



HAL
open science

MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE D'ÉTUDE DU COMPORTEMENT THERMO-MÉCANIQUE DES MATÉRIAUX SOUS SOLlicitATIONS CYCLIQUES

François Maquin

► **To cite this version:**

François Maquin. MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE D'ÉTUDE DU COMPORTEMENT THERMO-MÉCANIQUE DES MATÉRIAUX SOUS SOLlicitATIONS CYCLIQUES. Mécanique [physics.med-ph]. Arts et Métiers ParisTech, 2006. Français. NNT : 2006ENAM0045 . tel-00351687

HAL Id: tel-00351687

<https://pastel.hal.science/tel-00351687>

Submitted on 9 Jan 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.



Ecole doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur

de

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité "Mécanique et Matériaux"

*présentée et soutenue publiquement
par*

François MAQUIN

le 7 décembre 2006

**MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE D'ÉTUDE DU
COMPORTEMENT THERMO-MÉCANIQUE DES MATÉRIAUX
SOUS SOLLICITATIONS CYCLIQUES**

Directeur de thèse : Fabrice PIERRON

Jury :

M. Jean-Luc LATAILLADE, Professeur, LAMEFIP, ENSAM, Bordeaux Président
Mme Véronique FAVIER, Maître de Conférences, LPMM, ENSAM, Metz..... Examineur
M. Jean-Claude KRAPEZ, Ingénieur HDR, ONERA..... Rapporteur
M. Hervé LOUCHE, Maître de Conférences, SYMME, Université de Savoie, Annecy ... Examineur
M. Fabrice PIERRON, Professeur, LMPF, ENSAM, Châlons en Champagne..... Examineur
M. Jean-Louis ROBERT, Professeur, LaMI, IUT de Montluçon..... Rapporteur

Laboratoire de Mécanique et de Procédés de Fabrication
ENSAM, CER de Châlons en Champagne

Table des matières

Introduction	1
1 Étude bibliographique	3
1.1 Aspects phénoménologiques microscopiques	3
1.2 Cadre thermodynamique. Equation de la chaleur	7
1.2.1 Premier principe	7
1.2.2 Second principe	7
1.2.3 Equation de diffusion de la chaleur	8
1.3 Etudes thermomécaniques du comportement des matériaux	9
1.3.1 Complément de thermodynamique	9
1.3.2 Plasticité	10
1.3.3 Elasticité	14
1.3.4 Fatigue à grand nombre de cycles	16
1.4 Conclusion	26
2 Méthodologie	29
2.1 Equation de diffusion de la chaleur	29
2.2 Application expérimentale	35
2.2.1 Moyens expérimentaux	35
2.2.2 Procédure expérimentale	37
3 Analyse de la sensibilité de la méthode	43
3.1 Analyse de la convection et du rayonnement	43
3.1.1 Effet sur le bruit	44
3.1.2 Détermination de la constante de temps τ_{th}	45
3.1.3 Précautions expérimentales	45
3.1.4 Résultats	48
3.2 Prise en compte de la conduction	50
3.2.1 Calcul du laplacien	50
3.2.2 Les mesures	50
3.2.3 Les traitements	51
3.2.4 Résultats	53
3.3 Conclusions.	55
4 Application de la méthode. Premiers résultats	59
4.1 Matériaux étudiés	59
4.1.1 Propriétés métallurgiques	59

4.1.2	Propriétés mécaniques	59
4.2	Acier laminé initial	63
4.2.1	Une seule éprouvette	63
4.2.2	Essais une éprouvette par niveau	65
4.2.3	Influence de la contrainte moyenne	73
4.3	Acier recuit	78
4.4	Aluminium A5	79
4.5	Conclusion	82
Conclusion		83
Bibliographie		85
Annexes : Courbes de température		89
.1	Acier.	89
.1.1	Une seule éprouvette	89
.1.2	Une éprouvette par niveau	93
.1.3	Acier recuit	98
.1.4	Acier $R_{\sigma}=-1$	100
.2	Aluminium	101
.2.1	Aluminium $R_{\sigma}=0,1$	101
.2.2	Aluminium $R_{\sigma}=-1$	103

Table des figures

1.1	Source de dislocations de Frank Read [14]	4
1.2	Dislocations dans un alliage hastalloy : recuit, écroui, écroui à 15% avec formation d'amas (photos CEA/SRMA)	4
1.3	Bande de glissement persistante dans un acier doux (photos CEA.SRMA)	5
1.4	Différentes formes de courbes S-N	6
1.5	Taux d'énergie bloquée en fonction de la déformation totale d'un acier XC38 [8]	11
1.6	Champs de température et distributions spatiales des sources thermomécaniques au cours d'un essai de traction sur un ruban en alliage à mémoire de forme NiTiCu [36]	11
1.7	Les deux types de comportement sous sollicitation cyclique en fonction du rapport de charge R_σ [51]	12
1.8	Comportement thermomécanique : plasticité cyclique [54]	13
1.9	Machine d'essai de Moore [38]	16
1.10	Relation entre contrainte appliquée et échauffement [38]	17
1.11	Détermination graphique de la limite d'endurance [28]	18
1.12	Décomposition harmonique du signal de température Aluminium 7010 pour un rapport $R_\sigma = -1$. Comparaison avec les limites d'endurance à 10^5 et 10^6 cycles (lignes verticales respectivement en tirets et en trait continu) [24]	19
1.13	Résultats de thermographie sur des échantillons d'Al7010 (haut) et d'Al2024 (bas). Rapport de charge de -1 (gauche) et de 0 (droite). Comparaison avec les limites d'endurance à 10^5 et 10^6 cycles (lignes verticales respectivement en tirets et en trait continu) [24]	20
1.14	Géométrie des éprouvettes planes [27]	22
1.15	Décomposition de l'évolution de la température au cours d'un bloc de chargement cyclique de fatigue [30]	23
1.16	Détermination des sources et de l'énergie dissipée [5]	23
1.17	Evolution de la dissipation pour des blocs de chargements croissants [5]	24
1.18	Corrélation échauffement/surface des bandes de glissements en fonction des niveaux de contraintes [16]	25
1.19	Prévision de la dispersion d'essais de fatigue [12]	25
1.20	Identification des paramètres du modèle pour un acier dual-phase [12].	26
2.1	Géométrie des éprouvettes	29
2.2	Position relative de l'éprouvette et de la référence	30
2.3	Profil de température suivant une ligne de pixels parallèle à l'axe y de l'éprouvette	32
2.4	Machine d'essai et montage de l'éprouvette dans les mors.	35
2.5	Effort appliqué au démarrage par le vérin	36
2.6	Rayonnement réfléchi sur la surface des éprouvettes	36

2.7	Suppression du couplage thermoélastique : (a) Signal initial (b) Signal après suppression du couplage thermoélastique.	37
2.8	Détermination de la vitesse d'échauffement initiale.	38
2.9	Approximation globale de $\theta(t)$ par un polynôme de degré 4.	39
2.10	Approximation locale de $\theta(t)$ et vitesse d'échauffement à ces temps : (a) $t_i = 0,13$ seconde ; (b) $t_i = 0,67$ seconde.	40
2.11	Influence du type d'approximation de $\theta(t)$ sur le calcul des sources.	41
2.12	Energie dissipée $E(t)$	41
2.13	Energie dissipée par cycle de sollicitation E_i	42
3.1	Positions relatives des échantillons	44
3.2	Comparaison du signal sur un pixel et de la moyenne sur la zone utile.	45
3.3	Variations des écarts des moyennes des températures	46
3.4	Comparaison des courbes de refroidissement des deux échantillons	46
3.5	Échauffement du montage en cours d'essai	47
3.6	Effet du refroidissement du mors inférieur sur le bruit.	47
3.7	Résultats des essais de convection	49
3.8	Traitement des profils de température.	50
3.9	Lissage linéaire de la variation dans le temps du Laplacien.	51
3.10	Source en fonction du temps pour un essai.	52
3.11	Origines relatives des erreurs.	52
3.12	Energie dissipée pour un essai.	53
3.13	Erreurs sur les sources.	54
3.14	Erreurs sur l'énergie dissipée.	54
3.15	Erreurs sur l'énergie dissipée par "cycle".	55
3.16	Décomposition des sources	56
3.17	Influence de $nfen$ sur la dispersion des résultats des sources.	57
4.1	Micrographie matériau à l'état laminé initial.	60
4.2	Micrographie matériau après recuit complet.	60
4.3	Courbes d'essais de traction de l'acier de 0 à 5 % de déformation et de 0 à 0,5 % de déformation	61
4.4	Courbes essais de traction de l'aluminium A5 de 0 à 10 % de déformation et de 0 à 0,5 % de déformation	62
4.5	Écart de la température moyenne de la zone utile après 3000 cycles en fonction de la contrainte σ_{MAX}	63
4.6	Variation de la différence des températures moyennes $\bar{\theta}(t)$	64
4.7	Variation des températures moyennes : (a) zone utile ; (b) référence.	64
4.8	Variation des températures moyennes $\theta(t)$ au démarrage du vérin. Essai acier écroui avec une seule éprouvette	66
4.9	Sources thermiques dissipatives au démarrage pour chaque niveau de contrainte σ_{MAX} (essai à une seule éprouvette).	67
4.10	Énergie dissipée par cycle E_i (essai à une seule éprouvette).	67
4.11	Énergie dissipée au démarrage $E(t)$ (essai à une seule éprouvette).	68
4.12	Effort appliqué et source dissipative aux premiers cycles de sollicitation ($\sigma_{MAX} = 180MPa$).	68
4.13	Énergie thermique dissipée $E(t)$ en fonction des contraintes appliquées.	69

4.14	Résultats essais avec une éprouvette, 100 cycles par bloc : (a) source $\bar{s}(t)$; (b) énergie dissipée par cycles E_i ; (c) énergie dissipée $E(t)$	70
4.15	Comparaison de l'énergie dissipée $E(t)$ au bout de 3 secondes (45 cycles) après le démarrage pour les deux types d'essais en fonction du chargement (Barres d'erreur à ± 2 écart type)	71
4.16	Énergie dissipée $E(t)$, essai à une éprouvette par niveau : (a) résultats $\sigma_{MAX}=60$ à 140 MPa; (b) résultats $\sigma_{MAX}=110$ à 180 MPa	71
4.17	Énergie dissipée par cycle E_i , essai à une éprouvette par niveau : (a) résultats $\sigma_{MAX} = 60$ à 140 MPa; (b) résultats $\sigma_{MAX} = 110$ à 180 MPa	72
4.18	Comparaison de l'énergie dissipée $E(t)$ au bout de 3 secondes (45 cycles) pour les deux types d'essai (barre d'erreur à ± 2 écart-types).	73
4.19	Résultats des essais à $R_\sigma=-1$: (a) sources $\bar{s}(t)$; (b) énergie dissipée par cycle E_i ; (c) énergie dissipée $E(t)$	75
4.20	Énergie dissipée $E(t)$ au bout de 3 secondes (45 cycles) pour des rapports de charge $R_\sigma=0,1$ et -1 (barres d'erreur à ± 2 écart type) : (a) en fonction de la contrainte σ_{MAX} ; (b) en fonction de la vitesse de déformation maximale.	76
4.21	Énergies dissipées par cycle E_i pour deux essais à même vitesse de déformation maximale.	76
4.22	Répartition de l'énergie dissipée : principe du calcul et valeurs en fonction de la contrainte σ_{MAX} (essais à $R_\sigma = 0, 1$).	77
4.23	Énergies dissipées E_{VE} en fonction de la vitesse de déformation maximale pour les deux rapports de charge.	77
4.24	Résultats acier recuit. Énergie dissipée par cycle E_i et totale $E(t)$ pour : (a) et (b) $\sigma_{MAX}=40$ à 180 MPa; (c) et (d) $\sigma_{MAX}=40$ à 200 MPa	78
4.25	Comparaison de l'énergie dissipée au bout de trois secondes pour le matériau recuit et écroui	79
4.26	Énergie dissipée par cycle E_i pour l'aluminium A5 : (a) $R_\sigma=0,1$ (b) $R_\sigma=-1$	80
4.27	Energie dissipée $E(t)$ pour l'aluminium A5 : (a) $R_\sigma=0,1$; (b) $R_\sigma=-1$	81
4.28	Énergie dissipée par cycle E_i au bout de 4 secondes pour l'aluminium A5 : (a) en fonction de la vitesse de déformation maximale; (b) en fonction de la contrainte maximale	81
4.29	Image MEB d'une micro-grille réalisée par lithographie par interférence laser (pas de $2\mu\text{m}$)	83

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques thermomécaniques (acier et alliage d'aluminium)	19
1.2	Amplitudes théoriques des variations de température dues au couplage thermoélastique non linéaire ($\sigma_a = \sigma_m = 200$ MPa)	19
4.1	Composition chimique de l'acier ($10^{-2}\%$ en masse)	59

Introduction

La fatigue des matériaux métalliques a toujours été une préoccupation majeure dans la conception des pièces et structures mécaniques sollicitées cycliquement en service, le nombre des publications annuelles sur le sujet le démontrant bien. Parmi toutes les difficultés enveloppant le domaine de la fatigue, la compréhension des mécanismes microstructuraux n'est pas la moindre. Le développement des modèles multi-échelles, en décrivant les comportements au niveau des grains voire des atomes, a permis des avancées récentes dans cette optique, tout en soulevant des difficultés lors de la nécessaire confrontation avec l'expérience au moment de la validation.

En empruntant à la *thermodynamique des processus irréversibles* son vocabulaire, la variable d'état observable habituellement choisie pour décrire le comportement du matériau est la *déformation*, qu'elle soit à l'échelle macroscopique de la pièce ou du grain. La fatigue à grand nombre de cycles des matériaux métalliques se produisant à des niveaux de contraintes inférieurs à la limite élastique macroscopique, la *mesure* des déformations plastiques, localisées à l'échelle de la microstructure, est très délicate [20],[41].

Une alternative possible, mais finalement relativement peu utilisée, consiste à choisir la *température* comme variable d'état observable. Bien qu'ancienne [38], l'idée de choisir la température pour étudier le comportement en fatigue d'un matériau semble se heurter à plusieurs obstacles.

Un certain nombre de méthodes [6, 46, 29, 13] repose sur la simple observation de l'évolution de la température au cours d'un essai de fatigue. Mais, comme le fait remarquer Chrysochoos [9], les variations de température sont dues à la fois aux déformations mécaniques et aux échanges thermiques. Il devient donc nécessaire de passer par un bilan énergétique qui se traduit par l'équation dite de la chaleur, conséquence du premier principe de la thermodynamique, l'analyse portant alors sur les *sources thermomécaniques*.

Il convient alors de distinguer deux types de sources thermomécaniques :

- *réversibles* : il s'agit du couplage thermoélastique, conséquence du rapprochement (de l'éloignement) des atomes de la structure cristalline. Comme le montrent Mabru et col. [30], une variation du module d'élasticité au cours d'un essai de fatigue implique une variation de ces sources. Il faut donc certainement atteindre un état d'endommagement suffisant, donc un nombre de cycles de sollicitations important, pour exploiter cette conséquence. Par ailleurs, la non linéarité induite par la dépendance du module d'élasticité à la température rend délicat le rapprochement avec le comportement du matériau comme il sera montré par la suite ;
- *irréversibles* : les sources *dissipatives* sont alors la conséquence de diffusion d'atomes et/ou du mouvement des dislocations. Le mécanicien associera un comportement visco-élastique aux déplacements réversibles de dislocations ancrées, et un comportement plastique si les mécanismes de multiplication des dislocations sont déclenchés.

Le phénomène de fatigue est caractérisé par une succession dans le temps d'événements : adaptation micro-plastique, nucléation des micro-fissures, formation d'une macro-fissure par coa-

lescence, propagation de la fissure avant rupture. Pour suivre ces évolutions, l'observation des sources dissipatives semble être plus riche et d'interprétation plus claire, à condition de pouvoir discriminer le type de comportement à l'origine des sources activées. De plus, certains phénomènes comme l'adaptation micro-plastique initiale, peuvent être fugitifs et nécessitent alors un suivi cycle par cycle de la dissipation thermique.

L'objectif de ce travail est donc de développer une démarche expérimentale répondant à ces critères. La première étape abordée ici consiste à déterminer les sources thermomécaniques dissipatives activées aux premiers cycles de sollicitation en fatigue de matériaux métalliques. Les très faibles énergies mises en jeu dans ce faible laps de temps nécessitent une remise en cause des hypothèses souvent adoptées dans ce genre d'étude.

Après avoir analysé dans le premier chapitre de ce document les études antérieures, la méthode expérimentale développée au cours de cette thèse, qui s'appuie sur la résolution de l'équation de la chaleur, est présentée au chapitre II. Cette méthode qui se veut très sensible pour permettre de répondre aux exigences d'interprétations citées ci-dessus, est qualifiée expérimentalement en terme de bruit global dans le chapitre III. Enfin, les premiers résultats d'essais effectués sur des matériaux à faible potentiel dissipatif sont présentés au chapitre IV avant de conclure sur les nombreuses perspectives d'applications qu'offre cet "outil".

Chapitre 1

Étude bibliographique

1.1 Aspects phénoménologiques microscopiques

La *température* définit le degré d'agitation des atomes constituant une structure métallique cristalline [19]. La déformation de cette structure sous une sollicitation mécanique peut engendrer une variation de l'agitation atomique :

- le rapprochement (ou l'éloignement) des atomes engendre une augmentation (ou une diminution) de l'énergie cinétique lors d'une compression (ou extension) mécanique. A l'échelle d'une pièce (macroscopique), ce *couplage thermomécanique réversible* s'exprime sans difficulté et de façon usuelle en partant du premier principe de la thermodynamique ;
- le frottement interne [7] regroupe un certain nombre de mécanismes dissipatifs attribués aux déplacements des atomes par rapport à leur position d'équilibre. Ils sont liés soit aux défauts ponctuels de la structure cristalline (diffusion d'atomes interstitiels dans l'effet Snoek, de substitution dans l'effet Zener) soit aux mouvements des dislocations. La libération rapide d'énergie due aux mouvements des atomes lors de leur retour à leur position d'équilibre génère une onde acoustique qui, en se propageant, augmente l'énergie cinétique des atomes, donc la température. De nombreuses études ont été menées pour relier des mesures de cette émission acoustique à la dynamique des dislocations [49].

Cependant, il existe plusieurs types d'obstacles au déplacement des dislocations dont le franchissement nécessite un niveau de contrainte mécanique suffisant [44] :

- la résistance du réseau atomique ;
- la résistance du réseau de dislocation ;
- la résistance des joints de grain ;
- la résistance du polycristal ;
- les obstacles externes.

Au niveau d'un monocristal, on considère une dislocation ancrée en deux points A et B (figure 1.1).

Une scission τ croissante est appliquée dans le plan de glissement de la dislocation.

- Pour déplacer la dislocation, il faut tout d'abord vaincre la force de Peierl-Nabarro due à la résistance du réseau, à laquelle correspond une première valeur de scission critique τ_{PN} . Pour une valeur de τ inférieure à τ_{PN} la dislocation ne bouge pas, il n'y a pas de dissipation et le comportement est parfaitement élastique.
- Au-delà de τ_{PN} , la dislocation commence à bouger formant un arc en équilibre sous l'action

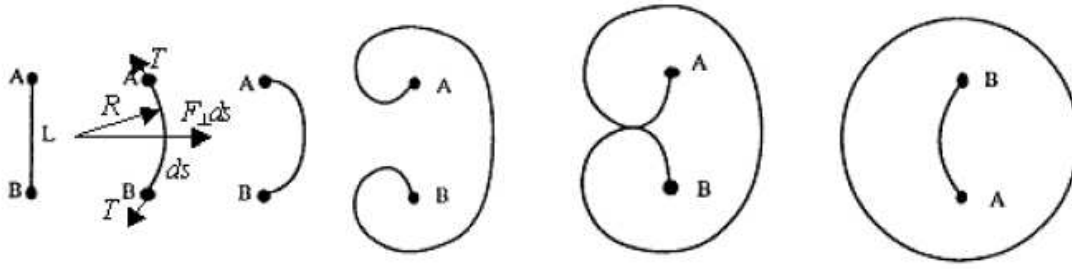


Figure 1.1 – Source de dislocations de Frank Read [14]

conjuguée de la sollicitation et de la tension de ligne. A la décharge, elle revient à sa position initiale. Le cristal reste élastique, mais de l'énergie est dissipée dans le déplacement, et le frottement interne augmente.

- Lorsque τ atteint une deuxième valeur critique τ_{FR} , l'arc devient instable, tourne autour des points A et B. Une boucle se forme et se propage par glissement et un nouvel arc AB apparaît qui démarre un nouveau cycle. Ce mécanisme (moulin de Frank Read) fortement dissipatif du fait des grands déplacements de la dislocation est irréversible et permet la multiplication des dislocations. Il est à l'origine de la plasticité. La contrainte τ_{FR} coïncide avec le seuil de microplasticité.
- L'accroissement de τ s'accompagne alors d'une augmentation de la densité de dislocation ρ_D . La "forêt" de dislocations se densifie augmentant la résistance au déplacement, et donc la dissipation énergétique : c'est l'écroutissage (figure 1.2).

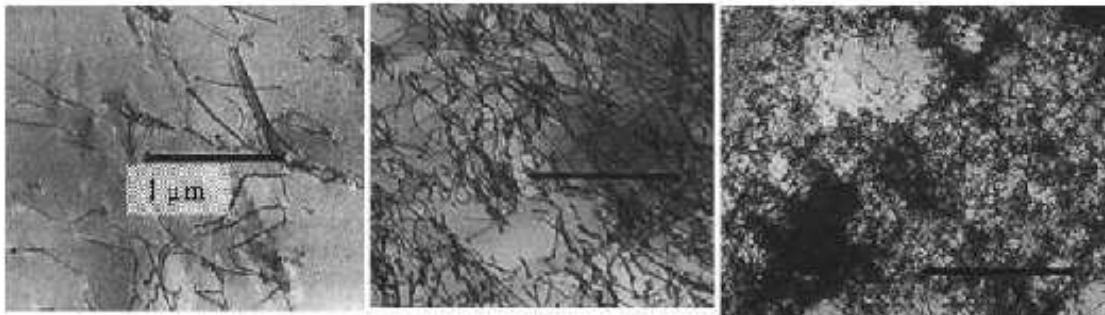


Figure 1.2 – Dislocations dans un alliage hastalloy : recuit, écroui, écroui à 15% avec formation d'amas (photos CEA/SRMA)

- Dans un matériau polycristallin, les mécanismes décrits précédemment apparaissent d'abord dans les grains possédant les plans de glissement d'orientation la plus favorable par rapport au cisaillement imposé. Les dislocations mobiles vont s'accumuler au joint de grain formant des empilements. Ces empilements génèrent alors des concentrations de contraintes qui vont provoquer l'activation de sources dans le grain voisin. Les dislocations se propagent alors de grain en grain.

La relation de Hall-Petch met en évidence la contribution de chacun de ces paramètres à la résistance macroscopique d'un matériau :

$$\sigma_Y = \sigma_l + \frac{k_Y}{\sqrt{d}} \quad (1.1)$$

avec :

- σ_Y = limite élastique macroscopique ;
- σ_l = limite élastique intrinsèque du matériau de base comprenant éventuellement l'effet de solution solide pour un alliage ;
- $\frac{k_Y}{\sqrt{d}}$ représente l'effet de taille des grains. k_Y , facteur de Petch, est équivalent à un facteur d'intensité de contrainte lié au grain, et d est la dimension moyenne du grain.

La relation de Hall-Petch peut être complétée en tenant compte de l'effet durcissant de l'écroutissage :

$$\sigma_Y = \sigma_l + \frac{k_Y}{\sqrt{d}} + \alpha \mu b \sqrt{\rho_D} \quad (1.2)$$

ρ_D est la densité de dislocation, b le module du vecteur de Burgers moyen des dislocations, μ le module de cisaillement et α un coefficient compris entre 1/4 et 1/3.

- Dans un alliage, les obstacles externes augmentant la résistance au déplacement d'une dislocation sont constitués par des atomes étrangers sous forme de solution solide, de précipités ou d'inclusions. Ils augmentent la valeur de la limite élastique intrinsèque σ_l de l'équation 1.2.
- Dans le cas de sollicitations cycliques, comme en fatigue, les dislocations vont arriver à la surface de la pièce. Leur accumulation provoque un défaut d'empilement ou bande de glissement persistante (BGP) à l'origine de la fissuration par le mécanisme d'intrusion extrusion proposé par Cottrell et Hull (figure 1.3).



Figure 1.3 – Bande de glissement persistante dans un acier doux (photos CEA.SRMA)

La progression cyclique des fissures s'accompagne de fortes déformations plastiques et de micro ruptures par décohesion, à l'origine de dissipations thermiques intenses. Pour de faibles niveaux de sollicitations cycliques, qui n'amèneront pas à la rupture de fatigue, un phénomène d'adaptation peut se produire : certaines zones vont plastifier aux premiers cycles entraînant un réarrangement des contraintes dans la microstructure. Après un certain nombre de cycles le comportement redevient élastique.

En résumé, il existe deux phénomènes fondamentalement distincts à l'origine des variations de température d'un matériau métallique déformé : le rapprochement ou l'éloignement réversible des atomes et le mouvement dissipatif des défauts de la structure cristalline, principalement des dislocations. Ces sources thermomécaniques dissipatives sont activées pour des niveaux de contraintes faibles. Sous un chargement croissant, au-delà d'un niveau permettant l'activation des sources de dislocations, associées à la notion de micro limite élastique, l'intensité des sources croît sensiblement.

Dans le cas d'une sollicitation cyclique, le déclenchement des sources de dislocations de Frank Read (microplasticité) est nécessaire mais pas suffisant pour aboutir à une rupture de fatigue : d'autres obstacles nécessitent un surplus de contrainte pour être franchis (joint de grain ...). La micro limite élastique peut donc être considérée comme un minorant de la limite d'endurance ou de fatigue.

Le dimensionnement des pièces et structures s'appuie sur l'utilisation de seuils de résistance des matériaux dont la dénomination peut prêter à confusion. Ainsi, pour une éprouvette sollicitée en traction à une contrainte inférieure à la *limite élastique* (sous entendu macroscopique), il y a localement dans la microstructure des écoulements plastiques. Les exigences pratiques industrielles font que les définitions des valeurs limites de résistance à la fatigue semblent encore plus floues. Habituellement les résultats des essais de fatigue sont reportés dans les diagrammes de Wöhler (ou courbes S-N).

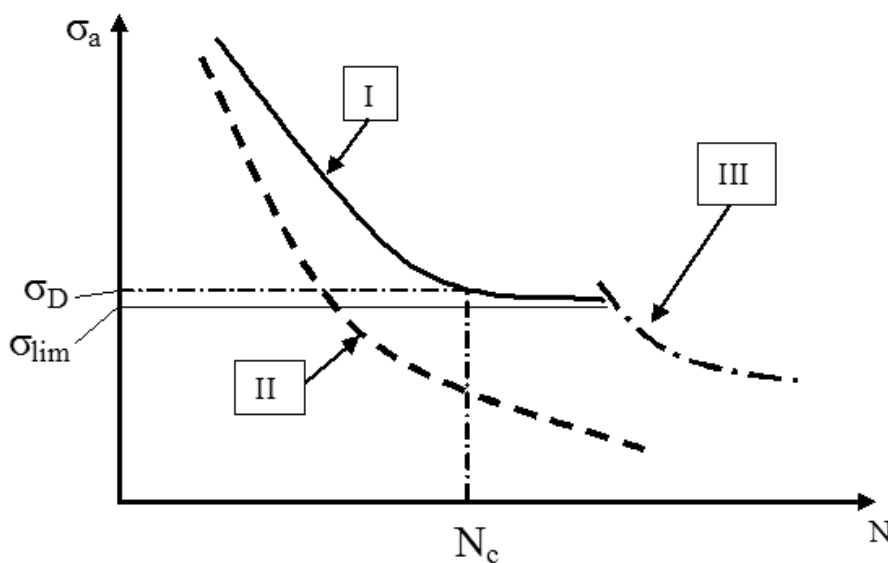


Figure 1.4 – Différentes formes de courbes S-N

La figure 1.4 représente les différentes formes habituellement obtenues [50]. Les aciers sont la plupart du temps associés à la forme I : au delà de 10^7 cycles on admet qu'il existe une valeur asymptotique de contrainte σ_{lim} , nommée *limite de fatigue*, en dessous de laquelle la durée de vie est infinie. Sa détermination expérimentale nécessiterait des essais à durée infinie : en pratique on détermine donc la *limite d'endurance conventionnelle* σ_D correspondant à une rupture à N_c cycles (en général 10^7 pour les aciers).

La courbe S-N de certains matériaux, comme les alliages d'aluminium, a une forme de type II et ne présente pas d'asymptote. On leur associe malgré tout une limite d'endurance σ_D mais à 10^8 cycles en general, ce nombre de cycles étant important par rapport au nombres de cycles habituellement subis par les pièces en service.

Avec l'apparition des machines d'essai à resonance, il est devenu possible d'explorer le comportement à des nombres de cycles supérieurs à 10^{10} cycles (fatigue gigacyclique). On observe alors des ruptures à très grands nombres de cycles et une extension de la courbe S-N suivant la forme III [37]. La nucleation des fissures dans la zone I se fait à la surface des pièces alors qu'elle a lieu en sous couche pour les ruptures de la zone III [1].

La notion de limite d'endurance conventionnelle ne peut donc pas être considérée comme un seuil de contrainte déclenchant un mécanisme physique quelconque : cette remarque permet de remettre en cause certains résultats d'études présentées par la suite.

1.2 Cadre thermodynamique. Equation de la chaleur

De façon à situer plus clairement l'ensemble des études se rapportant au comportement thermomécanique des matériaux métalliques, il est préférable de disposer dès à présent du cadre théorique de la thermodynamique des milieux continus auquel elles se réfèrent la plupart du temps.

Seuls les résultats principaux sont présentés, les développements détaillés se trouvant dans l'ensemble des références et en particulier dans [25].

1.2.1 Premier principe

Le premier principe de la thermodynamique s'exprime pour un volume D de frontière ∂D par :

$$\frac{d}{dt}(E + K) = W_e + Q \quad (1.3)$$

avec :

- E son énergie interne telle que $E = \int_D \rho e dV$, e étant l'énergie interne spécifique par unité de masse, et ρ la masse volumique.
- K son énergie cinétique telle que $K = \int_D \rho \vec{v} \cdot \vec{v} dV$, \vec{v} étant le champ de vitesse.
- W_e la puissance réelle des efforts extérieurs.
- Q le taux de chaleur reçu par le système tel que $Q = \int_D r dV - \int_{\partial D} \vec{q} \cdot \vec{n} dS$, r est la densité volumique de production de chaleur à distance, \vec{q} le flux de chaleur et \vec{n} la normale à ∂D en chaque point.

En tenant compte du théorème de l'énergie cinétique :

$$\frac{d}{dt}K = \dot{K} = W_{(x)} + W_i \text{ où } W_i \text{ est la puissance réelle des efforts intérieurs.}$$

La forme locale de la conservation d'énergie devient :

$$\rho \frac{de}{dt} = r - \text{div}(\vec{q}) - w_i \quad (1.4)$$

w_i étant la puissance des efforts intérieurs par unité de volume

1.2.2 Second principe

Le second principe de la thermodynamique va permettre de préciser les notions de dissipation intrinsèque et thermique. Soient les variables T , température, et s , densité d'entropie. Le taux de production d'entropie est toujours supérieur ou égal au taux de chaleur reçu divisé par la température, ce qui se traduit par :

$$\rho \frac{ds}{dt} - \frac{r}{T} + \text{div}\left(\frac{\vec{q}}{T}\right) \geq 0 \quad (1.5)$$

En éliminant r , la densité volumique de production de chaleur à distance, des équations 1.4 et 1.5, et en rappelant que $\operatorname{div}\left(\frac{\vec{q}}{T}\right) = \frac{\operatorname{div}\vec{q}}{T} - \frac{\vec{q} \cdot \operatorname{grad}T}{T^2}$, il vient :

$$\rho\left(T\frac{ds}{dt} - \frac{de}{dt}\right) - w_i - \frac{\vec{q}}{T} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}}(T) \geq 0 \quad (1.6)$$

En introduisant l'énergie libre spécifique Ψ telle que $\Psi = e - Ts$, fonction des n variables d'état α_j choisies pour décrire le système, on obtient l'inégalité fondamentale de Clausius-Duhem :

$$-w_i - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_j} \dot{\alpha}_j - \frac{\vec{q}}{T} \overrightarrow{\operatorname{grad}}T \geq 0 \quad (j = 1 \dots n) \quad (1.7)$$

Le terme à gauche de l'inéquation 1.7 représente la dissipation totale habituellement décomposée en :

– dissipation volumique intrinsèque d_1 telle que :

$$d_1 = -w_i - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_j} \dot{\alpha}_j \quad (j = 1 \dots n) \quad (1.8)$$

– dissipation volumique thermique d_2 telle que :

$$d_2 = -\frac{\vec{q}}{T} \overrightarrow{\operatorname{grad}}(T) \quad (1.9)$$

La puissance des efforts internes par unité de volume w_i s'exprime par :

$$w_i = -\sigma : D \quad (1.10)$$

σ étant le tenseur des contraintes de Cauchy et D le tenseur des taux de déformation. Dans le cadre de l'hypothèse des petites perturbations (HPP), w_i devient :

$$w_i = -\sigma : \dot{\varepsilon} \quad (1.11)$$

L'inégalité 1.7 est vérifiée quelque soit la transformation envisagée. En particulier, en supposant une transformation élastique à température constante et uniforme qui ne modifie pas les variables internes, il faut :

$$\sigma = \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \varepsilon^e} \quad (1.12)$$

1.2.3 Equation de diffusion de la chaleur

L'équation dite de la chaleur s'obtient à partir de l'équation 1.4 de conservation de l'énergie en utilisant le potentiel $\Psi = e - Ts$. En choisissant la température T et les α_j pour $j = 1 \dots n$ comme variables d'état, et comme $s = -\frac{\partial \Psi}{\partial T}$ alors :

$$\dot{\Psi}(T, \alpha_j) = -s\dot{T} + \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_j} \dot{\alpha}_j \quad (j = 1 \dots n) \quad (1.13)$$

On peut alors exprimer :

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} = \rho \left(-s\dot{T} + \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_j} \dot{\alpha}_j \right) + \rho \dot{T}s + \rho T \dot{s} \quad (1.14)$$

Or :

$$\dot{s} = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} \dot{T} - \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \alpha_j \partial T} \dot{\alpha}_j \quad (1.15)$$

l'équation 1.4 se développe :

$$\rho \frac{de}{dt} = \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_j} \dot{\alpha}_j - \rho \left(T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} \dot{T} + T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \alpha_j \partial T} \dot{\alpha}_j \right) = r - \text{div}(\vec{q}) - w_i \quad (1.16)$$

Enfin en posant $C = -T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2}$ ou $C = T \frac{\partial s}{\partial T}$, chaleur spécifique à α_j constants, l'équation de bilan énergétique 1.4 s'écrit :

$$\boxed{\rho C \dot{T} + \text{div} \vec{q} = d_1 + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \alpha_j} \dot{\alpha}_j + r \quad (j = 1 \dots n)} \quad (1.17)$$

C'est sur cette équation de bilan que repose la plupart des études thermomécaniques présentées par la suite.

Les trois termes de droite de l'équation représentent les sources de chaleurs : la dissipation intrinsèque, les couplages thermomécaniques et les sources à distance. Les deux termes de gauche signifient qu'une partie de cette énergie calorifique augmente la température et le reste se propage par conduction.

1.3 Etudes thermomécaniques du comportement des matériaux

Le travail présenté porte sur le comportement thermomécanique de matériaux métalliques sollicités en fatigue à grand nombre de cycles, c'est-à-dire à des niveaux de contraintes cycliques inférieurs à la limite élastique macroscopique. Il semble cependant intéressant de se pencher sur l'ensemble des études dans lesquelles les auteurs utilisent la température comme moyen exploratoire.

La présentation de ces travaux est classée en fonction du comportement mécanique supposé (élastique ou élastoplastique) et de la sollicitation (monotone ou cyclique).

1.3.1 Complément de thermodynamique

Les variables d'état observables choisies dans les approches thermomécaniques sont toujours la température T et la déformation totale ε .

Avec l'hypothèse des petites perturbations (HPP), la puissance des efforts intérieurs w_i s'exprime par :

$$w_i = -\sigma : \dot{\varepsilon} \quad (1.18)$$

où ε est le tenseur des déformations et σ le tenseur des contraintes de Cauchy.

En fonction du type de comportement mécanique envisagé, les décompositions suivantes sont adoptées.

- Dans le cas d'un comportement linéaire élastique, la déformation totale ε est égale à la déformation élastique ε^e . En se reportant aux comportements microscopiques vus au premier paragraphe, ce comportement élastique devrait correspondre à des niveaux de contraintes tels qu'aucun phénomène dissipatif n'est activé dans la structure atomique cristalline. L'équation 1.17 devient alors tout simplement :

$$\rho C \dot{T} - k \Delta T = \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \varepsilon} \dot{\varepsilon}^e + r \quad (1.19)$$

- Pour un comportement viscoélastique linéaire, en s'appuyant sur un modèle rhéologique de solide de Kelvin-Voigt, la contrainte σ se décompose en une contrainte élastique σ^e et une contrainte anélastique σ^{an} :

$$\sigma = \sigma^e + \sigma^{an} \quad (1.20)$$

A l'échelle microscopique, pour un matériau métallique, la dissipation anélastique est attribuable au frottement interne dû soit à des sauts de défauts ponctuels soit à des déplacements réversibles des dislocations. Sa contribution à l'échauffement des matériaux métalliques est toujours négligée dans les études présentées par la suite bien que certainement présente (ce qui n'est pas le cas pour les matériaux polymères où elle est très significative [39]).

- Le cas élasto-plastique amène à partitionner la déformation totale ε en déformation élastique ε^e et déformation plastique ε^p :

$$\varepsilon = \varepsilon^e + \varepsilon^p \quad (1.21)$$

Le bilan des puissances dissipées au cours d'un essai de traction montre que toute l'énergie n'est pas dissipée sous forme de chaleur. Une partie est bloquée du fait de l'augmentation de la densité de dislocations, ce qui amène à introduire de nouvelles variables internes α_i (par exemple densité de dislocations). L'équation de la chaleur s'écrit alors :

$$\rho C \dot{T} - k \Delta T = d_1 + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \varepsilon^e} \dot{\varepsilon}^e + \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \alpha_i} \dot{\alpha}_i + r \quad (1.22)$$

avec d_1 la dissipation volumique intrinsèque :

$$d_1 = \sigma : \dot{\varepsilon}^p - \rho \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha_i} \dot{\alpha}_i \quad (1.23)$$

1.3.2 Plasticité

Chargement monotone

En vue d'établir le bilan énergétique d'un essai de traction à faible vitesse de déformation, de nombreux auteurs [8, 31, 55, 22, 10, 21, 45, 47] ont mesuré expérimentalement la fraction d'énergie bloquée au cours de l'écroutissage.

Pour les aciers, on observe que cette fraction est fonction de la déformation plastique, et diminue avec celle-ci pour se stabiliser autour de 10%. Par contre à faible déformation plastique macroscopique elle peut atteindre plus de 50% (figure 1.5).

Dans le cas de la microplasticité, il n'existe pas à notre connaissance de telles études de bilan énergétique pour des raisons expérimentales évidentes. Il semble malgré tout raisonnable d'affirmer que le taux d'énergie bloquée risque d'être important par rapport à l'énergie calorifique dissipée. En se reportant aux mécanismes des dislocations, il est probable qu'un matériau à faible densité de dislocations (acier recuit par exemple) s'échauffe moins, ce qui ne voudra pas dire qu'il n'y a pas d'écoulement plastique localisé dans la microstructure.

Toujours dans le cadre des études relatives au comportement plastique citons les travaux de Watrisse et col. [52] sur l'analyse de la localisation dans les aciers doux lors d'un écroutissage. La technique de calcul des sources thermomécaniques dissipatives localisées peut également être appliquée à l'étude de la transformation de phase des alliages à mémoire de forme (figure 1.6) [36]. Ces résultats mettent parfaitement en valeur l'intérêt de l'acquisition du champ de température à l'aide d'une caméra infrarouge et du calcul des sources en partant de l'équation de la chaleur

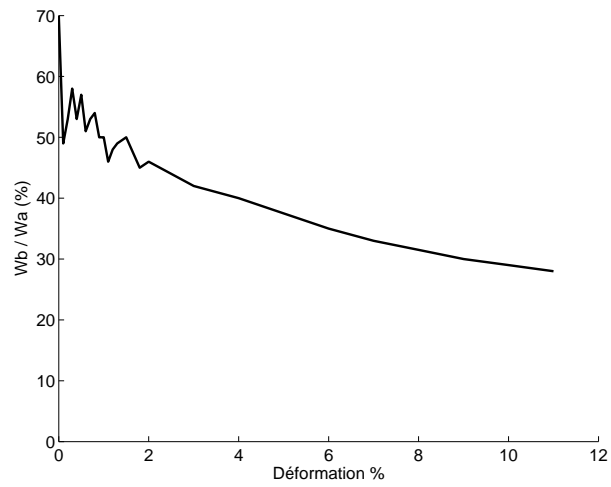


Figure 1.5 – Taux d'énergie bloquée en fonction de la déformation totale d'un acier XC38 [8]

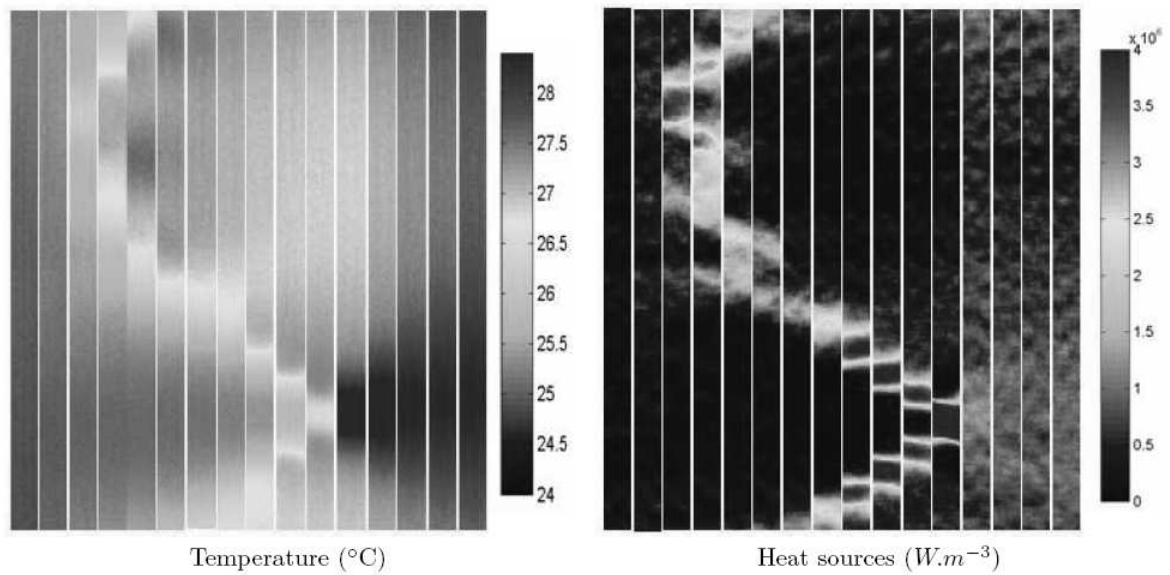


Figure 1.6 – Champs de température et distributions spatiales des sources thermomécaniques au cours d'un essai de traction sur un ruban en alliage à mémoire de forme NiTiCu [36]

Chargement cyclique

Dans le cas de la plasticité macroscopique cyclique, pour un matériau donné, il existe une grande variété de réponses mécaniques [14] due au mode de contrôle de l'essai (contrainte ou déformation imposées) et aux valeurs des contraintes.

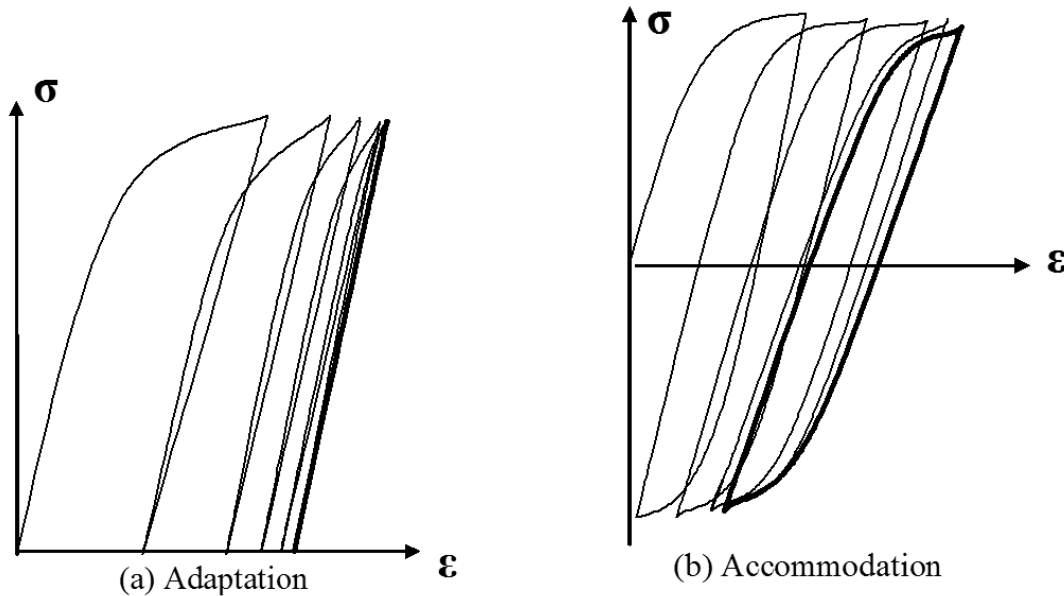


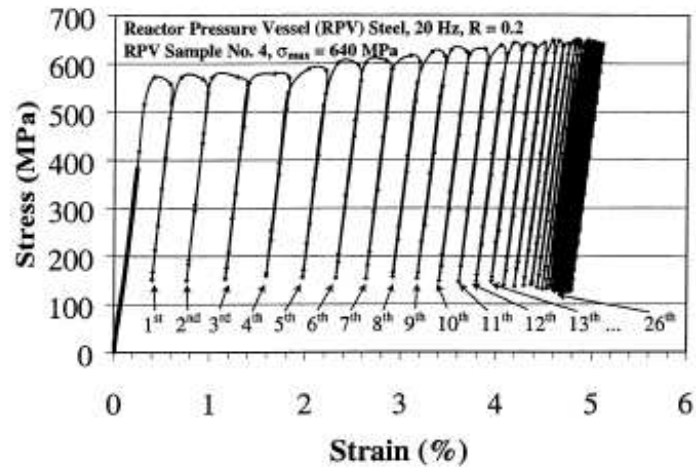
Figure 1.7 – Les deux types de comportement sous sollicitation cyclique en fonction du rapport de charge R_σ [51]

Si on réalise des essais à différentes valeurs de contrainte moyenne, et en ne considérant pas le cas particulier de l'effet "rochet", on peut obtenir deux types de réponses mécaniques selon les conditions de chargement (figure 1.7) :

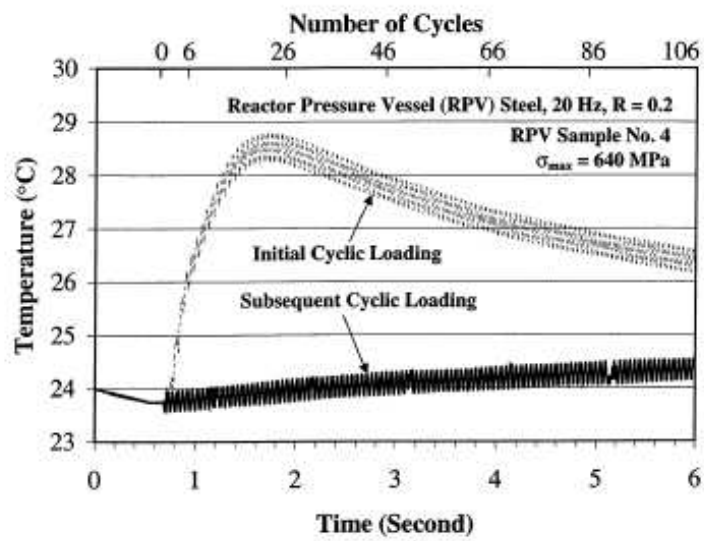
- une stabilisation de la déformation avec un comportement *élastique* au cycle stabilisé : c'est le phénomène d'*adaptation* obtenu pour un rapport de charge R_σ positif ou nul ;
- une stabilisation de la déformation avec un comportement *élasto-plastique* au cycle stabilisé : c'est l'*accommodation* dans le cas d'un rapport de charge négatif ;

L'énergie mécanique dissipée par cycle, proportionnelle à l'aire des boucles d'hystérésis de la représentation contrainte-déformation, varie donc sensiblement pendant les cycles d'adaptation et/ou d'accommodation. Bien qu'une partie de cette énergie soit bloquée dans le matériau, il est raisonnable d'affirmer qu'il en est de même pour la dissipation intrinsèque. Celle-ci doit donc décroître au fur et à mesure du cyclage pour un rapport de charge positif, et demeurer à peu près constante pour un rapport négatif.

Yang et col. [54] se sont intéressés au comportement thermique d'un acier martensitique sollicité cycliquement au voisinage de sa limite élastique macroscopique (figure 1.8). Même si les sources ne sont pas calculées, l'observation de la variation de la température moyenne pendant les 20 premiers cycles montre bien une évolution rapide de celles-ci. Une des originalités de cette étude concerne le rapport de charge $R = \frac{\sigma_{MIN}}{\sigma_{MAX}}$ adopté : les essais de plasticité cyclique se font



a- Cycles successifs de sollicitations en contrainte/déformation



b- Evolution de la température

Figure 1.8 – Comportement thermomécanique : plasticité cyclique [54]

généralement à $R = -1$ alors qu'il est ici de $R = 0,2$ comme pour les essais présentés dans le chapitre IV.

Là encore, une extrapolation de ce résultat à la microplasticité cyclique implique la nécessité de suivre précisément la cinétique du comportement thermique du matériau aux premiers cycles de sollicitations : c'est un des objectifs de cette étude.

1.3.3 Elasticité

L'apparition des caméras infrarouges dans les années 1970 a apporté deux évolutions majeures dans le domaine des études calorimétriques :

- un temps de réponse très court comparativement aux thermocouples ;
- l'acquisition d'un champ de température et non plus une mesure ponctuelle.

Cette avancée technologique a rendu possible le développement de la *thermoélasticimétrie* qui repose sur l'exploitation du couplage thermoélastique.

En supposant un comportement parfaitement élastique, qu'il n'existe aucune autre source de chaleur et enfin que les vitesses de déformation soient suffisamment grandes pour pouvoir négliger les effets de conduction, l'équation 1.19 devient :

$$\rho C \dot{T} = \rho T \frac{\partial^2 \Psi}{\partial T \partial \varepsilon^e} \dot{\varepsilon}^e \quad (1.24)$$

Les variations de température étant supposées très faibles, en utilisant les lois de comportement classiques reliant contraintes et déformations, on arrive à l'équation habituelle de la thermoélasticimétrie reliant la vitesse d'échauffement à la trace de la dérivée temporelle du tenseur des contraintes σ :

$$\dot{T} = -T_0 \frac{\alpha}{\rho C} Tr(\dot{\sigma}) \quad (1.25)$$

où α est le coefficient de dilatation thermique et T_0 la température initiale.

L'application de ce principe consiste à solliciter de façon cyclique une structure, à enregistrer avec une caméra infrarouge le champ d'amplitude de variation de température et à en déduire l'amplitude de la trace du tenseur des contraintes. Théoriquement, la valeur moyenne de la contrainte cyclique n'a pas d'effet. Or, Wong et col. [53] observent pour certains matériaux, et l'aluminium en particulier, une influence de la contrainte moyenne, ce qui les amène à tenir compte de la non linéarité due à la variation du module d'Young avec la température.

En considérant une éprouvette sollicitée en traction simple :

$$\sigma = E(T)\varepsilon - \alpha(T)E(T)\theta \quad (1.26)$$

avec $\theta = T - T_0$.

En dérivant par rapport à la température, on obtient :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial T} = \frac{\partial E}{\partial T} \varepsilon - \frac{\partial(\alpha E)}{\partial T} \theta - \alpha E \quad (1.27)$$

En supposant que $\frac{\partial(\alpha E)}{\partial T} \theta \ll \alpha E$, il vient :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial T} = \frac{\partial E}{\partial T} \varepsilon - \alpha E \quad (1.28)$$

En régime adiabatique et en négligeant toutes les autres sources de chaleur, l'équation de la chaleur 1.17 devient :

$$\rho C \dot{T} = T \frac{\partial \sigma}{\partial T} : \varepsilon^e = T \left(\frac{\partial E}{\partial T} \varepsilon - \alpha E \right) \dot{\varepsilon} \quad (1.29)$$

ou

$$\rho C \frac{\dot{T}}{T} = - \left(\alpha E - \frac{\partial E}{\partial T} \varepsilon \right) \dot{\varepsilon} \quad (1.30)$$

En remplaçant ε en fonction de σ , et en négligeant la déformation thermique par rapport à la déformation mécanique liée à la contrainte, soit $\varepsilon \approx \frac{\sigma}{E}$ et $\dot{\varepsilon} \approx \frac{\dot{\sigma}}{E}$, l'équation 1.29 s'écrit :

$$\rho C \frac{\dot{T}}{T} = - \left(\alpha - \frac{1}{E^2} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma \right) \dot{\sigma} \quad (1.31)$$

Si on considère maintenant une sollicitation cyclique avec une contrainte moyenne σ_m non nulle $\sigma = \sigma_m + \sigma_a \sin \omega t$, alors :

$$\dot{\sigma} = \omega \sigma_a \cos \omega t \quad (1.32)$$

et l'équation 1.31 s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho C \frac{\dot{T}}{T} &= - \left(\alpha - \frac{1}{E^2} \frac{\partial E}{\partial T} (\sigma_m + \sigma_a \sin \omega t) \right) \omega \sigma_a \cos \omega t \\ &= - \left(\alpha - \frac{1}{E^2} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma_m \right) \omega \sigma_a \cos \omega t + \frac{1}{2E^2} \frac{\partial E}{\partial T} \omega \sigma_a^2 \sin 2\omega t \end{aligned} \quad (1.33)$$

En intégrant par rapport au temps, avec $T = T_0$ à $t = 0$:

$$\rho C \ln \left(\frac{T}{T_0} \right) = - \left(\alpha - \frac{1}{E^2} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma_m \right) \sigma_a \sin \omega t + \frac{1}{4E^2} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma_a^2 (1 - \cos 2\omega t) \quad (1.34)$$

Enfin, avec $\theta = T - T_0$ et en développant le logarithme :

$$\boxed{\rho C \ln \left(\frac{\theta}{T_0} \right) = - \left(\alpha - \frac{1}{E^2} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma_m \right) \sigma_a \sin \omega t + \frac{1}{4E^2} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma_a^2 (1 - \cos 2\omega t)} \quad (1.35)$$

La variation de l'écart de température θ se décompose donc en un terme synchrone à la sollicitation de pulsation ω auquel se superpose une variation de pulsation 2ω proportionnelle au carré de l'amplitude σ_a . Nous verrons par la suite que cette non linéarité est à l'origine d'une confusion dans certaines études sur la fatigue.

Offermann et col. [42] suggèrent la possibilité d'exploiter la dépendance de l'amplitude du couplage thermoélastique à la contrainte moyenne pour évaluer les contraintes résiduelles dans le matériau. Cette perspective intéressante ne semble cependant pas avoir été exploitée, sans doute pour des questions de sensibilité des mesures.

Enfin, à titre anecdotique, dans le cas de poutres ou de plaques vibrant en flexion, la dissymétrie du champ de contrainte cyclique dans l'épaisseur induit un gradient de température. La dilatation (contraction) thermique induite tend à contrer la déformation mécanique : c'est la contribution à l'amortissement dit "élastothermodynamique" [3].

1.3.4 Fatigue à grand nombre de cycles

C'est dans ce contexte que se place l'étude présentée : le matériau métallique est sollicité cycliquement à des niveaux de contraintes maximales inférieurs à la limite élastique macroscopique, la rupture finale intervenant alors pour des nombres de cycles supérieurs à environ $10^5 - 10^6$.

Dans ce cas, les lois de comportement macroscopiques traditionnelles ne peuvent rendre compte de la dissipation liée au déplacement des dislocations lors de l'apparition de la microplasticité. De ce fait, peu d'études expérimentales s'appuient sur un modèle descriptif, et se limitent souvent à de simples observations ou hypothèses.

Historiquement, les démarches suivies ont été influencées par l'apparition soit de nouvelles technologies (thermocouples, calorimétrie différentielle, caméra infrarouge) soit de nouveaux outils de modélisation (thermodynamique appliquée à la mécanique du solide, mécanique de l'endommagement dans les années 1970, modèles multi-échelles actuellement).

Observation de la température

S'appuyant sur des travaux réalisés par C.E. Stromeyer en 1913, Moore et Kommers [38] observent l'augmentation de la température moyenne d'une éprouvette sollicitée en flexion pendant un bloc de cycles à niveau constant (figure 1.9).

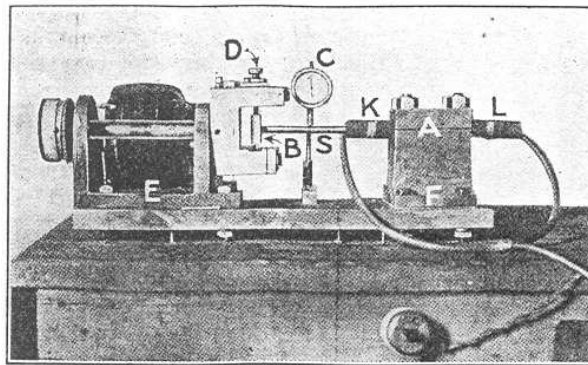


Figure 1.9 – Machine d'essai de Moore [38]

En reportant l'augmentation de la température en fonction des différents niveaux de contrainte appliqués (figure 1.10), ils notent une variation du régime thermique à partir d'un niveau de contrainte proche de la limite d'endurance σ_D .

Ils appliquent cette technique de "détermination rapide de la limite d'endurance" pour étudier certains facteurs d'influence maintenant bien connus dans le phénomène de fatigue : concentration de contrainte, état de surface, overstressing, traitement thermique...

Environ 70 années plus tard, cette méthode est toujours explorée [6, 46, 29, 13] mais peu d'industriels ont présenté publiquement des applications [2]. L'utilisation de cette démarche effectuée antérieurement à la thèse présentée sur des assemblages soudés [48], des pièces automobiles en fonte GS [11] et sur des alliages d'aluminium AS7G03 [4], s'est toujours montrée infructueuse.

Malgré l'intérêt potentiel considérable en terme de gain de temps par rapport aux méthodes classiques de détermination de la limite d'endurance (Locati, Prot, Probit, escalier... [26]), plusieurs obstacles s'opposent à la diffusion de cette technique.

- La limite d'endurance est une notion conventionnelle utilisée par les ingénieurs. Elle est attachée à une certaine durée de vie à rupture, variable suivant les applications industrielles

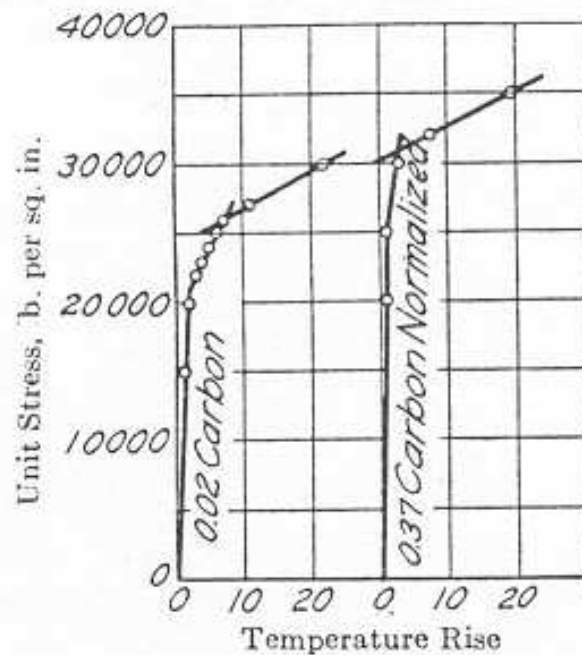


Figure 1.10 – Relation entre contrainte appliquée et échauffement [38]

envisagées, alors que les variations de température sont des conséquences d'événements microstructuraux (microplasticité...) apparaissant à des niveaux de contraintes à peu près fixes. Il ne peut donc pas y avoir de corrélation précise entre ces deux valeurs.

- La méthode graphique permettant de trouver la limite d'endurance est très discutable : deux droites sensées approximer les points sont tracées, leur intersection se situant au niveau de la limite d'endurance. Or l'évolution de l'augmentation de température en fonction de la charge présente rarement une discontinuité marquée [12, 15]. La figure 1.11 illustre l'aspect très approximatif du choix de ces droites et des points d'essais retenus.
- Pour certains matériaux, en particulier les alliages d'aluminium, on n'observe pas d'augmentation régulière de la température moyenne en fonction de la charge [30, 23].

Galtier [15] observe les variations de température d'éprouvettes sollicitées à haute fréquence à des niveaux de contraintes successifs variables. Il montre ainsi l'importance de l'*historique du chargement* dans le comportement thermique du matériau. En particulier, il note une diminution de la dissipation intrinsèque pour une éprouvette ayant déjà subi des chargements par rapport à une éprouvette vierge.

La variation de température moyenne est influencée par les échanges thermiques avec l'environnement. Boulanger [5] montre que, compte tenu des constantes de temps d'échange de plusieurs dizaines de secondes pour des éprouvettes métalliques, au-delà d'une fréquence de sollicitation de 0,015 Hz, la réponse au couplage thermoélastique peut-être considérée comme adiabatique.

Cette indépendance a amené des auteurs [24, 30] à explorer le premier et le deuxième harmonique du signal de température.

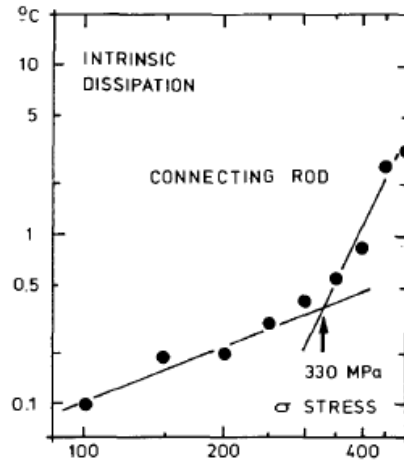


Figure 1.11 – Détermination graphique de la limite d'endurance [28]

Krapez et col.[24], décomposent ainsi la variation de température :

$$T(t) = T_0 + D_T f t + T_1 \sin(2\pi f t + \phi_1) + T_2 \sin(4\pi f t + \phi_2) \quad (1.36)$$

où :

- T_0 = température en début d'essai
- D_T = variation linéaire de température par cycle
- f = fréquence de sollicitation
- T_1 et ϕ_1 = amplitude et phase de la composante à la fréquence f
- T_2 et ϕ_2 = amplitude et phase à la fréquence $2f$

Puis, comme dans les études précédentes, ils observent les trois valeurs d'amplitude en fonction de la valeur maximale de la contrainte cyclique. Deux aciers (XC48 et 316L) et deux alliages d'aluminium (Al7010 et Al2024) sont testés à des rapports de charge R_σ de 0 et -1.

Le paramètre D_T est à rapprocher de l'élévation de température moyenne observée dans les études précédentes. La représentation graphique de son amplitude en fonction de la charge (figure 1.12(a)), ne permet pas de distinguer un changement de régime à l'approche de la limite d'endurance, mettant ici en échec ces méthodes.

Il a été montré au paragraphe 1.3.3 que la non linéarité du couplage thermoélastique due à la dépendance du module d'Young à la température a des conséquences sur la réponse thermique. La variation de température θ peut ainsi être décomposée en trois termes d'amplitudes :

- à la pulsation ω :

$$\theta_1 = T_0 \frac{\alpha}{\rho C} \sigma_a \quad (1.37)$$

$$\theta_2 = \frac{T_0}{\rho C} \frac{1}{E^2} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma_m \sigma_a \quad (1.38)$$

- à la pulsation 2ω :

$$\theta_3 = \frac{T_0}{\rho C} \frac{1}{4E^2} \frac{\partial E}{\partial T} \sigma_a^2 \quad (1.39)$$

Il est donc possible de calculer ces valeurs théoriques en fonction des caractéristiques des matériaux (tableau 1.1) et du chargement (tableau 1.2).

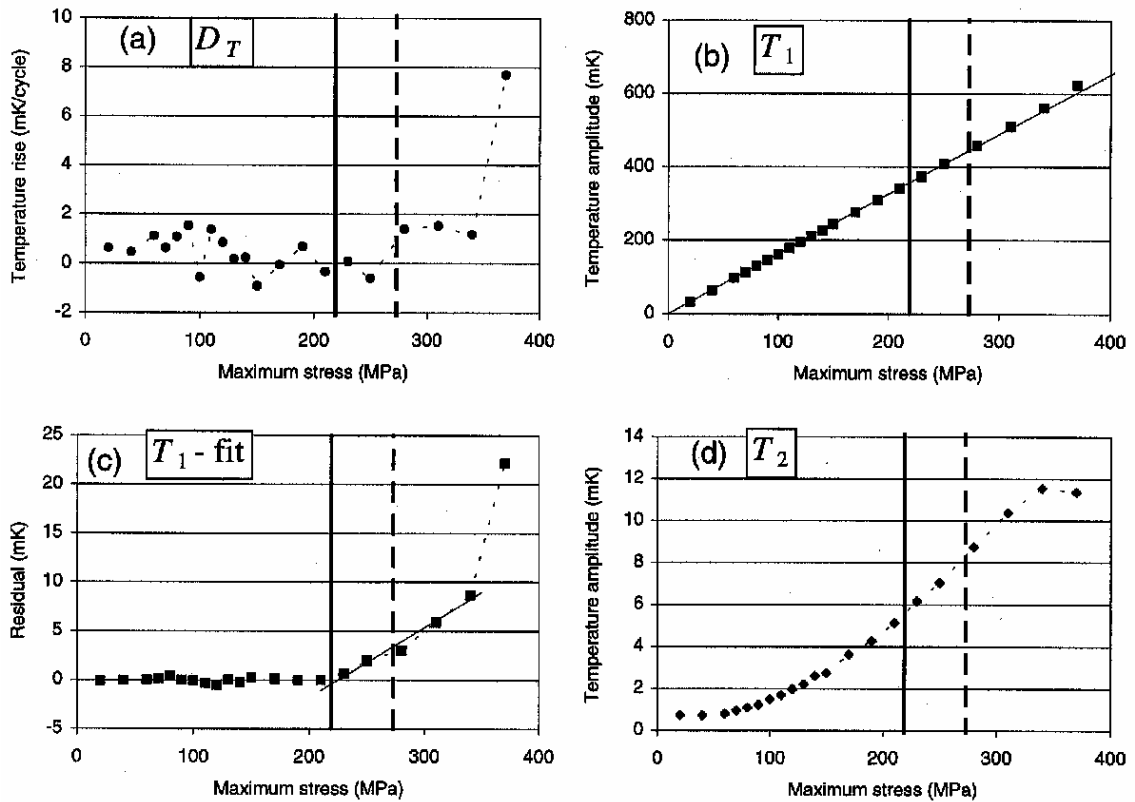


Figure 1.12 – Décomposition harmonique du signal de température Aluminium 7010 pour un rapport $R_\sigma = -1$. Comparaison avec les limites d'endurance à 10^5 et 10^6 cycles (lignes verticales respectivement en tirets et en trait continu) [24]

	α ($^{\circ}\text{C}^{-1}$)	E (MPa)	ρ ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	C ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$)	$\frac{\partial E}{\partial T}$ ($\text{MPa}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$)
AU4G	$24\cdot 10^{-6}$	73000	2800	900	-36
Acier	$11,5\cdot 10^{-6}$	210000	7800	460	-54

Tableau 1.1 – Caractéristiques thermomécaniques (acier et alliage d'aluminium)

	θ_1 (mK)	θ_2 (mK)	θ_3 (mK)
AU4G	560	31	7,75
Acier	187	4	1

Tableau 1.2 – Amplitudes théoriques des variations de température dues au couplage thermoélastique non linéaire ($\sigma_a = \sigma_m = 200$ MPa)

L'amplitude notée T_1 – *fit* de la figure 1.12 (c) ou *Résidu de T_1* sur la figure 1.13 est assimilable à la valeur théorique θ_2 du tableau 1.2.

- Théoriquement sa valeur est nulle pour un rapport de charge $R = -1$. Or, pour ce cas, les résultats expérimentaux font apparaître une augmentation en fonction de la contrainte que l'auteur attribue au comportement du matériau à proximité de la limite d'endurance.
- Pour un rapport de charge $R = 0$, l'amplitude théorique doit suivre une évolution quadratique en fonction de la contrainte ($\sigma_a = \sigma_m$). L'évolution observée dans ce cas sur les résultats de la figure 1.13 trouve alors peut-être son origine dans la non linéarité du couplage thermoélastique ?
- Par contre la valeur notée T_2 de la figure 1.12(d) suit bien une évolution parabolique comme le laisse prévoir la valeur théorique de θ_3 , avec des valeurs proches des théoriques (tableau 1.2) et semble donc clairement due au couplage thermoélastique.

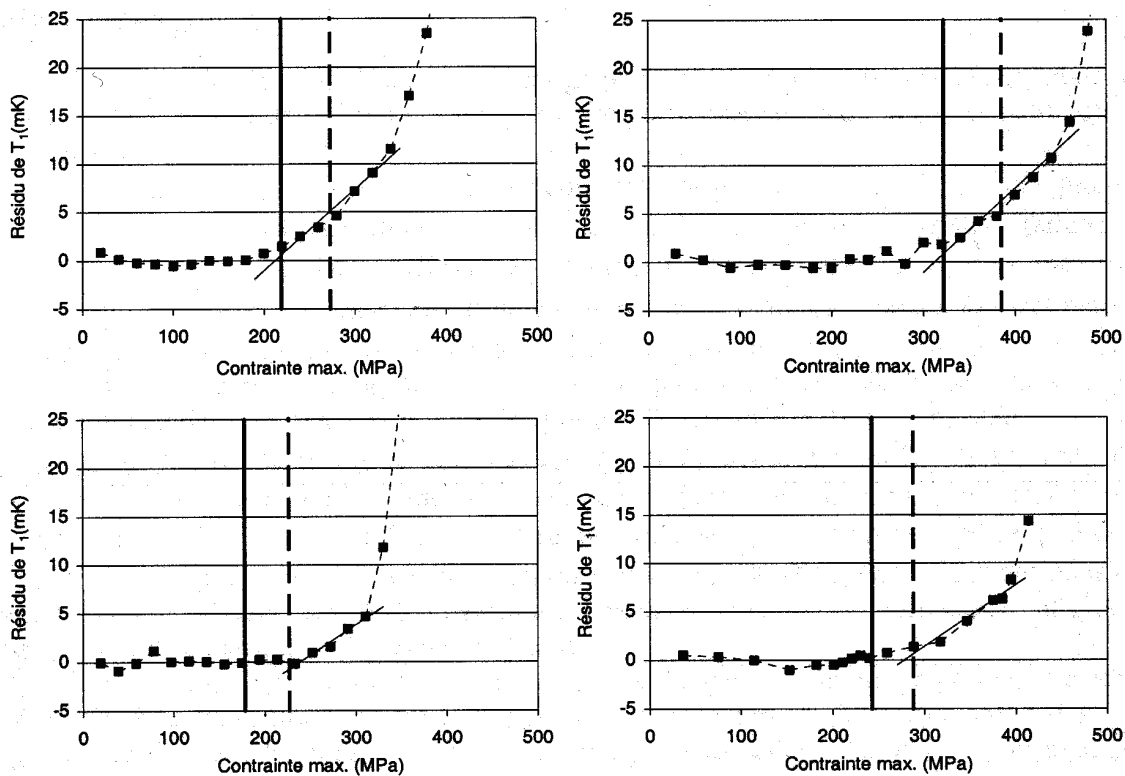


Figure 1.13 – Résultats de thermographie sur des échantillons d'Al7010 (haut) et d'Al2024 (bas). Rapport de charge de -1 (gauche) et de 0 (droite). Comparaison avec les limites d'endurance à 10^5 et 10^6 cycles (lignes verticales respectivement en tirets et en trait continu) [24]

L'observation des différentes harmoniques du signal de variation de température est donc d'une interprétation délicate du fait de la non linéarité induite par la dépendance du module d'Young à la température. Il est difficile d'expliquer les évolutions des températures en fonction d'un type de comportement (non linéarité du couplage thermoélastique ou microplasticité par exemple?). Les faibles valeurs de températures analysées ne font qu'augmenter les difficultés de l'utilisation du couplage thermoélastique en tant qu'indicateur de comportement en fatigue du matériau.

Observation des sources thermomécaniques

La température d'une éprouvette n'est pas intrinsèquement liée aux sources thermo-mécaniques : elle peut varier sous les effets de diffusion de la chaleur.

Dans la situation expérimentale habituelle d'une éprouvette montée entre deux mors d'une machine de traction, il existe trois types d'échanges thermiques avec l'environnement :

- par conduction vers les mors ;
- par convection sur la (les) surface(s) latérale(s) ;
- par rayonnement sur la (les) surface(s) latérale(s).

En isolant le montage dans une enceinte étanche sous vide, Harry et col. [18] mesurent la puissance dissipée à l'aide de 4 thermocouples permettant de quantifier les flux thermiques aux extrémités d'une éprouvette sollicitée en torsion. De façon similaire aux études précédentes, ils reportent cette énergie dissipée en fonction de la charge, et observent également une discontinuité à un niveau de contrainte τ_t . Ils constatent une rupture systématique si l'éprouvette est sollicitée à une contrainte τ_a supérieure de 5% à τ_t , et pas de rupture après 10^7 cycles pour τ_a inférieure de 5% à τ_t . De plus ils proposent une loi reliant la puissance dissipée w_{ch} à la contrainte appliquée. En partant de l'hypothèse que l'origine physique de la dissipation intrinsèque est différente en dessous et au dessus de la contrainte τ_t :

- $w_{ch} = A\tau^m$ pour $\tau < \tau_t$
- $w_{ch} = A\tau^m + B(\tau - \tau_t)^n$ pour $\tau > \tau_t$

Ils appliquent cette méthode pour suivre l'évolution de la limite d'endurance au cours d'un traitement de fatigue.

Gomaa [17] a étudié la dispersion importante de la réponse thermique à l'état initial du matériau en la rapprochant de la dispersion des essais de fatigue "classiques" par rupture.

Il semble que l'ensemble de ces travaux n'aient pas permis d'aboutir à la définition d'un indicateur thermique d'endommagement.

Grâce à l'apparition des caméras infrarouges, il est possible de disposer du champ de température à la surface d'une éprouvette avec une fréquence d'acquisition de plusieurs dizaines, voire centaines de Hertz. Moyennant un certain nombre d'hypothèses, il devient possible de déterminer les sources calorifiques au cours d'un essai de fatigue sans avoir recours à un montage expérimental aussi lourd que dans les travaux précédents.

En utilisant des éprouvettes planes d'épaisseur e (figure 1.14) sollicitées en traction [27, 5, 30] admettent que la température mesurée à la surface est proche de la température moyenne dans l'épaisseur, ce qui permet de passer à un problème de diffusion $2D$ qui s'écrit en notant $\bar{f}(t, x, y) = \frac{1}{e} \int_{-e/2}^{+e/2} f(t, x, y, z) dz$:

$$\rho C \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\bar{\theta}}{\tau_{th}^{2D}} \right) - k \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial y^2} \right) = \bar{s} \quad (1.40)$$

où $\bar{\theta}(t, x, y)$ est le champ des variations de températures de surface, $\bar{s}(t, x, y)$ est la distribution surfacique de l'ensemble des sources à l'instant t et τ_{th}^{2D} est une constante de temps caractéristique des fuites par les faces avant et arrière de la zone utile de l'éprouvette.

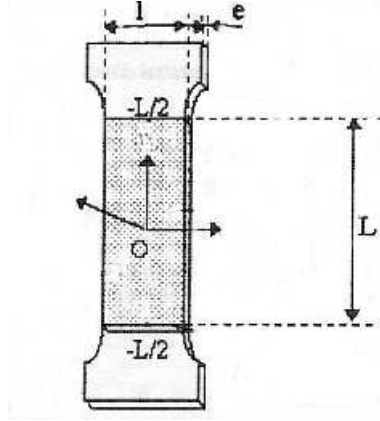


Figure 1.14 – Géométrie des éprouvettes planes [27]

Dans le cas particulier d'une éprouvette plane de section constante sollicitée en traction, le problème $2D$ peut être ramené à un cas $1D$. En notant $\bar{f}(t, x) = \frac{1}{S} \int_{-l/2}^{+l/2} \int_{-e/2}^{+e/2} f(x, y, z, t) dz dy$, avec S la section de l'éprouvette, l'équation de diffusion unidirectionnelle s'écrit :

$$\rho C \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\bar{\theta}}{\tau_{th}^{1D}} \right) - k \left(\frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} \right) = \bar{s} \quad (1.41)$$

où $\bar{\theta}(t, x)$ est le profil moyenné de température.

Dans les premiers cycles de fatigue, si le matériau est sollicité à un niveau de contrainte suffisamment élevé, vont apparaître des sites de microplasticité que l'on peut supposer uniformément répartis dans la microstructure du matériau. Une hypothèse de répartition uniforme des sources est alors justifiée [30]. Par contre, une observation sur de grands nombres de cycles, qui vont faire apparaître des bandes de glissement puis des fissures, nécessite de tenir compte de la localisation spatiale des sources [5].

Avec la première hypothèse fondamentale d'uniformité de répartition des sources, si le montage fixe des conditions aux limites d'échanges par conduction symétriques par rapport au centre de l'éprouvette et si le champ de température initial est uniforme [5], le laplacien de l'équation 1.41 peut être approximé par un terme linéaire en température :

$$\rho C \left(\frac{d\theta}{dt} + \frac{\theta}{\tau_{eq}} \right) \approx s \quad (1.42)$$

où θ est la variation de température sur une zone d'environ $2 \times 2 \text{mm}^2$ située au centre de l'éprouvette, et τ_{eq} est une constante de temps de fuite équivalente par convection et conduction déterminée expérimentalement.

Mabru et col.[30] appliquent cette technique à l'étude en fatigue d'un acier A304L et d'un alliage d'aluminium AU4G. La variation de température au cours d'un bloc de chargement de 10^4 cycles est décomposée en une variation cyclique d'amplitude ΔT , attribuée au couplage thermo-élastique, et un écart de la valeur moyenne stabilisée $\Delta \bar{T}$ conséquence des phénomènes dissipatifs (figure 1.15).

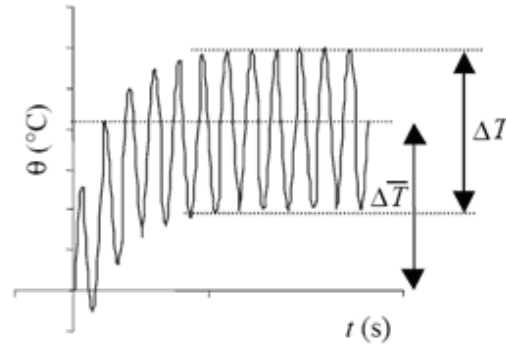


Figure 1.15 – Décomposition de l'évolution de la température au cours d'un bloc de chargement cyclique de fatigue [30]

Le terme s de l'équation 1.42 est lui-même décomposé en source moyenne par bloc d'origine dissipative \bar{d}_1 et due au couplage ΔS_{the} , directement reliées à $\Delta \bar{T}$ et ΔT .

Après avoir démontré que l'état de fatigue du matériau caractérisé par une variable interne f influence l'amplitude des sources thermoélastiques, ils enregistrent les évolutions de $\Delta \bar{T}$, d_1 et ΔS_{the} en fonction de la charge. Le manque de résultats expérimentaux ne permet apparemment pas de tirer de conclusion sur l'intérêt d'utiliser le couplage thermoélastique en tant qu'indicateur de fatigue, et là encore subsiste l'ambiguïté liée à la prise en compte de l'influence de la température sur le module d'élasticité.

En analysant finement les deux types de sources sur un acier Dual Phase (DP60), Boulanger et col.[5] montrent que le terme de couplage n'évolue pas au cours du cyclage, contredisant l'étude précédente. Concernant la dissipation, ils profitent de la périodicité du couplage thermoélastique pour le supprimer naturellement par intégration temporelle des sources totales pour calculer l'énergie dissipée (figure 1.16). Une dérivation temporelle permet d'évaluer la source dissipative d_1 .

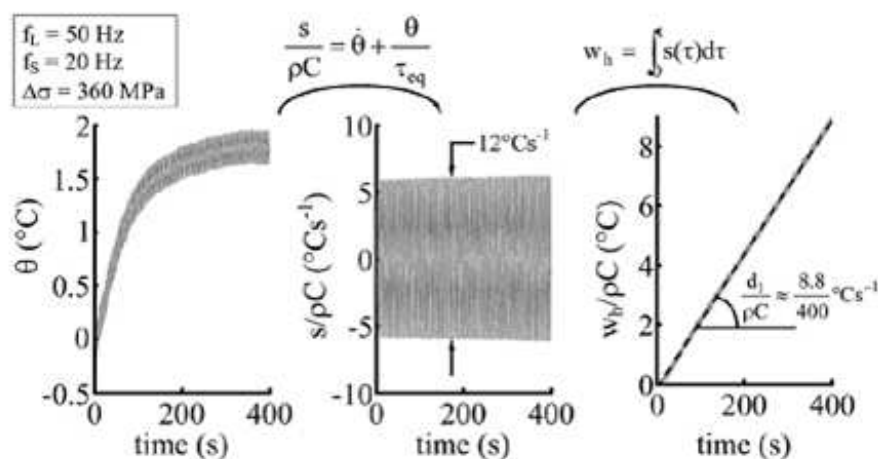


Figure 1.16 – Détermination des sources et de l'énergie dissipée [5]

En reprenant la démarche expérimentale consistant à solliciter une éprouvette par bloc de chargement croissant, ils observent l'évolution du niveau de source dissipative dans le temps (figure 1.17). A faible niveau de contrainte, la dissipation est "faible" et progresse linéairement entre bloc. A partir d'un niveau délimitant les zones I et II, la progression entre bloc s'accroît, mais, pour un bloc de chargement donné, la dissipation est constante dans le temps. Dans la zone notée III, pour laquelle les amplitudes de contraintes appliquées sont supérieures à la limite élastique conventionnelle à 0,02% du matériau, une rapide décroissance de la dissipation apparaît au début de chaque bloc.

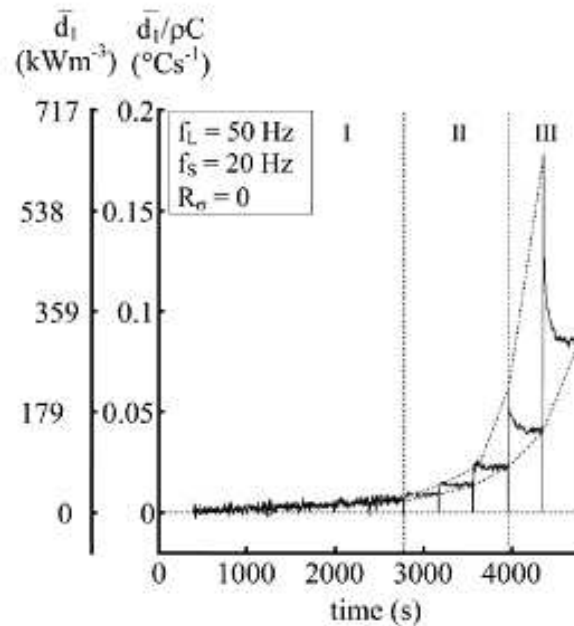


Figure 1.17 – Evolution de la dissipation pour des blocs de chargements croissants [5]

Deux interprétations possibles de ce résultat sont proposées : l'adaptation plastique cyclique du matériau et/ou l'apparition d'endommagement localisé, cette dernière mettant en défaut l'hypothèse d'uniformité spatiale des sources.

Interprétation des comportements thermomécaniques

Toutes les études effectuées dans le cadre de la fatigue à grand nombre de cycles se bornent à observer l'évolution de la température ou des sources, l'interprétation des résultats s'appuyant sur des hypothèses. Parmi celles-ci, l'apparition de sites de microplasticité est le plus souvent évoquée.

Pour tenter de justifier cette hypothèse, Galtier et col. [16] comparent la surface des bandes de glissement qui apparaissent au bout de 400.000 cycles et l'augmentation de la température en fonction de la contrainte appliquée (figure 1.18). Les contingences expérimentales font que seules les bandes de glissement d'une certaine taille sont observables, et la plasticité correspondante est certainement sous-estimée.

L'autre approche possible est celle de la modélisation. Doudard [12] développe un modèle à deux échelles basé sur un processus d'activation ponctuel de Poisson permettant de rendre

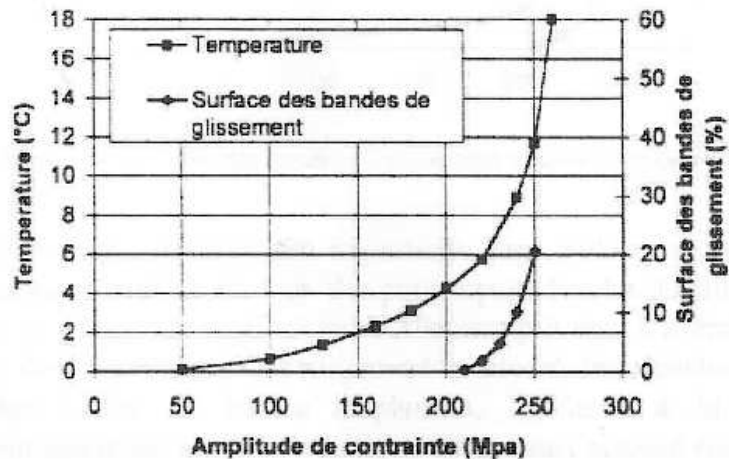


Figure 1.18 – Corrélation échauffement/surface des bandes de glissements en fonction des niveaux de contraintes [16]

compte de l'apparition hétérogène de la microplasticité. L'hypothèse fondamentale de ce travail est que cette microplasticité est seule responsable de la dissipation thermique et de la rupture par fatigue.

S'appuyant sur ce modèle, il développe une procédure d'identification permettant de prévoir la dispersion des résultats d'essais de fatigue (figure 1.19) qu'il teste sur plusieurs aciers. Parmi quatre coefficients à identifier, deux le sont à l'aide d'un essai "thermique" identique à ceux présentés précédemment (une éprouvette) : le module m de la loi de dispersion de Weibull, et un paramètre d'échelle $\frac{\eta}{S_0^m}$ et de variation de la température moyenne (figure 1.20-b). Les autres paramètres, A coefficient d'échelle du critère de fatigue énergétique et $\bar{\Sigma}_\infty$ limite d'endurance, sont déterminés par des essais de fatigue "classiques" sur 15 éprouvettes (figure 1.20-a).

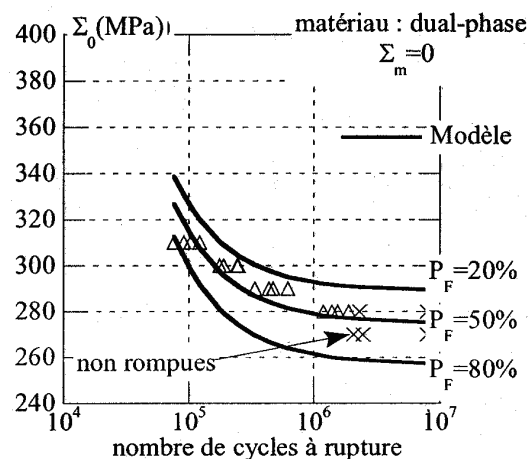


Figure 1.19 – Prédiction de la dispersion d'essais de fatigue [12]

Une procédure dite "ultra rapide", ne nécessitant que 6 éprouvettes, est également proposée

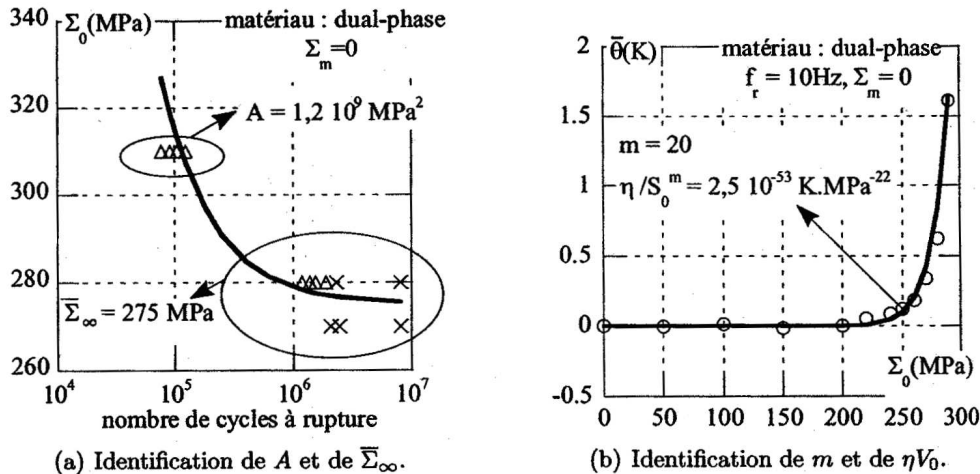


Figure 1.20 – Identification des paramètres du modèle pour un acier dual-phase [12].

mais testée sur un seul acier dual-phase. La limite d'endurance est alors déterminée à l'aide des résultats de l'essai thermique en s'appuyant sur un modèle de comportement déterministe. Dans cette approche, il est admis que la limite d'endurance concorde avec la limite élastique de l'inclusion.

Des adaptations du modèle permettent de tenir compte de certains facteurs influençant la tenue à la fatigue : contrainte moyenne, taille des grains, pré déformation du matériau. Par ailleurs, il montre que la microplasticité cyclique fait apparaître un terme à une fréquence double de celle de la sollicitation dans la décomposition en série de Fourier de la puissance dissipée. La variation linéaire de son amplitude avec la charge ne correspond pas aux résultats expérimentaux non linéaires de Krapez et col. [24]. De plus, son modèle aboutit à une variation linéaire du couplage thermoélastique en fonction de l'amplitude de la contrainte macroscopique sans faire apparaître l'influence de la contrainte moyenne.

1.4 Conclusion

L'observation du comportement thermique d'un matériau sollicité en fatigue à grand nombre de cycles est une voie très prometteuse. Le principal frein à son application est la difficulté à associer aux phénomènes thermiques observés une justification liée au comportement thermomécanique du matériau. Comment justifier par exemple la modification des dissipations thermiques au voisinage de la limite d'endurance ?

Parmi les différentes origines possibles des sources thermomécaniques, le frottement interne associé au déplacement réversible des dislocations ancrées, qui doit apparaître pour de très faibles niveaux de contraintes, n'est jamais évoqué. Pour les matériaux métalliques, leur faible puissance calorifique nécessite une méthodologie expérimentale adaptée.

Un comportement élasto (micro) plastique active deux types de sources : une source due au couplage thermoélastique réversible et une source dissipative. Le suivi de la première en tant qu'indicateur de fatigue ne paraît pas pertinent dans un premier temps : la dépendance du module d'élasticité à la température induit une non linéarité "perturbatrice" qui a amené certains auteurs vers de fausses pistes. Il serait certainement très difficile de discriminer une évolution due à cette

non linéarité d'une évolution due à l'initiation d'endommagement.

Cette étude porte donc sur les sources dissipatives, dont l'origine est attribuée aux mouvements des dislocations, soit réversible (frottement interne) soit irréversible (plasticité).

Très peu d'auteurs [15, 12, 5] se sont intéressés à l'évolution de la dissipation dans le temps au cours d'un essai de fatigue. Si on admet qu'elle est étroitement reliée à la plasticité cyclique, et en se référant à un comportement macro-plastique cyclique [54], le niveau de ces sources doit varier dans les premiers cycles de sollicitation sous l'effet soit de l'accommodation soit de l'adaptation du matériau. Il paraît donc nécessaire de disposer d'une démarche expérimentale suffisamment *sensible* pour suivre le comportement thermique dissipatif *cycle par cycle*. Cette exigence est également nécessaire à une étude de corrélation avec le comportement microstructural du matériau.

L'objectif de cette étude est donc de développer une démarche expérimentale capable de suivre cycle par cycle le comportement thermomécanique dissipatif d'un matériau sollicité en fatigue à grand nombre de cycles. Le chapitre II expose le principe de la méthode, dont la sensibilité est étudiée au chapitre III. Les premiers résultats obtenus sur un acier à très bas carbone et un aluminium sont présentés au chapitre IV, et les nombreuses perspectives envisagées en conclusion.

Chapitre 2

Méthodologie

2.1 Equation de diffusion de la chaleur

La détermination des sources thermomécaniques repose sur l'intégration de l'équation de diffusion de la chaleur. Pour permettre sa résolution, un certain nombre d'hypothèses simplificatrices habituelles [27, 5, 12, 30] sont adoptées.

Les variations de température mesurées étant très faibles, les caractéristiques thermo-physiques du matériau sont supposées indépendantes de la température : la masse volumique ρ , la conductivité thermique k , la chaleur spécifique C , le coefficient de dilatation thermique α .

Les éprouvettes plates utilisées sont de faible épaisseur ($e = 1,5\text{mm}$) : la température mesurée à la surface sera assimilée à la température moyenne dans l'épaisseur, ce qui ramène le traitement à un problème de diffusion $2D$.

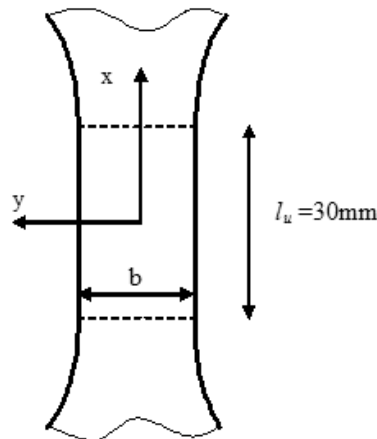


Figure 2.1 – Géométrie des éprouvettes

La zone utile de l'éprouvette dans laquelle les sources seront calculées est un rectangle de longueur utile $l_u = 30\text{ mm}$ et de largeur $b = 20\text{ mm}$ (figure 2.1). On admet que les échanges thermiques avec l'environnement sont négligeables sur les tranches de l'échantillon.

En notant :

- h : coefficient d'échange par convection ;
- σ_e : constante de Stefan-Boltzmann ;
- ε_m : émissivité de la surface d'échange

les flux d'échange en un point $M(x, y)$ sur les faces avant et arrière de la zone utile de l'éprouvette sont :

- flux échangé par convection : $\Phi_{conv} = 2h[T(t, x, y) - T_e(t, x, y)]$
- flux émis par rayonnement : $\Phi_{ray} = 2\sigma_e\varepsilon_m T^4(t, x, y)$

où $T(t, x, y)$ est la température de surface au point enregistré et $T_e(t, x, y)$ la température de l'air au contact de ce point.

Le bilan énergétique en tout point $M(x, y)$ de la zone utile s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \rho C \frac{\partial T(t, x, y)}{\partial t} - k\Delta_2 T(t, x, y) + \frac{2\sigma_e\varepsilon_m T^4(t, x, y)}{e} + \frac{2h}{e}[T(t, x, y) - T_e(t, x, y)] \\ = s(t, x, y) + r_{ZOU}(t, x, y) \end{aligned} \quad (2.1)$$

avec $s(t, x, y)$ les sources thermomécaniques, $r_{ZOU}(t, x, y)$ le terme dû au rayonnement émis par une source extérieure et absorbé sur la zone utile et $\Delta_2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$ le laplacien bidimensionnel.

Comme il sera montré par la suite, l'environnement expérimental est tel qu'il n'est pas possible de supposer $T_e(t, x, y)$ et $r_{ZOU}(t, x, y)$ constants dans le temps. La seule connaissance du champ de température à la surface $T(t, x, y)$ de la zone utile est alors insuffisante pour calculer précisément les sources thermomécaniques $s(t, x, y)$.

Pour permettre de tenir compte de ces fluctuations, un échantillon de référence est positionné à proximité de la zone utile de l'éprouvette (figure 2.2).

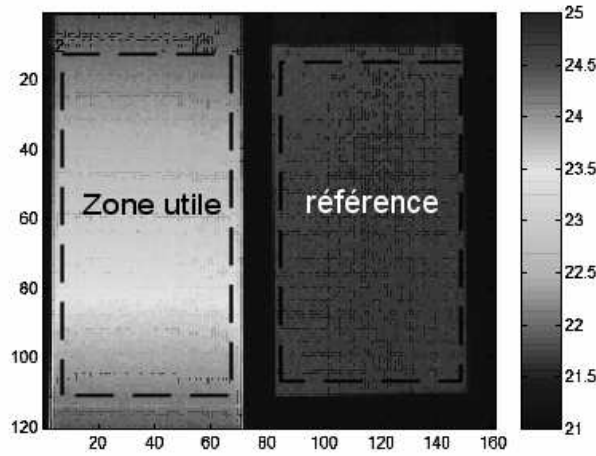


Figure 2.2 – Position relative de l'éprouvette et de la référence

L'échantillon de référence est de la même dimension que la zone utile de l'éprouvette, et est maintenu par du papier adhésif suffisamment isolant pour admettre qu'il n'y a pas d'échange par conduction.

Le bilan pour un point $M'(x, y)$ de la référence s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \rho C \frac{\partial T_{REF}(t, x, y)}{\partial t} + \frac{2\sigma_e\varepsilon_m T_{REF}^4(t, x, y)}{e} + \frac{2h}{e}[T_{REF}(t, x, y) - T_{eREF}(t, x, y)] \\ = r_{REF}(t, x, y) \end{aligned} \quad (2.2)$$

avec T_{REF} la température mesurée à la surface de la référence, T_{eREF} la température de l'air au contact de la surface et r_{REF} le flux par rayonnement absorbé au point M' de la référence.

Partant des enregistrements des champs de température $T(t, x, y)$ et $T_{REF}(t, x, y)$ acquis à l'aide d'une caméra infrarouge, trois opérations sont réalisées sur les séquences d'images :

- la première image, correspondant au moment de la mise en route du vérin de la machine d'essai, est soustraite à toutes celles de la séquence ;
- grâce à des hypothèses sur les distributions spatiales de la température et des sources, il est possible de moyenner les valeurs sur la zone utile de l'éprouvette et sur la référence ;
- enfin la soustraction des équations de bilan sur ces deux zones permet d'aboutir à l'équation de diffusion de la chaleur utilisée par la suite.

Soustraction de la première image

L'instant $t = 0$ correspond au moment précis de la mise en charge de l'éprouvette. A ce moment les sources thermomécaniques ne sont pas encore activées. On note par la suite :

$$f_{i0}(x, y) = f_i(t = 0, x, y) ;$$

$\theta_{ZOU}(t, x, y) = T(t, x, y) - T_0(x, y)$, le champ de température sur la zone utile après soustraction de la première image ;

$\theta_{REF}(t, x, y) = T_{REF}(t, x, y) - T_{REF0}(x, y)$, le champ de température sur la référence après soustraction de la première image.

Par ailleurs, à $t = 0$, les sources thermomécaniques ne sont pas encore activées dans la zone utile ($s(t = 0, x, y) = 0$). L'équation de bilan 2.1 s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \rho C \frac{\partial T(t, x, y)}{\partial t} \Big|_{(t=0)} - k \Delta_2 T_0(x, y) + \frac{2\sigma_e \varepsilon_m T_0^4(x, y)}{e} + \frac{2h}{e} [T_0(x, y) - T_{e0}(x, y)] \\ = r_{ZOU0}(x, y) \end{aligned} \quad (2.3)$$

où $\frac{\partial T(t, x, y)}{\partial t} \Big|_{(t=0)}$ est la dérivée temporelle de la température au moment du démarrage de vérin.

En retranchant l'équation 2.3 à l'équation 2.1, l'équation de diffusion en un point de la zone utile devient :

$$\begin{aligned} \rho C \left[\frac{\partial \theta_{ZOU}(t, x, y)}{\partial t} - \frac{\partial T(t, x, y)}{\partial t} \Big|_{(t=0)} \right] - k \Delta_2 \theta_{ZOU}(t, x, y) \\ + \frac{2\sigma_e \varepsilon_m}{e} [T^4(t, x, y) - T_0^4(x, y)] + \frac{2h}{e} [T(t, x, y) - T_0(x, y)] - \frac{2h}{e} [T_e(t, x, y) - T_{e0}(x, y)] \\ = s(t, x, y) + r_{ZOU}(t, x, y) - r_{ZOU0}(x, y) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Les variations de température observées dans l'étude sont très faibles (quelques mK). $T(t, x, y)$ et $T_0(x, y)$ sont donc proches l'une de l'autre et il est possible de linéariser le terme de rayonnement :

$$T^4(t, x, y) - T_0^4(x, y) \approx 4\theta_{ZOU}(t, x, y)T^3(t, x, y) \approx 4\theta_{ZOU}(t, x, y)T_0^3(x, y)$$

En posant :

$$\tau_{ray} = \frac{\rho C e}{8\sigma_e \varepsilon_m T_0^3} \text{ la constante de temps d'échange par rayonnement}$$

$$\tau_{conv} = \frac{\rho C e}{2h} \text{ la constante de temps d'échange par convection}$$

τ_{th} la constante de temps totale d'échange par les surfaces libres telle que $\frac{1}{\tau_{th}} = \frac{1}{\tau_{ray}} + \frac{1}{\tau_{conv}}$,
soit :

$$\tau_{th} = \frac{\rho C e}{8\sigma_e \varepsilon_m T_0^3 + 2h}$$

alors l'équation 2.4 devient :

$$\begin{aligned} & \rho C \left[\frac{\partial \theta_{ZOU}(t, x, y)}{\partial t} - \frac{\partial T(t, x, y)}{\partial t} \Big|_{(t=0)} \right] - k \Delta_2 \theta_{ZOU}(t, x, y) \\ & + \rho C \frac{\theta_{ZOU}(t, x, y)}{\tau_{th}} - \frac{2h}{e} [T_e(t, x, y) - T_{e0}(x, y)] \\ & = s(t, x, y) + r_{ZOU}(t, x, y) - r_{ZOU0}(x, y) \end{aligned} \quad (2.5)$$

En procédant de même pour la référence, on peut écrire :

$$\begin{aligned} & \rho C \left[\frac{\partial \theta_{REF}(t, x, y)}{\partial t} - \frac{\partial T_{REF}(t, x, y)}{\partial t} \Big|_{(t=0)} \right] + \rho C \frac{\theta_{REF}(t, x, y)}{\tau_{th}} \\ & - \frac{2h}{e} [T_{eREF}(t, x, y) - T_{eREF0}(x, y)] \\ & = r_{REF}(t, x, y) - r_{REF0}(x, y) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Moyennes spatiales des champs

Dans la suite de cette étude, nous nous intéressons au comportement thermique d'un matériau sollicité à des niveaux de contrainte inférieurs à la limite élastique macroscopique. Pendant les premiers cycles de la sollicitation de fatigue, il est donc improbable d'activer des endommagements localisés à l'échelle d'observation. La micro-structure des matériaux métalliques étudiés est telle que les sites de micro-plasticité sont supposés uniformément répartis à l'échelle macroscopique. Nous adoptons donc l'hypothèse fondamentale de *répartition spatiale uniforme des sources thermomécaniques*. Elle permet les moyennes spatiales dans les traitements, principal facteur de réduction du bruit, et améliore de ce fait la sensibilité de la méthode de détermination des sources thermomécaniques.

Compte tenu de la géométrie symétrique des éprouvettes, sur la zone utile, la température sur toute ligne horizontale parallèle à l'axe y est à peu près constante (figure 2.3). Il est donc possible de moyenner les colonnes et de revenir à un problème de diffusion 1D.

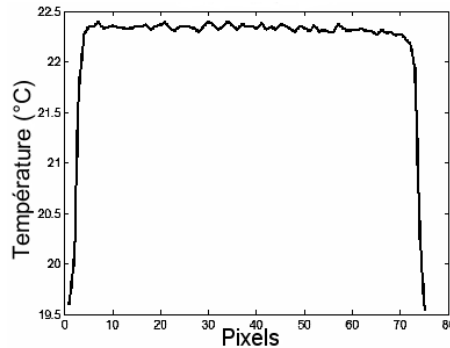


Figure 2.3 – Profil de température suivant une ligne de pixels parallèle à l'axe y de l'éprouvette

En notant les différentes moyennes spatiales :

$$\bar{f}(t, x) = \frac{1}{b} \int_{-b/2}^{b/2} f(t, x, y) dy$$

et

$$\bar{\bar{f}}(t) = \frac{1}{bl_u} \int_{-l_u/2}^{l_u/2} \int_{-b/2}^{b/2} f(t, x, y) dx dy$$

l'équation de diffusion 2.5 s'écrit en intégrant sur y :

$$\begin{aligned} \rho C \left[\frac{\partial \bar{\theta}_{ZOU}(t, x)}{\partial t} - \frac{\partial \bar{T}(t, x)}{\partial t} \Big|_{(t=0)} \right] - k \Delta \bar{\theta}_{ZOU}(t, x) + \rho C \frac{\bar{\theta}_{ZOU}(t, x)}{\tau_{th}} \\ - \frac{2h}{e} [\bar{T}_e(t, x) - \bar{T}_{e0}(x)] = \bar{s}(t, x) + \bar{r}_{ZOU}(t, x) - \bar{r}_{ZOU0}(x) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Enfin, en intégrant le long de l'axe x :

$$\begin{aligned} \rho C \left[\frac{\partial \bar{\theta}_{ZOU}(t)}{\partial t} - \frac{\partial \bar{T}(t)}{\partial t} \Big|_{(t=0)} \right] - k \frac{1}{l_u} \int_{-l_u/2}^{l_u/2} \Delta \bar{\theta}_{ZOU}(t, x) dx + \rho C \frac{\bar{\theta}_{ZOU}(t)}{\tau_{th}} - \\ \frac{2h}{e} [\bar{T}_e(t) - \bar{T}_{e0}] = \bar{s}(t) + \bar{r}_{ZOU}(t) - \bar{r}_{ZOU0} \end{aligned} \quad (2.8)$$

De même pour la référence :

$$\begin{aligned} \rho C \left[\frac{\partial \bar{\theta}_{REF}(t)}{\partial t} - \frac{\partial \bar{T}_{REF}(t)}{\partial t} \Big|_{(t=0)} \right] + \rho C \frac{\bar{\theta}_{REF}(t)}{\tau_{th}} - \frac{2h}{e} [\bar{T}_{eREF}(t) - \bar{T}_{eREF0}] \\ = \bar{r}_{REF}(t) - \bar{r}_{REF0} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Expression finale des sources thermomécaniques

En supposant que la *variation* de la moyenne spatiale des écarts de température extérieure et des sources extérieures de rayonnement sont les mêmes au voisinage de la zone utile et de la référence, c'est-à-dire :

$$\bar{T}_e(t) - \bar{T}_{e0} \approx \bar{T}_{eREF}(t) - \bar{T}_{eREF0}$$

et

$$\bar{r}_{ZOU}(t) - \bar{r}_{ZOU0} \approx \bar{r}_{REF}(t) - \bar{r}_{REF0}$$

on aboutit à l'expression suivante de la moyenne des sources thermomécaniques sur la zone utile en retranchant 2.9 de 2.8 :

$$\boxed{\rho C \left[\frac{\partial \theta(t)}{\partial t} - \left(\frac{\partial \theta(t)}{\partial t} \right) \Big|_{(t=0)} \right] + \rho C \frac{\theta(t)}{\tau_{th}} - k \frac{1}{l_u} \int_{-l_u/2}^{l_u/2} \Delta \bar{\theta}(t, x) dx = \bar{s}(t)} \quad (2.10)$$

avec $\theta(t) = \bar{\theta}_{ZOU}(t) - \bar{\theta}_{REF}(t)$, différence des moyennes des variations de température dans la zone utile et la référence qui sera nommée par la suite simplement *écart de température*.

Cette équation fondamentale est à la base du travail présenté par la suite. La procédure proposée présente les avantages suivants :

- la soustraction de la première image permet de déterminer les sources à partir des variations d'écarts de température et des sources extérieures. La condition initiale imposée par cette opération correspond à l'absence de source thermomécanique activée à $t = 0$. Les calculs précédents font alors apparaître un terme de vitesse d'échauffement initiale $\left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right) \Big|_{(t=0)}$ due à la non stationarité du système causée par les échanges thermiques avec l'environnement ;

- l'opération de moyenne de la température de tous les pixels de la zone utile et de la référence diminue le bruit de mesure ;
- la fluctuation pendant la durée de l'essai des conditions environnantes (température extérieure et source par rayonnement) est prise en compte grâce à l'utilisation d'une référence, à condition qu'elles évoluent de la même façon sur les deux surfaces observées. Cette approximation est évaluée dans l'étude ;
- de même la température des mors peut varier pendant la durée d'un essai : le terme d'échange par conduction ne peut pas être exprimé de façon linéaire en fonction de la température au centre de l'éprouvette. Il est déterminé à chaque instant en fonction du profil moyenné de température $\bar{\theta}(t, x)$;
- l'ensemble de ces opérations a été mis en place graduellement au cours du travail en tentant à chaque fois de diminuer le niveau de bruit résiduel sur les sources thermomécaniques. Elles sont essentielles pour obtenir le niveau de qualité des mesures rapportées dans ce travail.

Calcul de l'énergie dissipée

Le comportement thermomécanique du matériau peut-être exprimé de façon équivalente soit en source dissipative soit en énergie dissipée.

L'énergie dissipée au bout d'un temps t se détermine simplement par intégration temporelle des sources :

$$E(t) = \int_{t=0}^t \bar{s}(t) dt$$

De la même façon, dans le cas d'un chargement cyclique, il est possible d'exprimer l'énergie dissipée E_i pendant le i^{me} cycle de sollicitation. Si f_s est la fréquence de sollicitation et $\tau_s = \frac{1}{f_s}$ la période du cycle, alors :

$$E_i = \int_{t_i}^{t_i + \tau_s} \bar{s}(t) dt$$

Ces opérations d'intégration et de cumul ont bien sûr l'intérêt de filtrer à nouveau le bruit issu des mesures.

2.2 Application expérimentale

2.2.1 Moyens expérimentaux

La mise en charge cyclique des éprouvettes est générée par un vérin hydraulique MTS de 15 kN monté sur un bâti spécialement conçu dans le cadre de ce travail de thèse pour ces essais (figure 2.4). Compte tenu de la rigidité du montage, du mode d'asservissement en effort et des caractéristiques de l'électrovanne, la courbe de réponse en fréquence permet une utilisation avec peu d'atténuation jusqu'à 15Hz. Les essais se font donc à une fréquence de sollicitation f_s de 15Hz.

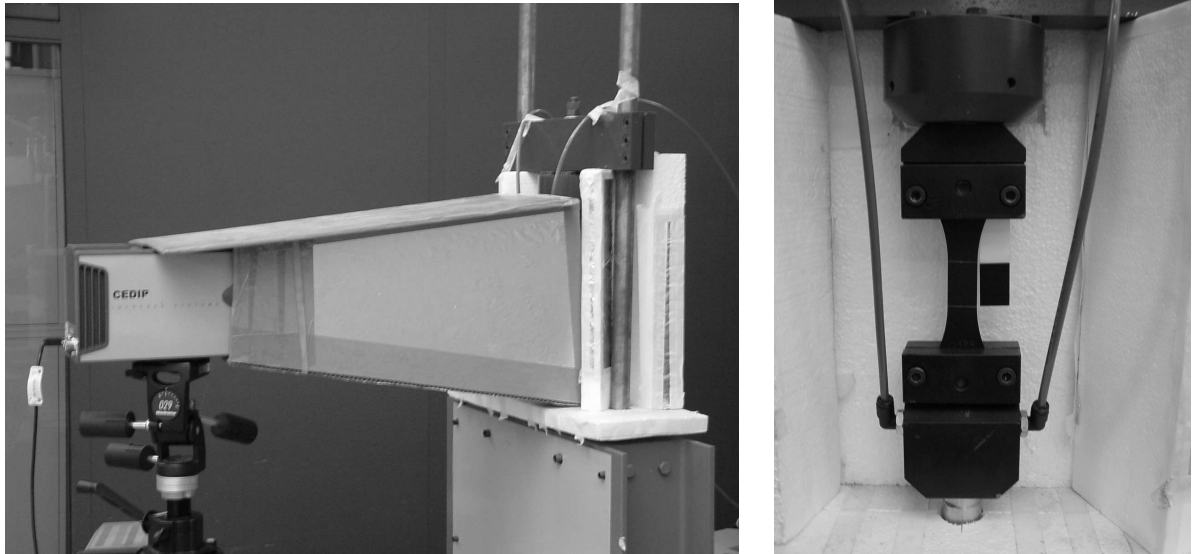


Figure 2.4 – Machine d'essai et montage de l'éprouvette dans les mors.

Pour éviter des instabilités au démarrage du vérin, la consigne générée par le contrôleur suit une rampe (figure 2.5) : le niveau maximal de contrainte dans l'éprouvette n'est donc atteint qu'après plusieurs cycles. Cette contrainte technique a malheureusement des conséquences sur l'interprétation de certains résultats d'essai comme il sera vu par la suite.

L'acquisition des champs de température se fait avec une caméra infrarouge à détecteur matriciel (CEDIP, JADE MW), placée perpendiculairement aux échantillons observés, de caractéristiques :

- image de 320x240 pixels (plein écran) avec une fréquence d'acquisition maximale de 50 Hz, ou image de 160x120 pixels avec une fréquence d'acquisition maximale de 350 Hz. La caméra est utilisée dans cette configuration la plupart du temps ;
- l'étalonnage de la caméra a été réalisé par le fournisseur sur une étendue de température de 5 à 45 °C. La numérisation se faisant sur 14 bits, la résolution de numérisation est à peu près de 5 mK ;
- objectif de longueur focale 50 mm ;
- une entrée analogique synchronisée est utilisée pour l'acquisition de la variation du signal de la cellule d'effort du vérin.

Pour améliorer leur émissivité, les échantillons sont peints avec une peinture noire mate. L'émissivité ε de 0,93 obtenue ainsi a été déterminée à l'aide d'un corps noir par la DIMAT

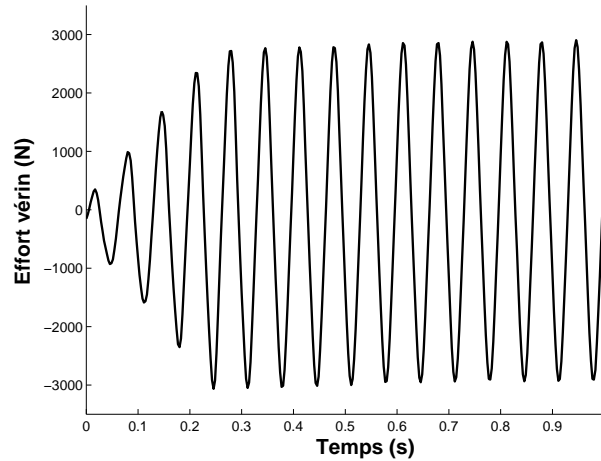


Figure 2.5 – Effort appliqué au démarrage par le vérin

(Direction des Matériaux) de RENAULT. L'émissivité n'étant pas égale à 1, le facteur de réflexion de la surface ρ n'est pas nul. Si une source $r'(t)$ variable dans le temps se trouve dans l'environnement de la mesure, une partie $r(t) = \varepsilon r'(t)$ est absorbée, mais une partie est réfléchie. Or, ni la soustraction de la première image dans les traitements, ni l'utilisation d'une référence ne permettent de supprimer ce rayonnement considéré ici comme parasite (figure 2.6).

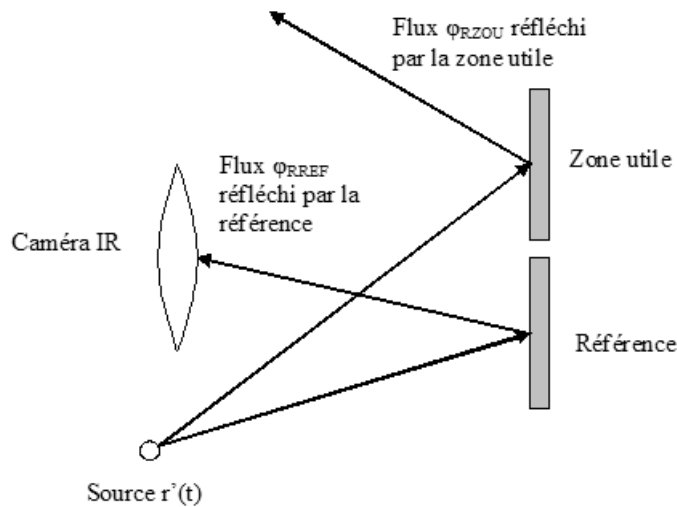


Figure 2.6 – Rayonnement réfléchi sur la surface des éprouvettes

Les essais présentés au chapitre III ont permis de révéler ce problème. Pour éviter les réflexions spéculaires parasites [43] sur les surfaces observées, le montage est confiné à l'intérieur de caches isolants réalisés simplement à l'aide de polystyrène recouvert de papier aluminium sur l'extérieur (figure 2.4). Le mors inférieur coté vérin, nécessairement à l'intérieur de ces protections, est refroidi par circulation d'eau. Des essais comparatifs présentés au chapitre III démontrent

l'influence importante de ce dernier point.

2.2.2 Procédure expérimentale

La détermination expérimentale des sources s'appuie sur l'équation 2.10 dans laquelle chaque terme est évalué séparément en partant des séquences d'images acquises avec le système infra-rouge.

L'étude porte uniquement sur les sources de nature dissipative, en admettant qu'elles sont indépendantes du couplage thermoélastique. Le premier traitement réalisé consiste à supprimer la variation cyclique de température dans la zone utile due au couplage thermoélastique (figure 2.7) :

$$\theta_{the} = -\alpha(\sigma(t) - \sigma_m) \frac{T_0}{\rho C}$$

La valeur de $\sigma(t) - \sigma_m$ est simplement calculée à partir du signal de la cellule d'effort acquis.

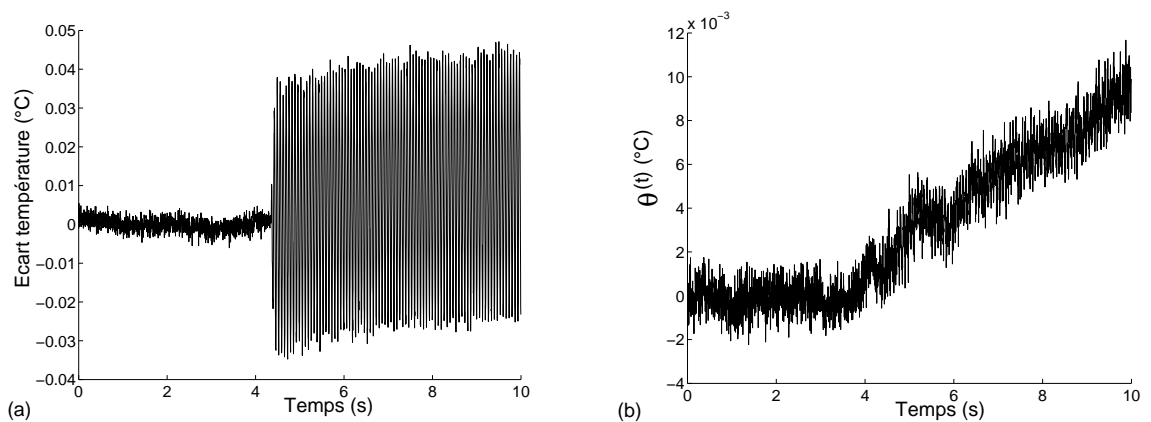


Figure 2.7 – Suppression du couplage thermoélastique : (a) Signal initial (b) Signal après suppression du couplage thermoélastique.

Calcul des sources.

Calcul de la vitesse d'échauffement initiale. Elle correspond dans l'équation 2.10 au terme $\left(\frac{\partial\theta(t)}{\partial t}\right)_{(t=0)}$ et tient compte de la non stationnarité thermique du système avant l'application du chargement. L'acquisition débute environ cinq secondes avant le démarrage du vérin. La courbe de variation de la différence des moyennes des températures en fonction du temps correspondant à cette période est approximée simplement par une droite de pente correspondant à cette vitesse d'échauffement initiale (figure 2.8).

Calcul de la vitesse d'échauffement pendant l'essai. Il sera montré par la suite que ce terme de l'équation de bilan 2.10 est largement prépondérant par rapport aux autres dans le cas d'une observation sur une période de quelques secondes. Plusieurs façons d'approximer et de dériver le signal $\theta(t)$ ont été envisagées :

- soit le signal $\theta(t)$ est approximé globalement par une fonction polynômiale, de $t=0$ au temps final (qui est en pratique de 4 secondes), qui est ensuite dérivé par rapport au temps

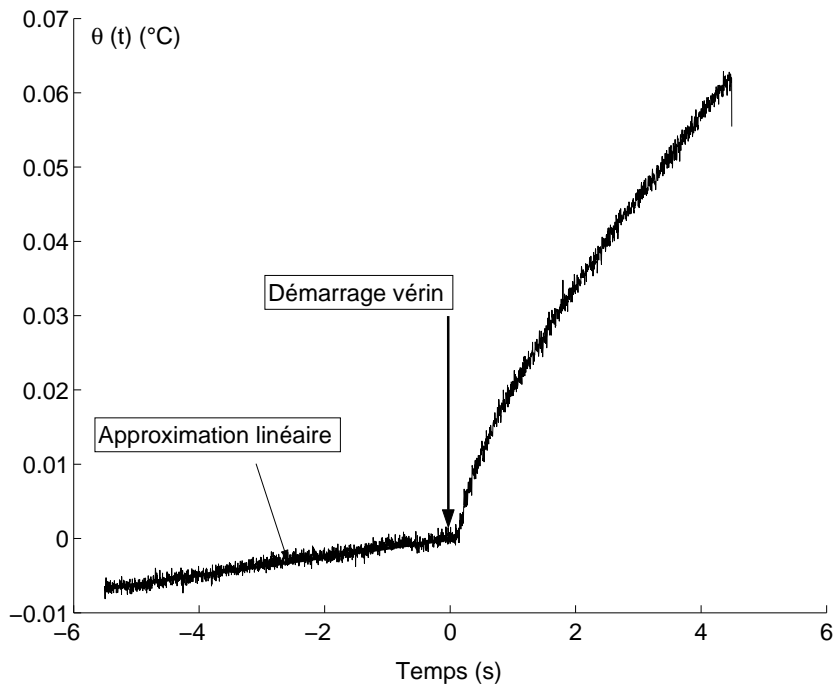


Figure 2.8 – Détermination de la vitesse d'échauffement initiale.

(figure 2.9) ;

- soit, pour déterminer la vitesse d'échauffement au pas de temps t_i , $\theta(t)$ est approximé localement sur une fenêtre de temps de largeur $2 \times nfen$ par un polynôme de degré 4 lui aussi dérivé par rapport au temps à t_i (figure 2.10).

La première solution permet d'obtenir des résultats plus réguliers, la deuxième solution est nécessaire pour mettre en valeur d'éventuels phénomènes transitoires qui seront d'une grande importance dans l'interprétation des résultats du chapitre IV (figure 2.11). Par ailleurs, le lissage global induit des artefacts numériques aux extrémités des courbes inhérents aux approximations polynomiales par la méthode des moindres carrés.

C'est donc la méthode par approximation locale qui a été retenue.

Calcul du terme de conduction. Les profils de température le long de chaque colonne de pixels parallèle à l'axe x de la zone utile sont moyennés. Après avoir testé plusieurs méthodes de résolution, le choix s'est porté là encore sur une approximation du profil moyenné par un polynôme, ici de degré 3, qui permet de calculer le laplacien 1D le long de l'axe x .

Détermination expérimentale de la constante de temps τ_{th} . La méthode utilisée pour déterminer τ_{th} est identique à celle proposée par Louche [27] : la décroissance de la température de la référence, préalablement chauffée, est approximée par une fonction exponentielle solution de l'équation de la chaleur.

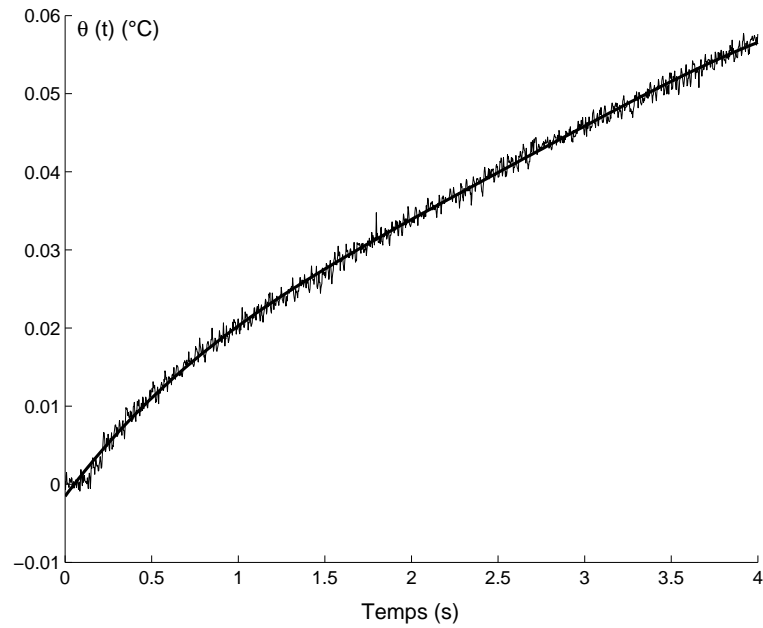


Figure 2.9 – Approximation globale de $\theta(t)$ par un polynôme de degré 4.

Calcul de l'énergie dissipée.

L'énergie dissipée au bout d'un temps t (figure 2.12) s'obtient simplement en intégrant numériquement les valeurs des sources des n pas d'acquisition correspondant à cette période t :

$$E(t) = \sum_{i=1}^n \bar{s}(t) \Delta t$$

où Δt est la période d'acquisition de la caméra infrarouge ($\Delta t = \frac{1}{f_a}$, avec f_a la fréquence d'acquisition de la caméra).

Les résultats peuvent également être représentés en termes d'énergie dissipée E_i par cycle de sollicitation i (figure 2.13) :

$$E_i = \sum_{j=1}^{n_i} \bar{s}(t) \Delta t \text{ où } n_i \text{ est le nombre de pas de temps pendant un cycle de sollicitation.}$$

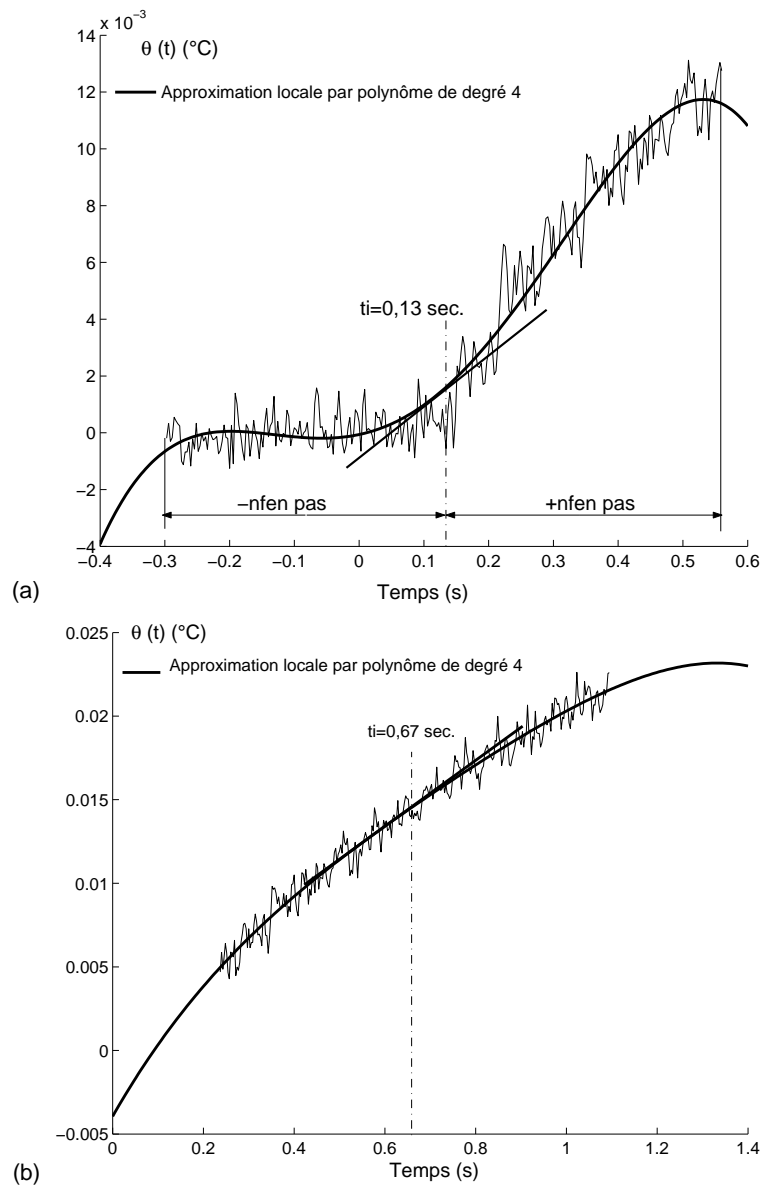


Figure 2.10 – Approximation locale de $\theta(t)$ et vitesse d'échauffement à ces temps : (a) $t_i = 0,13$ seconde ; (b) $t_i = 0,67$ seconde.

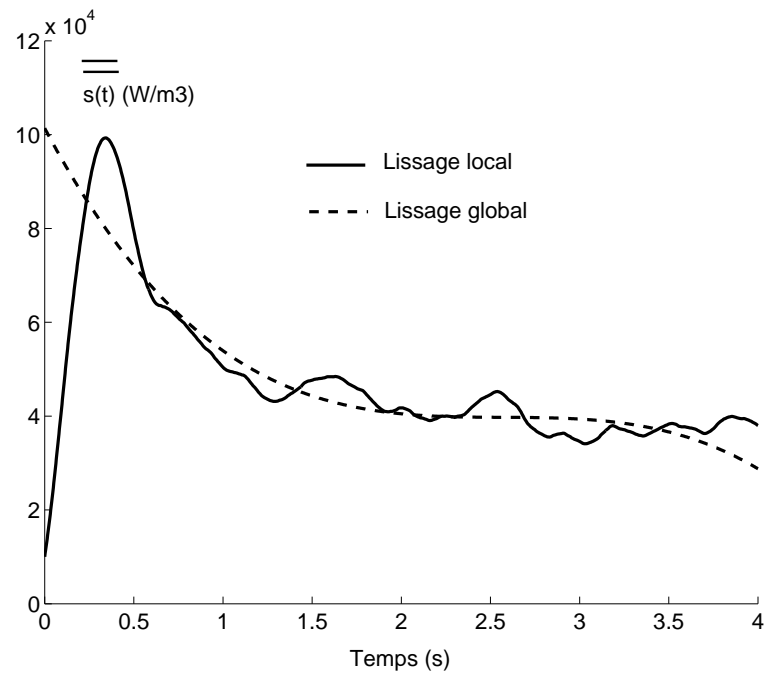


Figure 2.11 – Influence du type d'approximation de $\theta(t)$ sur le calcul des sources.

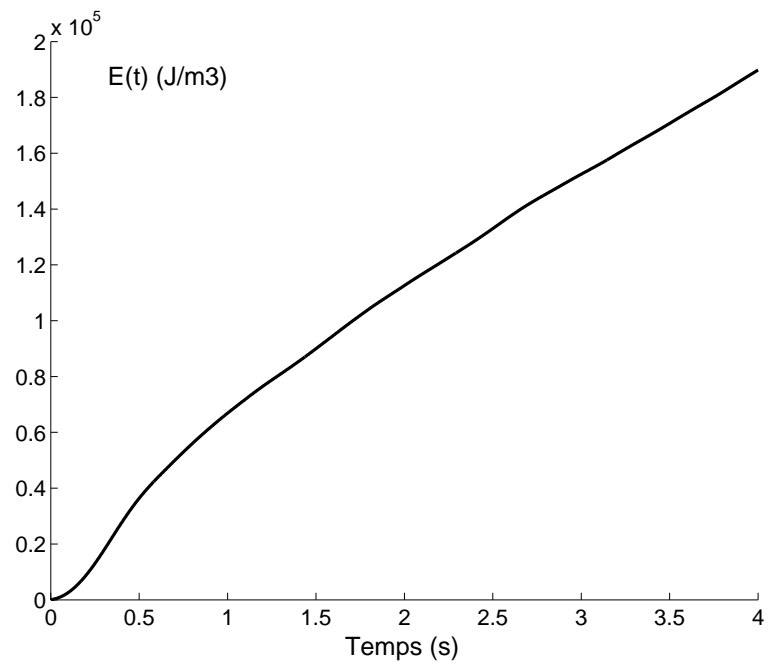


Figure 2.12 – Energie dissipée $E(t)$.

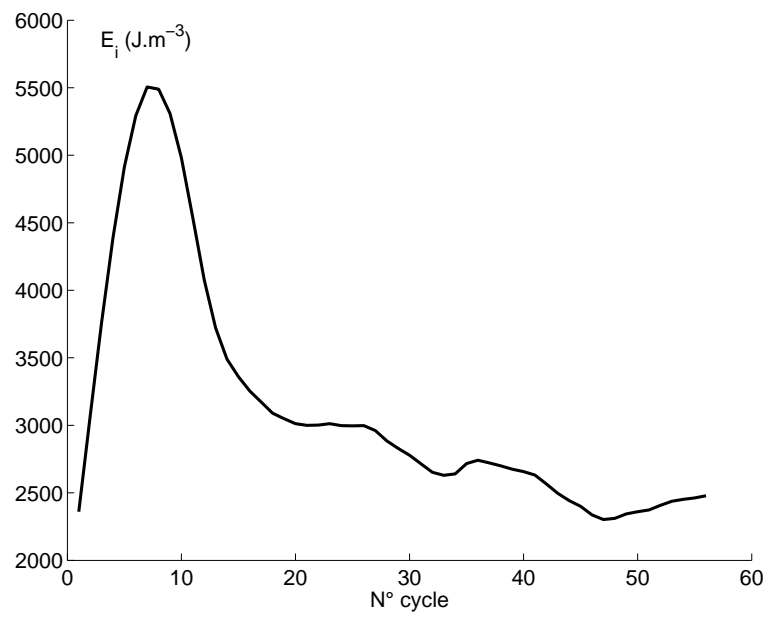


Figure 2.13 – Energie dissipée par cycle de sollicitation E_i .

Compte tenu des fréquences d'intégration (acquisition à $f_a = 350$ Hz) et de sollicitation ($f_s = 15$ Hz), les courbes de variation des sources en fonction du temps $\bar{s}(t)$ et d'énergie dissipée par cycle E_i ont une allure similaire.

Chapitre 3

Analyse de la sensibilité de la méthode

La méthode développée doit permettre de suivre l'évolution des sources thermomécaniques à chaque cycle de sollicitation d'un chargement de fatigue à grand nombre de cycles. Compte tenu des très faibles niveaux d'énergie mis en jeu, il est nécessaire de quantifier la résolution de cette méthode.

De nombreux paramètres interviennent dans cette évaluation : bruit de la caméra infrarouge, phénomènes cachés par les hypothèses adoptées, traitements numériques effectués. . . Il paraît donc préférable d'adopter une méthode expérimentale qui traite le problème dans sa globalité : c'est la démarche adoptée et qui est présentée dans ce chapitre.

L'équation de diffusion 2.10 sur laquelle repose l'étude comporte trois termes : vitesse relative d'échauffement, échange par convection et par conduction. Dans un premier temps la part d'incertitude sur les deux premiers termes est évaluée, la conduction étant prise en compte dans un deuxième temps.

3.1 Analyse de la convection et du rayonnement

Parmi les hypothèses évoquées au chapitre II, certaines sont aisément vérifiables comme l'uniformité de la température le long des lignes de pixels parallèles à l'axe y sur la zone utile. Par contre, l'efficacité de l'échantillon de référence est primordiale, et demande à être vérifiée.

La référence permet de tenir compte des variations de la température extérieure et de la part des sources de rayonnement absorbée (voir 2.1), en supposant que la *variation* de la moyenne des écarts de température extérieure et des sources par rayonnement sont les mêmes au voisinage de la zone utile et de la référence, c'est-à-dire :

$$\bar{T}_e(t) - \bar{T}_{e0} \approx \bar{T}_{eREF}(t) - \bar{T}_{eREF0}$$

et

$$\bar{r}_{ZOU}(t) - \bar{r}_{ZOU0} \approx \bar{r}_{REF}(t) - \bar{r}_{REF0}$$

Pour vérifier expérimentalement cette hypothèse, un échantillon identique à la référence est positionné au même emplacement que la zone utile (figure 3.1). Cette configuration permet d'éliminer les échanges par conduction aux limites de la zone utile : il ne subsiste que les transferts de chaleur par rayonnement et par convection.

En associant l'équation 2.5 à cette "zone utile équivalente", son bilan énergétique s'écrit, puisqu'il n'y a pas d'échange par conduction et pas de sources thermomécaniques activées :

$$\rho C \left[\frac{\partial \bar{\theta}_{ZOU}(t)}{\partial t} - \frac{\partial \bar{T}(t)}{\partial t} \Big|_{(t=0)} \right] + \rho C \frac{\bar{\theta}_{ZOU}(t)}{\tau_{th}} - \frac{2h}{e} [\bar{T}_e(t) - \bar{T}_{e0}] = \bar{r}_{ZOU}(t) - \bar{r}_{ZOU0} \quad (3.1)$$

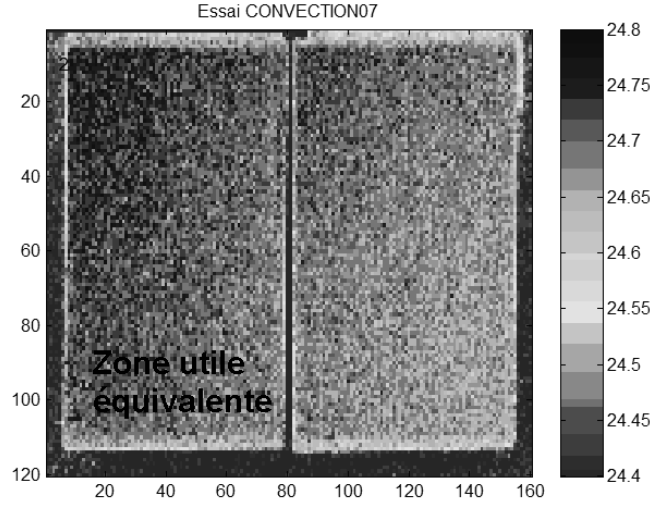


Figure 3.1 – Positions relatives des échantillons

En retranchant à l'équation 2.6, correspondant au bilan sur la référence :

$$\begin{aligned}
 & \rho C \left[\frac{\partial \theta(t)}{\partial t} - \frac{\partial \theta(t)}{\partial t} \Big|_{(t=0)} \right] + \rho C \frac{\theta(t)}{\tau_{th}} \\
 &= \frac{2h}{e} \left[(\bar{T}_e(t) - \bar{T}_{e0}) - (\bar{T}_{eREF}(t) - \bar{T}_{eREF0}) \right] \\
 &+ \left[(\bar{r}_{ZOU}(t) - \bar{r}_{ZOU0}) - (\bar{r}_{REF}(t) - \bar{r}_{REF0}) \right] \tag{3.2}
 \end{aligned}$$

Si l'hypothèse adoptée est vérifiée, alors la relation simple suivante doit être vérifiée à chaque instant :

$$\boxed{\left(\frac{\partial \theta(t)}{\partial t} - \frac{\partial \theta(t)}{\partial t} \Big|_{(t=0)} \right) + \frac{\theta(t)}{\tau_{th}} = 0} \tag{3.3}$$

La variation de $\theta(t)$ s'exprime alors par :

$$\theta(t) = \tau_{th} \frac{\partial \theta(t)}{\partial t} \Big|_{(t=0)} (1 - \exp^{-\frac{t}{\tau_{th}}}) \tag{3.4}$$

3.1.1 Effet sur le bruit

Dans un premier temps, l'efficacité de l'opération de moyenne sur les pixels pour diminuer le bruit aléatoire est vérifiée (figure 3.2) en comparant le signal sur un pixel ($\theta_{ZOU}(t)$ au centre de la zone utile) et la moyenne sur la zone utile ($\bar{\theta}_{ZOU}(t)$).

De façon plus inattendue, on remarque également une diminution de ce bruit après l'opération de soustraction $\theta(t) = \bar{\theta}_{ZOU}(t) - \bar{\theta}_{REF}(t)$ (figure 3.3). Ceci révèle l'existence d'une part de bruit corrélé. Cette part de bruit corrélé est sans doute liée à la technologie du détecteur de la caméra infrarouge : l'ensemble des signaux de toute la matrice de pixels est certainement soumis au moment de l'acquisition au même bruit qui s'élimine par l'opération de soustraction.

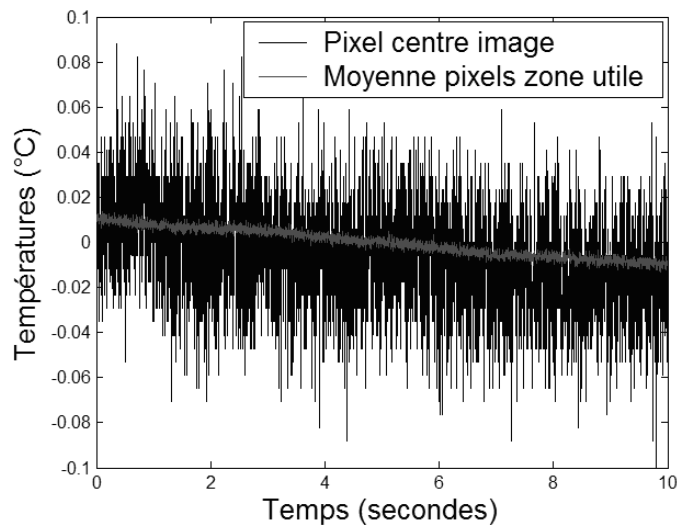


Figure 3.2 – Comparaison du signal sur un pixel et de la moyenne sur la zone utile.

Il est donc intéressant de noter que, non seulement l'utilisation d'une référence permet de tenir compte des fluctuations thermiques de l'environnement, mais en plus elle permet de diminuer la part de bruit corrélé lors de l'opération de soustraction.

3.1.2 Détermination de la constante de temps τ_{th}

La procédure expérimentale pour déterminer la constante de temps d'échange τ_{th} est identique à celle proposée par Louche [27] : la courbe de refroidissement de l'échantillon, chauffé au préalable, est approximée par une exponentielle solution de l'équation différentielle 3.3 dont l'inverse de la constante de l'exposant correspond à τ_{th} .

Les essais montrent que les valeurs trouvées pour τ_{th} sur la référence ($\tau_{th} = 185$ secondes) ou l'équivalent de la zone utile ($\tau_{th} = 178$ secondes) sont très proches (figure 3.4). Par conséquent, la référence seule peut être utilisée par la suite pour caractériser la constante de temps de la zone utile.

Par contre, il existe une dispersion sensible de τ_{th} pour des essais effectués à plusieurs jours d'intervalle (entre 150 et 250 secondes) : il est donc nécessaire de caractériser cette valeur avant chaque essai.

3.1.3 Précautions expérimentales

Un certain nombre de précautions ont été prises pour diminuer les effets des fluctuations de l'environnement de la machine d'essai. Parmi celles-ci, la plus spectaculaire est le refroidissement du mors inférieur lié directement à la tige du vérin. La "forte" élévation de température au cours des essais (figure 3.5) de ce mors engendre un rayonnement variable intense qui se refléchi de façon déséquilibrée sur la zone utile de l'éprouvette et sur la référence. Ce rayonnement parasite n'est donc pas éliminé par l'opération de soustraction effectuée dans les traitements.

Le refroidissement par circulation interne d'eau de ce mors permet d'éliminer ces effets parasites (figure 3.6).

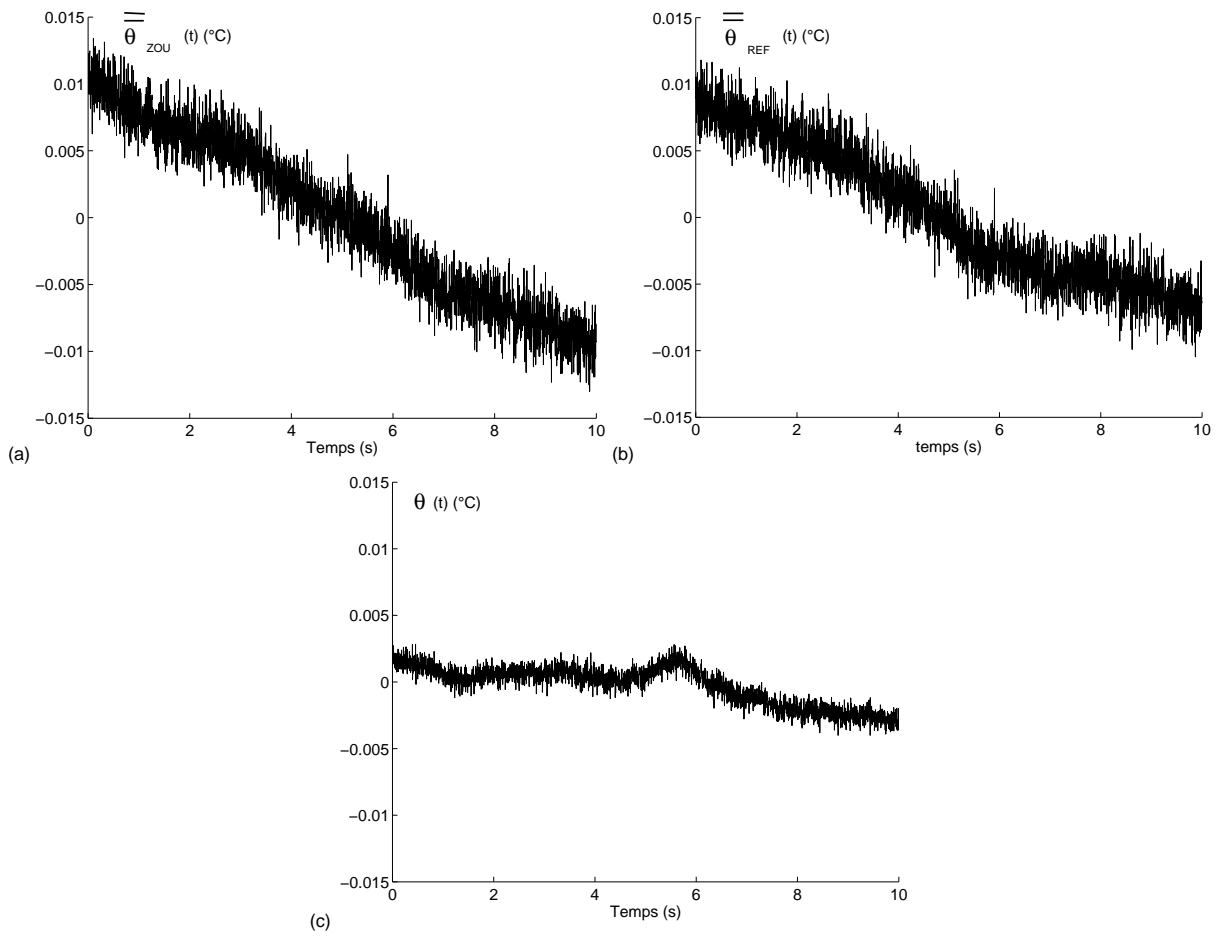


Figure 3.3 – Variations des écarts des moyennes des températures : (a) équivalent zone utile ; (b) référence ; (c) différence.

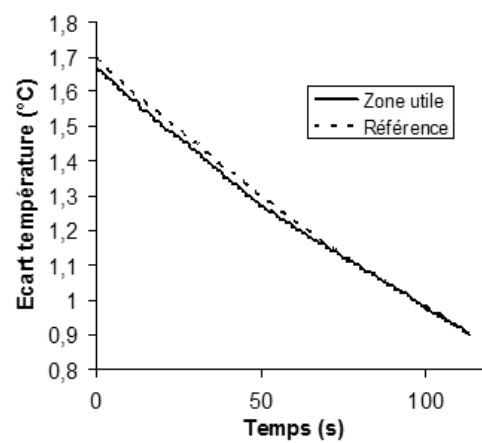


Figure 3.4 – Comparaison des courbes de refroidissement des deux échantillons



Figure 3.5 – Échauffement du montage en cours d'essai

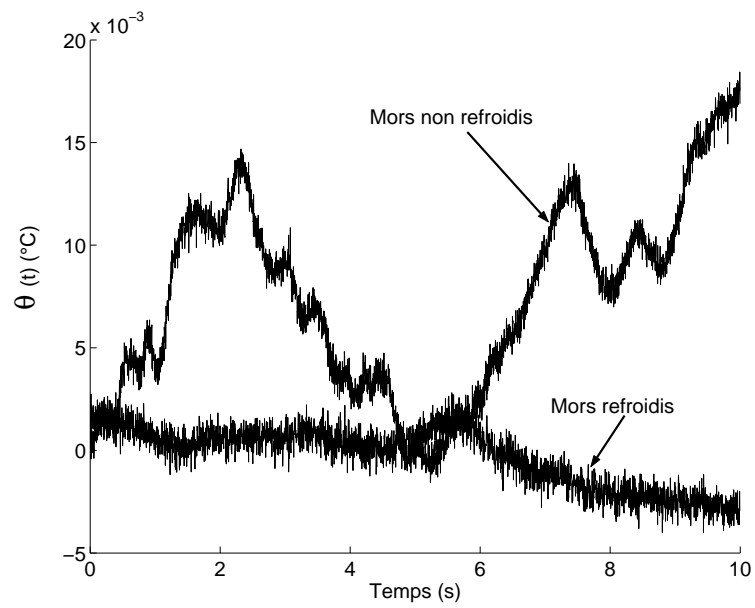


Figure 3.6 – Effet du refroidissement du mors inférieur sur le bruit.

3.1.4 Résultats

Pour évaluer l'erreur commise sans le terme de conduction de l'équation 2.10, les sources thermomécaniques, théoriquement nulles dans la configuration de l'essai, sont déterminées à l'aide de la procédure présentée au chapitre précédent :

- acquisition pendant 10 secondes à une fréquence de 350 Hz, soient 3500 images ;
- temps initial (correspondant à la mise en route du vérin) pris arbitrairement à la cinquième seconde de l'enregistrement ;
- calcul des trois termes de l'équation 3.3 : vitesse d'échauffement $\frac{\partial\theta(t)}{\partial t}$ par dérivation de l'approximation polynomiale locale de degré 4 ; vitesse initiale $\frac{\partial\theta(t)}{\partial t}_{(t=0)}$ par approximation linéaire des 5 premières secondes ;
- calcul sur 4 secondes des sources et de l'énergie dissipée en fonction du temps, et de l'énergie dissipée pendant des périodes correspondant à celles des cycles de sollicitation des essais réalisés par la suite (fréquence de sollicitation $f_s = 15$ Hz).

Cette démarche est appliquée sur 15 acquisitions effectuées sur plusieurs jours d'intervalle, donc dans des conditions (température extérieure, ensoleillement . . .) différentes.

Le terme $\frac{\partial\theta(t)}{\partial t}$ a une importance relative prépondérante dans la détermination des sources. Il paraît donc intéressant de rediviser chaque terme de l'équation 2.10 par ρC pour revenir à une unité correspondant à la grandeur effectivement mesurée. Le bilan s'exprime alors en $^{\circ}\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$ pour les sources, et tout simplement en $^{\circ}\text{C}$ pour l'énergie.

Les moyennes des valeurs obtenues pour ces quinze essais sont bien proches de 0 (figure 3.7), et les dispersions moyennes sont de :

- $2564 \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}$ pour les sources, soit $0,71 \text{ mK}\cdot\text{s}^{-1}$ ramené en vitesse d'échauffement ;
- $7800 \text{ J}\cdot\text{m}^{-3}$ au bout de 4 secondes pour l'énergie dissipée, soit 2 mK ramené en élévation de température ;
- $168 \text{ J}\cdot\text{m}^{-3}$ pour l'énergie dissipée par "cycle", représentant une élévation de température de $0,05 \text{ mK}$ par cycle.

A chaque pas de temps ou cycle, il est possible alors de calculer la dispersion correspondant aux 15 mesures. Les courbes de ces dispersions à deux écart type sont reportées sur la figure 3.7.

Les essais réalisés dans cette configuration avec deux échantillons identiques permettent de quantifier globalement les erreurs de la méthode proposée sans tenir compte des échanges par conduction vers les mors. C'est en s'appuyant sur de nombreux essais de ce type que l'installation expérimentale a pu être mise au point : mise en évidence de la nécessité de refroidir le mors lié au vérin, amélioration des caches pour éviter les rayonnements parasites . . .

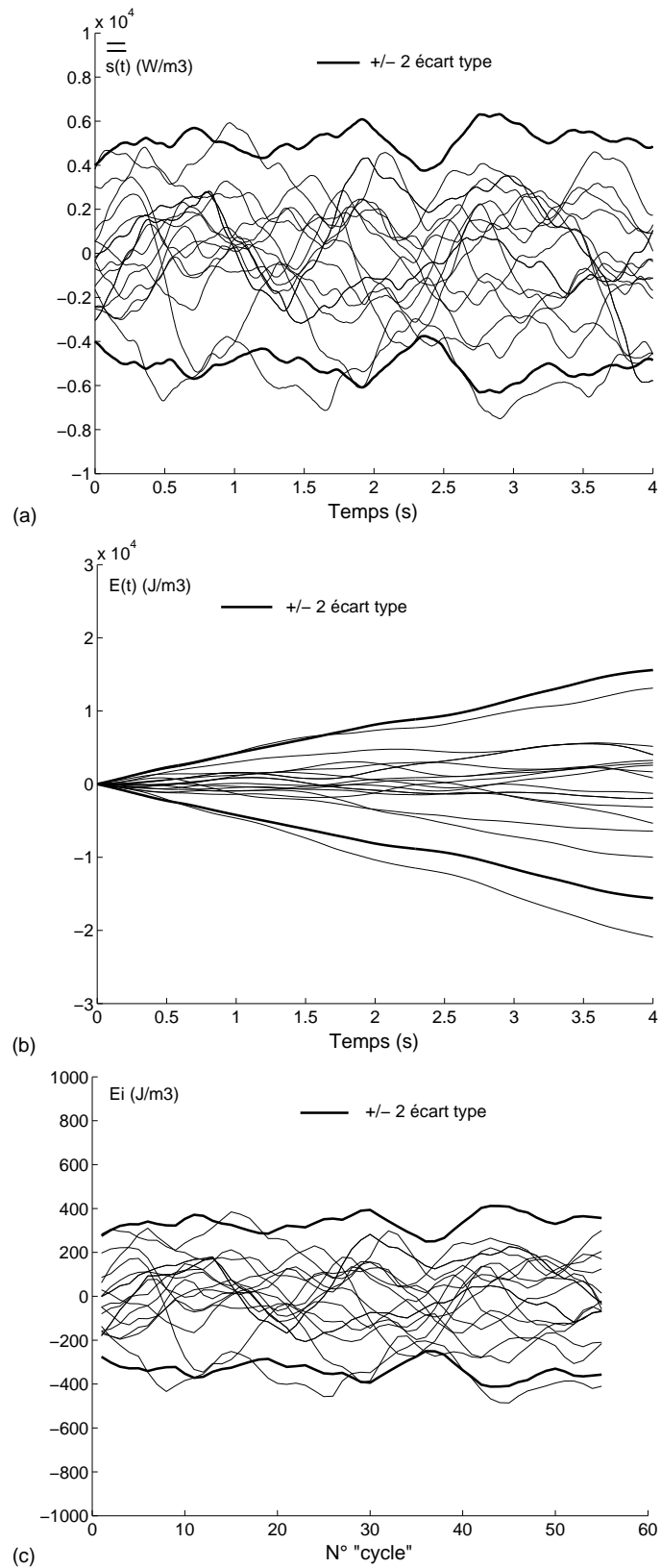


Figure 3.7 – Résultats des essais de convection : (a) sources ; (b) énergie dissipée cumulée ; (c) énergie dissipée par "cycle"

3.2 Prise en compte de la conduction

Pour évaluer globalement le bruit lié à la méthode, en tenant compte cette fois-ci de la conduction, le principe est identique au cas précédent : les sources sont calculées sur une éprouvette montée dans les mors mais sans être sollicitée mécaniquement. Le terme source doit donc être nul à chaque instant, et l'équation 2.10 devient :

$$\rho C \left[\frac{\partial \theta(t)}{\partial t} - \left(\frac{\partial \theta(t)}{\partial t} \right)_{(t=0)} \right] + \rho C \frac{\theta(t)}{\tau_{th}} - k \frac{1}{l_u} \int_{-l_u/2}^{l_u/2} \Delta \bar{\theta}(t, x) dx = \bar{s}(t) = 0 \quad (3.5)$$

3.2.1 Calcul du laplacien

A chaque pas de temps t le profil moyenné de température $\bar{\theta}_{ZOU}(t, x)$ est approximé par un polynôme du second degré (figure 3.8) qui, une fois intégré le long de l'axe x de la zone utile, donne la valeur du terme de conduction à chaque pas de temps noté $k \Delta \bar{\theta}_{ZOU}(t)$.

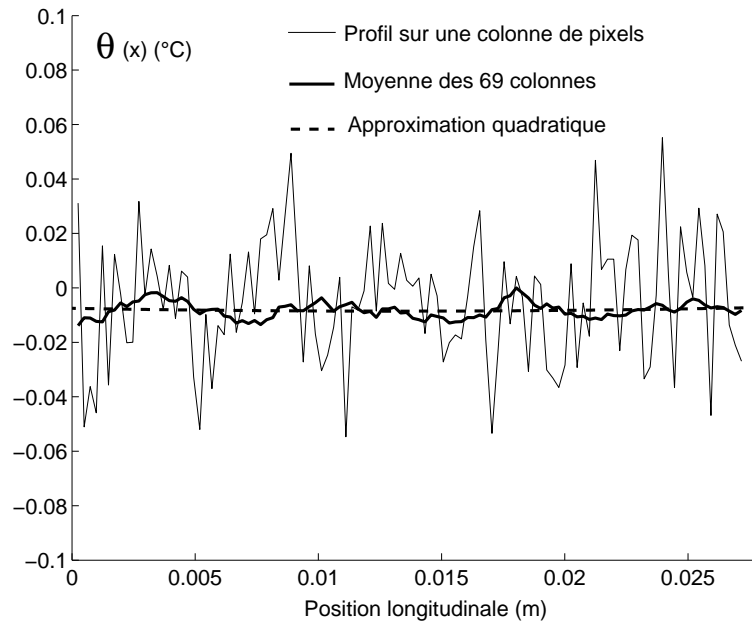


Figure 3.8 – Traitement des profils de température.

Un lissage de la variation du Laplacien en fonction du temps par une droite (figure 3.9) montre que sa valeur moyenne ne varie pratiquement pas dans ce type d'essai, et reste proche de zéro. Pour un essai de quelques secondes, les deux termes d'échange par conduction et par convection ont donc une valeur relative très faible, ce qui est prévisible compte tenu de la soustraction de la première image dans le traitement et des constantes de temps d'échange de plusieurs dizaines de secondes. Une attention particulière doit donc être portée à la détermination des vitesses d'échauffement, terme prépondérant dans l'expression des sources.

3.2.2 Les mesures

L'évaluation expérimentale du bruit global repose sur 41 séquences d'enregistrements des champs de température. Chaque séquence d'enregistrement est réalisée à une fréquence d'acqui-

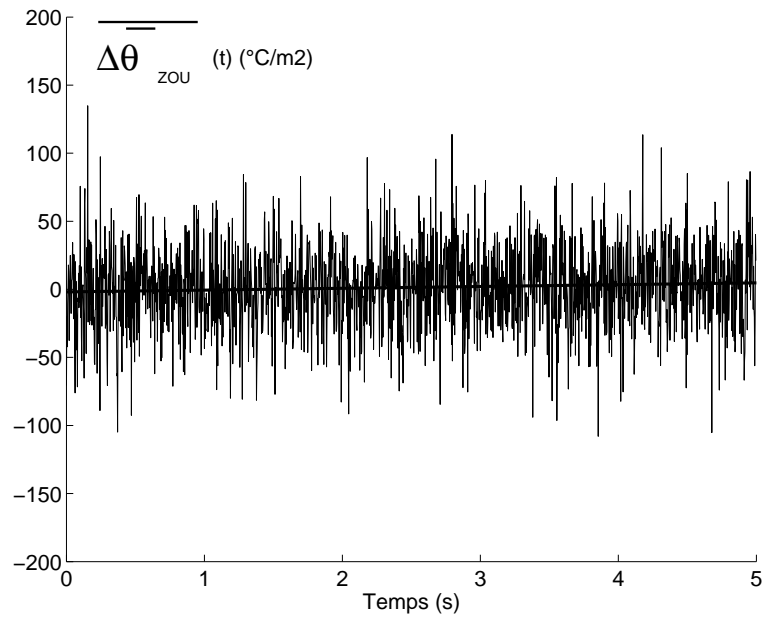


Figure 3.9 – Lissage linéaire de la variation dans le temps du Laplacien.

sition de la caméra f_a de 350Hz, sur un quart d'image (160x120 pixels), pendant une durée de 10 secondes, soient 3500 images. Ces mesures ont été réalisées sur plusieurs jours et donc avec des conditions d'environnement différentes, et la constante de temps d'échange τ_{th} déterminée à chacun de ces jours.

Pour se rapprocher le plus possible des futures conditions d'essai, le vérin hydraulique de la machine d'essai est mis en route plusieurs heures avant la mesure, et le mors inférieur est refroidi. L'éprouvette est mise en charge à un niveau constant.

L'implantation des équipements étant identique à l'étude précédente, la zone utile et la référence sont toujours "couvertes" par environ 5000 pixels chacune.

3.2.3 Les traitements

Comme les conditions d'essais, les traitements sont identiques à ceux adoptés pour les essais présentés au chapitre IV, et certains choix seront justifiés à ce moment.

Les sources thermomécaniques dissipatives $\bar{s}(t)$, théoriquement nulles ici, sont alors calculées à chaque pas de temps t_i (image) en déterminant les trois termes à gauche de l'équation 3.5 (exemple figure 3.10 pour un essai).

Pour juger de l'importance relative des origines des erreurs, l'équation 3.5 peut être décomposée en trois termes :

$$\begin{aligned}
 Sp_1(t) &= \rho C \left[\frac{\partial \theta(t)}{\partial t} - \left(\frac{\partial \theta(t)}{\partial t} \right)_{(t=0)} \right] && \text{dû à la vitesse d'échauffement} \\
 Sp_2(t) &= \rho C \frac{\theta(t)}{\tau_{th}} && \text{dû aux échanges par convection} \\
 Sp_3(t) &= k \Delta \bar{\theta}(t) && \text{dû aux échanges par conduction.}
 \end{aligned}$$

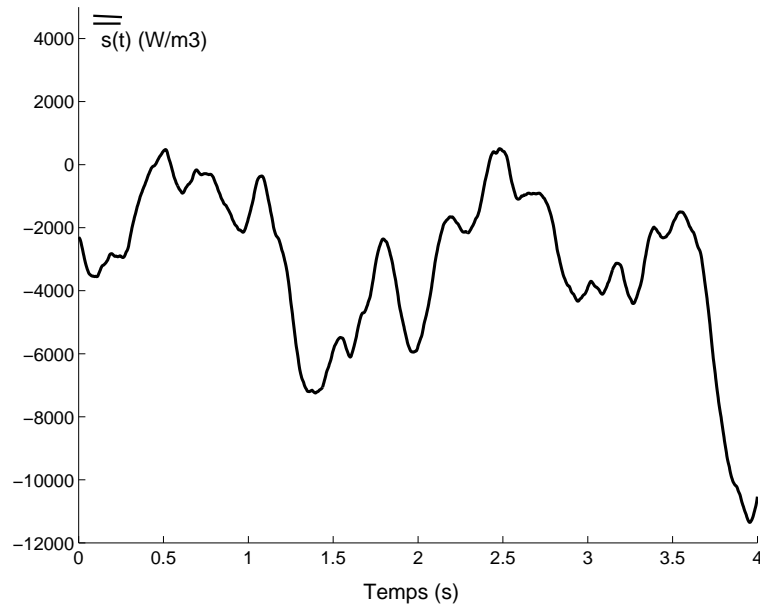


Figure 3.10 – Source en fonction du temps pour un essai.

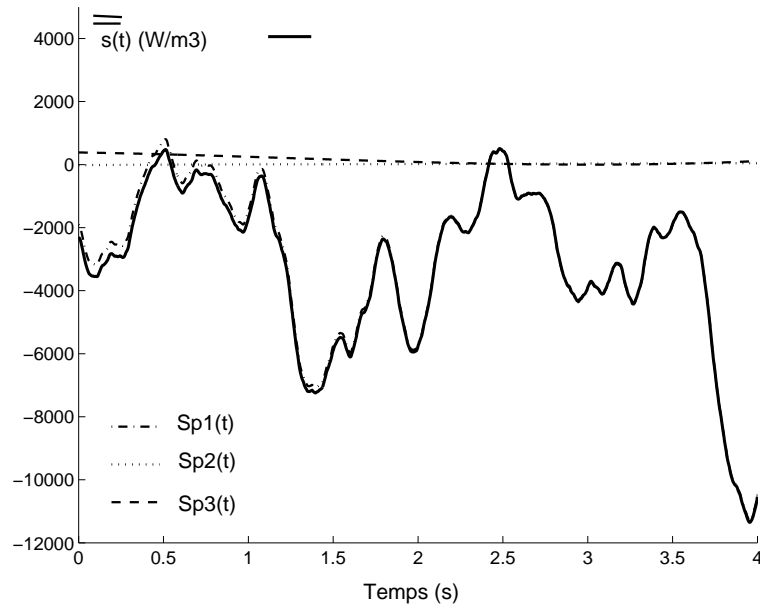


Figure 3.11 – Origines relatives des erreurs.

Il ressort clairement (figure 3.11) que les variations dans le temps des sources sont essentiellement attribuables au terme de vitesse d'échauffement. La qualité des différentes approximations du signal $\theta(t)$, et en particulier le choix de la largeur de la fenêtre de lissage $nfen$, a donc une influence directe sur les résultats. Cette conséquence sera analysée par la suite.

L'énergie massique dissipée pendant une période $n\Delta t$ se calcule simplement par cumul $E(t) = \sum_{i=1}^n \bar{s}(t_i)\Delta t$ (figure 3.12).

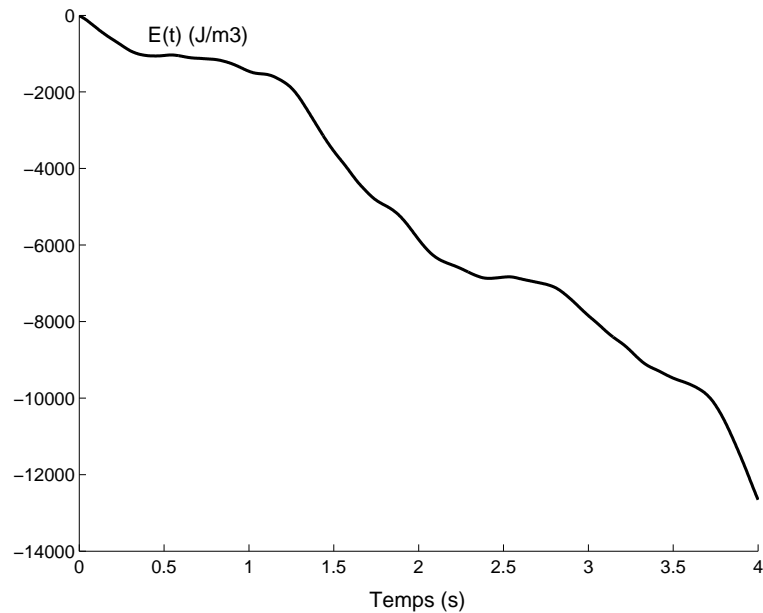


Figure 3.12 – Energie dissipée pour un essai.

3.2.4 Résultats

Le traitement décrit au paragraphe précédent est appliqué aux 41 enregistrements. Concernant les sources (figure 3.13), la moyenne est bien nulle et l'écart type moyen des dispersions de l'ensemble des valeurs de sources est de 3360 W.m^{-3} , soit, exprimé en vitesse d'échauffement, 1 mK.s^{-1} .

L'erreur sur l'énergie $E(t)$ (figure 3.14) peut être considérée comme variant linéairement en fonction du temps, l'écart type de la dispersion étant de 6900 J.m^{-3} au bout de quatre secondes d'intégration, soit 2 mK ramené en élévation de température. L'allure des courbes d'énergie dissipée par cycle est similaire à celles des sources (figure 3.15), la valeur moyenne de l'écart type de la dispersion étant de 215 J.m^{-3} , correspondant à une élévation de température de $0,06 \text{ mK}$ par cycle.

Ces valeurs de dispersions peuvent être considérées comme les seuils de *sensibilité* de la méthode expérimentale présentée. Les courbes de dispersion à deux écart-types représentées ici seront reportées sur les résultats présentés au chapitre IV.

La décomposition en trois termes de l'expression des sources pour les 41 essais confirme bien la prépondérance de la valeur associée aux vitesses de variation de température $Sp_1(t)$ (figure 3.16). Les caractéristiques de l'approximation polynomiale locale de $\theta(t)$ dont il est issu peuvent donc

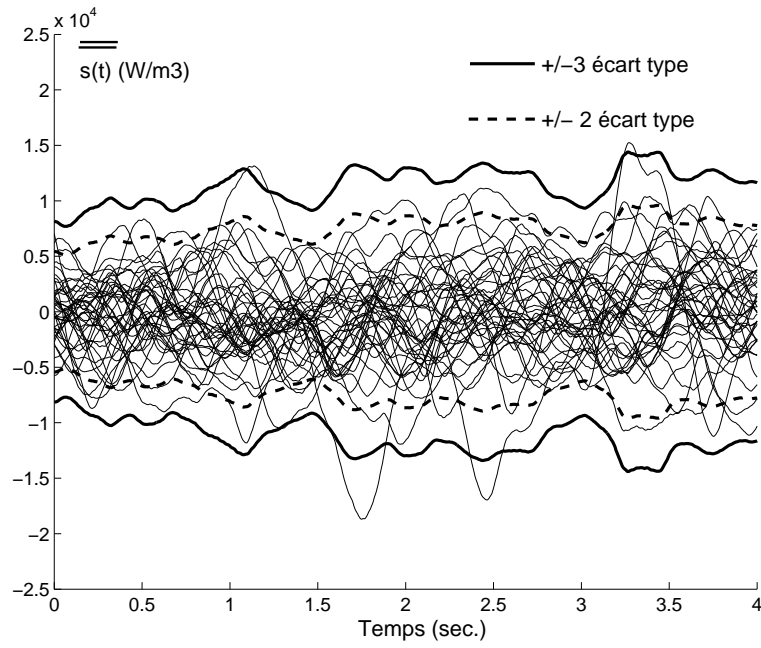


Figure 3.13 – Erreurs sur les sources.

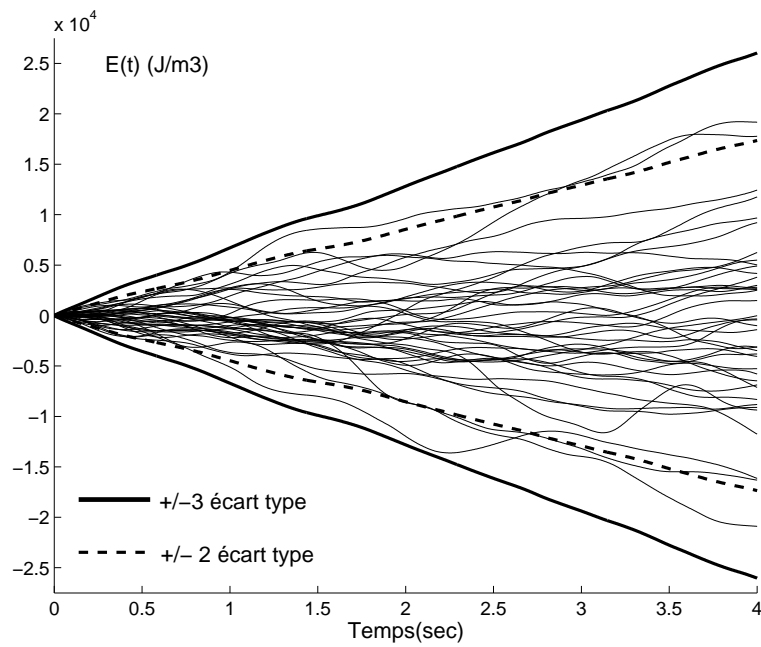


Figure 3.14 – Erreurs sur l'énergie dissipée.

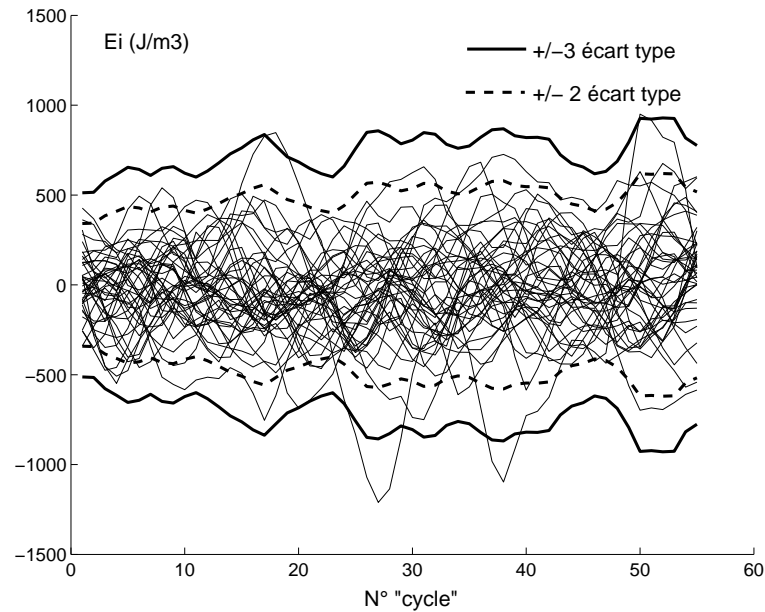


Figure 3.15 – Erreurs sur l'énergie dissipée par "cycle".

influencer sensiblement les résultats, et en particulier la largeur de la fenêtre mobile n_{fen} . Son influence sur les résultats des 41 essais peut être observée globalement sur la forme de la courbe de dispersion à deux écarts types des sources (figure 3.17). De façon prévisible, une augmentation de la largeur de fenêtre n_{fen} diminue la modulation des courbes au détriment de la résolution temporelle : le compromis adopté est une valeur de n_{fen} de 200 pas de temps.

3.3 Conclusions.

Pour répondre à l'objectif fixé de quantifier les sources thermomécaniques dissipatives activées à chaque cycle d'un essai de fatigue, un bilan calorimétrique rigoureux est nécessaire. La principale originalité de la méthode proposée ici consiste à utiliser un échantillon de référence qui permet d'adopter des hypothèses moins restrictives sur les conditions aux limites : la variation de la température au voisinage de l'éprouvette est ainsi prise en compte.

L'écart type du bruit global de la méthode, est évalué à 3360 W.m^{-3} pour les sources calculées avec les caractéristiques de l'acier (soit 1 mK.s^{-1} ramené en vitesse d'échauffement, quelque soit le matériau), et 6900 J.m^{-3} pour l'énergie dissipée sur une durée de quatre secondes d'intégration (soit 2 mK d'élévation de température). Ces valeurs englobent toutes les origines possibles d'erreurs : bruit du capteur (caméra infrarouge), hypothèses adoptées, artefacts de traitements. . .

L'étude bibliographique n'a pas permis de révéler une étude comparable de sensibilité concernant d'autres méthodes utilisées pour déterminer les sources thermomécaniques dissipatives d'un matériau déformé : il est donc impossible de situer les performances de la méthode expérimentale proposée ici par rapport à l'existant.

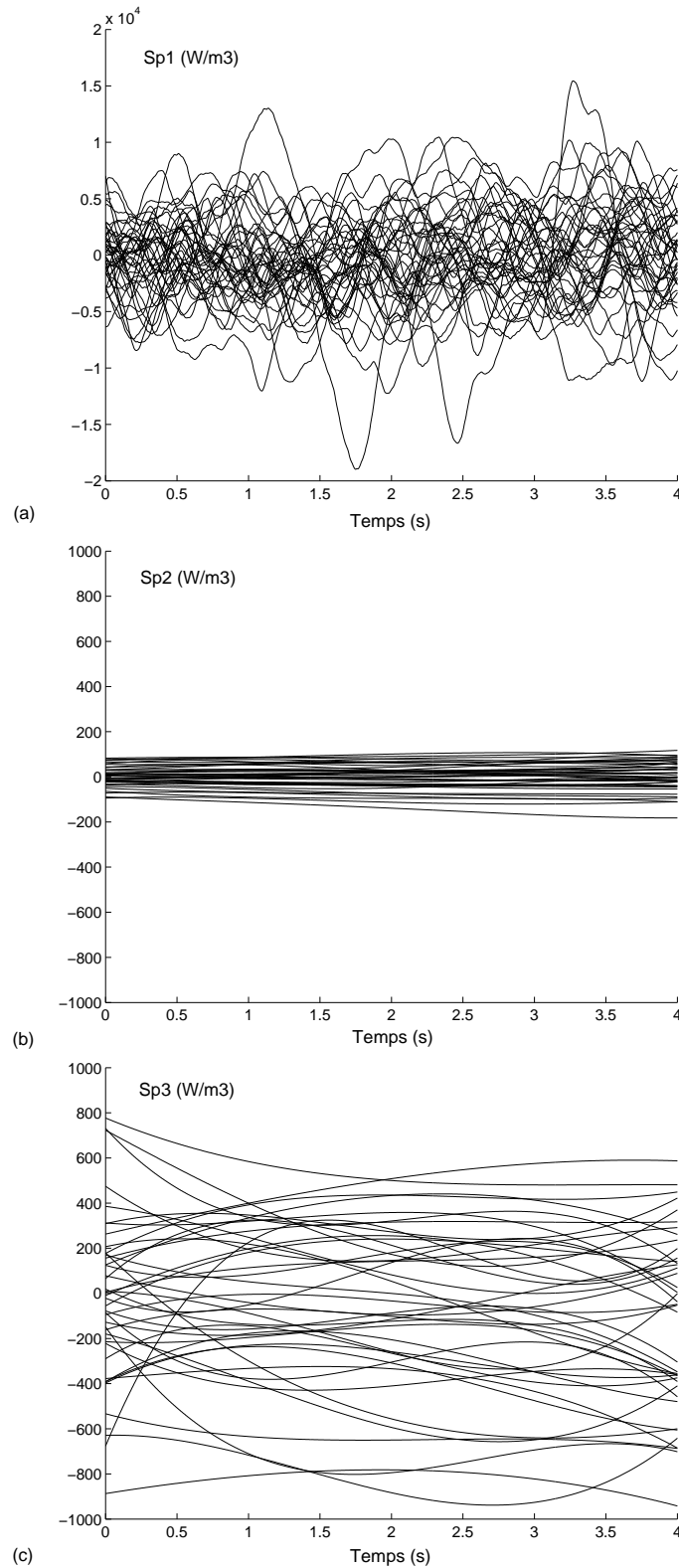


Figure 3.16 – Décomposition des valeurs des sources pour les 41 essais : (a) vitesses d'échauffement ; (b) convection ; (c) conduction.

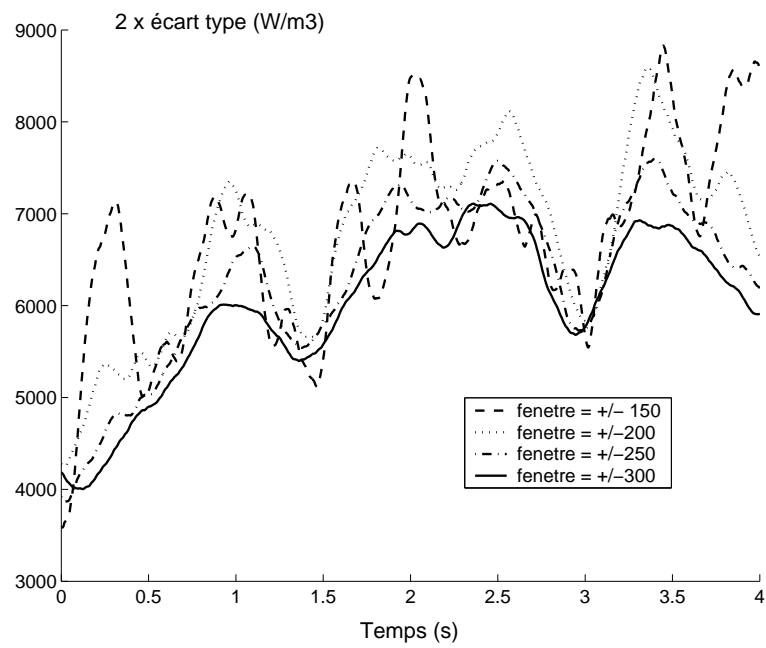


Figure 3.17 – Influence de n_{fen} sur la dispersion des résultats des sources.

Chapitre 4

Application de la méthode. Premiers résultats

4.1 Matériaux étudiés

4.1.1 Propriétés métallurgiques

Les matériaux étudiés par la suite sont un acier ferritique à très bas taux de carbone dont la composition chimique est indiquée dans le tableau 4.1 et un aluminium A5 dont la teneur en impureté n'est pas chiffrable de façon significative par fluorescence X. Les éprouvettes sont usinées par détournage dans des tôles de construction mécanique laminées à froid d'épaisseur 1,5 mm pour l'acier et 2 mm pour l'aluminium, toujours orientées parallèlement au sens du laminage pour éviter des différences dues à la texture éventuelle.

C	Si	Mn	P	S	Cu	Ni	Cr	Mo	Al	Ti
1,7	2,7	23,4	1,9	2	1,2	3,1	4,5	<1	4,2	<1

Tableau 4.1 – Composition chimique de l'acier ($10^{-2}\%$ en masse)

Pour mettre en valeur l'influence de l'état métallurgique sur le comportement thermomécanique des aciers, des essais sont réalisés avec des éprouvettes "brutes" de laminage et d'autres recuites (recuit complet à 950 °C pendant 2 heures sous atmosphère neutre).

Le matériau initial (figure 4.1) présente une légère texture, les grains de formes irrégulières étant allongés dans le sens du laminage.

La figure 4.2 confirme bien les effets habituels du recuit des aciers à bas carbone : la structure obtenue après recristallisation présente un grain équiaxe relativement régulier avec des traces de cémentite rassemblées aux joints de grain.

4.1.2 Propriétés mécaniques

Les chargements appliqués dans les essais sont tels que la contrainte maximale est toujours inférieure à la limite élastique macroscopique du matériau, de façon à se situer dans des valeurs correspondant au domaine de la fatigue à grand nombre de cycles.

Les figures 4.3 et 4.4 représentent les courbes d'essais de traction pour l'ensemble des matériaux. A l'état recuit, le plateau de Lüders se situe à 200 MPa environ, alors qu'à l'état initial

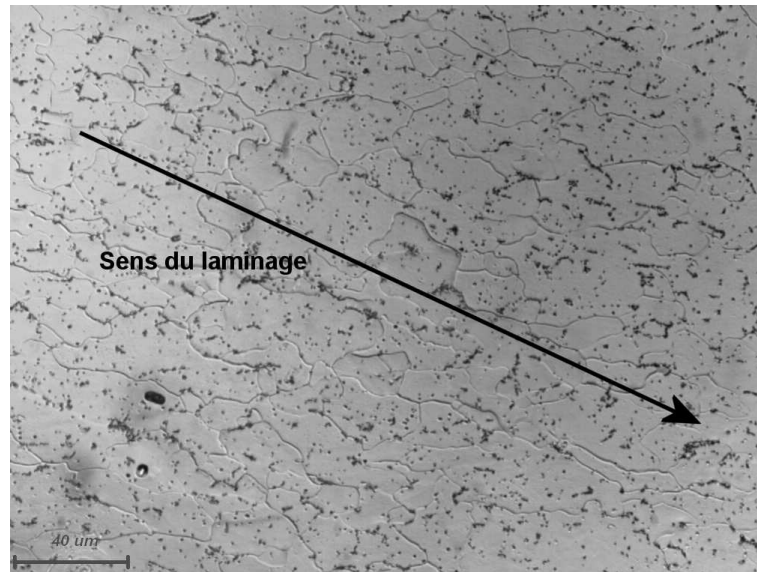


Figure 4.1 – Micrographie matériau à l'état laminé initial.

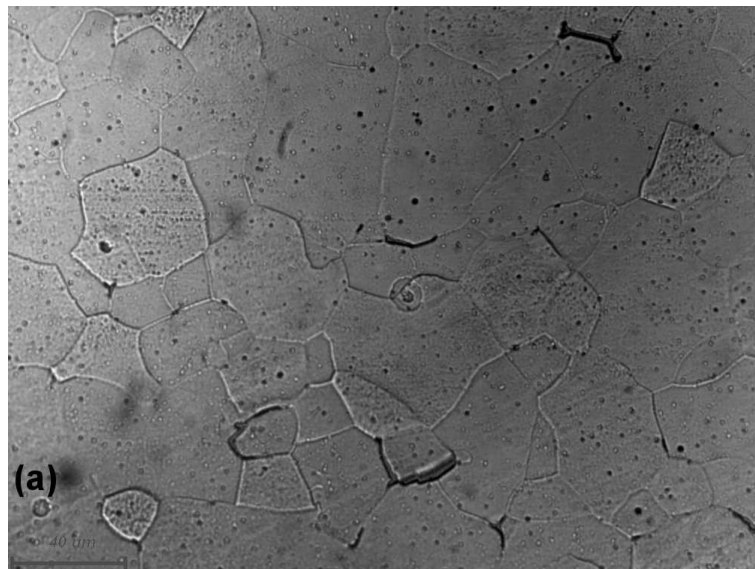


Figure 4.2 – Micrographie matériau après recuit complet.

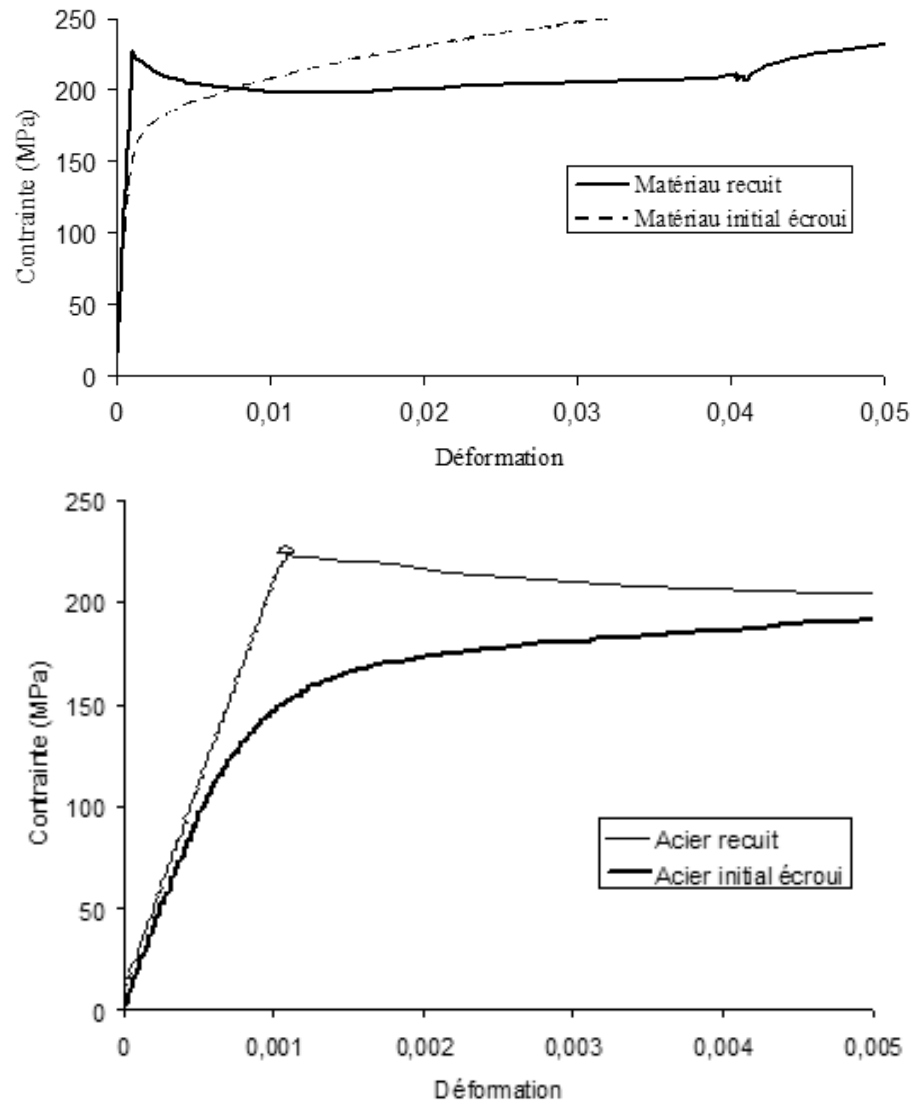


Figure 4.3 – Courbes d’essais de traction de l’acier de 0 à 5 % de déformation et de 0 à 0,5 % de déformation

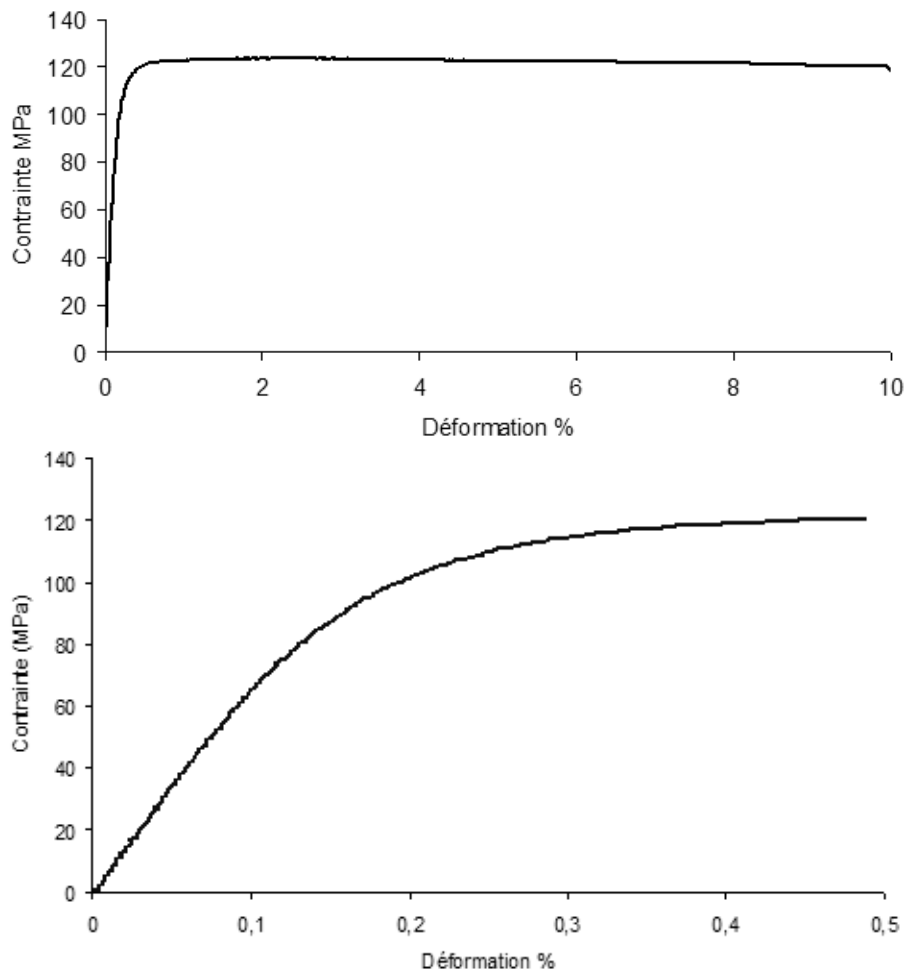


Figure 4.4 – Courbes essais de traction de l'aluminium A5 de 0 à 10 % de déformation et de 0 à 0,5 % de déformation

la limite élastique conventionnelle à 0.2% est de 180 MPa pour les aciers. La limite élastique conventionnelle $R_{p0,02\%}$ de l'aluminium est de 110 MPa. Les contraintes maximales appliquées dans les essais correspondent à ces valeurs. Dans les deux cas, ces courbes sont dilatées pour permettre de visualiser approximativement la perte de non linéarité de la zone élastique : elle intervient à un niveau de contrainte de 100 MPa pour l'acier écroui et 70 MPa pour l'aluminium.

4.2 Acier laminé initial

4.2.1 Une seule éprouvette

Analyse en température

Pour comparer la méthode proposée avec celle habituellement utilisée dans la littérature, une éprouvette est sollicitée par blocs de 3000 cycles à des niveaux de contrainte maximale échelonnés de 40 à 180 MPa, et un rapport de charge $R_\sigma = 0,1$.

Les champs de température sont enregistrés pendant 10 secondes au démarrage du vérin et au bout des 3000 cycles de sollicitations.

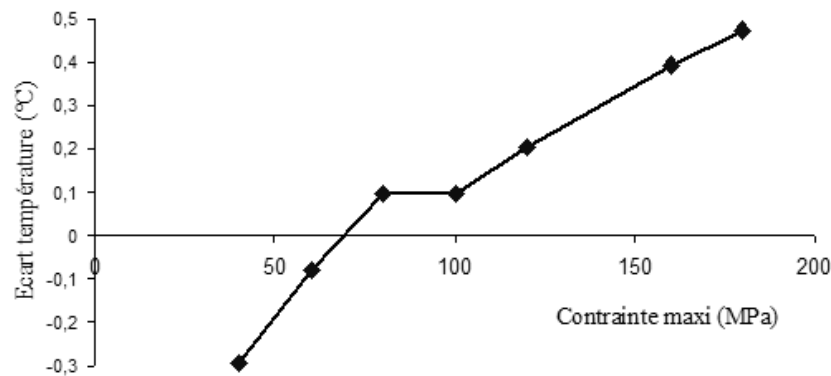


Figure 4.5 – Écart de la température moyenne de la zone utile après 3000 cycles en fonction de la contrainte σ_{MAX}

En reportant la variation de la température moyenne de la zone utile en fonction du niveau maximal de contrainte appliquée (figure 4.5), il n'est pas possible de déceler le changement de régime thermique habituellement attribué au dépassement de la limite d'endurance.

Le fait de reporter la différence des températures moyennes de la zone utile et de la référence pour tenir compte des fluctuations de l'environnement (figure 4.6), montre bien la faiblesse d'une analyse en température. La valeur importante du premier point de cette figure est simplement attribuable à la non stationnarité thermique du système. En effet, cette première mesure est faite peu de temps après le montage de l'échantillon sur la machine d'essai et des protections. Les températures des deux zones observées varient sensiblement pour tendre vers un équilibre qui n'est pas atteint au moment où l'essai est lancé (figure 4.7).

Analyse en source et énergie

La procédure présentée au chapitre précédent est appliquée au calcul des sources et de l'énergie dissipée pendant les premiers cycles de sollicitation de chaque essai.

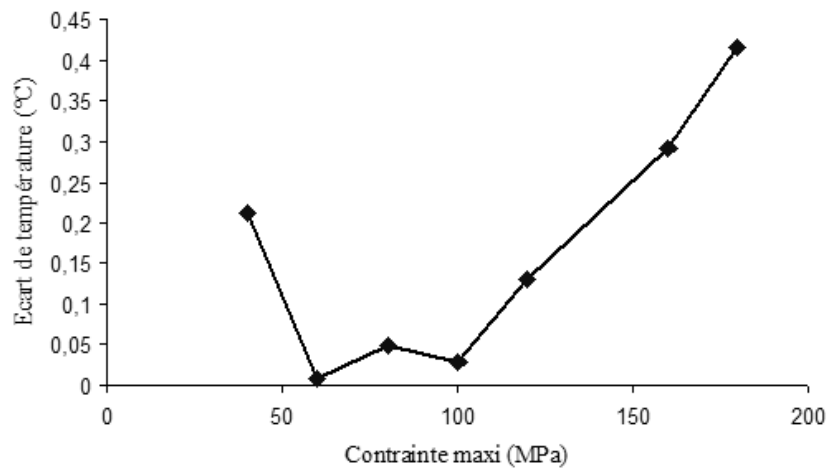


Figure 4.6 – Variation de la différence des températures moyennes $\bar{\theta}(t)$.

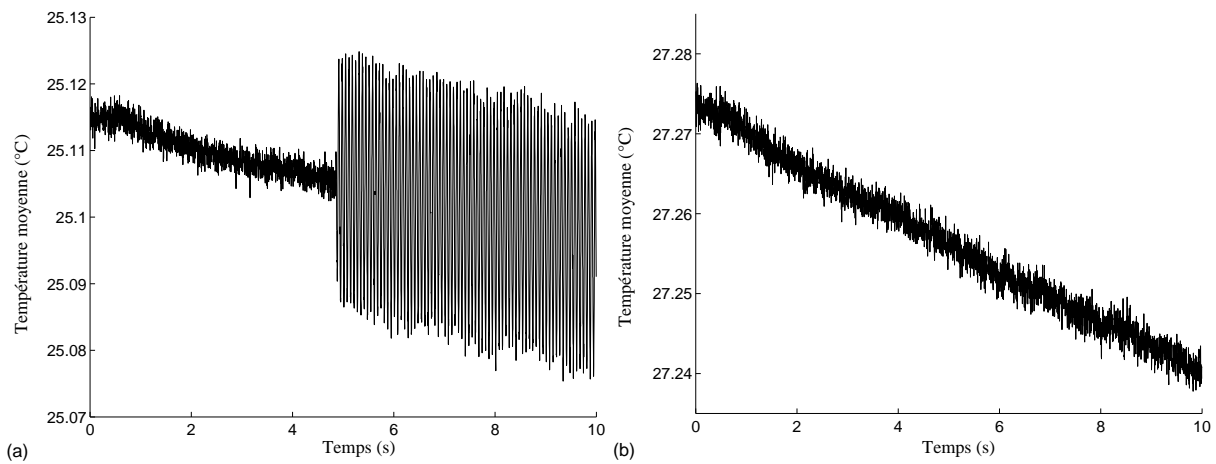


Figure 4.7 – Variation des températures moyennes : (a) zone utile ; (b) référence.

En observant les variations de l'écart de la différence des moyennes de température de la zone utile et de la référence $\theta(t)$ (figure 4.8), on ne remarque pas d'accroissement pour des niveaux de contrainte maximale de 40 et 60 MPa ; les éventuelles variations de température sont inférieures au bruit de mesure. A partir et au-delà de 80 MPa, les échauffements sont détectables dès la mise en route du vérin.

Les sources $\bar{s}(t)$ (figure 4.9), l'énergie dissipée à chaque cycle de sollicitation E_i (figure 4.10) et l'énergie totale dissipée $E(t)$ (figure 4.11) sont calculées sur la période correspondant aux 4 premières secondes suivant la mise en route du vérin, ce qui correspond à 60 cycles compte tenu de la fréquence du chargement f_s de 15 Hz.

Le calcul de l'énergie dissipée par cycle E_i se faisant sur une période $\tau_s = \frac{1}{f_s}$ très faible, l'allure des courbes d'évolution est tout à fait similaire à celle des sources. L'interprétation des résultats peut donc se faire sur l'une ou l'autre courbe.

Les éventuelles sources activées aux bas niveaux de sollicitations (σ_{MAX} de 40 et 60 MPa) ne sont pas détectables. A partir et au delà de 80 MPa leurs niveaux sont supérieurs au bruit de la méthode déterminé au chapitre III. Pour des niveaux de charge supérieurs, on observe un comportement de plus en plus marqué avec l'augmentation de la contrainte appliquée : le niveau des sources, et donc de l'énergie dissipée par cycle, augmente rapidement pendant les 10 premiers cycles environ, puis diminue vers une valeur stabilisée mais non nulle. Compte tenu du rapport de charge ($R_\sigma = 0, 1$), et en se référant au comportement macroscopique plastique cyclique, il est fort probable que cette évolution transitoire soit la manifestation d'un processus d'adaptation micro-plastique cyclique.

L'analyse fine de la cinétique aux premiers cycles est perturbée par le contrôleur du vérin hydraulique : il faut plusieurs cycles au système pour atteindre la valeur de consigne (figure 4.12). Les niveaux de sources thermomécaniques et d'énergies dissipées sont donc certainement inférieurs au démarrage à ce qu'ils devraient être sous amplitude constante.

L'influence du niveau de contrainte appliquée sur le comportement thermomécanique s'observe aisément en reportant les valeurs d'énergie dissipée $E(t)$ au bout d'un nombre de cycles arbitraire en fonction de la contrainte maximale σ_{MAX} (figure 4.13).

Effet de l'historique de chargement

Dans l'essai précédent, la même éprouvette est sollicitée à n blocs successifs de 3000 cycles, à des contraintes maximales croissantes. Une première question peut être posée : les 3000 cycles du bloc de chargement i ont-ils un effet sur le comportement thermique du bloc $i + 1$?

Pour tenter de répondre à cette question, le même essai est réalisé, avec une seule éprouvette pour tous les niveaux, mais en appliquant seulement 100 cycles à chaque bloc (résultats figure 4.14).

En comparant l'énergie dissipée au bout de 45 cycles après le démarrage pour les deux essais (figure 4.15), il est possible d'affirmer que les événements microstructuraux qui peuvent se produire après 100 cycles de sollicitations ne modifient pas le comportement thermomécanique du matériau au niveau supérieur.

4.2.2 Essais une éprouvette par niveau

Toujours pour vérifier l'éventuelle influence d'un bloc i sur le comportement thermomécanique du bloc $i + 1$, une éprouvette différente est utilisée pour chaque niveau de chargement (bloc) : il ne peut donc pas y avoir d'interférence entre les différents blocs d'essai.

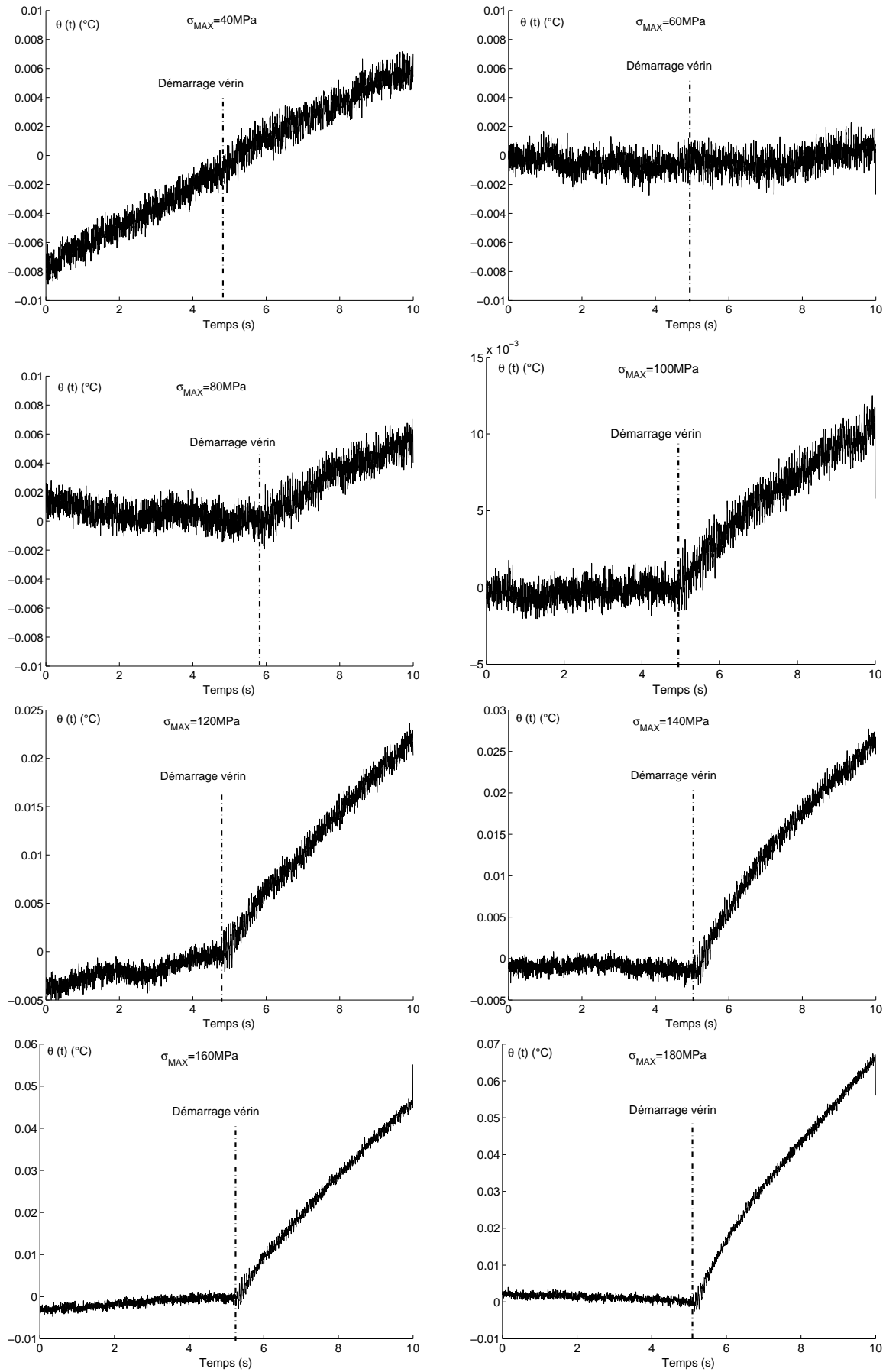


Figure 4.8 – Variation des températures moyennes $\theta(t)$ au démarrage du vérin. Essai acier écroui avec une seule éprouvette

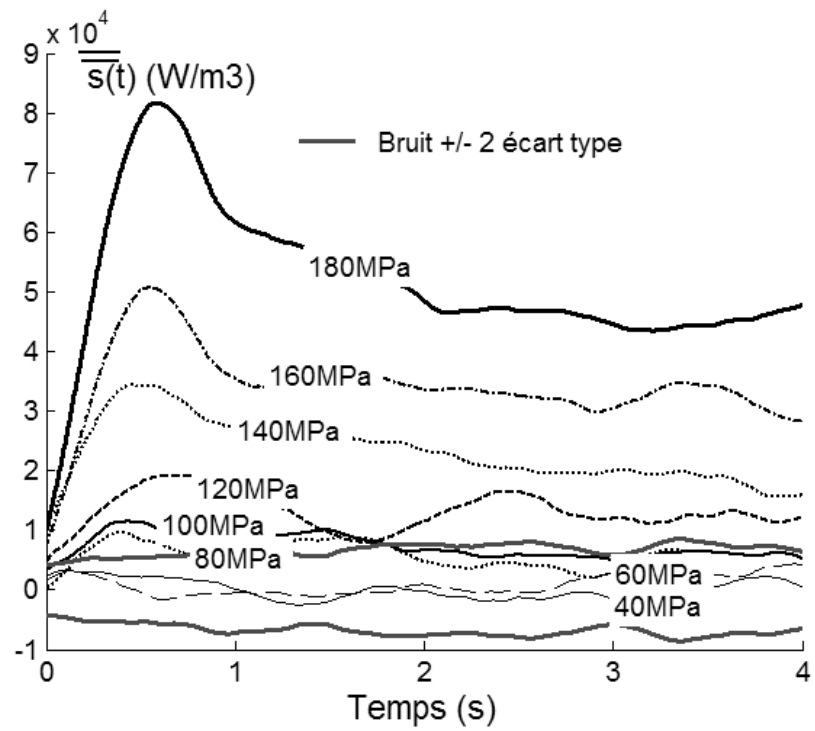


Figure 4.9 – Sources thermiques dissipatives au démarrage pour chaque niveau de contrainte σ_{MAX} (essai à une seule éprouvette).

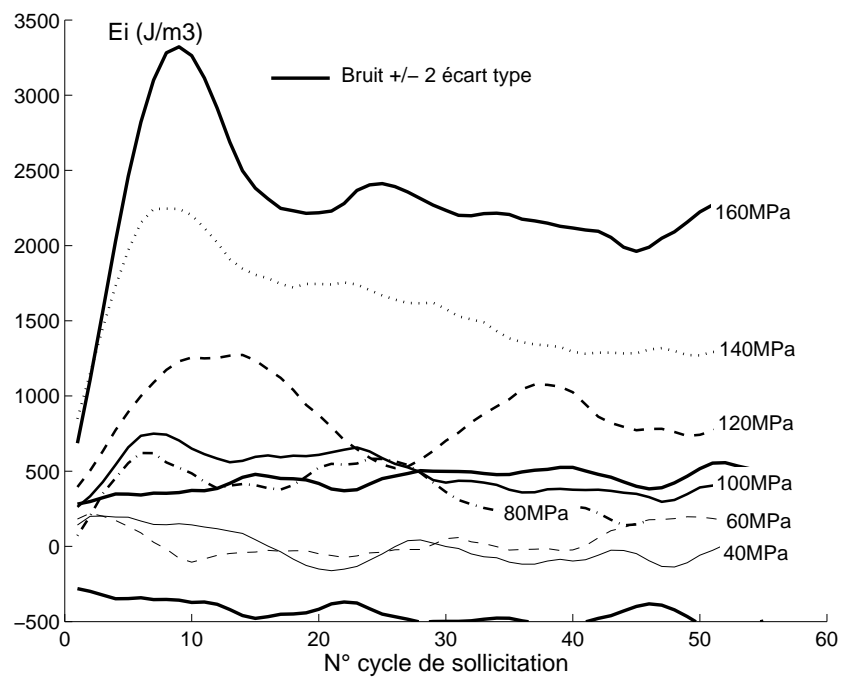


Figure 4.10 – Énergie dissipée par cycle E_i (essai à une seule éprouvette).

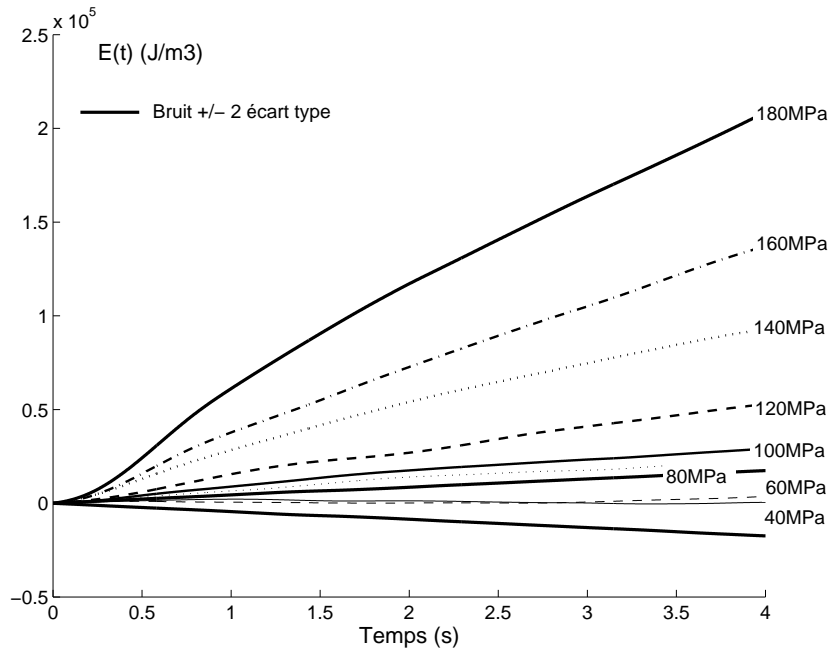


Figure 4.11 – Énergie dissipée au démarrage $E(t)$ (essai à une seule éprouvette).

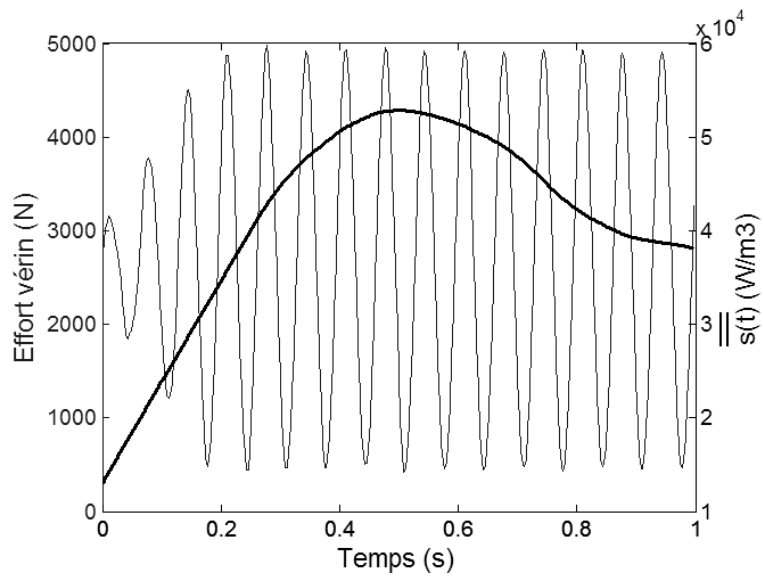


Figure 4.12 – Effort appliqué et source dissipative aux premiers cycles de sollicitation ($\sigma_{MAX} = 180\text{MPa}$).

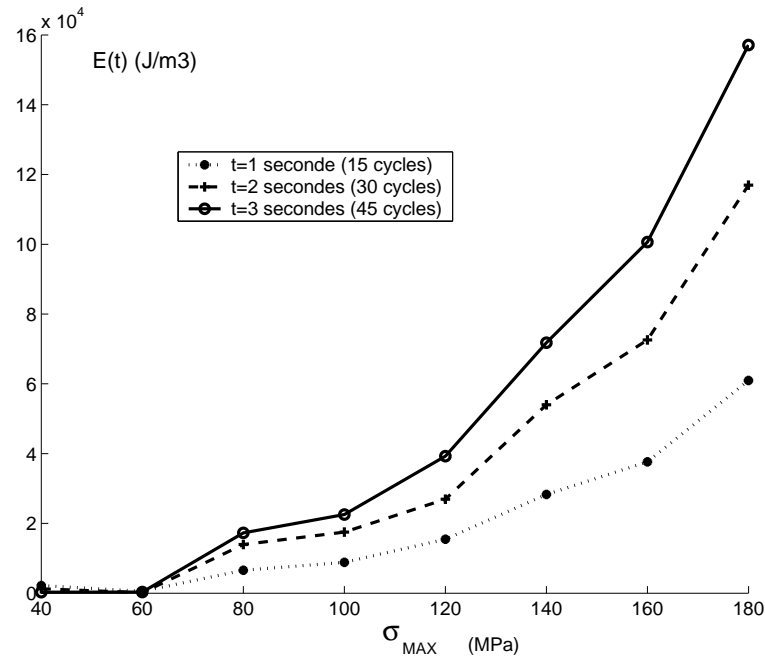


Figure 4.13 – Énergie thermique dissipée $E(t)$ en fonction des contraintes appliquées.

Etude de reproductibilité

Par ailleurs, pour tester la reproductibilité de la méthode, ces essais sont reproduits deux ou trois fois à chaque niveau de sollicitations, mais toujours avec des éprouvettes différentes.

L'analyse en énergie totale dissipée (figure 4.16) montre que, pour chaque niveau, la dispersion des résultats est inférieure au bruit de la méthode caractérisé au chapitre III, même si la cinétique de cette dissipation cycle par cycle est légèrement différente (figure 4.17). Par contre, pour le niveau σ_{MAX} de 180 MPa, qui correspond à la limite élastique macroscopique, la dispersion sur l'énergie totale dissipée est supérieure au bruit. Dans ce cas, les écarts observés sont dus à des différences de comportement du matériau : pour les trois éprouvettes, la cinétique de la macro-plasticité n'est pas tout à fait identique.

Analyse des résultats

Pour les faibles niveaux de contraintes ($\sigma_{MAX}=40$ et 60 MPa) l'énergie dissipée est de l'ordre du bruit comme dans les cas précédents : il est donc difficile de comparer ces résultats. Au delà, l'énergie dissipée est supérieure dans le cas de l'utilisation d'une éprouvette différente par bloc de chargement. En comparant l'énergie dissipée au bout des 45 premiers cycles de sollicitation en fonction du chargement (figure 4.18), il est possible de distinguer 3 zones :

- zone 1 : pour une contrainte maximale inférieure ou égale à 60 MPa, l'énergie thermique dissipée est à peu près nulle dans les deux cas (ou non détectable par la méthode développée) ;
- zone 2 : de 60 à 140 MPa, la dissipation thermique est identique dans les deux cas, et proportionnelle à la contrainte σ_{MAX} appliquée ;
- zone 3 : au delà de 140 MPa les évolutions en fonction des contraintes s'accroissent sensiblement, en particulier pour l'essai à une éprouvette par niveau. Les réponses thermiques

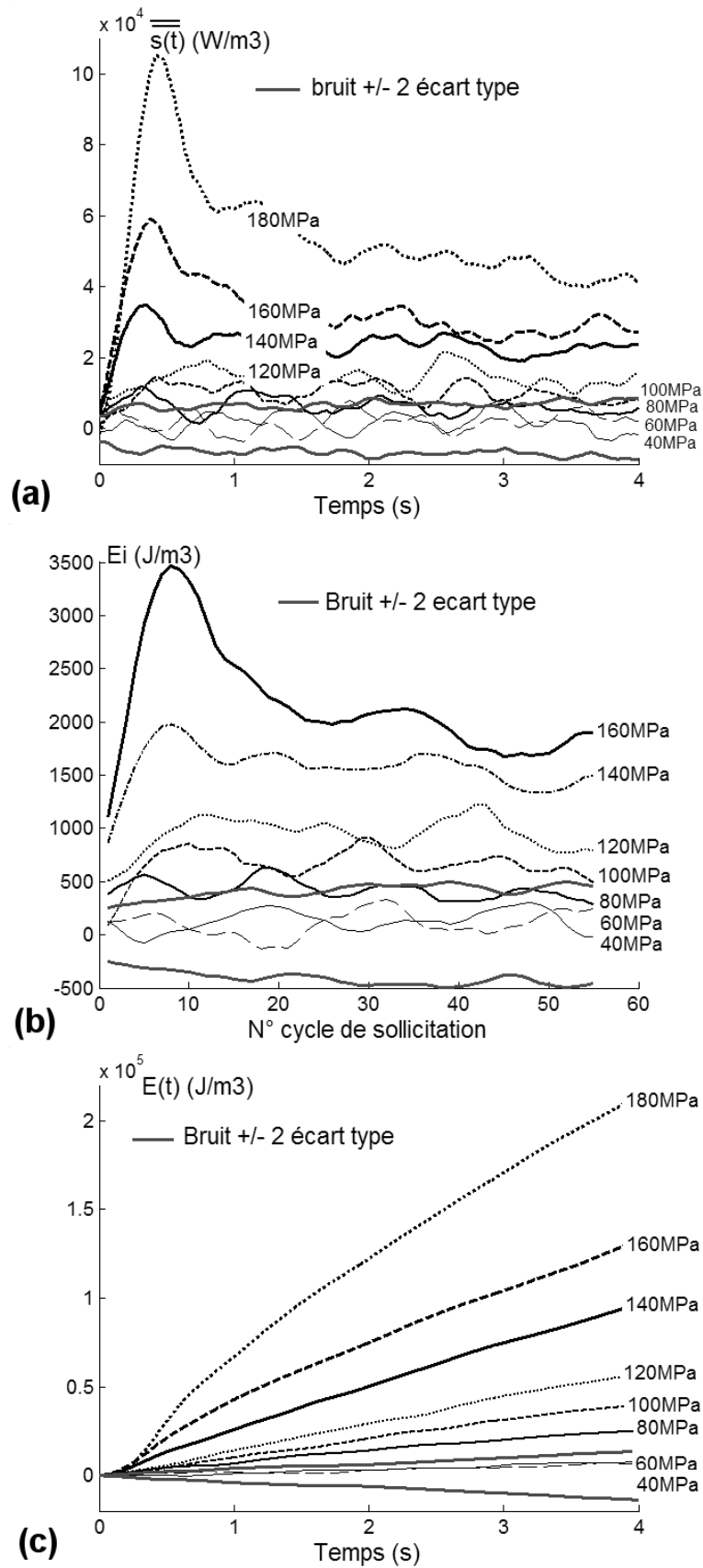


Figure 4.14 – Résultats essais avec une éprouvette, 100 cycles par bloc : (a) source $\bar{s}(t)$; (b) énergie dissipée par cycles E_i ; (c) énergie dissipée $E(t)$

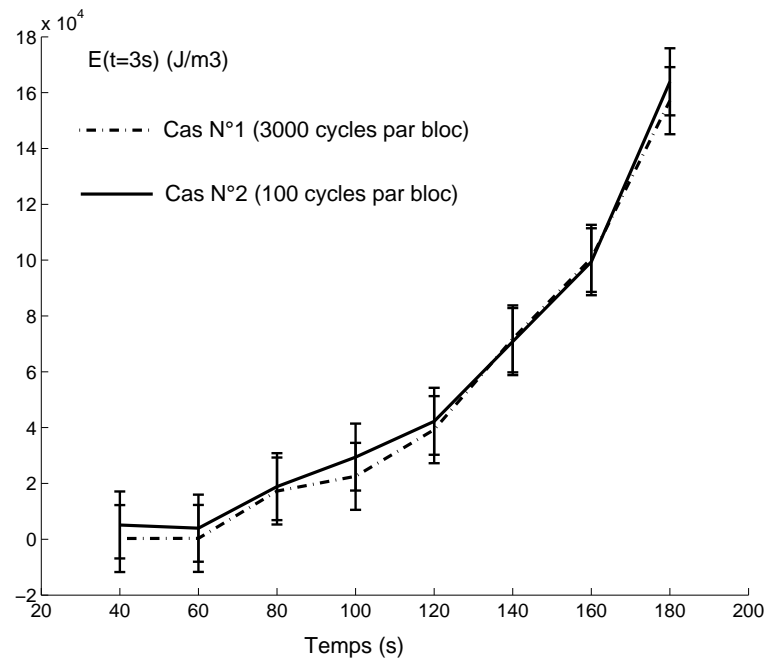


Figure 4.15 – Comparaison de l'énergie dissipée $E(t)$ au bout de 3 secondes (45 cycles) après le démarrage pour les deux types d'essais en fonction du chargement (Barres d'erreur à ± 2 écart type)

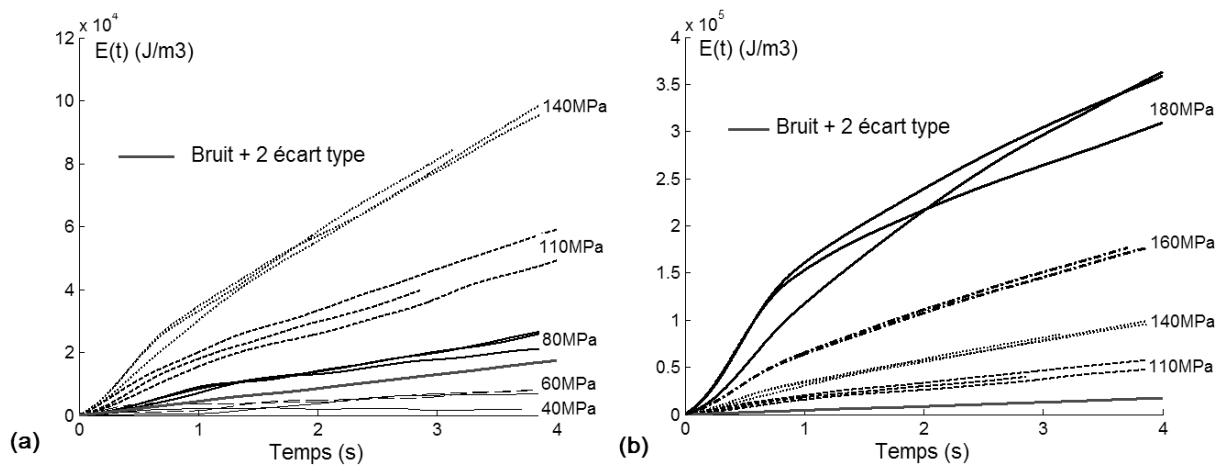


Figure 4.16 – Énergie dissipée $E(t)$, essai à une éprouvette par niveau : (a) résultats $\sigma_{MAX}=60$ à 140 MPa; (b) résultats $\sigma_{MAX}=110$ à 180 MPa

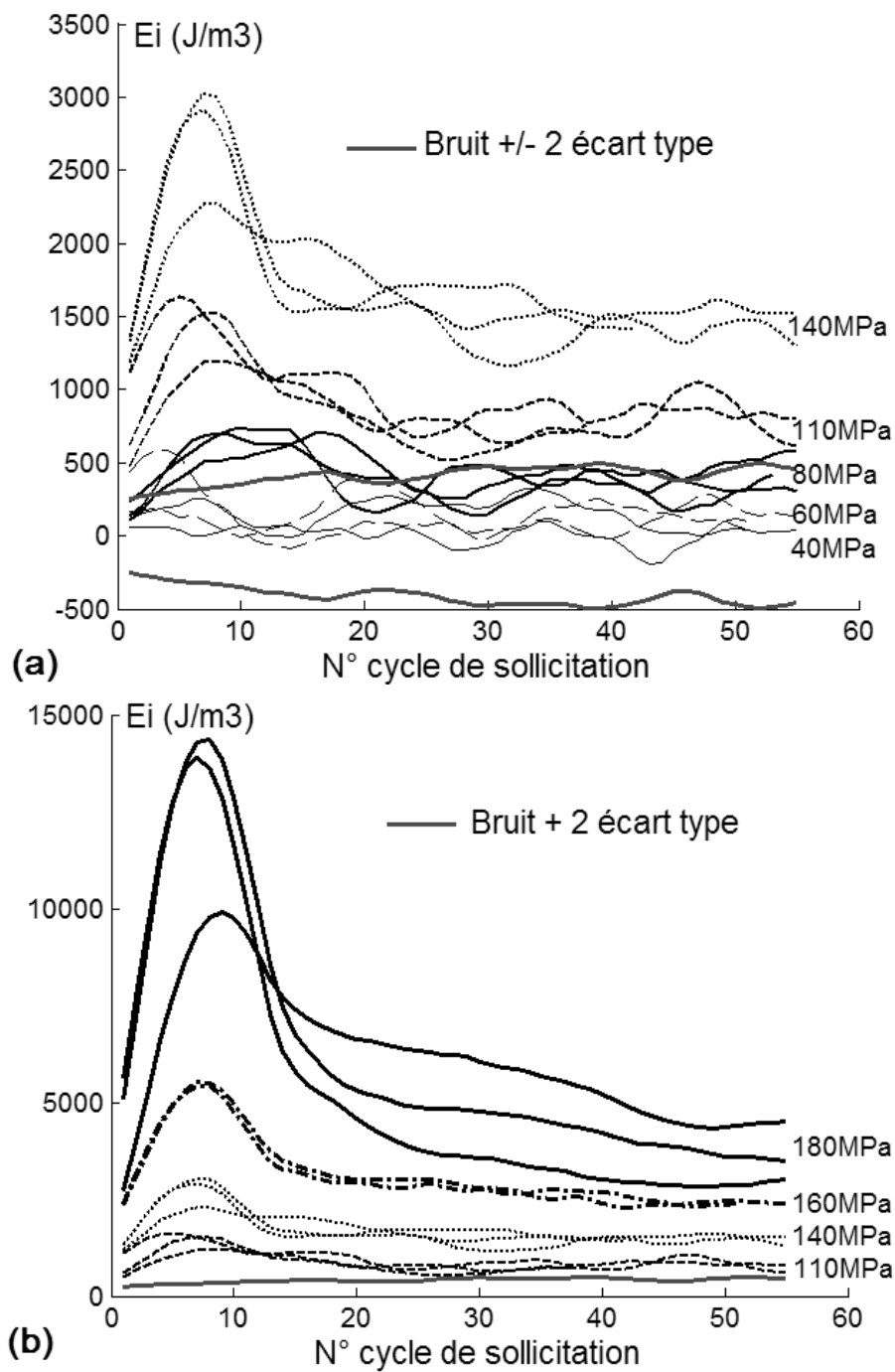


Figure 4.17 – Énergie dissipée par cycle E_i , essai à une éprouvette par niveau : (a) résultats $\sigma_{MAX} = 60$ à 140MPa ; (b) résultats $\sigma_{MAX} = 110$ à 180MPa

des deux types d'essais s'éloignant dans cette zone, il y a donc un effet "mémoire" sur le comportement thermomécanique du matériau.

Un certain nombre d'hypothèses peuvent être formulées en partant de ce résultat :

- la contrainte $\sigma_{MAX} = 60$ MPa est le *seuil* en deçà duquel le comportement du matériau est quasiment *élastique* ; en particulier, le frottement interne est négligeable, le déplacement réversible des dislocations n'étant pas activé ;
- de 60 à 140MPa, le comportement est essentiellement visco-élastique, même si une faible plasticité est détectée dès 110 MPa sur les courbes d'énergie dissipée par cycle E_i dans le cas des essais à une éprouvette par niveau (figure 4.17). La dissipation est proportionnelle aux contraintes maximales appliquées, donc aux vitesses de déformations macroscopiques. Elle est sans doute attribuable aux déplacements réversibles des dislocations ancrées ;
- la contrainte de 140MPa est le seuil à partir duquel la microplasticité, permettant d'activer les processus de multiplication des dislocations, devient plus marquée. L'effet "mémoire" constaté trouve son origine dans l'érouissage subi dans les blocs de chargement précédents dans l'essai à une seule éprouvette.

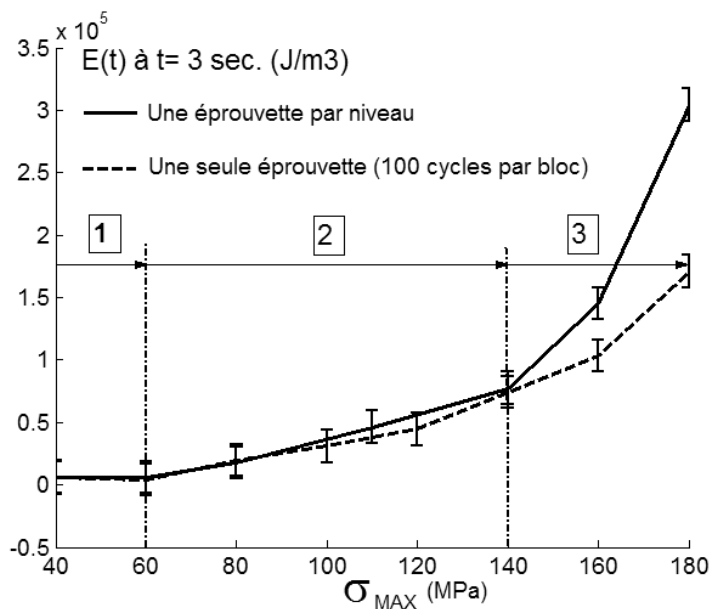


Figure 4.18 – Comparaison de l'énergie dissipée $E(t)$ au bout de 3 secondes (45 cycles) pour les deux types d'essai (barre d'erreur à ± 2 écart-types).

4.2.3 Influence de la contrainte moyenne

Les essais précédents sont réalisés avec un rapport de contraintes $R_\sigma=0,1$ responsable de l'*adaptation* cyclique (micro)plastique à l'origine de dégagements thermiques plus importants à la mise en route de l'essai.

L'objectif ici est d'étudier l'influence de la contrainte moyenne, ou plus exactement, du rapport de contrainte R_σ .

Un rapport $R_\sigma=-1$ est adopté : par analogie avec la plasticité cyclique macroscopique, au delà de la limite micro-élastique doit apparaître localement dans la microstructure une *accommodation*

cyclique plastique influençant la réponse thermique.

Les essais sont effectués de façon identique aux précédents, avec des blocs de chargements croissants de $\sigma_{MAX}=20$ à 100 MPa (le flambement apparaissant à 120 MPa de contrainte σ_{MAX}), puis les sources et énergies dissipées sont calculées en suivant la même démarche que précédemment (figure 4.19).

L'observation des courbes de variation des sources ou de l'énergie dissipée par cycle ne révèle pas de dissipation plus importante aux premiers cycles de sollicitations attribuée dans le cas précédent à l'adaptation cyclique : la contrainte seuil d'apparition de la microplasticité n'a sans doute pas été atteinte ici.

Pour juger de l'effet de la contrainte moyenne, il semble donc pratique encore une fois de reporter l'énergie dissipée au bout d'un temps fixé (par exemple 3 secondes) en fonction de la contrainte maximale appliquée comme sur la figure 4.20-a. On constate que, à même contrainte σ_{MAX} , la dissipation est beaucoup plus importante pour le rapport de charge $R_\sigma=-1$.

Théoriquement, la dissipation volumique intrinsèque s'exprime par :

– $\sigma^{an} : \dot{\epsilon}$ dans le cas d'un comportement viscoélastique suivant un modèle de Kelvin-Voigt.

La contrainte σ^{an} étant elle même proportionnelle à la vitesse de déformation, la dissipation est proportionnelle au carré de la vitesse de déformation ;

– $\sigma : \dot{\epsilon}^p$ dans les cas d'un comportement plastique.

Concernant le comportement visco-élastique, la *vitesse de déformation* maximale semble donc être un paramètre plus pertinent pour interpréter les résultats. Pour une contrainte appliquée de la forme $\sigma = \sigma_m + \sigma_a \sin(\omega t)$, cette vitesse de déformation maximale vaut $\dot{\epsilon}_{MAX} = \left(\frac{1 - R_\sigma}{2}\right) \frac{\omega_s}{E} \sigma_{MAX}$.

La comparaison de l'énergie dissipée au bout de 3 secondes en fonction de la vitesse maximale de déformation pour les deux rapports de charge (figure 4.20-b) semble indiquer des régimes thermiques proches jusqu'à une vitesse de $0,03 \text{ s}^{-1}$. Cependant, la comparaison de l'énergie dissipée par cycle E_i pour deux essais à même vitesse de déformation mais à contraintes maximales différentes (figure 4.21) montre une dissipation thermique plus importante dans le cas $R_\sigma = 0, 1$ au début de l'essai due à la micro-plasticité. Après cette phase d'adaptation, les dissipations sont similaires et on peut supposer que dans les deux cas elles sont attribuables à un comportement uniquement visco-élastique.

Il est alors possible de discerner la part d'énergie dissipée liée à la viscosité E_{VE} de celle liée à la plasticité E_P pour l'essai à $R_\sigma = 0, 1$, pendant une durée de par exemple 2 secondes, suivant le principe de la figure 4.22.

On peut noter alors la bonne correspondance des valeurs d'énergie dissipée due au comportement visco-élastique E_{VE} en fonction des vitesses de déformation maximales (figure 4.23) pour les deux rapports de charge.

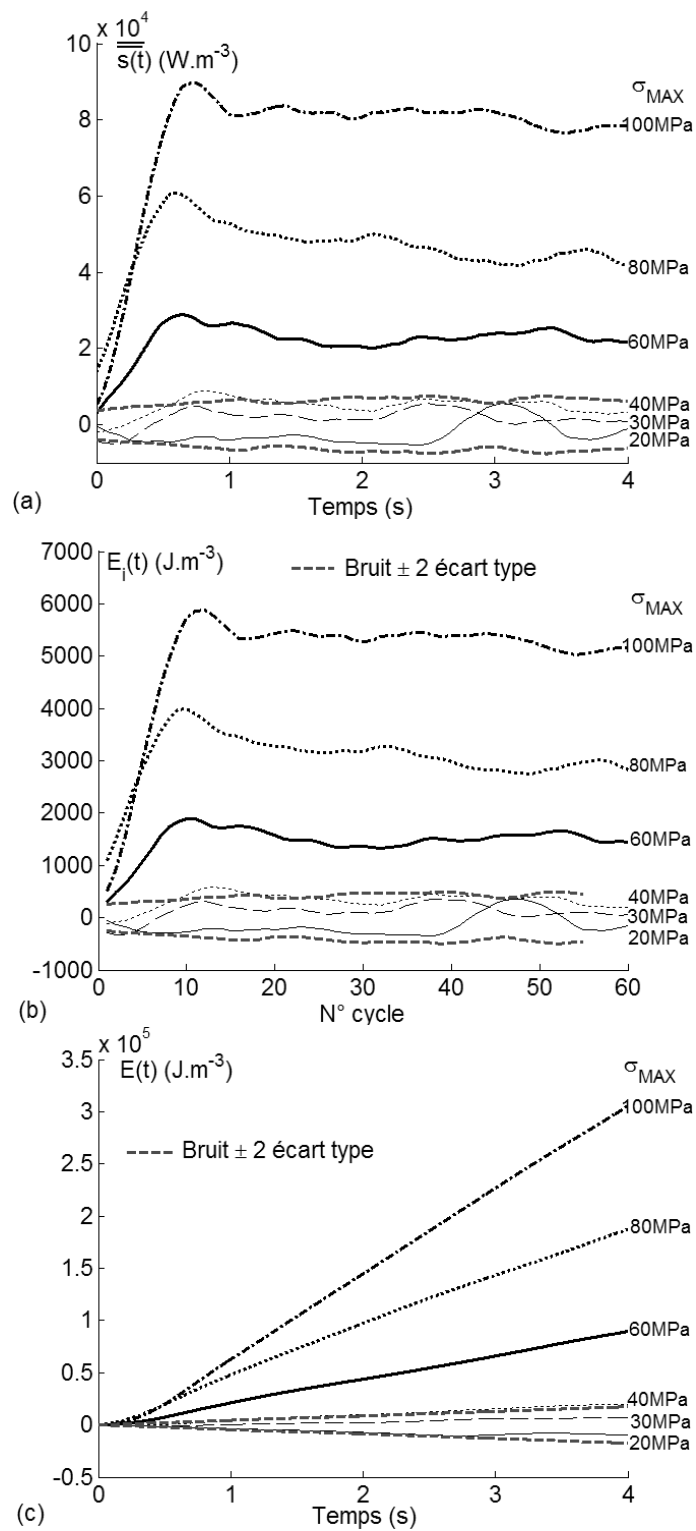


Figure 4.19 – Résultats des essais à $R_\sigma = -1$: (a) sources $\bar{s}(t)$; (b) énergie dissipée par cycle E_i ; (c) énergie dissipée $E(t)$

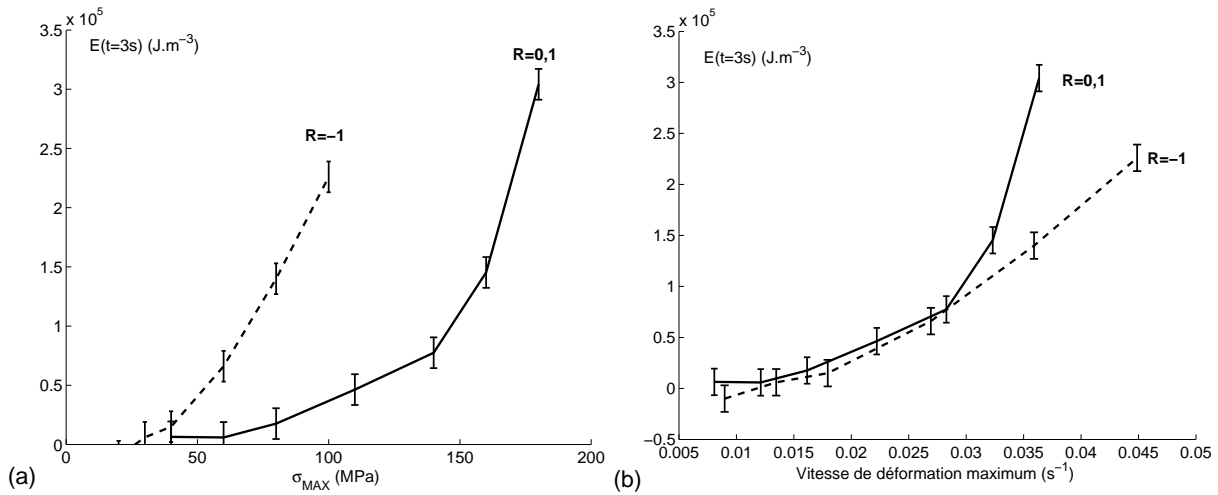


Figure 4.20 – Énergie dissipée $E(t)$ au bout de 3 secondes (45 cycles) pour des rapports de charge $R_\sigma=0,1$ et -1 (barres d'erreur à ± 2 écart type) : (a) en fonction de la contrainte σ_{MAX} ; (b) en fonction de la vitesse de déformation maximale.

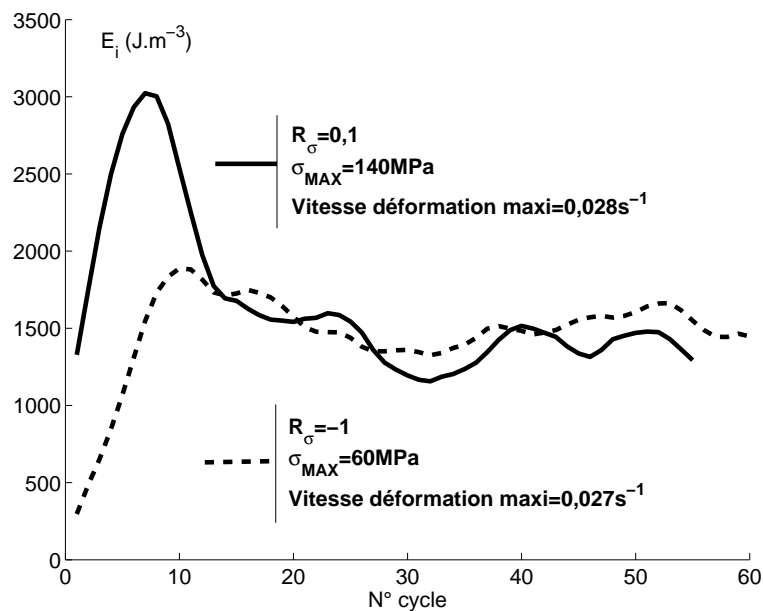


Figure 4.21 – Énergies dissipées par cycle E_i pour deux essais à même vitesse de déformation maximale.

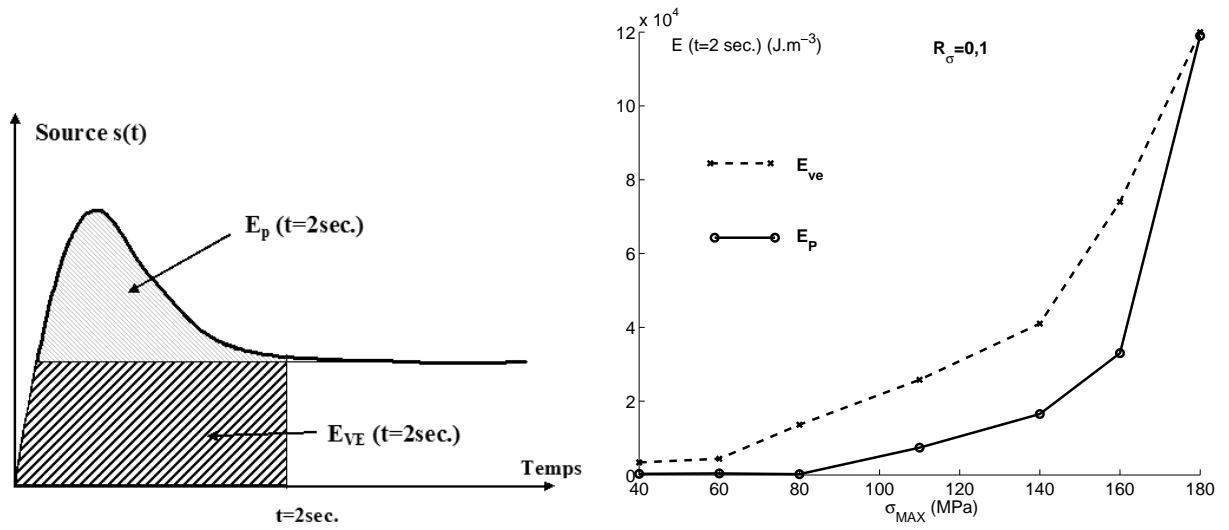


Figure 4.22 – Répartition de l'énergie dissipée : principe du calcul et valeurs en fonction de la contrainte σ_{MAX} (essais à $R_{\sigma} = 0, 1$).

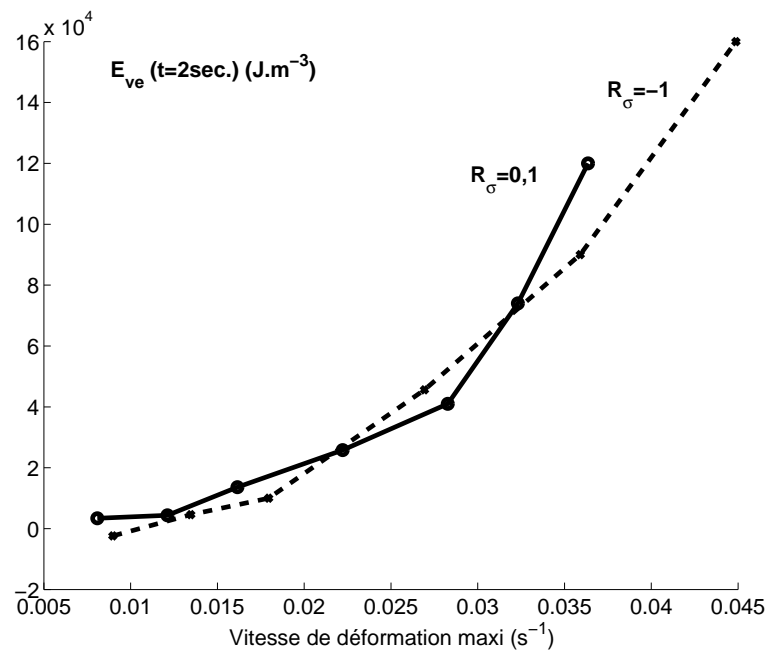


Figure 4.23 – Énergies dissipées E_{VE} en fonction de la vitesse de déformation maximale pour les deux rapports de charge.

4.3 Acier recuit

La même procédure de calcul de l'énergie thermique dissipée est appliquée à des éprouvettes ayant subi un recuit complet de recristallisation, avec des niveaux de contrainte maximale appliquée s'échelonnant de 40 à 200 MPa pour un rapport de charge R_σ de 0,1 (figure 4.24). Ces essais ont été réalisés en utilisant une éprouvette différente par bloc de chargement.

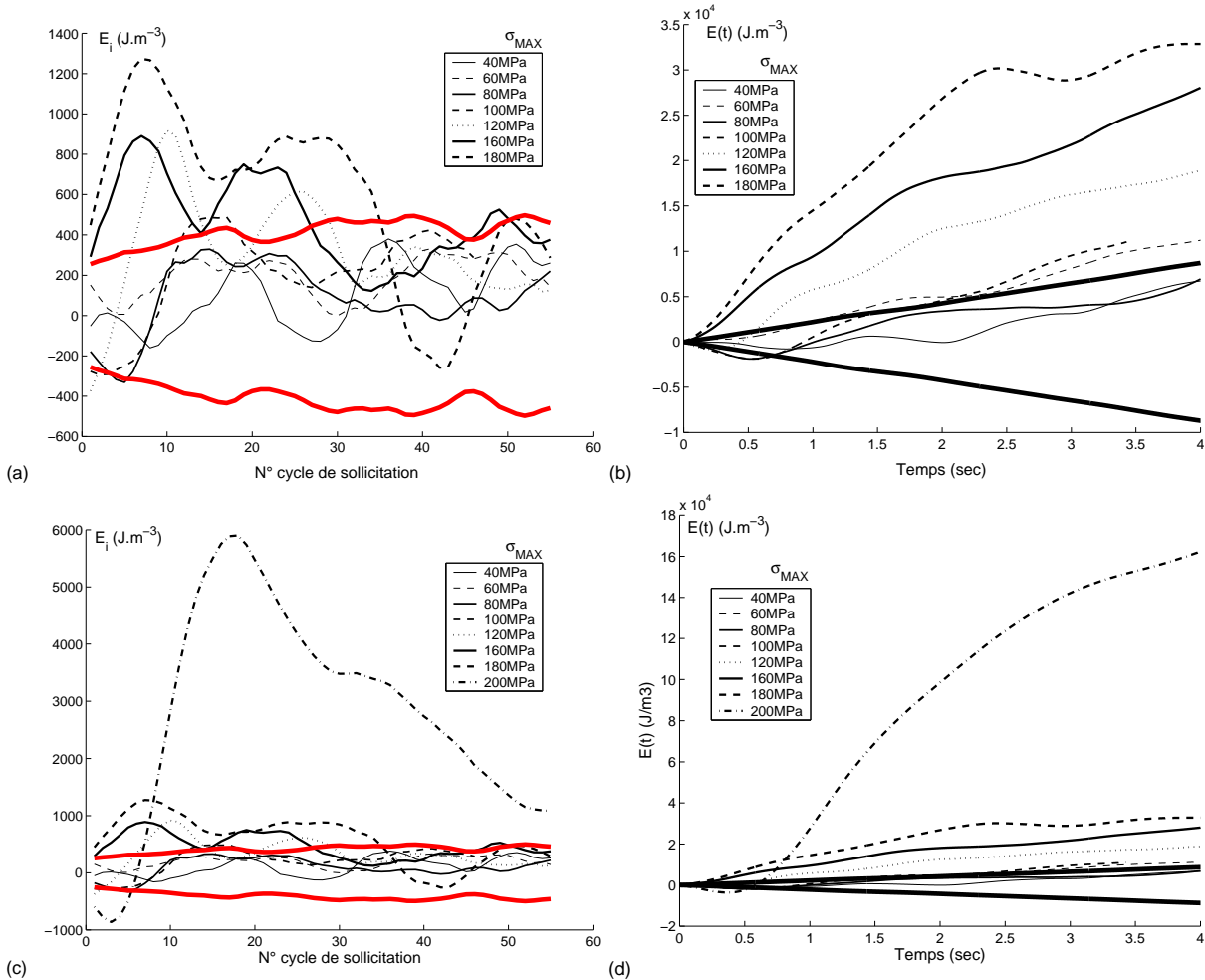


Figure 4.24 – Résultats acier recuit. Énergie dissipée par cycle E_i et totale $E(t)$ pour : (a) et (b) $\sigma_{MAX}=40$ à 180 MPa; (c) et (d) $\sigma_{MAX}=40$ à 200 MPa

L'énergie thermique dissipée au bout de trois secondes pour l'acier dans l'état recuit est beaucoup plus faible que dans son état initial écroui (figure 4.25). Jusqu'à une contrainte σ_{MAX} de 180 MPa, cette énergie dissipée est à la limite de la sensibilité de la méthode. Ceci s'explique sans doute par la faible densité de dislocation obtenue par le recuit, et donc, par un comportement visqueux peu marqué. Lorsque la contrainte appliquée atteint 200 MPa, l'activation de la plasticité macroscopique au passage du plateau de Lüders propre à ce type de matériau s'accompagne alors d'un fort dégagement de chaleur.

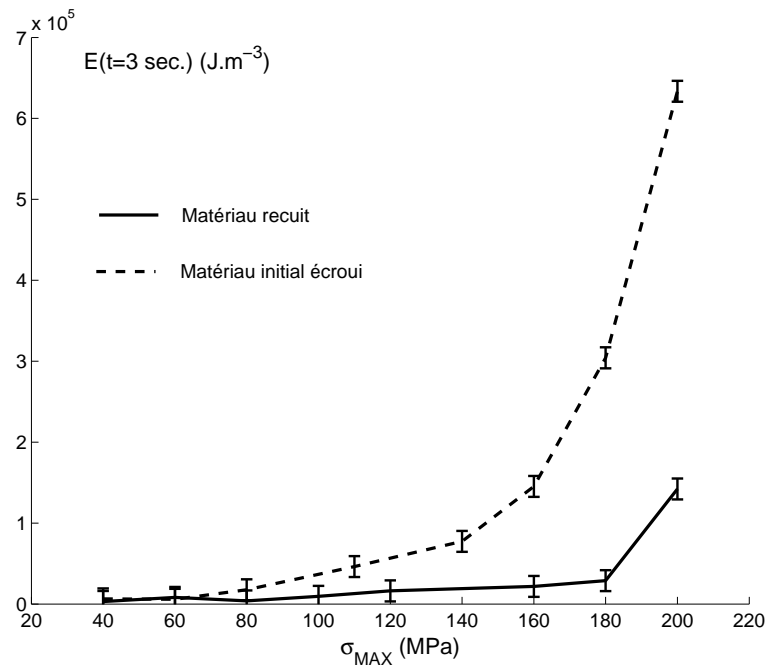


Figure 4.25 – Comparaison de l'énergie dissipée au bout de trois secondes pour le matériau recuit et écroui

4.4 Aluminium A5

Comme pour l'acier écroui initial, l'influence de la contrainte moyenne, et donc de la vitesse de déformation, a été analysée. Les contraintes maximales appliquées s'échelonnent de 20 MPa à la limite élastique conventionnelle macroscopique $R_{p0,02}$ de 110 MPa, les rapports de charge étant toujours de $R_\sigma=0,1$ et -1 . Dans ce deuxième cas, le flambement est apparu à partir d'une contrainte σ_{MAX} de 70 MPa, empêchant la mesure pour des niveaux de contrainte supérieurs.

Les formes des courbes d'évolution de l'énergie dissipée par cycle E_i (figure 4.26) sont similaires à celles obtenues pour les aciers pour les deux rapports de charge. Pour R_σ de 0,1 on observe un dégagement thermique plus important dans les 10 premiers cycles, alors qu'à $R_\sigma=-1$ l'énergie dissipée est à peu près constante quelle que soit la charge appliquée. Par contre, pour ce matériau, il est plus difficile de discerner des éventuels seuils d'apparition de comportements visqueux ou micro-plastique à partir de ces résultats.

Concernant les essais à rapport de charge positif, la dissipation thermique n'est décelable avec la méthode proposée qu'à partir d'un niveau de contrainte maximale de 80 MPa. Or, dès ce niveau, on peut déjà observer l'effet de l'adaptation cyclique micro-plastique à l'origine de la dissipation plus importante aux premiers cycles. Le seuil de contrainte d'apparition de la micro-plasticité est donc peut-être en dessous de 80 MPa? Une autre conséquence est qu'il n'existe donc pas de "zone" de type II propre à un comportement simplement visco-élastique dans la représentation de l'énergie dissipée au bout de quatre secondes en fonction de la contrainte maximale de la figure 4.28-b.

Avec un rapport R_σ de -1 , la dissipation thermique n'est significative que pour les deux derniers niveaux (50 et 60 MPa). Compte tenu des remarques faites dans le paragraphe précédent, on ne peut pas affirmer que cette dissipation soit attribuable à un comportement uniquement visco-

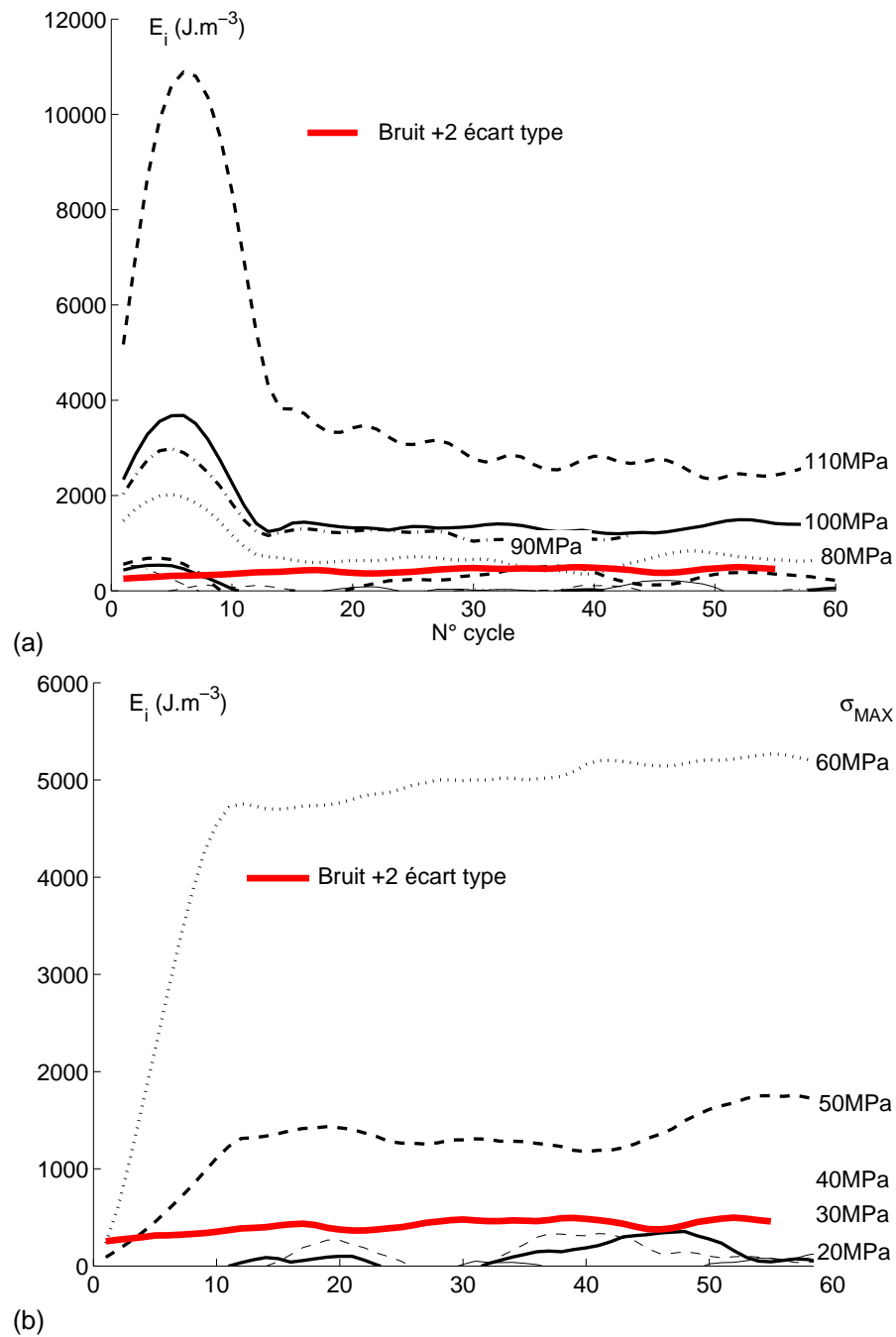


Figure 4.26 – Énergie dissipée par cycle E_i pour l'aluminium A5 : (a) $R_\sigma=0,1$ (b) $R_\sigma=-1$

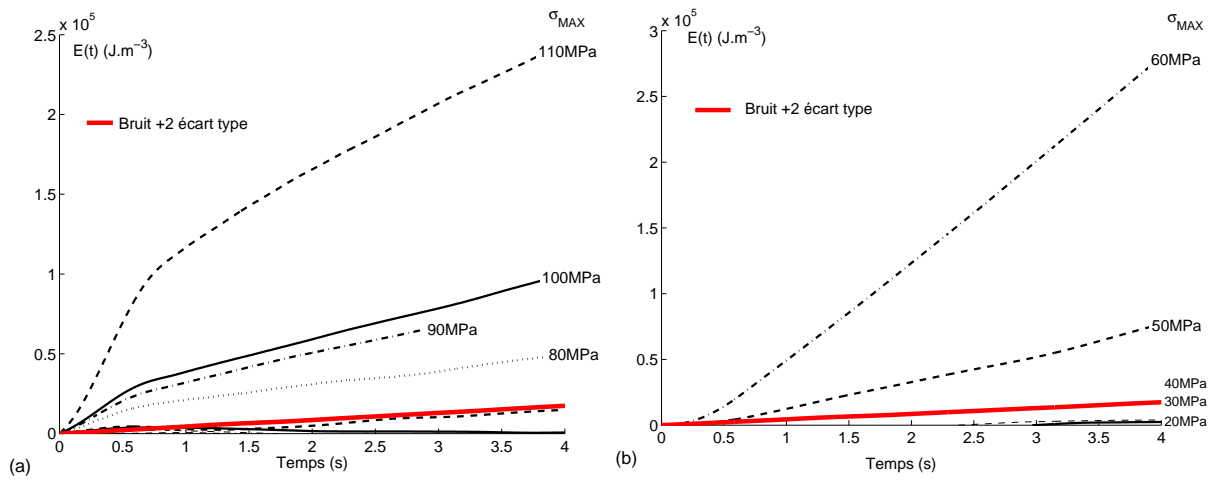


Figure 4.27 – Énergie dissipée $E(t)$ pour l'aluminium A5 : (a) $R_\sigma=0,1$; (b) $R_\sigma=-1$

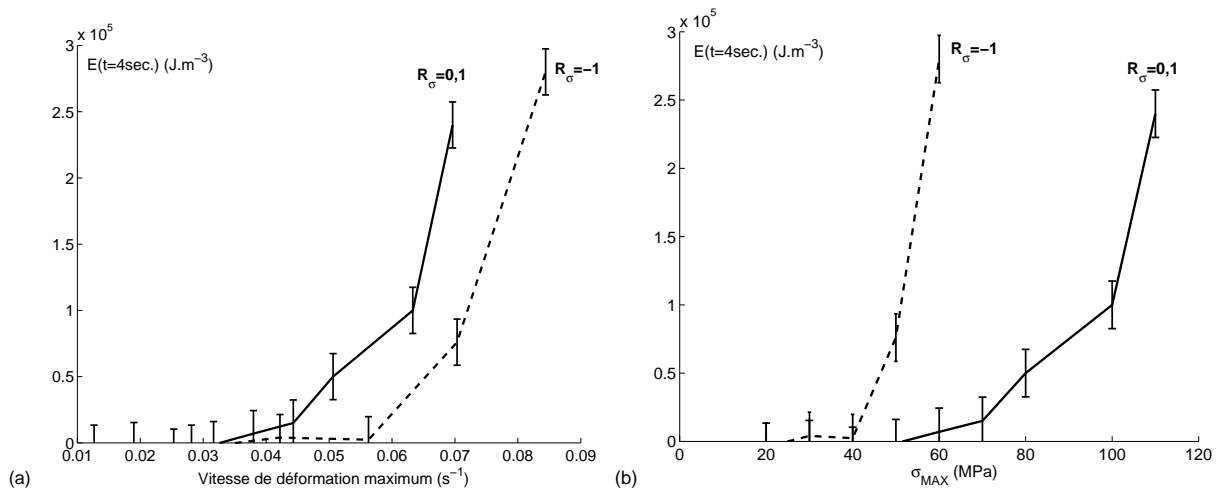


Figure 4.28 – Énergie dissipée par cycle E_t au bout de 4 secondes pour l'aluminium A5 : (a) en fonction de la vitesse de déformation maximale ; (b) en fonction de la contrainte maximale

élastique, une accommodation microplastique étant peut-être déjà activée. De plus, l'écroissage cinématique induit par le laminage augmente certainement le seuil de micro-plasticité en compression. Cette hypothèse permet d'expliquer le fait que, contrairement à ce qui est observé pour les aciers, il n'y a pas de partie commune, correspondant au comportement visco-élastique, entre les deux courbes représentant l'énergie dissipée en fonction de la vitesse de déformation maximale sur la figure 4.28-a. .

4.5 Conclusion

L'objectif de ces premiers essais était de tester la démarche expérimentale mise au point. L'interprétation des résultats repose essentiellement sur des hypothèses qu'il conviendra de vérifier en faisant appel à d'autres techniques aptes à suivre l'évolution microstructurale du matériau (diffraction X, observation MET...).

Dans le cas de l'acier à très bas carbone étudié, la démarche expérimentale de détermination des sources et de l'énergie thermique dissipée est suffisamment sensible pour pouvoir discriminer les niveaux de chargements cycliques amenant à un comportement soit viscoélastique, soit viscoélastique et micro-plastique. De plus les résultats des essais réalisés autorisent à penser que l'apparition du comportement visqueux, correspondant à la mise en mouvement réversible des dislocations, est liée à un seuil de *vitesse de déformation* et non pas de contrainte.

Par contre la sensibilité de la méthode semble insuffisante pour aboutir au même type de conclusion dans le cas de l'étude de l'aluminium A5. Les études antérieures [30, 24], réalisées sur des alliages d'aluminium, confirment les difficultés rencontrées dans l'analyse du comportement thermomécanique de ce matériau. La faible dissipation thermique engendrée par la déformation de l'aluminium est certainement due à sa structure cristalline CFC dans laquelle la force de Peierls-Nabarro est plus faible que pour une structure CC comme celle du fer α .

Conclusion

Les performances de la méthode développée au cours du travail présenté répondent aux objectifs fixés : elle permet de déterminer, cycle par cycle, les sources et l'énergie thermique dissipée par un matériau sollicité à des niveaux de contraintes inférieurs à la limite élastique macroscopique (cas de la fatigue à grand nombre de cycles). L'écart type de la dispersion du bruit global sur le calcul des sources de la méthode est de $3360 W.m^{-3}$, soit, ramené en vitesse d'échauffement en divisant par la masse volumique et la chaleur spécifique du matériau, $1 mK.s^{-1}$. Les résultats ainsi obtenus ouvrent de très nombreuses perspectives d'applications dans le domaine de l'étude du comportement des matériaux. Pour confirmer certaines hypothèses évoquées dans cette étude, en particulier concernant le seuil d'apparition de la microplasticité, les résultats présentés seront confrontés dans l'avenir avec une approche expérimentale cinématique à l'échelle du grain. Pour atteindre cet objectif, un premier travail de mise au point d'une procédure de réalisation de micro-grille a été effectué dans le cadre de cette thèse (figure 4.28). Cette approche est actuellement reprise et développée au LMPF dans le cadre d'une autre thèse [41].

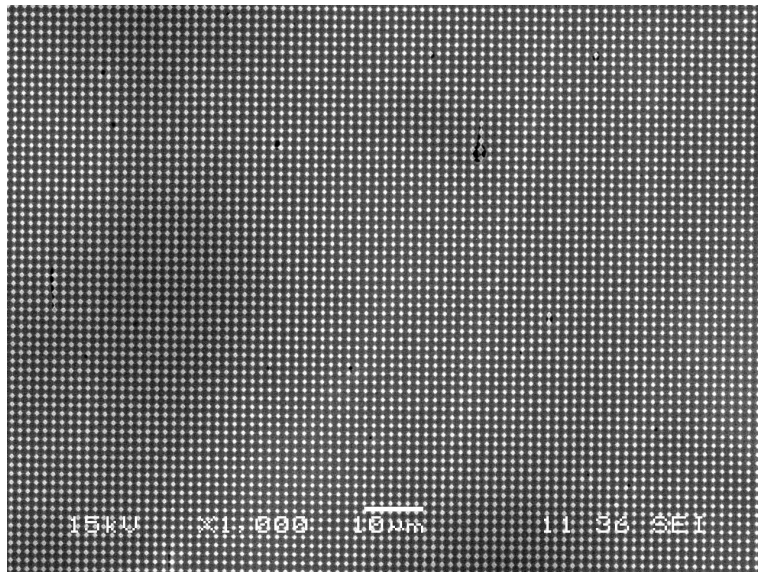


Figure 4.29 – Image MEB d'une micro-grille réalisée par lithographie par interférence laser (pas de $2\mu m$)

L'utilisation de la température comme variable d'état observable peut être d'un apport intéressant dans le contexte de la modélisation multi-échelle du comportement des matériaux. Comme il a été montré dans l'analyse des essais réalisés, il est possible de détecter les seuils

d'activation des différents types de comportement : dans le cas de la viscoélasticité il conviendra d'approfondir la notion de seuil en vitesse de déformation et non pas en contrainte. Par ailleurs, la capacité à discerner le comportement viscoélastique du comportement microplastique, met à disposition deux indicateurs : la viscosité est liée à la densité de dislocations à l'instant t , alors que la microplasticité est responsable de la variation ou de la dérivée temporelle de cette densité au même instant.

Dans le même esprit, en associant le bilan calorifique à une mesure de déformation elle aussi de grande sensibilité [20], il serait possible d'effectuer un bilan énergétique complet cycle par cycle sur le volume déformé : en soustrayant l'énergie thermique dissipée de l'énergie mécanique fournie au système (aire du cycle contrainte-déformation macroscopique) il serait possible de remonter à l'énergie bloquée par la modification de la microstructure du matériau et de disposer ainsi, par exemple, d'un indicateur d'endommagement. D'une façon générale, le développement de critères de fatigue de type énergétique [40] devrait pouvoir s'appuyer sur cette démarche expérimentale. En particulier, il sera intéressant de tester le cas des chargements multiaxiaux, à trajets proportionnels ou non.

D'autres phénomènes physiques sont expliqués par le mouvement des dislocations et pourraient donc être analysés sous l'angle de la dissipation thermique ou confrontés avec celle-ci. La mesure du frottement interne, qui se fait habituellement à l'aide de pendules à très hautes fréquences propres utilisés en vibrations forcées subrésonantes, est ainsi envisageable. Conséquence directe du frottement interne, l'amortissement en mécanique vibratoire des structures doit aussi trouver un intérêt dans l'approche thermique, d'autant plus que le couplage thermoélastique intervient dans les cas de la flexion.

Le travail présenté dans ce document a fait l'objet d'un certain nombre de communications [35, 32, 33, 34].

Bibliographie

- [1] E. BAYRAKTAR, I.M. GARCIAS et C. BATHIAS : Failure mechanisms of automotive alloys in very high cycle fatigue range. *International Journal of Fatigue*, 28:1590–1602, 2006.
- [2] J.Y. BERARD, S. RATHERY et A-S. BERANGER : Détermination de la limite d’endurance par thermographie infra-rouge. application sur un bras de suspension. *In Colloque ASTELAB97*, 1997. 27-29 Mai, Paris.
- [3] J.E. BISHOP et AL : Elastothermodynamic damping in laminated composites. *Int. J. Solids Structures*, 34(9):1075–1092, 1997.
- [4] D. BLANCHARD et C. VLIMANT : Détermination de la limite d’endurance d’un alliage d’aluminium par thermographie infrarouge. Projet de fin d’étude, ENSAM Châlons, 1999-2000.
- [5] T. BOULANGER et AL : Calorimetric analysis of dissipative and thermoelastic effects associated with the fatigue behavior of steels. *International Journal of Fatigue*, 26:221–229, 2004.
- [6] M. BOUSSEAU : Application de la thermographie infrarouge au suivi de l’endommagement en fatigue. *In Photomécanique 1998*, pages 199–206, 1998.
- [7] D. CAILLARD et J.L. MARTIN : *Thermally activated mechanisms in crystal plasticity*, volume 8. PERGAMON MATERIALS SERIES.
- [8] A. CHRYSOCHOOS : *Dissipation et blocage d’énergie lors d’un écrouissage en traction simple*. Thèse d’état, Université des Sciences et Techniques du Languedoc, 1987.
- [9] A. CHRYSOCHOOS : La thermographie infrarouge, un outil en puissance pour étudier le comportement des matériaux. *Mécanique et Industries*, 3:3–14, 2002.
- [10] A. CHRYSOCHOOS, O. MAISONNEUVE, G. MARTIN, H. CAUMON et J.C. CHEZEAUX : Plastic and dissipated work and stored energy. *Nucl. Ener. Des.*, 114(114):323–333, 1989.
- [11] O. DOUBLET et P. POTIER : Suivi d’endommagement en fatigue par thermographie infrarouge. Projet de fin d’étude, ENSAM Châlons, 1997-1998.
- [12] C. DOUDARD : *Détermination rapide des propriétés en fatigue à grand nombre de cycles à partir d’essai d’échauffement*. Thèse, LMT Cachan, 2004.
- [13] G. FARGIONE, A. GERACI, G. La ROSA et A. RISITANO : Rapid determination of the fatigue curve by the thermographic method. *International Journal of Fatigue*, 24:11–19, 2002.
- [14] D. FRANÇOIS, A. PINEAU et A. ZAOUÏ : *Elasticité et plasticité*. HERMES, 1992.
- [15] A. GALTIER : *Contribution à l’étude de l’endommagement des aciers sous sollicitations Uni ou Multi-axiale*. Thèse, ENSAM Bordeaux, 1993.
- [16] A. GALTIER et A. CARMET : Mesure de la microplasticité par l’échauffement des éprouvettes en cours d’essai de fatigue. *In Journées techniques CETIM-GAMI*, 1999. Senlis, 22-23 juin 1999.

- [17] A.H.I. GOMAA : *Corrélation entre la dissipation thermique d'une éprouvette en torsion alternée et sa limite d'endurance en fatigue*. Thèse, Université Bordeaux I, 1980.
- [18] R. HARRY, F. JOUBERT et A. GOMAA : Measuring the actual endurance limit of one specimen using a nondestructive method. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 103:71–76, janvier 1981.
- [19] P. W. HATKINS : *Chaleur et désordre*. Belin, 1984.
- [20] M. KACHIT : *Influence de la microstructure et du mode de sollicitation sur l'irréversibilité du glissement des dislocations lors d'une sollicitation mécanique cyclique*. Thèse, INSA Lyon, 2004.
- [21] J. KALETA, R. BLOTNY et H. HARIG : Energy stored in a specimen under fatigue limit loading conditions. *Journal of Testing and Evaluation*, 19(4):329–333, juillet 1990.
- [22] M. KAMLAH et P. HAUPT : On the macroscopic description of stored energy and self heating during plastic deformation. *International Journal of Plasticity*, 13(10):893–911, 1998.
- [23] J.-C. KRAPEZ, D. PACOU et G. GARDETTE : Lock-in thermography and fatigue limit of metals. In *QIRT'2000, Quantitative Infrared Thermography*, pages 277–282, 2000. Reims (France), Jul. 18-21, 2000.
- [24] J.C. KRAPEZ et D. PACOU : Thermography detection of damage initiation during fatigue tests. In X. P. MALDAGUE et A. E. ROZLOSNIK, éditeurs : *Proc. of SPIE*, volume 4710, pages 435–449, 2002. SPIE's Aerosense 2002 Meeting, Orlando, April 01-05, 2002, Thermosense XXIV.
- [25] J. LEMAITRE et J.L. CHABOCHE : *Mécanique des matériaux solides*. DUNOD.
- [26] H-P LIEURADE et COL : *La pratique des essais de fatigue*. PYC Edition, 1982.
- [27] H. LOUCHE : *Analyse par thermographie infrarouge des effets dissipatifs de la localisation dans des aciers*. Thèse, Université Montpellier II, Janvier 1999.
- [28] M. P. LUONG : Fatigue limit evaluation of metals using an infrared thermographic technique. *Mechanics of Materials*, 28:155–163, 1998.
- [29] M.P. LUONG : Infrared thermographic scanning of fatigue in metals. *Nuclear Engineering and Design*, 158:363–376, 1995.
- [30] C. MABRU et A. CHRYSOCHOOS : Dissipation et couplages accompagnant la fatigue de matériaux métalliques. In *Photo Mécanique 2001*, pages 375–382, Avril 2001. 24-26 avril, Poitiers.
- [31] D. MACDOUGALL : Determination of the plastic work converted to heat using radiometry. *Experimental Mechanics*, 40(3):298–306, septembre 2000.
- [32] F. MAQUIN et F. PIERRON : Dissipative behaviour of metallic materials in low stress cyclic loading. In *Fourth International Conference on Advances in Experimental Mechanics*. British Society for Strain Measurement, 2005. 6-8 septembre à Southampton, Grande-Bretagne.
- [33] F. MAQUIN et F. PIERRON : Refined experimental assessment of heat dissipation in cyclic loading of metals. In *SEM Annual Conference on Experimental Mechanics*. Society for Experimental Mechanics, 2005. 7-9 juin à Portland, Oregon, USA.
- [34] F. MAQUIN et F. PIERRON : Utilisation de la dissipation thermique pour la détection du seuil de microplasticité d'un acier. In *17^{ème} Congrès Français de Mécanique*, 2005. 29 août-2 septembre à Troyes.

-
- [35] F. MAQUIN et F. PIERRON : Experimental evaluation of the microplasticity threshold in metals using dissipation measurements. *In SEM Annual Conference on Experimental Mechanics*. Society for Experimental Mechanics, 2006. 5-7 juin à Saint Louis, Missouri, USA.
- [36] F. MAQUIN, F. PIERRON, S. AVRIL et F. SCARPA : Heat dissipation assessment of the phase transformation in an sma ribbon. *In SEM Annual Conference on Experimental Mechanics*. Society for Experimental Mechanics, 2006. 5-7 juin à Saint Louis, Missouri, USA.
- [37] I. MARINES, X. BIN et C. BATHIAS : An understanding of very high cycle fatigue of metals. *International Journal of Fatigue*, 25:1101–1107, 2003.
- [38] MOORE et KOMMERS : Fatigue of metals under repeated stress. *Chemical and Metallurgical Engineering*, 25:1141–1144, décembre 1921.
- [39] S. MOREAU et AL : Analysis of thermoelastic effects accompanying the deformation of pmma and pc polymers. *C.R. Mécanique*, (333):648–653, 2005.
- [40] F. MOREL, T. PALIN-LUC et C. FROUSTEY : Comparative study and link between mesoscopic and energetic approaches in high cycle multiaxial fatigue. *International journal of Fatigue*, 23:317–327, 2001.
- [41] R. MOULART, R. ROTINAT, F. PIERRON, G. LERONDEL et P. ROYER : Optical full-field measurement of strain at a microscopic scale with grid method. *In P. SLANGEN et C. CERRUTI, éditeurs : Speckle 06 Proceedings : Speckles, from grain to flowers*, 2006. SPIE Vol. 6341.
- [42] S. OFFERMANN, C. BISSIEUX et J.L. BEAUDOIN : Statistical treatment applied to infrared thermoelastic analysis of applied and residual mechanical stresses. *Revue Générale Thermique*, 37:718–724, 1998.
- [43] D. PAJANI : *Thermographie- principe et mesure*, volume RC3. Techniques ingénieur, 2001.
- [44] Y. QUÉRÉ : *Physique des matériaux*. Ellipses.
- [45] N. RANC et D. WAGNER : Some aspects of portevin-le chatelier plastic instabilities investigated by infrared pyrometry. *Materials Science and Engineering A*, 394:87–95, 2005.
- [46] G. La ROSA et A. RISITANO : Thermographic methodology for rapid determination of the fatigue limit of materials and mechanical components. *International Journal of Fatigue*, 22:65–73, 2000.
- [47] P. ROSAKIS et AL : A thermodynamic internal variable model for the partition of plastic work into heat and stored energy in metals. *J. Mech. Phys. Solids*, 48:581–607, 2000.
- [48] J. Dos SANTOS et M. ESCUDIÉ : Détermination expérimentale par thermographie infrarouge de la limite d’endurance d’assemblages soudés. Projet de fin d’étude, ENSAM Châlons, 1995-1996.
- [49] A. SLIMANI, P. FLEISCHMANN et R.FOUGÈRES : Etude par émission acoustique de la dynamique des dislocations pendant la déformation cyclique de polycristaux d’aluminium. *Journal de Physique*, 2(6):933–945, juin 1992.
- [50] V.F. THERENT’EV : On the problem of the fatigue limit of metallic materials. *Metal Science and Heat Treatment*, 46(5-6):244–249, 2004.
- [51] L. VINCENT : *Une amélioration de la description du phénomène de déformation progressive dans les métaux par la prise en compte de la distorsion du domaine d’élasticité*. Thèse, LMT Cachan, 2002.

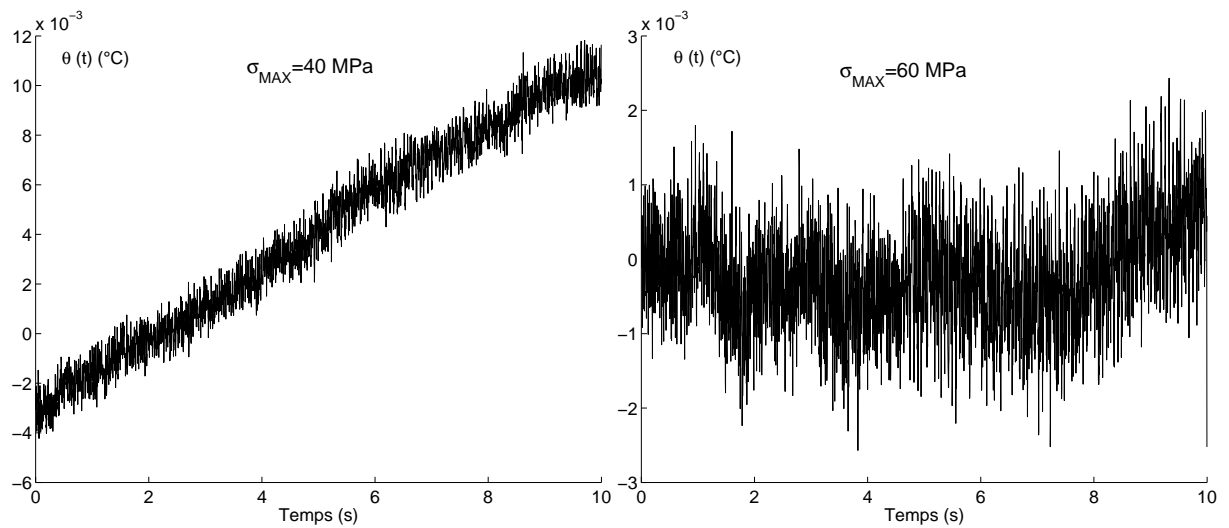
-
- [52] B. WATTRISSE, A. CHRYSOCHOOS, J.-M. MURACCIOLE et M. NÉMOZ-GAILLARD : Kinematic manifestations of localisation phenomena in steels by digital image correlation. *Eur. J. Mech. A/Solids*, 20:189–211, 2001.
- [53] A.K. WONG, R. JONES et J.G. SPARROW : Thermoelastic constant or thermoelastic parameter? *J. Phys. Chem. Solids*, 48(8):749–753, 1987.
- [54] B. YANG, P.K. LIAW, H. WANG, L. JIANG, J.Y. HUANG, R.C. KUO et J.G. HUANG : Thermographic investigation of the fatigue behavior of reactor pressure vessel steels. *Materials Science and Engineering*, A314:131–139, 2001.
- [55] A.T. ZEHNDER, E. BABINSKY et T. PALMER : Hybrid method for determining the fraction of plastic work converted to heat. *Experimental Mechanics*, 38(4):295–302, December 1998.

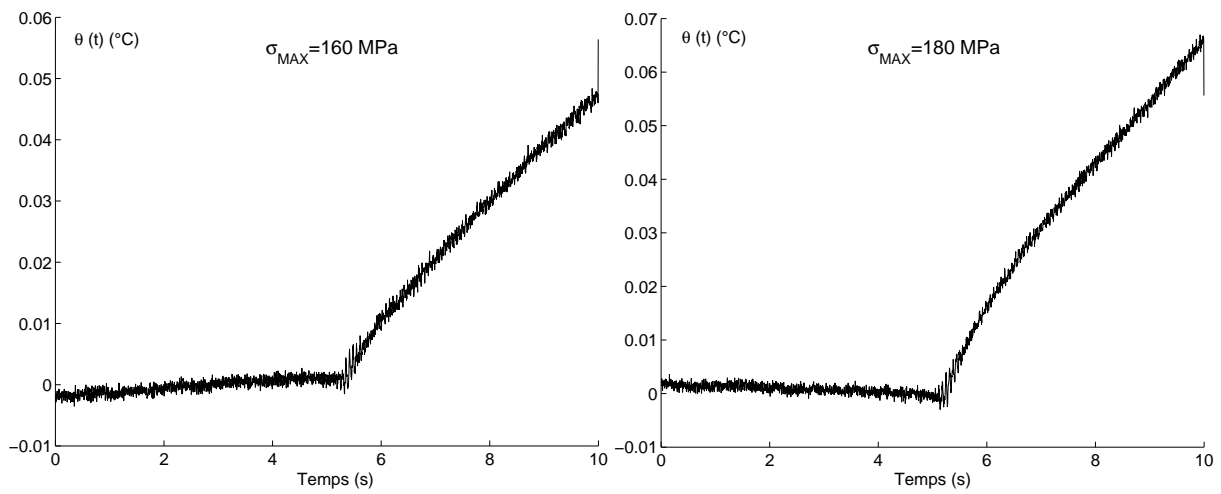
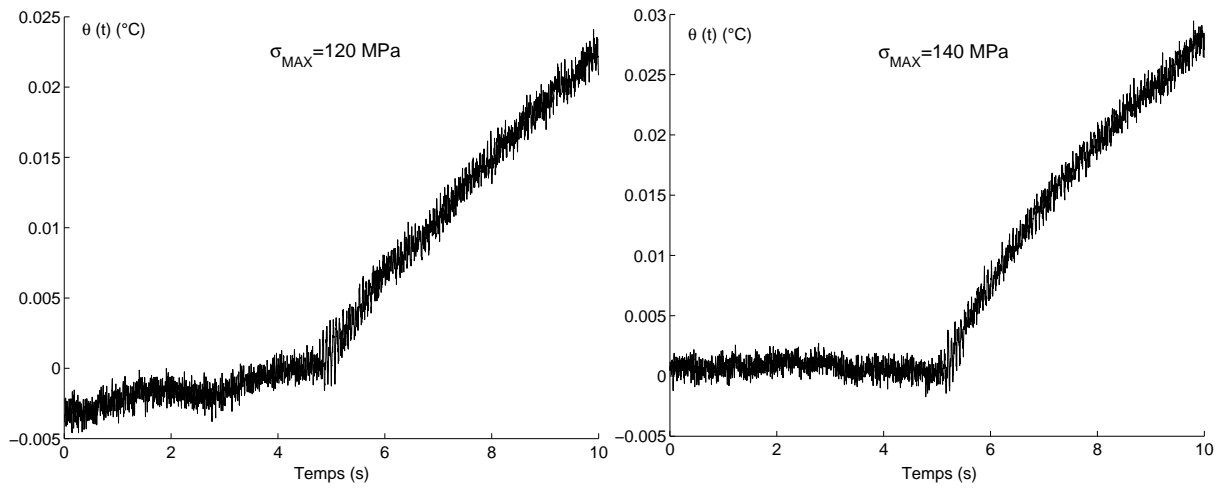
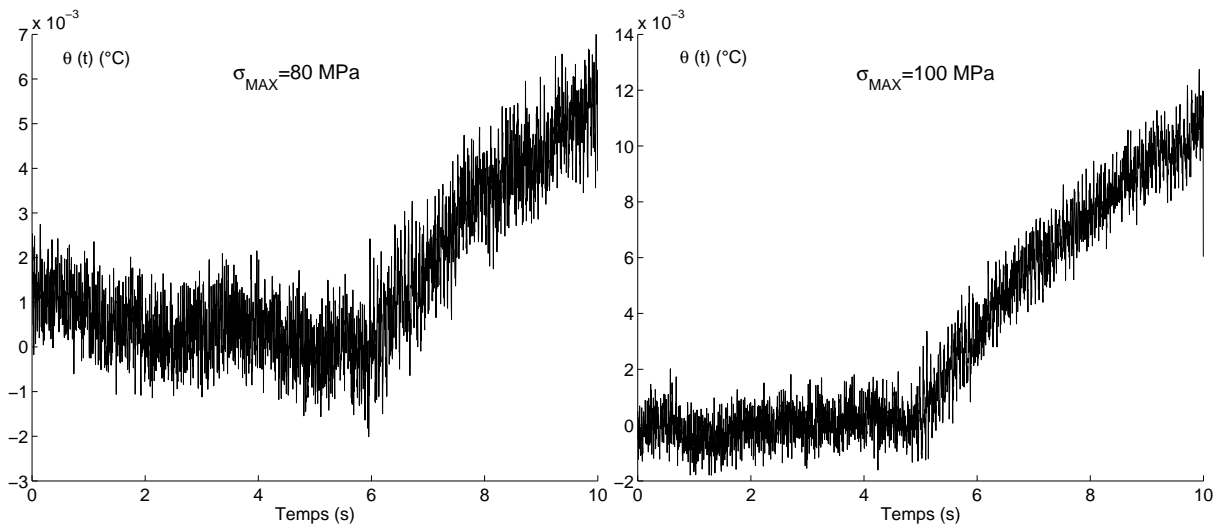
Annexes : Courbes de température

.1 Acier.

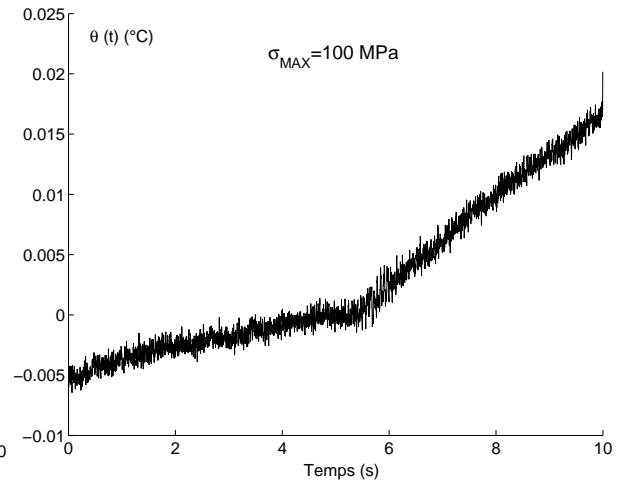
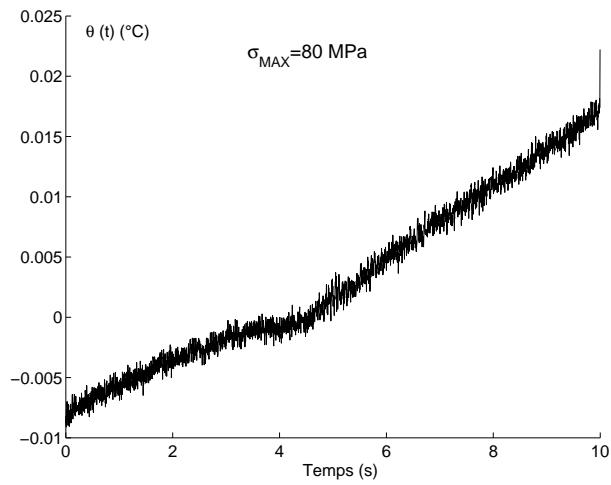
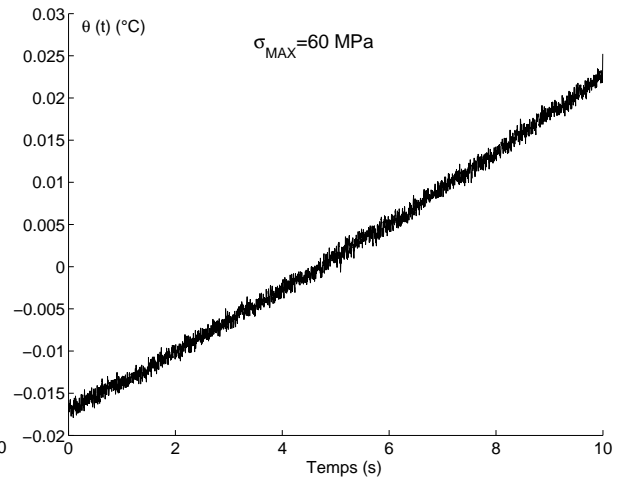
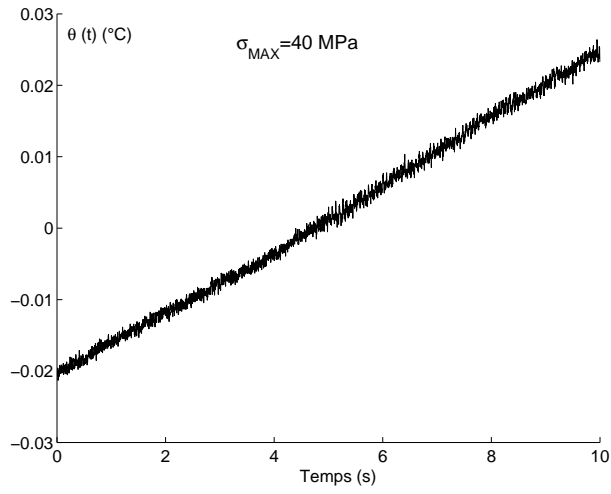
.1.1 Une seule éprouvette

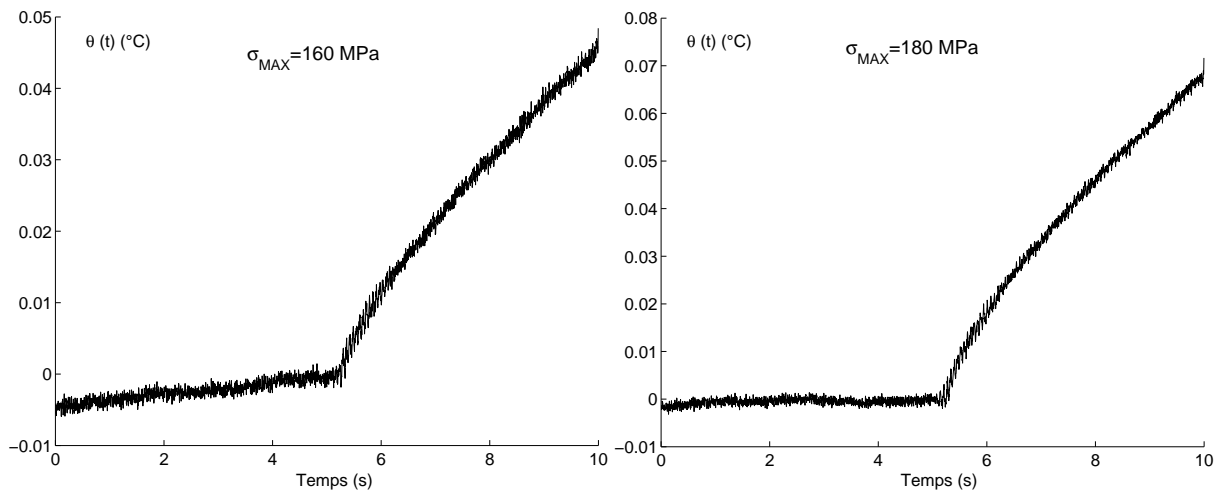
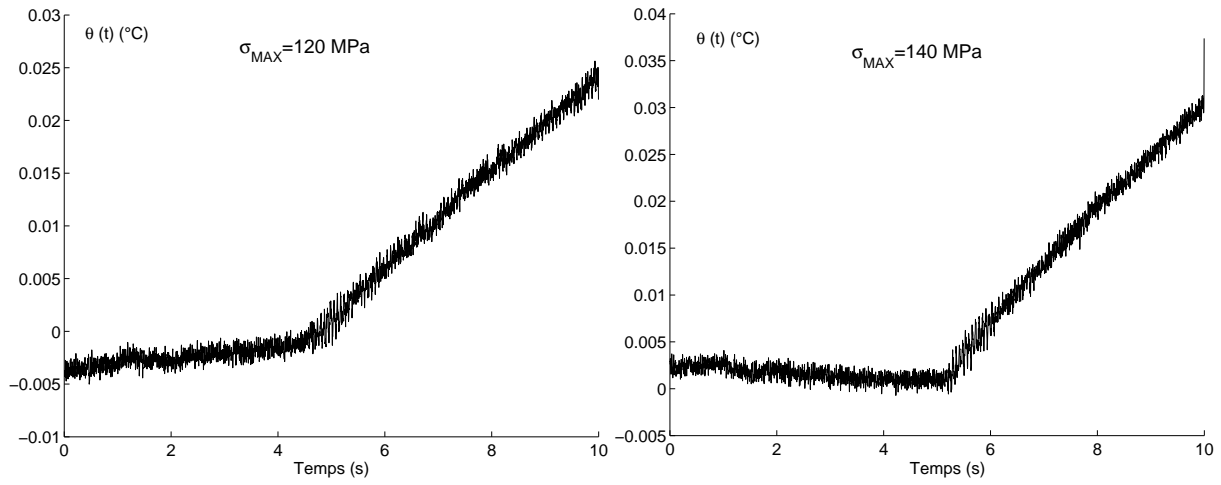
3000 cycles par blocs.



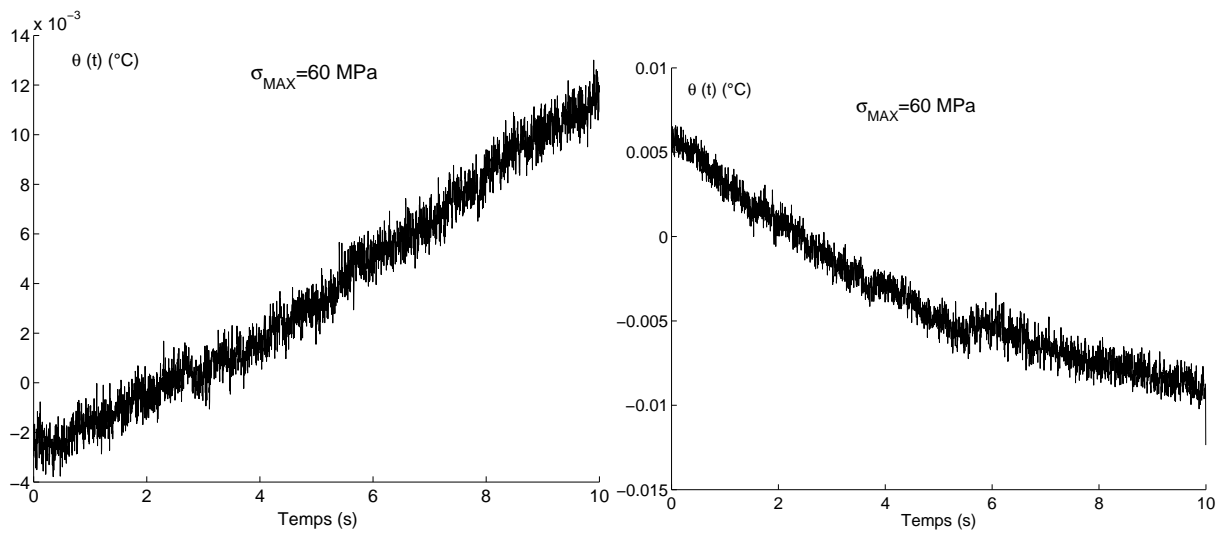
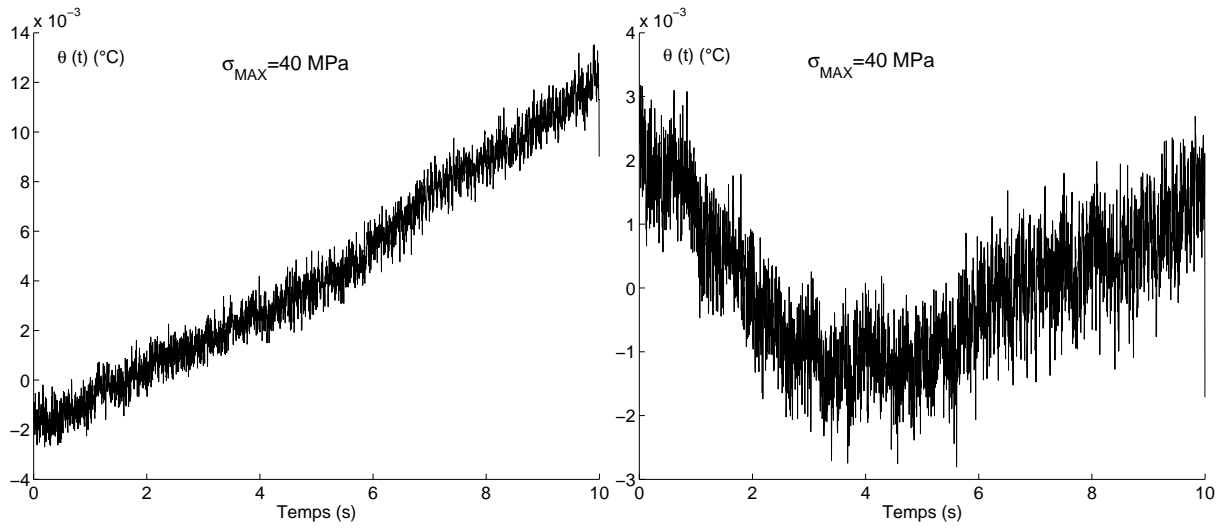


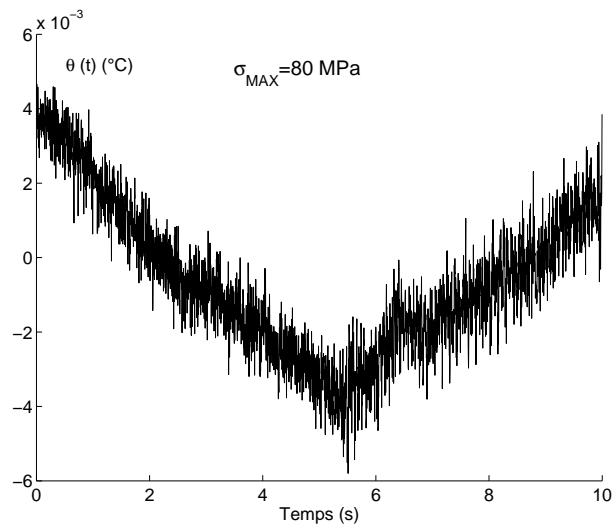
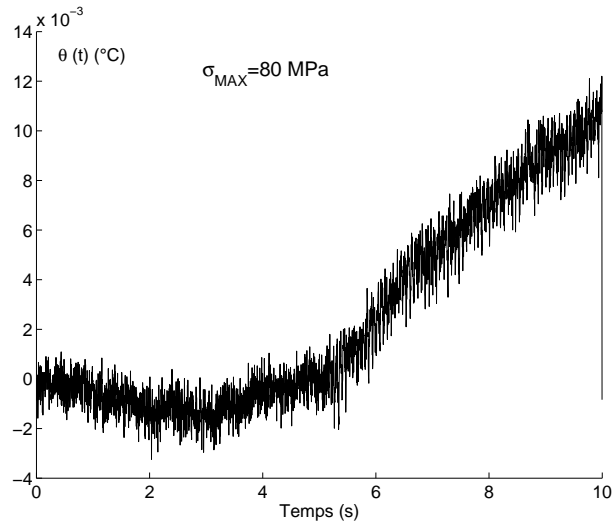
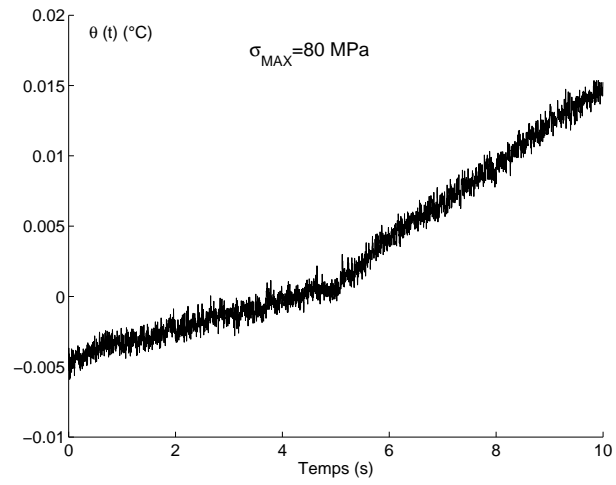
100 cycles par blocs.

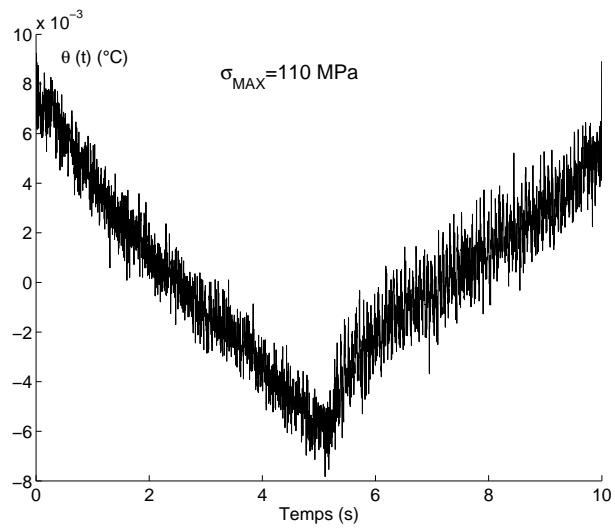
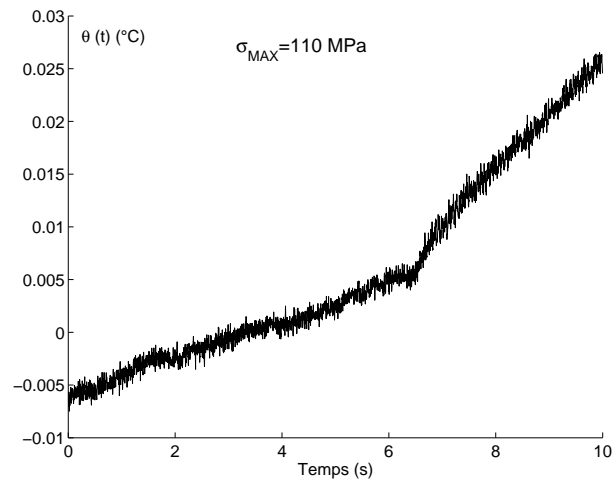
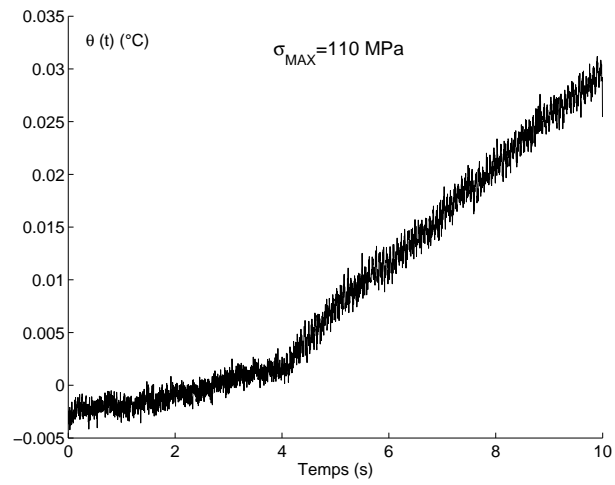


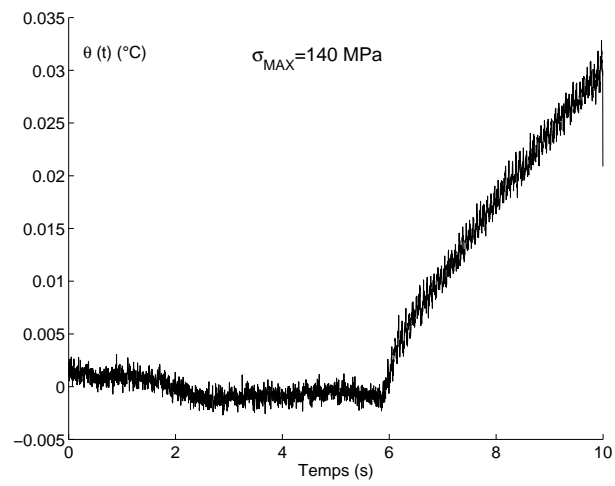
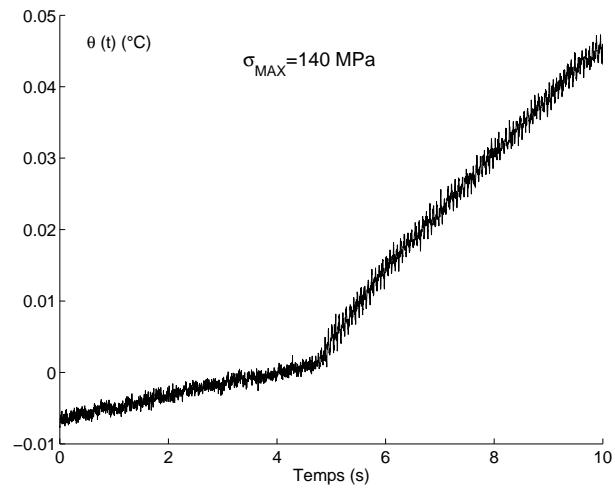
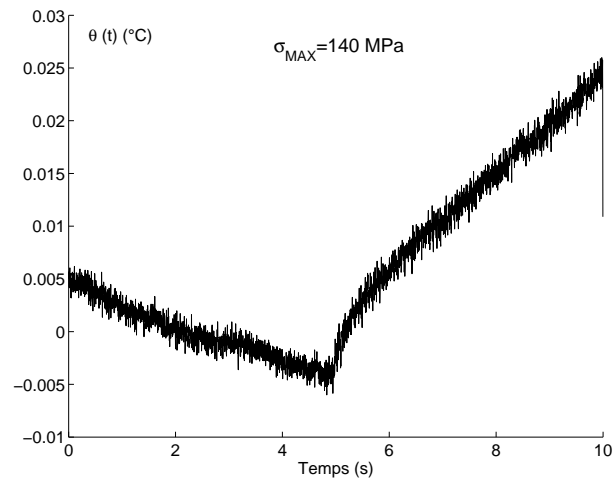


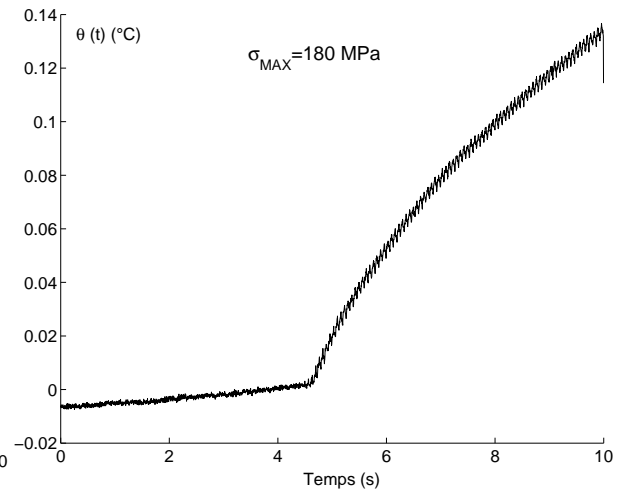
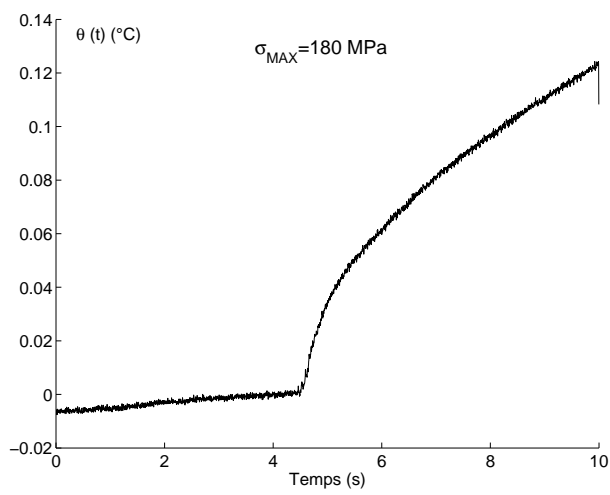
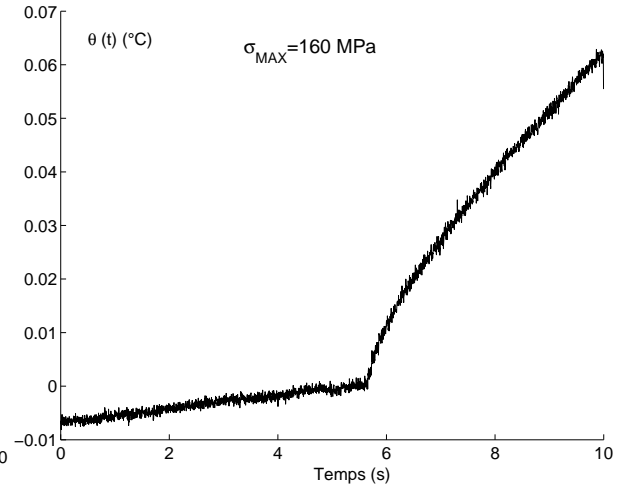
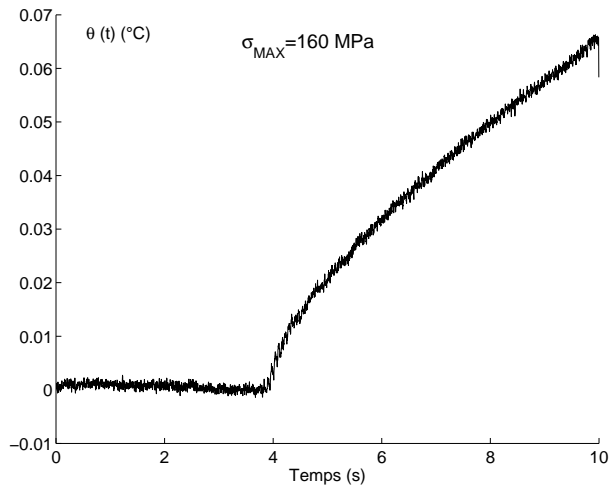
.1.2 Une éprouvette par niveau



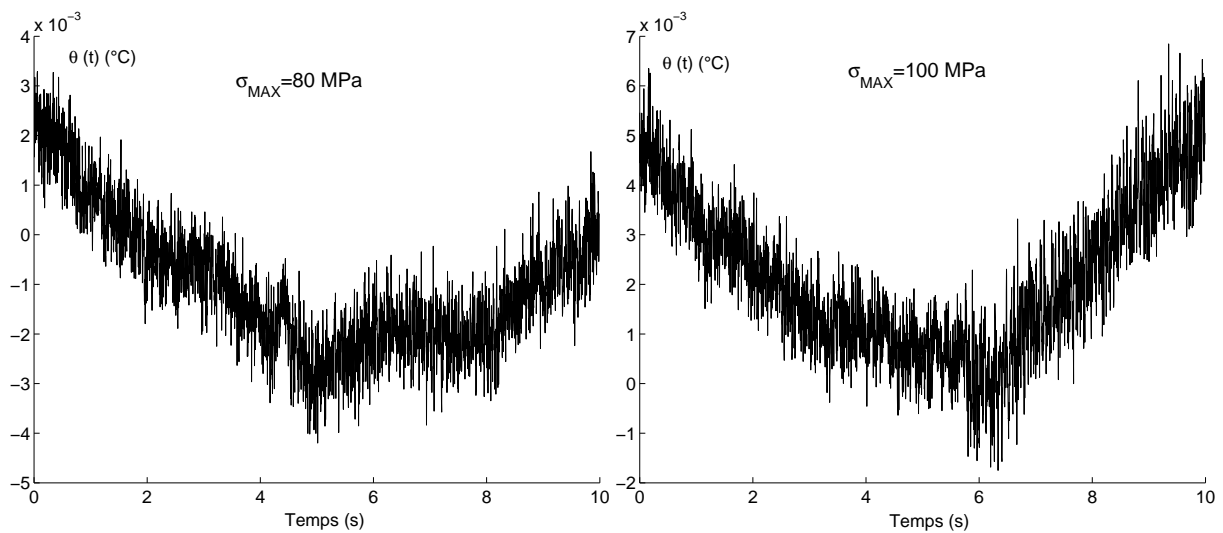
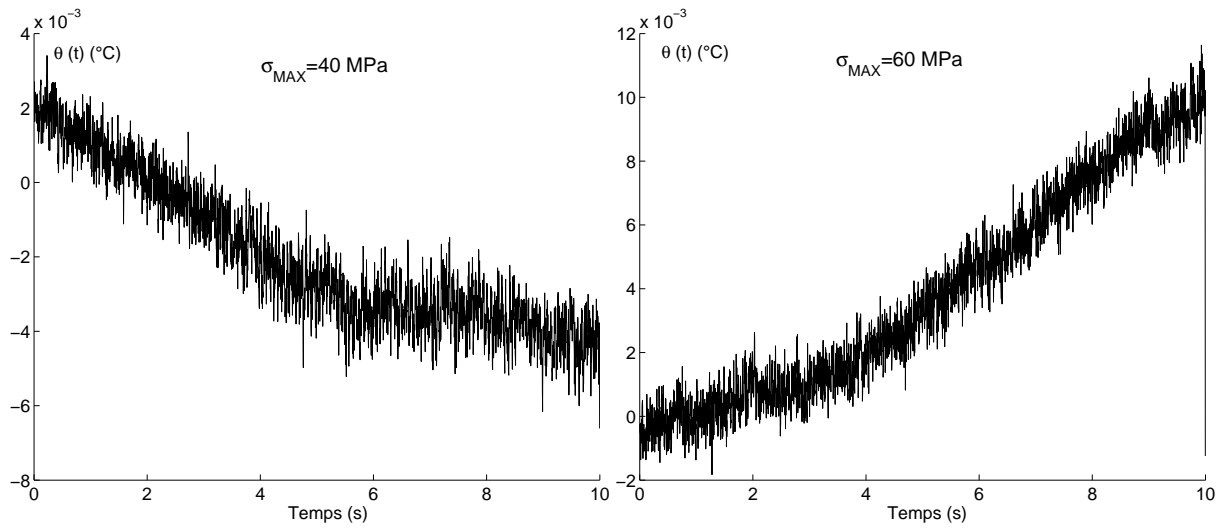


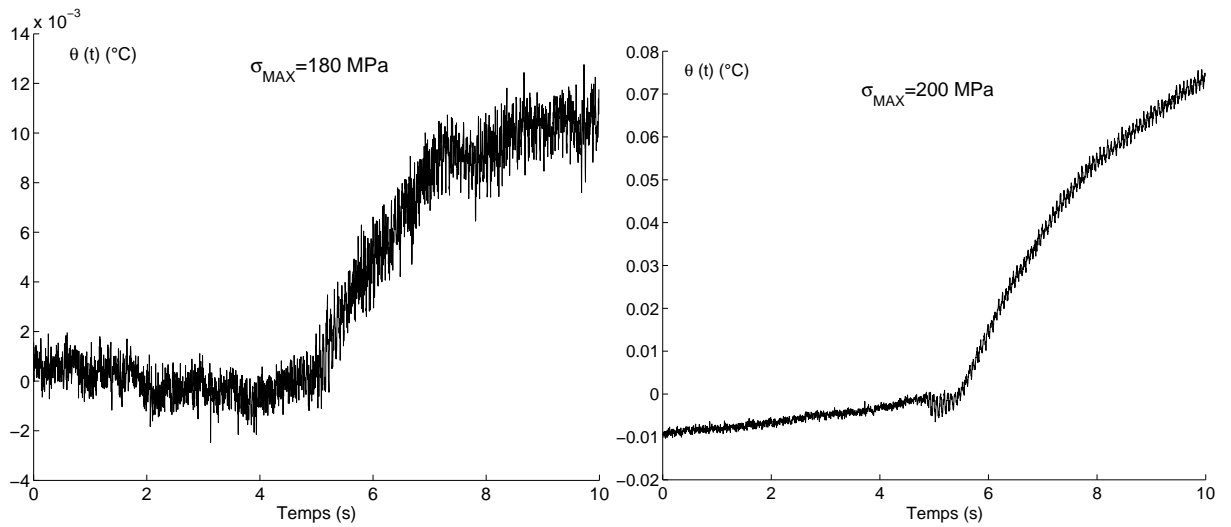
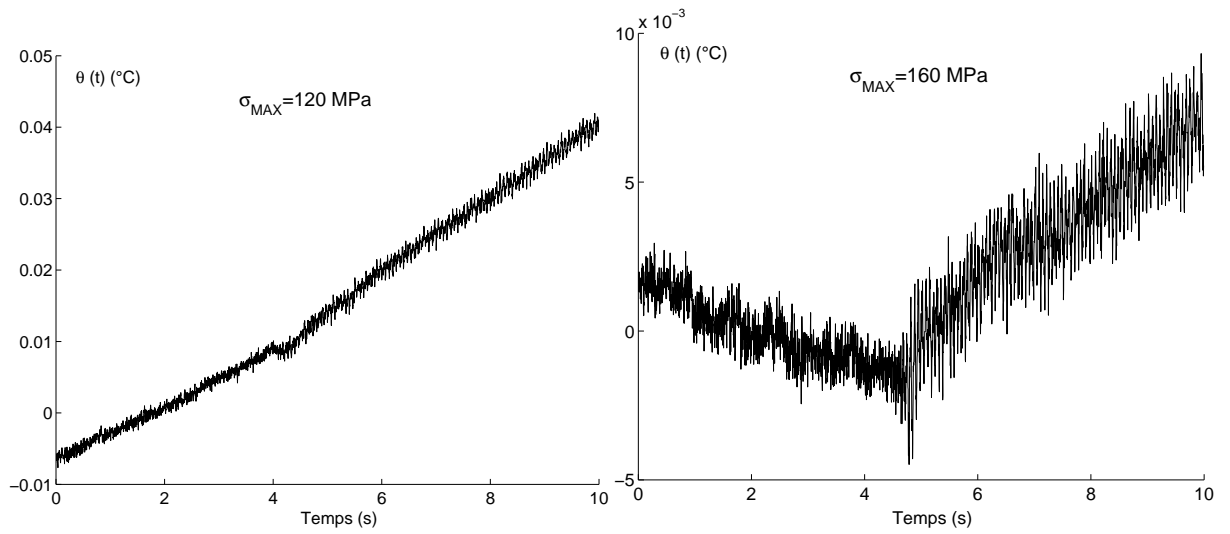




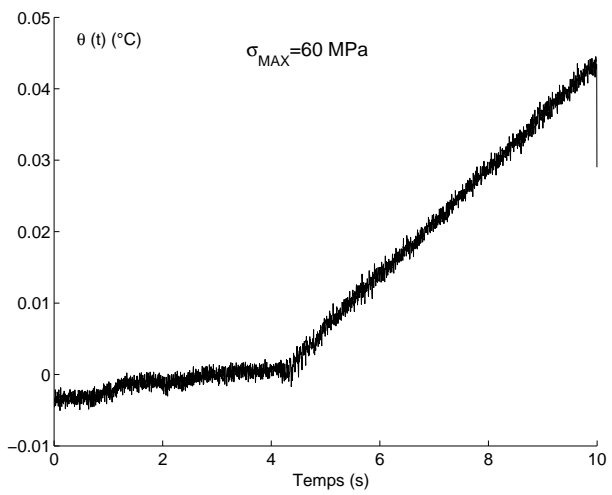
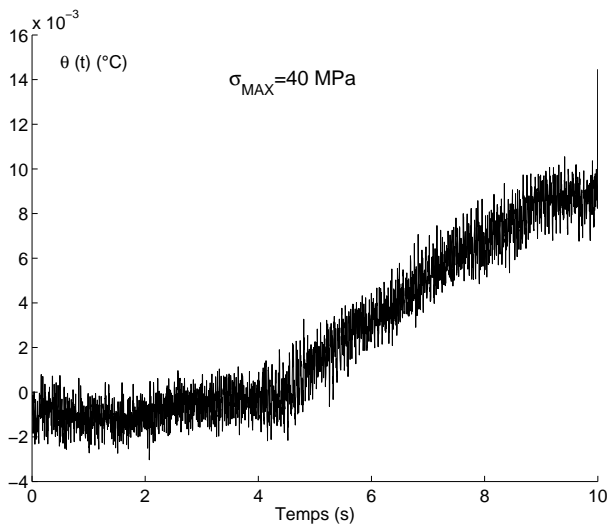
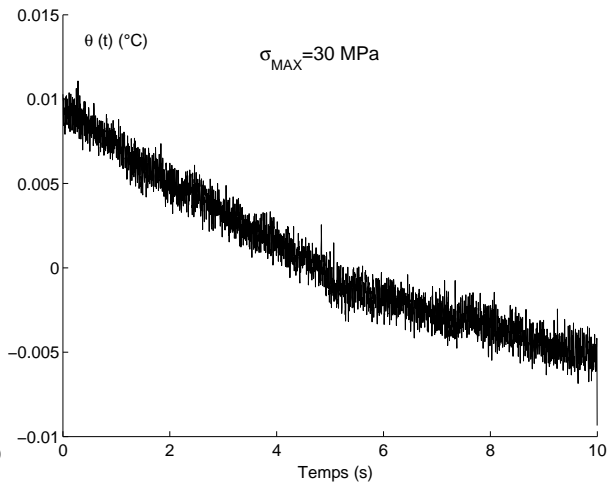
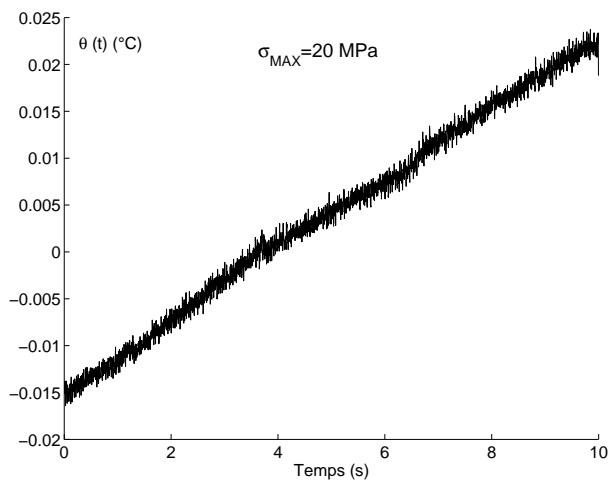


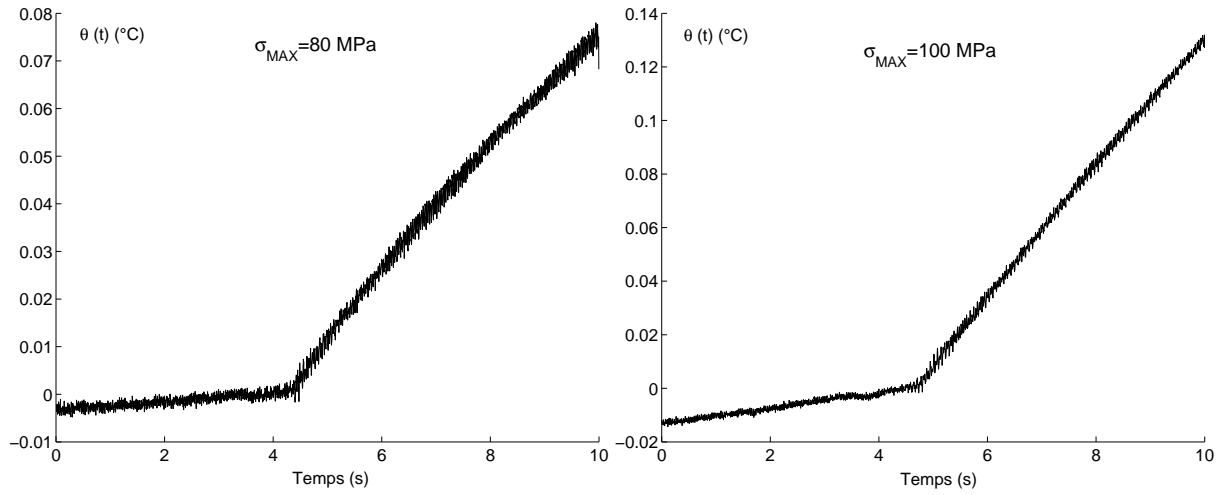
.1.3 Acier recuit





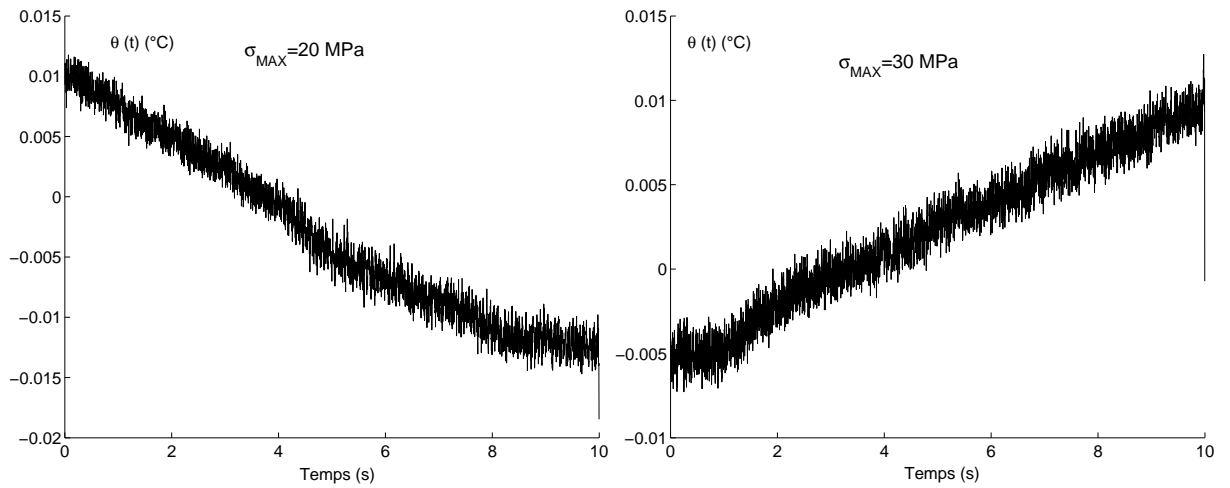
.1.4 Acier $R_{\sigma}=-1$

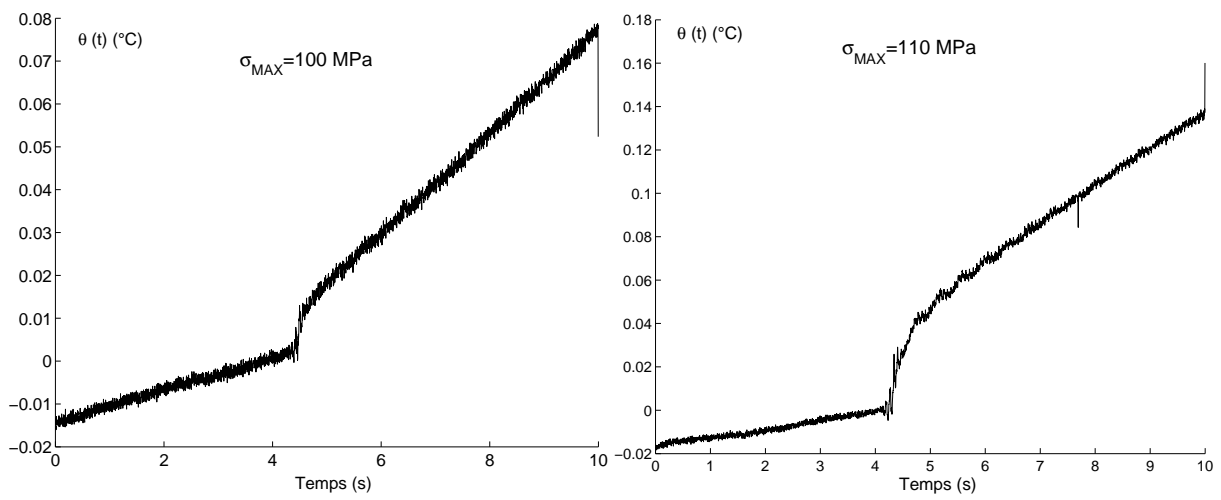
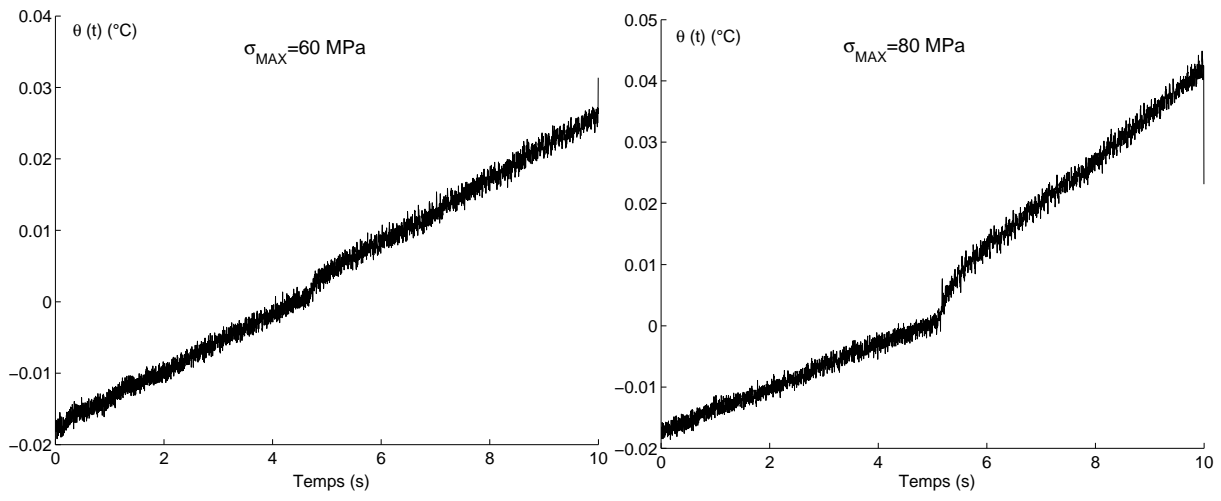
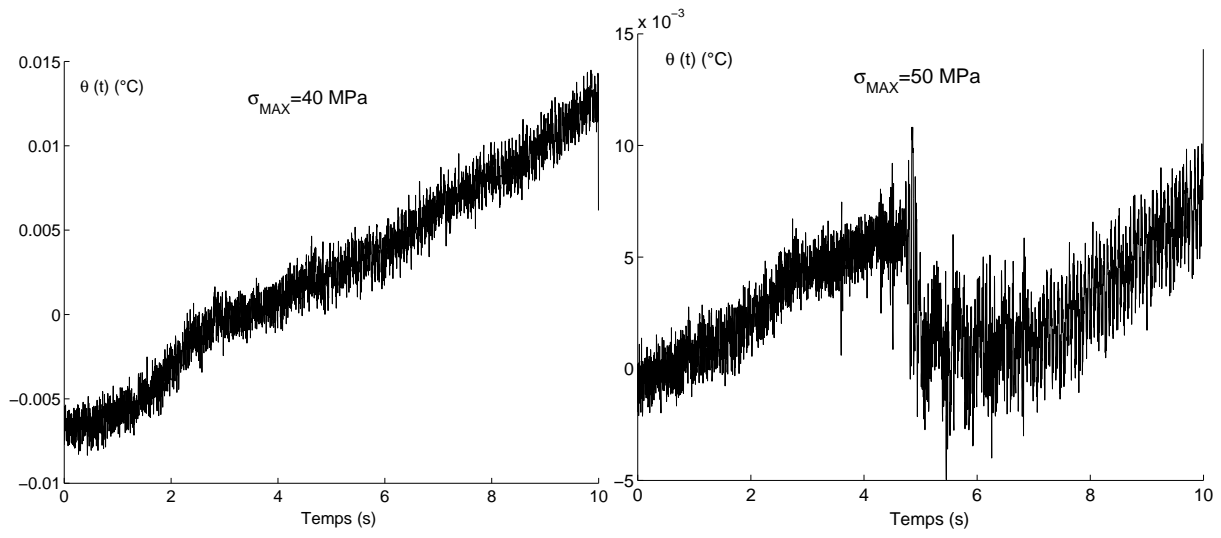




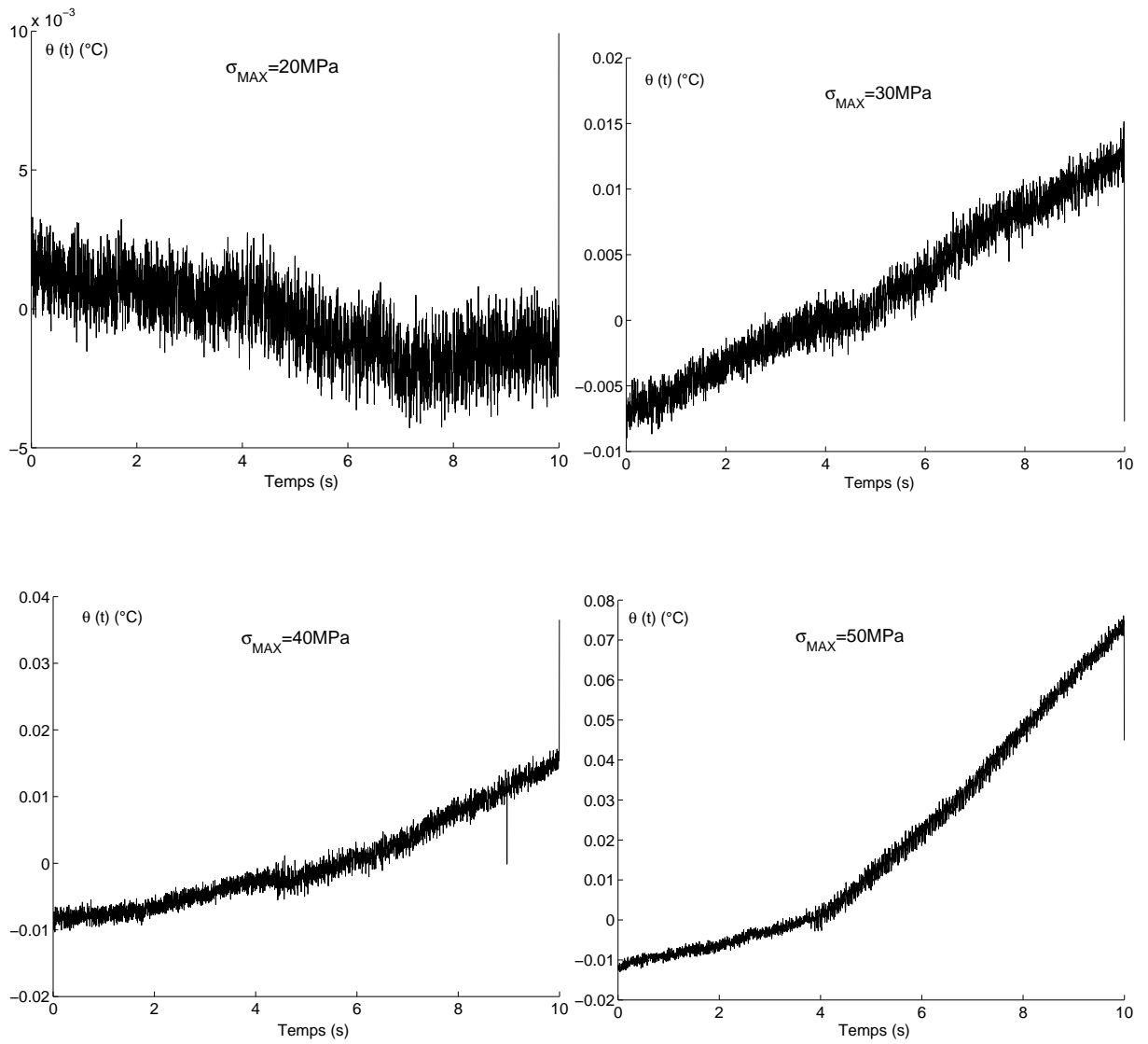
.2 Aluminium

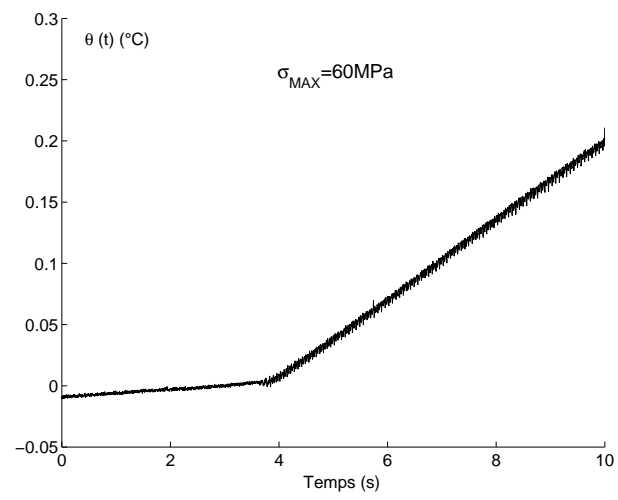
.2.1 Aluminium $R_{\sigma} = 0,1$





.2.2 Aluminium $R_\sigma = -1$





MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE D'ÉTUDE DU COMPORTEMENT THERMO-MÉCANIQUE DES MATÉRIAUX SOUS SOLLICITATIONS CYCLIQUES

RÉSUMÉ: L'utilisation de la température comme variable d'état dans les études de comportement des matériaux, bien que prometteuse, est rarement adoptée. Les difficultés métrologiques expérimentales qui apparaissent, en particulier dans le contexte de la fatigue à grand nombre de cycles, expliquent en partie ce délaissement.

L'objectif de cette thèse est de développer une méthodologie expérimentale suffisamment sensible pour détecter les variations d'énergie thermique dissipée lors de la déformation cyclique d'un matériau à des niveaux de contraintes inférieurs à la limite élastique macroscopique. Elle consiste à déterminer les différents termes de l'équation de la chaleur en partant du champ de température acquis à l'aide d'une caméra infrarouge.

L'écart type du bruit global de la méthode est de 1 mK.s^{-1} , exprimé en vitesse d'échauffement. Cette résolution est obtenue grâce à un certain nombre de précautions expérimentales, à la prise en compte de l'ensemble des échanges thermiques et à un traitement simple mettant à profit les caractéristiques de la caméra infrarouge matricielle.

La procédure expérimentale développée est testée sur un acier à très bas carbone et un aluminium A5. Elle permet en particulier de suivre la dissipation thermique due à l'adaptation microplastique du matériau aux premiers cycles de sollicitations et de distinguer les seuils de passage d'un comportement élastique à viscoélastique puis microplastique.

Les performances obtenues devraient permettre de lever une partie des verrous limitant le choix de la température comme variable d'observation du comportement des matériaux.

Mots-clés: *thermographie infrarouge, fatigue à grand nombre de cycles, microplasticité, viscoélasticité, dissipation thermique intrinsèque, sources thermomécaniques.*

EXPERIMENTAL METHODOLOGY FOR THE STUDY OF THE THERMOMECHANICAL BEHAVIOUR OF MATERIALS UNDER CYCLIC LOADING

ABSTRACT: The use of the temperature as state variable in the studies of materials behavior, although promising, is seldom adopted. The experimental metrological difficulties which appear, in particular in the context of high cycle fatigue, explain this renunciation partly.

The objective of this thesis is to develop an accurate experimental methodology able to detect the variations of thermal energy dissipated during cyclic deformation of a material at stress level lower than the macroscopic yield stress. It consists in determining the various terms of the equation of heat on the basis of the temperature field acquired using an infra-red camera.

The standard deviation of the total noise of the method is 1 mK.s^{-1} , expressed by heating speed. This resolution is obtained thanks to certain numbers of experimental precautions, by taking into account of the whole of heat exchange and with a simple treatment making profitable the characteristics of the matrix infra-red camera.

The developed experimental procedure is tested on very low carbon steel and aluminum A5. It makes it possible in particular to follow thermal dissipation due to microplastic adaptation of material during first cycles of loading and to distinguish the thresholds from passage of an elastic behavior to viscoelastic then microplastic.

The performances obtained should make it possible to raise a part of the bolts limiting the choice of the temperature like variable of observation of materials behavior.

Keywords: *infra-red thermography, high cycle fatigue, microplasticity, viscoelasticity, intrinsic thermal dissipation, thermomechanical sources.*

