



HAL
open science

Etude des champs de température et de déformation dans les matériaux métalliques sollicités à grande vitesse de déformation

Nicolas Ranc

► **To cite this version:**

Nicolas Ranc. Etude des champs de température et de déformation dans les matériaux métalliques sollicités à grande vitesse de déformation. Energie électrique. Université de Nanterre - Paris X, 2004. Français. NNT: . tel-00010301

HAL Id: tel-00010301

<https://theses.hal.science/tel-00010301>

Submitted on 27 Sep 2005

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.

THÈSE DE DOCTORAT
UNIVERSITÉ PARIS X - NANTERRE

Spécialité : Energétique

Présentée par

Nicolas RANC

**ETUDE DES CHAMPS DE TEMPÉRATURE
ET DE DÉFORMATION DANS LES MATÉRIAUX
MÉTALLIQUES SOLLICITÉS À GRANDE
VITESSE DE DÉFORMATION**

Soutenue le 20 Décembre 2004 devant le jury composé de :

A. Molinari	Président du jury	Université de Metz
A. Chrysochoos	Rapporteur	Université Montpellier II
C. Ronchi	Rapporteur	ITU Karlsruhe
P. Hervé	Directeur scientifique	Université Paris X
M. Reynier	Examineur	Université Paris X - Direction ENSAM
H. Couque	Examineur	GIAT Industries
T. Thomas	Invité	SNECMA
V. Pina	Invité	Université Paris X

A Isabelle, Clotilde et Guillaume

"pluralitas non ponenda sine neccesitate"

"les choses essentielles ne doivent pas être multipliées sans nécessité"

Principe de parcimonie, Guillaume d'Occam, moine franciscain et philosophe du XIV^{ème} siècle.

Selon ce principe, en sciences physiques quand deux théories en compétition permettent de prédire exactement les mêmes choses, la plus simple est la meilleure.

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du Laboratoire d'Energétique et d'Economie d'Energie (LEEE) de l'Université Paris X Nanterre en collaboration avec le Centre Technique d'Arcueil de la Délégation Générale pour l'Armement (Ministère de la Défense).

En premier lieu, je tiens à remercier Monsieur Philippe Hervé, mon directeur de thèse et également directeur du LEEE de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et d'avoir accepté d'encadrer ces travaux de recherche.

Je souhaite également exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Alain Molinari qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse ainsi qu'à Messieurs André Chrysochoos et Claudio Ronchi qui ont acceptés la lourde tâche de rapporteur de ce mémoire. Je les remercie également pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues.

Je remercie également Madame Marie Reynier et Monsieur Hervé Couque d'avoir accepté de juger ce travail. Mes remerciements vont également à Monsieur Thierry Thomas pour sa participation au jury de thèse et pour son accueil au sein du département Matériaux Surfaces Protection du CTA dont il était responsable.

Plus particulièrement, je tiens à remercier Vincent Pina de son aide sur la partie expérimentale de ce travail et Laurence Beylat, Jacques Clisson, Pierre François Louvigné et Laurent Taravella d'avoir grandement facilité toutes mes démarches scientifiques et administratives au Centre Technique d'Arcueil.

Enfin, les personnes ayant contribué à ce travail sont nombreuses, je tiens à les remercier toutes très vivement.

Table des matières

Glossaire	v
Nomenclature	vii
Introduction	1
I Etude bibliographique du cisaillement adiabatique	7
1 Historique du cisaillement adiabatique	11
1.1 Découverte des bandes de cisaillement adiabatique	11
1.2 Expérience de Marchand et Duffy	11
1.3 Mesures de température	13
1.4 Conclusion	16
2 Amorçage et formation d'une BCA	17
2.1 Mise en équation du problème de cisaillement adiabatique	17
2.2 Critères de localisation	18
2.2.1 Maximum de contrainte de cisaillement	19
2.2.2 Critère de stabilité : méthode des perturbations linéarisées . .	20
2.2.3 Critère de localisation : méthode des perturbations relatives .	22
2.2.4 Méthodes non linéaires	22
2.2.5 Conclusion	25
2.3 Propagation des BCA	26
2.3.1 Mise en évidence de la propagation des BCA	26
2.3.2 Vitesse de propagation des BCA	27
2.4 Structures bidimensionnelles dans les BCA	29
3 Comportement collectif des BCA	31
3.1 Etudes expérimentales : auto-organisation des BCA	31
3.2 Prédiction de l'espacement entre BCA	31

II	Mesure de la température par pyrométrie	35
4	Rayonnement des solides	39
4.1	Origine physique du rayonnement	39
4.1.1	Phénomène d'émission d'un photon	39
4.1.2	Caractère aléatoire de l'émission	40
4.2	Rayonnement d'un corps idéal : le "corps noir"	41
4.2.1	Définition du "corps noir"	41
4.2.2	Energie rayonnée par un corps noir	42
4.2.3	Maximum d'énergie	43
4.2.4	Les fluctuations	44
4.2.5	Maximum de sensibilité	47
4.3	Rayonnement des corps réels	48
4.3.1	Définition du facteur d'émission	48
4.3.2	Relation entre le facteur d'émission et le facteur de réflexion .	49
4.3.3	Relations de Fresnel	49
4.3.4	Propriétés optiques des matériaux conducteurs	50
4.3.5	Paramètres influençant le facteur d'émission d'une surface . .	55
5	Principe de la pyrométrie	59
5.1	Généralités sur la pyrométrie	59
5.1.1	Dispositif optique	60
5.1.2	Les détecteurs	60
5.1.3	Amplification et acquisition	65
5.2	Expression du signal délivré par un détecteur	66
5.2.1	Puissance rayonnée sur un détecteur	66
5.2.2	Signal en sortie de détecteur	69
5.2.3	Etalonnage du système	70
5.3	Conception et optimisation de la chaîne pyrométrique	72
5.3.1	Optimisation de la taille du détecteur et du système optique .	74
5.3.2	Comparaison des détecteurs	75
5.3.3	Conclusion	77
6	Dispositif expérimental associé aux bandes de cisaillement adiabatiques	79
6.1	Présentation du montage mécanique	79
6.1.1	Barres d'Hopkinson en torsion	79
6.1.2	Eprouvette	79
6.1.3	Méthode de dépouillement	82
6.2	Présentation du montage expérimental	85
6.2.1	Mesure du facteur d'émission du TA6V	85

6.2.2	Le pyromètre	87
6.3	Test de la chaîne de mesure	92
III	Analyse des résultats - Discussion	97
7	Modélisation numérique du cisaillement adiabatique	101
7.1	Présentation du modèle	101
7.1.1	Mise en équation du problème	101
7.1.2	Géométrie du problème et conditions limites	103
7.1.3	Modélisation des défauts	104
7.2	Loi de comportement	105
7.2.1	Loi de Johnson-Cook	105
7.2.2	Identification des paramètres - Essais de comportement	108
7.3	Le calcul par éléments finis	114
7.3.1	Maillage	114
7.3.2	Caractéristiques du calcul	115
7.4	Résultats du modèle	115
7.4.1	Historique de la formation de la bande	115
7.4.2	Champs de vitesse et de contrainte	117
7.4.3	Influence du défaut sur la BCA	119
7.4.4	Conclusion	125
8	Analyse et discussion des résultats	127
8.1	Amorçage de bandes de cisaillement adiabatique	127
8.1.1	Prédiction de la déformation à la localisation	127
8.1.2	Mécanismes de nucléation des BCA	132
8.2	Températures maximales dans les BCA	137
	Conclusions et Perspectives	141
	Bibliographie	145
	Liste des figures	151
	Liste des tableaux	157

Glossaire

BCA	Bande de cisaillement adiabatique
CTA	Centre Technique d'Arcueil
LEEE	Laboratoire d'Energétique et d'Economie d'Energie
LOT	Laser Optique et Thermo-optique
MSP	Matériaux, Structures, Protection

Nomenclature

A	constante d'appareillage
c	célérité de la lumière dans le vide, $2,998.10^8 \text{ ms}^{-1}$
C	capacité calorifique
C	raideur
C_b	vitesse de propagation d'une bande de cisaillement adiabatique
C_t	vitesse des ondes de cisaillement
D	délectivité
D^*	délectivité spécifique
e	épaisseur de la toile de l'éprouvette ou charge de l'électron, $1,602177.10^{-16} \text{ C}$
f	fonction seuil
E	module d'Young
h	constante de Planck, $6,626176.10^{-34} \text{ Js}$
J	moment d'inertie quadratique
k	constante de Boltzmann, $1,380662.10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
K	coefficient d'appareillage
l_e	longueur de la barre entrante
l_s	longueur de la barre sortante
ℓ_λ^0	luminance instantanée du corps noir
L	luminance
L_λ	luminance monochromatique
L_λ^0	luminance monochromatique du corps noir
m	masse de l'électron, $9,10939.10^{-31} \text{ kg}$
n	indice réel
\tilde{n}	indice de réfraction complexe
p	variable d'écroissance
\mathcal{P}	puissance détectée par un capteur
Q	rendement quantique
R	écrouissage
R_b	rayon de la barre
R_e	rayon intérieur de l'éprouvette
Ra	rugosité moyenne arithmétique
Rm	rugosité maximale
\mathbf{s}	partie déviatorique du tenseur des contraintes
Si	signal en sortie de détecteur

S_i^0	tension d'offset
S_e	section de la partie utile de l'éprouvette
S_λ	sensibilité spectrale
T	température
T_0	température ambiante
V	vitesse de sollicitation
v_ϕ	vitesse de phase
α_λ	facteur d'absorption
β	coefficient de Taylor-Quinney
γ	déformation de cisaillement
δ	profondeur de pénétration
ϵ_0	permittivité du vide, $8,854188 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$
ϵ_{eq}	déformation plastique équivalente cumulée
ϵ_{InSb}	facteur d'émission intégré sur le spectre du détecteur InSb
ϵ_r	permittivité relative complexe
ϵ_{tot}	facteur d'émission total
ϵ_λ	facteur d'émission monochromatique
$\boldsymbol{\epsilon}$	tenseur des déformations totales
$\boldsymbol{\epsilon}^e$	tenseur des déformations élastiques
$\boldsymbol{\epsilon}^p$	tenseur des déformations plastiques
η	taux de croissance ou rendement
θ	différence de température
λ	longueur d'onde ou conductivité thermique
λ_c	longueur d'onde de coupure
μ	module de cisaillement
ν	coefficient de Poisson
ξ	nombre d'onde
ρ	masse volumique
ρ_λ	facteur de réflexion
$\boldsymbol{\sigma}$	tenseur des contraintes
σ_e	limite d'élasticité
σ_{eq}	contrainte équivalente de Von Mises
τ	contrainte de cisaillement ou temps de vol
τ_λ	facteur de transmission
χ	facteur d'extinction
ω	pulsation
ω_0	pulsation d'oscillation
ω_p	pulsation plasma
ω_τ	pulsation de relaxation
Ω	angle solide
:	produit tensoriel doublement contracté

Introduction

Les mécanismes d'endommagement et de rupture liés aux sollicitations à grande vitesse de déformation (supérieure à 100 s^{-1}) sont bien moins connus que ceux mis en jeu en statique. Pourtant les domaines d'application sont nombreux et en développement (crash, mise en forme des matériaux, impact balistique). Une des conséquences ultimes d'une sollicitation dynamique est le cisaillement adiabatique que nous allons étudier plus particulièrement dans ce mémoire.

Présentation et applications du cisaillement adiabatique

Le cisaillement adiabatique est un mécanisme de ruine intervenant le plus souvent dans les matériaux ductiles (par exemple les métaux) lors de sollicitations dynamiques mettant en jeu de grandes vitesses de déformation. Ce phénomène est caractérisé par une localisation de la déformation plastique de cisaillement sous forme de bandes de faibles épaisseurs (quelques dizaines à quelques centaines de micromètres). Cette localisation s'accompagne d'une dissipation de l'énergie de déformation plastique sous forme de chaleur. Lors d'une sollicitation dynamique, le temps de déformation est si court que la chaleur ne peut s'évacuer par conduction. C'est pour cette raison que ce phénomène est qualifié d'adiabatique. Il en résulte une augmentation importante de la température localement dans ces bandes (plusieurs centaines de degrés). Cependant à l'échelle de dimension des bandes, la conduction n'est pas négligeable. Ce sont les propriétés thermiques et plus précisément la diffusivité thermique qui déterminent l'épaisseur de la bande. Le cisaillement adiabatique conduit à des déformations intenses très localisées qui sont les précurseurs de la création de microcavités et donc de fissures. En phase terminale, le cisaillement adiabatique est donc le siège de la propagation d'une fissure.

De nombreux processus de mise en forme rapide des matériaux métalliques génèrent des bandes de cisaillement adiabatique (BCA). En 1966, Pomey [53] soulignait déjà l'intérêt de ce phénomène, qu'il appelait "plasticité adiabatique", dans les applications industrielles de formage et de découpe des matériaux métalliques. Aujourd'hui, l'exemple le plus caractéristique est l'usinage grande vitesse. Ses avantages par rapport aux techniques d'usinage conventionnelles sont multiples. Il permet entre autres d'augmenter la productivité et d'améliorer la qualité de surface des

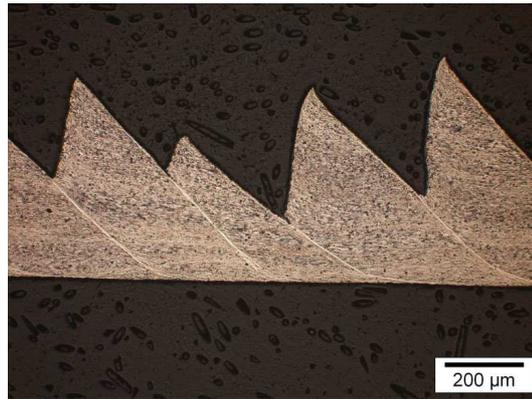


FIG. 1 - *Observation microscopique de bandes de cisaillement dans un copeau segmenté d'après Lesourd [31].*

pièces usinées. Ce procédé autorise également l'usinage des matériaux possédant des performances mécaniques de plus en plus élevées comme par exemple les alliages de titane très utilisés dans l'industrie aéronautique. Les grandes vitesses de coupes donnent une morphologie de copeau segmenté (en dent de scie) avec présence de BCA (figure 1) et s'accompagnent d'une réduction des efforts de coupe. Une optimisation du procédé d'usinage grande vitesse passe donc obligatoirement par un approfondissement des connaissances sur le cisaillement adiabatique.

Une entreprise suédoise Hydropulsor AB¹ a utilisé ce phénomène pour concevoir une machine hydraulique permettant de découper des barreaux ou des tubes avec des cadences très grandes. Le deuxième intérêt de ce principe est d'obtenir une très bonne qualité de coupe et de faibles amplitudes de poinçon. La machine hydraulique permet de cisailier des barreaux dont le diamètre peut atteindre 40 ou 60 millimètres. Les cadences de production varient entre 200 et 700 pièces par minute suivant le diamètre à découper. Le mécanisme de rupture peut sans doute être attribué aux bandes de cisaillement.

Dans le domaine militaire, l'étude de la résistance d'un blindage de char vis-à-vis d'une sollicitation d'impact met en jeu des vitesses de sollicitation élevées. Les BCA apparaissent comme un mécanisme d'endommagement important au niveau du comportement dynamique des matériaux pour blindages et perforants, en particulier au niveau de l'interaction projectile-cible. La figure 2 montre une micrographie d'un blindage en acier après perforation par un obus flèche. On constate une multitude de bandes de cisaillement caractérisées par de fines lignes blanches. Ce mécanisme de ruine a également été évoqué pour expliquer le pouvoir perforant accru des projectiles cinétiques de matériaux particulièrement sensibles au cisaillement adiabatique. Il

¹Hydropulsor AB box 2023 69102 KARLSKOGA SWEDEN ; Internet : www.hydropulsor.com

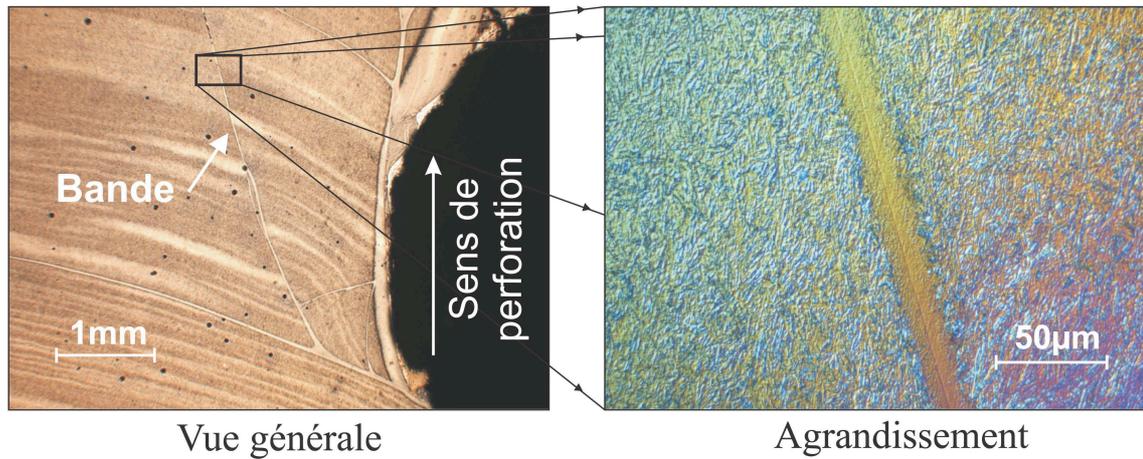


FIG. 2 - *Bandes de cisaillement dans un acier de blindage après perforation par un obus flèche (métallographies réalisées au CTA).*

pourrait en effet jouer un rôle en balistique terminale en modifiant la forme de la tête du projectile [35]. L'étude des BCA vise à améliorer la connaissance des phénomènes mis en jeu afin de développer par exemple des critères de ruine intégrables dans un code de calcul, en vue de limiter le coût inhérent aux essais balistiques. Une meilleure compréhension des mécanismes physiques peut également permettre d'optimiser ou de développer de nouveaux matériaux [60].

Problématique

Depuis sa découverte par Tresca en 1878 [64], le cisaillement adiabatique suscite toujours un grand intérêt au sein de la communauté scientifique. Cependant, malgré de nombreux travaux sur le sujet, tous les mécanismes d'initiation et d'évolution des bandes de cisaillement ne sont pas aujourd'hui complètement connus et leur modélisation présente toujours des difficultés. D'abord sur le plan expérimental, la mise en place d'un système de mesure en direct adapté à l'échelle de temps du cisaillement adiabatique et plus généralement aux sollicitations dynamiques reste un travail délicat. La durée de formation d'une bande de cisaillement est en effet de l'ordre de la dizaine de microsecondes. La difficulté supplémentaire liée aux BCA provient aussi de la faible largeur de ces bandes (quelques dizaines de micromètres) qui nécessite d'utiliser des moyens de mesure ayant une très bonne résolution spatiale. La modélisation de ce phénomène est également un problème complexe car elle doit prendre en compte des phénomènes à des échelles différentes (l'échelle microscopique pour la BCA et macroscopique pour la pièce sollicitée dynamiquement) et coupler des domaines de la physique différents (mécanique des solides déformables, thermique et

métallurgie). De plus, le cisaillement adiabatique est très sensible aux paramètres du matériau et surtout aux conditions initiales. Les modèles qui essayent de simuler les BCA sont très fortement non linéaires. Il est donc nécessaire de prendre en compte dans les modèles, des grandeurs caractérisant l'hétérogénéité de comportement du matériau ou les défauts de surface des pièces sollicitées. De plus, pour être robuste, un modèle nécessitera que la loi de comportement du matériau soit valable dans des conditions très différentes : de l'ambiante à des températures proches de la température de fusion du matériau, à basse et grande vitesse de déformation (supérieure à 1000 s^{-1}) et pour des grandes déformations plastiques (jusqu'à plus de 1000% dans les bandes). On comprend alors la difficulté d'identifier cette loi de comportement à partir d'essais simples. L'échelle des bandes est parfois plus petite que la taille des grains du matériau ce qui entraîne des problèmes d'hétérogénéité du matériau et donc de représentativité de la loi de comportement.

Objectifs de l'étude

L'objectif général de ce travail est de mieux comprendre les mécanismes de déformation et de rupture mis en jeu lors d'une sollicitation dynamique en cisaillement simple d'un matériau métallique. Nous avons choisi d'étudier particulièrement l'alliage de titane TA6V car il présente une forte sensibilité au cisaillement adiabatique. Cet alliage a aussi un intérêt industriel car il est de plus en plus utilisé dans les domaines de l'aéronautique et de l'aérospatial. La première partie de ce travail correspond à une analyse expérimentale de la formation des bandes de cisaillement adiabatique. Dans une deuxième partie, les résultats obtenus seront interprétés. Comme Zener et Hollomon l'ont mentionné en 1944 [71], en précisant le mécanisme de formation d'une BCA, la température est un paramètre important dans ce phénomène. Au moment de la localisation de la déformation, la température augmente très rapidement dans la bande. Elle semble donc être un paramètre intéressant pour étudier les BCA. Nous avons choisi de concevoir un système de mesure permettant de quantifier précisément les champs de température à la surface d'une éprouvette au cours d'une sollicitation dynamique. Notre système de mesure a été adapté au dispositif des barres d'Hopkinson en torsion classiquement utilisé pour former des BCA. Dans la littérature, de nombreux travaux ont porté sur la détermination de la température dans les bandes de cisaillement. Une originalité de ce travail est l'optimisation de la mesure de température par rayonnement (pyrométrie) afin de limiter les erreurs à basse et haute température, d'augmenter les résolutions spatiales et de permettre la détection de basses températures, de l'ordre de la centaine de degrés Celsius. Nous nous sommes donc plus particulièrement intéressés à deux plages de températures différentes : la première, que nous appellerons "basses températures" concerne le domaine des températures comprises entre 50°C et 300°C . Elle correspond au début de la localisation de la déformation plastique. L'objectif est de détecter une hétéro-

généité de température juste avant la localisation qui serait susceptible de générer une bande de cisaillement adiabatique. La deuxième plage, appelée ici "hautes températures" (800°C à 1600°C) permettra de quantifier les températures maximales atteintes dans les bandes. Des travaux déjà menés au Laboratoire d'Énergétique et d'Économie d'Énergie de Ville d'Avray [51] [55] conduisent en effet à penser que l'on peut atteindre des températures proches de la température de fusion. Très peu de mesures ont jusqu'ici confirmé ce fait.

Organisation du mémoire

Ces objectifs ont déterminé le travail présenté dans ce mémoire. Une première partie sera dédiée à l'étude bibliographique expérimentale et théorique sur le cisaillement adiabatique. Nous tenterons de retracer les découvertes marquantes parmi les nombreux travaux sur le sujet et nous présenterons plus particulièrement les études récentes sur l'hétérogénéité de température au sein même d'une bande, sur la propagation des BCA et leur comportement collectif. Nous détaillerons entre autres, les différentes techniques qui ont été utilisées pour mesurer les températures dans les bandes.

La deuxième partie de ce travail concernera la conception du système de mesure des températures par pyrométrie visible et infrarouge. Pour mieux comprendre les choix que nous avons fait, nous ferons un rappel sur les propriétés radiatives des matériaux et sur le principe de la pyrométrie. Nous terminerons cette partie en présentant en détail le dispositif de mesure et les résultats que nous avons obtenus.

Enfin, dans une dernière partie, nous analyserons les résultats obtenus précédemment et nous les interpréterons en utilisant une modélisation thermomécanique du problème.

Première partie

Etude bibliographique du cisaillement adiabatique

Introduction

Découvert en 1878, le cisaillement adiabatique a fait l'objet de très nombreux travaux à la fois au niveau expérimental et en modélisation. Depuis quelques années, le développement des techniques de mesure en direct de la déformation et surtout de la température a permis de préciser les mécanismes mis en jeu lors de la formation d'une BCA. D'un autre côté, ces découvertes ont également permis de développer de nouveaux modèles et donc de décrire de plus en plus précisément la formation d'une bande de cisaillement adiabatique. Après avoir retracé l'historique des découvertes marquantes, nous détaillerons les différentes expériences qui ont été réalisées pour mesurer la température dans les BCA. Nous présenterons ensuite les modélisations associées qui ont été développées.

1 Historique du cisaillement adiabatique

1.1 Découverte des bandes de cisaillement adiabatique

La première observation des bandes de cisaillement adiabatique a été menée par Tresca en 1878 [64]. Il a remarqué que lorsqu'une barre métallique chauffée au "rouge" est frappée par le marteau pilon, il apparaît une croix rouge plus intense résultant d'un réchauffement très local du matériau.

En 1944, Zener et Hollomon [71] ont également observé des bandes de cisaillement adiabatique lors d'un essai de poinçonnage dynamique. Ils ont mis en évidence lors d'observations métallographiques post mortem de fines bandes blanches qui traduisent de grandes déformations de cisaillement très localisées et de fortes augmentations de température. Pour expliquer ce phénomène, ils ont proposé un mécanisme de formation de bandes de cisaillement mettant en jeu une dissipation de l'énergie mécanique en chaleur entraînant une augmentation de température qui elle-même crée un adoucissement thermique du matériau : pendant la déformation plastique, une grande partie de l'énergie mécanique est transformée en chaleur. Dans le cas où la vitesse de déformation est grande, la chaleur ne peut pratiquement pas s'évacuer par diffusion et la déformation plastique génère des augmentations de température importantes et donc un adoucissement thermique du matériau. Si la diminution de contrainte due à l'adoucissement thermique devient plus importante que l'augmentation de contrainte due à l'écrouissage, l'écoulement plastique devient instable. La déformation homogène laisse place à un mode de déformation localisée sous forme de bandes.

1.2 Expérience de Marchand et Duffy

Après la découverte du cisaillement adiabatique par Tresca et son explication par Zener et Hollomon, de nombreuses études expérimentales ont été menées sur

ce phénomène par observations métallographiques post mortem [41]. Le principal inconvénient de ces techniques est qu'elles ne donnent que très peu d'information sur les mécanismes de formation et d'évolution des BCA. Une des premières études expérimentales par observation en direct de la bande de cisaillement a été effectuée en 1988 par Marchand et Duffy [36].

A cette occasion, ils utilisent le dispositif des barres d'Hopkinson de torsion pour observer la formation des bandes de cisaillement adiabatique dans une éprouvette tubulaire en acier HY100. Des jauges placées sur les barres permettent de mesurer leur déformation et d'en déduire la contrainte de torsion et la déformation nominale de l'éprouvette. Un dispositif de photographie ultra-rapide (temps d'ouverture : $2\ \mu s$) disposé autour des barres suivant trois directions permet d'observer une grille déposée sur l'éprouvette et d'en déduire la distribution de la déformation pendant la formation de la bande. L'analyse des résultats leur a permis de distinguer trois phases (figures 1.1 et 1.2) : la phase 1 correspond à une distribution homogène de la déformation plastique. La fin de cette étape coïncide avec le maximum de contrainte de cisaillement. Pendant la phase 2, la déformation devient hétérogène suivant l'axe de torsion mais reste homogène le long de la circonférence de l'éprouvette. Plus la déformation augmente, plus la taille de bande diminue et plus la déformation plastique dans la bande augmente. La phase 3 est caractérisée par une chute importante de la contrainte et une forte localisation de la déformation. Des photographies simultanées révèlent une hétérogénéité de la taille de bande et des différences de déformation importantes en trois points de la circonférence de l'éprouvette. Dans le cas de l'acier HY100, les déformations varient entre 130% et 1900%.

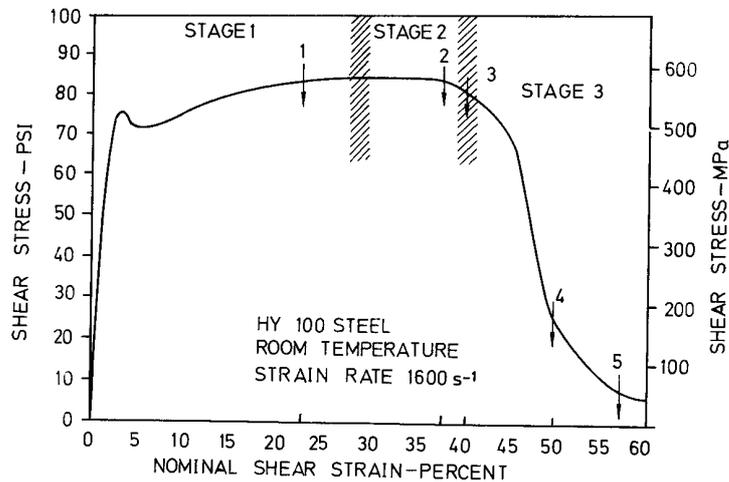


FIG. 1.1 - Visualisation des phases de formation de BCA sur la courbe contrainte déformation d'après Marchand et Duffy [36].

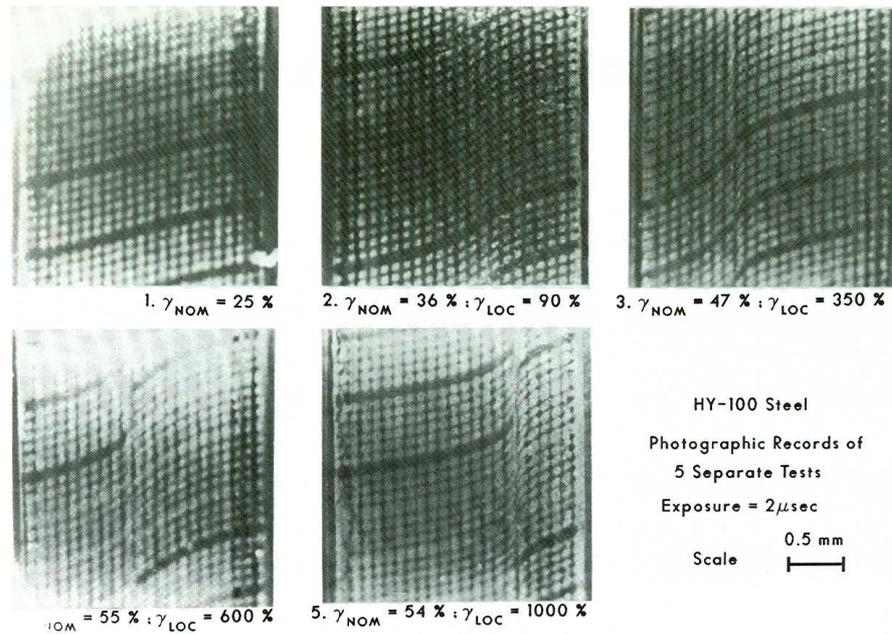


FIG. 1.2 - Photographie des grilles déposées sur l'éprouvette torsion pour les cinq déformations présentées sur la figure 1.1 (extrait de Marchand et Duffy [36]).

Pendant les phases 2 et 3, Marchand et Duffy ont constaté qu'à un même instant, les bandes ne se forment pas forcément toutes dans un même plan normal à la direction de torsion. Pour expliquer les mécanismes de formation de la bande, ils ont envisagé deux cas différents. Dans le premier, la formation des bandes se décomposerait en une phase de nucléation de bandes à différents endroits de la partie utile au même moment puis ensuite une phase de croissance et de coalescence des nucléi pour former une seule bande tout autour de l'éprouvette (figure 1.3). Le deuxième mécanisme serait caractérisé par la formation d'une bande en un point de la circonférence suivie de sa propagation autour de l'éprouvette (figure 1.4). Le fait que lors des phases 2 et 3 les bandes ne soient pas dans le même plan étaye le deuxième mécanisme, alors que la grande disparité des déformations plastiques autour de l'éprouvette conduirait à préférer le premier. Aujourd'hui encore des questions demeurent concernant l'existence ou non de ces deux mécanismes.

1.3 Mesures de température

Comme le soulignent Zener et Hollomon [71], la température est un paramètre important dans le mécanisme de formation des BCA. Compte tenu de la faible largeur de ces bandes et de la rapidité du phénomène, la pyrométrie est une technique

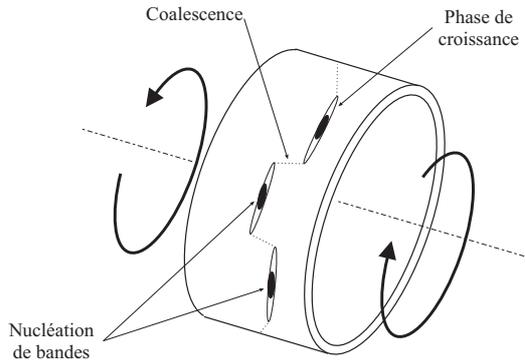


FIG. 1.3 - Mécanisme de formation d'une BCA par nucléation, croissance et coalescence.

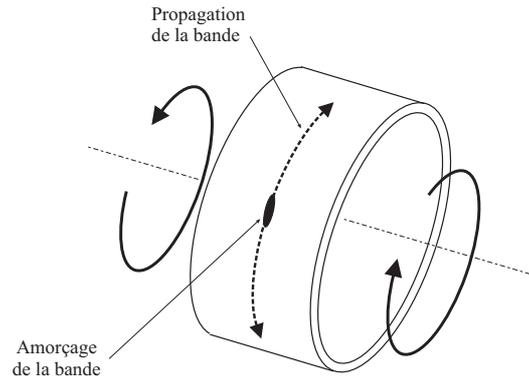


FIG. 1.4 - Mécanisme de formation d'une BCA amorçage et propagation à partir d'un défaut.

expérimentale particulièrement bien adaptée à la détermination de la température dans les BCA. De plus, l'amélioration constante des performances des détecteurs durant ces dernières années, a permis d'augmenter la précision des mesures ainsi que la résolution spatiale et temporelle.

Les premières mesures pyrométriques ont été réalisées par Moss et Pond en 1975 [47] avec un semi-conducteur en germanium dopé au cuivre pour évaluer la variation de température lors de la traction d'une éprouvette en cuivre. C'est à partir de 1979, que Costin *et al.* [13] ont mesuré des augmentations de température de 100°C dans une bande de cisaillement en utilisant un monodétecteur InSb de 1 mm de diamètre.

En 1987, Hartley *et al.* [23] mesurent le profil de température le long de la partie utile d'une éprouvette de torsion avec une barrette de 10 détecteurs InSb photovoltaïques. Pour limiter les aberrations chromatiques, le montage optique est constitué d'un miroir sphérique. Il leur permet d'avoir deux résolutions spatiales différentes de $20\ \mu\text{m}$ et $250\ \mu\text{m}$. Les matériaux testés sont les aciers 1018CRS (taille de bande $250\ \mu\text{m}$) et 1020HRS (taille de bande $150\ \mu\text{m}$). Les variations maximales de température mesurées sont de l'ordre de 450°C .

En 1988, Marchand et Duffy [36] utilisent une barrette de 12 détecteurs InSb avec un montage optique de type Cassegrain pour limiter les aberrations chromatiques et sphériques. Ce dispositif permet de visualiser sur l'éprouvette douze zones de $35\ \mu\text{m}$ par $35\ \mu\text{m}$ et espacées de $11\ \mu\text{m}$. La température maximale atteinte dans un acier HY100 est de 590°C . Cette même expérience sera également menée plus tard en 1998 par Liao et Duffy [33] sur le TA6V avec néanmoins une meilleure résolution spatiale ($17\ \mu\text{m}$) et révélera des températures maximales de l'ordre de 440°C à 550°C .

En 1996, Zhou *et al.* [74] ont mesuré la température dans les bandes de cisaillement sur la tranche d'une éprouvette pré-entaillée et impactée à différentes vitesses

(figures 1.5 et 1.6). Les matériaux étudiés sont l'alliage de titane TA6V et l'acier C300. Ils utilisent une barrette de 16 détecteurs InSb de $80\ \mu\text{m}$ par $80\ \mu\text{m}$. Dans le cas de l'acier C300, ils observent un échauffement intense sur une largeur de $200\ \mu\text{m}$ à $300\ \mu\text{m}$ dont l'amplitude dépend de la vitesse d'impact. Pour une vitesse de projectile de $40\ \text{ms}^{-1}$, le maximum de température atteint plus de 1400°C . Dans le cas du TA6V, ils remarquent que l'échauffement est plus diffus et moins intense (de l'ordre 450°C pour une vitesse d'impact de $64\ \text{ms}^{-1}$: figure 1.7).

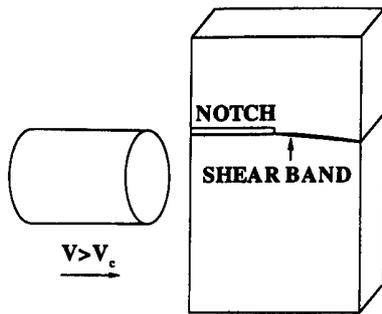


FIG. 1.5 - Eprouvette pré-entaillée utilisée par Zhou et al. [74].

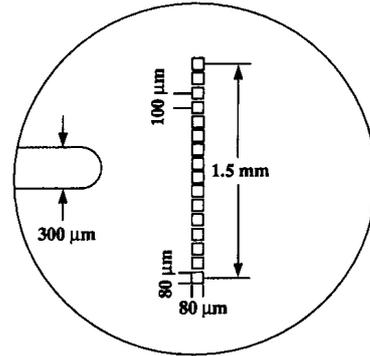


FIG. 1.6 - Position des zones de mesure par rapport à l'entaille sur l'éprouvette de Zhou et al. [74].

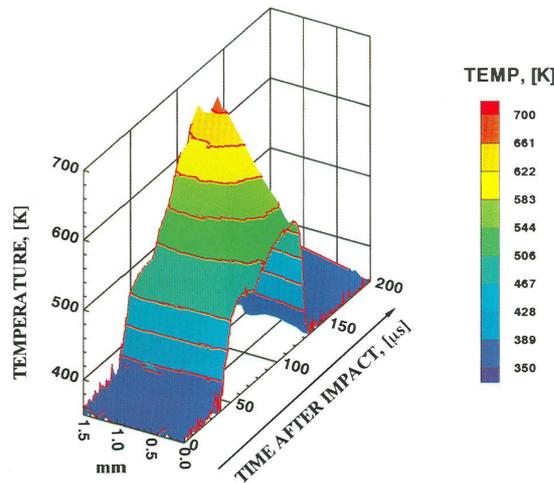


FIG. 1.7 - Profil de température autour d'une bande de cisaillement adiabatique dans l'alliage TA6V; vitesse d'impact $47,3\ \text{ms}^{-1}$ [74].

En 1997, Pina [51] a développé un nouveau système de mesure basé sur la pyrométrie monochromatique visible ($\lambda = 0,634 \mu m$). Le choix de cette courte longueur d'onde permet de s'affranchir des variations du facteur d'émission lors de la formation de la bande. Les températures mesurées dans l'alliage de titane TA6V atteignent $1300^\circ C$ lors d'un essai de poinçonnement. La durée de la mesure est de $5 \mu s$ et la résolution spatiale est d'environ $4 \mu m$. Une mesure dans l'infrarouge, plus sensible aux variations du facteur d'émission, lui a permis de détecter le changement de phase $\alpha - \beta$ pour une température de transition de $996^\circ C$.

En 2001, Guduru *et al.* [22, 21, 72] ont mis en évidence le caractère bidimensionnel des bandes de cisaillement en visualisant le champ de température à $5,5 mm$ d'une pointe de fissure lors de la formation d'une BCA. Pour cela, ils utilisent une matrice de 8 par 8 détecteurs HgCdTe couplée à un système optique de grandissement 0,9 composé de deux objectifs de Schwarzschild. La zone visée sur l'éprouvette par un détecteur fait $110 \mu m$ par $110 \mu m$. Ils ont mis en évidence des points chauds espacés régulièrement. Les distances entre deux points chauds varient suivant les essais entre $250 \mu m$ et $1 mm$. Ces résultats seront détaillés dans le paragraphe 2.4.

1.4 Conclusion

Les techniques expérimentales d'observation en direct de la bande de cisaillement adiabatique ont permis de mieux comprendre le phénomène. Depuis l'expérience de Marchand et Duffy, les techniques de mesure de déformation ont peu progressé. Par contre les mesures de la température dans les BCA se sont rapidement développées grâce à l'amélioration de performances des systèmes de détection.

L'objectif de ces différentes mesures de température a été essentiellement d'évaluer la température maximale atteinte dans une BCA pendant la phase de chute de la contrainte et de localisation de la déformation (phase 3). Nous pouvons remarquer que plus les résolutions spatiales se sont améliorées, plus les estimations de la température dans les BCA ont régulièrement augmenté. On peut également constater la difficulté de quantifier la température de bande dans l'alliage de titane TA6V, ce qui peut être expliqué par le fait que les largeurs de BCA sont quasiment dix fois plus faibles que celles rencontrées dans les aciers.

Les dispositifs expérimentaux utilisés dans la littérature en dehors de celui de Guduru *et al.* ne permettent pas de quantifier les basses températures correspondant au début de la localisation de la déformation. La difficulté principale des mesures basses températures est le faible niveau du signal émis. Pour contourner ce problème, Guduru *et al.* ont choisi une plage de longueur d'onde associée au détecteur HgCdTe située dans le domaine infrarouge moyen ($\lambda \approx 12 \mu m$). Nous commenterons ce choix dans la deuxième partie de ce travail.

2 Amorçage et formation d'une BCA

Un des premiers objectifs de la compréhension du cisaillement adiabatique a été de prédire les conditions nécessaires à la formation d'une BCA, conditions portant sur la sollicitation et le comportement du matériau. Différentes approches unidimensionnelles de ce problème ont été utilisées. Nous les détaillerons dans les paragraphes 2.1 et 2.2. Nous verrons également que des simulations numériques bidimensionnelles et tridimensionnelles ont permis de modéliser des phénomènes tels que la propagation des BCA et l'apparition de structures bidimensionnelles au sein même des bandes.

2.1 Mise en équation du problème de cisaillement adiabatique

La plupart des travaux théoriques sur le cisaillement adiabatique se sont attachés à modéliser l'essai de torsion aux barres d'Hopkinson de Marchand et Duffy. De nombreux auteurs ont supposé que l'écoulement plastique à l'intérieur et à l'extérieur de la bande est laminaire et ont donc fait l'hypothèse d'un problème unidimensionnel. Ils ont alors considéré un massif infini d'épaisseur $2h$ (figure 2.1) sollicité en cisaillement simple où seuls les déplacements suivant la direction x sont considérés comme non nuls. L'unique composante du tenseur des déformations est la composante de cisaillement ε_{xy} notée $\gamma = \frac{\partial u}{\partial y}$ avec u le déplacement suivant x .

En tenant compte des efforts d'inertie et des efforts internes, l'équilibre mécanique s'écrit :

$$\rho \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2} = \frac{\partial \tau}{\partial x} \quad (2.1)$$

avec ρ la masse volumique, τ la contrainte de cisaillement et γ la déformation de cisaillement.

A cette équation d'équilibre s'ajoute une loi de comportement thermomécanique du matériau. Elle doit représenter à la fois l'écrouissage, le durcissement dynamique

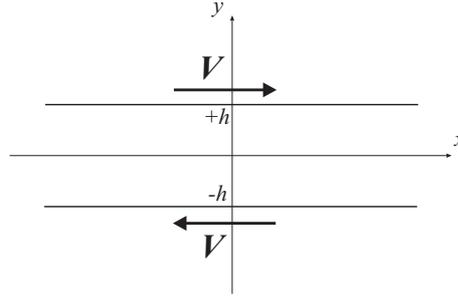


FIG. 2.1 - Modélisation unidimensionnelle du problème de cisaillement adiabatique.

et l'adoucissement thermique et peut s'écrire de manière générale :

$$\tau = f(\gamma, \dot{\gamma}, \theta) \quad (2.2)$$

avec $\dot{\gamma}$ la vitesse de déformation de cisaillement et $\theta = T - T_0$ la variation de température par rapport à la température initiale T_0 .

L'équilibre thermique prend en compte un terme de conduction et un terme lié à la dissipation d'une fraction du travail plastique en chaleur. Cette fraction, notée β , est appelée coefficient de Taylor-Quinney. Avec cette notation, l'équation de la chaleur s'écrit :

$$\rho C \frac{\partial \theta}{\partial t} = \beta \tau \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \lambda \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \quad (2.3)$$

où C est la capacité calorifique et λ la conductivité thermique du matériau.

On considère que le massif est initialement à une température homogène T_0 et qu'à partir de l'instant $t = 0$, on applique sur les deux surfaces une vitesse $\pm V$ suivant la direction x . Compte tenu des grandes vitesses de sollicitation, des conditions limites adiabatiques seront appliquées sur les deux surfaces :

$$\frac{\partial \theta}{\partial y}(y = \pm h) = 0 \quad (2.4)$$

Toutes ces équations peuvent se généraliser aux cas bidimensionnel et tridimensionnel.

2.2 Critères de localisation

L'objectif d'un critère de localisation est de déterminer les conditions de formation d'une bande de cisaillement adiabatique. Différentes méthodes ont été déve-

loppées pour établir ce critère de formation : méthode basée sur le maximum de contrainte de cisaillement, les études de stabilité et les méthodes non linéaires. Nous allons maintenant détailler ces techniques.

2.2.1 Maximum de contrainte de cisaillement

Par une démarche analogue à celle utilisée par Considère [12] dans le cas de la striction lors d'un essai de traction, plusieurs auteurs comme Recht ou Culver [57, 14] ont proposé un critère basé sur le maximum de contrainte de cisaillement.

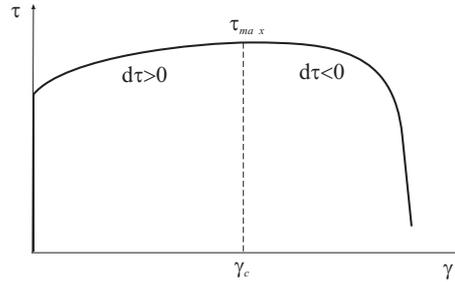


FIG. 2.2 - *Maximum de contrainte de cisaillement.*

Une variation de la contrainte $d\tau$ peut être la conséquence d'une variation de la déformation $d\gamma$ (écrouissage), d'une variation de la vitesse de déformation $d\dot{\gamma}$ (durcissement dynamique) ou d'une variation de température $d\theta$ (adoucissement thermique) :

$$d\tau = \left(\frac{\partial \tau}{\partial \gamma} \right)_{\dot{\gamma}, \theta} d\gamma + \left(\frac{\partial \tau}{\partial \dot{\gamma}} \right)_{\gamma, \theta} d\dot{\gamma} + \left(\frac{\partial \tau}{\partial \theta} \right)_{\gamma, \dot{\gamma}} d\theta \quad (2.5)$$

Le maximum de contrainte correspond donc à une compétition entre l'écrouissage qui tend à augmenter la contrainte d'écoulement et l'adoucissement thermique qui au contraire tend à la diminuer. Les auteurs supposent la vitesse de déformation constante et négligent le durcissement dynamique et la conduction thermique ; la condition $d\tau = 0$ permet alors d'obtenir en utilisant l'équation de la chaleur 2.3, le critère suivant (Culver [14]) :

$$\frac{1}{\tau} \left(\frac{\partial \tau}{\partial \gamma} \right)_{\theta, \dot{\gamma}} = - \frac{\beta}{\rho C} \left(\frac{\partial \tau}{\partial \theta} \right)_{\gamma, \dot{\gamma}} \quad (2.6)$$

Ce critère permet de déterminer la déformation critique de cisaillement correspondant au maximum de contrainte pour une loi de comportement de type puissance ($\tau = K\gamma^n \dot{\gamma}^m \theta^{-v}$) :

$$\gamma_i = \left(\frac{n\rho C \theta^{1+v}}{\beta K v \dot{\gamma}^m} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (2.7)$$

où n est l'exposant d'écroutissage, m est l'exposant d'adoucissement thermique, v l'exposant d'adoucissement thermique et K la contrainte d'écoulement à déformation nulle.

Ces résultats permettent de montrer qu'une augmentation de l'adoucissement thermique a tendance à diminuer la contrainte critique et donc à favoriser le cisaillement adiabatique. Au contraire, un matériau fortement écroutissable et de capacité calorifique importante sera moins sensible aux BCA.

Le critère du maximum de contrainte ne dépend pas de la conductivité thermique ce qui s'avère inexact dans la réalité. Pour résoudre ce problème, Recht [57] ajouta également à ce critère l'effet de la conduction thermique sur la formation des BCA en étudiant un processus d'usinage grande vitesse. Il suppose alors que la bande se comporte comme une source de chaleur plane qui dissipe vers l'extérieur par conduction. Ce modèle lui permet de déterminer la vitesse de déformation minimale pour avoir cisaillement adiabatique. Il obtient un critère permettant de comparer les vitesses de déformation critique de deux matériaux :

$$\frac{\dot{\gamma}_{c1}}{\dot{\gamma}_{c2}} = \frac{\lambda_1 \rho_1 C_1}{\lambda_2 \rho_2 C_2} \left[\frac{\left(\frac{\partial \tau}{\partial \gamma} \right)_1 \left(\frac{\partial \tau}{\partial \theta} \right)_2}{\left(\frac{\partial \tau}{\partial \theta} \right)_1 \left(\frac{\partial \tau}{\partial \gamma} \right)_2} \right]^2 \left(\frac{\tau_{y2}}{\tau_{y1}} \right)^2 \quad (2.8)$$

avec λ la conductivité thermique, ρ la masse volumique, C la capacité calorifique, τ la contrainte de cisaillement, γ la déformation plastique de cisaillement, θ la température et τ_y la contrainte d'écoulement. Les indices 1 et 2 sont relatifs respectivement aux deux matériaux.

Le critère de maximum de contrainte ne permet pas de déterminer la déformation lors de la chute rapide de contrainte correspondant réellement à la formation de la BCA. Il s'agit donc d'un critère nécessaire pour avoir formation d'une BCA mais pas suffisant.

2.2.2 Critère de stabilité : méthode des perturbations linéarisées

D'autres auteurs, Clifton *et al.* en 1978 et 1984 [11], Bai en 1982 [2] et Molinari en 1985 [43], proposent plutôt un critère d'instabilité déterminé à partir d'une analyse de stabilité d'un écoulement plastique homogène en cisaillement simple. Pour établir la stabilité ou l'instabilité du système, ils ont utilisé la méthode des perturbations

qui consiste à savoir si une petite perturbation initiale est susceptible de grossir ou non.

Cette méthode des perturbations linéaires se décompose en deux étapes. La première consiste à déterminer une solution homogène S_h où par exemple la déformation ne dépend pas de l'ordonnée y (figure 2.3). Ce problème se résout simplement de manière analytique (on trouvera plus de détails dans [3] pages 134 à 140). Dans la deuxième étape, on considère une perturbation très petite devant la solution homogène et se présentant généralement sous la forme d'une onde plane ($\delta S = \delta S_0 \exp(\eta t - i\xi x)$ avec δS_0 l'amplitude initiale de la perturbation, η son taux de croissance et ξ son nombre d'onde) et l'on étudie son évolution au cours du temps. Comme cette perturbation est infiniment petite, on peut alors linéariser les équations d'équilibre et exprimer le taux de croissance η . Si la partie réelle de η est négative, l'amplitude de la perturbation décroît rapidement et le système est stable. Au contraire si la partie réelle de η est positive, la perturbation croît de manière exponentielle et le système devient instable.

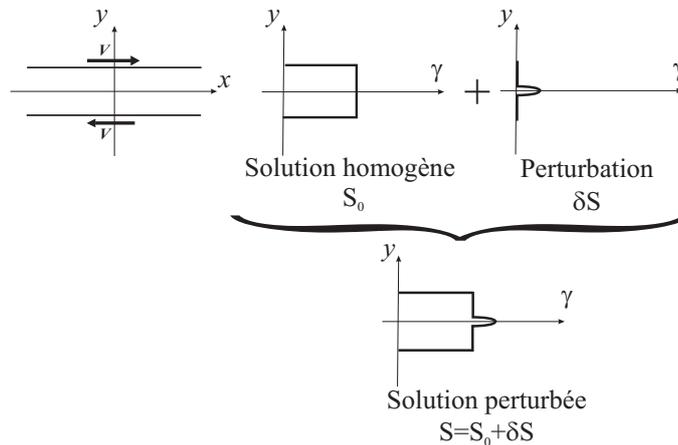


FIG. 2.3 - Analyse de stabilité; méthode des perturbations.

Le défaut de la technique des perturbations linéarisées est qu'elle ne permet pas de décrire l'évolution finale de la perturbation et donc de la BCA. En effet, elle suppose que cette perturbation est infiniment petite. Le critère de stabilité traduit seulement la possibilité pour un défaut de grossir mais pas de conduire à une déformation locale intense. Il ne tient donc pas compte par exemple de l'évolution de la solution homogène qui peut être importante. Ce n'est donc pas une condition suffisante de formation d'une bande de cisaillement. Il est alors nécessaire de définir un critère de localisation plus restrictif que le critère d'instabilité.

2.2.3 Critère de localisation : méthode des perturbations relatives

Pour résoudre les problèmes liés à la méthode des perturbations linéarisées, Molinari [43] et Molinari et Fressengeas [17] ont proposé en 1985 et 1987 une nouvelle technique appelée méthode des perturbations relatives, qui tient justement compte de la non stationnarité de la solution homogène. Afin de s'affranchir de la solution homogène, les grandeurs perturbées sont normalisées par les grandeurs homogènes.

Trois cas peuvent être envisagés :

- La perturbation décroît ($\delta S \searrow$), la solution homogène est stable.
- La perturbation croît ($\delta S \nearrow$), et la perturbation relative décroît ($\frac{\delta S}{S} \searrow$), la solution homogène est instable mais il n'y a pas de localisation.
- La perturbation relative et donc la perturbation croissent ($\delta S \nearrow$ et $\frac{\delta S}{S} \nearrow$), on a instabilité et localisation.

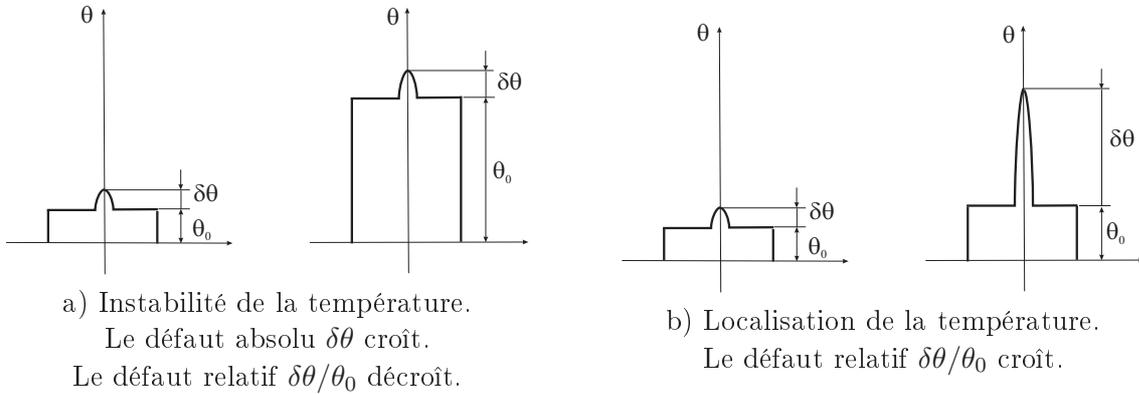


FIG. 2.4 - Représentation d'une instabilité relative (extrait de [16]).

Dans le cas quasi-statique (efforts d'inertie négligés) et adiabatique (pas de conduction de la chaleur) en supposant une loi de comportement de type puissance ($\tau = K\dot{\gamma}^n\dot{\gamma}^m\theta^{-v}$), la stabilité de la solution homogène s'exprime par l'inégalité $n + v > 0$ et la stabilité relative est assurée pour le critère $n + m + v > 0$. On peut remarquer que ces deux critères ne dépendent pas de l'amplitude de la perturbation.

2.2.4 Méthodes non linéaires

Modélisations unidimensionnelles

La méthode des perturbations linéaires ne permet pas de déterminer l'influence de l'amplitude initiale bien que ce soit un paramètre important. Une solution analytique du problème de cisaillement adiabatique semble très difficile à obtenir compte

tenu de la complexité du problème : forte non linéarité induite par le couplage thermomécanique et la loi de comportement. Le recours aux méthodes numériques est donc indispensable pour simuler la formation d'une BCA. Les études numériques sur ce phénomène ont d'ailleurs débuté avant les travaux sur l'instabilité et ont été menées en parallèle.

Dès 1977, Litonski [34] étudia numériquement le cisaillement adiabatique dans un tube mince en torsion avec un défaut géométrique. Sa modélisation est unidimensionnelle et le comportement du matériau est thermoviscoplastique. La conduction est négligée. Les résultats mettent en évidence un maximum du couple de torsion pour une déformation plastique nominale de l'ordre de 20% (figure 2.5). Après ce maximum, la déformation, la vitesse de déformation et la température deviennent hétérogènes. La figure 2.5 montre l'évolution de ces différentes grandeurs entre l'intérieur (indice A) et l'extérieur du défaut (indice B). Litonski montre également l'existence d'une chute importante de la contrainte pour une déformation plastique nominale de l'ordre de 40%. Cette chute de contrainte s'accompagne d'une forte augmentation de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température dans le défaut. En dehors, la vitesse de déformation chute rapidement, la déformation et la température deviennent alors stationnaires.

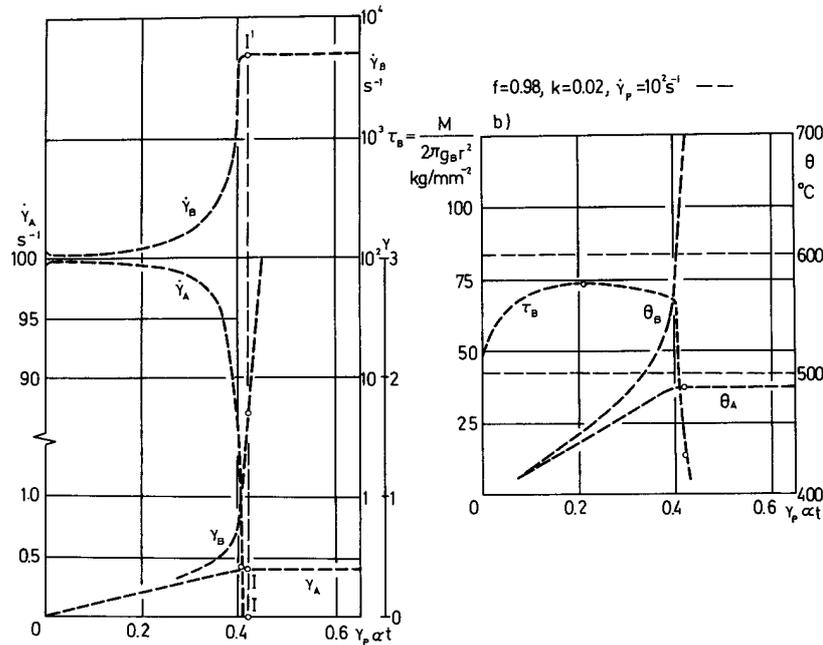


FIG. 2.5 - Résultats numériques obtenus par Litonski [34] : déformation, vitesse de déformation, température et contrainte de cisaillement à l'intérieur (A) ou à l'extérieur (B) du défaut.

Merzer [40] propose en 1982 un modèle numérique analogue à celui utilisé par Litonski mais intégrant la conduction thermique. Il considère cependant le problème comme quasi statique et néglige donc les efforts d'inertie. Il montre alors que la largeur de bande en fin de sollicitation n'est pas influencée par la taille du défaut initial et qu'elle est par contre directement dépendante de la diffusivité thermique et de la vitesse de déformation. Il établit également un lien entre la chute rapide de contrainte et une diminution de la largeur de bande qui sera mis en évidence expérimentalement par Marchand et Duffy en 1988 [36].

En 1985, Wright et Batra [66, 65] proposent une résolution par la méthode des éléments finis du problème de cisaillement simple. Leur modèle tient compte, entre autres, des efforts d'inertie et de la conduction. Ils utilisent une loi de comportement du matériau élasto-thermoviscoplastique avec prise en compte de l'écroutissage et de l'adoucissement thermique. Un défaut en température est introduit juste avant le maximum de contrainte afin d'initier la bande de cisaillement. Leurs résultats sont en accord avec ceux trouvés par Litonski : ils observent d'abord une augmentation très lente de la déformation dans la bande juste après le maximum de contrainte suivi d'une augmentation beaucoup plus rapide correspondant à la chute de la contrainte. Wright et Batra ont également étudié l'influence de l'amplitude du défaut sur la chute de contrainte. Deux défauts ayant la même forme mais des amplitudes différentes ont donc été considérés (l'amplitude du petit est cinq fois plus faible que celle du grand). Les résultats mettent en évidence une diminution de la durée entre le maximum et la chute rapide de la contrainte avec une augmentation de l'amplitude du défaut.

Ce même modèle permet à Batra en 1987 [4] de déterminer l'influence des caractéristiques du matériau sur la localisation de la déformation. Ces travaux indiquent qu'elle sera retardée lorsque la sensibilité à la vitesse de déformation ou le coefficient d'écroutissage augmente. Inversement si l'adoucissement thermique augmente, la chute de contrainte aura lieu plus tôt. La prise en compte de la conduction thermique montre une faible influence sur la chute de contrainte et sur la taille de bande ce qui est en contradiction avec les travaux de Merzer. Une étude plus précise sur cette influence de la conductivité thermique sera réalisée un peu plus tard par Batra et Kim [5]. Leurs résultats mettent en évidence un retard de la chute de contrainte et une augmentation de la largeur de bande avec une augmentation de la conduction thermique.

En 1987, Wright et Walter [68] ont également étudié l'influence du défaut initial, et notamment sa forme, sur la chute de contrainte accompagnant la formation d'une BCA. Leur modèle numérique est identique à celui utilisé par Wright et Batra [66] mis à part qu'il ne tient pas compte de l'écroutissage du matériau. Le maillage est fortement raffiné dans la zone de localisation. Un défaut initial en température de forme triangulaire est placé au centre de la partie utile. Les résultats de la simulation numérique montrent que pour de faibles amplitudes de défaut, il n'y a pas d'influence de sa forme. Par contre pour les plus grandes amplitudes, la déformation nominale

au moment de la chute de contrainte diminue et dépend fortement de sa géométrie.

Modélisations bidimensionnelle et tridimensionnelle

Le passage aux modélisations numériques bidimensionnelle et tridimensionnelle est difficile. Elles nécessitent effectivement d'avoir des maillages raffinés avec un nombre important de noeuds et de degrés de liberté. De plus, la déformation dans les bandes pouvant être très importante, les éléments deviennent rapidement distordus ce qui produit une augmentation du temps de calcul.

Pour résoudre ces problèmes, plusieurs techniques ont été utilisées. La première est la technique du maillage adaptatif [46] qui permet de remailler dans les zones de localisation de la déformation. La deuxième est la méthode sans maillage [32] qui est particulièrement adaptée aux déformations intenses (éléments distordus). En général, ces études ont montré que les bandes de cisaillement adiabatique pouvaient se propager et donner naissance à des structures bidimensionnelles au sein même de la bande. Nous détaillerons ces deux points dans les paragraphes 2.3 et 2.4.

2.2.5 Conclusion

La méthode du maximum de contrainte, les études de stabilité et les méthodes numériques non linéaires sont des techniques qui permettent d'estimer la déformation nominale lors de la formation d'une BCA (déformation à la localisation). Différentes études ont montré l'influence des paramètres du matériau et des caractéristiques du défaut initial sur cette déformation à la localisation. Le tableau 2.1 fait le bilan de l'influence des différents paramètres du matériau sur la déformation à la localisation correspondant à la chute rapide de contrainte.

TAB. 2.1 - *Influence des paramètres du matériau sur la déformation à la localisation.*

Variation des paramètres du matériau		Influence sur la localisation	
L'augmentation	de l'écrouissage	augmente	la déformation à la localisation
	de la sensibilité à la vitesse de déformation	augmente	
	de l'adoucissement thermique	diminue	
	de la conductivité thermique	augmente	
	de la capacité calorifique	augmente	
	du coefficient de Taylor-Quinney	diminue	
	de la contrainte d'écoulement	diminue	

2.3 Propagation des BCA

2.3.1 Mise en évidence de la propagation des BCA

L'idée qu'une bande de cisaillement adiabatique s'amorce et se propage a été émise par Backman et Finnegan en 1973, lors d'observations métallographiques de cibles en acier impactées.

Cette propagation des bandes de cisaillement a été mise en évidence lors de l'expérience de Marchand et Duffy en 1988. Ils ont constaté que pendant la phase 3 de la formation de la bande et à un même instant, la déformation locale dans la bande est hétérogène le long de la circonférence de l'éprouvette de torsion. Pour expliquer cela, ils ont fait l'hypothèse que la bande s'amorce en un point de l'éprouvette et se propage le long de celle-ci. A partir de leurs données expérimentales, ils ont évalué une vitesse de propagation de 255 ms^{-1} pour un acier HY100 en supposant que la bande se propage dans les deux sens de la circonférence.

Zhou *et al.* [74] ont observé en 1996, l'évolution de la longueur de bandes de cisaillement sur la tranche d'une éprouvette pré-entaillée impactée. Un laser éclaire une grille de lignes parallèles à la direction de propagation de la bande et l'observation de la bande se fait à l'aide d'une caméra ultra-rapide (2 millions d'images par seconde). A partir de la mesure des longueurs de bande à différents instants, ils déterminent la vitesse instantanée de propagation. Les résultats montrent que les bandes de cisaillement adiabatique ne se propagent pas à une vitesse constante pendant la durée d'un essai. Initialement cette vitesse est très faible puis elle augmente jusqu'à un maximum pour ensuite décroître rapidement. Les auteurs mettent également en évidence une forte sensibilité de la vitesse de propagation vis-à-vis de la vitesse d'impact. Le tableau 2.2 donne la vitesse de propagation moyenne et maximale de la bande dans le cas d'un acier maraging C300. La vitesse maximale atteinte correspond à environ 40% de la vitesse de propagation des ondes de cisaillement. Une simulation du problème par éléments finis donne une excellente corrélation entre expérience et calcul [73].

TAB. 2.2 - Valeur de la vitesse de propagation d'une BCA d'après Zhou *et al.* [74].

Vitesse d'impact en ms^{-1}	Vitesse de propagation maximale en ms^{-1}	Vitesse de propagation moyenne en ms^{-1}
21,6	≈ 100	80
25	≈ 900	585
30	1200	1004

2.3.2 Vitesse de propagation des BCA

Cas du régime stationnaire

Après l'amorçage d'une BCA, on peut supposer que celle-ci se propage avec une vitesse qui va augmenter avec le temps. Au bout d'un temps suffisamment long, on peut penser qu'un régime stationnaire va s'établir et que cette vitesse va tendre vers une certaine vitesse limite.

De nombreux travaux ont été consacrés à la propagation de bandes de cisaillement adiabatique en régime stationnaire, afin de déterminer les vitesses limites et les champs de contrainte, déformation et température en tête de bande et de quantifier l'influence de divers paramètres du matériau sur la vitesse de propagation.

Grady [19] propose en 1992 un modèle de propagation de bande à partir des résultats obtenus à l'aide d'une analyse unidimensionnelle. En 1996, Wright et Walter [69] déterminent les champs de température, contrainte et vitesse en tête de bande de cisaillement adiabatique. Gioia et Ortiz [18] utilisent une théorie des couches limites appliquée aux solides thermoviscoplastiques pour étudier la structure bidimensionnelle d'une bande de cisaillement en propagation. Mercier en 1998 [39] a développé un modèle analytique pour déterminer la vitesse de propagation d'une BCA dans une couche de longueur infinie soumise à une sollicitation de cisaillement. Ce modèle, qui néglige la conduction thermique, lui a permis de caractériser l'influence des différents paramètres du matériau sur la vitesse de déformation. Dans les mêmes conditions que l'expérience de Marchand et Duffy, le modèle analytique donne une vitesse de propagation de 905 ms^{-1} alors que la vitesse mesurée est de 260 ms^{-1} .

Plus récemment, en 2002, Bonnet-Lebouvier et Molinari [7] ont étudié la propagation des bandes de cisaillement par une approche numérique. Ils ont modélisé une plaque mince de longueur 200 mm et de largeur $2,5 \text{ mm}$ sollicitée en déformation plane. Ils appliquent des conditions limites en vitesse imposée sur les longueurs et une égalité des vitesses sur les largeurs. Pour le problème thermique, des conditions adiabatiques sont appliquées sur toutes les extrémités de la plaque. Pour initier la bande de cisaillement, un défaut géométrique est introduit au centre de la plaque. Il s'agit d'une réduction d'épaisseur de 20% appliquée dans une zone rectangulaire de $200 \mu\text{m}$ par $60 \mu\text{m}$. Une loi élasto-thermoviscoplastique avec adoucissement thermique de type Johnson-Cook a été choisie pour décrire le comportement du matériau. Le calcul tient compte du couplage thermomécanique et est mené avec et sans prise en compte de la conduction thermique. Les auteurs font varier les vitesses de sollicitation notée V entre $0,5 \text{ ms}^{-1}$ et 300 ms^{-1} ce qui correspond à des vitesses de déformation nominale comprises entre 400 s^{-1} et $2,4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$. Pour des vitesses inférieures à une vitesse critique V_c égale à $0,5 \text{ ms}^{-1}$ (soit $\dot{\gamma} = 400 \text{ s}^{-1}$), aucune propagation de bande n'est observée. Pour des vitesses supérieures à cette vitesse critique, ils constatent qu'après un régime transitoire, il apparaît un régime

stationnaire où la bande de cisaillement se propage à une vitesse constante notée C_b . Ils distinguent trois domaines de vitesse : dans le premier domaine, l'évolution de C_b avec V est linéaire et dans le troisième domaine la vitesse C_b varie très peu avec V . Le deuxième domaine est une transition entre le premier et le troisième domaine. La fin du premier domaine et le début du troisième correspondent respectivement à des vitesses de sollicitation de 25 ms^{-1} (soit $\dot{\gamma} = 2 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$) et 150 ms^{-1} (soit $\dot{\gamma} = 1,2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$). Les vitesses de bande associées sont d'environ 600 ms^{-1} et 800 ms^{-1} . Une analyse dimensionnelle leur a permis d'établir les relations suivantes :

$$\frac{C_b}{V} = \alpha \frac{K\beta}{\rho C T_0 m} (-An + B) \quad (2.9)$$

pour le premier domaine, avec A et B deux constantes, α un coefficient dépendant de l'exposant d'adoucissement thermique v , K la limite d'élasticité et T_0 la température initiale.

Et :

$$C_b = \eta C_t \sqrt{\frac{\beta K^2}{\mu \rho C T_0 m}} (-A'n + B') \quad (2.10)$$

pour le troisième domaine, avec A' et B' deux constantes, η un coefficient dépendant de l'exposant d'adoucissement thermique v , μ le module de cisaillement et $C_t = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ la vitesse de propagation des ondes élastiques de cisaillement.

Le tableau 2.3 résume l'influence des propriétés du matériau sur la vitesse de propagation de la BCA.

Cas du régime transitoire

Lors de l'essai de torsion de Marchand et Duffy, les vitesses de propagation des bandes semblent être bien inférieures aux vitesses déterminées analytiquement en stationnaire. Ceci peut être expliqué par le fait que pendant l'essai de torsion, le régime de propagation de bande est transitoire. De même, Zhou *et al.* [74] ont observé que les BCA ne se propagent pas à une vitesse constante lors d'un essai d'impact sur la tranche d'une éprouvette pré-entaillée.

Très peu d'études ont porté sur la propagation des BCA en régime transitoire. Cependant, on peut citer les travaux de Batra et Zhang en 1994 [6] qui ont proposé un modèle numérique tridimensionnel du problème de torsion dynamique du tube mince utilisé par Marchand et Duffy. Leur modèle ne tient pas compte de la conduction et un défaut matériau est introduit dans une petite région du centre de la partie utile de l'éprouvette. Les résultats montrent que la bande se propage bien suivant les deux directions autour de l'éprouvette et que sa vitesse varie entre 40 ms^{-1} et 260 ms^{-1} et ce pour une vitesse de déformation de 1000 s^{-1} .

TAB. 2.3 - Influence des propriétés du matériau sur la vitesse de propagation d'une BCA.

Variation des propriétés du matériau		Influence sur la vitesse de propagation	
L'augmentation	de la contrainte d'écoulement	augmente	la vitesse de propagation
	du coefficient de Taylor-Quinney	augmente	
	de la capacité calorifique	diminue	
	de la sensibilité à la vitesse de déformation	diminue	
	du coefficient d'écrouissage	diminue	
	de l'adoucissement thermique	augmente	
	de la conductivité thermique	n'a pas d'influence sur	

Dans ces conditions, lors de l'essai de torsion, la bande n'aurait effectivement pas le temps d'atteindre sa vitesse maximale et donc le régime stationnaire n'aurait pas le temps de s'établir.

2.4 Structures bidimensionnelles dans les BCA

Guduru *et al.* [22, 21] ont mis en évidence lors de leur étude expérimentale du champ de température dans une BCA, l'existence d'une structure bidimensionnelle le long d'une bande composée de points chauds régulièrement espacés (figure 2.6). La distance entre ces points chauds varie, selon les essais entre $250\ \mu\text{m}$ et $1\ \text{mm}$ et la température des points chauds se situe à 600°C et celle des zones froides est de 400°C . Ils ont également constaté que ces points chauds se translatent le long de la bande.

Ces observations remettraient en cause l'hypothèse d'un écoulement plastique laminaire dans la bande et justifieraient l'existence d'une instabilité à l'échelle de la bande similaire à celles observées dans les fluides. Pour étayer cette hypothèse, Li *et al.* [32] ont modélisé l'écoulement plastique dans une bande de cisaillement adiabatique par un écoulement plan de Couette d'un liquide dont la viscosité et la masse volumique dépendent de la température (figure 2.7). Ils mettent bien en évidence la formation d'une structure bidimensionnelle dans la bande.

Molinari et Leroy [45] ont étudié la possibilité de formation d'une structure bidimensionnelle dans un matériau thermoviscoplastique lors d'un écoulement plan

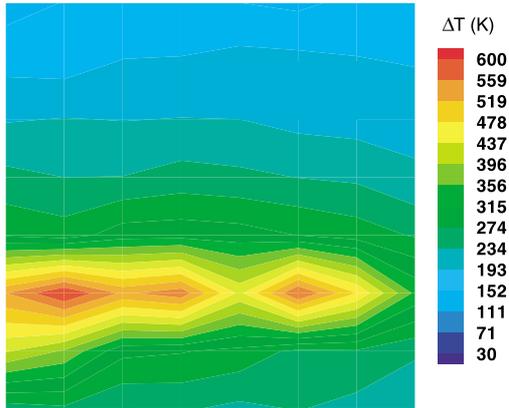


FIG. 2.6 - Observation d'une succession de points chauds dans une BCA d'après [22] (taille de l'image 1,1 mm par 1,1 mm).

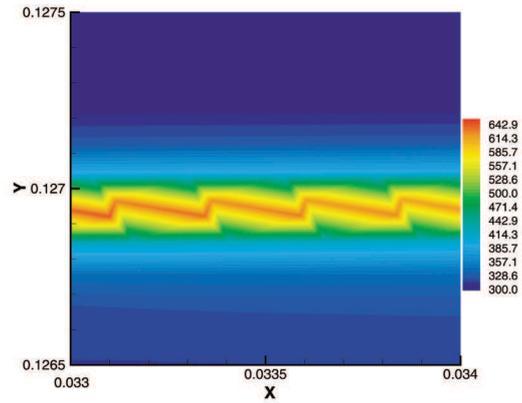


FIG. 2.7 - Modélisation de l'écoulement plastique dans une BCA d'après Li et al. [32] (champ de température en K).

de Couette. En utilisant une analyse de stabilité bidimensionnelle, ils ont montré que ce problème pouvait présenter une instabilité thermomécanique selon des modes multidimensionnels, notamment dans le cas des matériaux faiblement adoucissant et fortement sensibles à la vitesse de déformation.

Dans leur modèle numérique sans maillage, Li *et al.* [32] ont également mis en évidence une répartition périodique de points chauds se déplaçant le long de la bande de cisaillement adiabatique.

3 Comportement collectif des BCA

L'expérience de Marchand et Duffy a permis d'étudier l'initiation et la formation d'une bande de cisaillement adiabatique. Dans les problèmes d'impact balistique, on constate souvent sur des observations métallurgiques post mortem la formation non pas d'une seule mais d'une multitude de bandes de cisaillement adiabatique. Pour comprendre les mécanismes de formation et d'évolution des BCA lors d'un impact projectile cible, il est donc nécessaire de prendre en compte les interactions éventuelles entre les bandes.

3.1 Etudes expérimentales : auto-organisation des BCA

Depuis 1995, Nesterenko *et al.* [48, 49] ont étudié le comportement collectif des BCA lors de leur amorçage et de leur propagation. Pour cela, ils ont développé un nouveau dispositif de sollicitation basé sur l'effondrement radial d'un tube à grande vitesse de déformation ($10^4 s^{-1}$). Cette sollicitation dynamique est générée par la détonation d'un explosif (figure 3.1). La surpression est transmise à l'éprouvette par l'intermédiaire d'un tube en cuivre. Un cylindre intérieur en cuivre de diamètre variable suivant les essais permet d'interrompre l'effondrement et de contrôler la déformation plastique dans l'éprouvette. Les résultats des essais mettent en évidence des bandes de cisaillement en forme de spirale s'initiant au niveau de l'intérieur du cylindre (figure 3.2). L'espacement entre ces bandes est régulier. Par exemple, dans le cas d'un acier inoxydable 304L, la distance entre bandes lors de l'initiation est en moyenne de $0,12 mm$. Pour des bandes dans la phase de propagation, cette distance augmente et vaut $3,1 mm$.

3.2 Prédiction de l'espacement entre BCA

Les essais d'effondrement de cylindre de Nesterenko *et al.* [48, 49] ont suscité différentes études théoriques dans le but de prédire les distances entre bandes de cisaillement adiabatique. Deux approches différentes ont été proposées pour prédire

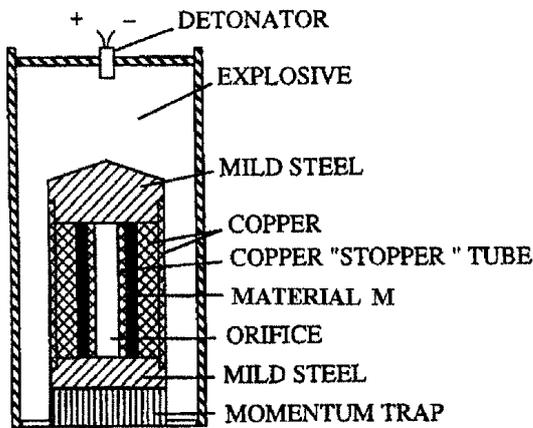


FIG. 3.1 - *Expérience d'effondrement de cylindre : dispositif de sollicitation (extrait de [48]).*

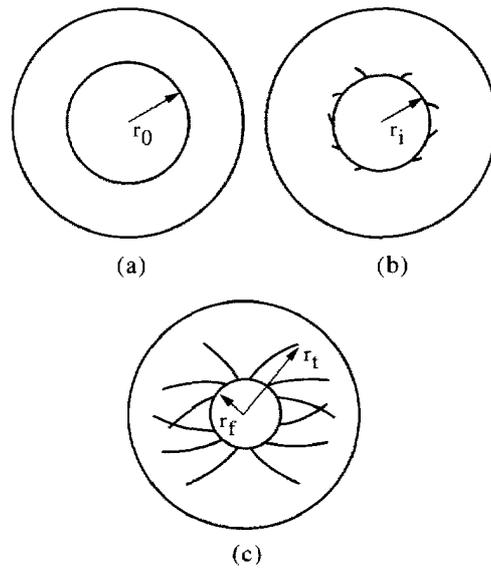


FIG. 3.2 - *Observation des éprouvettes après effondrement (extrait de [49]).*

cet espacement entre bandes. Le premier modèle, développé en 1987 par Grady et Kipp [20] est basé sur l'étude de la propagation d'un front de relaxation au voisinage d'une BCA (figure 3.3).

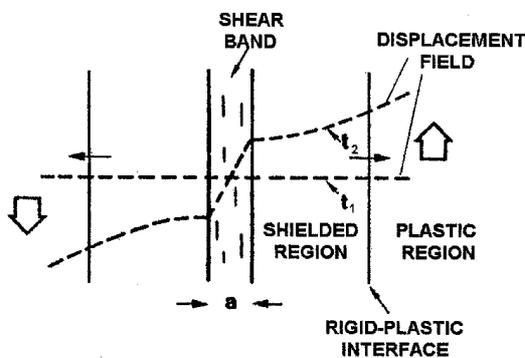


FIG. 3.3 - *Modèle de Grady et Kipp [20].*

Lors de la formation de la bande, l'augmentation de température au niveau de la bande provoque par adoucissement thermique une diminution de la contrainte d'écoulement. Cette décharge se propage à l'extérieur de la bande par un mécanisme de diffusion et provoque une zone déchargée autour de la bande (figure 3.3). Tous les sites d'amorçage de BCA situés dans cette zone déchargée seront donc occultés

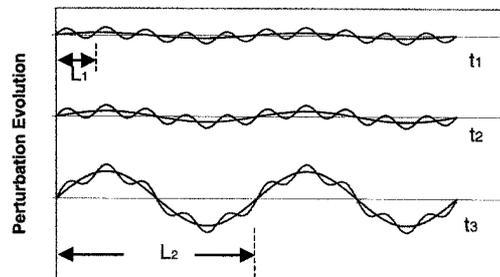


FIG. 3.4 - *Modèle de Wright et Ockendon (extrait de [70]).*

et ne conduiront pas à la formation d'une BCA. La distance minimale séparant deux amorçages de bande est égale à la distance parcourue par ce front de décharge pendant le temps nécessaire au déchargement complet. Avec ce modèle, la distance entre bandes est donnée par la relation suivante :

$$L_{GK} = 2 \left(\frac{9\lambda C}{\dot{\gamma}_0^3 a^2 \tau_0} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.1)$$

avec $\dot{\gamma}_0$ la vitesse de déformation imposée, a le paramètre d'adoucissement thermique et τ_0 la contrainte d'écoulement à température ambiante.

Ce modèle utilise une loi d'écoulement où le terme d'adoucissement thermique varie linéairement avec la température :

$$\tau = \tau_0(1 - a(T - T_0)) \quad (3.2)$$

où τ_0 est la contrainte d'écoulement à la température ambiante T_0 et a le paramètre d'adoucissement thermique.

Le deuxième modèle développé par Wright et Ockendon [67] puis complété par Molinari [44] s'appuie sur l'hypothèse que les BCA se forment à partir de la croissance de petites perturbations. La figure 3.4 représente l'évolution au cours du temps de deux types de perturbations ayant des longueurs d'onde différentes. La perturbation de grande longueur d'onde a un taux de croissance supérieur à celle de petite longueur d'onde. La distance entre bandes correspond donc à la perturbation ayant un taux de croissance maximum. Wright et Ockendon utilise une loi de comportement dépendant de la température et de la vitesse de déformation :

$$\tau = \tau_0(1 - a(T - T_0)) \left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0} \right)^m \quad (3.3)$$

où m est le paramètre de durcissement dynamique, $\dot{\gamma}_0$ une vitesse de déformation de référence, a le paramètre d'adoucissement thermique et τ_0 la contrainte d'écoulement à température ambiante et à la vitesse de déformation de référence.

Ils trouvent alors l'expression suivante de la distance entre bandes :

$$L_{WO} = 2\pi \left(\frac{m^3 \lambda C}{\dot{\gamma}_0^3 a^2 \tau_0} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.4)$$

En 1997, Molinari utilise cette même approche mais généralise l'étude au cas d'un matériau écrouissable ayant une loi de comportement formulée de la manière suivante :

$$\dot{\gamma} = \psi(\tau, \gamma, \theta) \quad (3.5)$$

avec $\theta = T - T_0$ la différence entre la température du matériau et la température ambiante.

Il exprime alors la distance entre bandes de cisaillement :

$$L_M = L_0 \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\rho C \frac{\partial \psi}{\partial \gamma}}{\beta \tau^0 \frac{\partial \psi}{\partial \theta}} \right)^{-1} \quad (3.6)$$

où τ^0 est la contrainte de la solution homogène et L_0 la distance entre bandes dans le cas d'un matériau non écrouissable.

Une confrontation de ces différentes théories avec l'expérience a été proposée par Xue *et al.* [70], Nesterenko *et al.* [48] et Molinari [44]. Le tableau 3.1 fait le bilan des distances entre bandes trouvées expérimentalement et celles calculées pour les différents modèles présentés dans le paragraphe précédent pour le titane pur et le TA6V. Les distances entre bandes mesurées et calculées sont du même ordre de grandeur. On peut cependant remarquer une surestimation de cette distance avec le modèle de Grady et Kipp.

TAB. 3.1 - Distances entre BCA ; confrontation entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques d'après [70, 48, 44, 49].

Distance en mm	Expérience	Modèle de Grady - Kipp	Modèle de Wright - Ockendon	Modèle de Molinari
Titane pur	0,18 [70] et 1 [48]	1,8 à 3,3	0,29 à 0,52	0,64 à 0,75
TA6V	0,53 [70]	1,15	0,10	0,10

Deuxième partie

Mesure de la température par pyrométrie

Introduction

La mesure des champs de température dans les bandes de cisaillement adiabatique (BCA) est difficile car elle nécessite à la fois une résolution spatiale de l'ordre du micromètre et une résolution temporelle de quelques microsecondes. De plus, cette température peut varier de l'ambiante à la température de fusion du matériau (1670°C dans le cas de l'alliage de titane TA6V). La mesure des "basses températures" (variant entre 50°C et 300°C) permettra d'étudier les hétérogénéités du champ de température au moment de la localisation de la déformation plastique. Le dispositif "hautes températures" (800°C à 1700°C) permettra de quantifier les températures maximales atteintes dans les BCA. Notre objectif est donc de concevoir deux pyromètres associés à ces deux plages de température. Pour cela, il est nécessaire de connaître les propriétés radiatives des matériaux solides étudiés et les principes fondamentaux de la pyrométrie. Nous détaillerons ces deux points dans les deux premiers chapitres de cette partie. Cette étude nous guidera dans la conception de nos deux pyromètres. Dans un dernier chapitre, nous présenterons le montage expérimental que nous avons conçu pour l'étude des BCA et nous testerons ce système dans le cas de la torsion dynamique sur barres d'Hopkinson d'un tube mince en alliage de titane, le TA6V.

4 Rayonnement des solides

4.1 Origine physique du rayonnement

4.1.1 Phénomène d'émission d'un photon

Tout milieu, fluide ou solide émet et absorbe de l'énergie sous forme de rayonnement. Pour les milieux solides, ces phénomènes sont liés à l'agitation thermique des atomes et des électrons. Cette agitation thermique se traduit par la vibration du réseau cristallin et le mouvement des électrons.

Dans le cadre de la mécanique quantique, l'énergie de vibration du réseau est quantifiée. Le champ de vibration du réseau est assimilé à un ensemble de quasi-particules appelées phonons d'énergie $E = h\nu$ où ν est la fréquence du phonon et h la constante de Planck. C'est l'analogue du photon, autre aspect du champ électromagnétique. Les ondes élastiques dans un cristal peuvent être décrites par la propagation de phonons dans le réseau et les vibrations thermiques correspondent à des phonons excités thermiquement. On peut distinguer des phonons optiques qui correspondent à des vibrations des plans atomiques en opposition de phase et des phonons acoustiques qui correspondent à des vibrations en phase. Les fréquences et donc les énergies associées aux phonons optiques sont supérieures à celles des phonons acoustiques. A tout moment un phonon peut se désexciter (notamment un photon excité thermiquement) et engendrer l'émission d'un photon d'énergie équivalente. Dans les milieux "opaques", comme la profondeur de pénétration est très faible¹, seuls les photons émis à la surface participent au rayonnement du solide (4.1). Du fait de l'agitation thermique, un électron excité thermiquement peut effectuer une transition vers une couche électronique supérieure et donc accéder à un niveau d'énergie plus élevé. A tout moment, cet électron peut se désexciter et engendrer la formation d'un photon. Ce phénomène est appelé l'émission spontanée (4.2).

¹Dans un milieu absorbant, la profondeur de pénétration δ vaut : $\delta = \frac{\lambda}{4\pi\chi}$ (voir paragraphe 4.3.3); dans le cas de l'aluminium à température ambiante, pour une longueur d'onde $\lambda = 4 \mu m$ le facteur d'extinction χ vaut 40 et la profondeur de pénétration δ est égale à $8,0 \mu m$.

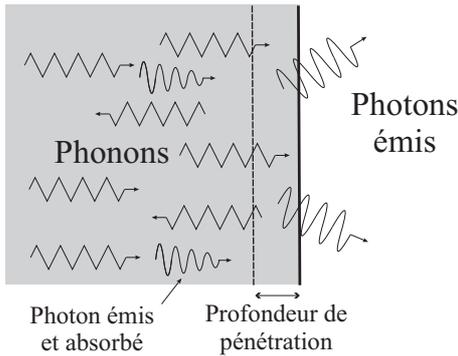


FIG. 4.1 - Désexcitation de phonons et émission de photons à la surface d'un matériau.

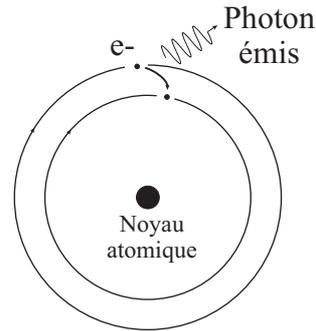


FIG. 4.2 - Emission spontanée lors d'une transition électronique entre deux niveaux d'énergie.

4.1.2 Caractère aléatoire de l'émission

Le phénomène mécanique que nous allons étudier évolue avec des temps caractéristiques de l'ordre de la microseconde et sur des distances de quelques micromètres. Dans ces conditions, le nombre de photons émis est faible et il est nécessaire de considérer leur émission comme un phénomène aléatoire.

Le nombre de photons émis par une source lumineuse pendant une durée τ suit une loi de probabilité. Si l'on suppose que pendant un intervalle de temps T , N photons sont émis de manière indépendante les uns des autres, la probabilité pour qu'un de ces N photons soit émis dans l'intervalle τ compris dans T est égale à $p = \frac{\tau}{T}$. La probabilité pour que n photons soient émis dans l'intervalle τ est donnée par une distribution binômiale :

$$p(n) = C_N^n p^n (1-p)^{N-n} \quad \text{avec} \quad C_N^n = \frac{N!}{n!(N-n)!} \quad (4.1)$$

Le nombre moyen de photons reçus est $m = Np$ et l'écart quadratique σ vaut $\sigma^2 = Np(1-p)$.

Si la durée T est grande devant τ , on peut supposer que l'émission des photons vérifie une distribution de Poisson. La probabilité de recevoir n photons dans l'intervalle τ est alors :

$$p(n) = \frac{m^n e^{-m}}{n!} \quad (4.2)$$

Le nombre moyen de photons émis est $m = Np$ et l'écart quadratique vaut alors $\sigma^2 = m$.

L'écart type relatif est défini par la relation :

$$\sigma_{rel} = \frac{\sigma}{m} \quad (4.3)$$

Dans le cas d'une loi de Poisson, il prend donc la valeur $\sigma_{rel} = \frac{1}{\sqrt{m}}$. Plus le nombre de photons reçus est grand, plus l'écart type relatif diminue. Ce point sera détaillé dans le paragraphe 4.2.4 dans le cas particulier d'un émetteur parfait, le corps noir.

4.2 Rayonnement d'un corps idéal : le "corps noir"

Pour étudier les propriétés radiatives d'une surface réelle, il est commode et d'usage de la comparer à un corps idéal appelé corps noir. Dans cette partie, nous allons donner la définition d'un corps noir et nous rappellerons ses propriétés radiatives.

4.2.1 Définition du "corps noir"

Un corps noir est défini comme le corps idéal capable d'absorber en totalité tout rayonnement incident ; c'est un absorbeur parfait. La conservation de l'énergie implique, du moins à l'équilibre thermique, que le corps noir est également un émetteur parfait sur tout le domaine spectral c'est-à-dire qu'il émet plus que toute surface à même température. La puissance qu'il émet est indépendante de la direction d'émission et elle ne dépend que de la température.

En pratique, un corps noir n'existe pas. Cependant une cavité dont les parois sont maintenues à température constante et dans laquelle est percée une petite ouverture constitue un corps noir approché de bonne qualité (figure 4.3). Des traitements de surface tels que des peintures fortement émissives permettent également d'approcher le rayonnement du corps noir mais dans des domaines spectraux limités.

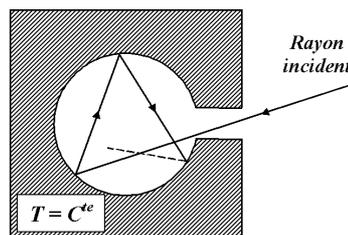


FIG. 4.3 - Corps noir : cavité thermostatée.

4.2.2 Energie rayonnée par un corps noir

Définition de la luminance

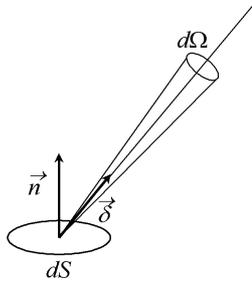


FIG. 4.4 - Puissance émise par une surface dS .

Soit L la luminance définie par la puissance rayonnée par une surface unitaire suivant une direction $\vec{\delta}$ dans un angle solide de 1 stéradian. On peut exprimer la puissance $d\mathcal{P}$ rayonnée par une surface élémentaire dS de normale \vec{n} dans un angle solide élémentaire $d\Omega$ de direction $\vec{\delta}$ (voir figure 4.4) par :

$$d\mathcal{P} = L(\vec{\delta})\vec{\delta}\cdot\vec{n}d\Omega dS \quad (4.4)$$

La puissance émise par un solide dépendant de la longueur d'onde, on définit donc la luminance monochromatique notée L_λ par la relation suivante :

$$L_\lambda = \frac{\partial L}{\partial \lambda} \quad (4.5)$$

Luminance du corps noir

En 1873, Planck réussit à déterminer l'expression de la luminance monochromatique d'un corps noir en fonction de sa température et de la longueur d'onde de la radiation. Il suppose que les photons contenus dans une enceinte (cavité thermostatée) sont en équilibre thermodynamique avec les parois et donc que leur répartition énergétique suit la distribution de Bose Einstein². Il exprime alors leur répartition énergétique moyenne et quantifie la luminance monochromatique correspondante.

²Les photons (particules de spin entier) obéissent à la loi de distribution statistique de Bose Einstein : le nombre moyen de photons n dans un état énergétique E est donné par la relation : $n = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} + 1}$ où μ est le potentiel chimique.

Il montre que la luminance monochromatique L_{λ}^0 d'un corps noir à la température T est donnée par la relation suivante appelée "loi de Planck" :

$$L_{\lambda}^0(\lambda, T) = \frac{2hc^2\lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1} \quad (4.6)$$

avec $k = 1,380662 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ constante de Boltzmann, $h = 6,626176 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ constante de Planck et $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$ la célérité de la lumière dans le vide.

Dans notre étude, pour les courtes longueurs d'onde $\lambda T \ll hc/k = 14388 \mu\text{mK}$, on a :

$$\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) \gg 1 \quad (4.7)$$

Ce qui conduit à l'expression approchée de la luminance, dite approximation de Wien :

$$L_{\lambda}^0(\lambda, T) = \frac{2hc^2\lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right)} \quad (4.8)$$

4.2.3 Maximum d'énergie

La figure 4.5 montre l'évolution de la luminance monochromatique d'un corps noir à différentes températures en fonction de la longueur d'onde.

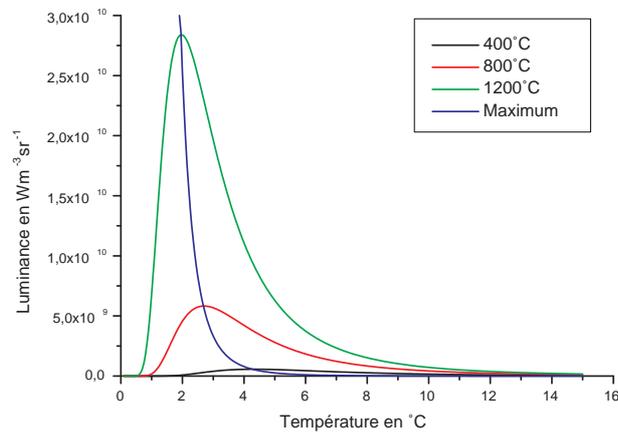


FIG. 4.5 - Luminance du corps noir - maximum d'énergie.

Ce graphique met en évidence l'existence d'un maximum de la luminance monochromatique pour une longueur d'onde notée λ_{max} dépendant de la température du corps noir.

La dérivation de la loi de Planck dans le cadre de l'approximation de Wien permet d'exprimer cette longueur d'onde (loi de déplacement de Wien) :

$$\lambda_{max}T = \frac{hc}{5k} \approx 2900 \mu m K \quad (4.9)$$

Par exemple pour des températures de 200°C et 900°C , ce maximum se situe respectivement dans les domaines proche infrarouge et infrarouge moyen ($\lambda_{max}^{200^\circ\text{C}} = 6,08 \mu m$ et $\lambda_{max}^{900^\circ\text{C}} = 2,45 \mu m$).

Quand la température diminue, ce maximum est décalé vers les grandes longueurs d'onde (vers le domaine infrarouge).

La bande spectrale associée à l'émission des sources thermiques usuelles est comprise entre les longueurs d'onde de $0,1 \mu m$ et de $100 \mu m$. Dans ce domaine spectral, les propriétés des ondes électromagnétiques dépendent fortement de la longueur d'onde (l'énergie du photon associé à la radiation est proportionnelle à la fréquence de la radiation). Ce domaine spectral est donc divisé en plusieurs sous domaines : ultraviolet, visible, proche infrarouge, infrarouge moyen, infrarouge lointain (figure 4.6). L'absorption de l'atmosphère conduit également à découper les domaines visible et infrarouge en trois bandes spectrales d'observation (bande I : $0,3$ à $2 \mu m$; bande II : 3 à $5 \mu m$; bande III : 8 à $12 \mu m$). Afin d'éviter de faire des mesures pyrométriques sous atmosphère contrôlée ou sous vide, nous veillerons à travailler dans l'une de ces trois bandes spectrales.

4.2.4 Les fluctuations

Du fait de la quantification de l'énergie lumineuse (les photons), la puissance rayonnée par la surface d'un solide fluctue au cours du temps. Compte tenu des temps de mesure très courts et des dimensions très faibles de notre phénomène, le nombre de photons émis est par conséquent très faible. Les fluctuations de la puissance rayonnée sont donc à prendre en compte dans la conception de notre dispositif de mesure.

La luminance définie dans le paragraphe précédent correspond en fait à une valeur moyenne de la luminance instantanée notée $\ell_\lambda^0(t)$. On a donc :

$$L_\lambda^0 = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \ell_\lambda^0(t) dt \quad (4.10)$$

La démarche de Planck pour établir la luminance moyenne du corps noir permet également de déterminer la moyenne quadratique de ℓ_λ^0 définie par la relation suivante :

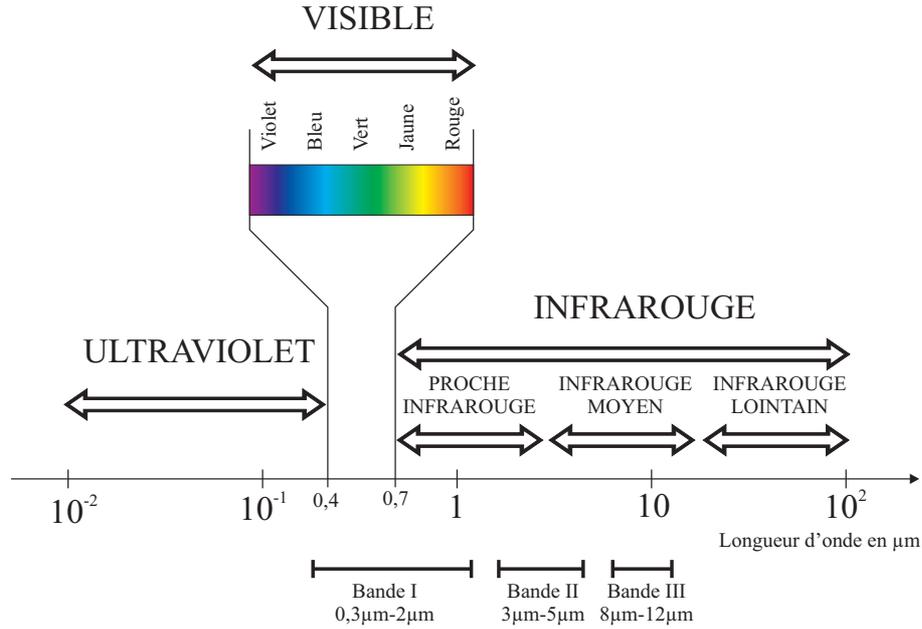


FIG. 4.6 - *Domaine spectral du rayonnement thermique.*

$$\overline{(\delta \ell_\lambda^0)^2} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} (\ell_\lambda^0(t) - L_\lambda^0)^2 dt \quad (4.11)$$

Il s'agit d'une densité spectrale de bruit. Dans le cas des fluctuations de la luminance, nous avons à faire à un bruit blanc (c'est-à-dire ne dépendant pas de la fréquence). La physique statistique permet d'exprimer cette moyenne quadratique de la luminance, donnée par l'équation d'Einstein :

$$\overline{(\delta \ell_\lambda^0)^2} = kT^2 \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T} \quad (4.12)$$

Cette équation revient également à considérer que l'émission des photons par un corps noir vérifie une statistique de Poisson.

Les fluctuations du signal peuvent introduire des erreurs sur l'estimation de la température notamment dans le cas des techniques de mesure par pyrométrie. En effet, plus les temps de mesure et les surfaces observées seront petits, plus les énergies détectées seront faibles et plus le système de mesure sera sensible à ces fluctuations. Il faut cependant garder à l'esprit que la température n'est elle même que la représentation d'un phénomène statistique.

Pour illustrer ce problème, nous avons calculé le nombre de photons reçus pendant une durée Δt de $10 \mu s$ par une surface corps noir S de $2 \mu m$ par $2 \mu m$, dans

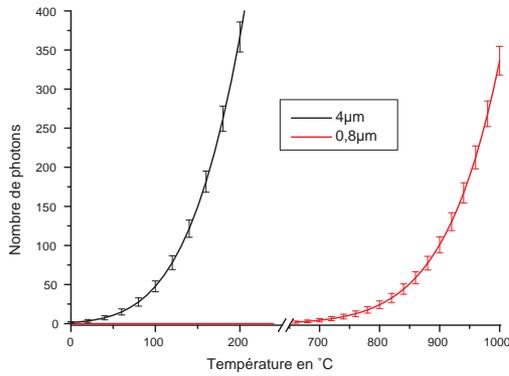


FIG. 4.7 - Nombre de photons émis par un corps noir à 900°C en 10 μs et ses fluctuations statistiques (surface de 2 μm par 2 μm).

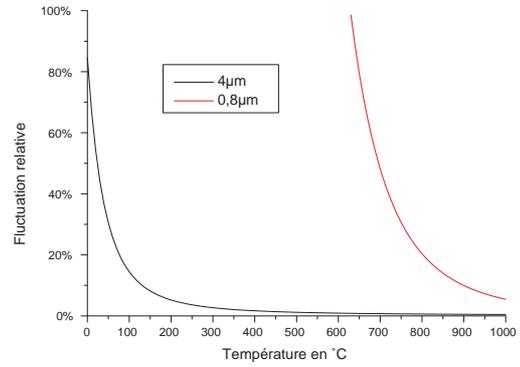


FIG. 4.8 - Rapport du nombre de photons de bruit sur le nombre de photons émis.

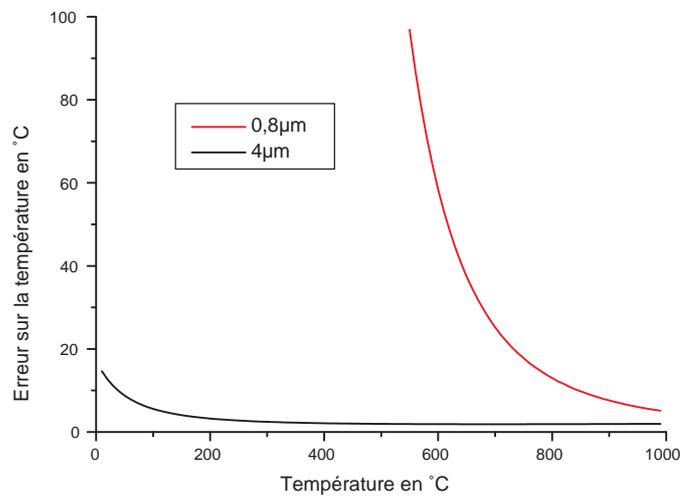


FIG. 4.9 - Erreur sur la température liée aux fluctuations statistiques.

des gammes de longueur d'onde centrées sur $\lambda_0 = 0,8 \mu m$ et $\lambda_0 = 4 \mu m$ et sur une largeur spectrale $\Delta\lambda = 10 nm$. L'ouverture du système optique est égale à 60° soit un angle solide d'émission Ω de 0,79 stéradian. Le nombre moyen de photons est calculé en divisant l'énergie émise, établie à partir de la loi de Planck, par l'énergie d'un seul photon :

$$n_{\text{photon}} = \frac{L_{\lambda}^0(\lambda_0, T) S \Omega \Delta\lambda \Delta t}{\frac{hc}{\lambda_0}} \quad (4.13)$$

Cette évolution est tracée en fonction de la température sur la figure 4.7. Sur ce même graphique, nous avons représenté les fluctuations de ce nombre de photons (bruit photonique) par des barres d'erreur. Il s'agit de la racine carrée de l'écart type du nombre de photons reçus.

Par exemple à $900^\circ C$ pour une longueur d'onde de $0,8 \mu m$, le nombre moyen de photons reçus est égal à 100 et le bruit photonique est supérieur à 10 photons. Plus la température augmente, plus le nombre moyen de photons reçus par le système de mesure augmente. De même, une élévation de la température provoque une augmentation des fluctuations. La figure 4.8 représente l'évolution en fonction de la température du rapport du bruit photonique au nombre moyen de photons reçus. On constate que ce rapport diminue avec l'élévation de la température. Pour évaluer la qualité du système de mesure, on représente les erreurs sur la température liées aux fluctuations statistiques (figure 4.9). Dans la configuration expérimentale choisie, le bruit devient négligeable à partir de $900^\circ C$ (moins de 10% du nombre de photons reçus soit une erreur sur la température inférieure à $8^\circ C$).

4.2.5 Maximum de sensibilité

Une autre quantité importante est la sensibilité relative de la luminance aux variations de température. C'est le rapport $\frac{1}{L_{\lambda}^0} \frac{\partial L_{\lambda}^0}{\partial T}$. Pour le corps noir dont la luminance est décrite par la loi de Planck, la sensibilité relative est :

$$\frac{1}{L_{\lambda}^0} \frac{\partial L_{\lambda}^0}{\partial T} = \frac{hc}{k\lambda T^2} \frac{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right)}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1} \quad (4.14)$$

Cette sensibilité relative est représentée sur la figure 4.10 pour des températures de $400^\circ C$, $800^\circ C$ et $1200^\circ C$ en fonction de la longueur d'onde.

On constate qu'elle devient très grande pour les courtes longueurs d'onde (domaine ultraviolet). Dans ce domaine, de faibles variations de températures provoquent de fortes variations relatives de luminance. Cette propriété du corps noir aura un intérêt capital en pyrométrie [25] (voir paragraphe 5.3).

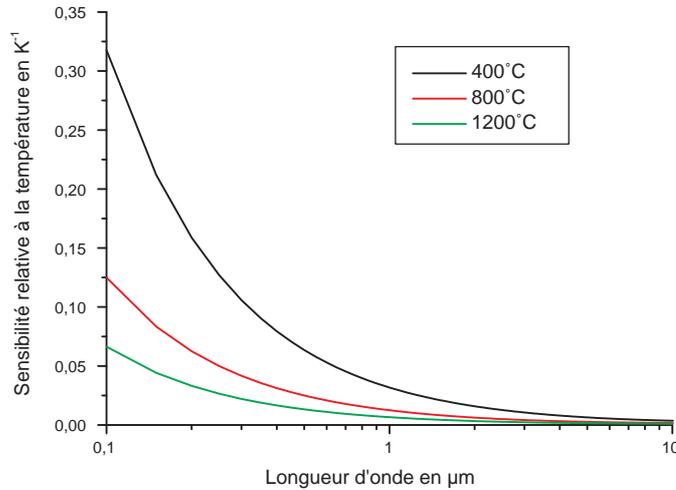


FIG. 4.10 - Sensibilité relative de la luminance à la température en fonction de la longueur d'onde.

4.3 Rayonnement des corps réels

4.3.1 Définition du facteur d'émission

Les surfaces réelles ne sont pas des corps noirs. Il est d'usage de comparer la luminance monochromatique d'un corps réel avec celle du corps noir à la même température et d'introduire un nombre sans dimension. Pour cela, on définit le facteur d'émission monochromatique, également appelé émissivité, noté ε_λ par le rapport de la luminance monochromatique de la surface réelle à celle du corps noir :

$$\varepsilon_\lambda(\lambda, T, \vec{\delta}) = \frac{L_\lambda(\lambda, T, \vec{\delta})}{L_\lambda^0(\lambda, T)} \quad (4.15)$$

Le facteur d'émission dépend de la longueur d'onde, de la température, de la direction d'émission, du matériau et de l'aspect géométrique de la surface [26]. Sa valeur est comprise entre 0 et 1. Dans la suite de ce travail, on s'intéressera uniquement au facteur d'émission monochromatique normal correspondant à une direction d'émission normale à la surface.

Le facteur d'émission est une propriété thermo-optique de la surface. Il existe donc des relations avec d'autres grandeurs caractérisant les propriétés optiques des surfaces comme par exemple les facteurs de réflexion, de transmission et d'absorption.

4.3.2 Relation entre le facteur d'émission et le facteur de réflexion

Si l'on considère une surface éclairée par un flux monochromatique Φ_λ , une partie $\rho_\lambda\Phi_\lambda$ de ce flux est réfléchi, une autre $\alpha_\lambda\Phi_\lambda$ est absorbée par la surface et transformée en chaleur et la dernière $\tau_\lambda\Phi_\lambda$ est transmise (figure 4.11).

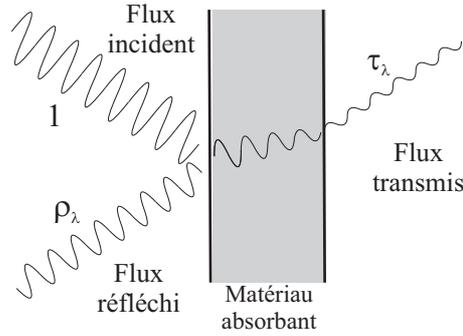


FIG. 4.11 - Flux incident, réfléchi, transmis et absorbé.

La conservation du flux incident donne :

$$\rho_\lambda + \alpha_\lambda + \tau_\lambda = 1 \quad (4.16)$$

ρ_λ , α_λ et τ_λ sont appelés respectivement facteurs de réflexion, d'absorption et de transmission.

Dans le cas d'un matériau opaque (absence de transmission), on obtient :

$$\rho_\lambda + \alpha_\lambda = 1 \quad (4.17)$$

La loi de Kirchhoff, qui traduit l'équilibre thermodynamique local de la surface dS considérée comme isotherme, entraîne que l'énergie absorbée doit être réémise :

$$\alpha_\lambda = \varepsilon_\lambda \quad (4.18)$$

La relation entre le facteur d'émission et le facteur de réflexion est :

$$\varepsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda \quad (4.19)$$

4.3.3 Relations de Fresnel

La propagation des ondes électromagnétiques dans différents milieux peut être décrite par les équations de Maxwell [8]. L'étude de la réflexion des ondes électromagnétiques sur une surface lisse permet de relier le coefficient de réflexion (et donc le

facteur d'émission) aux propriétés optiques du matériau constituant la surface. Ces propriétés optiques sont décrites par l'indice de réfraction complexe noté $\tilde{n} = n - i\chi$.

- n est appelé indice réel. C'est le rapport entre la célérité de la lumière dans le vide et la vitesse de phase de l'onde ($n = \frac{c}{v_\phi}$). Dans le cas des milieux diélectriques, il correspond à l'indice de réfraction. Pour les conducteurs, n peut être inférieur à 1.
- χ est appelé indice d'extinction : l'énergie moyenne d'une onde plane est atténuée de manière exponentielle avec la distance d'absorption. Le facteur d'atténuation $\frac{I_\lambda}{I_\lambda^0}$ s'écrit : $\frac{I_\lambda}{I_\lambda^0} = \exp(-K_{a\lambda}x)$ avec $K_{a\lambda} = \frac{4\pi\chi}{\lambda}$. La profondeur de pénétration δ est donnée par la relation $\delta = \frac{1}{K_{a\lambda}}$.

En incidence normale, on a la relation suivante :

$$\varepsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda = \frac{4n}{(n+1)^2 + \chi^2} \quad (4.20)$$

4.3.4 Propriétés optiques des matériaux conducteurs

Modèle de Drude

En 1901, Drude a réussi à interpréter les propriétés physiques comme la conductivité électrique et la capacité calorifique des matériaux conducteurs du courant. Pour cela, il a proposé de modéliser un conducteur par un gaz d'électrons libres dans un potentiel attractif créé par les atomes du réseau (ions positifs). Afin de déterminer le mouvement des électrons, Drude fait plusieurs hypothèses simplificatrices : il considère les électrons comme des particules discernables et néglige l'action des ions positifs sur les électrons. Malgré toutes ces hypothèses qui peuvent sembler grossières, le modèle de Drude donne des résultats très intéressants.

Dans ces conditions, le bilan des efforts exercés sur l'électron conduit à l'équation du mouvement suivante :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{m}{\tau} \frac{dx}{dt} - eE \quad (4.21)$$

où m et e sont respectivement la masse et la charge de l'électron et x sa position.

Le terme de frottement fluide $-\frac{m}{\tau} \frac{dx}{dt}$ permet de modéliser les collisions des électrons. τ représente le temps de vol des électrons et E le champ électrique appliqué au milieu. Pour déterminer les propriétés optiques d'un milieu conducteur, on suppose qu'un champ $E = E_\omega e^{i\omega t}$ est imposé par le passage d'une onde monochromatique. La résolution de l'équation différentielle 4.21 permet alors de déterminer le déplacement des électrons :

$$x = \frac{e}{m\omega^2 - i\frac{\omega}{\tau}} E_\omega e^{i\omega t} \quad (4.22)$$

Le déplacement des électrons provoque localement une polarisation du milieu $P = -Nex = (\varepsilon_r - 1)\varepsilon_0 E$ où N est le nombre d'électrons par unité de volume, ε_r la permittivité relative complexe du milieu et ε_0 la permittivité du vide. On peut donc en déduire sa permittivité relative complexe :

$$\varepsilon_r = \varepsilon' - i\varepsilon'' = 1 - \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \frac{1}{\omega^2 - i\frac{\omega}{\tau}} \quad (4.23)$$

D'où

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \omega_\tau^2} \quad \text{et} \quad \varepsilon'' = \frac{\omega_p^2 \omega_\tau}{\omega(\omega^2 + \omega_\tau^2)} \quad (4.24)$$

avec $\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0}$ et $\omega_\tau = \frac{1}{\tau}$.

La permittivité relative complexe étant le carré de l'indice optique complexe du milieu $\tilde{n}^2 = \varepsilon_r$, on obtient :

$$\varepsilon' = n^2 - \chi^2 \quad \text{et} \quad \varepsilon'' = 2n\chi \quad (4.25)$$

Ou inversement :

$$n^2 = \frac{\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2} \quad \text{et} \quad \chi^2 = \frac{-\varepsilon' + \sqrt{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{2} \quad (4.26)$$

ω_p est appelé pulsation plasma, c'est la pulsation libre du nuage électronique en l'absence de champ électrique extérieur. Cette pulsation est indépendante de la température. Si la pulsation ω est très grande devant la pulsation plasma ω_p , ε' est positif et n est très grand devant χ . L'onde se propage dans le métal (semi-transparence). Au contraire si la pulsation ω est petite devant ω_p alors l'indice n est petit devant l'indice χ . L'onde est amortie rapidement. Le facteur d'émission diminue et tend vers 0 (relation 4.20).

ω_τ est la fréquence de relaxation. Contrairement à la fréquence plasma, la pulsation de relaxation dépend de la température et de la pulsation de l'onde. Elle provient essentiellement de l'agitation thermique et peut se décomposer en trois termes :

$$\omega_\tau = \omega_0 + \omega_{ph} + \omega_e \quad (4.27)$$

- Le premier terme provient uniquement de la structure du réseau. Il est a priori indépendant de la température mais peut par exemple dépendre de la structure du réseau cristallin.
- Le deuxième terme provient de l'interaction entre les phonons et les électrons. Cette pulsation dépend de la température. Pour des températures supérieures à la température de Debye (T_{Debye} vaut environ $300K$ pour les métaux) on peut considérer que cette pulsation est proportionnelle à la température.

- Le troisième terme provient de l'interaction des électrons entre eux due à l'agitation thermique. Cette pulsation dépend très faiblement de la température (comparé au deuxième terme) [37]; en revanche, elle dépend de la pulsation de l'onde ω .

Ces considérations conduisent à exprimer la pulsation de relaxation pour des températures supérieures à T_{Debye} sous la forme :

$$\omega_{\tau}^0 = \omega_0 + aT + \beta\omega^2 \quad (4.28)$$

a et β étant des paramètres dépendant du matériau.

Le tableau 4.1 donne les valeurs numériques de ces différents paramètres dans le cas de l'aluminium pur. Ces données ont été identifiées par Mattei [38].

TAB. 4.1 - Valeurs numériques des paramètres du modèle de Drude dans le cas de l'aluminium (d'après Mattei [38]).

Paramètre	Valeur
ω_p	$1,90.10^{16} \text{ rad.s}^{-1}$ soit $\lambda_p = 0,1 \mu\text{m}$
ω_{τ}^0	$-1,39.10^{14} \text{ rad.s}^{-1}$
a	$5,46.10^{11} \text{ rad.s}^{-1}\text{K}^{-1}$
β	$7,53.10^6 \text{ s}$
T_{Debye}	428K

Ces paramètres permettent de tracer l'évolution des parties réelle et imaginaire de l'indice optique en fonction de la longueur d'onde dans le cas de l'aluminium (figure 4.12). Les résultats sont donnés pour une température de 473K . Par comparaison, nous avons représenté sur la figure 4.13 les données expérimentales obtenues par analyse du coefficient de réflexion pour l'aluminium à température ambiante [50]. Nous pouvons constater que le modèle de Drude s'applique remarquablement bien au cas de l'aluminium. On remarque l'existence d'un pic sur l'indice n aux alentours de $1 \mu\text{m}$ correspondant à une transition interbandes des électrons qui n'est pas prise en compte par le modèle de Drude. Nous détaillerons ce point dans le paragraphe suivant.

L'obtention des indices $n(\lambda)$ et $\chi(\lambda)$ permet d'obtenir la valeur du facteur d'émission monochromatique. Ces évolutions sont données sur les figures 4.14 et 4.15. On constate encore la qualité du modèle de Drude dans le cas de l'aluminium.

Oscillateurs de Lorentz

La théorie de Drude permet d'expliquer la transparence des métaux à courte longueur d'onde et la décroissance du facteur d'émission en fonction de la longueur

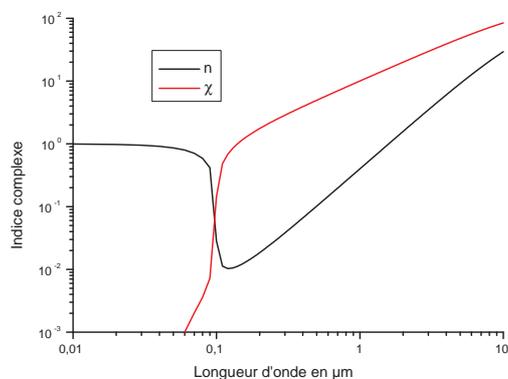


FIG. 4.12 - *Indice complexe de l'aluminium en fonction de la longueur d'onde à 473K, modèle de Drude.*

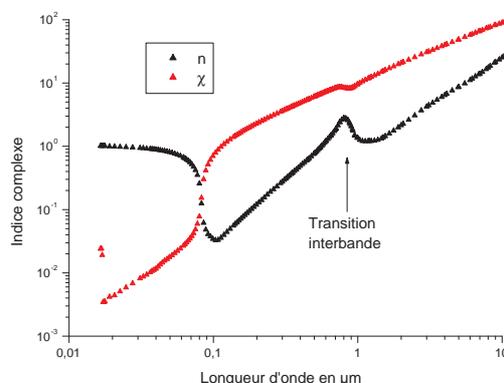


FIG. 4.13 - *Indice complexe en fonction de la longueur d'onde. Expérience [50].*

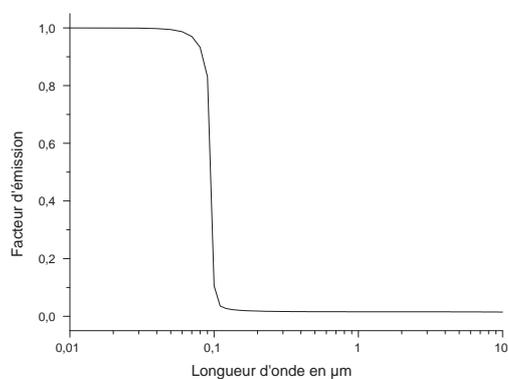


FIG. 4.14 - *Facteur d'émission de l'aluminium en fonction de la longueur d'onde à 473K, modèle de Drude.*

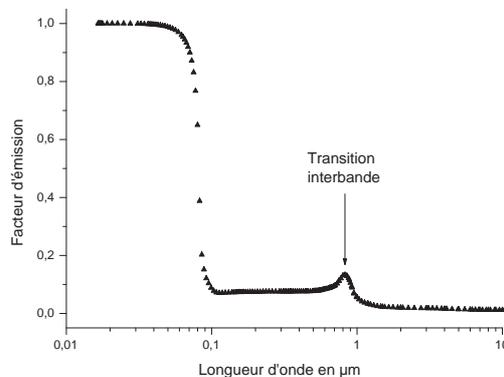


FIG. 4.15 - *Facteur d'émission en fonction de la longueur d'onde. Expérience [50].*

d'onde. Cependant elle devient fautive dans le cas des métaux mauvais conducteurs et ne permet pas de décrire les transitions interbandes associées aux électrons liés. Une généralisation de la théorie de Drude a été développée par Lorentz. Chaque électron est considéré comme un oscillateur harmonique sollicité par une force due au champ électrique ($eE_0e^{i\omega t}$) et une force de rappel due au noyau atomique ($-k_s x$ avec k_s la raideur et x la position de l'électrons) et soumis à un amortissement linéaire ($-b\dot{x}$ avec b le paramètre d'amortissement) (figure 4.16).

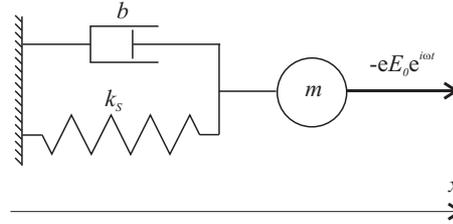


FIG. 4.16 - Modèle de Lorentz : l'oscillateur amorti.

L'équilibre du système s'écrit :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{m}{\tau} \frac{dx}{dt} + m\omega_0^2 x = eE_0 e^{i\omega t} \quad (4.29)$$

avec $\omega_0^2 = \frac{k_s}{m}$ la pulsation d'oscillation et $\tau = \frac{b}{m}$ le temps de relaxation.

On peut constater que ce système peut entrer en résonance pour $\omega = \omega_0$.

Si l'on considère un oscillateur unique, l'indice complexe est donné par la relation suivante :

$$\tilde{n}^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\frac{\omega}{\tau}} \quad (4.30)$$

avec ω_p la fréquence plasma définie dans la théorie de Drude.

Une généralisation de la relation précédente à un ensemble d'oscillateurs donne :

$$\tilde{n}^2 = 1 + \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 + i\frac{\omega}{\tau_j}} \quad (4.31)$$

avec j sortes d'électrons.

Dans le cas de la théorie de Drude, seule la contribution d'un type d'électron libre est considérée. En considérant qu'un seul oscillateur sans force de rappel ($\omega_0 = 0$), la théorie de Lorentz est équivalente au modèle de Drude présenté dans le paragraphe précédent.

En réalité, dans un conducteur, les électrons liés peuvent être l'objet de transitions interbandes et avoir une faible contribution sur l'indice complexe notamment dans les domaines ultraviolet, visible et proche infrarouge. La théorie de Lorentz pour les matériaux conducteurs tient compte de la contribution des électrons libres et des électrons liés. L'indice complexe peut alors s'écrire sous la forme :

$$\tilde{n}^2 = 1 + \sum_{j \text{ liés}} \frac{\omega_{pj}^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2 + i\frac{\omega}{\tau_j}} + \sum_{k \text{ libres}} \frac{\omega_{pk}^2}{i\frac{\omega}{\tau_k} - \omega^2} \quad (4.32)$$

avec j sortes d'électrons liés et k sortes d'électrons libres.

La théorie de Lorentz permet de décrire les transitions des électrons liés mais l'identification des différents paramètres reste un problème important. Elle est en partie phénoménologique et il faudrait pour une analyse plus exacte faire intervenir la surface de Fermi du métal.

4.3.5 Paramètres influençant le facteur d'émission d'une surface

La longueur d'onde

Le modèle de Drude montre que le facteur d'émission dépend de la longueur d'onde de la radiation. La figure 4.17 montre l'évolution du facteur d'émission pour différents métaux en fonction de la longueur d'onde à la température ambiante.

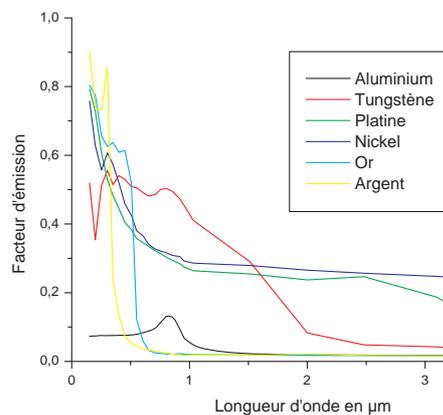


FIG. 4.17 - Evolution du facteur d'émission en fonction de la longueur d'onde à température ambiante.

La courbe en noir (figure 4.17) représente l'évolution du facteur d'émission de l'aluminium à la température de $473K$. On peut remarquer que le facteur d'émission décroît lentement avec la longueur d'onde dans le domaine infrarouge et qu'il augmente nettement dans le domaine visible (pulsation supérieure à la pulsation plasma). Nous utiliserons cette propriété pour justifier en partie le choix de la pyrométrie visible lors de la conception de notre dispositif expérimental.

La température

La pulsation de relaxation ω_τ et donc le facteur d'émission dépendent de la température. La figure 4.18 montre l'évolution du facteur d'émission avec la température dans le cas de l'aluminium pour une longueur d'onde de $1\mu m$. Les résultats sont obtenus avec le modèle de Drude et les données numériques du tableau 4.1. On constate une augmentation du facteur d'émission avec la température.

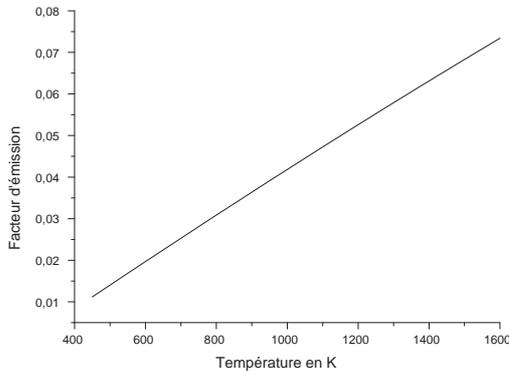


FIG. 4.18 - Evolution du facteur d'émission en fonction de la température (Aluminium, $\lambda = 1\mu m$) pour le modèle de Drude.

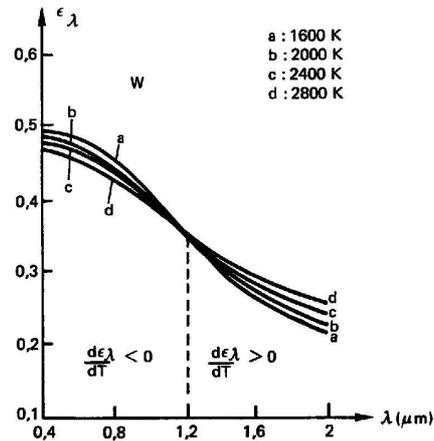


FIG. 4.19 - Facteur d'émission du tungstène en fonction de λ pour différentes températures [52].

En général le facteur d'émission spectral diminue avec la longueur d'onde et augmente avec la température. Ce comportement est bien décrit par la théorie de Drude.

Dans le domaine infrarouge, on peut montrer à partir du modèle de Drude que le facteur d'émission total défini par $\varepsilon_{tot} = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_\lambda(\lambda, T) L^0(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^\infty L^0(\lambda, T) d\lambda}$ est proportionnelle à la température (loi de Hagen-Rubens) [29, 42].

Pour certains métaux réfractaires (hautes températures de fusion), l'expérience met en évidence un point spectral appelé "point X" caractérisé par une longueur

d'onde λ_X où l'on observe un changement de signe de $d\varepsilon_\lambda/dT$ [52, 58]. Découvert par Weniger *et al.* en 1919, le point X n'a toujours pas reçu d'interprétation physique satisfaisante concernant les mécanismes microscopiques mis en jeu. La figure 4.19 montre l'évolution du facteur d'émission du tungstène avec la longueur d'onde pour différentes températures. Le point X est situé à la longueur d'onde $\lambda_X = 1,2 \mu m$. Dans le cas de la mesure de la température des BCA par pyrométrie, le point X permettrait d'être insensible aux variations du facteur d'émission. Cependant, la valeur de la longueur d'onde de ce point X est actuellement inconnue pour notre matériau.

Changements de phase

Un changement de la structure du réseau cristallin affecte directement les pulsations plasma et de relaxation. Hervé et Masclet [27, 37] ont effectivement observé la discontinuité du facteur d'émission de l'aluminium au passage solide liquide ($T_f = 660^\circ C$) pour des longueurs d'onde situées dans l'infrarouge (figure 4.20).

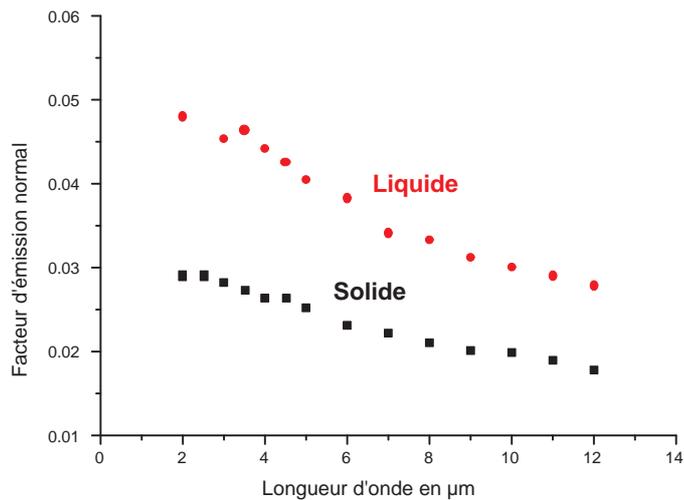


FIG. 4.20 - Variation du facteur d'émission spectral de l'aluminium au point de fusion ($T_f = 660^\circ C$) [27, 37].

Plus récemment, cette propriété a été utilisée par Antoni-Zdziobek *et al.* [1] pour développer une technique de détection des changements de phase dans des alliages réfractaires à l'aide de deux mesures radiatives aux longueurs d'onde $0,36 \mu m$ et $5,15 \mu m$. Dans le cas du cisaillement adiabatique, cette propriété du facteur d'émis-

sion a permis à Pina [51, 55] de repérer le changement de phase $\alpha - \beta$ du TA6V lors de la formation de la bande de cisaillement adiabatique.

Les effets de surface : la rugosité, l'oxydation

Le facteur d'émission étant une caractéristique de la surface, il dépend donc de l'état d'oxydation de celle-ci. De même la rugosité peut modifier fortement le facteur d'émission. Les aspérités de la surface grandes par rapport à la longueur d'onde constituent une multitude de cavités agissant comme des corps noirs (figure 4.21). Une augmentation de la rugosité de la surface provoque donc une augmentation du facteur d'émission et une dépolarisation du rayonnement émis [24]. Nous n'avons pas choisi d'utiliser la polarisation du rayonnement émis pour lever l'incertitude sur le facteur d'émission à cause de la dépolarisation due à l'apparition de rugosité lors de l'essai.

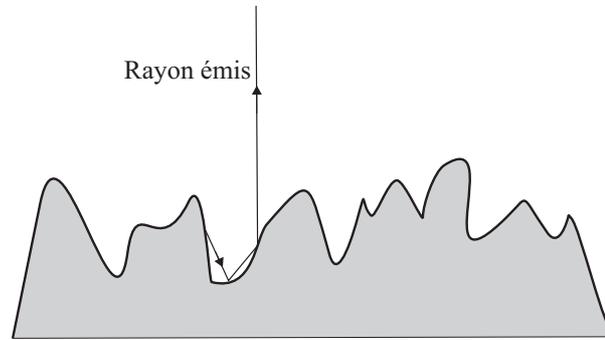


FIG. 4.21 - Effet de la rugosité sur le facteur d'émission.

5 Principe de la pyrométrie

5.1 Généralités sur la pyrométrie

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le rayonnement émis par la surface d'un matériau dépend de sa température et de la longueur d'onde (Equation 4.6, loi de Planck) et il est proportionnel au facteur d'émission caractéristique de la surface émettrice. La dépendance du rayonnement vis-à-vis de la température a permis le développement de la pyrométrie. En effet, l'utilisation d'un capteur couplé à un système optique, mesurant le rayonnement émis par la surface permet de déterminer la température de celle-ci. Contrairement aux capteurs intrusifs tels que les thermocouples, cette technique a l'avantage d'être non intrusive et d'avoir des temps de réponse très courts. Grâce au développement des caméras thermiques, la pyrométrie permet actuellement d'obtenir des cartographies de température. Toutefois, le principal inconvénient de cette technique est lié à l'incertitude sur la connaissance du facteur d'émission. Il faut soit disposer d'une autre mesure indépendante ou trouver un moyen pour minimiser l'effet du facteur d'émission.

Un pyromètre est constitué d'un système optique, d'un détecteur et d'un système d'amplification et d'acquisition permettant d'enregistrer le signal délivré par le détecteur (figure 5.1).

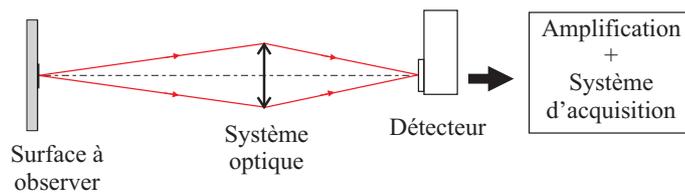


FIG. 5.1 - Schéma d'un dispositif de mesure par pyrométrie.

La conception d'un pyromètre consiste à choisir une plage de longueur d'onde qui dépend à la fois du domaine de température à mesurer et des domaines spectraux de sensibilité des détecteurs. La gamme de longueur d'onde doit aussi correspondre à une fenêtre de transmission atmosphérique. Pour améliorer les caractéristiques d'un

pyromètre, la largeur de la bande spectrale peut être réduite à quelques dizaines de nanomètres (pyrométrie monochromatique).

5.1.1 Dispositif optique

Le dispositif optique a pour but de focaliser l'énergie rayonnée sur le détecteur. Il peut être constitué d'une ou d'un ensemble de lentilles (objectif) ou de miroirs. Les caractéristiques du système optique sont sa distance focale et son ouverture. Le nombre d'ouverture est défini comme le rapport de la distance focale de l'objectif à son diamètre. Pour collecter le maximum de flux, un dispositif optique doit posséder un petit nombre d'ouverture. Dans le cas de l'imagerie, le dispositif optique doit limiter les aberrations géométriques et chromatiques. Il permet également d'obtenir un grandissement noté G de la surface observée.

5.1.2 Les détecteurs

Le rôle du détecteur est de convertir le flux collecté par le système optique et reçu par le détecteur en un signal électrique. Nous allons maintenant détailler les différents types de détecteurs et définir les grandeurs qui permettront de les caractériser et de les comparer entre eux.

Les différentes familles de détecteurs

On peut distinguer deux grandes familles de capteurs : les détecteurs thermiques et les détecteurs quantiques. Dans le cas des détecteurs thermiques, la radiation incidente provoque une augmentation de la température de leur surface sensible. La mesure de cette variation de température permet de déterminer l'énergie reçue par le capteur. Ce type de détecteur possède une sensibilité spectrale constante dans une bande spectrale délimitée par la fenêtre du détecteur, mais son principal défaut est sa lenteur car son temps de réponse est de l'ordre de 10^{-3} s. Les détecteurs quantiques sont constitués de matériaux qui absorbent les radiations incidentes en produisant des porteurs de charge libres ou semi libres (détecteur photovoltaïque ou photoconducteur) ou en éjectant un électron par photo émission (détecteur photoémissif).

Dans un photoconducteur, l'absorption d'un photon provoque la création d'un électron semi-libre qui augmente la conductivité du semi-conducteur. Dans le cas d'un détecteur photovoltaïque, les photons incidents créent une modification de la barrière de potentiel d'une jonction PN d'un semi-conducteur. Les principaux semi-conducteurs utilisés dans les détecteurs photovoltaïques et photoconducteurs sont le silicium (Si), le germanium (Ge), l'antimoniure d'indium (InSb) et le tellure de

cadmium-mercure (HgCdTe ou MCT). Les détecteurs photovoltaïques sont généralement plus sensibles et plus rapides que les photoconducteurs.

Les détecteurs photoémissifs, sont constitués d'une photocathode placée dans le vide. Lorsqu'elle est frappée par un photon incident un électron est expulsé en dehors de la photocathode par émission secondaire. Le photon libéré est alors accéléré vers l'anode et contribue à la création d'un courant. Dans un photomultiplicateur, le signal peut être également amplifié par une succession d'électrodes polarisées appelées dynodes permettant à partir d'un électron émis, d'en libérer plusieurs. Ce type de détecteur est particulièrement sensible aux courtes longueurs d'onde (ultraviolet, visible et proche infrarouge), car l'énergie du photon incident doit être suffisante pour extraire l'électron avec plus d'énergie que les électrons de bruit.

Sur le même principe, une caméra CCD Intensifiée (ICCD) est constituée d'un intensificateur d'image et d'une caméra CCD classique. L'intensificateur comprend une photocathode, une plaquette constituée d'une multitude d'amplificateurs d'électrons tubulaires d'un diamètre de quelques dizaines de micromètres soumis à une haute tension (galette de micro canaux) et d'un écran phosphore qui convertit le flux d'électrons en photons. On distingue trois générations d'intensificateurs. Dans la première génération (GEN I), les électrons éjectés sont uniquement accélérés entre la photocathode et l'anode sans être multipliés. Ces intensificateurs ne sont plus utilisés actuellement. Au contraire, les intensificateurs de deuxième et troisième génération (GEN II et GEN III)¹ sont constitués d'une galette de microcanaux qui permet d'obtenir des gains élevés (plus de 20 000).

Dans la suite, nous ne parlerons que des détecteurs quantiques qui ont un temps de réponse très court. Les détecteurs thermiques dont la constante de temps est longue ne conviennent pas à l'étude des phénomènes très brefs.

Caractéristiques des détecteurs quantiques

Dans un détecteur idéal, chaque photon reçu par le capteur est converti en un photoélectron. Cependant, dans un détecteur réel, certains photons ne sont pas absorbés par le capteur. Les détecteurs sont donc caractérisés par leur efficacité quantique que l'on note Q . Il s'agit du nombre d'électrons créés sur le nombre de photons incidents. Cette efficacité quantique est donnée pour une plage de longueur d'onde très petite ($d\lambda$) entourant une longueur d'onde λ :

$$Q(\lambda) = \frac{n_{\text{électron}}}{n_{\text{photon}}} \quad (5.1)$$

¹La différence entre ces deux générations provient essentiellement du domaine de sensibilité de la photocathode. Les photocathodes de deuxième génération sont constituées de multi-alcalins plutôt sensibles dans le domaine ultraviolet et visible alors que les photocathodes de troisième génération sont réalisées en AsGa qui permet d'étendre le domaine de sensibilité au proche infrarouge (jusqu'à 900 nm) et d'augmenter le rendement.

L'efficacité quantique est inférieure à 1. Dans le cas où le flux incident est amplifié (cas des photomultiplicateurs et des caméras intensifiées) on peut par contre avoir plus de 10^6 électrons par photoélectron. Ce chiffre étant à multiplier par $Q(\lambda)$.

La sensibilité spectrale d'un détecteur est définie comme le rapport entre dSi la variation de signal en sortie de détecteur et $d\mathcal{P}$ la variation de la puissance lumineuse correspondante rayonnée sur le détecteur :

$$S_\lambda = \frac{dSi}{d\mathcal{P}} \quad (5.2)$$

Le lien entre la sensibilité spectrale et l'efficacité quantique est donné par la formule suivante :

$$Q(\lambda) = S_\lambda \frac{hc}{\lambda e} \quad (5.3)$$

Pour qu'un photon soit absorbé par le semi-conducteur ou la photocathode d'un détecteur, il faut qu'il possède une énergie suffisante. Elle est appelée énergie de GAP du semi-conducteur et est notée \mathcal{E}_{GAP} . L'efficacité quantique est donc nulle à partir d'une longueur d'onde de coupure $\lambda_c = \frac{hc}{\mathcal{E}_{GAP}}$ et quasiment constante constante en dessous. Cette longueur d'onde est donnée pour différents matériaux photosensibles dans le tableau 5.1. La sensibilité augmente donc proportionnellement à la longueur d'onde car l'énergie des photons incidents est inversement proportionnelle à la longueur d'onde du photon (figure 5.2).

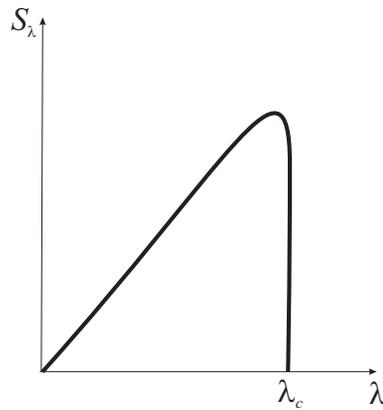


FIG. 5.2 - L'évolution de la sensibilité avec la longueur d'onde d'un détecteur quantique.

La figure 5.3 montre l'évolution de l'efficacité quantique en fonction de la longueur d'onde d'une photocathode AsGa de caméra intensifiée de troisième génération².

²Il s'agit d'une caméra de marque Princeton Instruments modèle PLMAX :1k (HQ)

TAB. 5.1 - *Domaine de sensibilité des différents détecteurs.*

Matériau photosensible	Longueur d'onde de coupure λ_c	Type de capteur
Si	1,1 μm	Photovoltaïque
InSb	5,5 μm	Photovoltaïque
HgCdTe	14 μm	Photovoltaïque ou photoconducteur
PbS	3 μm	Photoconducteur
Dépot bi-alkalin (Sb-Rb-Cs ; Sb-K-Cs)	0,65 μm	Photoémissif
Dépot multi-alkalin S ₂₀ (Na-K-Sb-Cs)	0,85 μm	Photoémissif
AsGa (GEN III)	0,9 μm	Photoémissif

Pour des raisons pratiques, on utilise donc souvent le rendement noté $\eta(\lambda)$ et défini par :

$$\eta(\lambda) = Q(\lambda) \frac{\lambda}{\lambda_c} \quad (5.4)$$

Détermination du bruit d'un détecteur

Le signal de sortie d'un détecteur s'accompagne toujours d'une fluctuation. Cette fluctuation aléatoire, appelée bruit du détecteur limite sa performance. Pour les basses fréquences, l'origine du bruit provient essentiellement de l'imperfection des surfaces des matériaux constitutifs du détecteur. Aux fréquences élevées, la diminution du bruit correspond à la perte de sensibilité du détecteur, limitée par les temps de transit et les impédances parasites. Cependant ces deux composantes de bruit ne gênent pas les mesures compte tenu des fréquences d'utilisation du détecteur. Les bruits les plus limitants ont pour origine l'agitation thermique (bruit de Johnson) et la granularité de la lumière (bruit photonique). Ces deux types de bruit ont une distribution spectrale qui ne dépend pas de la fréquence (bruit blanc).

Comme l'émission des photons est un phénomène aléatoire, le flux incident sur la surface sensible du détecteur fluctue autour d'une valeur moyenne (Cf paragraphe 4.2.4). Cette fluctuation se répercute donc sur le signal de sortie du détecteur. Sa performance est donc souvent limitée non par les fluctuations du signal émis par la surface observée mais surtout par le bruit de l'arrière plan de la scène observée qui est généralement à température ambiante. Ce bruit de fond est donc proportionnel à l'angle solide d'ouverture du détecteur.

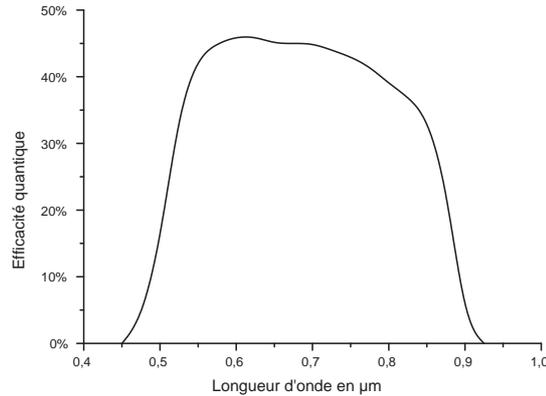


FIG. 5.3 - *Efficacité quantique de la caméra intensifiée GEN III utilisée dans ce travail : caméra de marque Princeton Instruments, modèle PI.MAX :1k (HQ).*

L'origine du bruit en sortie de détecteur peut également provenir du circuit électronique de pré-amplification ou de l'agitation thermique (Bruit de Johnson) au niveau du capteur. Comme le bruit de Johnson décroît selon la racine carrée de la température, le refroidissement du capteur permet de limiter ce bruit électronique et même, si la température est suffisamment basse (inférieure à une température limite notée T_{BLIP}), de le rendre négligeable devant le bruit photonique. Dans ces conditions, c'est le bruit lié aux fluctuations du fond de la scène qui fixe les caractéristiques limites du détecteur.

Pour évaluer la qualité d'un dispositif de mesure par pyrométrie, on utilise souvent le rapport de la puissance du signal en sortie de détecteur sur la puissance de bruit. Une bonne détection doit donc se faire à rapport signal sur bruit élevé.

Pour quantifier le bruit d'un détecteur, on définit souvent la "puissance équivalente au bruit" comme étant le flux ϕ avec lequel il faut éclairer le détecteur pour que la puissance du signal de sortie soit égale au bruit. Ce flux équivalent au bruit noté N.E.P. [Noise Equivalent Power] est exprimé en Watt.

La détectivité, notée D , est l'inverse du flux équivalent au bruit et elle s'exprime en W^{-1} :

$$D = \frac{1}{\phi} \quad (5.5)$$

Pour obtenir un rapport signal sur bruit élevé, la détectivité doit être grande. Pour la plupart des capteurs, elle est inversement proportionnelle à la surface du détecteur. De plus, le bruit du détecteur a généralement une répartition spectrale constante (bruit blanc) et il est donc proportionnel à la racine carrée de la bande

passante du système électronique en sortie de détecteur $\Delta\nu$. Pour comparer les détecteurs entre eux, on définit souvent la détectivité spécifique notée D^* :

$$D^* = \frac{D}{\sqrt{A}\sqrt{\Delta\nu}} \quad (5.6)$$

La détectivité spécifique D^* est donnée dans le tableau 5.2 pour une ouverture du détecteur de 180° , une surface de 1 cm^2 et une bande passante de 1 Hz et une température du fond de scène de 293 K .

TAB. 5.2 - *Détectivité de différents détecteurs (ouverture : 180° ; surface sensible de 1 cm^2 ; bande passante de 1 Hz ; température du fond de scène : 293 K).*

Capteur	Longueur d'onde de coupure	Détectivité en $W^{-1}\text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}$
InSb	$5,5\ \mu\text{m}$	$8,97.10^{10}$
HgCdTe	$14\ \mu\text{m}$	$2,89.10^{10}$
Camera ICCD GEN III	$0,9\ \mu\text{m}$	$2,26.10^{19}$

On représente souvent le produit $\eta(\lambda)D^*$ pour un détecteur en fonction de la longueur d'onde (figure 5.4). La courbe en noir est la détectivité spécifique d'un détecteur parfait ayant une longueur d'onde de coupure λ_c . Elle correspond au bruit ambiant du fond de scène.

La détectivité augmente quand la longueur de coupure diminue puisque les photons sont de plus en plus énergétiques. Dans une caméra intensifiée, l'intensificateur génère un bruit supplémentaire. Des électrons sont émis spontanément au niveau des microcanaux. Une caméra intensifiée a donc un bruit supérieur à une caméra classique à temps d'exposition égal. Par contre, dans le cas du cisaillement adiabatique, les temps d'exposition très faibles de l'ordre de la dizaine de microsecondes génèrent un bruit négligeable. Ces caméras sont donc bien adaptées à l'étude de phénomènes brefs où il faut détecter et donc amplifier les quelques photoélectrons produits.

5.1.3 Amplification et acquisition

Les variations de signal en sortie de détecteur sont souvent très faibles de l'ordre du microvolt. Il est donc amplifié et converti numériquement par le système d'acquisition. Pour limiter le bruit généré par l'amplificateur, on peut utiliser un pré-amplificateur refroidi.

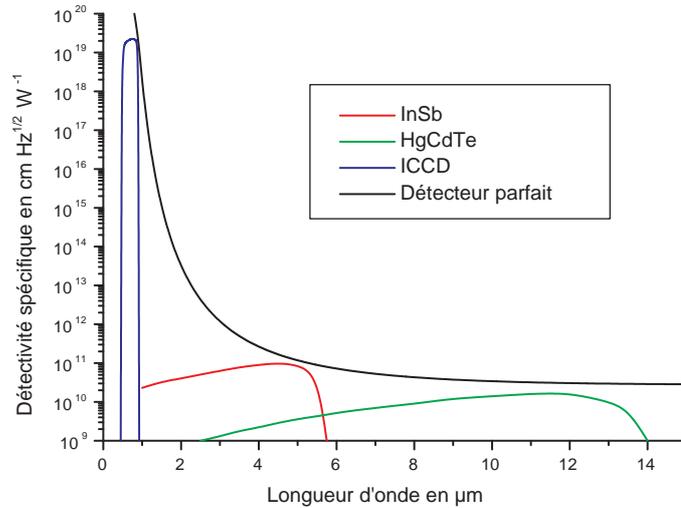


FIG. 5.4 - *Délectivité spécifique de différents détecteurs (ouverture : 180° ; surface sensible de 1 cm^2 ; bande passante de 1 Hz ; température du fond de scène : 293 K).*

5.2 Expression du signal délivré par un détecteur

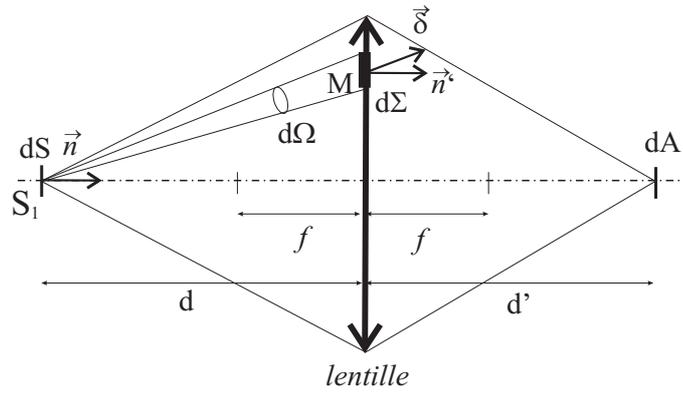
Ayant défini les propriétés radiatives des matériaux et les caractéristiques du système optique et des détecteurs, nous allons maintenant exprimer la puissance reçue par un détecteur placé devant une surface à observer à la température T . Cette puissance nous permettra de déterminer le signal délivré par le détecteur et d'évaluer le bruit dû à la fluctuation statistique de la température. On pourra alors faire un bilan des incertitudes en tenant compte aussi de celle due au facteur d'émission.

5.2.1 Puissance rayonnée sur un détecteur

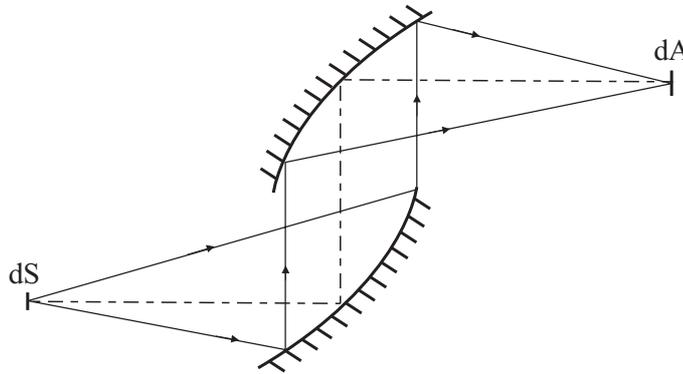
On considère une petite surface dS à la température T placée en S_1 qui rayonne dans un demi-espace. En face de la surface dS , on place un système collecteur, une lentille ou un miroir, suivie d'un détecteur (figure 5.5). On cherche à exprimer la puissance reçue par le détecteur.

Lorsque la mise au point est effectuée, la surface dA est l'image de dS . Les relations de conjugaison de la lentille donnent :

$$G = \frac{d'}{d} \quad \text{et} \quad d = f \left(1 + \frac{1}{G} \right) \quad (5.7)$$



a) Montage avec une lentille.



b) Montage avec deux miroirs.

FIG. 5.5 - Puissance reçue par le détecteur.

où G est le grandissement transversal et f la focale de la lentille.

On en déduit donc une relation entre dA et dS :

$$dA = G^2 dS \quad (5.8)$$

Toute l'énergie rayonnée par dS sur la lentille est transmise à la surface dA . On peut donc calculer la puissance $d\mathcal{P}$ reçue par la surface dA du détecteur. Pour cela, on calcule dans un premier temps la puissance reçue par une surface élémentaire $d\Sigma$ de la lentille :

$$d\mathcal{P}(\vec{\delta}) = L_\lambda(\vec{\delta}) \vec{\delta} \cdot \vec{n} d\Omega dS d\lambda \quad \text{avec} \quad d\Omega = \frac{\vec{\delta} \cdot \vec{n}' d\Sigma}{S_1 M^2} \quad (5.9)$$

En intégrant sur la surface de la lentille on obtient la puissance reçue par la surface dA dans une bande spectrale comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$:

$$d\mathcal{P} = \iint_{\text{Lentille}} L_\lambda(\vec{\delta}) \frac{\vec{\delta} \cdot \vec{n}'}{S_1 M^2} \vec{\delta} \cdot \vec{n} dS d\lambda d\Sigma \quad (5.10)$$

Comme la lentille est parallèle à dS , on a dans notre cas :

$$\vec{\delta} \cdot \vec{n}' = \vec{\delta} \cdot \vec{n} \quad (5.11)$$

On peut également considérer que les surfaces visées sont toujours de petites dimensions vis-à-vis du diamètre de la lentille et de la distance d ce qui se traduit par $dS \approx S$. On obtient alors :

$$d\mathcal{P} = L_\lambda(\lambda, T) S d\lambda \underbrace{\iint_{\text{Lentille}} \frac{(\vec{\delta} \cdot \vec{n})^2}{S_1 M^2} d\Sigma}_{\mathcal{A}} \quad (5.12)$$

\mathcal{A} représente la constante d'appareillage tenant compte de la chaîne optique entre la surface et le détecteur. Dans le cas simple d'une petite surface dS visée à l'aide d'une lentille de diamètre D , de focale f nous pouvons exprimer cette constante d'appareillage. Cette configuration est représentée sur la figure 5.6.

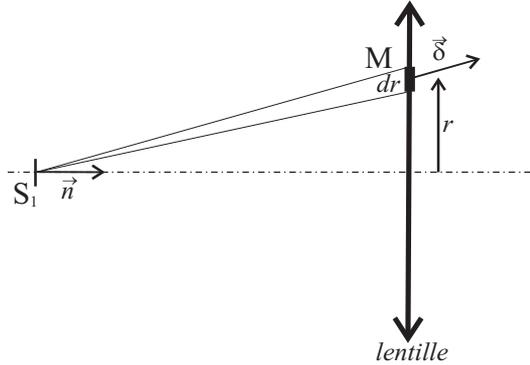


FIG. 5.6 - Constante d'appareillage ; configuration du système optique

L'expression de la constante d'appareillage devient :

$$\mathcal{A} = \iint_{\text{Lentille}} \frac{(\vec{\delta} \cdot \vec{n})^2}{S_1 M^2} d\Sigma \quad (5.13)$$

avec

$$d\Sigma = 2\pi r dr, \quad S_1 M^2 = r^2 + d^2 \quad \text{et} \quad \vec{\delta} \cdot \vec{n} = \frac{d}{\sqrt{r^2 + d^2}} \quad (5.14)$$

On obtient alors :

$$\mathcal{A} = \int_0^{\frac{D}{2}} \frac{2\pi r d^2}{(r^2 + d^2)^2} dr = \pi d^2 \left[-\frac{1}{r^2 + d^2} \right]_0^{\frac{D}{2}} \quad (5.15)$$

D'où

$$\mathcal{A} = \pi \left(1 - \frac{d^2}{\frac{D^2}{4} + d^2} \right) = \pi(1 - \cos^2 \alpha) = \pi \sin^2 \alpha \quad (5.16)$$

avec α le demi-angle d'ouverture de la lentille.

D'où la puissance reçue par la surface dA :

$$d\mathcal{P} = L_\lambda(\lambda, T) \mathcal{A} d\lambda \quad \text{avec} \quad \mathcal{A} = \pi \sin^2 \alpha \quad (5.17)$$

Pour augmenter l'énergie collectée, il faut donc augmenter le demi-angle d'ouverture α .

5.2.2 Signal en sortie de détecteur

La variation de signal délivrée par le détecteur peut être exprimée en fonction de la puissance rayonnée sur le détecteur dans la gamme de longueurs d'onde comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ à l'aide de la sensibilité spectrale :

$$dSi = S_\lambda d\mathcal{P} \quad (5.18)$$

En exprimant $d\mathcal{P}$ en fonction des caractéristiques du dispositif optique et du rayonnement de la surface tel qu'on l'a calculé dans le paragraphe précédent, on a :

$$dSi = S_\lambda \mathcal{A} S L_\lambda(\lambda, T) d\lambda \quad (5.19)$$

Le signal total délivré par le détecteur s'exprime alors :

$$Si = \mathcal{A} S \int_0^\infty S_\lambda L_\lambda(\lambda, T) d\lambda \quad (5.20)$$

En posant $K = \mathcal{A} S \frac{\lambda_c e}{hc}$ et en utilisant les relations 5.3 et 5.4, on a :

$$Si = Si^0 + K \int_0^\infty \eta(\lambda) L_\lambda(T, \lambda) d\lambda \quad (5.21)$$

avec

- Si^0 la tension d'offset,
- K un coefficient d'appareillage dépendant du montage optique, du détecteur et du circuit d'amplification,

- $L_\lambda(T, \lambda)$ la luminance monochromatique de la surface visée,
- $\mathcal{P} = \int_0^\infty \eta(\lambda)L_\lambda(T, \lambda)d\lambda$ représente la puissance détectée par le capteur sur tout le spectre.

5.2.3 Etalonnage du système

Pour réussir à quantifier la température d'une surface avec un pyromètre, il est nécessaire d'identifier les différentes constantes d'appareillage (Si^0 et K). C'est l'objectif de l'étalonnage du système sur une source de référence.

Etalonnage sur un corps noir

Le pyromètre est calibré sur une source étalon, un corps noir. Cet étalonnage permet d'établir la relation entre le signal délivré par le détecteur et la température. Dans le cas particulier de la pyrométrie monochromatique, l'énergie $\mathcal{P}(T)$ peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\mathcal{P}(T) = \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \eta(\lambda)L_\lambda^0(T, \lambda)d\lambda \quad (5.22)$$

$$= \eta(\lambda_0)L_\lambda^0(T, \lambda_c)\Delta\lambda \quad (5.23)$$

$$= \eta(\lambda_0)\frac{2hc^2\lambda_0^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{k\lambda_0 T}\right) - 1}\Delta\lambda \quad (5.24)$$

$\Delta\lambda$ et λ_0 étant respectivement la largeur de bande spectrale et la longueur d'onde centrale du filtre interférentiel.

Dans le cas où les bandes spectrales d'observation sont étendues, nous aurons recours à une intégration numérique pour obtenir $\mathcal{P}(T)$. L'étalonnage puis le calcul de $\mathcal{P}(T)$ permettront d'identifier les constantes Si^0 et K dans chacun des cas. Les courbes d'étalonnage des pyromètres associés aux bandes de cisaillement adiabatique seront présentées dans le paragraphe 6.2.2. Nous vérifierons également que la nonlinéarité de nos détecteurs est négligeable devant les autres sources d'erreur.

Correction due au facteur d'émission : température de luminance

La surface réelle à observer n'est pas un corps noir. Il est donc nécessaire de prendre en compte son facteur d'émission. On peut cependant définir la température de luminance notée T_λ comme la température d'un corps noir qui rayonnerait la même puissance que la surface réelle. Dans le cas d'une surface réelle, la température de luminance est différente de la température vraie de la surface car son facteur

d'émission monochromatique noté $\varepsilon_\lambda(T, \lambda)$ est inférieur à 1. Dans le cas de la pyrométrie monochromatique, la température de luminance s'exprime par la relation suivante :

$$L_\lambda(T) = \varepsilon_\lambda L_\lambda^0(T) = L_\lambda^0(T_\lambda) \quad (5.25)$$

Dans le cas de la pyrométrie large bande (longueurs d'ondes comprises entre λ_1 et λ_2), la formulation de cette température de luminance est un peu plus complexe. Elle conduit à l'expression suivante :

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_\lambda \eta(\lambda) L_\lambda^0(T, \lambda) d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \eta(\lambda) L_\lambda^0(T_\lambda, \lambda) d\lambda \quad (5.26)$$

La température de luminance est déterminée directement à partir de la courbe d'étalonnage.

Connaissant le facteur d'émission, on peut exprimer le lien entre la température de la surface réelle et le signal délivré par le détecteur et retrouver une courbe d'étalonnage en fonction de la température de la surface réelle.

Différence entre la température réelle et la température de luminance

Dans de nombreux cas, il est difficile de connaître précisément le facteur d'émission. Lorsqu'il est inconnu, on peut se demander quel est l'écart entre la température réelle par la température de luminance.

Dans le cas monochromatique, la définition de la température de luminance (équation 5.25) donne en utilisant l'approximation de Wien :

$$\varepsilon_\lambda(\lambda_0, T) \exp\left(\frac{hc}{k\lambda_0 T_\lambda}\right) = \exp\left(\frac{hc}{k\lambda_0 T}\right) \quad (5.27)$$

où λ_0 correspond à la longueur d'onde centrale du filtre interférentiel.

D'où :

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_\lambda} = \frac{k\lambda_c}{hc} \ln \varepsilon_\lambda \quad (5.28)$$

L'écart entre la température réelle et la température de luminance vaut donc :

$$\Delta T = T - T_\lambda = -T_\lambda T \frac{k\lambda_c}{hc} \ln \varepsilon_\lambda \quad (5.29)$$

Dans le cas de la pyrométrie large bande, la température de luminance est donnée par la relation 5.26. Si l'on considère que le facteur d'émission varie très peu vis-à-vis de la température et de la longueur d'onde, on obtient :

$$\varepsilon_\lambda \mathcal{P}(T) = \mathcal{P}(T_\lambda) \quad (5.30)$$

On peut alors déterminer simplement la température de luminance :

$$T_\lambda = \mathcal{P}^{-1}(\varepsilon_\lambda \mathcal{P}(T)) \quad (5.31)$$

On peut également quantifier l'écart entre la température réelle et la température de luminance :

$$\Delta T = T - T_\lambda = T - \mathcal{P}^{-1}(\varepsilon_\lambda \mathcal{P}(T)) \quad (5.32)$$

Cet écart est représenté sur la figure 5.7 en fonction du facteur d'émission pour le domaine visible et le domaine infrarouge pour une température réelle de 700°C. La figure 5.8 représente cet écart en fonction de la température pour un facteur d'émission fixé à 0,25 dans l'infrarouge et 0,4 dans le visible. On constate que les erreurs sont nettement plus faibles dans le domaine visible. Par exemple, pour une température réelle de 700°C, en utilisant un détecteur InSb et une caméra intensifiée GEN III sans filtre, on obtient respectivement des écarts de 247°C et 60°C soit 25% et 6%.

L'approximation de la température réelle par la température de luminance est correcte dans le domaine visible. Comme nous l'avons mis en évidence dans le paragraphe 4.2.5 (figure 4.10), plus la longueur d'onde est courte plus une variation de température crée une grande variation de puissance émise par la surface. Les variations de signal liées aux variations du facteur d'émission sont alors négligeables. Pour améliorer l'estimation de la température réelle, on peut également faire une approximation relativement grossière du facteur d'émission.

5.3 Conception et optimisation de la chaîne pyrométrique

Dans les paragraphes précédents, nous avons vu que l'incertitude sur le facteur d'émission de la surface réelle nécessite de choisir des longueurs d'onde les plus courtes possible pour limiter les erreurs sur la mesure de température. Cependant plus la longueur d'onde est proche de l'ultraviolet, plus l'énergie émise par la surface est faible et donc difficile à détecter. On se propose donc dans cette partie de caractériser les limites de détection de différents capteurs et de déterminer les meilleurs conditions expérimentales de détection.

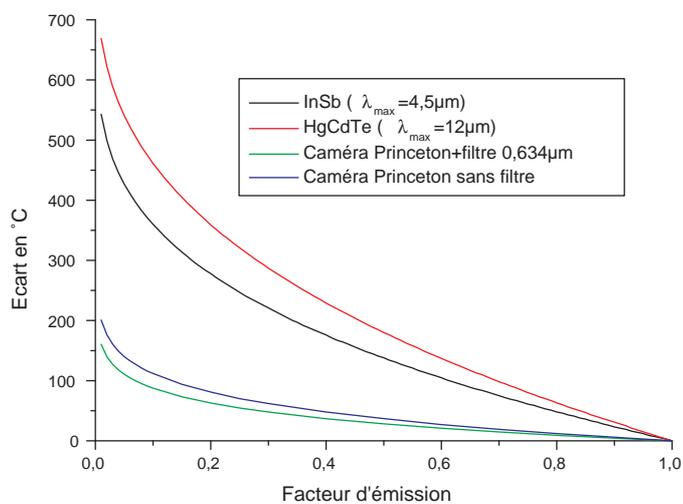


FIG. 5.7 - *Ecart entre la température et la température de luminance en fonction du facteur d'émission et du capteur choisi pour une température de 700°C.*

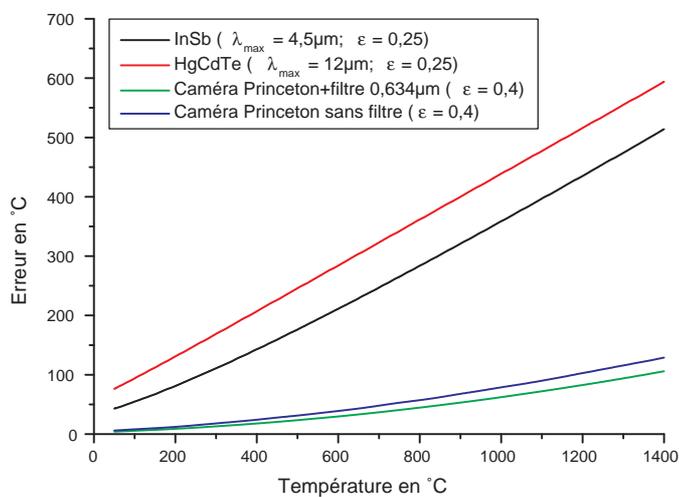


FIG. 5.8 - *Ecart entre la température et la température de luminance en fonction de la température et du capteur choisi pour un facteur d'émission de 0,25 dans l'infrarouge et de 0,4 dans le visible.*

5.3.1 Optimisation de la taille du détecteur et du système optique

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser au choix de la taille du détecteur et du dispositif optique. Si nous supposons que la taille de l'objet à observer est fixée, nous pouvons essayer de déterminer la taille optimale du détecteur à choisir pour obtenir un rapport signal sur bruit maximal.

On peut d'abord quantifier la puissance détectée par le capteur observant une surface S à la température T à l'aide de la formule 5.21 :

$$\mathcal{P}_s = SA \underbrace{\int_{\lambda_1}^{\lambda_c} \eta(\lambda) L_{\lambda}^0(\lambda, T) d\lambda}_{\mathcal{P}(T)} \quad (5.33)$$

avec $\mathcal{A} = \frac{\Sigma}{d^2}$ et Σ la surface de la lentille et λ_1 la coupure basse du matériau ou de la fenêtre du détecteur.

On a donc :

$$\mathcal{P}_s = \frac{S\Sigma\mathcal{P}}{d^2} \quad (5.34)$$

On a vu précédemment que le bruit du détecteur est proportionnel à la racine carrée de la surface du détecteur d'où la puissance de bruit \mathcal{P}_b :

$$\mathcal{P}_b = \frac{\Omega\sqrt{\Delta\nu}}{\underbrace{D^*}_{K_1}} \sqrt{A} \quad (5.35)$$

avec

- $\Delta\nu$ la longueur de la bande passante du circuit électronique
- A la surface du détecteur
- Ω l'angle solide d'ouverture du détecteur
- D^* la détectivité spécifique

On peut alors exprimer le rapport signal sur bruit :

$$S/B = \frac{\mathcal{P}(T)\Sigma S}{K_1 d^2 \sqrt{A}} \quad \text{avec} \quad A = G^2 S \quad (5.36)$$

$$= \frac{\mathcal{P}(T)\Sigma S}{K_1 d^2 G \sqrt{S}} \quad (5.37)$$

$$= \frac{\Sigma \mathcal{P}(T) \sqrt{S}}{\underbrace{K_1 f^2}_{K_2}} \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{G}\right)^2 G} \quad (5.38)$$

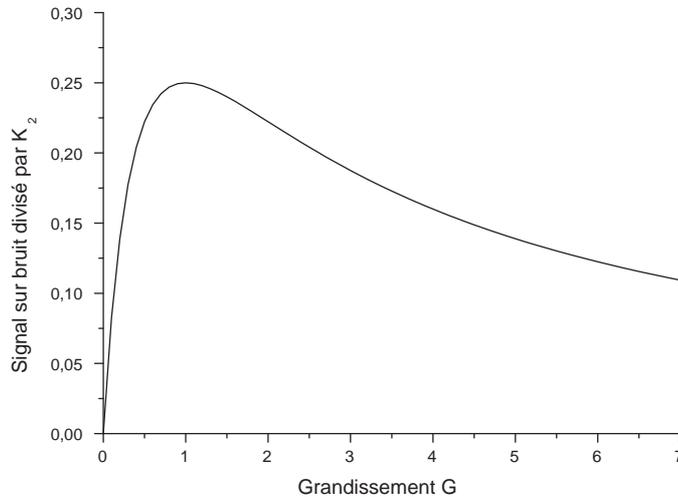


FIG. 5.9 - Rapport signal sur bruit en fonction du grandissement.

Les paramètres $\mathcal{P}(T)$, S et K_1 dépendent de l'objet observé et des caractéristiques du détecteur et ne peuvent pas être modifiés. Pour augmenter le rapport signal sur bruit, il faut un coefficient de proportionnalité K_2 le plus grand possible. La figure 5.9 montre également que **le rapport signal sur bruit est optimal pour un grandissement de 1**. Pour la mesure des basses températures (entre 50°C et 300°C) où le problème du rapport signal sur bruit est crucial, nous choisirons donc un système optique donnant la plus grande ouverture possible en évitant les aberrations géométriques ou chromatiques. Ceci nous a conduit à utiliser deux miroirs paraboliques avec un grandissement de 1.

5.3.2 Comparaison des détecteurs

La question est ici de savoir quel détecteur est le plus approprié à l'observation d'un objet à une température T donnée. En fait il existe deux critères de choix : le rapport signal sur bruit et le rapport variation de signal sur bruit. Dans les deux paragraphes suivants, nous allons détailler ces critères dans le cas des détecteurs InSb et HgCdTe ainsi que pour la caméra intensifiée Princeton Instruments sans filtre.

Rapport signal sur bruit

Nous avons vu que plus un détecteur a une longueur d'onde de coupure proche des courtes longueurs d'onde, plus son bruit est réduit (voir figure 5.4). Cependant plus la température à mesurer est basse, plus le rayonnement émis est faible d'où un signal en sortie de détecteur également faible. Il existe donc un compromis à trouver entre un signal élevé et un bruit suffisamment faible.

Pour déterminer les plages de températures associées à l'utilisation optimale des différents détecteurs, il est nécessaire de quantifier précisément le rapport signal sur bruit.

Les formules 5.33 et 5.35 nous donnent les expressions de la puissance du bruit et de la puissance reçue par le détecteur :

$$\mathcal{P}_b = \frac{\Omega\sqrt{\Delta\nu}\sqrt{A}}{D^*} \quad \text{et} \quad \mathcal{P}_s = SA \int_0^{\lambda_c} \eta(\lambda)L_\lambda^0(\lambda, T)d\lambda \quad (5.39)$$

On en déduit donc le rapport signal sur bruit :

$$S/B = \frac{SA}{\Omega\sqrt{\Delta\nu}\sqrt{A}} \int_0^{\lambda_c} D^*\eta(\lambda)L_\lambda^0(\lambda, T)d\lambda \quad (5.40)$$

La grandeur $\eta(\lambda)D^*$ est une donnée intrinsèque au détecteur (figure 5.4).

Ce rapport signal sur bruit est représenté pour les détecteurs InSb, HgCdTe et la caméra intensifiée Princeton Instruments sans filtre sur la figure 5.10 pour les caractéristiques du montage optique données dans le tableau 5.3.

TAB. 5.3 - *Caractéristiques du système de mesure.*

Surface visée	43 μm x 43 μm
Surface détecteur	43 μm x 43 μm
Grandissement G	1
Ouverture du détecteur	0,785 sr soit 60°
Ouverture du système optique	0,121 sr
Bande passante	1 MHz

Après analyse de la figure 5.10, nous constatons que :

- en dessous de 100°C le détecteur HgCdTe offre le meilleur rapport signal sur bruit.
- pour des températures comprises entre 100°C et 370°C, le détecteur InSb est le plus approprié.
- au delà de 370°C, on utilisera plutôt une caméra intensifiée.

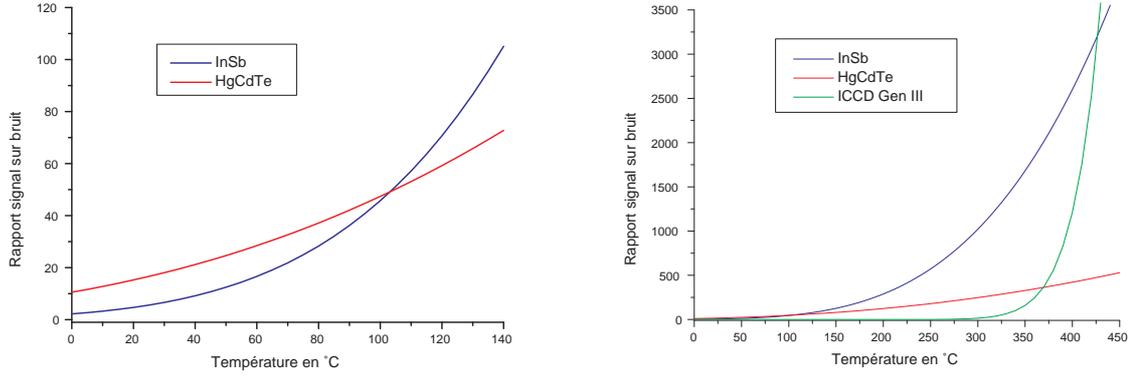


FIG. 5.10 - Comparaison des détecteurs vis à vis du rapport signal sur bruit pour la configuration donnée dans le tableau 5.3.

Variation de signal par rapport au bruit

On demande souvent à un pyromètre d'être capable de détecter de faibles variations de température. Pour satisfaire à cette exigence, il suffit que la variation de signal associée soit supérieure au bruit du détecteur. Ceci fournit donc un critère de choix supplémentaire d'un détecteur en fonction de la température à mesurer. La variation de puissance du signal liée à une variation de température de $1K$ vaut :

$$\frac{d\mathcal{P}_s}{dT} = SA \int_0^{\lambda_c} \eta(\lambda) \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(\lambda, T) d\lambda \quad (5.41)$$

On en déduit donc le rapport de la variation de signal sur le bruit :

$$\Delta S/B = \frac{SA}{\sqrt{\Delta\nu}\sqrt{A\Omega}} \int_0^{\lambda_c} D^* \eta(\lambda) \frac{\partial L_\lambda^0}{\partial T}(\lambda, T) d\lambda \quad (5.42)$$

Le rapport variation de signal sur bruit est représenté pour les détecteurs InSb, HgCdTe et la caméra intensifiée Princeton Instruments sans filtre sur la figure 5.11.

Pour avoir un meilleur rapport variation de signal sur bruit, il faut utiliser un détecteur HgCdTe en dessous de 50°C . Pour des températures comprises entre 50°C et 310°C le détecteur InSb semble le plus approprié. Pour des températures au delà de 310°C , on utilisera la caméra intensifiée.

5.3.3 Conclusion

En tenant compte des résultats obtenus précédemment, nous avons choisi pour notre dispositif expérimental de mesure de la température dans les BCA, **un détec-**

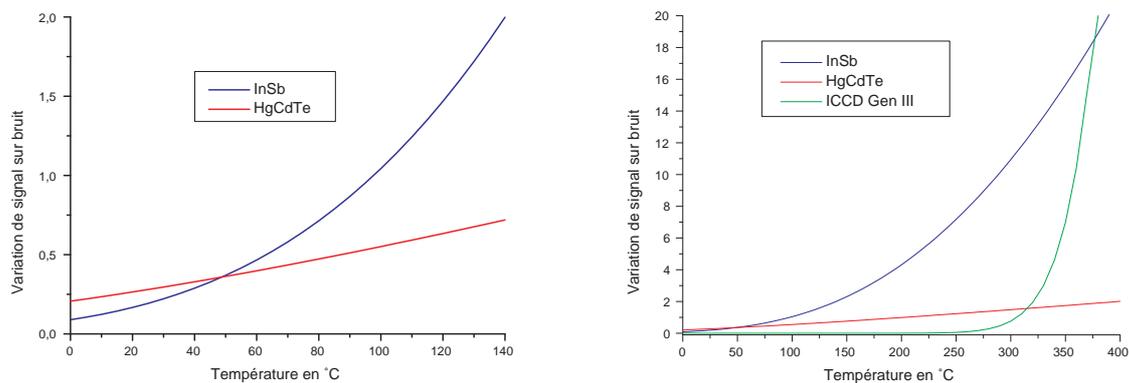


FIG. 5.11 - *Comparaison des détecteurs vis à vis de la variation de signal par rapport au bruit.*

teur InSb avec pour les basses températures (50°C à 300°C) et la caméra intensifiée Princeton Instruments sans filtre pour les hautes températures (800°C à 1600°C).

6 Dispositif expérimental associé aux bandes de cisaillement adiabatiques

6.1 Présentation du montage mécanique

6.1.1 Barres d'Hopkinson en torsion

Le dispositif des barres d'Hopkinson permet de solliciter les matériaux à grande vitesse de déformation et de mesurer la déformation et la contrainte dans l'échantillon testé. Plusieurs types de sollicitations sont possibles à l'aide de ce dispositif : la compression, la traction et la torsion. La sollicitation de torsion est particulièrement bien adaptée au cisaillement adiabatique car elle permet de visualiser la formation de la bande directement sur l'éprouvette.

Le principe repose sur la propagation des ondes élastiques le long de barres. Une éprouvette tubulaire est placée entre les barres entrantes et sortantes (figure 6.1). Elle est fixée à celles-ci par l'intermédiaire de deux six pans. Une partie de la barre entrante comprise entre le moteur M et le frein F est soumise à une torsion. Le frein est alors relâché et une onde de torsion se propage le long de la barre entrante et vient solliciter l'éprouvette. Une partie de cette onde incidente est réfléchiée alors que l'autre est transmise à la barre sortante. Des jauges placées au milieu des barres permettent de mesurer les déformations des barres dues au passage des ondes.

6.1.2 Eprouvette

Les éprouvettes sollicitées dynamiquement ont une géométrie tubulaire semblable à celles utilisées par Marchand et Duffy [36] et Deltort [15]. Pour maîtriser la position où va se former la bande de cisaillement adiabatique, la partie tubulaire possède une réduction de section en son centre. Les figures 6.2 et 6.3 montrent respectivement une photographie et un plan de la partie utile de l'éprouvette.

Afin d'avoir une bonne reproductibilité des essais, nous avons fait particulière-

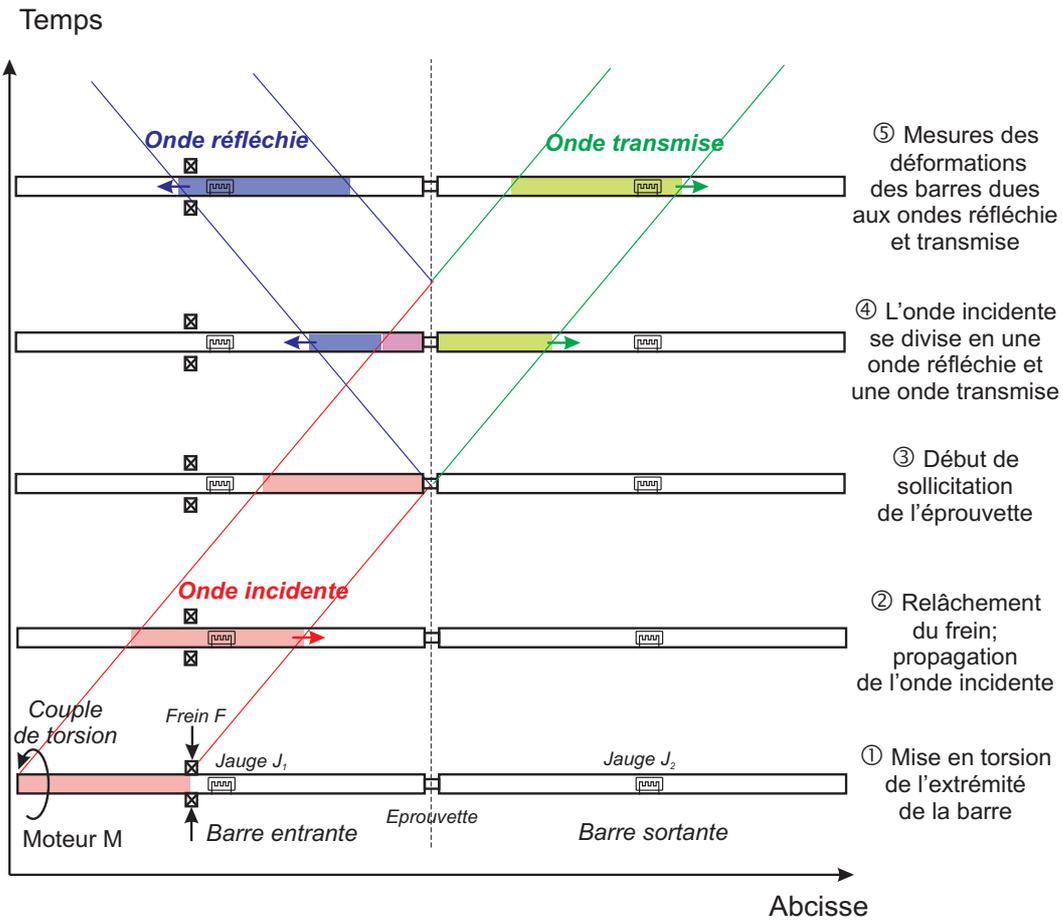


FIG. 6.1 - principe de fonctionnement des barres d'Hopkinson en torsion.



FIG. 6.2 - Photographie de l'éprouvette de torsion.

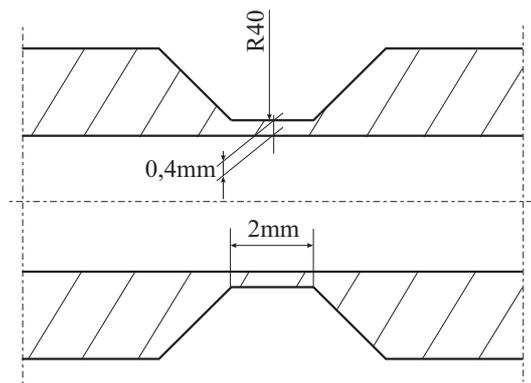


FIG. 6.3 - Plan de la partie utile de l'éprouvette.

ment attention à la coaxialité des surfaces cylindriques intérieure et extérieure qui contrôle directement l'épaisseur de toile et à la rugosité des différentes surfaces de la partie utile.

Le matériau utilisé pour la réalisation de ces éprouvettes est l'alliage de titane TA6V choisi pour sa sensibilité au cisaillement adiabatique. Le titane présente deux formes allotropiques, la phase α qui est de structure hexagonale et stable à basse température et la phase β qui est cubique centrée et stable au-dessus de la température de transus β (882°C pour le titane pur et 996°C pour le TA6V). L'ajout d'aluminium stabilise la phase α alors que l'ajout de vanadium stabilise la phase β .

A température ambiante, le TA6V dont la composition chimique est donnée dans le tableau 6.1, présente une structure biphasée $\alpha\beta$. Le traitement thermomécanique comprend un forgeage dans le domaine β (température supérieure à 996°C), un laminage dans le domaine $\alpha\beta$ (entre 930°C et 960°C) et un recuit à 788°C pendant 1 heure, suivi d'un refroidissement au four. La figure 6.4 montre la microstructure de cet alliage dans le plan normal au sens travers court. Elle est constituée de grains α équiaxes (taille de grain entre 5 et 10 microns) et de grains β minoritaires placés autour des grains α . On constate également la présence de bandes de laminage dans lesquelles les grains α ont une morphologie très allongée (largeur des grains 3 à 4 micromètres).

TAB. 6.1 - *Composition chimique de l'alliage de titane TA6V.*

Élément	Al	V	O	C	N	Fe	Ti
Pourcentage massique	6,26	3,88	0,17	0,01	0,006	0,0017	89,67

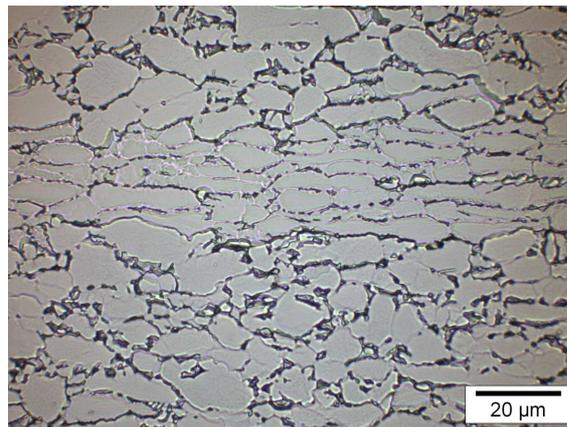


FIG. 6.4 - *Microstructure de l'alliage TA6V.*

6.1.3 Méthode de dépouillement

Les signaux enregistrés par les deux jauges permettent de déduire l'évolution au cours du temps de la déformation de la barre entrante et de la barre sortante ($\varepsilon_t(t)$). Pour une longueur suffisante de la barre entrante, on peut découpler l'onde incidente ($\varepsilon_i(t)$) de l'onde réfléchie ($\varepsilon_r(t)$). Un exemple des signaux obtenus pendant un essai est donné sur la figure 6.5.

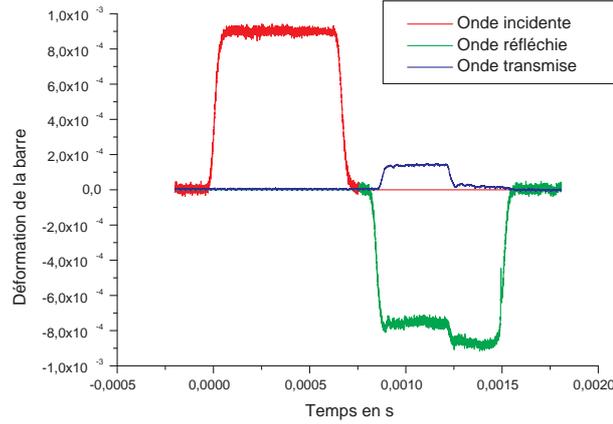


FIG. 6.5 - Signaux de jauges.

A partir de la déformation de la barre, on détermine la vitesse de rotation $\dot{\theta}$ et le moment de torsion \mathcal{M} . La connaissance des caractéristiques élastiques des barres permet de remonter à l'angle et au moment de torsion en bout des barres entrante et sortante.

On obtient alors pour la barre entrante l'angle de rotation θ_e et le moment de torsion \mathcal{M}_e :

$$\theta_e = \frac{2c}{R_b} \left(-\varepsilon_i \left(t - \frac{l_e}{C_t} \right) + \varepsilon_r \left(t + \frac{l_e}{C_t} \right) \right)$$

$$\mathcal{M}_e = \frac{2J\mu}{R_b} \left(\varepsilon_i \left(t - \frac{l_e}{C_t} \right) + \varepsilon_r \left(t + \frac{l_e}{C_t} \right) \right)$$

avec

- C_t la célérité des ondes de torsion,
- J le moment d'inertie quadratique par rapport à l'axe de la barre,
- l_e la distance entre la jauge et le bout de la barre entrante,
- μ le module de cisaillement,
- R_b le rayon de la barre.

Et pour la barre sortante l'angle de rotation θ_s et le moment de torsion \mathcal{M}_s :

$$\theta_s = \frac{2C_t}{R_b} \cdot \varepsilon_t \left(t + \frac{l_s}{C_t} \right) \quad (6.1)$$

$$\mathcal{M}_s = \frac{2J\mu}{R_b} \cdot \varepsilon_t \left(t + \frac{l_s}{C_t} \right) \quad (6.2)$$

où l_s est la distance entre la jauge et le bout de la barre sortante.

Les différentes valeurs correspondantes aux barres en aluminium sont données dans le tableau 6.2

TAB. 6.2 - Propriétés mécaniques des barres d'Hopkinson en aluminium.

Grandeur	Notation	Valeur
Module de cisaillement	μ	26,2 GPa
Rayon de la barre	R_b	15 mm
Moment d'inertie quadratique	$J = \frac{\pi R_b^4}{2}$	$7,95 \cdot 10^{-8} \text{ m}^4$
Masse volumique	ρ	2890 kgm^{-3}
Célérité des ondes de cisaillement	$C_t = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$	3011 ms^{-1}
Distance entre la jauge et le bout de la barre entrante	l_e	1,295 m
Distance entre la jauge et le bout de la barre sortante	l_s	1,3 m

On peut alors calculer la déformation γ et la contrainte τ dans l'éprouvette :

$$\gamma = \frac{\theta_s - \theta_e}{l} R_e \quad \text{et} \quad \tau = \frac{\mathcal{M}}{R_e \cdot S_e} \quad (6.3)$$

avec l et S_e la longueur et la section de la partie utile de l'éprouvette.

On supposera l'équilibre de l'éprouvette réalisé, ce qui se traduit par l'égalité du moment sur la barre entrante et sortante ($\mathcal{M} = \mathcal{M}_e = \mathcal{M}_s$). Cette hypothèse est généralement vérifiée pendant tout l'essai sauf au début de la sollicitation. On obtient sur les figures 6.6 et 6.7 respectivement l'évolution de la vitesse de déformation au cours du temps et la courbe contrainte déformation. La rupture de l'éprouvette est caractérisée par une chute rapide de la contrainte. Avant la rupture, la vitesse de déformation peut considérée comme constante. Ces résultats sont très reproductibles, mais il est difficile pendant les différents essais de torsion de contrôler précisément la vitesse de déformation. Celle-ci dépend de l'angle de torsion que l'on impose à la barre avant l'essai.

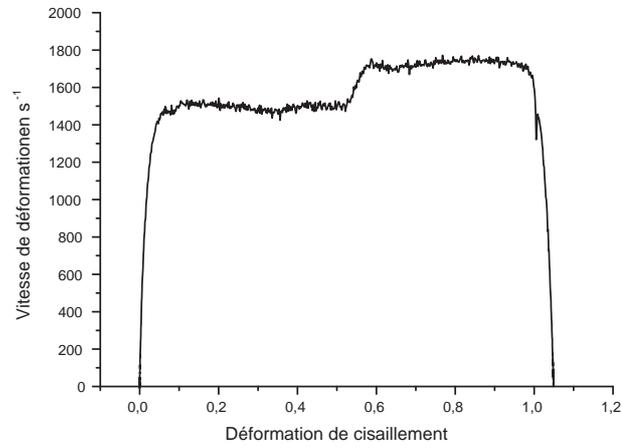


FIG. 6.6 - *Vitesse de déformation de l'éprouvette.*

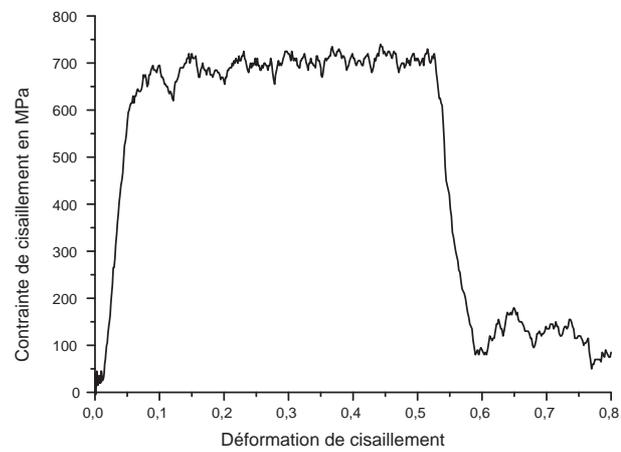


FIG. 6.7 - *Contrainte de cisaillement dans l'éprouvette de torsion.*

6.2 Présentation du montage expérimental

6.2.1 Mesure du facteur d'émission du TA6V

Pour limiter les erreurs dues au facteur d'émission notamment dans le domaine infrarouge, celui-ci a été mesuré dans un domaine de température compris entre 75°C et 350°C en fonction de la rugosité de la surface¹. Ces mesures ont été effectuées sur des éprouvettes carrées de 5 cm par 5 cm. La moitié de la surface a été peinte avec une peinture fortement émissive². Cette zone servira de référence corps noir. L'autre moitié est constituée du métal avec trois rugosités différentes : la première correspond à un poli miroir ($Ra = 0,021 \mu m$)³, la deuxième à un usinage brut ($Ra = 0,297 \mu m$) et la troisième à un dépoli ($Ra = 0,869 \mu m$). L'éprouvette est fixée sur un élément chauffant et sa température est mesurée par un thermocouple. La comparaison du signal en sortie d'un détecteur InSb photovoltaïque correspondant à la partie peinte et à la partie non peinte permet de déterminer l'émissivité associée au spectre du détecteur ($\varepsilon_{\text{InSb}}$). On peut relier ce facteur d'émission au facteur d'émission monochromatique par la relation suivante :

$$\varepsilon_{\text{InSb}} = \frac{\int_0^{\lambda_c} \varepsilon_\lambda(\lambda, T) \eta(\lambda) L_\lambda^0(\lambda, T) d\lambda}{\int_0^{\lambda_c} \eta(\lambda) L_\lambda^0(\lambda, T) d\lambda} \quad (6.4)$$

Le facteur émission mesuré par cette technique expérimentale tient compte de la réflexion sur l'échantillon du rayonnement thermique des parois à température ambiante (figure 6.8). Il s'agit donc d'un facteur d'émission apparent.

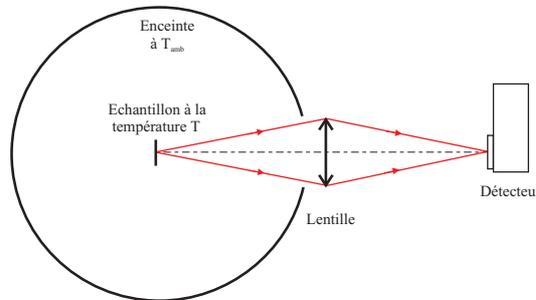


FIG. 6.8 - Facteur d'émission du TA6V dans le domaine infrarouge.

¹Ces essais ont été réalisés au département LOT du CTA avec l'aide de messieurs, Sauques, Sigaud et Garrioux.

²Peinture Velvet 811.21 (Distribuée par la société Mankiewicz). Facteur d'émission mesuré à 0,93 à 3 μm pour des températures comprises entre 200°C et 500°C

³Ra : Rugosité moyenne arithmétique; moyenne arithmétique de l'écart entre l'altitude de la surface et la ligne moyenne.

Dans la configuration expérimentale associée au cisaillement adiabatique, cette réflexion de l'environnement à température ambiante sur l'éprouvette est également présente. Le dépouillement des essais de cisaillement adiabatique doit donc utiliser ce facteur d'émission apparent. Ce facteur d'émission apparent est donné sur la figure 6.9 en fonction de la température pour différentes qualités de surface. A titre indicatif, la figure 6.10 donne l'évolution du facteur d'émission réel en fonction de la température. Il est calculé à l'aide de l'équation suivante :

$$\varepsilon_{app} = \varepsilon + (1 - \varepsilon) \frac{L_{\lambda}^0(T_{amb}, \lambda_{max})}{L_{\lambda}^0(T, \lambda_{max})} \quad (6.5)$$

avec T_{amb} la température de l'enceinte prise égale à 20°C, T la température de l'échantillon et $\lambda_{max} = 4,5 \mu m$ la longueur d'onde correspondant au maximum de sensibilité du détecteur InSb.

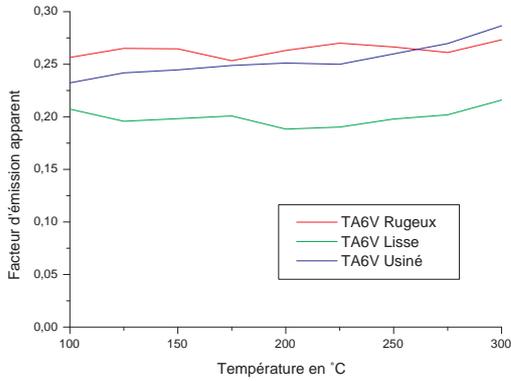


FIG. 6.9 - Facteur d'émission apparent du TA6V dans le domaine infrarouge pour la bande spectrale du détecteur InSb.

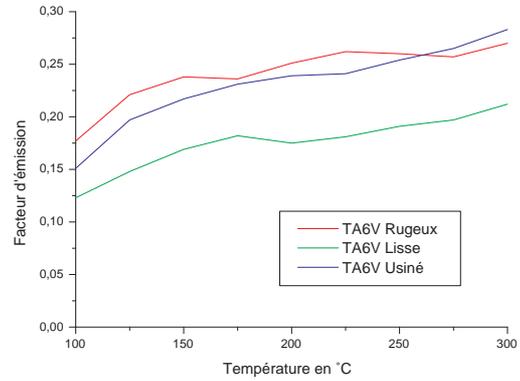


FIG. 6.10 - Facteur d'émission du TA6V dans le domaine infrarouge pour la bande spectrale du détecteur InSb.

Pour vérifier que la surface de l'échantillon ne s'oxyde pas, nous avons effectué un cycle de montée en température suivi d'un cycle de descente de la température. Les facteurs d'émission mesurés pendant la descente et la montée sont sensiblement égaux. L'oxydation n'intervient donc pas dans notre gamme de température et pour notre durée d'essai.

La figure 6.9 montre que le facteur d'émission apparent dépend peu de la température dans la plage de température étudiée. Lors de la déformation plastique, la rugosité de la surface augmente (passage de l'état usiné à l'état dépoli). Les mesures du facteur d'émission apparent montrent également qu'il varie peu avec l'état de surface. Pour le dépouillement des essais de torsion dynamique, on le prendra égal à

$0,25 \pm 0,025$. L'incertitude sur le facteur d'émission correspond à une erreur sur la mesure de température de 4°C pour une température de surface de 50°C et de 10°C pour une température de surface de 280°C .

La figure 6.11 montre que nos résultats expérimentaux concernant le facteur d'émission suivent à peu près une loi linéaire avec la température (loi de Hagen-Rubens [42]).

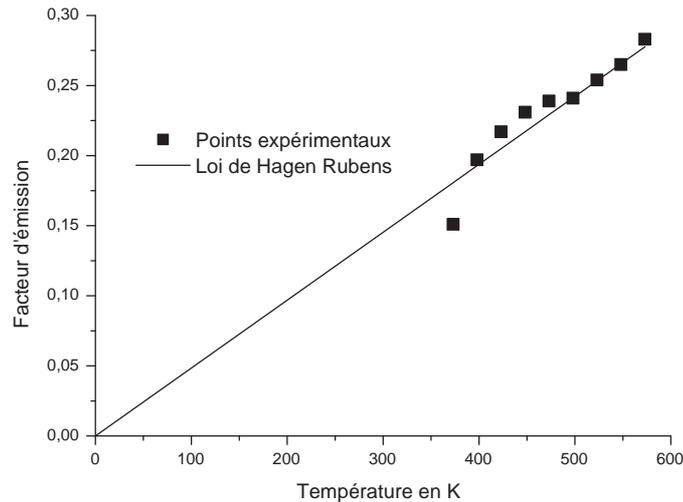


FIG. 6.11 - Comparaison avec la loi de Hagen-Rubens : cas du TA6V usiné.

6.2.2 Le pyromètre

La plage de mesure de la température se divise en deux domaines : les "basses températures" (50°C à 300°C) et les "hautes températures" (800°C à 1600°C).

Les "basses températures" (50°C à 300°C) : On utilise une barrette de 32 détecteurs InSb photovoltaïques refroidies à l'azote liquide de marque Cincinatti avec un système optique de grandissement 1 constitué de deux miroirs paraboliques de focale 152 mm , afin de limiter les aberrations chromatiques et géométriques. Les longueurs d'onde détectées sont dans le domaine proche infrarouge ($1\ \mu\text{m}$ à $5,5\ \mu\text{m}$). La taille des détecteurs est de $43\ \mu\text{m}$ par $43\ \mu\text{m}$ et leur temps de réponse est de l'ordre de 500 ns . L'espacement entre deux détecteurs est de $18\ \mu\text{m}$ soit une longueur visée sur l'éprouvette de $1,934\text{ mm}$. La zone d'observation sur la partie utile est représentée sur les figures 6.12 et 6.13. Le signal en sortie de chaque détecteur

est enregistré par un système d'acquisition (NICOLET Multipro) avec une fréquence d'échantillonnage de 1 MHz . On utilise la même référence temporelle que celle des jauges de déformation placées sur les barres ce qui permet de corréler les déformations et les contraintes avec l'évolution de la température.

Les "hautes températures" (800°C à 1600°C) : On utilise une caméra intensifiée numérique 16 bits de marque Princeton Instruments modèle PI.MAX :1k (HQ) avec une photocathode InGaAs de troisième génération (GEN III) dont la plage spectrale de sensibilité s'étend de $0,4\ \mu\text{m}$ à $0,9\ \mu\text{m}$. Son rendement quantique est donné sur la figure 5.3. L'énergie rayonnée par l'éprouvette est focalisée à l'aide d'une lentille en verre de focale 10 cm . Le grandissement du système optique est égal à 5. Le champ d'observation de la caméra est donné sur les figures 6.12 et 6.13. Un pixel correspond à une zone visée sur l'éprouvette de $2\ \mu\text{m}$ par $2\ \mu\text{m}$. Les temps d'ouverture varient entre $10\ \mu\text{s}$ et $20\ \mu\text{s}$. Compte tenu de la fréquence de rafraîchissement de la matrice CCD (100 Hz), la caméra ne prendra qu'une image pendant l'essai de torsion.

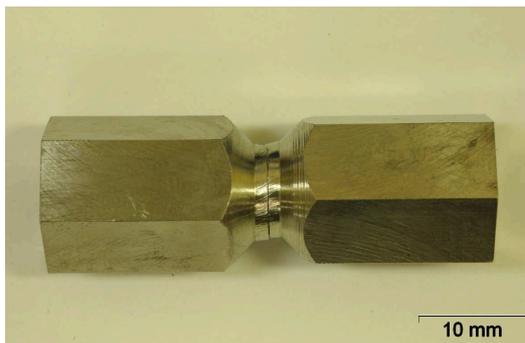


FIG. 6.12 - *Éprouvette de torsion après rupture.*

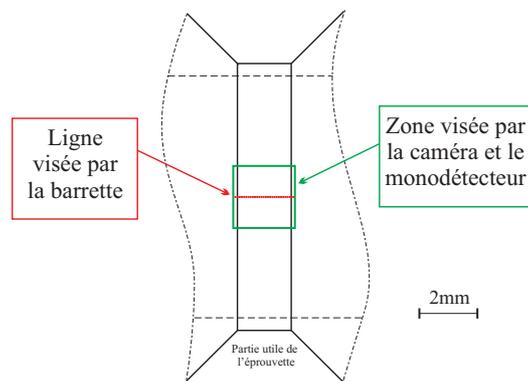
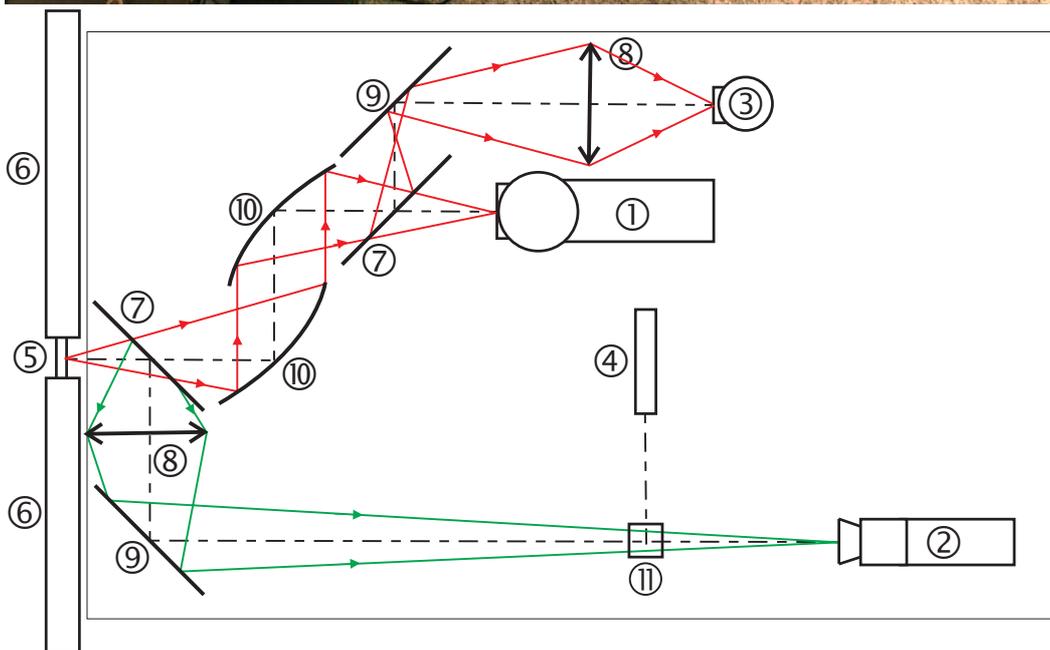
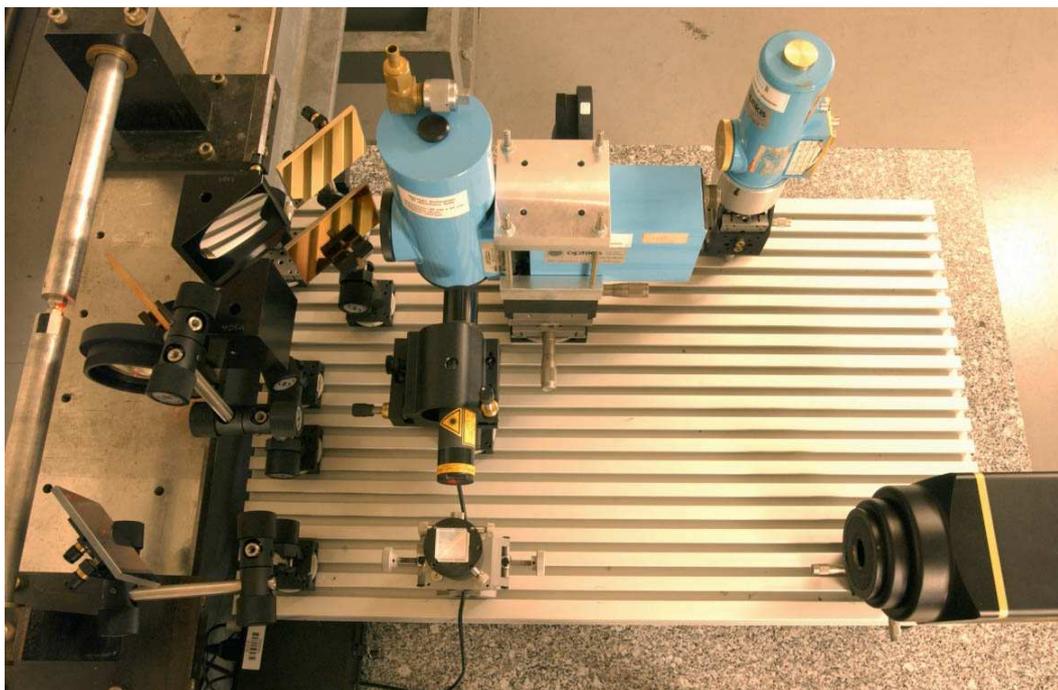


FIG. 6.13 - *Visualisation des zones d'observations sur la partie utile de l'éprouvette.*

Déclenchement de la caméra La durée formation d'une BCA étant très courte (quelques dizaines de microsecondes), il est difficile d'avoir un système de déclenchement suffisamment précis. Pour résoudre ce problème, nous avons choisi de déclencher la caméra à partir d'un monodétecteur InSb photovoltaïque qui visualise la totalité de la partie utile de l'éprouvette (zone d'observation de 2 mm par 2 mm). Ce capteur permet de détecter une augmentation de température importante au niveau de la partie utile de l'éprouvette et de donner une référence temporelle afin de déclencher la caméra. Le temps de réponse du détecteur InSb étant de l'ordre de 500 ns , le déclenchement peut se faire de manière suffisamment précise.



(1) barrette de 32 détecteurs InSb, (2) camera intensifiée, (3) monodétecteur InSb, (4) laser d'alignement, (5) éprouvette de torsion, (6) barres entrantes et sortantes, (7) lame séparatrice et lame dichroïque, (8) lentille, (9) miroirs plans, (10) miroirs paraboliques, (11) cube séparateur.

FIG. 6.14 - Dispositif de mesure de la température

Alignement Les tailles des BCA étant très petites (quelques dizaines de micromètres), il est nécessaire d'aligner les différents détecteurs sur la partie utile de l'éprouvette à chaque essai. Ceci est réalisé grâce à un laser d'alignement.

Dispositif optique Une vue générale du dispositif optique avec la position des différents éléments est donnée sur la figure 6.14.

Étalonnage Le pyromètre est étalonné sur deux corps noirs, l'un pour les basses températures et l'autre pour les hautes températures (Marque Pyrox ; précision : 2°C à 3°C ; facteur d'émission : $0,98 \pm 1\%$). Les courbes d'étalonnages sont données sur les figures 6.15 et 6.16. Les signaux en sortie des détecteurs sont également représentés en fonction de l'énergie reçue sur les figures 6.17 et 6.18. On peut alors constater expérimentalement la linéarité de la réponse des deux détecteurs.

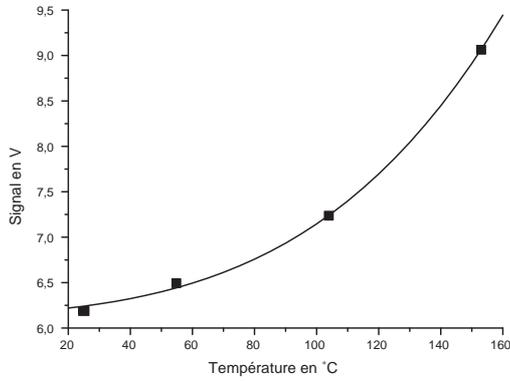


FIG. 6.15 - Courbe d'étalonnage du détecteur InSb de la barrette en fonction de la température de la source corps noir.

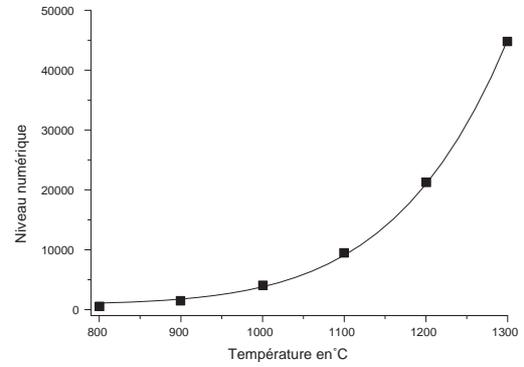


FIG. 6.16 - Courbe d'étalonnage de la caméra ICCD en fonction de la température de la source corps noir.

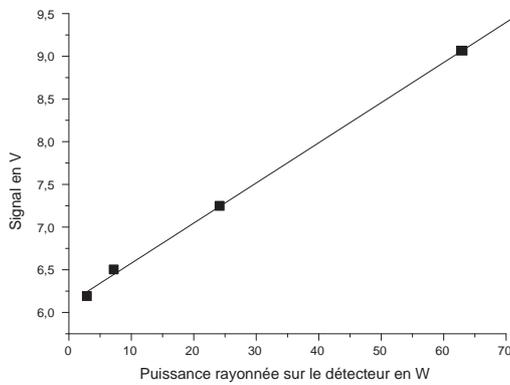


FIG. 6.17 - Courbe d'étalonnage du détecteur InSb de la barrette en fonction de la puissance rayonnée sur le capteur.

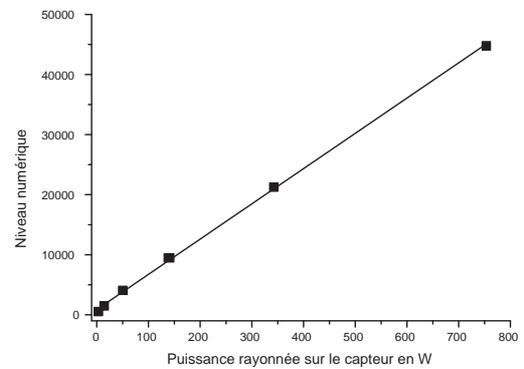


FIG. 6.18 - Courbe d'étalonnage de la caméra ICCD en fonction de la puissance rayonnée sur le capteur.

6.3 Test de la chaîne de mesure

Afin de tester notre chaîne de mesure, nous avons réalisé une série de 21 essais de torsion dynamique sur les barres d'Hopkinson. Le tableau 6.3 fait un bilan de ces essais et donne les vitesses de déformation mesurées.

TAB. 6.3 - *Essais de torsion dynamique.*

Référence d'essai	Vitesse de déformation de cisaillement en s^{-1}	Référence d'essai	Vitesse de déformation de cisaillement en s^{-1}
E1	1020	E11	1480
E2	1330	E12	1100
E3	1180	E13	1930
E4	1060	E14	1390
E5	1300	E15	1410
E6	1320	E16	1850
E7	1310	E17	1730
E8	1510	E18	1940
E9	1810	E19	1920
E10	1500	E20	2040
		E21	2020

Les figures 6.19 à 6.22 montrent les résultats obtenus lors de l'essai de torsion dynamique E19 à une vitesse de déformation de $1920 s^{-1}$.

La figure 6.19 représente l'évolution simultanée de la température mesurée au centre de la bande de cisaillement naissante et de la contrainte de cisaillement en fonction de la déformation nominale de l'éprouvette. Dans la première partie de l'essai (Phase 1), on constate une augmentation quasi linéaire de la température avec la déformation de cisaillement (environ $2 K.\mu s^{-1}$). La contrainte d'écoulement reste alors constante égale à environ $700 MPa$. A partir d'une déformation nominale critique estimée à un peu plus de 50%, apparaît une chute brutale de la contrainte et une augmentation très rapide de la température de $10 K.\mu s^{-1}$ à $15 K.\mu s^{-1}$ (Phase 2). C'est la formation de la bande de cisaillement adiabatique. La température au début de cette phase 2 est d'environ $150^{\circ}C$.

La figure 6.20 représente l'évolution de la température mesurée par la barrette de détecteurs InSb (domaine infrarouge) en fonction du temps et donc de la position axiale. Ce dispositif de mesure étant dimensionné pour détecter les basses températures, le détecteur sature à partir de $280^{\circ}C$. On peut remarquer que la phase 1 correspond une phase de température homogène et donc de déformation homogène alors que la phase 2 met en évidence une forte hétérogénéité de la température.

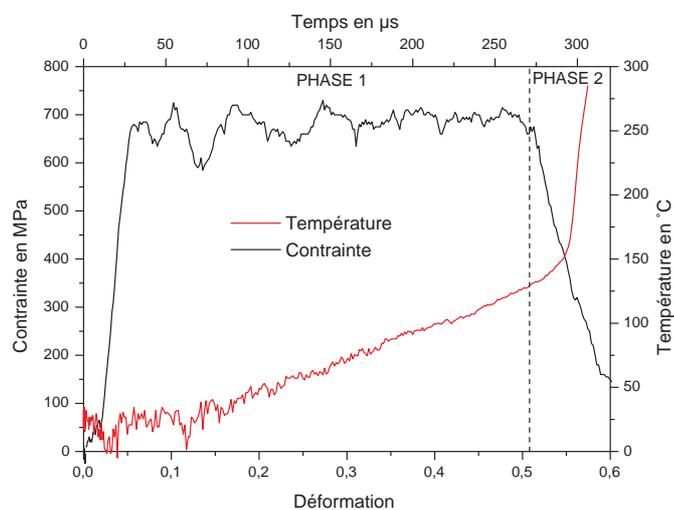


FIG. 6.19 - Evolution de la contrainte et de la température lors de l'essai E19.

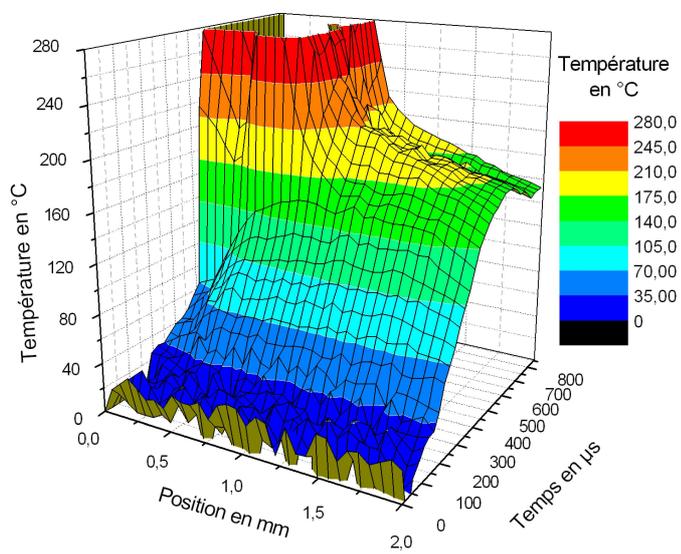


FIG. 6.20 - Distribution de la température jusqu'à 280°C; $\lambda_{max} = 4,5 \mu m$.

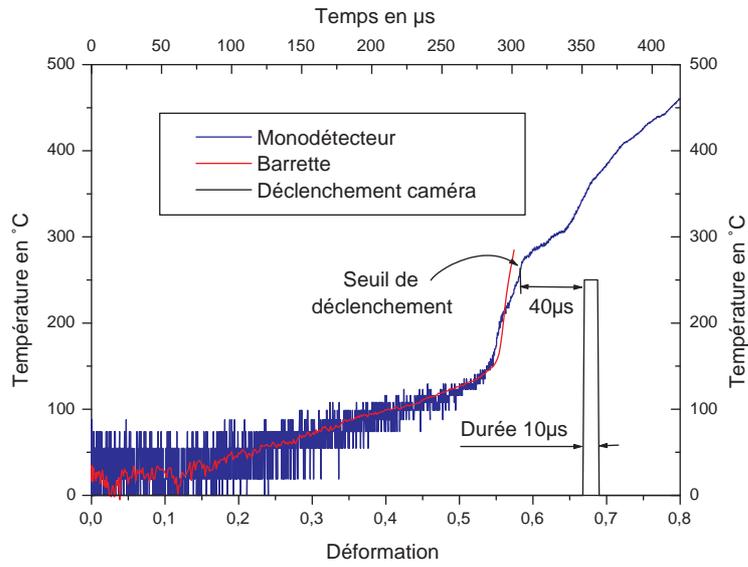


FIG. 6.21 - Déclenchement de la caméra.

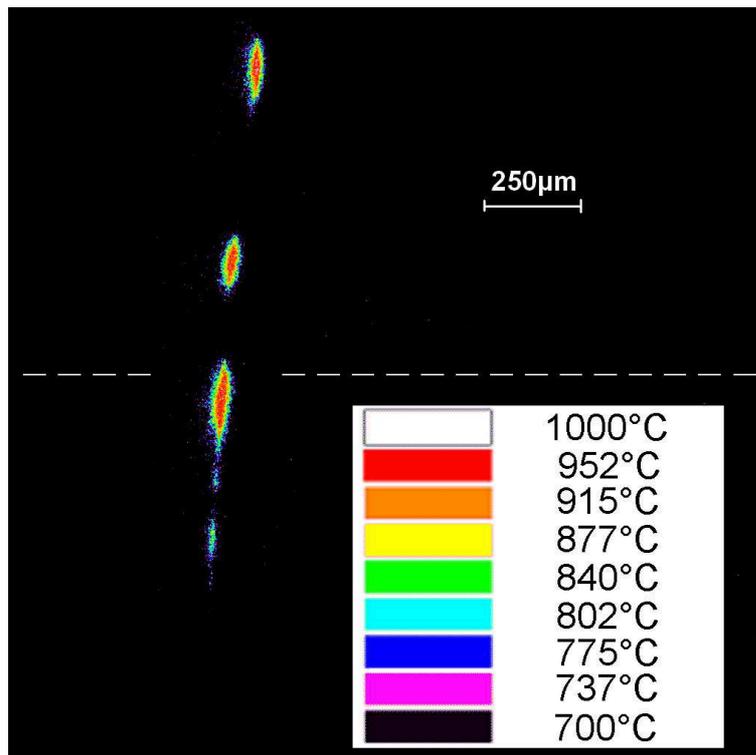


FIG. 6.22 - Champ de température de luminance en phase finale de BCA ; $\lambda_{max} = 0,8 \mu m$, zone visée : 2 mm par 2 mm ; temps d'ouverture 10 μs .

La caméra intensifiée est déclenchée avec un délai de $40 \mu s$ à partir d'un seuil sur le signal du monodétecteur. Le temps d'ouverture de la caméra est de $10 \mu s$. Le signal du monodétecteur et l'ouverture de la caméra sont représentés sur la figure 6.21 en fonction du temps et de la déformation nominale. La thermographie obtenue par la caméra (domaine visible) est donnée en figure 6.22. Le trait pointillés correspond à la ligne d'observation de la barette de détecteurs InSb. La température maximale est de l'ordre de $1000^\circ C$. Il s'agit d'une température de luminance. Si l'on suppose que la valeur du facteur d'émission dans le domaine visible est 0,4, l'écart sur la mesure de température est de $80^\circ C$ soit un écart relative de 6%. La température réelle serait alors de $1080^\circ C$.

Le dispositif expérimental que nous avons conçu et réalisé nous permet donc de mesurer des champs de température au moment de l'amorçage de la BCA et d'obtenir une thermographie de la BCA lors de sa propagation. Ces différents résultats seront analysés dans la partie suivante de ce mémoire.

Troisième partie

Analyse des résultats - Discussion

Introduction

Afin de mieux comprendre les mécanismes de formation des BCA, nous avons réalisé plusieurs essais avec le dispositif expérimental présenté dans la partie précédente. Pour interpréter les résultats obtenus, nous les avons confrontés à une modélisation numérique de notre éprouvette de torsion sollicitée dynamiquement. Ce modèle prend en compte un couplage thermomécanique fort et une loi d'écoulement plastique intégrant les phénomènes d'écrouissage, de durcissement dynamique et d'adoucissement thermique. Il nous permet de simuler la formation d'une bande de cisaillement adiabatique à partir d'un défaut géométrique caractérisé par deux paramètres : une amplitude et une taille. Après avoir détaillé les hypothèses du modèle et la méthode d'identification de la loi d'écoulement, nous présenterons les résultats obtenus. Nous tenterons ensuite d'expliquer les observations expérimentales que nous avons réalisées à partir du dispositif de mesure de température lors de l'essai de torsion aux barres d'Hopkinson.

7 Modélisation numérique du cisaillement adiabatique

7.1 Présentation du modèle

La modélisation de l'éprouvette de torsion sollicitée dynamiquement nécessite de faire différentes hypothèses sur la géométrie et sur le comportement du matériau afin de pouvoir simuler l'amorçage de la BCA et de rendre raisonnables les temps de calcul.

7.1.1 Mise en équation du problème

Les équations d'équilibre

Afin de prendre en compte les effets de la température et de la rapidité de la sollicitation sur l'amorçage de la bande, nous avons choisi un modèle thermomécanique couplé fort avec prise en compte des efforts d'inertie [30, 54].

L'équilibre thermique du milieu s'écrit donc :

$$\rho C \frac{dT}{dt} = \underbrace{\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^p - R\dot{p}}_{\beta \boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^p} + T \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}}{\partial T} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^e + T \frac{\partial R}{\partial T} \dot{p} + \lambda \Delta T \quad (7.1)$$

avec $\frac{d}{dt}$ la dérivée particulière, R l'écroûissage, p la variable d'écroûissage et $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^e$ et $\dot{\boldsymbol{\epsilon}}^p$ les déformations élastique et plastique.

- Le terme $\boldsymbol{\sigma} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^p - R\dot{p}$ représente l'énergie mécanique dissipée sous forme de chaleur. Il est souvent exprimé à l'aide du coefficient de Taylor Quinney noté β qui représente la fraction de puissance mécanique convertie en chaleur. En général, ce coefficient est considéré comme constant et égal à 0,9 [61]. En toute rigueur, il peut dépendre de la déformation plastique [9, 10, 59] et de la vitesse de déformation [59].
- Le terme $T \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}}{\partial T} : \dot{\boldsymbol{\epsilon}}^e$ est un terme source lié au couplage thermoélastique [62, 63]. Il sera négligé devant le terme dû à la dissipation de l'énergie mécanique en chaleur.

- Le terme $T \frac{\partial R}{\partial T} \dot{p}$ est un terme source lié au couplage thermoplastique.
- Le terme $\lambda \Delta T$ représente la dissipation liée à la conduction thermique dans le matériau. Le symbole Δ représente l'opérateur Laplacien. Compte tenu de la durée de formation et de la largeur des bandes, ce terme ne peut pas être négligé¹.

Le comportement du matériau

Nous avons choisi pour le matériau un modèle de comportement élasto thermo-viscoplastique. On suppose que le taux de déformation totale se décompose en une partie élastique $\dot{\epsilon}^e$ et une partie plastique $\dot{\epsilon}^p$.

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}^e + \dot{\epsilon}^p \quad (7.2)$$

La loi d'élasticité linéaire s'écrit :

$$\sigma^* = \mathbf{C} : \dot{\epsilon}^e \quad (7.3)$$

avec σ^* la dérivée de Jaumann² du tenseur des contraintes et \mathbf{C} la raideur du matériau. Le symbole $:$ représente le produit doublement contracté de deux tenseurs.

Le comportement élastique sera considéré comme isotrope et indépendant de la température. On notera E et ν respectivement le module de Young et le coefficient de Poisson. Dans le cas de l'alliage de titane TA6V, on prendra $E = 105 \text{ GPa}$ et $\nu = 0,34$.

Le comportement plastique du matériau étant également supposé isotrope, on choisit une fonction seuil³ f de la forme :

$$f(\sigma) = \sigma_{eq} - \sigma_e - R \quad (7.4)$$

Soit en posant $\sigma_e + R = \sigma(\varepsilon_{eq}, \dot{\varepsilon}_{eq}, T)$:

$$f(\sigma) = \sigma_{eq} - \sigma(\varepsilon_{eq}, \dot{\varepsilon}_{eq}, T) \quad (7.5)$$

avec

- σ_e la limite d'élasticité.

¹Cette hypothèse peut être justifiée en calculant le nombre de Fourier associé à notre phénomène : $Fo = \frac{4a\Delta t}{d^2}$ avec $\Delta t = 10 \mu s$ la durée du phénomène, $a = 3,1.10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ la diffusivité thermique du TA6V et $d = 10 \mu m$ la largeur de bande. On trouve $Fo = 1,2$; le phénomène n'est donc pas adiabatique.

²Dérivée de Jaumann : $\sigma_{ij}^* = \dot{\sigma}_{ij} - \omega_{jk}\sigma_{ki} - \omega_{ik}\sigma_{kj}$ avec ω_{jk} la partie anti symétrique du gradient du vecteur vitesse

³Le critère de plasticité est défini à partir de la fonction seuil f vérifiant : $f(\sigma) < 0$ dans le domaine élastique et $f(\sigma) = 0$ lors de l'écoulement plastique

– σ_{eq} la contrainte équivalente de Von Mises :

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} \mathbf{s} : \mathbf{s}} \quad \text{avec} \quad \mathbf{s} = \boldsymbol{\sigma} - \frac{1}{3} \text{tr}(\boldsymbol{\sigma}) \mathbf{1} \quad (7.6)$$

\mathbf{s} représente la partie déviatorique du tenseur des contraintes.

– ε_{eq} la déformation plastique équivalente cumulée :

$$\varepsilon_{eq} = p = \int_0^t \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p(\tau) : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p(\tau)} d\tau \quad (7.7)$$

L'hypothèse de normalité associée aux phénomènes dissipatifs instantanés permet d'écrire :

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \lambda \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \quad (7.8)$$

avec λ le multiplicateur plastique.

L'expression et l'identification de la loi d'écoulement plastique ($\sigma(\varepsilon_{eq}, \dot{\varepsilon}_{eq}, T)$) sera détaillée dans le paragraphe 7.2.

7.1.2 Géométrie du problème et conditions limites

L'éprouvette à modéliser a une géométrie tubulaire avec une réduction de section en son centre. Il s'agit donc d'une géométrie tridimensionnelle (figures 6.3 et 6.2 de la deuxième partie). L'épaisseur de toile ($e = 0,4 \text{ mm}$) est très faible devant le rayon intérieur du tube ($R_e = 4,5 \text{ mm}$) et on supposera donc que les contraintes, les déformations et la température sont homogènes dans l'épaisseur de toile. Cette hypothèse permet de passer à un modèle bidimensionnel de l'éprouvette ce qui réduira les temps de calcul. La partie utile de l'éprouvette est donc modélisée par un parallélépipède de longueur $L = 2\pi R_e = 28,3 \text{ mm}$ avec R_e le rayon intérieur de l'éprouvette, de largeur $l = 2 \text{ mm}$ et d'épaisseur $e = 0,4 \text{ mm}$ (figure 7.1). La réduction de section au centre de l'éprouvette n'est pas prise en compte dans ce modèle.

Les composantes radiales du tenseur des contraintes (σ_{rr} , $\sigma_{r\theta}$ et σ_{rz}) étant considérées nulles dans le cas de l'éprouvette tubulaire, on fera l'hypothèse des contraintes planes dans le modèle bidimensionnel.

Afin d'avoir équivalence entre le modèle bidimensionnel et tridimensionnel, nous imposons sur les bords droit et gauche les conditions cinématiques suivantes (figure 7.1) :

$$u_x(x = -\frac{L}{2}, y) = u_x(x = +\frac{L}{2}, y) \quad (7.9)$$

$$u_y(x = -\frac{L}{2}, y) = u_y(x = +\frac{L}{2}, y) \quad (7.10)$$

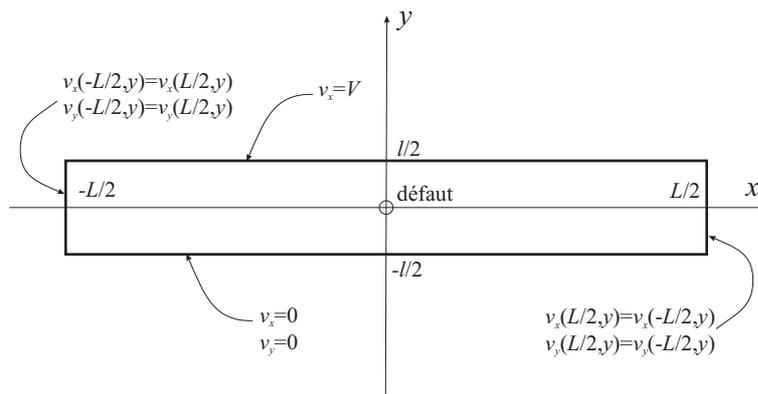


FIG. 7.1 - Géométrie et conditions limites du modèle.

Sur la partie supérieure $y = l/2$ de l'éprouvette, on applique une vitesse constante suivant l'axe x ($v_x = V$). La partie supérieure de l'éprouvette reste libre de se déplacer suivant y , mais les déplacements suivant y de tous les noeuds du bord supérieur sont égaux. Sur la partie inférieure $y = -l/2$ les vitesses v_x et v_y sont nulles. Pour le problème thermique, toutes les conditions limites sont considérées adiabatiques⁴. Les conditions limites mécaniques appliquées au modèle sont représentées sur la figure 7.1.

Initialement, la température est constante dans l'éprouvette et égale à $T_0 = 293K$.

7.1.3 Modélisation des défauts

Nous supposons dans notre modèle que la bande de cisaillement adiabatique est amorcée par un seul défaut critique et va se propager à partir de ce site d'amorçage. Le défaut critique peut être de deux natures différentes : un défaut de rugosité ou un défaut métallurgique comme par exemple un empilement de dislocations sur un joint de grain. Qu'il soit dû à la rugosité ou d'origine métallurgique, le défaut génère une concentration de la contrainte et de la déformation plastique. Il sera pris en compte dans notre modèle macroscopique par l'intermédiaire d'une zone circulaire sur la partie utile de l'éprouvette dont l'épaisseur sera réduite. Ses caractéristiques seront modélisées par deux paramètres : son amplitude qui sera définie par la réduction

⁴La dimension caractéristique de la conduction d_c est donnée par la relation : $d_c = 2\sqrt{a\Delta t}$ avec $a = 3,1 \cdot 10^{-6} m^2 s^{-1}$ la diffusivité thermique et $\Delta t = 10^{-3} s$ la durée d'un essai. On trouve $d_c = 111 \mu m$. L'influence thermique de la partie massive de l'éprouvette affectera donc une distance d'environ 110 micromètres de la partie utile. Comparée à la largeur de toile (2 mm) cette distance est très faible. On peut supposer des conditions limites adiabatiques.

relative de l'épaisseur $\Delta e/e$ et sa taille par le diamètre D de la zone circulaire. Le défaut sera placé au centre de la partie utile de l'éprouvette ($x_{\text{défaut}} = y_{\text{défaut}} = 0$ sur la figure 7.1). Dans notre calcul, nous ferons varier son amplitude entre 1% et 5% et son diamètre de $20 \mu m$ à $100 \mu m$.

7.2 Loi de comportement

Nous allons maintenant nous intéresser à la loi d'écoulement plastique de notre alliage de titane et à l'identification des différents paramètres à partir d'essais expérimentaux.

Le choix d'une loi d'écoulement plastique est un point très important dans la modélisation du cisaillement adiabatique. Elle doit prendre en compte les phénomènes d'écrouissage, de durcissement dynamique et d'adoucissement thermique et doit être valable pour des gammes de déformation, de vitesse de déformation et de température étendues. L'identification de ces paramètres nécessite de mettre en oeuvre des essais mettant en jeu des grandes déformations, des vitesses de déformation élevées et une large gamme de température.

Après avoir présenté la loi de comportement que nous avons choisie, nous détaillerons les essais de comportement que nous avons réalisés afin d'identifier les paramètres de la loi.

7.2.1 Loi de Johnson-Cook

Expression de la contrainte d'écoulement

Pour décrire la contrainte d'écoulement plastique de l'alliage de titane TA6V, nous avons choisi une loi empirique multiplicative de type Johnson-Cook [28]. Elle exprime la contrainte d'écoulement en fonction de la déformation équivalente, de la vitesse de déformation équivalente et de la température. Johnson et Cook introduisent une température de transition T_t au dessus de laquelle l'effet de la température sur la contrainte d'écoulement n'est pas négligeable. La loi d'écoulement s'écrit :

Pour $T \leq T_t$:

$$\sigma(\varepsilon_{eq}, \dot{\varepsilon}_{eq}, T) = (A + B (\varepsilon_{eq})^n) \left(1 + C \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{eq}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right) \quad (7.11)$$

et $T_f > T \geq T_t$:

$$\sigma(\varepsilon_{eq}, \dot{\varepsilon}_{eq}, T) = \underbrace{(A + B (\varepsilon_{eq})^n)}_{\text{Terme d'écrouissage}} \underbrace{\left(1 + C \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{eq}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right)}_{\text{Terme dynamique : } f_d} \underbrace{\left(1 - \left(\frac{T - T_t}{T_f - T_t} \right)^m \right)}_{\text{Terme d'adoucissement : } f_a} \quad (7.12)$$

Cette loi d'écoulement se décompose en trois termes, un terme d'écrouissage, un terme dynamique et un terme d'adoucissement :

- Le terme relatif à l'écrouissage correspond à la contrainte d'écoulement à vitesse de déformation constante ($\dot{\varepsilon}_{eq} = \dot{\varepsilon}_0$ et à température constante $T = T_t$). A est la contrainte d'écoulement à déformation plastique nulle et B et n sont respectivement les paramètres linéaire et non linéaire d'écrouissage.
- Le deuxième terme est un facteur multiplicatif noté f_d caractérisant le durcissement dynamique du matériau. Ce terme dépend donc de la vitesse de déformation plastique équivalente. C est le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation et $\dot{\varepsilon}_0$ est une vitesse de déformation de référence.
- Le troisième terme de la loi est un facteur noté f_a correspondant au phénomène d'adoucissement thermique. En dessous de la température de transition T_t , l'effet de la température sur la loi d'écoulement est négligé. Pour des températures comprises entre T_t et la température de fusion T_f , la contrainte d'écoulement diminue avec la température pour devenir nulle pour $T = T_f$. Au-delà de la température de fusion, la contrainte d'écoulement est pratiquement nulle. T_t est donc la température de transition à partir de laquelle on a un mécanisme d'adoucissement thermique et m l'exposant d'adoucissement thermique.

La figure 7.2 montre l'allure de l'évolution de ces trois termes en fonction des différentes variables.

Cette loi peut également s'écrire dans le cas d'une sollicitation de torsion et permet de relier la contrainte de cisaillement τ et la déformation de cisaillement γ :

En utilisant les relations suivantes :

$$\sigma_{eq} = \sqrt{3}\tau \quad \text{et} \quad \varepsilon_{eq} = \frac{\gamma^p}{\sqrt{3}} \quad (7.13)$$

et la loi de Johnson-Cook, on obtient l'expression de la contrainte de cisaillement :

$$\tau(\gamma^p, \dot{\gamma}^p, T) = (A' + B'(\gamma^p)^n) \left(1 + C' \ln \left(\frac{\dot{\gamma}^p}{\dot{\gamma}_0} \right) \right) \left(1 - \left(\frac{T - T_t}{T_f - T_t} \right)^m \right) \quad (7.14)$$

avec

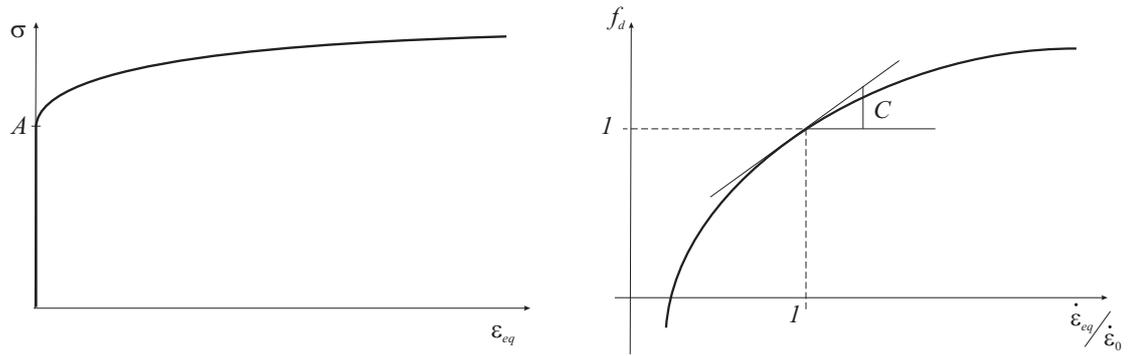
$$A' = \frac{A}{\sqrt{3}} \quad (7.15)$$

$$n' = n \quad (7.16)$$

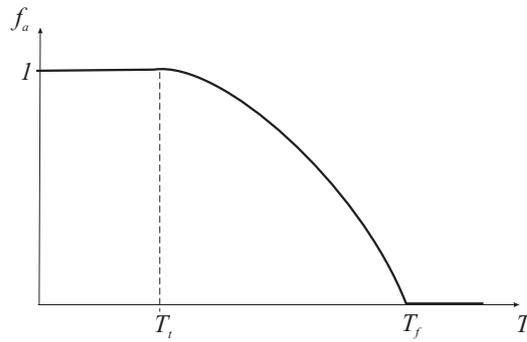
$$B' = \frac{B}{(\sqrt{3})^{n+1}} \quad (7.17)$$

$$C' = C \quad (7.18)$$

$$\dot{\gamma}_0 = \sqrt{3}\dot{\varepsilon}_0 \quad (7.19)$$



a) Terme d'écrouissage en fonction de ε_{eq} . b) Facteur dynamique en fonction de $\dot{\varepsilon}_{eq}$.



c) Facteur d'adoucissement en fonction de T .

FIG. 7.2 - Allure de l'évolution des différents termes de la loi de Johnson-Cook.

Terme de couplage thermoplastique

L'expression de la loi de comportement de Johnson-Cook permet de déterminer le terme de couplage thermoplastique $T \frac{\partial R}{\partial T} \dot{p}$ dans l'équation de la chaleur (équation 7.1).

Dans le domaine plastique, comme $R = \sigma(\varepsilon_{eq}, \dot{\varepsilon}_{eq}, T) - \sigma_e$, on a en considérant la limite d'élasticité indépendante de la température :

$$\frac{\partial R}{\partial T} = \frac{\partial \sigma(\varepsilon_{eq}, \dot{\varepsilon}_{eq}, T)}{\partial T} \quad (7.20)$$

En utilisant l'expression de la loi d'écoulement, il vient :

$$\frac{\partial R}{\partial T} = (A + B (\varepsilon_{eq})^n) f_d(\dot{\varepsilon}_{eq}) \frac{df_a}{dT} \quad (7.21)$$

$$= (A + B (\varepsilon_{eq})^n) f_d(\dot{\varepsilon}_{eq}) \frac{-1}{T_f - T_a} m \left(\frac{T - T_a}{T_f - T_a} \right)^{m-1} \quad (7.22)$$

Si l'on suppose le coefficient m proche de 1, on obtient :

$$\frac{\partial R}{\partial T} = (A + B (\varepsilon_{eq})^n) f_d(\dot{\varepsilon}_{eq}) \frac{-1}{T_f - T_a} \quad (7.23)$$

Le terme de couplage thermoplastique s'écrit donc :

$$\mathcal{P}_{\text{couplage}} = \frac{-T}{T_f - T_a} \sigma(\varepsilon_{eq}, \dot{\varepsilon}_{eq}, T_a) \dot{\varepsilon}_{eq} \quad (7.24)$$

Ce terme de couplage est négatif, il se soustrait donc du terme de dissipation. De plus, il devient important quand la température augmente et s'approche de la température de fusion. Cependant dans la suite de ce travail, nous le négligerons.

7.2.2 Identification des paramètres - Essais de comportement

Essais de comportement

Afin d'identifier les différents paramètres de la loi de Johnson-Cook présentée précédemment, nous avons effectué des essais de comportement en torsion statique et dynamique à différentes températures comprises entre l'ambiante et 300°C (tableau 7.1).

Tous les essais sont réalisés sur les barres d'Hopkinson en torsion. L'éprouvette de comportement est similaire à celle utilisée pour étudier le cisaillement adiabatique, mais elle ne comporte pas de réduction de section en son centre et elle possède une partie utile plus longue (5 mm au lieu de 2 mm) afin de limiter les effets de bord. Dans le cas des essais statiques, le frein n'est pas utilisé et la sollicitation est directement appliquée par le vérin. Les jauges placées sur les barres permettent de déterminer la contrainte appliquée et la déformation de l'éprouvette est mesurée directement avec un extensomètre optique. Pendant les essais en température, l'éprouvette est chauffée avec un four à image. Les résultats des essais statiques et dynamiques sont dépouillés pour des déformations de cisaillement respectivement inférieures à 35% et 10%. Au-delà de ces valeurs de déformation, nous pouvons constater l'apparition de mécanismes d'endommagement du matériau non modélisés par la loi de Johnson-Cook.

Les figures 7.3 et 7.4 mettent en évidence le durcissement dynamique et l'adoucissement thermique lors des essais de comportement.

TAB. 7.1 - Essais de comportement effectués.

Référence d'essai	Vitesse de déformation de cisaillement en s^{-1}	Température en $^{\circ}C$
S1	0,097	20
S2	0,104	20
S3	0,101	20
D1	776	20
D2	571	20
D3	565	20
D4	406	20
T1	365	300
T2	222	300
T3	301	230

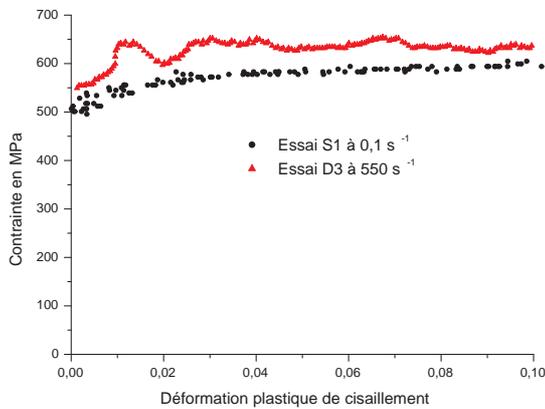


FIG. 7.3 - Mise en évidence expérimentale du durcissement dynamique.

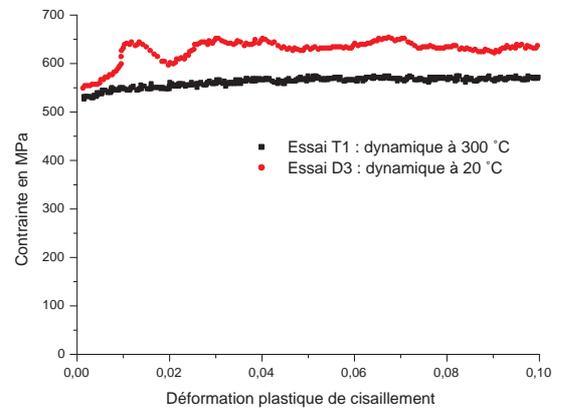


FIG. 7.4 - Mise en évidence expérimentale de l'adoucissement thermique.

Identification des paramètres d'écrouissage

Les paramètres A' , B' , et n du terme d'écrouissage de la loi de Johnson-Cook sont identifiés à partir des essais statiques à température ambiante (essais S1, S2 et S3). On choisit alors la vitesse de déformation $\dot{\gamma}_0$ de référence égale à la vitesse de déformation des essais statiques soit $0,1 s^{-1}$ et la température de transition T_t égale à la température ambiante ($20^\circ C$) ce qui permet de prendre toujours en compte l'adoucissement thermique lors de nos essais. On suppose également que la température augmente suffisamment peu pendant l'essai statique pour que les effets de l'adoucissement thermique puissent être négligés : l'élévation de la température lors d'un essai statique est majorée par la température d'un essai identique mais considéré comme adiabatique que l'on peut quantifier avec la relation $\Delta T = \frac{\beta \tau}{\rho C} \Delta \gamma$ avec β , $\tau = 600 MPa$ et $\gamma = 0,35$ soit $\Delta T = 65^\circ C$. La figure 7.4 montre qu'une augmentation de $280^\circ C$ de la température provoque une diminution de la contrainte d'écoulement de moins de $100 MPa$. En supposant que l'évolution de la diminution de contrainte varie linéairement avec la température, une variation de $\Delta T = 65^\circ C$ provoquera une diminution de contrainte de $23 MPa$ soit une erreur de moins de 4%. Nous considérerons cette diminution comme négligeable devant les évolutions de contrainte dues à l'écrouissage.

Une méthode de minimisation sur l'ensemble des essais statiques (S1, S2 et S3) permet de déterminer les paramètres A' , B' , et n . On obtient :

$$A' = 500 MPa, \quad B' = 160 MPa \quad \text{et} \quad n = 0,25 \quad (7.25)$$

La figure 7.5 représente l'évolution expérimentale de la contrainte avec la déformation plastique lors de l'essai S1 et sa modélisation avec la loi de Johnson-Cook. Ce type de loi est donc bien adapté au comportement statique de l'alliage de titane TA6V et sera donc utilisé dans notre simulation numérique.

Identification des paramètres dynamiques

Les paramètres A' , B' , et n étant identifiés à partir d'un essai statique à une vitesse de déformation de $0,1 s^{-1}$, on pose donc la vitesse de déformation de référence $\dot{\gamma}_0$ égale à $0,1 s^{-1}$. Pour déterminer le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation C' , on utilise les essais dynamiques à température ambiante (essais D1, D2, D3 et D4).

La contrainte d'écoulement τ lors d'un essai dynamique pour une déformation plastique $\gamma^p = 10\%$ à la température ambiante peut s'écrire à partir de l'équation 7.12 sous la forme :

$$\tau = (A' + B' (\gamma^p)^n) \left(1 + C' \ln \left(\frac{\dot{\gamma}^p}{\dot{\gamma}_0} \right) \right) \quad \text{avec} \quad \gamma^p = 10\% \quad (7.26)$$

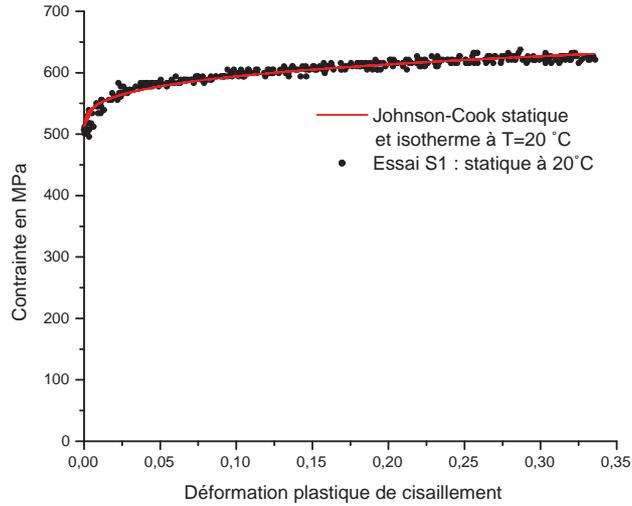


FIG. 7.5 - Identification des paramètres d'écrouissage ; comparaison avec l'essai statique S1 ($\dot{\gamma}^p = 0,1 \text{ s}^{-1}$ et $T = 20^\circ\text{C}$).

En posant $\tau_{10\%} = A' + B'(\gamma^p)^n$ avec $\gamma^p = 10\%$ on obtient :

$$\frac{\tau - \tau_{10\%}}{\tau_{10\%}} = C' \ln \left(\frac{\dot{\gamma}^p}{\dot{\gamma}_0} \right) \quad (7.27)$$

La figure 7.6 représente la variation relative de la contrainte $\frac{\tau - \tau_{10\%}}{\tau_{10\%}}$ en fonction de $\ln \left(\frac{\dot{\gamma}^p}{\dot{\gamma}_0} \right)$ pour les quatre essais dynamiques de comportement D1, D2, D3 et D4. Comme pour $\dot{\gamma}^p = \dot{\gamma}_0$, on a $\tau_{10\%} = \tau$, la variation relative de la contrainte $\frac{\tau - \tau_{10\%}}{\tau_{10\%}}$ et le terme $\ln \left(\frac{\dot{\gamma}^p}{\dot{\gamma}_0} \right)$ valent donc zéro. Ceci permet de rajouter un point supplémentaire sur la figure 7.6.

La figure 7.6 met bien en évidence un durcissement dynamique du TA6V. Bien que l'on n'ait pas de valeurs expérimentales pour des vitesses intermédiaires, nous supposons une relation linéaire entre $\frac{\tau - \tau_{10\%}}{\tau_{10\%}}$ et $\ln \left(\frac{\dot{\gamma}^p}{\dot{\gamma}_0} \right)$ et nous effectuons une régression linéaire pour obtenir la valeur de C' . On trouve :

$$C' = 0,008 \quad (7.28)$$

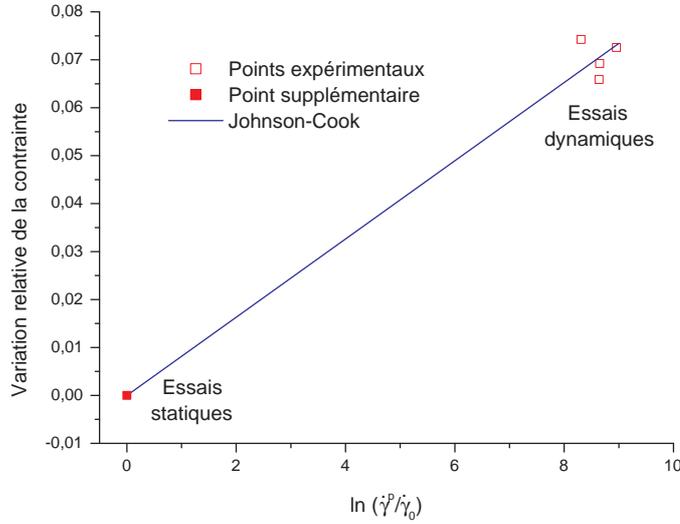


FIG. 7.6 - Identification du coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation à partir des essais D1, D2, D3 et D4.

Identification des paramètres d'adoucissement thermique

Pour déterminer le paramètre m lié à l'adoucissement thermique, nous utilisons les essais dynamiques à 230°C (essai T1) et 300°C (essais T2 et T3). La loi de Johnson-Cook permet d'exprimer la contrainte d'écoulement pour une déformation plastique de 10% en fonction de la température et de la vitesse de déformation.

$$\tau = \tau_{10\%} f_d \left(1 - \left(\frac{T - T_t}{T_f - T_t} \right)^m \right) \quad (7.29)$$

avec $f_d = \left(1 + C' \ln \left(\frac{\dot{\gamma}^p}{\dot{\gamma}_0} \right) \right)$ le facteur multiplicatif tenant compte du durcissement dynamique.

On obtient donc :

$$\frac{\tau_{10\%} f_d - \tau}{\tau_{10\%} f_d} = (\theta^*)^m \quad \text{avec} \quad \theta^* = \frac{T - T_t}{T_f - T_t} \quad (7.30)$$

La température de fusion T_f du TA6V est égale à 1670°C et lors de l'identification du terme statique de la loi de Johnson-Cook, nous avons également choisi une température de transition égale à 20°C. La figure 7.7 représente le logarithme de la variation relative de contrainte en fonction du logarithme de θ^* pour les essais

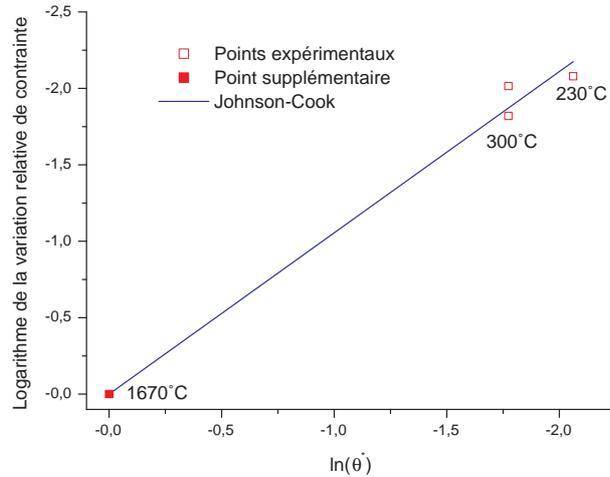


FIG. 7.7 - Identification de l'exposant d'adoucissement thermique.

dynamiques en température (essais T1, T2 et T3). Pour $T = T_f$, la loi de Johnson-Cook impose que la contrainte d'écoulement soit nulle. Pour $\ln \theta^* = 0$, le logarithme de la variation relative de contrainte $\ln \frac{\tau_{10\%} f_d - \tau}{\tau_{10\%} f_d}$ est également nul. Ceci permet de rajouter un point supplémentaire sur la figure 7.7.

La figure 7.7 met bien en évidence un adoucissement thermique du TA6V. Bien que l'on n'ait pas de valeurs expérimentales pour des températures comprises entre 300°C et 1670°C, nous supposons une relation linéaire entre $\ln \frac{\tau_{10\%} f_d - \tau}{\tau_{10\%} f_d}$ et $\ln \theta^*$, et nous effectuons une régression linéaire pour déterminer le coefficient m . On trouve :

$$m = 1,055 \quad (7.31)$$

Conclusion

Nous avons identifié dans les paragraphes précédents une loi de comportement de type Johnson-Cook à partir d'essais de torsion statiques et dynamiques à différentes températures. Les paramètres identifiés sont donnés dans le tableau 7.2 dans le cas général ($\sigma(\varepsilon_{eq}, \dot{\varepsilon}_{eq}, T)$) et dans le cas particulier d'une sollicitation de cisaillement ($\tau(\gamma^p, \dot{\gamma}^p, T)$).

TAB. 7.2 - Paramètres de la loi de Johnson-Cook.

a) Cas général		b) Cas du cisaillement	
Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
A	866 MPa	A'	500 MPa
B	318 MPa	B'	160 MPa
n	0,25	n	0,25
C	0,008	C'	0,008
$\dot{\epsilon}_0$	$5,77 \cdot 10^{-2} s^{-1}$	$\dot{\gamma}_0$	$0,1 s^{-1}$
T_t	20°C	T_t	20°C
T_f	1670°C	T_f	1670°C
m	1,055	m	1,055

7.3 Le calcul par éléments finis

Après avoir mis en équation le problème de cisaillement adiabatique puis choisi et identifié une loi d'écoulement plastique, nous allons à présent résoudre le problème avec un code de calcul éléments finis. Dans les paragraphes suivants, nous allons détailler le maillage ainsi que l'algorithme de calcul choisis.

7.3.1 Maillage

Dans le cas des phénomènes de localisation de la déformation, d'importants gradients de déformation, de température et de vitesse de déformation apparaissent dans la structure. Il est donc nécessaire d'avoir un maillage suffisamment raffiné dans les zones où va se développer la bande de cisaillement adiabatique. Une vue générale du maillage que nous avons choisi est présentée sur la figure 7.8.

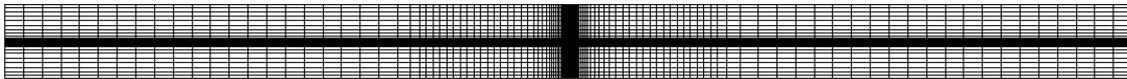


FIG. 7.8 - Vue générale du maillage de l'éprouvette de torsion.

Dans notre cas, la taille des éléments situés au centre de la partie utile est égale à $10 \mu m$ et est donc inférieure à la taille d'une bande mesurée expérimentalement ($10 \mu m$ à $20 \mu m$ dans le TA6V). Plus l'on s'éloigne du défaut plus la dimension des mailles augmente. Un maillage globalement plus raffiné avec une taille de maille de $5 \mu m$ a montré les résultats du calcul restaient inchangés [56]. Dans la suite de

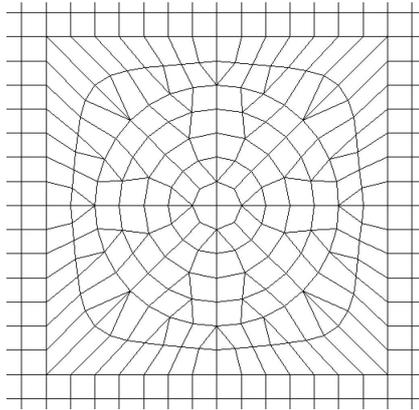


FIG. 7.9 - Maillage au voisinage du défaut.

l'étude nous utiliserons le premier maillage éléments finis qui compte environ 4000 éléments.

Au voisinage du défaut, le maillage intègre la topologie des différentes tailles de défauts que nous avons choisies (figure 7.9). L'intérêt principal de ce type de discrétisation réside dans le fait que le maillage reste identique lorsqu'on change la taille du défaut et ce qui permet donc de supprimer d'éventuelles influences du maillage lors de la comparaison des résultats.

7.3.2 Caractéristiques du calcul

Des calculs thermomécaniques fortement couplés avec prise en compte de la conduction ont été effectués avec le code de calcul éléments finis Abaqus Explicit version 6.3. Les éléments choisis sont de type CPS3RT et CPS4RT (éléments plaque à 3 ou 4 noeuds en contrainte plane avec prise en compte de la température). Le comportement du matériau est élasto thermoviscoplastique avec une loi d'écoulement plastique de type Johnson-Cook.

Les différentes valeurs numériques des propriétés thermomécaniques du TA6V utilisées sont présentées dans le tableau 7.3.

7.4 Résultats du modèle

7.4.1 Historique de la formation de la bande

La figure 7.10 montre l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la déformation plastique de cisaillement nominale. La taille et l'amplitude du défaut introduit valent respectivement $40\ \mu\text{m}$ et 5%. On constate sur la courbe contrainte

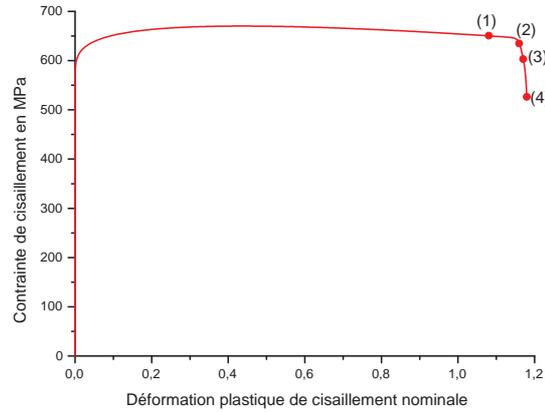


FIG. 7.10 - Courbe contrainte déformation nominale pour un défaut de $40\ \mu\text{m}$ de diamètre et de 5% d'amplitude ($V = 3\ \text{ms}^{-1}$ soit $\dot{\gamma} = 1500\ \text{s}^{-1}$).

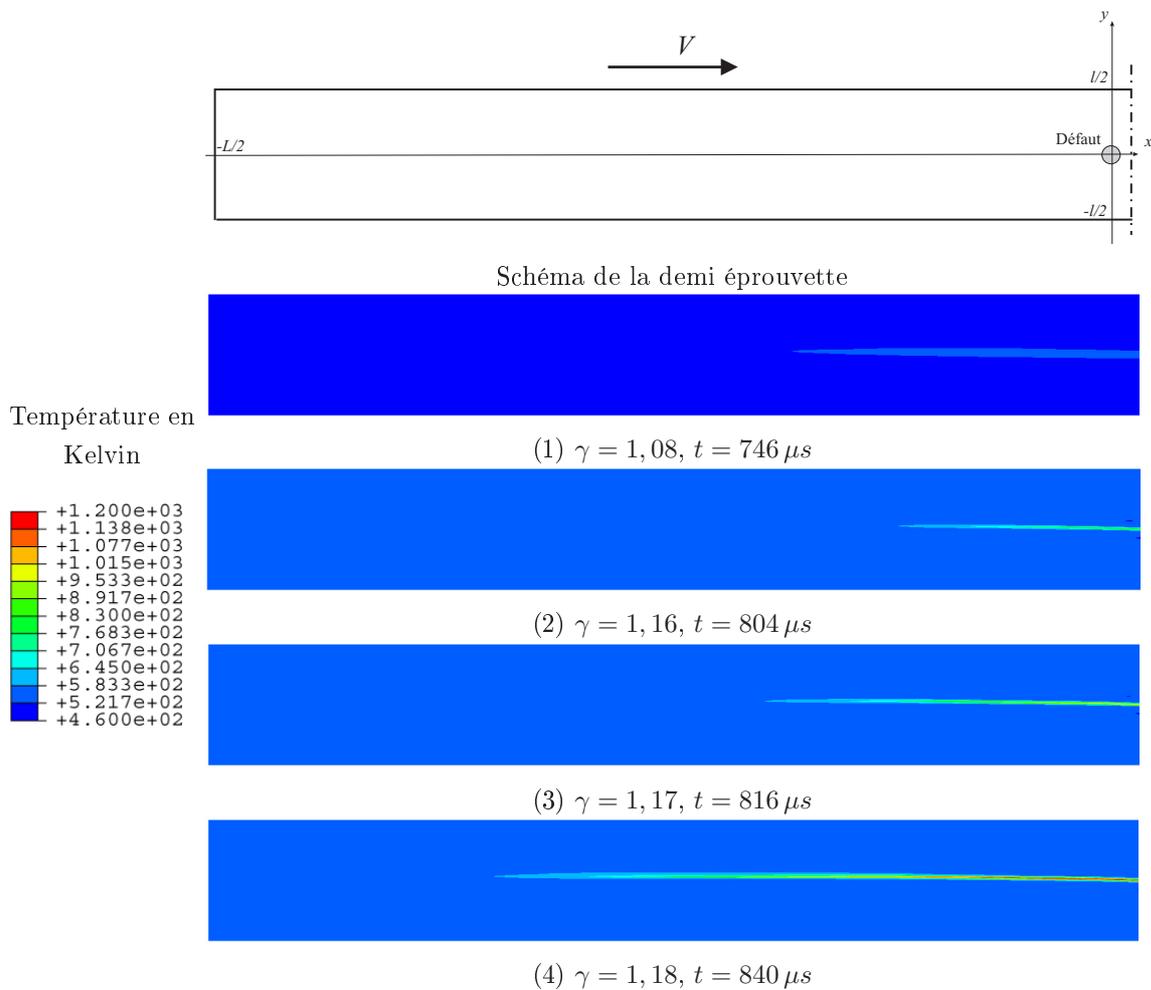


FIG. 7.11 - Historique de la formation de la bande de cisaillement pour un défaut de $40\ \mu\text{m}$ de diamètre et de 5% d'amplitude ($V = 3\ \text{ms}^{-1}$ soit $\dot{\gamma} = 1500\ \text{s}^{-1}$).

TAB. 7.3 - Propriétés thermomécaniques du TA6V.

Propriété	Notation	Valeur
Coefficient de Taylor-Quinney	β	0,9
Capacité calorifique massique	C	$656 JK^{-1}kg^{-1}$
Conductivité thermique	λ	$9 Wm^{-1}K^{-1}$
Masse volumique	ρ	$4400 kgm^{-3}$
Module de Young	E	$105000 MPa$
Coefficient de Poisson	ν	0,34
Vitesse de sollicitation	V	$3 ms^{-1}$
Température initiale	T_0	$20^{\circ}C$

déformation la présence d'un maximum pour une déformation de 40% correspondant au début de l'instabilité plastique. Il apparaît une chute brutale de la contrainte de cisaillement pour une déformation plastique de 120%.

La figure 7.11 présente les champs de température à différents instants repérés sur la courbe contrainte déformation de la figure 7.10 (points (1), (2), (3) et (4)). Le champ de température étant symétrique par rapport au centre du défaut O, seule une demi éprouvette est représentée. On peut remarquer sur le premier champ (1), une faible hétérogénéité du champ de température au voisinage du défaut. Le deuxième champ (2) montre l'amorçage à partir du défaut d'une bande de cisaillement adiabatique caractérisée par une forte hétérogénéité de la température sous forme d'une fine bande. Les deux derniers champs (3 et 4) montrent l'évolution de cette bande et mettent en évidence sa propagation le long de la demi éprouvette de droite à gauche.

7.4.2 Champs de vitesse et de contrainte

La figure 7.12 permet de comparer les champs de vitesse suivant x (v_x), de température et de contrainte de cisaillement τ en configuration déformée à l'instant $t_4 = 840 \mu s$ (point (4) sur la figure 7.10). Le diamètre du défaut est de $40 \mu m$ et son amplitude vaut 5%.

En amont de la bande de cisaillement adiabatique (côté gauche), le profil de vitesse v_x possède une répartition affine suivant la direction y (profil de Couette). Au contraire en aval du front de propagation de la bande (côté droit), la vitesse est constante de part et d'autre de la bande et présente un fort gradient à travers celle-ci (mouvement de corps rigide). Le champ de température en configuration déformée montre une forte hétérogénéité de la température au niveau de la bande. Des températures maximales de l'ordre de $1000^{\circ}C$ sont atteintes dans la partie de

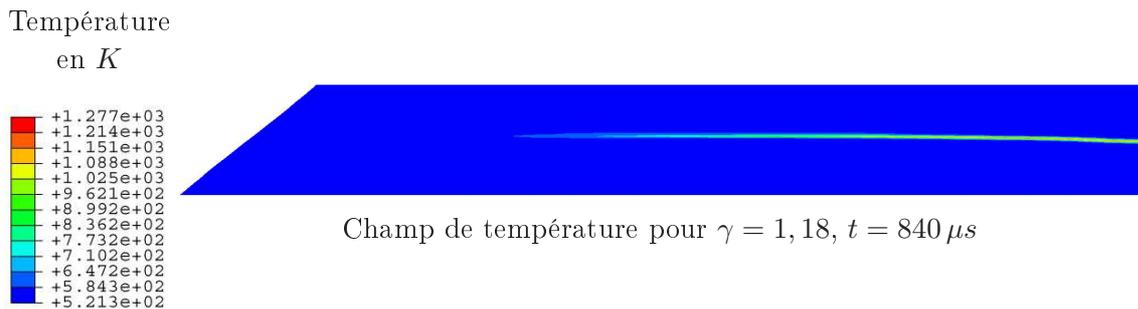
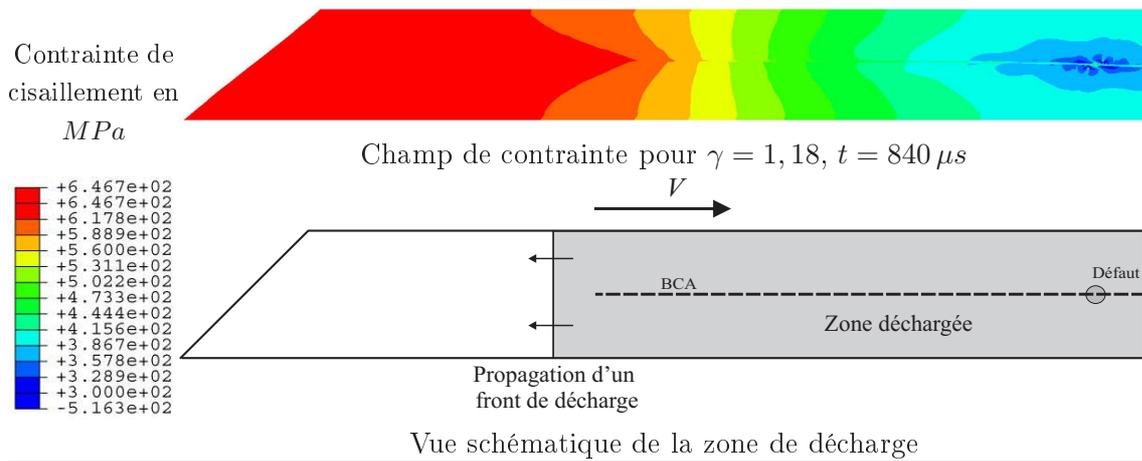
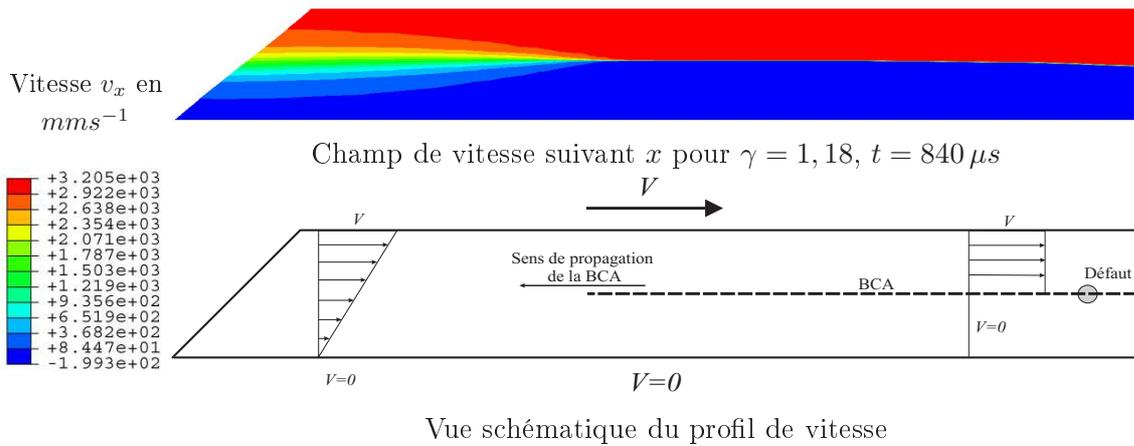


FIG. 7.12 - Champ de vitesse, de contrainte et de température dans une demi éprouvette à l'instant $t_4 = 840 \mu\text{s}$ (défaut de diamètre $40 \mu\text{m}$ et d'amplitude 5% ; vitesse de $V = 3 \text{ s}^{-1}$ soit $\dot{\gamma} = 1500 \text{ ms}^{-1}$).

la bande située au voisinage du défaut.

Le champ de contrainte présenté sur la figure 7.12 montre que la propagation de la bande s'accompagne d'un front de décharge se déplaçant à la même vitesse que la bande. Dans la zone déchargée, les contraintes sont de l'ordre de 380 MPa alors que dans la zone non déchargée, elles sont de l'ordre de 650 MPa .

7.4.3 Influence du défaut sur la BCA

Pour déterminer l'influence du défaut, des calculs ont été menés pour différents diamètres de défaut (de $20\ \mu\text{m}$ à $100\ \mu\text{m}$ avec un pas de $20\ \mu\text{m}$) et différentes amplitudes (1 à 5% avec un pas de 1%). Dans les paragraphes suivants, nous allons étudier plus particulièrement l'effet de ces deux paramètres d'une part sur la déformation à la localisation et d'autre part sur la vitesse de propagation de la bande.

Effet sur la déformation à la localisation

L'amorçage d'une bande de cisaillement est caractérisée par une chute brutale de la contrainte. Pour comparer l'influence de différents défauts, on définit alors la déformation plastique à la localisation comme la déformation plastique obtenue lorsque le taux de contrainte est égal à $-100\text{ GPa}\cdot\text{s}^{-1}$. La figure 7.13 représente l'évolution de la contrainte et du taux de contrainte en fonction de la déformation.

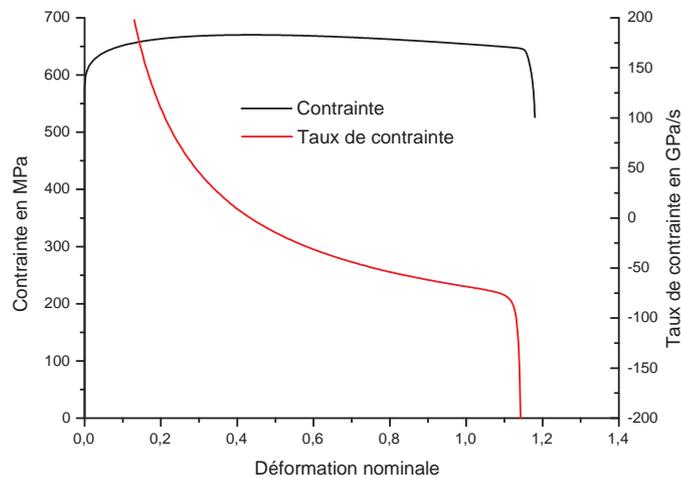


FIG. 7.13 - Evolution du taux de contrainte : définition de la déformation à la localisation (défaut de diamètre $40\ \mu\text{m}$ et d'amplitude 5%).

Comme nous pouvons le constater sur la figure 7.14, la chute de contrainte dépend de l'amplitude du défaut. L'évolution de la déformation à la localisation en fonction de l'amplitude du défaut pour un diamètre fixé à $100 \mu m$ est donnée sur la figure 7.15. Elle montre que plus l'amplitude du défaut est faible plus la localisation survient pour une déformation plastique grande. Pour des amplitudes de défauts comprises entre 1% et 5%, la déformation à la localisation varie entre environ 90% et 120%.

La figure 7.16 montre l'évolution de la déformation à la localisation pour différents diamètres de défaut avec une même amplitude fixée à 5%. On peut constater que plus le défaut est petit plus la déformation à la localisation est retardée. Pour des défauts compris entre $20 \mu m$ et $100 \mu m$ la déformation à la localisation varie entre 90% et 133%.

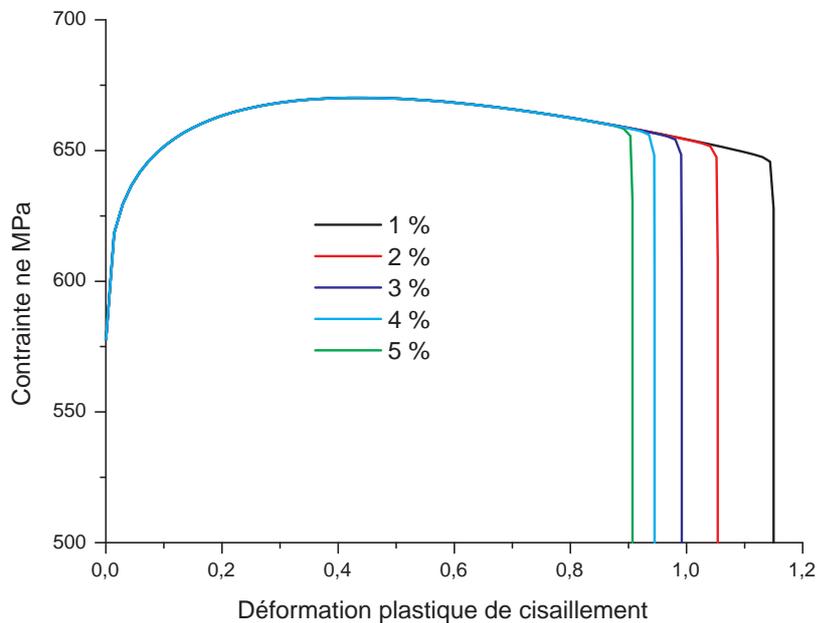


FIG. 7.14 - Courbe contrainte déformation pour différentes amplitudes de défaut.

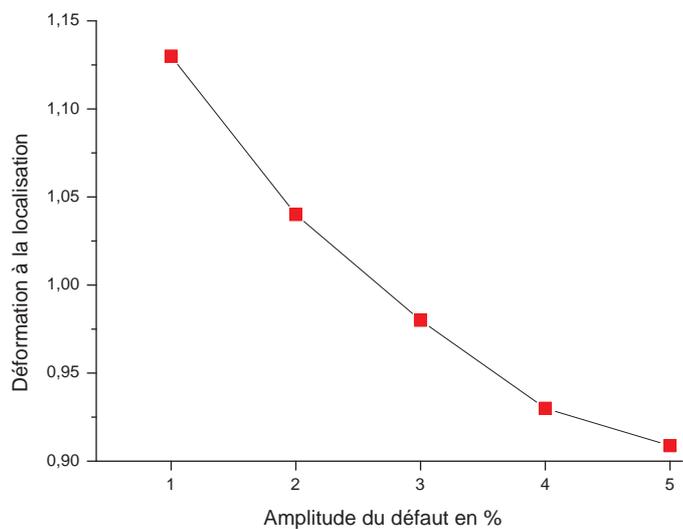


FIG. 7.15 - Effet de l'amplitude du défaut sur la déformation à la localisation (Taille de défaut fixée à $100\ \mu\text{m}$).

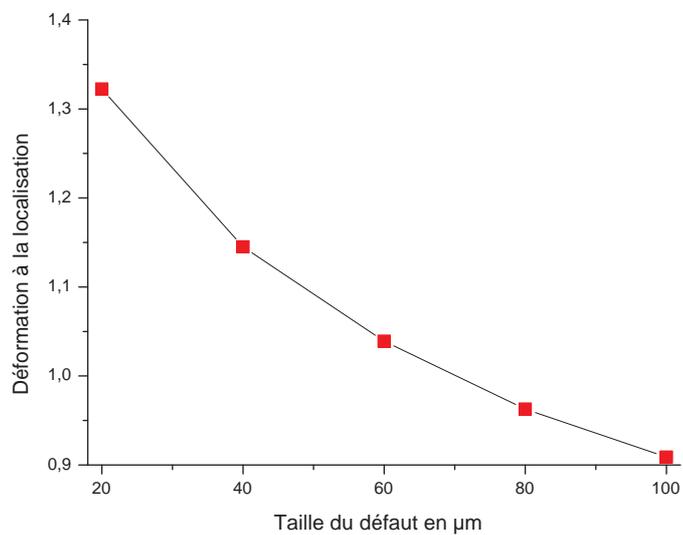
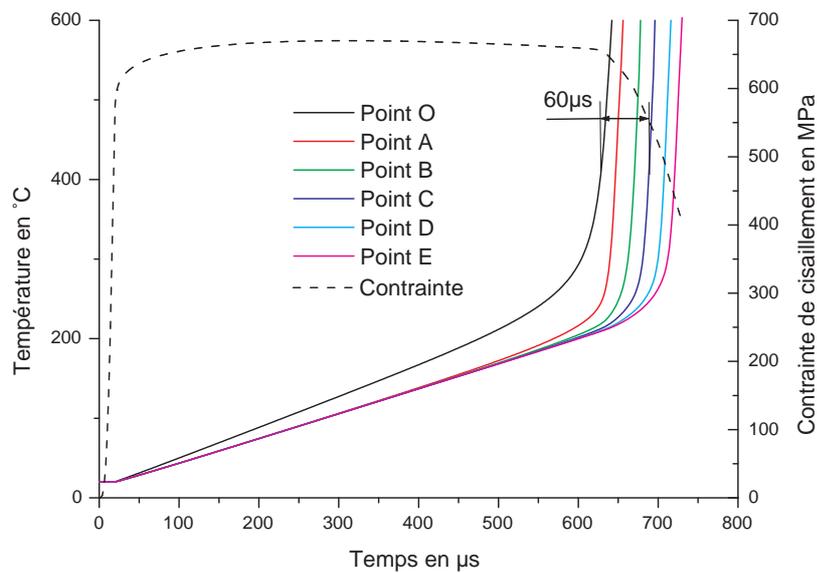


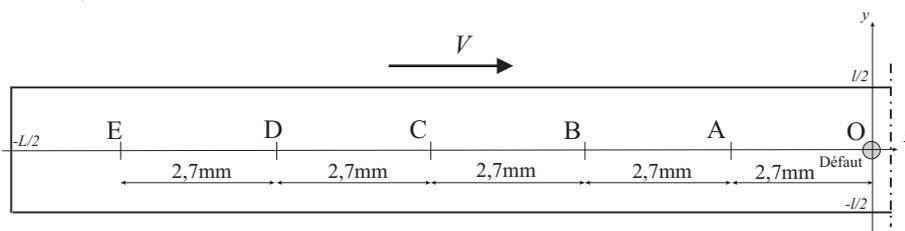
FIG. 7.16 - Effet du diamètre du défaut sur la déformation à la localisation (Amplitude de défaut fixée à 5%).

Effet sur la vitesse de propagation

Dans le paragraphe 7.4.1, nous avons souligné le phénomène de propagation de la bande de cisaillement. La figure 7.17 montre l'évolution de la température aux points O, A, B, C, D et E placés le long de la partie utile de l'éprouvette pour un diamètre de défaut de $100\ \mu\text{m}$ et une amplitude de 5%. Le décalage entre les évolutions de température permet de quantifier des durées de propagation entre les différents points.



a) Evolution de la température au points O, A, B, C, D et E.



b) Vue schématique de l'éprouvette : définition des points O, A, B, C, D et E.

FIG. 7.17 - Evolution de la température en différents points régulièrement espacés le long de la partie utile de l'éprouvette (défaut de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre et de 5% d'amplitude).

On peut d'abord remarquer que la vitesse de propagation de la bande n'est pas constante au cours du temps : juste après l'amorçage de la bande, la vitesse de propagation entre les points A et B est de l'ordre de 114 m s^{-1} alors que quand la bande atteint l'extrémité gauche de la demi éprouvette, elle vaut 196 m s^{-1} entre les points D et E. La bande n'a donc pas le temps d'atteindre une vitesse de propagation stationnaire. Dans le cas de petits défauts (faible amplitude ou faible diamètre), une vitesse de bande constante semble être atteinte plus rapidement. Comme nous l'avons dans le chapitre 2.3 de la première partie, la vitesse de la bande en régime stationnaire ne dépend pas a priori des caractéristiques du défaut. Le régime stationnaire de propagation d'une BCA est atteint beaucoup plus rapidement dans le cas d'un petit défaut que dans le cas d'un amorçage par un gros défaut.

Dans la suite, nous déterminerons une vitesse moyenne correspondant à la durée entre le moment où il y a amorçage de la bande au niveau du défaut et le moment où elle atteint la moitié de la demi éprouvette (point C). Dans le cas d'un défaut de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre et de 5% de déformation, la durée entre l'amorçage en O et le passage au point C vaut $60\ \mu\text{s}$ (figure 7.17a). La vitesse moyenne correspondante est égale à 130 m s^{-1} . Pour définir cette durée et cette vitesse, on considère que la bande passe en un point de la surface de l'éprouvette, si la température atteint 400°C en ce point.

Les figures 7.18 et 7.19 montrent l'évolution de cette vitesse de propagation moyenne en fonction du diamètre du défaut et de son amplitude.

Ces valeurs de vitesses sont du même ordre de grandeur que celles trouvées par Batra et Zhang [6]. **On peut remarquer que plus les défauts ont une faible amplitude ou une petite dimension plus la vitesse moyenne de propagation de bande augmente.**

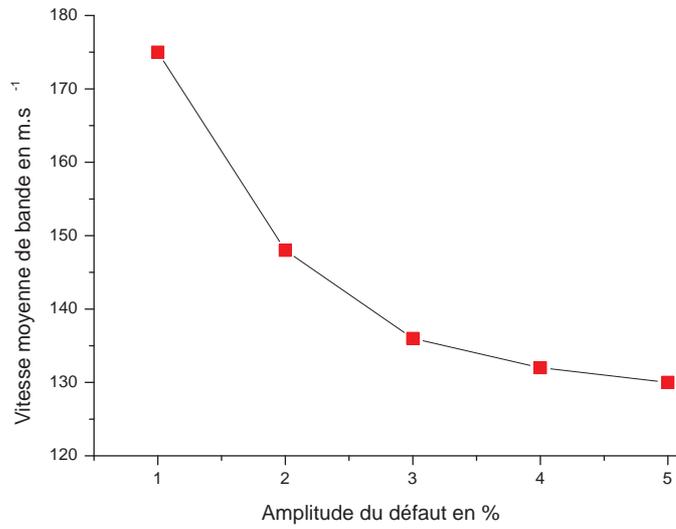


FIG. 7.18 - Effet de l'amplitude du défaut sur la vitesse de propagation moyenne de la BCA (Taille de défaut fixée à 100 μm).

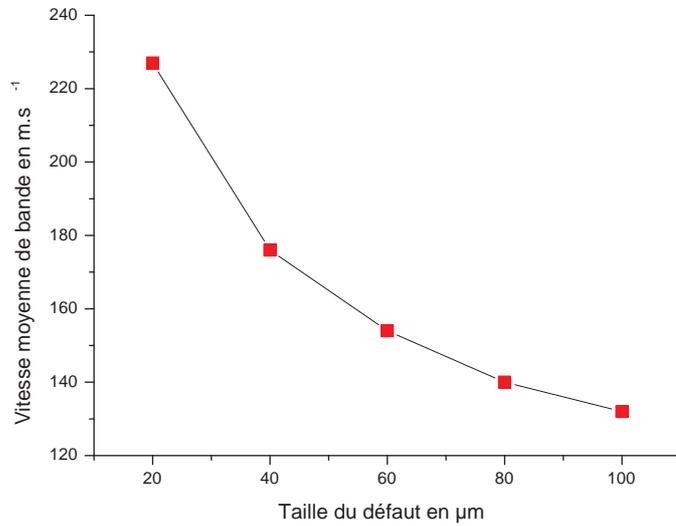


FIG. 7.19 - Effet du diamètre du défaut sur la vitesse de propagation moyenne de la BCA (Amplitude du défaut fixée à 5%).

7.4.4 Conclusion

L'étude numérique du cisaillement adiabatique dans les mêmes conditions que notre expérience de torsion montre que les petits défauts (en taille et en amplitude) ont tendance d'une part à retarder la déformation à localisation et d'autre part à augmenter la vitesse de propagation de la bande amorcée. Il existe donc une compétition entre gros et petits défauts : un gros défaut va amorcer une BCA pour une déformation plus faible mais cette bande se propagera lentement et au contraire un petit défaut va amorcer une BCA pour une déformation plus grande mais cette bande se propagera rapidement. Le tableau 7.4 quantifie les durées nécessaires à l'amorçage et à la propagation jusqu'à la moitié de l'éprouvette de la bande pour trois défauts particuliers. Dans le cas des trois défauts étudiés, c'est celui de diamètre $100\ \mu m$ et d'amplitude 5% qui présente une durée de développement de la BCA (somme des durées d'amorçage et de propagation) la plus courte. C'est le défaut le plus critique.

TAB. 7.4 - Recherche du défaut critique.

Taille Amplitude	Différents défauts considérés		
	$20\ \mu m$ 5%	$100\ \mu m$ 5%	$100\ \mu m$ 1%
Déformation à localisation	1,3	0,9	1,13
Durée jusqu'à l'amorçage	$867\ \mu s$	$600\ \mu s$	$753\ \mu s$
Vitesse de propagation	$240\ m s^{-1}$	$130\ m s^{-1}$	$175\ m s^{-1}$
Durée de propagation	$33\ \mu s$	$62\ \mu s$	$46\ \mu s$
Durée totale	$900\ \mu s$	$662\ \mu s$	$799\ \mu s$

8 Analyse et discussion des résultats

8.1 Amorçage de bandes de cisaillement adiabatique

8.1.1 Prédiction de la déformation à la localisation

Au cours des différents essais de torsion dynamique que nous avons effectués, nous pouvons remarquer que la déformation à la localisation est assez reproductible (figure 8.1). Sa valeur moyenne vaut 0,56 avec un écart type de 0,044. On peut tenter, à partir de notre modèle numérique, de prédire cette déformation à la localisation. Ce modèle étant basé sur l'existence d'un défaut critique amorçant la bande de cisaillement adiabatique, il nécessite l'identification des deux paramètres concernant ce défaut : la taille et l'amplitude.

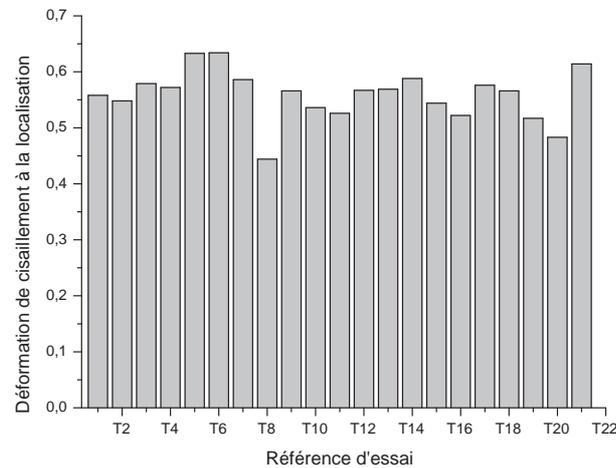


FIG. 8.1 - Déformation à la localisation ; dispersion des valeurs expérimentales.

Comme le rapport de la surface de l'éprouvette sur son volume est très grand, on peut a priori supposer que statistiquement les défauts de rugosité sont prédominants devant les défauts métallurgiques. Cette hypothèse peut également être justifiée par le fait qu'expérimentalement, on constate une diminution de la déformation à la localisation avec une augmentation de la rugosité de surface (figure 8.2). La déformation à la localisation est donc bien sensible à la rugosité. Entre un défaut métallurgique et un défaut de surface, nous avons donc choisi pour ce type d'éprouvette de privilégier l'étude des défauts de surface.

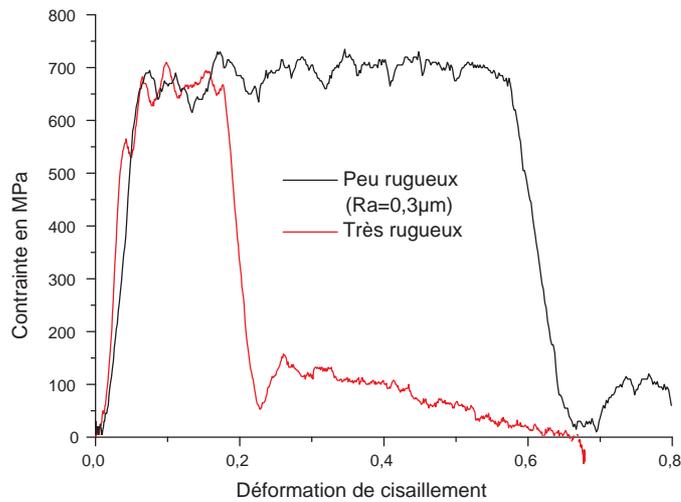


FIG. 8.2 - *Effet de la rugosité sur la déformation à la localisation.*

Pour caractériser les défauts de surface, nous avons réalisé des mesures de rugosité sur la partie utile de notre éprouvette avant sollicitation. Les figures 8.3 et 8.4 montrent respectivement le profil de la surface et sa transformée de Fourier. Le profil permet de quantifier la rugosité moyenne arithmétique notée Ra et une rugosité maximale notée Rm définie comme l'amplitude maximale des rugosités. Sur notre éprouvette, on mesure un Ra de $0,3 \mu m$ et une amplitude maximale d'environ $2,4 \mu m$. On en déduit alors une amplitude relative moyenne de $0,075\%$ et une amplitude maximale de $0,6\%$. L'amplitude relative de l'ensemble des défauts de notre surface est donc majorée par la valeur maximale de $0,6\%$.

La transformée de Fourier permet de déterminer la taille caractéristique des défauts et leur densité. Elle permet de mettre en évidence une diversité de taille de défauts. On peut constater la présence à la fois de très gros défauts (de taille supérieure à $100 \mu m$) et de très petits défauts (de taille inférieure à $10 \mu m$).

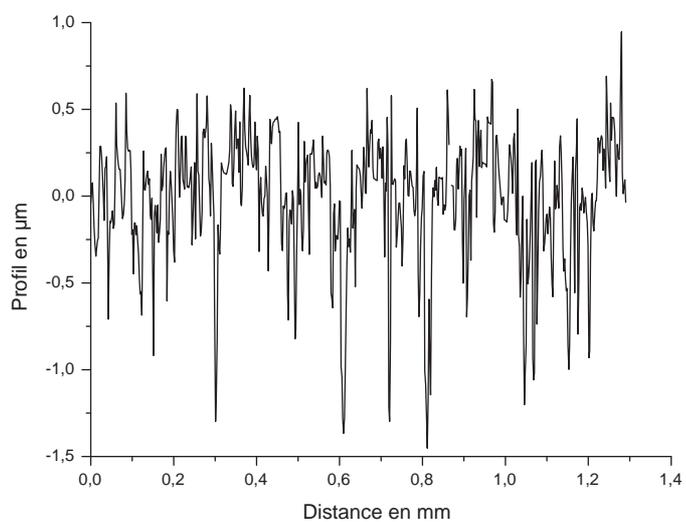


FIG. 8.3 - Profil de la surface le long de la partie utile de l'éprouvette.

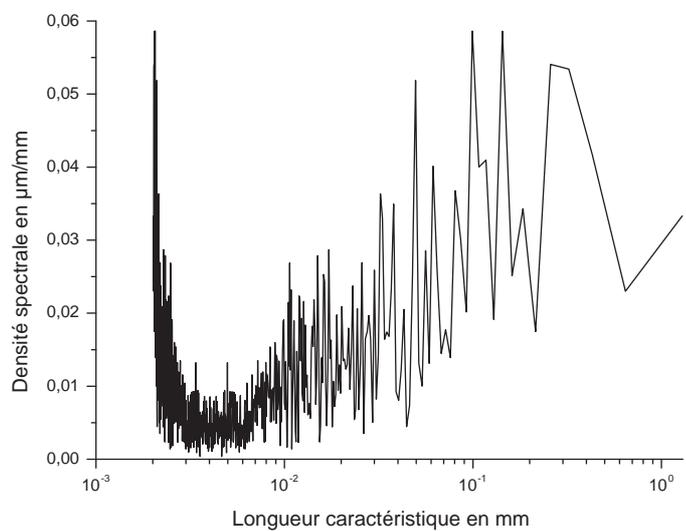


FIG. 8.4 - Transformée de Fourier du profil de surface.

Dans le cas d'un défaut de $100\ \mu\text{m}$ de diamètre et une amplitude de $0,6\%$, le calcul numérique donne une valeur de la déformation à la localisation supérieure à $1,13$. Cette déformation est bien supérieure à celle observée expérimentalement (en moyenne $0,56$: figure 8.1).

Plusieurs explications peuvent être avancées :

1. On ne peut pas négliger la réduction de section de l'éprouvette dans notre simulation numérique. Celle-ci peut certainement faire office de défaut de grande taille et avancer la déformation à la localisation. Pour tenir compte de cette réduction de section dans notre modélisation, il suffirait par exemple de choisir une épaisseur d'élément variable.
2. Le modèle du défaut critique à deux paramètres n'est pas assez précis pour rendre compte des concentrations locales de déformation plastique à l'échelle des rugosités (figure 8.6). Pour bien modéliser ces concentrations de déformation plastiques, il faudrait introduire dans notre modèle un défaut de rugosité réel de notre surface. Un tel modèle nécessite de prendre en compte des hétérogénéités de déformation dans l'épaisseur de toile de l'éprouvette et donc de faire un calcul tridimensionnel. On peut cependant imaginer résoudre ce problème en deux étapes : on effectuerait d'abord un premier calcul tridimensionnel avec modélisation d'un défaut réel que l'on interromprait juste avant l'amorçage de la BCA, pour évaluer les concentrations de déformation plastique et le volume caractéristique affecté. Ensuite, on effectuerait un deuxième calcul bidimensionnel analogue à celui que nous avons présenté dans le chapitre 7 avec des paramètres de défaut identifiés avec le calcul précédent. La taille du défaut serait prise égale à la dimension caractéristique du volume affecté et l'amplitude serait choisie de manière à avoir la même concentration de contrainte que dans le calcul tridimensionnel.
3. Il existe plusieurs défauts qui vont générer des concentrations de déformation plastique et vont interagir entre eux pendant la phase de déformation homogène avant l'amorçage de la bande. Le champ de température au voisinage d'un défaut (champ (1) de la figure 7.11) juste avant l'amorçage de la BCA montre effectivement une zone allongée autour du défaut où la température est légèrement supérieure au reste de l'éprouvette. Cette augmentation de température locale s'accompagne d'une augmentation de la déformation plastique autour du défaut qui pourrait activer d'autres défauts et les faire amorcer une BCA pour une déformation plastique plus faible (schéma de la figure 8.6).

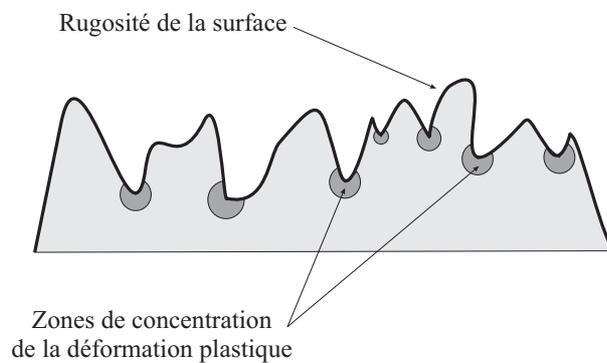


FIG. 8.5 - Zones de concentrations de contraintes à la surface de l'éprouvette.

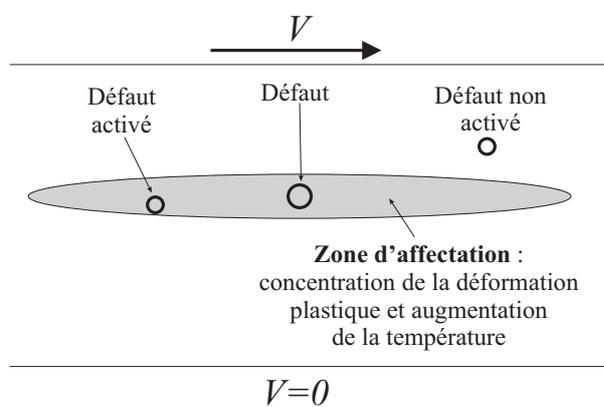


FIG. 8.6 - Interactions entre défauts avant amorçage d'une BCA.

8.1.2 Mécanismes de nucléation des BCA

Observation de l'amorçage des BCA

Une observation métallographique après sollicitation de l'éprouvette révèle toujours la présence d'une seule bande de cisaillement adiabatique qui s'étend sur seulement 80% à 90% de la circonférence de l'éprouvette. Comme notre dispositif de mesure ne visualise qu'un côté de la partie utile de l'éprouvette, on peut parfois observer un champ homogène de température. Ceci a été effectivement constaté lors de nos essais dynamiques. Dans les autres cas, on peut observer au moment de l'amorçage la présence d'une ou deux bandes au niveau de la zone de mesure de la barrette InSb. Les figures 8.7 et 8.8 montrent l'observation d'une BCA unique dans la zone observée lors de l'essai E4. Au contraire, la figure 8.9 permet de constater la présence d'une première bande au centre de la partie utile de l'éprouvette suivi d'une deuxième sur le côté de l'éprouvette quelques dizaines de microsecondes plus tard (essai E17). **Il semble donc fortement probable que plusieurs BCA s'amorcent simultanément.**

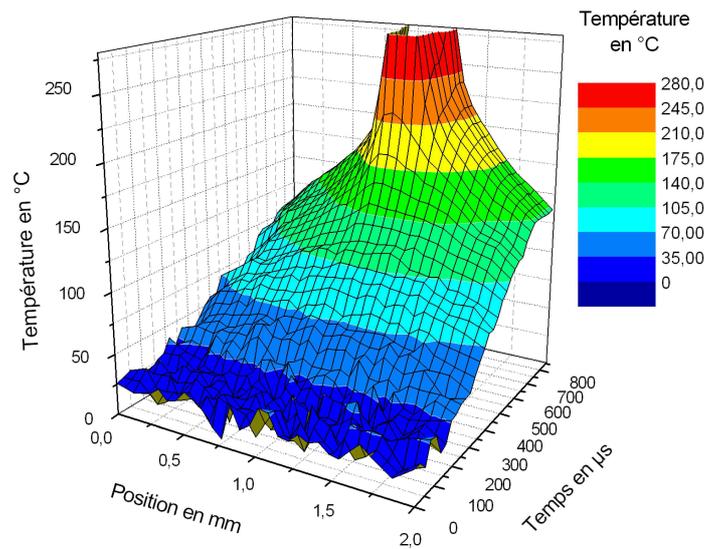


FIG. 8.7 - Observation de l'amorçage d'une bande : essai E4 (vue 3D).

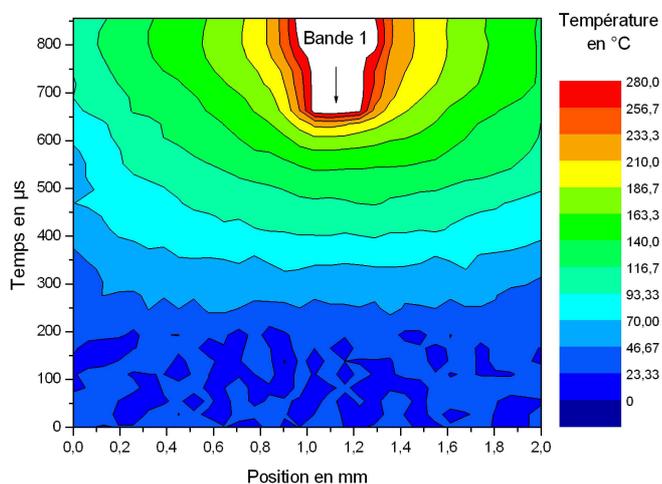


FIG. 8.8 - Observation de l'amorçage d'une bande : essai E4 (cartographie).

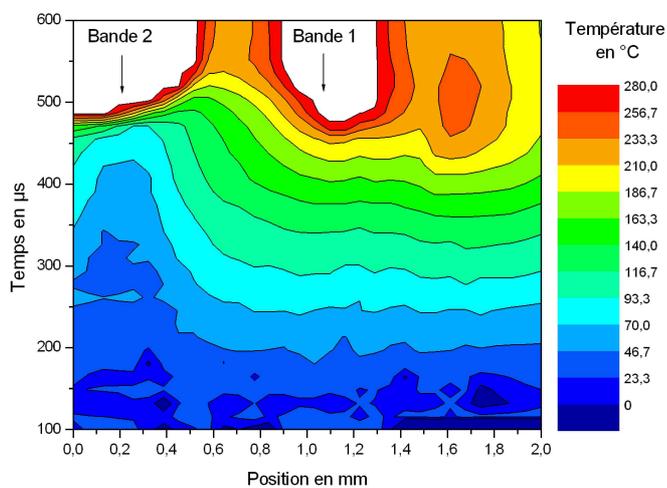


FIG. 8.9 - Observation de l'amorçage de deux bandes : essai E17 (cartographie).

Décalage temporel entre la chute de contrainte et l'augmentation rapide de la température

On peut constater lors des essais de torsion dynamique la présence d'un décalage temporel entre la chute de contrainte au moment de la localisation de la déformation et l'augmentation rapide de la température dans la BCA. Les essais E14 et E17 mettent en évidence respectivement un décalage inférieur à une microseconde (figure 8.10) et un décalage de $44 \mu s$ (figure 8.11). Le graphique de la figure 8.12 montre le décalage mesuré sur l'ensemble des essais réalisés quand il a pu être déterminé. Le décalage ne peut être effectivement par mesuré quand la bande se produit à l'opposé de la zone d'observation. La valeur de $44 \mu s$ représente donc le décalage maximal mesuré expérimentalement.

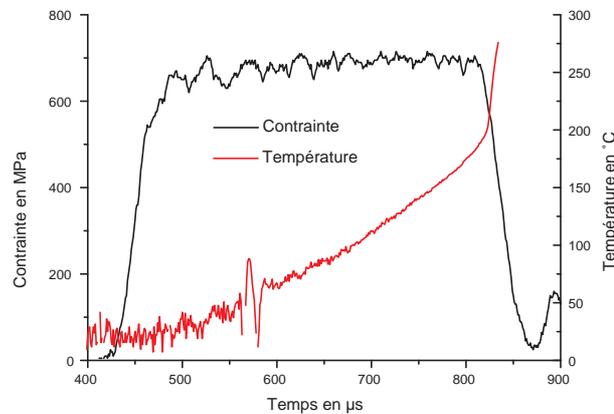


FIG. 8.10 - Décalage entre la chute de contrainte et l'augmentation de température : essai E14.

Par comparaison, le modèle numérique supposant l'existence d'un seul défaut de diamètre $100 \mu m$ et d'amplitude 5% nous donne un décalage maximum de $98 \mu s$ qui correspond à environ deux fois plus que la valeur expérimentale. Compte tenu du nombre réduit d'essais, il semble normal de ne pas mesurer expérimentalement la valeur de $98 \mu s$ (figure 8.13). L'impossibilité de propagation de la bande suivant tout la circonférence de l'éprouvette ne permet pas d'accéder expérimentalement aux valeurs maximales du décalage. De plus, si le défaut critique a une taille inférieure à $100 \mu m$ et une amplitude inférieure à 5%, la vitesse de propagation moyenne de la BCA augmente et donc le décalage temporel maximum théorique devient inférieur à $96 \mu s$. Ces résultats semblent montrer que, bien que l'on mette en évidence l'amorçage de plusieurs bandes, il y en a réellement une seule qui va se propager le long de la quasi totalité de la circonférence de l'éprouvette.

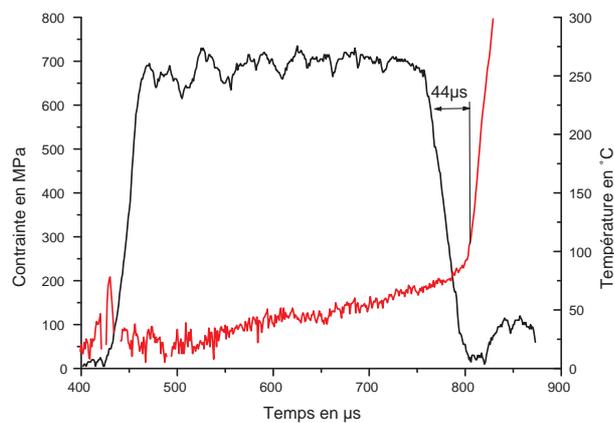


FIG. 8.11 - Décalage entre la chute de contrainte et l'augmentation de température : essai E17.

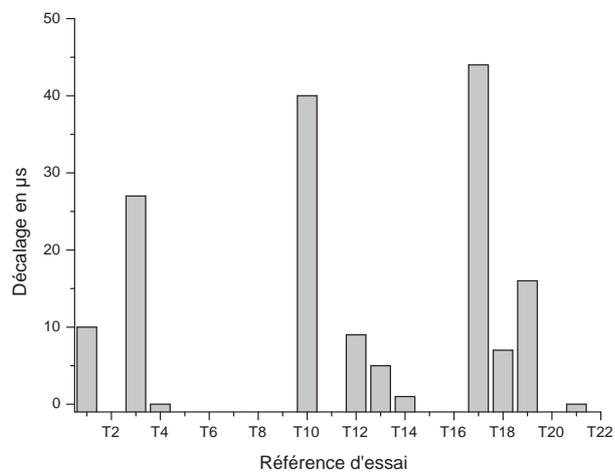


FIG. 8.12 - Décalages mesurés lors des essais.

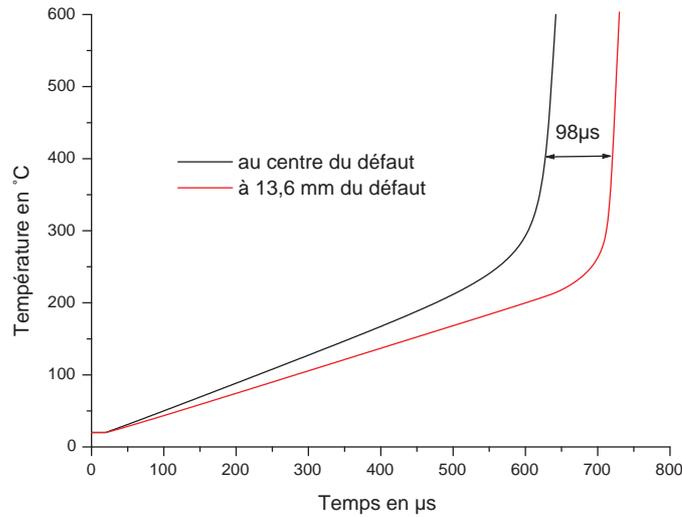


FIG. 8.13 - Décalage entre la chute de contrainte et l'augmentation de température : modélisation (défaut de diamètre $40\ \mu\text{m}$ et d'amplitude 5% ; vitesse de $V = 3\ \text{s}^{-1}$ soit $\dot{\gamma} = 1500\ \text{ms}^{-1}$).

Conclusion

Les observations expérimentales montrent que plusieurs bandes peuvent s'amorcer au niveau de la partie utile de l'éprouvette et qu'il existe un décalage entre la chute de contrainte et l'augmentation rapide de température au niveau de la BCA. Pour expliquer ces résultats, on peut proposer un mécanisme de formation et d'évolution des BCA se décomposant en deux phases.

- La première phase ou **plusieurs BCA vont s'amorcer simultanément** et commencer à se propager le long de l'éprouvette de manière indépendante.
- La deuxième phase va correspondre à l'interaction entre ces BCA pendant leur phases d'amorçage et de propagation (figure 8.14). Chaque BCA, lors de sa propagation va créer une zone de décharge (champ de contrainte de la figure 7.12) qui va désactiver certaines bandes amorcées. Au final, **une seule bande va désactiver toutes les autres bandes naissantes et parvenir à se propager le long de toute la circonférence de l'éprouvette.**

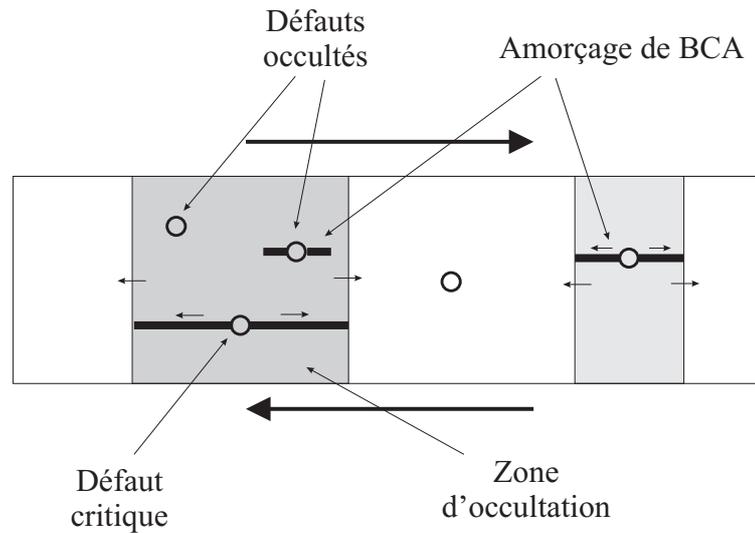


FIG. 8.14 - Interaction entre BCA pendant la phase de propagation.

8.2 Températures maximales dans les BCA

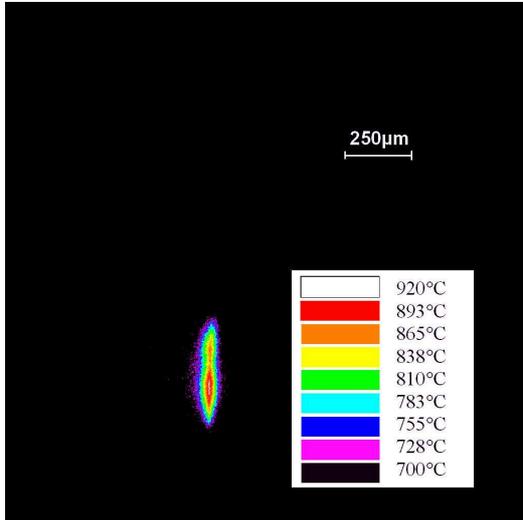
La figure 8.15 montre deux thermographies de BCA en phase de propagation. Pour chaque essai, l'évolution de la contrainte, la température mesurée par le détecteur InSb de la barrette situé au centre de la BCA ainsi que l'ouverture de la caméra sont données sur la figure 8.15.

Les températures maximales mesurées sont de l'ordre de 1000°C à 1100°C respectivement pour les essais E1 et E19. Elles sont supérieures à celle mesurées par Zhou *et al.* [74] et Liao et Duffy *et al.* [33] dans le TA6V mais restent inférieures à celle mesurées par Pina [51] et lors de nos premiers travaux sur un dispositif de poinçonnage dynamique [55]. Compte tenu des difficultés sur la précision du déclenchement de la caméra à partir du détecteur, il a été difficile de contrôler la durée entre la chute de contrainte et l'ouverture de la caméra. Ceci peut expliquer que l'on ne mesure certainement pas les températures maximales atteintes dans les BCA. On peut également se demander si la température est stationnaire pendant le temps d'ouverture de $10\ \mu\text{s}$ ou $20\ \mu\text{s}$. Si ce n'est pas le cas, la température maximale réelle serait évidemment plus importante et pour la mesurer plus précisément, il faudrait développer le pyromètre afin de réduire ce temps d'ouverture. Il est donc très difficile de commenter ces résultats.

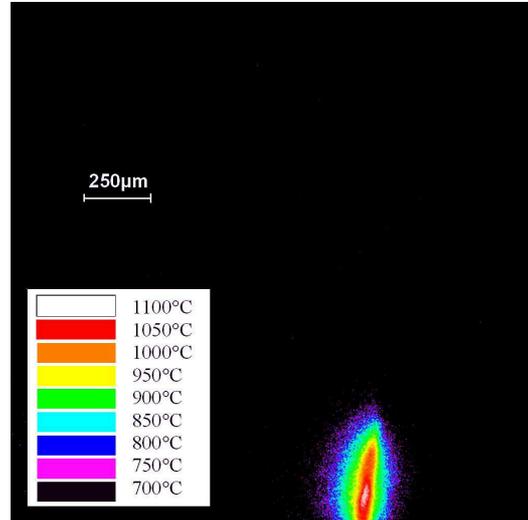
Cependant, pour des temps d'ouvertures de $10\ \mu\text{s}$, la bande n'apparaît pas comme une ligne continue mais plutôt comme un point chaud ou un ensemble de points chauds (voir également figure 6.22 page 94). Lors de l'essai E19, la distance entre deux points chauds peut être estimée entre $250\ \mu\text{m}$ et $300\ \mu\text{m}$. Ces résultats étaye-

raient les observations faites par Guduru *et al.* [22, 21, 72] concernant la présence de structures tridimensionnelles dans les bandes.

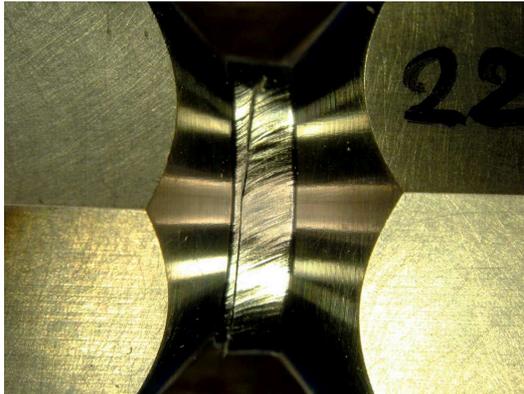
Essai dynamique E1 à $\dot{\gamma} = 1020 \text{ s}^{-1}$



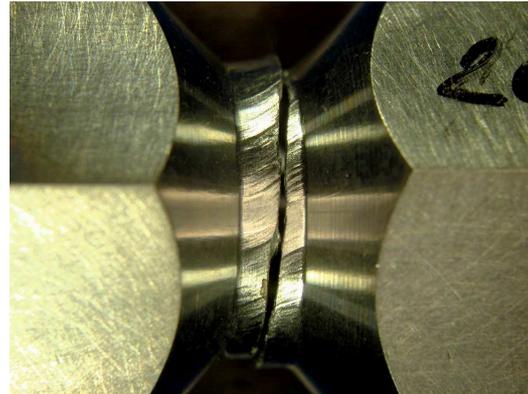
Essai dynamique E19 à $\dot{\gamma} = 1900 \text{ s}^{-1}$



Thermographie de la BCA (Ouverture $20 \mu\text{s}$)



Thermographie de la BCA (Ouverture $10 \mu\text{s}$)



Visualisation de l'éprouvette après sollicitation

FIG. 8.15 - Thermographies d'une bande de cisaillement lors des essais de torsion dynamique E1 et E19 ($\dot{\gamma} = 1020 \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\gamma} = 1900 \text{ s}^{-1}$).

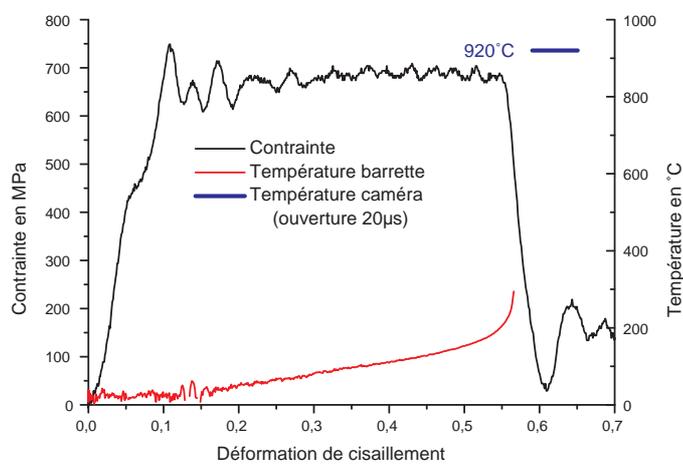


FIG. 8.16 - Déclenchement de la caméra et mesure de la température lors de l'essai E1 ($\dot{\gamma} = 1020 \text{ s}^{-1}$).

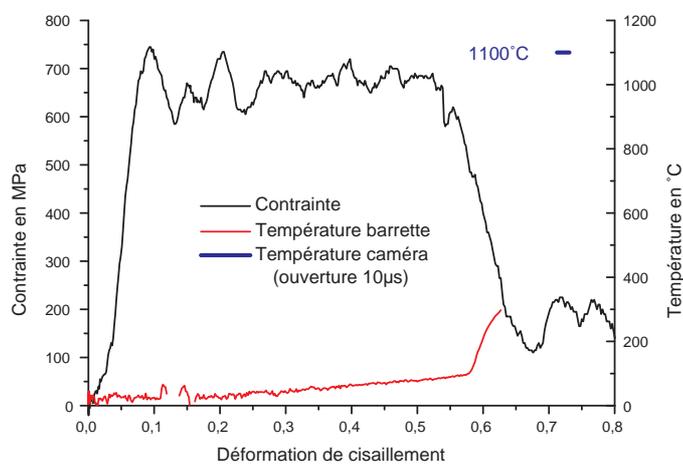


FIG. 8.17 - Déclenchement de la caméra et mesure de la température lors de l'essai E19 ($\dot{\gamma} = 1900 \text{ s}^{-1}$).

Conclusion et perspectives

L'objectif de ce travail de thèse est de mieux comprendre les mécanismes d'amorçage et de propagation des bandes de cisaillement adiabatique dans l'alliage de titane TA6V lors d'une sollicitation dynamique. Une des premières explications de ce phénomène proposée par Zener et Hollomon [71] souligne déjà l'importance de la température dans les mécanismes de formation de ces bandes de cisaillement.

Pour étudier les mécanismes d'amorçage et de propagation des BCA, nous avons donc choisi de développer un dispositif expérimental de mesure de la température par pyrométrie adapté à ce phénomène. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à deux gammes de température : une des originalités de ce travail a été de concevoir un dispositif permettant de détecter des températures comprises entre 50°C et 300°C (appelée gamme des basses températures) afin d'étudier l'amorçage des BCA et notamment les hétérogénéités de température juste avant l'amorçage. D'autre part, pour étudier la phase de propagation de la BCA et quantifier les températures maximales atteintes au centre de la bande, nous avons développé un pyromètre capable de mesurer des températures comprises entre 800°C et 1600°C (gamme des hautes températures) avec une résolution spatiale inférieure à la taille de la BCA (quelques dizaines de micromètres dans le cas de l'alliage TA6V).

Les principales difficultés de la conception de notre système de mesure sont essentiellement liées à la taille des bandes (quelques centaines de micromètres en phase d'amorçage et quelques dizaines de micromètres en phase de propagation) et à la durée de formation d'une BCA qui est de l'ordre de 50 μs . Pour les basses températures, la résolution spatiale que nous avons choisie est de 43 μm et la fréquence d'acquisition est de 1 MHz . Compte tenu des faibles niveaux d'énergie à détecter, le dispositif optique a été optimisé pour collecter le maximum de flux rayonné. La mesure est effectuée dans le domaine proche infrarouge pour des longueurs d'onde comprises entre 1 μm et 5,5 μm avec une barrette de 32 détecteurs InSb.

Pour les hautes températures, la résolution spatiale est de 2 μm . La puissance rayonnée étant plus importante, nous avons choisi une caméra intensifiée sensible dans le domaine visible pour des longueurs d'onde comprises entre 0,4 μm et 0,8 μm . Les temps d'ouverture de la caméra valent 10 μs ou 20 μs et son déclenchement est réalisé à partir du signal délivré par un monodétecteur InSb détectant une augmen-

tation de la température sur la totalité de la scène visualisée par la caméra.

Une autre difficulté de la technique de mesure par pyrométrie est liée à la méconnaissance du facteur d'émission qui peut dépendre de la température, de la rugosité de la surface, et des changements de phase éventuels. Pour les basses températures, le facteur d'émission a été mesuré dans le cas de l'alliage TA6V pour des températures comprises entre 75°C et 300°C et différentes rugosités de surface. Nous avons montré à cette occasion une faible variation du facteur d'émission dans nos gammes de température et de rugosité. Nous l'avons donc considéré comme constant pendant la sollicitation dynamique. Pour les hautes températures, une des originalités de ce travail est de choisir des longueurs d'onde les plus courtes possible afin de limiter l'erreur due à l'incertitude sur le facteur d'émission.

Le dispositif de mesure de la température a été ensuite testé sur un essai de torsion dynamique aux barres d'Hopkinson sur une éprouvette tubulaire possédant une légère réduction de section au centre de la partie utile. Les vitesses de déformation des essais sont comprises entre 1000 s⁻¹ et 2000 s⁻¹. D'une part, la mesure des basses températures permet de distinguer une première phase où la température reste homogène et une deuxième phase où très localement dans la BCA, la température augmente très rapidement. En parallèle, la caméra intensifiée nous a permis de quantifier des températures maximales atteignant 1100°C. Les thermographies montrent des hétérogénéités de température au sein même de la bande similaires à celle observées par Guduru *et al.* [22, 21, 72].

Pour interpréter ces résultats expérimentaux, nous avons réalisé un modèle thermomécanique bidimensionnel de notre éprouvette de torsion. Ce modèle est basé sur l'hypothèse classiquement utilisée dans la littérature qui suppose que la bande de cisaillement adiabatique s'amorce sur un défaut géométrique ou métallurgique unique. Dans notre étude numérique, ce défaut est modélisé par une réduction locale de la section de l'éprouvette sur une zone circulaire et il permet de générer une concentration de déformation plastique locale.

Le comportement thermomécanique du matériau est considéré comme élasto thermoviscoplastique. La loi d'écoulement plastique qui tient compte des phénomènes d'écrouissage, de durcissement dynamique et de d'adoucissement thermique a été identifiée à partir d'essais de torsion statiques et dynamiques pour des températures variant entre l'ambiante et 300°C.

La solution du problème a été obtenue numériquement à l'aide du code de calcul éléments finis explicite Abaqus. Les résultats montrent que ce modèle permet de reproduire l'amorçage et la propagation des bandes de cisaillement adiabatique. Il met également en évidence une chute brutale de la contrainte associée à une augmentation rapide de la température dans la bande ce qui a été observé lors des essais expérimentaux. Le modèle montre également que la vitesse de propagation n'est pas constante le long de la circonférence de l'éprouvette. Cette constatation nous amène plutôt à considérer par la suite une vitesse moyenne entre l'amorçage

et le moment où la bande s'est propagée le long de la moitié de l'éprouvette.

Pour étudier l'influence du défaut initial sur l'amorçage et la propagation de la bande, différentes amplitudes et tailles de défaut ont été simulées. Les calculs montrent d'une part que plus la taille et l'amplitude du défaut diminuent, plus l'amorçage de la bande sera retardé. D'autre part, les défauts de petite amplitude et de petite taille engendrent des vitesses moyennes de propagation de la bande plus rapides.

Lors des essais expérimentaux, la chute de contrainte se produit pour une déformation plastique appelée déformation à la localisation très voisine de 0,56. Pour évaluer cette déformation à la localisation, on suppose que le défaut critique est un défaut de rugosité dont on caractérise la taille et l'amplitude à partir de la mesure de la rugosité de la surface de l'éprouvette non sollicitée. Avec ces données, le modèle numérique conduit à surestimer la déformation à la localisation. Plusieurs explications ont pu être avancées :

1. Cette surestimation de la déformation à la localisation pourrait provenir de la non prise en compte de la légère réduction de section au centre de la partie utile de l'éprouvette.
2. La caractérisation d'un défaut de rugosité à l'aide de deux paramètres est un modèle trop simpliste qui ne permet pas de quantifier précisément les concentrations de déformation plastique réelles à l'échelle des rugosités.
3. Un défaut génère une augmentation locale de la déformation plastique et pourrait donc activer d'autres défauts et amorcer une BCA pour une déformation plastique nominale plus faible.

Les mesures des basses températures ont montré que suivant les essais il est possible d'observer l'amorçage d'une ou deux bandes de cisaillement adiabatique. Il semble donc fortement probable que plusieurs bandes s'amorcent simultanément. Cependant des observations métallographiques après sollicitation montrent toujours la présence d'une seule bande de cisaillement complètement formée.

Pour interpréter ces résultats, nous avons proposé le mécanisme de formation des BCA suivant : plusieurs défauts sont le siège d'un amorçage et d'une propagation de BCA. Ces bandes naissantes vont ensuite interagir entre elles et finir par s'annuler. Au final une seule bande réussira à se propager suivant toute la circonférence de la partie utile de l'éprouvette.

De plus, les mesures de température dans la BCA révèlent un décalage temporel entre la chute de la contrainte et l'augmentation rapide de la température dans la BCA. Ce décalage peut atteindre $44 \mu s$. Il prouve l'existence d'une phase de propagation d'une BCA à partir d'un site d'amorçage et étaye le mécanisme d'amorçage multiple.

Les mesures de température par pyrométrie au moment de l'amorçage des BCA ont apporté de nombreuses informations pour caractériser les mécanismes de formation des BCA. Afin de compléter ce travail, il serait intéressant de développer le dispositif basses températures. Un dispositif de mesure bidimensionnel à l'aide d'une caméra infrarouge par exemple peut permettre de visualiser plus précisément l'interaction entre les différentes BCA amorcées et de confirmer le mécanisme d'amorçage multiple présenté dans ce travail. Il serait également intéressant de tester avec notre dispositif un autre matériau pour vérifier que ce mécanisme n'est pas propre à notre alliage de titane TA6V.

Un autre développement envisageable serait de concevoir un pyromètre capable de détecter une plus grande gamme de température et donc de relier les informations que nous avons obtenues à l'aide des dispositifs hautes températures et basses températures. Pour quantifier précisément les températures avec un tel pyromètre, il serait nécessaire de caractériser le facteur d'émission pour des températures variant entre l'ambiante et la température de fusion du matériau (1670°C) et pour différentes rugosités de surface.

Notre modèle thermomécanique reproduit les phases d'amorçage et de propagation des bandes, cependant il ne permet pas de déterminer correctement la déformation à la localisation. Pour parvenir à évaluer cette déformation à l'aide du modèle, un premier développement consisterait d'une part à intégrer la réduction de section de l'éprouvette dans notre calcul bidimensionnel et d'autre part à caractériser plus précisément les paramètres de défaut à introduire dans le calcul.

Un autre développement possible de ce modèle serait d'intégrer plusieurs défauts afin d'évaluer les interactions mutuelles entre les BCA naissantes avant la formation complète d'une seule BCA.

Les mécanismes de formation des BCA présentés dans ce travail pourraient être le point de départ de l'établissement d'un nouveau critère d'amorçage de bande permettant par exemple de mieux modéliser et contrôler le cisaillement adiabatique dans les procédés d'usinage ou de formage à grandes vitesses.

Bibliographie

- [1] A. ANTONI-ZDZIOBEK, V. PINA, P. HERVÉ et F. DURAND – « A radiative thermal analysis method for phase change determination of strictly controlled refractory alloys », *High Temp. and Mat. Sci.* **37** (1997), p. 97–114.
- [2] Y. L. BAI – « Thermo-plastic instability in simple shear », *J. Mech. Phys. Solids* **30** (1982), no. 2, p. 195–207.
- [3] Y. L. BAI et B. DODD – *Adiabatic shear localization - occurrence, theories and applications*, Pergamon Press, 1992.
- [4] R. C. BATRA – « Effect of material parameters on the initiation and growth of adiabatic shear bands », *Int. J. Solids Struct.* **23** (1987), no. 10, p. 1435–1446.
- [5] R. C. BATRA et C. H. KIM – « Effect of thermal conductivity on the initiation, growth and bandwidth of adiabatic shear bands », *Int. J. Engrg. Sci.* **29** (1991), no. 8, p. 949–960.
- [6] R. C. BATRA et X. ZHANG – « On the propagation of a shear band in a steel tube », *J. Engrg Mat. Tech.* **116** (1994), p. 155–161.
- [7] A. S. BONNET-LEBOUVIER, A. MOLINARI et P. LIPINSKI – « Analysis of the dynamic propagation of adiabatic shear bands », *Int. J. Solids Struct.* **39** (2002), no. 15, p. 4249–4269.
- [8] G. BRUHAT et A. KASTLER – *Optique*, Masson - Paris, 1959.
- [9] A. CHRYSOCHOOS – « Bilan énergétique en élastoplasticité grandes déformations », *J. Mech. Th. App.* **4** (1985), no. 5, p. 589–614.
- [10] — , « Dissipation et blocage d'énergie lors d'un écrouissage en traction simple », Thèse, Université de Montpellier II, 1987.
- [11] R. J. CLIFTON, J. DUFFY, K. A. HARTLEY et T. G. SHAWKI – « On critical conditions for shear bands formation at high strain rates », *Scripta Metall.* **18** (1984), no. 5, p. 443–448.
- [12] A. CONSIDÈRE – « L'emploi du fer et de l'acier dans les constructions », *Ann. Ponts Chaussées* **9** (1885), p. 574.
- [13] L. S. COSTIN, E. E. CRISMAN, R. H. HAWLEY et J. DUFFY – « On the localisation of plastic flow in mild steel tubes under dynamic torsional loading », *2nd*

- Conference on the Mechanical Properties of Materials at High Rate of Strain* (London) (J. Harding, éd.), The Institute of Physics, 1979, p. 90–100.
- [14] R. S. CULVER – « Thermal instability in dynamic plastic deformation », p. 519–530, Plenum Press, New York, 1973.
- [15] B. DELTORT – « Etude expérimentale et numérique du cisaillement adiabatique dans un acier martensitique », Thèse, Ecole Nationale des Mines de Paris, 1993.
- [16] C. FRESSENGEAS et A. MOLINARI – « Formation des bandes de cisaillement : une analyse de stabilité relative », *J. Phys. IV* **46** (1985), no. 8, p. 283–289.
- [17] — , « Instability and localization of plastic flow in shear at high strain rates », *J. Mech. Phys. Solids* **35** (1987), no. 2, p. 185–211.
- [18] G. GIOIA et M. ORTIZ – « The two-dimensional structure of dynamic boundary layers and shear bands in thermoviscoplastic solids », *J. Mech. Phys. Solids* **44** (1996), no. 2, p. 251–292.
- [19] D. E. GRADY – « Properties of an adiabatic shear-band process zone », *J. Mech. Phys. Solids* **40** (1992), no. 6, p. 1197–1215.
- [20] D. E. GRADY et M. E. KIPP – « The growth of unstable thermoplastic shear with application to steady wave shock compression in solids », *J. Mech. Phys. Solids* **35** (1987), no. 1, p. 95–118.
- [21] P. R. GUDURU, G. RAVICHANDRAN et A. J. ROSAKIS – « Observation of transient high temperature vortical microstructures in solids during adiabatic shear banding », *Phys. Rev. E* **64** (2001), p. 1–6.
- [22] P. R. GUDURU, A. J. ROSAKIS et G. RAVICHANDRAN – « Dynamic shear bands : an investigation using high speed optical and infrared diagnostics », *Mech. Mat.* **33** (2001), p. 371–402.
- [23] K. A. HARTLEY, J. DUFFY et R. H. HAWLEW – « Measurement of the temperature profile during shear band formation in steels deforming at high strain rates », *J. Mech. Phys. Solids* **35** (1987), no. 3, p. 283–301.
- [24] P. HERVÉ – « Influence de l'état de surface sur le rayonnement thermique des matériaux solides », Thèse, Université Paris VI, 1977.
- [25] — , « Pyrométrie ultraviolet », Brevet n°8803874, 1988.
- [26] — , « Mesure de l'émissivité », Les Techniques de l'Ingénieur, 2004.
- [27] P. HERVÉ et P. MASCRET – « Emission of thermal radiation from solids and fluids - application to solar absorbers, pyrometry and thermal exchanges », *15th I.C.H.M.T. symposium* (Dubovnik), 1983.
- [28] G. R. JOHNSON et W. H. COOK – « A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures », *7th International Symposium on Ballistics* (The Hague, Netherlands), 1983, p. 541–547.

- [29] C. KITTEL – *Physique de l'état solide*, Dunod, 1983.
- [30] J. LEMAITRE et J. L. CHABOCHE – *Mécanique des matériaux solides*, Dunod, 1988.
- [31] B. LESOURD – « Etude et modélisation des mécanismes de formation de bandes de cisaillement intense en coupe des métaux. application au tournage assisté par laser de l'alliage de titane ta6v », Thèse, Ecole Centrale de Nante, 1996.
- [32] S. LI, W. K. LIU, D. QIAN, P. R. GUDURU et A. J. ROSAKIS – « Dynamic shear band propagation and micro-structure of adiabatic shear band », *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **191** (2001), p. 73–92.
- [33] S. C. LIAO et J. DUFFY – « Adiabatic shear bands in a ti-6al-4v titanium alloy », *J. Mech. Phys. Solids* **46** (1998), no. 11, p. 2201–2231.
- [34] J. LITONSKI – « Plastic flow of a tube under adiabatic torsion », *Bull. Acad. Polon. Sci.* **25** (1977), p. 7–14.
- [35] L. S. MAGNESS – *Properties and performance of kinetic energy penetrator materials*, Edited by Animesh Bose and Robert J. Dowding, 1992.
- [36] A. MARCHAND et J. DUFFY – « An experimental study of the formation process of adiabatic shear bands in a structural steel », *J. Mech. Phys. Solids* **36** (1988), no. 3, p. 251–283.
- [37] P. MASCLET – « Etude de l'émission de rayonnement thermique des solides - application à la détermination des paramètres thermo-optiques dans l'infrarouge », Thèse, Université Paris VI, 1993.
- [38] S. MATTEI – « Contribution à l'étude des propriétés thermo-optiques des métaux », Thèse, Université Paris VII, 1986.
- [39] S. MERCIER et A. MOLINARI – « Steady state shear band propagation under dynamic conditions », *J. Mech. Phys. Solids* **46** (1998), no. 8, p. 1463–1495.
- [40] A. M. MERZER – « Modelling of adiabatic shear band development from small imperfections », *J. Mech. Phys. Solids* **30** (1982), no. 5, p. 323–338.
- [41] M. A. MEYERS, G. SUBHASH, B. K. KAD et L. PRASAD – « Evolution of microstructure and shear-band formation in α -hcp titanium », *Mech. Mat.* (1994), no. 17, p. 175–193.
- [42] M. F. MODEST – *Radiative heat transfert*, MacGraw-Hill, 1903.
- [43] A. MOLINARI – « Thermoviscoplastic instability in simple shear », *J. Mech. Th. App.* **4** (1985), no. 5, p. 659.
- [44] — , « Collective behavior and spacing of adiabatic shear bands », *J. Mech. Phys. Solids* **45** (1997), no. 9, p. 1551–1575.
- [45] A. MOLINARI et Y. M. LEROY – « Structures in shear zones due to thermal effects », *C. R. Acad. Sci. Paris* **t.313** (1991), no. série II, p. 7–13.

-
- [46] J. F. MOLINARI et M. ORTIZ – « Three-dimensional adaptative meshing by subdivision and edge-collapse in finite-deformation dynamic-plasticity problems with application to adiabatic shear banding », soumis, 2001.
- [47] G. L. MOSS et R. B. POND – « Inhomogeneous thermal changes in copper during plastic elongation », *Met. Trans.* **6A** (1975), p. 1223–1235.
- [48] V. F. NESTERENKO, M. A. MEYERS et T. W. WRIGHT – « Collective behavior of shear bands », *Metallurgical and Materials Applications of Shock Wave and High-Strain-rate Phenomena* (L. E. Murr, K. P. Staudhammer et M. A. Meyers, éd.), Elsevier Science, Oxford, 1995, p. 397–404.
- [49] —, « Self-organization in the initiation of adiabatic shear bands », *Acta Mater.* **46** (1998), no. 1, p. 327–340.
- [50] E. D. PALIK – *Handbook of optical constants of solids*, Academic Press Inc. - Orlando, 1985.
- [51] V. PINA – « Mesure de température de bandes de cisaillement adiabatique dans des alliages de titane », Thèse, Université Paris X - Nanterre, 1997.
- [52] B. PIRIOU – « Mise au point sur les facteurs d'émission », *Rev. Int. Htes Temp. et Réfract.* **10** (1973), p. 283–295.
- [53] J. POMEY – « Aperçu sur la plasticité adiabatique », *Annals of the C.I.R.P.* **XIII** (1966), p. 93–109.
- [54] N. RANC – « Couplage thermomécanique », *Les Techniques de l'Ingénieur*, 2003.
- [55] N. RANC, V. PINA et P. HERVÉ – « Optical measurements of phase transition and temperature in adiabatic shear bands in titanium alloys », *J. Phys. IV* **10** (2000), p. 347–352.
- [56] R. RAYNAL – « Etude théorique de la localisation de la déformation dans les matériaux métalliques sous sollicitation dynamique », *Rapport de D.E.A.*, 2004.
- [57] R. F. RECHT – « Catastrophic thermoplastic shear », *J. Appl. Mech.* **31** (1964), p. 189–193.
- [58] C. RONCHI, J. P. HIERNAUT et G. G. HYLAND – « Emissivity x points in solid and liquid refractory transition alloy », *Metrologia* **29** (1992), p. 261–271.
- [59] P. ROSAKIS, A. J. ROSAKIS, G. RAVICHANDRAN et J. HODOWANY – « A thermodynamic internal variable model for the partition of work into heat and stored energy in metals », *J. Mech. Phys. Solids* **48** (2000), no. 3, p. 581–607.
- [60] B. SALESSE – « Sensibilité au cisaillement adiabatique de la phase cubique faces centrées d'alliages denses base tungstène », Thèse, Université de Metz, 2002.
- [61] G. I. TAYLOR et H. QUINNEY – « The latent energy remaining in a metal after cold working », *Proc. Roy. Soc.* **A143** (1934), p. 307–326.

- [62] W. THOMSON – « On the dynamical theory of heat », *Trans. Roy. Soc.* **20** (1853), p. 261–283.
- [63] — , « On the thermoelastic, thermomagnetic and pyro-electric properties of matter », *Phil. Mag.* **5** (1878), p. 4–27.
- [64] H. TRESCA – « On further application of the flow of solids », *Proc. Int. Mech. Engng.* **30** (1878), p. 301–345.
- [65] T. W. WRIGHT et R. C. BATRA – « Further results on the initiation and growth of adiabatic shear bands at high strain rate », *J. Phys.* **46** (1985), no. 8, p. 323–330.
- [66] — , « The initiation and growth of adiabatic shear bands », *Int. J. Plasticity* **1** (1985), p. 205–212.
- [67] T. W. WRIGHT et H. OCKENDON – « A scaling law for the effect of inertia on the formation of adiabatic shear bands », *Int. J. Plasticity* **12** (1996), no. 7, p. 927–934.
- [68] T. W. WRIGHT et J. W. WALTER – « On stress collapse in adiabatic shear bands », *J. Mech. Phys. Solids* **35** (1987), no. 6, p. 701–720.
- [69] — , « The asymptotic structure of an adiabatic shear band in antiplane motion », *J. Mech. Phys. Solids* **44** (1996), no. 1, p. 77–97.
- [70] Q. XUE, M. A. MEYERS et V. F. NESTERENKO – « Self-organization of shear bands in titanium and ti-6al-4v alloy », *Acta Mater.* **50** (2002), no. 3, p. 575–596.
- [71] C. ZENER et J. H. HOLLOMON – « Effect of strain rate upon plastic flow of steel », *J. Appl. Phys.* **15** (1944), p. 22–32.
- [72] A. T. ZHENDER, P. R. GUDURU, A. J. ROSAKIS et G. RAVICHANDRAN – « Million frames per second infrared imaging system », *Rev. Sci. Instrum.* **71** (2000), no. 10, p. 3762–3768.
- [73] M. ZHOU, G. RAVICHANDRAN et A. J. ROSAKIS – « Dynamically propagating shear bands in impact-loaded prenotched plates - ii. numerical simulations », *J. Mech. Phys. Solids* **44** (1996), no. 6, p. 1007–1032.
- [74] M. ZHOU, A. J. ROSAKIS et G. RAVICHANDRAN – « Dynamically propagating shear bands in impact-loaded prenotched plates - i. experimental investigations of temperature signatures and propagation speed », *J. Mech. Phys. Solids* **44** (1996), no. 6, p. 981–1006.

Table des figures

1	Observation microscopique de bandes de cisaillement dans un copeau segmenté d'après Lesourd [31].	2
2	Bandes de cisaillement dans un acier de blindage après perforation par un obus flèche (métallographies réalisées au CTA).	3
1.1	Visualisation des phases de formation de BCA sur la courbe contrainte déformation d'après Marchand et Duffy [36].	12
1.2	Photographie des grilles déposées sur l'éprouvette torsion pour les cinq déformations présentées sur la figure 1.1 (extrait de Marchand et Duffy [36]).	13
1.3	Mécanisme de formation d'une BCA par nucléation, croissance et coalescence.	14
1.4	Mécanisme de formation d'une BCA amorçage et propagation à partir d'un défaut.	14
1.5	Eprouvette pré-entaillée utilisée par Zhou et al. [74].	15
1.6	Position des zones de mesure par rapport à l'entaille sur l'éprouvette de Zhou et al. [74].	15
1.7	Profil de température autour d'une bande de cisaillement adiabatique dans l'alliage TA6V ; vitesse d'impact $47,3 \text{ ms}^{-1}$ [74].	15
2.1	Modélisation unidimensionnelle du problème de cisaillement adiabatique.	18
2.2	Maximum de contrainte de cisaillement.	19
2.3	Analyse de stabilité ; méthode des perturbations.	21
2.4	Représentation d'une instabilité relative (extrait de [16]).	22
2.5	Résultats numériques obtenus par Litonski [34] : déformation, vitesse de déformation, température et contrainte de cisaillement à l'intérieur (A) ou à l'extérieur (B) du défaut.	23
2.6	Observation d'une succession de points chauds dans une BCA d'après [22] (taille de l'image $1,1 \text{ mm}$ par $1,1 \text{ mm}$).	30
2.7	Modélisation de l'écoulement plastique dans une BCA d'après Li et al. [32] (champ de température en K).	30

3.1	Expérience d'effondrement de cylindre : dispositif de sollicitation (extrait de [48]).	32
3.2	Observation des éprouvettes après effondrement (extrait de [49]).	32
3.3	Modèle de Grady et Kipp [20].	32
3.4	Modèle de Wright et Ockendon (extrait de [70]).	32
4.1	Désexcitation de phonons et émission de photons à la surface d'un matériau.	40
4.2	Emission spontanée lors d'une transition électronique entre deux niveaux d'énergie.	40
4.3	Corps noir : cavité thermostatée.	41
4.4	Puissance émise par une surface dS.	42
4.5	Luminance du corps noir - maximum d'énergie.	43
4.6	Domaine spectral du rayonnement thermique.	45
4.7	Nombre de photons émis par un corps noir à 900°C en 10 μs et ses fluctuations statistiques (surface de 2 μm par 2 μm).	46
4.8	Rapport du nombre de photons de bruit sur le nombre de photons émis.	46
4.9	Erreur sur la température liée aux fluctuations statistiques.	46
4.10	Sensibilité relative de la luminance à la température en fonction de la longueur d'onde.	48
4.11	Flux incident, réfléchi, transmis et absorbé.	49
4.12	Indice complexe de l'aluminium en fonction de la longueur d'onde à 473K, modèle de Drude.	53
4.13	Indice complexe en fonction de la longueur d'onde. Expérience [50].	53
4.14	Facteur d'émission de l'aluminium en fonction de la longueur d'onde à 473K, modèle de Drude.	53
4.15	Facteur d'émission en fonction de la longueur d'onde. Expérience [50].	53
4.16	Modèle de Lorentz : l'oscillateur amorti.	54
4.17	Evolution du facteur d'émission en fonction de la longueur d'onde à température ambiante.	55
4.18	Evolution du facteur d'émission en fonction de la température (Aluminium, $\lambda = 1 \mu m$) pour le modèle de Drude.	56
4.19	Facteur d'émission du tungstène en fonction de λ pour différentes températures [52].	56
4.20	Variation du facteur d'émission spectral de l'aluminium au point de fusion ($T_f = 660^\circ C$) [27, 37].	57
4.21	Effet de la rugosité sur le facteur d'émission.	58
5.1	Schéma d'un dispositif de mesure par pyrométrie.	59
5.2	L'évolution de la sensibilité avec la longueur d'onde d'un détecteur quantique.	62

5.3	Efficacité quantique de la caméra intensifiée GEN III utilisée dans ce travail : caméra de marque Princeton Instruments, modèle PI.MAX :1k (HQ).	64
5.4	Délectivité spécifique de différents détecteurs (ouverture : 180° ; surface sensible de 1 cm^2 ; bande passante de 1 Hz ; température du fond de scène : 293K).	66
5.5	Puissance reçue par le détecteur.	67
5.6	Constante d'appareillage ; configuration du système optique	68
5.7	Ecart entre la température et la température de luminance en fonction du facteur d'émission et du capteur choisi pour une température de 700°C	73
5.8	Ecart entre la température et la température de luminance en fonction de la température et du capteur choisi pour un facteur d'émission de 0,25 dans l'infrarouge et de 0,4 dans le visible.	73
5.9	Rapport signal sur bruit en fonction du grandissement.	75
5.10	Comparaison des détecteurs vis à vis du rapport signal sur bruit pour la configuration donnée dans le tableau 5.3.	77
5.11	Comparaison des détecteurs vis à vis de la variation de signal par rapport au bruit.	78
6.1	principe de fonctionnement des barres d'Hopkinson en torsion.	80
6.2	Photographie de l'éprouvette de torsion.	80
6.3	Plan de la partie utile de l'éprouvette.	80
6.4	Microstructure de l'alliage TA6V.	81
6.5	Signaux de jauges.	82
6.6	Vitesse de déformation de l'éprouvette.	84
6.7	Contrainte de cisaillement dans l'éprouvette de torsion.	84
6.8	Facteur d'émission du TA6V dans le domaine infrarouge.	85
6.9	Facteur d'émission apparent du TA6V dans le domaine infrarouge pour la bande spectrale du détecteur InSb.	86
6.10	Facteur d'émission du TA6V dans le domaine infrarouge pour la bande spectrale du détecteur InSb.	86
6.11	Comparaison avec la loi de Hagen-Rubens : cas du TA6V usiné.	87
6.12	Eprouvette de torsion après rupture.	88
6.13	Visualisation des zones d'observations sur la partie utile de l'éprouvette.	88
6.14	Dispositif de mesure de la température	89
6.15	Courbe d'étalonnage du détecteur InSb de la barrette en fonction de la température de la source corps noir.	91
6.16	Courbe d'étalonnage de la caméra ICCD en fonction de la température de la source corps noir.	91

6.17	Courbe d'étalonnage du détecteur InSb de la barrette en fonction de la puissance rayonnée sur le capteur.	91
6.18	Courbe d'étalonnage de la caméra ICCD en fonction de la puissance rayonnée sur le capteur.	91
6.19	Evolution de la contrainte et de la température lors de l'essai E19. . .	93
6.20	Distribution de la température jusqu'à 280°C ; $\lambda_{max} = 4,5 \mu m$	93
6.21	Déclenchement de la caméra.	94
6.22	Champ de température de luminance en phase finale de BCA ; $\lambda_{max} = 0,8 \mu m$, zone visée : 2 mm par 2 mm ; temps d'ouverture 10 μs	94
7.1	Géométrie et conditions limites du modèle.	104
7.2	Allure de l'évolution des différents termes de la loi de Johnson-Cook.	107
7.3	Mise en évidence expérimentale du durcissement dynamique.	109
7.4	Mise en évidence expérimentale de l'adoucissement thermique.	109
7.5	Identification des paramètres d'écroutissage ; comparaison avec l'essai statique S1 ($\dot{\gamma}^p = 0,1 s^{-1}$ et $T = 20^\circ C$).	111
7.6	Identification du coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation à partir des essais D1, D2, D3 et D4.	112
7.7	Identification de l'exposant d'adoucissement thermique.	113
7.8	Vue générale du maillage de l'éprouvette de torsion.	114
7.9	Maillage au voisinage du défaut.	115
7.10	Courbe contrainte déformation nominale pour un défaut de 40 μm de diamètre et de 5% d'amplitude ($V = 3 ms^{-1}$ soit $\dot{\gamma} = 1500 s^{-1}$).	116
7.11	Historique de la formation de la bande de cisaillement pour un défaut de 40 μm de diamètre et de 5% d'amplitude ($V = 3 ms^{-1}$ soit $\dot{\gamma} = 1500 s^{-1}$).	116
7.12	Champ de vitesse, de contrainte et de température dans une demi éprouvette à l'instant $t_4 = 840 \mu s$ (défaut de diamètre 40 μm et d'amplitude 5% ; vitesse de $V = 3 s^{-1}$ soit $\dot{\gamma} = 1500 ms^{-1}$).	118
7.13	Evolution du taux de contrainte : définition de la déformation à la localisation (défaut de diamètre 40 μm et d'amplitude 5%).	119
7.14	Courbe contrainte déformation pour différentes amplitudes de défaut.	120
7.15	Effet de l'amplitude du défaut sur la déformation à la localisation (Taille de défaut fixée à 100 μm).	121
7.16	Effet du diamètre du défaut sur la déformation à la localisation (Amplitude de défaut fixée à 5%).	121
7.17	Evolution de la température en différents points régulièrement espacés le long de la partie utile de l'éprouvette (défaut de 100 μm de diamètre et de 5% d'amplitude).	122
7.18	Effet de l'amplitude du défaut sur la vitesse de propagation moyenne de la BCA (Taille de défaut fixée à 100 μm).	124

7.19	Effet du diamètre du défaut sur la vitesse de propagation moyenne de la BCA (Amplitude du défaut fixée à 5%).	124
8.1	Déformation à la localisation ; dispersion des valeurs expérimentales.	127
8.2	Effet de la rugosité sur la déformation à la localisation.	128
8.3	Profil de la surface le long de la partie utile de l'éprouvette.	129
8.4	Transformée de Fourier du profil de surface.	129
8.5	Zones de concentrations de contraintes à la surface de l'éprouvette.	131
8.6	Interactions entre défauts avant amorçage d'une BCA.	131
8.7	Observation de l'amorçage d'une bande : essai E4 (vue 3D).	132
8.8	Observation de l'amorçage d'une bande : essai E4 (cartographie).	133
8.9	Observation de l'amorçage de deux bandes : essai E17 (cartographie).	133
8.10	Décalage entre la chute de contrainte et l'augmentation de température : essai E14.	134
8.11	Décalage entre la chute de contrainte et l'augmentation de température : essai E17.	135
8.12	Décalages mesurés lors des essais.	135
8.13	Décalage entre la chute de contrainte et l'augmentation de température : modélisation (défaut de diamètre $40\ \mu m$ et d'amplitude 5% ; vitesse de $V = 3\ s^{-1}$ soit $\dot{\gamma} = 1500\ ms^{-1}$).	136
8.14	Interaction entre BCA pendant la phase de propagation.	137
8.15	Thermographies d'une bande de cisaillement lors des essais de torsion dynamique E1 et E19 ($\dot{\gamma} = 1020\ s^{-1}$ et $\dot{\gamma} = 1900\ s^{-1}$).	138
8.16	Déclenchement de la caméra et mesure de la température lors de l'essai E1 ($\dot{\gamma} = 1020\ s^{-1}$).	139
8.17	Déclenchement de la caméra et mesure de la température lors de l'essai E19 ($\dot{\gamma} = 1900\ s^{-1}$).	139

Liste des tableaux

2.1	Influence des paramètres du matériau sur la déformation à la localisation.	25
2.2	Valeur de la vitesse de propagation d'une BCA d'après Zhou et al. [74].	26
2.3	Influence des propriétés du matériau sur la vitesse de propagation d'une BCA.	29
3.1	Distances entre BCA ; confrontation entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques d'après [70, 48, 44, 49].	34
4.1	Valeurs numériques des paramètres du modèle de Drude dans le cas de l'aluminium (d'après Mattei [38]).	52
5.1	Domaine de sensibilité des différents détecteurs.	63
5.2	Défectivité de différents détecteurs (ouverture : 180° ; surface sensible de 1 cm^2 ; bande passante de 1 Hz ; température du fond de scène : 293 K).	65
5.3	Caractéristiques du système de mesure.	76
6.1	Composition chimique de l'alliage de titane TA6V.	81
6.2	Propriétés mécaniques des barres d'Hopkinson en aluminium.	83
6.3	Essais de torsion dynamique.	92
7.1	Essais de comportement effectués.	109
7.2	Paramètres de la loi de Johnson-Cook.	114
7.3	Propriétés thermomécaniques du TA6V.	117
7.4	Recherche du défaut critique.	125