



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

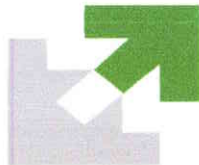
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



**INSTITUT SUPERIEUR DE GENIE MECANIQUE
ET PRODUCTIQUE**

THESE



**Présentée à
L'UNIVERSITE DE METZ
PAR**

Bruno SALESSE

**Pour l'obtention du grade de :
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE METZ**

**SPECIALITE : Sciences de l'ingénieur
OPTION : Mécanique**

**SENSIBILITE AU CISAILLEMENT
ADIABATIQUE DE LA PHASE CUBIQUE
FACES CENTREES D'ALLIAGES DENSES
BASE TUNGSTENE**

Soutenue le 4 Avril 2002 devant le jury composé de :

**A. MOLINARI
H. COUQUE
J.R. KLEPACZKO
M. STELLY
G. NICOLAS
E. PATOOR
L. ROTA**

**Université de Metz
Giat Industries
Université de Metz
C.E.A. – Saclay
Cime Bocuze
Université de Metz**

**Président, Directeur de thèse
Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur**

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



022 486040 2

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv	20020955
Cote	SMZ 02/30
Loc	

REMERCIEMENTS

J'adresse mes remerciements à Monsieur Hervé Couque et à Monsieur Alain Molinari, co-directeurs de thèse, pour tous les conseils, la confiance et le soutien qu'ils m'ont prodigués au cours de mes travaux.

Je remercie Monsieur Gilles Cholvy, responsable hiérarchique, d'avoir veillé au bon déroulement de la thèse et pour m'avoir accueilli au Département Recherches Matériaux de Giat Industries.

Je suis très sensible à l'honneur que me font Monsieur Stelly et Monsieur Klepaczko d'avoir accepté la charge de rapporteur.

Je suis très honoré que Messieurs Nicolas, Patoor et Rota aient accepté de faire partie du jury de thèse.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur Nicolas et ses proches collaborateurs et en particulier Monsieur Voltz du centre de recherche de Cime Bocuze, pour leur aide et leurs précieux conseils.

Je remercie également Messieurs Rota et Ranc du Centre Technique d'Arcueil de la Délégation Générale pour l'Armement et Monsieur Mercier de l'université de Metz pour leur accueil et leurs précieux conseils.

Je tiens à remercier Giat Industries et en particulier le Département Recherches Matériaux, le département Munitions et Composants Pyrotechniques ainsi que l'Association Nationale de la Recherche Technique pour le financement mis en place pour le bon déroulement de la thèse.

Dans le cadre de la réalisation des essais au CTA, je tiens à remercier Monsieur Sarfaty du Service des Programmes d'Armement Terrestre de la DGA, Madame Beylat et Messieurs Chazal, Louvigné, Clisson et Taravella du CTA pour avoir veillé au bon déroulement des essais.

Dans le cadre de la réalisation des essais de Taylor, je remercie Messieurs Gaspard, Guillon et Vanneau du département Essais de Giat Industries ainsi que Messieurs Duparc et Fauchon du département MCP.

Dans le cadre des travaux d'analyse et des observations métallographiques, je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur Blier, Madame Gautier et Mademoiselle Lescure du DRM pour leur aide précieuse.

Je tiens enfin à remercier tous ceux qui ont contribué de près ou de loin au bon déroulement de ces travaux. Je pense en particulier aux personnels du DRM et notamment à Messieurs Cholvy, Guilmard et Rousseau pour leur soutien et pour m'avoir permis de terminer ma thèse dans de bonnes conditions.

Sommaire

Introduction	2
I Bandes de cisaillement adiabatique	5
<i>I-1 Penetration des perforants cinetiques et BCA</i>	<i>5</i>
<i>I-2 Evidences de BCA</i>	<i>10</i>
<i>I-2-1 Description du cisaillement adiabatique</i>	<i>10</i>
<i>I-2-2 BCA dans les métaux</i>	<i>12</i>
<i>I-2-2-1 Morphologies des BCA</i>	<i>12</i>
<i>I-2-2-2 BCA dans les systèmes cubiques centrés</i>	<i>12</i>
<i>I-2-2-3 BCA dans les systèmes quadratiques</i>	<i>13</i>
<i>I-2-2-4 BCA dans les systèmes cubiques faces centrées</i>	<i>14</i>
<i>I-2-2-5 BCA dans les systèmes hexagonaux compacts</i>	<i>15</i>
<i>I-2-2-6 BCA dans les systèmes orthorhombiques</i>	<i>16</i>
<i>I-2-2-7 BCA dans les systèmes mixtes: cas des alliages de tungstène</i>	<i>16</i>
<i>I-3 Facteurs influencant le cisaillement adiabatique</i>	<i>17</i>
<i>I-4 Modélisation de l'instabilité et de la localisation de BCA</i>	<i>18</i>
II Matériaux et essais mécaniques	22
<i>II-1 Matériaux</i>	<i>22</i>
<i>II-1-1 Alliages de tungstène de référence</i>	<i>22</i>
<i>II-1-1-1 Composition chimique et élaboration</i>	<i>22</i>
<i>II-1-1-2 Observations microscopiques</i>	<i>22</i>
<i>II-1-1-3 Propriétés physiques</i>	<i>23</i>
<i>II-1-1-4 Propriétés mécaniques conventionnelles</i>	<i>23</i>
<i>II-1-2 Phases gamma</i>	<i>24</i>
<i>II-1-2-1 Elaboration et composition chimique</i>	<i>24</i>
<i>II-1-2-2 Observations microscopiques</i>	<i>24</i>

II-1-2-3 Propriétés physiques	26
II-1-2-4 Propriétés mécaniques conventionnelles	26
II-2 Essais mécaniques pour les évaluations de lois de comportement	26
II-2-1 Essais de compression quasi statique	27
II-2-2 Essais de compression dynamique en barres d'Hopkinson	28
II-2-2-1 Description de l'essai de compression aux barres d'Hopkinson	28
II-2-2-2 Application aux matériaux gamma	30
II-3 Essai mécanique de Taylor pour des caractérisations dynamiques d'endommagement	32
II-3-1 Description de l'essai de Taylor	32
II-3-2 Exploitation de l'essai d'endommagement de Taylor	36
III Modélisation des bandes de cisaillement	42
III-1 Modélisation de l'instabilité de la phase gamma d'un alliage de tungstène	42
III-1-1 Introduction	42
III-1-2 Formulation du problème	43
III-1-3 Théorie linéarisée de la stabilité	45
III-1-4 Description du comportement plastique	46
III-2 Modélisation de la distance entre bandes de cisaillement de matériaux phase gamma	47
III-2-1 Introduction	47
III-2-2 Formulation du problème	48
III-2-3 Détermination analytique de la distance entre bandes	52
IV Application des modèles aux matériaux étudiés	54
IV-1 Matériaux gamma post-frittés G2, G3 et G6	54
IV-1-1 Détermination de lois de comportement pour G2, G3 et G6	54
IV-1-1-1 Résultats des essais de compression de G2, G3 et G6	54

IV-1-1-2 Détermination des coefficients des lois de comportement	56
IV-1-2 Résultats de la modélisation de l'instabilité	60
IV-1-3 Résultats des caractérisations d'endommagement	62
IV-1-4 Analyse métallurgique de l'endommagement	64
IV-1-5 Résultats de la modélisation de la distance entre bandes de cisaillement	68
IV-1-6 Synthèse sur les alliages G2, G3 et G6	68
<i>IV-2 Matériaux gamma corroyés G3C et G6C</i>	69
IV-2-1 Détermination de lois de comportement pour G3C et G6C	69
IV-2-1-1 Résultats des essais de compression de G3C et G6C	69
IV-2-1-2 Détermination des coefficients des lois de comportement	70
IV-2-2 Résultats de la modélisation de l'instabilité	74
IV-2-3 Résultats des caractérisations d'endommagement	75
IV-2-4 Analyse métallurgique de l'endommagement	76
IV-2-5 Résultats de la modélisation de la distance entre bandes de cisaillement	82
IV-2-6 Synthèse sur les alliages G3C et G6C	82
V Discussion	85
<i>V-1 Analyse de niveau de consolidation des matériaux gamma</i>	85
V-1-1 Description des fautes d'empilement	86
V-1-2 Fautes d'empilement dans des alliages base fer ou nickel	88
V-1-3 Estimation des défauts d'empilement dans les matériaux gamma	90
<i>V-2 Limites des modèles analytiques utilisés</i>	91
V-2-1 Considérations sur la vitesse de déformation et l'écrouissage	91
V-2-2 Considérations sur la conductivité thermique	92
V-2-3 Considérations sur les larges déformations nécessaires à l'obtention de solutions de distance entre bandes	93

<i>V-3 Considération sur l'initiation de l'instabilité dans les matériaux gamma et les alliages de tungstène associés</i>	94
Conclusion	99
Annexes	103
<i>Annexe I</i>	104
<i>Annexe II</i>	110
<i>Annexe III</i>	113
<i>Annexe IV</i>	115
Bibliographie	124

Listes des figures Chapitre I

- Figure I-1 : Comparaison des profils de pénétration sur cibles semi infinies entre les alliages d'uranium et de tungstène [1].
- Figure I-2 : Interprétation par Magness [1] des différences de pénétration de perforants en alliages d'uranium et de tungstène.
- Figure I-3 : Vitesse limite de perforation de plaques de 15 mm en acier à blindage en fonction de la déformation à rupture par BCA obtenue à l'aide d'essai de barres d'Hopkinson en compression d'alliages d'uranium et de tungstène [2, 3].
- Figure I-4 : Performance de pénétration normalisée d'acier à blindage en fonction de la déformation d'initiation de BCA obtenue à l'aide d'essais symétriques de Taylor d'alliages de tungstène [4]. La vitesse d'impact correspondante est indiquée.
- Figure I-5 : Analyses post-mortem d'un pénétrateur résiduel (a) et d'un échantillon symétrique de Taylor (b) révélant des BCA pour l'alliage de tungstène D2 [4].
- Figure I-6 : Textures générées par le corroyage en fonction du diamètre des barreaux [6].
- Figure I-7 : Processus d'évolution des BCA.
- Figure I-8 : Réponse en torsion dynamique de l'acier HY100 [8].
- Figure I-9 : BCA dans un acier ferritique AISI1018 [12].
- Figure I-10 : BCA dans un acier martensitique [13].
- Figure I-11 : BCA dans un alliage d'aluminium 7039 [7].
- Figure I-12 : BCA dans un inconel 718, Komanduri et al. [14].
- Figure I-13 : BCA dans un alliage de titane Ti - 4 Al - 4 Mo - 2 Sn - 0.5 Si [15].
- Figure I-14 : BCA dans un alliage d'uranium U-Mo 1.5% [17].
- Figure I-15 : BCA dans un alliage de tungstène [3].

Listes des figures Chapitre II

- Figure II-1 Microstructure typique d'un alliage de tungstène de densité 17100 kg/m^3 après attaque chimique. L'axe de l'ébauché est vertical.
- Figure II-2 : Microstructure typique d'un matériau gamma à l'état post fritté après attaque chimique.
- Figure II-3 : Microstructure typique d'un matériau gamma à l'état corroyé après attaque chimique.
- Figure II-4 : Schéma de principe de l'essai de compression quasi statique.
- Figure II-5 : Schéma de principe des barres d'Hopkinson en compression.
- Figure II-6 : Transmission et réflexion d'onde dans le cas d'essais d'Hopkinson en compression.
- Figure II-7 : Mise en place de l'échantillon.
- Figure II-8 : Dispositif au cours du chauffage.
- Figure II-9 : Gradient de température généré dans les barres d'entrée et de sortie.
- Figure II-10 : Configuration de l'essai de Taylor symétrique dans le cas des alliages de tungstène ($R_{p0.2\%} > 800 \text{ MPa}$).
- Figure II-11 : Enregistrements X en configuration d'essai de Taylor symétrique dans le cas des alliages de tungstène ($R_{p0.2\%} > 800 \text{ MPa}$).
- Figure II-12 Configuration de l'essai Taylor symétrique dans le cas des matériaux gamma ($400 \text{ MPa} > R_{p0.2\%} > 800 \text{ MPa}$).
- Figure II-13 Enregistrements X en configuration d'essai de Taylor symétrique dans le cas de matériaux gamma ($400 \text{ MPa} > R_{p0.2\%} > 800 \text{ MPa}$).
- Figure II-14 : Mise en évidence BCA en essai de Taylor symétrique pour les alliages de tungstène.

Figure II-15 : Evolution de la vitesse d'impact V_i en fonction de la longueur moyenne de BCA a_s pour les alliages de tungstène D2, D3, D6 et D11. Les échantillons a, b, c et d correspondent respectivement aux alliages D2, D3, D6 et D11 pour vitesse d'impact de 255 m/s [4].

Figure II-16 : Définition de h_p et L_f pour un essai de Taylor symétrique.

Liste des figures Chapitre III

Figure III-1 : Réponse en torsion dynamique de l'acier HY100 [8].

Figure III-2 : Modélisation du cisaillement simple d'une phase gamma: (a) définition de la couche h , (b) configuration du système soumis à une sollicitation en cisaillement simple.

Figure III-3 : Géométrie du système considéré pour la détermination de la distance entre bandes de cisaillement adiabatique.

Figure III-4 : Variation du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ .

Figure III-5 : Evolution du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ pour différentes valeurs de γ° .

Liste des figures Chapitre IV

Figure IV-1 : Courbes contrainte-déformation en compression de l'alliage G2.

Figure IV-2 : Courbes contrainte-déformation en compression de l'alliage G3.

Figure IV-3 : Courbes contrainte-déformation en compression de l'alliage G6.

Figure IV-4 : Evolution de la contrainte vraie à une déformation vraie de 5% pour G2, G3 et G6 en fonction de la vitesse de déformation.

Figure IV-5 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage G2.

Figure IV-6 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage G3.

Figure IV-7 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage G6.

Figure IV-8 : Evolution du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ pour des matériaux de type G2, G3 et G6 caractérisés pour une valeur de $n = 0.05$ et $K = 0 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Figure IV-9 : Evolution du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ pour des matériaux de type G2, G3 et G6 caractérisés pour une valeur de $n = 0.05$ et $K \neq 0 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Figure IV-10 : Macrographie de fissures de cisaillement de l'échantillon Taylor en l'alliage G3 lancé à 506 m/s.

Figure IV-11 : Macrographie de l'échantillon Taylor en alliage G3 lancé à 506 m/s.

Figure IV-12 : Vitesse d'impact de Taylor V_i en fonction de la longueur moyenne de ruine a_s pour G2, G3 et G6.

Figure IV-13 : Vitesse d'impact de Taylor V_i en fonction de la longueur moyenne de BCA a_s pour D2, D3, D6 et D11.

Figure IV-14 : Micrographie au MEB d'une fissure dans l'échantillon dynamique G3 ($V_i = 506 \text{ m/s}$).

Figure IV-15 : Cartographie de bande de cisaillement générée dans l'alliage G2 lancé à 493 m/s.

Figure IV-16 : Micrographie au MEB de l'intérieur de la bande de cisaillement adiabatique dans l'alliage G2 ($V_i = 493 \text{ m/s}$).

Figure IV-17 : Micrographie de la coupe transversale d'un échantillon en alliage G2 ayant subi un chargement dynamique à 5000 s^{-1} en barres d'Hopkinson (grossissement $\times 25$).

Figure IV-18 : Courbes contrainte-déformation en compression de l'alliage G3C.

Figure IV-19 : Courbes contrainte-déformation en compression de l'alliage G6C.

Figure IV-20 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage G3C.

Figure IV-21 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage G6C.

Figure IV-22 : Evolution du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ pour G6C à γ° de 800% et à 10^4 s^{-1} en considérant la conductivité nulle et la conductivité réelle de l'alliage.

Figure IV-23 : Vitesse d'impact de Taylor V_i en fonction de la longueur moyenne ruine a_s pour G3C et G6C.

Figure IV-24 : Macrographie d'un échantillon Taylor en alliage G6C à 442m/s.

Figure IV-25 : Micrographies au MEB de l'endommagement de G3C.

Figure IV-26 : Cartographie de bande de cisaillement générée dans l'alliage G6C lancé à 453 m/s.

Figure IV-27 : Cartographie de bande de cisaillement générée dans l'alliage G6C lancé à 483 m/s.

Figure IV-28 : Cartographie de bande de cisaillement générée dans l'alliage G6C lancé à 508 m/s.

Figure IV-29 : Bande de cisaillement adiabatique observée dans un échantillon de compression en alliage G6C sollicité à $5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$.

Liste des figures Chapitre V

Figure V-1 : Courbe contrainte déformation en compression quasi statique et dynamique pour l'Inconel 718 à l'état recuit et à l'état vieilli à précipités [55].

Figure V-2 : Empilement ABCABC... dans un matériau CFC.

Figure V-3 : Représentation d'une macule.

Figure V-4 : Dissociation d'une dislocation.

Figure V-5 : Courbe contrainte-déformation pour différents alliages Nickel-Cobalt [57].

Figure V-6 : Evolution du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ pour G6C à γ° de 800% et à 10^4 s^{-1} pour $K = 0$ et en considérant la conductivité de l'alliage.

Figure V-7 : Concentration de chaleur dans la phase gamma.

Figure V-8 : Classement des matériaux gamma étudiés en fonction de la somme de leurs coefficients n , m et ν .

Figure V-9 : Evolution du taux de déformation des nodules de tungstène ϵ_n en fonction du taux de corroyage τ_c .
Figure V-10 : Simulation numérique des niveaux de contrainte et de déformation générés dans un alliage de tungstène en cisaillement dynamique et soumis à une pression hydrostatique de 10 GPa [4].

Figure V-11 : Evolution du coefficient d'écrouissage n en fonction du ratio des taux d'écrouissage τ_c / τ_c° .

Liste des figures Annexe I

Figure AI-1 : Cratère de pénétration pour un monocristal orienté [100] [18].

Figure AI-2 : Cratère de pénétration pour un monocristal orienté [111] [18].

Figure AI-3 : Cratère de pénétration pour un monocristal orienté [110] [18].

Figure AI-4 : Cratères de pénétration pour des monocristaux et des polycristaux orientés de tungstène [19].

Liste des figures Annexe II

Figure AII-1 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage D2.

Figure AII-2 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage D3.

Figure AII-3 : Distance entre BCA en fonction de V_i .

Figure AII-4 : Distance entre BCA en fonction de ε° .

Liste des figures Annexe III

Figure AIII-1 : Transmission d'ondes de compression lors d'une discontinuité d'impédance.

Figure AIII-2 : Système soumis à un changement de température.

Liste des figures Annexe IV

Figure AIV-4-1 : Evolution de la distance entre bande en fonction du coefficient d'écrouissage n .

Liste des tableaux Chapitre II

Tableau II-1 : Propriétés mécaniques conventionnelles des alliages de tungstène à température ambiante [4].

Tableau II-2 : Masses volumiques et chaleurs spécifiques des matériaux gamma à température ambiante.

Tableau II-3 : Propriétés mécaniques conventionnelles des matériaux gamma à température ambiante.

Liste des tableaux Chapitre IV

Tableau IV-1 : Coefficient d'écrouissage pour G2, G3 et G6.

Tableau IV-2 : Sensibilité à la vitesse de déformation pour G2, G3 et G6 à différents taux de déformation plastique équivalente entre 0.002s^{-1} et 2000s^{-1} .

Tableau IV-3 : Sensibilité à la vitesse de déformation pour G2, G3 et G6 à différents taux de déformation plastique équivalente entre 2000s^{-1} et 5000s^{-1} .

Tableau IV-4 : Sensibilité à la température pour G2, G3 et G6 à différents taux de déformation plastique équivalente à 0.002s^{-1} entre 20°C et 300°C .

Tableau IV-5 : Sensibilité à la température pour G2, G3 et G6 à différents taux de déformation plastique équivalente à 2000s^{-1} entre 20°C et 320°C .

Tableau IV-6 : Coefficient d'écrouissage pour G3C et G6C.

Tableau IV-7 : Sensibilité à la vitesse de déformation pour G3C et G6C à différents taux de déformation plastique équivalente entre 0.002s^{-1} et 2000s^{-1} .

Tableau IV-8 : Sensibilité à la vitesse de déformation pour G3C et G6C à différents taux de déformation plastique équivalente entre 2000s^{-1} et 5000s^{-1} .

Tableau IV-9 : Sensibilité à la température pour G3C et G6C à différents taux de déformation plastique équivalente à 0.002s^{-1} entre 20°C et 300°C .

Tableau IV-10 : Sensibilité à la température pour G3C et G6C à différents taux de déformation plastique équivalente à 2000s^{-1} entre 20°C et 320°C .

Liste des tableaux Chapitre V

Tableau V-1 : Energies de fautes d'empilement pour différents alliages base Fer [56].

Tableau V-2 : Energies de fautes d'empilement sur alliages Nickel-Cobalt [57].

Tableau V-3 : Ecart type moyen sur les décalages des cinq pics les plus importants des spectres de diffraction des alliages G2, G3 et G6.

Liste des tableaux Annexe I

Tableau AI-1 : Résultats des essais de pénétration de monocristaux obtenus par Bruchey [18].

Liste des tableaux Annexe II

Tableau AII-1 : Données physiques et mécaniques des alliages de tungstène D2 et D3.

Liste des tableaux Annexe III

Tableau AIII-1 : Evolution de la célérité, du module d'Young et de la masse volumique en fonction de la température pour l'acier Maraging.

Nomenclature

K : Conductivité thermique

C_p : Chaleur spécifique

E : Module d'Young

ρ : Masse volumique

$R_{p0.2\%}$: Limite d'élasticité à une déformation plastique de 0.2%

Rm : Résistance à la traction

$A\%$: Allongement à la rupture en traction

V_i : Vitesse d'impact en Taylor symétrique

α_s : Longueur moyenne de fissures ou de bandes de cisaillement générées en Taylor symétrique

λ : Libre parcours moyen de phase gamma entre deux grains de tungstène

h : Epaisseur de la couche de phase gamma cisailée dans le modèle analytique de l'instabilité

$2h$: Epaisseur de la couche de phase gamma cisailée dans le modèle analytique distance entre bandes de cisaillement adiabatique

θ : Température absolue

ε : Déformation vraie en compression

σ : Contrainte vraie en compression

$\dot{\varepsilon}$: Vitesse de déformation vraie en compression

ε_p : Déformation plastique en compression correspondant à la déformation plastique équivalente

σ_e : Contrainte équivalente

$\dot{\varepsilon}_p$: Vitesse de déformation plastique équivalente

γ : Déformation en cisaillement

τ : Contrainte en cisaillement

$\dot{\gamma}$: Vitesse de déformation en cisaillement

θ_f : Température de fusion en Kelvin

θ_e : Température associée à ε_p en Kelvin

θ_a : Température ambiante en Kelvin

V : Vitesse imposée au frontière des systèmes considérés pour les modèles analytiques

ψ : Vitesse de déformation en cisaillement déterminée à partir de la loi puissance

β : Coefficient de Taylor Quinney

η : Taux de croissance de l'instabilité

ξ : Nombre d'onde de la perturbation

τ^o : Solution homogène pour la contrainte équivalente en cisaillement

v^o : Solution homogène pour la vitesse dans la bande

γ^o : Solution homogène pour la déformation équivalente en cisaillement

θ : Solution homogène pour la température absolue

$\delta\tau(t,y)$: Perturbation imposée à contrainte équivalente en cisaillement

$\delta v(t,y)$: Perturbation imposée à la vitesse dans la bande

$\delta\gamma(t,y)$: Perturbation imposée à la déformation équivalente en cisaillement

$\delta\theta(t,y)$: Perturbation imposée à la température absolue

n : Coefficient d'écrouissage

m : Sensibilité à la vitesse de déformation

ν : Sensibilité à la température

K_o : Constante de la loi puissance

η_c : Valeur maximum du taux de croissance de l'instabilité pour γ^o donnée

ξ_c : Nombre d'onde pour η_c

η_{cmax} : Valeur maximum de η_c

ξ_{cmax} : Nombre d'onde pour η_{cmax}

L_c : Distance entre BCA

γ_s : Energie de fautes d'empilement

τ^e : Corroyage de référence

τ_c : Taux de corroyage moyen

L_o : Longueur initiale d'un échantillon Taylor

L_f : Longueur finale d'un échantillon Taylor

h_p : Distance entre la face d'impact et le front plastique

K_r : Résilience de Charpy non entaillé

HY100 : Acier à 0.19% de carbone avec comme éléments d'addition Ni à 2.56%, Cr à 1.68% et Mn, P, S, Si, Mo, Pb (<1%)

AISI1018 : Acier type XC18 : Acier non allié pour traitement thermique à 0.16-0.22% en C

AISI1040 : Acier type XC38 – XC42 : Acier non allié pour traitement thermique à un pourcentage en C de l'ordre de 0.40%

AISI4340 : Acier type 42NCD16 : Acier allié pour traitement thermique à 0.42% de C, 4% de Ni avec pour autres éléments d'alliage Cr et Mo.

7039 : Alliage corroyé Al - Zn (3.5 - 4.5%) – Mg (2.3 –3.3%) avec comme autres éléments d'alliage à un pourcentage inférieur à 1, Fe, Si, Mn, Cu, Cr et Ti.

2014-T6: Alliage corroyé, revenu Al – Cu (3.9 –5.0%) avec comme autres éléments d'addition à un pourcentage inférieur à 1, Fe, Si, Mn, Mg, Cr, Zn et Ti.

Inconel 718 : Alliage de nickel : 52.5%Ni, 19.6% Fe, 18.2%Cr, 5%Nb, 3%Mo, 1% Ti, 0.5% Al, 0.1 %Si, <0.1% Ta, Co, C.

TA6V : Alliage de Ti à 6% Al et 4% V.

Téflon : Polymère Poly – Tétra – Fluoro – Ethylène (PTFE)

Introduction

Introduction

Les matériaux sollicités aux très grandes vitesses de déformation révèlent fréquemment des bandes de cisaillement adiabatique (BCA). C'est le cas des alliages à base de tungstène ou d'uranium utilisés comme perforants cinétiques. Des études ont permis d'établir des corrélations entre les performances de pénétration des perforants cinétiques et la sensibilité au cisaillement adiabatique de ces alliages. Ces études ont également mis en évidence des BCA initiées par l'une des phases des alliages de tungstène, la phase gamma.

Cette thèse porte sur l'étude de la sensibilité au cisaillement adiabatique de matériaux cubiques face centrée correspondant à des phases gamma d'alliages de tungstène. Ce travail s'inscrit dans le cadre d'études menées par Giat Industries et Cime Bocuze sur l'amélioration des performances balistiques des alliages de tungstène. Cette étude se décompose en cinq chapitres.

Le premier chapitre rapporte une synthèse sur le cisaillement adiabatique dans les matériaux métalliques et introduit l'approche de l'étude. Après une description des BCA observées dans les matériaux pour perforants cinétiques et les métaux, une analyse des paramètres physiques influençant ce type de ruine est réalisée. Des approches analytiques et numériques portant sur l'instabilité et la localisation par BCA sont ensuite décrites.

Le deuxième chapitre détaille les matériaux et les approches expérimentales retenus. Les matériaux comprennent cinq matériaux gamma associés à des alliages de tungstène. Les essais mécaniques sont des essais en compression réalisés au Centre Technique d'Arcueil de la Délégation Générale pour l'Armement permettant d'accéder aux réponses contrainte déformation et des essais d'impact de Taylor symétrique pour obtenir des évidences d'endommagement par BCA.

Le troisième chapitre décrit deux modèles analytiques permettant d'identifier les conditions d'instabilité et de localisation de BCA dans la phase gamma. Le premier modèle examine l'instabilité de la phase gamma pour une taille caractéristique de celle rencontrée dans les alliages de tungstène à travers des données expérimentales sur le comportement élastoplastique en compression. Le second modèle concerne la répartition spatiale des sites d'instabilité des matériaux gamma pour prédire les distances entre bandes de cisaillement adiabatique observées dans le cas de l'essai de Taylor symétrique.

La quatrième chapitre présente les résultats obtenus dans un premier temps pour trois matériaux gamma à l'état post fritté et dans un deuxième temps pour deux matériaux post frittés et corroyés. A partir des caractérisations mécaniques, la réponse des matériaux aux modèles analytiques de l'instabilité et de la distance entre BCA a été examinée. Ces résultats sont comparés aux observations des mécanismes de ruine des échantillons de Taylor symétrique.

Le cinquième chapitre porte sur l'analyse des résultats à travers des considérations portant sur les différences de consolidation des matériaux gamma et sur les limitations des modèles analytiques. Cette étude se finalise par une analyse de la sensibilité au cisaillement adiabatique des matériaux gamma et des alliages de tungstène associés.

Chapitre I :

Bandes de cisaillement adiabatique

I Bandes de cisaillement adiabatique

I-1 Penetration des perforants cinétiques et BCA

Les alliages utilisés comme perforants cinétiques sont des alliages à base d'uranium ou de tungstène du fait de leur forte densité et de leur bonne tenue mécanique. Les alliages d'uranium présentent de meilleures performances de pénétration que les alliages de tungstène mais possèdent des contraintes environnementales d'élaboration et d'utilisation.

Les travaux de Magness [1] ont révélé que la pénétration de perforants cinétiques en alliages d'uranium est plus importante que celle générée par des alliages de tungstène (figure I-1). Magness interprète ce gain de performance par la capacité des alliages d'uranium à s'endommager de manière prématurée par BCA par rapport aux alliages de tungstène (figure I-2) [1]. A ce jour, cette interprétation est confirmée à travers les données expérimentales de Weerasooriya et al. [2] et de Couque et al. [3]. Ces données révèlent qu'aux basses vitesses critiques de perforation de plaques de 15 mm en acier à blindage dans le cas des alliages d'uranium sont associées une déformation de rupture par BCA plus faible que dans le cas des alliages de tungstène (figure I-3).

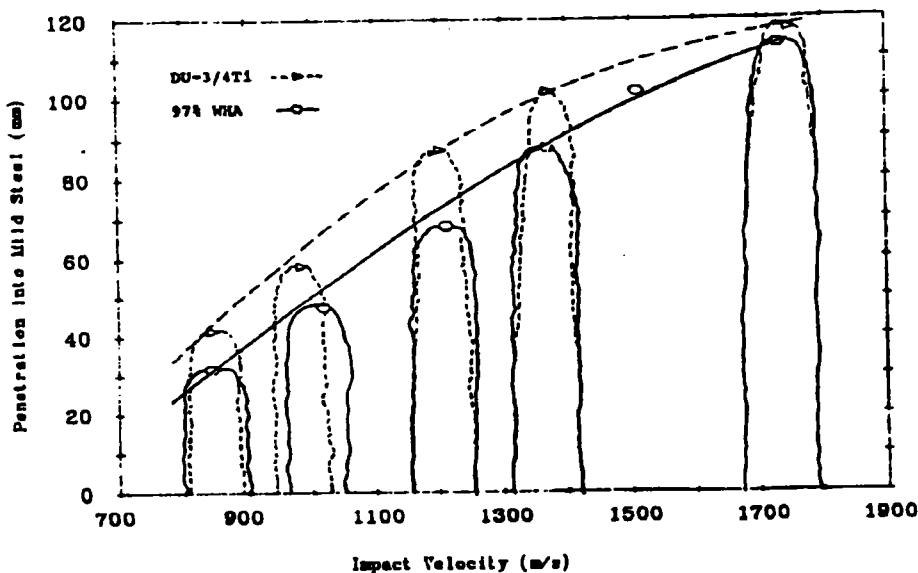


Figure I-1 : Comparaison des profils de pénétration sur cibles semi-infinies entre les alliages d'uranium et de tungstène [1].

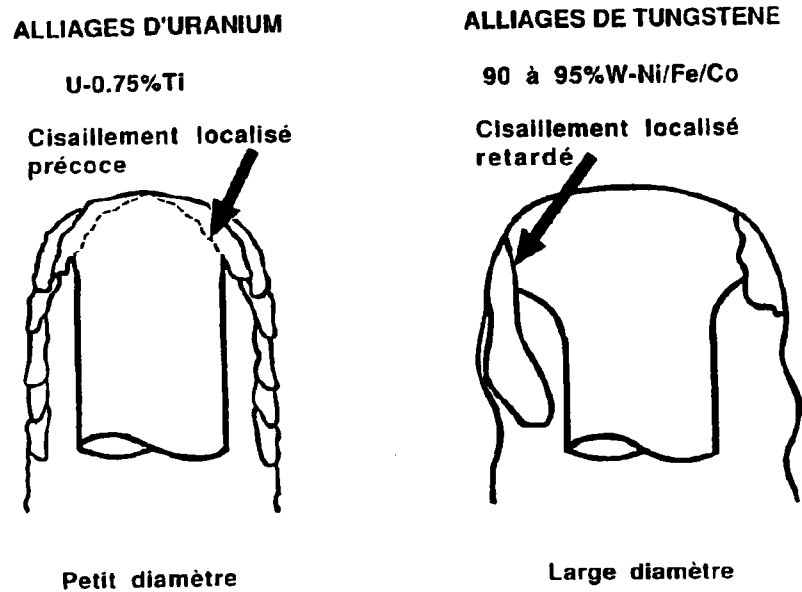


Figure I-2 : Interprétation par Magness [1] des différences de pénétration de perforants en alliages d'uranium et de tungstène.

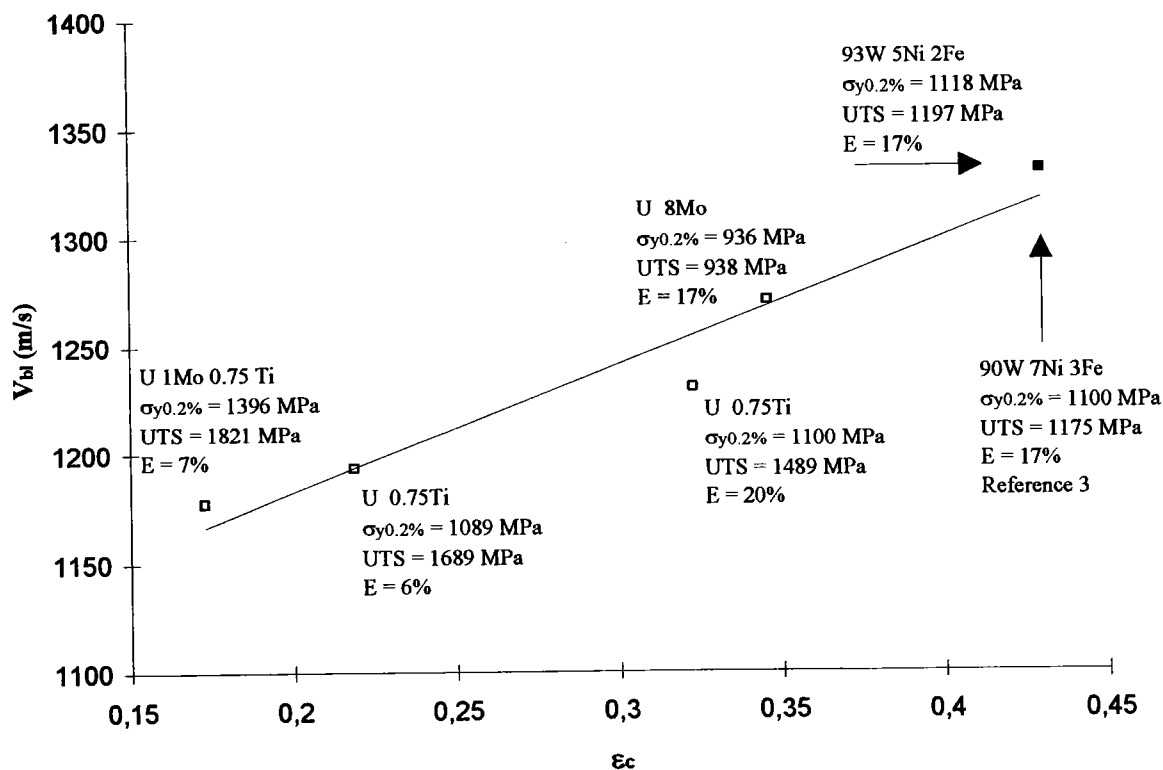


Figure I-3 : Vitesse limite de perforation de plaques de 15 mm en acier à blindage en fonction de la déformation à rupture par BCA obtenue à l'aide d'essai de barres d'Hopkinson en compression d'alliages d'uranium et de tungstène [2, 3].

Récemment, les travaux de Couque et al. [4] ont fait apparaître une corrélation entre la sensibilité à la formation de BCA et la pénétration de cibles semi-infinies de pénétrateurs ($L/D = 24$) en alliages de tungstène corroyés D2, D3 et D11 (figure I-4). La diminution de la déformation critique de formation de BCA, obtenue à l'aide d'essais de Taylor symétrique, implique comme pour les alliages d'uranium une augmentation de la performance de pénétration. Ces résultats ont été obtenus en fixant la densité à 17100 kg/m^3 , la résistance mécanique à environ 1100 MPa , la microstructure et pour les alliages D2 et D3 le taux de réduction de section associé au corroyage.

Ces alliages de tungstène comprennent une phase alpha nodulaire cubique centrée monocristalline de tungstène noyée dans une phase gamma cubique face centrée à base de nickel et de tungstène avec comme autres éléments d'addition le fer et le cobalt. Les observations post mortem d'échantillons de compression dynamique d'essais aux barres d'Hopkinson et d'essais de Taylor symétrique et de pénétrateurs résiduels ont révélé des ruptures précédées par des BCA initiées par la phase gamma des alliages de tungstène (figure I-5) [3,4]. Il est à noter que ces endommagements par BCA ont été observés pour des sollicitations ou la pression est non négligeable. En effet, pour des pressions faibles, comme dans le cas des essais de torsion en barres d'Hopkinson de Ramesh [5], le faible confinement déclenche des ruptures aux interfaces alpha/alpha ne permettant pas l'initiation de bandes de cisaillement [4].

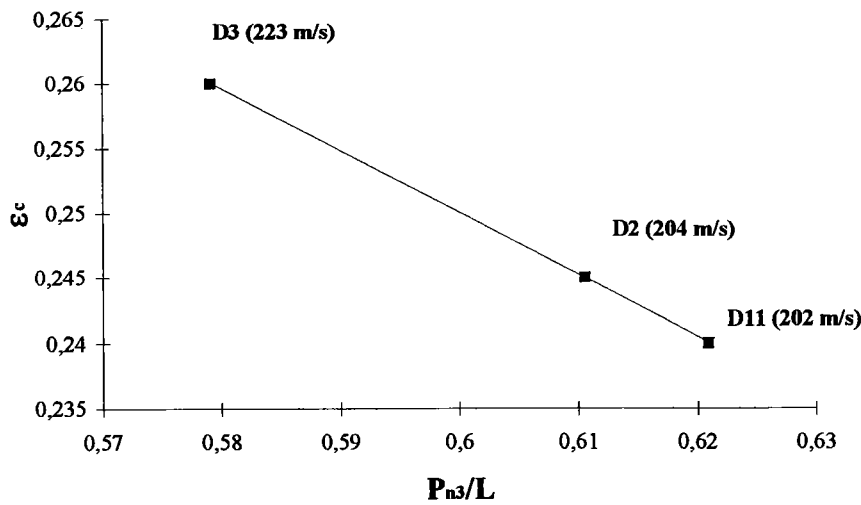
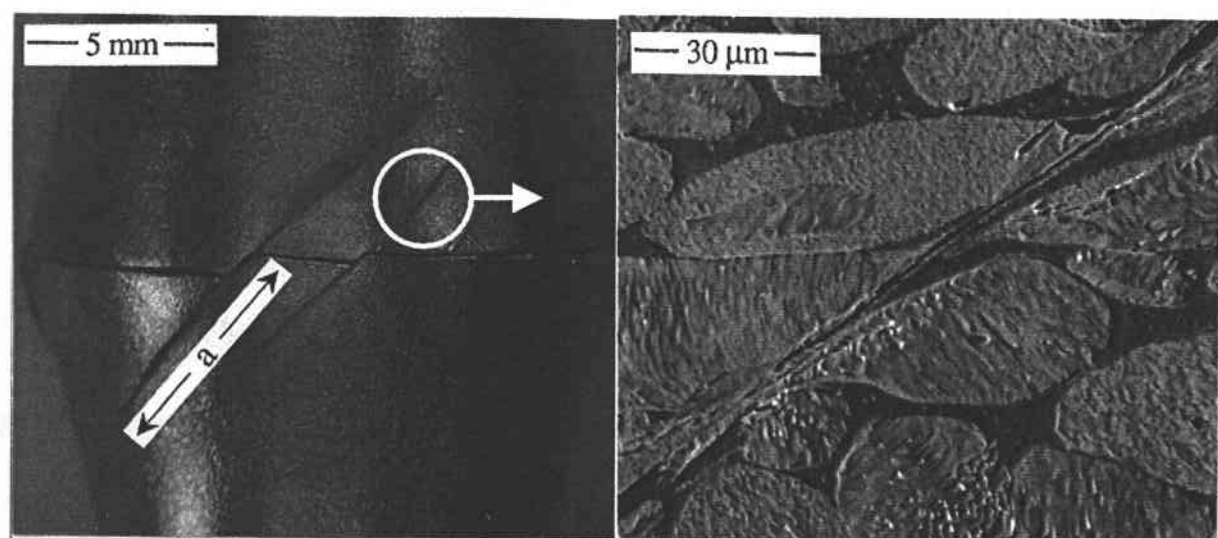


Figure I-4 : Performance de pénétration normalisée d'acier à blindage en fonction de la déformation d'initiation de BCA obtenue à l'aide d'essais symétriques de Taylor d'alliages de tungstène [4]. La vitesse d'impact correspondante est indiquée.



(a)

(b)

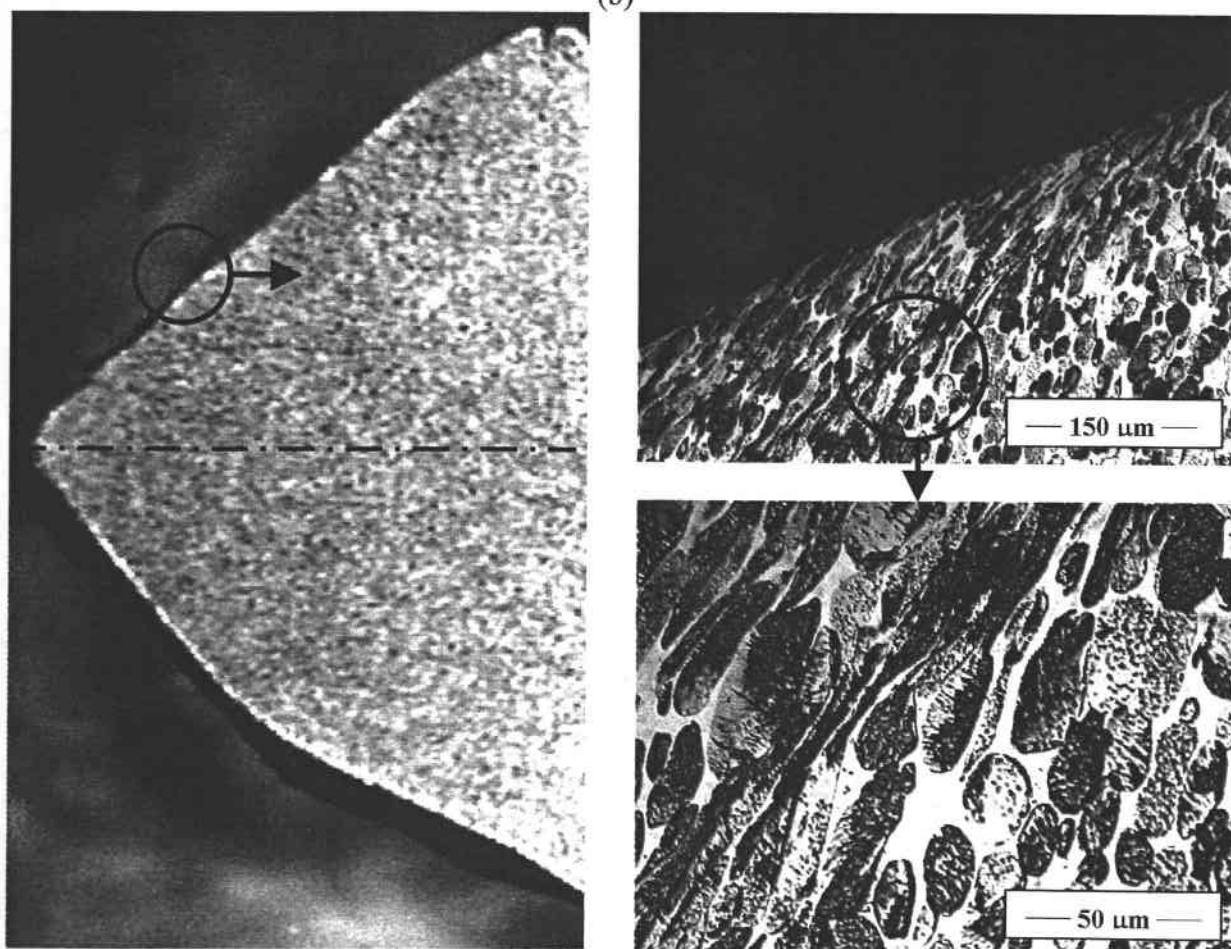


Figure I-5 : Analyses post-mortem d'un échantillon symétrique de Taylor (a) et d'un pénétrateur résiduel (b) révélant des BCA pour l'alliage de tungstène D2 [4].

Une étude menée par Bose et al. [20] a permis de mettre en évidence l'influence de divers paramètres microstructuraux sur la capacité des alliages de tungstène à présenter un endommagement par bandes de cisaillement adiabatiques. Une forte hétérogénéité dans la répartition des deux phases et une contigüité élevée entre les grains de tungstène favorisent les BCA. Une faible taille des nodules de tungstène favorise l'initiation de BCA. La réponse de l'alliage à une sollicitation dynamique dépend également du traitement thermomécanique qu'il a subi. Un taux de corroyage élevé favorise un endommagement par cisaillement adiabatique [3]. Il apparaît cependant un seuil à ne pas dépasser pour conserver un comportement ductile de l'alliage.

L'importance de la phase tungstène alpha a été examinée à travers des études de pénétration de tungstène pur monocristallin et colonnaire [18,19] dont les principaux résultats sont indiqués à travers l'étude bibliographique de l'Annexe I. Ces études révèlent que le tungstène monocristallin ne s'endommage pas par BCA et que la direction de type $\langle 100 \rangle$ possède des caractéristiques de pénétration supérieures aux directions de type $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$ et proches de celles des alliages d'uranium. Il est à noter que du fait de la fragilité des matériaux, peu de tirs ont pu être réalisés. L'analyse des textures de corroyage d'alliages de tungstène élaborés sous forme de barreaux par Nicolas et Voltz [6] révèle une texture imposée par le corroyage de type $(200)\langle 100 \rangle$ entre la surface du barreau et le mi-rayon et de type $(200)\langle 110 \rangle$ à cœur jusqu'au mi-rayon (figure I-6). Le corroyage imposé génère également un champ de contrainte interne important en traction entre le cœur du barreau et le mi-rayon et en compression entre le mi-rayon et la surface.

La figure I-4 met en évidence la contribution majeure des BCA aux performances de pénétration des alliages de tungstène. Une autre contribution à ces performances est liée à l'orientation $\langle 100 \rangle$ favorable des nodules alpha en périphérie commune à tous les alliages de tungstène.

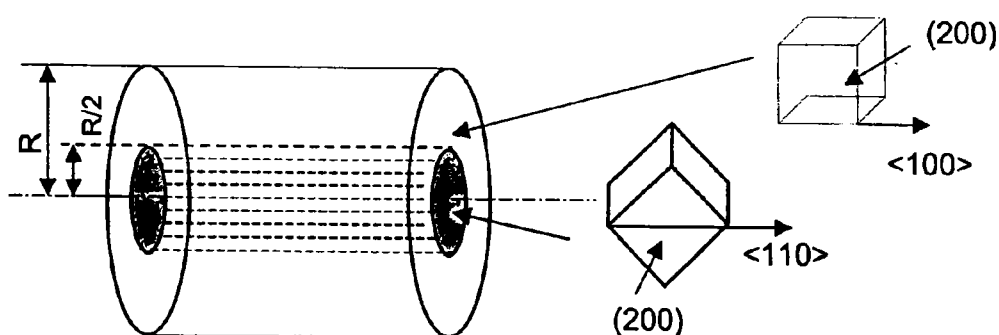


Figure I-6 : Textures générées par le corroyage en fonction du diamètre des barreaux [4].

Ces résultats ont motivé l'étude présente sur la sensibilité à la formation de BCA de phases gamma associées aux alliages de tungstène des travaux de Couque et al. [4], repérés alliages de référence par la suite. Les alliages de référence comprennent les alliages D2 et D3 et un alliage D6 de taux de corroyage similaire à D2 et D3 et de déformation critique d'initiation de BCA inférieure. L'alliage D6 n'a pas été évalué en balistique terminale dans le cadre des travaux de Couque et al. car seuls les alliages de résilience élevée ont été évalués. L'alliage D11 n'a pas été retenu comme alliage de référence car il diffère des autres alliages par son taux de corroyage beaucoup plus élevé.

L'approche de l'étude est introduite après une description dans les sections suivantes des mécanismes de BCA observés dans les métaux et des approches analytiques portant sur la formation de BCA.

I-2 Evidences de BCA

I-2-1 Description du cisaillement adiabatique

Les BCA constituent un mécanisme d'endommagement prépondérant lors de la pénétration d'un projectile dans une cible. Tresca en 1878 a fait apparaître des évidences de BCA à la suite d'une interaction projectile cible [7]. En 1948, Zener et Hollomon ont employé pour la première fois le terme de BCA et ont proposé un mécanisme de formation communément admis, aujourd'hui, par la communauté scientifique [7].

Ce mécanisme est le suivant. Au cours de la déformation plastique, la majeure partie du travail plastique est convertie en chaleur (environ 90%). Si la vitesse de déformation dans une région donnée est suffisamment grande, la chaleur ne peut être évacuée en dehors de la zone déformée; ce phénomène est dit adiabatique. Même si au sens thermodynamique le phénomène n'est pas rigoureusement lié au régime adiabatique, il est approché aux hautes vitesses de déformation. La chaleur générée induit alors localement une élévation importante de la température à partir d'environ 1 s^{-1} . Il se produit alors un adoucissement important du matériau dans cette zone. Le processus d'évolution des BCA est dit auto-catalytique (figure I-7).

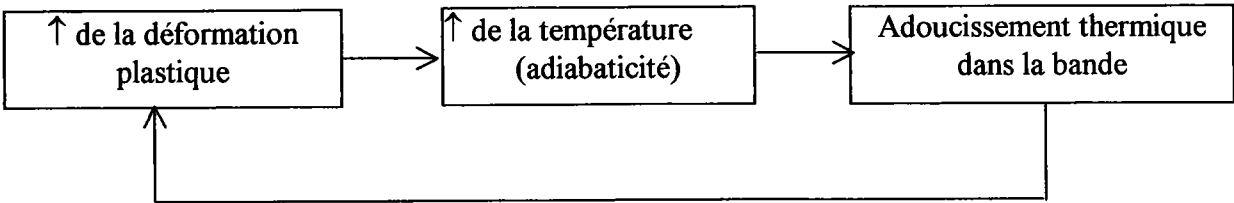


Figure I-7 : Processus d'évolution des BCA.

L'influence de la formation de BCA sur le comportement mécanique a été étudiée par Marchand et Duffy [8] pour l'acier HY100 au cours d'essais dynamiques de barres d'Hopkinson en torsion. La réponse du matériau est présentée à la figure I-8 et se décompose en trois stades. Le premier stade correspond à la déformation homogène jusqu'à une contrainte maximum du fait de la consolidation plastique. Au début du stade 2, une instabilité plastique se développe et la contrainte diminue alors faiblement. Au cours du stade 3, la chute de contrainte due à l'échauffement n'est plus compensée par l'augmentation de contrainte due à la consolidation. La contrainte chute alors fortement du fait du développement rapide de l'instabilité pouvant conduire à la formation de BCA.

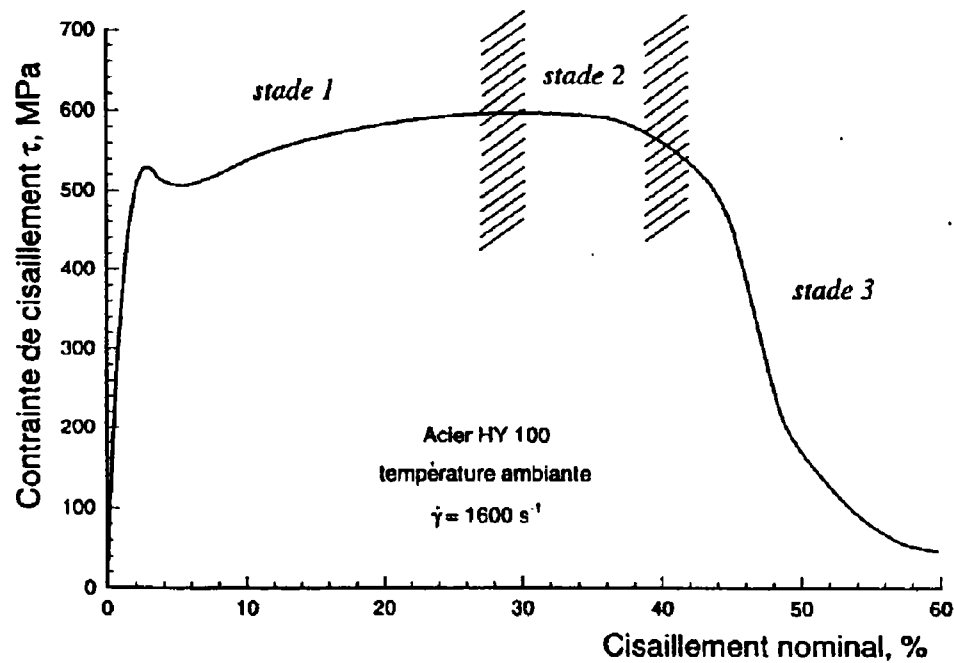


Figure I-8 : Réponse en torsion dynamique de l'acier HY100 [7].

I-2-2 BCA dans les métaux

I-2-2-1 Morphologies des BCA

Des analyses post-mortem de matériaux métalliques révèlent deux morphologies, les bandes "déformées" et les bandes "transformées". Les BCA dites déformées sont caractérisées par une déformation locale très importante. Les BCA transformées sont également obtenues à la suite d'une déformation locale très importante accompagnée d'une transformation de phase due à l'échauffement important généré.

De nombreux travaux dont le but était de déterminer les températures atteintes dans les bandes ont été menés. Marchand et Duffy [8] ont mesuré des températures supérieures à 600°C dans les bandes sur l'acier HY100 au cours de sollicitation en torsion dynamique. Deltort [9], a détecté des températures comprises entre 450°C et 750°C dans le cas d'un acier martensitique de type 35NCD16 pour des chargements en torsion dynamique et poinçonnage. Ces températures, certes élevées, sont insuffisantes pour expliquer les changements de phases observés. Des travaux récents menés par Ranc et al. [10] font état de mesures de pics de température de 1273°C à l'intérieur de BCA dans le cas d'un alliage de titane TA6V pour un chargement dynamique de type poinçonnage. Ce résultat est en adéquation avec les BCA transformées observées pour le TA6V pour lequel une transformation de phase a lieu pour une température proche de 960°C.

Des évidences de BCA dans la littérature portent sur des matériaux soit cubiques centrés, soit quadratiques, soit cubiques faces centrées, soit hexagonaux compacts, soit orthorhombiques. Les sections suivantes décrivent les particularités des BCA rencontrées dans ces cinq systèmes ainsi que les BCA rencontrées dans le système mixte particulier des alliages de tungstène.

I-2-2-2 BCA dans les systèmes cubiques centrés

Des BCA ont été mises en évidence dans le cas d'un acier ferritique AISI1018 par Duffy et al. [12] sollicité en torsion dynamique. Il s'agit de bandes déformées ayant une largeur de 75 μm (figure I-9). Leur formation peut s'accompagner d'un changement de phase. La phase ferritique alpha de structure cubique centrée, du fait de l'échauffement important généré au cours d'un chargement dynamique, se transforme en austénite de structure cubique face

centrée. L'austénite formée est transformée en martensite de structure quadratique par refroidissement rapide.

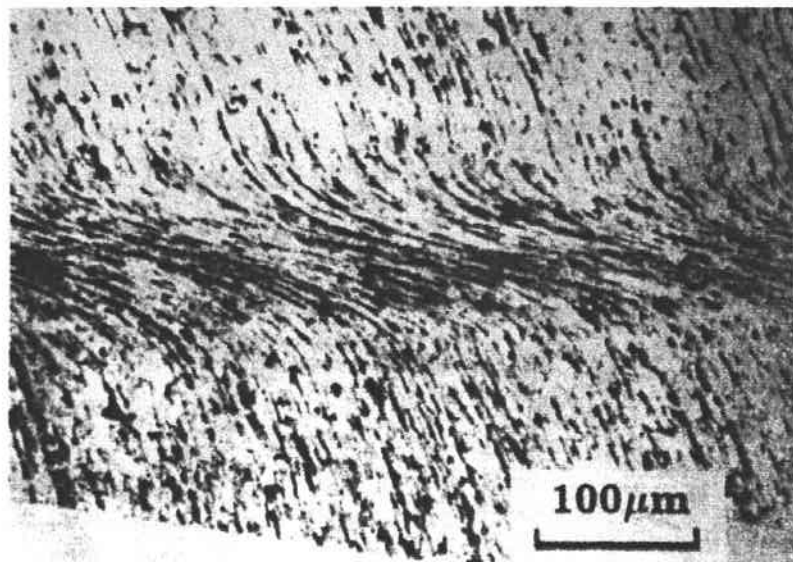


Figure I-9 : BCA dans un acier ferritique AISI1018 [12].

I-2-2-3 BCA dans les systèmes quadratiques

De nombreuses études ont mis en évidence des BCA dans les aciers de type martensitiques. Citons pour exemple les travaux de Rogers [11] sur un AISI 1040 et de Duffy et al. [12] pour des aciers HY100 et AISI 4340 sollicités en torsion dynamique. Une micrographie d'une BCA ayant une largeur de 20 μm pour un acier martensitique est présentée à la figure I-10 [13].

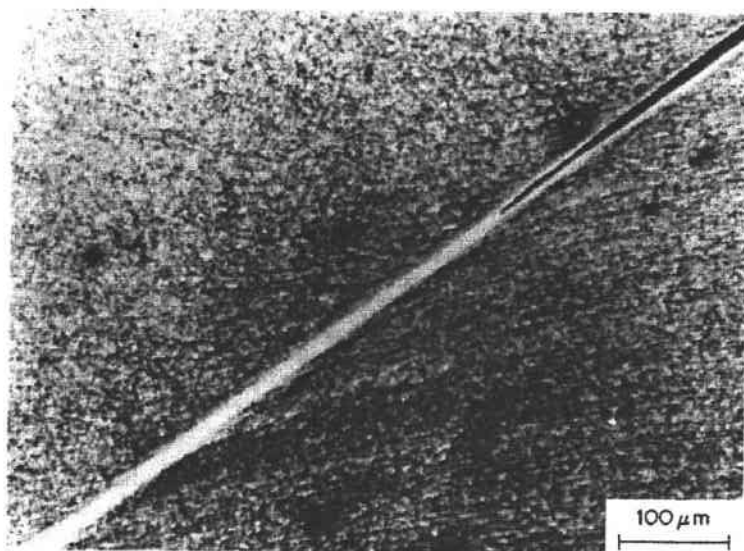


Figure I-10 : BCA dans un acier martensitique [13].

I-2-2-4 BCA dans les systèmes cubiques faces centrées

Des BCA pour des matériaux cubiques faces centrées ont été mises en évidence dans de nombreux travaux parmi lesquels nous pouvons citer ceux de Leech sur un alliage d'aluminium 7039 et de Wingrove sur un alliage d'aluminium 2014-T6 [7]. La formation de BCA dans les alliages d'aluminium n'est pas accompagnée de changement de phase. Elle est caractérisée par une déformation localisée intense (figure I-11). La largeur des bandes observées est d'environ 20 μm .

Des BCA ont également été observées pour des alliages de nickel de type Inconel 718 [14] au cours d'un usinage à grande vitesse. La figure I-12 met clairement en évidence des zones de déformation intense.

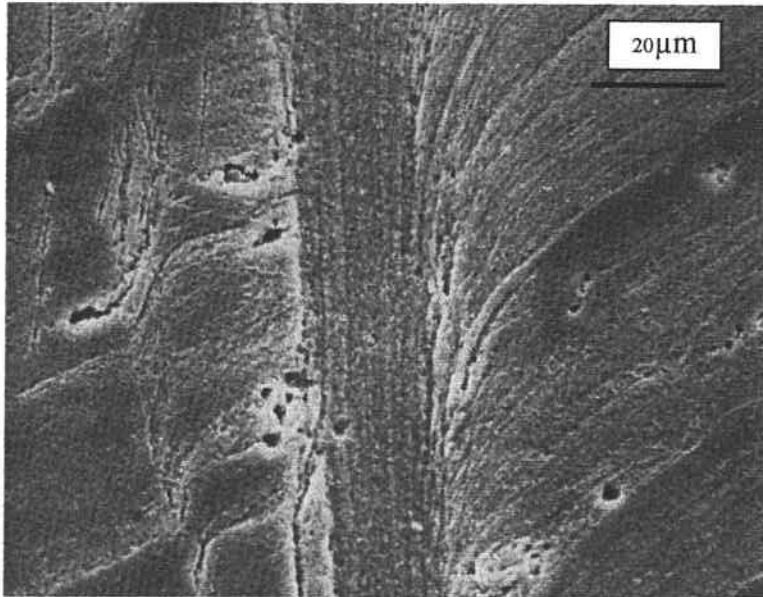


Figure I-11 : BCA dans un alliage d'aluminium 7039 [7].

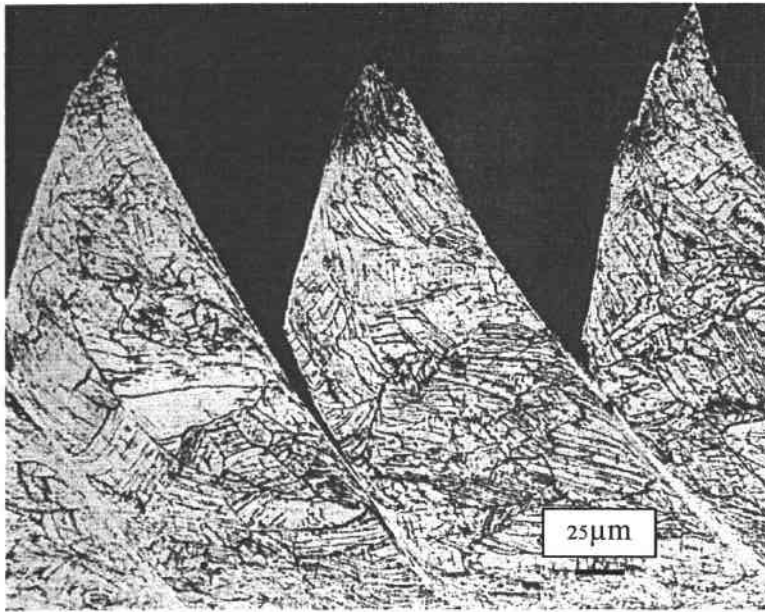


Figure I-12 : BCA dans un inconel 718, Komanduri et al. [14].

I-2-2-5 BCA dans les systèmes hexagonaux compacts

Le titane et ses alliages présentent un endommagement par BCA sous sollicitations dynamiques. Il s'agit de fines BCA transformées d'environ 10 μm d'épaisseur [15] où le titane passe d'une structure hexagonale compacte à une structure cubique faces centrées (figure I-13). Ces bandes sont caractérisées par une structure très fine avec une taille de grains comprise entre 0.05 et 0.3 μm [16].

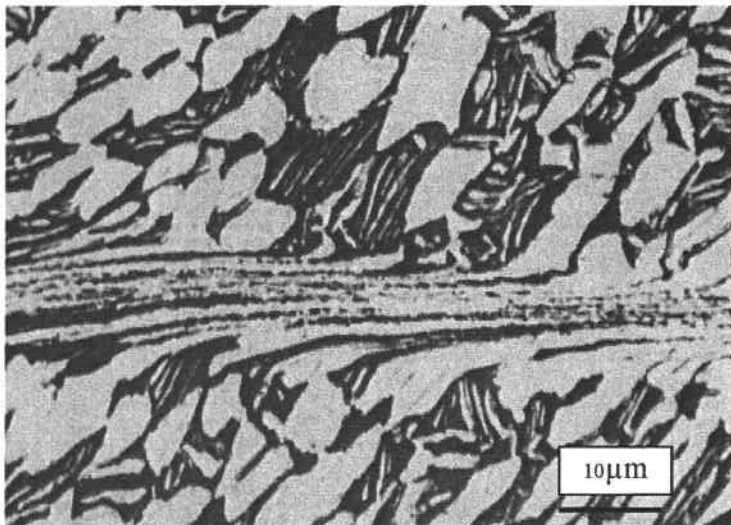


Figure I-13 : BCA dans un alliage de titane Ti - 4 Al - 4 Mo - 2 Sn - 0.5 Si [15].

I-2-2-6 BCA dans les systèmes orthorhombiques

Des évidences de BCA pour un alliage d'uranium U-Mo1.5% ont été présentées dans les travaux de Stelly et al. [17] (figure I-14). Les BCA générées ont des épaisseurs comprise entre 10 et 30 μm .



Figure I-14 : BCA dans un alliage d'uranium U-Mo 1.5% [17].

I-2-2-7 BCA dans les systèmes mixtes: cas des alliages de tungstène

Des observations métallographiques réalisées sur les alliages de tungstène utilisés comme perforants cinétiques et soumis à des sollicitations dynamiques en compression montrent un mode d'endommagement par BCA déformées ayant une largeur de l'ordre de 20 à 30 μm (figure I-15) [3, 4]. Les alliages de tungstène ont la particularité d'être composés d'une phase ductile cubique faces centrées, la phase gamma et d'une phase alpha cubique centrée qui est ductile lorsqu'elle est confinée.

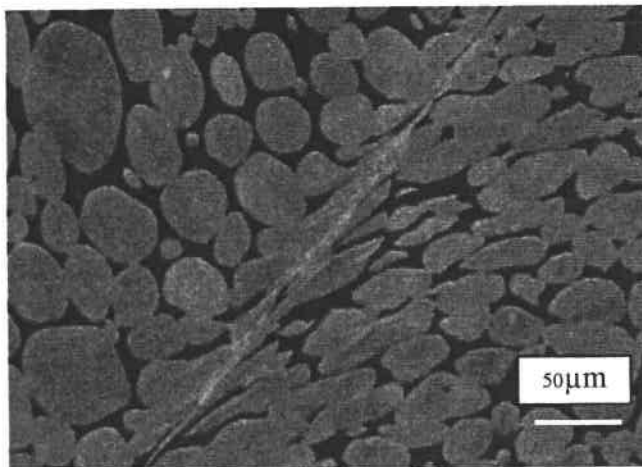


Figure I-15 : BCA dans un alliage de tungstène [3].

Les BCA dans les alliages de tungstène se caractérisent par une déformation plastique intense de la matrice et des grains de tungstène le long de la bande.

I-3 Variables thermiques et mécaniques influençant le cisaillement adiabatique

La sensibilité au cisaillement adiabatique dépend des propriétés thermiques et mécaniques des matériaux favorisant l'adoucissement localisé. Cet adoucissement de type mécanique correspond à une chute de contrainte liée à un échauffement local important.

Les propriétés thermiques influentes sont la conductivité thermique et la chaleur spécifique rapportée à la densité.

Une faible conductivité thermique, K , augmente la sensibilité au cisaillement adiabatique. En effet, au cours d'une sollicitation mécanique, la chaleur générée par la déformation plastique du matériau sera localement d'autant plus élevée que le matériau aura une faible conductivité thermique.

Une faible chaleur spécifique rapportée à la densité favorise l'échauffement, et donc l'apparition de BCA. Cette dépendance s'explique en considérant l'équation de la chaleur:

$$\rho C_p \frac{\partial \theta}{\partial t} - K \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = \beta \tau \dot{\gamma} , \quad (I-1)$$

Dans le cas d'une déformation adiabatique, la conductivité thermique est négligeable et l'augmentation de la température due au travail plastique devient:

$$\rho c_p \frac{d\theta}{dt} = \beta \tau \dot{\gamma} , \quad (I-2)$$

avec ρ la masse volumique, β le coefficient de Taylor Quinney correspondant à la partie du travail plastique convertie en chaleur et C_p la chaleur spécifique.

Sous l'action de la déformation plastique, pour un travail plastique $\beta \tau \dot{\gamma}$ donné, l'échauffement $\frac{\partial \theta}{\partial t}$ sera d'autant plus important que le terme ρC_p sera faible.

Les propriétés mécaniques influentes sont la consolidation de type mécanique, correspondant à l'écart entre la limite d'élasticité et la contrainte aux grandes déformations, l'adoucissement thermique et la vitesse de sollicitation.

Comme nous l'avons vu précédemment, le développement de l'instabilité est le résultat d'une compétition entre la consolidation et l'adoucissement thermique.

Une faible consolidation augmente donc la sensibilité au cisaillement adiabatique, la composante adoucissement étant rapidement le mécanisme prépondérant.

Pour la même raison, un adoucissement thermique important augmente la sensibilité au cisaillement adiabatique.

Une faible sensibilité à la vitesse de déformation est généralement synonyme de matériaux plus sensibles à la localisation de l'instabilité.

I-4 Modélisation de l'instabilité et de la localisation de BCA

De nombreux travaux analytiques et numériques ont été menés de manière à définir la localisation de la déformation plastique. Ces travaux ont établi les conditions nécessaires au déclenchement de la localisation et ont permis de déterminer l'influence de divers paramètres notamment rhéologiques et géométriques.

Les travaux récents dans ce domaine comprennent :

- Des analyses de stabilité linéaire dont le but est la détermination des conditions d'initiation de la localisation,
- Des analyses non linéaires pour suivre le développement de l'instabilité et la formation de BCA.

Concernant les analyses de stabilité linéaire, Clifton [21] a étudié la réponse d'un massif soumis à une sollicitation en cisaillement simple en conditions quasi statiques. Cette analyse prend en compte la conductivité thermique, l'écrouissage et les sensibilités à la vitesse de déformation et à la température. Les travaux de Clifton, complétés de ceux de Bai [22] portant sur une réponse à une sollicitation dynamique, ont permis de définir dans quelles conditions de vitesse de chargement une perturbation imposée à un matériau croît ou décroît (instabilité ou stabilité).

Molinari [23] et Fressengeas et Molinari [24] ont introduit la notion de perturbation linéaire relative que Klepaczko et al. [25] ont appliquée à différents matériaux métalliques. Ces travaux ont montré que la localisation avait lieu lorsque la croissance de la perturbation est supérieure au taux de croissance de la solution homogène.

Anand et al. [26] ont proposé une approche tri-dimensionnelle de l'analyse de la perturbation linéaire qui rend compte des effets triaxiaux de la pression hydrostatique.

Dans le cadre des analyses non linéaires permettant de suivre le développement de l'instabilité, Litonski [27] a étudié l'évolution de la déformation plastique d'un tube à paroi mince sollicité en torsion et présentant un défaut initial constitué d'une rainure sur la circonférence. La conductivité thermique est négligée. L'hypothèse de l'uniformité de toutes les quantités à l'intérieur et à l'extérieur du défaut a été posée. Litonski a montré numériquement que la déformation devient non homogène lorsque le maximum de la courbe contrainte – déformation est atteint. La localisation de la déformation dans le défaut n'a lieu que plus tard. Merzer [28] a complété les travaux de Litonski en tenant compte de la conduction thermique. Il a en particulier montré que la largeur de la bande de cisaillement générée est contrôlée par la conductivité thermique.

Les travaux numériques de Wright et al. [29] ont permis l'analyse de l'influence de la taille de la perturbation sur le développement de la localisation. Ces travaux ont montré qu'une perturbation plus importante en température conduit à une localisation plus rapide de la déformation. Batra [30] a complété ces résultats en étudiant l'effet de l'écrouissage et de la sensibilité à la vitesse de déformation et à la température. Ces travaux indiquent que la localisation de la déformation a lieu plus tôt lorsque l'adoucissement thermique est important. Inversement cette localisation est retardée lorsque la sensibilité à la vitesse de déformation ou le coefficient d'écrouissage augmente.

Une approche analytique a permis à Molinari et Clifton [31] de déterminer la déformation plastique critique à partir de laquelle l'instabilité se développe pour des matériaux thermo-viscoplastiques. Dans cette approche, les effets de conduction, d'inertie et d'élasticité sont négligés. Le problème considéré est celui d'un massif soumis à un cisaillement simple.

Deux approches théoriques différentes ont été proposées pour évaluer ces distances entre les bandes de cisaillement.

La première approche, développée par Grady et al. [32], détermine l'espace entre bandes par la prise en compte de l'énergie dissipée lors de la création d'une bande à l'intérieur de laquelle la contrainte de cisaillement est supposée nulle. Ce modèle ne tient pas compte des effets liés à la vitesse de déformation et du travail plastique précédant la formation de la bande. Il rend compte des étapes finales de la propagation des bandes (contrainte de cisaillement nulle à l'intérieur de celles-ci) et n'est pas représentatif de la localisation.

La seconde approche, développée par Wright et al. [33] est fondée sur l'analyse de la perturbation permettant la détermination du mode d'instabilité dominant. Wright et al. ont postulé que la longueur d'onde associée au mode dominant de l'instabilité correspond à la plus petite distance entre bandes de cisaillement. Cette approche analytique ne tient pas compte de l'écrouissage. Elle a été étendue par Molinari [34] aux matériaux faiblement écrouissables. Le modèle analytique de Molinari est en accord avec les résultats expérimentaux de Nesterenko et al. [34] dans le cas d'essais de cylindre hydrodynamique et avec les résultats d'essais de Taylor symétrique sur deux alliages de tungstène de référence (Annexe II).

L'instabilité des matériaux gamma a été examinée dans un premier temps à l'aide du modèle analytique de l'instabilité développé par Molinari [23]. Ce modèle simple permet d'étudier le comportement de matériaux gamma dans le cas d'une sollicitation dynamique en cisaillement simple pour une épaisseur représentative de celle observée dans les alliages de tungstène. Dans un second temps, l'approche analytique permettant de déterminer la distance entre BCA de Molinari [34] a été appliquée.

Chapitre II :

***Matériaux et essais
mécaniques***

II Matériaux et essais mécaniques

II-1 Matériaux

Les matériaux de l'étude correspondent aux trois phases gamma à l'état post fritté G2, G3, G6, et aux deux phases gamma à l'état fritté et écroui G3C et G6C de trois alliages de tungstène de référence D2, D3 et D6 [4]. Ces matériaux, élaborés par Cime bocuze, ont été définis par les centres d'études de Cime Bocuze et de Giat Industries. Les sections suivantes décrivent les procédures d'élaboration et les caractéristiques conventionnelles des alliages de tungstène de référence et des matériaux gamma associés.

II-1-1 Alliages de tungstène de référence

II-1-1-1 Composition chimique et élaboration

Les alliages de tungstène de référence D2, D3 et D6 sont des alliages issus du système tungstène-fer-nickel-cobalt avec un pourcentage massique de tungstène de $90 \pm 5\%$. Ce sont des alliages biphasés constitués de nodules de monocristaux de tungstène ayant une structure cubique centrée noyés dans une matrice constituée d'une phase gamma de structure cubique face centrée. Les caractéristiques mécaniques et de pénétration, [4], ont été obtenues à l'aide d'échantillons usinés à partir d'ébauchés de diamètre 12.5 mm et de longueur 245 mm. Ces ébauchés ont été élaborés selon les techniques conventionnelles de frittage [36] et ont subi un corroyage pour obtenir une résistance mécanique de l'ordre de 1100 MPa.

II-1-1-2 Observations microscopiques

Une micrographie représentative de ces trois alliages est présentée à la figure II-1. Le diamètre moyen des nodules est de l'ordre de 17 μm . L'orientation préférentielle des grains de tungstène est due au corroyage. Le libre parcours moyen de phase gamma entre les grains de tungstène est de l'ordre de 5 μm .

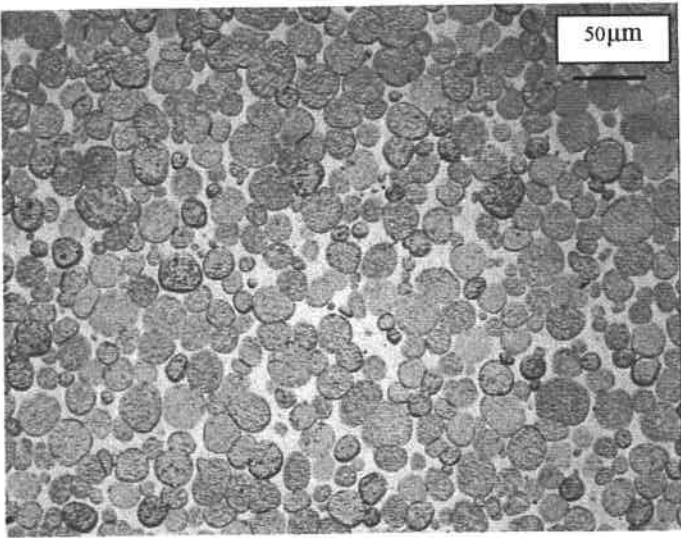


Figure II-1 Microstructure typique d'un alliage de tungstène de densité 17100 kg/m³ après attaque chimique. L'axe de l'ébauché est vertical.

II-1-1-3 Propriétés physiques

Les trois alliages de tungstène possèdent une masse volumique de 17100 kg/m³, une conductivité thermique de l'ordre de 70 Wm⁻¹K⁻¹ et une chaleur spécifique d'environ 165 Jkg⁻¹K⁻¹. La température de fusion de la phase gamma est de l'ordre de 1480°C, celle du tungstène est de 3410°C.

II-1-1-4 Propriétés mécaniques conventionnelles

Les caractéristiques mécaniques conventionnelles de traction et de résilience des alliages de tungstène sont regroupées au tableau II-1 [4]. La résilience K_r a été obtenue à l'aide d'échantillons Charpy non entaillés de section 5 x 5 mm² et de longueur 55 mm. Les essais de traction ont été réalisés à 10⁻³ s⁻¹ à température ambiante avec des éprouvettes de longueur utile de 12 mm de diamètre utile de 4 mm.

	R _{p0.2%} (MPa)	R _m (MPa)	A%	K _r (J/cm ²)
D2	1119	1135	12.5	85
D3	1085	1145	20.5	145
D6	1130	1133	3	40

Tableau II-1 : Propriétés mécaniques conventionnelles des alliages de tungstène à température ambiante [4].

II-1-2 Phases gamma

II-1-2-1 Elaboration et composition chimique

Les phases gamma des alliages de tungstène sont constituées d'une solution solide de nickel, de fer, de tungstène et pour certaines de cobalt. Il s'agit d'alliages ternaires ou quaternaires de structure cubique à face centrée. Trois alliages nommés par la suite G2, G3, G6 ayant une composition chimique représentative des phases gamma des alliages de tungstène associés D2, D3 et D6 ont été élaborés sous forme d'ébauchés de diamètre 10.5 mm et de longueur 75 mm selon les techniques de frittage conventionnelles et n'ont pas subi de corroyage.

Le pourcentage relatif de tungstène dans l'alliage G2 représente 0.7 fois le pourcentage de tungstène dans G3 et 1.5 fois celui dans G6.

Deux autres matériaux gamma G3C et G6C correspondant aux alliages G3 et G6 ayant subi un corroyage représentatif des alliages de tungstène associés ont été également élaborés. Le corroyage permet, par martelage, l'élaboration de matériaux à l'état écroui. Le niveau de corroyage est défini par un taux de corroyage égal à la variation de section d'un barreau rapportée à sa section initiale. Ce taux de corroyage est corrélé au taux de déformation moyen des nodules de tungstène à un rayon donné. Le corroyage représentatif retenu est celui des alliages de tungstène de référence déduit à partir de la déformation des nodules de tungstène à un rayon de 4.5 mm. Ce rayon correspond au rayon extérieur des échantillons de Taylor avec lesquels des mesures d'endommagement dynamique des alliages ont été réalisées [4].

II-1-2-2 Observations microscopiques

Une micrographie représentative des nuances non corroyées est présentée à la figure II-2. La taille moyenne des grains pour chacun des alliages est de l'ordre de 90 μm . Des porosités ayant une taille moyenne de 3 μm sont apparentes. Ces porosités sont réparties de manière homogène pour les trois alliages. Elles sont exacerbées à la figure II-2 par l'attaque chimique. Le tungstène est totalement dissout dans la solution solide pour l'alliage G6, une fraction volumique inférieure à 0.3% et à 0.8% de tungstène alpha est présente respectivement pour l'alliage G2 et G3.

Une micrographie représentative des nuances G3C et G6C est présentée à la figure II-3. La taille moyenne des grains est de 80 μm en coupe transversale et est comprise entre 60 et 70 μm en coupe longitudinale. L'orientation préférentielle des grains dans l'axe du barreau est

due au corroyage imposé. Comme les alliages post frittés, ces alliages présentent des porosités de taille moyenne inférieure $3\text{ }\mu\text{m}$ réparties de manière homogène. Elles sont exacerbées à la figure II-3 par l'attaque chimique. Le tungstène est totalement dissout dans la solution solide pour l'alliage G6C, une fraction volumique inférieure à 0.8% de tungstène alpha est présente pour l'alliage G3C.

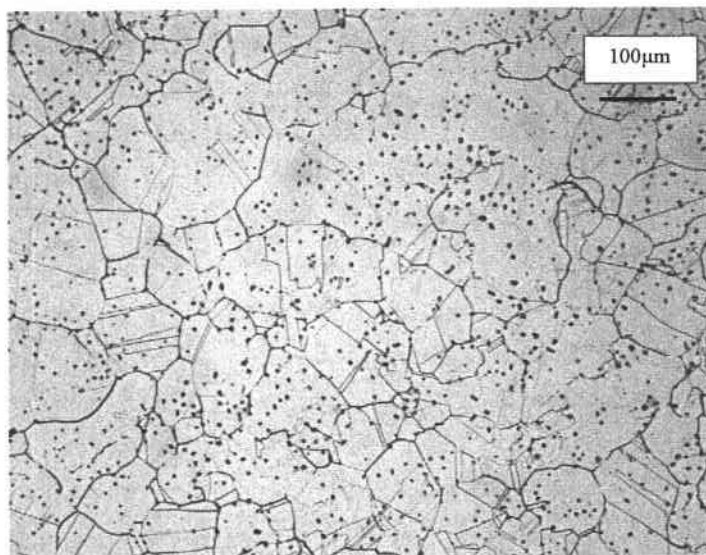


Figure II-2 : Microstructure typique d'un matériau gamma à l'état post fritté après attaque chimique.

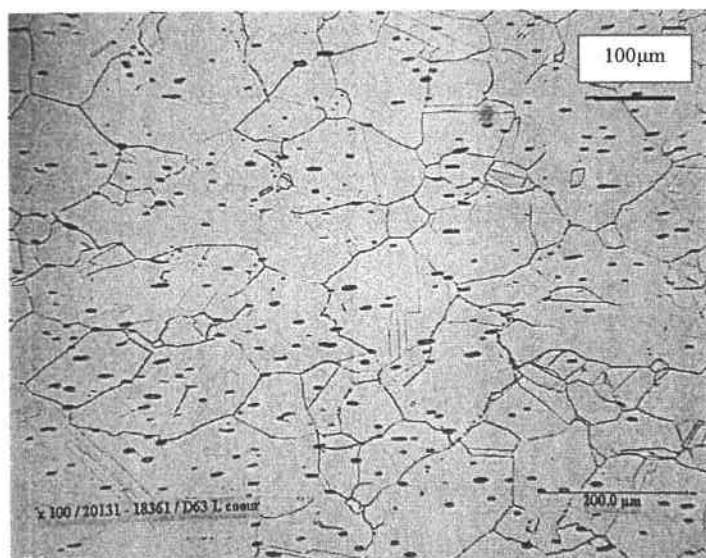


Figure II-3 : Microstructure typique d'un matériau gamma à l'état corroyé après attaque chimique.

II-1-2-3 Propriétés physiques

Les masses volumiques et les chaleurs spécifiques des cinq matériaux sont présentées au tableau II-2. Les conductivités thermiques sont de l'ordre de celles des matériaux base nickel. La température de fusion de ces alliages est proche de 1480°C.

	ρ (kg/m ³)	C_p (J kg ⁻¹ K ⁻¹)
G2	9720	403
G3	10630	369
G3C	10630	369
G6	8960	435
G6C	8960	435

Tableau II-2 : Masses volumiques et chaleurs spécifiques des matériaux gamma à température ambiante.

II-1-2-4 Propriétés mécaniques conventionnelles

Les caractéristiques mécaniques conventionnelles de traction des matériaux gamma sont regroupées au tableau II-3. Ces essais ont été réalisés à 10⁻³ s⁻¹ à température ambiante avec des éprouvettes de longueur utile de 12 mm et de diamètre utile de 4 mm.

	$R_{p0.2\%}$ (MPa)	R_m (MPa)	A (%)
G2	300	645	56
G3	345	845	65
G3C	590	925	32
G6	275	540	48
G6C	490	620	16.5

Tableau II-3 : Propriétés mécaniques conventionnelles des matériaux gamma à température ambiante.

II-2 Essais mécaniques pour les évaluations de lois de comportement

Pour calibrer les lois de comportement, des essais de compression ont été menés au

Centre Technique d'Arcueil de la Délégation Générale pour l'Armement à l'aide d'échantillons de diamètre 9 mm et de longueur 5 mm usinés à partir des ébauchés de diamètre 10.5 mm. La rugosité apparente des échantillons est inférieure à 0.8. Ces essais ont été réalisés à une vitesse quasi statique de $2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ à des températures de 20 et 300°C et à des vitesses de déformation dynamiques de 2000 s^{-1} à des températures de 20 et 320°C et de 5000 s^{-1} à une température de 20°C. Les procédures de ces essais sont décrites dans les sections suivantes. Les caractérisations dynamiques ont été obtenues à l'aide de l'essai en barres d'Hopkinson. Pour chacun des essais, les faces des échantillons ont été lubrifiées avec une graisse au molybdène.

II-2-1 Essais de compression quasi statique

Les essais de compression quasi statique à $2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ à température ambiante et à 320°C ont été réalisés à l'aide d'une machine de traction conventionnelle. Les efforts ont été mesurés à l'aide d'une cellule de force de 250 kN. Les déplacements ont été mesurés à l'aide d'un extensomètre mécanique, voir figure II-4. Les essais en température ont été réalisés au moyen d'une enceinte thermique permettant d'atteindre 300°C par chauffage à résistance. La température a été mesurée avec un thermocouple en contact avec l'échantillon.

La procédure mise en place pour la réalisation d'essais en température est la suivante :

- Enceinte thermique conditionnée à une température de 300°C pendant 2 heures,
- Mise en place de l'échantillon entre les plateaux,
- Attente de 5 minutes
- Réalisation de l'essai.

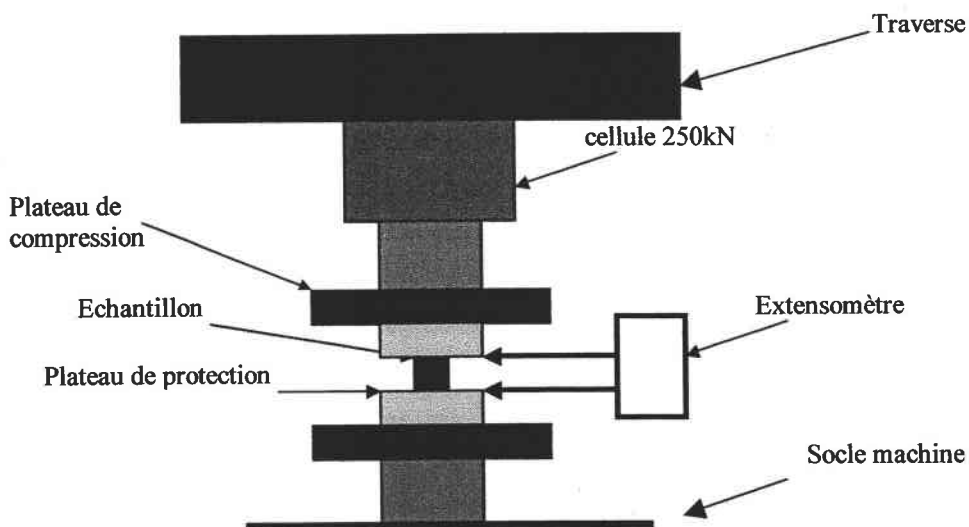


Figure II-4 : Schéma de principe de l'essai de compression quasi statique.

II-2-2 Essais de compression dynamique en barres d'Hopkinson

II-2-2-1 Description de l'essai de compression aux barres d'Hopkinson

L'essai dynamique en barres d'Hopkinson, basé sur l'hypothèse de la propagation non dispersive d'une onde élastique, est un des essais les plus utilisés pour caractériser des matériaux en conditions dynamiques. Cette technique permet d'établir la déformation plastique d'un échantillon à une vitesse de déformation relativement constante dans le régime de vitesse de déformation 10^3 s^{-1} . Cette caractéristique de chargement permet une comparaison directe avec les essais quasi statiques.

Cet essai utilise la propagation d'ondes élastiques dans une barre soumise à un impact pour déterminer des contraintes et des déplacements. Hopkinson en 1914 [37] est le premier à avoir étudié le profil d'une onde élastique se propageant dans une barre cylindrique. Cette étude a permis de déterminer l'amplitude et la durée d'une impulsion générée par un impact à une des extrémités d'une barre. A partir des travaux de Hopkinson, Davies en 1948 [38] puis Kolsky en 1949 [39] ont relié le déplacement de l'extrémité de la barre à son état de contrainte en fonction du temps en utilisant des ponts de jauges de déformation. Lindholm [40] a enfin donné la forme actuelle du dispositif permettant de connaître les déformations et les contraintes dynamiques subies par un échantillon positionné entre deux barres dans le cas d'une sollicitation en compression axiale.

Le dispositif expérimental est présenté à la figure II-5. Il est constitué d'un projectile, d'une barre d'entrée, d'une barre de sortie. Les barres d'entrée et de sortie ont des sections A , des masses volumiques ρ et des modules d'Young E identiques. Lors d'un essai, l'échantillon est placé entre la barre d'entrée et la barre de sortie. Le projectile de même diamètre et du même matériau que les barres d'entrée et de sortie, propulsé au moyen d'un canon à gaz, vient heurter la barre d'entrée. Une onde incidente de compression élastique (déformation ε_i) se propage dans la barre en direction de l'échantillon. Les différences de section et de célérité entre la barre et l'échantillon font que seulement une partie du signal est transmise à la barre de sortie (déformation ε_t); l'autre partie est réfléchiée dans la barre d'entrée en onde de tension (déformation ε_r). Les déformations élastiques subies par ces barres sont mesurées à l'aide de jauges d'extensométrie.

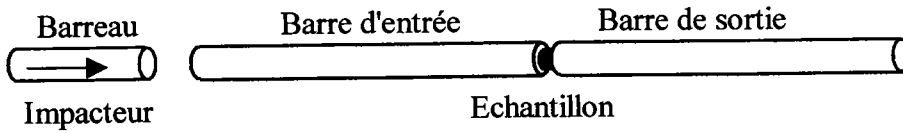


Figure II-5 : Schéma de principe des barres d'Hopkinson en compression.

La figure II-6 illustre la transmission et la réflexion de l'onde incidente. La position des jauges est définie de telle manière que l'onde réfléchie ne vienne pas se superposer à l'onde incidente sur l'intervalle de temps nécessaire à l'interprétation des données. A partir des signaux mesurés, il est possible de déterminer les forces et les déplacements exercés aux extrémités de l'échantillon sous les hypothèses suivantes :

- Les barres restent élastiques,
- La déformation longitudinale des barres est constante,
- L'inertie radiale est négligeable.

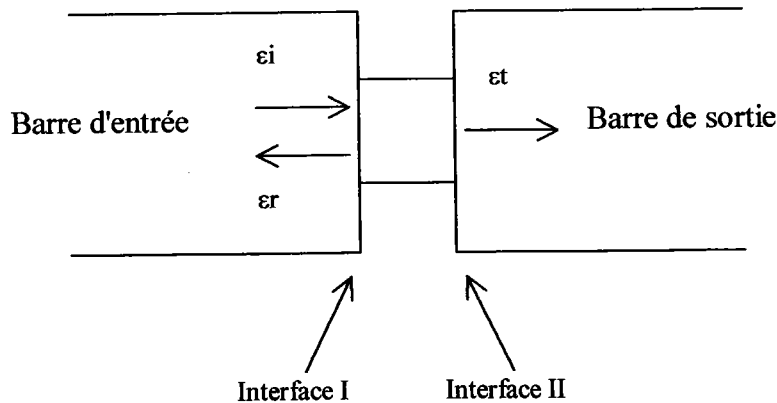


Figure II-6 : Transmission et réflexion d'onde dans le cas d'essais d'Hopkinson en compression.

Les forces F_I et F_{II} appliquées aux interfaces s'écrivent :

$$F_I = A E (\epsilon_i + \epsilon_r), \quad F_{II} = A E \epsilon_t \quad (\text{II-1})$$

La vitesse de déformation générée dans un échantillon d'épaisseur l s'écrit :

$$\dot{\epsilon} = \frac{c (\epsilon_r - \epsilon_i + \epsilon_t)}{l_0}, \quad (\text{II-2})$$

avec c la célérité de l'onde dans les barres.

En utilisant des échantillons courts, les ondes de chargement effectuent un nombre d'aller-retour suffisamment important dans l'échantillon permettant d'atteindre un état d'équilibre au bout d'environ 10 μ s. F_I est alors égale à F_{II} :

$$F = A E (\varepsilon_i + \varepsilon_r) = A E \varepsilon_i \quad (\text{II-3})$$

L'expression de la vitesse de déformation devient :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{2 c \varepsilon_r}{l_0} \quad (\text{II-4})$$

Les contraintes et les déformations générées dans l'échantillon sont déterminés à partir des relations (II-3) et (II-4).

Ce dispositif d'essai permet de réaliser des essais de compression dynamique à des vitesses allant jusqu'à 6000 s^{-1} .

II-2-2-2 Application aux matériaux gamma

Les barres d'entrée et de sortie des barres d'Hopkinson utilisées sont en acier Maraging. Elles ont une longueur de 2 m et un diamètre de 30 mm. Elles possèdent une masse volumique de 8060 kg/m^3 , une célérité de 4770 m/s et un module d'élasticité de 183.4 GPa à température ambiante. Les ponts de jauges de déformation sont situés à 980 mm de l'extrémité des barres.

Un four à image permettant d'atteindre des températures de 1000°C a été utilisé pour les essais dynamiques à haute température. Les figures II-7 et II-8 présentent la configuration d'essai.

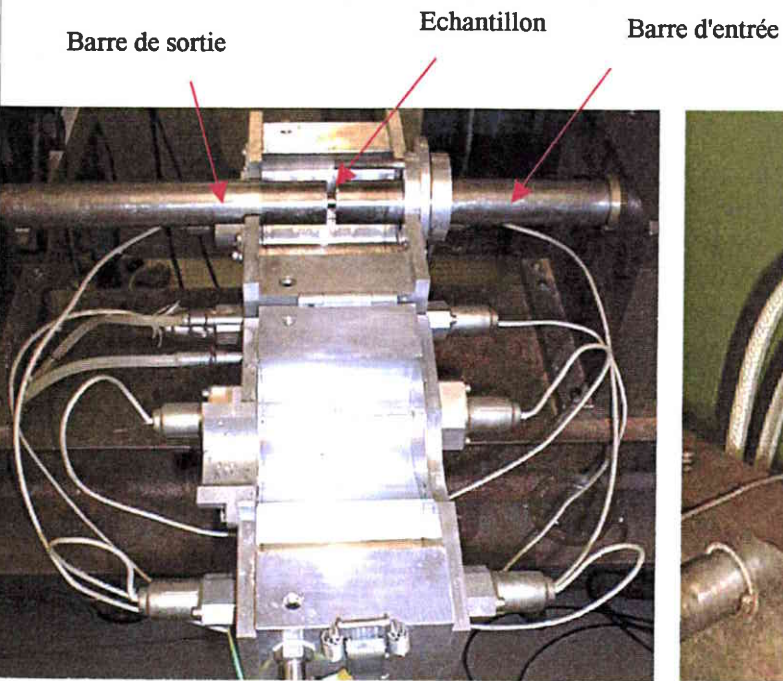


Figure II-7 : Mise en place de l'échantillon.

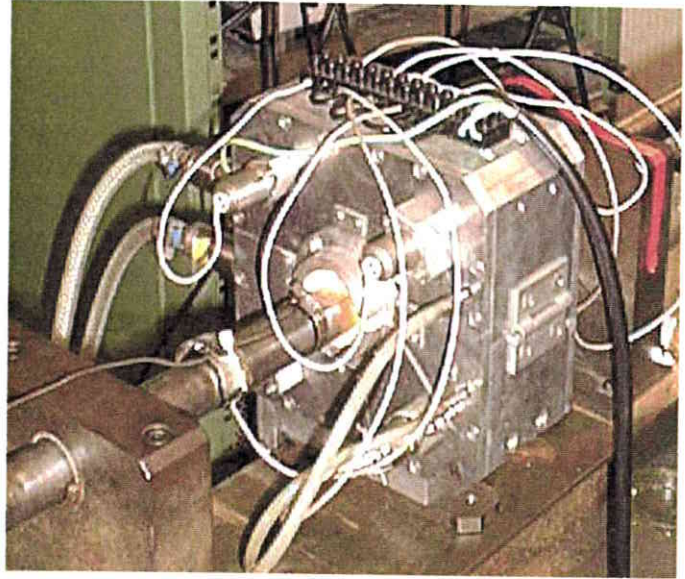


Figure II-8 : Dispositif au cours du chauffage.

Au cours d'un essai dynamique en barres d'Hopkinson à haute température, un gradient thermique est généré dans les barres. Ce gradient thermique a été mesuré au moyen de thermocouples placés sur les barres pour une température de consigne de 350°C, figure II-9. A environ 250 mm de l'interface barre/échantillon, les barres sont à température ambiante, les paliers de guidage faisant office de puits de chaleur.

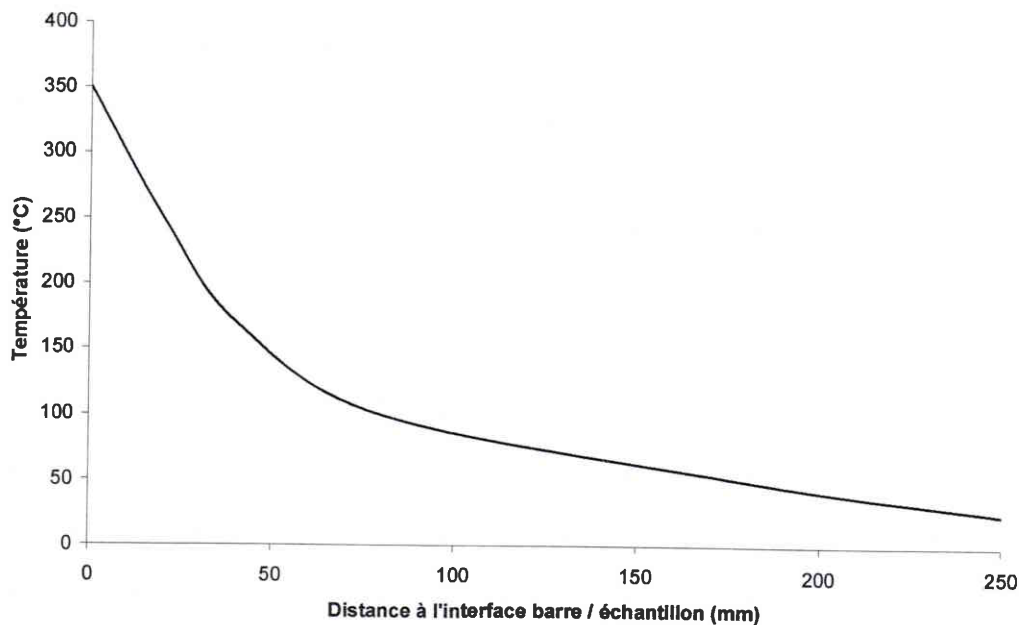


Figure II-9 : Gradient de température généré dans les barres d'entrée et de sortie.

Cette variation de température dans les barres génère une variation de la célérité des ondes élastiques. Pour une barre de section constante, l'impédance, $Z = c\rho$, n'est alors plus constante. Cette variation d'impédance implique des réflexions d'ondes modifiant les signaux transmis et réfléchis. Il est possible d'éliminer ces réflexions d'ondes en utilisant des barres profilées. Cependant, pour les essais à 320°C, il n'est pas nécessaire d'utiliser de telles barres car l'erreur induite par ces ondes réfléchies sur la réponse contrainte déformation est de l'ordre de 1.5%, voir Annexe III.

La montée en température au cœur de l'échantillon en fonction du temps a été enregistrée à l'aide d'une éprouvette témoin pour chacune des températures d'essai. Il apparaît que pour une consigne de 350°C, la température au cœur de l'échantillon est de 320°C. Cette température est atteinte au bout de 2 minutes. La procédure mise en place pour la réalisation d'essais en température est la suivante :

- Chauffage du bout des barres à une consigne de 350 °C pendant 1 heure,
- Mise en place de l'éprouvette entre les barres,
- Attente de 5 minutes (mise en température de l'échantillon),
- Réalisation de l'essai.

II-3 Essai mécanique de Taylor pour des caractérisations dynamiques d'endommagement

II-3-1 Description de l'essai de Taylor

L'essai d'impact, introduit par Taylor et Whiffin à partir de 1946 [41, 42, 43], consiste en l'impact d'un échantillon cylindrique de grande longueur permettant d'évaluer le comportement des matériaux sous un chargement de compression dynamique. Au niveau de la face d'impact, l'échantillon prend la forme d'un "champignon" et est caractérisé par un état de contrainte tridimensionnel. Contrairement aux essais de compression dynamique en barres d'Hopkinson, l'essai de Taylor ne permet pas d'obtenir une vitesse de déformation constante au cours de l'essai. Cependant la limitation de l'essai d'Hopkinson en vitesse de déformation (6000 s^{-1}) motive l'utilisation de l'essai de Taylor où les vitesses de déformation peuvent atteindre localement $7.5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ [44].

L'essai de Taylor est principalement utilisé pour valider les lois de comportement déterminées à partir d'essais en barres d'Hopkinson aux hautes vitesses de déformation et également pour estimer la contrainte dynamique d'écoulement [45]. Plus récemment, cet essai

a été aussi utilisé pour caractériser la ruine dynamique en compression de matériaux ductiles comme les alliages de tungstène D2, D3 et D6 [4].

Dans le cadre de cette étude, cet essai a été employé pour évaluer les propriétés de ruine dynamique des matériaux gamma.

Il existe trois configurations de l'essai de Taylor. La première connue sous le nom de Taylor simple consiste à lancer un échantillon cylindrique de grande longueur contre une cible rigide [41]. La deuxième configuration dite Taylor inverse consiste à envoyer une cible rigide contre l'éprouvette cylindrique permettant de réaliser des caractérisations en température. Le principal inconvénient des configurations de Taylor simple et de Taylor inverse est la nécessité d'estimer l'énergie consommée lors de la friction de la surface d'impact de l'éprouvette avec la cible. Cette énergie est difficile à estimer car elle nécessite de faire des hypothèses sur le coefficient de friction. Pour palier à cet inconvénient, Erlich et al. [46] ont mis au point une troisième configuration dite Taylor symétrique qui a été utilisée dans le cadre de cette étude. Cette configuration consiste à lancer un échantillon cylindrique contre un autre échantillon cylindrique, les deux échantillons étant élaborés à partir du matériau à étudier. Lors de l'impact, les deux échantillons se déforment en même temps éliminant la friction des surfaces de contact. L'autre inconvénient des essais de Taylor simple et de Taylor inverse est la nécessité de prendre en compte la déformation de la cible qui n'est pas tout à fait rigide. Cet inconvénient est aussi éliminé à travers la réalisation d'essais de Taylor symétrique.

L'essai de Taylor symétrique est cependant plus difficile à mettre en place car il faut assurer un impact parfaitement coaxial. Cet inconvénient a été éliminé par Couque et al. [47] en optimisant l'essai de Taylor symétrique à l'aide de l'emploi de sabots en Téflon. Dans cette configuration optimisée, une éprouvette est envoyée à l'aide d'un sabot en Téflon contre l'autre éprouvette guidée par le même type de sabot. L'impact et la déformation des deux éprouvettes se réalisent en présence des deux sabots assurant un impact coaxial. Il a été vérifié numériquement que la faible résistance mécanique de ces sabots en Téflon n'imposait pas de déformation supplémentaire aux échantillons pour des matériaux dont la résistance mécanique est au moins de 800 MPa [48]. Pour les matériaux de résistance mécanique inférieure à 800 MPa, comme les matériaux gamma, il a été nécessaire d'utiliser une autre procédure notamment en désolidarisant le sabot de l'échantillon envoyé juste avant impact pour ne pas imposer de déformation plastique complémentaire à l'échantillon [48].

L'essai de Taylor symétrique employé dans le cadre de l'étude utilise un canon à gaz de calibre 25 mm pouvant propulser un échantillon Taylor et son sabot jusqu'à une vitesse de 600 m/s. La vitesse d'impact est mesurée grâce à deux faisceaux laser séparés de 18 mm et positionnés à une distance de 40 mm avant le plan d'impact. Trois clichés X sont réalisés avant et après impact; le premier pour vérifier que l'échantillon placé à la bouche du canon ne s'est pas déplacé avant l'impact et les deux autres pour s'assurer de la symétrie de l'essai et obtenir des profils pendant la déformation. Une caisse remplie de chiffons positionnée à deux mètres de la bouche du canon permet de récupérer les échantillons sans les endommager.

La configuration de l'essai Taylor symétrique est présentée à la figure II-10 dans les cas des matériaux de résistance mécanique supérieure à 800 MPa employée pour les alliages de tungstène D2, D3 et D6 [4, 47]. Des enregistrements X pour cette configuration de tir sont présentés à la figure II-11. Les déformations plastiques générées au cours de ces essais sont de l'ordre de 50 à 60% sur le pourtour des échantillons. Ces niveaux de déformation ont été obtenus par simulation numérique à partir du logiciel AUTODYN incorporant des lois de comportement Johnson-Cook [4].

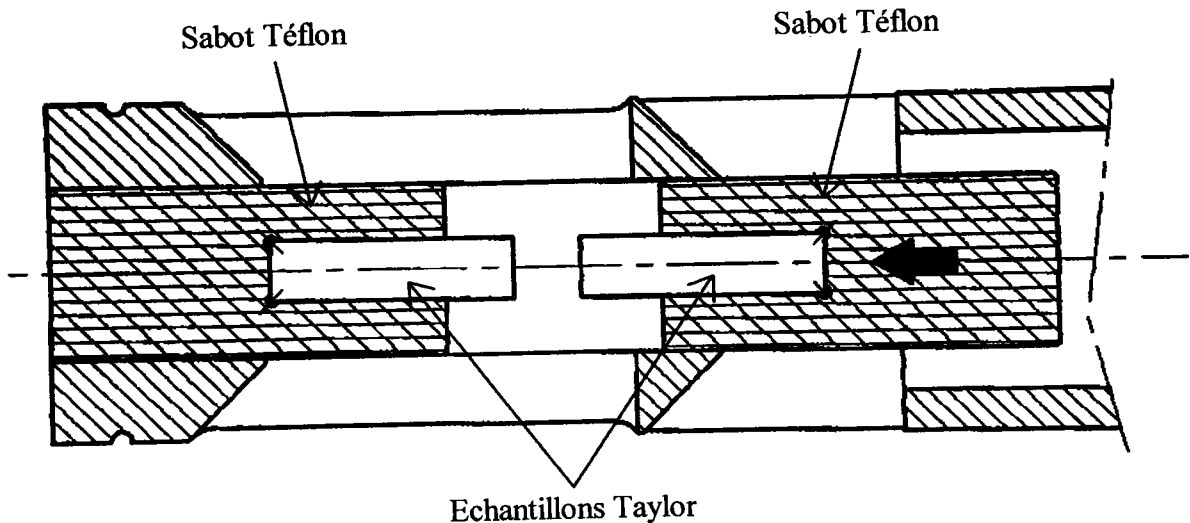


Figure II-10 : Configuration de l'essai de Taylor symétrique dans le cas des alliages de tungstène ($R_{p0.2\%} > 800$ MPa).

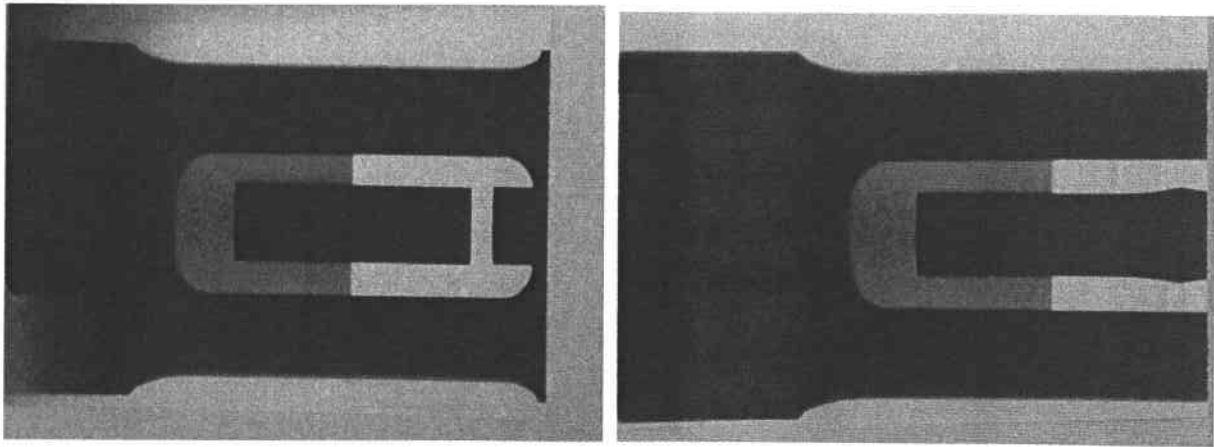


Figure II-11 : Enregistrements X en configuration d'essai de Taylor symétrique dans le cas des alliages de tungstène ($R_{p0.2\%} > 800$ MPa).

Comme indiqué précédemment, une procédure d'essai de Taylor symétrique spécifique aux matériaux gamma a été employée de manière que les sabots de Téflon ne viennent pas perturber l'écoulement plastique des échantillons évalués. Cette procédure consiste à utiliser des tiges de cuivre pour désolidariser, juste avant impact, le sabot de Téflon de l'éprouvette lancée afin d'éviter des déformations plastiques de la face arrière de l'éprouvette (figure II-12). Le sabot reste toutefois en contact radial avec l'éprouvette pour permettre d'assurer un impact coaxial. Cette procédure comprend également l'emploi de supports en Téflon pour maintenir l'échantillon positionné à la bouche du canon à gaz. Durant l'essai, ces supports sont déformés lors du passage des échantillons Taylor. Il a été vérifié numériquement que ces supports ne viennent pas imposer de déformation plastique complémentaire aux deux éprouvettes [48]. Des enregistrements X pour cette configuration de tir sont présentés à la figure II-13. De même, une caisse remplie de chiffons positionnée à deux mètres de la bouche du canon permet de récupérer les échantillons sans les endommager.

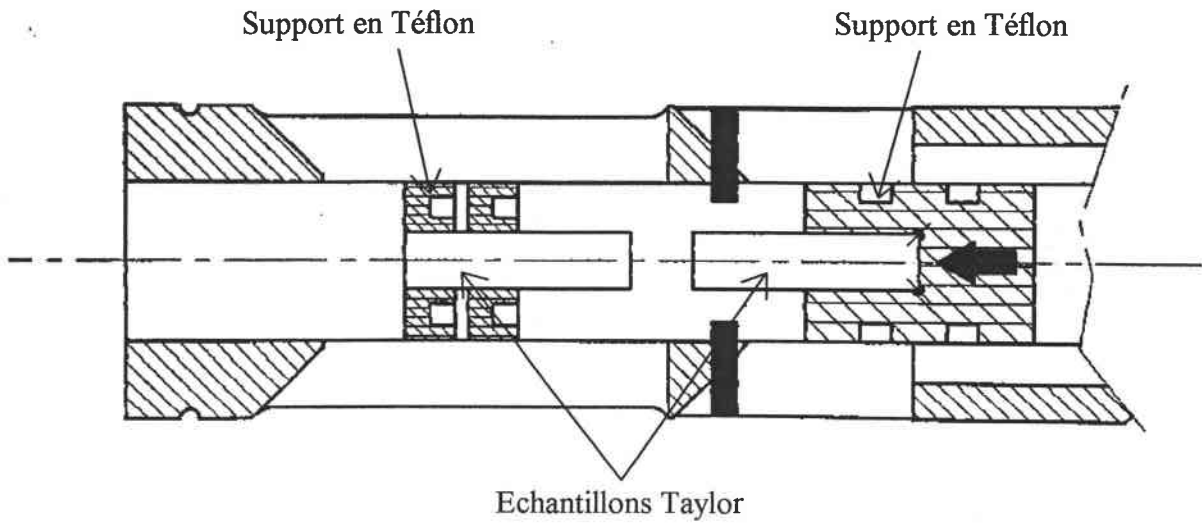


Figure II-12 Configuration de l'essai Taylor symétrique dans le cas des matériaux gamma ($400 \text{ MPa} > R_{p0.2\%} > 800 \text{ MPa}$).

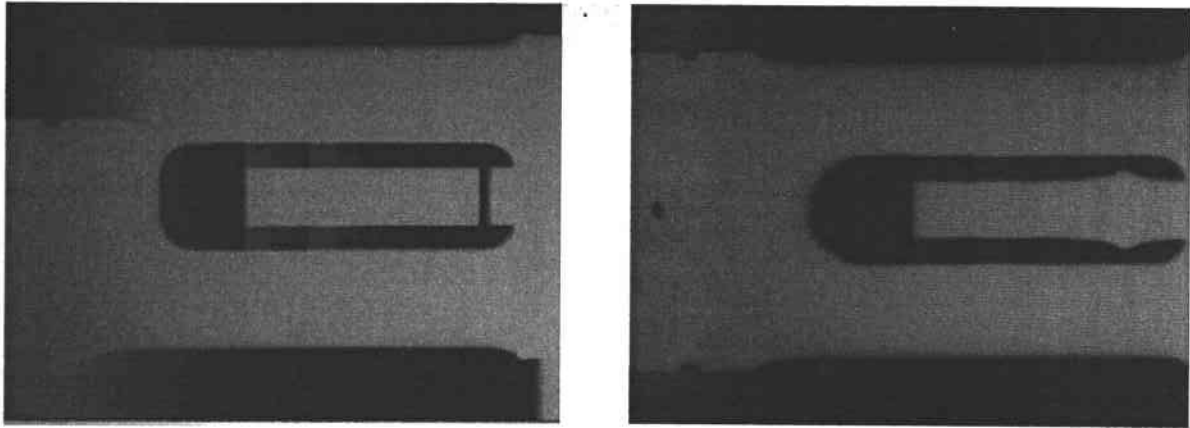


Figure II-13 Enregistrements X en configuration d'essai de Taylor symétrique dans le cas de matériaux gamma ($400 \text{ MPa} > R_{p0.2\%} > 800 \text{ MPa}$).

Quels que soient l'alliage et la configuration de tir, les échantillons évalués ont un diamètre de 9 mm pour une longueur de 36 mm. Leurs faces d'impact ont été rectifiées et présentent une rugosité apparente inférieure à 0.2.

II-3-2 Exploitation de l'essai d'endommagement de Taylor

L'essai de Taylor symétrique a été utilisé pour caractériser l'endommagement par bandes de cisaillement des alliages de tungstène D2, D3 et D6 [4]. La ruine de l'échantillon est générée selon la direction de contrainte de cisaillement maximum. Cette direction est à 45° des directions principales de l'échantillon Taylor, ces directions principales étant l'axe de

l'échantillon et les directions radiales et tangentielles. La ruine est caractérisée par des fissures initiées ou non par des BCA sur le pourtour des échantillons (figure II-14). L'exploitation de l'essai consiste à déterminer la longueur moyenne a_s des bandes de cisaillement ou des fissures non initiées par BCA observées latéralement en microscopie optique. Pour chaque alliage, la longueur moyenne a_s est rapportée sur une courbe en fonction de la vitesse d'impact V_i . Son évolution est présentée à la figure II-15 pour les alliages de tungstène D2, D3, D6 et D11 [4]. Les micrographies de cette figure mettent en évidence, pour une même vitesse de tir d'environ 255 m/s, les différences d'endommagement entre les alliages.

Pour les matériaux gamma, l'essai de Taylor symétrique a été principalement utilisé pour la mise en évidence d'endommagement par BCA. Les essais de Taylor des matériaux gamma ont été exploités selon la même procédure que celle utilisée avec les alliages de tungstène.

Parce que ces essais ont été réalisés pour mettre en évidence la ruine des matériaux gamma, les résultats de ces essais n'ont pas pu être considérés pour valider aux hautes vitesses de déformation les lois de comportement de l'étude. L'utilisation de l'essai Taylor pour valider ces lois nécessite de réaliser des essais à basse vitesse pour éviter toute ruine [49]. Faute de matière première, ces essais n'ont pas été réalisés.

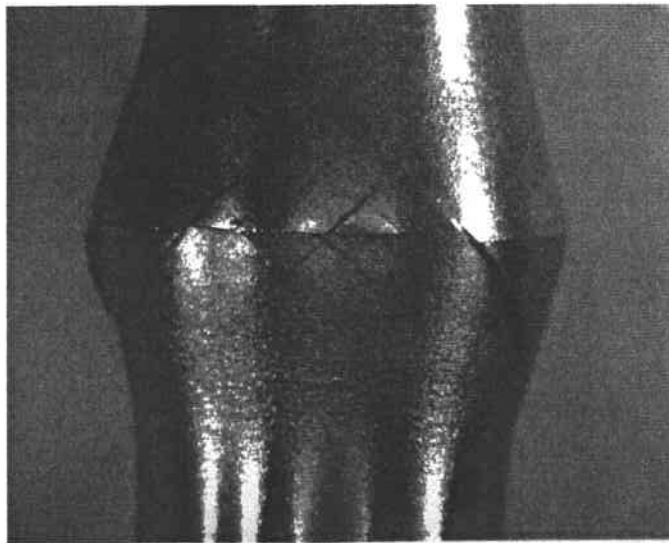


Figure II-14 : Mise en évidence de BCA en essai de Taylor symétrique pour les alliages de tungstène.

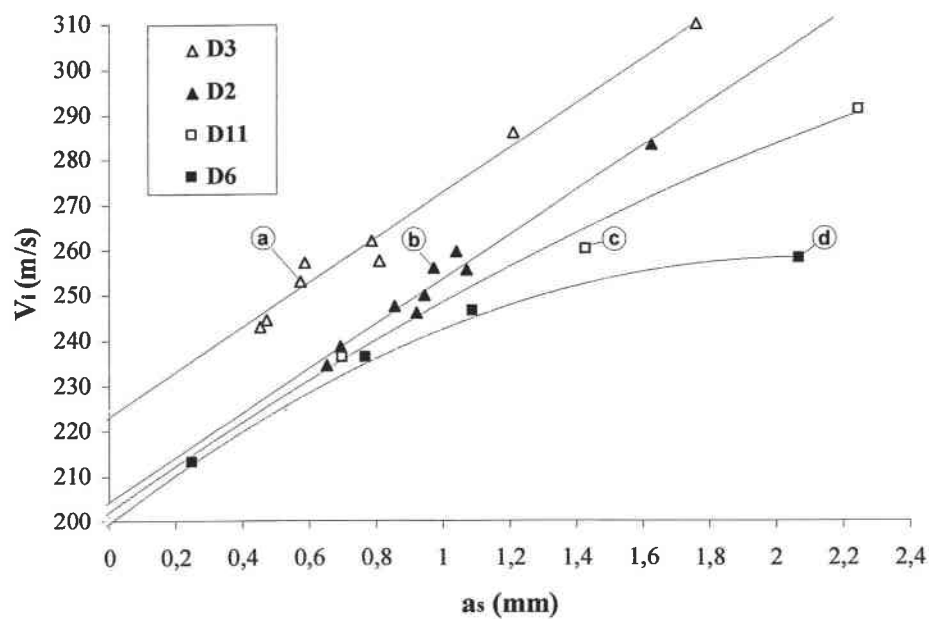
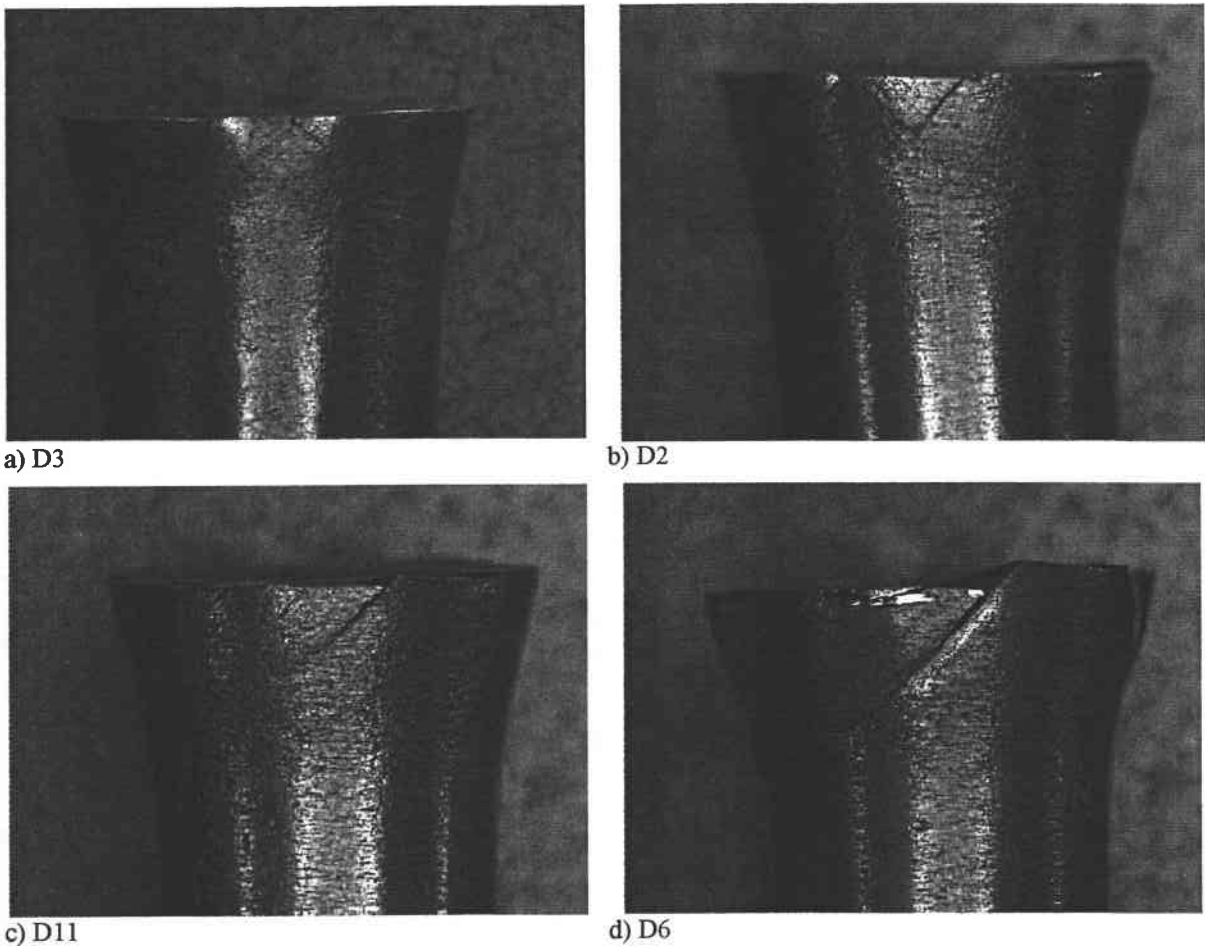


Figure II-15 : Evolution de la vitesse d'impact V_i en fonction de la longueur moyenne de BCA a_s pour les alliages de tungstène D2, D3, D6 et D11. Les échantillons a, b, c et d correspondent respectivement aux alliages D2, D3, D6 et D11 pour une vitesse d'impact de 255 m/s [4].

Comme indiqué précédemment, l'essai de Taylor permet également d'estimer la contrainte d'écoulement dynamique du matériau. Cette estimation est obtenue à l'aide de la formule analytique établie par Taylor à partir de l'hypothèse d'une vitesse constante de propagation des ondes plastiques [41] :

$$\sigma = \frac{L}{2} \rho \left(\frac{V_i}{2} \right)^2 \left(1 + \frac{h_p}{L_o - L_f} \right) \left(\frac{1}{\ln \left(\frac{L_o}{L_f - h_p} \right)} \right) \quad (\text{II-5})$$

Avec L_o la longueur initiale de l'échantillon, L_f sa longueur finale et h_p la distance entre la face d'impact et le front plastique, figure II-16.

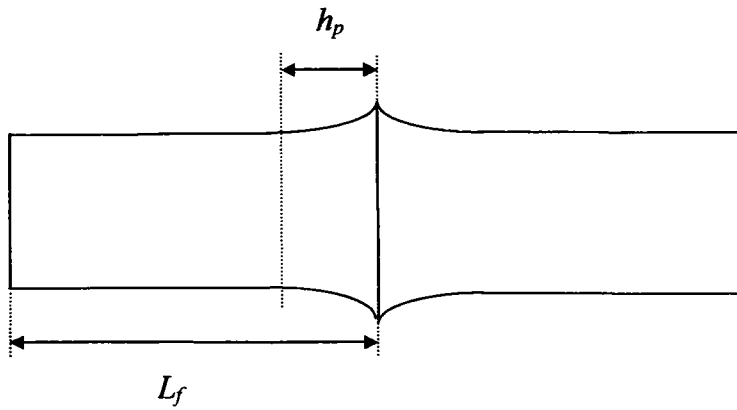


Figure II-16 : Définition de h_p et L_f pour un essai de Taylor symétrique.

Cette formule a été utilisée avec succès pour de nombreux matériaux présentant des consolidations bien inférieures aux matériaux gamma [45]. Cependant, la relation II-5 appliquée aux matériaux gamma ne permet pas d'obtenir une contrainte dynamique comparable à celle obtenue à l'aide des essais en barres d'Hopkinson. Par exemple, l'application à G3C donne une contrainte de 400 MPa pour un essai à 439 m/s présentant très peu d'endommagement par fissuration de l'éprouvette. Cette contrainte est la moitié de la contrainte dynamique réelle à 0.2% de déformation. Le fait que la formule ne soit pas applicable provient probablement de la violation de l'hypothèse de vitesse constante des ondes plastiques pour les matériaux à fort taux de consolidation.

Des analyses complémentaires de l'endommagement au microscope électronique à balayage à partir d'échantillon Taylor permettent d'établir précisément le mode de ruine. Dans le cas des alliages de tungstène D2, D3, D6 et D11 il est caractérisé par des bandes de cisaillement adiabatique (figure I-5).

Chapitre III :

***Modélisation des bandes de
cisaillement***

III Modélisation des bandes de cisaillement

Deux modèles analytiques ont été utilisés pour étudier la sensibilité des matériaux gamma à la formation de bandes de cisaillement. Le premier modèle examine l'instabilité de la phase gamma d'un alliage de tungstène à travers des données expérimentales sur le comportement élastoplastique en compression des matériaux. Le second modèle porte sur la répartition spatiale des sites d'instabilité pour prédire les distances entre bandes de cisaillement adiabatique observées dans le cas de l'essai de Taylor symétrique.

III-1 Modélisation de l'instabilité de la phase gamma d'un alliage de tungstène

III-1-1 Introduction

Les résultats expérimentaux de Marchand et Duffy [8] permettent de mettre en évidence trois stades dans la réponse à une sollicitation en torsion dynamique de l'acier HY100 (figure III-1). Le premier stade correspond à la déformation homogène jusqu'à une contrainte maximum. Au début du stade 2, une instabilité plastique se développe et la contrainte diminue alors faiblement. Le stade 3 est marqué par la chute de contrainte due à une localisation de la déformation résultant de la formation d'une bande de cisaillement adiabatique.

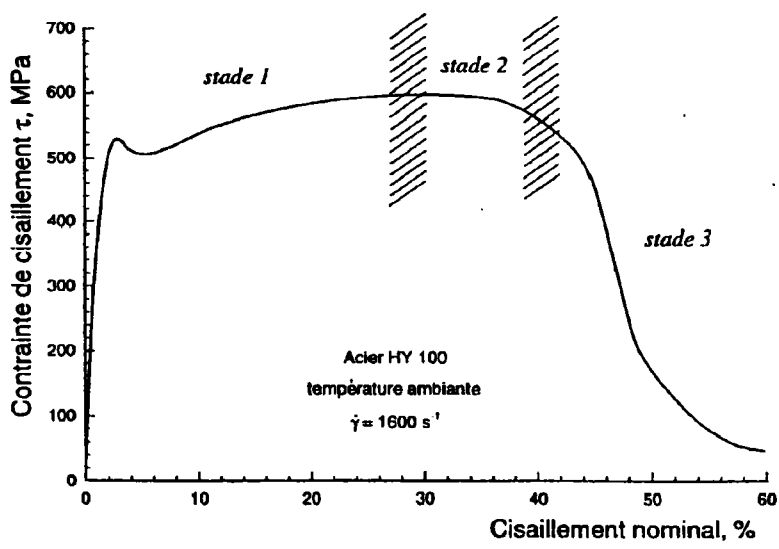


Figure III-1 : Réponse en torsion dynamique de l'acier HY100 [8].

Le modèle analytique développé par Molinari [23] basé sur la théorie linéaire de l'instabilité (Bai [22], Clifton [21]) permet de déterminer l'évolution de l'instabilité plastique notée η générée au début du stade 2 pour un système soumis à une sollicitation en cisaillement simple. Les prédictions obtenues par cette approche analytique sont en accord avec ces résultats expérimentaux [50]

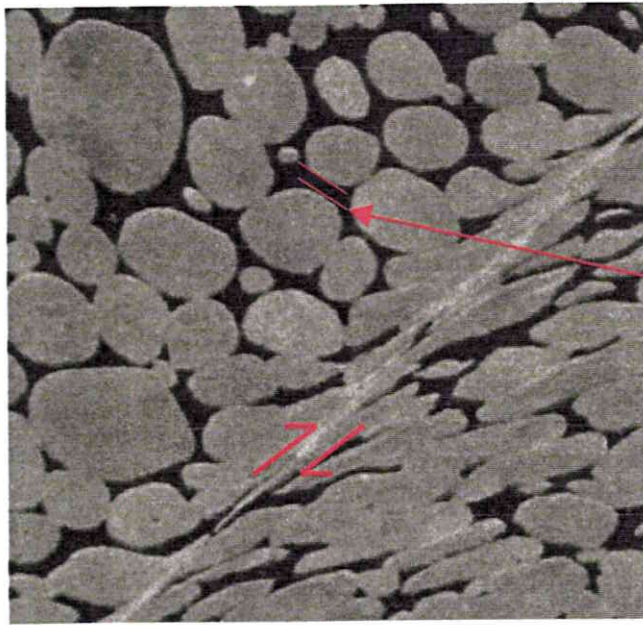
Ce modèle a été appliqué aux phases gamma des alliages de tungstène. Cette approche rend compte de l'influence de la vitesse de sollicitation, de l'adoucissement thermique, de l'écrouissage, de la conductivité thermique et des forces d'inertie sur la sensibilité au développement de l'instabilité des phases gamma. En revanche, le modèle ne prend pas en compte l'influence des paramètres microstructuraux tels que la porosité, les inclusions présentes dans les phases gamma. La texture et les contraintes résiduelles ne sont également pas pris en compte. Par ailleurs, cette approche ne donne pas d'informations sur la localisation de l'instabilité mais permet seulement d'indiquer si un défaut imposé croît ou décroît selon un mode instable ou stable, respectivement.

III-1-2 Formulation du problème

La configuration retenue pour établir la sensibilité au développement de l'instabilité de la phase gamma d'un alliage de tungstène est une couche d'épaisseur finie h soumise à un mode de cisaillement simple. L'épaisseur h est prise comme le libre parcours moyen λ de la phase gamma entre deux grains de tungstène (figure III-2a). Cette configuration est représentative du cisaillement localisé que subit cette phase dans les alliages de tungstène au cours d'une sollicitation dynamique.

Cette couche, considérée infinie dans la direction x et de largeur l selon la direction z , est soumise à un mode de cisaillement simple en appliquant une vitesse V sur la frontière supérieure et une vitesse nulle sur la frontière inférieure (figure III-2b).

(a)



Libre parcours moyen de la
phase γ entre 2 nodules de
tungstène

(b)

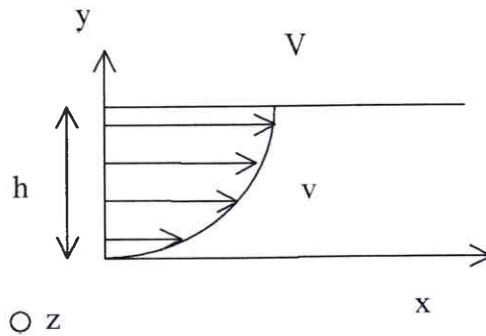


Figure III-2 : Modélisation du cisaillement simple d'une phase gamma: (a) définition de la couche h ,
(b) configuration du système soumis à une sollicitation en cisaillement simple.

On suppose que les dérivées de toutes les quantités par rapport à x et z et la déformation selon z sont nulles.

On prend comme hypothèse que les parois sont adiabatiques :

$$\frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \quad \text{pour } y = 0 \text{ et } y = h \quad (\text{III-1})$$

La déformation élastique étant considérée négligeable, la déformation totale est prise égale à la déformation plastique en distorsion :

$$\gamma = \int_0^t \dot{\gamma} dt \quad (\text{III-2})$$

On suppose que le matériau est incompressible et que la loi de comportement s'exprime par la relation :

$$\dot{\gamma} = \psi(\tau, \gamma, \theta), \quad (\text{III-3})$$

avec τ la contrainte de cisaillement et θ la température absolue.

La vitesse de déformation s'exprime par la relation :

$$\dot{\gamma} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad (\text{III-4})$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = \rho \frac{\partial v}{\partial t}, \quad (\text{III-5})$$

avec ρ la masse volumique.

L'équation de la chaleur s'exprime par la relation :

$$\rho C_p \frac{\partial \theta}{\partial t} - K \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = \beta \tau \dot{\gamma}, \quad (\text{III-6})$$

avec C_p la chaleur massique et K la conductivité thermique. β est le coefficient de Taylor Quinney que l'on suppose constant et égal à 0.9 correspondant au ratio du travail plastique transformé en chaleur.

Les équations III-3, III-4, III-5 et III-6 régissent l'évolution des variables γ , v , θ et τ .

III-1-3 Théorie linéarisée de la stabilité

La solution homogène $\tau^o(t)$, $v^o(t)$, $\gamma^o(t)$ et $\theta^o(t)$ des équations III-3, III-4, III-5 et III-6 sous les conditions aux limites définies précédemment et des conditions initiales homogènes est tout d'abord considérée. Cette solution est déterminée à partir de l'équation de la chaleur III-6 et de la loi de comportement III-3, (Annexe IV-1).

Une perturbation de la forme $\delta \tau(t, y) = \delta \tau^o e^{\eta t} e^{i \xi y}$ est ensuite superposée à la solution homogène. Dans cette expression, η est le taux de croissance de l'instabilité et ξ est le nombre

d'onde de la perturbation. Cette perturbation est du même type pour δv , $\delta \gamma$ et $\delta \theta$. La solution perturbée est donc la suivante :

$$\tau(t,y) = \tau^{(o)}(t) + \delta \tau(t,y) = \tau^{(o)}(t) + \delta \tau^o e^{\eta t} e^{i \xi y} \quad (\text{III-7})$$

$$v(t,y) = v^{(o)}(t) + \delta v(t,y) = v^{(o)}(t) + \delta v^o e^{\eta t} e^{i \xi y} \quad (\text{III-8})$$

$$\gamma(t,y) = \gamma^{(o)}(t) + \delta \gamma(t,y) = \gamma^{(o)}(t) + \delta \gamma^o e^{\eta t} e^{i \xi y} \quad (\text{III-9})$$

$$\theta(t,y) = \theta^{(o)}(t) + \delta \theta(t,y) = \theta^{(o)}(t) + \delta \theta^o e^{\eta t} e^{i \xi y} \quad (\text{III-10})$$

En substituant ces expressions dans les équations III-3, III-4, III-5 et III-6 et en les linéarisant (Annexe IV-2), un système d'équation en $\delta \tau^o$, δv^o , $\delta \gamma^o$ et $\delta \theta^o$ admet une solution non nulle si et seulement si le déterminant est nul. Une équation du troisième degré en η de la forme suivante est alors obtenue :

$$a_3 \eta^3 + a_2 \eta^2 + a_1 \eta + a_0 = 0 \quad (\text{III-11})$$

avec,

$$a_0(\xi, \gamma) = -K \xi^4 \frac{\partial \psi}{\partial \gamma}, \quad a_1(\xi, \gamma) = K \xi^4 - \rho C p \xi^2 \frac{\partial \psi}{\partial \gamma} - \beta \tau \xi^2 \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad a_2(\xi, \gamma) = \rho C p \xi^2 + K \rho \xi^2 \frac{\partial \psi}{\partial \tau} + \beta \rho \dot{\gamma} \frac{\partial \psi}{\partial \theta},$$

$$a_3(\gamma) = \rho^2 C p \frac{\partial \psi}{\partial \tau} \quad \text{et} \quad \dot{\gamma} = \dot{\psi}(\tau, \gamma, \theta)$$

Si l'une des racines de l'équation III-11 possède une partie réelle positive, alors $e^{\eta t}$ croît sans limite avec le temps et les conditions d'instabilité sont atteintes.

III-1-4 Description du comportement plastique

Une loi de comportement de type puissance a été retenue pour caractériser le comportement plastique de chacun des alliages évalués. Cette loi s'exprime :

$$\tau = K_o \gamma^n \dot{\gamma}^m \theta^\nu \quad (\text{III-12})$$

Le coefficient n décrit l'écrouissage. Les coefficients m et ν expriment respectivement la sensibilité à la vitesse de déformation et à la température, K_o est une constante.

Ces coefficients ont été déduits à l'aide des données expérimentales obtenues en compression et à partir des expressions suivantes :

$$n = \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \dot{\gamma}} \quad (\text{III-13})$$

$$m = \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \dot{\gamma}} \quad (\text{III-14})$$

$$\nu = \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \theta} \quad (\text{III-15})$$

L'expression de $\psi(\tau, \dot{\gamma}, \theta)$ à partir de cette loi de comportement devient :

$$\dot{\gamma} = \psi(\tau, \dot{\gamma}, \theta) = K_0^{-\frac{1}{m}} \dot{\gamma}^{-\frac{n}{m}} \tau^{\frac{1}{m}} \theta^{-\frac{\nu}{m}} \quad (\text{III-16})$$

III-2 Modélisation de la distance entre bandes de cisaillement de matériaux phase gamma

III-2-1 Introduction

Certains essais de compression dynamique permettent de générer plusieurs bandes de cisaillement. C'est le cas de l'essai de Taylor symétrique [47] et de l'essai de cylindre hydrodynamique de Nesterenko et al. [51].

L'essai de cylindre hydrodynamique consiste en un cylindre creux chargé latéralement en compression par une bague métallique soumise à la détonation d'un explosif. La déformation a lieu pour des pressions de l'ordre de 5 à 10 GPa et des vitesses de déformation d'environ 10^4 s^{-1} . L'état de contrainte obtenu correspond à un chargement en cisaillement simple. Des essais réalisés avec une nuance de titane et un acier austénitique ont révélé des distances entre bandes de cisaillement de 0.85 mm pour l'acier et de 1mm pour le titane [51]. Deux approches théoriques différentes ont été proposées pour évaluer ces distances entre les bandes de cisaillement

La première approche, développée par Grady et al. [32], détermine l'espace entre bandes par la prise en compte de l'énergie dissipée lors de la création d'une bande à l'intérieur de laquelle la contrainte de cisaillement est supposée nulle. L'estimation par cette approche de la distance entre bandes est donnée par la relation suivante :

$$L = 2 \left[\frac{9 K C p}{\dot{\gamma}^{\frac{1}{m}} \tau_0^{\frac{1}{m}}} \right]^{1/4} \quad (\text{III-17})$$

La loi de comportement utilisée est du type $\tau = \tau_0 [1 - a (T - T_0)]$. Ce modèle ne tient pas compte des effets liés à la vitesse de déformation et du travail plastique précédent la formation de la bande. Il rend compte des étapes finales de la propagation des bandes (contrainte de cisaillement nulle à l'intérieur de celles-ci) et n'est pas représentatif de la localisation.

La seconde approche, développée par Wright et al. [33] est fondée sur l'analyse de la perturbation permettant la détermination du mode d'instabilité dominant. Wright et al. ont postulé que la longueur d'onde associée au mode dominant de l'instabilité correspond à la plus petite distance entre bandes de cisaillement. Cette approche analytique ne tient pas compte de l'écroutissage.

Le modèle de Grady prédit une distance de l'ordre de 1.8 mm alors que celui de Wright. prédit une distance de l'ordre de 0.3 mm pour les deux matériaux.

L'approche de Wright a été étendue par Molinari [34] aux matériaux faiblement écroutissables. Des distances entre bandes de 0.75 mm pour le titane et de 1.4 mm pour l'acier ont été obtenues démontrant une meilleure adéquation entre le modèle analytique de Molinari et les résultats expérimentaux par rapport aux deux autres modèles.

L'essai de Taylor symétrique permet de générer plusieurs bandes de cisaillement dont la distance diminue avec la vitesse d'impact comme observé pour les alliages D2 et D3 [4]. L'approche de Molinari a permis d'obtenir une bonne corrélation de cette diminution de la distance entre bandes pour les alliages D2 et D3 (Annexe II).

Cette dernière approche a été appliquée aux phases gamma pour évaluer les distances entre bandes de cisaillement observées sur les éprouvettes de Taylor symétrique.

III-2-2 Formulation du problème

Le système considéré pour l'approche analytique développée par Molinari [34] est présenté à la figure III-3. Une couche d'épaisseur finie $2h$ et supposée infinie dans la direction x est déformée en cisaillement simple. Des vitesses constantes $+V$ et $-V$ sont appliquées aux bords de la couche parallèlement à la direction x .

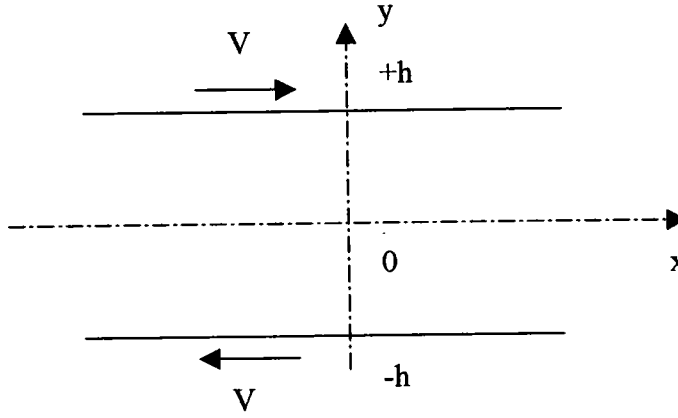


Figure III-3 : Géométrie du système considéré pour la détermination de la distance entre bandes de cisaillement adiabatique.

Ce modèle reprend l'approche linéarisée de l'instabilité présentée précédemment. Les parois sont supposées adiabatiques.

$$\frac{\partial \theta}{\partial y} = 0 \quad \text{pour } y = +h \text{ et } y = -h \quad (\text{III-1})$$

Les relations et équations constitutives de ce modèle sont les mêmes que celles présentées au chapitre III-1 et sont rappelées ci-dessous :

$$\dot{\gamma} = \psi(\tau, \gamma, \theta), \quad (\text{III-3})$$

$$\dot{\gamma} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad (\text{III-4})$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = \rho \frac{\partial v}{\partial t}, \quad (\text{III-5})$$

$$\rho C_p \frac{\partial \theta}{\partial t} - K \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = \beta \tau \dot{\gamma}, \quad (\text{III-6})$$

De même, l'application de la théorie linéarisée de la stabilité nous permet d'être en conditions instables si une des racines notée η de l'équation III-11 a une partie réelle positive.

$$a_3 \eta^3 + a_2 \eta^2 + a_1 \eta + a_0 = 0 \quad (\text{III-11})$$

Dans un premier temps, une couche d'épaisseur h infinie est considérée. Cette première approche va permettre d'obtenir l'ensemble des modes dominants de l'instabilité. A partir de cette analyse, la distance entre bandes pourra ensuite être déduite pour une couche d'épaisseur finie $2h$ pour laquelle ne seront considérés que les modes d'instabilité compatibles avec les conditions aux limites.

En faisant varier le nombre d'onde ξ (figure III-4) pour une déformation nominale donnée, une valeur maximum de η notée η_c est obtenue pour un nombre d'onde ξ_c et est définie par :

$$\eta_c = \max \eta (\xi, \gamma^o) = \eta(\xi_c(\gamma^o), \gamma^o) \quad (\text{III-18})$$

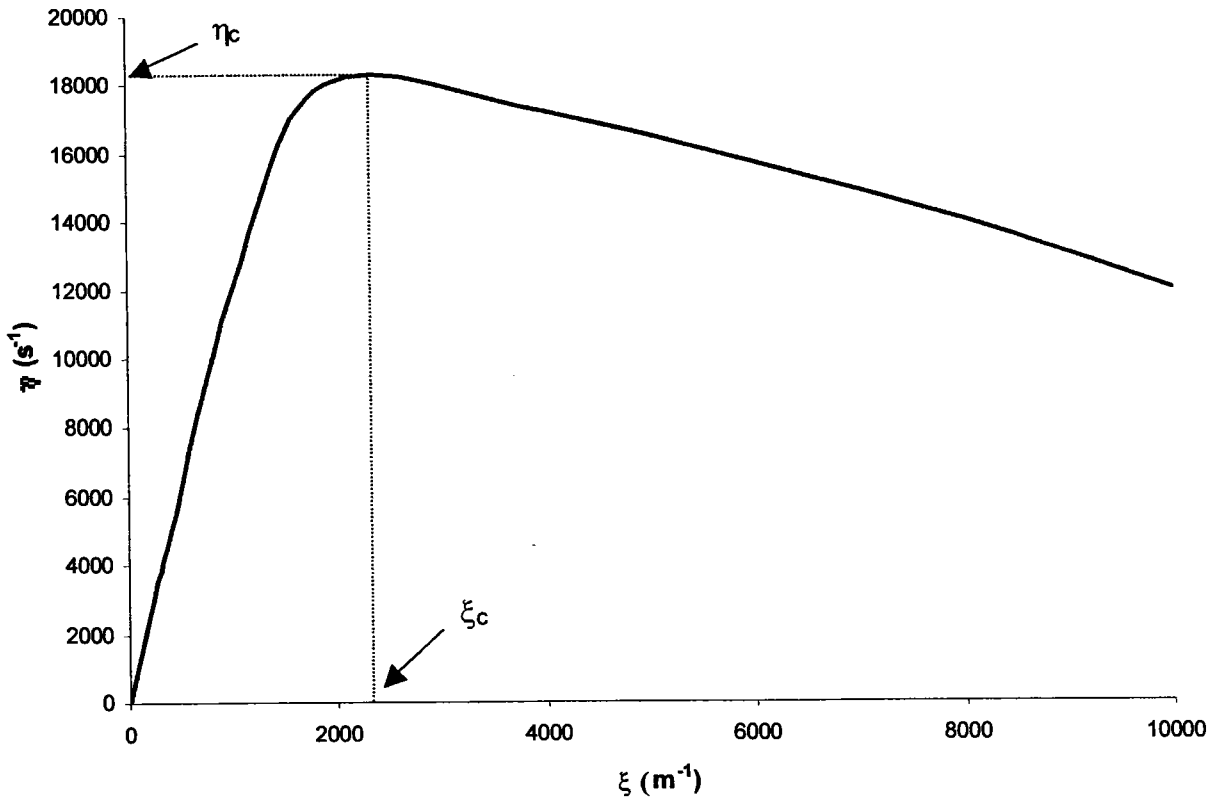


Figure III-4 : Variation du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ .

La relation III-17 définit le taux de croissance du mode d'instabilité dominant à une déformation γ^o donnée. Une évolution représentative de $\eta(\xi, \gamma^o)$ en fonction de ξ pour différentes valeurs de γ^o est présentée à la figure III-5. Il apparaît que la valeur de $\eta_c(\xi, \gamma^o)$ croît dans un premier temps, atteint un maximum puis décroît en fonction de γ^o . L'évolution de η_c en fonction de γ^o présente donc un maximum que l'on note η_{cmax} à une valeur γ^o_3 . De la même manière, l'évolution

de ξ_c en fonction de γ^o présente un maximum noté ξ_{cmax} à une déformation $\gamma^{o'}$, γ^o étant très proche de $\gamma^{o'}$, nous pouvons considérer que $\gamma^o = \gamma^{o'}$. La longueur d'onde L_c correspondant à ξ_{cmax} est $L_c = 2\pi / \xi_{cmax}$. Cette longueur d'onde L_c est assimilée à la distance caractéristique entre les sites où vont être générées les bandes de cisaillement adiabatique.

Si l'on considère maintenant une couche d'épaisseur finie, les seuls modes d'instabilité à considérer sont ceux compatibles avec les conditions limites. Pour une couche d'épaisseur $2h$, il existe n nombres d'ondes correspondant aux modes d'instabilité dominants caractérisant la distance entre bandes ($2h = nL_c$). ξ étant égal à $2\pi / L_c$, ces modes d'instabilité sont donc obtenus pour les nombres d'onde $\xi_n = n\pi / h$ avec $n = 1, 2, \dots$. L'erreur relative sur la distance entre bandes L_c introduite précédemment en considérant une couche d'épaisseur infinie a été estimée à L_c / e avec e l'épaisseur de la couche finie (Annexe IV-3). Cette erreur est très faible pour les couches considérées (couches équivalentes aux périmètres des échantillons après tir).

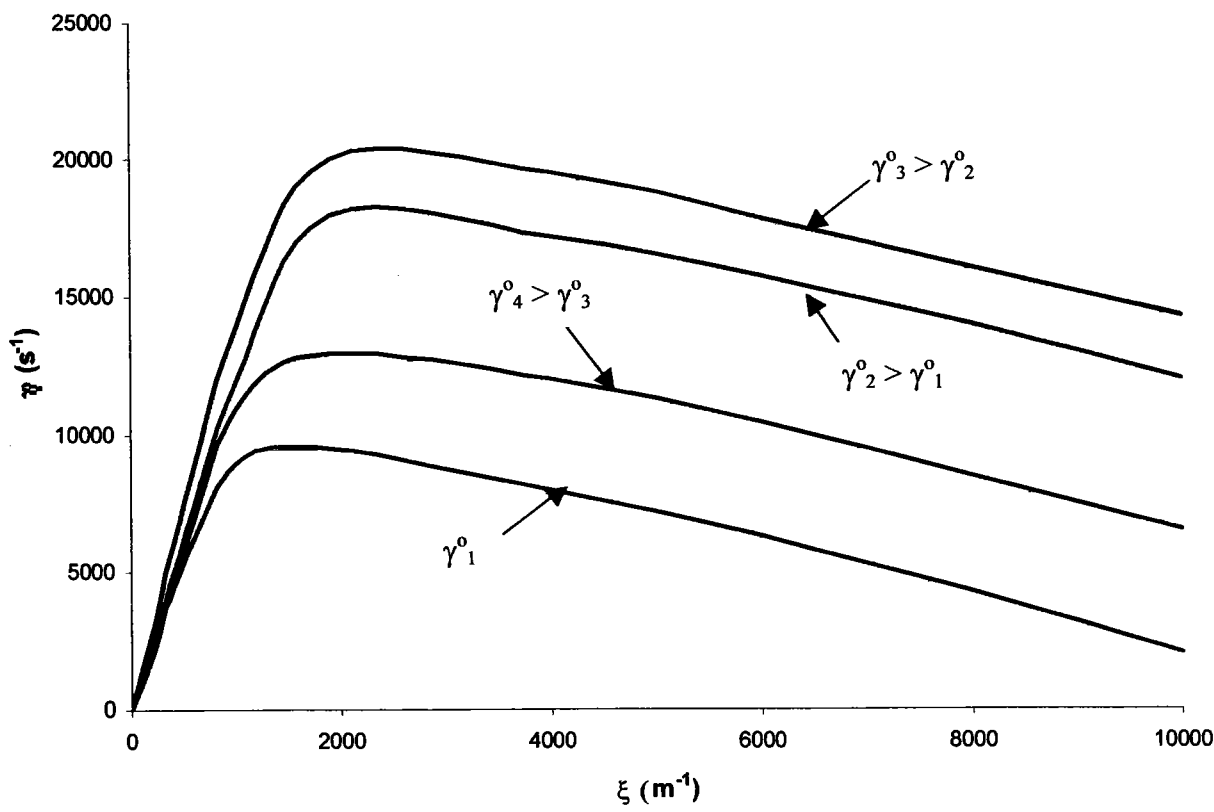


Figure III-5 : Evolution du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ pour différentes valeurs de γ^o .

III-2-3 Détermination analytique de la distance entre bandes

Comme indiqué précédemment, Il est possible de déterminer la distance entre bandes au travers de l'analyse de l'instabilité. Toutefois, cette méthode est fastidieuse. Wright et al. [33] ont dans un premier temps établi une approche analytique permettant, par une formulation simple, de définir directement la distance entre bandes de cisaillement adiabatique pour des matériaux non écrouissables. Cette approche a été complétée et étendue pour les matériaux faiblement écrouissables ou fortement sensibles à la température par Molinari [34] (Annexe IV-4).

Le nombre d'onde ξ_{cmax} pour un matériau faiblement écrouissable établi par ce dernier est donné par :

$$\xi_{cmax} = \xi_0 \left[1 + \frac{3}{4} \frac{C_p \rho \frac{\partial \psi^0}{\partial \gamma}}{\beta \tau^0 (m+1) \frac{\partial \psi^0}{\partial \theta}} \right], \quad (III-19)$$

$$\text{avec } \xi_0 = \left(\beta \frac{\partial \psi^0}{\partial \theta} \right)^{1/2} \left(\left(1 + \frac{1}{m} \right) \frac{\tau^0 \dot{\gamma}^0}{C_p K} \right)^{1/4} \quad (III-20)$$

La loi de comportement introduite au paragraphe III-1-3 est utilisée :

$$\dot{\gamma} = \psi(\tau, \gamma, \theta) = K_0^{-\frac{1}{m}} \gamma^{-\frac{n}{m}} \tau^{\frac{1}{m}} \theta^{-\frac{\nu}{m}} \quad (III-16)$$

ξ_{cmax} devient alors:

$$\xi_{cmax} = \left(-\frac{\beta \nu \dot{\gamma}^0}{m \theta^0} \right)^{1/2} \left(\frac{\tau^0 \dot{\gamma}^0}{C_p K} \left(1 + \frac{1}{m} \right) \right)^{1/4} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\rho C_p n \theta^0}{\beta \tau^0 \nu \dot{\gamma}^0 (m+1)} \right) \quad (III-21)$$

La distance entre bandes de cisaillement adiabatiques L_c est déduite de :

$$L_c = 2\pi / \xi_{cmax} \quad (III-22)$$

Chapitre IV :

Application des modèles aux matériaux étudiés

IV Applications aux matériaux étudiés

IV-1 Matériaux gamma post-frittés G2, G3 et G6

IV-1-1 Détermination de lois de comportement pour G2, G3 et G6

IV-1-1-1 Résultats des essais de compression de G2, G3 et G6

Les matériaux ont été caractérisés en compression à des vitesses de déformation variant de 0.002 à 5000 s⁻¹ et à des températures variant de 23 et 320°C. Les courbes contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente des alliages G2, G3 et G6 sont présentées dans les figures IV-1, IV-2 et IV-3, respectivement.

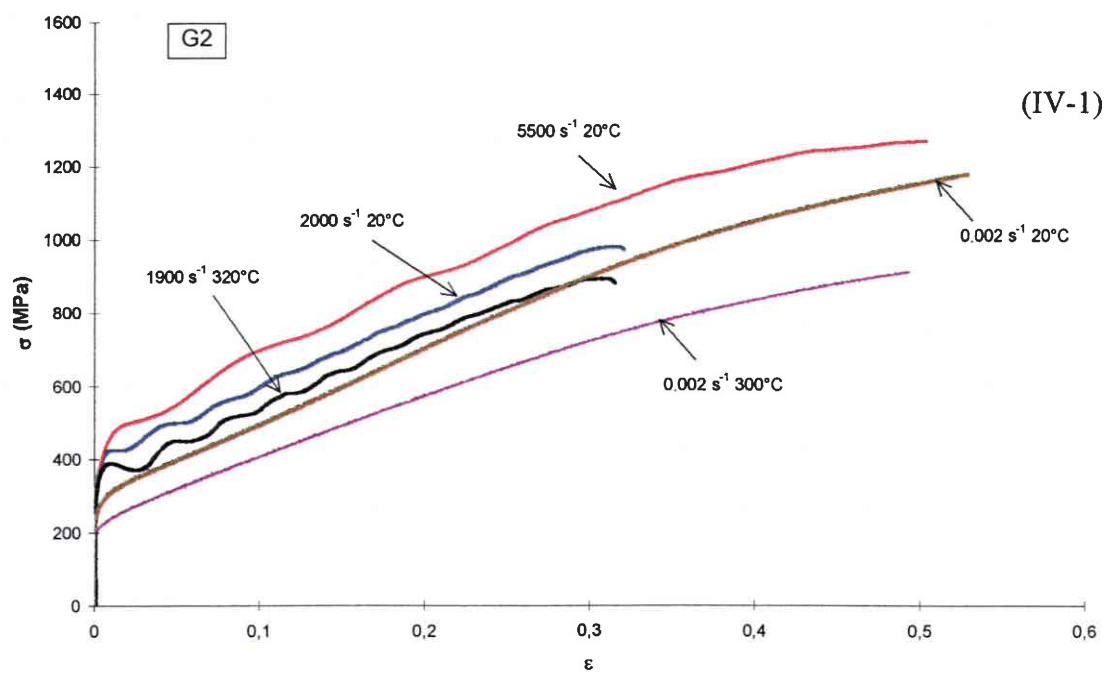


Figure IV-1 : Courbes contrainte-déformation en compression de l'alliage G2.

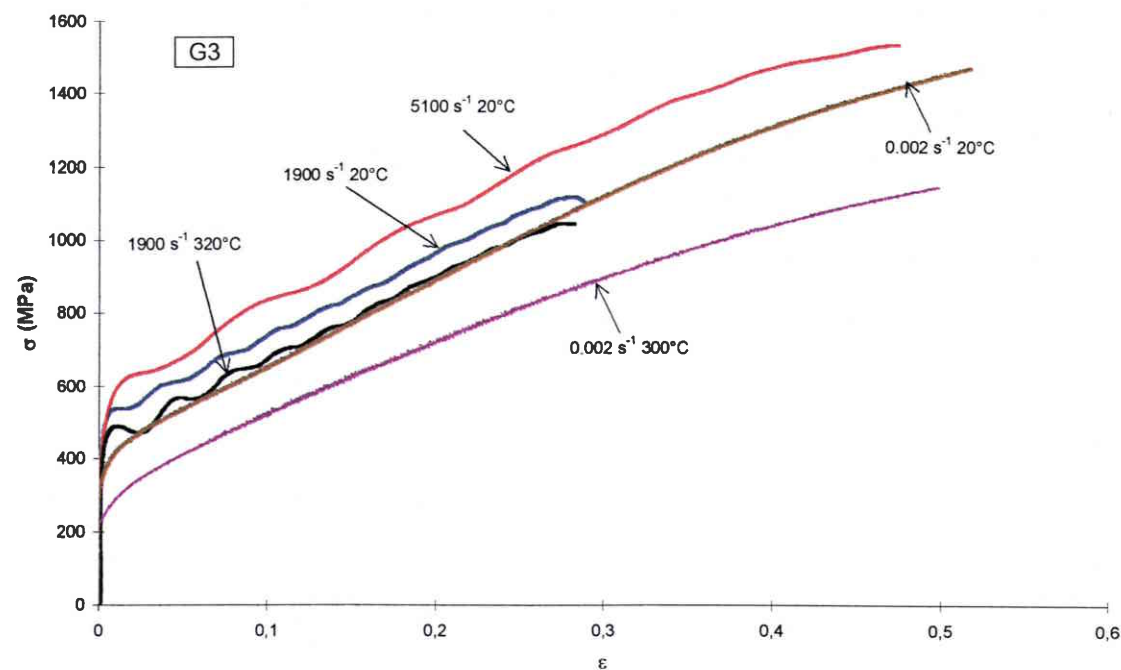


Figure IV-2 : Courbes contrainte-déformation en compression de l'alliage G3.

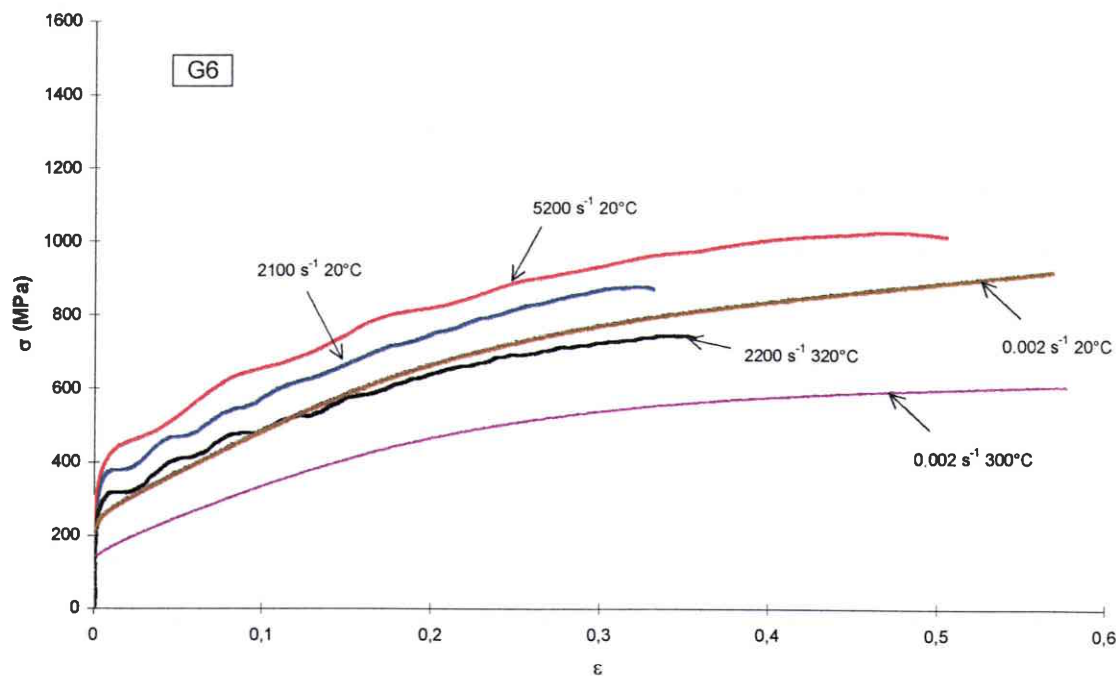


Figure IV-3 : Courbes contrainte-déformation en compression de l'alliage G6.

Les trois alliages présentent une consolidation importante quelles que soient les conditions d'essai. Leur sensibilité à la vitesse de déformation semble très proche. Les alliages G2 et G3 ont des sensibilités à la température faibles et relativement proches alors que l'alliage G6 est lui beaucoup plus sensible. Ce dernier alliage présente également la plus faible consolidation.

IV-1-1-2 Détermination des coefficients des lois de comportement

Une loi de comportement de la forme $\tau = K_0 \gamma^n \dot{\gamma}^m \theta^\nu$ a été établie pour chacun des alliages. Les coefficients n , m et ν ont été déterminés à partir de réponses isothermes déduites des données expérimentales en compression et des relations III-13, 14, 15.

Les réponses isothermes ont été obtenues à partir des essais adiabatiques à 2000 s^{-1} et 5000 s^{-1} présentées aux figures IV-1, IV-2 et IV-3. En effet, l'élévation de température générée à tout niveau de déformation peut être déterminée à partir de la relation suivante :

$$\Delta T(\varepsilon) = -\frac{\beta}{\rho C_p} \int_0^\varepsilon \sigma(\xi) d\xi$$

Avec ρ la masse volumique, C_p la chaleur spécifique et β le coefficient de Taylor-Quinney égal à 0.9.

L'accroissement de température ΔT implique une diminution de la contrainte $\Delta \sigma$ définie par :

$$\Delta \sigma(\varepsilon) = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) \Delta T(\varepsilon) \quad (\text{IV-2})$$

Les relations IV-1 et IV-2 ont permis d'établir des courbes contrainte équivalente-déformation équivalente isothermes en conditions dynamiques.

L'inertie générée sur les échantillons par l'accélération radiale déterminée à partir des travaux de Klepaczko et al. [52] est négligeable. En effet, en appliquant la formule IV-3 pour une vitesse de déformation de 5000 s^{-1} à une déformation de 50%, la correction à faire sur la valeur de la contrainte est inférieure à 3 MPa.

$$\sigma_c = \sigma_m - \frac{d^2 \rho}{4(1-\varepsilon)} \left[\frac{1}{6} \ddot{\varepsilon} + \frac{1}{4} \dot{\varepsilon}^2 \right] \quad (\text{IV-3})$$

Avec σ_c la contrainte corrigée, σ_m la contrainte mesurée, d le diamètre de l'échantillon et ρ la masse volumique

Les coefficients d'écrouissage n établis à partir des données en compression dynamique à 2000 s^{-1} sont donnés dans le tableau IV-1. Les sensibilités à la vitesse de déformation ont été déduites à partir des données expérimentales de compression à 0.002 et 2000 s^{-1} (tableau IV-2) et à partir des données expérimentales de compression à 2000 et 5000 s^{-1} (tableau IV-3) à température ambiante pour différents taux de déformation. Les coefficients de sensibilité à la température ν ont été déterminés à partir des données expérimentales en compression à 0.002 s^{-1} à température ambiante et à 300°C (tableau IV-4) et en compression à 2000 s^{-1} à température ambiante et à 320°C (tableau IV-5).

	<i>n</i>
G2	0.39
G3	0.39
G6	0.34

Tableau IV-1 : Coefficient d'écrouissage pour G2, G3 et G6.

	$\epsilon = 0.10$	$\epsilon = 0.15$	$\epsilon = 0.20$	$\epsilon = 0.25$	Moyenne
G2	0.013	0.010	0.009	0.008	0.010
G3	0.0088	0.0063	0.0051	0.0045	0.006
G6	0.012	0.009	0.008	0.009	0.010

Tableau IV-2 : Sensibilité à la vitesse de déformation pour G2, G3 et G6 à différents taux de déformation plastique équivalente entre 0.002 s^{-1} et 2000 s^{-1} .

	$\epsilon = 0.10$	$\epsilon = 0.15$	$\epsilon = 0.20$	$\epsilon = 0.25$	Moyenne
G2	0.12	0.11	0.11	0.08	0.11
G3	0.12	0.11	0.10	0.10	0.11
G6	0.13	0.12	0.10	0.08	0.11

Tableau IV-3 : Sensibilité à la vitesse de déformation pour G2, G3 et G6 à différents taux de déformation plastique équivalente entre 2000 s^{-1} et 5000 s^{-1} .

	$\epsilon = 0.10$	$\epsilon = 0.20$	$\epsilon = 0.30$	$\epsilon = 0.40$	$\epsilon = 0.50$	Moyenne
G2	-0.30	-0.30	-0.34	-0.35	-0.36	-0.33
G3	-0.31	-0.29	-0.32	-0.35	-0.36	-0.32
G6	-0.44	-0.41	-0.44	-0.46	-0.48	-0.45

Tableau IV-4 : Sensibilité à la température pour G2, G3 et G6 à différents taux de déformation plastique équivalente à 0.002 s^{-1} entre 20°C et 300°C .

	$\epsilon = 0.10$	$\epsilon = 0.15$	$\epsilon = 0.20$	$\epsilon = 0.25$	Moyenne
G2	-0.14	-0.11	-0.10	-0.12	-0.12
G3	-0.11	-0.11	-0.10	-0.09	-0.10
G6	-0.23	-0.21	-0.21	-0.23	-0.22

Tableau IV-5 Sensibilité à la température pour G2, G3 et G6 à différents taux de déformation plastique équivalente à 2000 s^{-1} entre 20°C et 320°C .

Les matériaux gamma à l'état post-fritté sont plus sensibles à la température aux faibles vitesses de déformation qu'aux hautes vitesses de déformations. Cette tendance, pour des matériaux cubiques à faces centrées, est confirmée par les travaux de Lennon [53]. La sensibilité à la vitesse de déformation augmente lorsque les régimes à hautes vitesses sont considérés (figure IV-4). Cette réponse est en accord avec les travaux de Dormeval sur des matériaux de même structure cristalline [54].

Dans un premier temps, l'adoucissement thermique et la sensibilité à la vitesse retenus pour la loi de comportement sont les valeurs moyennes des coefficients obtenus en régimes dynamiques. Les valeurs de ces coefficients à un taux de déformation donné seront considérées dans l'analyse des résultats des modèles analytiques.

Les figures IV-5, IV-6 et IV-7 comparent les réponses expérimentales converties en cisaillement en appliquant le critère de Von Misès et la définition de la déformation équivalente aux réponses des lois de comportement pour G2, G3 et G6. Les différences entre les valeurs expérimentales et les réponses de la loi de comportement sont inférieures à 5 % pour des déformations supérieures à 0.1.

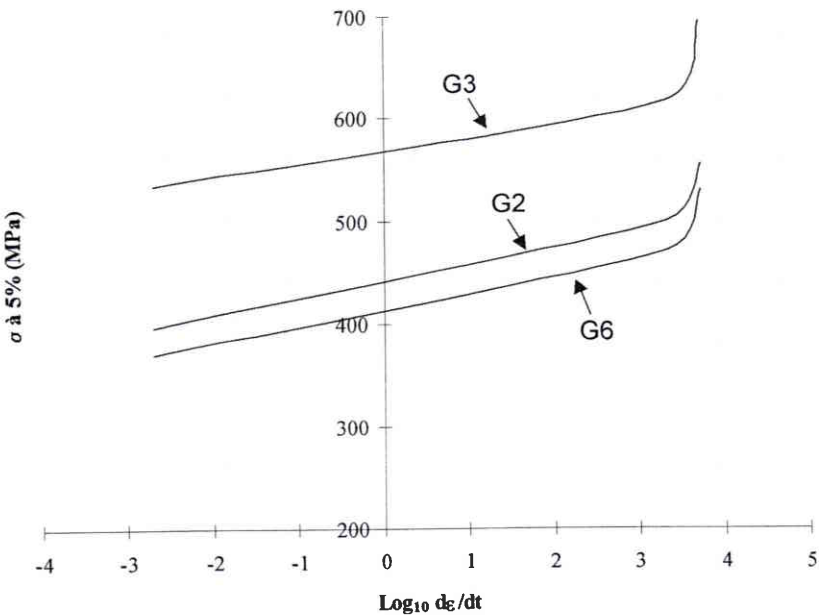


Figure IV-4 : Evolution de la contrainte vraie à une déformation vraie de 5% pour G2, G3 et G6 en fonction de la vitesse de déformation.

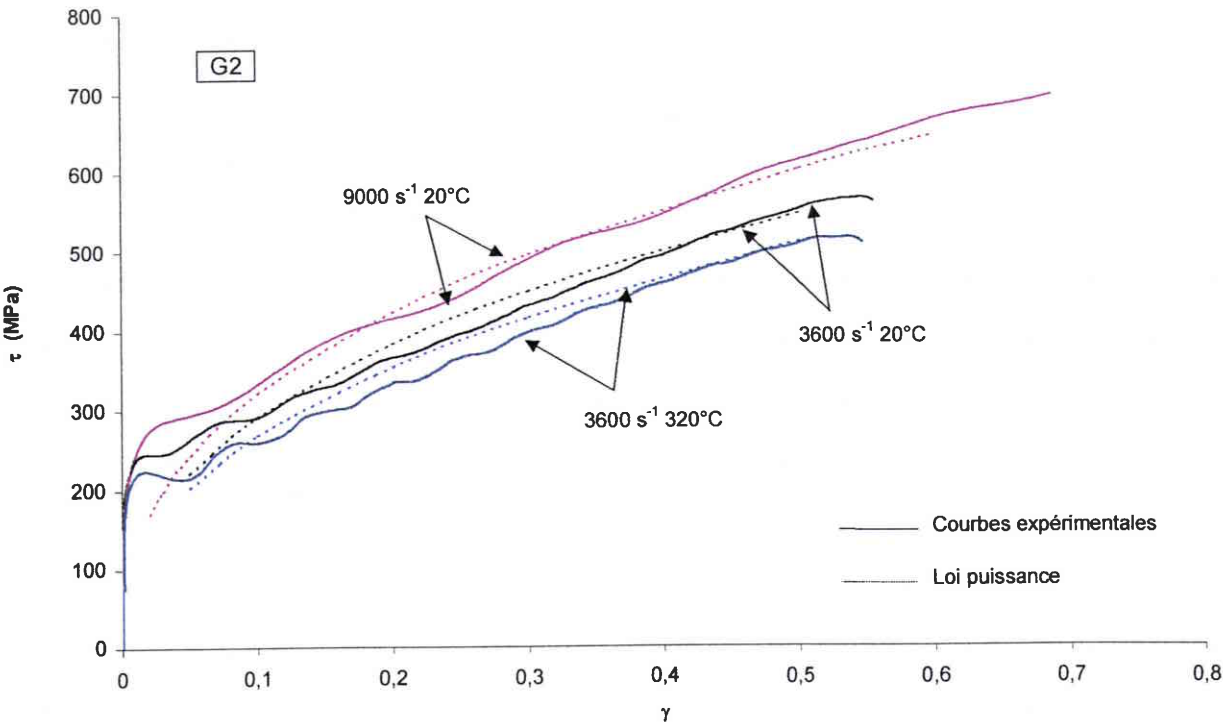


Figure IV-5 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage G2.

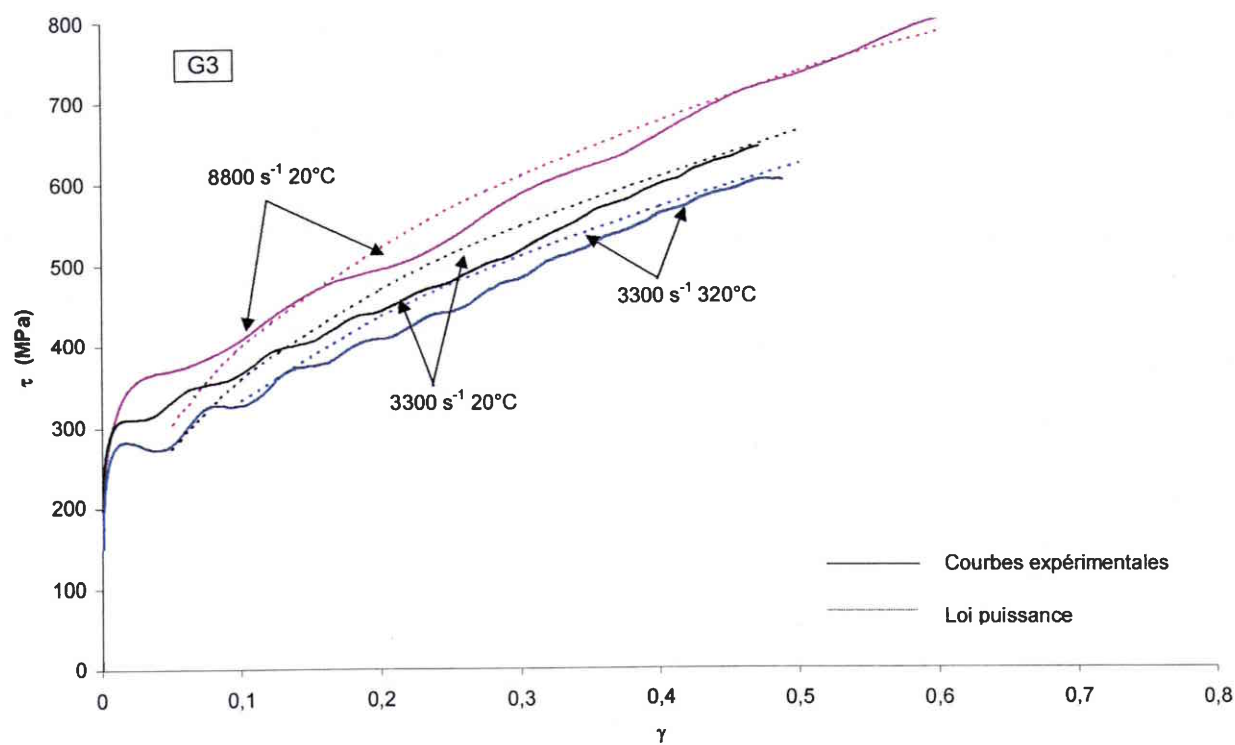


Figure IV-6 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage G3.

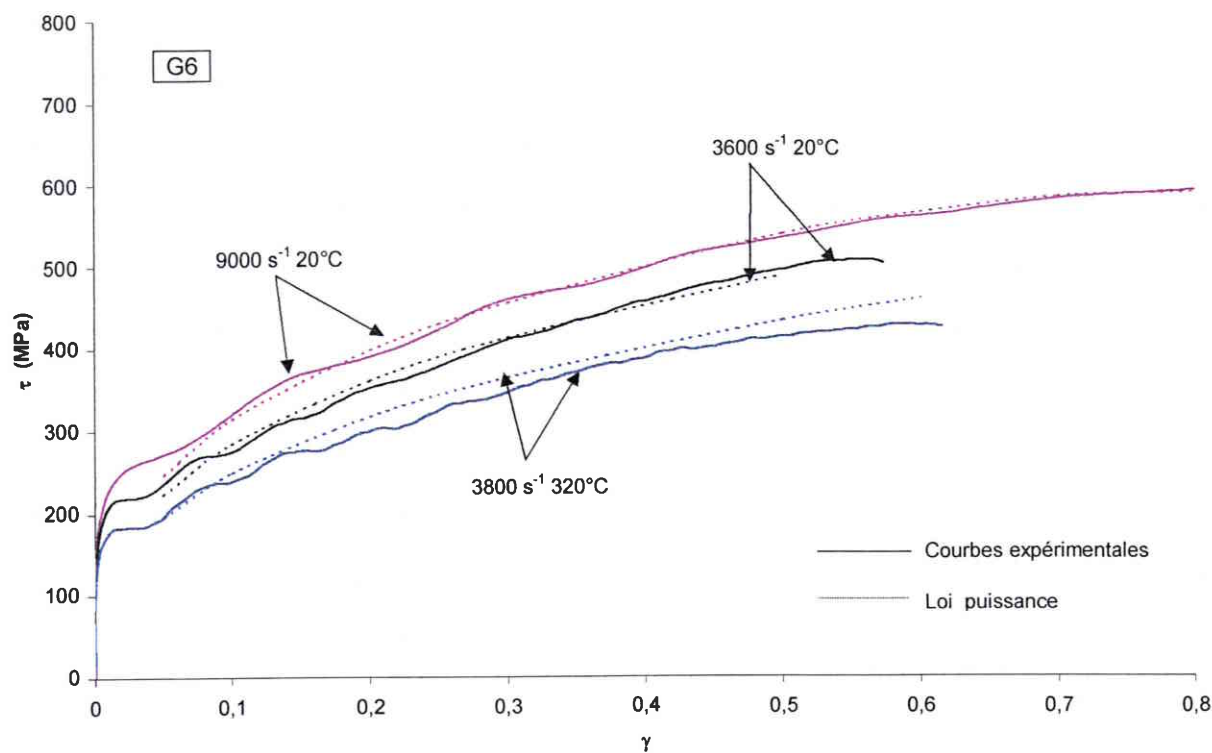


Figure IV-7 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage G6.

IV-1-2 Résultats de la modélisation de l'instabilité

Pour les trois matériaux G2, G3, G6, le modèle analytique de l'instabilité n'a pas permis d'obtenir de solution positive synonyme de conditions instables quels que soient les vitesses et les taux de déformation initiaux considérés. Le fait que la consolidation demeure élevée à hautes vitesses apparaît être la raison pour laquelle aucune solution n'existe pour ces matériaux.

En conséquence, une étude paramétrique examinant l'influence du coefficient d'écrouissage, n , sur l'évolution de l'instabilité a été réalisée. Cette étude révèle que, pour des valeurs de m et ν inchangées, des conditions d'instabilité à un taux de déformation initial $\dot{\gamma}^o$ de 200% et une vitesse de déformation $\dot{\gamma}^o$ de 10^4 s^{-1} sont obtenues pour une valeur maximum de n de 0.05. Les figures IV-8 et IV-9 présentent l'évolution du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ pour n égal à 0.05 respectivement pour une conductivité thermique nulle et égale à celle des matériaux gamma. Ces réponses mettent en évidence l'effet stabilisant de la conductivité pour les petites longueurs d'onde (h faible).

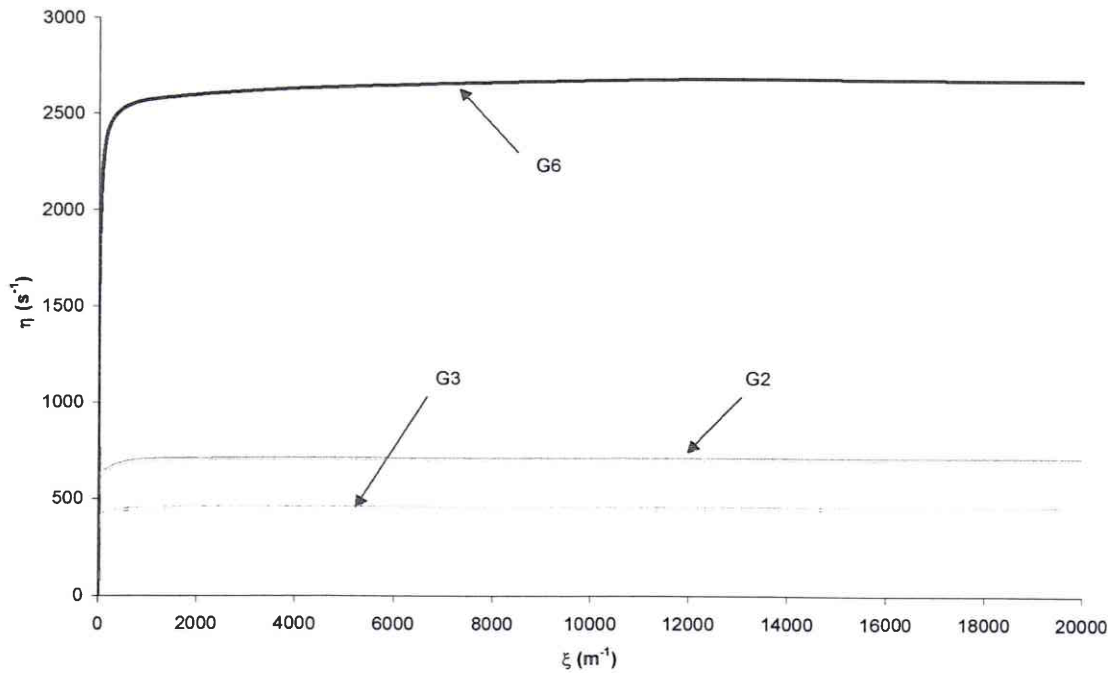


Figure IV-8 : Evolution du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ pour des matériaux de type G2, G3 et G6 caractérisés pour une valeur de $n = 0.05$ et $K = 0 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

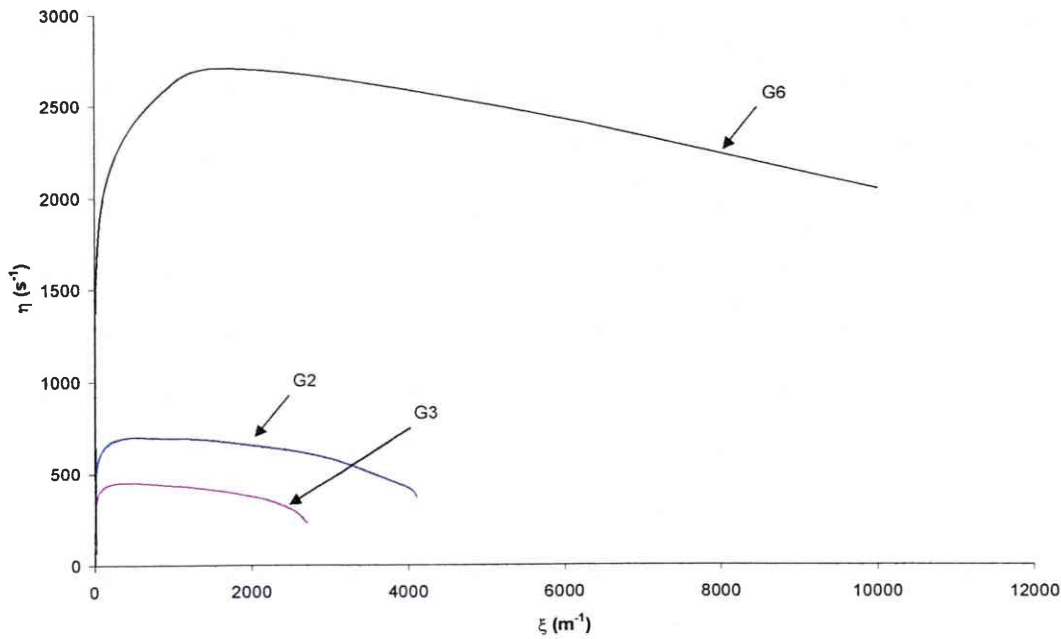


Figure IV-9 : Evolution du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ pour des matériaux de type G2, G3 et G6 caractérisés pour une valeur de $n = 0.05$ et $K \neq 0 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Selon ce scénario, le matériau de type G6 serait plus susceptible à l'instabilité que l'alliage de type G2, lui-même plus susceptible que le type G3. L'assimilation de cette instabilité à un endommagement par bandes de cisaillement adiabatique révèle que le matériau de type G6 est plus sensible à la formation de bande de cisaillement que le type G2, lui-même plus sensible que le type G3. Cette tendance pour les matériaux gamma post-frittés est en accord avec la sensibilité au cisaillement adiabatique des alliages associés (chapitre II).

IV-1-3 Résultats des caractérisations d'endommagement

Les essais de Taylor ont été réalisés sur les alliages G2, G3 et G6 en utilisant la procédure expérimentale associée aux matériaux à basse contrainte d'écoulement présentée au chapitre II. Quatre essais par alliages ont été effectués.

La vitesse nécessaire pour obtenir une ruine des échantillons est très élevée, 450 m/s, par rapport aux alliages de tungstène, 200-250 m/s (figure IV-10). A ces vitesses, les échantillons sont déformés plastiquement sur quasiment toute leur longueur ce qui dénote la grande ductilité de ces alliages (figure IV-11).

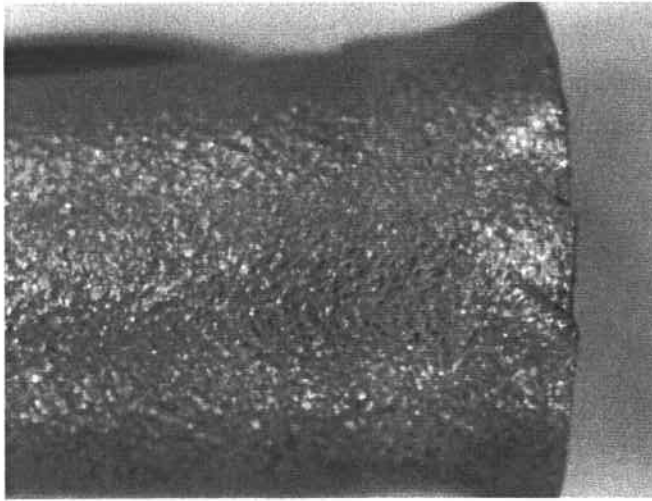


Figure IV-10 : Macrographie de fissures de cisaillement de l'échantillon Taylor en l'alliage G3 lancé à 506 m/s.



Figure IV-11 : Macrographie de l'échantillon Taylor en alliage G3 lancé à 506 m/s.

La figure IV-12 décrit l'évolution de la longueur moyenne de ruine, a_s , générées en fonction de la vitesse d'impact, V_i . Pour une longueur moyenne de 0.6, une vitesse d'impact plus faible a été mesurée pour G6 par rapport à la vitesse d'impact de G2. Par ailleurs l'alliage G2 s'endommage à des vitesses plus faibles que l'alliage G3. Cette tendance a été également observée avec les alliages de tungstène associés D2, D3 et D6 (figure IV-13).

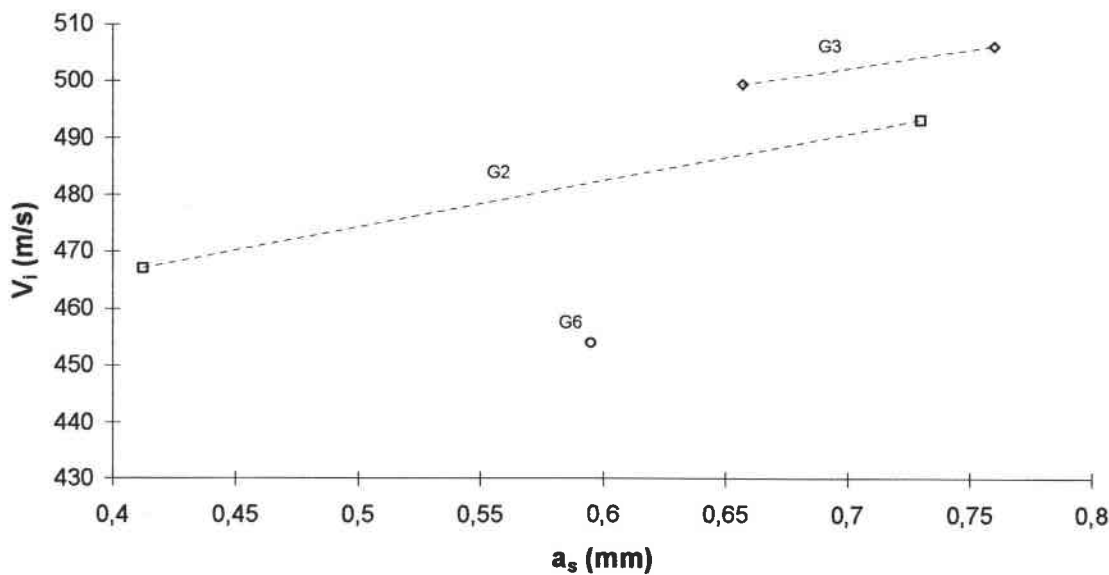


Figure IV-12 : Vitesse d'impact de Taylor V_i en fonction de la longueur moyenne de ruine a_s pour G2, G3 et G6.

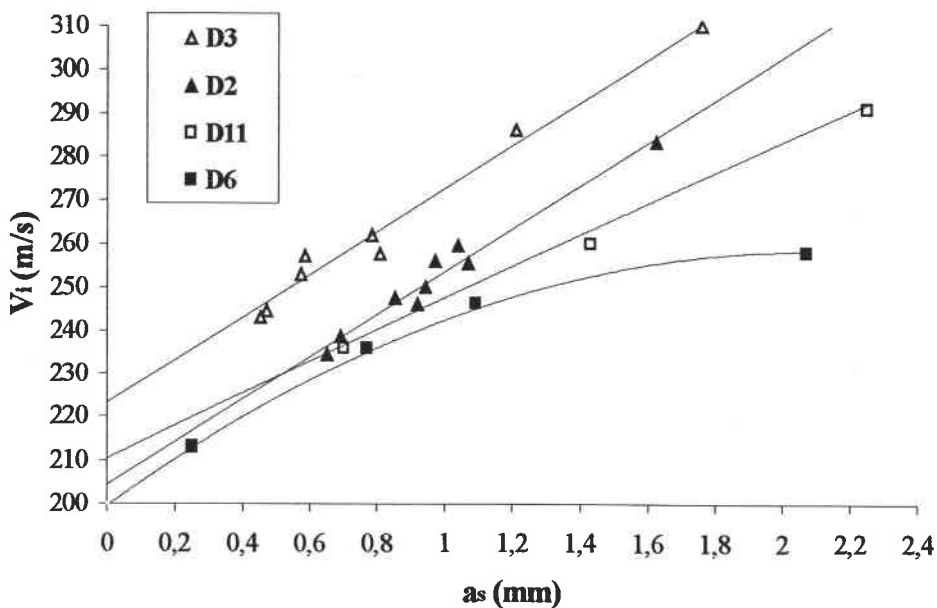


Figure IV-13 Vitesse d'impact de Taylor V_i en fonction de la longueur moyenne de BCA a_s pour D2, D3, D6 et D11 [4].

IV-1-4 Analyse métallurgique de l'endommagement

Les analyses au microscope optique et au microscope électronique à balayage n'ont pas permis de mettre en évidence de bande de cisaillement adiabatique pour les alliages G3 et G6 contrairement à ce qui a pu être observé pour les alliages de tungstène. Les fissures générées

sont initiées en traction et se propagent en cisaillement (figure IV-14). Cette tendance à l'initiation en traction est liée au faible confinement radial en périphérie observé aux grandes déformations [55].

La correspondance entre l'endommagement des nuances post-frittées et celui des alliages de tungstène observée précédemment est peut-être fortuite puisque leurs modes de rupture sont différents. Cependant les résultats de ruine des alliages G2, G3 et G6 sont cohérents avec les données de traction quasi statique. L'alliage le moins ductile en traction, G6, présente la plus forte sensibilité à la fissuration par cisaillement. L'alliage le plus ductile en traction, G3, est le moins sensible à la fissuration par cisaillement.

Une bande de cisaillement adiabatique a par contre pu être mise en évidence pour l'alliage G2 lors du tir réalisé à la vitesse de 493 m/s. Une cartographie de cette bande réalisée au Microscope Electronique à Balayage (MEB) est présentée à la figure IV-15. Elle a une largeur d'environ 10 μm et possède un faciès à cupule (figure IV-16) et aucun joint de grain n'est apparent. Elle ne se propage pas de manière linéaire. Une coupe transversale des échantillons en alliage G2, G3 et G6 ayant subi un chargement dynamique à 5000 s^{-1} en barres d'Hopkinson a été réalisée afin d'observer une éventuelle localisation de la déformation plastique, les niveaux de déformation étant proches de ceux générés sur le pourtour des échantillons au cours des essais Taylor. L'analyse en microscopie optique n'a révélé aucune localisation (figure IV-17 pour l'alliage G2).

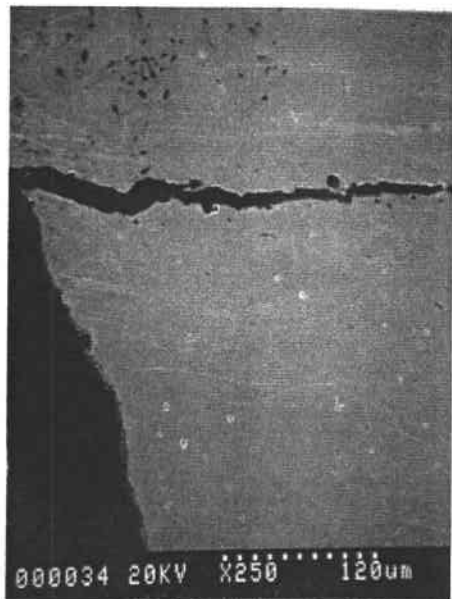


Figure IV-14 : Micrographie au MEB d'une fissure dans l'échantillon dynamique G3 ($V_i = 506 \text{ m/s}$)

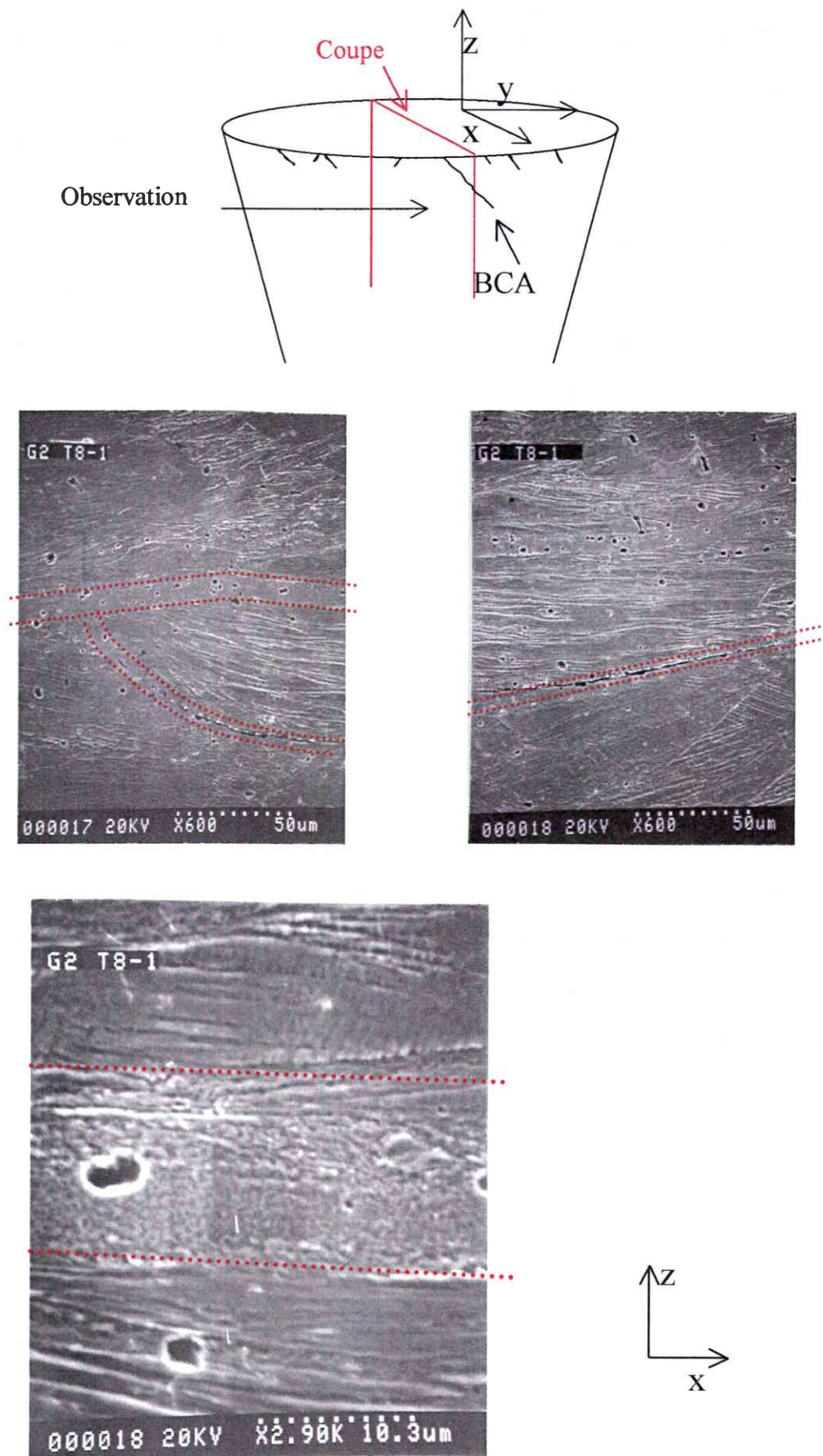


Figure IV-15 : Cartographie de bande de cisaillement générée dans l'alliage G2 lancé à 493 m/s.

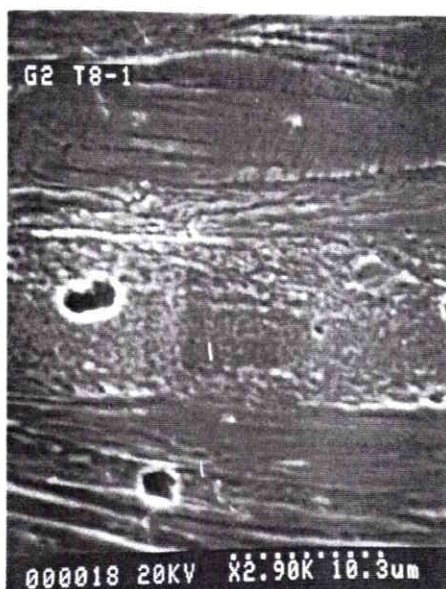


Figure IV-16 : Micrographie au MEB de l'intérieur de la bande de cisaillement adiabatique dans l'alliage G2 ($V_i = 493$ m/s).

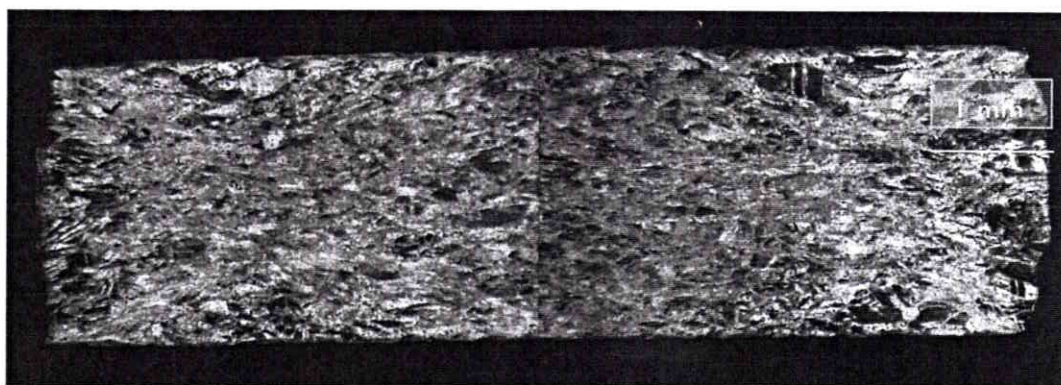


Figure IV-17 : Micrographie de la coupe transversale d'un échantillon en alliage G2 ayant subi un chargement dynamique à 5000 s^{-1} en barres d'Hopkinson (grossissement $\times 25$).

Des mesures de microdureté ont été réalisées dans la bande et autour de celle-ci sous une charge de 15g. Il apparaît que la dureté dans la bande, 340 HV correspondant à la moyenne de 5 mesures avec un écart type de 9 HV, est supérieure à celle mesurée à une distance de 0.1 mm de la bande, 304 HV correspondant à la moyenne de 5 mesures avec un écart type de 9 HV. Ce résultat est en accord avec les travaux de Pereira et al. [56] sur l'Inconel 718 où ont été mesurées des duretés supérieures de 100 HV dans la bande de cisaillement adiabatique par rapport à la périphérie de celle-ci. Une analyse de la bande au moyen d'une sonde à dispersion d'énergie donne une composition proche de celle de l'alliage

(écart inférieur à 1%); il n'y a donc pas d'appauvrissement d'un des éléments de l'alliage dans la bande.

IV-1-5 Résultats de la modélisation de la distance entre bandes de cisaillement

Le modèle analytique permettant de prédire la distance entre bandes de cisaillement est basé sur l'analyse linéarisée de l'instabilité. Cette dernière ne donnant pas de réponse pour les trois alliages considérés, l'analyse de la distance entre bandes n'a pu être menée.

IV-1-6 Synthèse sur les alliages G2, G3 et G6

Au travers des essais de compression et des essais Taylor, les alliages G2, G3 et G6 ont révélé une très grande ductilité. Ces alliages s'endommagent par rupture de cisaillement pour des vitesses d'impact très élevées par rapport aux alliages de tungstène. Pour les alliages G3 et G6, l'observation de la rupture n'a pas fait apparaître de BCA. L'alliage G2 présente, pour un tir, une rupture unique de taille importante qui s'est avérée être associée à une bande de cisaillement. Le modèle analytique, rendant compte de la capacité du matériau à présenter une instabilité en cisaillement simple, ne propose pas de solution pour ces trois alliages. Ces résultats viennent confirmer les données expérimentales sur l'absence d'un endommagement par cisaillement adiabatique pour les alliages G3 et G6.

Pas contre, la réponse du modèle n'est pas en accord avec les observations faites sur l'échantillon Taylor en alliage G2 impacté à 493 m/s. Cependant, des observations complémentaires sur les échantillons de compression dynamique en matériau G2 n'ont pas fait apparaître, de la même manière que pour les alliages G3 et G6, de BCA. Ces observations suggèrent qu'un problème d'usinage ou qu'une hétérogénéité du matériau semble être la cause de la localisation pour l'échantillon Taylor en alliage G2 impacté à 493 m/s.

A cause du fort taux de consolidation, les matériaux G2, G3 et G6 non écrouis ne sont pas révélés sensibles à un endommagement par BCA. Ces résultats ont motivé la deuxième étape portant sur l'étude de matériaux gamma écrouis dont l'état d'écrouissage est représentatif des alliages corroyés associés. Ces travaux se sont limités à deux phases gamma, G3C et G6C, associées aux alliages D3 et D6 présentant la plus grande variation de la vitesse critique de Taylor (vitesse à atteindre pour obtenir la même ruine α_s).

IV-2 Matériaux gamma corroyés G3C et G6C

IV-2-1 Détermination de lois de comportement pour G3C et G6C

IV-2-1-1 Résultats des essais de compression de G3C et G6C

Comme pour les trois matériaux à l'état post-fritté, G2, G3 et G6, les matériaux G3C et G6C ont été caractérisés en compression à des vitesses de déformation variant de 0.002 à 5000 s⁻¹ et à des températures variant de 23 et 320°C. Les courbes contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente des alliages G3C et G6C sont présentées dans les figures IV-18 et IV-19, respectivement.

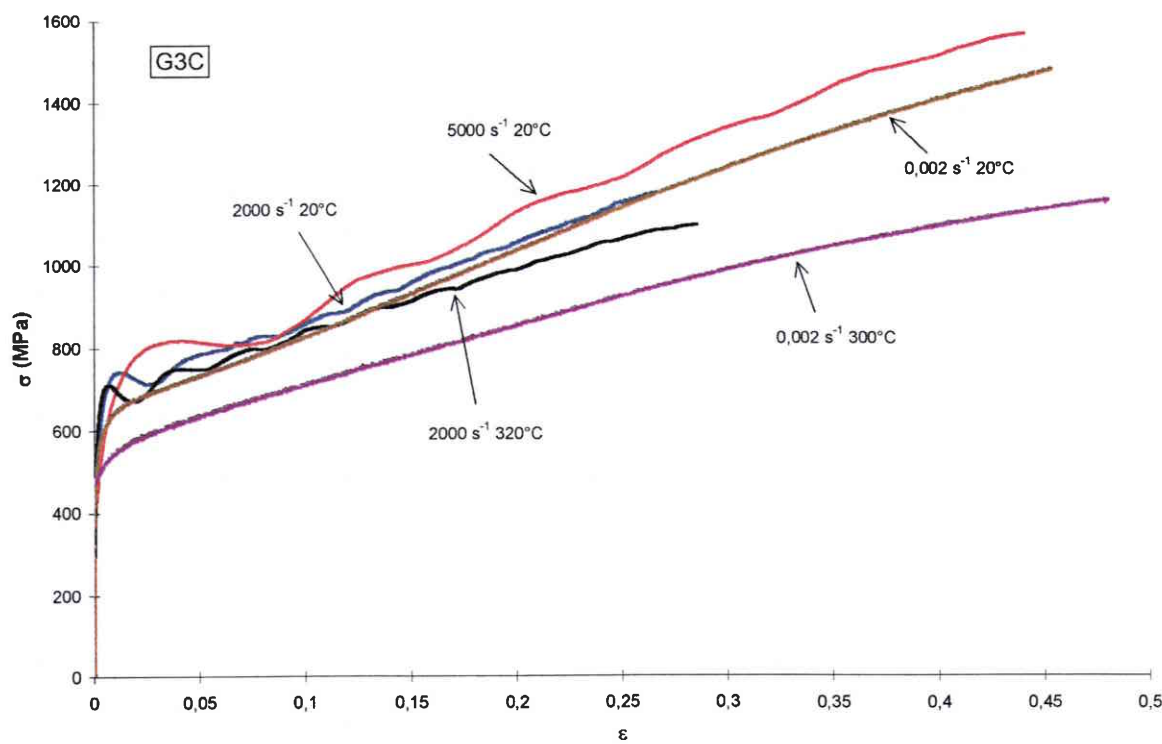


Figure IV-18 : Courbes contrainte-déformation en compression de l'alliage G3C.

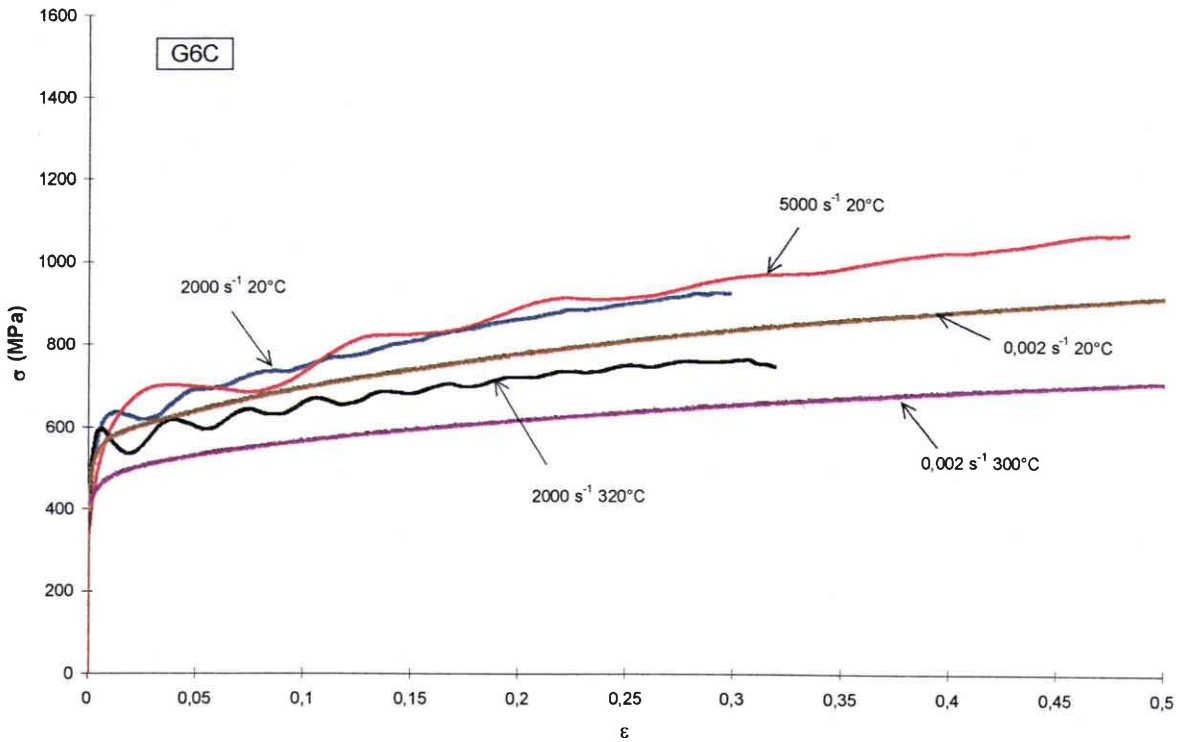


Figure IV-19 : Courbes contrainte-déformation en compression de l'alliage G6C.

L'alliage G3C présente une consolidation très importante, proche de celle de l'alliage non corroyé G3. Par contre, la consolidation de G6C a été fortement abaissée par rapport à l'alliage non corroyé. La sensibilité à la vitesse de déformation des alliages est toujours très proche. Cependant, la sensibilité à la température de G6C est plus importante que celle de G3C.

Les travaux de Pereira et al.[56] confirment ces forts taux de consolidation rencontrés avec un matériau cubique faces centrées base nickel, l'Inconel 718. Ces travaux ont révélé de forts taux de consolidation pour un état non écroui, contrainte d'écoulement de 400 MPa , et pour un état vieilli à précipités, contrainte d'écoulement de 1400 MPa.

IV-2-1-2 Détermination des coefficients des lois de comportement

Les coefficients n , m et ν ont été établis de la même manière que ceux des alliages non corroyés. Les coefficients d'écrouissage n définis à partir des données en compression dynamique à 2000 s⁻¹ sont donnés au tableau IV-6. Les sensibilités à la vitesse de déformation m ont été déduites à partir des données expérimentales de compression à 0.002 et 2000 s⁻¹ (tableau IV-7) et à partir des données expérimentales de compression à 2000 et 5000 s⁻¹

(tableau IV-8) à température ambiante pour différents niveaux de déformation. Le coefficient de sensibilité à la température ν a été déterminé à partir des données expérimentales en compression à 0.002 s^{-1} à température ambiante et à 300°C (tableau IV-9) et en compression à 2000 s^{-1} à température ambiante et à 320°C (tableau IV-10).

	<i>n</i>
G3C	0.34
G6C	0.15

Tableau IV-6 : Coefficient d'écrouissage pour G3C et G6C.

	$\epsilon = 0.10$	$\epsilon = 0.15$	$\epsilon = 0.20$	$\epsilon = 0.25$	Moyenne
G3C	0.0034	0.0032	0.0014	0.0013	0.002
G6C	0.0055	0.0065	0.0071	0.0076	0.007

Tableau IV-7 : Sensibilité à la vitesse de déformation pour G3C et G6C à différents taux de déformation plastique équivalente entre 0.002 s^{-1} et 2000 s^{-1} .

	$\epsilon = 0.10$	$\epsilon = 0.15$	$\epsilon = 0.20$	$\epsilon = 0.25$	Moyenne
G3C	0.06	0.04	0.06		0.05
G6C	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03

Tableau IV-8 : Sensibilité à la vitesse de déformation pour G3C et G6C à différents taux de déformation plastique équivalente entre 2000 s^{-1} et 5000 s^{-1} .

	$\epsilon = 0.10$	$\epsilon = 0.20$	$\epsilon = 0.30$	$\epsilon = 0.40$	$\epsilon = 0.50$	Moyenne
G3C	-0.22	-0.32	-0.33	-0.37		-0.31
G6C	-0.29	-0.32	-0.34	-0.34	-0.36	-0.33

Tableau IV-9 : Sensibilité à la température pour G3C et G6C à différents taux de déformation plastique équivalente à 0.002 s^{-1} entre 20°C et 300°C .

	$\epsilon = 0.10$	$\epsilon = 0.15$	$\epsilon = 0.20$	$\epsilon = 0.25$	Moyenne
G3C	-0.08	-0.12	-0.09		-0.09
G6C	-0.16	-0.18	-0.21	-0.24	-0.19

Tableau IV-10 : Sensibilité à la température pour G3C et G6C à différents taux de déformation plastique équivalente à 2000 s^{-1} entre 20°C et 320°C .

Le corroyage a eu pour effet d'abaisser la sensibilité à la vitesse de déformation et la sensibilité à la température des deux alliages. Le taux d'écrouissage a diminué fortement pour l'alliage G6C par rapport à G6 mais est resté élevé pour l'alliage G3C.

De même que pour les matériaux post-frittés, les matériaux corroyés présentent une sensibilité à la température plus importante aux basses vitesses et une sensibilité à la vitesse de déformation qui augmente lorsque les régimes à hautes vitesses sont considérés.

Dans un premier temps, l'adoucissement thermique et la sensibilité à la vitesse retenus pour la loi de comportement sont les valeurs moyennes des coefficients obtenus en régimes dynamiques. Les valeurs de ces coefficients à un taux de déformation donné seront considérées dans l'analyse des résultats des modèles analytiques.

Les figures IV-20 et IV-21 comparent les réponses expérimentales converties en cisaillement en appliquant le critère de Von Misès et la définition de la déformation équivalente aux réponses des lois de comportement pour G3C et G6C. Pour G6C, les différences entre les valeurs expérimentales et les réponses de la loi de comportement sont inférieures à 5% pour des déformations supérieures à 0.1. La loi puissance ne permet pas de reproduire aussi précisément les réponses expérimentales pour G3C puisque les écarts sont de 10% pour des déformations supérieures à 0.1.

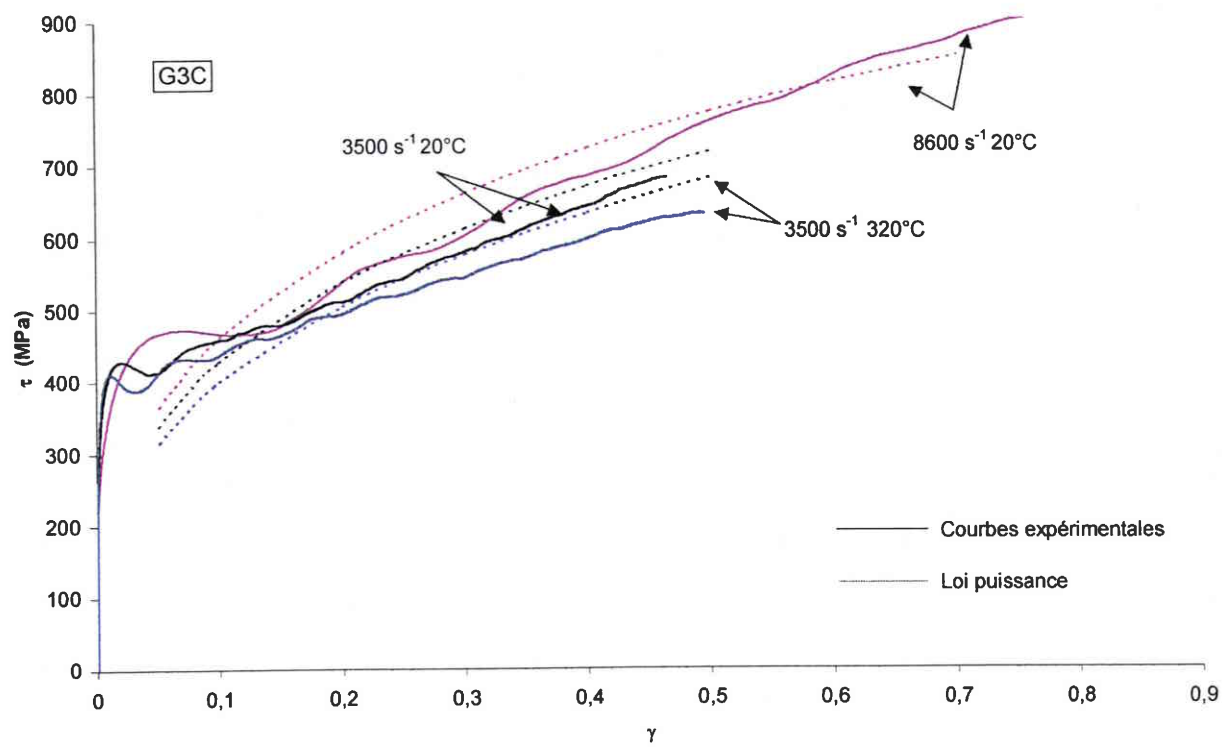


Figure IV-20 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage G3C.

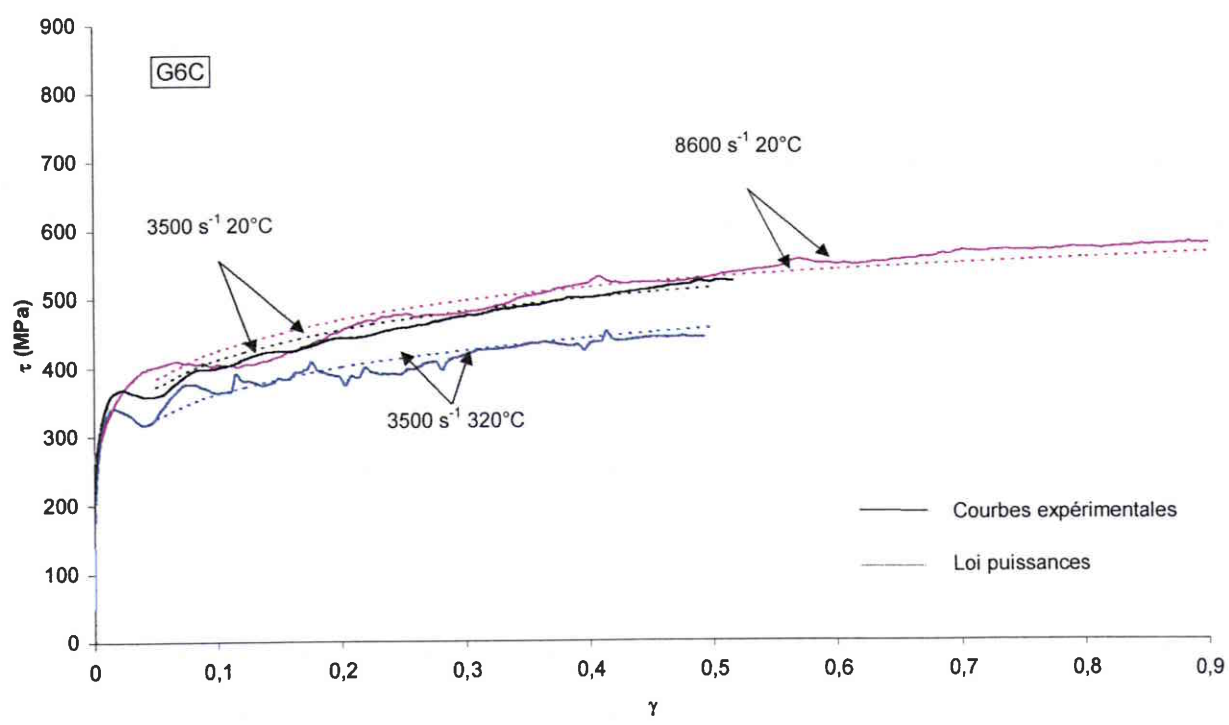


Figure IV-21 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage G6C.

IV-2-2 Résultats de la modélisation de l'instabilité

Le modèle analytique de l'instabilité n'a pas permis d'obtenir pour l'alliage G3C de solution positive synonyme de conditions instables quelles que soient les vitesses et les taux de déformation initiaux considérés à cause de leurs taux d'écrouissage élevés. Comme pour les trois nuances post-frittées, ce résultat est lié au fort taux d'écrouissage du matériau.

Pour l'alliage G6C, des conditions d'instabilité ont été obtenues pour une déformation γ^o de 690% ($\varepsilon^o = 400\%$) associée à une vitesse de déformation $\dot{\gamma}^o$ de 10^4 s^{-1} et pour une déformation γ^o de 650% ($\varepsilon^o = 375\%$) associée à une vitesse de déformation $\dot{\gamma}^o$ de $5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$. Il est donc nécessaire d'atteindre une déformation très importante pour obtenir la croissance de l'instabilité. La figure IV-22 présente l'évolution du taux d'instabilité η en fonction de ξ pour l'alliage G6C à une déformation γ^o de 800% et à 10^4 s^{-1} pour une conductivité nulle ($K = 0$) et en considérant la conductivité de l'alliage.

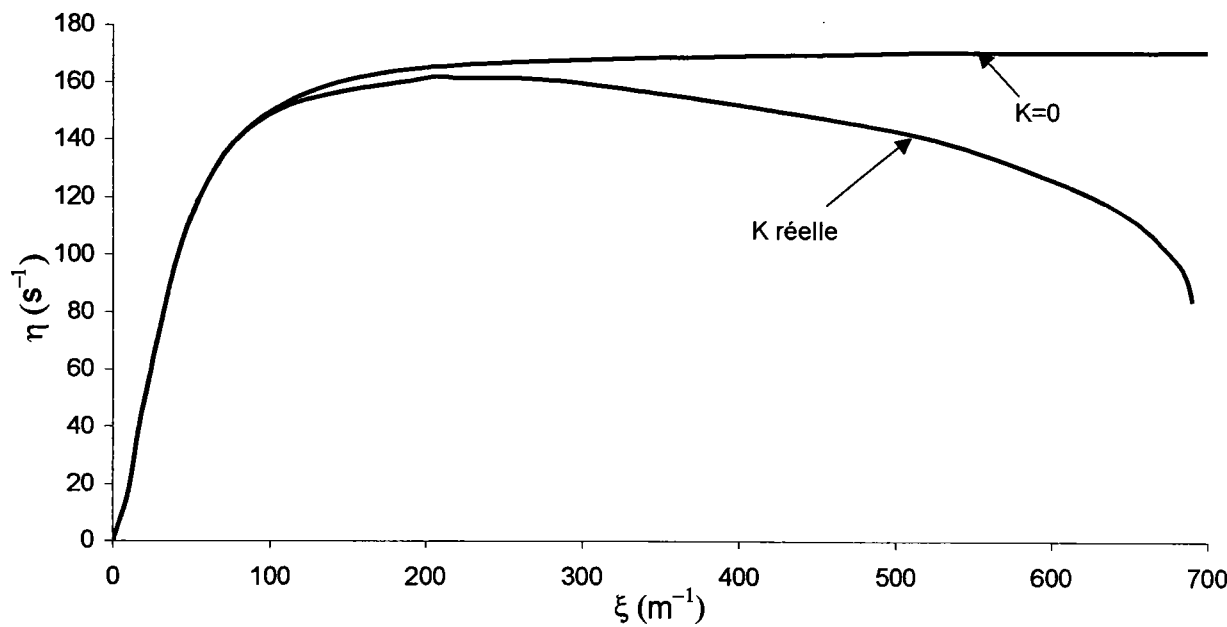


Figure IV-22 : Evolution du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ pour G6C à γ^o de 800% et à 10^4 s^{-1} en considérant la conductivité nulle et la conductivité réelle de l'alliage.

IV-2-3 Résultats des caractérisations d'endommagement

Comme pour les alliages post-frittés, quatre essais de Taylor ont été menés par alliage corroyé.

La vitesse d'impact à atteindre pour qu'un endommagement de type cisaillement puisse être observé est fortement abaissée par rapport aux nuances post-frittées (figure IV-23). En effet, en comparant les figures IV-12 et IV-23, il apparaît dans le cas de l'alliage G3C un abaissement de 50 m/s de la vitesse d'impact pour un endommagement α_s de 0.65 par rapport à l'alliage G3. La figure IV-24 présente une longue bande de cisaillement obtenue à une vitesse de tir de 442 m/s pour l'alliage G6C. De même que pour les alliages post-frittés, les échantillons sont déformés plastiquement sur quasiment toute leur longueur.

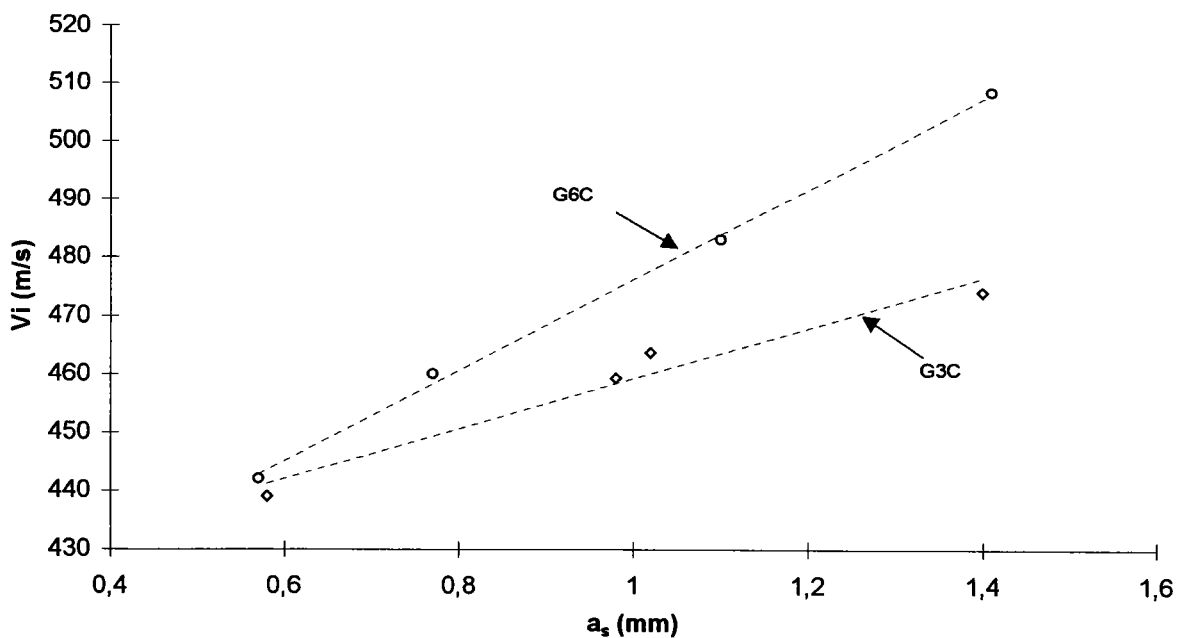


Figure IV-23 : Vitesse d'impact de Taylor V_i en fonction de la longueur moyenne de ruine α_s pour G3C et G6C.

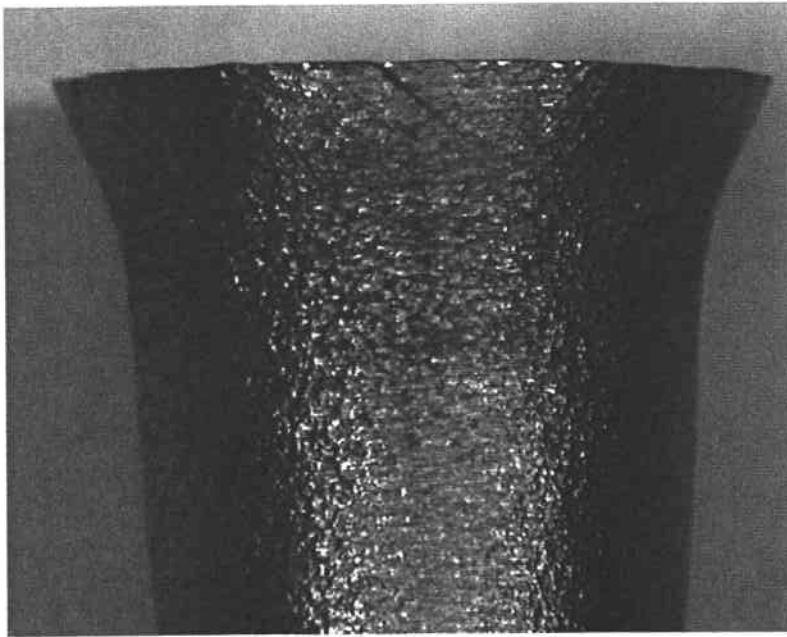


Figure IV-24 : Macrographie d'un échantillon Taylor en alliage G6C à 442m/s.

L'alliage G6C présente, contrairement aux nuances post-frittées, un endommagement moins important, pour une même vitesse de tir, que l'alliage G3C.

IV-2-4 Analyse métallurgique de l'endommagement

Les analyses au microscope optique et au microscope électronique à balayage n'ont pas permis de mettre en évidence de BCA pour l'alliage G3C. Comme pour les alliages G3 et G6, les fissures générées sont initiées en traction et se propagent en cisaillement. La figure IV-25 illustre cet endommagement pour l'échantillon G3C à 474 m/s.

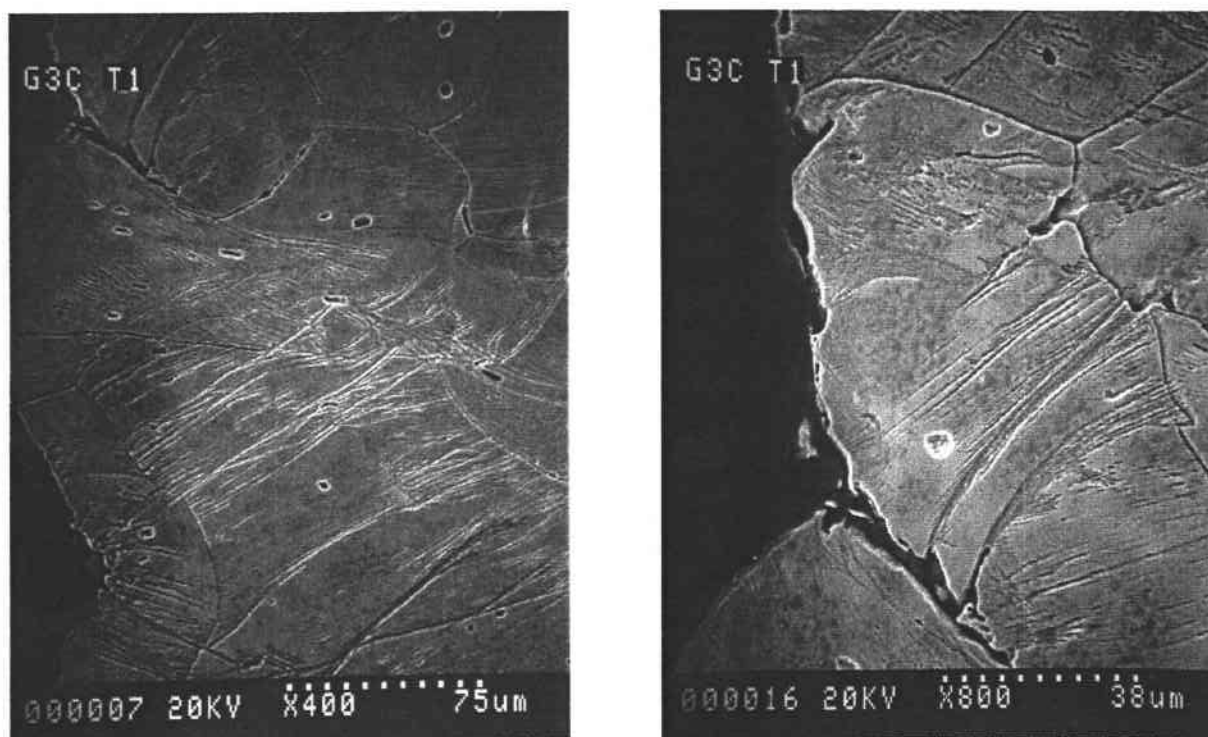


Figure IV-25 : Micrographies au MEB de l'endommagement de G3C.

Les analyses réalisées sur les échantillons G6C impactés à 453, 483 et 508 m/s mettent en évidence des BCA caractérisées par une forte déformation des grains dans la zone déformée et par l'apparition d'une structure identique à celle observée précédemment pour l'alliage G2, figures IV-26, IV-27 et IV-28. L'intérieur de la bande présente un aspect "cupuleux" sans trace de joint de grains (Figure IV-27 et IV-28). La largeur de la bande est d'environ 20 μm . Elle ne se propage pas de manière linéaire. Des mesures de microdureté ont été réalisées dans la bande et autour de celle-ci sous une charge de 15g. Il apparaît que la dureté dans la bande, 270 HV correspondant à la moyenne de 5 mesures avec un écart type de 16 HV, est supérieure à celle mesurée à une distance de 0.1 mm de la bande, 249 HV correspondant à la moyenne de 5 mesures avec un écart type de 13 HV. Ce résultat est en accord avec les travaux de Pereira et al. [56] sur l'Inconel 718 où ont été mesurées des duretés supérieures de 100 HV dans la bande de cisaillement adiabatique par rapport à la périphérie de celle-ci. Une analyse de la bande au moyen d'une sonde à dispersion d'énergie donne une composition proche de celle de l'alliage (écart inférieur à 1%); il n'y a donc pas d'appauvrissement d'un des éléments de l'alliage dans la bande.

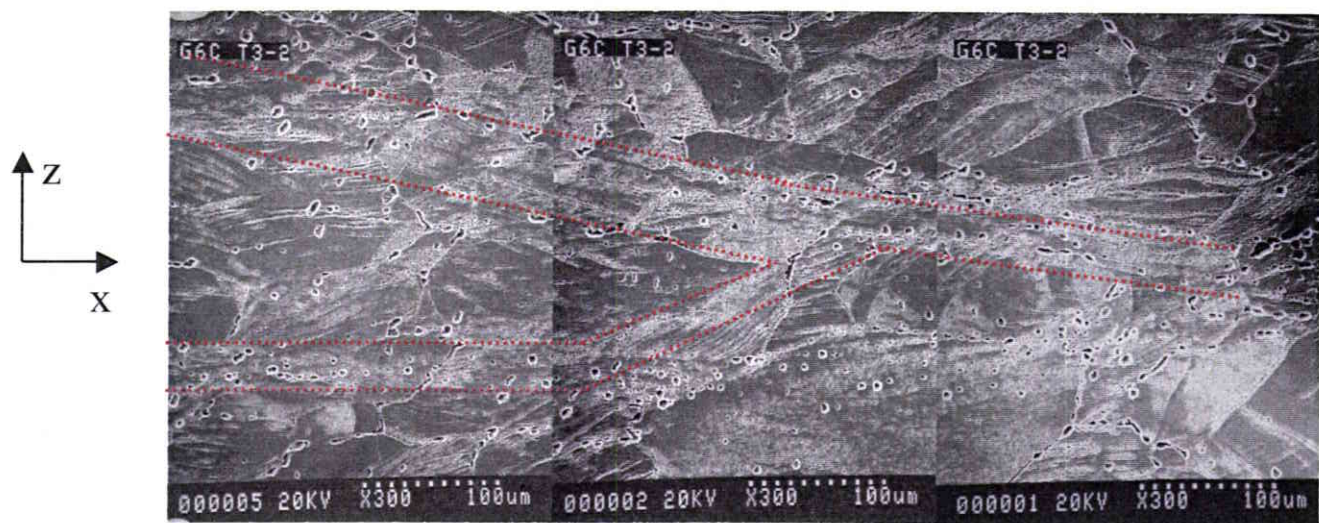
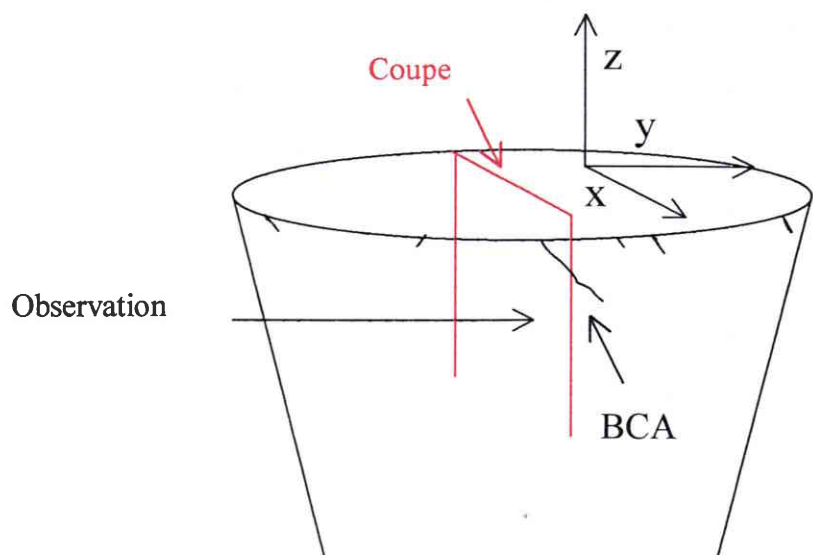


Figure IV-26 : Cartographie de bande de cisaillement générée dans l'alliage G6C lancé à 453 m/s.

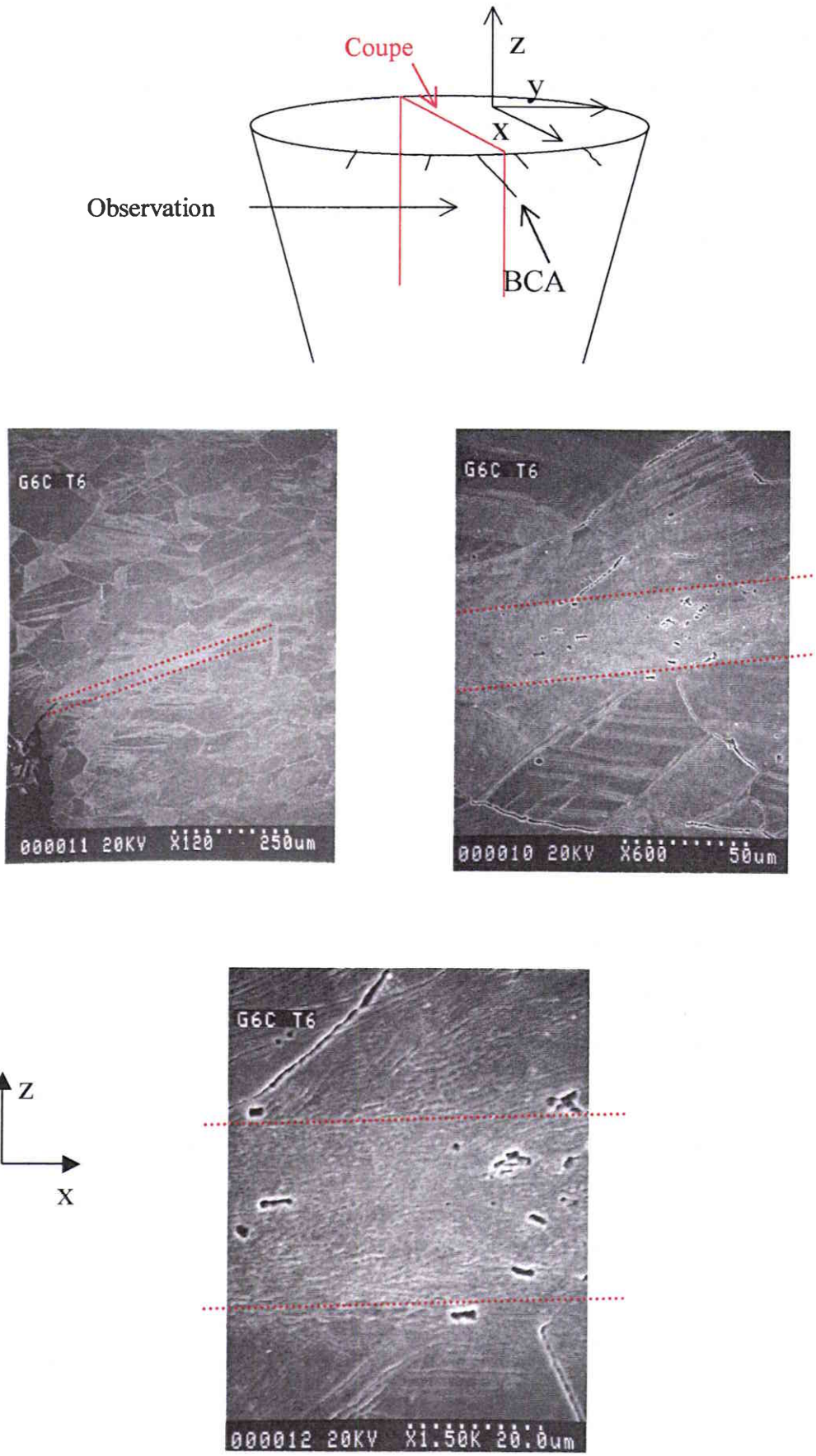


Figure IV-27 : Cartographie de bande de cisaillement générée dans l'alliage G6C lancé à 483 m/s.

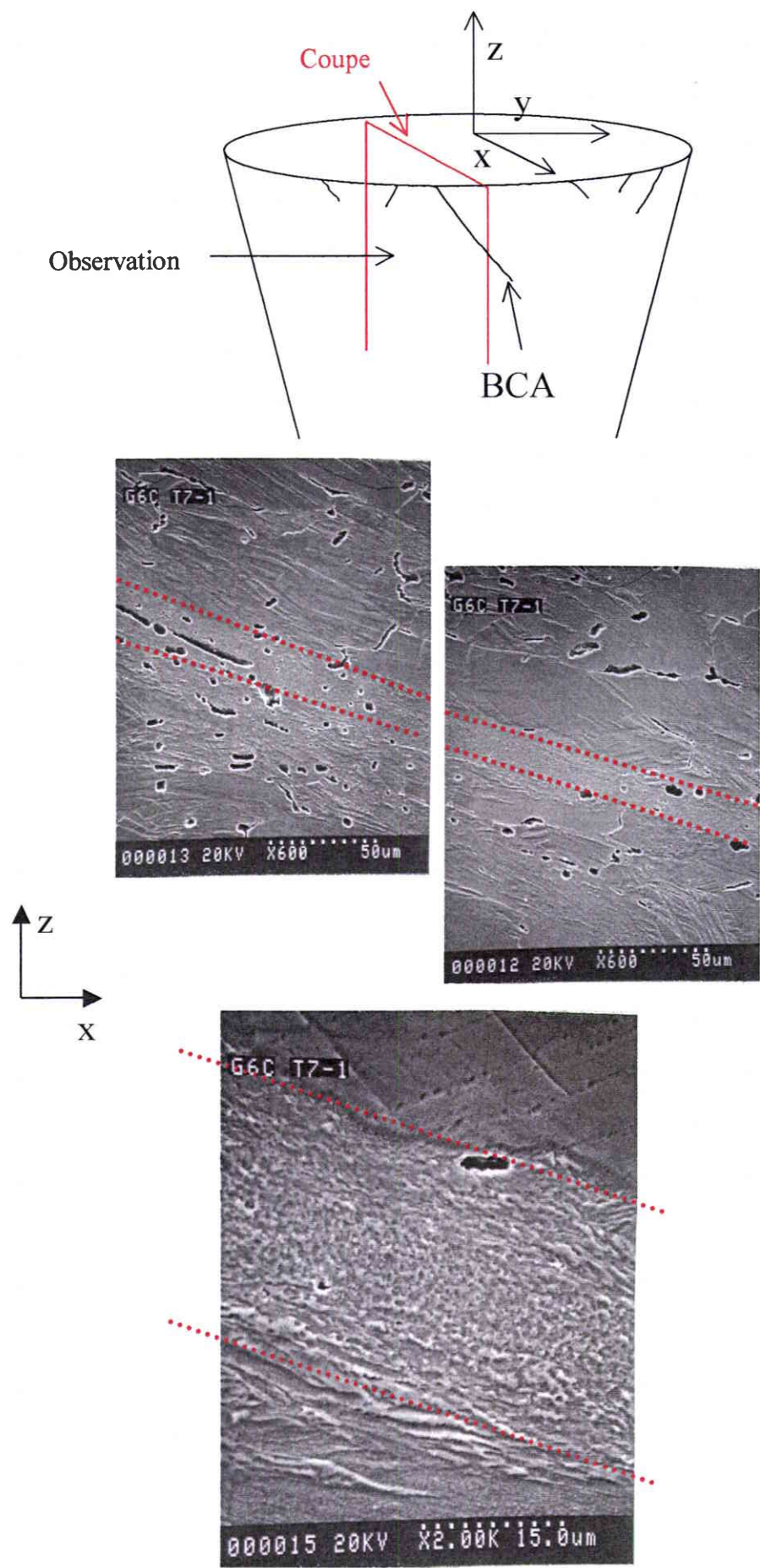


Figure IV-28 : Cartographie de bande de cisaillement générée dans l'alliage G6C lancé à 508m/s.

Les déformations plastiques générées au cours des essais de Taylor pour G6C sont légèrement supérieures à celles des alliages de tungstène, de l'ordre de 55 à 65% sur le pourtour des échantillons. Ces niveaux de déformation ont été obtenus par simulation numérique à partir du logiciel AUTODYN incorporant une loi de comportement de type Johnson-Cook de la même manière que pour les alliages de tungstène [55]. Cette loi de comportement a été obtenue à l'aide des données en compression (figure IV-19) :

$$\sigma_e = (500 + 900 \varepsilon_p^{0.8}) (1 + 0.025 \ln \dot{\varepsilon}_p) \left(1 - \left(\frac{\theta_e - \theta_a}{\theta_f - \theta_a}\right)^{0.97}\right) \quad (\text{IV-1})$$

Avec θ_f la température de fusion, θ_e la température associée à ε_p et θ_a la température ambiante.

Comme pour les nuances post-frittées, une coupe transversale d'échantillons en alliage G3C et G6C ayant subi un chargement dynamique à 5000 s^{-1} en barres d'Hopkinson a été réalisée afin d'observer une éventuelle localisation de la déformation plastique. L'analyse en microscopie optique a permis la mise en évidence d'un endommagement par cisaillement adiabatique pour l'alliage G6C, figure IV-29. L'analyse de l'échantillon G3C n'a révélé aucune localisation de la déformation plastique.

Les modes de ruine différents des nuances corroyées G3C et G6C ne rendent pas possible l'exploitation de la figure IV-23.

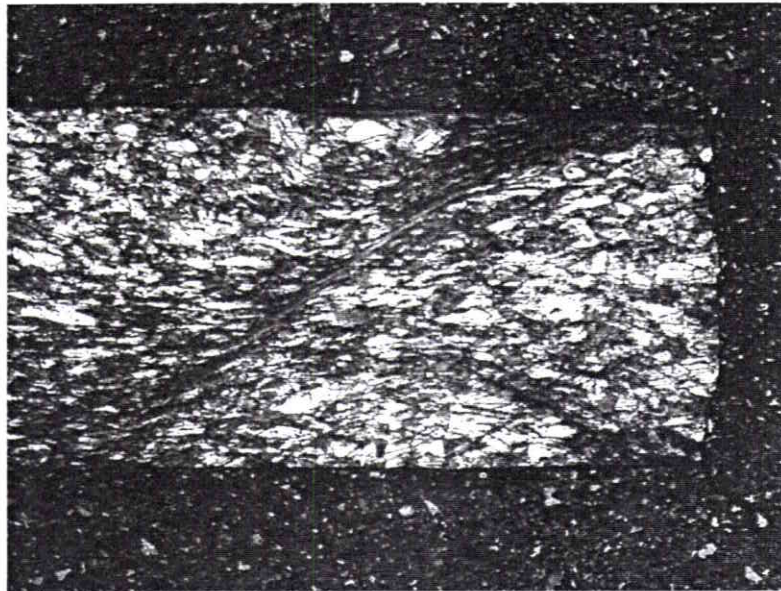


Figure IV-29 : Bande de cisaillement adiabatique observée dans un échantillon de compression en alliage G6C sollicité à $5 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$.

IV-2-5 Résultats de la modélisation de la distance entre bandes de cisaillement

De même que pour G2, G3 et G6, le modèle analytique permettant de prédire la distance entre bandes étant basé sur l'analyse linéarisée de l'instabilité, aucune réponse n'a pu être obtenue pour l'alliage G3C.

Sous certaines conditions très éloignées des conditions expérimentales, ce modèle adapté aux matériaux faiblement écrouissables donne une réponse pour l'alliage G6C. En effet, à $\dot{\gamma}^o = 10^4 \text{ s}^{-1}$, la distance entre bandes est de 8.6 mm pour une déformation de γ^o de 820%. A $\dot{\gamma}^o = 5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, une distance entre bandes de 2.5 mm est obtenue à 780%. Une détermination précise de la distance entre bandes par la méthode décrite au chapitre III-2-2 a été réalisée. Elle consiste à rechercher le nombre d'onde ξ_c auquel correspond le taux d'instabilité η_c maximum obtenu en faisant varier γ^o . Cette méthode donne, à $\dot{\gamma}^o = 10^4 \text{ s}^{-1}$, une distance entre bandes de 16 mm pour une déformation γ^o de 1300%. A $\dot{\gamma}^o = 5 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$, une distance entre bandes de 4.9 mm est obtenue également pour une déformation γ^o de 1300%. Ces conditions sont très éloignées des conditions expérimentales en tir Taylor où l'endommagement par BCA est obtenu pour des déformations comprises entre 50 et 100%. Expérimentalement, la distance moyenne déterminée en divisant le périmètre des échantillons après impact par le nombre de bandes observées pour les vitesses les plus élevées est de l'ordre de 2.4 mm.

IV-2-6 Synthèse sur les alliages G3C et G6C

Les essais de compression et de Taylor mettent en évidence une ductilité élevée des alliages G3C et G6C malgré le corroyage qu'ils ont subi. Il apparaît cependant que ces deux alliages ne possèdent pas la même sensibilité à ce traitement mécanique. En effet, le corroyage a eu pour effet de diminuer de moitié le coefficient d'écrouissage de G6C alors que celui de G3C n'a été que très faiblement abaissé. Il est à noter que le taux de corroyage de l'alliage G6C est supérieur d'environ 50% à celui de l'alliage G3C. L'endommagement par cisaillement généré au cours des essais Taylor a lieu à vitesse plus basse que pour les nuances post-frittées. L'analyse de cet endommagement a permis de mettre en évidence la présence de BCA dans les cas de l'alliage G6C; aucune évidence d'un tel endommagement n'ayant été observée pour l'alliage G3C.

Ce résultat expérimental est en accord avec la réponse du modèle analytique de la croissance de l'instabilité. En effet, des solutions synonymes d'instabilité sont obtenues pour l'alliage G6C mais sous des conditions particulières. Une solution n'est proposée par le modèle qu'à partir d'une déformation en cisaillement γ^o de 690% à 10^4 s^{-1} éloignée de celles générées en essais Taylor où les déformations en compression ε^o maximales obtenues à la périphérie des échantillons en alliage de tungstène sont de l'ordre de 50 à 60%. Une réponse au modèle analytique permettant de quantifier la distance entre bandes a également été obtenue pour l'alliage G6C mais ici aussi pour des déformations très élevées.

Chapitre V :

Discussion

V Discussion

Les évaluations de cinq matériaux gamma ont mis en évidence un alliage, G6C, sensible à la formation de BCA. Ces résultats sont d'abord analysés au travers de considérations portant sur les différences de consolidation observées entre les alliages. Les limitations des modèles analytiques associées à la conductivité thermique, aux larges déformations, aux vitesses de déformation et aux niveaux d'écrouissages sont ensuite examinées. Finalement une synthèse sur la sensibilité au BCA des matériaux gamma et des alliages de tungstène associés est établie.

V-1 Analyse de niveau de consolidation des matériaux gamma

Les essais de compression ont montré que malgré des conditions dynamiques et des taux d'écrouissage imposés importants, les matériaux gamma présentent toujours une consolidation importante. Les travaux de Pereira et al. [56] sur le comportement en compression quasi statique et dynamique ($1500-5000 \text{ s}^{-1}$) de l'alliage de nickel Inconel 718 confirment cette tendance pour les matériaux base nickel (figure V-1). En effet, la réponse de l'alliage recuit est comparable à celle des matériaux gamma post frittés. La sensibilité à la vitesse de déformation de l'Inconel est similaire à celle des matériaux gamma. Cependant, il faut noter que l'Inconel 718 présente des précipités à l'état recuit et à l'état vieilli qui favorisent la consolidation.

Les différences importantes de niveaux de consolidation des cinq matériaux gamma ont été examinées à travers la dépendance des niveaux de consolidation par rapport aux énergies de fautes d'empilement.

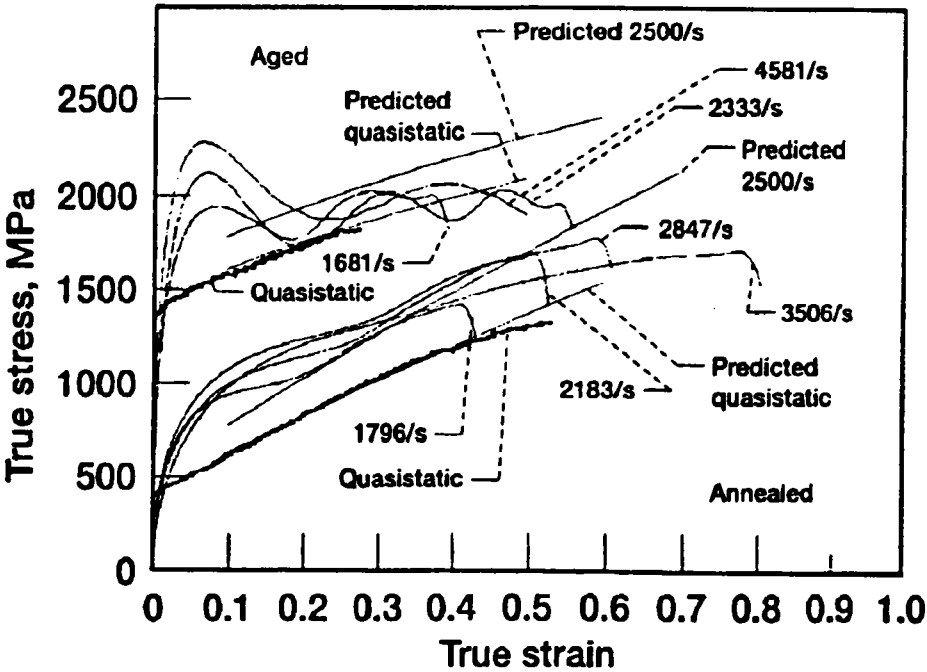


Figure V-1 : Courbe contrainte déformation en compression quasi statique et dynamique pour l'Inconel 718 à l'état recuit à précipités et à l'état vieilli à précipités [56].

V-1-1 Description des fautes d'empilement

Les défauts d'empilement sont des défauts bidirectionnels qui influencent fortement la réponse d'un matériau à une sollicitation mécanique. Les matériaux gamma ayant une structure cubique faces centrées peuvent être représentés par une succession de plans compacts ABCABC... pour un empilement parfait (figure V-2).

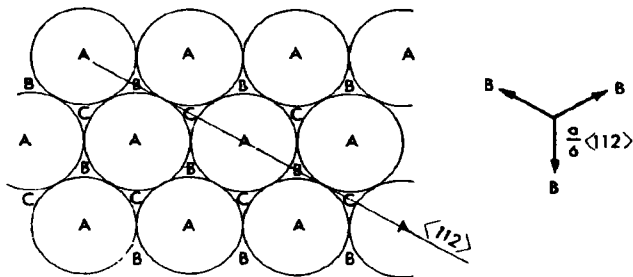


Figure V-2 : Empilement ABCABC... dans un matériau CFC.

Il est possible de changer de plan par un glissement égal à $a/6\langle 112 \rangle$ où les atomes en site B pourront par exemple passer en site C. Ce type de défaut est une macle (figure V-3)

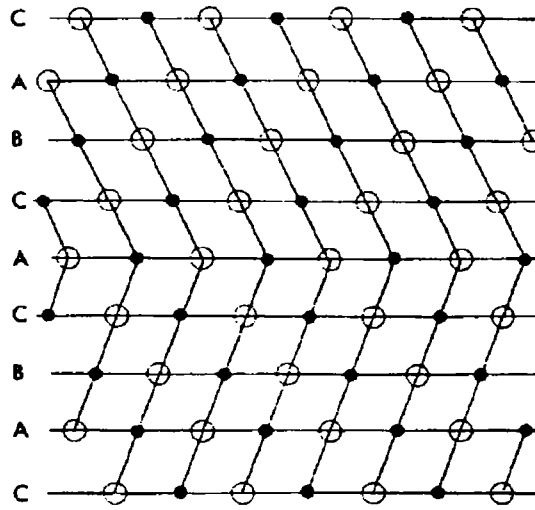


Figure V-3 : Représentation d'une macle.

Plusieurs combinaisons de défauts d'empilement peuvent être rencontrées (ajout ou suppression d'une rangée atomique, apparition de deux macles successives ou distantes d'un double intervalle...). Il est alors possible de distinguer les défauts d'empilement se propageant dans tout le cristal (défauts intrinsèques et extrinsèques) et ceux qui ne le traversent pas entièrement (défaut partiel ou de "Shockley").

Les défauts d'empilement peuvent également être liés à la dissociation des dislocations. En effet, en considérant la figure V-4, une dislocation parfaite fera glisser le plan B d'une quantité BB' . Il est énergétiquement plus facile d'utiliser l'espace entre les sphères et d'emprunter le chemin BCB' . Ce passage par C crée alors un défaut d'empilement intrinsèque qui disparaît lors du retour à B', la dislocation parfaite s'étant dissociée en deux dislocations imparfaites ou partielles.

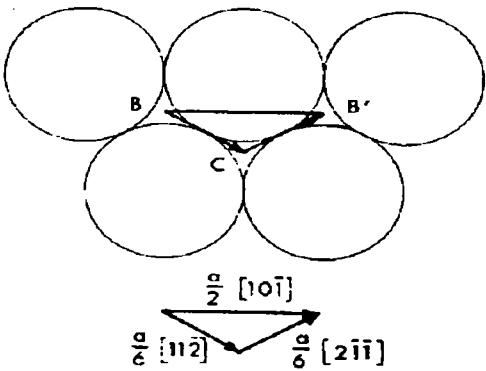


Figure V-4 : Dissociation d'une dislocation.

V-1-2 Fautes d'empilement dans des alliages base fer ou nickel

Vinogradov et al. [57] ont estimé des énergies de fautes d'empilement (tableau V-1) dans le cas du fer associé à différentes quantités de nickel, de cobalt, de molybdène et de chrome. Il apparaît en particulier qu'une augmentation de la proportion de nickel par rapport au fer entraîne une forte diminution de l'énergie de fautes d'empilement et donc une augmentation de la quantité de défauts. Une augmentation de la quantité de cobalt par rapport au fer entraîne une augmentation de l'énergie de fautes d'empilement. L'ajout de molybdène ou de chrome augmente la quantité de défauts.

	$\gamma_s \times 10^3 \text{ J/m}^2$
Fe	168
Fe - 2.5% Ni	158
Fe - 10% Ni	64
Fe - 2% Co	169
Fe - 10% Co	198
Fe - 1% Mo	167
Fe - 4% Mo	161
Fe - 1% Cr	165
Fe - 8% Cr	149

Tableau V-1 : Energies de fautes d'empilement pour différents alliages base Fer [57].

Davies et al [58] ont montré qu'une diminution de la proportion de cobalt par rapport au nickel augmente l'énergie de fautes d'empilement (tableau V-2) et diminue la consolidation (figure V-5).

	$\gamma_s \times 10^3 \text{ J/m}^2$
Ni	240
30% Ni - 70% Co	10
55% Ni - 45% Co	90
68% Ni - 32% Co	150
78% Ni - 21% Co	190

Tableau V-2: Energies de fautes d'empilement sur alliages Nickel-Cobalt [58].

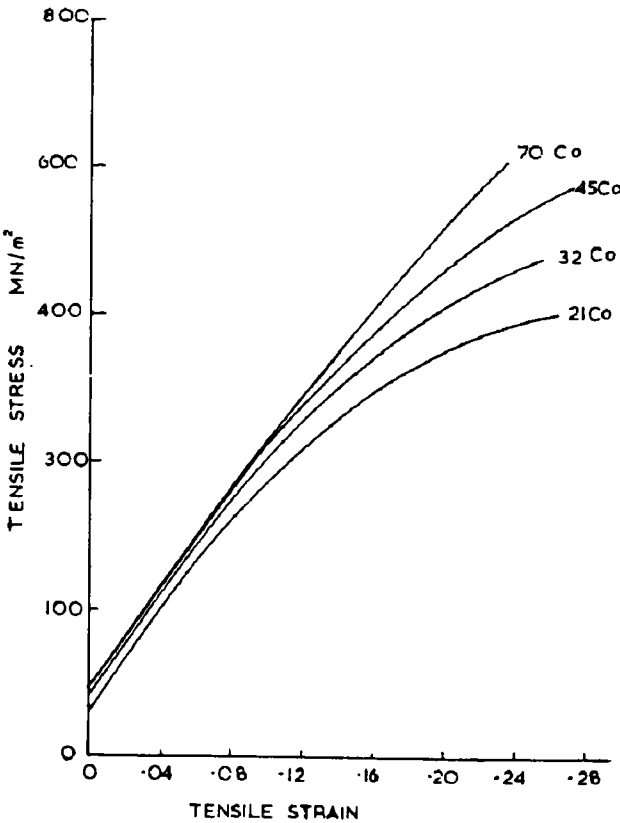


Figure V-5 : Courbe contrainte-déformation pour différents alliages Nickel-Cobalt [58].

Ces travaux ont mis en évidence l'influence de la nature et de la quantité d'éléments d'alliage sur l'énergie de fautes d'empilement. Cependant, l'influence de l'élément tungstène présent en quantité importante dans les matériaux gamma n'a pas été évaluée. Il s'agit d'un élément alphagène par rapport au fer contrairement au nickel et au cobalt qui sont des éléments

gammagènes. Il est donc vraisemblable qu'il influencera fortement l'énergie de fautes d'empilement. Les travaux de Vinogradov et al. [57] et de Davies et al [58] ne permettent donc pas d'estimer cette énergie pour les matériaux gamma étudiés.

V-1-3 Estimation des défauts d'empilement dans les matériaux gamma

Il est possible d'évaluer expérimentalement l'énergie de défauts d'empilement γ_s par microscopie électronique à transmission ou par diffraction X sur des métaux sous forme de limaille. Par diffraction X, il s'agit de mesurer le déplacement des raies de diffraction qui est proportionnel à la surface totale de défauts [59].

Des spectres de diffraction ont été réalisés à partir de massifs sur les faces de plots de compression n'ayant pas subi de chargement pour les trois nuances post-frittées. La rugosité apparente des faces est inférieure à 0.8. La surface évaluée est d'environ 25 mm². Quatre spectres par alliages ont été réalisés.

Les écarts types obtenus sur les décalages des cinq pics les plus importants entre les spectres pour chacun des matériaux sont présentés au tableau V-3.

Alliages	Ecart type moyen (nm)
G2	0.16
G3	0.24
G6	0.13

Tableau V-3 : Ecart type moyen sur les décalages des cinq pics les plus importants des spectres de diffraction des alliages G2, G3 et G6.

Il apparaît un décalage plus important des raies pour l'alliage G3 que pour l'alliage G6, le décalage observé pour G2 étant intermédiaire. Dans l'hypothèse où le déplacement de pics a la même signification pour un matériau massif qu'un matériau sous forme de limaille, l'alliage G3 possède alors une quantité de défauts plus importante que l'alliage G2 qui lui-même possède plus de défauts d'empilement que l'alliage G6.

Ces tendances confirment les hiérarchies observées dans les niveaux de consolidation entre les trois alliages post-frittés.

Concernant les nuances corroyées, des différences importantes de consolidation entre G3C et G6C ont été mises en évidence. L'analyse par diffraction X de ces deux nuances n'a pas permis de quantifier les défauts générés par le corroyage. En effet, les différences de largeur de pics, proportionnelles à la quantité de dislocations induites par le corroyage [59], ne sont pas significatives. L'écart type moyen mesuré de la même manière que précédemment est de 0.279 nm pour G3C et de 0.220 nm pour G6C. Il est possible de supposer que le taux de corroyage plus important de 50% pour G6C par rapport à G3C a permis de réduire l'écart de décalage des pics mesuré pour les nuances post-frittés.

V-2 Limites des modèles analytiques utilisés

V-2-1 Considérations sur la vitesse de déformation et l'écrouissage

Le modèle analytique de l'instabilité a permis d'obtenir des conditions favorables pour l'alliage G6C. Il apparaît cependant qu'en considérant la conductivité thermique de l'alliage, le modèle ne donne plus de réponse pour une épaisseur moyenne h de 5 μm de phase gamma entre les grains de tungstène. En effet, le nombre d'onde ξ correspondant à une telle épaisseur est de 1256000 m^{-1} . Il apparaît à la figure V-6 que la stabilité est atteinte à une vitesse $\dot{\gamma}^o$ de 10^4 s^{-1} pour un nombre d'onde ξ de 7800 m^{-1} correspondant à une épaisseur de 0.8 mm très éloignée des 5 μm du système considéré. La cassure observée sur la courbe d'évolution de l'instabilité en fonction du nombre d'onde en considérant la conductivité du matériau est due au passage d'une solution réelle positive du modèle à une solution imaginaire à partie réelle positive.

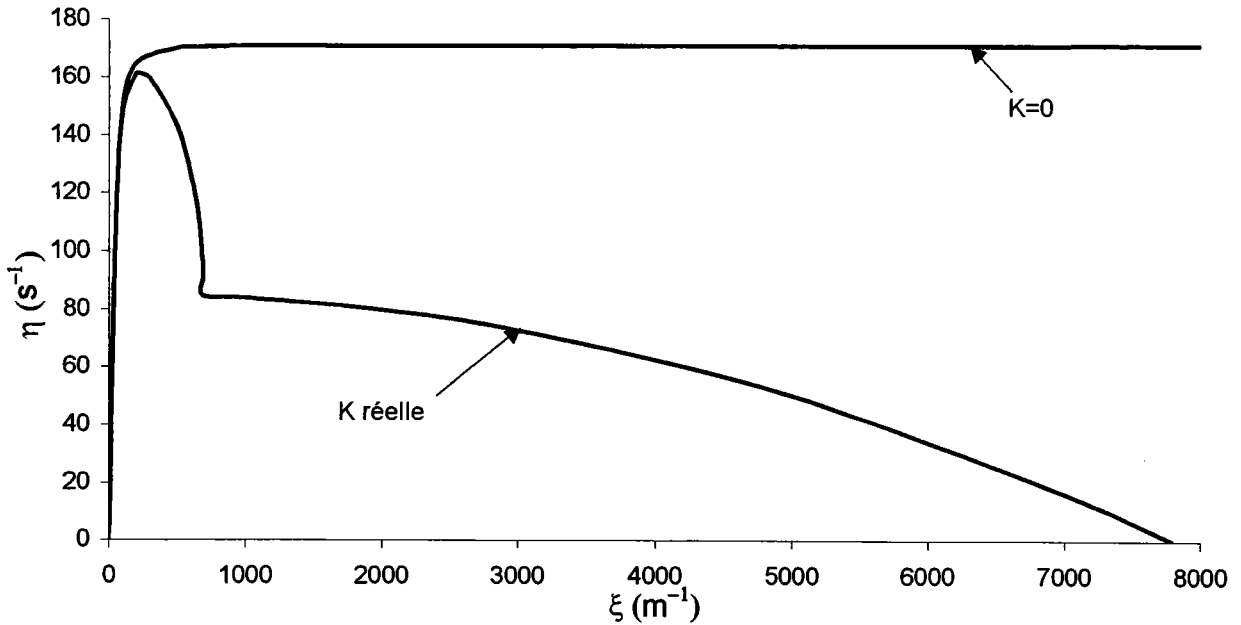


Figure V-6 : Evolution du taux d'instabilité η en fonction du nombre d'onde ξ pour G6C à γ° de 800% et à $10^4 s^{-1}$ pour $K = 0$ et en considérant la conductivité de l'alliage.

En considérant une vitesse $\dot{\gamma}^\circ$ de $5 \times 10^4 s^{-1}$, la stabilité est atteinte pour un nombre d'onde de $19700 m^{-1}$ correspondant à une épaisseur de 0.3 mm. A $5 \times 10^5 s^{-1}$, le nombre d'onde est de $71200 m^{-1}$ et l'épaisseur de 88 μm .

En prenant l'hypothèse d'un taux d'écrouissage plus faible ($n = 0.1$), en se plaçant à une vitesse très élevée ($\dot{\gamma}^\circ = 5 \times 10^5 s^{-1}$) et à une déformation γ° de 500%, la stabilité est obtenue pour un nombre d'onde de $225700 m^{-1}$ ce qui correspond à une épaisseur de 28 μm .

Il apparaît donc qu'une augmentation de la vitesse et une diminution de l'écrouissage permettent une augmentation du nombre d'onde donc une diminution de l'épaisseur pour laquelle est obtenue l'instabilité. Il n'est cependant pas possible d'obtenir de conditions instables au travers de ce modèle pour une couche ayant une épaisseur de 5 μm .

V-2-2 Considérations sur la conductivité thermique

Une des limitations du modèle de l'instabilité est liée aux conditions limites imposées aux frontières du système étudié. Il est pris pour hypothèse que les parois sont adiabatiques ce qui n'est pas tout à fait le cas. En effet, les grains de tungstène entourant la zone cisailée sont de très bons conducteurs de chaleur ($K = 170 Wm^{-1}K^{-1}$) et jouent donc le rôle de "pompe de

chaleur" générée au cours de la déformation plastique de la phase gamma. Ce mécanisme a un rôle déstabilisant puisqu'il va avoir pour effet de concentrer la chaleur dans le matériau gamma sur une épaisseur plus faible que celle considérée (figure V-7). Sa prise en compte aura par contre pour conséquence de considérer une couche d'épaisseur plus faible que 5 μm , épaisseur pour laquelle le modèle ne propose déjà pas de condition d'instabilité.

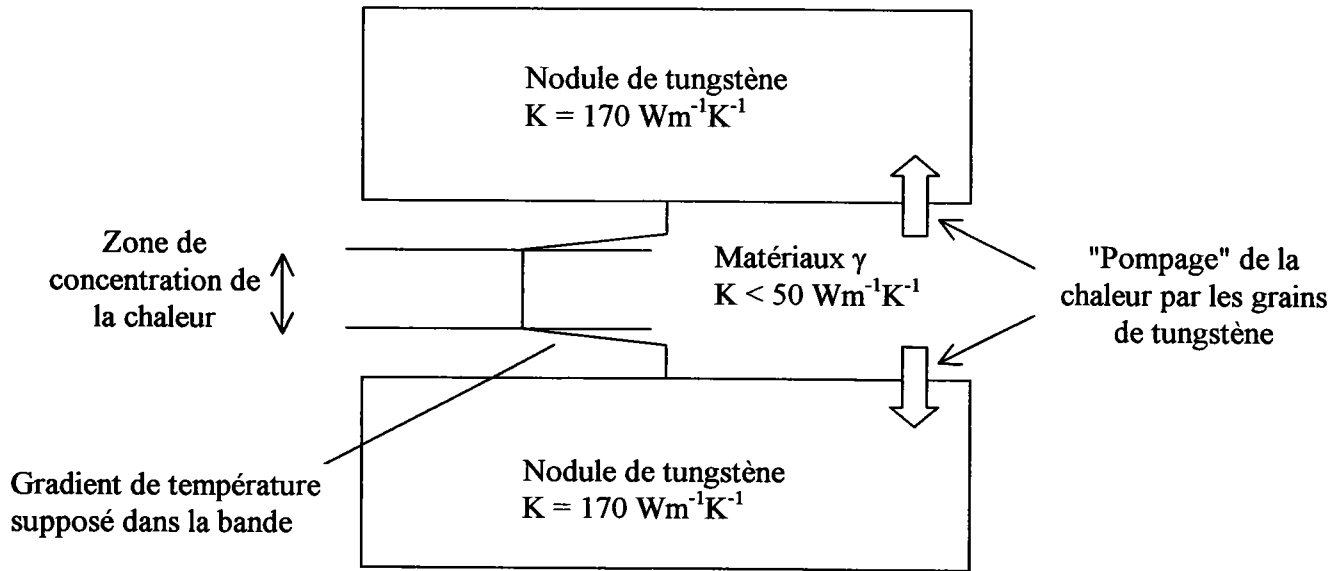


Figure V-7 : Concentration de chaleur dans la phase gamma.

V-2-3 Considérations sur les larges déformations nécessaires à l'obtention de solutions de distance entre bandes

L'application des modèles analytiques à la distance entre bandes de cisaillement adiabatique a permis d'obtenir des solutions uniquement pour l'alliage G6C.

Les conditions d'instabilité ont été obtenues pour des déformations très importantes ($\gamma^\circ > 690\%$ pour $\dot{\gamma}^\circ = 10^4 \text{ s}^{-1}$). De telles déformations sont éloignées de celles générées en essais Taylor où les déformations en compression ε obtenues à la périphérie des échantillons sont de l'ordre de 55 à 65%. Des BCA ont néanmoins été mises en évidence selon ce mode de chargement.

La détermination de la distance entre BCA pour l'alliage G6C a fait apparaître, d'une part, une solution pour une déformation très élevée (déformation en cisaillement supérieure à 750%). D'autre part, la réponse du modèle analytique est très éloignée de celle obtenue lors de la détermination de la distance exacte à partir de la méthode explicite. Ce dernier point est lié

aux conditions d'application du modèle analytique. En effet, celui-ci est adapté aux matériaux faiblement écrouissables ou fortement sensibles à la température, ce qui n'est pas le cas des matériaux gamma étudiés. Cette approche analytique est par contre bien adaptée aux alliages de tungstène D2 et D3 (Annexe II) qui présentent un faible écrouissage.

L'écart important entre les niveaux de déformation observés expérimentalement et les déformations nécessaires à l'obtention de solutions pour le modèle de distances entre bandes pour G6C peut être lié au fait que ces derniers ne prennent pas en compte l'influence des paramètres microstructuraux tels que les inclusions ou la porosité. Les inclusions de type phase alpha sont très peu présentes dans les matériaux gamma étudiés, il est donc possible de considérer qu'elles auront peu d'influence sur l'endommagement. Par contre, des porosités de tailles inférieures à 3 μm sont présentes en quantité non négligeable dans les matériaux étudiés. Elles sont réparties de manière homogène et peuvent constituer des sites d'initiation de bandes de cisaillement adiabatique. Leur prise en compte dans les modèles pourrait avoir pour effet d'abaisser la déformation qu'il est nécessaire d'atteindre pour obtenir une solution au modèle de l'instabilité et de la distance entre bandes de cisaillement pour G6C.

V-3 Considération sur l'initiation de l'instabilité dans les matériaux gamma et les alliages de tungstène associés

Les propriétés physiques, thermiques et mécaniques influençant la formation de BCA sont la conductivité thermique, la chaleur spécifique rapportée à la densité, le coefficient d'écrouissage n , la sensibilité à la vitesse de déformation m et l'adoucissement thermique ν . Les cinq matériaux gamma étudiés présentent des conductivités thermiques, des chaleurs spécifiques rapportées à la densité et des sensibilités à la vitesse de déformation m très proches. Ils diffèrent par contre par leurs coefficients d'écrouissage n et leurs adoucissements thermiques ν . Il a été indiqué précédemment qu'un faible coefficient d'écrouissage et un fort adoucissement thermique favorisent l'endommagement par BCA. Plus la somme des coefficients n , m et ν sera faible et plus le matériau sera donc sensible aux BCA. L'approche analytique de Molinari et Clifton [31] a montré qu'une condition nécessaire à la localisation du cisaillement adiabatique est que la somme des coefficients n , m et ν du matériau soit négative. Dans cette approche, les effets de conduction, d'inertie et d'élasticité ont été négligés. La figure V-8 présente cette tendance pour les matériaux gamma étudiés. Analytiquement et

expérimentalement, l'alliage G6C présentant la somme $n+m+\nu$ la plus faible est bien l'alliage le plus sensible au cisaillement adiabatique. Il répond également à la condition nécessaire à la localisation définie par Molinari et Clifton [31].

Alliages	$m + n + \nu$
G3	0.40
G2	0.38
G3C	0.30
G6	0.23
G6C	-0.01

Figure V-8 : Classement des matériaux gamma étudiés en fonction de la somme de leurs coefficients n , m et ν .

L'endommagement par BCA des alliages de tungstène est initié dans la phase gamma. On peut donc s'attendre à ce que l'alliage associé à la phase gamma la plus sensible à la formation de BCA soit lui-même plus sensible au cisaillement adiabatique. Les essais de Taylor symétrique confirment bien cette tendance puisque l'alliage D6, dont la phase gamma est l'alliage G6C, présente une déformation critique de Taylor plus faible que pour les alliages D2 et D3 [4]. Aucune évidence de BCA n'a par contre été observée pour l'alliage G3C, l'alliage de tungstène D3 associé étant pourtant sensible au cisaillement adiabatique.

Une analyse du corroyage de la phase gamma des alliages de tungstène a alors été menée. Le taux de corroyage des matériaux gamma évalués a été corrélé au taux de déformation moyen des nodules de tungstène à un rayon donné. Ce corroyage de référence τ_c retenu est celui des alliages de tungstène de référence déduit à partir de la déformation des nodules de tungstène à un rayon de 4.5 mm (figure V-9). Ce rayon correspond au rayon extérieur des échantillons de Taylor avec lesquels des mesures d'endommagement dynamique des alliages ont été réalisées.

Une analyse complémentaire basée sur l'observation micrographique du taux de déformation maximum des grains de tungstène a permis de mettre en évidence un taux de déformation maximum des nodules supérieur de 3% au taux moyen.

De plus, les travaux de Zhou [60] sur la modélisation en cisaillement dynamique d'un système représentatif d'un alliage de tungstène soumis à une pression hydrostatique de 10 GPa montrent localement des niveaux de contrainte et de déformation plus importants de la phase gamma que ceux des nodules de tungstène (figure V-10). L'hypothèse selon laquelle la phase gamma pourrait être corroyée à un taux plus élevé que celui des nodules de tungstène peut donc être faite.

Ce corroyage plus élevé de la phase gamma va avoir pour effet de diminuer le coefficient d'écrouissage (figure V-11 pour l'alliage G6) et donc d'augmenter la sensibilité au cisaillement adiabatique des matériaux.

Une étude complémentaire consisterait à étudier des matériaux gamma à des taux de corroyage intenses représentatifs de ceux subis localement.

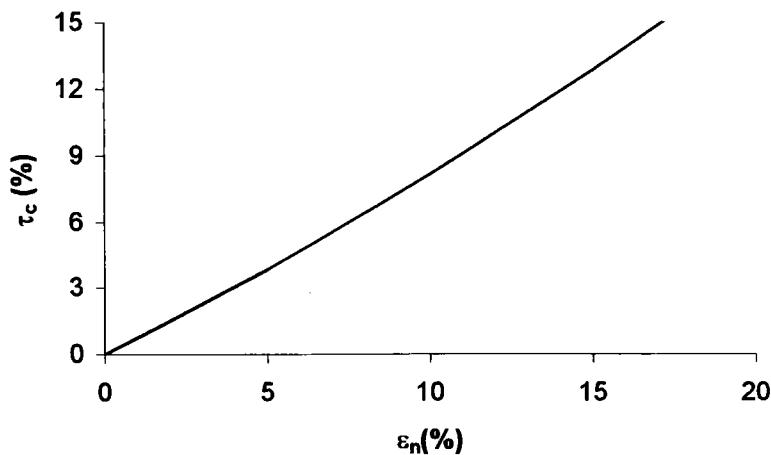


Figure V-9 : Evolution du taux de déformation des nodules de tungstène ε_n en fonction du taux de corroyage τ_c

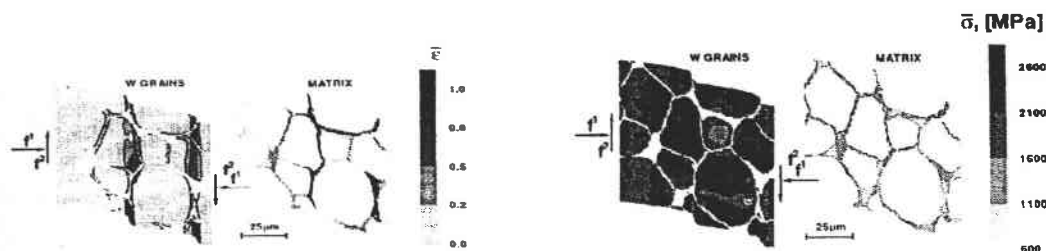


Figure V-10 : Simulation numérique des niveaux de contrainte et de déformation générés dans un alliage de tungstène en cisaillement dynamique et soumis à une pression hydrostatique de 10 GPa [60].

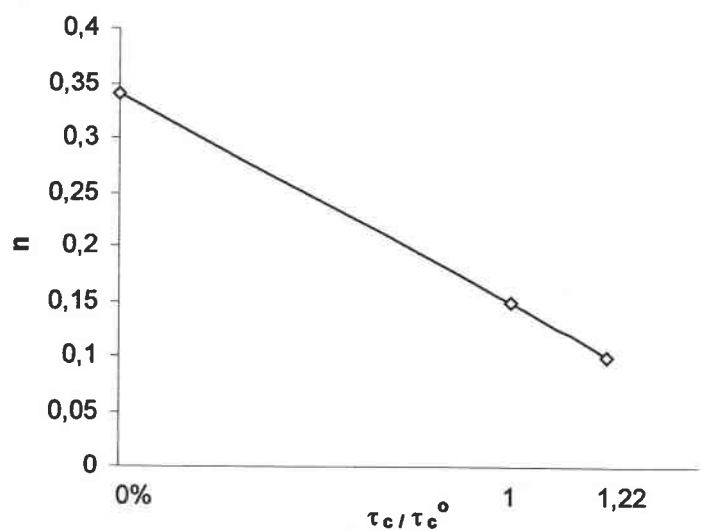


Figure V-11 : Evolution du coefficient d'écrouissage n en fonction du ratio des taux d'écrouissage τ_c / τ_c^0 .

Conclusion

Conclusion

Des évidences expérimentales ont permis d'établir des corrélations entre les performances de pénétration des perforants cinétiques en alliages de tungstène et la formation de bandes de cisaillement adiabatique (BCA). L'une des phases de ces alliages, la phase cubique face centrée gamma, s'est révélée jouer un rôle primordial dans la formation de BCA.

L'objectif de la thèse a été d'établir à l'aide de deux modèles analytiques la sensibilité à la formation de BCA d'alliages correspondant à des phases gamma d'alliages de tungstène. Ces alliages de tungstène se différencient principalement par des déformations critiques différentes de formation de BCA. Cinq alliages gamma ont été étudiés, trois alliages à l'état post fritté, G2, G3 et G6 et deux alliages ayant subi un corroyage, G3C et G6C, représentatifs des alliages de tungstène associés.

Le premier modèle analytique examine l'instabilité de la phase gamma pour une taille caractéristique de celle rencontrée dans les alliages de tungstène. Ce modèle, basé sur la théorie linéaire de la stabilité, rend compte de la capacité des matériaux gamma, pour une taille caractéristique de celle rencontrée dans les alliages de tungstène, à devenir instables sous une sollicitation dynamique en cisaillement simple. Le second modèle porte sur la répartition spatiale des sites d'instabilité des alliages gamma pour prédire les distances entre bandes de cisaillement adiabatique. Ce modèle, également basé sur la théorie linéaire de la stabilité, révèle que la longueur d'onde associée au mode dominant de l'instabilité correspond à la plus petite distance entre BCA pour un système soumis à une sollicitation dynamique en cisaillement simple.

Pour appliquer ces modèles, des lois de comportement ont été établies à partir d'essais en compression quasi statique et dynamique, 2000 et 5000 s⁻¹, à température ambiante et à haute température, 320°C. Les essais dynamiques ont été réalisés à l'aide d'essais aux barres d'Hopkinson. Pour confronter les résultats des modèles, des évaluations de ruine en compression dynamique ont été obtenues à l'aide de l'essai d'impact de Taylor symétrique.

Les essais en compression ont fait apparaître une grande ductilité des alliages. Comme la plupart des matériaux cubiques faces centrées, ces matériaux sont peu sensibles à la vitesse de déformation et à la température. Les nuances G6 et G6C, de compositions identiques, sont les plus sensibles à la température et présentent la plus faible consolidation. Les différences de niveaux de consolidation ont été corrélées aux énergies de fautes d'empilement. L'alliage G3 présentant la plus forte consolidation apparaît posséder la plus grande quantité de défauts d'empilement.

Les essais de ruine de Taylor symétrique ont mis en évidence les points suivants :

- Après tir, les échantillons sont déformés plastiquement sur quasiment toute leur longueur ce qui confirme la grande ductilité des alliages. La vitesse d'impact nécessaire à l'obtention d'une ruine des échantillons est très élevée pour les nuances post-frittées et les nuances corroyées (450-500 m/s) par rapport aux alliages de tungstène (200-250 m/s).

- Les analyses au microscope optique et au microscope électronique à balayage des alliages gamma non corroyés n'ont pas permis de mettre en évidence de BCA pour les alliages G3 et G6. Les fissures générées sont initiées en traction et se propagent en cisaillement. Une BCA a par contre pu être mise en évidence pour l'alliage G2. L'analyse des échantillons de compression dynamique n'a pas confirmé ce résultat. Un problème d'usinage semble être la cause de la localisation pour cet échantillon Taylor en alliage G2.

- Pour la nuance corroyée G3C, les analyses n'ont pas permis de mettre en évidence de BCA. De même, les fissures générées sont initiées en traction et se propagent en cisaillement. Les analyses réalisées sur les échantillons en alliage G6C mettent en évidence des ruines par BCA. Cette sensibilité à la formation de BCA est confirmée à travers l'analyse des échantillons de compression, ayant subi un chargement dynamique à 5000 s^{-1} en barres d'Hopkinson pour lesquels les niveaux de déformation sont proches de ceux générés en Taylor, qui révèle également une ruine par BCA uniquement pour l'alliage G6C.

- Les BCA observées pour G2 et G6C présentent un aspect "cupuleux" où ne sont plus apparents les joints de grains. Les alliages gamma ne présentant pas de transformations structurales à l'équilibre connues, aucun changement de phase ne serait à attendre ce qui semble être confirmé par l'analyse réalisée avec la sonde à dispersion d'énergie. Les niveaux de microduretés plus importants relevés dans les bandes correspondraient donc uniquement à un écrouissage élevé. Une analyse complémentaire consisterait à réaliser un spectre aux rayons X de l'intérieur de la bande de manière à détecter d'éventuels changements de phase.

Le modèle analytique rendant compte de la capacité du matériau à présenter une instabilité en cisaillement simple ne propose pas de solution pour les trois alliages post frittés du fait notamment d'un fort coefficient d'écrouissage. Cette réponse confirme les données expérimentales sur l'absence d'endommagement par BCA pour les alliages post frittés mis à part pour un échantillon de Taylor G2. Le second modèle portant sur la répartition spatiale des sites d'instabilité et dépendant de l'instabilité obtenue pour le premier modèle, ne peut donc pas proposer de solution pour G2, G3 et G6.

Les deux modèles analytiques n'ont pas fourni de solutions pour G3C toujours à cause d'une forte consolidation. Le corroyage ayant par contre abaissé le coefficient d'écrouissage de l'alliage G6C de manière significative, des solutions synonymes d'instabilité ont été obtenues pour cet alliage sous des conditions particulières. En effet, le modèle ne propose une solution qu'à partir d'une déformation en cisaillement de 690% à 10^4 s^{-1} qui est éloignée de celle générée en essais de Taylor. Une réponse au modèle analytique permettant de quantifier la répartition spatiale des sites d'instabilité a été obtenue pour l'alliage G6C pour des déformations également très élevées.

Le modèle analytique de l'instabilité est un modèle qui se limite à la prédiction de la croissance ou décroissance d'une perturbation imposée, il ne donne pas d'information sur la localisation de l'instabilité. Les limitations de ce modèle ont tout d'abord été examinées au travers de considérations sur la vitesse de déformation et l'écrouissage. Il apparaît notamment qu'une augmentation de la vitesse de déformation et une diminution de l'écrouissage permettent une diminution de l'épaisseur de la couche cisailée pour laquelle est obtenue l'instabilité. Il n'est cependant pas possible d'obtenir de conditions instables au travers de ce modèle pour une couche ayant une épaisseur de 5 μm de phase gamma représentative des alliages de tungstène.

Ce modèle est également limité par les conditions imposées aux frontières du système étudié. Il est pris pour hypothèse que les parois sont adiabatiques ce qui n'est pas tout à fait le cas puisqu'il y a des échanges de chaleur entre la zone perturbée et les grains de tungstène l'entourant. Ce phénomène a un rôle déstabilisant puisqu'il va avoir pour effet de concentrer la chaleur dans le matériau gamma sur une épaisseur plus faible que celle considérée. Sa prise en compte aura par contre pour conséquence de considérer une couche d'épaisseur plus faible que 5 μm , épaisseur pour laquelle le modèle ne propose déjà pas de conditions d'instabilité.

Enfin, il faut noter que les modèles analytiques se limitent à des matériaux isotropes et ne prennent pas en compte l'influence des paramètres microstructuraux tels que la porosité ou les inclusions.

Les résultats expérimentaux, le modèle analytique de l'instabilité et une analyse des propriétés physiques, thermiques et mécaniques des matériaux gamma ont mis en évidence une sensibilité au cisaillement adiabatique plus importante pour l'alliage G6C. L'endommagement des alliages de tungstène par BCA étant initié dans la phase gamma, l'alliage de tungstène associé à la phase gamma la plus sensible, D6, est également le plus sensible au cisaillement adiabatique. Aucune BCA n'a par contre été mise en évidence pour l'alliage G3C, l'alliage de tungstène D3 associé étant pourtant sensible au cisaillement adiabatique. Une analyse des niveaux de corroyage de la phase gamma dans les alliages de tungstène a révélé que localement cette phase subit un écrouissage plus important que l'écrouissage moyen généré. Ce corroyage local plus élevé va avoir pour effet de diminuer le coefficient d'écrouissage et donc d'augmenter la sensibilité à la formation de BCA. L'étude de matériaux gamma ayant subi un taux de corroyage intense représentatif de celui subi localement permettrait la mise en évidence systématique d'endommagement par BCA d'échantillons Taylor.

Les travaux de thèse ont permis une analyse complète d'alliages gamma représentatifs du liant d'alliages de tungstène. Les résultats analytiques ont permis de valider l'hypothèse selon laquelle une phase gamma plus sensible à la formation de BCA implique un alliage de tungstène associé plus sensible à la formation de BCA. Ces résultats vont permettre d'orienter les futures définitions d'alliages de tungstène plus sensibles au cisaillement adiabatique.

Annexes

Annexe I : Performances de balistique terminale du tungstène monocristallin et polycristallin colonnaire

I TUNGSTENE MONOCRISTALLIN

Une étude sur les performances de pénétration des orientations [100], [111] et [110] du tungstène monocristallin a été menée par Bruchey [18]. Cette étude a été réalisée avec des projectiles de tungstène d'une longueur de 102.5 mm et d'un diamètre de 6.9 mm ($L/D \approx 15$) et des cibles semi-infinies ("RHA", HB = 250-275) pour des vitesses d'impact de 1400 et 1500 m/s.

Les résultats indiqués dans le tableau AI-1 révèlent une pénétration de l'ordre de celle des alliages d'uranium pour l'orientation [100]. Pour ce qui est de l'orientation [111], la pénétration est inférieure à celle obtenue pour l'orientation [100] tout en étant supérieure aux pénétrations des alliages conventionnels de tungstène. La troisième orientation, [110], est la moins performante mais possède une pénétration de l'ordre de celle des alliages de tungstène.

Penetration/Mass/Length material/grams/mm	Target, mm RHA	V _i , m/s	Pitch, degrees	Yaw, degrees	V _r , m/s	Op, mm	D _p , mm	P/L
90-7-3W/64.2/102.5	76.2	1,440	0	-25	684			
90-7-3W/65.1/102.5	76.2	1,364	-25	+25	125			
93GTE/74.9/106.8	76.2	1,420	+1.25	+75	843			
93GTE/74.4/113.1	76.2	1,362	+50	+50	774			
93GTE/75.5/106.8	152	1,483	+50	—		89.7	89.7	.84
93GTE/74.5/112.9	152	1,483	0	-25		93.5	93.5	.83
U.75T/73.4/104.1	76.2	1,439	+50	-75	1,125			
U.75T/74.0/104.1	76.2	1,356	-25	-25	1,097			
U.75T/74.0/104.4	152	1,468	-50	+1.0		97.0	98.0	.95
U.75T/74.0/104.4	152	1,463	-1.25	+25		98.4	98.4	.95
111W/74.1/102.5	76.2	1,387	+75	+25	855			
110W/73.9/102.5	76.2	1,360	0	+25	323	broke on launch		
110W/73.9/102.5	76.2	1,366	+1.5	+50	PP	broke on launch		
100W/73.7/102.5	76.2	1,387	+50	-75	1,050			
111W/74.2/102.5	152	1,485	-75	-75		88.9	88.9	.86
111W/73.7/102.5	152	1,410	-25	+25		82.3	90.3	.88
110W/73.7/102.5	152	1,453	+50	+50		79.0	83.0	.81
110W/73.8/102.5	152	1,511	-25	+25		90.0	86.0	.86
100W/74.2/102.5	152	1,485	-25	+50		99.8	99.8	.97
100W/73.4/102.5	152	1,491	0	+25		91	broke on launch	

NOTES: V_i = Penetrator Striking Velocity (before target impact)
V_r = Residual Rod Velocity (after finite 3-in target impact)
D_p = Depth of Penetration into semi-infinite RHA
D_p* = Velocity-Corrected Depth of Penetration
P/L = RHA Penetration Depth/Rod Initial Length

Tableau AI-1 : Résultats des essais de pénétration de monocristaux obtenus par Bruchey [18].

I-1 Monocristal orienté selon [100]

Le cratère de pénétration pour l'orientation [100] est très lisse, ce qui dénote un bon écoulement de matière au cours de la perforation (figure AI-1). Le pénétrateur résiduel présente un réseau de dislocations (vis et mixtes à forte dominante vis) important et désordonné du fait du nombre important de vecteurs de glissement actifs. En effet, selon cette orientation, quatre vecteurs de glissement $\langle 111 \rangle$ sont actifs et forment un angle de 55° avec l'axe de pénétration. Selon cette orientation deux systèmes de glissement sont actifs : $\{110\}\langle 111 \rangle$ et $\{112\}\langle 111 \rangle$. Un important réseau de fissures probablement lié à la combinaison des vecteurs de glissement ($a/2 [111] + a/2 [1\bar{1}1] \Rightarrow a [100]$) entraîne l'apparition de clivages dans le plan (100).

L'endommagement du pénétrateur selon cette orientation est caractérisé par une déformation plastique homogène et importante suivie de l'apparition de fissures de cisaillement.

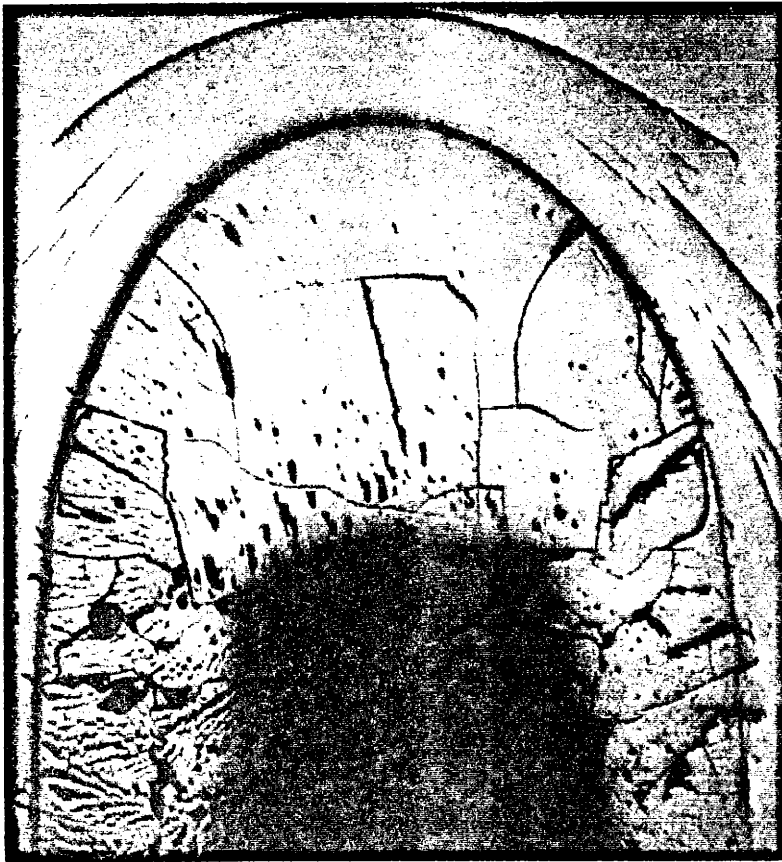


Figure AI-1 : Cratère de pénétration pour un monocristal orienté [100] [18].

I-2 Monocrystal orienté selon [111]

Selon l'orientation [111], le cratère de pénétration est relativement rugueux (figure AI-2). En effet, une faible quantité de fissures de cisaillement de taille importante a tendance à bloquer l'écoulement de la matière.

Selon cette orientation, trois vecteurs de glissement sont actifs et forment un angle de 70.5° avec l'axe de sollicitation. Les dislocations vis et mixtes à forte dominante vis sont facilement activées et il y a beaucoup d'interactions entre elles. Néanmoins, il apparaît peu de combinaisons de ces dislocations et leur nombre est moins important que pour l'orientation [100]. Ces caractéristiques réduisent les déformations plastiques se traduisant par des écoulements plastiques moins homogènes que pour l'orientation [100].

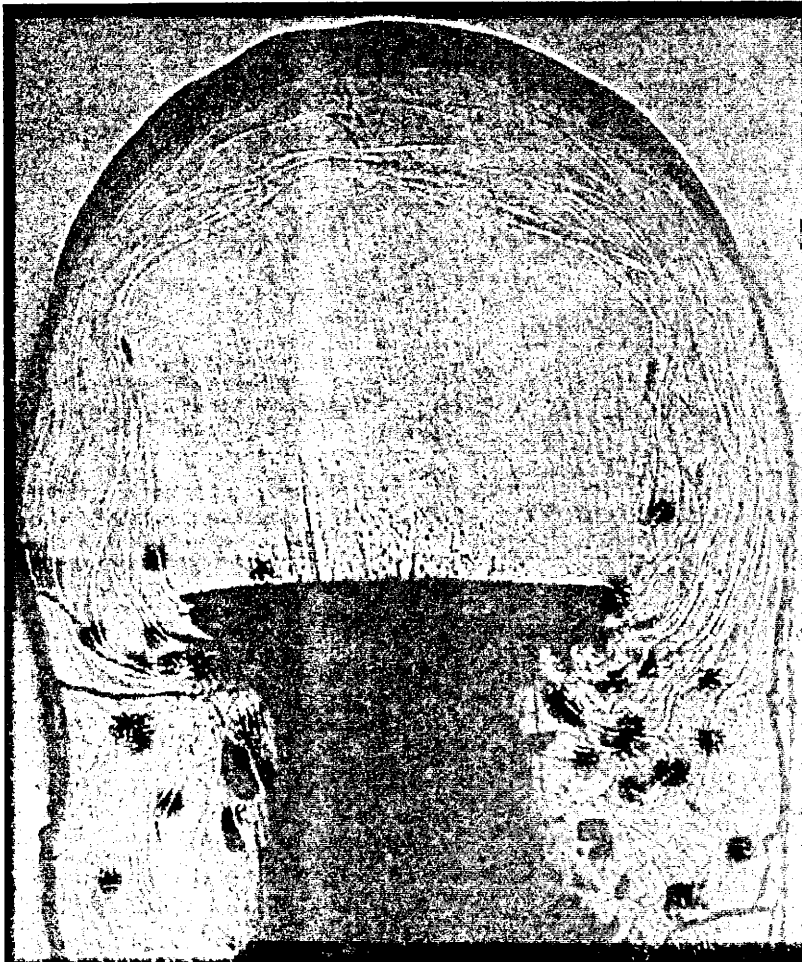


Figure AI-2 : Cratère de pénétration pour un monocrystal orienté [111] [18].

I-3 Monocristal orienté selon [110]

Le monocristal orienté selon [110] présente un comportement fragile caractérisé par une rupture de clivage selon un plan perpendiculaire à l'axe de sollicitation. L'écoulement de matière n'est pas homogène et est dissymétrique (figure AI-3). Le pénétrateur résiduel est brisé en plusieurs fragments et possède un important réseau de dislocations ordonnées. Deux vecteurs de glissement sont actifs selon cette orientation. Des dislocations vis longues et rectilignes accompagnées de quelques segments de dislocations coins entraînent une ruine prématurée du pénétrateur due au faible nombre d'interactions entre ces dislocations.

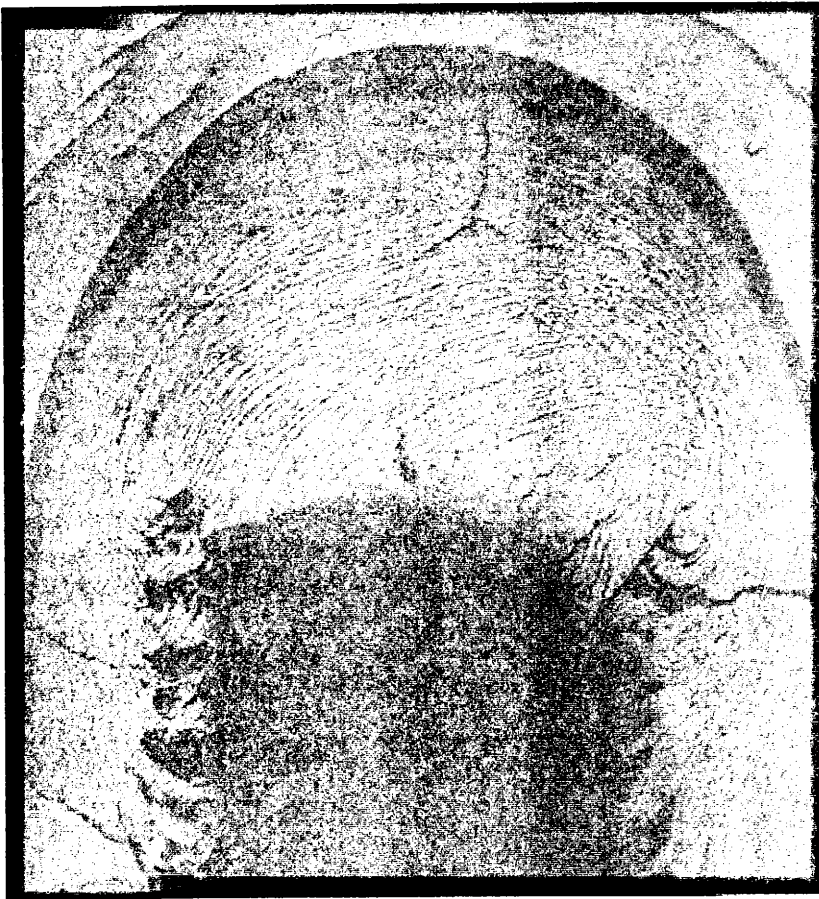


Figure AI-3 : Cratère de pénétration pour un monocristal orienté [110] [18].

II TUNGSTENE POLYCRISTALLIN COLONNAIRE

Une étude a été menée par Magness [19] à l'aide de polycristaux colonnaires de tungstène d'orientation [100], [111], [110] avec l'espoir de retrouver les différences de pénétration entre les orientations observées par Bruchey [18] sur des monocristaux. A cause de la fragilité des barreaux de polycristaux ne permettant pas leur lancement, les essais ont été réalisés en envoyant une cible contre le pénétrateur ("reverse ballistic test"). Un seul tir a été réalisé par orientation. Des cibles cylindriques (mild steel) impactant les pénétrateurs à une vitesse de l'ordre de 1015 m/s ont été employées. La géométrie des pénétrateurs est différente de celle de l'étude de Magness portant sur des monocristaux. Ils ont une longueur de 50.8 mm et un diamètre de 3.81 mm ($L/D \approx 13$). Les colonnes constituant ces polycristaux ont un diamètre compris entre 500 μm et 1 mm impliquant une section de pénétrateur composée d'environ 15 à 60 grains colonnaires.

La figure AI-4 compare les cratères de pénétration observés pour les monocristaux et les polycristaux. Pour les orientations [111] et [110], les performances de pénétration sont similaires. Les observations post-mortem révèlent un écoulement de matière proche de celui observé par Bruchey pour les monocristaux. Par contre, la pénétration du tungstène colonnaire [100] est beaucoup plus faible que celle du monocristal de même orientation. Les observations post-mortem révèlent un écoulement de matière proche de celui observé pour les monocristaux de tungstène orientés selon [111]. Les moins bonnes performances des polycristaux colonnaires semblent être associées aux écarts d'orientation des cristaux allant jusqu'à 6° par rapport à l'orientation [100].



Figure 1a. Residual [110] single crystal penetrator.



Figure 2a. Residual [110] columnar-grained penetrator.

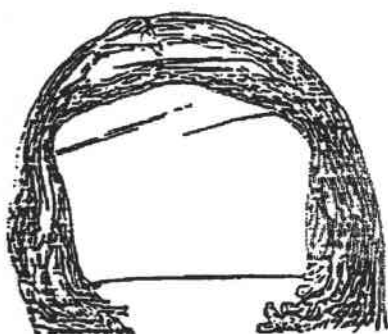


Figure 1b. Residual [111] single crystal penetrator.

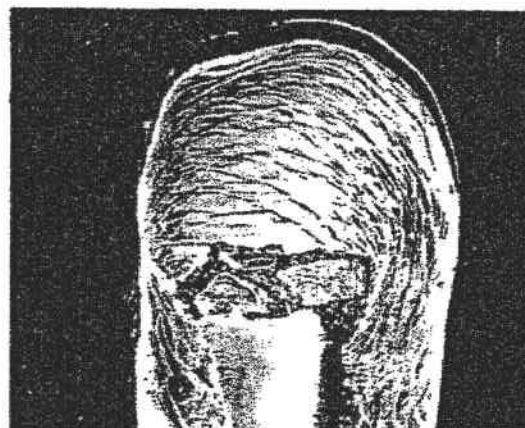


Figure 2b. Residual [111] columnar-grained penetrator.

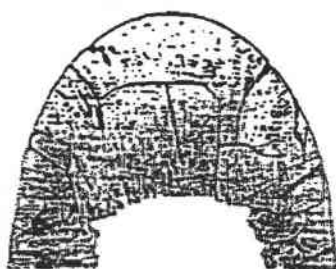


Figure 1c. Residual [100] single crystal penetrator.

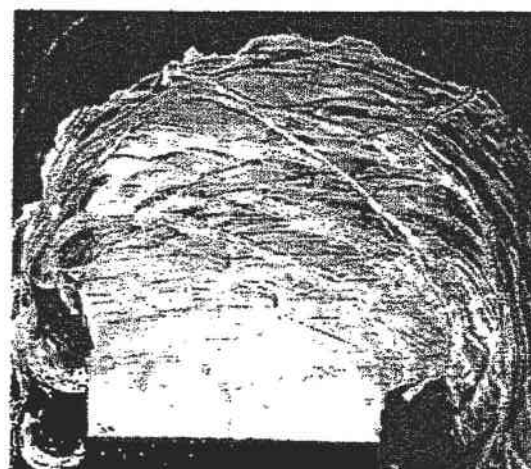


Figure 2c. Residual [100] columnar-grained penetrator.

Figure AI-4 : Cratères de pénétration pour des monocristaux et des polycristaux orientés de tungstène [19].

Annexe II : Distance entre bandes de cisaillement adiabatique pour les alliages de tungstène D2 et D3

Le modèle analytique de Molinari permettant de définir la distance entre bandes de cisaillement adiabatique [34] a été appliqué uniquement aux alliages bi phasés de tungstène D2 et D3 dans le cadre de travaux portant sur la formation de bandes de cisaillement dans les échantillons Taylor [61]. Ces alliages sont considérés macroscopiquement comme des matériaux monophasés. Les distances entre bandes de cisaillement obtenues analytiquement ont été comparées aux distances moyennes obtenues en essais Taylor.

Les valeurs des grandeurs caractéristiques des alliages de tungstène D2 et D3 sont recensées dans le tableau AII-1. Les valeurs de n , m et ν ont été estimées à partir des essais de compression statiques et dynamiques réalisés à température ambiante et à haute température [4].

	$\rho \text{ (kg/m}^3\text{)}$	$K \text{ (Wm}^{-1}\text{K}^{-1}\text{)}$	$C_p \text{ (Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}\text{)}$	n	m	ν
D2	17500	70	165	0.05	0.045	-0.30
D3	17500	70	165	0.07	0.06	-0.32

Tableau AII-1 : Données physiques et mécaniques des alliages de tungstène D2 et D3.

Les figures AII-1 et AII-2 comparent les réponses expérimentales converties en cisaillement en appliquant le critère de Von Misès et la définition de la déformation équivalente aux réponses des lois de comportement pour D2 et D3. Les différences entre les valeurs expérimentales et les réponses de la loi de comportement sont inférieures à 5 % pour des déformations supérieures à 0.05.

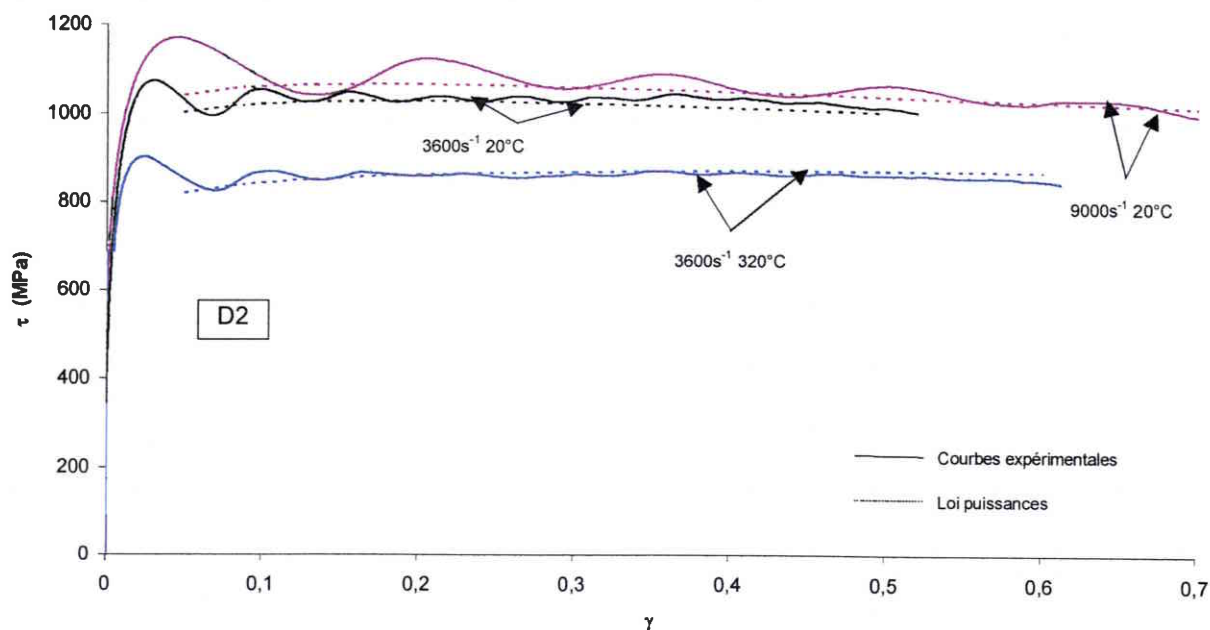


Figure AII-1 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage D2.

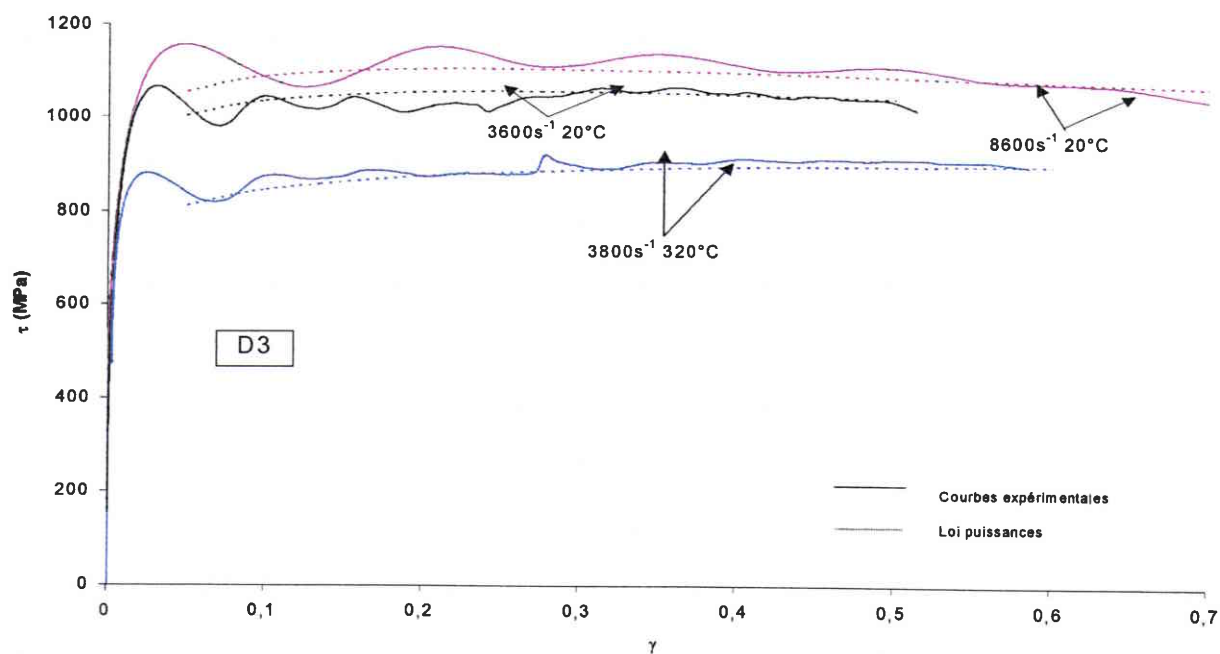


Figure AII-2 : Courbes contrainte-déformation en cisaillement pour l'alliage D3.

La figure AII-3 présente l'évolution de la distance moyenne entre bandes en fonction de la vitesse de tir Taylor pour les alliages D2 et D3. Cette distance moyenne a été déterminée en divisant le périmètre de la face d'impact des échantillons après tirs Taylor par le nombre de bandes observées.

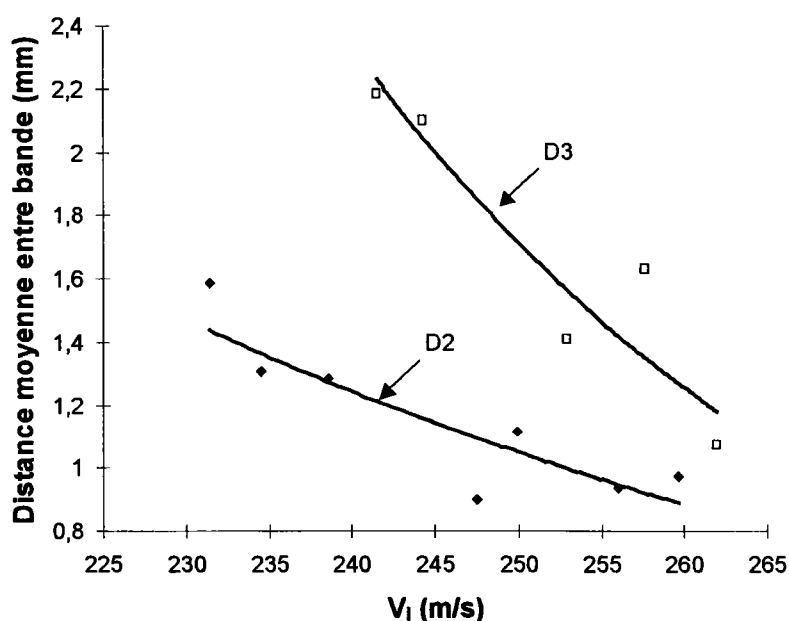


Figure AII-3 : Distance entre BCA en fonction de V_1 .

En appliquant le modèle analytique de la distance entre bandes, l'évolution obtenue en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}^\circ$ est présentée à la figure AII-4. Il apparaît une bonne corrélation entre le modèle analytique et les données expérimentales pour ces deux alliages, même si les écarts de vitesses obtenus analytiquement ne sont pas représentatifs des écarts de vitesse expérimentaux.

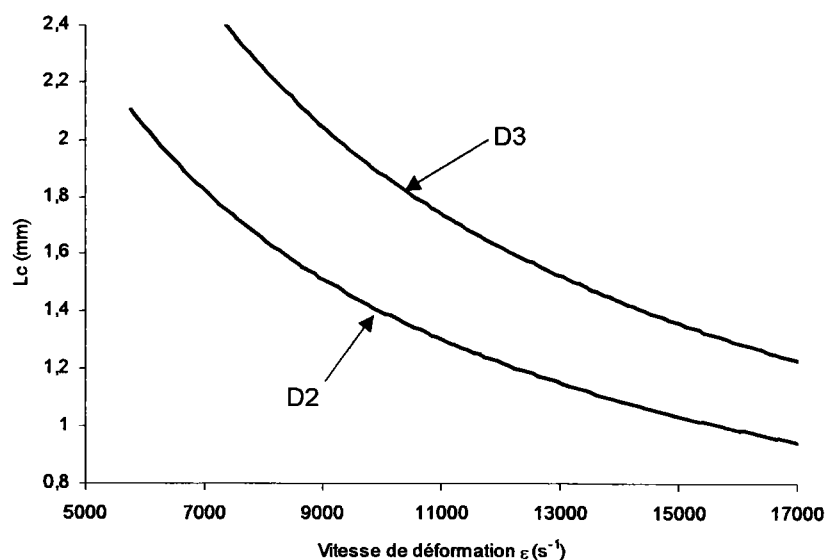


Figure AII-4 : Distance entre BCA en fonction de $\dot{\epsilon}^\circ$.

Annexe III : Détermination des contraintes transmises et réfléchies à partir de la contrainte incidente à l'interface échantillon-barre

La détermination des contraintes transmises et réfléchies à partir de la contrainte incidente à l'interface échantillon-barre se fait à partir des conditions d'équilibre sur les forces et les vitesses particulières à l'interface. Considérons le système présenté à la figure AIII-1. Le milieu 1 représente la barre et le milieu 2 l'échantillon. A représente la section, C la célérité et ρ la masse volumique.

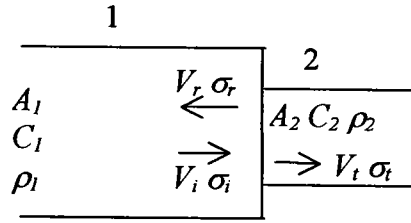


Figure AIII-1 : Transmission d'ondes de compression lors d'une discontinuité d'impédance.

$$\text{Equilibre sur les vitesses } v_i + v_r = v_t \quad (\text{AIII-1})$$

$$\text{Equilibre sur les forces } F_i + F_r = F_t$$

$$\Rightarrow A_1(\sigma_i + \sigma_r) = A_2\sigma_t \quad (\text{AIII-2})$$

$$\sigma_i = -\rho_1 C_1 v_i$$

$$\sigma_r = \rho_1 C_1 v_r$$

$$\sigma_t = -\rho_2 C_2 v_t$$

$$\text{Dans AIII-1 : } \frac{\sigma_r - \sigma_i}{\rho_1 C_1} = \frac{-\sigma_t}{\rho_2 C_2} \Rightarrow \rho_2 C_2 (\sigma_r - \sigma_i) = -\rho_1 C_1 \sigma_t \quad (\text{AIII-3})$$

D'après AIII-2, on obtient $\sigma_r = \frac{A_2}{A_1} \sigma_t - \sigma_i$. On remplace cette expression de σ_r dans

$$\text{l'équation AIII-3 et on obtient : } \sigma_t = \frac{2Z_2 A_1}{Z_2 A_2 + Z_1 A_1} \sigma_i \quad (\text{AIII-4})$$

avec Z l'impédance et $Z = \rho C$

A partir de l'équation AIII-2, $\sigma_t = \frac{A_1}{A_2} (\sigma_r + \sigma_i)$. On remplace cette expression dans l'équation

AIII-3 et on exprime σ_r en fonction de σ_i .

$$\sigma_r = \frac{A_2 Z_2 - A_1 Z_1}{A_2 Z_2 + A_1 Z_1} \sigma_i \quad (\text{AIII-5})$$

Lorsqu'une barre est chauffée, la variation de température entraîne une variation de l'impédance Z . A partir des expressions (AIII-4) et (AIII-5) des contraintes transmises et réfléchies à l'interface échantillon, la condition nécessaire pour éliminer les réflexions d'ondes liées aux changements d'impédance dans les barres est :

$$A_2Z_2 - A_1Z_1 = 0 \Rightarrow A_2Z_2 = A_1Z_1 \tag{AIII-6}$$

Compte tenu du gradient de température présenté à la figure II-9 et du diamètre initial des barres de 30 cm, un diamètre à l'extrémité des barres de 31,7 cm serait nécessaire pour éliminer les réflexions d'ondes.

L'influence de ce gradient sur les signaux transmis et réfléchis a ensuite été étudiée. Les valeurs de célérité et de module d'Young en température ont été mesurée et ont permis d'en déduire la masse volumique (tableau AIII-1). A partir des relations AIII-4 et AIII-5 et en considérant le système de la figure AIII-2 où le milieu 1 est à 320°C et le milieu 2 est à 20°C, les contraintes réfléchies et transmises s'écrivent :

$$\sigma_r = 1.015 \sigma_i$$

$$\sigma_t = 0.015 \sigma_i$$

	$C \text{ (m/s)}$	$E \text{ (GPa)}$	$\rho \text{ (kg/m}^3\text{)}$
20°C	4770	183.6	8060
320°C	4660	173.5	7990

Tableau AIII-1 : Evolution de la célérité, du module d'Young et de la masse volumique en fonction de la température pour l'acier Maraging.

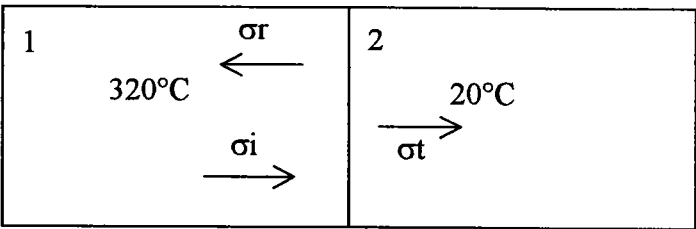


Figure AIII-2 : Système soumis à un changement de température.

ANNEXE IV : Modèles analytiques

Annexe IV-1 : Détermination des paramètres $\tau^{(o)}(t)$, $v^{(o)}(t)$, $\gamma^{(o)}(t)$ et $\theta^{(o)}(t)$ de la solution homogène

Les paramètres $\tau^{(o)}$, $v^{(o)}$, $\gamma^{(o)}$ et $\theta^{(o)}$ de la solution homogène sont déterminés à partir de l'équation de la chaleur AIV-1 où la conduction thermique est négligée et de la loi de comportement AIV-2.

$$\rho C_p \frac{\partial \theta}{\partial t} = \beta \tau \dot{\gamma} \quad (\text{AIV-1-1})$$

$$\tau = K_o \gamma^n \dot{\gamma}^m \theta^\nu \quad (\text{AIV-1-2})$$

En substituant AIV-1-2 dans AIV-1-1 :

$$\rho C_p \frac{\partial \theta}{\partial t} = \beta \dot{\gamma} K_o \gamma^n \dot{\gamma}^m \theta^\nu$$

$$\rho C_p \theta^{-\nu} \partial \theta = \beta K_o \gamma^n \dot{\gamma}^{m+1} \partial t$$

$$\rho C_p \theta^{-\nu} \partial \theta = \beta K_o \gamma^n \dot{\gamma}^m \partial \gamma$$

$$\rho C_p \int_{\theta^{(o)}}^{\theta} \theta^{-\nu} \partial \theta = \beta K_o \dot{\gamma}^m \int_0^\gamma \gamma^n \partial \gamma \quad (\text{AIII-1-3})$$

Pour un couple γ^o et $\dot{\gamma}^o$ de la solution fondamentale préalablement choisi, il est alors possible de déterminer θ^o dans l'équation AIV-1-3. Il suffit enfin de déduire τ^o à partir de la relation AIV-1-2.

Annexe IV-2 : Linéarisation du système d'équations

L'équation de conservation de la quantité de mouvement est donnée par :

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = \rho \frac{\partial v}{\partial t} \quad (\text{AIV-2-1})$$

Comme $\dot{\gamma} = \frac{\partial v}{\partial y}$, l'équation AIV-2-1 peut aussi s'écrire :

$$\frac{\partial^2 \tau}{\partial y^2} = \rho \frac{\partial^2 \gamma}{\partial t^2} \quad (\text{AIV-2-2})$$

On substitue les solutions perturbées $\tau(t,y) = \tau^{(0)}(t) + \delta\tau(t,y)$ et $\gamma(t,y) = \gamma^{(0)}(t) + \delta\gamma(t,y)$ dans l'équation AIV-2-2 :

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial^2 \gamma^{(0)}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \delta\gamma}{\partial t^2} \right) &= \frac{\partial^2 \tau^{(0)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \delta\tau}{\partial y^2} \\ \Rightarrow \rho \frac{\partial^2 \delta\gamma}{\partial t^2} &= \frac{\partial^2 \delta\tau}{\partial y^2} \end{aligned} \quad (\text{AIV-2-3})$$

En substituant maintenant les solutions perturbées dans l'équation de la chaleur AIV-2-4 :

$$\rho C_p \frac{\partial \theta}{\partial t} - K \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = \beta \tau \dot{\gamma} \quad (\text{AIV-2-4})$$

$$\beta \tau \dot{\gamma} = \beta (\tau^{(0)} + \delta\tau) (\dot{\gamma}^{(0)} + \delta\dot{\gamma})$$

$$\rho C_p \frac{\partial \theta}{\partial t} - K \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} = \rho C_p \left(\frac{\partial \theta^{(0)}}{\partial t} + \frac{\partial \delta\theta}{\partial t} \right) - K \left(\frac{\partial^2 \theta^{(0)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \delta\theta}{\partial y^2} \right)$$

$$\Rightarrow \rho C_p \frac{\partial \delta\theta}{\partial t} - K \frac{\partial^2 \delta\theta}{\partial y^2} = \beta \tau^{(0)} \delta\dot{\gamma} + \beta \delta\tau \dot{\gamma}^{(0)} \quad \text{en négligeant le terme } \beta \delta\tau \delta\dot{\gamma} \quad (\text{AIV-2-5})$$

Il s'agit alors de résoudre le système suivant :

$$\rho \frac{\partial^2 \delta\gamma}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \delta\tau}{\partial y^2} \quad (\text{AIV-2-3})$$

$$\rho C_p \frac{\partial \delta\theta}{\partial t} - K \frac{\partial^2 \delta\theta}{\partial y^2} = \beta \tau^{(0)} \delta\dot{\gamma} + \beta \delta\tau \dot{\gamma}^{(0)} \quad (\text{AIV-2-5})$$

Avec $\delta\gamma = \gamma^{(0)} e^{\eta t} e^{i\xi y}$, $\delta\tau = \tau^{(0)} e^{\eta t} e^{i\xi y}$, $\delta\dot{\gamma} = \dot{\gamma}^{(0)} e^{\eta t} e^{i\xi y}$ et $\delta\theta = \theta^{(0)} e^{\eta t} e^{i\xi y}$

Dans l'équation AIV-2-3 :

$$\rho \frac{\partial^2 \delta\gamma}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 \delta\tau}{\partial y^2} \quad (\text{AIV-2-3})$$

$$\frac{\partial^2 \delta\tau}{\partial y^2} = -\xi^2 \delta\tau$$

La loi de comportement choisie est : $\tau = K o \gamma^n \dot{\gamma}^m \theta^\nu$ (AIV-2-6)

L'expression de $\psi(\tau, \gamma, \theta)$ à partir de cette loi de comportement est :

$$\dot{\gamma} = \psi(\tau, \gamma, \theta) = K o^{-\frac{1}{n}} \gamma^{-\frac{n}{m}} \tau^{\frac{1}{m}} \theta^{-\frac{\nu}{m}} \quad (\text{AIV-2-7})$$

$$\partial\dot{\gamma} = \partial\psi = A\partial\gamma + B\partial\tau + C\partial\theta \quad \text{avec } A = \frac{\partial\psi}{\partial\gamma}, B = \frac{\partial\psi}{\partial\tau} \text{ et } C = \frac{\partial\psi}{\partial\theta}$$

$$\delta\dot{\gamma} = \delta\psi = A\delta\gamma + B\delta\tau + C\delta\theta \quad (\text{AIV-2-8})$$

$$\rho \frac{\partial^2 \delta\gamma}{\partial t^2} = \rho \eta^2 \delta\gamma = \rho \frac{\partial \delta\dot{\gamma}}{\partial t} = \rho \eta \delta\dot{\gamma}$$

L'équation AIV-2-3 peut donc s'écrire : $\rho \eta^2 \delta\gamma + \xi^2 \delta\tau = 0$

$$\Rightarrow \delta\gamma = \frac{-\xi^2 \delta\tau}{\rho \eta^2} \quad (\text{AIV-2-9})$$

En utilisant les expressions AIV-2-8 et AIV-2-9 :

$$\rho \eta \delta\dot{\gamma} = \rho \eta (A\delta\gamma + B\delta\tau + C\delta\theta) = \frac{-\xi^2 \delta\tau}{\eta} A + \rho \eta B \delta\tau + \rho \eta C \delta\theta$$

$$\Rightarrow \xi^2 \delta\tau + \rho \eta \delta\dot{\gamma} = C \rho \eta \delta\theta + \left(\xi^2 + \rho \eta B - \frac{\xi^2}{\eta} A \right) \delta\tau = 0 \quad (\text{AIV-2-10})$$

Equation AIV-2-5 :

$$\rho C p \frac{\partial \delta\theta}{\partial t} - K \frac{\partial^2 \delta\theta}{\partial y^2} = \beta \tau^{(0)} \delta\dot{\gamma} + \beta \delta\tau \dot{\gamma}^{(0)} \quad (\text{AIV-2-5})$$

$$\rho C p \frac{\partial \delta \theta}{\partial t} = \rho C p \eta \delta \theta$$

$$K \frac{\partial^2 \delta \theta}{\partial y^2} = -\xi^2 K \delta \theta$$

En utilisant les expressions AIV-2-8 et AIV-2-9 :

$$\beta \dot{\gamma}^{(0)} \delta \tau + \beta \tau^{(0)} \delta \dot{\gamma} = \frac{-\beta \tau^{(0)} \xi^2 A}{\rho \eta^2} \delta \tau + \beta \tau^{(0)} B \delta \tau + \beta \tau^{(0)} C \delta \theta + \beta \dot{\gamma}^{(0)} \delta \tau$$

L'équation AIV-2-5 peut donc s'écrire :

$$(\rho C p \eta + K \xi^2 - \beta \tau^{(0)} C) \delta \theta + \left(\frac{\beta \tau^{(0)} \xi^2}{\rho \eta^2} A - \beta \tau^{(0)} B - \beta \dot{\gamma}^{(0)} \right) \delta \tau = 0 \quad (\text{AIV-2-11})$$

Le système constitué des équations AIV-2-10 et AIV-2-11 admet une solution non nulle si et seulement si son déterminant est nul.

$$\left| \begin{array}{l} \rho \eta C \delta \theta + \left(\xi^2 + \rho \eta B - \frac{\xi^2}{\eta} A \right) \delta \tau = 0 \\ (\rho C p \eta + K \xi^2 - \beta \tau^{(0)} C) \delta \theta + \left(\frac{\beta \tau^{(0)} \xi^2}{\rho \eta^2} A - \beta \tau^{(0)} B - \beta \dot{\gamma}^{(0)} \right) \delta \tau = 0 \end{array} \right. \quad (\text{AIV-2-10})$$

$$\left| \begin{array}{l} \rho \eta C \delta \theta + \left(\xi^2 + \rho \eta B - \frac{\xi^2}{\eta} A \right) \delta \tau = 0 \\ (\rho C p \eta + K \xi^2 - \beta \tau^{(0)} C) \delta \theta + \left(\frac{\beta \tau^{(0)} \xi^2}{\rho \eta^2} A - \beta \tau^{(0)} B - \beta \dot{\gamma}^{(0)} \right) \delta \tau = 0 \end{array} \right. \quad (\text{AIV-2-11})$$

$$\Rightarrow \rho \eta C \left(\frac{\beta \tau^{(0)} \xi^2}{\rho \eta^2} A - \beta \tau^{(0)} B - \beta \dot{\gamma}^{(0)} \right) - (\rho C p \eta + K \xi^2 - \beta \tau^{(0)} C) \left(\xi^2 + \rho \eta B - \frac{\xi^2}{\eta} A \right) = 0$$

En multipliant tous les termes du déterminant par η , on obtient l'expression suivante :

$$\rho^2 C p B \eta^3 + (\rho C p \xi^2 + K \rho B \xi^2 + \dot{\gamma}^{(0)} \beta \rho C) \eta^2 + (K \xi^4 - \rho C p \xi^2 A - \beta \tau^{(0)} \xi^2 C) \eta - K \xi^4 A = 0$$

Il s'agit de l'expression AIV-2-12 : $a_3 \eta^3 + a_2 \eta^2 + a_1 \eta + a_0 = 0$

Avec

$$a_0(\xi, \gamma) = -K \xi^4 \frac{\partial \psi}{\partial \gamma}$$

$$a_1(\xi, \gamma) = K \xi^4 - \rho C p \xi^2 \frac{\partial \psi}{\partial \gamma} - \beta \tau \xi^2 \frac{\partial \psi}{\partial \theta}$$

$$a_2(\xi, \gamma) = \rho C p \xi^2 + K \rho \xi^2 \frac{\partial \psi}{\partial \tau} + \beta \rho \gamma \frac{\partial \psi}{\partial \theta}$$

$$a_3(\gamma) = \rho^2 C p \frac{\partial \psi}{\partial \tau}$$

Annexe IV-3 : Détermination de l'erreur relative sur la distance entre bandes en considérant une couche d'épaisseur finie par rapport à une couche d'épaisseur infinie

Si l'on note ξ_e la valeur exacte du nombre d'onde correspondant au mode dominant de l'instabilité pour une couche d'épaisseur finie $2h$, l'erreur faite en utilisant la valeur ξ_{cmax} déterminée pour une couche infinie est :

$$|\xi_{cmax} - \xi_e| \leq \frac{\pi}{h} \quad (\text{AIV-3-1})$$

Si l'on note L_e la distance exacte entre les bandes pour une couche d'épaisseur finie et L_c celle pour une couche d'épaisseur infinie, il est alors possible d'écrire :

$$\left| \frac{2\pi}{L_c} - \frac{2\pi}{L_e} \right| \leq \frac{\pi}{h} \quad (\text{AIV-3-2})$$

$$\text{L'erreur relative est : } \left| \frac{L_e - L_c}{L_c} \right| \leq \frac{L_c}{2h} \frac{L_e}{L_c} \quad (\text{AIV-3-3})$$

Pour $L_c/2h \ll 1$, l'erreur relative est bornée par $L_c/2h$.

Annexe IV-4 : Approche analytique de la distance entre bandes de cisaillement adiabatique

Soit η_l la solution à l'équation $a_3\eta^3 + a_2\eta^2 + a_1\eta + a_0 = 0$ (AIV-4-1) ayant la plus grande partie réelle positive. Pour une valeur donnée de la déformation γ^o , une valeur maximale de $\eta_l(\xi, \gamma^o)$ est obtenue pour un nombre d'onde $\xi_c(\gamma^o)$. Nous pouvons donc écrire que :

$$\frac{\partial \eta_l}{\partial \xi}(\xi_c(\gamma^o), \gamma^o) = 0 \quad (\text{AIV-4-2})$$

Pour simplifier la notation, on considère que ξ_c n'est pas dépendant de γ^o . La différentielle de l'équation AIV-4-1 en fonction de ξ pour $\xi = \xi_c$ et $\eta = \eta_l$ s'écrit :

$$a_{2c}\eta_c^2 + a_{1c}\eta_c + a_{0c} = 0 \quad (\text{AIV-4-3})$$

Avec $\eta_c = \eta_l(\xi_c, \gamma^o)$, $a_{ic} = a_i(\xi_c, \gamma^o)$, $a_{ic} = \frac{\partial a_i}{\partial \xi}(\xi_c, \gamma^o)$ et $i = 1, 2, 3$

En écrivant l'équation AIV-4-1 pour $\xi = \xi_c$ et $\eta = \eta_l$, on obtient :

$$a_3\eta_c^3 + a_{2c}\eta_c^2 + a_{1c}\eta_c + a_{0c} = 0 \quad (\text{AIV-4-4})$$

En utilisant l'équation AIV-4-3, le terme η_c^2 peut être éliminé. L'équation AIV-4-4 peut donc s'écrire :

$$I_1\eta_c + I_2 = 0 \quad (\text{AIV-4-5})$$

$$\text{Avec } I_1 = a_{3c} \left(\frac{a'_{1c}}{a'_{2c}} \right)^2 - a_{3c} \frac{a'_{0c}}{a'_{2c}} - a_{2c} \frac{a'_{1c}}{a'_{2c}} + a_{1c} \text{ et } I_2 = a_{3c} a'_{0c} \frac{a'_{1c}}{(a'_{2c})^2} - a_{2c} \frac{a'_{0c}}{a'_{2c}} + a_{0c}$$

En éliminant η_c grâce aux relations AIV-4-3 et AIV-4-5, on obtient la relation suivante :

$$a'_{2c}I_2^2 - a'_{1c}I_1I_2 + a'_{0c}I_1^2 \quad (\text{AIV-4-6})$$

Les termes de l'équation AIV-4-6 dépendent de la déformation γ^o et du nombre d'onde critique $\xi_c(\gamma^o)$. L'estimation analytique de la distance entre bandes est obtenue en résolvant cette équation.

Dans le cas des matériaux écrouissables, la distance entre bandes dépend du coefficient d'écrouissage n (figure AIV-4-1 [34]). L'évolution de la distance en fonction de n peut être représentée par une fonction affine de la forme suivante :

$$L_s(n)=L_s(0)+\frac{dL_s}{dn}(0)n \quad (\text{AIV-4-7})$$

Avec L_s la distance entre bandes

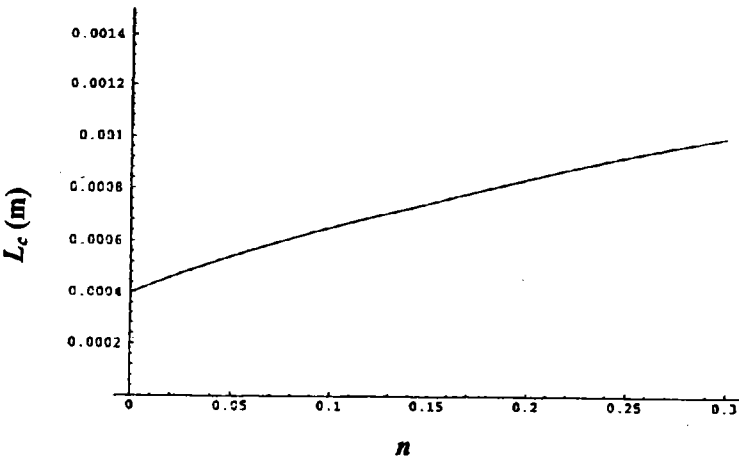


Figure AIV-4-1 : Evolution de la distance entre bandes en fonction du coefficient d'écrouissage n .

La quantité notée g est définie de la manière suivante :

$$g = \frac{\partial \psi}{\partial \gamma} \quad (\text{AIV-4-8})$$

$$\text{Avec } \gamma = \psi(\tau, \gamma, \theta) = K_0^{-\frac{1}{m}} \gamma^{-\frac{n}{m}} \tau^{\frac{1}{m}} \theta^{-\frac{\nu}{m}} \quad (\text{AIV-4-9})$$

Les quantités J_1 , J_2 et J_3 sont définies de la manière suivante :

$$J_1 = \frac{a'_{2c}}{\xi_c} = 2\rho(Cp + K \frac{\partial \psi^o}{\partial \tau}) \quad (\text{AIV-4-10})$$

$$J_2 = \frac{a'_{1c}}{\xi_c} = 4K\xi_c^2 - 2\beta\tau^o \frac{\partial \psi^o}{\partial \theta} - 2\rho Cpg \quad (\text{AIV-4-11})$$

$$J_3 = \frac{a'_{oc}}{\xi_c} = -4Kg\xi_c^2 \quad (\text{AIV-4-12})$$

En insérant les relations AIV-4-10, AIV-4-11 et AIV-4-12 dans l'équation AIV-4-9, on obtient:

$$J_1 I_2^2 - J_2 I_1 I_2 + J_3 I_1^2 = 0 \quad (\text{AIV-4-13})$$

Pour une déformation γ^o donnée, il faut trouver une solution approchée $\xi_c(\gamma^o)$ de l'équation AIV-4-13. Le développement de Taylor au premier ordre de ξ_c en fonction de g est donné par :

$$\xi_c(\gamma^o) = \xi_o(\gamma^o) + g\xi_1(\gamma^o) + O(g^2) \quad (\text{AIV-4-14})$$

De la même manière, les développements de Taylor de I_1 , I_2 , J_1 , J_2 et J_3 ont été établis en [34] :

$$\begin{aligned} I_1 &= \bar{I}_1 + g(\hat{I}_1^o + \xi_1 \hat{I}_1^1) + O(g^2) \\ I_2 &= g[\bar{I}_2 + g(\hat{I}_2^o + \xi_1 \hat{I}_2^1) + O(g^2)] \\ J_1 &= 2\rho(Cp + K \frac{\partial \psi^o}{\partial \tau}) \\ J_2 &= \bar{J}_2 + g(\hat{J}_2^o + \xi_1 \hat{J}_2^1) + O(g^2) \\ J_3 &= g[\bar{J}_3 + g(\hat{J}_3^o + \xi_1 \hat{J}_3^1) + O(g^2)] \end{aligned} \quad (\text{AIV-4-15})$$

Les relations AIV-4-15 sont substituées dans l'équation AIV-4-13. Les termes de premier et de second ordres sont retenus. Le terme du premier ordre est défini par :

$$(-\bar{J}_2\bar{I}_2 + \bar{J}_3\bar{I}_1)\bar{I}_1 = 0 \quad (\text{AIV-4-16})$$

La solution approchée ξ^o pour ce terme est identique à celle obtenue pour un matériau non écouissable. Cette solution approchée définie dans [34] est :

$$\xi_o(\gamma^o) = (\beta \frac{\partial \psi^o}{\partial \theta})^{1/2} ((1 + \frac{1}{m}) \frac{\tau^o \dot{\gamma}^o}{CpK})^{1/4} \quad (\text{AIV-4-17})$$

Le terme du second ordre est défini par :

$$\xi_1 = \frac{J_1\bar{I}_2 - \hat{I}_1^o\bar{J}_2}{\hat{I}_1^o\bar{J}_2} \quad (\text{AIV-4-18})$$

Après simplification, cette expression devient :

$$\xi_1 = \frac{3}{4} \frac{\rho \dot{\gamma}^o}{mK\xi_o \sqrt{(1 + \frac{1}{m}) \frac{\tau^o \dot{\gamma}^o}{CpK}}} \quad (\text{AIV-4-19})$$

La solution approchée peut donc s'écrire :

$$\xi_{c\max} = \left(-\frac{\beta \nu \dot{\gamma}^o}{m\theta^o} \right)^{1/2} \left(\frac{\tau^o \dot{\gamma}^o}{CpK} \left(1 + \frac{1}{m} \right) \right)^{1/4} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{\rho Cp n \theta^o}{\beta \tau^o \nu \dot{\gamma}^o (m+1)} \right) \quad (\text{AIV-4-20})$$

Bibliographie

Références bibliographiques

- [1] L.S. Magness, "A phenomenological investigation of the behavior of high-density materials under the high pressure, high strain rate loading", John Hopkins University Thesis, UMI Dissertation Services, 1992.
- [2] T. Weerasooriya et L. S. Magness, "High rate testing of kinetic energy penetrator materials", Explomet 1995 Cf., L. Murr, K. P. Staudhammer and M. A. Meyers Eds., 1995, pp. 893-899.
- [3] H. Couque, J. Lankford et A. Bose, "The role of swaging in the dynamic deformation and unstable shear in tungsten alloys", Tungsten & Tungsten Alloys 1992 Cf., A. Bose and R. Dowding Eds., 1993, pp. 365-372.
- [4] H. Couque, G. Nicolas et C. Altmayer, "Relation Between Shear Banding and Penetration Characteristics of Conventional Tungsten Alloys", présenté à la Conférence ASME 1999, Blacksburg, Virginia et soumis au Journal of Impact Engineering.
- [5] K. T. Ramesh, S. Yadav et J. Davis, Shear localization in tungsten heavy alloys, Tungsten & Tungsten Alloys 1992 Conf., A. Bose and R. J. Dowding Eds., 1993, pp. 299-306.
- [6] G. Nicolas et M. Voltz, "Tungsten heavy metal alloys relations between the crystallographic texture and the internal stress distribution", 15th International Plansee Seminar 2001, proceedings, Vol. 1, pp 780-791.
- [7] Y. Bai et B. Dodd, "Adiabatic shear localization - Occurrence, theories and applications", Pergamon Press, 1992.
- [8] 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 (3), 251-283, 1988.
- [9] B. Deltort, "Etude expérimentale et numérique du cisaillement adiabatique dans un acier martensitique", Thèse, 1993.
- [10] N. Ranc, V. Pina et P. Hervé, "Optical measurements of phase transition and temperature in adiabatic shear bands in titanium alloys", Conférence DYMAT 2000, J. Phys. IV France, 10, pp347-352.
- [11] H. C. Rogers, "Adiabatic plastic deformation", Ann. Rev. Mater. Sci., 1979, 9, pp 283-311.
- [12] K. Cho, Y. C. Chi et J. Duffy, "Microscopic Observations of adiabatic shear bands in three different steels", Met. Trans., 1990, 21, pp 1161-1175.
- [13] R. Dormeal, Materials at high strain rates (ed. Blazynski T.Z.), Elsevier Applied Science, Barking, Essex, 1987, pp 47-70.
- [14] R. Komanduri et T. A. Schroeder, "On shear instability in machining a nickel-iron base superalloy", 1984.
- [15] S. P. Timothy, "The structure of adiabatic shear bands in metals : a critical review", Acta Metall., 1987, 35, pp 301-306.
- [16] M. A. Meyers, G. Subhash, B. K. Kad et L. Prasad, "Evolution of microstructure and shear-band formation in α -hcp titanium", Mechanics of materials, 1994, 17, pp 175-193.

- [17] M. Stelly, J. Legrand et R. Dornieval, In shock waves and high-strain-rate phenomena in metals, Eds. M. A. Meyers, L. E. Murr, Plenum Press, New York, 1981, pp 113-125.
- [18] J.W. Bruchey, E.J. Horwath et P.W. Kingman, "Orientation dependence of deformation and penetration behavior of tungsten single crystal rods", Tungsten and tungsten alloys - Recent advances, pp 121-128, 1991.
- [19] W. Leonard, L.S. Magness, Moon Chung, D. Kapoor, S. Pappau et L. Murr "The deformation of oriented columnar-grained tungsten penetrators", Tungsten and tungsten alloys, pp 23-30, 1998.
- [20] A. Bose, J. Lankford et H. Couque, « Development and characterization of adiabatic shear prone tungsten heavy alloys » Document Army Research Laboratory n° 93107019, 1993.
- [21] R. Clifton, Communication au comité N.R.C. " Material Response to Ultrasonic Loading Rates", 1978.
- [22] Y.L. Bai, "Thermo-plastic instability in simple shear", J. Mech. Phys. Solids, 1982, Vol. 30, pp 195-207.
- [23] A. Molinari, "Thermoviscoplastic instability in simple shear", J. Theo. Appl. Mech., 1985, Vol. 4, N°5, pp 659-684.
- [24] C. Fressengeas et A. Molinari, "Instability and localization of plastic flow in shear at high strain rates", J. Mech. Phys. Solids, 1987, 35, pp185-211.
- [25] J.R. Klepaczko, P. Lipinski et A. Molinari, "An Analysis of the Thermoplastic Catastrophic Shear in Some Metals", Impact Loading and Dynamic Behavior of Materials, Vol. 2.
- [26] L. Anand, K. Kim, T. Shawki, "Onset of shear localization in viscoplastic solids", J. Mech. Phys. Solids, 1987, 35, pp 407-429.
- [27] J. Litonski, "Plastic flow of a tube under adiabatic torsion", Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences, 1976, 25, pp 1-8.
- [28] A. M. Merzer, "Modelling of aidabatic shear band development from small imperfections", J. Mech. Phys. Solids, 1982, 30 (5), pp 323-338.
- [29] T. W. Wright et R. Batra, "The initiation and growth of adiabatic shear bands", Int. J. Plast., 1985, 1, pp 205-212.
- [30] R. Batra, INT. J. Solids and Structures, 1987, 23, pp 1435-1446.
- [31] A. Molinari et R. Clifton, "Analytical characterization of shear localization in thermoviscoplastic materials", Trans. Of ASME, J. Appl. Mech., 1987, 54, pp 806-812.
- [32] 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, 95.
- [33] T. W. Wright and H. Ockendon, "A scaling law for the effect of inertia on the formation of adiabatic shear bands", Int. J. Plasticity 12, 1996, pp 927-934.
- [34] A. Molinari, "Collective behavior and spacing of adiabatic shear bands", J. Mech Phys. Solids, Vol. 45, No 9, 1997, pp 1551-1575.
- [35] 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, 1995, pp 397-404.

- [36] G Nicolas, Chapitre 15 du livre "Matériaux Industriels Matériaux Métalliques", édité par M. Colombié et coll., ed. DUNOD, 1998, pp 745-767.
- [37] B. Hopkinson, "A method of measuring the pressure in the deformation of high explosives by the impact of bullets", Philosophical Transaction Royal Society of London, Series A, 213, 1914, pp 437-452.
- [38] R.M. Davies, "A critical study of the Hopkinson pressure bar", Philosophical Transaction Royal Society of London, 1948, pp 375-457.
- [39] H. Kolsky, "An investigation of the mechanical properties of materials at very high rate of loading", Proceedings of the Physical Society, Section B, Vol. 62, 1949, pp 676-700.
- [40] U.S. Lindholm, "Some experiments with the split Hopkinson pressure bar", J. Mech. Phys. Of Solids, 12, 1964, pp 317-335.
- [41] G.I. Taylor, "The use of flat-ended projectiles for determining yield stress : I. Theoretical considerations", Proc. Roy. Soc. London A, 194, 1948, pp 289-299.
- [42] G.I. Taylor, "The testing of materials at high rates of loading", J. Inst. Civil Eng., 26, 1946, pp 486-519.
- [43] A.C. Whiffin, "The use of flat-ended projectiles for determining dynamic yield strength : II. Tests on various metallic materials", Proc. Roy. Soc. A, 194, 1948, pp 200-232.
- [44] S.E. Jones, J.A. Drinkard, W.K. Rule et L.L. Wilson, "An elementary theory for the Taylor impact test", Int. J. Imp. Engng., 21, 1998, pp1-13.
- [45] M. L. Wilkins et M. W. Guinan, "Impact of cylinders on a rigid boundary", J. Appl. Phys., Vol. 44, No.3, 1973, pp1200-1206.
- [46] D.C. Erlich, D.A. Shockey et L. Seaman, "Symmetric rod impact technique for dynamic yield determination", Proceedings of the 1981 Shock Waves in Condensed matter Conf., eds. Amer. Inst. Of Phys., 1982, pp402-406.
- [47] H. Couque et N. Eches, "Conditions for shear band formation in tungsten alloys", Conférence DYMAT 1997, Journal de Physique IV, C3, 1997, pp 403-408.
- [48] H. Couque, "Symmetric Taylor testing procedures for material strength ranging from 400 to 2000MPa", Conférence DYMAT 2000, Journal de Physique IV, 10, 2000, pp 179-184.
- [49] H. Couque, A. Lichtenberger, E. Lach et B. Salesse, "Study of dynamic plastic deformation of a nitrogen alloyed steel using single and symmetric Taylor testing", Conférence DYMAT 2000, Journal de Physique IV, 10, 2000, pp 353-358.
- [50] A. Molinari, "Shear band analysis", Solid St. Phenomena 3-4, pp 447-468.
- [51] 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, 1995, pp 397-404.
- [52] J.R. Klepaczko et Z. Malinowski, "Dynamic frictional effects as measured from the split Hopkinson pressure bar proceedings", IUTAM symposium, p 403.
- [53] A. M. Lennon, "Rate-dependent thermomechanical behavior and shear localization in a BCC metal", Thèse, 1998
- [54] R. Dormeival, "Comportement dynamique des matériaux métalliques; relations microstructure / propriétés", Stage de formation ENSTA/DYMAT M10

- [55] H. Couque, G. Nicolas et N. Eches, "Pressure effects on shear band formation in as sintered and swaged nickel cobalt tungsten alloys", Tungsten Refractory Metals and Alloys, pp 103-110.
- [56] J. M.Pereira et B. A. Lerch, "Effects of heat treatment on the ballistic impact properties of Inconel 718 for jet engine fan containment applications", International Journal of Impact Engineering, 2001, 25, pp 715-733
- [57] V.E. Vinogradov et M. A. Khudenko, "Influence of alloying on energy of stacking faults in α -iron", Izvestiya Akademii Nauk SSSR. Metally, 1984, n°2, pp 116-119.
- [58] C.K.L.Davies, V.Sagar et R.N.Stevens, "The effect of stacking fault energy on the plastic deformation of polycrystalline Ni-Co alloys", Acta metallurgica, 1973, vol. 21, pp 1343-1352.
- [59] J. Bénard, A. Michel, J. Philibert et J. Talbot, Métallurgie générale, Maîtrise es sciences – Certificat de métallurgie, Edition Masson & Cie, 1969, p154.
- [60] M. Zhou, A. Needleman et J. Clifton, "Finite element simulations of shear localization in plate impact", J. Mech. Phys. Solids, 1994, vol. 42 n°3, pp 423-458.
- [61] H. Couque, A. Molinari et B. Salesse, "Spacing of adiabatic shear bands in symmetric Taylor specimens", manuscrit en préparation pour soumission au journal Mechanics of Materials