont une épaisseur de 2,6mm. La composition chimique du DP600 est donnée dans le Tableau 4.1 et ses caractéristiques mécaniques dans le Tableau 4.2. Les limites de fatigue ont été obtenues à 2.10⁶ cycles pour une fréquence de sollicitation de 30Hz.

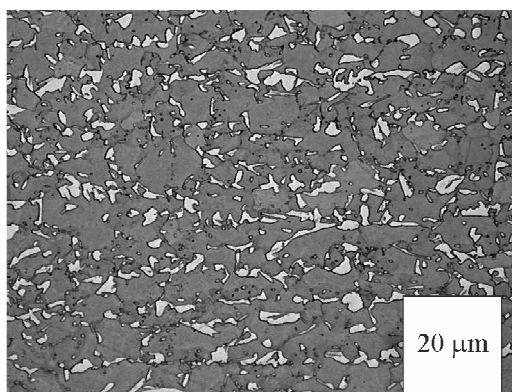


Figure 4.2 : micrographie d'un DP600

C (%)	Mn (%)	P (%)	Si (%)	Al (%)	Cr (%)
0.074	0.84	0.038	0.217	0.04	0.702

Tableau 4.1 : composition du DP600

E (MPa)	$R_{p_{0.02}}$ (MPa)	$R_{p_{0.2}}$ (MPa)	R_m (MPa)	$\Delta\sigma_D$ (MPa) pour $R_\sigma = 0$	$\Delta\sigma_D$ (MPa) pour $R_\sigma = -1$
213000	360	401	611	464	526

Tableau 4.2 : caractéristiques mécaniques du DP600

b) Le HSLA280

Le préfixe HSLA vient de High Strength Low Alloy. Ce sont donc des aciers à haute résistance mécanique qui ont une faible teneur en carbone et éléments d'alliage. On parle également d'acier microallié. Les bonnes caractéristiques mécaniques sont obtenues grâce à un durcissement par précipité et un affinement de la taille de grain. La taille de grain est d'environ 13 μ m (Figure 4.3). Ce type d'acier est destiné aux pièces ne nécessitant pas de mise en forme importante, comme les éléments de structures et de renforts (ex : renforts de portière avant de voiture). C'est un matériau qui a une très bonne soudabilité. Le HSLA280 étudié ici est également obtenu par laminage à chaud et les tôles dont sont extraites nos éprouvettes ont une épaisseur de 2,5mm. La composition chimique du HSLA280 est donnée dans le Tableau 4.3 et ses caractéristiques mécaniques dans le Tableau 4.4. Les limites de fatigue ont aussi été obtenues à 2.10⁶ cycles pour une fréquence de sollicitation de 30Hz.

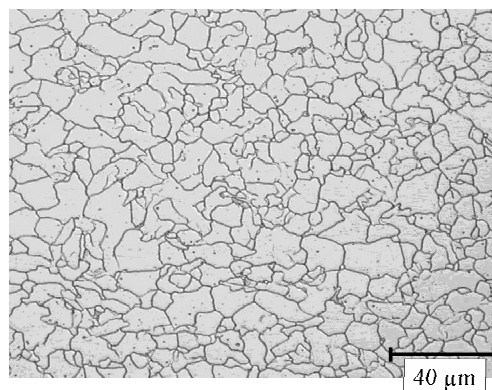


Figure 4.3 : micrographie d'un HSLA280

C (%)	N (%)	Mn (%)	Ni (%)	Cr (%)	Al (%)	Nb (%)
0.037	0.0057	0.222	0.018	0.015	0.032	0.0132

Tableau 4.3 : composition du HSLA280

$R_{p0.2}$ (MPa)	R_m (MPa)	$\Delta\sigma_D$ (MPa) pour $R_\sigma = 0.1$	$\Delta\sigma_D$ (MPa) pour $R_\sigma = -1$
345	403	328	410

Tableau 4.4 : caractéristiques mécaniques du HSLA280

4.1.3. Les échantillons

Nous avons utilisé une géométrie d'éprouvette par matériau. Les éprouvettes en DP600 sont caractérisées par une partie utile d'une largeur de 10mm, longueur de 10mm et épaisseur de 2,6mm (Figure 4.4(a)). Les éprouvettes en HSLA280 ont, quant à elles, une partie utile d'une largeur de 10mm, longueur de 20mm et épaisseur de 2,5mm (Figure 4.4(b)). Ces éprouvettes ont été obtenues à partir de tôles d'acier dans lesquelles nous avons découpé dans

le sens du laminage les bruts au jet d'eau. Les arrêtes ont ensuite été fraisées. Enfin, les arrêtes des éprouvettes en DP600 ont été polies avec un grain de 300 tandis que les faces et les arrêtes des éprouvettes en HSLA ont été polies avec un grain soit de 600 soit de 1200.

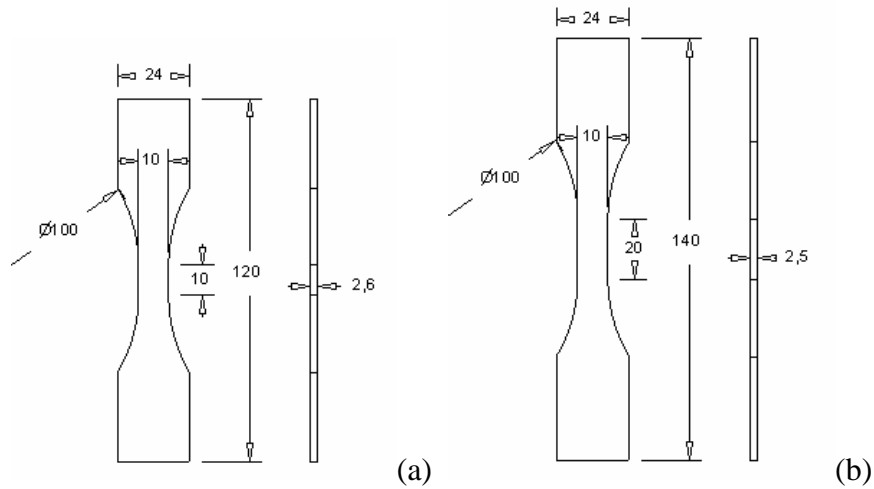


Figure 4.4 : géométries des éprouvettes (mm) : (a) en DP600 (b) en HSLA280

Nous avons changé de géométrie sur les éprouvettes en HSLA280 afin d'avoir une plus grande zone à contrainte homogène, tout en évitant qu'elles ne flambent lors d'essais à $R_{\sigma}=-1$. En fin de thèse nous avons mis en place un polissage systématique des éprouvettes, c'est pour cela que seules les éprouvettes en HSLA280 sont entièrement polies. Pour chaque type d'éprouvette, nous avons estimé les constantes de temps associées aux fuites thermiques et celles-ci sont données en Annexe A.

4.1.4. Les mesures infrarouges

a) Réglages de la caméra

La caméra infrarouge JADE III construite par CEDIP est équipée d'un objectif de distance focale 25mm. Cette caméra permet l'acquisition d'images de différentes résolutions : 320×240 pixels en « pleine image », 120×120 pixels en « demi image » et 64×120 pixels en « quart d'image ». Un tel système permet d'atteindre une résolution spatiale de 0.12mm/pixel sur une éprouvette dont la partie utile fait 10×10mm².

La fréquence maximale d'acquisition f_a de la caméra en pleine image est de 50Hz (250Hz en 1/4 d'image). Dans le cadre de nos essais, nous avons fait le choix de mesures sous-échantillonnées (au sens de Shannon) par rapport au signal thermoélastique ($f_a < 2f_s$), afin de privilégier la durée des enregistrements infrarouges. En effet, le nombre d'images acquises est limité par la mémoire vive du système d'acquisition, donc plus la fréquence d'acquisition est faible, plus l'enregistrement pourra être long. Nous rappelons que la méthode développée consiste à approximer la température par une fonction comprenant une partie sinusoïdale et une dérive temporelle de la forme suivante :

$$\theta_{app}(x, y, t) = \underbrace{P_1(x, y)t + P_2(x, y)}_{\text{dérive linéaire}} + \underbrace{P_3(x, y)\sin(2\pi f_s t) + P_4(x, y)\cos(2\pi f_s t)}_{\text{partie périodique}} \quad (4.1)$$

Le fait d'avoir choisi de sous-échantillonner le thermosignal n'influe pas sur la détermination de la dérive, qui est principalement due aux effets dissipatifs. Pour ce qui est de la partie sinusoïdale, nous avons vu dans le Chapitre 2 que les variations de température induites par l'effet thermoélastique étaient périodiques, après une certaine période transitoire, de même fréquence que la sollicitation et d'amplitude directement liée à l'amplitude de contrainte. Nous avons choisi une fréquence d'acquisition de la caméra qui n'est pas un multiple de la fréquence de sollicitation afin de pouvoir reconstruire une période du signal à partir de données s'étalant sur plusieurs cycles de chargement (Figure 4.5).

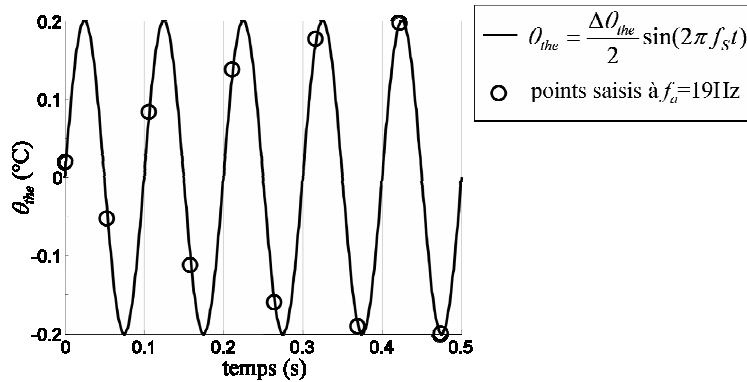


Figure 4.5 : illustration du sous-échantillonnage avec $f_s=10\text{Hz}$ et $\Delta\theta_{the}=0.4^\circ\text{C}$

Comme il n'est pas possible de changer la fréquence d'acquisition sans refaire un étalonnage de la caméra, nous avons choisi la même fréquence d'acquisition pour tous nos essais soit, 19Hz.

Le second paramètre que nous devons régler est le temps d'intégration. Ce temps correspond à la durée pendant laquelle la scène thermique est réellement observée au cours d'un cycle de saisie d'image et il est possible de régler celui-ci dans une gamme allant de 10 à 3000 μs . Un temps d'intégration de 1500 μs nous a semblé le meilleur compromis entre précision et dynamique de mesure pour les variations de température observées lors de nos essais, c'est-à-dire, une température comprise entre 17 et 34°C. En effet, il est possible de faire une analogie entre le temps d'intégration et le temps d'exposition d'une photo, la précision augmente avec le temps d'intégration mais la tendance à saturer le détecteur également, ce qui limite la gamme de température.

b) Amélioration des mesures thermiques

Les mors et les montants de la machine ont une émissivité très faible ($\approx 0,07$), ils reflètent donc une grande partie du rayonnement infrarouge émis par l'environnement. Pour que ces rayons réfléchis ne « parasitent » pas les mesures thermiques, nous revêtons les mors et les montants de papiers (émissivité $\approx 0,9$). De plus, nous isolons l'ensemble machine d'essai et caméra à l'aide d'un tissu afin de limiter les rayonnements infrarouges incidents sur la scène observée (Figure 4.6).



Figure 4.6 : photo du dispositif expérimental

Afin de suivre les variations de température de l'environnement et donc connaître l'évolution de la température d'équilibre de l'éprouvette sollicitée, nous plaçons une éprouvette dite de « référence » dans le champ de la caméra (Figure 4.7). A partir des écarts en température enregistrés sur cette référence par rapport à sa température initiale, il est alors possible de corriger la variation de température de l'éprouvette sollicitée en utilisant la relation suivante :

$$\theta_{\text{corrigée}}^{\text{ep}} = \theta^{\text{ep}} + \langle \theta^{\text{ref}} \rangle = (T^{\text{ep}} - T_0^{\text{ep}}) + \langle T^{\text{ref}} - T_0^{\text{ref}} \rangle \quad (4.2)$$

où $\theta^{\text{ep}} = T^{\text{ep}} - T_0^{\text{ep}}$ et $\theta_{\text{corrigée}}^{\text{ep}}$ sont les variations de température de l'éprouvette sollicitée avant et après correction et $\langle \theta^{\text{ref}} \rangle = \langle T^{\text{ref}} - T_0^{\text{ref}} \rangle$ est la moyenne sur la zone sélectionnée de la variation de température de la référence.

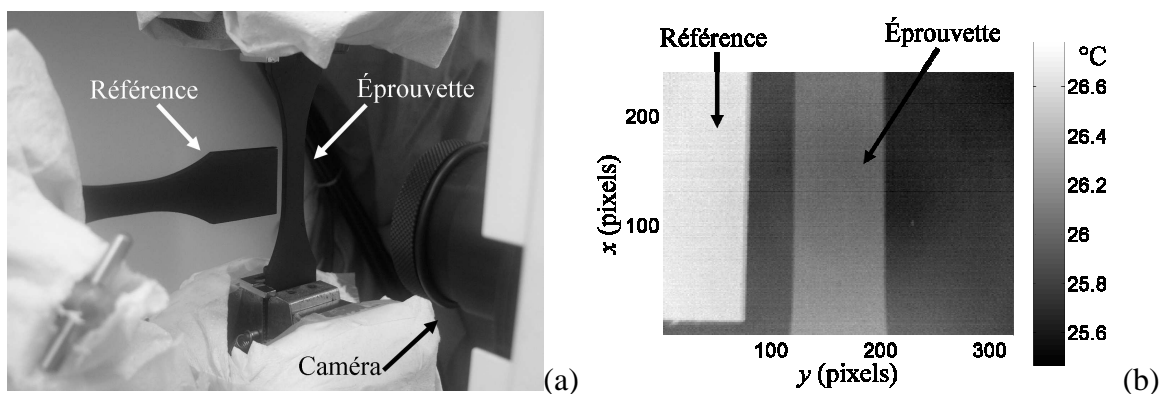


Figure 4.7 : éprouvette de référence : (a) photo du montage (b) image thermique

Le dispositif expérimental maintenant décrit, nous pouvons étudier les champs de sources de chaleur obtenus *via* la méthode de traitement d'images décrite au Chapitre 2.

4.2. Estimation des sources de chaleur à partir de données expérimentales

Après avoir brièvement décrits les conditions d'essais, les champs de sources estimés cette fois-ci à partir de données expérimentales vont être exposés dans cette partie. Nous allons commencer par donner un premier aperçu du type de résultats obtenu *via* le logiciel de traitement d'images infrarouges. Ensuite, nous aborderons rapidement les résultats en thermoélasticité que nous comparerons à la théorie thermoélastique linéaire et isotrope. Enfin, nous étudierons le type de champ de dissipation moyen par cycle estimé lors de blocs de cycles et nous montrerons, *via* un certain nombre d'essais expérimentaux, que ces champs sont liés aux défauts microstructuraux.

4.2.1. Introduction

Pour introduire le calcul de sources de chaleur, nous présentons, dans ce paragraphe un exemple d'estimation de champ de dissipation moyenne par cycle \tilde{d}_1 et d'étendue de source thermoélastique $\overline{\Delta s_{the}}$, dans le cas d'une éprouvette en DP600 soumis à un bloc de cycles à $\Delta\sigma = 410\text{MPa}$, $f_S = 27\text{Hz}$ et $R_\sigma = -1$. Les sources sont estimées à partir de champs de température saisis après 110s d'essai. Sur la Figure 4.8(a) est représenté le champ de variation de température expérimental θ_{exp} à partir duquel les sources de chaleur sont estimées. On imagine aisément les difficultés à vaincre pour obtenir une estimation correcte des dérivées secondes en espace d'un champ de température aussi bruité. Sur la Figure 4.8(b) est représenté le même champ mais après lissage local θ_{liss} . Les paramètres de lissage qui sont utilisés pour traiter cet essai sont $N_x = 15$, $N_y = 5$ et $N_t = 2f_a$ (*cf.* Chapitre 2). La résolution spatiale sur le champ de température est ici de $\Delta x = 0,15\text{mm/pixel}$.

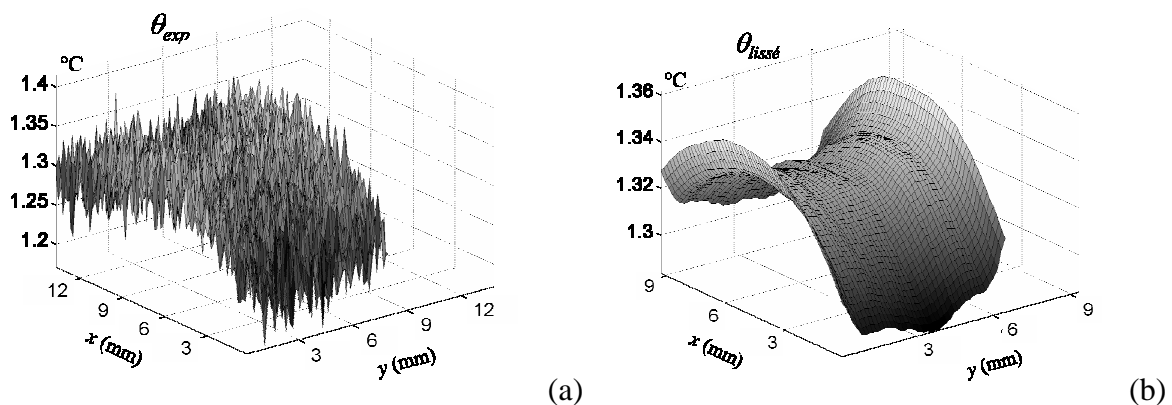


Figure 4.8 : champ de variation de température expérimental (a) et lissé (b)

Les champs de $\overline{\Delta s_{the}}$ et de \tilde{d}_1 sont représentés sur la Figure 4.9. Nous remarquons que le champ de source thermoélastique est, en bonne première approximation, spatialement uniforme comme le prévoit la loi thermoélastique linéaire isotrope pour un chargement cyclique supposé uniaxial et uniforme. Sur le champ de \tilde{d}_1 , nous remarquons de nombreuses valeurs négatives. Ceci est dû au gradient de température suivant l'axe transverse de l'éprouvette, c'est-à-dire y , qui indique que les échauffements sont plus importants sur les

bords qu'au centre de l'éprouvette (Figure 4.8(b)). Cette courbure, qui perturbe le calcul des sources, est surprenante car les échanges avec l'environnement et les fuites par conduction devraient produire l'effet inverse. Jusqu'à présent, nous n'avons trouvé aucune explication physique totalement satisfaisante à ce phénomène.

Afin de trouver l'origine de ce gradient de température, nous avons numériquement contrôlé la géométrie de nos éprouvettes en calculant le champ de contrainte par éléments finis et en utilisant une loi de comportement thermoélastique. Dans chaque cas, les sources de chaleur générées n'ont pas permis de retrouver une courbure transversale positive de la température. Nous avons par ailleurs testé différentes géométries d'éprouvettes et nous avons utilisé des éprouvettes dont les arrêtes étaient finement polies (grain 1200), mais cette courbure était toujours présente. Nous avons alors essayé de réduire le plus possible la résolution spatiale de nos mesure afin de diminuer l'influence de ce gradient dans le calcul des sources, mais sans succès.

Nous avons donc conservé le choix fait dans la thèse de T. Boulanger, qui est de réaliser un calcul «pseudo-2D» de la dissipation moyenne par cycle. Ce type de calcul consiste à faire une succession de calculs 1D selon l'axe de l'éprouvette et de balayer ainsi toute la largeur de l'éprouvette (*cf.* Chapitre 2). Le résultat d'un tel calcul appliqué aux champs de température de l'exemple traité est présenté Figure 4.10. Nous pouvons alors observer une distribution spatialement hétérogène de la dissipation. Tous les résultats concernant la dissipation présentés dans la suite ont été obtenus de la même manière. Rappelons que les calculs numériques du chapitre 2 ont montré que dans le cas de distribution hétérogène de sources de dissipation, les estimations du champ de dissipation en vrai et pseudo-2D sont très proches.

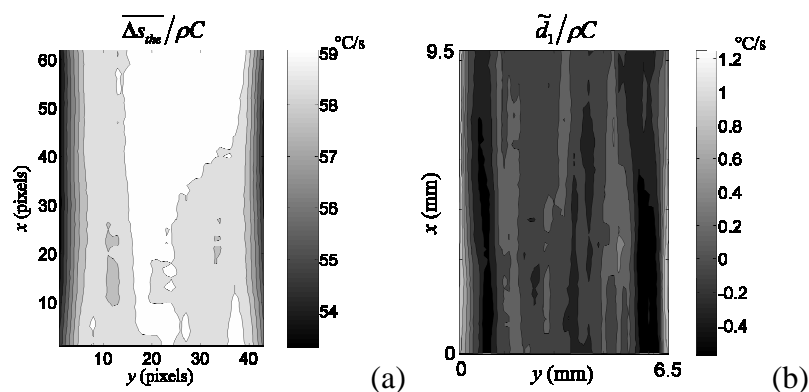


Figure 4.9 : sources estimées expérimentalement :
 (a) amplitude thermoélastique (b) dissipation moyenne par cycle

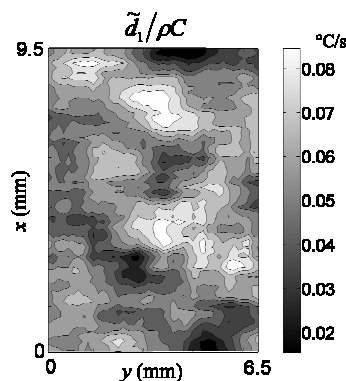


Figure 4.10 : dissipation moyenne par cycle en pseudo 2D

Dans la partie qui suit, nous allons étudier plus précisément chaque type de source en commençant par la thermoélasticité, pour étendre ensuite notre étude à l'analyse de la dissipation.

4.2.2. La thermoélasticité

Avant l'apparition d'une fissure de fatigue, il a été observé que la distribution des amplitudes des sources thermoélastiques reste spatialement uniforme durant l'essai. Ces amplitudes augmentent linéairement avec la fréquence de sollicitation et l'étendue de contrainte, comme le prévoit la théorie thermoélastique linéaire isotrope (cf. Chapitre 2). Cette propriété est illustrée sur la Figure 4.11, où nous avons représenté une évolution locale de la source thermoélastique d'une éprouvette en HSLA280, soumise à une série de blocs de cycles caractérisé par un rapport de charge $R_\sigma = -1$, une fréquence de sollicitation f_S variant de 5 à 30Hz et une étendue de contrainte $\Delta\sigma$ variant de 160 et 480MPa. Le champ d'amplitude thermoélastique pour $f_S = 30\text{Hz}$ et $\Delta\sigma = 480\text{MPa}$ représenté sur la Figure 4.11 a une valeur moyenne de 71.5°C/s et un écart type de 0.1°C/s , il peut donc être considéré comme homogène. Pour chacune des évolutions de la source thermoélastique envisagées, c'est-à-dire $\Delta\sigma$ fixe et f_S variable ou vice versa, le coefficient de corrélation de ces évolutions a été estimé égal à 1 à 10^{-3} près, ce qui indique une évolution linéaire.

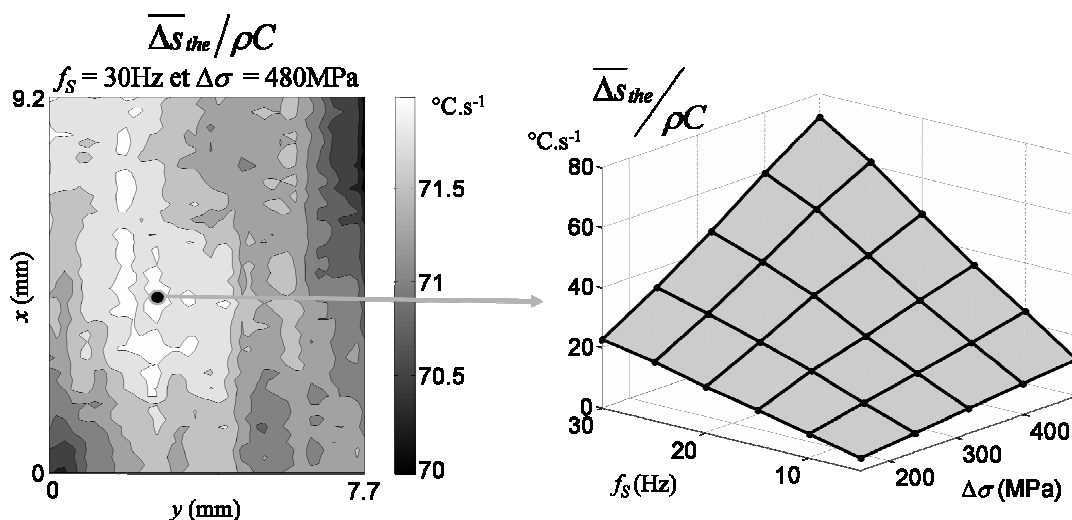


Figure 4.11 : évolution locale de $\Delta s_{the}(\Delta\sigma, f_S)$ pour une éprouvette en HSLA280 (paramètres : $\Delta x = 0,19\text{mm/pixel}$, $N_x = 19$ et $N_y = 4$ et $N_t = 2f_a$)

La méthode mise en place est suffisamment fine pour arriver à détecter par exemple, un défaut d'alignement de l'éprouvette montée dans les mors de la machine. Dans l'exemple qui suit, une éprouvette en DP600 a été incorrectement alignée. Ce désalignement a entraîné un champ de contrainte hétérogène dans la partie utile de l'échantillon. Nous avons soumis cette éprouvette à une série de blocs de 20 000 cycles à $f_S = 50\text{Hz}$, $R_\sigma = 0$ et différents $\Delta\sigma$. Sur la Figure 4.12 sont représentés les champs d'étendue thermoélastique estimés à différents niveaux de contrainte et nous remarquons que ceux-ci sont spatialement hétérogènes.

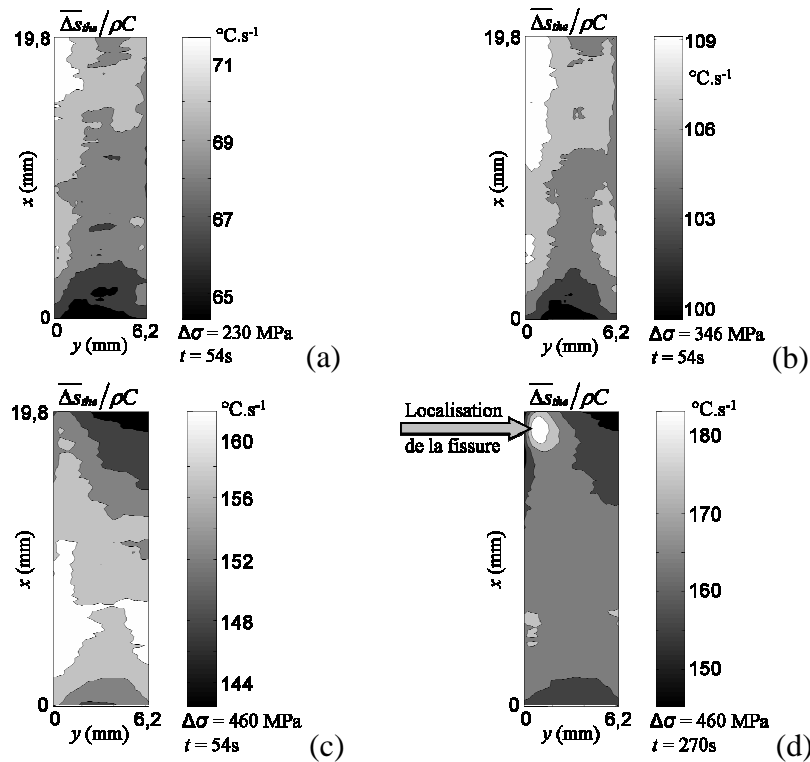


Figure 4.12 : champ d'étendue thermoélastique pour différents niveaux de contraintes (paramètres : $\Delta x = 0,2\text{mm/pixel}$, $N_x = 15$, $N_y = 5$ et $N_t = 2f_a$)

Malgré le chargement désaxé, la Figure 4.13 montre que les valeurs locales de $\overline{\Delta s_{the}}$ augmentent linéairement en fonction de $\Delta\sigma$, tant que la limite élastique n'est pas atteinte. La pente de chacune des droites est légèrement différente, parce que nous avons représenté l'évolution $\overline{\Delta s_{the}}$ en fonction de la contrainte macroscopique, alors que celle-ci est hétérogène au sein de la partie utile.

Néanmoins, si nous considérons que la contrainte macroscopique est représentative du champ de contrainte, ces observations signifient que le champ de contrainte « élastique » augmente de façon proportionnelle à $\Delta\sigma$, comme nous pouvons qualitativement le constater sur les champs d'amplitudes thermoélastiques de la Figure 4.12(a) et de la Figure 4.12(b).

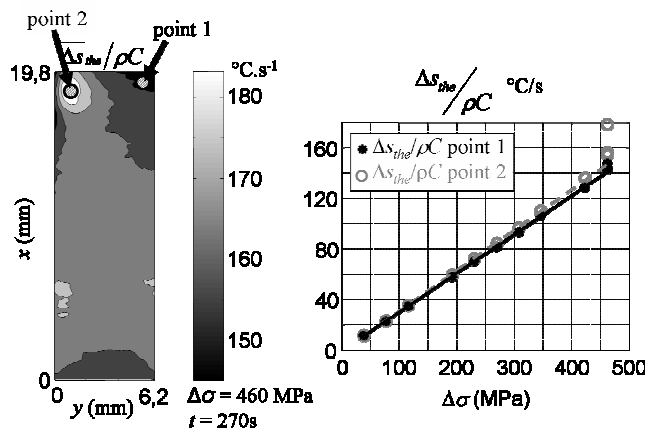


Figure 4.13 : évolution locale de l'étendue de la source thermoélastique de deux zones jusqu'à rupture

Durant le dernier bloc (Figure 4.12(c) et (d)), la plasticité se développe, entraînant une redistribution de la contrainte. Les concentrations de contrainte peuvent expliquer la perte de linéarité de $\overline{\Delta s_{the}}$ en fonction de $\Delta\sigma$. Sur la Figure 4.12(d), une forte localisation sur le champ thermoélastique peut être observée en pointe de fissure. L'effet sur le champ de thermoélasticité de la propagation de fissure lors du dernier bloc de cycle à $\Delta\sigma$, constant peut être observé sur la Figure 4.13. Nous constatons que $\overline{\Delta s_{the}}$ augmente jusqu'à rupture.

Une première conclusion à l'issue de ces paragraphes est que la source thermoélastique telle qu'estimée par la méthode de traitement développée, est en bon accord avec la théorie thermoélastique linéaire isotrope. Etudions maintenant quelques résultats obtenus sur les champs de dissipation.

4.2.3. La dissipation

Dans le paragraphe 4.2.1, contrairement au champ d'amplitude thermoélastique, le champ de dissipation estimé présente une forte hétérogénéité spatiale. Dans ce paragraphe, l'évolution de cette distribution va être étudiée au travers de différents essais.

a) Evolution de la dissipation pour des paramètres constants de chargement

Nous avons observé que la distribution spatialement hétérogène du champ de dissipation est aussi temporellement constante pour un jeu de paramètres de chargement constant. L'intensité de la dissipation dépendra, bien sûr, de ces paramètres de chargement. Sur la Figure 4.14, sont représentés les champs de dissipation moyenne par cycle estimée après 5.000 cycles et 50.000 cycles pour une éprouvette en DP600 soumise à un bloc de cycles à $\Delta\sigma=512\text{MPa}$, $f_s=30\text{Hz}$ et $R_\sigma=-1$. La lente évolution temporelle de la dissipation, pour un bloc de 50 000 cycles, est en accord avec le fait que la fatigue est un phénomène à évolution lente, sauf naturellement en fin de vie de l'éprouvette, où les effets de structure deviennent prépondérants.

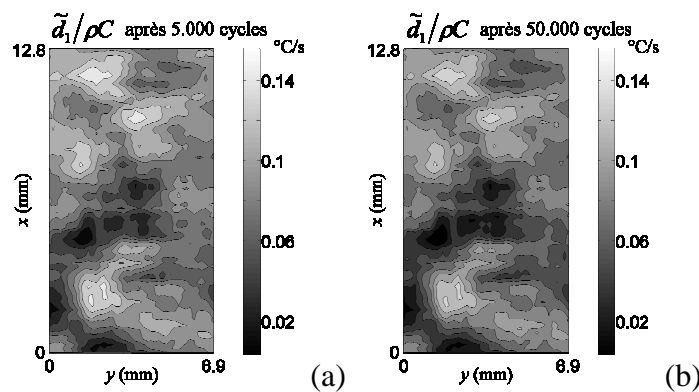


Figure 4.14 : évolution de la dissipation au cours d'un bloc de cycles ($\Delta x = 0,16\text{mm/pixel}$, $N_x = 15$ et $N_y = 5$)

Dans les deux paragraphes qui suivent, l'influence des paramètres de chargement sur cette distribution hétérogène de source va être étudiée.

b) Influence de $\Delta\sigma$ et f_S sur le champ de dissipation

Les résultats expérimentaux montrent que pour une même éprouvette, quels que soient les paramètres de chargement, la distribution spatiale de dissipation reste identique, même si les intensités diffèrent d'un lot de paramètres de chargement à l'autre. La dissipation augmente avec la fréquence de sollicitation et l'étendue de contrainte, comme nous le verrons plus précisément au paragraphe 4.3 (p.141). L'influence du rapport de charge sur les cartes de dissipation sera exposée plus bas.

Pour illustrer cette indépendance des distributions de sources aux paramètres de chargement, nous avons représenté les champs de dissipation estimés à différents niveaux de contrainte pour une éprouvette en DP600 (Figure 4.15) et pour une éprouvette en HSLA (Figure 4.16). Sur ces figures, nous remarquons que le champ de dissipation augmente avec la contrainte mais que la distribution des sources reste identique.

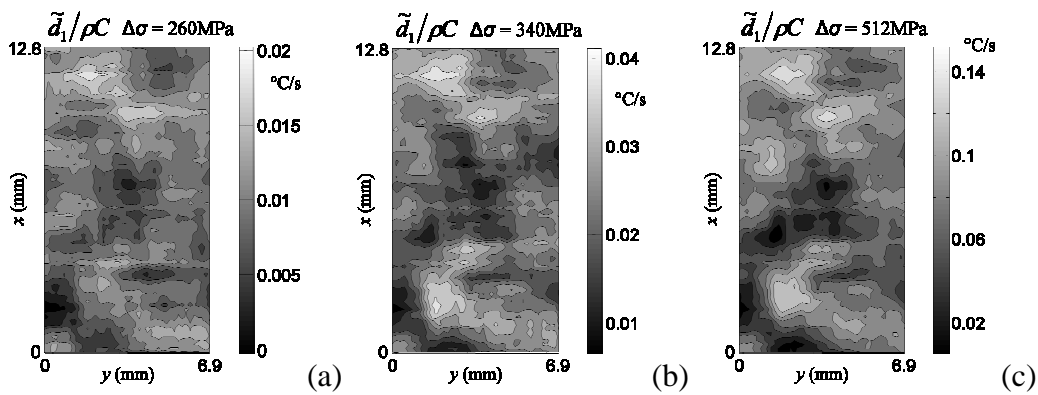


Figure 4.15 : dissipation pour une éprouvette en DP600, $f_S = 30\text{Hz}$, $R_\sigma = -1$ et différentes valeurs de $\Delta\sigma$

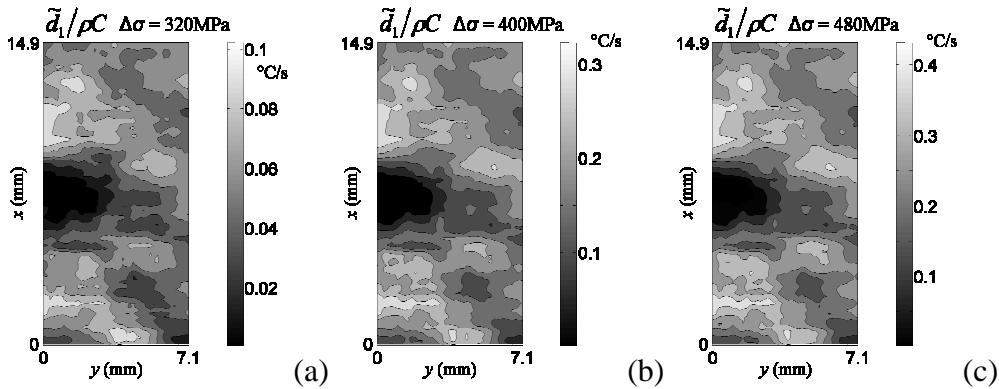


Figure 4.16 : dissipation pour une éprouvette en HSLA280, $f_S = 30\text{Hz}$, $R_\sigma = -1$ et différentes valeurs de $\Delta\sigma$

Lorsque l'essai est mené jusqu'à rupture, nous observons lors des derniers cycles que la dissipation augmente fortement dans une zone très localisée de l'éprouvette, où naît alors une fissure macroscopique [Boulangier 2004]. Cette zone correspondant à l'initiation de la fissure est également une des zones où la dissipation était déjà importante lors des premiers cycles et ceci dès les plus faibles niveaux de chargement. La méthode de traitement permet donc de repérer les sites potentiels de fissuration.

c) Influence du rapport de charge

Afin d'étudier l'influence du rapport de charge sur le champ de dissipation, nous avons réalisé sur une même éprouvette un essai à $R_\sigma = -1$ puis à $R_\sigma = 0$ avec les mêmes étendue de contrainte $\Delta\sigma = 340\text{MPa}$ et fréquences de sollicitation $f_s = 30\text{Hz}$. Nous avons pris soin de choisir une étendue de contrainte permettant de ne pas dépasser la limite élastique macroscopique à $R_\sigma = 0$. Nous avons réalisé en premier l'essai à $R_\sigma = -1$ afin d'endommager le moins possible le matériau. Les champs de dissipation alors estimés sont représentés sur la Figure 4.17.

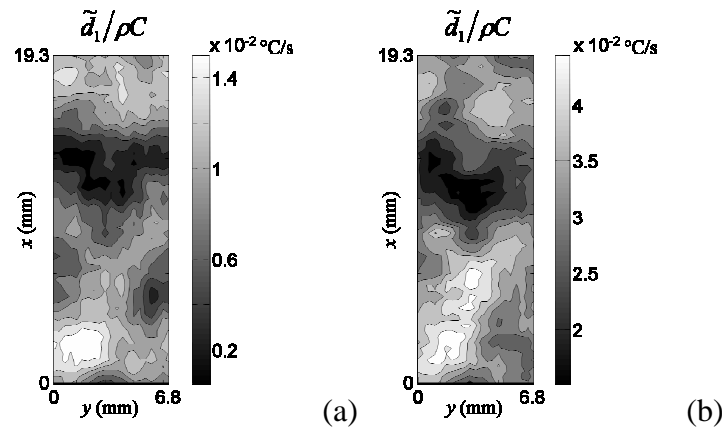


Figure 4.17 : dissipation estimée lors de deux essais à $\Delta\sigma = 340\text{MPa}$, $f_s = 30\text{Hz}$ et $R_\sigma = -1$ (a) ou $R_\sigma = 0$ (b) (paramètres : $\Delta x = 0,34\text{mm/pixel}$, $N_x = 15$, $N_y = 3$ et $N_t = 2f_a$)

Nous remarquons que pour les deux rapports de charge, la dissipation présente la même hétérogénéité spatiale. L'intensité atteinte pour $R_\sigma = 0$ est trois fois supérieure à celle atteinte pour $R_\sigma = -1$. Ceci est certainement dû au fait que l'étendue de contrainte choisie dépasse le seuil d'irréversibilité microstructurale pour $R_\sigma = 0$ (Figure 4.18).

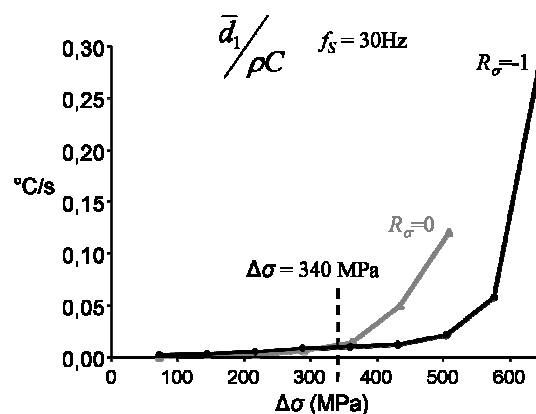


Figure 4.18 : évolution de la dissipation en fonction de $\Delta\sigma$ pour $R_\sigma = 0$ et $R_\sigma = -1$

Nous avons également réalisé le même type d'essai sur une éprouvette en HSLA280 avec $\Delta\sigma = 480\text{MPa}$, $f_s = 30\text{Hz}$, $R_\sigma = -1$ puis $R_\sigma = 0.5$. Le résultat est présenté Figure 4.19. Nous remarquons que l'intensité de la dissipation est quasiment la même dans les deux cas et que les distributions sont pratiquement identiques.

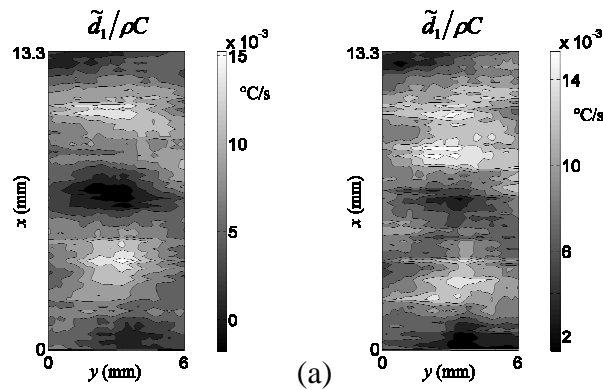


Figure 4.19 : dissipation estimée lors de deux essais à $\Delta\sigma = 480\text{MPa}$, $f_s = 30\text{Hz}$ et $R_\sigma = -1$ (a) ou $R_\sigma = 0,5$ (b) (paramètres : $\Delta x = 0,34\text{mm/pixel}$, $N_x = 30$, $N_y = 10$ et $N_t = 2f_d$)

Ces essais montrent que quel que soit le rapport de charge, les sites où les mécanismes dissipatifs sont activés restent les mêmes.

Les essais présentés jusqu'à présent avaient pour but d'exposer l'influence des paramètres de chargement sur la distribution du champ de dissipation estimée au court d'un bloc de cycles. Quels que soient ces paramètres, cette distribution reste sensiblement identique, même si les intensités évoluent lentement avec le nombre de cycles, excepté en fin de vie de l'éprouvette. Avant d'étudier les mécanismes associés à ces champs de dissipation, il nous a semblé important de réaliser quelques essais de contrôle sur ces champs.

4.2.4. Essais de contrôle sur la nature de la dissipation estimée

L'ordre de grandeur des champs de dissipation obtenus expérimentalement étant faible, nous avons réalisé un certain nombre d'essais visant à démontrer que celui-ci était bien lié aux défauts microstructuraux. Dans cette partie nous allons montrer par un essai simple que la dissipation est bien liée à l'éprouvette. Nous vérifierons également que les hétérogénéités du champ de dissipation ne sont pas dues à un défaut du revêtement. Enfin, les limites de la détermination d'un champ de dissipation moyen suivant l'épaisseur seront exposées. Mais avant de réaliser de tels essais, il nous a paru important de quantifier l'influence d'un démontage et remontage d'une éprouvette dans les mors de la machine, opération obligatoire lors des essais de contrôle.

a) Influence de la mise en position

Afin de mettre en évidence l'influence de la mise en position de nos éprouvettes lors de nos essais, nous avons réalisé deux essais identiques sur une même éprouvette, entre lesquels nous avons simplement retirée puis replacée l'éprouvette dans les mors de la machine. Les paramètres de l'essai sont $\Delta\sigma = 513\text{MPa}$, $f_s = 30\text{Hz}$ et $R_\sigma = -1$. Les champs de dissipation, estimés sur la même zone de l'éprouvette lors de ces deux essais, sont représentés sur la Figure 4.20. La différence en valeur absolue sur tout le champ a une valeur moyenne de $1,4 \cdot 10^{-2} \text{ °C/s}$ et un écart type de $2 \cdot 10^{-3} \text{ °C/s}$. Nous pouvons donc conclure que le champ de dissipation est peu influencé par le démontage et remontage de l'éprouvette.

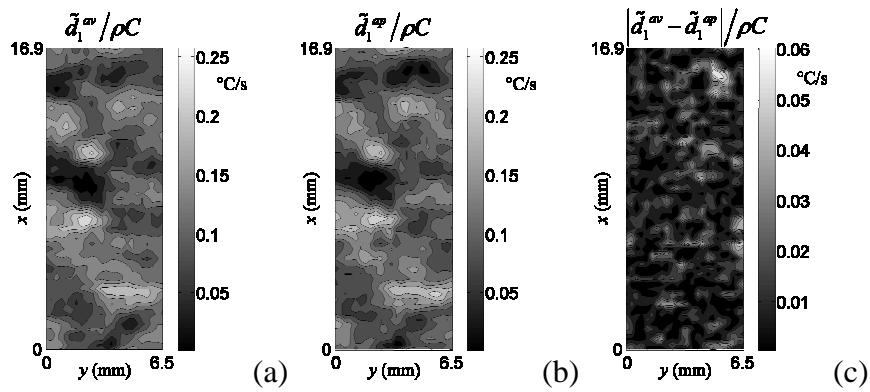


Figure 4.20 : dissipation avant (a) et après (b) démontage de l'éprouvette.
 (c) différence en valeur absolue entre les deux champs
 (paramètres : $\Delta x = 0,28\text{mm}$ /pixel, $N_x = 7$, $N_y = 2$ et $N_t = 2f_a$)

Ce résultat est important puisque dans la suite nous allons comparer des champs de dissipation obtenus avant et après démontage d'une éprouvette. De plus, lors de ces essais la position de l'éprouvette par rapport à la caméra n'était pas exactement la même, ces champs semblent donc liés à l'éprouvette et non être un effet de l'optique par exemple. Ceci va être mis en évidence par l'essai qui suit.

b) Influence de la rotation de l'éprouvette

L'essai qui va être présenté avait pour but de vérifier que les champs de dissipation estimés ne sont pas simplement dus à un bruit systématique ou à l'influence de l'environnement. Nous avons donc soumis une éprouvette en DP600 à un premier bloc de cycles à $\Delta\sigma = 340\text{MPa}$, $f_s = 30\text{Hz}$, $R_\sigma = -1$ et $N_c = 3700$ cycles. Puis nous lui avons fait subir une rotation de 180° , suivant un axe perpendiculaire à la face observée de l'éprouvette, de telle sorte que nous estimions les champs de sources de chaleur sur la même face. Nous avons alors soumis l'éprouvette au même bloc de cycle. Les résultats sont présentés sur la Figure 4.21.

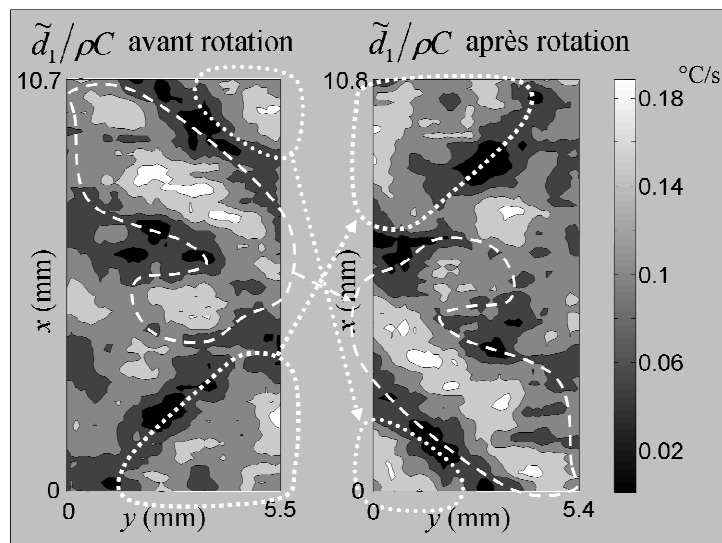


Figure 4.21 : champs de dissipation estimé avant et après une rotation de 180°
 ($\Delta x = 0,12\text{mm}$ /pixel, $N_x = 15$, $N_y = 5$ et $N_t = 2f_a$)

Nous remarquons que le champ de dissipation moyenne par cycle a suivi la rotation de l'éprouvette. Ceci montre que la dissipation estimée est bien liée aux défauts microstructuraux et ne résulte pas d'un bruit systématique par exemple.

c) Influence du revêtement et de la face observée

Pour compléter ces contrôles, nous avons cherché à connaître l'effet du revêtement et du choix de la face de l'éprouvette observée sur la détermination du champ de dissipation moyenne par cycle. Nous voulons également montrer que les hétérogénéités sur ces champs de dissipation ne sont pas induites par une hétérogénéité du revêtement. Nous avons soumis une éprouvette en DP600 polie (grain 600) à une série de quatre blocs de cycles, entre lesquels l'éprouvette était soit retournée, soit repeinte comme schématisé sur la Figure 4.22.

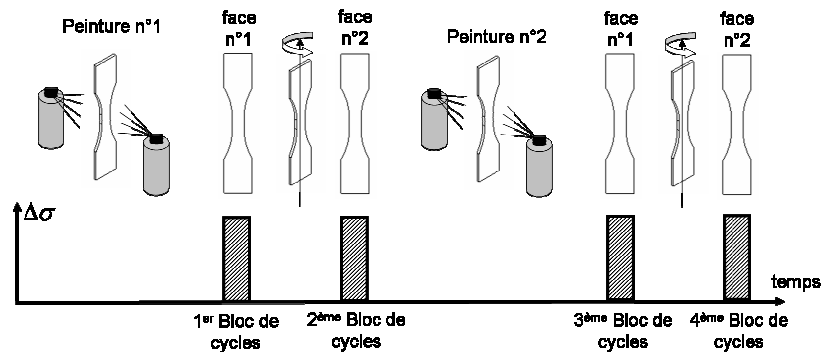


Figure 4.22 : schématisation de l'essai.

Avant l'essai, nous avons peint en noir mat l'éprouvette. Entre les deux premiers blocs, l'éprouvette a été retournée dans les mors de la machine afin d'estimer le champ de dissipation sur chacune de ses faces. Entre le deuxième et troisième bloc, l'éprouvette a été nettoyée à l'acétone de façon à enlever la peinture puis repeinte avec la même peinture. L'éprouvette a, à nouveau, été retournée entre les deux derniers blocs. Pour chaque bloc de cycles les paramètres de chargements ont été : $\Delta\sigma = 513\text{MPa}$, $f_S = 30\text{Hz}$, $R_\sigma = -1$ et $N_c = 4000$ cycles.

Sur la Figure 4.23 et la Figure 4.24, sont respectivement représenté les champs de dissipation moyens par cycle estimés à partir des champs de température mesurés sur la face n°1 et sur la face n°2 pour les deux différentes peintures. Les champs de dissipation de la face n°2 ont subi un effet miroir afin de pouvoir être comparé avec ceux de la face n°1. Nous avons également représenté les champs des différences relatives en valeurs absolues donnés par l'expression suivante :

$$diff(x, y) = \frac{|\tilde{d}_1^{\text{peinture n°1}}(x, y) - \tilde{d}_1^{\text{peinture n°2}}(x, y)|}{\tilde{d}_1^{\text{peinture n°1}}(x, y)} \times 100 \quad (4.3)$$

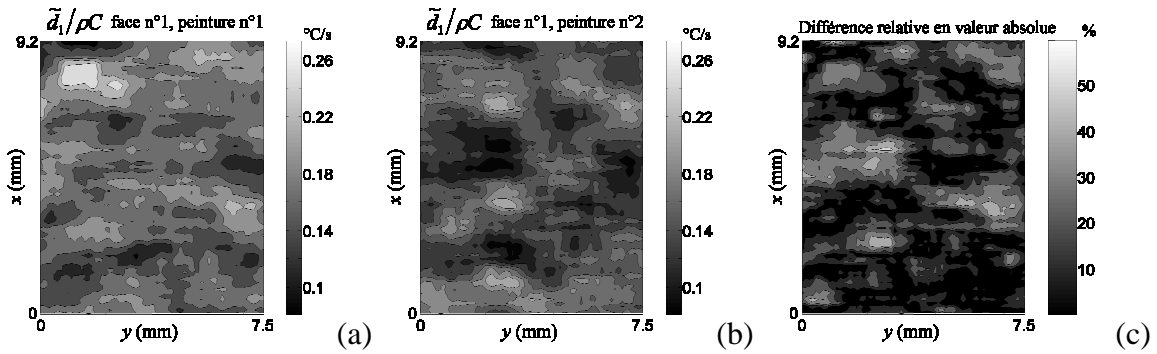


Figure 4.23 : dissipation estimée sur la face 1 après la première peinture (a) et la seconde peinture (b). Différence relative en valeur absolue (c) ($\Delta x = 0,12\text{mm}/\text{pixel}$, $N_x = 15$, $N_y = 5$ et $N_t = 2f_a$)

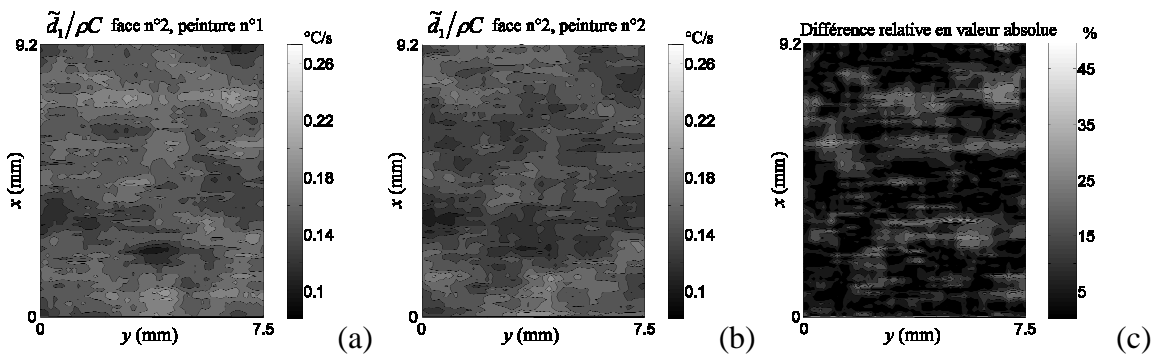


Figure 4.24 : dissipation estimée sur la face 2 après la première peinture (a) et la seconde peinture (b). Différence relative en valeur absolue (c) ($\Delta x = 0,12\text{mm}/\text{pixel}$, $N_x = 15$, $N_y = 5$ et $N_t = 2f_a$)

Le champ des différences relatives dans le cas de la face n°1 a une valeur moyenne de 16.8% et un écart type 1.6%, tandis que dans le cas de la face n°2 il a une de moyenne de 9.5% et un écart type de 0.8%. Nous avons donc une plus forte corrélation entre les champs de dissipation estimés sur la face n°2.

Pour une lecture plus aisée de ces mesures de dissipation, nous avons effectué un seuillage des mesures sur les champs estimés sur la face n°2. Ce seuillage consiste à considérer comme zone dissipative tout point où la dissipation est supérieure à une valeur seuil. Nous avons choisi la valeur moyenne comme seuil de détection. Les résultats sont représentés sur la Figure 4.25, les zones dissipatives sont en blanc.

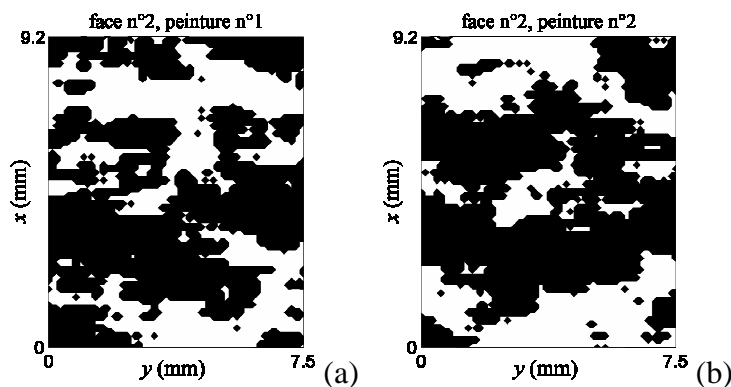


Figure 4.25 : détection des zones dissipatives de la face 2 pour la peinture n°1 (a) et n°2 (b)

Nous remarquons une assez bonne corrélation entre les zones dissipatives détectées sur les champs de dissipation estimés pour la peinture n°1 et la peinture n°2. Nous avons précédemment souligné l'influence d'une remise en position de l'éprouvette entre deux essais mais elle n'explique pas en totalité les différences observées ici. Le revêtement que nous avons choisi a donc une influence sur les champs estimés de dissipation, nous devons donc prendre les plus grandes précautions lorsque les éprouvettes sont peintes, l'ordre de grandeur des variations de températures induites par l'effet dissipatif étant très faibles. L'objectif est d'obtenir pour chaque nouvel échantillon une épaisseur fine et homogène de peinture. Nous pouvons tout de même conclure que les hétérogénéités observées sur les champs de dissipation ne sont pas simplement dues à une hétérogénéité du revêtement.

Sur la Figure 4.26, nous avons représenté le champ des différences en valeur absolue entre le champ de dissipation estimé sur la face n°1 et celui estimé sur la face n°2 pour la peinture n°2. La valeur moyenne de ce champ est de 13.4% et l'écart type de 2.9%. Nous pouvons noter de fortes différences très localisées sur ce champ qui pourraient être induites par des phénomènes irréversibles de surface. Ces phénomènes peuvent induire de fortes différences de courbures sur les champs de température (*cf.* chapitre 2). Néanmoins, la valeur moyenne de ce champ est faible. L'autre source d'erreur peut être également due à l'hétérogénéité du revêtement comme nous venons de le voir.

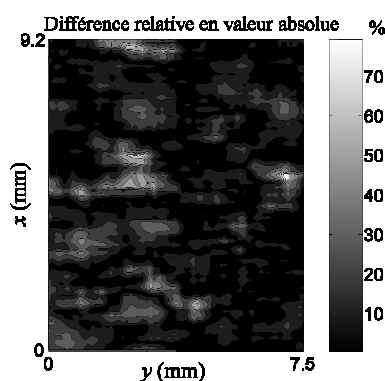


Figure 4.26 : différence relative en valeur absolue entre la dissipation estimée sur la face 1 et sur la face 2

Sur la Figure 4.27, sont représentées les zones dissipatives extraites des champs de dissipations des faces n°1 et n°2. Ces cartes ont été obtenues comme énoncé plus haut. Nous remarquons de bonnes similitudes entre ces deux cartes, les différences étant sûrement dues aux limites de la méthode (revêtement, courbures transversales du champ de température, traitement «pseudo-2D», diffusion suivant l'épaisseur de l'éprouvette,...), mais aussi et surtout au fait que la dissipation par fatigue se fait de façon très localisée, les effets de surface pouvant avoir une influence non négligeable.

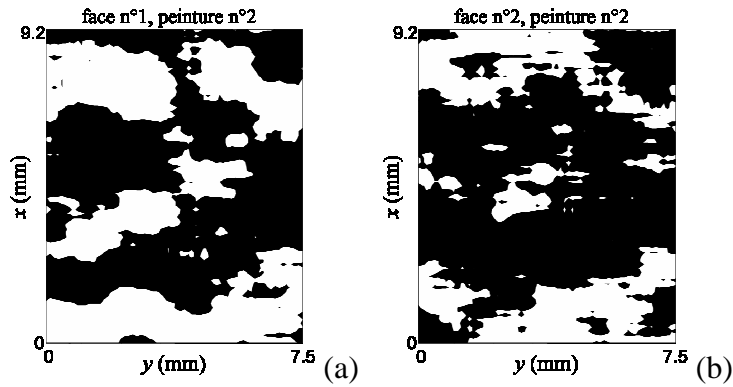


Figure 4.27 : détection des zones dissipatives de la face n°1 (a) et de la face n°2 (b)

C'est pour limiter au maximum ceux-ci, que nous avons choisi de polir finement les faces de l'éprouvette. Afin de montrer l'intérêt de ce polissage, l'exemple d'une éprouvette non poli est étudié dans ce qui suit. Sur la Figure 4.28 sont représentés les champs de dissipation estimés sur les deux faces de cette éprouvette et sur la Figure 4.29 les zones dissipatives extraites de ces champs. Sans même l'estimer, nous remarquons une forte différence entre les champs de dissipation des deux faces. En ce qui concerne les zones dissipatives, nous pouvons faire les mêmes constatations, les différences sont plus importantes que dans le cas d'une éprouvette polie.

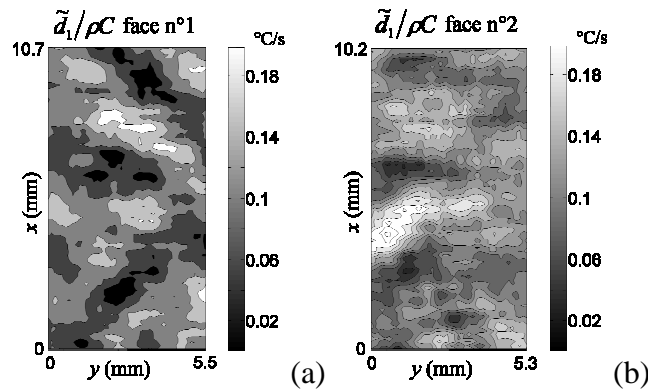


Figure 4.28 : dissipation estimée sur les face 1 (a) et 2 (b) d'une éprouvette non polie ($\Delta x = 0,12\text{mm}$ /pixel, $N_x = 15$, $N_y = 5$ et $N_t = 2f_a$)

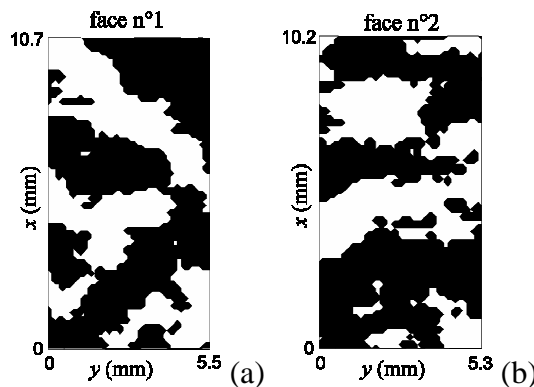


Figure 4.29 : détection des zones dissipatives de la face n°1 (a) et de la face n°2 (b)

Les essais qui ont été présentés jusqu'à présent ont eu pour but de montrer que le champ de dissipation moyen par cycle était bien lié aux défauts microstructuraux. De plus nous avons mis en évidence qu'un polissage fin réduisait l'influence de la face observée dans la détermination de celui-ci. Nous pouvons donc maintenant étudier la dissipation afin d'analyser les mécanismes irréversibles accompagnant le phénomène de fatigue.

4.3. Evolution de la dissipation en fonction de $\Delta\sigma$ et f_s

Dans un premier temps, des mesures locales de dissipation moyenne par cycle sont représentées en fonction de $\Delta\sigma$ et f_s . Il est intéressant de constater que l'évolution locale de la dissipation en fonction de $\Delta\sigma$ est similaire à celle observée à l'échelle globale. Nous observons en effet un premier régime où la dissipation augmente avec la contrainte mais reste d'un niveau faible et à partir d'un certain seuil, un second régime où la dissipation augmente fortement (Figure 4.18).

Ensuite, nous analysons l'évolution locale de la dissipation en fonction de la fréquence de sollicitation. Etudier l'intensité des dissipations en fonction de la fréquence doit nous renseigner sur les mécanismes dissipatifs mis en jeu (viscosité, plasticité, endommagement,...). Comme nous l'avons vu dans le Chapitre 1, au moins deux types de modélisation coexistent actuellement. La première considère qu'un mécanisme visqueux reste prépondérant jusqu'à un certain seuil de contrainte, puis une fois ce seuil dit de microplasticité passé, des mécanismes essentiellement plastiques se mettent en place. La seconde approche consiste à ne considérer que seuls des mécanismes plastiques interviennent.

Pour analyser la nature dissipative des mécanismes de fatigue, plusieurs essais consistant à solliciter une même éprouvette à différentes fréquences et étendues de contraintes ont été réalisés. Seul le rapport de charge reste constant. Nous avons utilisé deux types de procédure lors de ces essais : nous avons réalisé soit des blocs courts de cycles à paramètres de chargement constants, soit des blocs plus longs à étendue de contrainte constante mais à fréquence de sollicitation croissante. Lors de ce dernier type de procédure, nous avons fait augmenter pas à pas la fréquence de sollicitation à intervalles réguliers de cycle. Quelle que soit la procédure suivie, le retour à l'équilibre thermique a été attendu entre deux blocs successifs de chargement.

Les comportements du DP600 et du HSLA280 ont été successivement étudiés. Pour les deux essais présentés ici, un rapport de charge $R_\sigma = -1$ a été choisi. Dans le cas de l'éprouvette en DP600, nous avons fait varier l'étendue de contrainte de 85 à 513MPa et la fréquence de sollicitation de 3 à 30Hz. Les résultats détaillés de cet essai ont été publiés dans [Berthel, *et al.* 2007a]. Dans le cas de l'éprouvette en HSLA280, nous avons fait varier l'étendue de contrainte de 160 à 480MPa et la fréquence de sollicitation de 5 à 30Hz. Les résultats de ces essais sont présentés sur la Figure 4.30 pour l'éprouvette en DP600 et sur la Figure 4.31 pour l'éprouvette en HSLA280. Dans chacun des cas, nous avons représenté l'évolution de la dissipation de deux zones distinctes de l'éprouvette où les intensités atteintes étaient différentes (zones de « forte » et de « faible » dissipation pour lesquelles les intensités varient du simple au double).

Le premier résultat qui apparaît en analysant ces figures est que les surfaces $\tilde{d}_1(\Delta\sigma, f_s)$ sont très similaires. A fréquence de sollicitation constante, nous distinguons les mêmes deux

régimes de dissipation que lors d'une étude globale. A étendue de contrainte constante, la dissipation semble évoluer linéairement en fonction de la fréquence. Nous avons donc représenté, pour chaque zone, l'évolution du coefficient de corrélation en fonction de l'étendue de contrainte $R(\Delta\sigma)$ (Figure 4.30(b-d) et Figure 4.31(b-d)) donnée par l'expression suivante :

$$R(\Delta\sigma) = \frac{\sum_{f_s=f_s^{min}}^{f_s^{max}} (f_s - E(f_s)) (\tilde{d}_1(\Delta\sigma, f_s) - E(\tilde{d}_1(\Delta\sigma, f_s)))}{\sqrt{\sum_{f_s=f_s^{min}}^{f_s^{max}} (f_s - E(f_s))^2} \sqrt{\sum_{f_s=f_s^{min}}^{f_s^{max}} (\tilde{d}_1(\Delta\sigma, f_s) - E(\tilde{d}_1(\Delta\sigma, f_s)))^2}} \quad (4.4)$$

où $E()$ est la fonction moyenne à $\Delta\sigma$ fixé tandis que f_s^{max} et f_s^{min} sont respectivement les fréquences maximale et minimale de sollicitation.

Si l'évolution étudiée est linéaire, alors le coefficient de corrélation est égal à 1. Or, pour les deux essais étudiés, nous remarquons qu'à partir d'un certain seuil de contrainte, dans les deux zones étudiées, $R(\Delta\sigma)$ est quasiment égal à 1 (Figure 4.30(b-d) et Figure 4.31(b-d)). Ceci signifie qu'à partir de ce seuil, la dissipation évolue linéairement en fonction de la fréquence. Ce type d'information peut être très important puisqu'il est compatible avec un comportement plastique du matériau (*cf.* Annexe C). En deçà de ce seuil, la faiblesse des niveaux de dissipation estimés ne nous permet pas de conclure si le comportement est plastique ou visqueux. Les courbes obtenues pour le HSLA280 semblent plus « chahutées » que celles obtenue pour le DP600, ceci est dû aux niveaux maximums plus élevés de dissipation atteint dans le cas du DP600 qui écrasent les premiers points.

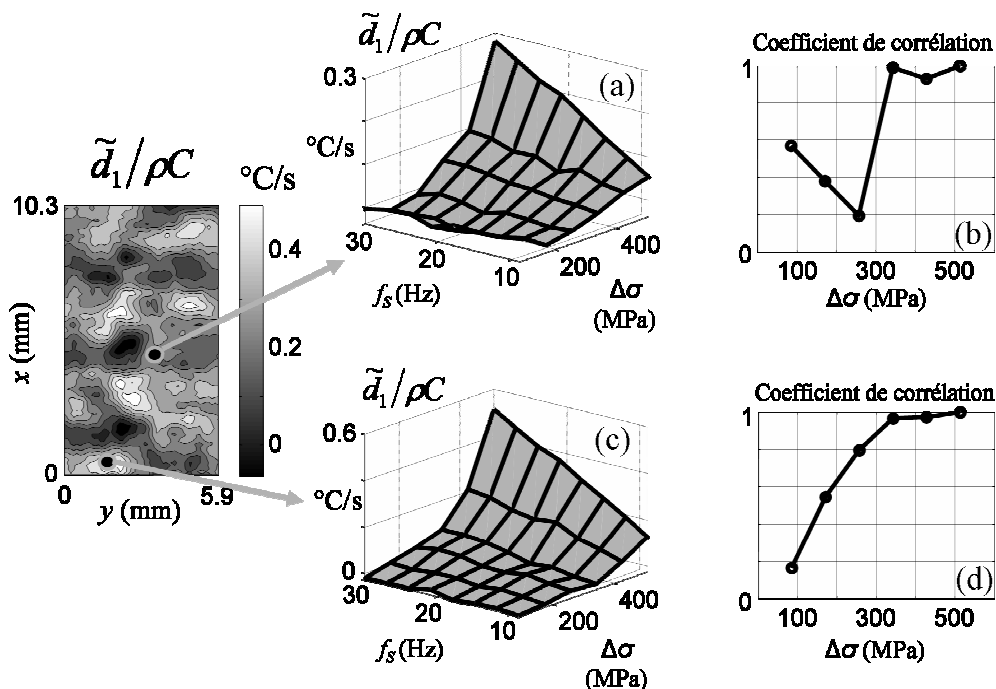


Figure 4.30 : évolution de la dissipation d'un DP600 en fonction de $\Delta\sigma$ et f_s de deux zones d'une même éprouvette : (a) évolution de la zone 1 et (b) coefficients de corrélation pour chaque $\Delta\sigma$ correspondant (c) évolution de la zone 2 et (d) coefficients de corrélation pour chaque $\Delta\sigma$ correspondant (paramètres : $\Delta x = 0,13\text{mm/pixel}$, $N_x = 15$ et $N_y = 5$)

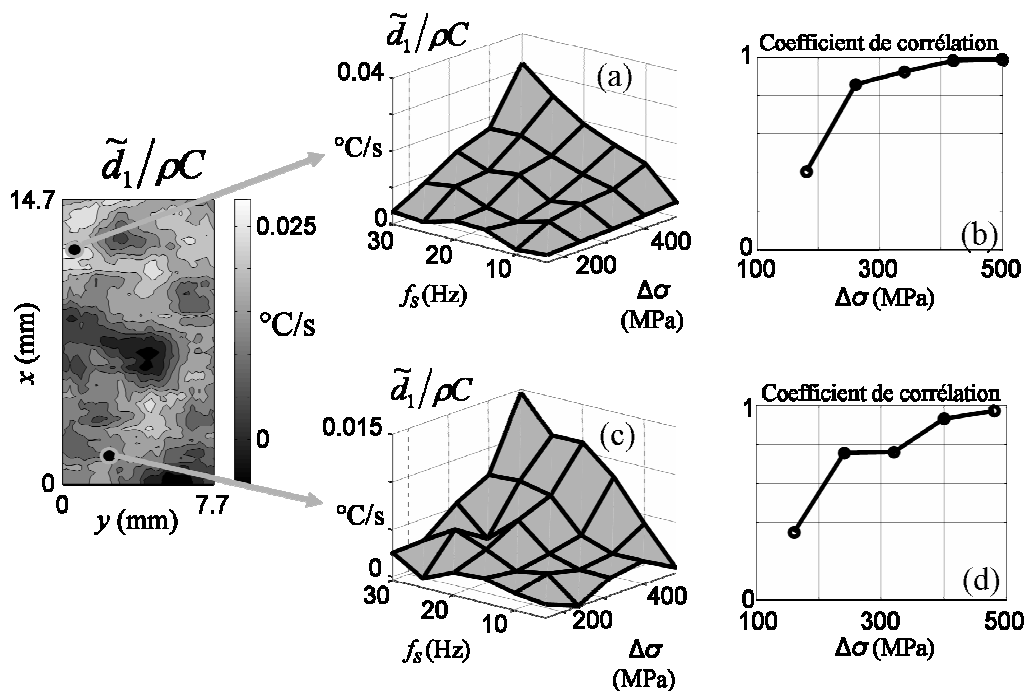


Figure 4.31 : évolution de la dissipation d'un HSLA280 en fonction de $\Delta\sigma$ et f_s de deux zones d'une même éprouvette : (a) évolution de la zone 1 et (b) coefficients de corrélation pour chaque $\Delta\sigma$ correspondants (c) évolution de la zone 2 et (d) coefficients de corrélation pour chaque $\Delta\sigma$ correspondants (paramètres : $\Delta x = 0,19\text{mm/pixel}$, $N_x = 19$ et $N_y = 4$)

4.4. Analyse calorimétrique des cinétiques de fatigue

Nous avons vu au paragraphe 4.2.3.a) que la dissipation évoluait avec l'état de fatigue du matériau, nous avons donc souhaité étudier les cinétiques de fatigue au travers de ces évolutions. Les résultats d'essais qui suivent visent à suivre le développement des mécanismes dissipatifs accompagnant la fatigue au travers de l'évolution de la dissipation en fonction de l'étendue de contrainte $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$. Dans un premier temps, il s'agit de construire, sur très peu de cycles, une courbe initiale $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$ caractérisant en quelque sorte l'état initial du matériau. L'idée consiste ensuite à établir sur la même éprouvette et pour différents états d'avancement de l'essai, cette même courbe. Il est nécessaire de pouvoir construire une courbe $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$ sur très peu de cycles afin de pouvoir considérer que celle-ci est établie à état de fatigue constant. Nous avons donc alterné des séries de blocs de cycles courts d'étendue de contrainte variable avec des blocs de cycles longs, réalisés à un haut niveau de contrainte pour faire évoluer significativement l'état de fatigue du matériau. Les résultats concernant les deux types d'acier sont montrés ci-après. Dans le cas du DP600, la contrainte maximale a été choisie supérieure pour une première éprouvette, puis du même ordre de grandeur que la limite de fatigue pour une seconde. En ce qui concerne le HSLA280, une contrainte maximale supérieure à la limite de fatigue a été retenue.

4.4.1. Essai sur un DP600 avec $\Delta\sigma_{max} > \Delta\sigma_D$

Nous présentons, ci-après, les résultats d'un essai sur DP600 durant lequel différents blocs de cycles ont été réalisés à paramètres de chargement constants. Les caractéristiques des blocs sont : un rapport de charge $R_\sigma = -1$, une fréquence de sollicitation $f_S = 30\text{Hz}$ et une étendue de contrainte variant entre $96\text{MPa} \leq \Delta\sigma \leq 577\text{MPa}$.

Durant cet essai, trois séries de blocs de cycles courts de 3.600 cycles chacun ont été réalisés. D'un bloc à l'autre, nous avons soit augmenté soit réduit l'étendue de contrainte comme schématisé sur la Figure 4.32. Nous avons choisi de ne pas simplement faire croître la contrainte d'un bloc à l'autre afin de mettre en évidence l'existence d'une courbe initiale de $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$, intrinsèque à l'état microstructural du matériau et donc indépendante de l'ordre dans lequel ces blocs de charge sont exécutés. En effet, nous avons montré par ailleurs qu'en très peu de cycles, il est possible d'obtenir une courbe de $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$ tel que, quel que soit le niveau de contrainte, la dissipation estimée reste sur une courbe maîtresse, tant que le nombre global de cycles reste faible ($< 30\ 000$ cycles pour le DP600). Entre chaque série, un bloc de cycles long comprenant 100 000 cycles à contrainte constante maximale (Figure 4.32) est réalisé. Comme signalé précédemment, l'étendue de contrainte maximale est ici supérieure à la limite de fatigue au rapport de charge considéré.

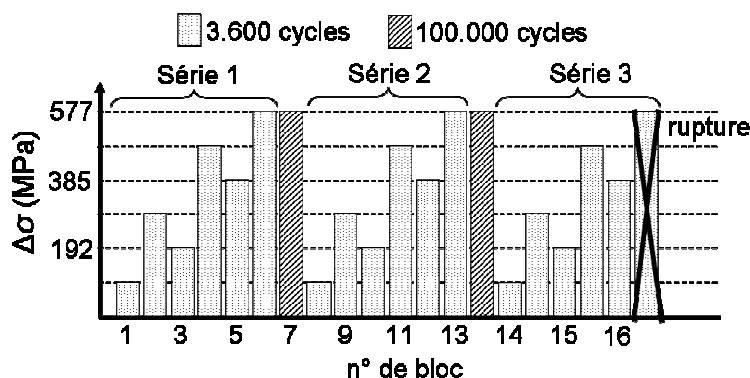


Figure 4.32 : schématisation de l'essai sur le DP600 avec $\Delta\sigma_{max} > \Delta\sigma_D$

Sur la Figure 4.33 sont tracées les évolutions moyennées sur la partie utile de l'échantillon (OD) de la dissipation en fonction de l'étendue de contrainte estimée lors des différentes séries de blocs de cycles. Le dernier point de la dernière série n'a pas pu être établi, l'éprouvette ayant rompu avant la fin du bloc. Nous constatons que, d'une série à l'autre, la dissipation atteinte augmente de façon générale jusqu'à rupture. En chaque point, la dissipation initiale est respectivement multipliée par un facteur d'environ 2 et 3 lors de la seconde et troisième série. Cette «dérive» vers les hautes dissipations est interprétée comme une modification de l'état interne due à la fatigue. C'est donc la différence de niveau de dissipation entre un état actuel et l'état initial qui, selon nous, sera révélatrice de la cinétique des mécanismes de fatigue.

Sur la Figure 4.34 sont représentées les mêmes évolutions que pour la Figure 4.33 mais en deux points distincts de l'éprouvette (méthode 2D). Nous constatons que même si les niveaux atteints sont différents, les courbes ont sensiblement la même allure associée aux résultats globaux. Nous pouvons tout de même remarquer que dans la zone qui dissipe le moins, pour des contraintes inférieures à 385MPa, les courbes obtenues lors de la seconde et

troisième série sont quasiment confondues. Cela peut indiquer que la fatigue évolue plus lentement dans cette zone que dans l'autre.

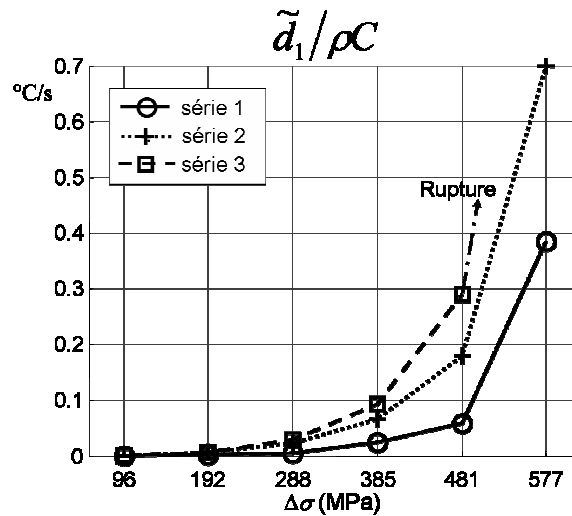


Figure 4.33 : évolution 0D de $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$ pour chaque série

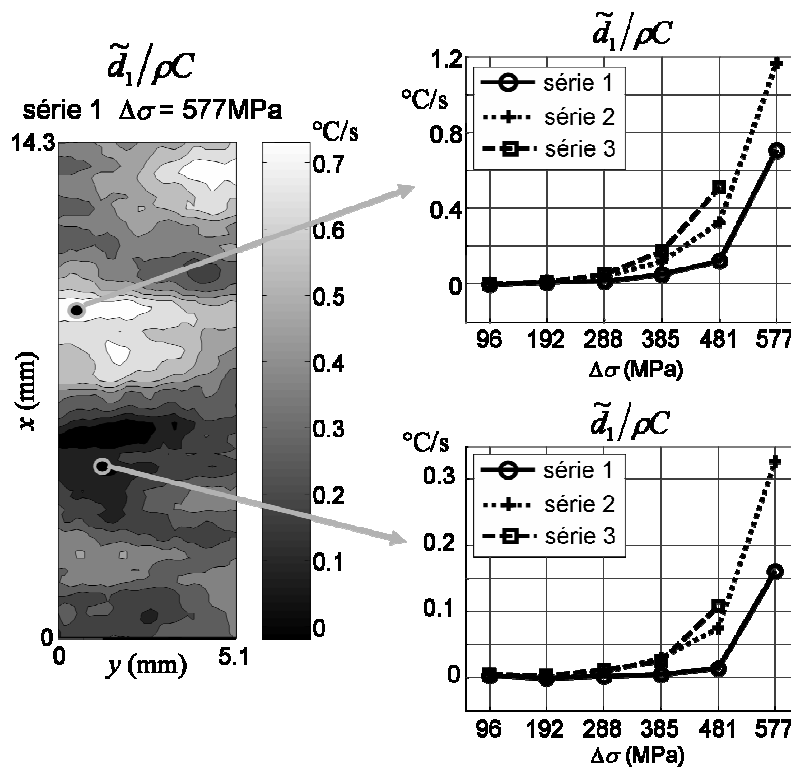


Figure 4.34 : évolutions locales de $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$ pour chaque série

Lors de cet essai, les niveaux de dissipation augmentent en fonction du nombre de cycles pour un niveau de chargement donné, mais la distribution des sources reste la même, excepté proche de la rupture où une forte localisation apparaît.

4.4.2. Essai sur un DP600 avec $\Delta\sigma_{max} \approx \Delta\sigma_D$

Cet essai est très similaire au précédent, seuls les niveaux de contrainte diffèrent. Les blocs de cycles sont caractérisés par : un rapport de charge $R_\sigma = -1$, une fréquence de sollicitation $f_s = 30\text{Hz}$ et une étendue de contrainte $85\text{MPa} \leq \Delta\sigma \leq 513\text{MPa}$.

Lors de cet essai, cinq séries de blocs de cycles courts de 2 400 cycles chacun ont été consécutivement réalisées. D'un bloc à l'autre, nous avons fait évoluer l'étendue de contrainte comme schématisé sur la Figure 4.35. Entre chaque série de blocs, nous avons réalisé un bloc de cycle long comprenant 50.000 cycles, excepté avant la dernière série, où celui-ci comprenait alors 100.000 cycles à contrainte maximale (Figure 4.35). Dans ce cas, l'étendue de contrainte maximale est de l'ordre de la limite de fatigue.

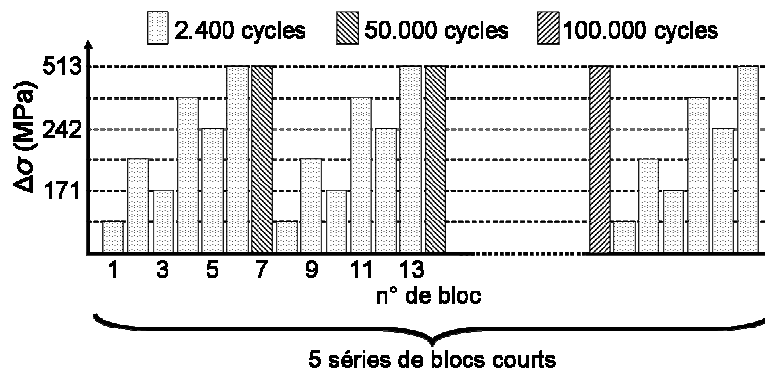


Figure 4.35 : schématisation de l'essai sur le DP600 avec $\Delta\sigma_{max} \approx \Delta\sigma_D$

Sur la Figure 4.36 sont tracées les évolutions de la dissipation, moyennée sur la partie utile de l'éprouvette (0D), en fonction de l'étendue de contrainte lors des différentes séries de blocs de cycles. Contrairement aux résultats précédents, les courbes des séries 2 à 5 sont confondues. Pour les premiers niveaux de contraintes, le matériau dissipe moins initialement mais cette tendance s'inverse pour le niveau de contrainte maximal. Ceci rappelle les résultats de A. Galtier [Galtier 1993] (Chapitre 1) qui montraient qu'une éprouvette «entraînée» dissipait moins qu'une éprouvette vierge alors que toutes deux étaient sollicitées au niveau de la limite de fatigue du matériau.

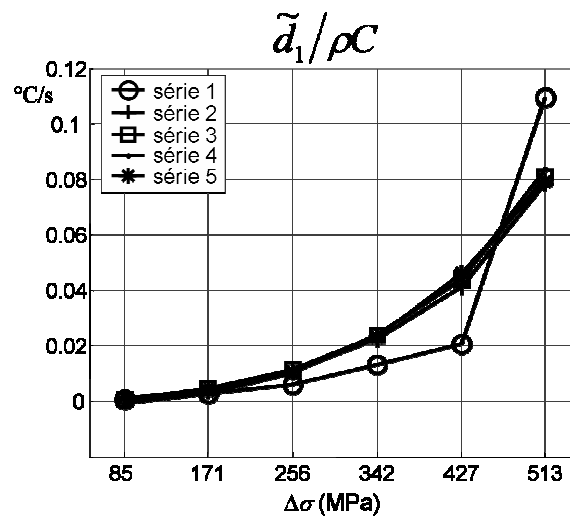


Figure 4.36 : évolution 0D de $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$ pour chaque série

Sur la Figure 4.37 sont représentées deux évolutions locales de la dissipation lors des différentes séries. Comme précédemment, ces évolutions ont la même allure que l'évolution globale de la dissipation et l'encadrent.

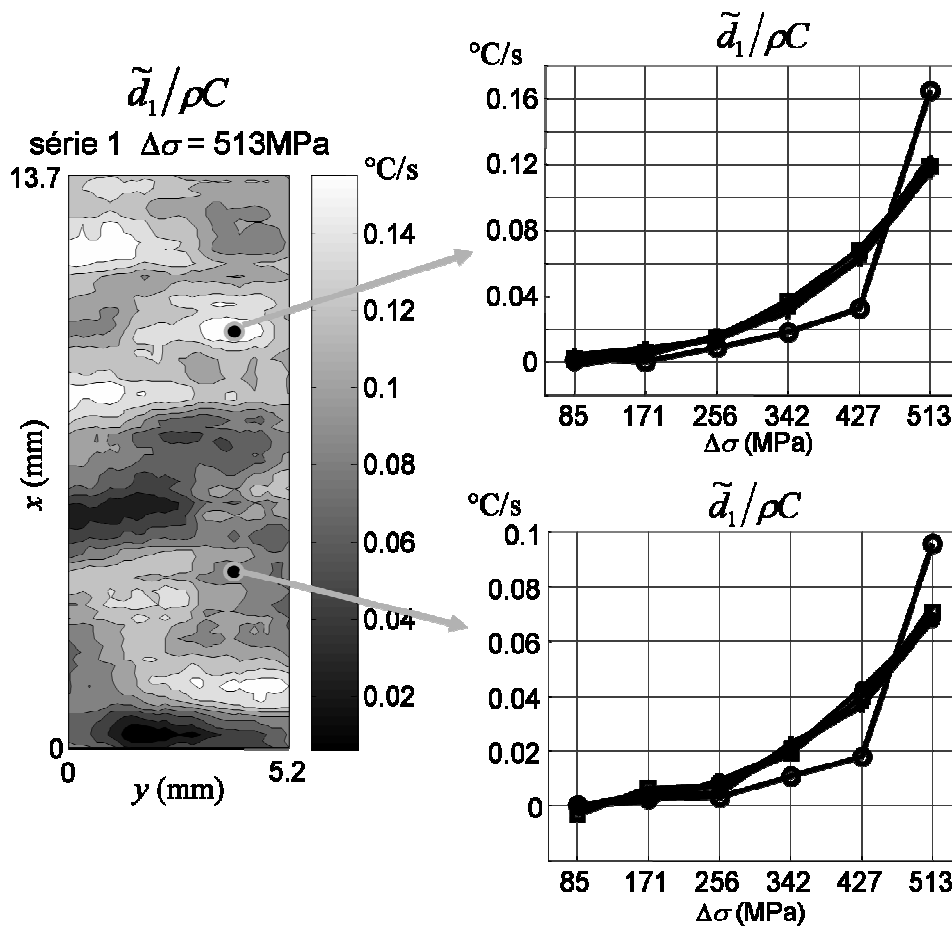


Figure 4.37 : évolutions locales de $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$ pour chaque série

Lors de cet essai, la rupture n'a pas été atteinte. Pour le cas de chargement adopté, la rupture pouvant être atteinte au bout de 10^7 cycles, l'essai a été arrêté à environ $4 \cdot 10^5$ cycles.

4.4.3. Essai sur un HSLA280 $\Delta\sigma_{max} > \Delta\sigma_D$

Dans le cas du HSLA280, les blocs de cycles ont été réalisés à $R_\sigma = -1$, $f_s = 30\text{Hz}$ et pour des étendues de contraintes variant de $40\text{MPa} \leq \Delta\sigma \leq 480\text{MPa}$. La contrainte maximale est donc supérieure à la limite de fatigue du matériau et, comme nous allons le voir, l'état de fatigue du matériau évolue beaucoup plus rapidement que pour une éprouvette en DP600. C'est pourquoi nous avons légèrement modifié la procédure lors de cet essai. En effet, nous avons réalisé deux séries de blocs de 4000 cycles, avec une phase où nous avons augmenté pas à pas l'étendue de contrainte et une autre phase où nous l'avons réduite comme schématisé sur la Figure 4.38. Entre chacune de ces deux séries et après la seconde série, nous avons réalisé des blocs successifs de 10 000 cycles à contrainte maximale (Figure 4.38). L'essai a été stoppé durant un bloc long avec le flambement de l'éprouvette.

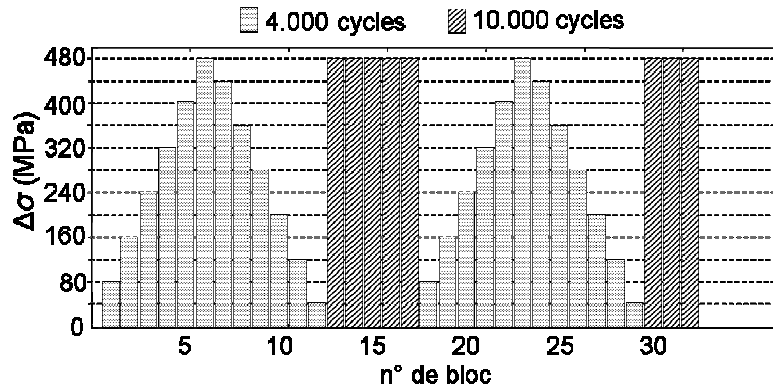


Figure 4.38 : schématisation de l'essai sur le HSLA avec $\Delta\sigma_{max} > \Delta\sigma_D$

La dissipation a été estimée lors des blocs de cycles courts mais également lors de blocs long intermédiaires et finaux, afin de suivre l'évolution de la dissipation à ce niveau de contrainte entre les deux courbes $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$. Les dissipations moyennes (0D) sont présentées sur la Figure 4.39. Nous constatons une grande différence entre les deux courbes représentant l'évolution de la dissipation en fonction de l'étendue de contrainte. Le matériau dissipe beaucoup plus lors de la seconde série à partir du bloc à $\Delta\sigma = 280\text{MPa}$. Lors des blocs intermédiaires, la dissipation augmente linéairement en fonction du nombre de cycles. Nous pouvons constater que l'écart entre la dissipation estimée lors du dernier bloc intermédiaire et celle estimée au même niveau de contrainte lors de la seconde série de blocs est plus important que la différence de dissipation estimée entre deux blocs intermédiaires. Ceci est certainement dû au nombre trop important de cycles réalisés dans la construction de la courbe $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$ qui ne se fait donc pas à état de fatigue constant. Le nombre de cycles lors des blocs courts et le nombre de blocs par série sont trop importants. Ceci se constate également sur les courbes $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$ où les points obtenus lors de la phase décroissante de la contrainte ne sont pas parfaitement alignés avec ceux obtenus dans la phase croissante (Figure 4.39).

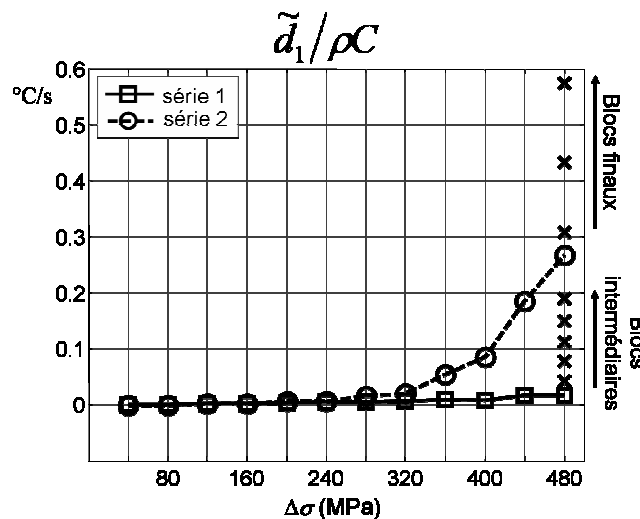
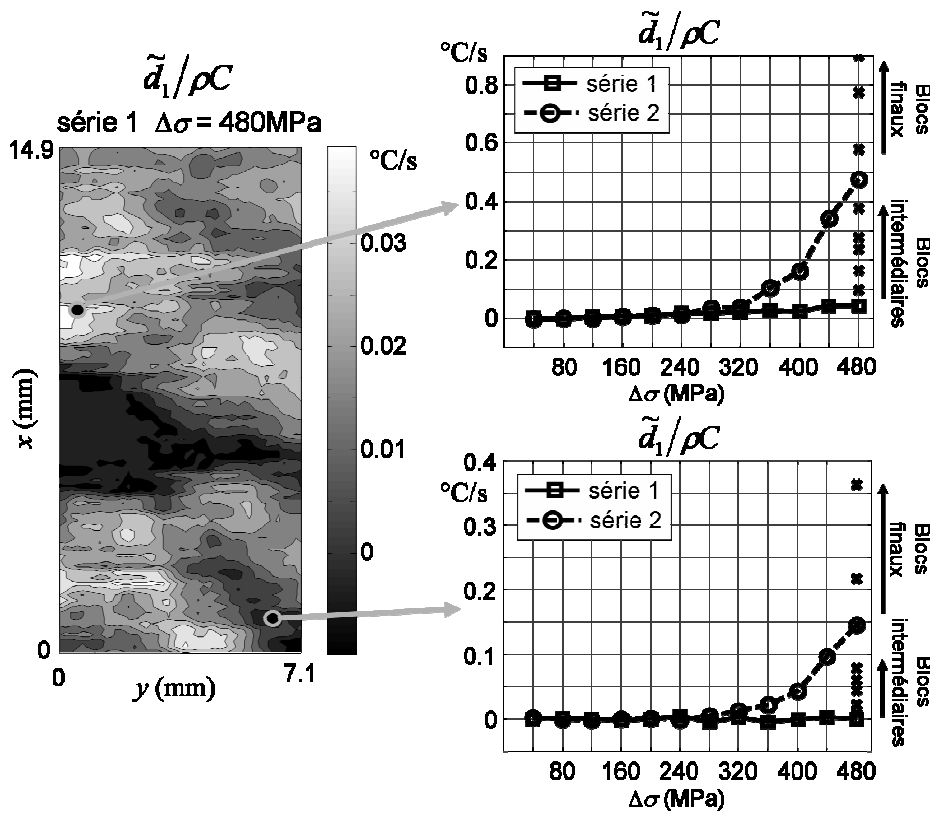


Figure 4.39 : évolution 0D de $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$ pour chaque série

Sur la Figure 4.40 sont représentées deux évolutions locales de la dissipation. Leurs allures sont identiques à l'évolution globale de la dissipation, seuls les niveaux atteints diffèrent.



Pour cet essai, même si la cinétique de fatigue est plus rapide que dans le cas d'un DP600, nous pouvons faire le même type d'observation sur les courbes $\tilde{d}_1(\Delta\sigma)$ au cours des cycles. Passé un certain seuil en contrainte, la dissipation augmente fortement avec le nombre de cycles.

4.4.4. Conclusion

L'observation de ces essais nous permet de distinguer deux cas dans l'évolution de la dissipation en fonction du nombre de cycles. Sollicitée à un niveau de contrainte supérieur à la limite de fatigue du matériau, le champ de dissipation augmente régulièrement jusqu'à rupture. Sollicitée au voisinage de la limite de fatigue du matériau, les résultats mettent en évidence une sorte d'adaptation (adaptation) comme présenté dans A. Galtier [Galtier 1993], c'est-à-dire qu'une éprouvette ayant déjà subi une certaine histoire dissipe moins à $\Delta\sigma \approx \Delta\sigma_D$ qu'une éprouvette vierge. Le niveau de dissipation atteint semble même se stabiliser avec le nombre de cycles, où tout du moins, évoluer très lentement. Ces essais constituent une première base de données utile au suivi de l'évolution des bilans d'énergie en fonction de l'état de fatigue du matériau.

4.5. Mesures combinées par thermographie et corrélation d'image

Cette partie présente les premiers résultats d'essais combinant des mesures issues du traitement des images infrarouges avec celles issues d'un dispositif de corrélation d'images de granularité en lumière blanche. Le rapprochement de mesures calorimétriques et cinématiques permet de construire des bilans d'énergie locaux. Dans la suite, la caméra travaillant dans le spectre visible sera appelée caméra CCD, même si la caméra infrarouge est elle aussi équipée d'un détecteur à technologie CCD. Nous rappelons dans un premier temps la forme des bilans réalisés, puis nous présentons la méthode utilisée pour estimer les déplacements, ainsi que celles utilisées pour déterminer l'énergie de déformation. Le dispositif expérimental sera également brièvement présenté. Les résultats d'un essai comprenant plusieurs séries de blocs sont enfin montrés. Les résultats 0D et 1D de cet essai ont déjà fait l'objet d'une publication [Chrysochoos, *et al.* 2007].

4.5.1. Bilans d'énergie

La détermination des sources de chaleur *via* l'équation de diffusion de la chaleur, dont nous rappelons la forme simplifiée ci-dessous, est une partie du bilan des énergies mises en jeu lors d'un essai de fatigue :

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - k \Delta \theta = d_1 + s_{the} + s_{ic} \quad (4.5)$$

Nous rappelons que la dissipation intrinsèque, la source de couplage thermoélastique et les sources de couplage interne sont définies en fonction du potentiel énergie libre par :

$$\begin{cases} d_1 = \left(\boldsymbol{\sigma} - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\epsilon}} \right) : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \alpha} \cdot \dot{\alpha} \\ s_{the} + s_{ic} = \rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \boldsymbol{\epsilon}} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} + \rho T \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \alpha} \cdot \dot{\alpha} \end{cases} \quad (4.6)$$

où $\boldsymbol{\sigma}$ est le tenseur de Cauchy.

La dissipation intrinsèque d_1 est la différence entre la puissance de déformation

$$w_{def}^* = \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} \quad (4.7)$$

et la somme des puissances élastique et stockée

$$w_e^* + w_s^* = \rho \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\epsilon}} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}} + \rho \frac{\partial \psi}{\partial \alpha} \cdot \dot{\alpha} \quad (4.8)$$

Le symbole $()^*$, nous le rappelons, signifie que la dérive temporelle de $()$ est dépendante du chemin.

Pour compléter ces bilans, une équation supplémentaire est nécessaire. Elle sera déduite du premier principe de la thermodynamique qui s'écrira de la forme :

$$\rho \dot{e} = \rho C \dot{T} + w_e^* + w_s^* - s_{the} - s_{ic} \quad (4.9)$$

Dans le cadre de nos essais de fatigue, les variations de températures restant faibles, elles n'entraînent pas de modification de l'état interne du matériau, ce qui nous amène à négliger les sources de couplage interne s_{ic} .

L'énergie de déformation sera estimée à partir des aires des boucles d'hystérésis mécaniques :

$$W_{def} = \int_0^{f_s^{-1}} \tilde{w}_{def} \dot{dt} = \int_0^{f_s^{-1}} \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}} dt = A_h \quad (4.10)$$

Il nous faut donc estimer localement le champ des déformations et le champ des contraintes pour compléter le calcul des sources de chaleur et réaliser un bilan complet d'énergies. Nous allons maintenant présenter la méthode de corrélation d'images utilisée pour déterminer le champ des déformations.

4.5.2. Dispositif de granularité en lumière blanche

La méthode de corrélation d'images que nous allons exposer dans cette partie nous donne l'évolution spatiotemporelle de différentes variables cinématiques à la surface de l'éprouvette (déplacement, vitesse, déformation, vitesse de déformation, accélération...). Le traitement d'image se fait en deux étapes. La première consiste à estimer le champ de déplacement suivant x et y via une méthode de corrélation d'images. Durant la seconde, nous déterminons les champs de déformation (ou vitesse de déformation) par une dérivation spatiale (et/ou temporelle) du champ de déplacement. Cette méthode est celle exposée dans [Wattrisse 1998], [Wattrisse, *et al.* 2001a] et [Wattrisse, *et al.* 2001b]. La méthode de traitement permet d'atteindre une résolution de l'ordre 5.10^{-2} pixels dans le calcul du déplacement, ce qui correspond à une précision d'environ 1.10^{-4} dans le calcul de la déformation, même dans le cas où les gradients de déformation sont importants (localisation). Dans cette partie nous allons brièvement rappeler le principe de la corrélation d'images, le traitement d'image utilisé et la méthode de calcul des déformations et vitesses de déformation.

a) Principe de la corrélation d'images

La méthode de corrélation d'images permet de déterminer le champ de déplacement entre deux images : une image de référence I_1 et une image déformée I_2 . Le choix a été fait d'un éclairage en lumière blanche. La méthode repose sur le fait que les images de l'éprouvette en niveaux de gris doivent être le plus contrastées possibles tout en présentant un motif aléatoire, ce qui impose le dépôt d'un «mouchetis» sur les éprouvettes en acier (Figure 4.41).

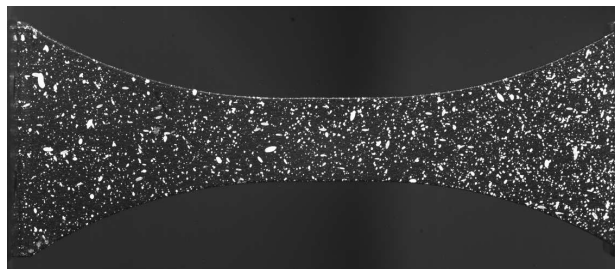


Figure 4.41 : exemple de mouchetis

La première étape de cette méthode consiste à définir un maillage régulier sous forme de grille sur l'image I_1 . Les nœuds du maillage seront les points auxquels seront estimés les déplacements. Nous définissons ensuite une zone de corrélation (ZC). Cette zone définit autour de chaque nœud du maillage un sous-domaine de l'image de référence (Figure 4.42(a)). En chaque nœud, le calcul du déplacement se fait alors en recherchant le motif correspondant le mieux à ZC sur l'image I_2 dans une zone limitée autour du nœud avant déformation, appelée zone de recherche (ZR) (Figure 4.42(b)). Lors d'un calcul incrémental, le maillage est redéfini à chaque pas. Certains points peuvent sortir du champ de vision, il sont alors éliminés du calcul. Tout point où le déplacement calculé est jugé aberrant est également éliminé.

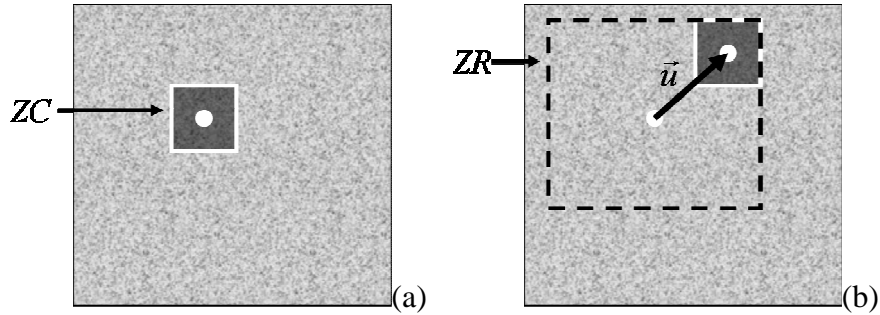


Figure 4.42 : principe de la corrélation d'image : (a) image de référence I_1
(b) calcul du déplacement du motif sur l'image I_2

Le principe du calcul du déplacement dans le cas de fonctions continues est le suivant. Nous appellerons $f(x,y,t)$ la fonction d'intensité lumineuse qui dépend de l'espace à travers (x,y) et du temps à travers t . Si nous considérons que l'image I_1 a été prise à t_1 et I_2 à t_2 , la détermination du déplacement \vec{u} revient à trouver le couple (ξ_x, ξ_y) minimisant l'expression suivante :

$$\|f(x, y, t_1) - f(x - \xi_x, y - \xi_y, t_2)\| = \int_{ZC} (f(x, y, t_1) - f(x - \xi_x, y - \xi_y, t_2))^2 dx dy \quad (4.11)$$

En développant l'expression suivante nous obtenons :

$$\begin{aligned} \int_{ZC} (f(x, y, t_1) - f(x - \xi_x, y - \xi_y, t_2))^2 dx dy = \\ \int_{ZC} f(x, y, t_1)^2 dx + \int_{ZC} f(x - \xi_x, y - \xi_y, t_2)^2 dx - 2 \int_{ZC} f(x, y, t_1) f(x - \xi_x, y - \xi_y, t_2) dx dy \end{aligned} \quad (4.12)$$

Les termes carrés représentant les variations locales d'intensité lumineuse. Il est courant de ne retenir que le double produit. Le calcul du déplacement se fait alors en déterminant le maximum de la fonctionnelle suivante ce qui facilite celui-ci :

$$\vec{u} = \max_{\xi_x, \xi_y} \left(\int_{ZC} f(x, y, t_1) f(x - \xi_x, y - \xi_y, t_2) dx dy \right) \quad (4.13)$$

Un facteur de normalisation est souvent introduit et l'expression à maximiser devient :

$$\vec{u} = \max_{\xi_x, \xi_y} \left(\frac{\int_{ZC} f(x, y, t_1) f(x - \xi_x, y - \xi_y, t_2) dx dy}{\sqrt{\int_{ZC} f(x, y, t_1)^2 dx dy} \sqrt{\int_{ZC} f(x - \xi_x, y - \xi_y, t_2)^2 dx dy}} \right) \quad (4.14)$$

b) Traitement d'image utilisé

Le principe de détermination des composantes sur la face de l'éprouvette, suivant x et y (u_x et u_y), du vecteur de déplacement \vec{u} en un point étant rappelé, nous montrons maintenant comment sont déterminées en pratique ces composantes (signaux discrets et bruités), mais aussi la composante suivant z (u_z) à partir des deux premières.

Les données issues de la caméra étant discrètes, pour un couple d'image (I_1, I_2), nous définissons alors la fonction normalisée d'intercorrélation φ , calculée en tous les pixels $M(i_0, j_0)$ de la grille virtuelle par :

$$\varphi(m, n) = \frac{\sum_{(i-j_0)=-ZC/2}^{ZC/2} I_1(i, j).I_2(i+m, j+n)}{\sqrt{\sum_{(i-j_0)=-ZC/2}^{ZC/2} I_1(i, j)} \cdot \sqrt{\sum_{(i-j_0)=-ZC/2}^{ZC/2} I_2(i+m, j+n)}} \quad (4.15)$$

$(m, n) \in \left[\frac{-ZR}{2}, \frac{ZR}{2} \right]$

où ZC est le nombre de pixels définissant la zone de corrélation, tandis que ZR le nombre de pixels de la zone de recherche.

Le déplacement correspond aux valeurs u_x et u_y maximisant la fonction φ par rapport à (m, n) . La définition de φ permet d'estimer le déplacement à l'échelle du pixel. Pour atteindre une résolution inférieure au pixel, une interpolation locale par des polynômes de degré 2 en x et y est réalisée au voisinage du maximum discret de φ .

Généralement, les matériaux métalliques sont supposés incompressibles, du moins tant qu'un endommagement important, par les microvides qu'il génère, ne rend pas invalide cette propriété. Tant que le matériau peut être considéré comme incompressible, nous écrivons classiquement :

$$\frac{\Delta V}{V} = 0 \Leftrightarrow \det F = 1 \quad (4.16)$$

où F est le tenseur gradient de déformation.

En considérant que la déformation reste homogène dans l'épaisseur, l'égalité (4.16) devient :

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} = \left[\det \begin{pmatrix} 1 + \frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{\partial u_x}{\partial y} \\ \frac{\partial u_y}{\partial x} & 1 + \frac{\partial u_y}{\partial y} \end{pmatrix} \right]^{-1} - 1 \quad (4.17)$$

L'intégration de cette équation donne la troisième composante u_z du champ des déplacements pour tout point de coordonnées (x, y) de la surface.

c) Estimation des grandeurs dérivées

Comme dans le cas des mesures infrarouges, les champs de déplacement sont des mesures discrètes et bruitées, il est alors impossible d'en déduire directement des champs de déformation et de vitesse de déformation quantitativement fiables par simple dérivation des données expérimentales. Dans cette méthode, selon la dérivée à estimer, un lissage en temps ou en espace du champ des déplacements basé sur la méthode des moindres carrés et une fonction locale d'approximation linéaire ou quadratique est utilisé. Le choix du degré de cette fonction d'approximation reste libre, il dépendra de l'ordre des dérivée à estimée et du degré de description voulu.

Le lecteur intéressé par plus de détails sur cette méthode trouvera des informations complémentaires sur [Wattrisse 1998], [Wattrisse, *et al.* 2001a] et [Wattrisse, *et al.* 2001b].

4.5.3. Estimation de l'énergie de déformation

Les méthodes exposées ci-après mènent à une estimation du champ des contraintes à partir du champ des déplacements afin de pouvoir calculer les aires des boucles d'hystérésis des courbes contrainte-déformation. Deux méthodes seront successivement exposées : la première est fondée sur l'intégration des équations d'équilibre sous l'hypothèse de l'état de contraintes planes, et une seconde sur la résolution d'un problème inverse d'identification à chaque pas de chargement d'un modèle de comportement élastique isotrope hétérogène. Cette seconde approche suppose, de fait, négligeable l'influence des très faibles déformations thermoplastiques sur l'état de contrainte à l'échelle locale d'observation imposée par les optiques et s'appuie aussi sur l'hypothèse des contraintes planes.

a) Première méthode : intégration des équations d'équilibre

La première méthode a été développée au sein de l'équipe ([Wattrisse 1998] et [Chrysochoos, *et al.* 2000]) pour estimer la puissance des efforts intérieurs lors de chargement monotones quasi-statiques. En s'appuyant sur la donnée des champs cinématiques, et en faisant quelques hypothèses sur la distribution des efforts appliqués à l'éprouvette et également sur la distribution des contraintes développées par celle-ci, le champ des contraintes est déterminé à partir des équations d'équilibre écrites sous l'hypothèse des contraintes planes :

$$\begin{cases} \frac{\partial \sigma_{xx}(x, y, t)}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}(x, y, t)}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xy}(x, y, t)}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}(x, y, t)}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (4.18)$$

Comme cela est supposé par construction pour tout essai dit de traction-compression simple, la contrainte dans la direction de chargement reste uniforme dans chaque section droite de l'éprouvette. Celle-ci peut classiquement être définie de la façon suivante :

$$\sigma_{xx}(x, t) = \frac{f(t)}{S(x, t)} \quad (4.19)$$

où $f(t)$ est l'effort appliqué à l'éprouvette et $S(x, t)$ la section de l'éprouvette en x , à l'instant t .

En supposant qu'il n'y a pas de variation de volume, la section actuelle peut s'écrire :

$$S(x, t) = S_0 \exp(\varepsilon_{xx}(x, t)) \quad (4.20)$$

où S_0 est la section initiale et $\varepsilon_{xx} = \ln(\Delta L/L)$ la déformation de Hencky longitudinale. Les données cinématiques enregistrées permettent de contrôler l'hypothèse d'indépendance de ε_{xx} par rapport à y .

L'expression (4.19) devient alors :

$$\sigma_{xx}(x, t) = \frac{f(t)}{S_0} \exp(\varepsilon_{xx}(x, t)) \quad (4.21)$$

En intégrant la première équation du système (4.18), et en supposant que l'éprouvette ne subit pas globalement de cisaillement, nous obtenons une expression de la contrainte de cisaillement qui se distribue de façon anti-symétrique par rapport à l'axe de traction de l'éprouvette. Cette dernière s'écrit :

$$\sigma_{xy}(x, y, t) = -\sigma_{xx}(x, t) \frac{\partial \varepsilon_{xx}(x, t)}{\partial x} y \quad (4.22)$$

Les conditions aux limites sur les bords libres, c'est-à-dire en $y = \pm l(x, t)/2$, imposent que :

$$\vec{n}_y \cdot \boldsymbol{\sigma} \cdot \vec{n}_y = \sigma_{yy}(x, \pm l(x, t)/2, t) = 0 \quad (4.23)$$

où l est la largeur de l'éprouvette et \vec{n}_y le vecteur normal à la surface porté par Oy .

En intégrant la seconde équation du système (4.18) nous obtenons alors que :

$$\sigma_{yy}(x, y, t) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sigma_{xx}(x, t)}{2} \frac{\partial \varepsilon_{xx}(x, t)}{\partial x} \right) \cdot \left(\frac{l(x, t)^2}{4} - y^2 \right) \quad (4.24)$$

b) Seconde méthode : problème inverse

La seconde méthode utilisée est celle développée par Félix Latourte dans sa thèse ([Latourte, *et al.* in press] et [Latourte, *et al.* 2007]). C'est une méthode variationnelle permettant l'identification de distributions de paramètres matériels associés à une loi de comportement. Cette méthode, basée sur l'écart en relation de comportement, a été précédemment utilisée dans [Geymonat, *et al.* 2002], dans le cadre d'un comportement élastique linéaire. Celle que nous avons utilisée a été étendue à une classe de comportements élastoplastiques à écrouissage cinématique linéaire mais nous nous sommes limité, ici, à l'identification, à chaque pas de chargement, d'un comportement élastique isotrope et hétérogène. Les hypothèses faites sont celles des contraintes planes, des petites perturbations et d'un comportement élastique isotrope. Les données d'entrée de la méthode sont : le champ de déplacement \vec{u} mesuré sur le domaine Ω , représentant la partie utile de l'éprouvette, au cours de l'essai et les conditions aux limites. Les résultantes des efforts \vec{R}_i sont connues sur

les bords Γ_i grâce aux mesures de la cellule de force de la machine d'essai. Sur les arrêtes de l'éprouvette Γ_j les efforts sont nuls. Il faut donc déterminer le tenseur des souplesses \mathbf{C} et le tenseur des contraintes $\boldsymbol{\sigma}$ qui vérifient l'équation d'équilibre (4.25), la relation de comportement (4.26) et l'équilibre global (4.27) :

$$\operatorname{div}(\boldsymbol{\sigma}) = 0 \text{ dans } \Omega \quad (4.25)$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{C} \boldsymbol{\varepsilon}(\bar{\mathbf{u}}) \text{ dans } \Omega \quad (4.26)$$

$$\begin{cases} \bar{\mathbf{R}}_i = \int_{\Gamma_i} \boldsymbol{\sigma} \cdot \bar{\mathbf{n}} \, dS \text{ sur } \Gamma_i \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot \bar{\mathbf{n}} = \bar{\mathbf{0}} \text{ sur } \Gamma_j \end{cases} \quad (4.27)$$

La fonctionnelle associée à cette formulation est la suivante :

$$\mathcal{F}(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{C}) = \frac{1}{2} \int_{\Omega} (\boldsymbol{\varepsilon}(\bar{\mathbf{u}}) - \mathbf{C} : \boldsymbol{\sigma}) : \mathbf{C}^{-1} : (\boldsymbol{\varepsilon}(\bar{\mathbf{u}}) - \mathbf{C} : \boldsymbol{\sigma}) \, d\Omega \quad (4.28)$$

La minimisation de celle-ci nous permet d'obtenir, à chaque pas de chargement, un tenseur des souplesses sécant $\mathbf{C}(E_S, \nu_S, G_S)$ (Figure 4.43) et en conséquence un tenseur des contraintes statiquement admissible.

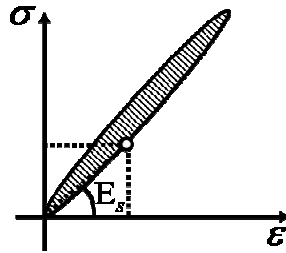


Figure 4.43 : schéma de la boucle d'hystérésis

L'aire d'hystérésis est alors identifiée en effectuant un calcul pas à pas afin d'obtenir tous les couples déformation-contrainte et de reconstruire les courbes mécaniques. Le fait de devoir identifier un comportement élastique à chaque pas de charge revient à reconnaître que, même si les effets microplastiques localisés ont une faible influence sur la distribution mésoscopique des contraintes, (suffisamment faible pour que l'on reste proche d'une distribution des contraintes de type élastique), il n'en reste pas moins que l'évolution microstructurale durant la charge nous conduit à réajuster les coefficients d'élasticité tout au long du cycle, afin de prendre en compte l'existence d'une aire d'hystérésis. Notons que la thermoélasticité, pour ce type de matériau, donne des aires d'hystérésis bien plus faible que celles observées expérimentalement. De plus, la taille des boucles d'hystérésis apparaît comme indépendante du temps, ce qui est incompatible avec la présence de boucle induite par la thermoélasticité ([Morabito, *et al.* 2007]).

Avant d'analyser les résultats obtenus, nous présentons brièvement le nouveau dispositif expérimental utilisé.

4.5.4. Dispositif expérimental

De part et d'autre d'une éprouvette mince et plate, nous plaçons une caméra infrarouge et une caméra CCD (Figure 4.44). L'épaisseur des échantillons est suffisamment petite pour que nous puissions supposer que la température et les déformations en surface soient représentatives de ce qui se passe dans l'épaisseur (*cf.* Chapitre 2 pour la température et [Wattrisse, *et al.* 2001b] pour les déformations).



Figure 4.44 : dispositif de mesures combinées

La partie infrarouge du dispositif ayant déjà été présentée, nous nous concentrons dans ce qui suit, sur les aspects mesures cinématiques par corrélation d'images. Nous présentons successivement et brièvement, la caméra utilisée, quelques aspects métrologiques importants et enfin, comment les données thermiques et cinématiques sont combinées.

a) La caméra CCD utilisée

La caméra CCD utilisée est une Camelia M1 8M (Atmel) monochrome à matrice de détecteurs de 8 Megapixels. Les caractéristiques principales de cette caméra sont une résolution maximale de 2300×3500 pixels, la taille d'un pixel étant de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, un taux de transfert d'images de 25Mpixels/s, un codage sur 12bits et un rapport signal sur bruit de 65dB. Les paramètres de réglages de cette caméra sont :

- le temps d'intégration de 1 à 2000ms,
- le binning qui est une technique qui consiste à regrouper les pixels de la matrice de détecteurs (1x1, 2x2 ou 4x4) afin que la caméra simule une résolution plus faible au profit d'une plus grande sensibilité accompagnée d'un bruit plus faible,
- le mode de sélection de zone d'intérêt (ROI mode),
- le trigger qui permet de piloter la caméra avec une source extérieure,
- le gain de -6 à 27dB par pas de 0.04dB,
- l'offset de 0 à 255LSB (Least Significant Bit).

La fréquence d'acquisition maximale dépend donc du binning choisi et de la zone d'intérêt sélectionnée. Le Tableau 4.5 récapitule les résolutions et les fréquences d'acquisition maximales correspondant aux choix du binning.

Binning (pixels)	1x1	2x 2	4x4
Résolution (pixels)	2300x3500	1150x1750	574x875
Fréquence maximale d'acquisition (Hz)	2.7	4.9	8.8

Tableau 4.5 : fréquences d'acquisition de la Camelia M1 8M

b) Positionnement de la caméra CCD

L'axe optique de la caméra doit rester rigoureusement perpendiculaire à la surface de l'éprouvette observée afin de ne pas introduire de déformations parasites induites par des mouvements hors plan ou des rotations qui perturberaient la mesure. Dans ce but, la position relative de la caméra est obtenue à l'aide d'une table micrométrique à trois rotations qui permet d'affiner l'orientation de la caméra après un préréglage grossier. La table est également animée de deux translations dans le plan perpendiculaire à la face de l'éprouvette afin de bien positionner la caméra par rapport à la partie utile de celle-ci.

c) Distorsion optique

La distorsion des images due à l'optique est également corrigée. Pour déterminer la transformation qui élimine ce phénomène, nous saisissons une série d'images d'une plaque mouchetée qui se déplace selon un mouvement de solide rigide. Par la méthode de corrélation d'images, nous déterminons le champ de déplacement total et le mouvement de solide rigide. Le déplacement induit par la distorsion est alors donné par la différence entre le résultat de ces deux calculs. Une fois ce déplacement déterminé, nous identifions une loi polynomiale de distorsion qui permettra de corriger les images issues de la caméra avant tout traitement.

d) Correspondance entre données thermiques et cinématiques

Afin de faire correspondre la zone étudiée sur les images infrarouges à celle étudiée sur les images visibles, il faut connaître la transformation permettant de passer des coordonnées infrarouges (x_{IR}, y_{IR}) aux coordonnées visibles (x_{CCD}, y_{CCD}) pour un même point. Afin de déterminer celle-ci, nous prenons avec chacune des caméras l'image d'une mire montée dans les mors de la machine (Figure 4.45). Sur chacune de ces images, nous repérons au moins trois points géométriquement identiques (Figure 4.45(b) et (c)), permettant d'estimer le mouvement plan (deux translations et une rotation) pour passer des (x_{IR}, y_{IR}) aux (x_{CCD}, y_{CCD}) . Le calcul se fait dans ce sens car les images infrarouges ont une moins bonne résolution spatiale que les images visibles. Enfin, nous résolvons par une méthode des moindres carrés les deux équations suivantes en écrivant un système par équation (au moins 3 couples (x_{IR}, y_{IR})) pour déterminer les $(\alpha_x, \beta_x, \gamma_x, \alpha_y, \beta_y, \gamma_y)$:

$$\begin{cases} x_{IR} = \alpha_x x_{CCD} + \beta_x y_{CCD} + \gamma_x \\ y_{IR} = \alpha_y x_{CCD} + \beta_y y_{CCD} + \gamma_y \end{cases} \quad (4.29)$$

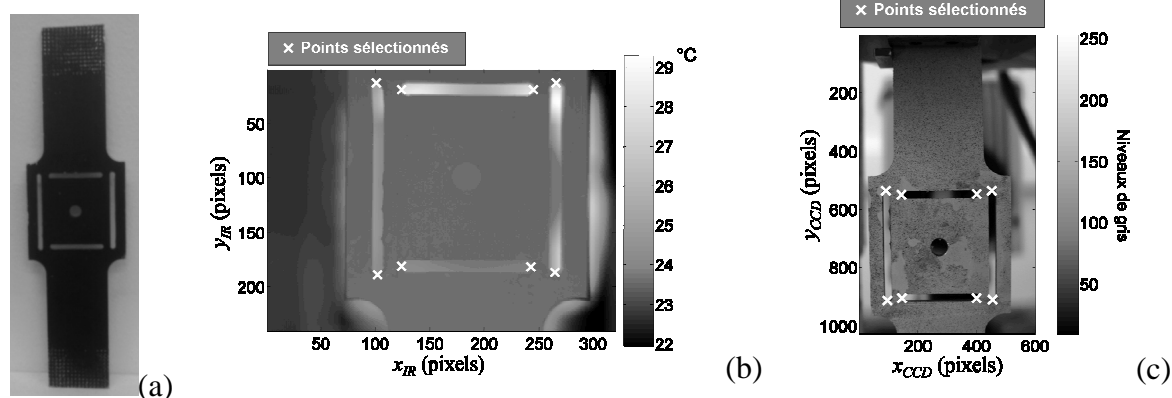


Figure 4.45 : (a) photo de la mire (b) image infrarouge de la mire et (c) image visible de la mire.

4.5.5. Résultats

Ces résultats sont relatifs à un essai utilisant simultanément les deux techniques et durant lequel nous avons réalisé différents blocs de cycles à paramètres de chargement constants, caractérisés par : un rapport de charge $R_\sigma = -1$, une fréquence de sollicitation $f_s=30\text{Hz}$ et une étendue de contrainte $178\text{MPa} \leq \Delta\sigma \leq 569\text{MPa}$. Le matériau étudié est le DP600.

Lors de cet essai, deux séries de blocs courts de 2 400 cycles chacun ont été réalisés afin de dresser des bilans d'énergie à état «constant» de fatigue. D'un bloc à l'autre, l'étendue de contrainte a été augmentée régulièrement comme schématisé sur la Figure 4.46. Entre les deux séries de blocs, un bloc long comprenant 100 000 cycles à contrainte maximale afin de faire évoluer significativement l'état de fatigue. Nous noterons que l'étendue de contrainte maximale est supérieure à la limite de fatigue pour le rapport de charge considéré.

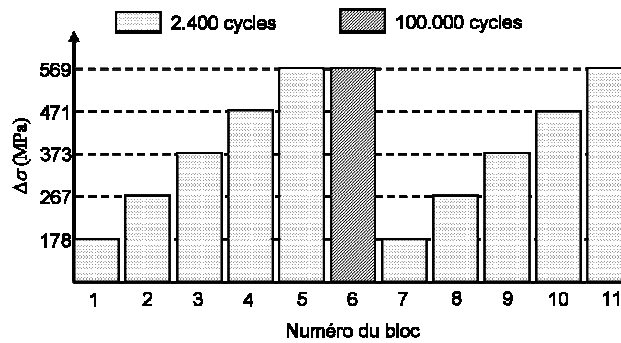


Figure 4.46 : schématisation de l'essai

Les mesures infrarouges ont été faites au cours de chaque bloc de cycles. Les acquisitions avec la caméra CCD visible ont été réalisées au cours d'un cycle de chargement à la fréquence de sollicitation $f_s' = 5.55.10^{-3}$ effectué à la fin de chaque bloc de cycles afin d'augmenter le rapport f_a/f_s' , où f_a représente la fréquence d'acquisition, et d'améliorer le calcul de l'énergie correspondant aux aires des boucles d'hystérésis mécanique (Figure 4.47). Les résultats de la partie 4.3 de ce chapitre ont montré que localement le matériau a un comportement élastoplastique, du moins à partir d'un certain niveau de contrainte, ce qui implique que l'énergie dissipée est indépendante de la fréquence de sollicitation. Nous supposons alors également que l'énergie de déformation déduite des boucles d'hystérésis des courbes contrainte-déformation est aussi indépendante de la vitesse de déformation ([Morabito, *et al.* 2007]). Nous avons choisi dans un premier temps de comparer la dissipation moyenne par cycle à la puissance de déformation moyenne par cycle qui est estimée par :

$$\tilde{w}_{def} = f_s A_h(x, y) = \frac{f_s}{N_c} \int_0^{N_c f_s^{-1}} \sigma_{ij}(x, y, t) \dot{\epsilon}_{ij}(x, y, t) dt \quad (4.30)$$

où N_c est le nombre de cycles envisagé pour estimer une valeur moyenne significative, et f_s représente la fréquence de sollicitation à laquelle nous voulons connaître \tilde{w}_{def} qui est pour cet essai de 30Hz.

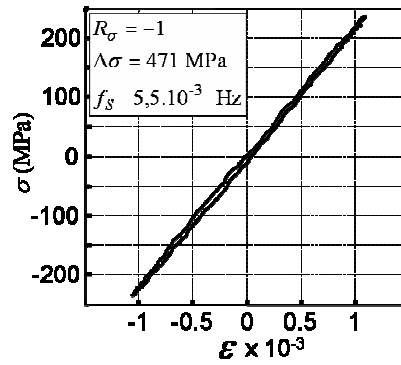


Figure 4.47 : boucle d'hystérésis mécanique moyennée sur la partie utile de l'éprouvette au Bloc 10

La méthode variationnelle permet de déterminer l'évolution des caractéristiques élastiques du matériau, c'est-à-dire le module d'Young E et le coefficient de poisson ν , au cours du cycle de chargement. Avec la méthode basée sur l'intégration des équations d'équilibre, il est également possible de déterminer des caractéristiques élastiques moyennes par cycle en moyennant :

$$\begin{cases} E = \frac{\sigma_{xx}}{\epsilon_{xx}} \\ \nu = -\frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{xx}} \end{cases} \quad (4.31)$$

Sur la Figure 4.48 sont représentés les résultats obtenus par les deux méthodes. Nous pouvons constater dans un premier temps qu'il y a une bonne corrélation entre les résultats issus des deux méthodes. Ensuite nous n'observons aucune influence significative des effets de fatigue sur les caractéristiques élastiques du matériau, du moins pour les 124.000 cycles réalisés au cours de cet essai.

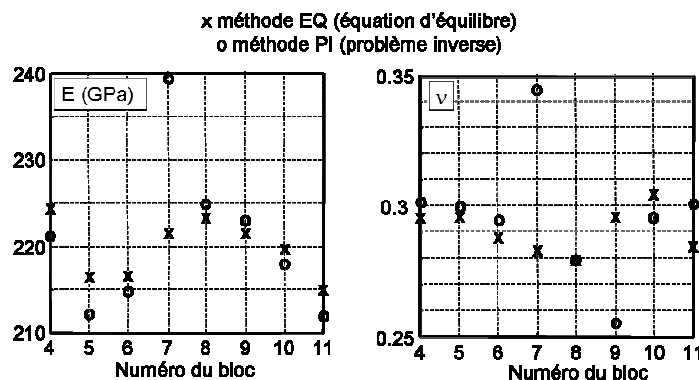


Figure 4.48 : évolution des caractéristiques élastiques du matériau. Valeurs moyennées sur la partie utile de l'éprouvette au cours d'un cycle

Sur la Figure 4.49 sont représentées les puissances de déformation moyennes par cycles et moyennées sur la partie utile de l'éprouvette obtenues à partir des deux méthodes cinématique ($f_s A_h^{(1)}$ et $f_s A_h^{(2)}$), pour les différents niveaux de contrainte de l'essai. Nous retrouvons encore une bonne corrélation entre les résultats des deux méthodes. Sur la Figure 4.49 est également représentée la dissipation moyenne par cycle et sur toute l'éprouvette \tilde{d}_1 .

Nous constatons que le rapport entre la puissance dissipée et la puissance de déformation $\tilde{d}_1/\tilde{w}_{def}$ est de l'ordre de 50%.

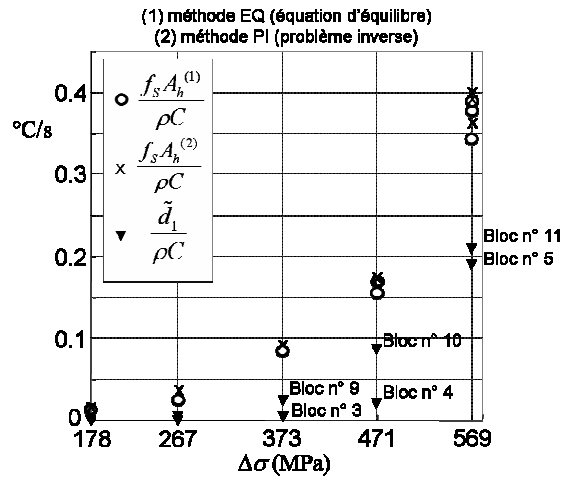


Figure 4.49 : valeurs moyenne de $f_s A_h^{(1)}$, $f_s A_h^{(2)}$ et \tilde{d}_1 sur toute la partie utile de l'éprouvette.

Sur la Figure 4.50, les profils moyennés suivant la largeur de l'éprouvette des puissances de déformation et la dissipation moyenne par cycle sont représentés pour le bloc 11 (Figure 4.46). Nous constatons encore une fois une bonne corrélation entre les deux méthodes menant au calcul des contraintes et un rapport $\tilde{d}_1/\tilde{w}_{def}$ qui reste encore d'environ 50% dans les deux cas. Enfin, le profil de la largeur de l'éprouvette $l(x)$ mesurée à partir d'une image prise au début du bloc de chargement a été tracé afin de positionner la partie utile par rapport aux profils d'énergie.

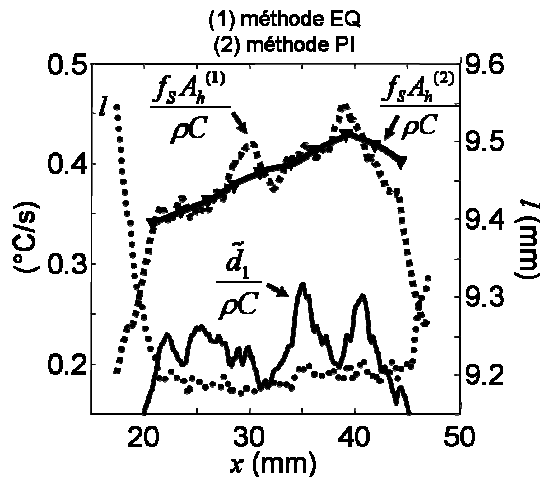


Figure 4.50 : profil selon l'axe de l'éprouvette de $f_s A_h^{(1)}$, $f_s A_h^{(2)}$ et \tilde{d}_1 pour le bloc 11, $l(x)$ est le profil de largeur en début de bloc

Sur la Figure 4.51 et sur la Figure 4.52, ont été représentés les champs 2D de l'énergie de déformation W_{def} (méthode PI), de l'énergie dissipée W_d et de l'énergie stockée W_s au cours d'un cycle pour les blocs 5 et 11 (contrainte maximale). L'énergie de déformation est

directement déduite de A_h tandis que l'énergie dissipée est une moyenne sur plusieurs cycles et est obtenue en divisant la dissipation moyenne par cycle par la fréquence de sollicitation :

$$W_d = \frac{\tilde{d}_1}{f_s} = N^{-1} \int_{N.f_s^{-1}} \bar{d}_1 dt \quad (4.32)$$

L'énergie stockée au cours d'un cycle est la différence entre l'énergie de déformation et l'énergie dissipée au cours d'un cycle, l'énergie élastique s'annulant à la fin de chaque cycle complet de chargement.

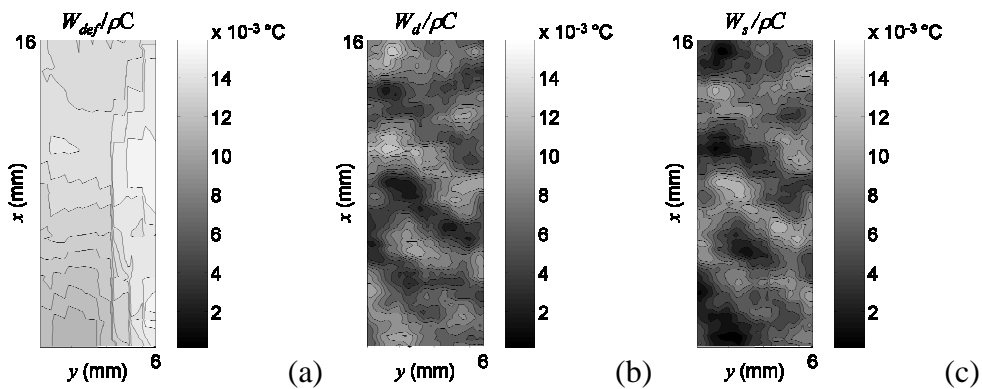


Figure 4.51 : champ 2D de W_{def} , W_d et W_s estimé au bloc 5

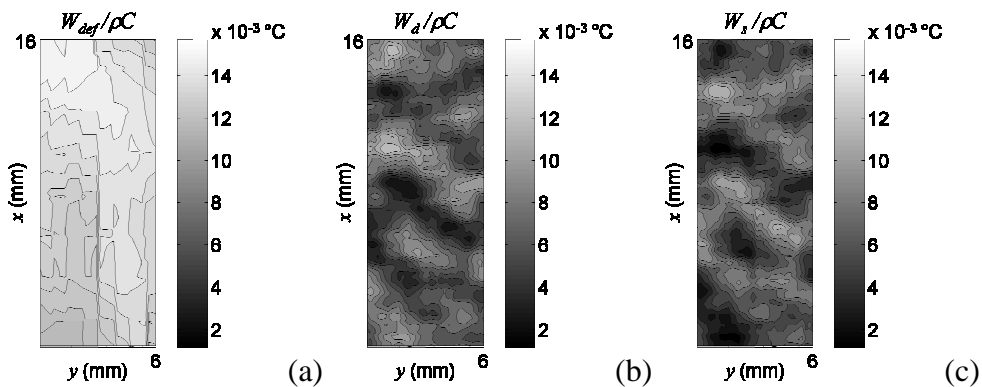


Figure 4.52 : champ 2D de W_{def} , W_d et W_s estimé au bloc 11

Ce type de résultat rappelle ceux obtenus de façon globale par [Kaleta 1998] pour un acier ferrito-perlittique (*cf.* Chapitre 1) qui trouvait un rapport entre l'énergie dissipée et l'énergie plastique W_d/W_a qui variait de 63,6% en LCF à 32,7% en HCF, l'énergie anélastique pouvant être assimilée à l'énergie de déformation en négligeant l'énergie élastique. Ce rapport pour les aluminiums est plutôt situé entre 80 et 90% ([Wong et Kirby III 1990] et [Harvey II et Bonenberger Jr 2000]).

4.5.6. Analyse thermodynamique

Ces résultats méritent quelques commentaires car la boucle d'hystérésis est souvent supposée totalement induite par les effets dissipatifs. En combinant les équations (4.6) à (4.9) (*cf.* §4.5.1) nous obtenons l'expression suivante :

$$\sigma : \dot{\varepsilon} = \rho \dot{\varepsilon} + d_1 - \rho T \dot{s} = \rho \dot{\varepsilon} + d_1 - \rho C \dot{T} + s_{the} + s_{ic} \quad (4.33)$$

En intégrant l'expression (4.33) sur un nombre entier de cycles le premier membre est égal à A_h . Dans le second membre, comme nous l'avons déjà vu, l'énergie thermoélastique s'annule à la fin de chaque cycle complet de chargement et les sources de couplage interne ont été supposées négligeables tant que les auto-échauffements restent faibles. Dès que la température atteint, lors d'un bloc de cycles, la phase stabilisée, c'est à dire qu'elle évolue de façon périodique, la différence entre la dissipation moyenne par cycle et la puissance de déformation par cycle est égale au taux d'énergie interne moyen par cycle :

$$\int_{t_0}^{t_0+N_c f_s^{-1}} \rho C \dot{T} dt = 0 \Rightarrow \boxed{f_s A_h - \tilde{d}_1 = f_L \int_{t_0}^{t_0+N_c f_s^{-1}} \rho \dot{\varepsilon} dt} \quad (4.34)$$

De la même façon, la différence entre l'énergie de déformation et l'énergie dissipée est égale à la variation d'énergie interne :

$$\int_{t_0}^{t_0+N_c f_s^{-1}} \rho C \dot{T} dt = 0 \Rightarrow \boxed{W_{def} - W_d = \int_{t_0}^{t_0+N_c f_s^{-1}} \rho \dot{\varepsilon} dt} \quad (4.35)$$

La différence entre l'énergie de déformation et l'énergie dissipée peut être interprétée comme une variation d'énergie interne due aux mécanismes de fatigue.

4.6. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons vu que la méthode développée permet de déterminer, d'une part, un champ d'amplitude thermoélastique en bon accord avec la théorie thermoélastique linéaire isotrope. Tant que la sollicitation reste homogène, le champ d'amplitude thermoélastique est spatialement homogène. L'intensité de ce champ augmente linéairement en fonction de l'étendue de contrainte et de la fréquence de sollicitation.

D'autre part, la méthode permet d'atteindre un champ de dissipation moyen par cycle. Celui-ci apparaît spatialement hétérogène et évolue lentement au cours des cycles, du moins jusqu'au dernier bloc de cycle menant à la fissuration macroscopique de l'éprouvette. Les zones de dissipation maximale apparaissent justement comme lieu potentiel de fissuration, celle-ci apparaissant toujours dans une zone candidate. De nombreux essais ont montré que ces champs sont bien liés aux défauts microstructuraux. Néanmoins, l'intensité de ce champ impose de nombreuses précautions expérimentales (polissage, revêtement soigné des éprouvettes, suivi de la température d'équilibre,...). L'étude de ce champ nous renseigne sur les mécanismes dissipatifs accompagnant le phénomène de fatigue.

L'étude de l'évolution locale de la dissipation en fonction de l'étendue de contrainte et de la fréquence de sollicitation, nous indique que le matériau a un comportement plastique, au moins à partir d'un certain seuil. Ce seuil est ici plutôt imposé par les limites du traitement pour de faibles niveaux de dissipation.

L'évolution de la dissipation en fonction du nombre de cycle nous renseigne sur la cinétique du phénomène de fatigue. Deux formes de cinétique ont été mises en évidence, une évolution rapide de la dissipation pour des chargements dont le niveau maximum dépasse la limite de fatigue et une évolution plus lente pour un chargement dont le niveau maximum est du même ordre ou inférieur à la limite de fatigue. Dans chaque cas, le champ de dissipation évolue de la même manière quelque soit le point étudié.

Enfin, l'association de cette technique infrarouge avec celle de corrélation d'images de granularité, nous a permis de réaliser des bilans locaux d'énergie. Ces bilans ont montré que

le rapport entre l'énergie dissipée et l'énergie de déformation est de l'ordre de 50% pour des étendues de contrainte supérieure à la limite de fatigue. Cette différence a été interprétée d'un point de vue thermomécanique comme une augmentation de l'énergie interne au cours des cycles.

Références

- [Berthel, *et al.* 2007] Berthel B., Chrysochoos A., Wattrisse B. et Galtier A. (2007) "Infrared image processing for the calorimetric analysis of fatigue phenomena". *Experimental Mechanics*, **in press**,
- [Boulanger 2004] Boulanger T. (2004) "Analyse par thermographie infrarouge des sources de chaleur induites par la fatigue des aciers". Thèse, Université Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc
- [Chrysochoos, *et al.* 2000] Chrysochoos A., Muracciole J. M. et Wattrisse B. (2000) "Experimental analysis of strain and damage localization". *Continuous damage and fracture*, Cachan, 23-27 octobre, 41-51
- [Chrysochoos, *et al.* 2007] Chrysochoos A., Berthel B., Latourte F., Pagano S., Wattrisse B. et Weber B. (2007) "Local energy approach to steel fatigue". *Strain: An International Journal for Experimental Mechanics*, **in press**,
- [Galtier 1993] Galtier A. (1993) "Contribution à l'étude de l'endommagement des aciers sous sollicitations uni ou multi-axiales". Thèse, ENSAM Bordeaux
- [Geymonat, *et al.* 2002] Geymonat G., Hild F. et Pagano S. (2002) "Identification of elastic parameters by displacement field measurement". *C.R. Mécanique*, **330**, 403–408
- [Harvey II et Bonenberger Jr 2000] Harvey II D. P. et Bonenberger Jr R. J. (2000) "Detection of fatigue macrocracks in 1100 aluminium from thermomechanical data". *Engineering Fracture Mechanics*, **65**, 609-620
- [Kaleta 1998] Kaleta J. (1998) "Determination of cold work energy in LCF/HCF region". *4th International Conference on Low Cycle Fatigue and Elasto-Plastic Behaviour of Materials*, Garmisch-Partenkirchen, Germany,, 7-11 September, 93-98
- [Latourte, *et al.* 2007] Latourte F., Chrysochoos A., Pagano S. et Wattrisse B. (2007) "Identification élastoplastique locale à l'aide d'une méthode variationnelle". *18ème Congès Français de Mécanique*, Grenoble, 27-31 août 2007, 6p
- [Latourte, *et al.* in press] Latourte F., Chrysochoos A., Pagano S. et Wattrisse B. (**in press**) "Elastoplastic behavior identification for heterogeneous loadings and materials". *Experimental Mechanics*,
- [Morabito, *et al.* 2007] Morabito A. E., Chrysochoos A., Dattoma V. et Galietti U. (2007) "Analysis of heat sources accompanying the fatigue of 2024 T3 aluminium alloys". *International Journal of Fatigue*, **29**, 5, 977-984
- [Wattrisse 1998] Wattrisse B. (1998) "Etude cinématique des phénomènes de localisation dans des aciers par intercorrélation d'image". Thèse, Université Montpellier II, Sciences et techniques du Languedoc
- [Wattrisse, *et al.* 2001a] Wattrisse B., Chrysochoos A., Muracciole J.-M. et Nemoz-Gaillard M. (2001a) "Kinematic manifestations of localisation phenomena in steels by digital image correlation". *European Journal of Mechanics - A/Solids*, **20**, 2, 189-211

[Wattrisse, *et al.* 2001b] Wattrisse B., Chrysochoos A., Muracciole J. M. et Némoz-Gaillard M. **(2001b)** "Analysis of strain localization during tensile tests by digital image correlation". *Experimental Mechanics*, **41**, 1, 29-39

[Wong et Kirby III 1990] Wong A. K. et Kirby III G. C. **(1990)** "A hybrid numerical/experimental technique for determining the heat dissipated during low cycle fatigue". *Engineering Fracture Mechanics*, **37**, 3, 493-504

Conclusions et perspectives

Dans cette étude, les objectifs étaient de compléter et de valider une méthode de traitement d'images infrarouges permettant d'étudier séparément les mécanismes dissipatifs et les effets thermoélastiques accompagnant la fatigue à grand nombre de cycles des aciers. Un point intéressant de cette méthode est de pouvoir fonctionner alors que les amplitudes des sources thermoélastiques sont très nettement supérieures aux intensités de dissipation. Le deuxième objectif était d'arriver à combiner cette technique infrarouge avec celles mises en place pour accéder aux champs cinématiques par une méthode de corrélation d'images. Ce rapprochement nous a permis d'estimer l'énergie de déformation localement mise en jeu et de la comparer, sur un cycle de chargement, à l'énergie dissipée.

Dans la première partie, la validation du traitement d'image a été réalisée au travers de nombreux contrôles numériques. Cette validation a permis de légitimer et de compléter les résultats expérimentaux obtenus lors de la précédente thèse sur le sujet et réalisée par Thomas Boulanger [Boulanger 2004]. Le résultat majeur à retenir est certainement le fait que, malgré des ordres de grandeur différents de chaque type de source (100 à 1000), la méthode de traitement est capable d'estimer correctement le champ d'amplitude thermoélastique et l'intensité du champ de dissipation moyenne par cycle, dès lors que les pavés d'approximations peuvent rester faibles devant les gradients de sources. La limite principale de la méthode est, pour le moment, l'accès à une dissipation moyenne par cycle et non à une dissipation instantanée au cours du cycle.

L'analyse systématique du traitement d'image a aussi permis de mettre en avant la qualité nécessaire des mesures de température pour obtenir des estimations fiables de sources. En effet, la diffusion de la chaleur rend particulièrement instable le calcul (inverse) des sources à partir des températures. Un travail métrologique fin a donc été réalisé sur les mesures infrarouges. Les données infrarouges ne sont pas directement les températures de surface de l'échantillon mais des luminances qui peuvent être parasitées par l'environnement et qui sont transmises par une optique. Cette luminance est ensuite convertie au travers de capteurs et de cartes électroniques en signal informatique. Tous ces «filtres» influent naturellement sur les mesures, c'est pourquoi il nous a semblé impératif de qualifier et quantifier les incertitudes pouvant entacher la «mesure» de température.

La validation de la méthode est également passée par un certain nombre d'essais réels. Ces essais ont permis de montrer que le champ de dissipation moyenne par cycle estimé était bien lié aux défauts microstructuraux et non dû à un effet de structure, à un bruit systématique ou à un défaut de revêtement.

Une fois la méthode validée, il a été possible de reprendre et poursuivre l'étude locale de la dissipation entamée par T. Boulanger. Deux matériaux ont été étudiés : l'acier DP600 et l'acier HSLA. L'influence de différents paramètres de chargement a été systématiquement analysée : amplitude de sollicitation, fréquence et rapport de chargement. Parmi les résultats obtenus, il convient de confirmer l'existence d'une distribution très hétérogène des dissipations au sein de la partie utile des échantillons. De plus, cette dissipation évolue linéairement avec la fréquence de chargement dès que l'intensité de celle-ci est significative (par rapport aux performances de la méthode de traitement). Ce résultat est compatible avec l'hypothèse de mécanismes de fatigue associés à une forte plasticité indépendante du temps, pour laquelle le potentiel de dissipation est positivement homogène d'ordre 1.

La dissipation locale en fonction du nombre de cycles a aussi été comparée pour diverses amplitudes maximales de chargement. Les essais ont montré des comportements totalement différents suivant le niveau de contrainte mis en jeu. Pour une contrainte maximale de l'ordre de grandeur de la limite de fatigue, les courbes $d_1(\Delta\sigma)$ semblent se stabiliser avec un niveau maximal de dissipation qui diminue. Pour une contrainte maximale supérieure à la limite de fatigue, les courbes $d_1(\Delta\sigma)$ s'éloignent rapidement de la courbe initiale jusqu'à rupture. Tout ceci sera bien sûr à mettre en corrélation avec les phénomènes d'adaptation, d'accommodation et de rochet.

Enfin, en couplant techniques infrarouges et corrélation d'images, nous avons réalisé des bilans locaux d'énergie. L'énergie de déformation a été estimée *via* deux méthodes d'évaluation du champ de contraintes : une première basée sur l'intégration des équations d'équilibre en contraintes planes, moyennant quelques hypothèses sur la distribution des efforts, la seconde basée sur l'identification, à chaque pas de chargement, d'un modèle de comportement élastique linéaire isotrope. L'énergie de déformation a finalement été obtenue à partir de l'estimation des aires d'hystérésis à l'échelle mésoscopique. Les deux méthodes ont donné des valeurs très proches, qui ont alors été comparées à l'énergie dissipée durant un cycle. Le rapport de 50 % de l'énergie dissipée sur l'énergie mécanique a été interprété comme lié aux variations d'énergie interne sur un cycle, celui-ci ne pouvant alors plus être considéré comme un cycle thermodynamique.

Parmi les prolongements naturels de ce travail, nous n'en citerons que deux :

Une prochaine étape pourrait être le développement d'un modèle de comportement phénoménologique «énergétiquement motivé», au sens où sa forme et son identification pourraient se faire en partie sur la base des données énergétiques qui nous sont maintenant accessibles. Les ingrédients du modèle devront alors rendre compte :

- d'une fraction correcte d'énergie dissipée pour un état de fatigue donné
- de l'évolution de cette fraction avec les paramètres de chargement (amplitude, fréquence, rapport de charge)
- d'une dissipation «plastique» au sens où elle doit évoluer globalement de façon linéaire avec la fréquence d'excitation, au moins pour des niveaux de chargement où les dissipations ont pu être estimées sans trop d'incertitude.

Un autre prolongement de ce travail pourrait passer par la mise en évidence d'un seuil de dissipation correspondant à l'apparition de BGP, à l'image de l'étude publiée dans [Cugy et Galtier 2002] mais à l'échelle locale. Il serait alors intéressant de relier les champs d'énergie dissipée à des cartographies de BGP. C'est dans ce but que nous espérons utiliser la méthode de corrélation d'images afin de repérer d'éventuelles "anomalies" de champ de vitesses induites par les BGP, anomalies qui auraient été confrontées aux hétérogénéités des distributions de dissipation. Mais l'échelle des hétérogénéités détectées n'était pas assez fine. Cependant, vu les progrès réalisés chaque jour dans le domaine de l'imagerie quantitative, que ce soit au niveau de la précision des détecteurs ou des traitements d'images, ces cartographies pourraient être accessibles dans un proche avenir par de telles techniques, moins fastidieuses que les méthodes micrographiques traditionnelles.

Annexe A

Méthode de traitement d'images

A.1.	Résolution numérique de l'équation de la chaleur	170
A.2.	Modèles simplifiés de diffusion	172
A.2.1.	Passage à un problème 1D	173
A.2.2.	Passage à un problème 0D	173
A.2.3.	Détermination des constantes de temps	174
A.3.	Méthodes de lissage	176
A.3.1.	Calcul de la matrice de lissage	176
A.3.2.	Le choix du degré des polynômes	180
A.3.3.	Méthodes de lissage alternatives	181

A.1. Résolution numérique de l'équation de la chaleur

Nous cherchons à résoudre numériquement l'équation suivante par une programmation explicite :

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} - k \Delta \theta = d_1 + s_{the} \quad (\text{A.1})$$

Nous avons discrétisé les variables spatiotemporelles de la façon suivante (cf. Figure A.1(b)) :

- $x_i = (i-1) \times \Delta x$, $i \in \{1, \dots, I_x\}$
- $y_j = (j-1) \times \Delta y$, $j \in \{1, \dots, J_y\}$
- $z_k = (k-1) \times \Delta z$, $k \in \{1, \dots, K_z\}$
- $t_u = (u-1) \times \Delta t$, $u \in \{1, \dots, U_t\}$

où Δx , Δy , Δz et Δt sont respectivement les résolutions spatiales et temporelle.

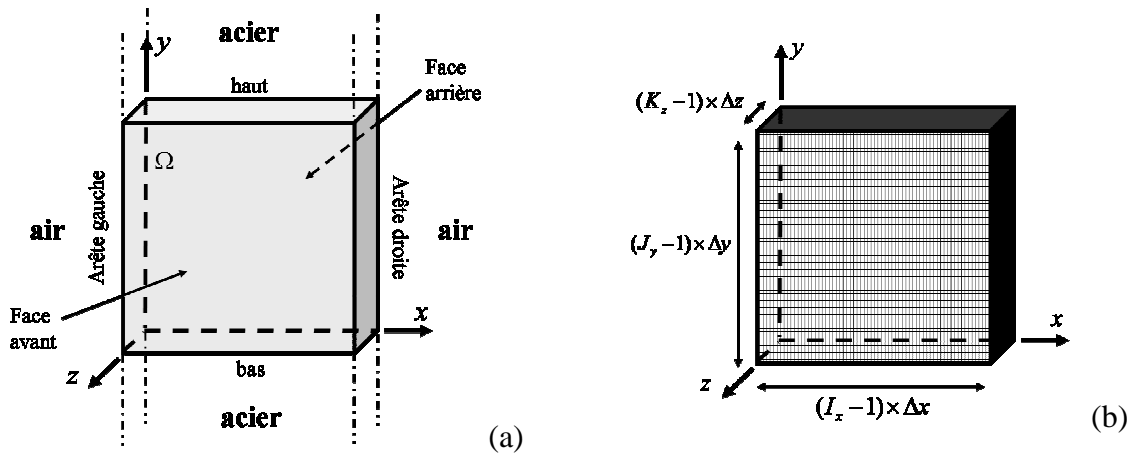


Figure A.1 : (a) schéma de la modélisation thermique (b) discrétisation du problème

Nous avons considéré qu'un développement limité jusqu'à l'ordre deux en espace et jusqu'à l'ordre un en temps suffisaient pour une bonne description du problème. C'est le choix couramment rencontré pour la résolution d'une équation aux dérivées partielles du premier ordre en temps [Spiteri 2002].

Pour une lecture plus aisée nous posons :

$$\theta(x_i, y_j, z_k, t_u) = \theta_{i,j,k}^u$$

$$\left. \frac{\partial \theta(x, y, z, t)}{\partial x_\alpha} \right|_{(x_i, y_j, z_k, t_u)} = \frac{\partial \theta_{i,j,k}^u}{\partial x_\alpha} \text{ avec } x_\alpha = x, y, z \text{ ou } t.$$

$$\left. \frac{\partial^2 \theta_{i,j,k}^u}{\partial x_\alpha^2} \right|_{(x_i, y_j, z_k, t_u)} = \frac{\partial^2 \theta_{i,j,k}^u}{\partial x_\alpha^2}$$

Discrétisation de l'équation de la chaleur

En différences finies, les différentes dérivées partielles présentes dans l'expression (A.1) s'expriment de la façon suivante :

$$\frac{\partial \theta(i, j, k, u)}{\partial t} = \frac{\theta_{i,j,k}^u - \theta_{i,j,k}^{u-1}}{\Delta t} \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial^2 \theta_{i,j,k}^{u-1}}{\partial x^2} = \frac{\theta_{i+1,j,k}^{u-1} - 2\theta_{i,j,k}^{u-1} + \theta_{i-1,j,k}^{u-1}}{\Delta x^2} \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial^2 \theta_{i,j,k}^{u-1}}{\partial y^2} = \frac{\theta_{i,j+1,k}^{u-1} - 2\theta_{i,j,k}^{u-1} + \theta_{i,j-1,k}^{u-1}}{\Delta y^2} \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial^2 \theta_{i,j,k}^{u-1}}{\partial z^2} = \frac{\theta_{i,j,k+1}^{u-1} - 2\theta_{i,j,k}^{u-1} + \theta_{i,j,k-1}^{u-1}}{\Delta z^2} \quad (\text{A.5})$$

En introduisant ces expressions dans l'équation de la chaleur (A.1) et en considérant une programmation explicite, nous obtenons l'égalité suivante :

$$\theta_{i,j,k}^u = \beta \theta_{i,j,k}^{u-1} + \Delta t \frac{S_{i,j,k}^u}{\rho C} + \alpha_x (\theta_{i+1,j,k}^{u-1} + \theta_{i-1,j,k}^{u-1}) + \alpha_y (\theta_{i,j+1,k}^{u-1} + \theta_{i,j-1,k}^{u-1}) + \alpha_z (\theta_{i,j,k+1}^{u-1} + \theta_{i,j,k-1}^{u-1}) \quad (\text{A.6})$$

avec $\alpha_{x_\alpha} = k\Delta t / \rho C (\Delta x_\alpha)^2$ où $x_\alpha = x, y$ ou z , $\beta = 1 - 2(\alpha_x + \alpha_y + \alpha_z)$, $i \in \{2, \dots, I_x - 1\}$, $j \in \{2, \dots, J_y - 1\}$, $k \in \{2, \dots, K_z - 1\}$, $u \in \{2, \dots, U_t\}$ et $\theta_{i,j,k}^0 = 0$.

Discretisation des conditions aux limites

En $i = I_x$ (échange Ω/air sur $\partial\Omega_1$, cf. Figure A.1(a)) nous avons la condition suivante qui nous permet de calculer la température en ces points :

$$\forall j \in \{2, \dots, J_y - 1\}, \forall k \in \{2, \dots, K_z - 1\}, \frac{\partial \theta_{I_x,j,k}^u}{\partial x} + \lambda_{\Omega/\text{air}} \theta_{I_x,j,k}^u = 0 \quad (\text{A.7})$$

L'écriture des développements limités en $i = I_x - 1$ et $i = I_x - 2$ nous donne :

$$\theta_{I_x-1,j,k}^u = \theta_{I_x,j,k}^u - \Delta x \frac{\partial \theta_{I_x,j,k}^u}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2} \frac{\partial^2 \theta_{I_x,j,k}^u}{\partial x^2} \quad (\text{A.8})$$

$$\theta_{I_x-2,j,k}^u = \theta_{I_x,j,k}^u - 2\Delta x \frac{\partial \theta_{I_x,j,k}^u}{\partial x} + 2\Delta x^2 \frac{\partial^2 \theta_{I_x,j,k}^u}{\partial x^2} \quad (\text{A.9})$$

Par combinaison linéaire des deux expressions précédente nous obtenons l'écriture de la dérivé suivant x de la température en $i = I_x$:

$$\frac{\partial \theta_{I_x,j,k}^u}{\partial x} = \frac{1}{2\Delta x} \left[\theta_{I_x-2,j,k}^u - 4\theta_{I_x-1,j,k}^u + 3\theta_{I_x,j,k}^u \right] \quad (\text{A.10})$$

L'expression de la condition aux limites en $i = I_x$ (A.7) devient alors :

$$\forall j \in \{2, \dots, J_y - 1\}, \forall k \in \{2, \dots, K_z - 1\}, \theta_{i_x, j, k}^u = \tau_x \left[4\theta_{i_x-1, j, k}^u - \theta_{i_x-2, j, k}^u \right] \quad (\text{A.11})$$

$$\text{avec } \tau_x = \frac{1}{(3 + 2\lambda_{\Omega/\text{air}} \Delta x)}$$

De façons similaires pour les autres conditions aux limites nous obtenons les expressions suivantes :

$$\text{- pour } i = 1, j \in \{2, \dots, J_y - 1\}, k \in \{2, \dots, K_z - 1\}, \theta_{1, j, k}^u = \tau_x \left[4\theta_{2, j, k}^u - \theta_{3, j, k}^u \right] \quad (\text{A.12})$$

$$\text{- pour } j = J_y, i \in \{1, \dots, I_x\}, k \in \{1, \dots, K_z\}, \theta_{i, J_y, k}^u = \tau_y \left[4\theta_{i, J_y-1, k}^u - \theta_{i, J_y-2, k}^u \right] \quad (\text{A.13})$$

$$\text{- pour } j = 1, i \in \{1, \dots, I_x\}, k \in \{1, \dots, K_z\}, \theta_{i, 1, k}^u = \tau_y \left[4\theta_{i, 2, k}^u - \theta_{i, 3, k}^u \right] \quad (\text{A.14})$$

$$\text{- pour } k = K_z, i \in \{1, \dots, I_x\}, j \in \{2, \dots, J_y - 1\}, \theta_{i, j, K_z}^u = \tau_z \left[4\theta_{i, j, K_z-1}^u - \theta_{i, j, K_z-2}^u \right] \quad (\text{A.15})$$

$$\text{- pour } k = 1, i \in \{1, \dots, I_x\}, j \in \{2, \dots, J_y - 1\}, \theta_{i, j, 1}^u = \tau_z \left[4\theta_{i, j, 2}^u - \theta_{i, j, 3}^u \right] \quad (\text{A.16})$$

$$\text{avec } \tau_y = \frac{1}{(3 + 2\lambda_{\Omega/\text{acier}} \Delta y)} \text{ et } \tau_z = \frac{1}{(3 + 2\lambda_{\Omega/\text{air}} \Delta z)}$$

Remarque sur les intervalles choisis : pour les arêtes hautes ($j = J_y$) et basses ($j = 1$) (cf. Figure A.1(b)), il est impossible d'exprimer les deux types de conditions aux limites (Ω/acier et Ω/air), nous avons alors choisi de conserver le mécanisme prépondérant, c'est-à-dire, l'échange de flux de chaleur entre Ω/acier . Pour les arêtes des faces avant et arrière, le choix est arbitraire puisque quelque soit l'équation choisi, elle décrit le même type de conditions aux limites (échange /air), et cela n'a donc aucune influence sur les résultats.

A chaque pas de calcul, nous pouvons donc déterminer le champ de température correspondant à une distribution de sources donnée à partir des expressions (A.6) et (A.11) à (A.16).

A.2. Modèles simplifiés de diffusion

Dans ce qui suit, nous rappelons la démarche permettant d'aboutir à une équation de diffusion de la chaleur 1D puis 0D.

La Figure A.2 représente schématiquement le type d'éprouvette issue de tôles minces d'acier que nous utilisons. Les axes et les paramètres de la partie utile y sont représentés : sa longueur L , sa largeur l et son épaisseur e .

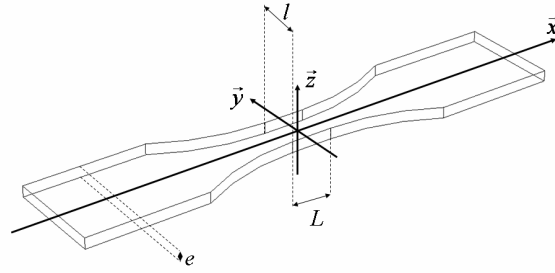


Figure A.2 : schéma d'une éprouvette

A.2.1. Passage à un problème 1D

Une extension simple de l'approche 2D est de considérer que la température suivant chaque section droite de l'éprouvette reste très proche de la température moyennée suivant la largeur de cette même section droite. Cela revient à ne considérer que les évolutions de température suivant l'axe de l'éprouvette. On obtient alors cette équation :

$$\rho C \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\bar{\theta}}{\tau_{th}^{1D}} - \frac{k}{\rho C} \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} \right) \right) = \bar{d}_1 + \bar{s}_{the} \quad (A.17)$$

où $\bar{\theta}$, \bar{d}_1 , \bar{s}_{the} sont respectivement la variation de température, la dissipation intrinsèque et la source de couplage thermoélastique moyennées suivant chaque section droite de l'éprouvette. Nous noterons également que :

$$\tau_{th}^{1D} = \frac{\rho C e l}{2h(e+l)} \quad (A.18)$$

$$\bar{\theta}(x,t) = \frac{1}{l \times e} \int_{-l/2}^{+l/2} \int_{-e/2}^{+e/2} \theta(x, y, z, t) dz dy \quad (A.19)$$

L'équation de diffusion de la chaleur 1D (A.17) est obtenue en prenant les mêmes hypothèses nécessaires à l'obtention de l'équation 2D et en :

- supposant des conditions aux limites linéaire et symétrique selon les arrêtes de l'éprouvette :

$$\frac{\partial T(x, l/2, z, t)}{\partial z} = - \frac{\partial T(x, -l/2, z, t)}{\partial z} \quad (A.20)$$

$$-k \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial y} \Big|_{y=\pm l/2} = \pm h \left(T(x, y, z, t) \Big|_{y=\pm l/2} - T_0 \right) \quad (A.21)$$

où le coefficient d'échange h est le même que précédemment.

- intégrant l'équation de la chaleur 3D suivant chaque section.

A.2.2. Passage à un problème 0D

Cette approche dite 0D ou «globale» diffère légèrement des deux autres dans le sens où elle s'appuie sur l'hypothèse forte d'un essai homogène pour lequel la distribution des sources de chaleur reste uniforme dans la partie utile de l'éprouvette tout au long de l'essai. Dans un cas général, nous pouvons obtenir une solution analytique de l'équation de diffusion de chaleur en utilisant une décomposition spectrale du signal en température (base spectrale de l'opérateur laplacien). Pour des sources uniformément réparties, des conditions aux limites linéaires en température et symétriques et des conditions initiales correspondant à un champ de température uniforme, nous avons alors montré que la quasi-totalité du signal en température est portée par le premier vecteur propre [Chrysochoos 1995], [Chrysochoos et Louche 2000]. En se limitant alors à la première pulsation propre ω_0 , les fuites axiales sont proportionnelles à la variation de température ($\partial^2\theta/\partial x^2 = -\omega_0^2\theta$) et on définit la constante de temps équivalente τ_{eq} représentative de l'ensemble des fuites thermiques par :

$$\frac{1}{\tau_{th}^{0D}} = \frac{1}{\tau_{th}^{1D}} + \frac{k}{\rho C} \omega_0^2 \quad (A.22)$$

L'équation de la chaleur 1D (A.17) devient alors une équation différentielle du temps et s'écrit de la façon suivante :

$$\rho C \left(\frac{d\theta}{dt} + \frac{\theta}{\tau_{th}^{0D}} \right) = d_1(t) + s_{the}(t) \quad (A.23)$$

où θ représente la variation de température en un point placé au centre de la partie utile de l'éprouvette.

A.2.3. Détermination des constantes de temps

a) principe

Expérimentalement, on ne peut directement déterminer τ_{th}^{2D} ; seuls τ_{th}^{0D} et τ_{th}^{1D} sont mesurables. τ_{th}^{2D} est calculé à l'aide de l'expression suivante donnée au chapitre 2 :

$$\tau_{th}^{2D} = \frac{\rho C e}{2h} \quad (A.24)$$

dans laquelle est introduite la valeur de h déduite de la mesure de τ_{th}^{1D} (cf. expression (A.18)).

τ_{th}^{0D} et τ_{th}^{1D} peuvent être déterminés en mesurant le retour à l'équilibre de l'éprouvette suite à une élévation uniforme de température. En effet, durant cette phase, les sources de chaleur sont nulles et l'évolution de la température moyenne de l'éprouvette est régie par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d\theta(t)}{dt} + \frac{\theta(t)}{\tau_{th}^{0D \text{ ou } 1D}} = 0 \quad (A.25)$$

Le retour à l'équilibre de la température moyenne peut donc être approchée par la branche exponentielle suivante :

$$\theta_{fit}(t) = \theta_{max} e^{-t/\tau_{th}^{0D \text{ ou } 1D}} \quad (A.26)$$

où θ_{max} est la valeur pour $t = 0$ de θ

Pour déterminer τ_{th}^{0D} , l'éprouvette doit être montée dans le mors de la machine. Pour déterminer τ_{th}^{1D} , les têtes de l'éprouvette doivent être isolées thermiquement. Afin d'élever la température de l'éprouvette et de mesurer le retour à l'équilibre, nous avons utilisé trois méthodes.

La première consiste à utiliser une enceinte thermique afin d'élever uniformément la température de l'éprouvette, pour ensuite la positionner devant la caméra.

La seconde consiste à positionner l'éprouvette devant la caméra et à la chauffer à l'aide d'une lampe allogène. Le matériau ayant une bonne conductivité thermique et l'éprouvette étant de faible dimension, nous pouvons considérer que celle-ci est uniformément chauffée.

La troisième consiste à réaliser un bloc de cycles et à utiliser les mécanismes dissipatifs afin d'élever la température de l'éprouvette. On mesure alors le retour à l'équilibre une fois le bloc de cycles terminé.

Pour mesurer τ_{th}^{0D} nous avons utilisé cette dernière méthode, tandis que pour mesurer τ_{th}^{1D} nous avons utilisé les deux premières en posant l'éprouvette sur des supports isolant en bois lors des mesures du retour à l'équilibre. Il est très difficile d'isoler les têtes de l'éprouvette des mors de la machine lorsqu'ils sont serrés. Sur la Figure A.3 sont représentés des profils de température suivant l'axe de l'éprouvette pris à différents instants lors de la détermination de τ_{th}^{1D} . On remarque alors que les fuites suivant les têtes de l'éprouvette sont bien négligeables.

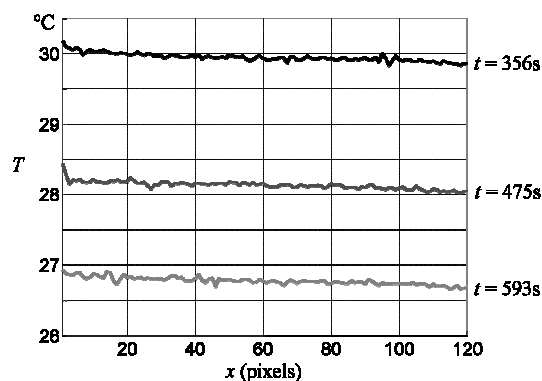


Figure A.3 : profils de température suivant l'axe de l'éprouvette à différents instants

Sur la Figure A.4 est représenté un exemple de calcul de τ_{th}^{1D} . Nous retrouvons sur la Figure A.4 (a) la droite permettant le calcul de τ_{th}^{1D} et sur la Figure A.4 (b) les courbes expérimentale et d'approximation de la température.

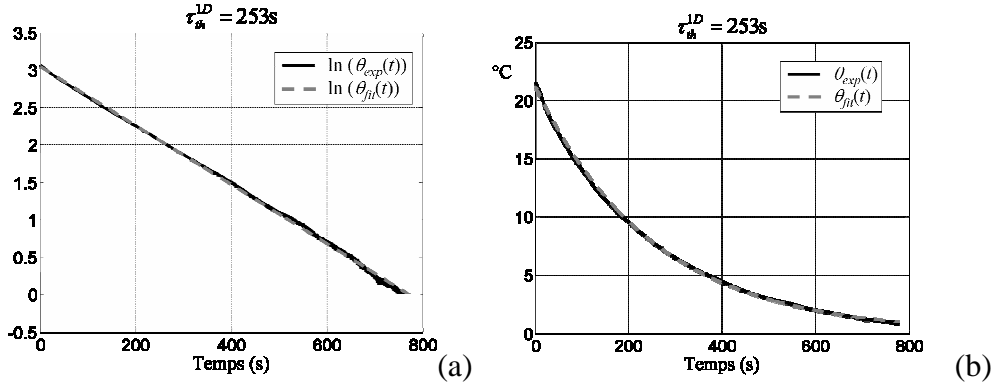


Figure A.4 : exemple de calcul de constante de temps en 1D :

 (a) droite d'interpolation pour le calcul de τ_{th}

(b) courbe expérimentale et d'approximation

b) Constantes de temps des éprouvettes utilisées

Nous avons utilisé deux types d'éprouvettes qui sont présentées au chapitre 4. Pour chacune de ces éprouvettes nous avons estimé les constantes de temps associées aux fuites thermiques. Elles sont données dans le Tableau A.1.

	τ_{th}^{0D} (s)	τ_{th}^{1D} (s)	τ_{th}^{2D} (s)
<i>Éprouvette en HSLA280</i>	40	310	388
<i>Éprouvette en DP600</i>	37	253	326

Tableau A.1 : constantes de temps de fuite thermique

A.3. Méthodes de lissage

A.3.1. Calcul de la matrice de lissage

La méthode de lissage consiste à minimiser sur chaque pavé de lissage la somme des distances au carré, notée \mathcal{B}^2 , entre la température mesurée θ_{ir} et la fonction d'approximation θ_{app} . Si nous notons N le nombre de coefficients $p_{m,n}^\alpha$ à déterminer dans un polynôme de degré n , nous avons alors un système de $4N$ équations linéaires à $4N$ inconnues définies par :

$$\frac{\partial \mathcal{B}^2}{\partial p_{m,n}^\alpha} = \frac{\partial}{\partial p_{m,n}^\alpha} \left[\sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \sum_{u=-N_t}^{N_t} (\theta_{app}(i, j, u) - \theta_{ir}(i, j, u))^2 \right] = 0 \quad (\text{A.27})$$

$$\Leftrightarrow \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \sum_{u=-N_t}^{N_t} \frac{\partial \theta_{app}(i, j, u)}{\partial p_{m,n}^\alpha} (\theta_{app}(i, j, u) - \theta_{ir}(i, j, u)) = 0$$

Ce système d'équation peut se décomposer en 4 sous systèmes d'équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \mathcal{B}^2}{\partial p_{m,n}^1} = \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \sum_{u=-N_t}^{N_t} i^m j^n u (\theta_{app}(i, j, u) - \theta_{ir}(i, j, u)) = 0 \quad (N \text{ équations}) \\ \frac{\partial \mathcal{B}^2}{\partial p_{m,n}^2} = \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \sum_{u=-N_t}^{N_t} i^m j^n (\theta_{app}(i, j, u) - \theta_{ir}(i, j, u)) = 0 \quad (N \text{ équations}) \\ \frac{\partial \mathcal{B}^2}{\partial p_{m,n}^3} = \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \sum_{u=-N_t}^{N_t} i^m j^n \sin(2\pi f_s u \Delta t) (\theta_{app}(i, j, u) - \theta_{ir}(i, j, u)) = 0 \quad (N \text{ équations}) \\ \frac{\partial \mathcal{B}^2}{\partial p_{m,n}^4} = \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \sum_{u=-N_t}^{N_t} i^m j^n \cos(2\pi f_s u \Delta t) (\theta_{app}(i, j, u) - \theta_{ir}(i, j, u)) = 0 \quad (N \text{ équations}) \end{array} \right.$$

Ce système peut se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\mathbf{M} \cdot \vec{P} = \vec{B} \quad (\text{A.28})$$

Pour déterminer la matrice \mathbf{M} du système nous créons les fonction $(f^\alpha)_{\alpha=1\dots 4}$ telles que :

$$\theta_{app}(i, j, u) = P_1(i, j) f_1(u) + P_2(i, j) f_2(u) + P_3(i, j) f_3(u) + P_4(i, j) f_4(u)$$

avec $f_1(u) = u$, $f_2(u) = 1$, $f_3(u) = \sin(2\pi f_s u \Delta t)$ et $f_4(u) = \cos(2\pi f_s u \Delta t)$

De cette façon nous pouvons réécrire le système d'équation (2.79) sous une forme plus compacte :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{B}^2}{\partial p_{m,n}^\alpha} &= \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \sum_{u=-N_t}^{N_t} i^m j^n f_\alpha(u) (\theta_{app}(i, j, u) - \theta_{ir}(i, j, u)) = 0 \\ &\Leftrightarrow \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \sum_{u=-N_t}^{N_t} i^m j^n f_\alpha(u) \theta_{app}(i, j, u) = \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \sum_{u=-N_t}^{N_t} i^m j^n f_\alpha(u) \theta_{ir}(i, j, u) \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

$$\begin{aligned} \text{avec } i^m j^n f_\alpha(u) \theta_{app}(i, j, u) &= \left(\sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^{n-a} P_{a,b}^1 i^{a+m} j^{b+n} \right) f_\alpha(u) u \\ &+ \left(\sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^{n-a} P_{a,b}^2 i^{a+m} j^{b+n} \right) f_\alpha(u) \\ &+ \left(\sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^{n-a} P_{a,b}^3 i^{a+m} j^{b+n} \right) f_\alpha(u) \sin(2\pi f_s u \Delta t) \\ &+ \left(\sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^{n-a} P_{a,b}^4 i^{a+m} j^{b+n} \right) f_\alpha(u) \cos(2\pi f_s u \Delta t) \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

La forme du système d'équation nous incite à prendre le vecteur \vec{P} regroupant les inconnues de la forme suivante :

$$\vec{P} = \begin{bmatrix} \vec{P}^1 \\ \vec{P}^2 \\ \vec{P}^3 \\ \vec{P}^4 \end{bmatrix} \quad (\text{A.31})$$

où le vecteur \vec{P}^α désigne le vecteur contenant exclusivement les inconnues liées au polynôme P_α et s'écrit de la façon suivante :

$$\vec{P}^\alpha = [P_{0,0}^\alpha \ P_{0,1}^\alpha \ P_{0,2}^\alpha \ \dots \ P_{0,n}^\alpha \ P_{1,0}^\alpha \ P_{1,2}^\alpha \ \dots \ P_{1,n-1}^\alpha \ P_{2,0}^\alpha \ \dots \ P_{n,0}^\alpha]^t$$

En introduisant une matrice χ liée à la façon dont nous avons écrit les \vec{P}^α et qui est donnée par l'expression suivante :

$$\chi = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 1 & 1 & \dots & 1 & 2 & \dots & n \\ 0 & 1 & 2 & \dots & n & 0 & 1 & \dots & n-1 & 0 & \dots & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.32})$$

où nous rappelons que n est le degré des polynômes, nous pouvons encore écrire que la valeur en a du vecteur \vec{P}^α est donnée par :

$$P_a^\alpha = P_{\chi_{a1}, \chi_{a2}}^\alpha$$

L'introduction de la matrice χ permet également d'écrire les polynômes d'approximation de la façon suivante :

$$P_\alpha(i, j) = \sum_{m=1}^{N+1} P_{\chi_{m1}, \chi_{m2}}^\alpha \times i^{\chi_{m1}} \times j^{\chi_{m2}}$$

De cette façon, en posant b tel que $m = \chi_{b1}$ et $n = \chi_{b2}$, (A.30) l'expression devient :

$$\begin{aligned} i^{\chi_{b1}} j^{\chi_{b2}} f_\alpha(u) \theta_{app}(i, j, u) = & \left(\sum_{a=1}^{N+1} P_{\chi_{a1}, \chi_{a2}}^\alpha i^{\chi_{a1} + \chi_{b1}} j^{\chi_{a2} + \chi_{b2}} \right) f_\alpha(u) u \\ & + \left(\sum_{a=1}^{N+1} P_{\chi_{a1}, \chi_{a2}}^\alpha i^{\chi_{a1} + \chi_{b1}} j^{\chi_{a2} + \chi_{b2}} \right) f_\alpha(u) \\ & + \left(\sum_{a=1}^{N+1} P_{\chi_{a1}, \chi_{a2}}^\alpha i^{\chi_{a1} + \chi_{b1}} j^{\chi_{a2} + \chi_{b2}} \right) f_\alpha(u) \sin(2\pi f_s u \Delta t) \\ & + \left(\sum_{a=1}^{N+1} P_{\chi_{a1}, \chi_{a2}}^\alpha i^{\chi_{a1} + \chi_{b1}} j^{\chi_{a2} + \chi_{b2}} \right) f_\alpha(u) \cos(2\pi f_s u \Delta t) \end{aligned} \quad (\text{A.33})$$

La forme du système et le choix fait pour l'écriture de \vec{P} implique que les termes dans la matrice du système vont être regroupés par rapport à l'expression fonction de u qui sera en facteur (cf. (A.30), $f_\alpha(u)u$, $f_\alpha(u)$, $f_\alpha(u) \sin(2\pi f_s u \Delta t)$ ou $f_\alpha(u) \cos(2\pi f_s u \Delta t)$, $\alpha = 1 \dots 4$).

C'est pour cela que nous introduisons la matrice \mathbf{M}' symétrique de dimension (4×4) dont l'expression est la suivante :

$$\mathbf{M}' = \sum_{u=-N_t}^N \begin{bmatrix} (f_1(u))^2 & f_2(u)f_1(u) & f_3(u)f_1(u) & f_4(u)f_1(u) \\ \vdots & (f_2(u))^2 & f_3(u)f_2(u) & f_4(u)f_2(u) \\ \vdots & \cdot\cdot & (f_3(u))^2 & f_4(u)f_3(u) \\ \text{symétrique} & \dots & \dots & (f_4(u))^2 \end{bmatrix}$$

Après calcul, les seuls termes non nuls de cette matrice sont :

$$\begin{aligned} \mathbf{M}'_{1,1} &= \sum_{u=-N_t}^{N_t} u^2 \\ \mathbf{M}'_{1,3} &= \mathbf{M}'_{3,1} = \sum_{u=-N_t}^{N_t} u \sin(2\pi f_s u \Delta t) \\ \mathbf{M}'_{2,2} &= 2N_t + 1 \\ \mathbf{M}'_{2,4} &= \mathbf{M}'_{4,2} = \sum_{u=-N_t}^{N_t} \cos(2\pi f_s u \Delta t) \\ \mathbf{M}'_{3,3} &= \sum_{u=-N_t}^{N_t} \sin^2(2\pi f_s u \Delta t) \\ \mathbf{M}'_{4,4} &= \sum_{u=-N_t}^{N_t} \cos^2(2\pi f_s u \Delta t) \end{aligned}$$

Nous introduisons également la matrice \mathbf{M}'' symétrique de dimension $(N \times N)$ dont la valeur à la ligne a et colonne b est donnée par :

$$\mathbf{M}''_{ab} = \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} i^{(x_{a1} + x_{b1})} \times j^{(x_{a2} + x_{b2})} \quad (\text{A.34})$$

D'après l'expression (A.33) et l'écriture \vec{P} , la matrice \mathbf{M} du est alors une matrice symétrique de dimension $(4N \times 4N)$ dont l'expression est la suivante :

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}^1 & 0 & \mathbf{M}^5 & 0 \\ 0 & \mathbf{M}^2 & 0 & \mathbf{M}^6 \\ \mathbf{M}^5 & 0 & \mathbf{M}^3 & 0 \\ 0 & \mathbf{M}^6 & 0 & \mathbf{M}^4 \end{bmatrix} \quad (\text{A.35})$$

où les $(\mathbf{M}^\alpha)_{\alpha=1..6}$ sont des matrices symétriques $N \times N$ données par les expressions suivantes :

$$\mathbf{M}^1 = \mathbf{M}'_{11} \cdot \mathbf{M}'' \quad (\text{A.36})$$

$$\mathbf{M}^2 = \mathbf{M}'_{22} \cdot \mathbf{M}'' \quad (\text{A.37})$$

$$\mathbf{M}^3 = \mathbf{M}'_{33} \cdot \mathbf{M}'' \quad (\text{A.38})$$

$$\mathbf{M}^4 = \mathbf{M}'_{44} \cdot \mathbf{M}'' \quad (\text{A.39})$$

$$\mathbf{M}^5 = \mathbf{M}'_{13} \cdot \mathbf{M}'' \quad (\text{A.40})$$

$$\mathbf{M}^6 = \mathbf{M}'_{24} \cdot \mathbf{M}'' \quad (\text{A.41})$$

Enfin, dans cette configuration le second membre s'écrit :

$$\vec{B} = \begin{bmatrix} \vec{B}^1 \\ \vec{B}^2 \\ \vec{B}^3 \\ \vec{B}^4 \end{bmatrix} \quad (\text{A.42})$$

où les $(\vec{B}^\alpha)_{\alpha=1\dots 4}$ sont des vecteur de longueur N et dont les valeurs en a sont données par :

$$B_a^1 = \sum_{u=-N_t}^{N_t} \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \theta(i, j, u) \times i^{j_{a1}} \times j^{j_{a2}} \times u \quad (\text{A.43})$$

$$B_a^2 = (2N_t + 1) \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \theta(i, j, u) \times i^{j_{a1}} \times j^{j_{a2}} \quad (\text{A.44})$$

$$B_a^3 = \sum_{u=-N_t}^{N_t} \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \theta(i, j, u) \times i^{j_{a1}} \times j^{j_{a2}} \times \sin(2\pi f_s u \Delta t) \quad (\text{A.45})$$

$$B_a^4 = \sum_{u=-N_t}^{N_t} \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \theta(i, j, u) \times i^{j_{a1}} \times j^{j_{a2}} \times \cos(2\pi f_s u \Delta t) \quad (\text{A.46})$$

A.3.2. Le choix du degré des polynômes

Nous avons retraité deux essais numériques du chapitre 2 utilisés pour le contrôle de la méthode par notre méthode en faisant varier le degré des polynômes de lissage de 2 à 4, afin de mettre en évidence l'influence de celui-ci sur le calcul des sources. Les exemples traités sont celui d'une distribution homogène puis hétérogène suivant l'épaisseur de source de dissipation. Nous avons gardé les mêmes paramètres de lissage, c'est-à-dire, $N_x = N_y = 7$. L'erreur relative entre la dissipation initiale et calculée suivant le degré des polynômes est représentée Figure A.5 pour les deux cas retenus (dissipation homogène suivant l'épaisseur et une distribution tridimensionnelle de source).

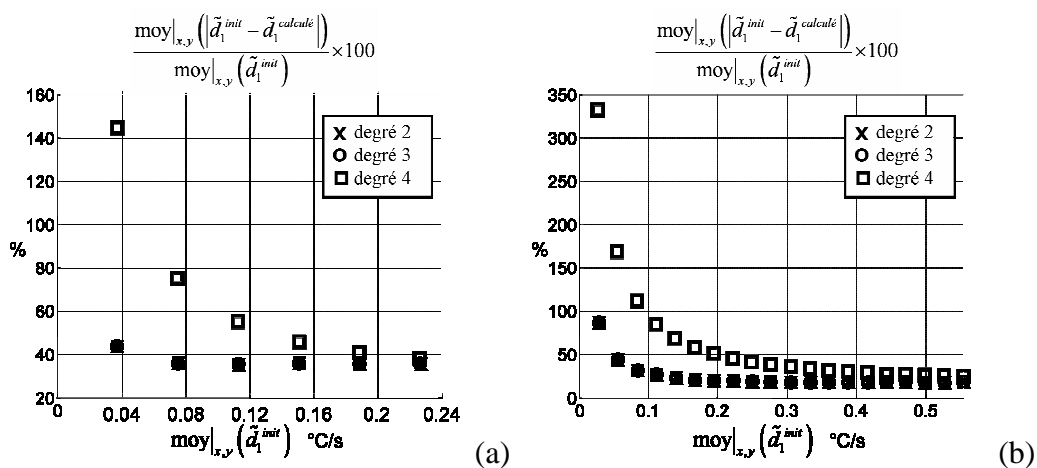


Figure A.5 : influence du degré des polynômes sur l'erreur relative

Nous pouvons remarquer que l'erreur relative est identique dans le cas de polynômes de degré 2 et 3. Dans le cas de polynômes de degré 4, elle est bien plus importante. Un tel degré implique la détermination de 60 paramètres de lissage. Cette erreur importante est donc

sûrement due au fait qu'avec autant de paramètres, la taille du pavé de lissage ne permet plus de bien filtrer le bruit.

Il semblerait donc que pour les exemples traités, le choix de polynômes de degré 2 ou 3 n'influe pas sur les résultats. Les hétérogénéités spatiales à déterminer sur les champs de sources ne nécessitent pas les degrés de liberté supplémentaires apportés par des polynômes de degré 3.

A.3.3. Méthodes de lissage alternatives

a) Première méthode

Une autre méthode possible est, comme dans le cas du bruit où nous avons dissocié le bruit spatial et le bruit temporel, de découpler le lissage spatial et le lissage temporel. La première étape de cette nouvelle méthode consiste donc à réaliser un lissage temporel en chaque point de mesure. Nous allons donc approximer la température en ces points par une fonction du type :

$$\theta_{app1}(u) = k_1 u + k_2 + k_3 \sin(2\pi f_s u \Delta t) + k_4 \cos(2\pi f_s u \Delta t) \quad (\text{A.47})$$

où les $(k_\alpha)_{\alpha=1..4}$ sont des constantes.

Pour déterminer les constantes de θ_{app1} il faut résoudre le système d'équations défini par :

$$\frac{\partial \mathcal{B}_i^2}{\partial k_\alpha} = \frac{\partial}{\partial k_\alpha} \left[\sum_{u=-N_i}^{N_i} (\theta_{app1}(u) - \theta_{ir}(u))^2 \right] = 0, \alpha = 1 \dots 4 \quad (\text{A.48})$$

Ce qui peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{bmatrix} \sum_{u=-N_i}^{N_i} \theta_{ir}(u) u \\ \sum_{u=-N_i}^{N_i} \theta_{ir}(u) \\ \sum_{u=-N_i}^{N_i} \theta_{ir}(u) \sin(2\pi f_s u \Delta t) \\ \sum_{u=-N_i}^{N_i} \theta_{ir}(u) \cos(2\pi f_s u \Delta t) \end{bmatrix} = \mathbf{M}' \cdot \begin{bmatrix} k_1 \\ k_2 \\ k_3 \\ k_4 \end{bmatrix} \quad (\text{A.49})$$

où \mathbf{M}' est la même matrice que dans la méthode principale.

La résolution de ce système en tout point de mesure nous donne 4 champs de valeurs $(\mathbf{K}^\alpha)_{\alpha=1..4}$ de dimension égale à la taille de la zone observée tels que le champs de température puisse entièrement être approximé par .

$$\boldsymbol{\theta}_{\text{appl}}(u) = \mathbf{K}^1 u + \mathbf{K}^2 + \mathbf{K}^3 \sin(2\pi f_s u \Delta t) + \mathbf{K}^4 \cos(2\pi f_s u \Delta t) \quad (\text{A.50})$$

Cette opération permet donc de limiter l'influence du bruit temporel et d'avoir une bonne estimation des dérivés temporels de la température. Il faut maintenant diminuer l'influence du bruit spatial afin de pouvoir estimer correctement les dérivées secondes spatiales de la température. La seconde étape de la méthode consiste donc à lisser spatialement les champs de valeurs $(\mathbf{K}^\alpha)_{\alpha=1\dots 4}$ par le même type de polynôme que précédemment :

$$P_\alpha(i, j) = \sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^{n-a} p_{a,b}^\alpha \times i^a \times j^b$$

Pour chaque champ de valeurs afin de déterminer les différents paramètres de lissage nous devons résoudre un système à $N = (n+1)(n+2)/2$ équations et N inconnues défini par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{B}_2^2}{\partial p_{m,n}^\alpha} &= \frac{\partial}{\partial p_{m,n}^\alpha} \left[\sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} (P_\alpha(i, j) - K_{loc}^\alpha(i, j))^2 \right] = 0 \\ \Leftrightarrow \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} (i^m \times j^n) (P_\alpha(i, j) - K_{loc}^\alpha(i, j)) &= 0 \\ \Leftrightarrow \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} \left(\sum_{a=0}^n \sum_{b=0}^{n-a} p_{a,b}^\alpha \times i^{a+m} \times j^{b+n} \right) &= \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} K_{loc}^\alpha(i, j) (i^m \times j^n) \end{aligned} \quad (\text{A.51})$$

où K_{loc}^α est défini par de la façon suivante : si nous effectuons un lissage au point O_l du champ de valeurs \mathbf{K}^α , alors K_{loc}^α est la fonction défini dans le repère centré sur O_l qui renvoi les valeurs prise par \mathbf{K}^α autour de ce point. Si les coordonnées de O_l sont $(m \times \Delta x, n \times \Delta y)$, alors K_{loc}^α peut s'exprimer de la façon suivante :

$$(i, j) \rightarrow K_{loc}^\alpha(i, j) = \mathbf{K}_{m+i, n+j}^\alpha \quad (\text{A.52})$$

On peut également écrire ce système sous forme matricielle :

$$\mathbf{M}'' \cdot \vec{Q}_\alpha = \vec{B} \Leftrightarrow \vec{Q}_\alpha = (\mathbf{M}'')^{-1} \cdot \vec{B} \quad (\text{A.53})$$

où \vec{Q}_α est le vecteur des inconnues, \mathbf{M}'' la matrice du système identique à celle de la méthode principale et \vec{B} le second membre.

En écrivant le vecteur des inconnues \vec{Q}_α sous la forme suivante :

$$\vec{Q}_\alpha = \left[p_{0,0}^\alpha \ p_{0,1}^\alpha \ p_{0,2}^\alpha \ \dots \ p_{0,n}^\alpha \ p_{1,0}^\alpha \ p_{1,2}^\alpha \ \dots \ p_{1,n-1}^\alpha \ p_{2,0}^\alpha \ \dots \ p_{n,0}^\alpha \right]^t \quad (\text{A.54})$$

Les éléments du second membre \vec{B} s'écrivent alors :

$$B_a = \sum_{i=-N_x}^{N_x} \sum_{j=-N_y}^{N_y} K(i, j) (i^{\lambda_{a1}} \times j^{\lambda_{a2}}) \quad (\text{A.55})$$

Après lissage spatial des différents $(\mathbf{K}^\alpha)_{\alpha=1..4}$, nous obtenons une expression locale de la température de la forme :

$$\theta_{app2}(i, j, u) = P_1(i, j)u\Delta t + P_2(i, j) + P_3(i, j)\cos(2\pi f_s u\Delta t) + P_4(i, j)\sin(2\pi f_s u\Delta t) \quad (\text{A.56})$$

Si nous fixons un même degré pour chaque polynôme d'approximation $(P_\alpha)_{\alpha=1..4}$ et que comme dans la méthode principale nous choisissons des paramètres de lissage fixe, la matrice \mathbf{M}'' est alors la même quel que soit α , le point et l'instant considérés.

En plus du fait que le seul calcul littéral assez simple à effectuer est celui de \mathbf{M}' , les avantages de cette méthode sont que la matrice \mathbf{M}'' :

- est unique donc il suffit de calculer une seule fois elle son inverse pour tout un essai
- est de faible dimension ($N \times N$)
- est facile à introduire dans un calcul numérique
- permet de changer facilement le degré des polynômes

Tout ceci implique des temps de calcul plus faible qu'avec la méthode développé dans [Boulanger 2004].

b) Seconde méthode

Un dernière méthode envisagée dans ce travail consiste a réaliser un calcul 1D suivant la direction x puis suivant la direction y pour chaque pavé de lissage et de combiner les résultats ainsi obtenus. Le but était de développer une méthode robuste et rapide mais elle s'est avérée plus longue en temps de calcul que la méthode habituellement utiliser avec des résultats similaires.

Références

- [Boulanger 2004] Boulanger T. (2004) "Analyse par thermographie infrarouge des sources de chaleur induites par la fatigue des aciers". Thèse, Université Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc
- [Chrysochoos 1995] Chrysochoos A. (1995) "Analyse du comportement des matériaux par thermographie infrarouge". *Photomécanique* 95, 203-211
- [Chrysochoos et Louche 2000] Chrysochoos A. et Louche H. (2000) "An infrared image processing to analyse the calorific effects accompanying strain localisation". *International Journal of Engineering Science*, 38, 16, 1759-1788
- [Spiteri 2002] Spiteri P. (2002) "Méthode des différences finies pour les EDP d'évolution". *Techniques de l'Ingénieur*, AF 501,

Annexe B

Calcul relatif d'émissivité

Nous allons exposer ici la méthode permettant de déterminer un champ d'émissivité d'une éprouvette que nous avons cherché à développer. En principe, elle doit permettre de corriger les champs de température mesurés lors du calcul des sources de chaleurs. Pour que celle-ci soit la plus facile possible à mettre en œuvre, elle doit permettre de déterminer un champ d'émissivité avec la caméra positionnée exactement de la même façon entre le calcul de ce champ et l'essai. C'est une étude préliminaire, et nous sommes bien conscients du fait qu'elle nécessite, pour le moins, certaines améliorations.

B.1. Méthode

Nous prenons les mêmes hypothèses qui ont mené à l'écriture de l'Equation (cf. Chapitre 3) :

$$NI_{cam} = \varepsilon_{ep} NI(T_{ep}) \quad (B.1)$$

Ensuite, nous faisons deux hypothèses supplémentaires :

- (H1) il existe au moins un point de la surface de l'éprouvette pour lequel l'émissivité ε_{ep} est égale à 1
- (H2) il existe un équilibre thermique pour lequel le champ de température de l'éprouvette est homogène

En s'appuyant sur l'hypothèse (H1), nous décidons de prendre pour point où l'émissivité est égale à 1, le point où la température apparente (obtenue après étalonnage) est maximale. Cette température devient une température de référence T_{ref} dite de corps noir. Si l'éprouvette était un corps noir nous mesurerions un champ uniforme de température égal à T_{ref} .

Ensuite, en utilisant l'hypothèse (H2), nous calculons le champ de niveaux informatiques correspondant au corps noir (NI_{CN}) en résolvant en chaque pixel l'équation suivante issue de la loi d'étalonnage (cf. Chapitre 3):

$$T(i, j) = T_{ref} = \sum_{p=0}^{p=P} a_p(i, j) NI_{CN}(i, j)^p \quad (B.2)$$

où les $a_p(i, j)$ sont les coefficients connus d'étalonnage de la caméra pour le pixel (i, j) .

Enfin, nous utilisons l'équation (B.1) afin de déduire le champ d'émissivité de l'éprouvette ε_{ep} par l'expression qui suit :

$$NI_{cam} = \varepsilon_{ep} NI_{CN} \Rightarrow \varepsilon_{ep} = \frac{NI_{cam}}{NI_{CN}} \quad (B.3)$$

où NI_{cam} représente le champ des niveaux informatiques délivré par la caméra.

Une fois le champ d'émissivité calculé, il suffit de l'introduire dans la loi d'étalonnage de la façon suivante, afin de corriger les champs mesurés :

$$T(i, j) = \sum_{p=0}^{p=P} a_p(i, j) \cdot (NI_{cam}(i, j) / \varepsilon(i, j))^p \quad (B.4)$$

Dans la pratique, le mode opératoire a constitué à utiliser des enregistrements de la caméra observant l'éprouvette montée dans les mors de la machine d'essai, cette dernière étant éteinte depuis assez longtemps pour pouvoir supposé tout le dispositif à l'équilibre thermique (jusqu'à plus de 10 heures). Les résultats ainsi obtenus sont détaillés ci-après.

B.2. Résultats

Dans l'exemple ci-dessous, nous avons laissé «reposer» l'éprouvette dans les mors de la machine éteinte plus de 12h. Pour une zone sélectionnée sur l'éprouvette (Figure B.(a)) nous avons vérifié la stabilité et l'uniformité thermique de celle-ci en calculant un champ d'écart type temporel sur une période 5s (Figure B.(b)). Nous voyons que ces écart type restent de l'ordre de grandeur du bruit de mesure et donc que l'éprouvette est bien en équilibre thermique uniforme.

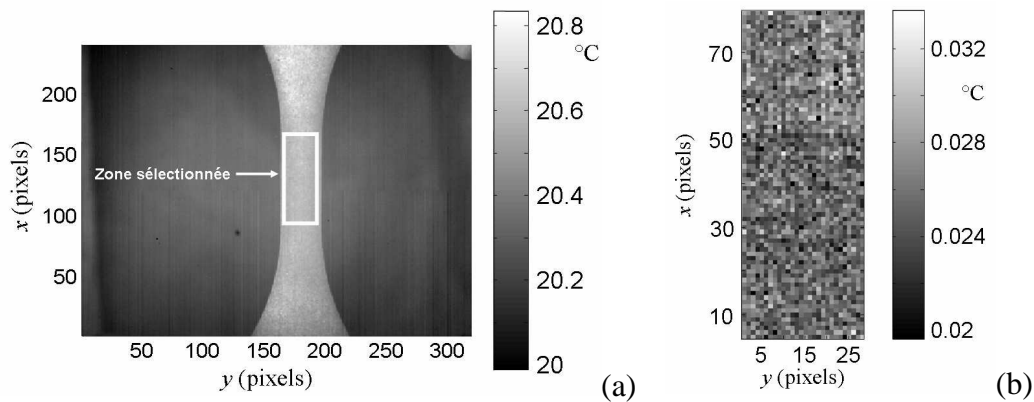
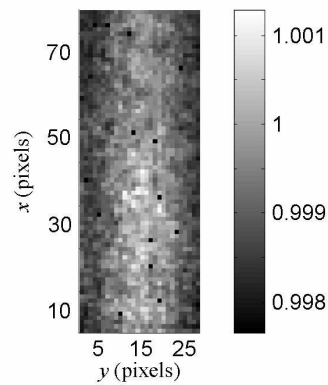


Figure B.1 : (a) zone sélectionnée et (b) écart type temporel de cette zone

La méthode présentée ci-dessus permet de calculer un champ d'émissivité, Figure B.. Nous remarquons que l'émissivité présente quelques hétérogénéités mais qu'elle varie très peu ($\Delta\varepsilon_{ep} = 3,6 \cdot 10^{-3}$) autour d'une valeur moyenne 0.9992 (écart type $\sigma = 1 \cdot 10^{-4}$). Nous remarquons que pour certains points, 13% des points environ, l'émissivité calculée est très légèrement supérieure à 1. Ce résultat, surprenant *a priori*, peut être imputé aux erreurs de troncature faites lors du traitement numérique des données, en particulier lors de la recherche des niveaux informatiques équivalents NI_{CN} .



FigureB.2 : champ d'émissivité

La correction des niveaux informatique avec un tel champ d'émissivité influe peut sur la mesure de θ . Par exemple, sur un essai où $R_\sigma = -1$, $\Delta\sigma = 512\text{MPa}$ et $f_L = 20\text{Hz}$, la correction maximale sur θ est de 5.10^{-3}°C et de 1.10^{-3}°C en moyenne. L'influence d'une telle correction est minime, même pour le calcul de la dissipation moyenne par cycle.

B.3. Discussions

En fait les points faibles de cette méthode sont de supposer que l'éprouvette répond comme un corps noir en un point de sa structure, et que ce point est forcément le point où le signal délivré par la caméra est le plus élevé, étant supposé que le champ de température d'équilibre de l'éprouvette est uniforme. Le point positif de ce travail est la mise en évidence du fait que les hétérogénéités du champ de température, retranscrites en terme d'hétérogénéités du champ d'émissivité, conduit à des variations d'émissivité extrêmement faibles : écart type $\sigma = 1.10^{-4}$, ordre de grandeur 10 fois plus faible que celui obtenu avec la méthode par réflexion.

Annexe C

Dépendance de la dissipation avec f_s : modèles rhéologiques

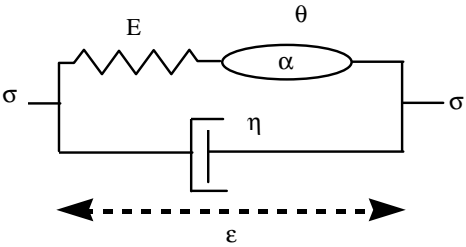
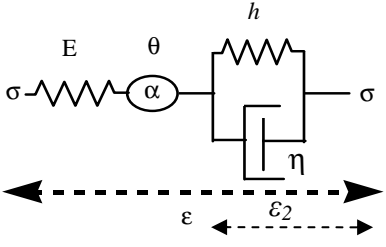
C.1. Introduction

Cette annexe est un complément permettant de mieux comprendre les conclusions sur le comportement du matériau lors de l'étude de l'évolution de la dissipation en fonction de la fréquence de sollicitation. Nous allons étudier quelques modèles rhéologiques, certes caricaturaux vis-à-vis du comportement du matériau, mais qui permettront de mettre en évidence les principaux phénomènes mis en jeu lors des mesures. Deux catégories de modèle vont être développées :

- les modèles comprenant de la viscosité (Kelvin-Voigt et Poynting-Thomson),
- les modèles comprenant de la plasticité (thermoélastoplastique parfait et Prager).

Dans un premiers temps, la description thermomécanique de chaque modèle va être présenté. Ensuite, l'évolution de la dissipation moyenne en fonction de la fréquence de sollicitation va être étudié pour chaque type de modèle afin identifier le type de comportement rencontré lors d'essais de fatigue à grand nombre de cycles.

C.2. Modèles avec viscosité

	<i>Modèle de Kelvin-Voigt</i>	<i>Modèle de Poynting-Thomson</i>
Modèle		
système d'équations	$\begin{cases} \sigma = \sigma_1 + \sigma_2 \\ \sigma_1 = E(\varepsilon - \alpha\theta) \\ \sigma_2 = \eta\dot{\varepsilon} \\ \dot{\theta} + \frac{\theta}{\tau} = \frac{(\eta\dot{\varepsilon}^2 - \alpha T_0 \dot{\sigma}_1)}{\rho C} \end{cases}$	$\begin{cases} \varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \\ \sigma_1 = E(\varepsilon - \alpha\theta - \varepsilon_2) \\ \sigma_2 = h\varepsilon_2 + \eta\dot{\varepsilon}_2 \\ \dot{\theta} + \frac{\theta}{\tau} = \frac{(\eta\dot{\varepsilon}_2^2 - \alpha T_0 \dot{\sigma})}{\rho C} \end{cases}$
variables d'état	θ et ε	θ , ε et ε_2
potentiels de dissipation	$\varphi(\theta, \dot{\varepsilon}) = \frac{1}{2}\eta\dot{\varepsilon}^2$	$\varphi(\theta, \dot{\varepsilon}_2, \dot{\varepsilon}) = \frac{1}{2}\eta\dot{\varepsilon}_2^2$
dissipation	$d_1 = \frac{\partial\varphi(\dot{\varepsilon})}{\partial\dot{\varepsilon}}\dot{\varepsilon} = \eta\dot{\varepsilon}^2$	$d_1 = \frac{\partial\varphi(\dot{\varepsilon}_2, \dot{\varepsilon})}{\partial\dot{\varepsilon}_2}\dot{\varepsilon}_2 = \eta\dot{\varepsilon}_2^2$

C.3. Modèle avec plasticité

	Modèle thermoélastoplastique parfait	Modèle de Prager (écrouissage cinématique linéaire)
Modèle		
système d'équations	$\begin{cases} \varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \\ \varepsilon_1 = \frac{\sigma}{E} + \alpha\theta \\ \dot{\varepsilon}_2 = \begin{cases} 0 & \text{si } \sigma < \sigma_y \\ \xi \frac{\sigma}{ \sigma } & \text{avec } \xi \geq 0 \text{ si } \sigma = \sigma_y \end{cases} \\ \dot{\theta} + \frac{\theta}{\tau} = \frac{(\sigma_y \dot{\varepsilon}_2 - \alpha T_0 \dot{\sigma})}{\rho C} \end{cases}$	$\begin{cases} \varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \\ \varepsilon_1 = \frac{\sigma}{E} + \alpha\theta \\ \dot{\varepsilon}_2 = \begin{cases} 0 & \text{si } \sigma - h\varepsilon_2 < \sigma_y \\ \xi \frac{\sigma - h\varepsilon_2}{ \sigma - h\varepsilon_2 } & \text{avec } \xi \geq 0 \text{ si } \sigma - h\varepsilon_2 = \sigma_y \end{cases} \\ \dot{\theta} + \frac{\theta}{\tau} = \frac{(\sigma_y \dot{\varepsilon}_2 - \alpha T_0 \dot{\sigma})}{\rho C} \end{cases}$

Pour ces deux modèles :

- les variables d'état choisies sont : θ , ε et ε_2 .
- le potentiel de dissipation s'écrit : $\varphi(\theta, \dot{\varepsilon}_2, \dot{\varepsilon}) = \sigma_y |\dot{\varepsilon}_2|$
- la dissipation intrinsèque s'écrit alors : $d_1 = \frac{\partial \varphi(T, \dot{\varepsilon}_2, \dot{\varepsilon})}{\partial \dot{\varepsilon}_2} \dot{\varepsilon}_2 = \sigma_y |\dot{\varepsilon}_2|$

C.4. Etude de la dissipation intrinsèque en fonction de fs

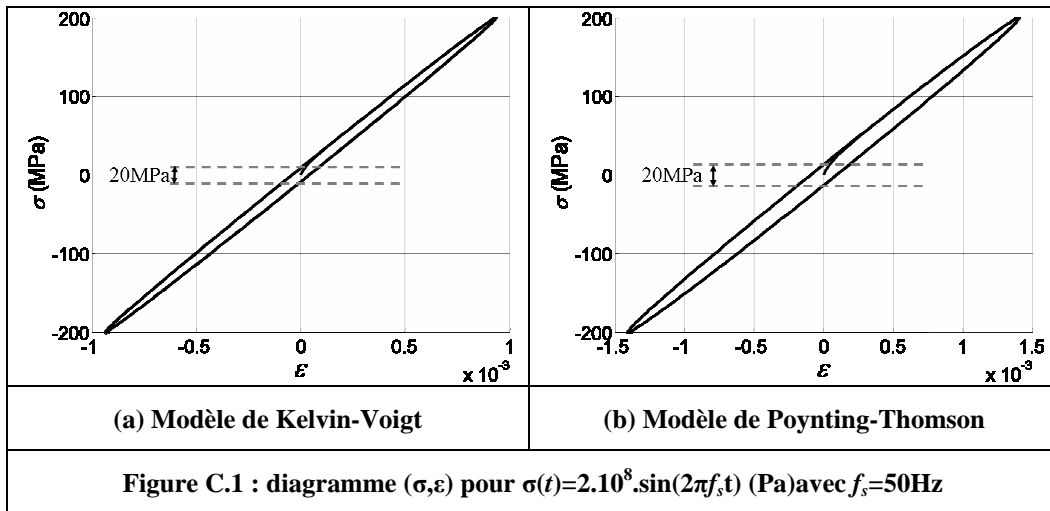
Les résultats qui suivent ont été obtenus par calcul incrémental sous Matlab à partir des systèmes d'équations de chaque modèle. Pour les caractéristiques du matériau E , α , C et ρ , nous avons pris les mêmes que pour les contrôles numériques du Chapitre 2. La température de référence, T_0 , est prise égale à 300K et la constante de temps τ_{eq} à 20s.

C.4.1. Résultats pour les modèles avec viscosité

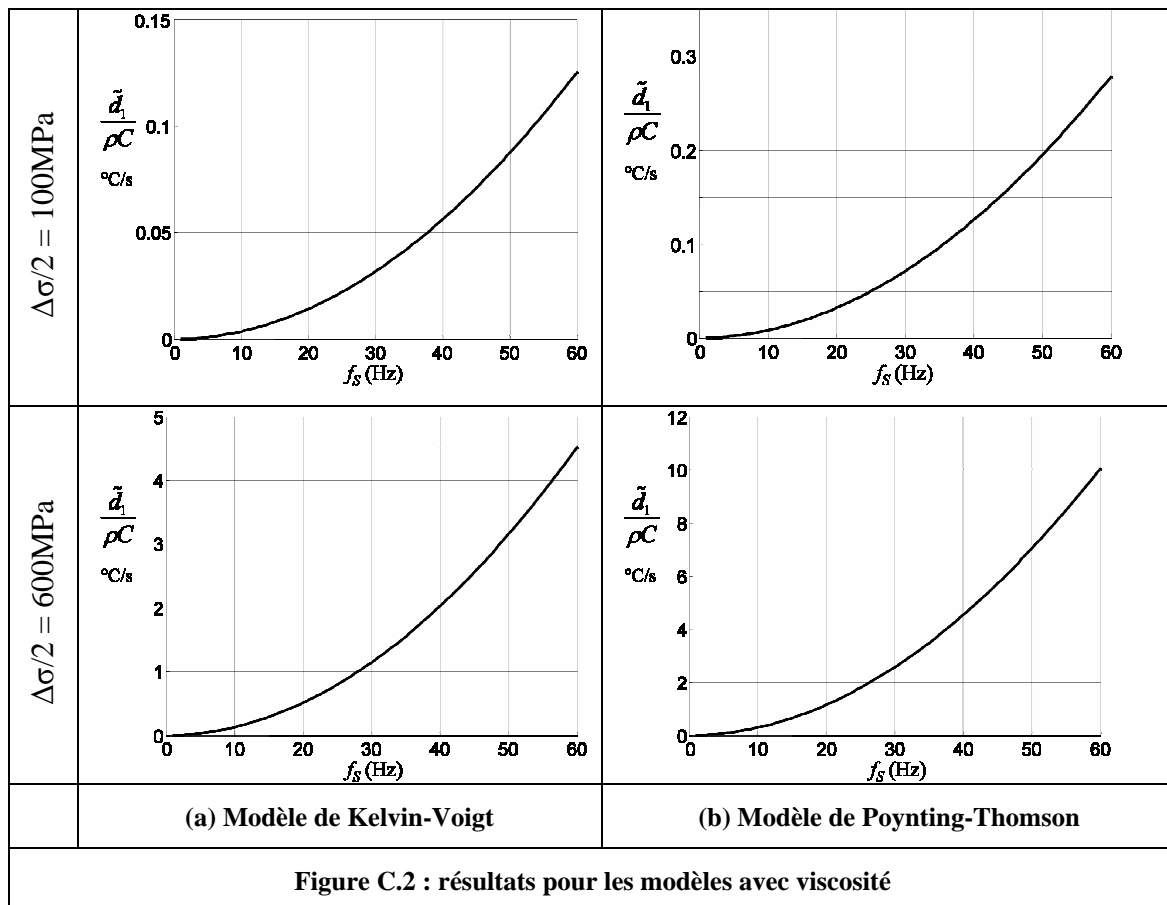
Les calculs ont été réalisés pour différents pilotages en contrainte d'amplitude variant de 100kN à 600kN par pas de 100kN. La contrainte moyenne a été prise nulle ($R_\sigma = -1$) et les fréquences de sollicitations ont varié de 1 à 60Hz. Les valeurs prises pour les paramètres restants sont :

- $\eta = 3.10^7$ Pa.s
- et pour Poynting-Thomson $h = E/1,5$

Le coefficient viscosité η a été choisi afin d'obtenir une différence de contrainte à déformation nulle de l'ordre de 20MPa dans la boucle d'hystérésis des deux modèles (contrainte, déformation) pour une sollicitation d'amplitude 200MPa et une fréquence de 50Hz (Figure C.1), ce qui nous permet d'être en accord mécaniquement avec notre matériau.



Les courbes de la Figure C.2 montrent l'évolution de $\tilde{d}_1 / \rho C$ en fonction de la fréquence pour deux valeurs de l'amplitude de contrainte.



Nous pouvons observer la non linéarité de chaque courbe, ce qui n'est pas en accord avec les résultats expérimentaux du Chapitre 4. Pour les deux modèles, l'évolution de la dissipation moyenne par cycle est parabolique avec une tangente horizontale à l'origine.

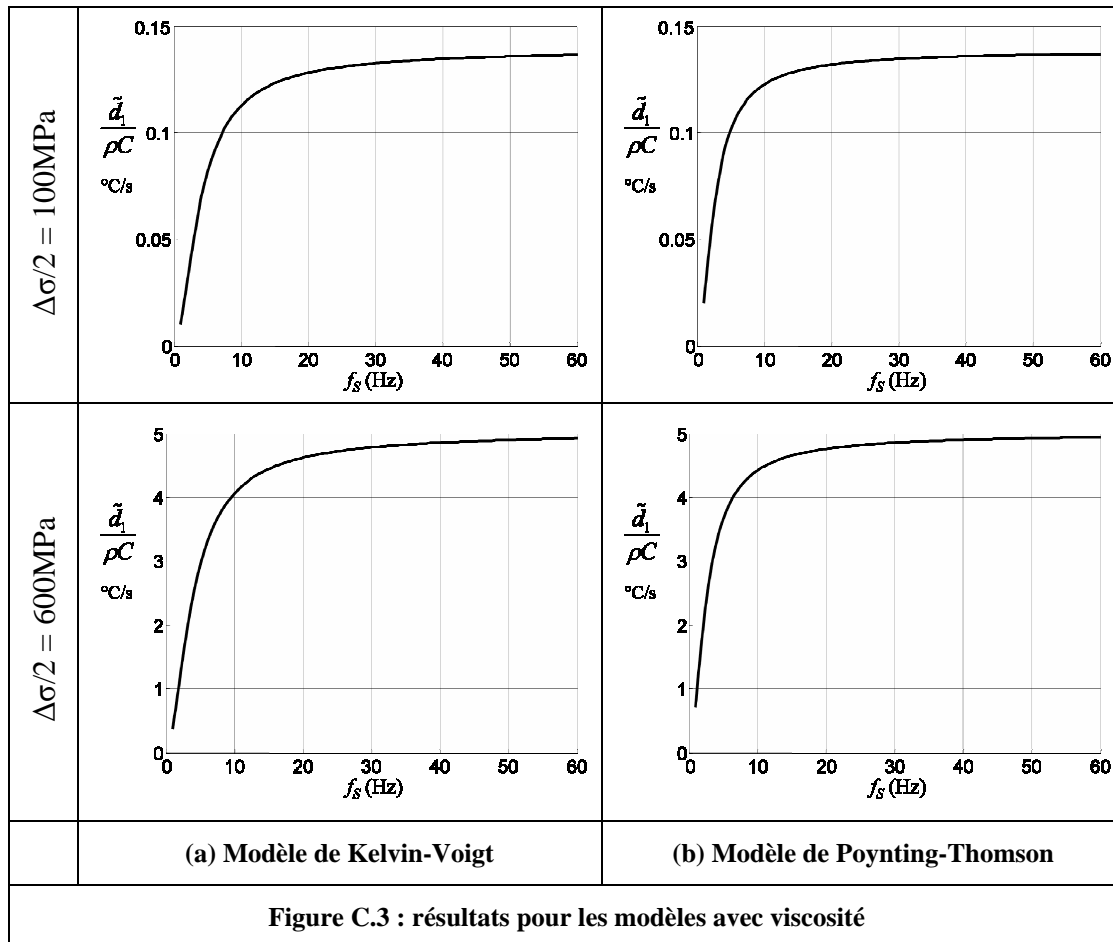
Il est possible d'effectuer une étude fréquentielle de la dissipation en négligeant l'effet du couplage thermoélastique sur la déformation totale et en appliquant la transformée de

Laplace au système d'équations. Nous obtenons ainsi la solution $\tilde{d}_1(f_s)$ après passage dans le domaine fréquentiel. Nous trouvons après calcul :

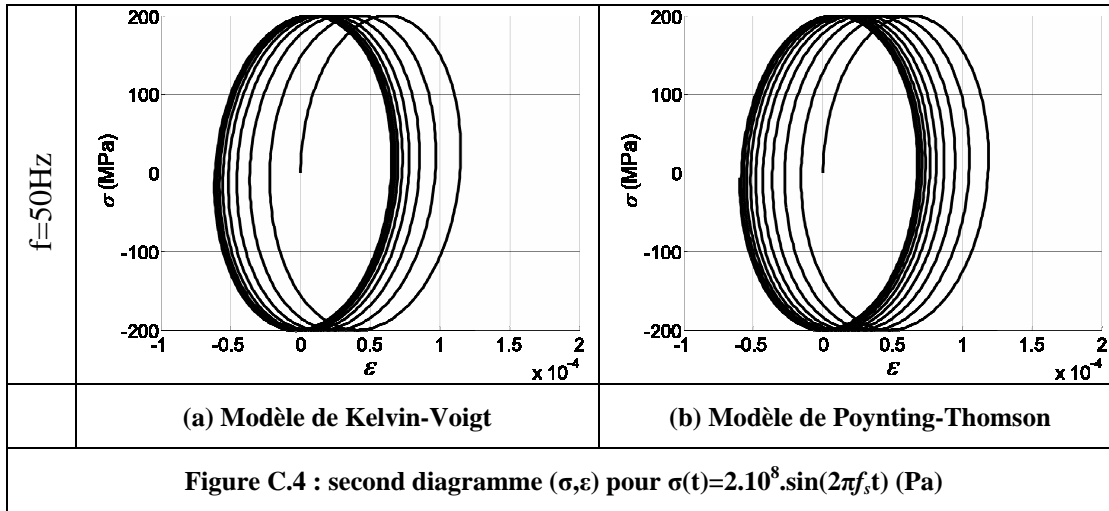
- pour le modèle de Kelvin-Voigt : $\tilde{d}_1(f_s) = \frac{4\eta\pi^2\sigma_a^2 f_s^2}{E^2 + 4\pi^2\eta^2 f_s^2}$ (C.1)

- pour le modèle de Poynting-Thomson : $\tilde{d}_1(f_s) = \frac{4\eta\pi^2\sigma_a^2 f_s^2}{h^2 + 4\pi^2\eta^2 f_s^2}$ (C.2)

Notons que ces expressions sont indépendantes de la contrainte moyenne, ce qui implique que dans le cas d'un comportement visqueux, la dissipation moyenne par cycle est indépendante du rapport de charge. Pour les hautes fréquences ($f_s \gg E/2\pi\eta$ ou $f_s \gg h/2\pi\eta$), nous obtenons pour les deux cas que $\tilde{d}_1(f_s) \approx \sigma_a^2/\eta$ avec σ_a l'amplitude de contrainte. Donc, à partir d'une certaine fréquence de sollicitation, il doit apparaître une saturation de $\tilde{d}_1(f_s)$ et nous pouvons envisager par exemple que nos courbes expérimentales sont proche de cette saturation. Ceci impliquerait un coefficient de viscosité de l'ordre de 10^{10} Pa.s au moins. Dans ce cas, l'évolution de la dissipation pour chaque modèle est représentée à la Figure C.3.

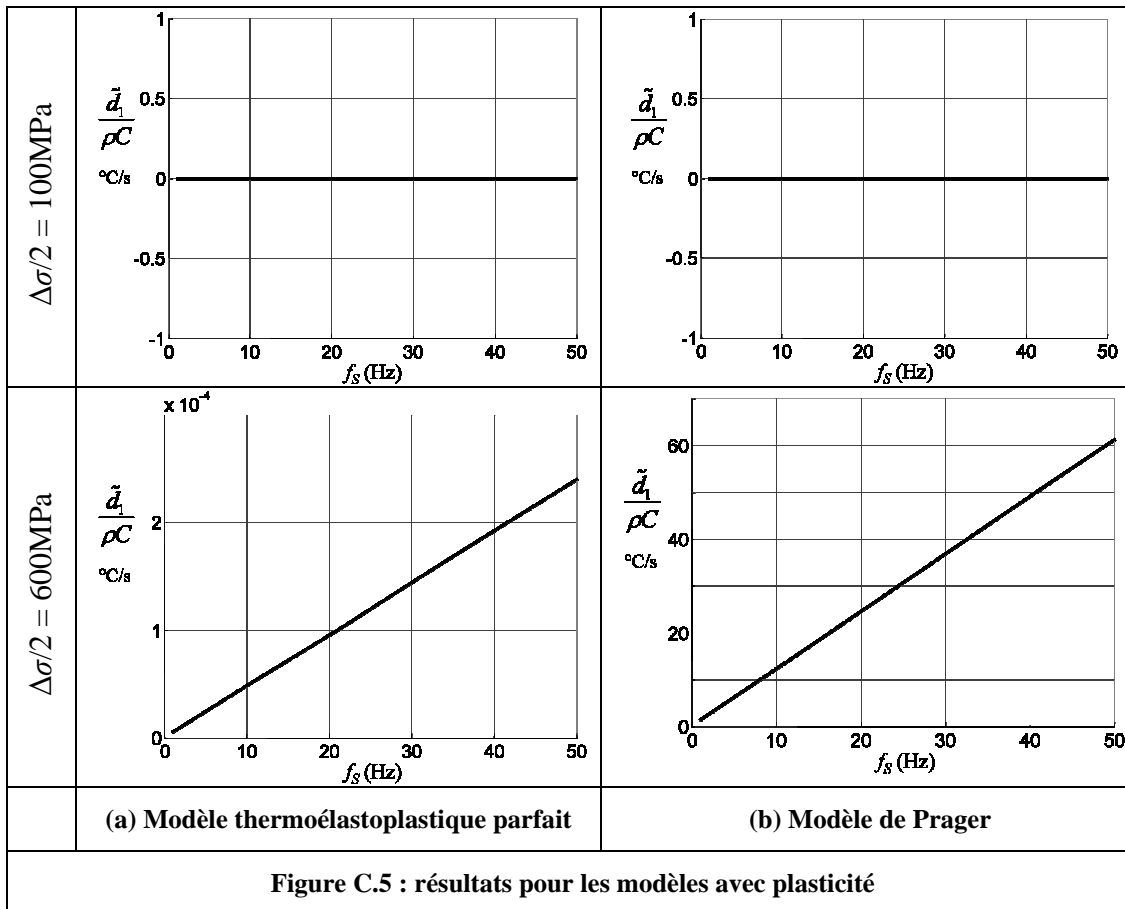


La Figure C.3 nous montre une évolution de $\tilde{d}_1(f_s)$ qui peut paraître linéaire à partir d'une fréquence de sollicitation de 10Hz mais un tel coefficient de viscosité implique des diagrammes (contrainte,déformation) (Figure C.4) trop éloigné de la réalité mécanique du matériau. La dissipation de semble donc pas due à de la viscosité.



C.4.2. Résultats pour les modèles avec plasticité

Pour le modèle de Prager le pilotage s'est fait en contrainte comme pour les modèles précédents. Pour le modèle thermoélastoplastique parfait, les calculs ont été réalisés à l'aide de différents pilotages en déformation. La limite élastique σ_y a été fixée à 400MPa et $h=E/3$ pour le modèle de Prager.



Nous remarquons sur les courbes de la Figure C.5, que pour une contrainte inférieure à la limite élastique la dissipation de chaque modèle reste nulle mais lorsqu'elle est supérieure à celle-ci, nous obtenons une évolution linéaire de $\tilde{d}_1(f_s)$. Cette évolution est en accord avec nos observations (*cf.* Chapitre 4) et nous laisse donc supposer que le mécanisme qui entraîne de la dissipation lors de nos essais de fatigue est plutôt du type plastique que visqueux.

Résumé : Cette étude s'inscrit dans une démarche originale consistant à développer un protocole expérimental adapté aux essais de fatigue à grand nombre de cycles. Ce protocole permet de dresser des bilans locaux d'énergie et s'appuie sur des techniques d'imagerie quantitative. Les objectifs étaient de compléter et de valider une méthode de traitement d'images infrarouges permettant d'étudier séparément les mécanismes dissipatifs et les effets thermoélastiques accompagnant la fatigue à grand nombre de cycles des aciers. Un point intéressant de cette méthode est de pouvoir fonctionner alors que les amplitudes des sources thermoélastiques sont très nettement supérieures aux intensités de dissipation. Le deuxième objectif était d'arriver à combiner cette technique infrarouge avec celles mises en place pour accéder aux champs cinématiques par une méthode de corrélation d'images. Ce rapprochement a permis d'estimer l'énergie de déformation localement mise en jeu et de la comparer, sur un cycle de chargement, à l'énergie dissipée.

Title: Dissipation field measurements accompanying the high cycle fatigue of steel by infrared thermography.

Abstract: This thesis presents an experimental protocol developed to perform complete energy balances during the high cycle fatigue of steels. The aims of this study were to complete and check the infrared image processing used to separately estimate dissipative and thermoelastic sources accompanying the fatigue mechanisms in HCF. This method can work even if the intensities of both heat sources are not in the same order of magnitude. The second purpose was to combine this infrared technique with digital image correlation. These techniques allowed us to locally estimate deformation energy and to compare this with the dissipative energy during a cycle.

Discipline : Mécanique et Génie Civil.

Mots-clés : thermographie infrarouge, dissipation, fatigue des aciers, thermoélasticité

LMGC - UMR 5508
Université MONTPELLIER II
CC 048 Place Eugène Bataillon
34095 Montpellier cedex 5