



HAL
open science

Analyse numérique de l'effet de la géométrie sur le comportement thermomécanique de quelques métaux en cisaillement

Omar Oussouaddi

► **To cite this version:**

Omar Oussouaddi. Analyse numérique de l'effet de la géométrie sur le comportement thermomécanique de quelques métaux en cisaillement. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Paul Verlaine - Metz, 1994. Français. NNT : 1994METZ052S . tel-01776803

HAL Id: tel-01776803

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01776803>

Submitted on 24 Apr 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



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



UNIVERSITE DE METZ

PAR

Omar OUSSOUADDI

Pour l'obtention du grade de :
DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ de METZ

SPECIALITE : SCIENCES de L'INGÉNIEUR
OPTION : MÉCANIQUE

ANALYSE NUMÉRIQUE DE L'EFFET DE LA GÉOMÉTRIE SUR LE COMPORTEMENT THERMOMÉCANIQUE DE QUELQUES MÉTAUX EN CISAILLEMENT

Soutenu le 22 Avril 1994 devant le jury composé de :

C. Fressengeas	Professeur à l'Université de Metz	Examineur
P. Gilormini	Dir. de Rech. CNRS à ENS de Cachan	Rapporteur
J.R.Klepaczko	Dir. de Rech. CNRS à l'Université de Metz	Dir. de Thèse
A. Molinari	Professeur à l'Université de Metz	Président
F. Montheille	Professeur à l'Université de Metz	Rapporteur

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



022 420511 1

Laboratoire

aux U. R. A. CNRS. 1215
Metz cedex 01.

VB 8/1655

Avant de vous présenter ce travail, je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué, de loin ou de près, à son aboutissement.

Cette étude a été réalisée au laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux de l'Université de Metz sous la direction de J.R. Klepaczko.

Ma gratitude et ma profonde reconnaissance s'adressent tout d'abord à **J.R. Klepaczko Directeur de Recherche au CNRS** qui a accepté de diriger cette thèse. C'est avec patience et gentillesse qu'il m'a initié à la recherche.

Je tiens également à remercier **Monsieur A. Molinari Professeur à l'Université de Metz** qui m'a fait l'honneur de présider le jury et ensuite pour le vif intérêt qu'il a porté à mon travail.

Messieurs **F. Montheillet Directeur de Recherche au CNRS à l'ENSM de Saint-Étienne** et **P. Gilormini Directeur de Recherche au CNRS à l'ENS de Cachan** ont bien voulu se charger de la lourde tâche de rapporteurs, qu'ils veuillent bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude et ma profonde reconnaissance à **Monsieur C. Fressengeas Professeur à l'Université de Metz** d'avoir accepté de participer au jury. De plus, je le remercie pour ses nombreux encouragements et pour sa disponibilité.

Que tous mes collègues et amis du Laboratoire trouvent ici l'expression de mes sincères remerciements, en particulier **A. Naddari**.

Enfin je remercie mes parents, mon épouse, mes frères et soeurs sans qui ce travail ne serait pas réalisé.

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	19941565
Cote	SM3 94/52
Loc	Magasin

SOMMAIRE

INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	1
CHAP. 1 I GÉNÉRALITÉS	
I-1 Introduction.....	4
I-2 Les principales lois de comportement utilisées en couplage thermomécanique.....	5
I-2-1 Lois de comportement classiques	5
I-2-2 La sensibilité à la vitesse de déformation.....	8
I-2-3 Effets de la température sur le comportement du matériau.....	15
I-2-4 Lois de comportement thermomécaniques.....	19
I-3 L'instabilité thermoplastique en torsion d'un tube mince et en double cisaillement.....	24
I-3-1 Caractéristiques des bandes de cisaillement.....	24
I-3-2 Quelques critères sur les conditions de développement des instabilités et de la localisation thermoplastiques.....	26
I-4 Techniques expérimentales en cisaillement rapide.....	37
I-4-1 Introduction.....	37
I-4-2 Dispositif de barres de Kolsky adapté en torsion.....	38
I-4-3 La technique des essais de double cisaillement.....	39
I-5 CONCLUSION.....	41

CHAP. II ANALYSE DE LA TRANSITION ISOTHERME ADIABATIQUE DANS LE CAS DE LA TORSION D'UN TUBE MINCE

II-1 Position du problème.....	43
II-1 Identification de la loi de comportement.....	44
II-2 Mise en équation du problème.....	47
II-3 Résultats et discussion.....	51
II-3-1 Evolution de la zone de transition le long du tube.....	51
II-3-2 Influence de la longueur du tube.....	57
II-3-3 Influence de la déformation nominale.....	62
II-4 Conclusion.....	69

CHAP. III ANALYSE DE L'INSTABILITÉ ET DE LA LOCALISATION THERMOPLASTIQUES EN TORSION D'UN TUBE MINCE

III-1 Introduction.....	71
III-2 Équations fondamentales.....	72
III-3 Discussion des résultats.....	74
III-4 Simulation de l'essai de torsion à l'aide du code d'éléments finis Abaqus.....	86

III-5 Conclusion.....	93
CHAP. IV ANALYSE DU COUPLAGE THERMOMÉCANIQUE DANS LE CAS DU DOUBLE CISAILLEMENT	
IV-1 Position du problème.....	93
IV-2 Analyse 2-D de l'essai du double cisaillement sur l'éprouvette modifiée (1).....	96
IV-3 Analyse 2-D de l'essai du double cisaillement sur l'éprouvette modifiée (2).....	107
IV-4 Analyse 3-D de l'essai du double cisaillement sur l'éprouvette modifiée (3).....	112
IV-5 Conclusion.....	118
CONCLUSION.....	120
BIBLIOGRAPHIE.....	122

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Il est déjà établi que, dans le cas d'un chargement quasi-statique, la chaleur produite par transformation de travail plastique est évacuée loin des régions de déformation. Ainsi la pièce déformée est essentiellement dans des conditions isothermes. Par contre dans le cas d'un chargement rapide, la chaleur produite n'a pas le temps nécessaire pour se redistribuer et le processus est souvent purement adiabatique. Il est donc impératif de déterminer la zone de transition entre les processus de déformation isotherme et adiabatique. Or les lois qui régissent le comportement des matériaux dans le domaine des faibles vitesses de déformation ne conviennent pas au cas des grandes vitesses. De plus l'expérience montre que la vitesse de déformation et la température jouent un rôle très important dans divers mécanismes de la déformation plastique. Il est donc nécessaire d'identifier et de caractériser le comportement plastique des matériaux dans un domaine large de vitesses de déformation et de température. C'est le cas de nombreuses applications, par exemple : la mise en forme, usinage-TGV, structures sous impact, l'industrie de l'automobile, etc.

Le phénomène d'instabilité plastique associé au couplage thermomécanique est souvent observé dans plusieurs situations industrielles, tel que : le forgeage, le laminage, lorsque les structures sont soumises à des impacts à grande vitesse, etc. Cette instabilité thermoplastique entraîne souvent la localisation de la déformation plastique et de la température dans des zones très étroites appelées Bandes de Cisaillement Adiabatiques (B.C.A.). Initialement Tresca puis Zener et Hollomon ont attribué l'origine des B.C.A. à l'adoucissement thermique dû à un échauffement adiabatique très localisé. En fait, il a été montré depuis que c'est le résultat d'une interaction très complexe entre plusieurs facteurs : l'écroutissage du matériau, la sensibilité à la vitesse, l'adoucissement thermique, la conduction thermique, les effets d'inertie, la microstructure du matériau, les conditions initiales et aux limites, etc. L'intérêt croissant porté à ce sujet s'explique par le rôle de précurseur de la rupture attribué aux B.C.A. Il est donc très utile de déterminer l'influence de chaque facteur gouvernant l'apparition des instabilités plastiques, avec une attention spéciale à la géométrie de la pièce déformée.

Dans la première partie du chapitre 1, nous nous intéressons aux problèmes liés à la formulation des lois de comportement des matériaux, tant au domaine des faibles vitesses que celui des grandes vitesses. Nous commençons par discuter l'importance de l'influence de la vitesse de déformation et de la température dans le

cas de l'acier, du cuivre et de l'aluminium. Ensuite nous présentons quelques lois de comportement simples. Puis, nous abordons le cas des lois tenant compte de l'effet de la vitesse de déformation et enfin nous présentons les modèles les plus importants tenant compte à la fois de la vitesse de déformation et de la température. Dans la deuxième partie, nous effectuons une analyse des travaux publiés sur l'instabilité et la localisation plastiques. Dans la troisième partie, nous discutons brièvement les différentes techniques utilisées en grandes vitesses de déformation dans le cas de la torsion et du double cisaillement.

Nous avons choisi l'analyse de l'essai de torsion du tube mince pour les raisons suivantes :

- Il permet d'atteindre de grandes déformations ;
- Pour sa capacité à reproduire les mêmes sollicitations de cisaillement et obtenir les B.C.A. ;
- Inversement à l'essai de traction où la modification de la section de l'éprouvette joue le rôle principal au niveau du déclenchement de l'instabilité plastique, dans l'essai de torsion l'instabilité plastique est due uniquement aux modifications des propriétés mécaniques du matériau ;
- Il présente une forte symétrie qui facilite le découpage de l'échantillon en tranches individuelles et donc simplifie la modélisation numérique.

Nous nous sommes intéressés à l'essai du double cisaillement pour sa capacité à atteindre de très grandes vitesses de déformations.

Nous nous sommes attachés au cours du deuxième chapitre, à caractériser le comportement de l'acier, du cuivre et de l'aluminium dans un domaine large de vitesses de déformation et de température, puis à déterminer le domaine des vitesses de déformation nominales correspondant à la transition du processus isotherme-adiabatique. Pour cela nous mettons en équations le modèle de l'essai de torsion d'un tube mince. La résolution du système d'équations aux dérivées partielles non linéaires a été faite par la méthode des différences finies. Ensuite, nous étudions l'influence de la géométrie du tube sur le domaine de transition isotherme-adiabatique.

Au chapitre 3, nous montrons que dans les domaines des grandes déformations et des vitesses de déformations relativement grandes, le défaut thermique dû aux transferts de chaleur par les extrémités du tube, peut être à l'origine du déclenchement des instabilités plastiques. A noter que dans le chapitre 3 l'analyse est limitée au cas de l'acier. Ensuite, nous étudions l'influence de la géométrie du tube sur l'évolution des conditions critiques de chargement, favorables à l'obtention des instabilités plastiques. Enfin, une étude similaire a été effectuée à l'aide du code d'éléments finis Abaqus. Nous montrons que les résultats obtenus à

Introduction Générale

l'aide de la méthode des différences finies sont en accord avec ceux du code Abaqus.

Au chapitre 4, nous avons effectué la simulation de l'essai du double cisaillement à l'aide du code d'éléments finis Abaqus. La technique expérimentale de l'essai du double cisaillement est basée sur l'hypothèse d'un double cisaillement pur. Or il a été montré qu'avec l'éprouvette utilisée par Ferguson et Campbell, cette hypothèse est très approximative. Nous nous sommes attachés au cours de ce travail à analyser l'influence de la géométrie de l'éprouvette du double cisaillement sur le comportement thermomécanique du matériau (acier), le but étant de valider les résultats obtenus par cette technique du double cisaillement. Nous avons donc effectué des simulations de l'essai en tenant compte de la non-linéarité du problème et du couplage thermomécanique. Cela nous a amené à discuter une géométrie modifiée de l'éprouvette, qui élimine les problèmes de plastification des appuis, de rotation de l'éprouvette et enfin qui respecte l'hypothèse de cisaillement pur. En parallèle, nous présentons l'analyse de l'influence de la vitesse de déformation et de la déformation nominale sur l'évolution de la température et de la déformation de cisaillement dans l'éprouvette.

CHAPITRE 1 :

GÉNÉRALITÉS

I-1 Introduction.....	4
I-2 Les principales lois de comportement utilisées en couplage thermomécanique.....	5
I-2-1 Lois de comportement classiques	5
I-2-2 La sensibilité à la vitesse de déformation.....	8
I-2-3 Effets de la température sur le comportement du matériau.....	15
I-2-4 Lois de comportement thermomécaniques.....	19
I-3 L'instabilité thermoplastique en torsion d'un tube mince et en double cisaillement.....	24
I-3-1 Caractéristiques des bandes de cisaillement.....	24
I-3-2 Quelques critères sur les conditions de développement des instabilités et de la localisation thermoplastiques.....	26
I-4 Techniques expérimentales en cisaillement rapide.....	37
I-4-1 Introduction.....	37
I-4-2 Dispositif de barres de Kolsky adapté en torsion.....	38
I-4-3 La technique des essais de double cisaillement.....	39
I-5 CONCLUSION.....	41

CHAPITRE 1 :

GÉNÉRALITÉS

I-1 INTRODUCTION

La modélisation du comportement des matériaux sous sollicitation rapide s'est développée très rapidement ces dernières décennies. Généralement le comportement dynamique est très différent du comportement statique à cause de l'influence de nombreux facteurs : la vitesse de déformation, l'histoire de la vitesse de déformation, la température, les propriétés métallurgiques, etc...

De nombreux travaux expérimentaux et théoriques ont été consacrés à l'établissement des lois de comportement des matériaux. Il existe deux types de formulation des lois de comportement : l'une indépendante et l'autre dépendante de la vitesse de déformation et de la température. La première approche donne des résultats satisfaisants dans le cas d'un chargement statique où dans le cas d'un matériau insensible ou peu sensible à la vitesse de déformation. La seconde approche consiste à établir des lois de comportement faisant intervenir les effets de la vitesse de déformation et de la température. Pour bien cerner ce problème, nous présentons dans le premier paragraphe un rappel des différents modèles utilisés pour étudier le comportement des métaux et des alliages.

Aux grandes vitesses de déformation le phénomène d'instabilité plastique est couramment observé, par exemple dans le cas de la mise en forme, tel que le forgeage. Souvent ce phénomène entraîne la formation des bandes de cisaillement adiabatique (B.C.A.). Il est donc important de déterminer les raisons qui sont à l'origine de cette instabilité, ainsi que les conditions de son déclenchement. Ainsi le deuxième paragraphe donne une revue bibliographique de travaux analytiques et numériques consacrés à la recherche des conditions d'apparition et de localisation des B.C.A. Nous présentons uniquement les résultats obtenus dans le cas de la torsion d'un tube mince. Enfin nous avons discuté les différentes techniques expérimentales utilisées dans le domaine des grandes vitesses de déformation en cisaillement.

I-2 LES PRINCIPALES LOIS DE COMPORTEMENT UTILISÉES EN COUPLAGE THERMOMÉCANIQUE

La modélisation du comportement mécanique des matériaux est nécessaire à la fois pour permettre le calcul prévisionnel de la réponse et de la tenue mécanique des structures et pour favoriser le développement de nouveaux matériaux et leur amélioration. Cette modélisation vise à établir des lois de comportement pratiques et physiquement fondées ; elle peut être abordée selon deux approches :

- Une approche microscopique basée sur la cinétique des déformations plastiques et le mouvement des dislocations ;
- Une approche phénoménologique et inductive décrivant le comportement mécanique en faisant appel aux variables macroscopiques ; elle est basée sur un modèle schématisant les mécanismes de la déformation, dans le cadre d'une formulation thermodynamique.

Il existe deux grandes familles de lois utilisées pour l'analyse des structures : celles de type rigide-plastique et celles de type élastique-plastique. Les premières estiment le solide indéformable jusqu'à un certain seuil de contrainte à partir duquel apparaissent des déformations plastiques. Les secondes considèrent le matériau comme élastique linéaire jusqu'à un certain seuil appelé limite d'élasticité, au-delà duquel il enchaîne sur un mode plastique.

De nombreuses lois de comportement ont été proposées dans la littérature pour décrire le processus de déformation plastique d'une structure à vitesse de déformation et à température constantes [1-4]. Afin d'y voir plus clair, nous commençons par rappeler les différents types de loi et leurs formulations proposées et testées.

I-2-1 Lois de comportement classiques

(a) - lois à module d'écroissage constant :

*loi de comportement rigide plastique ;

le comportement du matériau est défini par :
sa limite élastique σ_e , son module d'écroissage E_p .

Il est illustré par la figure I-1a.

*loi de comportement élastique plastique ;

le comportement du matériau est défini par :
son module d'élasticité E , sa limite élastique σ_e , son module d'écroissage constant E_p

Il est illustré par la figure I-1b.

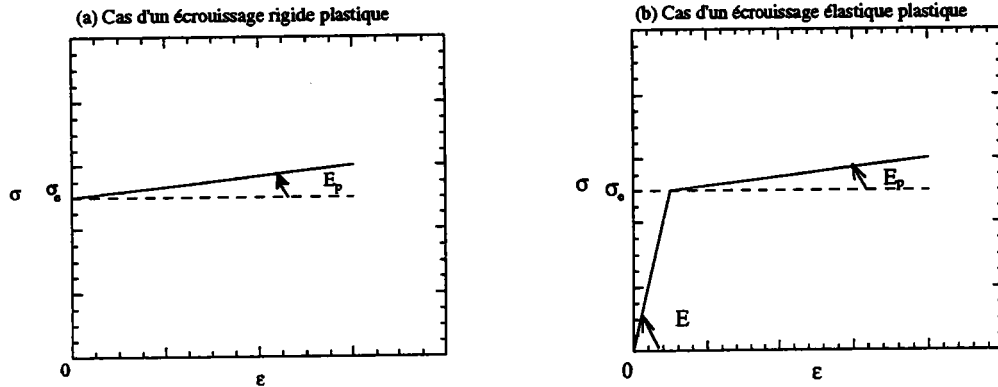


Figure I-1. Évolution de la contrainte en fonction de la déformation dans le cas d'un comportement unidimensionnel à écrouissage constant.

Ces lois modélisant le comportement à écrouissage constant sont relativement efficaces pour les problèmes quasi-statiques, mais deviennent vite inappropriées dans le cas d'un chargement rapide. En plus elles ne sont valables que dans le domaine des petites déformations.

(b) - lois avec écrouissage non linéaire et indépendant de la vitesse de déformation.

Dans ce cas, l'écrouissage n'est plus constant; il dépend de la déformation plastique. Les deux familles de courbes (rigide plastique et élastique plastique) sont données sur la figure I-2.

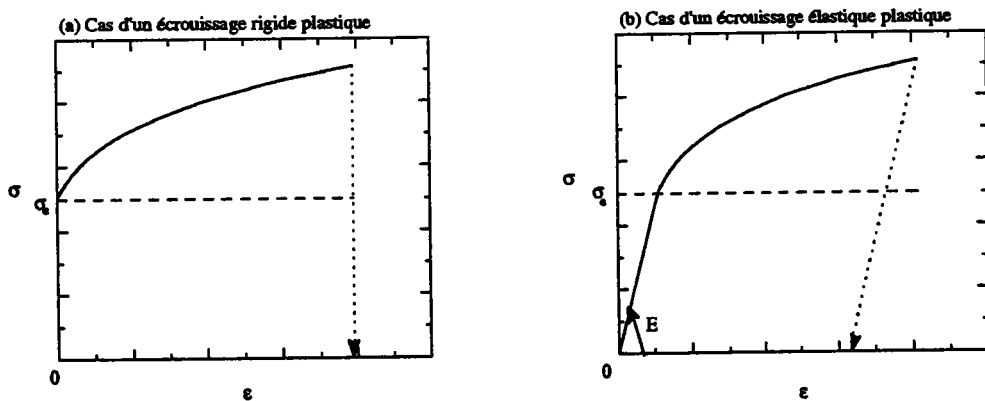


Figure I-2. Évolution de la contrainte en fonction de la déformation dans le cas d'un comportement unidimensionnel avec écrouissage non linéaire.

La partition des déformations se fait entre déformation élastique ϵ_e (réversible) et déformation inélastique ϵ_p (irréversible) qui peut être séparée en déformation plastique, viscoplastique...etc. Cette partition est justifiée par la physique des solides, la thermodynamique et par les résultats de l'expérience. La déformation élastique correspond schématiquement à une variation des distances interatomiques sans modification des sites, alors que la déformation plastique implique des mouvements de dislocations avec modification des liaisons interatomiques. Dans le cadre de l'élastoplasticité nous écrivons :

$$\epsilon = \epsilon_e + \epsilon_p$$

La figure I-2 montre que dans le cas d'un comportement plastique, la déformation permanente ϵ_p après déchargement est égale à la déformation totale ϵ , alors que dans le cas élastoplastique la déformation permanente ϵ_p est égale à la déformation totale ϵ moins la déformation élastique ϵ_e .

Nous citons quelques relations parmi les courantes où la partie plastique est défini par le coefficient d'écroutissage :

$$n = \left[\frac{\partial \log \sigma}{\partial \log \dot{\epsilon}_p} \right]_{\dot{\epsilon}, T} \quad (I-1)$$

où $\dot{\epsilon}$ et T sont respectivement la vitesse de déformation et la température absolue.;

*la loi de Ludwik [5], (1909) :

$$\sigma(\epsilon_p) = \sigma_e + k\epsilon_p^n ; \quad \epsilon_p = \epsilon - \epsilon_e \quad (I-2)$$

σ_e représente la limite élastique, k et n sont des constantes du matériau ;

*deux autres lois usuelles illustrant les caractéristiques générales du comportement plastique :

$$\sigma(\epsilon) = k(\epsilon_0 + \epsilon)^n \quad (I-3)$$

où k , ϵ_0 et n sont des constantes du matériau ;

$$\sigma(\epsilon) = \sigma_e(1 + \beta\epsilon)^n \quad (I-4)$$

où σ_e , β et n sont des constantes du matériau.

De telles relations, sont assez bien vérifiées sur de nombreux matériaux dans un domaine étendu de déformations, mais elles ne s'appliquent aux aciers et alliages que dans un domaine limité :

-aux températures inférieures à la moitié de la température absolue de fusion du matériau étudié (exprimée en K).

-aux vitesses de déformation faibles de l'ordre de 10^{-3} s^{-1} .

Ces lois de comportement sont utilisées avec succès pour le calcul des déformations permanentes dans les structures, pour les calculs prévisionnels de ruine plastique des structures etc. Cependant, les processus de déformation plastiques en cisaillement montrent que la vitesse de déformation et la température interviennent fréquemment, non seulement dans le domaine des grandes vitesses de déformation, mais aussi dans le domaine quasi-statique. Par exemple, le phénomène des instabilités thermiques en cisaillement est souvent attribué au couplage des effets de la vitesse de déformation et de la température. La localisation est aussi expliquée par le couplage thermomécanique. Par conséquent, dans le cas du cisaillement, ces lois de comportement ne peuvent pas rendre compte ni des instabilités thermiques, ni de la localisation de la déformation. En effet, cela nécessite l'utilisation d'une loi de comportement thermo-visco-plastique.

I-2-2 La sensibilité à la vitesse de déformation

De nombreux auteurs [6-9] ont mis en évidence la variation de la forme de la courbe d'écrouissage d'un matériau viscoplastique (les aciers) en fonction de la vitesse de déformation plastique que subit ce matériau. Les trois différences essentielles sont les suivantes :

*Plus la vitesse de déformation est élevée, plus la contrainte est grande pour une même déformation (sensibilité positive) ;

*Dans le cas des matériaux CFC, un changement de vitesse de déformation en cours d'essai produit un changement immédiat de la courbe d'écrouissage qui a tendance à rejoindre la courbe monotone correspondant à la nouvelle vitesse [10-11] ;

*La notion de seuil de plasticité stricte disparaît, un écoulement peut se produire pour une contrainte inférieure à une contrainte appliquée antérieurement. La limite d'élasticité, ou seuil initial, est aussi sensible à la vitesse de déformation.

Pour les métaux et les alliages, l'écoulement correspond à des mécanismes liés au mouvement et à l'accumulation des dislocations dans les grains. Certains de ces

mécanismes sont sensibles à la vitesse de déformation et à l'augmentation de la température.

Parmi les résultats mettant en évidence l'influence de la vitesse de déformation, nous citons ceux relatifs à l'acier, l'aluminium et le cuivre.

La figure I-3 montre les résultats obtenus par [12], sur des échantillons tubulaires d'acier laminés à froid (CRS-Cold Rolled Steel). Ces essais ont été effectués à l'aide des barres de Kolsky en torsion. Pour une vitesse de déformation de cisaillement $\dot{\Gamma} = 500 \text{ s}^{-1}$, l'écroissage devient négatif à partir d'une déformation de 0.17, alors qu'il demeure positif dans le cas quasi-statique. Cet écroissage négatif s'explique par un adoucissement thermique dû à l'échauffement adiabatique.

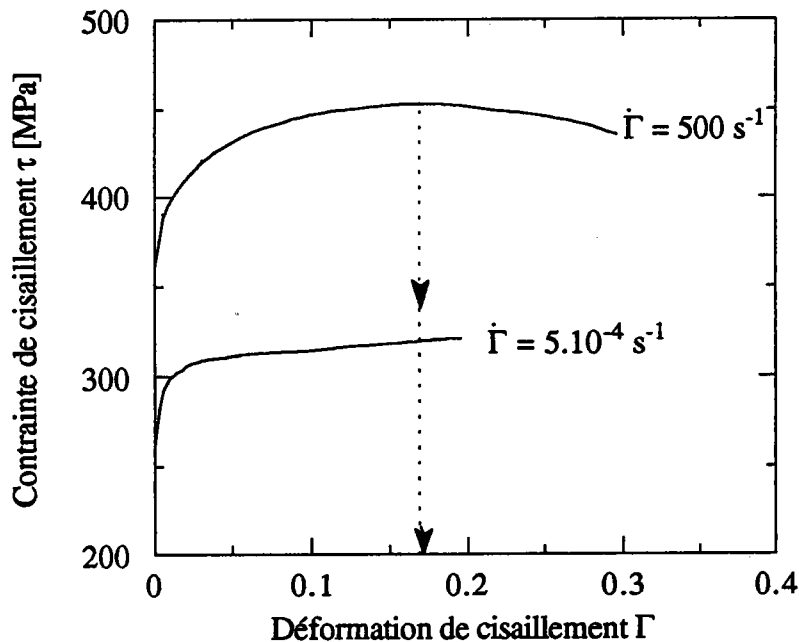


Figure I-3. Effet de la vitesse de déformation sur la courbe d'écroissage dans le cas de la torsion d'un tube mince en acier 1018 CRS, d'après [12].

Lindholm et col. [13] ont effectué des essais de torsion sur des échantillons tubulaires en cuivre. Ceux-ci sont portés à une température de 643 K durant 60 min. avant les essais. Ils ont obtenu les courbes d'écroissage (figure I-4) pour des vitesses de déformation allant de $0,009 \text{ s}^{-1}$ à 330 s^{-1} . Dans le domaine quasi-statique, l'augmentation de la vitesse de déformation entraîne une augmentation de la contrainte pour la même déformation. Par contre dans le domaine des grandes vitesses de déformation $174 \text{ s}^{-1} \leq \dot{\Gamma} \leq 330 \text{ s}^{-1}$, la contrainte passe par un maximum qui décroît avec la vitesse de déformation. Cette diminution de la contrainte est

due à l'adoucissement thermique. Ce maximum est obtenu pour une déformation de cisaillement de l'ordre de 5.

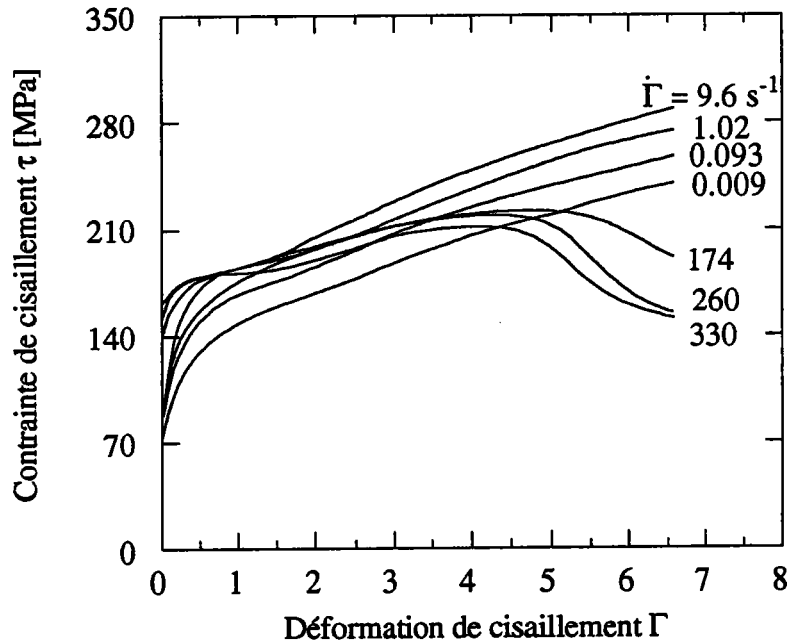


Figure I-4. Effet de la vitesse de déformation sur la courbe d'écroutissage dans le cas de la torsion d'un tube mince de cuivre, d'après [13].

La sensibilité à la vitesse de déformation de l'aluminium a été étudiée par Lindholm et col. [14], Trozera et col.[14]. Ils ont effectué des essais sur un tube mince d'aluminium pur. Pour des vitesses allant de $9.7 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ à 500 s^{-1} et avec la température initiale fixée à 297 K, dans le domaine des petites déformations, l'écroutissage reste toujours positif et la contrainte maximale n'est pas atteinte, figure I-5. En conclusion, dans le cas de l'aluminium pur et pour des faibles déformations, aucune instabilité ne se produit.

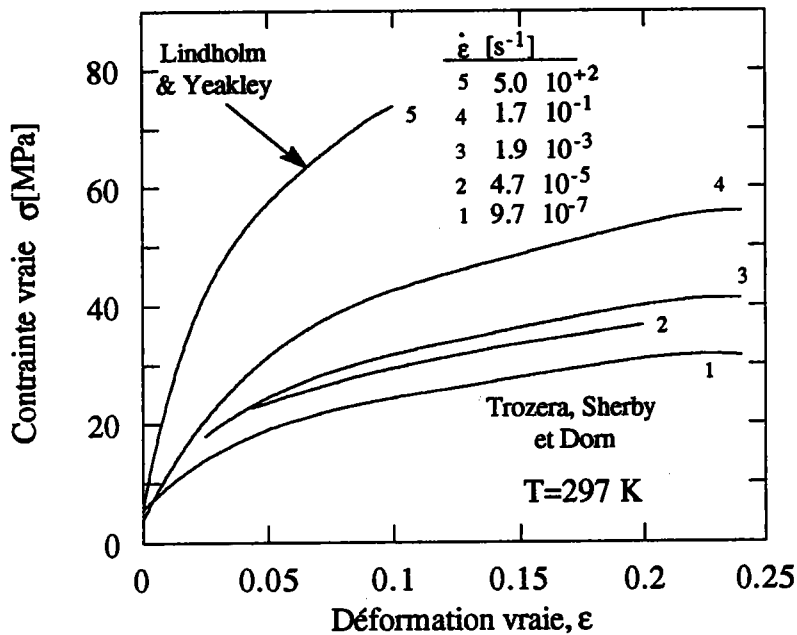


Figure I-5. Influence de la vitesse de déformation sur la courbe d'érouissage dans le cas de la torsion d'un tube mince d'aluminium pur, d'après [14].

Dans le cas des métaux polycristallins CC (acier doux) l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction du logarithme de la vitesse de déformation a la forme générale présentée dans la figure I-6.

Nous remarquons l'existence de trois zones:

- * La zone (1) correspond aux vitesses de déformation faibles ; la contrainte d'écoulement y est faiblement sensible à la vitesse de déformation, et l'utilisation d'une loi de comportement insensible à la vitesse de déformation est justifiée ;
- * Dans la zone (2) (vitesses de déformation moyennes) où la sensibilité à la vitesse β est souvent constante. Dans cette zone l'activation thermique est prédominante. En effet les dislocations ont besoin d'énergie thermique pour franchir les obstacles (par exemple les autres dislocations et le potentiel de Peierls) ;
- * Dans la zone (3), la contrainte d'écoulement augmente rapidement en fonction de la vitesse de déformation ; c'est un domaine où l'influence de la pseudo-viscosité du matériau est très importante (dont le frottement interne des dislocations est une forme particulière). Le développement ultérieur de la théorie des dislocations, ainsi que la réalisation d'expériences sur la propagation de ces dernières, devraient permettre de clarifier ce problème et de préciser le domaine de validité des équations de comportement proposées, voir même d'en proposer de nouvelles.

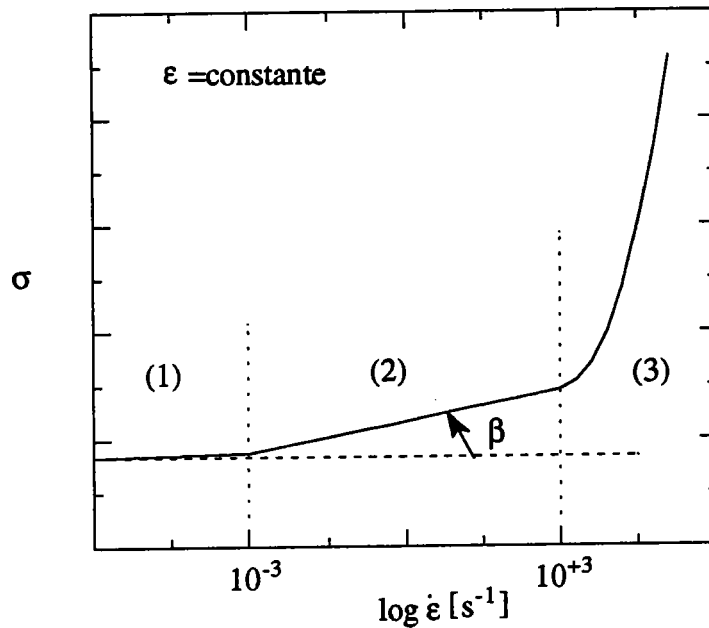


Figure I-6. Schéma illustrant la sensibilité à la vitesse de déformation des métaux CC.

L'expression de la sensibilité à la vitesse de déformation dans la zone (2) est donnée par :

$$\beta_{\sigma} = \left[\frac{\partial \sigma}{\partial \log \dot{\epsilon}} \right]_{T, \epsilon} \quad \text{en traction/compression} \quad (I-5a)$$

$$\beta_{\tau} = \left[\frac{\partial \tau}{\partial \log \dot{\Gamma}} \right]_{T, \Gamma} \quad \text{en cisaillement/torsion} \quad (I-5b)$$

avec $\Gamma = \tan \gamma$, γ étant la distorsion angulaire ; dans le cas des petites déformations : $\Gamma \approx \gamma$.

En intégrant l'équation (I-5), nous obtenons la loi de comportement :

$$\sigma(\dot{\epsilon}) = \sigma_0 + \beta_{\sigma} \log \dot{\epsilon} \quad \text{ou} \quad \tau(\dot{\Gamma}) = \tau_0 + \beta_{\tau} \log \dot{\Gamma} \quad (I-6)$$

Une autre définition dite sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation, peut être utilisée :

$$m_{\sigma} = \left[\frac{\partial \log \sigma}{\partial \log \dot{\varepsilon}} \right]_{T, \varepsilon} \quad \text{ou} \quad m_{\tau} = \left[\frac{\partial \log \tau}{\partial \log \dot{\Gamma}} \right]_{T, \Gamma} \quad (\text{I-7})$$

En intégrant l'équation (I-7), nous obtenons la loi de comportement :

$$\sigma(\dot{\varepsilon}) = B_{\sigma} \dot{\varepsilon}^m \quad \text{ou} \quad \tau(\dot{\Gamma}) = B_{\tau} \dot{\Gamma}^m \quad (\text{I-8})$$

La relation entre β et m est la suivante :

$$m_{\sigma} = \frac{1}{\sigma} \left[\frac{\partial \sigma}{\partial \log \sigma} \right]_{T, \varepsilon} \Rightarrow m_{\sigma} = \frac{\beta}{\sigma} \quad (\text{I-9a})$$

$$m_{\tau} = \frac{1}{\tau} \left[\frac{\partial \tau}{\partial \log \tau} \right]_{T, \Gamma} \Rightarrow m_{\tau} = \frac{\beta}{\tau} \quad (\text{I-9b})$$

Ces définitions sont générales et peuvent être appliquées dans différentes situations.

Les équations généralisées d'après (I-1) et (I-7) à température constante sont :

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = B_{\sigma} \varepsilon^n \dot{\varepsilon}^m \quad \text{ou} \quad \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}) = B_{\tau} \Gamma^n \dot{\Gamma}^m \quad (\text{I-10})$$

où B est le module de plasticité. Cette loi a été utilisée par exemple par Nadai en 1932 [15].

Un autre type de lois très utilisée [16] et tenant compte de la sensibilité à la vitesse de déformation dans la zone (2) :

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = (\sigma_e + B\varepsilon^n)(1 + C \log \dot{\varepsilon}^*) \quad (\text{I-11})$$

où $\dot{\epsilon}^* = \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0}$ est une vitesse de déformation adimensionnelle ; σ_e représente la

limite élastique du matériau, C détermine la sensibilité à la vitesse de déformation.

Il existe d'autres lois viscoplastiques qui n'ont pas été citées à cause de leur similitude avec les lois citées précédemment. En général, le comportement viscoplastique des matériaux est décrit sous l'une des deux formes suivantes :

$$\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}) = f_1(\epsilon)f_2(\dot{\epsilon}) \quad ; \quad T = \text{constante}$$

qui est utilisée avec succès dans le cas des métaux CFC, voir figure I-5.

$$\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}) = f_1(\epsilon) + f_2(\dot{\epsilon}) \quad ; \quad T = \text{constante}$$

qui est utilisée avec succès dans le cas des métaux CC.

Les lois de comportement viscoplastiques isothermes sont bien adaptées à plusieurs applications, mais présentent des limites. En effet, pour les métaux, il a été mis en évidence (Figure I-7) que m décroît quand ϵ augmente et que n est une fonction croissante de ϵ , [17], équation (I-10),

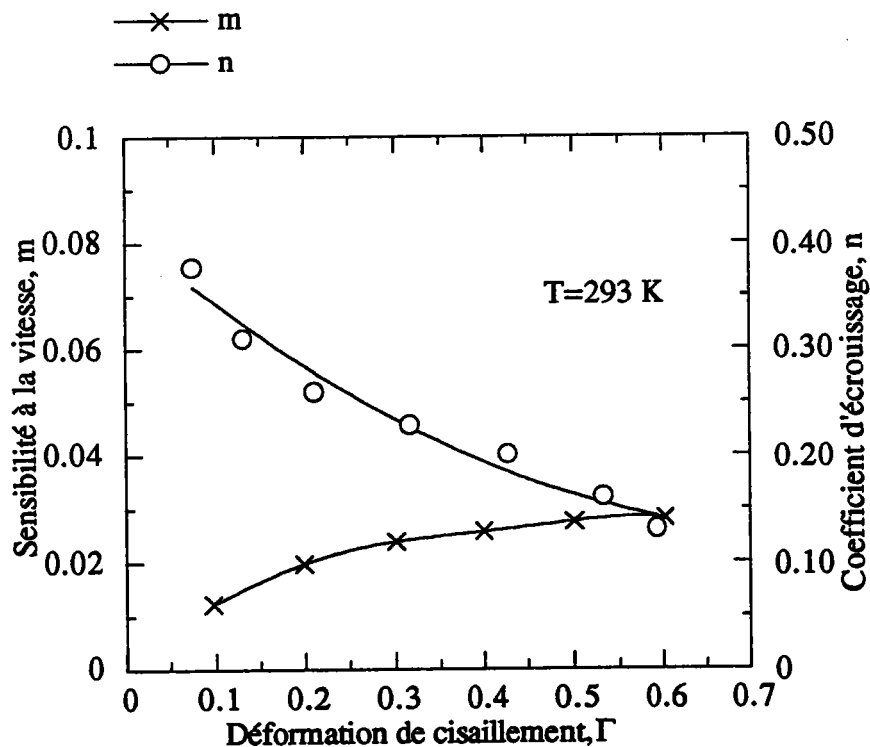


Figure I-7. Évolution du coefficient d'érouissage n et de la sensibilité à la vitesse m en fonction de la déformation de cisaillement Γ pour l'aluminium pur, d'après [17].

De plus, ces lois ne tiennent pas compte de l'effet de la température, or dans le cas de grandes vitesses de déformation (zone (3) de la figure I-6), l'effet de l'échauffement engendré par les déformations plastiques n'est pas négligeable. Par conséquent, il est important d'introduire la température dans la formulation des lois de comportement.

I-2-3 Effets de la température sur le comportement du matériau

Il est reconnu que la plus grande partie de l'énergie de déformation plastique est dissipée sous forme d'énergie thermique. Si le chargement est rapide ou si le matériau est faiblement conducteur, des élévations de températures locales peuvent atteindre plusieurs centaines de degrés. Les résultats de nombreux chercheurs obtenus sur différents métaux et autres matériaux ont montré que la variation de la température de déformation peut avoir un effet déterminant sur la réponse mécanique du matériau. En effet, dans le cas des métaux, une augmentation de la température de déformation entraîne dans certains cas un changement de la microstructure. Ce dernier se manifeste par des variations de résistance du matériau qui se traduit souvent par un adoucissement thermique [7,18]. D'où, l'introduction de la température et de la vitesse de déformation dans les lois de comportement est très importante. En effet, cela permettra de traiter plusieurs problèmes pratiques incluant le couplage thermomécanique, par exemple, les problèmes d'instabilités et de localisation thermoplastiques qui surviennent dans le cas des chargements rapides.

Avant de présenter les différentes lois thermo-viscoplastiques utilisées dans la littérature, nous montrons quelques résultats bibliographiques sur la sensibilité à la température des matériaux qui nous intéressent. Dans le cas de l'acier (figure I-8), nous présentons les résultats expérimentaux obtenus par [19], pour deux vitesses de déformation différentes et plusieurs déformations nominales. Il est à noter que dans le cas des grandes vitesses, la contrainte de cisaillement est une fonction décroissante de la température. Par contre dans le cas des faibles vitesses, la nature de la courbe n'est plus monotone à cause du vieillissement dynamique [20]. Dans le cas du cuivre (figure I-9), la contrainte de cisaillement est une fonction décroissante de la température pour les deux vitesses. Il est à noter que l'érouissage est sensible à la vitesse de déformation [19]. Le même comportement que celui du cuivre est observé dans le cas de l'aluminium [21], figure I-10.

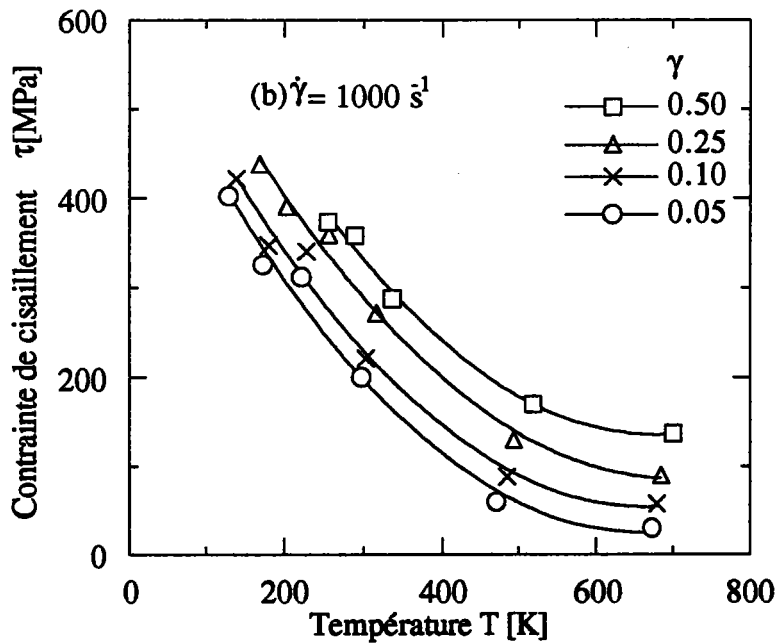
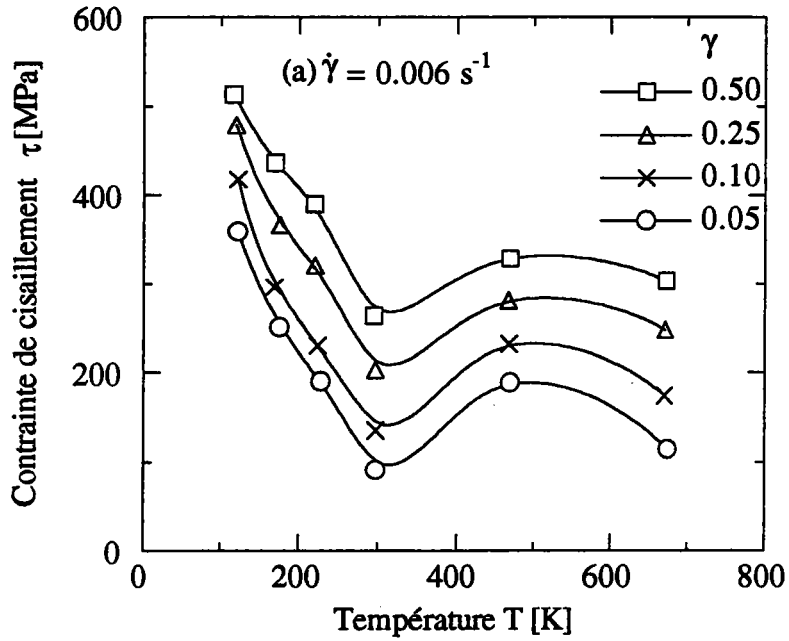


Figure I-8. Influence de la température sur la contrainte de cisaillement de l'acier, à faible et grande vitesses de déformation, d'après [19].

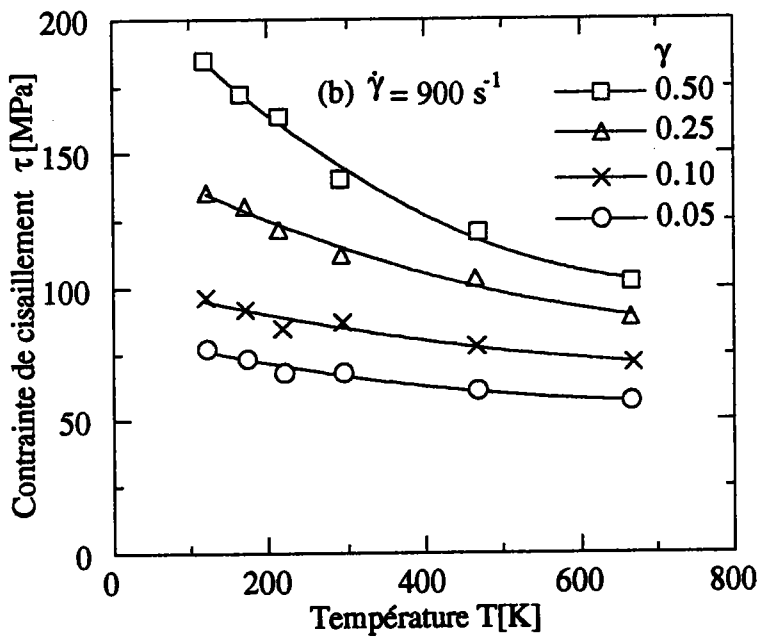
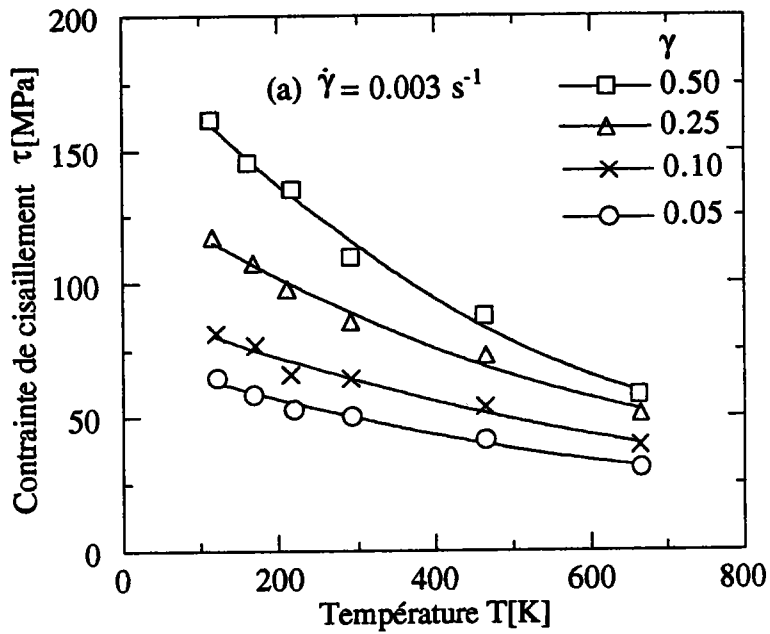


Figure I-9. Influence de la température sur la contrainte de cisaillement du cuivre, à faible et grande vitesses de déformation, d'après [19].

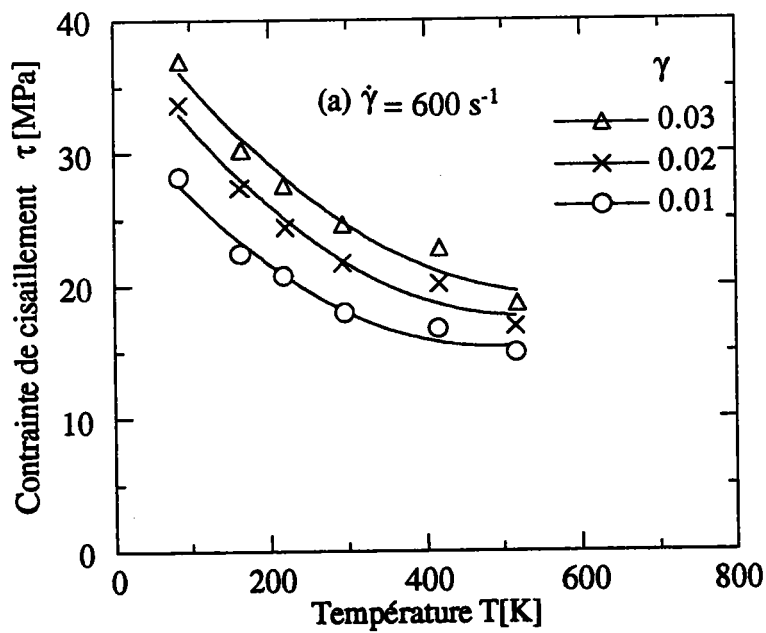
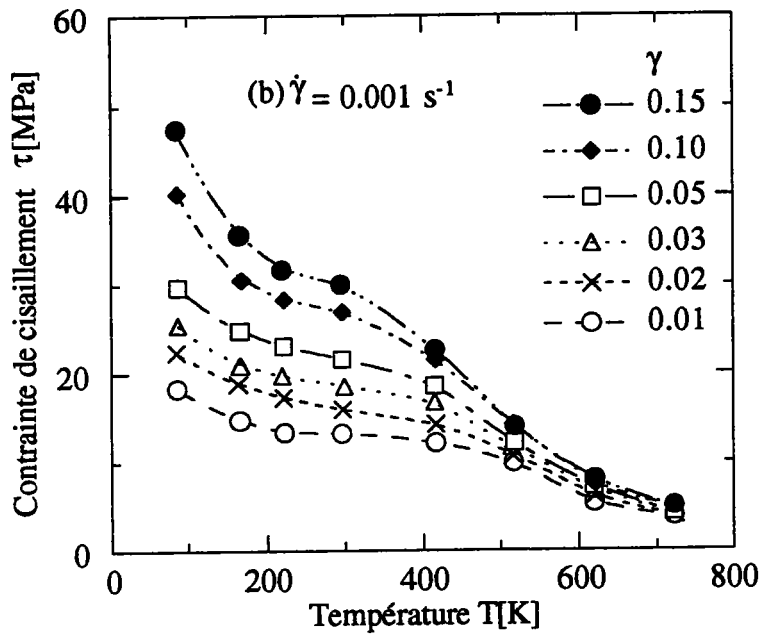


Figure I-10. Influence de la température sur la contrainte de cisaillement de l'aluminium, à faible et grande vitesses de déformation, d'après [21]

En analysant les résultats expérimentaux, il est clair que l'influence de la température dépend à la fois de la vitesse de déformation, du niveau de déformation et de la nature du matériau. Il est donc évident que l'introduction de la température dans les lois de comportement précédentes est un problème complexe et important. Cette importance est traduite par de nombreuses propositions de lois de comportement thermo-viscoplastiques que l'on rencontre dans la littérature.

I-2-4 Lois de comportement thermomécaniques

Le concept d'activation thermique de la déformation plastique offre une possibilité d'introduire la température dans une description thermo-viscoplastique des lois de comportement. Le point de départ est l'équation d'Arrhenius (I-12) :

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp\left(\frac{-\Delta H(\sigma)}{kT}\right) \quad (\text{I-12})$$

où $\Delta H(\sigma)$ est une énergie d'activation, k est la constante de Boltzmann, T la température absolue et $\dot{\epsilon}_0$ la vitesse de déformation de référence. Cette équation peut être utilisée pour caractériser la vitesse de déformation plastique et la température. Dans le cas où un seul processus activé est responsable de la déformation, ΔH peut avoir une signification physique comme énergie d'activation de ce processus [22]. Dans les domaines où plusieurs processus activés concourent au contrôle de la déformation, ΔH représente alors une énergie d'activation apparente sans signification physique directe. La notion d'énergie d'activation apparente sera néanmoins utilisée, au moyen de l'introduction d'une vitesse de déformation compensée par la température ou variable de Zener-Hollomon [7] :

$$Z = \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \exp\left(\frac{\Delta H}{kT}\right) \quad (\text{I-13})$$

Parmi les lois thermo-viscoplastiques les plus utilisées, nous avons choisi de citer :

$$\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}, T) = B\epsilon^n \dot{\epsilon}^m \exp(-AT) \quad (\text{I-14})$$

Cette loi a été utilisée dans [23-25] pour modéliser le comportement de l'acier pour des vitesses de déformation et des températures élevées.

Une tentative d'étendre l'équation (I-14) à une large gamme de température est proposée dans [25] :

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T) = \varepsilon^n \dot{\varepsilon}^m \sum_{i=1}^q B_i \exp(-A_i T) \quad (\text{I-15})$$

Plusieurs chercheurs ont utilisé des formes linéaires de température. Par exemple Litonski [26] a proposé dans le cas de l'analyse du cisaillement simple la forme suivante :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = B(1 - AT)(1 + C\dot{\Gamma})^m \Gamma^n \quad (\text{I-16})$$

où Γ , τ représentent respectivement la déformation et la contrainte de cisaillement. Kobayashi et Dodd (1988) [27] ont utilisé, quand à eux :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = B\Gamma^n \dot{\Gamma}^m (1 - AT) \quad (\text{I-17})$$

Une forme simple utilisée récemment pour simuler les instabilités plastiques [28-31] est :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = B\Gamma^n \dot{\Gamma}^m T^{-\nu} \quad (\text{I-18})$$

Il est à noter que la température, la vitesse de déformation et l'écroutissage sont souvent introduits sous la forme suivante :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = f_1(\Gamma)f_2(\dot{\Gamma})f_3(T) \quad (\text{I-19})$$

Bien que ces équations soient adaptées à plusieurs problèmes, elles négligent un facteur important démontré dans [32] et [17], à savoir le fait que m et n dépendent de la température et du niveau de déformation.

Loi de comportement thermo-viscoplastique plus générale

La loi de comportement thermo-viscoplastique de type (I-18) devient :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = B(T)(\Gamma_0 + \Gamma)^{n(T)} \dot{\Gamma}^{m(T)} \quad (I-20)$$

où $n(T)$, $m(T)$ et $B(T)$ sont respectivement le coefficient d'érouissage, la sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation et le module plastique $B(T)$ en fonction de la température. Cette dépendance de la température du coefficient d'érouissage $n(T)$ et de la sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation $m(T)$ est analysée en se basant sur une gamme de résultats expérimentaux très large dans [33]. Généralement, $B(T)$ décroît fortement en fonction de T , $n(T)$ est une fonction décroissante de T , et $m(T)$ est une fonction croissante de T , [33].

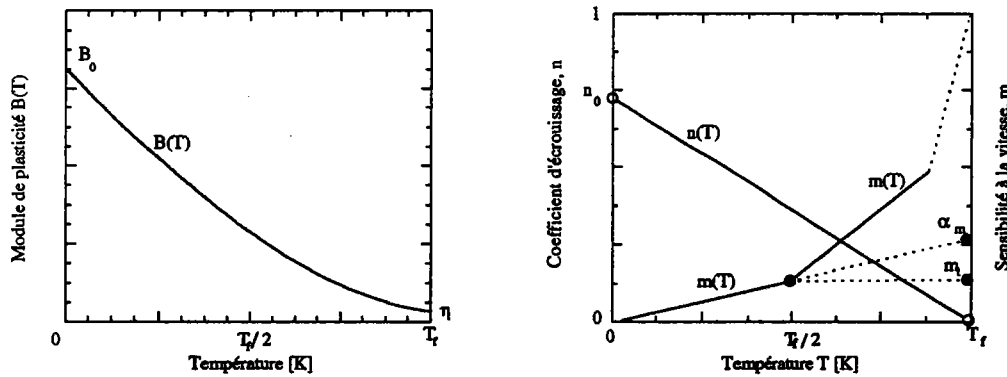


Figure I-11. Schéma de l'influence de la température sur $m(T)$, $n(T)$ et $B(T)$ dans le cas des métaux CFC, d'après [33].

Nous observons sur les figures I-10, que lorsque la température tend vers zéro, nous avons :

$$\lim_{T \rightarrow 0} B(T) = B_0; \quad \lim_{T \rightarrow 0} m(T) = 0; \quad \lim_{T \rightarrow 0} n(T) = n_0$$

et quand la température tend vers la température de fusion T_f :

$$\lim_{T \rightarrow T_f} B(T) = \eta; \quad \lim_{T \rightarrow T_f} m(T) = 1; \quad \lim_{T \rightarrow T_f} n(T) = 0$$

L'identification expérimentale de la courbe d'érouissage dans le cas des métaux polycristallins CFC permet d'explicitier la loi générale (I-20) comme précisé ci-dessous. Dans ce cas, l'équation (I-20) peut en effet être réécrite sous une forme mettant en évidence son origine physique [33]:

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, \theta) = \hat{\tau}(\Gamma, \theta) Z^{m(\theta)} \quad (\text{I-21})$$

où $\hat{\tau}$, Z et θ sont respectivement la contrainte seuil, le paramètre de Zener-Hollomon et θ la température adimensionnelle. Ils s'expriment de la façon suivante :

$$\hat{\tau}(\Gamma, \theta) = C(\theta)(\Gamma_0 + \Gamma)^{n(\theta)}$$

$$C(\theta) = c[1 - (\theta - p)\exp(q(1 - \theta))]$$

$$Z = \frac{\dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}_0^*} \exp\left(\frac{\Delta H}{kT_f \theta}\right)$$

$$\text{avec } \theta = \frac{T}{T_f}$$

$$\left. \begin{aligned} m(\theta) &= \alpha_m \theta && \text{pour } 0 < \theta < 0.5 \\ m(\theta) &= \alpha_m^* (\theta - \theta^*) && \text{pour } 0.5 < \theta < 1.0 \\ n(\theta) &= n_0 (1 - \theta) \end{aligned} \right\} \text{pour les métaux CFC}$$

$$\left. \begin{aligned} m(\theta) &= a\theta \exp(-b\theta) + \alpha_0 \theta^r \\ n(\theta) &= n_0 \frac{\mu(\theta)}{\mu_0} \\ \mu(\theta) &= \mu_0 \left[1 - \theta \exp\left(\theta_\mu \left(1 - \frac{1}{\theta}\right)\right)\right] \end{aligned} \right\} \text{pour les métaux CC}$$

Dans ces relations, ΔH et $\dot{\Gamma}_0^*$ représentent respectivement l'énergie d'activation apparente et le facteur de fréquence, $\mu(\theta)$ est une fonction prenant en compte la variation du module de cisaillement avec la température.

Nous pouvons classer les constantes du matériau en deux groupes:

- les constantes adimensionnelles:

$\Gamma_0, p, n_0, \alpha_m, \alpha_m^*$ -pour les métaux CFC

a, b, α_0 , r - pour les métaux CC

- les constantes dimensionnelles:

T_f [K], C et μ_0 [MPa], $\dot{\Gamma}_0^*$ [s^{-1}] et ΔH [eV]

Récemment, plusieurs lois de comportement basées sur l'évolution de la microstructure ont été présentées dans la littérature, notamment celles de de Gilman [34] (1965), Hart [35] (1970), de Klepaczko [36-38] (1975,1987), de Mecking et Kocks [39] (1981), Estrin et Mecking [40] (1984). Parmi les lois de comportements basées sur la théorie des dislocations, utilisées dans les nouveaux codes de calcul numériques, nous citons :

L'équation de Zerilli-Armstrong [41] (1987), valable pour les métaux CC est de la forme :

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}, \dot{\bar{\epsilon}}, T) = C_0 + C_1 \exp(-C_3 T + C_4 T \log \dot{\bar{\epsilon}}) + C_5 \bar{\epsilon}^n \quad (I-22)$$

où $\bar{\sigma}$, $\bar{\epsilon}$ et $\dot{\bar{\epsilon}}$ sont respectivement la contrainte équivalente, la déformation équivalente et la vitesse de déformation équivalente. C_0 , C_1 , C_2 , C_4 et C_5 sont des constantes et T la température absolue.

Pour les métaux CFC, elle est de la forme suivante :

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}, \dot{\bar{\epsilon}}, T) = C_0 + C_2 \bar{\epsilon}^{\frac{1}{2}} \exp(-C_3 T + C_4 T \log \dot{\bar{\epsilon}}) \quad (I-23)$$

La contrainte limite initiale C_0 est supposée indépendante de la vitesse de déformation et de la température.

Cependant, la loi de comportement de Zerilli-Armstrong reste difficile à utiliser. C'est pour cela que certains auteurs préfèrent utiliser la loi phénoménologique de Johnson-Cook [17] (1983) qui est de la forme suivante :

$$\bar{\sigma}(\bar{\epsilon}, \dot{\bar{\epsilon}}, T) = (A + B \bar{\epsilon}^n) \left\{ 1 + C \log \dot{\bar{\epsilon}}^* (1 - T^{*m}) \right\} \quad (I-24)$$

avec : $\dot{\bar{\epsilon}}^* = \dot{\bar{\epsilon}} / \dot{\bar{\epsilon}}_0$ et $T^* = (T - T_{amb}) / (T_f - T_{amb})$ tel que $0 \leq T^* \leq 1$

où $\dot{\bar{\epsilon}}^*$ est la vitesse déformation équivalente adimensionnelle et T^* est la température adimensionnelle. $\dot{\bar{\epsilon}}_0$, T_{amb} et T_f sont respectivement la vitesse de déformation équivalente de référence, la température ambiante et la température de fusion. Enfin, A, B, C, n et m sont des constantes du matériau.

Le but de ce travail, n'est pas d'établir de nouvelles lois de comportement, mais d'une part, de donner un aperçu sur les formulations des lois de comportement thermomécanique et de montrer la difficulté posée par le couplage thermomécanique, d'autre part, d'étudier l'effet de la géométrie de l'éprouvette et de la vitesse de déformation sur l'évolution de ce couplage, enfin, de déterminer dans quelles conditions ce dernier est à l'origine du déclenchement des instabilités plastiques.

I-3 L'INSTABILITÉ THERMOPLASTIQUE EN TORSION ET EN DOUBLE CISAILLEMENT

I-3-1 Caractéristiques des bandes de cisaillement adiabatiques

Bien que l'écoulement plastique soit non homogène à l'échelle microscopique, sa réponse macroscopique est homogène dans un large domaine de déformation. Cependant à certains stades de la déformation plastique, cette réponse peut devenir instable. Dans le cas du cisaillement, cet état instable est caractérisé par un écrouissage négatif qui peut souvent entraîner une intense localisation de la déformation et de la température dans les bandes de cisaillement adiabatiques (B.C.A.). Celles-ci sont observées dans plusieurs matériaux et sous plusieurs types de chargement dynamiques et leur formation est un phénomène de ruine catastrophique d'un intérêt très pratique car il correspond souvent à un précurseur de rupture [42-45]. La déformation de cisaillement dans les B.C.A. est de l'ordre de 1 à 100 [46], etc. La vitesse locale de déformation atteinte dans ces zones est de l'ordre de 10^4 à 10^6 s⁻¹. Duffy et col. [46] ont pu faire des mesures directes de températures à l'intérieur des B.C.A.. Celles-ci s'élèvent de plusieurs centaines de degrés. La largeur des bandes est de l'ordre de 10 µm dans les alliages d'aluminium et les aciers durs ; par contre pour les matériaux ductiles "très plastiques" celle-ci s'élève à 100 µm. Il existe deux classes de B.C.A.: la première, dite bande déformée est caractérisée par une déformation plastique localisée; la seconde dite bande de transformation, présente en plus un changement de la microstructure. Les bandes déformées sont observées dans le cas de l'aluminium, de ses alliages sous impact et dans d'autres métaux non ferreux et les aciers doux. La figure I-13 montre une B.C.A. déformée ayant une largeur de 40 µm. Les bandes avec transformation de la microstructure sont obtenues dans des alliages de titanium et des aciers ayant un pourcentage de carbone élevé. La figure I-14 montre une bande avec transformation de la microstructure.

Figure I-13. Une B.C.A. déformée dans le cas d'impact avec une vitesse de 311m/s sur un échantillon d'alliage d'aluminium, [47].

Figure I-14. Une B.C.A. avec transformation de la microstructure obtenue à l'aide des barres de Hopkinson sur un échantillon d'acier 25 CD, d'après [48].

Nous pouvons classer les facteurs ayant une influence importante sur la formation des B.C.A. en quatre catégories :

(1)- les propriétés physiques du matériau :

La densité ρ , la chaleur spécifique C_v , la conductivité thermique ;

(2)- les propriétés mécaniques :

* Le taux d'écrouissage à vitesse de déformation $\dot{\Gamma}$ et à température T

$$\text{constantes } \vartheta = \left. \frac{\partial \tau}{\partial \dot{\Gamma}} \right]_{\dot{\Gamma}, T} ;$$

* La variation de l'adoucissement thermique à déformation Γ et à vitesse de

$$\text{déformation } \dot{\Gamma} \text{ constantes } A = - \left. \frac{\partial \tau}{\partial T} \right]_{\Gamma, \dot{\Gamma}} ;$$

* La variation de la sensibilité à la vitesse de déformation, à déformation Γ et à

$$\text{température T constantes } \eta = \left. \frac{\partial \tau}{\partial \dot{\Gamma}} \right]_{\Gamma, T} ;$$

(3)- les conditions initiales :

T_i et $\dot{\Gamma}_i$, où T_i est la température absolue et $\dot{\Gamma}_i$ initiale est la vitesse de déformation initiale et les conditions de chargement par exemple, les défauts thermiques et géométriques, la vitesse d'impact, etc ;

(4)- la microstructure du matériau :

Inclusions, textures cristallographiques, précipités, imperfections...

Par la suite, nous allons nous intéresser uniquement à l'étude de l'influence des trois premières catégories.

I-3-2 Quelques critères sur les conditions de développement des instabilités et de la localisation thermoplastiques

I-3-2-1 Quelques critères sur les conditions de développement des instabilités thermoplastiques

Deux approches fondamentales sont utilisées. La première se base dans le cas de la traction sur le critère classique de force maximum et dans le cas du cisaillement sur celui de contrainte maximale.

Dans le cas de la traction, Considere (1885), [49] a étudié la compétition qui s'établit entre l'adoucissement géométrique dû à la diminution de section de l'éprouvette dans le cas de la striction, et l'écrouissage du matériau. Cela permettait de déterminer la déformation critique de localisation pour un matériau insensible aux effets de la vitesse de déformation et aux effets thermiques.

Le critère est formulé par:

$$dF = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \sigma \quad (\text{I-25})$$

L'effet de la température a été introduit par la suite par Hart (1967), [50], Jonas et col. (1976), [51], puis Ferron (1982), [52] a analysé l'effet du couplage thermomécanique pendant la formation la striction.

Dans le cas du cisaillement Recht (1964), [53] a par la suite appliqué le critère basé sur le principe de contrainte maximale, en introduisant la sensibilité à la vitesse de déformation. Le critère est formulé par :

$$d\tau=0 \quad \text{ou} \quad \frac{d\tau}{d\dot{\Gamma}} = 0 \quad (\text{I-26})$$

où τ est la contrainte de cisaillement.

En s'appuyant sur l'hypothèse de Recht, Culver [54] a élargi ce critère au cas où le processus de déformation n'est pas rigoureusement adiabatique. Puis le modèle de Culver a été généralisé à partir de la condition d'instabilité $d\tau=0$. Ainsi, de nombreux auteurs ont proposé plusieurs critères d'instabilités qui diffèrent selon la nature du matériau et du type de chargement [55].

La seconde approche se base sur les conditions cinématiques de la déformation en introduisant un défaut géométrique initial du matériau déformé : elle est connue sous le nom de Marciniak-Kuczynski [56]. Les imperfections géométriques développent différents taux de déformations locales. C'est pourquoi, les conditions de M-K sur l'instabilité peuvent se formuler à l'aide du gradient de vitesse de déformation. L'approche de M-K est très utile dans l'analyse de la formulation des B.C.A. et pour le cas qui nous intéresse : la torsion rapide des éprouvettes tubulaires sous conditions adiabatiques.

Dans le cas où nous négligeons les déformations élastiques, les effets de la sensibilité à l'histoire de la vitesse de déformation et de la température, ainsi que l'évolution de la microstructure du matériau testé, alors la contrainte de cisaillement τ devient $\tau = f(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)$, sa variation lors de l'essai peut s'écrire:

$$d\tau = \left. \frac{\partial \tau}{\partial \Gamma} \right]_{\Gamma, T} d\Gamma + \left. \frac{\partial \tau}{\partial \dot{\Gamma}} \right]_{\Gamma, T} d\dot{\Gamma} + \left. \frac{\partial \tau}{\partial T} \right]_{\Gamma, \dot{\Gamma}} dT \quad (\text{I-27})$$

Le critère de contrainte maximum nécessite $d\tau = 0$, ce qui correspond au point où l'adoucissement thermique l'emporte sur l'écroutissage et la sensibilité à la vitesse de déformation.

La sensibilité à la vitesse de déformation est souvent appréciable seulement à partir d'un certain niveau de vitesses de déformation. Par conséquent, elle est souvent négligeable devant l'écroutissage. C'est le cas dans l'étude de Recht [53] qui considère qu'il y a instabilité de l'écoulement plastique chaque fois que la contrainte passe par un maximum. Cette condition critique s'écrit:

$$\left. \frac{\partial \tau}{\partial \Gamma} \right]_{\Gamma, T} = - \left. \frac{\partial \tau}{\partial T} \right]_{\Gamma, \dot{\Gamma}} \frac{dT}{d\Gamma} \quad \text{avec} \quad d\dot{\Gamma} = 0 ; \dot{\Gamma} = \text{constante} \quad (\text{I-28})$$

Pour une déformation adiabatique, l'augmentation de température dT due au travail plastique est :

$$dT = \beta \frac{\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) d\Gamma}{\rho(T) C_v(T)} \quad (\text{I-29})$$

où $\rho(T)$ est la densité du matériau, $C_v(T)$ la chaleur spécifique à volume constant et β la fraction de travail converti en chaleur, appelée aussi coefficient de Taylor-Quinney $0.85 \leq \beta \leq 0.95$ [57]. Si $d\dot{\Gamma} = 0$ donc $\dot{\Gamma} = \text{constante}$ alors, le rapport des équations (I-28) et (I-29) donne :

$$\frac{\beta}{\rho(T) C_v(T)} \left(\frac{-\partial \tau}{\partial \Gamma} \right)_{\Gamma, \dot{\Gamma}} = \frac{1}{\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)} \left(\frac{\partial \tau}{\partial \Gamma} \right)_{\dot{\Gamma}, T} = 1 \quad (\text{I-30})$$

En utilisant la loi de comportement de type $\tau(\Gamma) = B\Gamma^n$ caractéristique des matériaux insensibles à la vitesse de déformation, nous avons la déformation critique d'instabilité.

$$\Gamma_c = \frac{n\rho C_v}{\beta \left(\frac{-\partial \tau}{\partial \Gamma} \right)} \quad (\text{I-31})$$

Cette formule est connue sous le nom du critère de Culver (1973), [54]. La conduction thermique n'a pas été prise en compte. Au cours de tous les essais à grandes vitesses de déformation, il y a apparition de la localisation à cause du couplage thermomécanique. Les matériaux fragiles tels que les alliages de titane cassent dès l'apparition de cette instabilité, [19]. Pour, les matériaux ductiles tel que le cuivre, la rupture survient très tard après le déclenchement de l'instabilité.

En résumé, à chaque type de lois de comportement, nous avons une la condition d'instabilité basée sur le critère $d\tau = 0$. Les différentes conditions sont présentées dans [55].

Dans le cas où la contrainte d'écoulement dépend de la température et de la vitesse de déformation de la manière suivante :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = B(T)(\Gamma_0 + \Gamma)^n \dot{\Gamma}^m \quad (I-32)$$

la déformation critique de l'instabilité adiabatique s'écrit :

$$\Gamma_c = \left[\frac{n\rho C_v(T)}{\beta \dot{\Gamma}^m \left(-\frac{\partial B}{\partial T}\right)} \right]^{\frac{1}{n+1}} \quad (I-33)$$

Il est possible d'analyser l'influence de quelques facteurs sur la déformation critique. Le rôle positif du durcissement a été bien étudié dans [58]. Les grandes valeurs de ρ et C_v font croître Γ_c . Un facteur plus important est $B(T)$ et sa dérivée

partielle $\frac{\partial B}{\partial T}$. Les valeurs de $B(T)$ décroissent rapidement en fonction de T , par

conséquent $\frac{\partial B}{\partial T}$ est négative. Ceci est le comportement typique, mais on sait que

pour des matériaux qui présentent un vieillissement dynamique dans certaines régions de températures et de vitesses de déformation, $\frac{\partial B}{\partial T}$ peut être positive [20].

Un autre facteur important de cette formulation est qu'elle permet d'introduire l'effet de la vitesse de déformation sur la déformation critique. En effet, bien que dans le calcul de Γ_c la vitesse de déformation soit constante, le terme $\dot{\Gamma}^m$ doit être considéré comme un paramètre dans le calcul. Pour une valeur positive de m , une augmentation de la vitesse de déformation diminue la déformation de cisaillement critique Γ_c .

Bien que le critère de contrainte maximale soit utile dans plusieurs problèmes de formation des B.C.A. , il est à noter que l'information donnée par ce critère reste limitée. En effet, tout d'abord un certain nombre de suppositions sont imposées telle que le processus de déformation adiabatique pur.

Par exemple dans le cas du cisaillement simple, la résolution du système mathématique modélisant le problème donne des solutions homogènes $\dot{\Gamma}_h$ et τ_h . Celles-ci dépendent du temps donc ne sont pas stationnaires. Le problème de stabilité des solutions homogènes a été abordé dans [28, 59-61]. Ce problème a été résolu par la méthode des perturbations linéaires introduite par Fressengeas et Molinari en cherchant l'existence et l'évolution de solutions non homogènes de la forme, la loi de comportement utilisé étant du type (I-18) :

$$\begin{Bmatrix} \Gamma \\ \tau \\ T \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \Gamma_* \\ \tau_* \\ T_* \end{Bmatrix} \exp(\alpha t + i\zeta z) \quad (I-34)$$

où Γ_* , τ_* et T_* sont les amplitudes des perturbations, ζ et α sont respectivement le nombre d'ondes et l'inverse du temps caractéristique.

la solution (pour $\alpha > 0$) obtenue est :

$$B > 1 + 2C$$

$$\text{avec } B = \frac{\beta \tau_h A}{\rho C_v \vartheta} ; C = \sqrt{\frac{\beta \kappa A \dot{\Gamma}_h}{\rho C_v^2 \vartheta}} \quad (I-35)$$

où κ , β , ρ et C_v sont respectivement la conductivité thermique, le coefficient de Taylor-Quinney, la densité et la chaleur spécifique à volume constant. ϑ et A caractérisent respectivement le taux d'écroissage et l'importance de l'adoucissement thermique. Ils sont Précédemment définis dans la page 26.

Pour les métaux $C=10^{-9} \dot{\Gamma}_h$, $C \ll 1$, donc le critère d'instabilité devient identique à celui de la contrainte maximale.

En faisant tendre κ vers 0, nous retrouvons l'hypothèse d'adiabaticité. le critère d'instabilité devient :

$$B > 1 \quad (I-36)$$

et la vitesse maximale de croissance de cette instabilité est obtenue pour:

$$\alpha_{\max} = \frac{\beta\tau_h A - \rho C_v \vartheta}{\rho C_v \eta} \quad (I-37)$$

η caractérise la variation de la sensibilité à la vitesse de déformation définie dans la page 23.

Dans le cas où le matériau est non écrouissable : $\vartheta=0$, le critère d'instabilité est :

$$\beta\tau_h A > \kappa\eta k^2 \quad (I-38)$$

et la vitesse maximale de la croissance de l'instabilité est obtenue pour :

$$\alpha_{\max} < \frac{\beta\tau_h A}{\rho(\kappa + C_v \eta)} \quad (I-39)$$

Par conséquent, l'inertie, la conductivité thermique et la sensibilité à la vitesse retardent la croissance, alors que l'adoucissement thermique l'accélère.

Les vitesses de développement obtenues avec l'analyse des perturbations linéaires ne sont valables que pour un temps très court après l'instabilité. Cette méthode ne peut donc pas prévoir l'évolution des bandes de cisaillement.

En résumé, une augmentation de la vitesse de déformation (adiabaticité) entraîne le déclenchement rapide de l'instabilité. Ensuite la sensibilité à la vitesse apparaît comme un facteur stabilisant dans la localisation (Figure I-15)

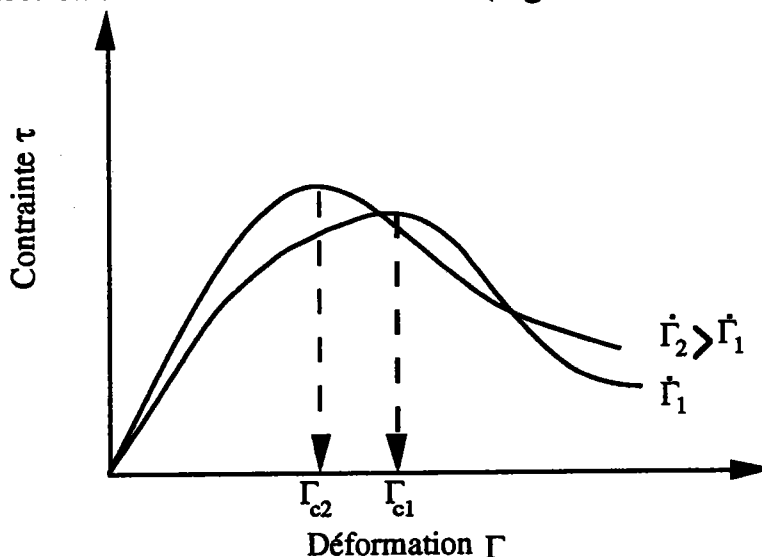


Figure I-15. Schéma illustrant l'effet de la sensibilité à la vitesse de déformation sur le déclenchement de l'instabilité et la localisation.
I-3-2-2 Quelques critères de localisation des B.C.A.

Le problème posé est, d'une part, comment définir la localisation, d'autre part, déterminer le mécanisme fondamental qui est à l'origine des B.C.A.. Ainsi les conditions de localisation proposées dans la littérature dépendent de la manière d'introduire la notion de localisation. Parmi les résultats obtenus avec la loi de comportement suivante :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = B\Gamma^n \dot{\Gamma}^m T^{-v}$$

τ étant constante à partir de l'obtention des déformations non homogènes jusqu'à l'apparition de la localisation. Nous avons la condition de localisation d'après :

$$\Gamma_1 = \frac{\rho C_v (m+n) T}{v \tau} \quad (I-40)$$

Il est à noter l'effet stabilisant de la sensibilité à la vitesse sur la localisation alors que l'équation (I-33) traduit son effet déstabilisant sur le déclenchement de l'instabilité.

Molinari et Clifton [43] ont traité le problème de la localisation du cisaillement différemment, en supposant que le processus de déformation est quasi-statique, avec la contrainte de cisaillement uniforme le long du tube. Après calcul mathématique, la condition de localisation devient :

$$n+m-v < 0 \quad (I-41)$$

Cette condition de localisation implique que l'adoucissement thermique l'emporte sur l'érouissage et la vitesse de déformation.

Fressengeas et Molinari [30] ont proposé l'analyse des perturbations relatives pour modéliser la localisation. Ils ont montré que le critère d'instabilité est :

$$n-v < 0 \quad (I-42)$$

et ont retrouvé le même critère de localisation que Molinari et Clifton donné par l'équation I-41. Nous remarquons qu'il peut y avoir instabilité sans localisation.

Il est certain que les méthodes analytiques apportent un grand nombre de renseignements sur les instabilités dues au couplage thermomécanique. Mais elles ne peuvent pas traiter des problèmes de géométrie complexe ni rendre compte de l'effet du couplage thermomécanique dans les lois de comportement. D'où l'intérêt des méthodes numériques, Litonski (1977), [26] a analysé l'évolution de la déformation d'un tube à géométrie non homogène soumis à la torsion. Pour cela il a utilisé la loi de comportement thermo-viscoplastique (I-16). Il a montré que lorsque le couple atteint un maximum, la vitesse de déformation $\dot{\Gamma}_B$ de la zone mince du

tube augmente rapidement, par contre la vitesse de déformation $\dot{\Gamma}_A$ de la zone uniforme s'annule (Figure I-16). Ce qui implique que la déformation plastique et la température soient extrêmement élevées dans la zone B alors qu'elles sont homogènes dans la zone A. Ce qui explique l'adoucissement thermique observé sur la courbe d'écroutissage dans la zone B.

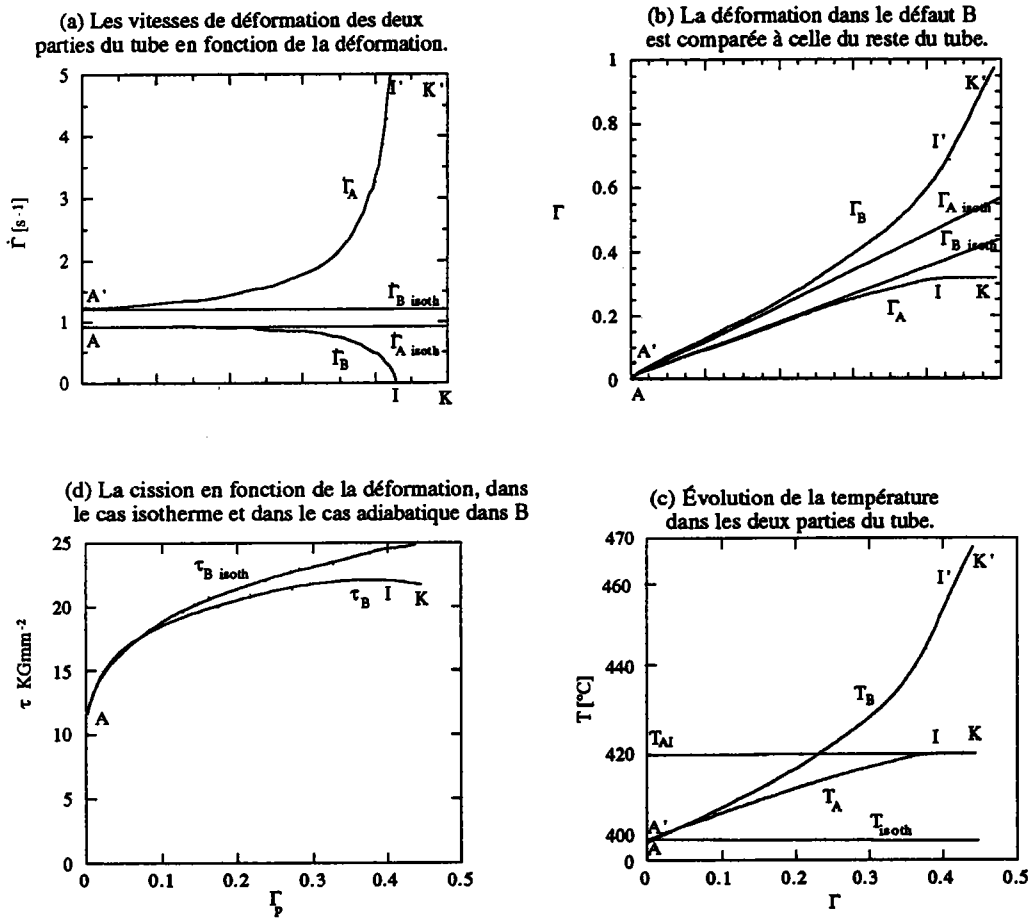


Figure I-16. Comparaison des courbes isothermes et adiabatiques, d'après [26].

Costin et col. (1979), [12] ont utilisé le modèle de Litonski et ont comparé ses résultats numériques à leurs résultats expérimentaux. Ces résultats ont été obtenus à l'aide des barres de Hopkinson en torsion sur des tubes en acier. Des traits fins ont été préalablement tracés sur la surface intérieure du tube. Ils ont observé que la déformation reste homogène pour un tube d'acier laminé à chaud HRS (Hot Rolled Steel). Par contre, une bande de cisaillement apparaît dans le cas d'un acier laminé à froid CRS (Cold Rolled Steel). Les paramètres du matériau ont été déterminés par extrapolation des données expérimentales obtenues dans des conditions quasi-statiques. A l'aide du modèle de Litonski, des résultats numériques en accord avec l'expérience ont été trouvés figure I-17 :

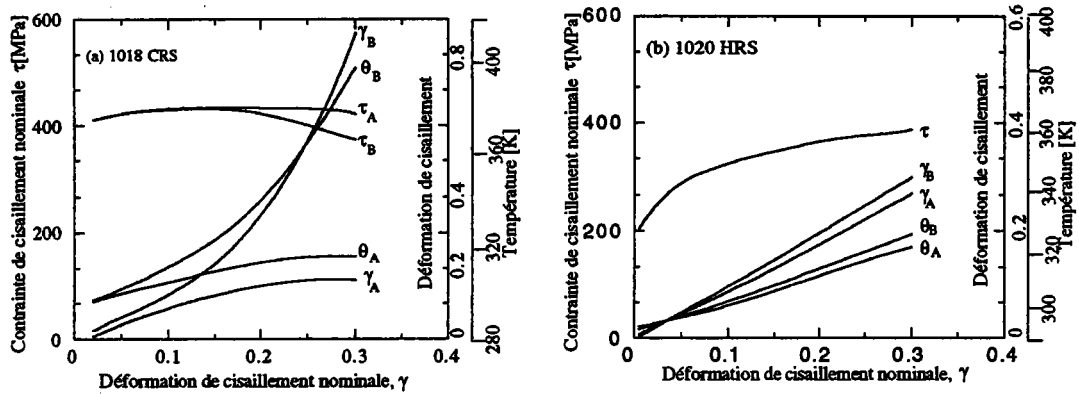


Figure I-17. Calcul de la déformation et de la température dans la partie B comparées aux mêmes fonctions dans le reste du tube à l'aide du modèle de Litonski, d'après [12].

Les inconvénients de l'approche de Litonski sont d'une part, la supposition d'un processus de déformation adiabatique, d'autre part la géométrie discontinue du tube.

Johnson (1981), [42], Litonski (1985), [62] et Burns(1990), [63] ont montré que dans le cas d'un tube sans défaut géométrique initial, il est possible d'obtenir des instabilités thermoplastiques à cause du défaut thermique produit par la conduction de la chaleur. Pour simuler la torsion du tube mince, Johnson a utilisé une loi de comportement thermo-viscoplastique de la forme :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = K_T (a_0 + a\Gamma^n) \left(1 + b \log\left(\frac{\dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}_0}\right)\right) \quad (I-43)$$

où K_T est le terme caractérisant l'adoucissement thermique, il est supposé être une fonction bilinéaire de la température de la forme :

$$K_T = \begin{cases} a_1 T + a_2 & \text{pour } T_0 \leq T \leq T_1 \\ a'_1 T + a'_2 & \text{pour } T_1 \leq T \leq T_2 \end{cases}$$

Nous présentons ci-dessous les résultats de cette simulation numérique.

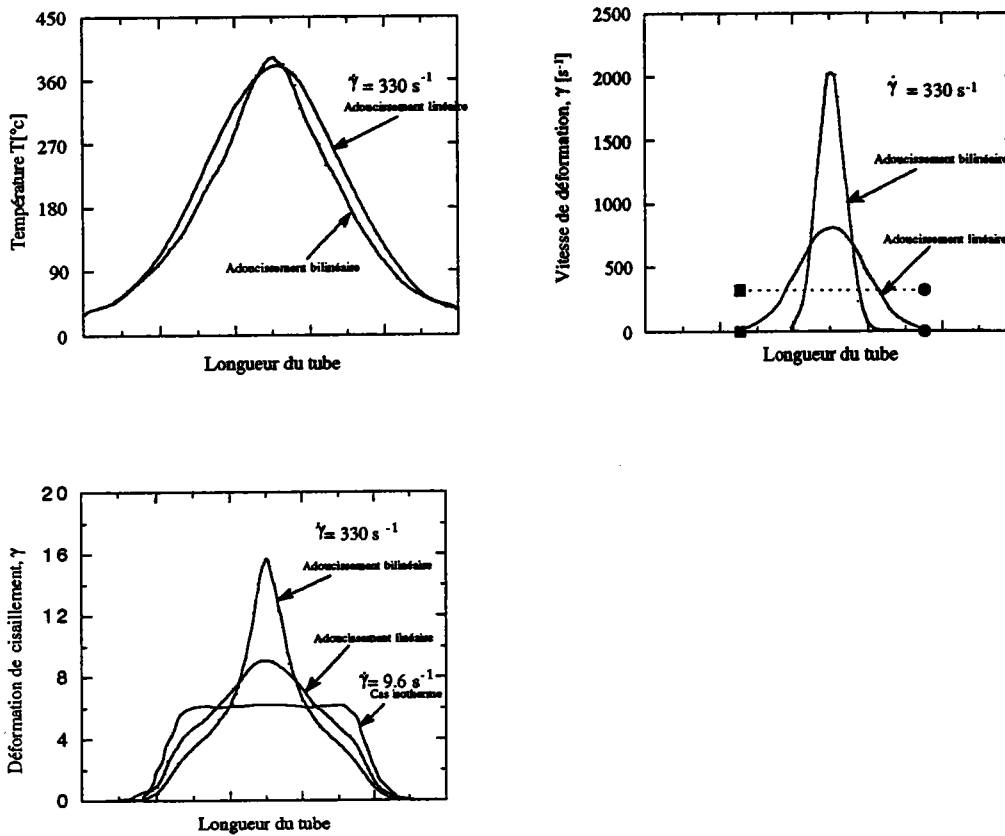


Figure I-18 . Évolution de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température le long d'un tube de cuivre de longueur utile $L=3.18$ mm, pour une déformation moyenne égale à 7, d'après [42].

Il apparaît que la déformation de cisaillement le long de l'axe du tube reste uniforme pour $\dot{\Gamma} = 9.6 \text{ s}^{-1}$. Pour $\dot{\Gamma} = 330 \text{ s}^{-1}$, la déformation de cisaillement n'est plus uniforme et un maximum est obtenu au centre du tube. Pour K_T une fonction linéaire de la température, le maximum obtenu est $\Gamma_{\text{max}} = 9.0$ et avec une forme bilinéaire $\Gamma_{\text{max}} = 15.6$. Nous observons dans les mêmes conditions de chargement un comportement similaire de la vitesse de déformation de cisaillement. Les maxima obtenus sont $\dot{\Gamma}_{\text{max}} = 823 \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\Gamma}_{\text{max}} = 2079 \text{ s}^{-1}$. Il est donc clair qu'une instabilité thermomécanique s'est produite et la déformation s'est localisée au centre du tube. A noter qu'aucun défaut géométrique n'a pas été introduit préalablement. L'initiation de l'instabilité est due à l'effet de l'échauffement non homogène. Par contre Burns a utilisé une loi de comportement thermo-visco-élasto-plastique de la forme :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = (\Gamma_e + \Gamma)^n + m \frac{T}{T_0} \log \dot{\Gamma} - v \left(\frac{T}{T_0} - 1 \right) \quad (\text{I-44})$$

où n , m , v , Γ_e et T_0 sont respectivement le coefficient d'écrouissage, la sensibilité à la vitesse, le paramètre de l'adoucissement thermique, la limite de la déformation élastique et la température initiale.

Burns a résolu numériquement le problème du cisaillement simple, avec des conditions aux limites en vitesses non homogènes ; la déformation et la température initiales sont homogènes. Les résultats obtenus sont donnés par la figure I-19. On observe que pour une vitesse de déformation nominale $\dot{\Gamma}_n = 1600 \text{ s}^{-1}$ et pour une déformation nominale $\Gamma_n = 0.8$, il y a formation d'instabilités thermoplastiques au centre du tube. Le maximum atteint en température locale est de 570 K et celui de la déformation locale est de 3.5.

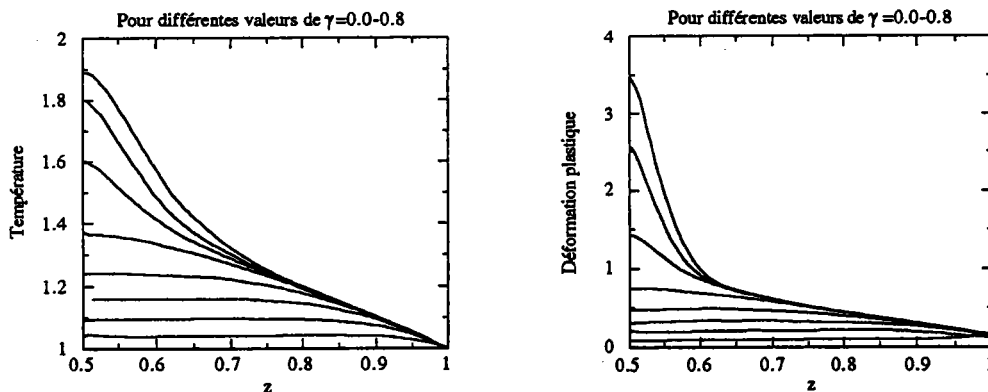


Figure I-19 . Évolution de la déformation et de la température le long d'un tube d'acier 1018 CRS, pour des valeurs de la déformation nominale allant de 0.0 à 0.8 avec incrément de 0.1, d'après [63].

Burns a prouvé, grâce à ce travail, que dans le cas de la torsion à grandes vitesses de déformation, une localisation de la déformation peut se produire sans introduire aucun défaut géométrique ou thermique initial. Cela est dû au couplage thermomécanique dans des conditions aux limites et de chargement précises. Cependant, on note que le transfert et la production de la chaleur dépendent des conditions de chargement mais aussi de la géométrie du tube mince. Il est donc nécessaire de déterminer pour chaque longueur du tube dans quelles conditions il est possible d'obtenir la localisation de la déformation.

I-4 TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES EN CISAILLEMENT RAPIDE

I-4-1 Introduction

Il existe deux raisons essentielles pour étudier le comportement des matériaux à grandes vitesses. D'une part, l'ingénieur rencontre de plus en plus des situations mettant en jeu ces types de chargement soit par accident, soit parce que les structures doivent supporter des conditions de chargement extrêmes. D'autre part, les nouvelles techniques de mise en forme montrent que les effets thermiques jouent un rôle prépondérant dans le processus de déformation plastique du matériau. La possibilité de tester les matériaux dans des gammes de grandes déformations et grandes vitesses de déformation est donc très utile pour comprendre les mécanismes fondamentaux de l'écoulement plastique des matériaux.

Les dispositifs expérimentaux permettant d'effectuer de tels essais peuvent être divisés en deux types :

- a) Les dispositifs hydrauliques asservis en boucle fermée permettant des sollicitations uniaxiales et biaxiales à des vitesses de déformation faibles et intermédiaires ;
- b) Le second type, de loin le plus utilisé, est celui des barres de Kolsky [6] (dispositif d'Hopkinson modifié) dans ses trois versions : torsion, compression et traction, pour atteindre des vitesses de déformations telles qu'il peut s'en manifester dans le cas d'impacts.

Dans cette deuxième famille d'expériences, on soumet brusquement une tige longue de forme cylindrique à une contrainte uniaxiale en traction, en compression ou en cisaillement simple par torsion (de préférence sur éprouvette tubulaire afin de réaliser une contrainte sensiblement uniforme suivant la longueur).

L'idée principale de Kolsky (1949) est de prendre en sandwich l'échantillon entre deux barres longues de Hopkinson parfaitement alignées. L'analyse de la propagation d'ondes élastiques de compression à travers le système barre d'entrée/échantillon/barre de sortie, permet de calculer la relation contrainte-déformation de l'échantillon $\sigma(\epsilon)$ [6].

Les développements et les applications basés sur cette technique originale de Kolsky sont dus en compression à Krafft et col [64], Campbell et col. [65], Lindholm [66] etc...

L'influence de l'inertie radiale de l'éprouvette et des frottements de l'interface éprouvette/barre introduits par l'utilisation des barres de Kolsky en compression est

toujours un problème en ce qui concerne les impacts axiaux. Ce problème a amené Duffy et col. [67], Lewis et Campbell [68], Eleiche et Duffy [21], Klepaczko [36] à introduire la technique des barres de Kolsky en torsion. Le chargement est accompli par la propagation d'ondes de torsion à travers la barre d'entrée, l'échantillon puis la barre de sortie. La mesure des amplitudes des ondes se fait sur des barres des deux côtés de l'échantillon. L'analyse de Kolsky [6,69] montre que la mesure de la portion de l'onde transmise à travers l'échantillon permet de déterminer la contrainte axiale à laquelle ce dernier est soumis, tandis que la portion réfléchie permet de déterminer la vitesse de déformation. Suivant l'appareillage utilisé, la mise en charge est appliquée à l'éprouvette durant des laps de temps n'excédant pas 1ms. Le développement des capteurs de mesure de déformation (jauges à fil et jauges optiques) a permis d'effectuer des mesures nombreuses et précises, et de déduire de ces essais des données sur le comportement dynamique de divers matériaux.

I-4-2 Dispositif de barres de Kolsky adapté en torsion.

L'analyse de la propagation des ondes de torsion a été étudiée au début par Baker et col. [70] Yew et col. [71] sur les barres de Hopkinson en torsion. Plus tard, cette technique a été développée par Duffy et col. [67], Campbell et col. [65, 68] sur un dispositif basé sur un principe similaire à celui du chargement axial de Kolsky. Ce dispositif est appelé Split Hopkinson Torsional Bar, (S H T B). A l'aide de celui-ci, ils ont montré que la contrainte de cisaillement et la vitesse de déformation de cisaillement peuvent être déterminées à partir de la génération d'ondes par détonation d'explosif. Le problème rencontré par la détonation d'explosif est que l'onde incidente est irrégulière et que la déformation plastique atteinte dans l'échantillon plastique est limitée. Dans la nouvelle version du dispositif S H T B, la détonation d'explosif a été remplacée par le stockage d'énergie élastique par l'intermédiaire d'un système de blocage [68, 71]. voir figure I-20. Il présente deux avantages essentiels :

- a) Sa rigidité vis à vis de tout glissement de la barre d'entrée lors de son chargement, permettant ainsi un stockage parfait de l'énergie élastique nécessaire pour générer une onde de torsion. Ce qui se traduit par la propagation d'une onde incidente à amplitude constante.
- b) L'élimination de l'explosion et sa facilité d'utilisation, en particulier la rupture de sa vis entaillée.

Dans le cas de la torsion, généralement, le choix de l'échantillon est un tube mince et de longueur utile ne dépassant pas 5 mm. Ce choix permet de négliger

l'influence de la longueur de l'échantillon devant celles des barres et donc de simplifier le calcul de la contrainte, de la vitesse de déformation et de la déformation. Or dans le cas de la déformation en cisaillement, la déformation est directement liée à la longueur du tube, de plus l'influence mécanique et thermique des barres sur le tube dépend de la longueur du tube ; il est donc intéressant de déterminer avec précision l'influence de la longueur utile du tube sur le comportement du matériau.

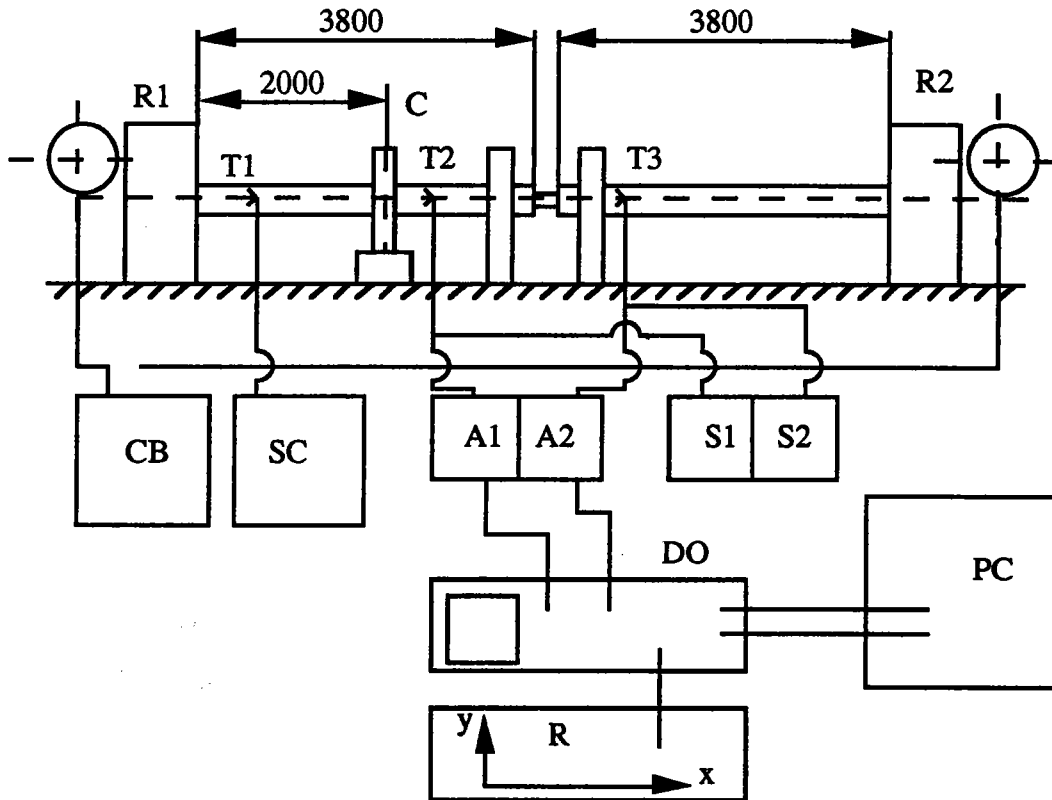


Figure I-20. Dispositif de torsion type Hopkinson, version LPMM, d'après [72].

I-4-3 La technique des essais de double cisaillement

La nouvelle technique expérimentale du double cisaillement a été inventée pour étudier le comportement dynamique des matériaux dans le domaine des grandes vitesses de déformation. La première configuration initiale [1] est basée sur la technique des barres d'Hopkinson sauf que, la barre de sortie est remplacée par un tube qui joue le rôle de support de l'éprouvette. Cette dernière est chargée par une barre. Cette technique a été améliorée dans [73] en chargeant l'éprouvette avec un projectile (impact direct)

Les avantages de la configuration basée sur l'impact direct sont :

- * Elle permet d'atteindre de grandes vitesses de déformation de 10^3 s^{-1} à 10^5 s^{-1} avec des vitesses de projectile modérées de 1 ms^{-1} à 200 ms^{-1} ;
- * Le chargement par impact direct élimine le temps de montée entre l'onde incidente sur la barre d'entrée et l'onde transmise sur la barre de sortie.

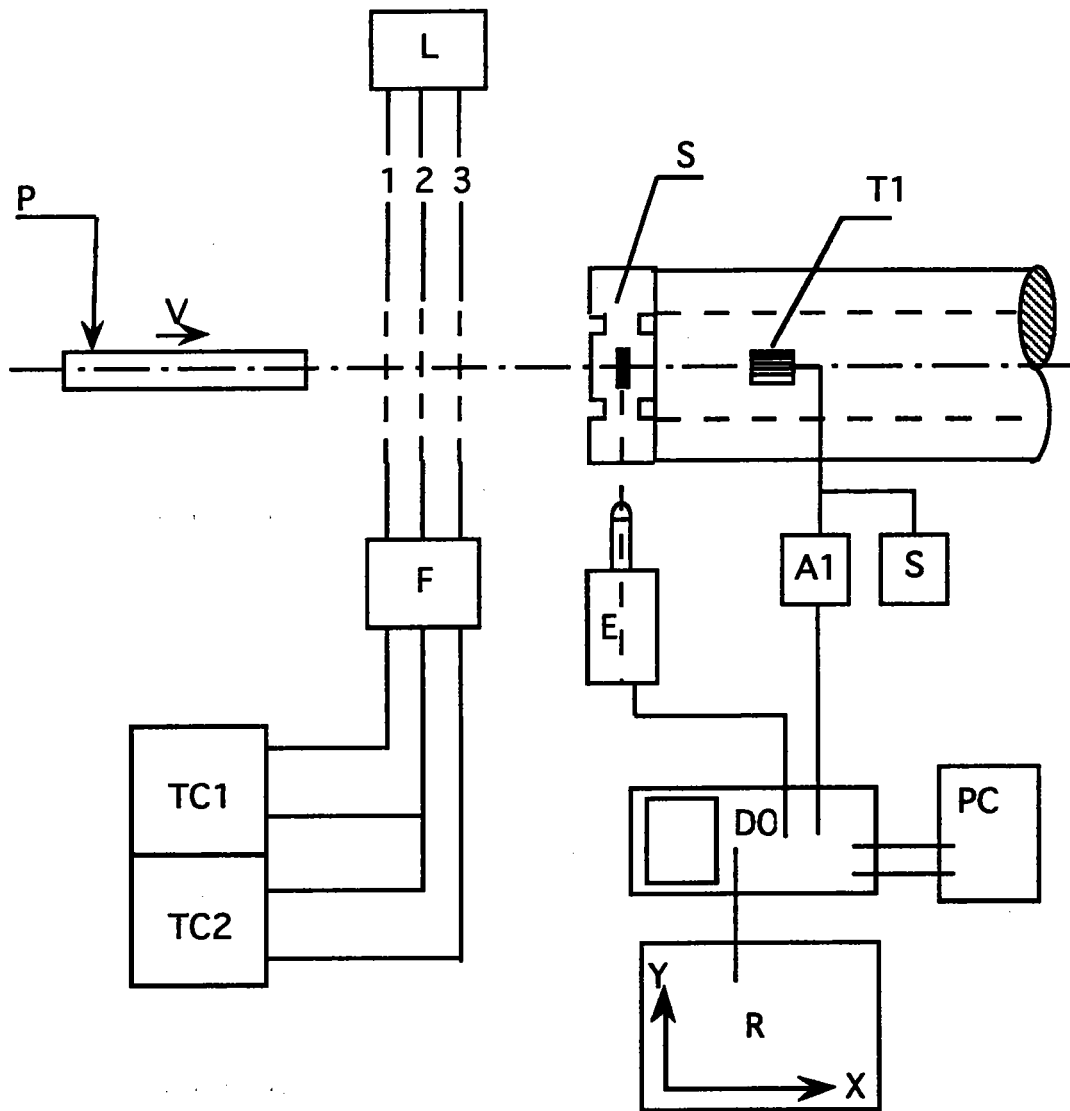


Figure I-21. Nouvelle configuration du dispositif expérimental de l'essai du double cisaillement du LPM, d'après [73]

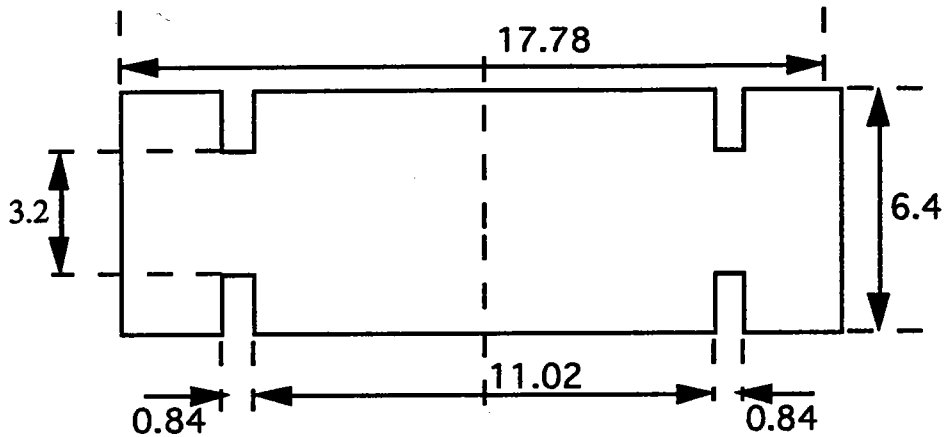


Figure I-22. Géométrie de l'éprouvette standard à double entaille utilisée par Campbell-Ferguson [1].

Initialement Ferguson et Campbell ont effectué des essais du double de cisaillement en chargeant l'éprouvette par une barre. Avec cette configuration barre/tube le temps de montée est grand (20 μ s). Ce qui induit des déformations non négligeable dans l'éprouvette durant la montée. Klepaczko a de son côté utilisé la configuration basée sur l'impact direct. Le temps de montée étant négligeable, la géométrie a été modifiée pour assurer une vitesse de déformation quasi-constante durant l'essai. Cependant, la géométrie de l'éprouvette utilisée rend la détermination exacte de la déformation extrêmement difficile. Car, les appuis subissent des déformation plastiques ; de plus l'éprouvette subit une rotation, ce qui est en opposition avec l'hypothèse du cisaillement pur. Ce problème est abordé dans le chapitre 4, et une nouvelle géométrie est discutée.

I-5 CONCLUSION

En résumé, l'analyse du couplage thermomécanique a été le sujet de nombreux travaux. Il est possible de rappeler quelques conclusions importantes :

* L'influence de la vitesse de déformation sur le comportement des matériaux étudiés se manifeste, même lorsque la vitesse est faible. Dès que la vitesse de déformation est suffisamment grande, le processus de déformation entraîne une élévation de température. Ainsi, l'influence de la température dépend à la fois de l'écroutissage, de la vitesse de déformation et du matériau. Il est donc évident, que la formulation des lois de comportement thermo-viscoplastique est un problème très complexe mais aussi très important. Par conséquent, pour mieux reproduire les résultats expérimentaux, nous allons par la suite identifier la loi de comportement

dans un large domaine de déformation, de vitesse de déformation et de température.

* Les conditions obtenues dans la littérature sur l'instabilité thermique et la localisation de la déformation sont nombreuses et différentes. Cependant, il est possible de retenir quelques remarques générales : l'écroutissage, l'inertie et la conductivité thermique ont un effet stabilisant sur le déclenchement des instabilités, alors que l'adoucissement thermique et éventuellement un défaut thermique ou géométrique accélèrent leur déclenchement. Par contre, l'influence de la sensibilité à la vitesse dépend du stade de déformation. Ainsi, l'augmentation de la vitesse de déformation entraîne le déclenchement rapide de l'instabilité. alors que la sensibilité à la vitesse de déformation est un paramètre stabilisant au delà de l'instabilité donc dans la localisation.

* Enfin, il est à noter que la combinaison de l'effet des conditions aux limites, initiales et de chargement ainsi que les propriétés du matériau peut être à l'origine des instabilités thermoplastiques, sans qu'aucun défaut géométrique soit introduit préalablement. Cependant, l'effet de la géométrie du tube n'est pas discutée dans la littérature et les résultats obtenus ne sont donc pas généralisables. Ce problème sera abordé dans le cas du cisaillement simple d'un tube mince au chapitre 3. De même le problème de la géométrie de l'éprouvette de cisaillement double ainsi que son influence sur le comportement du matériau dans le domaine des grandes déformations et des grandes vitesses de déformation sera discuté plus loin.

CHAPITRE 2 :

ANALYSE DE LA TRANSITION ISOTHERME ADIABATIQUE DANS LE CAS DE LA TORSION D'UN TUBE MINCE

II-1 Position du problème.....	43
II-1 Identification de la loi de comportement.....	44
II-2 Mise en équation du problème.....	47
II-3 Résultats et discussion.....	51
II-3-1 Evolution de la zone de transition le long du tube.....	51
II-3-2 Influence de la longueur du tube.....	57
II-3-3 Influence de la déformation nominale.....	62
II-4 Conclusion.....	69

CHAPITRE 2 :

ANALYSE DE LA TRANSITION ISOTHERME-ADIABATIQUE DANS LE CAS DE LA TORSION D'UN TUBE MINCE

II-1 POSITION DU PROBLÈME

L'essai de torsion est un essai de base pour déterminer la contrainte d'écoulement des métaux pour différentes déformations, vitesses de déformation et températures. Il présente des avantages sur les autres essais car d'une part, il y a absence de friction, d'autre part le champ de déformation peut être décrit facilement et enfin les grandes déformations sont obtenues facilement. Cependant, durant cet essai et dans tous les autres il y a production de la chaleur ce qui entraîne un changement de température. Or plusieurs auteurs ont utilisé des données obtenues à partir de ces essais en supposant les augmentations de température négligeables. Dans le cas des grandes vitesses de déformation cette hypothèse peut conduire à des erreurs sérieuses. La solution la plus simple est de supposer que les conditions adiabatiques sont vérifiées et dans ce cas les élévations de température deviennent uniformes et peuvent s'écrire :

$$\Delta T = \frac{\beta}{\rho C_v} \int_0^{\Gamma} \tau(\Gamma) d\Gamma \quad (\text{II-1})$$

où C_v est la chaleur spécifique du matériau, ρ est la densité du matériau et β la fraction de travail transformé en chaleur.

Cette solution peut être appliquée dans le cas de très grandes vitesses de déformation mais certainement pas dans celui des vitesses faibles et moyennes. Il est donc important de connaître avec précision le domaine des vitesses de déformation qui correspond à la transition du processus de déformation isotherme à adiabatique. Après détermination de ce domaine de transition dans le cas de la torsion d'un tube mince d'acier, d'aluminium et de cuivre, nous avons étudié l'influence de la géométrie du tube sur cette transition ainsi que celui du niveau de déformation. Auparavant, nous allons identifier la loi de comportement utilisée pour les trois matériaux.

II-2 IDENTIFICATION DE LA LOI DE COMPORTEMENT

Nous avons rappelé dans le chapitre 1 que le comportement thermomécanique dépend directement des caractéristiques du matériau. Par exemple, les critères d'instabilités thermiques et de localisation sont fonctions de l'écouissage de la sensibilité à la vitesse de l'adoucissement thermique du matériau, etc. Il est donc très important de définir avec précision la loi de comportement. Dans le but de mieux simuler les phénomènes non-linéaires rencontrés en thermo-viscoplasticité, nous avons adopté une loi de comportement en puissances :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = B(T)(\Gamma_0 + \Gamma)^{n(T)} \dot{\Gamma}^{m(T)} \quad (\text{II-2})$$

où τ , Γ , $\dot{\Gamma}$ et T sont respectivement la contrainte de cisaillement, la déformation de cisaillement, la vitesse de déformation de cisaillement et la température absolue; $n(T)$ étant le coefficient d'écouissage, $m(T)$ le coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation, $B(T)$ le module de plasticité et Γ_0 une constante du matériau,

avec :

$$m(T) = \alpha_f \frac{T}{T_f} \quad \text{Pour} \quad 0 \leq \frac{T}{T_f} \leq \frac{1}{2} \quad (\text{II-3})$$

où T_f est la température de fusion [K] et α_f est la sensibilité absolue à la vitesse pour $T=T_f$

$$n(T) = n_0 \left(1 - \frac{T}{T_f}\right) \quad (\text{II-4})$$

où n_0 est le coefficient d'écouissage pour $T=0$,

$$B(T) = B_0 T^{-\nu} \quad (\text{II-5})$$

où ν et B_0 sont des constantes du matériau.

Cette loi de comportement fait intervenir 6 constantes du matériau, dont la température de fusion est préalablement connue. Il reste donc à déterminer 5 constantes pour chaque matériau. Le principe d'identification des différentes méthodes consiste à minimiser l'écart entre des valeurs expérimentales y_i et des valeurs calculées $g(x_i; c_0, \dots, c_r)$. Dans notre cas, nous avons utilisé la méthode

Ch. II : Analyse de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince

des moindres carrés en valeur relatives. Cela revient à minimiser la fonctionnelle S définie par :

$$S = \sum_{i=1}^{i=N} \left[\frac{[y_i - g(x_i; c_0, c_1, \dots, c_r)]}{y_i} \right]^2 \quad (\text{II-6})$$

où N est le nombre de points expérimentaux, et c_0, c_1, \dots, c_r sont les constantes à calculer. Le choix de cette méthode est motivé par le souci de donner le même poids à chaque point.

Les essais sont répartis en deux catégories, les essais quasi-statiques et les essais dynamiques. Généralement, dans la première catégorie le processus de déformation est isotherme et l'érouissage peut être déterminé directement. Par contre dans la seconde catégorie l'érouissage ne peut plus être découplé de l'adoucissement du matériau. Ainsi, l'identification de la loi de comportement a été effectuée pour différentes vitesses de déformation et pour différentes déformations nominales. Pour le cas de l'acier 1018 laminé à froid, nous avons utilisé les résultats expérimentaux obtenus par [12] (figure I-3).

Pour le cuivre, nous avons identifié la loi de comportement avec les données de [13]. Enfin pour l'aluminium, nous avons retenu les résultats de Senseny [8] sans essayer de reproduire les changements de vitesse de déformation introduits au cours des essais. Les résultats de cette identification sont donnés dans le tableau II-1 :

Constantes [Unité]	Materiau		
	Aluminium	Cuivre	Acier XC18
Γ_0	0.0	0.0	0.44
n_0	0.5	0.6	0.215
B_0 [MPa]	3857	1800	5400
T_f [K]	933	1536	1753
v	0.6	0.38	0.41
α_f	0.056	0.605	0.058

Tableau II-1 Constantes des matériaux utilisées dans la loi de comportement

Ch. II : Analyse de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince

Pour étudier le couplage thermomécanique il est nécessaire de connaître l'évolution des caractéristiques thermo-physiques des matériaux en fonction de la température. La chaleur spécifique du matériau est donné par la relation suivante :

$$C_V(T) = 3R \left[12 \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \int_0^{\frac{T}{T_D}} \frac{z^3 dz}{e^z - 1} - 3 \frac{T/T_D}{e^{(T/T_D)} - 1} \right] \quad (II-7)$$

où T_D est la température de Debye, R est la constante des gaz parfaits, en [J/mol.K], modèle de Debye, [29]. Le calcul de cette intégrale montre que pour une température supérieure à 300 K, il est justifié de supposer que la chaleur spécifique est constante. De même il a été déjà établi que la conductivité thermique varie faiblement en fonction de la température. Nous regroupons dans le tableau II-2, les constantes thermiques des trois matériaux pour $T=300$ K.

Constantes [Unité]	Matériau		
	Aluminium	Cuivre	Acier
ρ [kg/m ³]	2700	8390	7835
C_V [J/kg. K]	923	389	445
κ [W/m.K]	235	390	65
T_D [K]	428	343	470
R [J/kg.K]	307	129	148

Tableau II-2 Constantes thermiques de l'aluminium pur, de l'acier doux et du cuivre pur.

II-2 MISE EN ÉQUATIONS DU PROBLÈME

Il est déjà établi que, pour des grandes vitesses de déformation, le travail plastique est presque totalement converti en chaleur [57]. La chaleur produite n'ayant pas le temps de se redistribuer par la suite, le processus de déformation est adiabatique. Par contre si les déformations sont appliquées lentement, comme dans le cas d'un chargement quasi-statique, la chaleur est évacuée loin des régions de déformation et le processus de déformation est essentiellement isotherme.

L'objet de cette partie est de déterminer cette zone de transition isotherme-adiabatique pour l'aluminium pur, l'acier 1018 et le cuivre commercial. Pour cela, nous avons simulé l'essai de torsion d'un tube mince, incluant les effets de la vitesse de déformation, de la géométrie du tube et de la conduction de la chaleur.

Il est à noter que dans la suite de ce travail, les composantes élastiques de la déformation et de la vitesse de déformation sont négligées. Cette hypothèse est justifiée par les grandes déformations atteintes (si il n'y a pas de décharge).

Dans le cas du cisaillement, la déformation totale Γ est donnée par :

$$\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_p \approx \Gamma_p \quad (\text{II-8})$$

avec $\Gamma = \tan\gamma$, où γ est la distorsion angulaire de cisaillement (Fig. II-4)

Pour les petites déformations, nous avons :

$$\Gamma \approx \gamma \quad (\text{II-9})$$

De même :

$$\dot{\Gamma} = \dot{\Gamma}_e + \dot{\Gamma}_p \approx \dot{\Gamma}_p \quad (\text{II-10})$$

où $\dot{\Gamma}$ est la vitesse de déformation totale définie par :

$$\dot{\Gamma} = \frac{d\Gamma}{dt} \quad (\text{II-9})$$

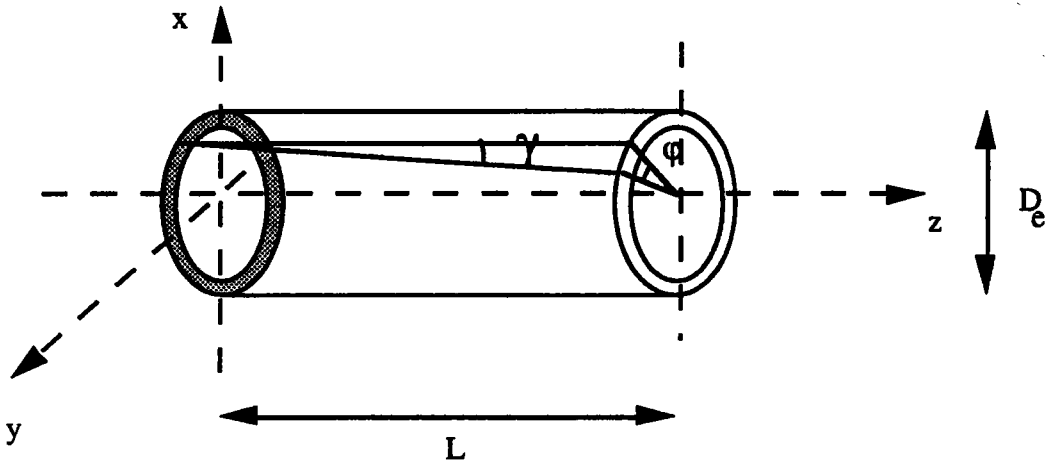


Figure II-1. Schéma d'un tube en torsion

Pour mettre en équations ce problème de torsion d'un tube mince nous avons l'ensemble des équations suivantes :

(1) la loi de comportement identifiée ci-dessus (équation II-1) :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = B(T)(\Gamma_0 + \Gamma)^{n(T)} \dot{\Gamma}^{m(T)}$$

(2) L'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\kappa(T)}{\rho(T)C_v(T)} \Delta \Gamma + \frac{1}{\rho(T)C_v(T)} \beta \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) \frac{\partial \Gamma}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{II-10})$$

où β est le coefficient de Taylor-Quinney qui représente la fraction de travail plastique convertie en chaleur, $\rho(T)$ la densité du matériau, $\kappa(T)$ la conductivité thermique et $C_v(T)$, la chaleur spécifique, Δ est l'opérateur de Laplace qui s'exprime en coordonnées cylindriques par :

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

La nature axisymétrique du problème nous permet d'ignorer l'angle φ . Comme le tube est très mince la variation de la température et de la contrainte en fonction du rayon r sont négligeables ; d'où l'équation (II-10) devient :

$$\frac{\kappa(T)}{\rho(T)C_v(T)} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\beta}{\rho(T)C_v(T)} \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) \frac{\partial \Gamma}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{II-11})$$

Les conditions initiales et aux limites suivantes ont été adoptées pour la suite du calcul numérique :

(a)- à l'instant initial la température est constante et homogène le long du tube :

$$\begin{aligned} T(z, t) &= T_0, \text{ pour } t = t_0 \\ \text{avec } T_0 &= 300 \text{ K} \end{aligned} \quad (\text{II-12})$$

où t_0 et T_0 sont respectivement l'instant initial et la température initiale.

(b)- la température aux extrémités du tube est constante :

$$T(0, t) = T(L, t) = T_0, \text{ pour } t \geq 0 \quad (\text{II-13})$$

(3) L'équation dynamique :

$$\frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial z} = \rho \frac{\partial v}{\partial t} \quad (\text{II-14-a})$$

Dans la suite de cette étude, nous allons négliger les effets d'inertie, l'équation (II-14-a) devient :

$$\frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial \Gamma} \frac{\partial \Gamma}{\partial z} + \frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial \dot{\Gamma}} \frac{\partial \dot{\Gamma}}{\partial z} + \frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (\text{II-14-b})$$

Avec pour conditions initiales et aux limites :

$$\Gamma(z ; t = 0) = 0$$

$$V(z = 0 ; t) = 0 ; V(z = L ; t) = V \text{ pour } t \geq 0$$

Nous obtenons un système d'équations aux dérivées partielles non-linéaires :

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = B_0 T^{-\nu} (\Gamma_0 + \Gamma)^{n(T)} \left(\frac{\partial \Gamma}{\partial t} \right)^{m(T)} \\ \alpha_1(T) \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \alpha_2(T) \beta \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) \frac{\partial \Gamma}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial t} \\ \frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial z} = 0 \\ \frac{\partial \Gamma}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial z} \end{array} \right. \quad (\text{II-15})$$

avec :

$$\alpha_1(T) = \frac{\kappa(T)}{\rho(T) C_v(T)}$$

$$\alpha_2(T) = \frac{1}{\rho(T) C_v(T)}$$

Dans le cas où les coefficients sont constants il est possible de résoudre analytiquement ce problème par exemple par la méthode de séparation des variables par contre dans le cas où la sensibilité à la vitesse et l'écroutissage dépendent de la température. le seul moyen est la résolution numérique. Pour cela, nous avons choisi la méthode des différences finies. Il existe essentiellement trois types de méthodes de base pour résoudre les équations aux dérivées partielles non linéaires: méthodes explicites, implicites, et du type de Crank-Nicholson.

Nous avons retenu la dernière méthode pour l'avantage principal suivant : pour une valeur donnée du pas d'espace Δz , l'erreur de troncature sur le terme en Δt "pas du temps" est nettement plus petite que dans les méthodes implicite et explicite.

Considérons un pas d'espace Δz , un pas de temps Δt , et une grille de points $M(i,j)$ de coordonnées $(i.\Delta z, j.\Delta t)$ dans le plan (z,t) . On observe que la première et la seconde approximation de la dérivée sont :

$$\frac{\partial T}{\partial t}(i, j) = \frac{1}{\Delta t} [T(i, j+1) - T(i, j)]$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}(i, j) = \frac{1}{2(\Delta z)^2} [T(i+1, j+1) - 2T(i, j+1) + T(i-1, j+1)]$$

$$+ \frac{1}{2(\Delta z)^2} [T(i+1, j) - 2T(i, j) + T(i-1, j)]$$

Ch. II : Analyse de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince

La méthode de résolution et les procédures de calculs sont présentées dans l'annexe 1. Dans la suite, l'analyse du domaine de transition sera effectuée dans trois parties différentes du tube définies dans la figure simplifiée II-2 :

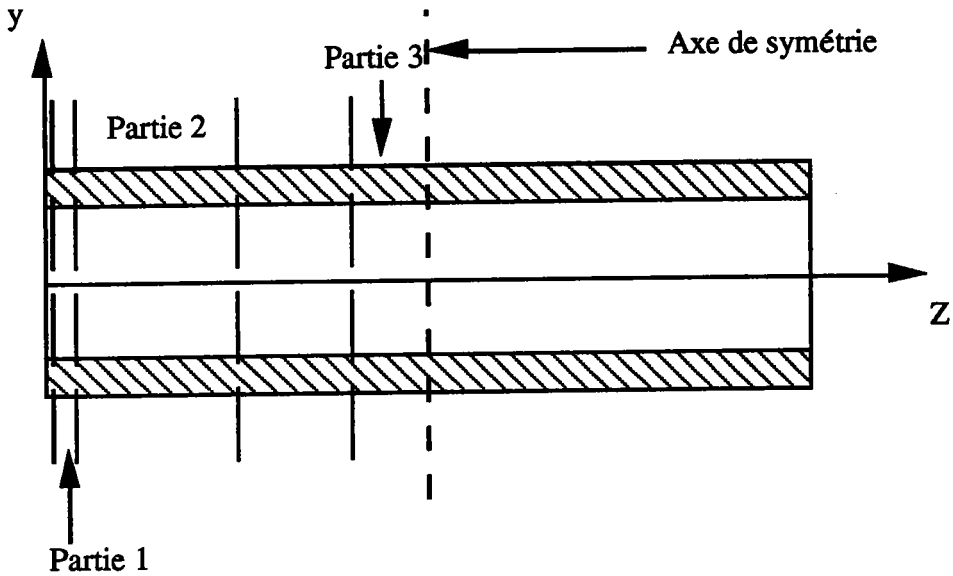


Figure II-2. Schéma simplifié du tube

1. La molécule de base du maillage du problème est représentée par la figure II-3

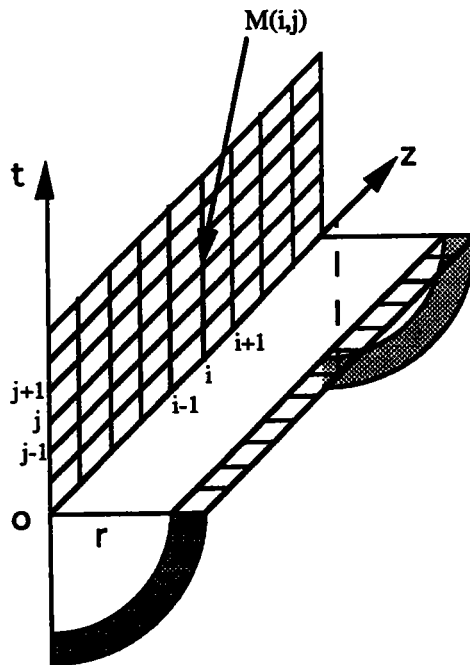


Figure II-3. Schéma du maillage du tube

II-3 RÉSULTATS ET DISCUSSION

Afin d'étudier la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince, sollicité à vitesse angulaire constante, nous avons couvert une grande plage de vitesses de déformation nominales allant de 1 s^{-1} à 10^4 s^{-1} . Dans la suite, nous allons d'une part, étudier l'importance de la partie géométrique du tube où la transition est calculée, d'autre part l'influence de la longueur L du tube sur la transition et enfin celle de la déformation nominale. A noter qu'en parallèle nous discutons et nous comparons les résultats des trois matériaux.

II-3-1 Evolution de la zone de transition le long du tube

Nous considérons le cas d'un tube de longueur $L=10 \text{ mm}$, auquel nous imposons une déformation nominale $\Gamma_n = 0,4$. Dans le cas des trois matériaux nous avons effectué une série de calculs pour différentes vitesses de déformations nominales. Un programme est écrit pour calculer la température et la déformation dans le tube. Ensuite nous avons calculé le gradient de température en fonction du logarithme de la vitesse de déformation nominale dans la partie 1 du tube (très proche de l'extrémité) ayant z compris entre $0,01$ et $0,1 \text{ mm}$. Dans le cas d'un chargement avec une faible vitesse de déformation les élévations de températures sont négligeables et le gradient de température est presque égal à zéro, ainsi nous concluons que le processus de déformation est isotherme. Si nous augmentons la vitesse de déformation le gradient de déformation croît rapidement, puis à partir d'un niveau de vitesse de déformation, le gradient de température se stabilise et cela correspond à la zone adiabatique. Afin de déterminer avec précision le centre de la zone de transition nous calculons la dérivée du gradient de température par rapport au logarithme de la vitesse de déformation nominale :

$$\xi = \frac{\partial \left(\frac{dT}{dz} \right)}{\partial \log \Gamma_n}$$

Pour les trois matériaux, la figure II-4 donne l'évolution du gradient de température ainsi que sa dérivée ξ définie ci-dessus, en fonction du logarithme de la vitesse de déformation nominale.

Nous remarquons que pour le tube d'acier de longueur $L=10 \text{ mm}$, pour des vitesses de déformation inférieures à $\dot{\Gamma}_n = 5 \text{ s}^{-1}$ les élévations de températures dans le tube ne dépassent pas 2 K et donc le gradient de température est presque égal à zéro, il

Ch. II : Analyse de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince

est donc justifié de considérer le processus de déformation comme isotherme. Ainsi la chaleur produite est évacuée loin des régions de déformation. Pour des vitesses de déformation comprises entre 5 s^{-1} et 480 s^{-1} le gradient de déformation croît rapidement en fonction de la vitesse, cela correspond au domaine de transition isotherme-adiabatique où il est impératif de tenir compte de la production et de la conduction de la chaleur. Enfin, pour des vitesses de déformation comprises entre 500 s^{-1} et 1000 s^{-1} la courbe du gradient a tendance à se stabiliser, nous sommes donc dans un domaine où le processus adiabatique de déformation est dominant. Enfin pour des vitesses de déformation supérieures à 1000 s^{-1} le processus de déformation devient purement adiabatique. Le milieu de la zone de transition est clairement montré dans la deuxième courbe où la dérivée ξ est maximale et il correspond à $\dot{\Gamma}_{nc} = 277 \text{ s}^{-1}$

Avec les mêmes conditions de chargement, une série de calculs a été effectuée dans le cas d'un tube en aluminium de longueur $L = 10 \text{ mm}$, les résultats obtenus sont présentés dans la figure II-4. Nous observons que la zone de transition est comprise entre $\dot{\Gamma}_n = 12 \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\Gamma}_n = 1600 \text{ s}^{-1}$, alors que le centre de la zone est obtenu pour une vitesse de déformation de l'ordre de $\dot{\Gamma}_{nc} = 724 \text{ s}^{-1}$. On note que la condition du processus adiabatique est vérifiée dans le cas de l'aluminium pour des vitesses beaucoup plus grandes que celles de l'acier. Cela peut s'expliquer par la conductivité thermique de l'aluminium qui est plus grande que celle de l'acier et aussi par le seuil de plasticité élevé de l'acier en comparaison à celui de l'aluminium. Enfin nous avons analysé le cas d'un tube de cuivre de longueur $L = 10 \text{ mm}$ et auquel nous avons imposé une déformation nominale égale à 0,4. Nous constatons (figure II-4) que le domaine de transition est compris entre 13 s^{-1} et $2 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$. Ce décalage vers le domaine des grandes vitesses s'explique par la valeur élevée de la conductivité thermique du cuivre par rapport deux autres matériaux. Le centre de la zone de transition correspond à une vitesse de déformation égale à $\dot{\Gamma}_{nc} = 10^3 \text{ s}^{-1}$

Dans une deuxième étape, nous nous sommes intéressés à l'évolution de la zone de transition dans la partie 2 du tube (figure II-2) ayant la variable z comprise $z=0,1 \text{ mm}$ et $z=2,5 \text{ mm}$. Nous avons couvert le même domaine de vitesses de déformation nominales que précédemment, et pour la même déformation nominale égale à 0,4.

Dans le cas de l'acier, nous remarquons (figure II-5) que la zone de transition isotherme-adiabatique survient pour des vitesses de déformation légèrement inférieures. En effet pour des vitesses de déformation nominales inférieures à $\dot{\Gamma}_n = 1.6 \text{ s}^{-1}$ le processus de déformation est purement isotherme, et la zone de

Ch. II : Analyse de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince

transition est comprise entre $\dot{\Gamma}_n = 2 \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\Gamma}_n = 384 \text{ s}^{-1}$. La deuxième courbe donne le centre de cette zone de transition obtenu pour $\dot{\Gamma}_{nc} = 216 \text{ s}^{-1}$. Par conséquent, il est plus facile d'obtenir un processus adiabatique dans la partie 2 du tube par rapport au bord. Cela traduit le contact entre le bord du tube avec sa partie massive non déformée. Celle-ci se comporte comme un puits thermique.

L'influence de la région où le gradient de température est calculé est encore plus significative dans le cas de l'aluminium. En effet la zone de transition isotherme-adiabatique est comprise entre $\dot{\Gamma}_n = 5.4 \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\Gamma}_n = 844 \text{ s}^{-1}$. Le processus devient purement adiabatique à partir de $\dot{\Gamma}_n = 1180 \text{ s}^{-1}$. Le centre de la zone de transition correspond à $\dot{\Gamma}_{nc} = 461 \text{ s}^{-1}$ au lieu de $\dot{\Gamma}_{nc} = 724 \text{ s}^{-1}$. Cette grande différence des vitesses du centre entre les deux parties du tube est sûrement due, d'une part à l'importance de la conductivité thermique dans le cas de l'aluminium en comparaison à l'acier, d'autre part le seuil de plasticité de l'acier est notablement plus élevé que celui de l'aluminium.

Finalement, le même comportement est observé dans la partie 2 du tube du cuivre où le centre de la zone transition isotherme-adiabatique est décalée dans le domaine des vitesses plus petites. Cela est montré dans la deuxième courbe de la figure II-5 qui donne la vitesse du centre de la zone de transition de l'ordre de $\dot{\Gamma}_{nc} = 620 \text{ s}^{-1}$.

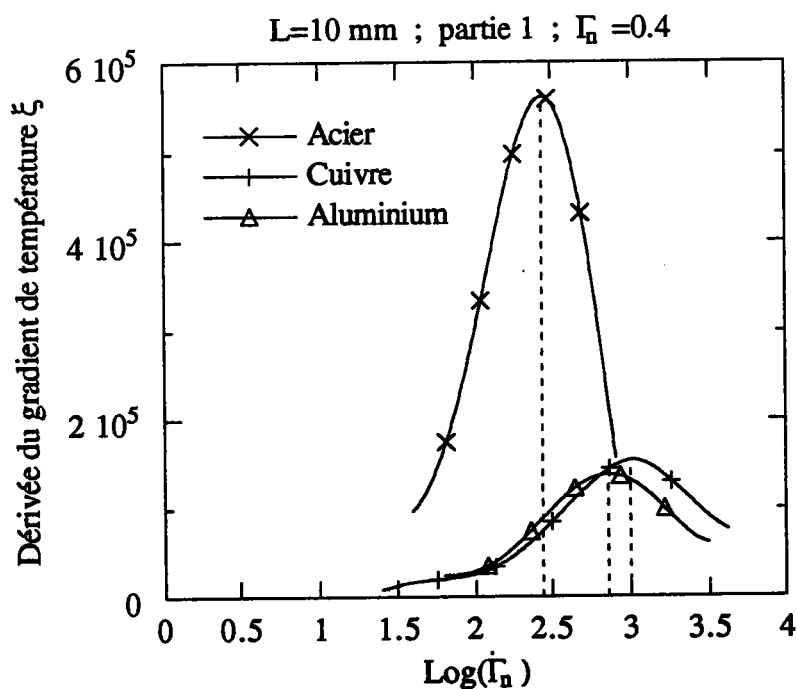
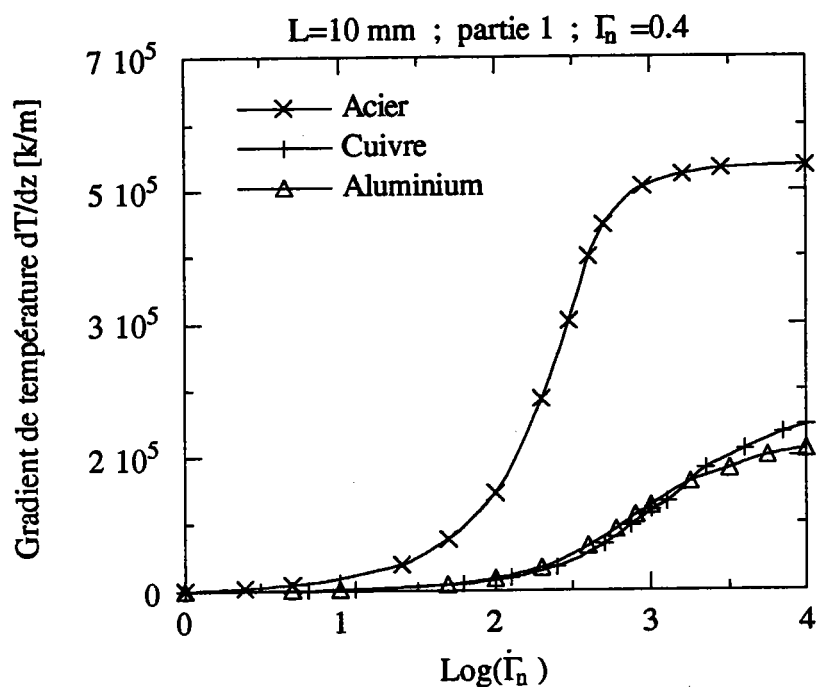


Figure II-4. Résultats numériques de la transition isotherme-adiabatique dans la partie (1) du tube en fonction du logarithme de la vitesse de déformation nominale pour $L=10$ mm et $\Gamma_n=0,4$.

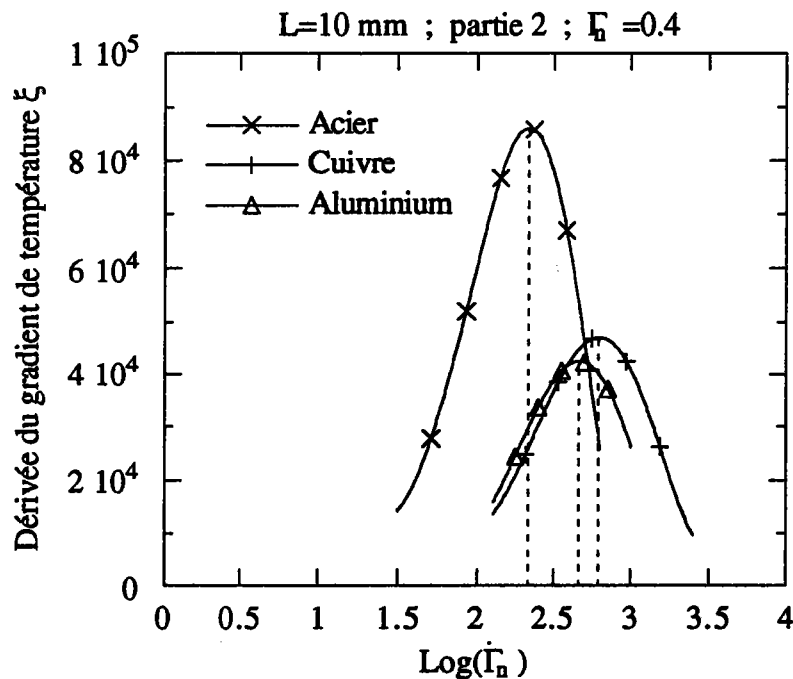
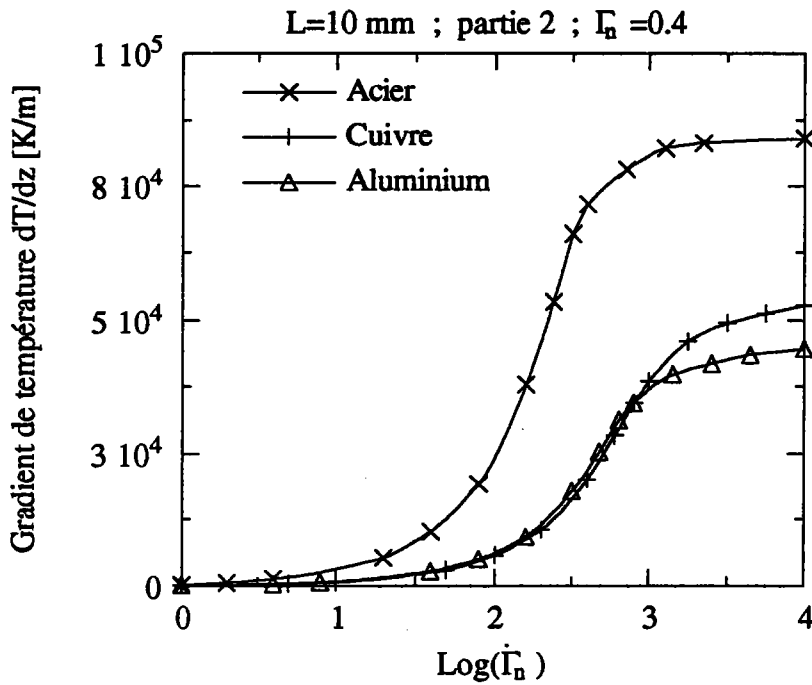


Figure II-5. Résultats numériques de la transition isotherme-adiabatique dans la partie (2) du tube en fonction du logarithme de la vitesse de déformation nominale pour $L=10\text{mm}$ et $\Gamma_n=0,4$.

Ch. II : Analyse de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince

Afin d'avoir une idée globale sur l'évolution de la zone de transition isotherme-adiabatique le long du tube, dans une troisième étape nous avons déterminé l'évolution du gradient de température pour plusieurs vitesses de déformation nominales dans la partie 3 du tube (figure II-2) correspondant à la zone centrale du tube, donc pour z compris entre 4 et 5 mm. Il s'avère que dans cette partie 3 le processus de déformation devient adiabatique à partir de vitesses de déformation relativement faibles. En effet la vitesse de déformation nominale correspondant au centre de la zone de transition est égale à $\dot{\Gamma}_{nc} = 31 \text{ s}^{-1}$ pour l'acier, à $\dot{\Gamma}_{nc} = 42 \text{ s}^{-1}$ pour l'aluminium et à $\dot{\Gamma}_{nc} = 49 \text{ s}^{-1}$ pour le cuivre. Pour résumer l'ensemble des résultats présentés ci-dessus, nous proposons la figure II-6 qui donne l'évolution de la vitesse de déformation du centre de la zone de transition pour chaque matériau et dans différentes parties du tube.

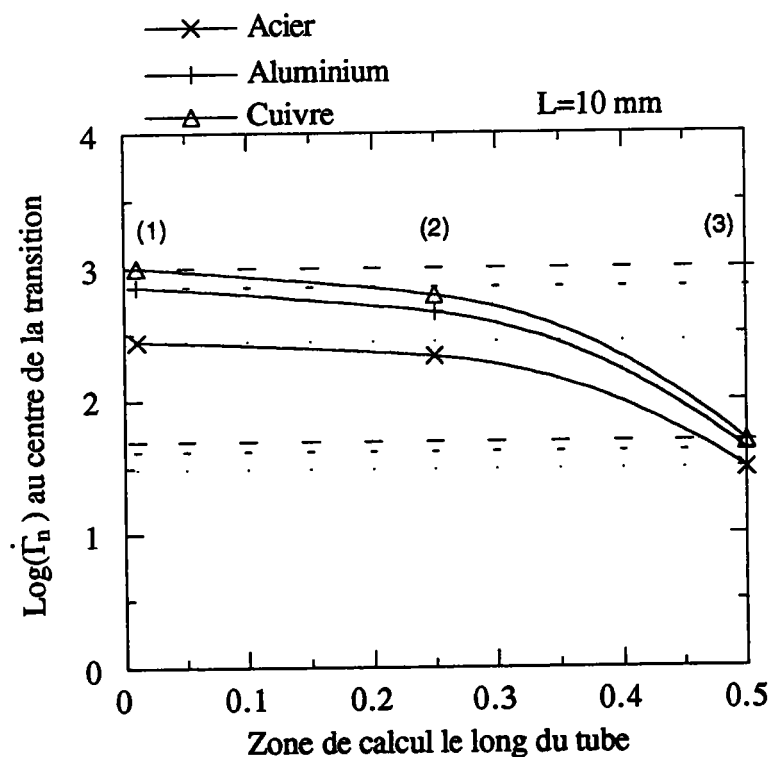


Figure II-6. Évolution de la vitesse de déformation du centre de la zone de transition le long du tube pour $L=10 \text{ mm}$ et $\Gamma_n=0,4$.

Par conséquent la nature du processus de déformation le long du tube de longueur $L=10 \text{ mm}$, devient adiabatique très rapidement au centre du tube puis progressivement avec la vitesse de déformation ce type de processus devient dominant dans l'ensemble du tube. A noter que ce phénomène est commun aux trois matériaux étudiés. Cependant, dans le cas de l'aluminium et du cuivre l'endroit

Ch. II : Analyse de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince

de calcul de la transition à une influence plus nette puisque que l'ensemble du tube soit dans des conditions adiabatiques, cela nécessite une augmentation plus importante de la vitesse de déformation nominale (figure II-6).

II-3-2 Influence de la longueur du tube

Dans la partie 1 "au bord" d'un tube de longueur $L=2$ mm, nous avons effectué une série de calculs pour différentes vitesses de déformation nominales allant de 1 s^{-1} à 10^4 s^{-1} et avec la même déformation nominale que précédemment $\Gamma_n = 0,4$.

Nous observons (figure II-7) que dans le cas de l'acier, pour des vitesses de déformation inférieures à $\dot{\Gamma}_n = 4 \text{ s}^{-1}$ le processus de déformation est isotherme. Le domaine où il est impératif de tenir compte de la production et de la conduction de la chaleur est compris entre 5 s^{-1} et 755 s^{-1} . Ensuite commence le domaine à prédominance adiabatique. La deuxième courbe donne la valeur exacte de la vitesse de déformation au centre de la transition et elle est égale à $\dot{\Gamma}_{nc} = 410 \text{ s}^{-1}$. Nous remarquons que dans le cas d'un tube court, l'obtention d'un processus adiabatique nécessite l'application de vitesses de déformation plus élevées. Cela peut s'expliquer par l'évacuation de la chaleur plus importante dans le cas des tubes courts.

Un comportement similaire à celui de l'acier est observé dans le cas de l'aluminium et du cuivre. Ainsi pour l'aluminium, le domaine de transition isotherme-adiabatique est compris entre $16,5 \text{ s}^{-1}$ et 2600 s^{-1} et le centre de ce domaine correspond à $\dot{\Gamma}_{nc} = 954 \text{ s}^{-1}$. Pour le cuivre le centre de la zone est montré par la figure II-7 et il est obtenu avec une vitesses de déformation nominale égale à 1106 s^{-1} .

Pour avoir une idée générale sur le rôle de la région du tube où la transition est recherchée, nous avons entrepris une étude similaire au cas précédent. Nous remarquons que dans la partie 2 du tube la zone de transition est obtenue avec des vitesses plus faibles. Les résultats de ces calculs sont présentés dans la figure II-8. Nous soulignons que la région de calcul garde une importance non négligeable sur la nature du processus de déformation. En effet, dans le cas de l'acier, la zone de transition survient plus rapidement puisqu'elle est comprise entre $2,8 \text{ s}^{-1}$ et 603 s^{-1} et la vitesse de déformation au centre de la transition est $\dot{\Gamma}_{nc} = 331 \text{ s}^{-1}$. Celle de l'aluminium est égale à $\dot{\Gamma}_{nc} = 720 \text{ s}^{-1}$ et enfin celle du cuivre est égale à $\dot{\Gamma}_{nc} = 981 \text{ s}^{-1}$.

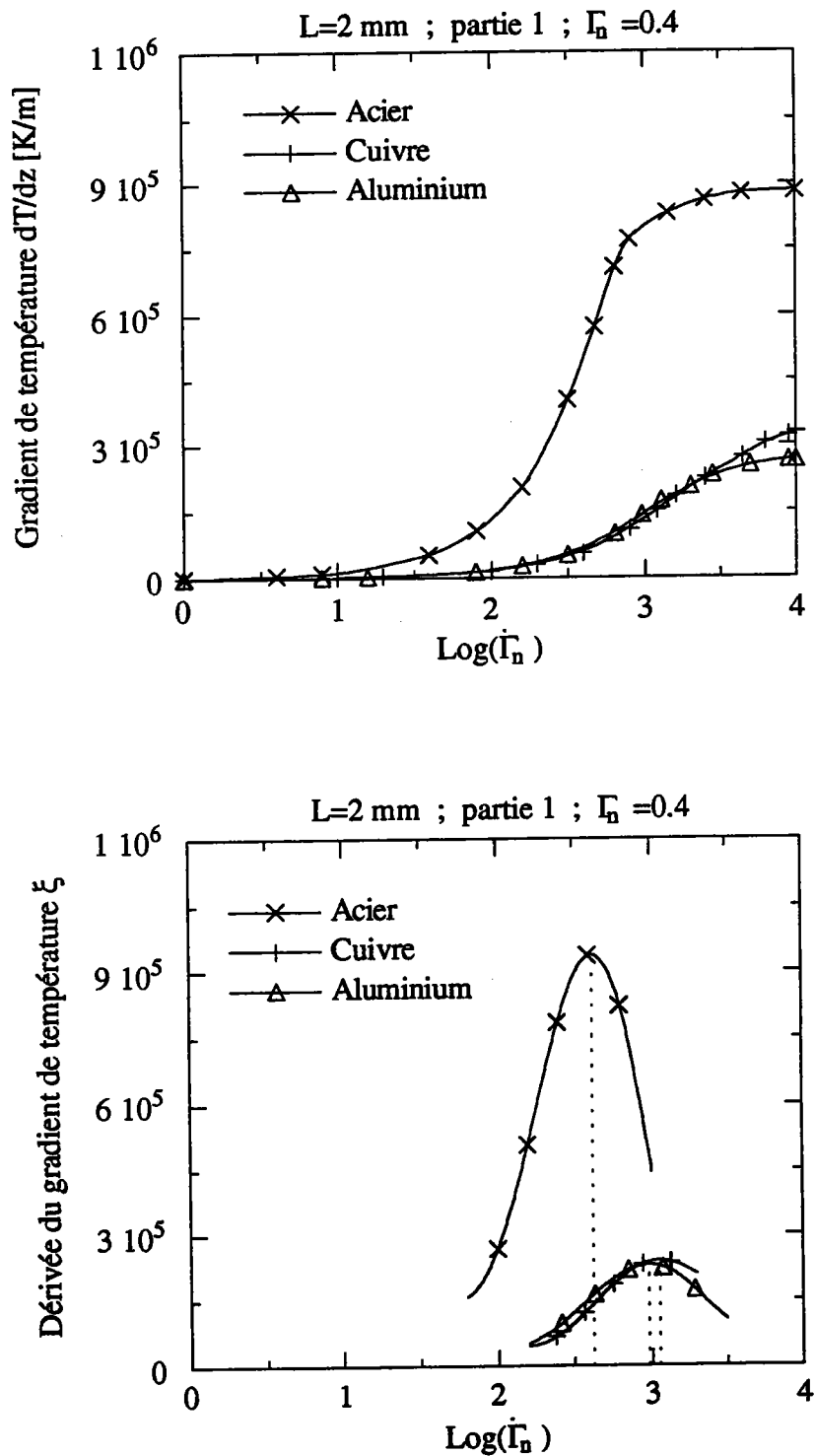


Figure II-7. Résultats numériques de la transition isotherme-adiabatique dans la partie 1 du tube en fonction du logarithme de la vitesse de déformation nominale pour $L=2$ mm et $\Gamma_n=0,4$.

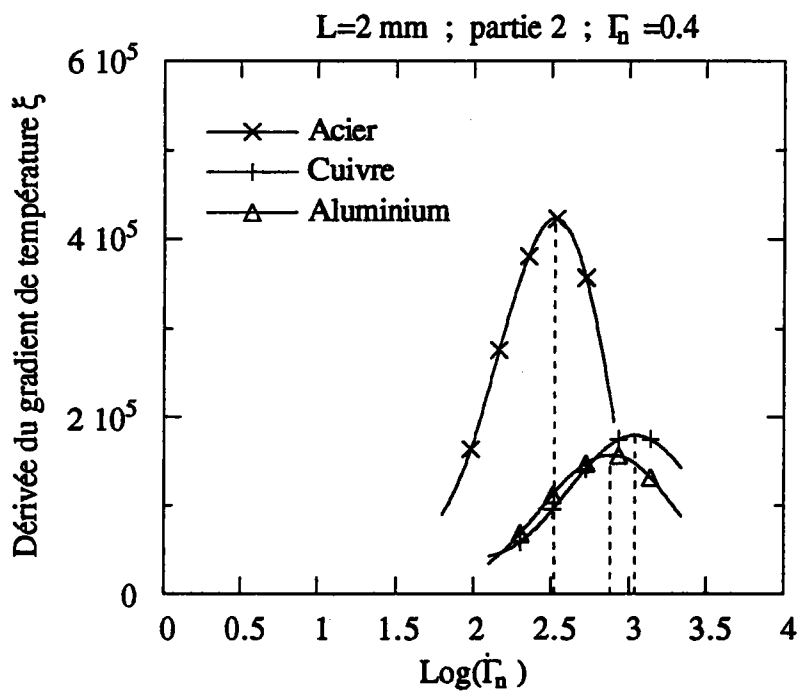
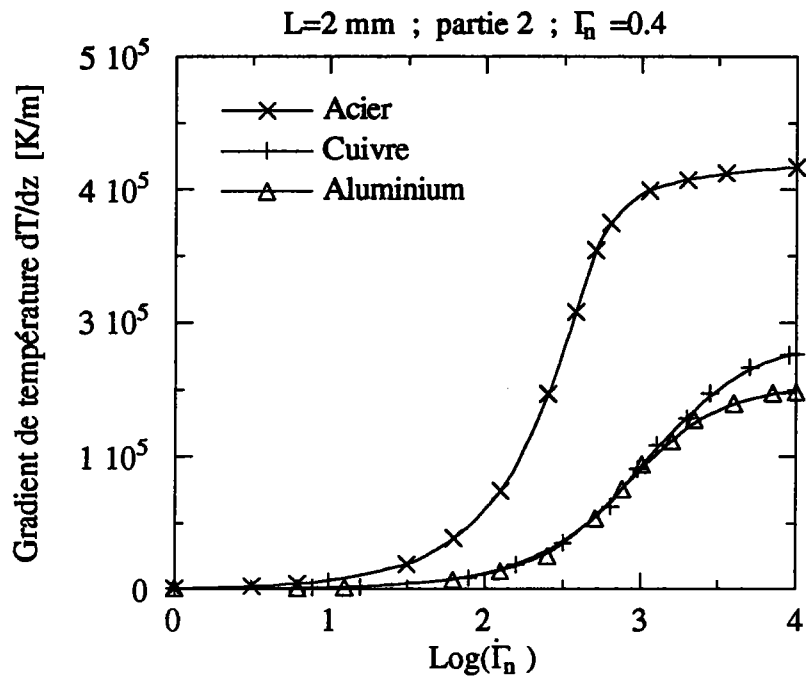


Figure II-8. Résultats numériques de la transition isotherme-adiabatique dans la partie 2 du tube en fonction du logarithme de la vitesse de déformation nominale pour $L=2$ mm et $\Gamma_n=0,4$.

Ch. II : Analyse de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince

Par la suite nous nous sommes intéressés à l'étude de la transition au niveau de la partie 3 "centre du tube". Le processus de déformation devient très rapidement adiabatique et les valeurs au centre de la zone de transition sont de l'ordre de $\dot{\Gamma}_{nc} = 47 \text{ s}^{-1}$ pour l'acier, de $\dot{\Gamma}_{nc} = 68 \text{ s}^{-1}$ pour l'aluminium et de $\dot{\Gamma}_{nc} = 84 \text{ s}^{-1}$ pour le cuivre. L'évolution de la nature du processus de déformation le long du tube de longueur $L=2 \text{ mm}$ est montrée dans la figure II-9. Les valeurs présentées sont celles du centre de la zone de transition. Nous notons que pour que tout le tube soit entièrement dans des conditions adiabatiques, il faut imposer de grandes vitesses de déformations.

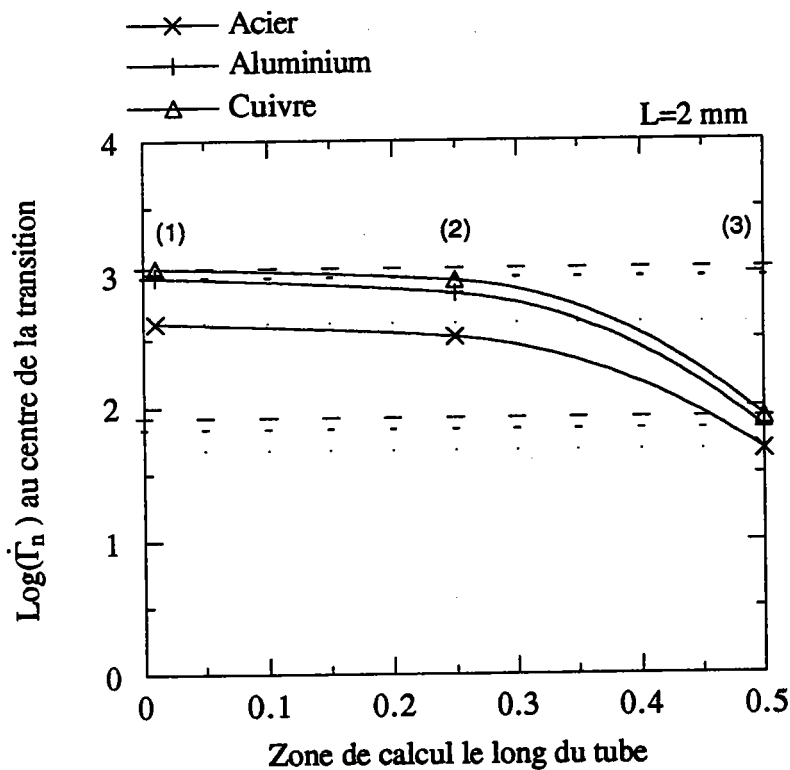


Figure II-9. Évolution de la vitesse de déformation du centre de la zone de transition le long du tube pour $L=2 \text{ mm}$ et $\Gamma_n=0,4$.

A noter que la dominance du processus adiabatique débute au centre du tube puis avance vers les extrémités avec l'augmentation de la vitesse de déformation. Nous soulignons aussi que cette augmentation de la vitesse est très importante pour le cuivre " de 85 s^{-1} à 1106 s^{-1} ", de même que pour l'aluminium de 69 s^{-1} à 954 s^{-1} . Par contre pour l'acier elle passe de 48 s^{-1} à 420 s^{-1} . Cela s'explique par la conductivité thermique très importante pour les deux premiers matériaux par rapport à l'acier.

Ch. II : Analyse de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince

Pour donner une idée plus précise sur l'influence de la longueur du tube, nous avons effectué une série de calculs limitée à la partie centrale d'un tube de longueur $L=6$ mm puis avec les longueurs de 4 mm, de 2 mm et enfin de 1 mm. Nous regroupons dans le tableau II-4 les valeurs des vitesses de déformation nominales correspondant au centre de la zone pour les trois matériaux.

Longueur [mm]	Vit. de déf. nom. du centre $\dot{\Gamma}_{nc}$ [s^{-1}], partie (3)		
	Acier	Aluminium	Cuivre
1	60	89	112
2	48	69	85
4	41	54	66
6	36	50	59
10	31	42	49

Tableau II-4 Vitesses de déformation nominales $\dot{\Gamma}_{nc}$ [s^{-1}] au centre de la zone de transition dans la partie (3), pour l'aluminium, l'acier et le cuivre, [74].

En conclusion, la transition isotherme adiabatique survient plutôt pour des tubes longs que pour des tubes courts. Cela est attribué à l'évacuation de la chaleur très importante dans le cas des tubes courts. Cependant d'après le tableau II-4, la longueur du tube perd beaucoup de son influence pour des tubes assez longs "de longueur supérieure à 10 mm". Enfin, nous soulignons que la partie du tube où la transition est calculée est aussi influente dans le cas des tubes courts que dans celui des tubes longs. Cette influence est plus prononcée pour le cuivre et l'aluminium que pour l'acier.

II-3-2 Influence de la déformation nominale.

Nous avons rappelé au début de ce chapitre que l'augmentation de la température est due à la transformation presque totale du travail plastique en chaleur [57]. Il est donc intéressant de déterminer l'influence de la déformation nominale appliquée sur la zone de transition isotherme-adiabatique. Pour cela, nous nous sommes intéressés au cas où la déformation nominale est égale à $\Gamma_n = 0,2$ au lieu de 0,4. Comme précédemment nous avons couvert un large domaine de vitesses de déformation allant de 1 s^{-1} à 10^4 s^{-1} . Pour avoir des résultats complets, nous avons déterminé la zone de transition dans les trois parties du tube. Afin de comparer avec les résultats précédents nous présentons dans la figure II-10, l'évolution du gradient de température ainsi que sa dérivée ξ en fonction de la vitesse de déformation nominale et cela dans la partie 1 du bord du tube de longueur $L=10 \text{ mm}$.

Pour l'acier, la zone de transition est légèrement décalée vers les grandes vitesses. En effet, la deuxième courbe montre que la vitesse de déformation au centre de la zone est égale à $\dot{\Gamma}_{nc} = 283 \text{ s}^{-1}$ au lieu de 277 s^{-1} précédemment. Un comportement similaire est observé dans le cas de l'aluminium et du cuivre. En effet, la vitesse au centre de transition est égale à $\dot{\Gamma}_{nc} = 730 \text{ s}^{-1}$ pour l'aluminium et à $\dot{\Gamma}_{nc} = 1282 \text{ s}^{-1}$ pour le cuivre. Cependant, nous notons que l'influence de la déformation nominale sur la nature du processus de déformation est plus importante pour l'aluminium et le cuivre que pour l'acier.

Dans la partie 2 du même tube de longueur $L=10 \text{ mm}$, nous retrouvons (figure II-11) qu'une diminution de la déformation nominale entraîne l'augmentation de la vitesse du centre de la zone de transition de 216 s^{-1} à 220 s^{-1} pour l'acier, de 461 s^{-1} à 515 s^{-1} pour l'aluminium et finalement de 620 s^{-1} à 717 s^{-1} pour le cuivre. Il apparaît donc que le niveau de déformation a une influence non négligeable sur l'évolution de la zone de transition quelque soit la partie considérée du tube. Cela s'explique par une production de la chaleur moins importante dans le cas des faibles déformations nominales et par suite une diminution de la température dans le tube.

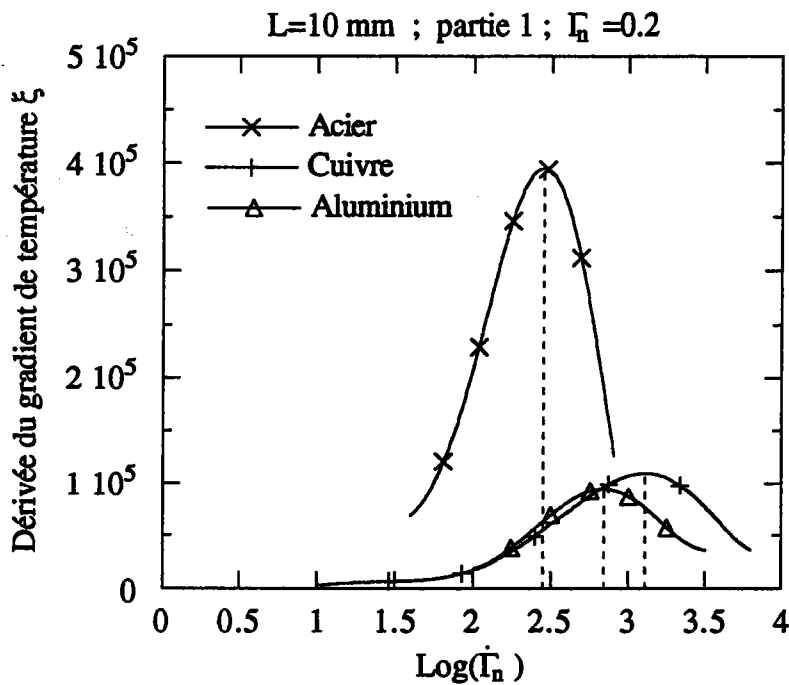
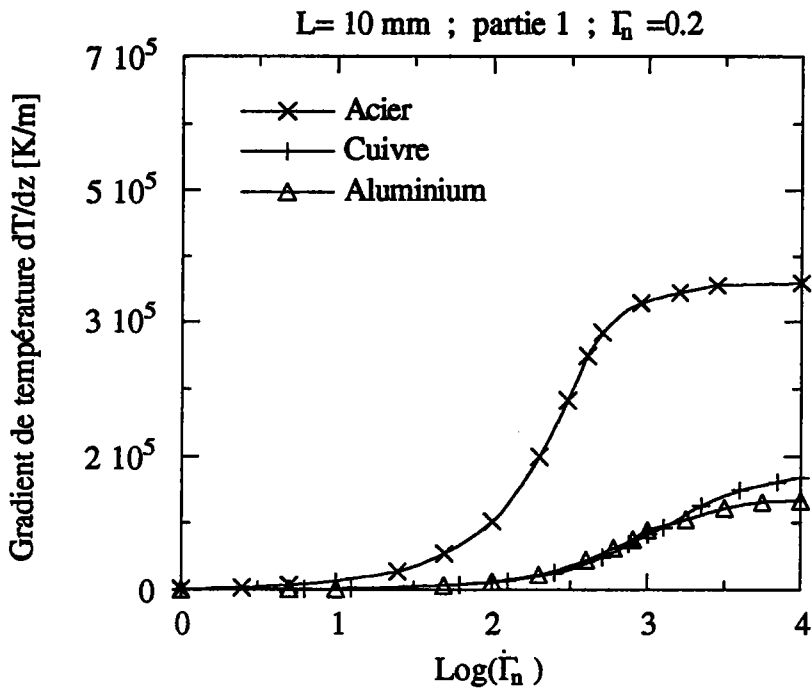


Figure II-10. Résultats numériques de la transition isotherme-adiabatique dans la partie 1 du tube en fonction du logarithme de la vitesse de déformation nominale pour $L=10$ mm et $\Gamma_n=0,2$.

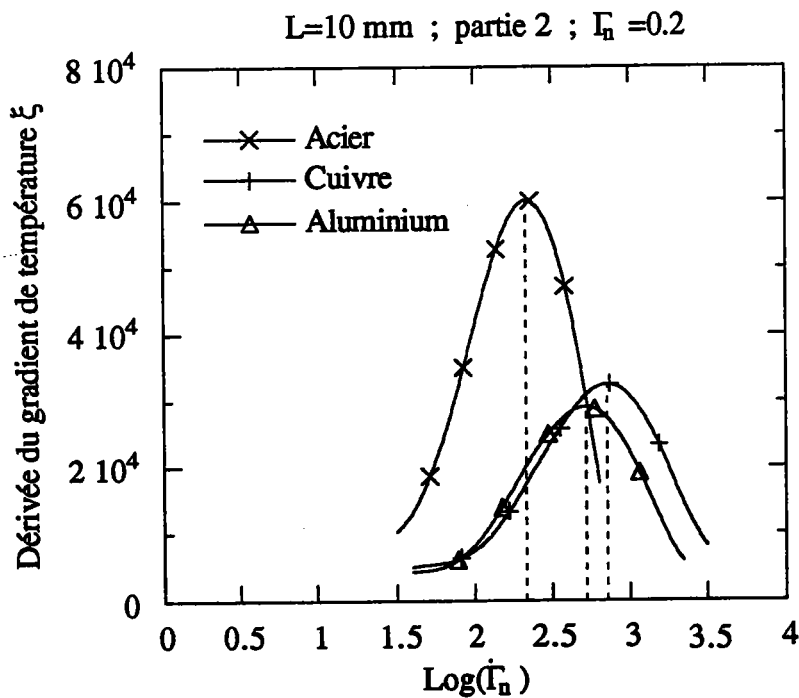
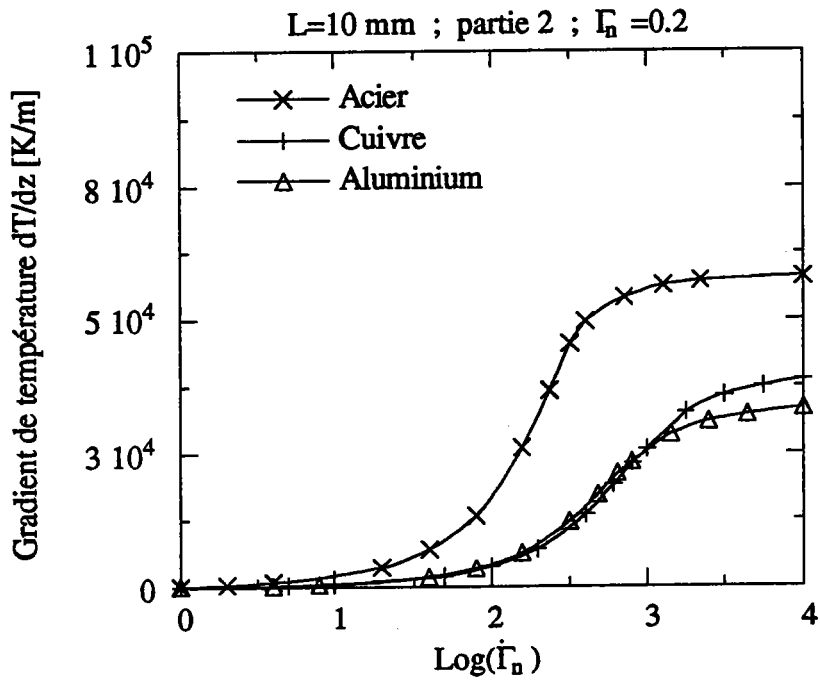


Figure II-11. Résultats numériques de la transition isotherme-adiabatique dans la partie 2 du tube en fonction du logarithme de la vitesse de déformation nominale pour L=10 mm et $\Gamma_n = 0.2$.

Ch. II : Analyse de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince

Enfin, nous présentons dans la figure II-12, les résultats obtenus dans la partie 1 du tube court de longueur $L=2$ mm auquel nous appliquons une déformation nominale égale à 0,2. Nous constatons que pour avoir un processus de déformation adiabatique dans la partie 1 du tube, il faut appliquer de plus grandes vitesses que dans le cas où $\Gamma_n = 0,4$. Ainsi, la déformation au centre de la zone de transition est égale à 424 s^{-1} pour l'acier, à 1318 s^{-1} pour l'aluminium et à 1674 s^{-1} pour le cuivre. L'évacuation de chaleur est donc très importante dans le cas des tubes courts de cuivre et d'aluminium. Par conséquent, il n'est pas permis de considérer que l'éprouvette est entièrement dans des conditions adiabatiques que pour de très grandes vitesses de déformation. Par contre dans la deuxième partie du tube le domaine de transition isotherme-adiabatique survient avec des vitesses inférieures. Ainsi, le même comportement que précédemment est observé. En effet, le processus adiabatique commence au centre du tube pour s'imposer avec l'augmentation des vitesses dans l'ensemble le tube. Les vitesses de déformation au centre de la zone de transition isotherme-adiabatique obtenues dans la partie 2 du tube $L=2$ sont égales à 335 s^{-1} pour l'acier, à 851 s^{-1} pour l'aluminium et à 1276 pour le cuivre.

En conclusion de ce paragraphe, nous pouvons affirmer que pour de faibles déformations nominales, le domaine de transition isotherme adiabatique survient plus tard qu'avec des grandes déformations nominales. Cette remarque est valable pour des tubes courts comme pour des tubes longs quelque soit la partie du tube étudiée.

Deux tableaux récapitulatifs (II-5 et 6) sont présentés ci-dessus, le premier pour $\Gamma_n = 0,4$ donnant les déformations nominales au centre de la transition pour chaque matériau, pour deux longueurs du tube et dans les trois parties du tube. Le second pour $\Gamma_n = 0,2$ en se limitant uniquement aux parties 1 et 2 du tube.

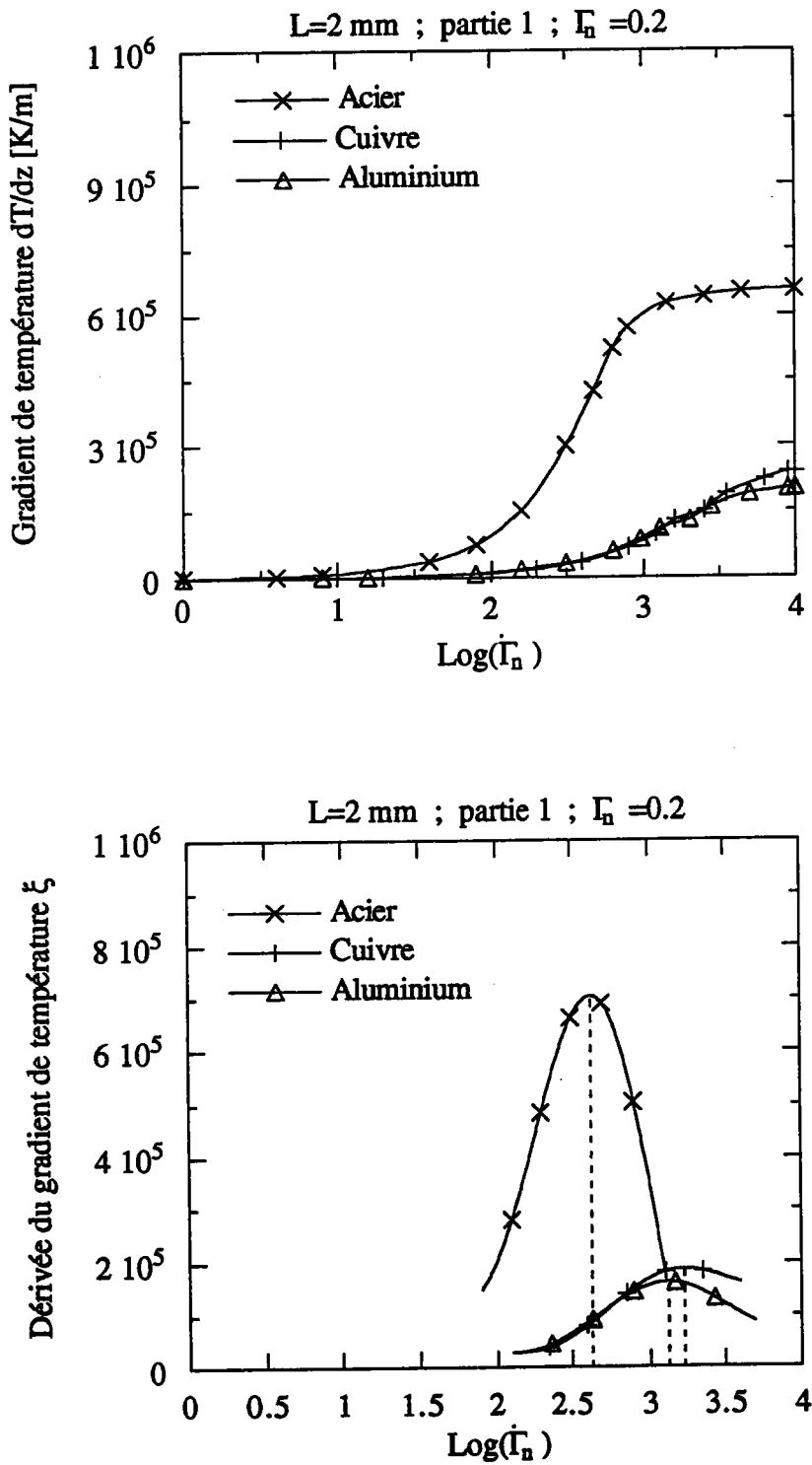


Figure II-12. Résultats numériques de la transition isotherme-adiabatique dans la partie 1 du tube en fonction du logarithme de la vitesse de déformation nominale pour $L=2\text{ mm}$ et $\Gamma_n=0,2$.

Ch. II : Analyse de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince

Déformation nominale égale à 0.4		Vitesse de déformation nominale au centre de la zone de transition en s^{-1}		
Longueur du tube	Zone de calcul dans le tube	Acier	Aluminium	Cuivre
L= 2 mm	Partie 1	420	954	1106
	Partie 2	331	724	981
	Partie 3	48	69	85
L=10 mm	Partie 1	277	724	1000
	Partie 2	216	461	620
	Partie 3	31	42	49

Tableau II-5 Vitesses de déformation nominales au centre de la zone de transition pour l'aluminium, l'acier et le cuivre dans le cas où $\Gamma_n=0.4$.

Déformation nominale égale à 0.2		Vitesse de déformation nominale au centre de la zone de transition en s^{-1}		
Longueur du tube	Zone de calcul dans le tube	Acier	Aluminium	Cuivre
L= 2 mm	Partie 1	424	1318	1674
	Partie 2	335	951	1276
L=10 mm	Partie 1	283	730	1282
	Partie 2	220	515	717

Tableau II-6 Vitesses de déformation nominales au centre de la zone de transition pour l'aluminium, l'acier et le cuivre dans le cas où $\Gamma_n=0.2$.

Les résultats expérimentaux dont nous disposons sur l'analyse de la transition isotherme-adiabatique sont ceux obtenus par [75], dans le cas de la compression (figure II-13) d'une éprouvette cylindrique en cuivre de longueur $L=37.5$ mm. Nous observons que la zone de transition est comprise entre $\dot{\epsilon}_{\min} = 0.01 s^{-1}$ et $\dot{\epsilon}_{\max} = 1 s^{-1}$. Cette différence entre les résultats expérimentaux de compression de l'éprouvette cylindrique et numériques de la torsion d'un tube mince peut se justifier de la façon suivante : d'une part, les frottements au niveau de la section de l'éprouvette cylindrique représentent une autre source de chaleur non négligeable ;

Ch. II : Analyse de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince

d'autre part nous avons montré que l'utilisation de tubes longs diminue la vitesse de déformation nominale critique, donc la grande longueur de l'éprouvette cylindrique utilisée dans l'expérience explique aussi cette différence. Enfin, la relation entre la vitesse de déformation en cisaillement et en compression ($\dot{\Gamma} = \sqrt{3} \dot{\epsilon}$) justifie aussi l'ordre de grandeur obtenu.

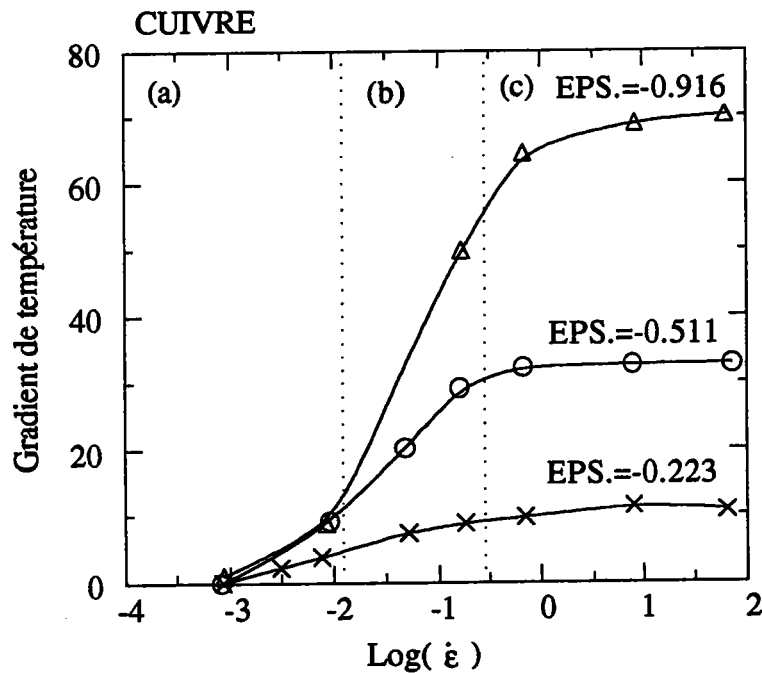


Figure II-13. Résultats expérimentaux dans le cas de la compression d'une éprouvette cylindrique de cuivre de longueur $L=37,5$ mm, d'après [75].

II-4 CONCLUSION

Cette étude nous permet dans la première étape d'identifier la loi de comportement thermo-viscoplastique dans le cas de l'acier 1018, de l'aluminium pur et du cuivre pur et cela dans un large domaine de déformation de vitesses de déformation et de température. Dans une deuxième étape, nous avons déterminé avec une bonne précision trois régions dans le spectre des vitesses de déformation nominales :

- la première, à faible vitesse de déformation et où le processus de déformation est isotherme ;
- la seconde, correspondant à la bande de transition du processus de déformation isotherme à adiabatique. C'est un cas important où il est impératif de tenir compte et de la production et de la conduction de la chaleur ;
- la troisième, région des vitesses de déformation élevées, caractérisée par un processus de déformation à prédominance adiabatique.

En conclusion, le processus de déformation adiabatique commence au centre du tube pour des vitesses relativement faibles. Par contre, pour que le tube en entier soit dans des conditions adiabatiques il faut appliquer de très grandes vitesses de déformation. Nous notons aussi que l'acier est plus disposé à un processus adiabatique que l'aluminium et le cuivre.

Nous avons étudié également, l'influence de la longueur du tube sur l'évolution de la zone de transition isotherme-adiabatique le long du tube. Nous pouvons conclure qu'il est plus facile d'obtenir des conditions adiabatiques avec des tubes longs qu'avec des tubes courts.

Finalement, une augmentation de la déformation nominale entraîne la dominance du processus adiabatique plus rapidement.

Dans le cas des essais de compression, la production de la chaleur par frottement déplace la zone de transition dans le domaine des faibles vitesses.

A noter que dans les cas étudiés aucune instabilité thermoplastique ne se produit, par conséquent, le gradient thermique créé par le transfert de chaleur aux extrémités du tube n'est pas capable de générer des instabilités thermoplastiques, à moins d'introduire des défauts géométriques ou thermiques initiaux. Pour favoriser le déclenchement des instabilités thermoplastiques, nous allons étudier l'influence des grandes déformations nominales sur le comportement des tubes courts dans le chapitre 3.

CHAPITRE 3 :

ANALYSE DE L'INSTABILITÉ ET DE LA LOCALISATION THERMOPLASTIQUES EN TORSION D'UN TUBE MINCE

III-1 Introduction.....	71
III-2 Équations fondamentales.....	72
III-3 Discussion des résultats.....	74
III-4 Simulation de l'essai de torsion à l'aide du code d'éléments finis Abaqus.....	86
III-5 Conclusion.....	93

CHAPITRE 3 :

ANALYSE DE L'INSTABILITÉ ET DE LA LOCALISATION THERMOPLASTIQUES EN TORSION D'UN TUBE MINCE

III-1 INTRODUCTION

La localisation de la déformation plastique sous forme de bandes de cisaillement est commune à plusieurs matériaux. Il est important de constater que ces bandes peuvent se former à la fois dans des conditions isothermes et non isothermes. Dans ce travail nous nous intéressons au second cas où l'élévation température joue un rôle majeur. La déformation plastique entraîne la production de la chaleur qui se manifeste par une élévation de température ; celle-ci réduit les caractéristiques mécaniques du matériau, ce qui favorise la déformation plastique. Ce cycle constitue un mécanisme de formation des bandes de cisaillement adiabatiques (B.C.A.). Cependant, il a été établi depuis que le mécanisme formation des B.C.A. est une interaction complexe entre l'adoucissement thermique, l'écroutissage du matériau, sa sensibilité à la vitesse de déformation. Nous avons montré dans le chapitre 1 que de nombreux chercheurs ont déterminé les conditions critiques d'apparition des instabilités thermoplastiques " $d\tau = 0$." Nous avons présenté les conditions critiques de formation des instabilités thermoplastiques obtenues à l'aide du critère de contrainte maximum, puis celles obtenues par Fressengeas et Molinari à l'aide des perturbations relatives et enfin celles obtenues par le calcul numérique par Litonski [62], Burns [63], Johnson[42] Il est à noter que dans l'ensemble des études présentées, les auteurs ont souvent déterminé des conditions critiques favorables à la formation de la localisation sans tenir compte de la longueur du tube mince.

Les propriétés du matériau, les conditions de chargement et les conditions aux limites exercent une influence sur l'élévation de température et surtout sur l'établissement d'un gradient de température. Le but de ce chapitre est d'une part d'étudier les conséquences de cette influence sur le développement des instabilités thermoplastiques. D'autre part d'étudier l'évolution des conditions critiques de formation des instabilités en fonction de la géométrie du tube mince. Ainsi, nous allons montrer que pour des géométries précises du tube mince et dans le domaine

des grandes déformations nominales et des vitesses de déformation nominales moyennes, le défaut thermique introduit par le gradient de température est un mécanisme plausible de formation des instabilités.

III-2 ÉQUATIONS FONDAMENTALES

Nous considérons le problème du cisaillement simple issu de la modélisation de l'essai de torsion d'un tube mince. En effet il est déjà établi qu'aussi longtemps que la déformation reste uniforme autour de la circonférence du tube mince, alors pour chaque valeur fixe de la variable angulaire φ , l'essai peut être modélisé comme un cisaillement unidimensionnel. A noter que dans cette étude, nous négligeons les composantes élastiques de la déformation. Cette hypothèse est justifiée par les grandes déformations nominales imposées au tube. La contrainte de cisaillement sera supposée constante suivant l'épaisseur et la distorsion angulaire γ est définie par :

$$\gamma = \frac{R\partial\varphi}{\partial z} \quad (\text{III-1})$$

où R est le rayon moyen du tube mince et φ l'angle de rotation d'un plan transversal situé à une distance z de l'origine.

La loi de comportement utilisée est celle identifiée dans le Chapitre 2 : eq(II-2) :

Nous rappelons les valeurs constantes du matériau utilisé dans le cas de l'acier :

$$n_0 = 0,21 \quad ; \quad \alpha_f = 0,058 \quad ; \quad \nu = 0,41 \quad ; \quad B_0 = 1090 \text{ [MPa]} \quad ; \quad \Gamma_0 = 0,44$$

$$T_f = 1753 \text{ [K]}.$$

Nous remarquons que dans le cas où la sensibilité à la vitesse de déformation et l'écroutissage sont indépendants de la température, nous avons :

Pour $T = T_f$ le critère d'instabilité (I-42) obtenu pour un matériau non conducteur par [28] est vérifié :

$$n-\nu = -0,235 < 0 \quad (\text{III-2a})$$

Pour $T=800 \text{ K}$, cette condition d'instabilité est toujours vérifiée :

$$n-\nu = -0,295 < 0 \quad (\text{III-2b})$$

et le critère d'instabilité thermoplastique obtenu pour un matériau conducteur (I-41) par [43] est aussi vérifié :

$$n+m-\nu = -225 < 0 \quad (\text{III-3a})$$

Pour $T=800$ K, la condition d'instabilité devient :

$$n+m-\nu = -268 < 0 \quad (\text{III-3b})$$

L'équation d'équilibre est donnée par :

$$\frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial z} = 0 \quad (\text{III-4})$$

Comme nous allons travailler dans le domaine de vitesses de déformations moyennes, nous avons négligé les effets d'inertie.,

L'équation d'énergie :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_1 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \alpha_2 \beta \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) \frac{\partial \Gamma}{\partial t} \quad (\text{III-5})$$

avec :

$$\alpha_1 = \frac{\kappa}{\rho C_v} ; \alpha_2 = \frac{1}{\rho C_v}$$

où κ est la conductivité thermique, β est le coefficient de Taylor-Quinney qui donne la fraction de travail plastique qui se transforme en chaleur et C_v est la chaleur spécifique à volume constant.

La variable z vérifie la condition suivante :

$$0 \leq z \leq L \quad (\text{III-6})$$

où L est la longueur utile du tube en [mm].

Et enfin l'équation de compatibilité cinématique :

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} = \frac{\partial V}{\partial z} \quad (\text{III-7})$$

où V est la vitesse de cisaillement

Pour compléter la formulation du problème, nous spécifions les conditions initiales et aux limites :

(a) - à l'instant initial t_0 , nous avons :

$$\begin{aligned} T(z, t_0) &= T_0 \\ \Gamma(z, t_0) &= T_0 \end{aligned} \quad \text{(III-8)}$$

(b) la température aux extrémités du tube reste constante et égale à T_0 :

$$\begin{aligned} T(z=0, t) &= T(z=L, t) = T_0 ; \text{ pour } t \geq 0 \\ V(z=0, t) &= 0 ; V(z=L, t) = V ; \text{ pour } t \geq 0 \end{aligned} \quad \text{(III-9)}$$

Pour résoudre le système d'équations ci-dessus, nous avons retenu la méthode des différences finies de Crank-Nicholson décrite au Chapitre 2.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'étude de l'influence de la vitesse de déformation sur le comportement thermomécanique du matériau. Ensuite nous avons analysé l'évolution de la déformation locale et de la température pour différentes longueurs du tube mince.

III- 3 DISCUSSION DES RÉSULTATS

Dans le chapitre précédent, nous avons analysé l'influence de la vitesse de déformation dans le cas de la torsion d'un tube mince auquel nous avons imposé une déformation de cisaillement nominale $\Gamma_n = 0,4$. Dans ce chapitre nous allons étudier le même problème dans le cas des grandes déformations nominales.

Pour simuler le rôle des parties externes du tube mince, qui ne subissent ni déformation plastique, ni élévation de température, nous supposons qu'elles se comportent comme des puits thermiques. Cela se traduit par la température constante imposées aux extrémités de la partie utile du tube mince. Cela est à l'origine du gradient thermique qui s'établit le long du tube. Ce phénomène est très important dans le cas des tubes courts et dans le domaine des vitesses de déformation moyennes où le transfert de chaleur vers les extrémités du tube est non négligeable. Dans l'objectif, de favoriser le rôle déstabilisant du gradient de température, nous nous sommes intéressés au domaine de vitesses de déformation moyennes.

Dans le premier calcul, nous allons considérer le cas du chargement d'un tube mince en acier de longueur $L=2$ mm, de rayon externe $R=10$ mm et d'épaisseur $e=1$ mm. Un programme est écrit pour calculer l'évolution de la température et de la déformation de cisaillement le long de l'axe du tube mince.

En appliquant des grandes déformations, l'apparition des bandes de cisaillement adiabatiques est observée pour des vitesses de déformation nominales comprises entre 110 s^{-1} et 200 s^{-1} .

A noter que la condition de localisation numérique imposée dans le code de calcul consiste à vérifier la relation ci-dessous entre la déformation au centre du tube et la déformation dans la zone ayant pour abscisse $\bar{z} = 0.25$. Si la première est quatre fois plus grande, nous concluons que la localisation au centre est obtenue.

La figure III-1 montre l'évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe du tube d'acier, auquel nous avons imposé une vitesse de déformation de cisaillement nominale $\dot{\Gamma}_n = 180 \text{ s}^{-1}$ et pour différentes déformations nominales de cisaillement. On observe que la localisation de la déformation de cisaillement et de la température apparaît au centre du tube pour une déformation nominale $\Gamma_n = 1,8$. La température maximale obtenue au centre du tube est de l'ordre de 550 K et la déformation de cisaillement maximale est de l'ordre de 6,8. Nous avons aussi effectué des simulations avec des vitesses de déformation nominales légèrement supérieures à 200 s^{-1} . Nous avons obtenu la formation des instabilités thermoplastiques mais comme la température maximale obtenue au centre du tube est supérieure à 800 K. et en plus les déformations ne sont plus réalistes, alors nous n'avons retenu ces résultats. Par contre pour de très grandes vitesses de déformations supérieures à 1000 s^{-1} , le processus de déformation est purement adiabatique, ce qui rend l'influence du gradient de température négligeable. Le domaine de vitesses favorables à la localisation thermoplastique est compris entre 110 s^{-1} et 200 s^{-1} . Enfin, pour des vitesses inférieures à $\dot{\Gamma}_n = 110 \text{ s}^{-1}$, l'influence du gradient thermique est insuffisante pour développer des instabilités. En effet les élévations de température ne sont pas importantes. Par conséquent, dans le domaine des faibles vitesses de déformation, ce défaut ne peut pas être considéré comme un mécanisme plausible de la formation de bandes de cisaillement adiabatiques.

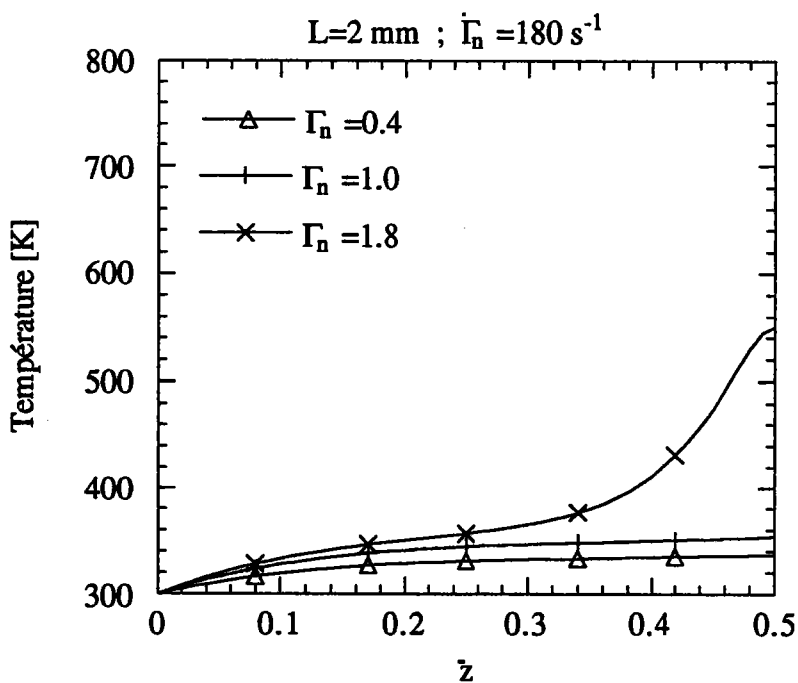
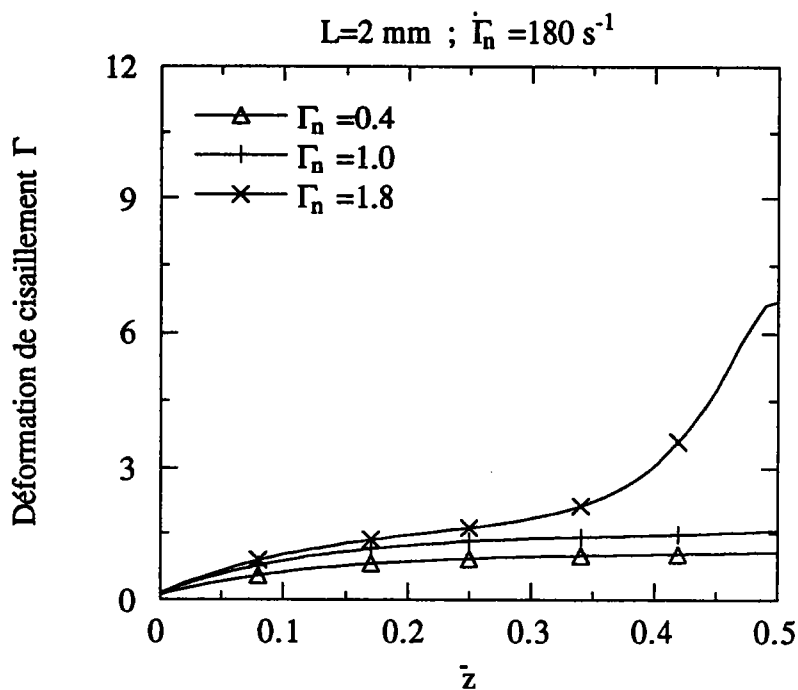


Figure III-1. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long d'un tube d'acier de longueur $L=2 \text{ mm}$, pour différentes déformations nominales et à vitesse de déformation nominale $\dot{\Gamma}_n = 180 \text{ s}^{-1}$.

Afin de montrer l'influence de la vitesse de déformation nominale sur la localisation thermoplastique, nous présentons dans la figure III-2 les résultats obtenus avec $\dot{\Gamma}_n = 110 \text{ s}^{-1}$. Il est à noter que si nous imposons une déformation nominale égale à 1.8 comme précédemment, la condition de formation des instabilités n'est pas vérifiée. Cependant apparaît une tendance de localisation de la déformation plastique et de la température au centre du tube. Pour que la condition de localisation soit vérifiée, cela nécessite l'application d'une déformation de cisaillement nominale de localisation $\Gamma_n = 2$. Il est important de souligner que la température maximale au centre du tube est seulement de l'ordre de 457 K et la déformation plastique est de 5.9. Par conséquent la localisation est d'autant plus nette que la vitesse de déformation nominale est plus grande. L'augmentation de la vitesse de déformation entraîne une diminution significative de la déformation nominale nécessaire. Ces résultats sont en accord avec ceux de la littérature.

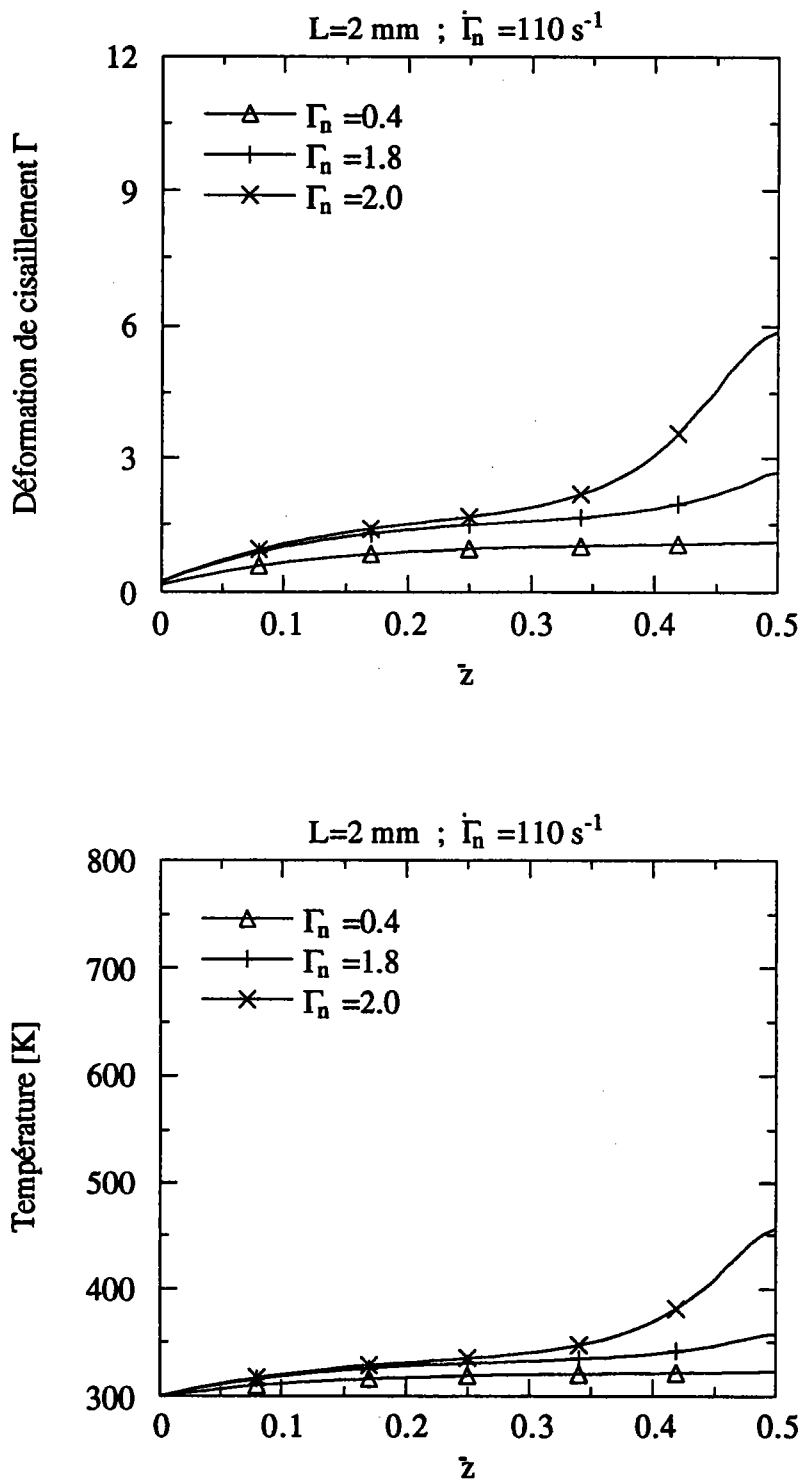


Figure III-2. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long d'un tube d'acier de longueur $L=2\text{ mm}$, pour différentes déformations nominales et à vitesse de déformation nominale $\dot{\Gamma}_n = 110\text{ s}^{-1}$.

Nous avons signalé ci-dessus que dans le domaine des faibles vitesses de déformation les élévations de température ne sont pas très importantes et donc le défaut thermique engendré n'est pas suffisant pour obtenir les B.C.A. Cela est illustré par la figure III-3 qui donne l'évolution de la déformation le long du tube pour une vitesse de déformation nominale $\dot{\Gamma}_n = 10 \text{ s}^{-1}$ et pour différentes déformations nominales allant de 0.4 à 2. Nous observons qu'il n'y a ni localisation ni tendance à celle-ci.

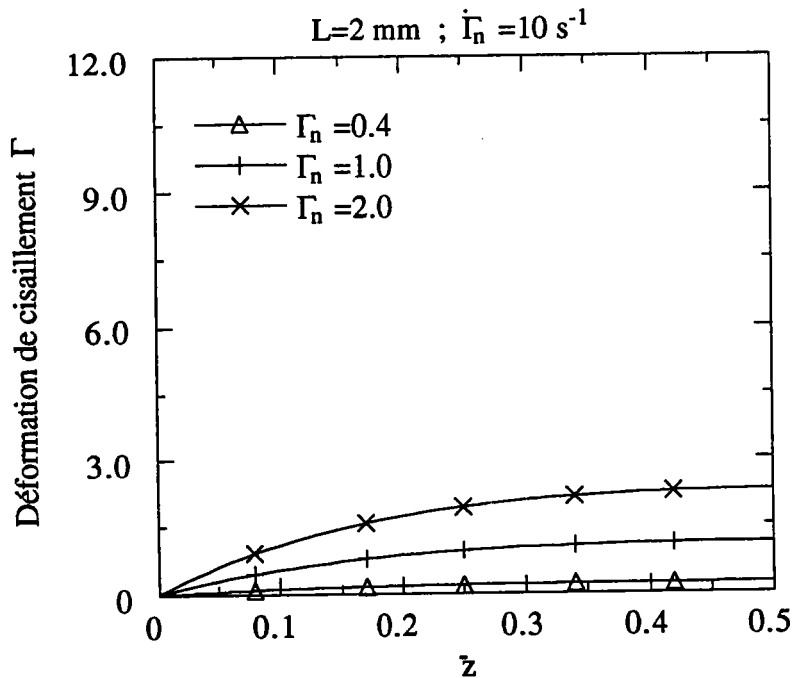


Figure III-3. Évolution de la déformation le long d'un tube d'acier de longueur $L=2 \text{ mm}$, pour différentes déformations nominales et à vitesse de déformation nominale $\dot{\Gamma}_n = 10 \text{ s}^{-1}$.

D'après l'ensemble des résultats obtenus dans le ch. 2 et dans ce paragraphe, dans le domaine des faibles déformations nominales, il n'y a pas de localisation thermoplastique. De même, dans le domaine des faibles vitesses de déformation nominales, sans l'introduction d'un autre type de défaut, il n'est pas possible d'obtenir la formation des bandes de cisaillement. Nous avons aussi montré que dans le domaine de très grandes vitesses de déformation le processus de déformation est purement adiabatique et par conséquent l'influence du gradient thermique dû au transfert de chaleur au bord est négligeable. Par conséquent, le défaut est déterminant uniquement dans le domaine des vitesses de déformation moyennes et de grandes déformations nominales.

Afin d'analyser l'importance de la longueur du tube sur les conditions de formation des bandes de cisaillement, nous avons effectué une série de calculs pour différentes longueurs du tube allant de 1,2 mm jusqu'à 10 mm. Il en résulte que le gradient de température peut être à l'origine du déclenchement des instabilités thermoplastiques dans le cas des tubes courts. Ainsi, pour des tubes de longueur supérieure à 6 mm, si la localisation est observée la température maximale au centre du tube dépasse 800 K et les déformations obtenues ne sont pas réalistes. Par contre, il est possible d'affirmer que la formation des bandes de cisaillement adiabatiques est possible avec des tubes de longueur allant jusqu'à $L=5$ mm.

Comme précédemment le domaine des vitesses moyennes est favorable à la formation des instabilités. Dans le cas de $L=5$ mm, ce domaine est compris entre $\dot{\Gamma}_n = 80 \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\Gamma}_n = 150 \text{ s}^{-1}$. Nous présentons dans la figure III-4 l'évolution de la déformation plastique et de la température le long de l'axe d'un tube en acier de longueur $L=5$ mm, auquel nous avons imposé une vitesse de déformation nominale $\dot{\Gamma}_n = 120 \text{ s}^{-1}$. Il apparaît une localisation de la déformation et de la température au centre du tube pour une déformation nominale localisation $\Gamma_n = 2,3$. La température maximale atteinte au centre du tube est de l'ordre de 670 K et la déformation plastique maximale est égale à 10,3. A noter que pour des vitesses de déformation légèrement supérieures à $\dot{\Gamma}_n = 150 \text{ s}^{-1}$, la température obtenue au centre du tube dépasse le seuil de 800 K. Pour de très grandes vitesses le processus de déformation adiabatique domine dans tout le tube et l'influence du gradient de température dû au transfert de chaleur au bord devient négligeable.

Il faut souligner que si la longueur du tube est plus grande, le domaine favorable à la formation des B.C.A. est décalé dans le domaine des vitesses de déformation nominales plus petites. Nous remarquons aussi que pour $L=5$ mm, les déformations nominales de localisation obtenues sont plus grandes que pour $L=2$ mm, cela s'explique par l'effet du gradient de température qui est plus grand dans le cas des tubes courts. Cela est en bon accord avec les calculs du premier chapitre. Par conséquent, les tubes courts sont plus disposés à la formation des B.C.A.

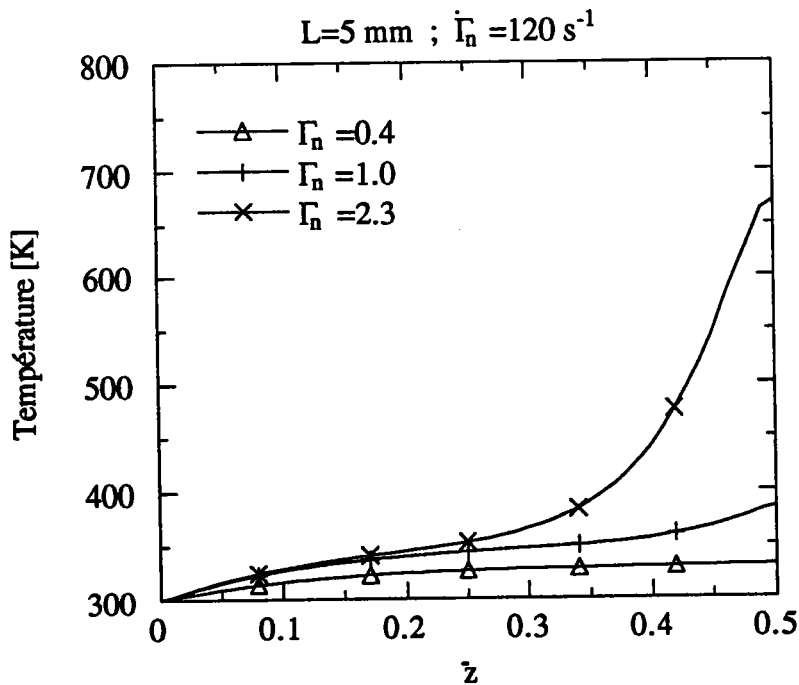
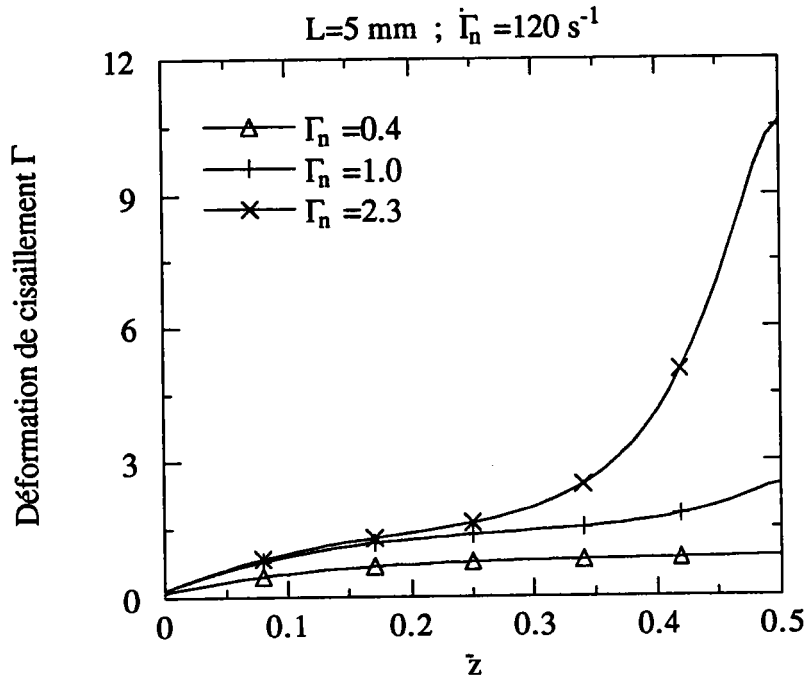


Figure III-4. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long d'un tube d'acier de longueur $L=5 \text{ mm}$, pour différentes déformations nominales et à vitesse de déformation nominale $\dot{\Gamma}_n = 120 \text{ s}^{-1}$.

Dans le but de montrer l'influence de la vitesse de déformation nominale sur le comportement thermomécanique du tube de longueur $L=5$ mm, nous donnons dans la figure III-5 l'évolution de la déformation de cisaillement et de la température obtenues avec la vitesse de déformation nominale $\dot{\Gamma}_n = 80 \text{ s}^{-1}$. Nous remarquons que si nous appliquons la même déformation nominale de localisation $\Gamma_n = 2,3$ du calcul ci-dessus, il n'y a pas de formation de B.C.A.. La condition de localisation est vérifiée seulement pour une plus grande déformation nominale de l'ordre de $\Gamma_n = 2,8$. De plus, il est à noter que la température maximale obtenue est seulement de 530 K contre 670 K avec $\dot{\Gamma}_n = 120 \text{ s}^{-1}$. Nous retrouvons donc, le même comportement que dans le cas où $L=2$ mm. Dans le domaine des faibles vitesses de déformation les élévations de températures ne sont pas très importantes et l'effet du gradient de température est négligeable. Nous avons effectué des simulations pour des faibles vitesses de déformation et les résultats sont similaires à ceux obtenus avec $\dot{\Gamma}_n = 10 \text{ s}^{-1}$ pour $L=2$ mm.

En conclusion le domaine des vitesses de déformation favorables à la formation des bandes de cisaillement adiabatiques ainsi que les déformations nominales de localisation dépendent de la longueur du tube. Nous expliquons cette dépendance par le fait que le mécanisme de base de formation des B.C.A., à savoir le gradient thermique dépend de la longueur du tube. Ainsi, le domaine où ce défaut est déterminant devient très précis et limité, puisqu'il dépend à la fois de la longueur du tube, de la vitesse de déformation nominale, des propriétés thermomécaniques du matériau et finalement de la déformation nominale.

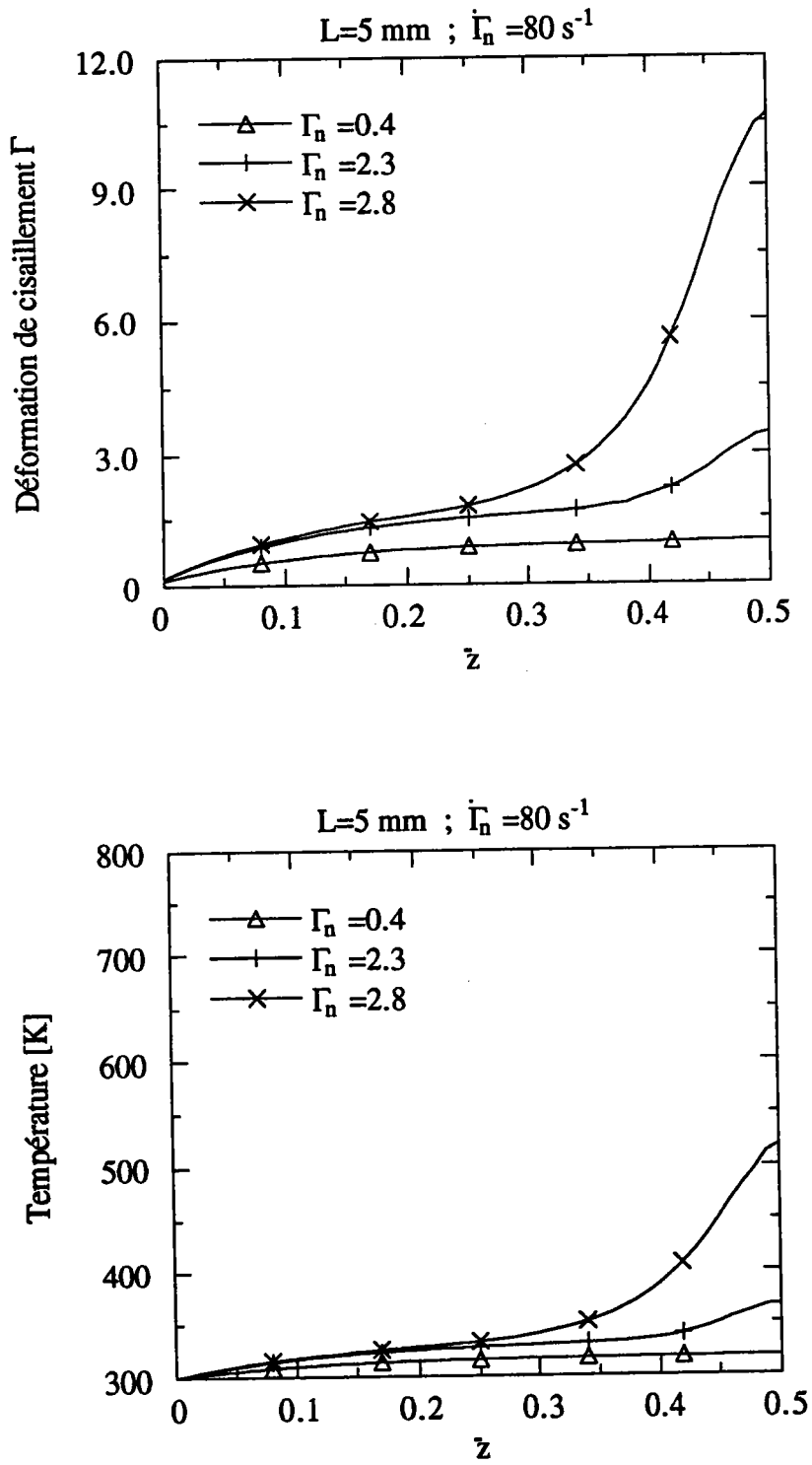


Figure III-5. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long d'un tube d'acier de longueur $L=5\text{ mm}$, pour différentes déformations nominales et à vitesse de déformation nominale $\dot{\Gamma}_n = 80\text{ s}^{-1}$.

Pour résumer l'ensemble des résultats obtenus pour différentes longueurs du tube mince, nous donnons dans la figure III-7 l'évolution du domaine de vitesses de déformation nominales favorable à la formation des bandes de cisaillement adiabatiques en fonction de la longueur du tube mince.

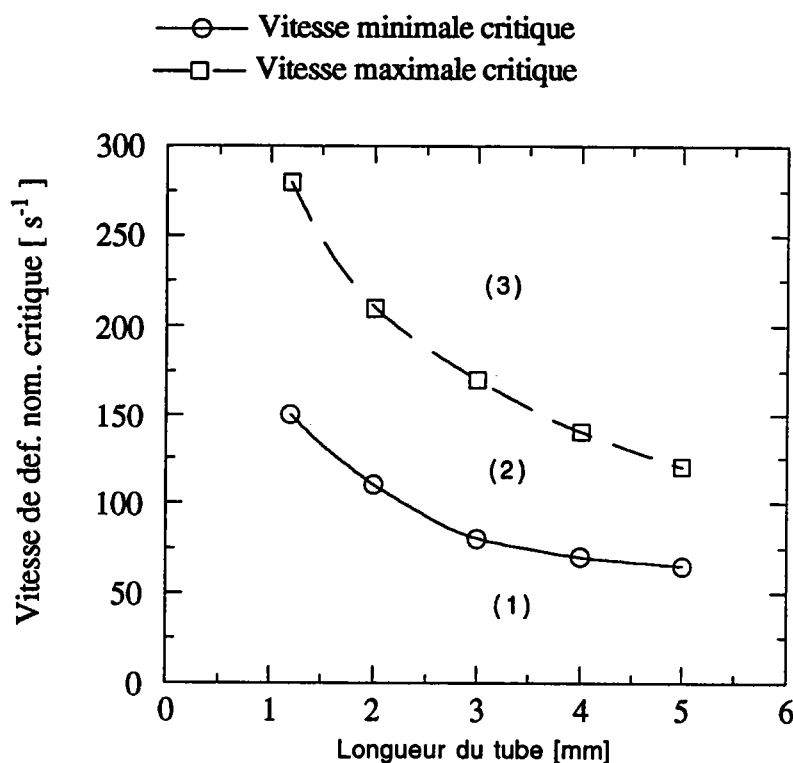


Figure III-7. Évolution des vitesses de déformation nominales de localisation en fonction de la longueur du tube.

La zone (1) correspond au domaine où les élévations de températures ne sont pas importantes, et donc où le gradient de température est négligeable. La zone (2) correspond au domaine favorable à la formation des B.C.A., Cette partie correspond au cas où il est impératif de tenir compte de la production et de la conduction de la chaleur. La zone (3) est un domaine qu'on peut diviser en deux parties distinctes : la première correspondant au cas où des instabilités se produisent mais qui donnent des températures supérieures au seuil de 800 K. La deuxième correspond aux très grandes vitesses de déformation où le processus de déformation est purement adiabatique dans tout le tube. Dans ce cas le transfert de chaleur est négligeable et le défaut thermique qui en résulte est aussi négligeable. Nous soulignons que la zone (2) est une fonction décroissante de la longueur du tube qui se stabilise à partir de $L=5$ mm.

L'évolution de la déformation nominale de localisation en fonction de la longueur du tube est donnée dans la figure III-8. Nous présentons les résultats obtenus avec les valeurs minimale et maximale du domaine des vitesses favorables à la formation des B.C.A.,

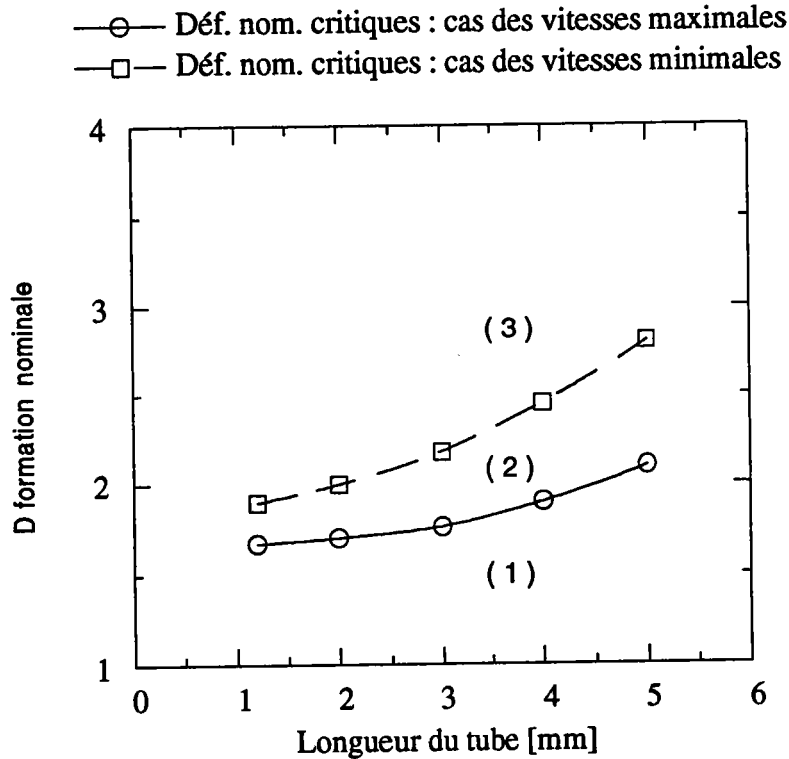


Figure III-8. Évolution de la déformation nominale de localisation en fonction de la longueur du tube et de la vitesse de déformation nominale [76].

La zone (2) est un domaine favorable à la formation des bandes de cisaillement adiabatique. Par contre dans la zone (1), correspondant aux déformations nominales relativement faibles, la condition de localisation n'est pas vérifiée. À ce stade le défaut thermique utilisé est insuffisant pour déclencher les instabilités. Il est à noter que pour des longueurs supérieures à 6 mm nous pouvons affirmer que dans le cas où la localisation se produit la température au centre du tube dépasse 800 K et donc rejetée. Nous remarquons que la déformation de cisaillement de localisation est croissante avec la longueur du tube. Cela est dû au domaine de vitesses de déformation qui décroît avec la longueur du tube.

Après analyse de l'ensemble de cette étude, nous rappelons les principaux résultats obtenus :

-Dans le domaine des très faibles vitesses de déformation nominales, le processus de déformation plastique est isotherme. Il est donc certain que la formation des bandes de cisaillement adiabatiques est impossible, car l'adoucissement thermique est négligeable. Dans le domaine de vitesses relativement faibles l'élévation de température dans le tube n'est plus négligeable, mais le gradient de température dû aux transferts de chaleur aux extrémités du tube est insuffisant pour déclencher des instabilités thermoplastiques.

Dans le domaine de vitesses moyennes, il y a apparition des B.C.A.. Celles-ci sont obtenues dans un domaine de grandes déformations nominales. Si la vitesse de déformation nominale augmente, la déformation nominale de localisation diminue de façon significative.

Dans le domaine des vitesses de déformation nominales relativement grandes, si nous appliquons des grandes déformations nominales nous obtenons la localisation de la température et de la déformation au centre du tube. Cependant les résultats de ces calculs ne sont pas retenus dans ce mémoire car la température maximale au centre dépasse 800 K et les déformations ne sont pas réalistes.

Enfin pour de très grandes vitesses de déformation nominales (supérieures à $\dot{\Gamma}_n = 1000 \text{ s}^{-1}$), le processus est essentiellement adiabatique et le gradient de température n'est plus un moyen de déclenchement des instabilités.

- Une deuxième remarque importante à souligner : si la longueur du tube est grande, alors la vitesse de déformation nominale de développement des instabilités diminue. Par contre la déformation nominale de localisation augmente.

Dans le but de confronter les résultats de cette modélisation simplifiée de l'essai de torsion d'un tube mince, nous avons effectué une simulation 3-D du même essai de torsion d'un tube mince. Pour cela, nous avons choisi la méthode des éléments finis.

III- 4 SIMULATION DE L'ESSAI DE TORSION À L'AIDE DU CODE D'ÉLÉMENTS FINIS : ABAQUS

L'étude du problème de cisaillement simple est importante puisqu'elle permet de déterminer les conditions critiques de formation des B.C.A.. Cependant la forme des structures réelles est généralement complexe. Cela nécessite d'entreprendre une analyse bidimensionnelle et souvent tridimensionnelle. Pour pouvoir mener à bien des analyses multidimensionnelles et tenir compte de défauts éventuels et de la nature complexe de la géométrie, la méthode des éléments finis est de loin la plus efficace. Dans cette deuxième partie, nous allons considérer le cas de la torsion

d'un tube mince en 3-D. Cela nous permet d'une part de comparer avec les résultats de la modélisation en cisaillement simple de l'essai de torsion d'un tube mince. D'autre part, nous allons étudier l'importance de la loi de comportement sur le phénomène de localisation plastique. Le calcul a été effectué à l'aide du code d'élément finis ABAQUS. C'est un code capable de faire à la fois de l'analyse linéaire et non linéaire. Il est spécialement conçu pour la résolution de problèmes complexes dans le domaine du calcul de structure, incluant notamment les effets non linéaires. Pour les problèmes non linéaires, le problème posé est d'obtenir une solution convergente à un moindre coût. La convergence dépend du choix du maillage, de la complexité de la loi de comportement et du schéma d'incrément. Pour ce dernier, ABAQUS propose deux approches :

- le contrôle direct par l'utilisateur de la taille de l'incrément, qui nécessite une bonne connaissance du problème.
- le contrôle automatique du pas du temps, de loin le plus utilisé. Cette approche est particulièrement efficace, dans la plus part des problèmes où l'utilisateur n'a pas connaissance à priori de la forme de la réponse et où la matrice de rigidité peut changer très sévèrement. Dans la majorité des cas, le contrôle automatique permet une résolution fiable. Cependant, cette facilité peut entraîner un faux sens de sécurité et il est essentiel que les résultats soient vérifiés par d'autres moyens indépendants.

Pour simuler l'essai de torsion d'un tube mince en acier, nous avons maillé un tube mince en 3 -D avec des éléments de coques de type S8RT définis par 8 noeuds avec interpolation biquadratique en déplacement et une interpolation bilinéaire en température dans la surface de l'élément coque. Chaque noeud admet 6 degrés de liberté : $U_x, U_y, U_z, \Phi_x, \Phi_y, \Phi_z$ et la variable température. La section associée est une section de coque à laquelle il convient de donner en paramètre l'épaisseur du tube qui est de 1 mm. Un exemple du maillage utilisé de la partie utile du tube est donné dans l'annexe 2. Le maillage utilisé est régulier et le nombre d'éléments a été choisi pour assurer une meilleure convergence des calculs à moindre coût, et il est égal à 1200 éléments.

Pour des raisons techniques, nous n'avons pu utiliser la même loi de comportement que dans l'étude précédente. Cependant, nous adoptons une loi de comportement de type thermo-viscoplastique qui présente la même sensibilité à la température et à la vitesse de déformation. La forme de cette dernière est :

$$\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon}, T) = \sigma_0 \epsilon^n \left[1 + B(T) \dot{\epsilon}^{\frac{1}{p(T)}} \right] \quad (\text{III-14})$$

où σ_0 est la limite de plasticité du matériau, n le coefficient de d'érouissage, $B(T)$ et $p(T)$ sont deux paramètres qui dépendent du matériau et de la température (figure III-11). Nous soulignons le fait que le coefficient d'érouissage est indépendant de la température. Cela entraîne un érouissage très fort dans le domaine dans le domaine des grandes vitesses de déformation. En effet, dans le domaine dynamique les élévations de température entraînent une diminution de l'érouissage du matériau. La forme de $B(T)$ et celle de $p(T)$ sont données par la figure III-9. L'identification de ces paramètres à température constante a été effectuée par [77], par contre leur évolution en fonction de la température a été choisie pour reproduire le même comportement que la loi de comportement utilisée précédemment.

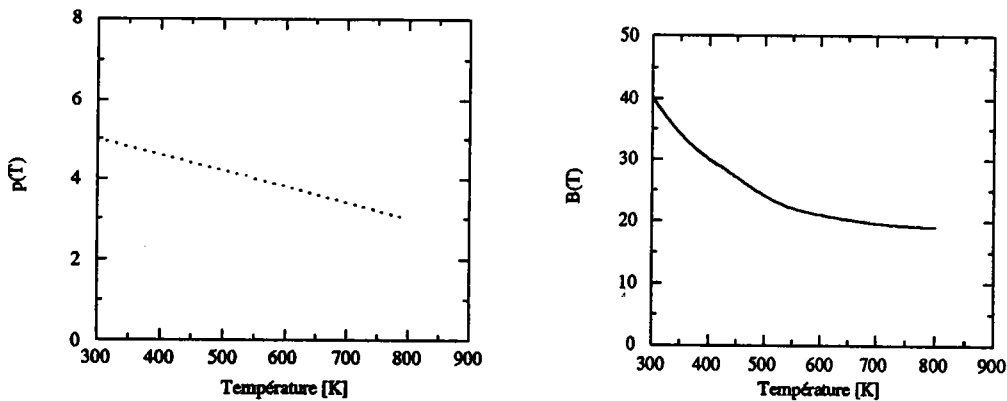


Figure III-9 Évolution des paramètres $B(T)$ et $p(T)$ en fonction de la température dans le cas de l'acier.

L'ensemble des constantes de l'acier à température ambiante $T= 300$ K nécessaires dans le cadre de cette étude sont résumées dans le tableau III-1. Dans notre analyse, nous avons supposé que la conductivité thermique, la densité, la chaleur spécifique et le coefficient d'érouissage sont constants.

Constantes [Unité] à $T_0 = 300$ K	(Acier)
Limite d'élasticité [MPa]	240
Module de Young E [GPa]	206
Coefficient de Poisson	0.29
Densité [kg/m^3]	7835
Chaleur spécifique [J/kg.K]	445
Conductivité thermique [W/m.K]	65
Coefficient d'écrouissage	0.2
Le paramètre $p(T_0)$	5
Le paramètre $B(T_0)$	40.4

Tableau III-1 Constantes thermomécaniques utilisée dans la simulation numérique Abaqus.

Nous présentons dans ce qui suit quelques résultats obtenus avec le code d'éléments finis ABAQUS. On note que ces résultats sont en accord avec les résultats obtenus avec la technique des différences finies.

Par exemple dans le cas d'un tube de longueur utile $L=2$ mm d'épaisseur $e=1$ mm et de rayon $R=10$ mm, nous avons imposé les mêmes conditions de chargement que précédemment, nous retrouvons que dans le même domaine des vitesses moyennes et pour le même ordre de déformation nominale, il y apparition de bandes de cisaillement adiabatiques. Pour comparer avec les résultats précédents nous présentons dans la figure III-10 l'évolution de la température et de la déformation de cisaillement le long de l'axe d'un tube soumis à la vitesse de déformation nominale égale à 180 s^{-1} et la déformation nominale égale à 1,8.

Nous remarquons que l'élévation de température maximale au centre du tube est de l'ordre de 285 K au lieu de 250 K dans le calcul précédent. Cette différence de grandeur est sûrement due à la sensibilité à la température plus grande et de l'écrouissage supposé constant dans la loi de comportement (III-14). Cette différence, se traduit aussi dans la valeur maximale de la déformation qui est égale à 7,4 au lieu de 6,8.

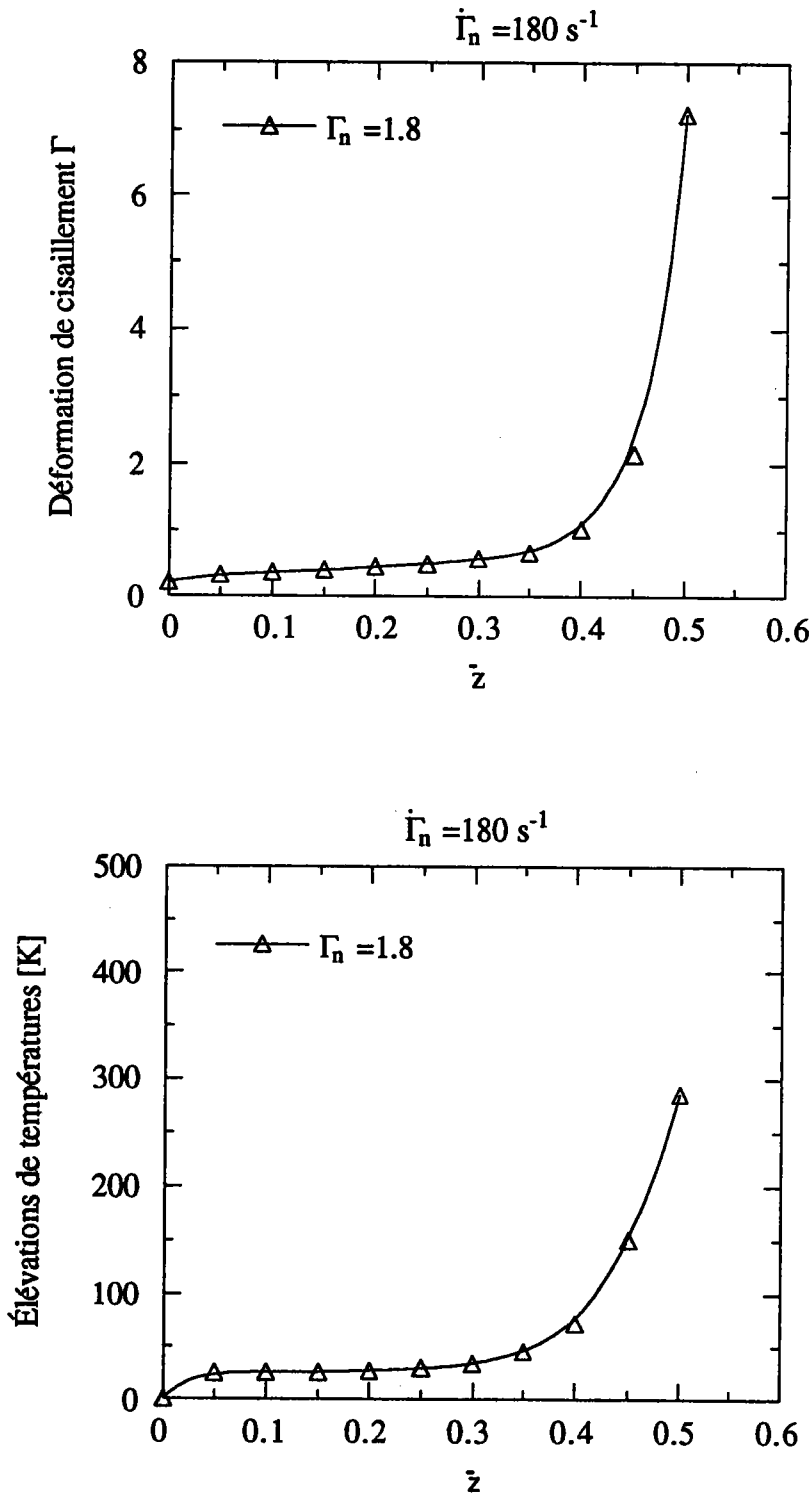


Figure III-10. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long d'un tube d'acier de longueur utile $L=2$ mm, pour $\dot{\Gamma}_n = 180 \text{ s}^{-1}$.

La même série de calculs a été effectuée avec des tubes de longueurs différentes et pour plusieurs vitesses de déformation nominales, le même comportement signalé dans le paragraphe III-3 est confirmé. Cependant nous signalons que les températures et les déformations maximales sont plus grandes dans le cas de cette deuxième modélisation. Par contre l'évolution du domaine des vitesses de déformation favorables à la formation des bandes de cisaillement adiabatiques et des déformations nominales de localisation en fonction de la longueur du tube est confirmé.

III-5 CONCLUSION

Deux simulations numériques de l'essai de torsion dans le cas d'un tube mince en acier ont été effectuées. Dans les deux cas, nous avons utilisé des lois de comportement thermo-viscoplastiques et pour chaque tube de longueur L , nous avons imposé une vitesse angulaire fixe à une extrémité, l'autre étant encastree et pour différentes déformations nominales. A noter que lors des deux simulations nous avons négligé les effets d'inertie. Cela étant justifié par l'ordre des vitesses imposées.

La première simulation utilise la technique des différences finies, dans cette partie nous avons montré que le gradient de température dû au transfert de chaleur aux extrémités du tube qui sont en contact avec ses parties externes, est un mécanisme plausible de formation des bandes de cisaillement adiabatiques. Ainsi, nous avons étudié l'influence des conditions de chargement et de la longueur du tube sur la capacité de ce type de défaut à générer des instabilités thermoplastiques. Il s'avère que dans le cas de tubes de longueurs allant de 1,2 à 5 mm, pour des faibles vitesses de déformation nominales " inférieures à 80 s^{-1} ", le gradient de température seul est insuffisant pour générer des instabilités thermoplastiques. Par contre pour des vitesses de déformation nominales allant de $\dot{\Gamma}_n = 80 \text{ s}^{-1}$ à $\dot{\Gamma}_n = 250 \text{ s}^{-1}$, il y a formation des B.C.A. mais cela nécessite d'imposer de grandes déformations nominales allant de $\Gamma_n = 1,7$ à $\Gamma_n = 2,8$. Dans le cas des vitesses de déformation nominales légèrement supérieures à $\dot{\Gamma}_n = 250 \text{ s}^{-1}$, la température maximale obtenue au centre du tube dépasse la valeur de 800 K et les déformations ne sont plus réalistes. En effet, la rupture survient généralement avant. Enfin dans le domaine de très grandes vitesses de déformation le processus de déformation est essentiellement adiabatique et le gradient de température dû au transfert de chaleur au bord est négligeable.

Dans le cas des tubes de longueur supérieure à 6 mm, aucune localisation avec la température maximale inférieure à 800 K n'est obtenue dans le cas des grandes vitesses de déformation nominales. On peut donc affirmer que dans le cas des tubes courts et dans le domaine des vitesses moyennes et des grandes déformations nominales, le gradient de température peut être considéré comme un mécanisme de formation des instabilités thermoplastiques. La deuxième simulation a été effectuée à l'aide du code d'éléments finis ABAQUS. Cette dernière a confirmé la relation établie entre la géométrie de l'éprouvette, les conditions de chargement et la capacité du gradient thermique à générer la formation des bandes de cisaillement adiabatiques dans le domaine des grandes déformations nominales.

Jusqu'à présent nous avons étudié le cas du cisaillement simple ; or nous avons rappelé que la forme des structures est souvent complexe. Donc cette modélisation ne permet pas de simuler l'ensemble des situations industrielles où apparaissent les B.C.A. Parmi les essais expérimentaux qui sont très utilisés pour reproduire les conditions extrêmes de formation des instabilités thermoplastiques, il y a l'essai du double cisaillement. La géométrie de l'éprouvette du double cisaillement joue un rôle majeur dans de tels essais. Dans le chapitre suivant nous allons analyser l'influence de cette géométrie sur le comportement thermomécanique du matériau pour différentes vitesses de déformation et à différents niveaux de déformation.

CHAPITRE 4 :

ANALYSE DU COUPLAGE THERMOMÉCANIQUE DANS LE CAS DU DOUBLE CISAILLEMENT

IV-1 Position du problème.....	93
IV-2 Analyse 2-D de l'essai du double cisaillement sur l'éprouvette modifiée (1).....	96
IV-3 Analyse 2-D de l'essai du double cisaillement sur l'éprouvette modifiée (2).....	107
IV-4 Analyse 3-D de l'essai du double cisaillement sur l'éprouvette modifiée (3).....	112
IV-5 Conclusion.....	118

CHAPITRE 4 :

ANALYSE DU COUPLAGE THERMOMÉCANIQUE DANS LE CAS DU DOUBLE CISAILLEMENT

IV-1 POSITION DU PROBLÈME

Dans un nombre croissant de problèmes de sciences de l'ingénieur, les structures sont soumises à des conditions de chargement extrêmes. Par conséquent, la connaissance exacte et sûre du comportement des matériaux dans le domaine des grandes vitesses de déformation "de l'ordre de 10^3 s^{-1} et plus" est nécessaire. Le dispositif des barres de kolsky (dispositif d'Hopkinson modifié) est de loin le plus utilisé dans ce domaine. Cependant, c'est une technique qui a montré ses limites. En effet la déformation et la vitesse de déformation maximales atteintes sont limitées. Parmi les techniques expérimentales utilisées pour étudier le comportement des matériaux à des vitesses de déformation supérieures à 10^4 s^{-1} , celle du double cisaillement est considérée [1] comme la plus prometteuse. Cette technique utilisée initialement par Campbell-Ferguson [1] est basée sur celle des barres d'Hopkinson. Ainsi l'éprouvette de double cisaillement est supportée par un tube puis chargée à l'aide d'une barre. Cependant, ce type de chargement présente l'inconvénient d'avoir un temps de montée très grand (de l'ordre de $20 \mu\text{s}$). Comme la longueur de l'entaille $L_e=0.84 \text{ mm}$ (figure IV-1) est très petite, cela donne de grandes déformations dans l'éprouvette durant le chargement. Par conséquent la vitesse de déformation n'est pas constante durant le chargement. Un autre inconvénient est la grande longueur de la partie interne relativement à celle des appuis. En effet cela favorise une flexion de l'éprouvette et donc ne permet pas d'obtenir un cisaillement pur. Ce phénomène a été observé dans l'analyse numérique effectuée par [78]. A noter que dans l'étude numérique [78], il n'a pas été tenu compte du couplage thermomécanique. Or dans le domaine des grandes vitesses de déformation, nous avons montré auparavant que l'effet de la température n'est pas négligeable. Nous présentons ci-dessous la géométrie de l'éprouvette utilisée par [1]

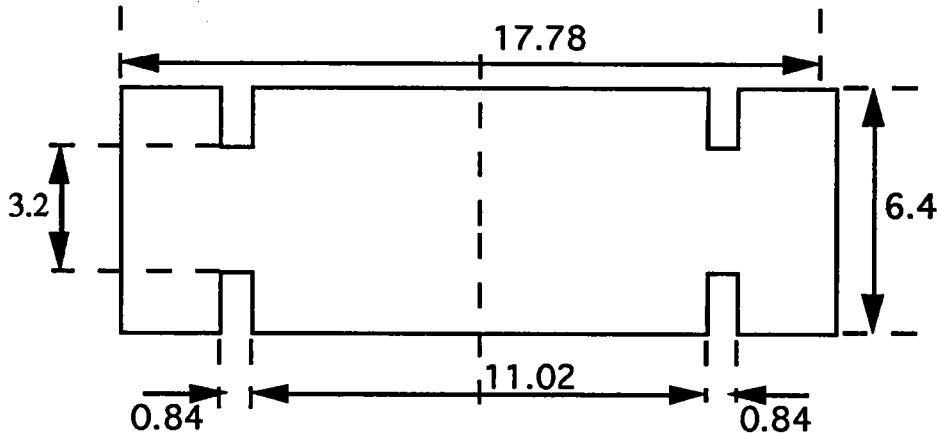


Figure IV-1. Éprouvette de l'essai de double cisaillement utilisée par [1]. Les dimensions sont en mm.

Le problème du temps de montée a été résolu par la suite par [73] qui utilise un chargement par impact direct à l'aide d'un projectile. Cela permet d'avoir un essai à vitesse quasi-constante. En plus, cette technique permet d'atteindre de très grandes vitesses de déformation nominales avec des vitesses de projectiles relativement modérées. Bien que, le double cisaillement soit un bon essai pour déterminer la contrainte d'écoulement à de grandes vitesses de déformation, la géométrie de l'éprouvette rend extrêmement difficile la détermination exacte de la déformation de cisaillement. En effet, la géométrie utilisée par [78] pour modéliser l'essai de double cisaillement pose les problèmes suivants : d'une part, durant l'essai le mode de déformation inclut la rotation, et la déformation plastique n'est plus limitée à la zone de cisaillement [78]. D'autre part, on observe des zones de déformation plastique au niveau des appuis de l'éprouvette. Il est donc important de développer une étude numérique précise de l'essai du double cisaillement dans le but d'optimiser les résultats obtenus par cette technique du double cisaillement. Pour cela nous avons amélioré et discuté la géométrie de l'éprouvette (figure IV-2).

Dans un premier temps nous avons effectué l'étalonnage des essais des barres de torsion, afin de déterminer l'ordre de l'erreur commise en supposant que l'essai des barres de torsion se passe comme un double cisaillement pur. Cela nous a permis de déterminer le facteur de correction qui dépend légèrement de la déformation nominale imposée [73]. Ensuite nous avons étudié l'influence de la vitesse de déformation et celle de la déformation nominale sur l'évolution de la température et de la déformation dans l'éprouvette.

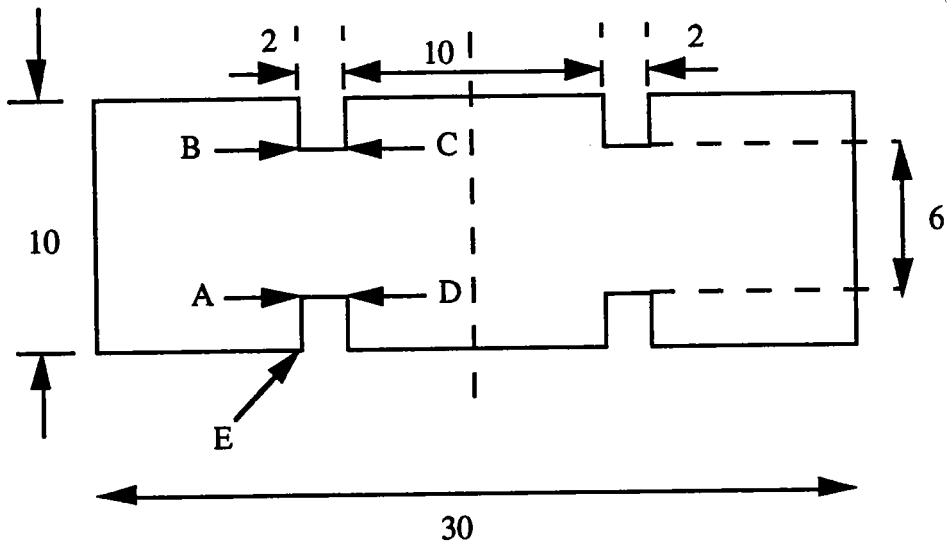


Figure IV-2. Éprouvette modifiée (1) de l'essai de double cisaillement. Les dimensions sont en mm, l'épaisseur est égale à 6 mm, [73].

Dans le cas de l'éprouvette de la figure IV-2 développée par [73] nous avons la longueur de l'entaille qui est égale à 2 mm, ce qui réduit sensiblement la concentration des contraintes aux coins A, B, C et D des entailles et permet aussi d'obtenir une vitesse de déformation constante durant le chargement direct par un projectile. Le deuxième point important de cette nouvelle configuration de l'éprouvette modifiée Figure IV-2 est la longueur des parties externes L_{pe} qui est plus longue " $L_{pe}=8$ mm" au lieu de 2,54 mm. Cela diminue la déformation plastique des appuis et la rotation de l'éprouvette.

Pour commencer ce travail, nous effectués la simulation numérique de l'essai de double cisaillement dans le cas statique. La géométrie utilisée est celle de la figure IV-2. Cela a permis de calculer le facteur d'étalonnage de l'essai. Pour une déformation de cisaillement moyenne comprise entre $\Gamma_C=0,05$ et $\Gamma_C=0,5$ le facteur d'étalonnage ξ augmente sensiblement de 1,12 à 1,2. En conclusion pour une déformation nominale comprise entre 0,05 et 1, la valeur moyenne du facteur d'étalonnage est $\xi = 1,2$ [73]. Nous obtenons ainsi la relation :

$$\tau = \xi \tau_c \quad \text{avec } \xi \geq 1$$

où τ est la contrainte de cisaillement corrigée, τ_c est la contrainte de cisaillement moyenne calculée dans la zone de cisaillement

Par conséquent, l'erreur commise avec la géométrie est toujours assez grande, c'est pourquoi, nous avons décidé d'entreprendre une analyse complète de l'essai de double cisaillement.

IV-2 ANALYSE 2-D DE L'ESSAI DU DOUBLE CISAILLEMENT SUR L'ÉPROUVETTE MODIFIÉE (1).

Initialement un modèle très simple a été choisi où nous avons utilisé l'élément C3D8 (élément de type Abaqus). C'est un élément 3 -D continu à 8 noeuds. Les résultats de ce modèle suggèrent un état de contraintes planes. Cela justifie l'analyse bidimensionnelle proposée. Pour des raisons de symétrie géométrique de l'éprouvette, nous avons limité notre étude à la simulation du chargement de la moitié de l'éprouvette. L'axe de symétrie se traduit en éléments finis par l'interdiction du déplacement suivant ox à tous les noeuds de l'axe central.

Ensuite, les éléments utilisés pour mailler l'éprouvette sont de type CPSR8T. C'est un élément continu utilisé pour les problèmes en contraintes planes, défini par 8 noeuds avec interpolation biquadratique en déplacement et interpolation bilinéaire en température et avec une intégration réduite. Cet élément possède deux degrés de liberté par noeud: U_x , U_y et la température T . Le maillage utilisé n'est pas régulier ; en effet un maillage très fin a été utilisé dans la zone de concentration des contraintes. Dans chaque cas nous avons étudié le maillage de façon à obtenir la convergence du calcul avec le moindre coût.

Dans cette analyse du problème, nous tenons compte du couplage thermomécanique. Pour cela nous supposons que la fraction du travail plastique transformée en chaleur est constante et égale au coefficient de Taylor-Quinney $\beta = 0,9$ pour l'acier. Par contre, nous avons été amené à négliger les effets d'inertie. En effet, la version 4-9-1 du code d'éléments finis ABAQUS ne permet pas de tenir compte à la fois du couplage thermomécanique et de l'aspect dynamique du problème.

La modélisation de l'essai du double cisaillement consiste dans la simulation des conditions de chargement ainsi que dans le comportement du matériau. Concernant la loi de comportement du matériau nous avons adopté la loi définie ci-dessus. Ayant privilégié l'aspect thermomécanique, pour simuler le chargement nous imposons un déplacement $\delta(t)$ pendant un temps t à tous les noeuds de la ligne supérieure de la partie interne de l'éprouvette.

La déformation de cisaillement est donc égale à :

$$\Gamma(t) = \frac{\delta(t)}{L_e}$$

et la vitesse de déformation est donnée par :

$$\dot{\Gamma}(t) = \frac{1}{L_e} \frac{d\delta(t)}{dt}$$

L'analyse implique clairement de grands déplacements ; c'est pourquoi que nous avons utilisé le paramètre NLGEOM qui indique que la géométrie du problème est non linéaire et que la matrice de rigidité est recalculée à chaque incrément.

En ce qui concerne les conditions initiales, nous avons imposé une température initiale homogène égale à 300 K dans toute l'éprouvette. Par contre pour les conditions de chargement nous avons simulé deux cas.

Premier cas : l'éprouvette modifiée (1) s'appuie uniquement sur le support inférieur.

Le problème simulé est présenté dans la figure IV-3. Le contact entre l'éprouvette et le support est supposé parfait. Une série de calculs a été effectuée pour déterminer l'influence de la vitesse de déformation nominale sur les élévations de température dans l'éprouvette ainsi que sur la répartition des déformations plastiques. Le but de ce travail est d'une part, d'éliminer les problèmes posés par la géométrie de l'éprouvette de la figure 1 et d'autre part, de déterminer dans quelles conditions de chargement nous observons la formation des instabilités thermoplastiques.

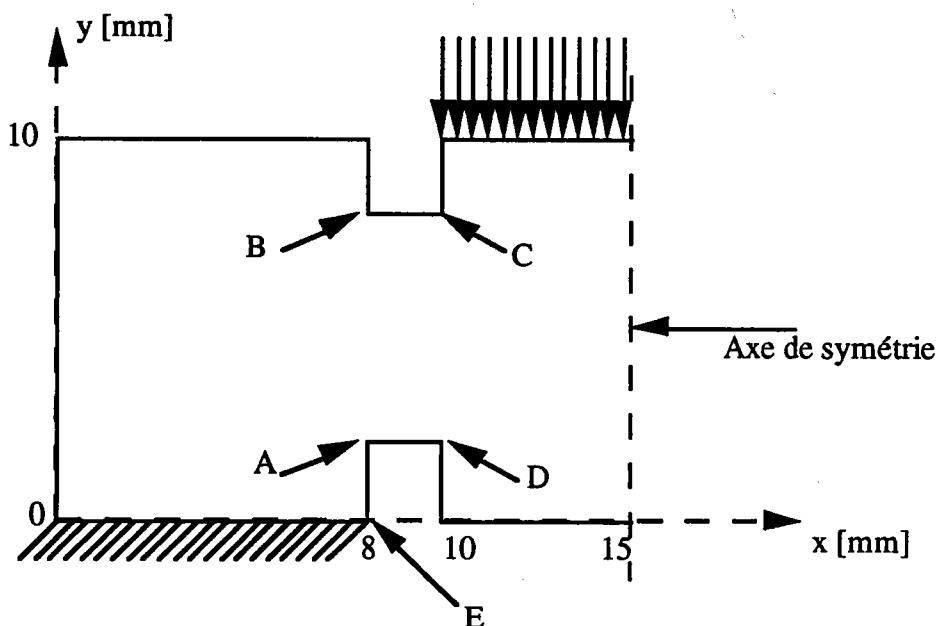


Figure IV-3. Chargement de l'éprouvette modifiée (1) : Premier cas.

Le maillage de l'éprouvette est présentée dans l'annexe 3. Nous avons utilisé 1420 éléments de type CPS8RT, le maillage a été optimisé pour permettre une bonne convergence des calculs. Comme le processus de déformation est très intense dans la zone de cisaillement, nous avons effectué un maillage très fin dans cette région. Nous présentons ci-dessous les résultats obtenus avec trois vitesses de déformation nominales : $\dot{\Gamma}_n = 10 \text{ s}^{-1}$, $\dot{\Gamma}_n = 100 \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\Gamma}_n = 1000 \text{ s}^{-1}$ et pour chaque cas la déformation nominale de cisaillement $\Gamma_n = 1$. La figure IV-4 donne l'évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe y de coordonnée $x=8 \text{ mm}$. Nous observons que pour des vitesses de déformation nominales faibles, la déformation est fortement localisée au point A et légèrement au point en B où elle atteint respectivement 3,8 et 1,7. Or dans le domaine des vitesses faibles, (de l'ordre de 10 s^{-1}) nous avons montré que l'influence du couplage thermomécanique est négligeable. Cette forte localisation de la déformation plastique n'est donc pas le résultat d'un processus de déformation purement thermomécanique. Elle ne peut donc être attribuée qu'à la nature du coin de l'entaille en A qui forme un angle droit. Par contre une tendance à la localisation de la température au point A est obtenue seulement avec des grandes vitesses de déformation nominales de l'ordre de $\dot{\Gamma}_n = 1000 \text{ s}^{-1}$. Nous notons aussi un échauffement très important au niveau des appuis. En effet, pour $\dot{\Gamma}_n = 1000 \text{ s}^{-1}$, on observe une élévation de température de l'ordre de 75 K dans l'appui E. De même, la plastification est très présente puisqu'au niveau du point E ($x=8$; $y=0$) en contact avec le support, la déformation

de cisaillement est égale à $\Gamma = 1$. Le problème de plastification des appuis reste donc toujours posé. Pour la même raison de géométrie (angles droits de l'entaille), une forte localisation de la déformation de cisaillement est aussi observée au niveau des points C et D (figure IV-5) où elle atteint respectivement 4 et 3. Le même comportement est observé pour le comportement de la température dans l'axe y (d'abscisse $x=10$ mm). La température augmente fortement aux points C et D uniquement pour des grandes vitesses de déformation nominales. Le maximum atteint aux points C et D pour $\dot{\Gamma}_n = 1000 \text{ s}^{-1}$ et de 460 K. Comme cela est montré dans les figures ABAQUS de l'annexe qui donnent la répartition des températures et des déformations de cisaillement, l'axe d'intenses déformations est compris entre A et C. Il faut donc s'attendre à ce que la rupture se manifeste suivant l'axe AC. La figure IV-6 donne l'évolution de la déformation de cisaillement et de la température dans l'axe x de coordonnée $y=5$ mm. Il est à noter que le processus de déformation ne se limite pas à la zone de cisaillement. En effet la partie externe subit des déformations plastiques au milieu de l'éprouvette allant jusqu'à 0,15. Par conséquent l'hypothèse de déformation de cisaillement pur est toujours très approximative. A souligner que l'ordre des déformations plastiques et l'échauffement sont moins importants dans la zone de cisaillement que dans les coins des entailles. En effet la température maximale obtenue au centre de la zone est de 420 K contre 460 K dans certains coins. De même la déformation maximale se limite à 1,6 dans la zone de cisaillement contre 3,8 en A et 4 en C. Enfin nous remarquons l'absence d'instabilité dans la zone de cisaillement de l'éprouvette et cela pour $\dot{\Gamma}_n$ allant de 10 à 10^3 s^{-1} et pour $\Gamma_n=1$.

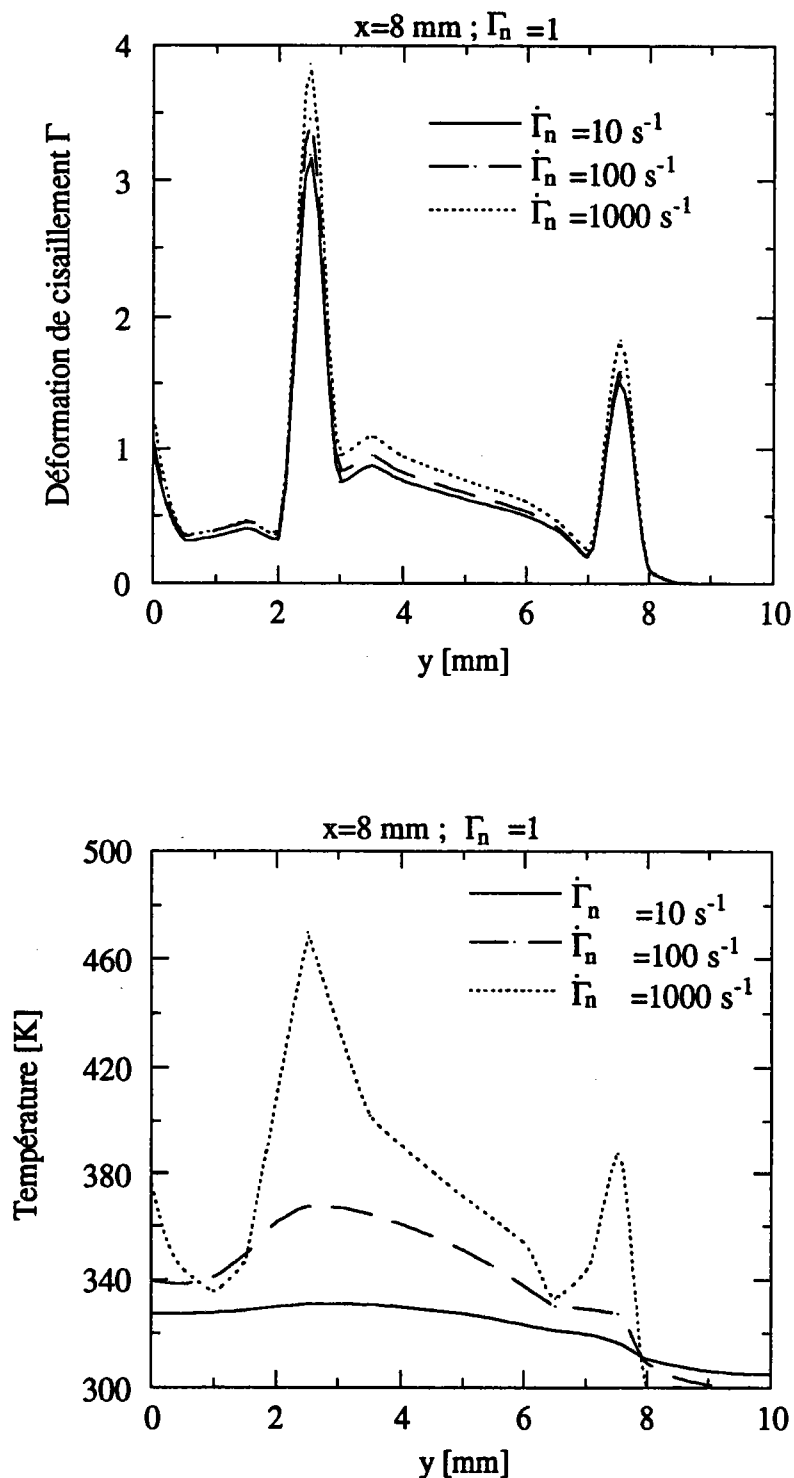


Figure IV-4. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe y d'abscisse $x = 8 \text{ mm}$ pour une éprouvette en acier pour différentes vitesses de déformation nominales, éprouvette modifiée (1) premier cas de chargement.

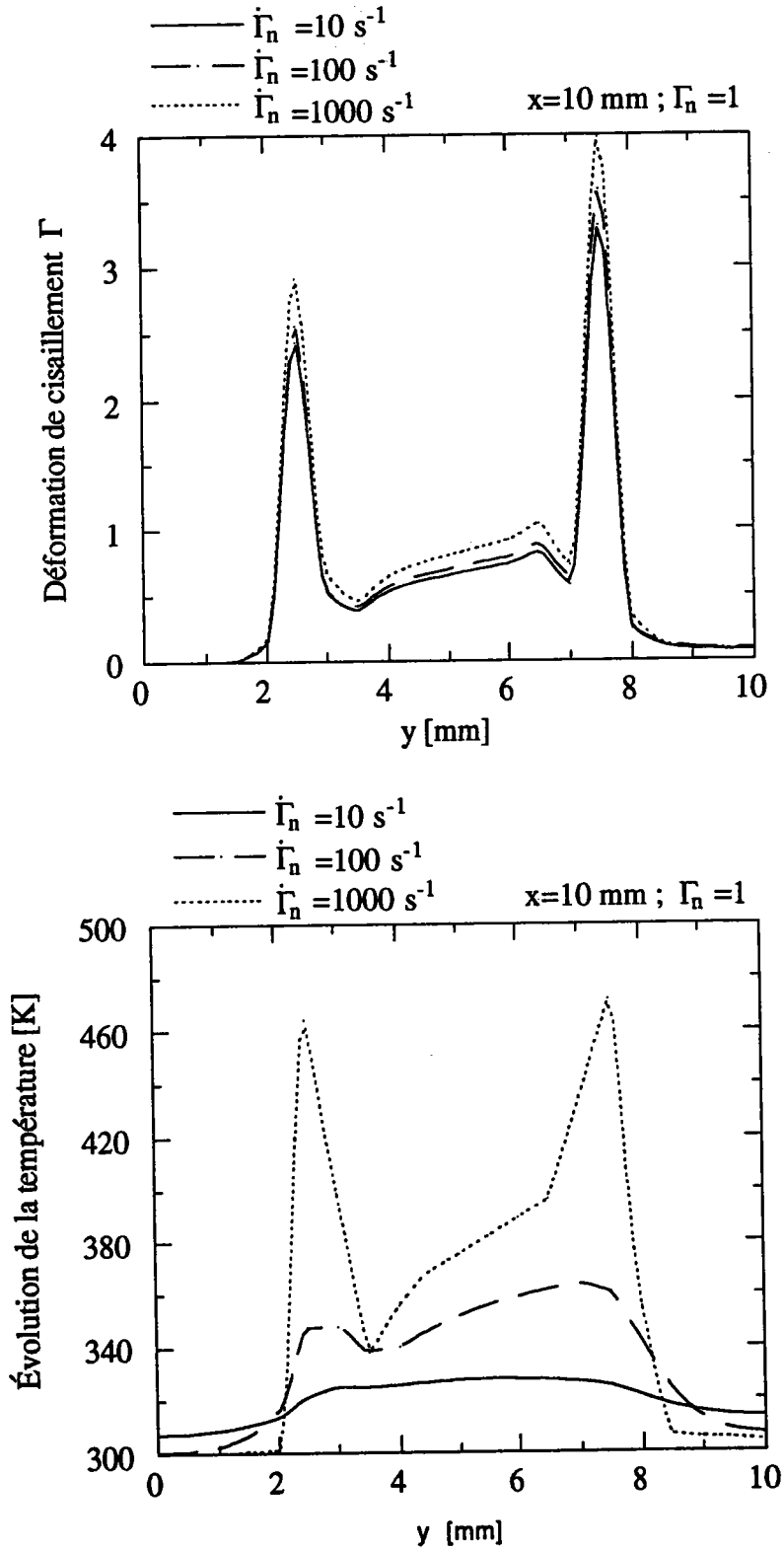


Figure IV-5. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe y d'abscisse $x= 10 \text{ mm}$ pour une éprouvette en acier pour différentes vitesses de déformation nominales, éprouvette modifiée (1), premier cas de chargement

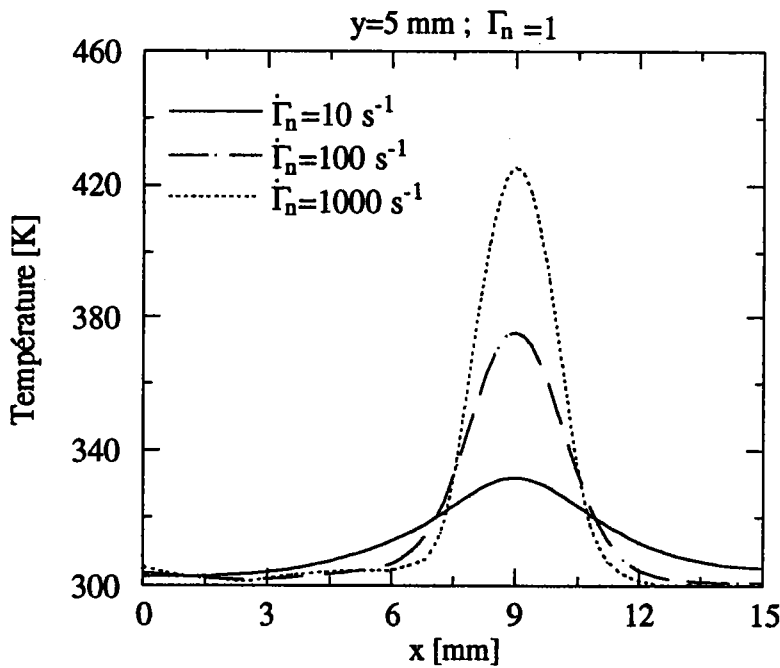
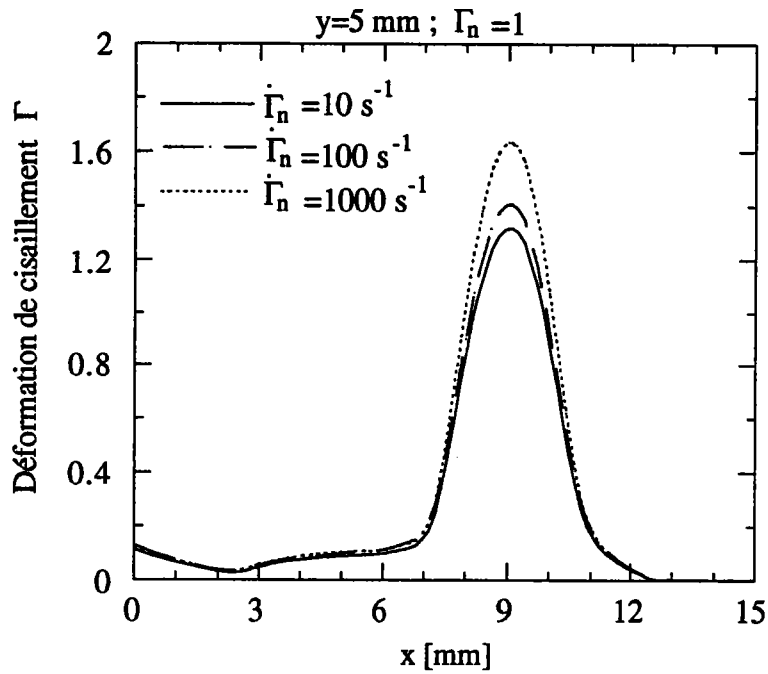


Figure IV-6. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe x d'ordonnée $y= 5 \text{ mm}$ pour une éprouvette en acier pour différentes vitesses de déformation nominales, éprouvette modifiée (1), premier cas de chargement.

En conclusion avec ce type de chargement les problèmes de la plastification de la zone d'appui ainsi que la rotation de l'éprouvette sont améliorés mais toujours posés. Pour éliminer le problème de la rotation de l'éprouvette nous allons simuler le cas où les deux faces de l'éprouvette sont serrées

Deuxième cas : l'éprouvette modifiée (1) est fixée par les supports inférieur et supérieur.

Le problème simulé est présenté dans la figure IV-7 :

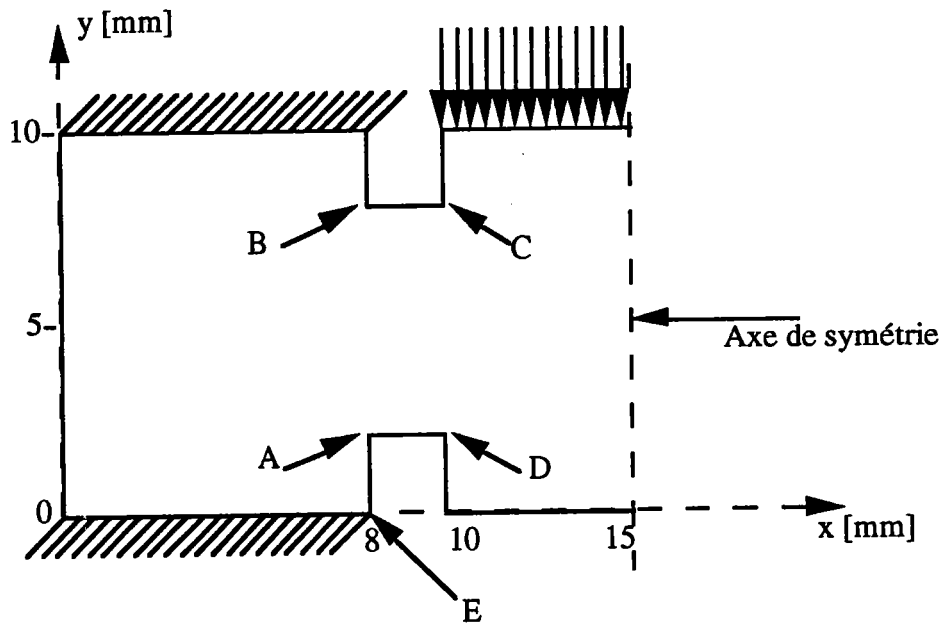


Figure IV-7. Chargement de l'éprouvette modifiée (1) : Deuxième cas.

Le contact entre l'éprouvette et le système de serrage est supposé parfait, de même que dans le calcul précédent nous avons effectué la simulation du chargement de la moitié de l'éprouvette. Le maillage du premier calcul est conservé.

La figure IV-8 représente l'évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe y de coordonnée $x=8$ mm. Nous remarquons qu'avec ce type de chargement une tendance à la localisation de la déformation plastique est toujours observée au coin A ($x=8$ mm; $y=2$ mm) de l'entaille inférieure. A souligner que la déformation au point A est égale à 3 contre 3,8 précédemment et la température est égale à 430 K au lieu de 460. Nous avons donc réduit l'intensité de la localisation en A. Cependant la localisation en B devient plus forte. Un avantage intéressant de ce type de chargement est la diminution notable de la plastification des appuis et de leur échauffement. Puisque l'ordre de déformation en E est de 0.15 contre 1 dans le premier chargement.

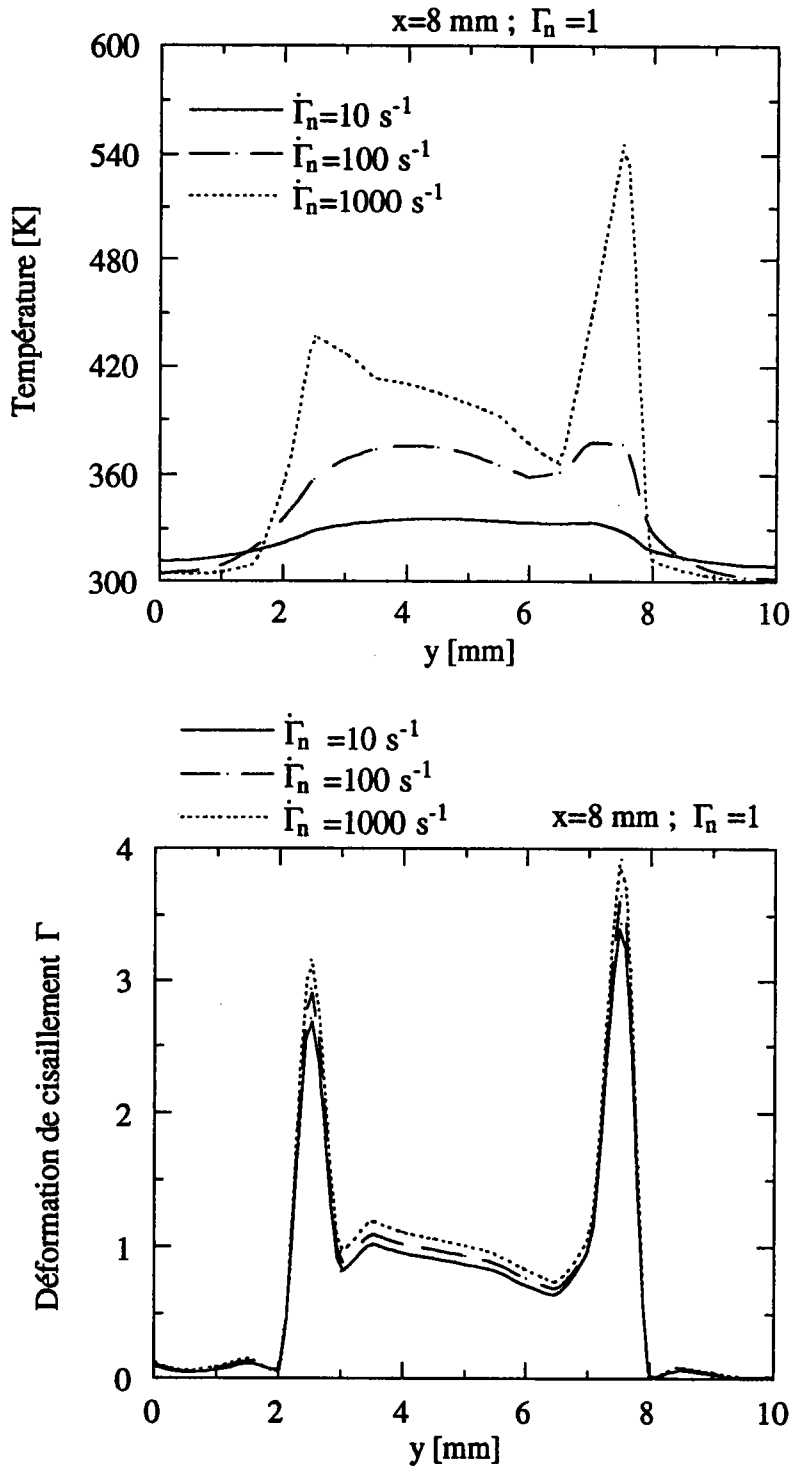


Figure IV-8. Évolution de la température et de la déformation de cisaillement le long de l'axe y d'abscisse $x = 8 \text{ mm}$ pour une éprouvette en acier pour différentes vitesses de déformation nominales .

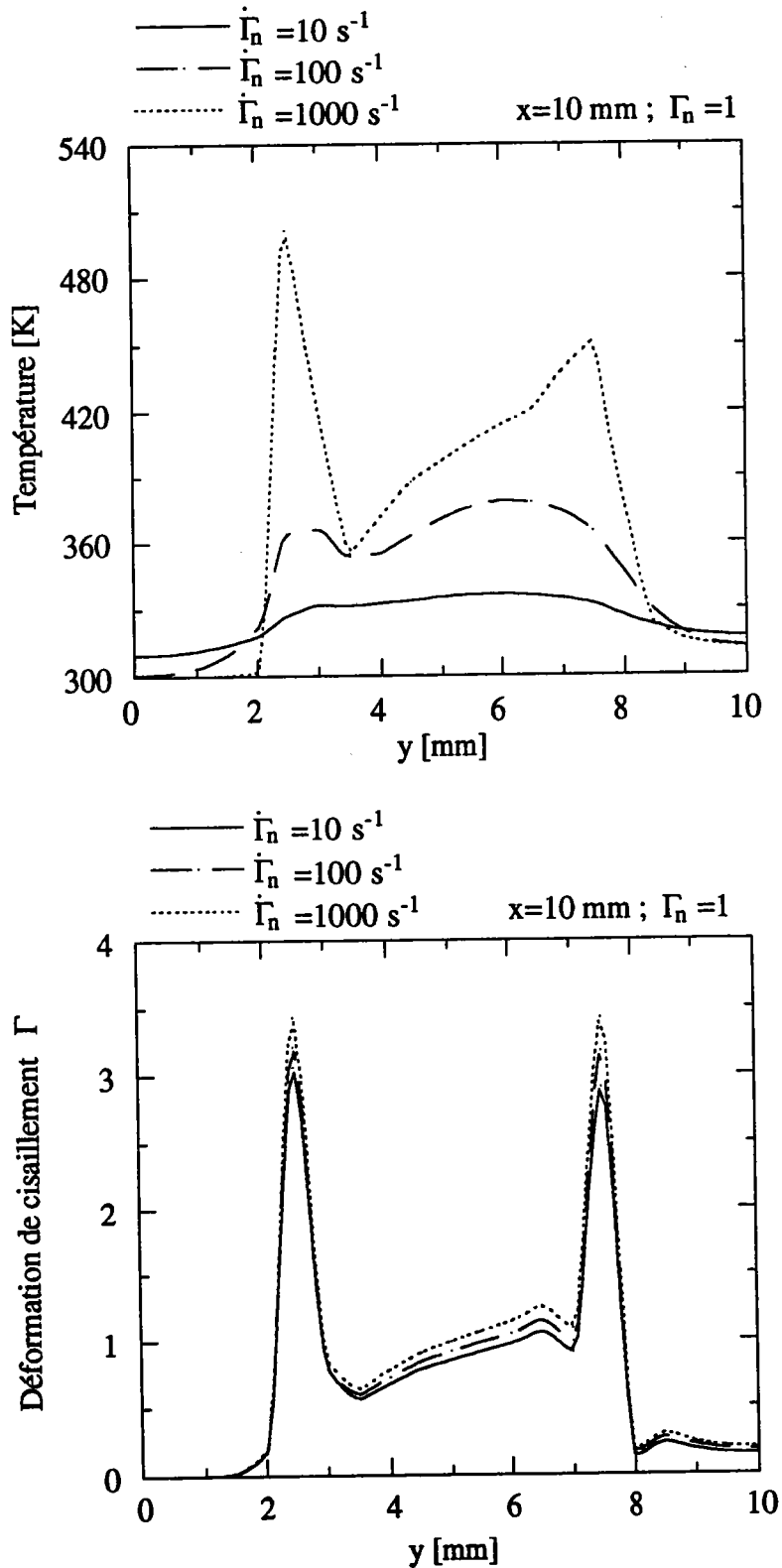


Figure IV-9. Évolution de la température et de la déformation de cisaillement le long de l'axe y d'abscisse $x = 10$ mm pour une éprouvette en acier pour différentes vitesses de déformation nominales .

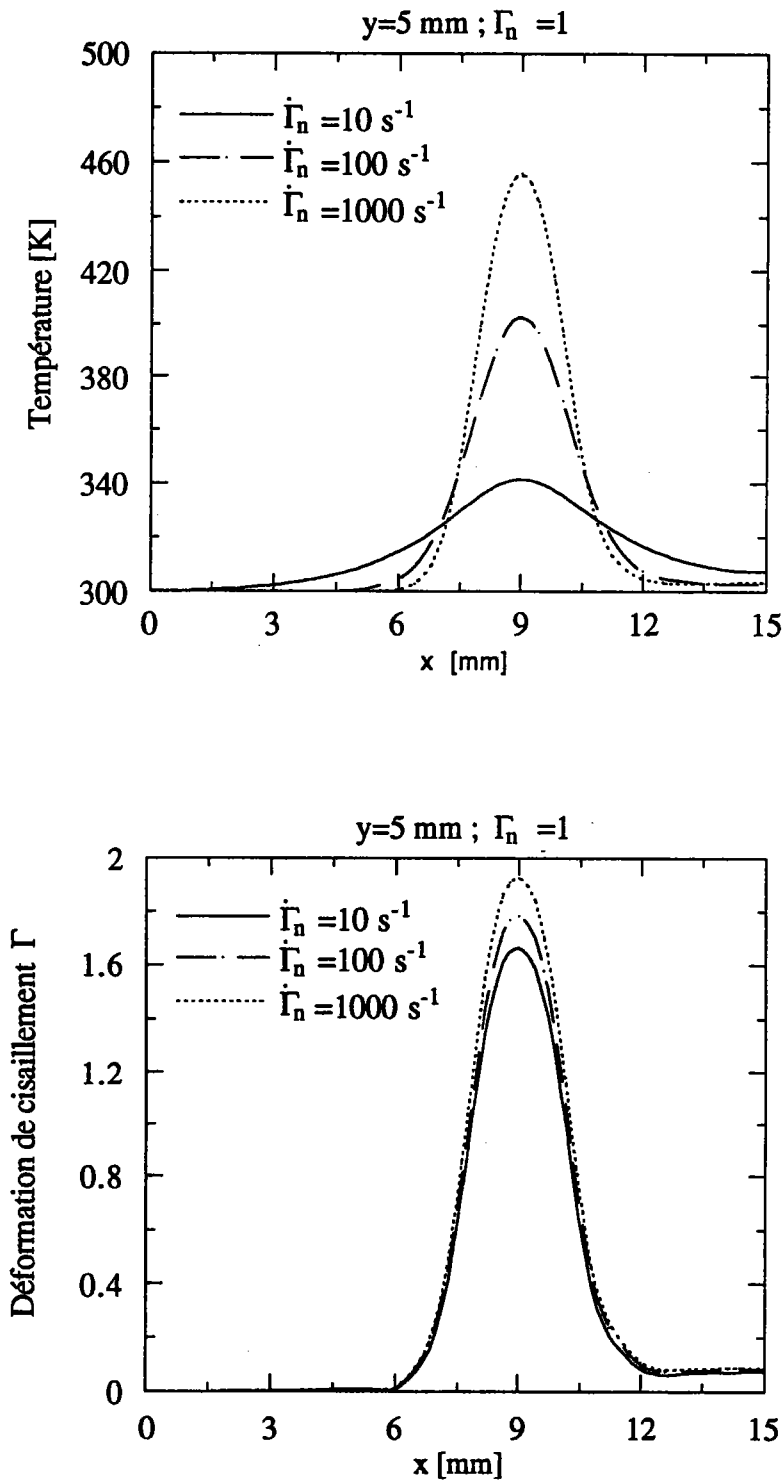


Figure IV-10. Évolution de la température et de la déformation de cisaillement le long de l'axe x d'ordonnée $y= 5 \text{ mm}$ pour une éprouvette en acier pour différentes vitesses de déformation nominales .

Pour la même raison que précédemment, Un comportement similaire au cas précédent est observé dans l'axe y d'abscisse $x=10$ mm, figure IV-9. Il est à noter que dans ce deuxième type de chargement, deux zones intenses de déformation sont observées et la rupture de l'éprouvette peut donc se manifester suivant l'axe AB ou l'axe AC. A noter que dans les résultats expérimentaux [73], pour ce type de chargement la rupture de la même éprouvette se fait suivant l'axe AB.

La figure IV-10 donne la déformation de cisaillement et la température pour trois vitesses de déformation 10 s^{-1} , 100 s^{-1} et 1000 s^{-1} dans l'axe central x d'ordonnée $y=5$ mm. La déformation plastique et la température présentent des maxima au centre de la zone de cisaillement qui pour $\dot{\Gamma}_n = 1$ sont respectivement de 1,63 et de 342 K pour $\dot{\Gamma}_n = 10 \text{ s}^{-1}$ au lieu de 1,95 et 450 K pour $\dot{\Gamma}_n = 1000 \text{ s}^{-1}$. Donc avec le deuxième type de chargement, la zone de cisaillement subit une plus grande déformation plastique ainsi qu'un échauffement plus important ; cela est dû à la fixation des appuis qui empêche la rotation de l'éprouvette. Par contre le milieu de la partie externe de l'éprouvette ne subit pas de déformation plastique, en effet sur la figure IV-10, pour x compris entre 0 et 6 mm, la déformation de cisaillement est nulle. Ce point constitue donc un avantage important pour l'hypothèse de cisaillement pur. Deux problèmes restent posés :

- Les appuis présentent toujours une plastification qui, il est vrai, est 5 fois moins importante dans le deuxième cas par rapport au premier cas ;
- La très forte localisation de la déformation obtenue avec de faibles vitesses de déformation nominales aux coins des entailles, due en grande partie à la nature idéale de ces dernières.

Dans la partie suivante, nous allons retenir la simulation du deuxième type de chargement, par contre nous allons utiliser une éprouvette ayant des entailles ayant une forme arrondie, et non plus un angle droit.

IV-3 ANALYSE 2-D DE L'ESSAI DU DOUBLE CISAILLEMENT SUR L'ÉPROUVETTE MODIFIÉE (2).

Nous avons remarqué dans la première partie que la valeur de la déformation de cisaillement atteint de très grandes valeurs aux points A, B, C et D. Cela est dû à la géométrie idéale de l'éprouvette en ces points car cette forte localisation de la déformation est obtenue à partir de vitesses de déformation nominales faibles. Pour éliminer ce problème et analyser l'influence de ce type de défaut géométrique nous proposons d'utiliser une éprouvette ayant les mêmes dimensions avec un rayon de

courbure réel égal à 0,2 mm au niveau des zones A, B, C et D (figure IV-11). Cette valeur du rayon de courbure ainsi que les dimensions de l'éprouvette sont celles utilisées dans l'étude expérimentale du double cisaillement dans [73].

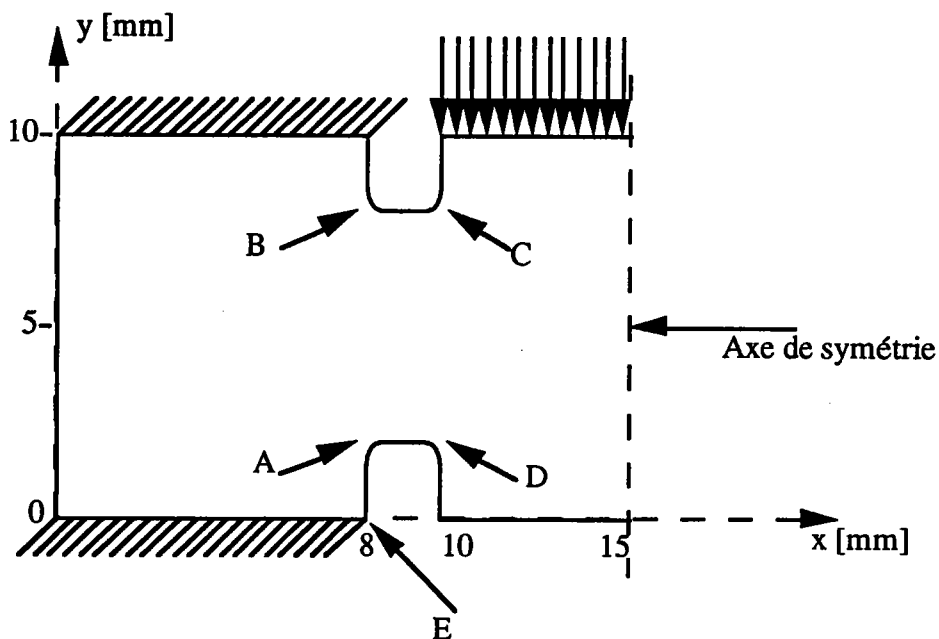


Figure IV-11 Géométrie de l'éprouvette de double cisaillement modifiée (2)

La même loi de comportement thermo-viscoplastique utilisée précédemment a été reconduite pour ce modèle. La fraction de travail plastique qui se transforme en chaleur est constante et égal au coefficient de Taylor-Quinney, de l'ordre de 0,9 pour l'acier. Pour mieux simuler la réalité, nous avons introduit dans cette partie le problème du contact et donc des frottements entre l'éprouvette et les supports. Ces derniers sont modélisés par la commande *RIGID SURFACE. Les éléments d'interfaces utilisés sont de type IRS22 qui nécessitent l'introduction de la commande *INTERFACE.

Lors de cette étude nous avons analysé l'influence de la vitesse de déformation nominale pour différents niveaux de déformation. Ainsi pour des déformations nominales égales à 0,25 ; 0,5 ; 0,75 et 1. Nous avons imposé des vitesses de déformation allant de 1 s^{-1} à 10^3 s^{-1} .

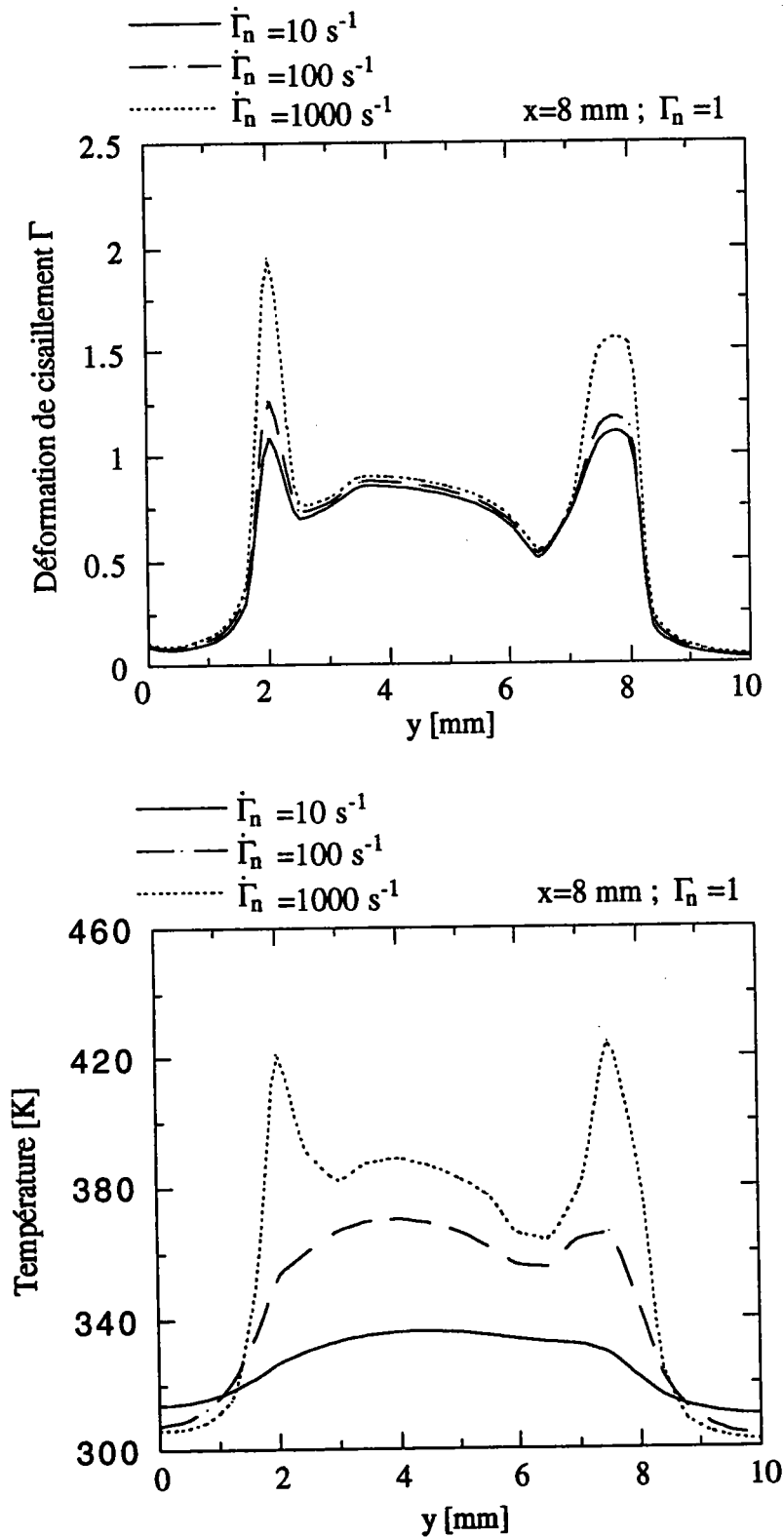


Figure IV-12. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe y d'abscisse $x = 8 \text{ mm}$ pour une éprouvette en acier et pour différentes vitesses de déformation nominales ; géométrie modifiée (2).

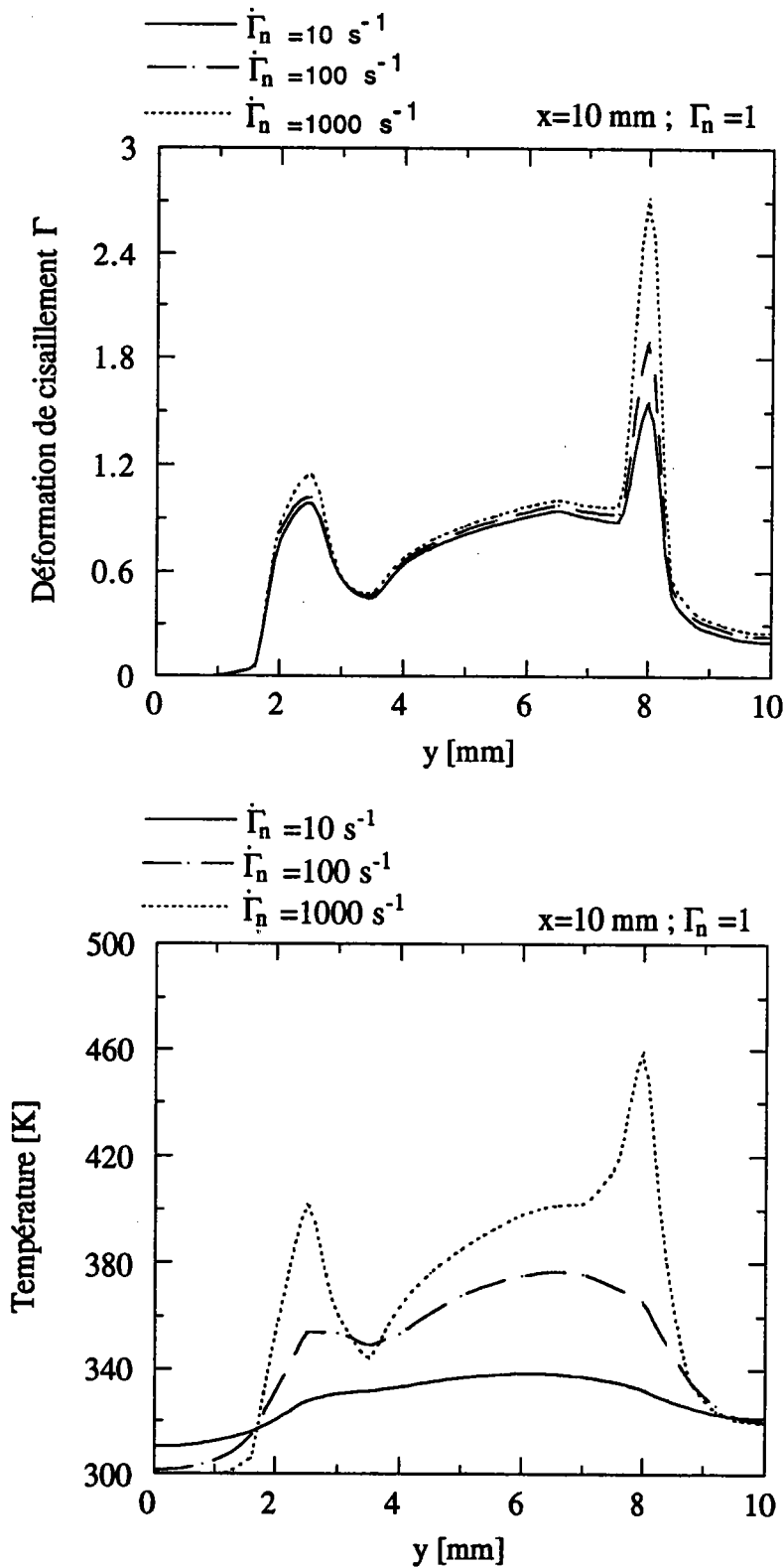


Figure IV-13. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe y d'abscisse $x= 10 \text{ mm}$ pour une éprouvette en acier pour différentes vitesses de déformation nominales , géométrie modifiée (2).

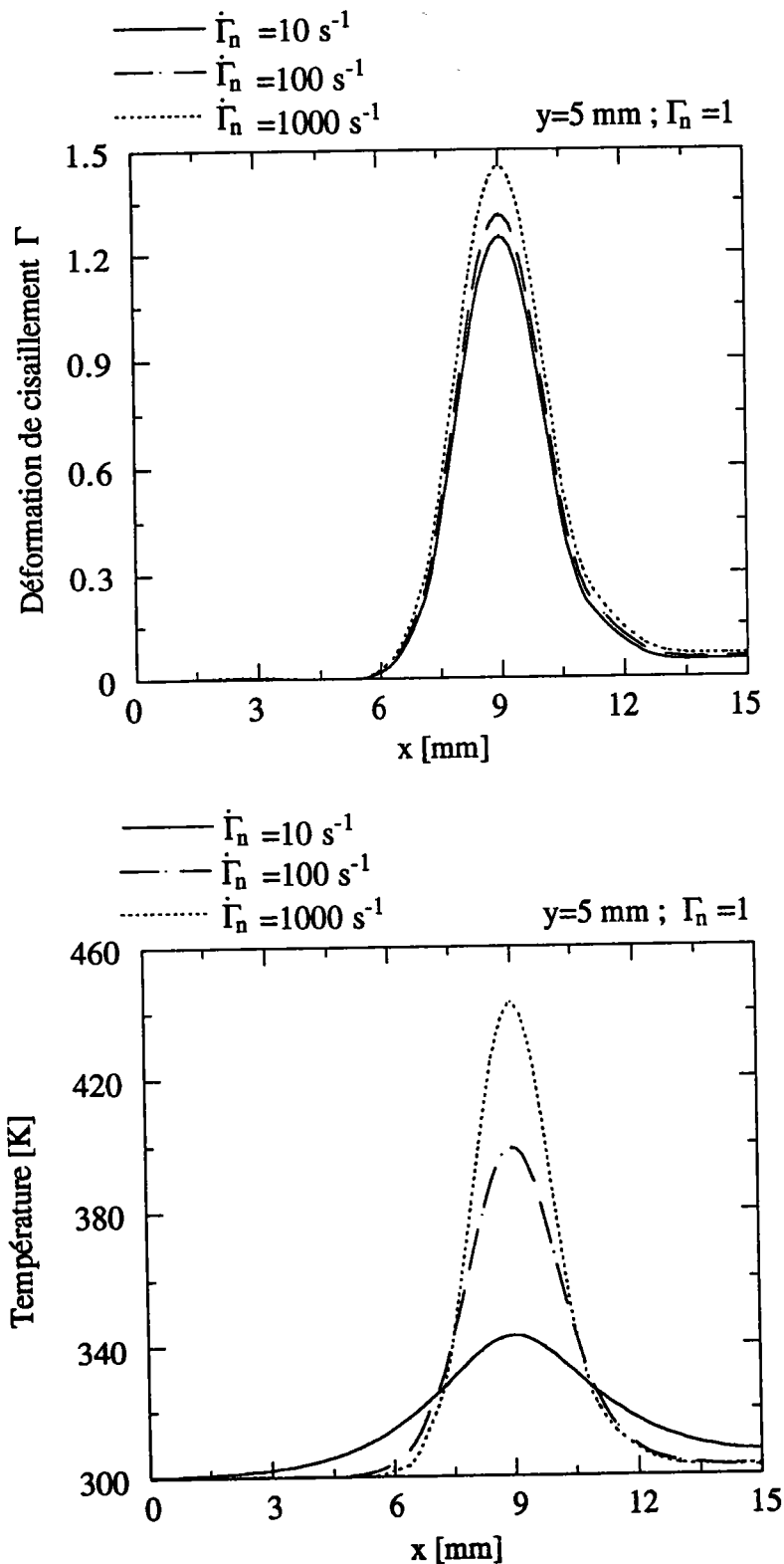


Figure IV-14. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe x d'ordonnée $y = 5 \text{ mm}$ pour une éprouvette en acier pour différentes vitesses de déformation nominales, Géométrie modifiée (2).

La figure IV-12 donne l'évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe y d'abscisse $x=8$ mm, Cela pour trois vitesses de déformation et pour $\Gamma_n=1$. Nous observons que la déformation de cisaillement diminue largement au niveau des coins A et D des entailles. Le maximum atteint au point A est égal à 2 au lieu de 3 dans le cas précédent. En B, le maximum est égal à 1,6 au lieu de 3,9. De même, on note une nette diminution de la température en ces points. Un comportement similaire est observé aux niveaux des points C et D. La déformation maximale obtenue en C est égale à 2,7 et la température maximale atteinte est égale à 460 K, figure IV-13. Par contre, l'utilisation de l'éprouvette modifiée (2) n'a pas d'influence importante sur le problème de plastification de la zone proche des appuis. En effet la déformation plastique au point E ($x=8$ mm ; $y=0$ mm), figure IV-12, qui est en contact direct avec le support est toujours de l'ordre de 0,15. A noter que ce problème de plastification des appuis est directement lié à la déformation nominale imposée. Il s'avère que pour des déformations nominales inférieures ou égales à 0,5 (figures ABAQUS dans l'annexe 3), le processus de déformation se limite à la zone de cisaillement et les appuis ne subissent pas déformation plastique. Par contre si la déformation nominale est supérieure à 0,5, l'hypothèse de cisaillement pur est toujours entachée d'une erreur. Dans l'axe central de la zone de cisaillement, l'axe x d'ordonnée $y= 5$ mm, à part une légère diminution de la déformation et de la température, aucune influence notable n'est observée par rapport au calcul précédent, figure -IV-14. Ainsi, pour des vitesses de déformation nominales allant de 1 s^{-1} à 10^3 s^{-1} et pour $\Gamma_n=1$ aucune instabilité thermoplastique ne se forme durant la simulation dans la zone de cisaillement. La déformation maximale atteinte au centre de la zone de cisaillement est égale à 1.5 et la température maximale obtenue est de l'ordre de 440 K.

L'avantage principal de cette deuxième modification de la géométrie de l'éprouvette est l'élimination des fortes localisations de la déformation aux coins des entailles. Par contre aux grandes déformations nominales le processus de déformation n'est pas limité à la zone de cisaillement. C'est pour cela que nous avons entrepris une autre modification de la géométrie, qui consiste à réduire l'épaisseur de la partie interne de l'éprouvette. Cette troisième modification nous oblige à introduire une analyse 3-D du problème.

IV-4 ANALYSE 3-D DE L'ESSAI DU DOUBLE CISAILLEMENT SUR L'ÉPROUVETTE MODIFIÉE (3).

Dans cette étude nous utilisons une éprouvette ayant la partie interne mince par rapport aux parties externes. L'épaisseur de la partie interne est égale à 6 mm alors

que celle de la partie est égale à 10 mm. La géométrie exacte de l'éprouvette modifiée est présentée dans la figure IV-15.

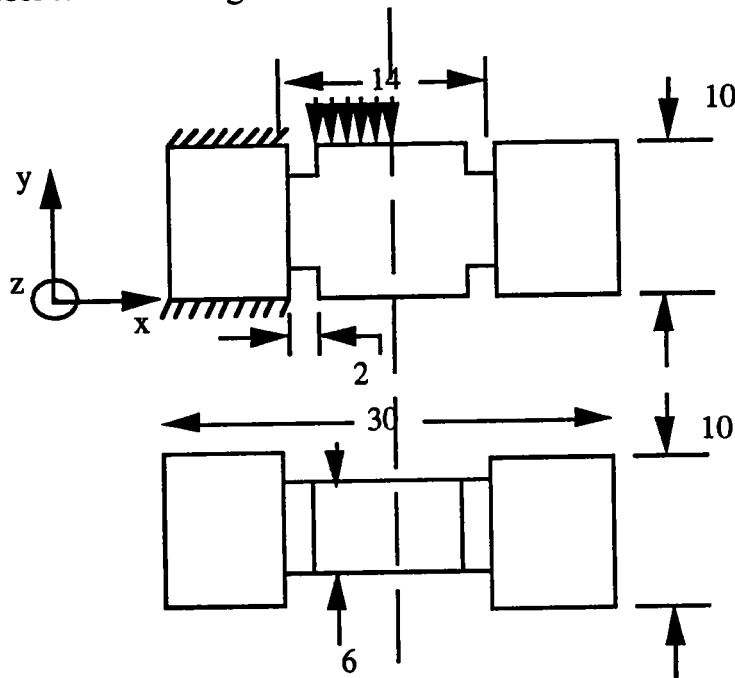


Figure IV-15. Géométrie de l'éprouvette modifiée (3), les dimensions sont données en mm, [73].

De même que précédemment nous avons limité la simulation au chargement de la moitié de l'éprouvette. Par contre nous avons développé une étude tridimensionnelle, à cause de l'épaisseur de l'éprouvette qui n'est plus constante. Le maillage de l'éprouvette a été réalisé à l'aide des éléments 3-D de type C3D8T. C'est un élément utilisé dans l'analyse des problèmes du couplage température-déplacement et qui a trois degrés de liberté : U_x , U_y , U_z et la température T .

Pour simuler le plan de symétrie, le déplacement suivant x de tous les noeuds de la surface du plan de symétrie est interdit. Comme précédemment, le chargement de l'éprouvette consiste à imposer un déplacement $\delta(t)$ à tous les noeuds de la surface supérieure de la partie interne de l'éprouvette. La loi de comportement utilisée est la même que celle définie précédemment au Chapitre 3.

Nous avons effectué une série de calculs pour plusieurs vitesses de déformation allant de 10 à 10^4 s^{-1} pour différents déplacements de $0,5 \text{ mm}$ à 2 mm .

IV-4-1 Discussion des résultats

En appliquant de grandes déformations nominales, le problème de plastification ne se pose plus avec ce type d'éprouvette. La figure IV-16 montre l'évolution de la déformation de cisaillement pour $\Gamma_n=1$ et pour trois vitesses de déformation nominales : 10 s^{-1} , 100 s^{-1} et 1000 s^{-1} . Dans l'axe z de coordonnées $x=8$ et $y=0$,

en contact direct avec le support représenté par la surface rigide, nous constatons que la déformation de cisaillement est négligeable "de 0,01 à 0,07" devant la déformation dans la zone de cisaillement.

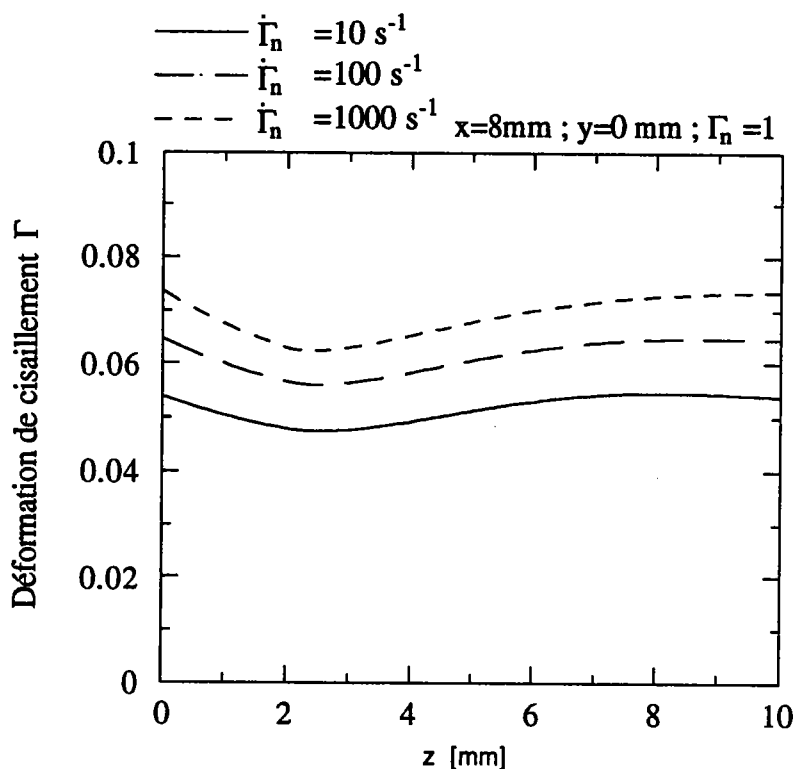


Figure IV-16. Évolution de la déformation de cisaillement le long de l'axe z , d'abscisse $x=8$ mm ; d'ordonnée $y=0$ mm pour différentes vitesses de déformation nominales, géométrie modifiée (3).

Afin de comparer les résultats de ce calcul avec le paragraphe précédent, nous présentons dans la figure IV-17 l'évolution de la déformation plastique et de la température dans l'axe y de coordonnées $x=8$ mm et $z=2$ mm obtenue les mêmes conditions que précédemment. Nous remarquons d'une part, que l'élévation de la température et de la déformation sont moins importantes, d'autre part que le maximum est atteint au milieu de la zone de cisaillement. Pour une vitesse de déformation nominale $\dot{\Gamma}_n = 10^3 \text{ s}^{-1}$ et pour une déformation nominale $\Gamma_n = 1$, les maxima sont de l'ordre de 340 K pour la température et de 1,2 pour la déformation de cisaillement. Par conséquent, l'influence du défaut géométrique due à l'entaille est devenue négligeable.

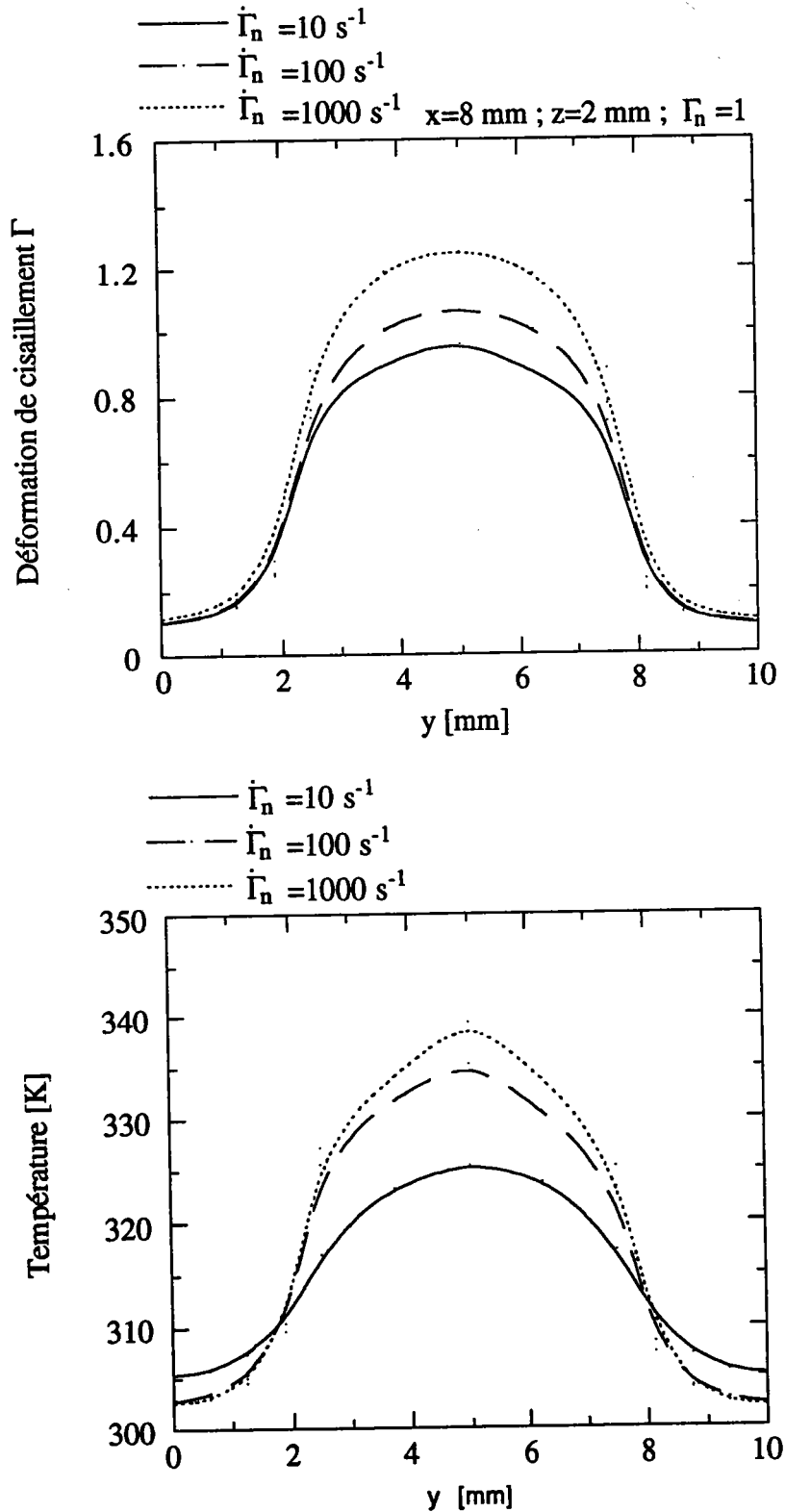


Figure IV-17. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe y pour $x= 8 \text{ mm}$ et $z= 2 \text{ mm}$ pour différentes vitesses de déformation nominales , géométrie modifiée (3).

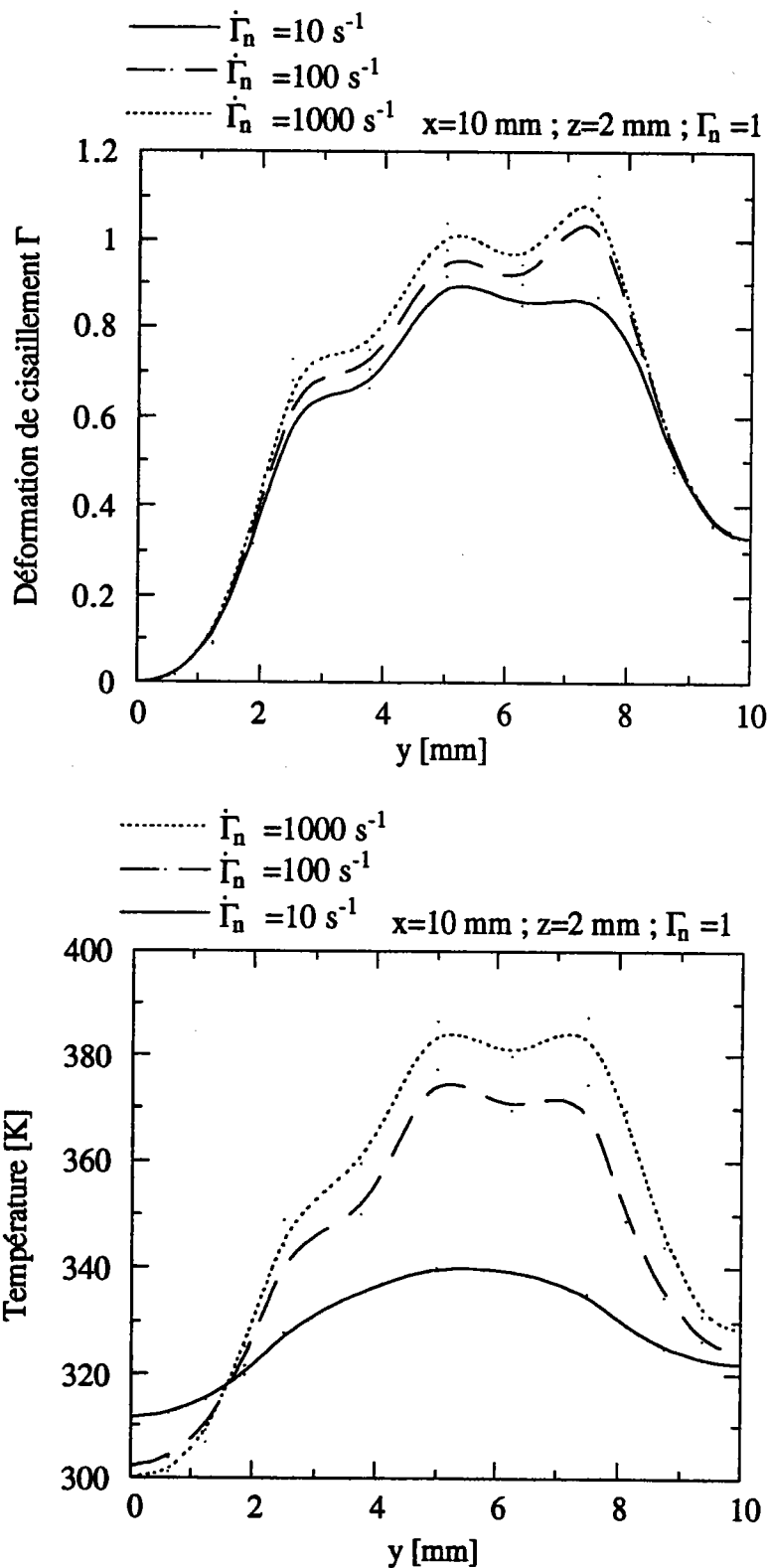


Figure IV-18. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe y pour $x= 10 \text{ mm}$ et $z= 2 \text{ mm}$ pour différentes vitesses de déformation nominales , géométrie modifiée (3).

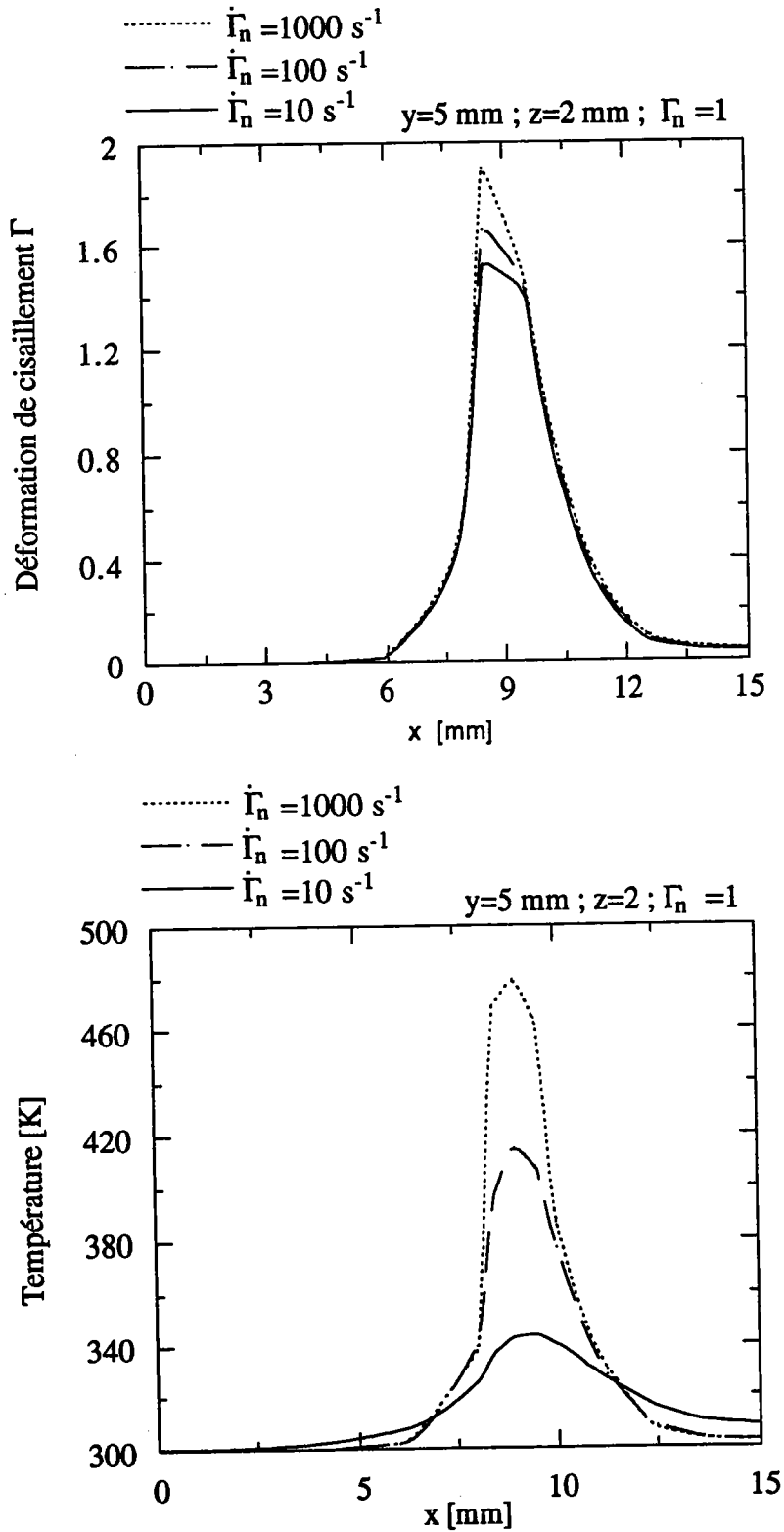


Figure IV-19. Évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe x pour $y = 5 \text{ mm}$ et $z = 2 \text{ mm}$ pour différentes vitesses de déformation nominales, géométrie modifiée (3)

La figure IV-18 donne l'évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe y de coordonnées $x=10$ mm et $z=2$ mm. De même, il est à noter la diminution très sensible de la déformation et de la température. Par contre le défaut géométrique introduit par l'entaille garde une légère influence sur le comportement thermomécanique de l'éprouvette. Le maximum en température (390 K) est donc obtenu à la fois au milieu de la zone de cisaillement et au coin de l'entaille de la partie supérieure de l'éprouvette.

Comme le processus de déformation est localisé dans la zone de cisaillement, il est normal d'obtenir l'effet inverse au niveau de l'évolution de la déformation de cisaillement et de la température le long de l'axe x de coordonnées $y=5$ mm et $z=2$ mm. En effet, nous remarquons que pour $\dot{\Gamma}_n = 10^3 \text{ s}^{-1}$ et pour $\Gamma_n = 1$, la température maximale atteint 470 K au lieu de 440 K dans le calcul précédent et la déformation de cisaillement maximale est égale à 1,9 au lieu de 1,45. Il apparaît en plus une tendance à la localisation de la déformation et de la température en fonction de la vitesse de déformation nominale.

En conclusion, cette géométrie de l'éprouvette permet d'éliminer le problème de la plastification des appuis. De plus, comme le processus de déformation est limité dans la zone de cisaillement, l'hypothèse de cisaillement pur est vérifiée.

IV-5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons effectué la modélisation de l'essai du double cisaillement à l'aide du code d'éléments finis ABAQUS. Dans cette étude nous tenons compte du couplage thermomécanique et de la nature non linéaire du problème. Nous montrons que dans ce type d'essai, la nature de la géométrie de l'éprouvette joue un rôle majeur surtout à grande vitesse de déformation et à grande déformation nominale. Dans un premier temps, nous avons discuté les problèmes posés par la géométrie de l'éprouvette utilisée par [1] : à savoir la rotation de l'éprouvette durant l'essai, la plastification des appuis, le processus de déformation plastique qui dépasse largement la zone géométrique de cisaillement et la difficulté de la détermination de la déformation de l'éprouvette. Puis nous étudions en 2-D l'influence de la nature du chargement sur l'éprouvette modifiée (1). Avec les deux types de chargement étudiés, le problème de plastification est toujours posé, mais en plus l'angle droit des coins de l'entaille y entraîne une forte localisation de la déformation. Ensuite nous avons analysé le comportement de la même éprouvette avec des entailles de forme réelle utilisée par [73]. Cependant, aux grandes déformations nominales, des déformations plastiques apparaissent au

niveau des appuis. Enfin, nous proposons une nouvelle géométrie de l'éprouvette à double entaille qui a une épaisseur variable, La géométrie de l'éprouvette ne permettant pas une analyse 2-D, l'analyse 3-D de l'essai du double cisaillement montre que l'utilisation de cette nouvelle géométrie permet d'une part, d'éliminer la rotation de l'éprouvette, d'autre part d'éliminer la plastification des zones d'appuis et enfin de vérifier l'hypothèse de cisaillement pur. Les résultats de l'analyse 3-D montrent que dans le domaine des grandes vitesses de déformation nominales et de grandes déformations nominales, il y a tendance à la localisation de la température et de la déformation au centre de la zone de cisaillement. Par contre dans les autres cas nous obtenons cette tendance aux coins des entailles.

CONCLUSION

Dans ce travail, nous nous sommes attachés à comprendre et modéliser le comportement thermomécanique de quelques métaux en cisaillement simple dans le cas de l'essai de torsion d'un tube mince, puis de l'acier dans le cas d'un essai de double cisaillement. De nombreux résultats disponibles dans la littérature montrent clairement que le gradient de température peut être à l'origine des instabilités thermoplastiques. Cependant, l'effet de la géométrie sur l'influence du gradient de température n'est pas discuté.

Dans la première étape, nous avons déterminé numériquement le domaine de transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince (acier, aluminium et cuivre) en fonction de la vitesse de déformation nominale. A noter que ce domaine de transition a été déterminé dans trois régions du tube allant d'une extrémité où l'effet de bord est très influent jusqu'au centre du tube. Nous avons aussi étudié l'influence de la longueur du tube sur la zone de transition isotherme-adiabatique. Dans chaque cas nous discutons et comparons les résultats des trois matériaux. Nous soulignons que durant les simulations, l'écoulement plastique est homogène, par conséquent cette étude permet aussi d'affirmer que dans le domaine des faibles déformations nominales le gradient de température seul est incapable de générer des bandes de cisaillement adiabatiques.

Le chapitre 3 est consacré à la recherche des conditions favorables au développement des instabilités thermoplastiques dans le cas de la torsion d'un tube mince. Pour favoriser l'influence du gradient de température, nous avons travaillé dans le domaine de transition isotherme-adiabatique. Pour que cette influence soit déterminante, il a fallu appliquer de très grandes déformations nominales. Ainsi, une simulation numérique avec la technique des différences finies donne avec précision les conditions où le gradient de température créé en cours de chargement peut être un mécanisme plausible de développement des instabilités. Dans cette partie, nous avons aussi discuté l'effet de la longueur du tube sur l'évolution des conditions de développement des instabilités. Enfin, nous avons effectué une autre simulation 3-D de l'essai de torsion d'un tube mince à l'aide de la méthode des éléments finis. La loi de comportement utilisée est de type thermo-viscoplastique. Les résultats obtenus sont en accord avec ceux de la première méthode.

Conclusion générale

Dans le chapitre 4 nous avons utilisé la méthode des éléments finis pour modéliser l'essai de double cisaillement. La loi de comportement utilisée est de type thermo-viscoplastique. Ainsi, nous avons étudié l'influence (analyse 2-D) du type de chargement sur une éprouvette modifiée (1). Ensuite, nous avons de nouveau optimisé la géométrie de l'éprouvette modifiée (2). Celle-ci donne des résultats corrects pour des faibles déformations nominales. Par contre, si la déformation imposée est grande, le processus de déformation n'est plus limité à la zone de cisaillement. Cela nous a amené à entreprendre une analyse 3-D avec une éprouvette modifiée (3) d'épaisseur variable. Ainsi, nous avons pu éliminer les problèmes posés par la géométrie : à savoir la plastification des appuis et la flexion de l'éprouvette. Par conséquent l'hypothèse de base de l'expérience (cisaillement pur) est vérifiée. Dans ce dernier cas et dans le domaine des grandes vitesses de déformation, il apparaît une tendance à la localisation de la température et de la déformation dans la zone géométrique de cisaillement, alors qu'avec les premières analyses cette tendance est observée aux coins des entailles. A souligner que ces derniers résultats sont en accord avec l'expérience.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **J.D. Campbell and W.G. Ferguson**, The Temperature and Strain-rate Dependence of the Shear Strength of Mild Steel, *Phil. Mag.*, 21 (1970), p 63.
- [2] **J. Lemaitre et J.L. Chaboche**, *Mécanique des matériaux solides*, E. Bordas, Paris, (1988).
- [3] **Mechanical Testing For Deformation Model Development**, ASTM Special Technical Publication, N°765, ed. R.W. Rohde and J.C. Swearingen, ASTM, Philadelphia, (1982).
- [4] **R.W.K. Honeycombe**, *The Plastic Deformation of Metals*, E. Arnold, (1985).
- [5] **P. Ludwik**, *Elemente der Technologischen Mechanik*. Springer, Berlin, (1909).
- [6] **H. Kolsky**, An Investigation of mechanical properties of materials at very high rates of loading, *Proceeding Physical Society*, series B, 62, (1949), p. 676.
- [7] **C. Zener and J.H. Hollomon**, Effects of Strain Upon Plastic Flow of Steel, *J. of Applied Phys.*, 15, (1944), p. 22.
- [8] **P.E. Senseny, J. Duffy and Hawley**, The Effect of Strain Rate and Strain Rate History on the Flow stresses of Four Close Packed Metals, *J. appl. Mech.*, 45 (1978), p. 60.
- [9] **J. Duffy**, The Institute of Physics, Conf., Series, in : *Mechanical Properties at High Rates of Strain*, Ed. J. Harding, N° 47, Bristol London, (1979).
- [10] **J.R. Klepaczko**, Strain Rate History Effects for Polycrystalline Aluminum and Theory of Intersections, *J. Mech. Phys. Solids*, 16 (1968), p. 225.
- [11] **J.R. Klepaczko and C.Y. Chiem**, On Rate Sensitivity of FCC Metals , Instantaneous Rate Sensitivity and Rate Rate Sensitivity of Strain Hardening, *J. Mech. Phys. Solids*, 34 (1986), p 29.
- [12] **L.S. Costin, E.E. Crisman, R.H. Hawley and J. Duffy**, On The Localisation of Plastic Flow in Mild Steel Tubes under Dynamic Torsional Loading, in : *Proc. 2nd Conf. on the Mec. Prop. of Mat. at High Rates of Strain*, Inst. Phys. Conf. N°47, Bristol (1979), 90.
- [13] **U.S. , A. Nagy, G.R. Johnson and J.M. Hoegfeldt**, Large Strain, High Strain Rate Testing of Copper, *J. of Eng. Mat. and Tech.*, 6 (1980), p. 376.
- [14] **U S. Lindholm and L.M. Yeakley**, High Strain -Rate Testing : Tension and Compression, *Exper. Mech.*, 8 (1968), p. 1.
- [15] **A. Nadai**, *Theory of Flow and Fracture of Solids*, Vol. I, Mc Graw-Hill, N.Y., (1950).

- [16] **G.R. Johnson and W.H. Cook**, A Constitutive Model Data for Metals Subjected to Large Strains, High Strain Rates and High Temperatures, Proc. 7th Intern. Symposium on Ballistics, the Hague, (1983), p. 12.
- [17] **J.R. Klepaczko**, A Power Form of the Mechanical Equation of State With the Temperature, Eng. Trans., 13 (1965), p. 561.
- [18] **H. Tresca**, On Further Applications of the flows of solids, Proc. Inst. Mech. Engrs. 30, (1878), p.301.
- [19] **A.M. Eleiche and J.D. Campbell**, The Influence of Strain Rate History and Temperature on the Shear Strength of Copper, Titanium and Mild Steel, Air Force Materials Laboratory, Technical Report AFML-TR-76-90, (1976).
- [20] **N. E. Zeghib**, Etude expérimentale et modélisation de la déformation plastique tenant compte du vieillissement dynamique, cas des aciers doux, Thèse, Univ. de Metz, Metz, France, (1990).
- [21] **A.M. Eleiche and J. Duffy**, The Effect of Temperature on The Static and Dynamic, Int. J. of Mech. Sci., 17, (1975), p. 85.
- [22] **H. Conrad**, Thermally activated deformation in metals, J. of Metals 16 (1969), p.582.
- [23] **W. I. Zuzin, M. Ya. Browman and A. F. Melnikov**, Flow Resistance of Steel at Hot Forming, Metallurgy, Moscou, (1964).
- [24] **T. Shirakashi and E. Usui**, Flow Stress of Low Carbon Steel, J. Jpn. Soc. Prec. Eng., 37 (1971), p. 338.
- [25] **T. Vinh and Khalil**, Adiabatic and Viscoplastic Properties of some Polymers at High Strain Rate, J. Harding (Ed.), Mec. Prop. at . High Rates of Strain, The Institute of Physics, Bristol, (1984).
- [26] **J. Litonski**, Plastic Flow of a Tube under Adiabatic Torsion, Bull. de l'Acad. Polonaise des Sciences, série des Sciences Techniques XXV (1977), p. 7.
- [27] **H. Kobayashi and B. Dodd**, After Y. Bai and B. Dodd, in : Adiabatic Shear Localisation, ed. Pergamon Press, Oxford, (1992), p. 123.
- [28] **C. Fressengeas and A. Molinari**, Instability and Localisation of Plastic Flow in Shear at High Strain Rates, JMPS, 26 (1987), p. 185.
- [29] **J. R. Klepaczko, P. Lipinski and A. Molinari**, An analysis of the Thermoplastic Catastroph Shear in Some metals, Impact Loading and Dynamic of Materials, DGM Informationsgesellschaft Verlag, Oberursel, 2 (1988), p.695.
- [30] **C. Fressengeas and A. Molinari**, Non-Linear Approximate Analysis of Shear Band Formation, Impact Loading and Dynamic of Materials, DGM Informationsgesellschaft Verlag, Oberursel, 2 (1988), p. 761.

- [63] **T.J. Burns**, A Comparison between Ignition in a Confined Thermal Explosion and Adiabatic Shear Band Formation,
- [64] **J.M. Krafft, A.M. Sullivan and C.F. Tipper**, The Effect of Static and Dynamic Pressure Loading and Temperature on The Yield Stress of Iron and Mild Steel in Compression , Proc. Roy. (London) Ser. A, 221 (1954), p. 114.
- [65] **J.D. Campbell and J. Duby**, The Yield Behavior of Mild Steel in Dynamic Compression, Proc. Roy. (London) Ser. A, 226(1956), p. 24.
- [66] **U.S. Lindholm**, Some Experiments with the Split Hopkinson Pressure Bar, J. Mech. Phys. Solids, 12 (1964), p. 317.
- [67] **J. Duffy**, On the Use of Torsional Split Hopkinson Bar to Study rate Effects in 1100-0 Alum., J.D. Campbell and R.H. Hawley, J. Mech., 38 (1971), p. 39.
- [68] **J.L. Lewis and J.D. Campbell**, The development and Use of Torsional Hopkinson Bar Apparatus, Exp. Mech., 12 (1972), p. 520.
- [69] **H. Kolsky**, Stress Waves in Solids, Dover Publications, Inc., New York, (1963).
- [70] **W.E. Baker and C.H. Yew**, Strain Rate Effects in the Propagation of Plastic Waves, J. Appl. Mech., 33 (1966), p. 917.
- [71] **C.H. Yew and H.A. Richardson**, The Strain-Rate Effect and the Increment Plastic Wave in Copper, J. Exp. Mech., 2 (1969), p. 366.
- [72] **J.R. Klepaczko and M. Zenasni**, in : Large Plastic Deformations, MECAMAT, 91 Fontainebleau, A.A. Balkema, Rotterdam, (1993), p. 309.
- [73] **J.R. Klepaczko**, An Experimental Technique for Shear Testing at High and Very High Strain Rates. The case of Mild Steel, Int. j. Impact Engng., 15 (1994), p. 25.
- [74] **O. Oussouaddi and J.R. Klepaczko**, An Analysis of Transition between Isothermal and Adiabatic Deformation for the case of Torsion of a Tube, Journal de Physique IV, Colloque C3, Supplément au journal de Physique III, 1(1991), p. 323.
- [75] **T. Shimuzu and K. Shinozaki**, Compression of Copper at High Rates, J. Inst. Techn. Mech., 43 (1989), p.48 (in Japanese).
- [76] **O. Oussouaddi et J.R. Klepaczko**, Analyse du couplage thermomécanique dans le cas de la torsion d'un tube mince, 1^{er} Congrès de Mécanique du Maroc 13-16 Avril, E.N.I.M , Rabat, 1 (1993). p. 107.
- [77] **D. Hibbitt, B. I. Karlsson and P. Sorenson**, ABAQUS, User' s Manual, Version 4.9.1, Hibbitt, Karlsson and Sorenson, Inc., Rhode Island, (1989).
- [78] **D. Ruiz, J. Harding and C. Ruiz**, The Double-Notch Shear Test Analysis and Development for Materials Testing at Very High Strain Rate. Proc. 1st Int. Conf. on Shock and Impact, SUSI-1(Ed. by P.S. Bulson), London and New York (1989), p. 145.

ANNEXE1

La première étape des calculs consiste à lire les constantes et introduire le champ de vitesses qui gouverne le chargement du tube.

La deuxième étape est consacrée au calcul de la chaleur spécifique :

$$C_v(T) = 3R \left[12 \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \int_0^{\frac{T}{T_D}} \frac{z^3 dz}{e^z - 1} - 3 \frac{T/T_D}{e^{(T/T_D)} - 1} \right] \quad (1)$$

La méthode utilisée est celle des trapèzes.

La troisième étape consiste à calculer les différentes expressions de la loi de comportement :

$$\tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) = B_0 T^{-\nu} (\Gamma_0 + \Gamma)^{n(T)} \dot{\Gamma}^{m(T)} \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial \tau}{\partial T} \right]_{\Gamma, \dot{\Gamma}} = \left[-\nu T^{-1} + \ln(\Gamma_0 + \Gamma) \frac{\partial n}{\partial T} + \ln \dot{\Gamma} \frac{\partial m}{\partial T} \right] \tau \quad (3)$$

$$n(T) = n_0 \left(1 - \frac{T}{T_f} \right) \quad (4)$$

$$\left. \frac{\partial n}{\partial T} \right]_{\Gamma, \dot{\Gamma}} = -n_0 \frac{1}{T_f} \quad (5)$$

$$m(T) = \alpha_m \frac{T}{T_f} \quad (5)$$

$$\left. \frac{\partial m}{\partial T} \right]_{\Gamma, \dot{\Gamma}} = \alpha_m \frac{1}{T_f}$$

$$\left. \frac{\partial \tau}{\partial \Gamma} \right]_{T, \dot{\Gamma}} = \frac{n(T)}{\Gamma_0 + \Gamma} \tau \quad (6)$$

$$\left. \frac{\partial \tau}{\partial \dot{\Gamma}} \right]_{T, \Gamma} = \frac{m(T)}{\dot{\Gamma}} \tau$$

La quatrième étape consiste à résoudre l'équation d'énergie :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa}{\rho C_v} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\beta}{\rho C_v} \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) \frac{\partial \Gamma}{\partial t} \quad (7)$$

avec : $T(z, t=0)=300$ K

$T(z=0, t)=T(z=L, t)=300$ K pour $t \geq 0$

D'après la condition de compatibilité cinématique, on a :

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} = \frac{\partial V}{\partial z} \quad (8)$$

L'équation de l'énergie devient :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\kappa}{\rho C_v} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\beta}{\rho C_v} \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T) \frac{\partial V}{\partial z} \quad (9)$$

En introduisant les approximations des premières et secondes dérivées (Cas de Crank-Nicholson), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \frac{T(i, j+1) - T(i, j)}{\Delta t} &= \frac{\kappa}{\rho C_v} \frac{1}{(\Delta z)^2} \frac{1}{2} [(T(i+1, j+1) - 2T(i, j+1) + T(i-1, j+1))] \\ &\quad + \frac{\kappa}{\rho C_v} \frac{1}{(\Delta z)^2} \frac{1}{2} [(T(i+1, j) - 2T(i, j) + T(i-1, j))] \quad (10) \\ &\quad + \frac{\beta}{\rho C_v} \tau_i \frac{1}{\Delta z} [V(i+1, j) - V(i-1, j)] \end{aligned}$$

En posant :

$$c_1 = \frac{\kappa}{\rho C_v} \frac{\Delta t}{2(\Delta z)^2} \quad ; \quad c_2 = \frac{\beta \tau_i}{\rho C_v} \frac{\Delta t}{2\Delta z}$$

Nous obtenons :

$$-c_1 T(i+1,j+1) + (1+2c_1)T(i,j+1) - c_1 T(i-1,j) = c_1 T(i+1,j) + (1-2c_1)T(i,j) + c_1 T(i-1,j) + c_2 [V(i+1,j) - V(i-1,j)] \quad (11)$$

pour : $2 \leq i \leq N-1$

En imposant les conditions initiales et aux limites sur la température et sur la vitesse, nous obtenons un produit de matrice à résoudre :

$$[A]\{X\} = [B] \Rightarrow \{X\} = [A]^{-1}[B] \quad (12)$$

Cela permet de déterminer le vecteur $\{X\}$ qui représente les températures suivant z à l'instant $t+\Delta t$. Par la suite nous allons déterminer dans la subroutine de résolution de l'équation d'équilibre les valeurs de la vitesse à l'instant $t+\Delta t$. Cela nous permet de calculer les nouvelles températures à l'instant suivant.

Résolution de l'équation d'équilibre :

$$\frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial z} = \rho \frac{\partial V}{\partial t} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial \Gamma} \frac{\partial \Gamma}{\partial z} + \frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial \dot{\Gamma}} \frac{\partial \dot{\Gamma}}{\partial z} + \frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z} = \rho \frac{\partial V}{\partial t} \quad (14)$$

Sachant que :

$$\frac{\partial \dot{\Gamma}}{\partial z} = \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \quad (15)$$

L'équation (14) devient :

$$\frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial \dot{\Gamma}} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + \frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial \Gamma} \frac{\partial \Gamma}{\partial z} + \frac{\partial \tau(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial z} = \rho \frac{\partial V}{\partial t} \quad (16)$$

Avec $V(z=0, t)=0$ et $V(z=L, t)=V$ pour $t \geq 0$

$$\Gamma(z, t=0) = 0$$

De même que précédemment, il suffit d'introduire les approximations des dérivées premières et seconde pour obtenir un produit de matrice. Pour déterminer les vitesses à l'instant $t+\Delta t$, nous avons besoin des dérivées de la contrainte par rapport à la vitesse de déformation, à la température et à la déformation ainsi que de la température à l'instant t . Nous avons un système d'équations de la forme :

$$[A']\{X'\} = [B'] \Rightarrow \{X'\} = [A']^{-1}[B'] \quad (17)$$

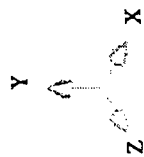
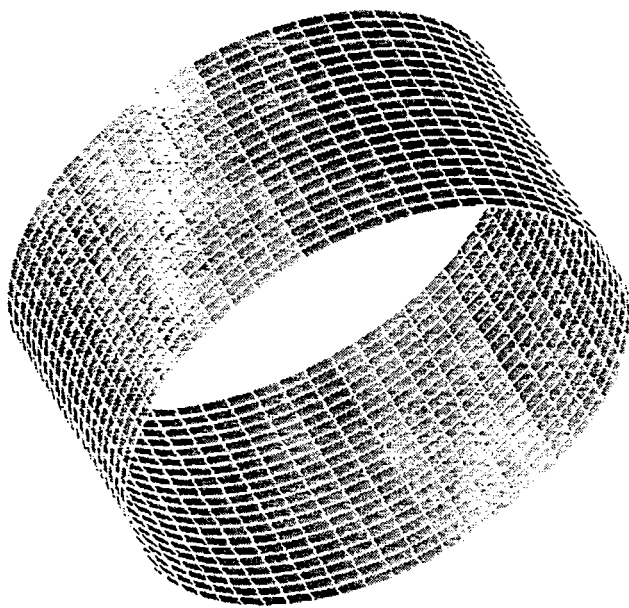
où $\{X'\}$ est l'ensemble des vitesses à l'instant $t+\Delta t$. Pour déterminer la vitesse à l'instant $t+2\Delta t$, nous faisons appel à la subroutine qui calcule la température à l'instant $t+\Delta t$ et celle qui calcule les dérivées de la contrainte. Dans le cas où les effets d'inertie sont négligeables, la vitesse de cisaillement est constante en fonction du temps et l'équation d'équilibre est utilisée pour déterminer la déformation locale de cisaillement.

ANNEXE2

21 APR 1994

LPMM MIETZ

FEMGEN/FEMVIEW 1.0-497.E

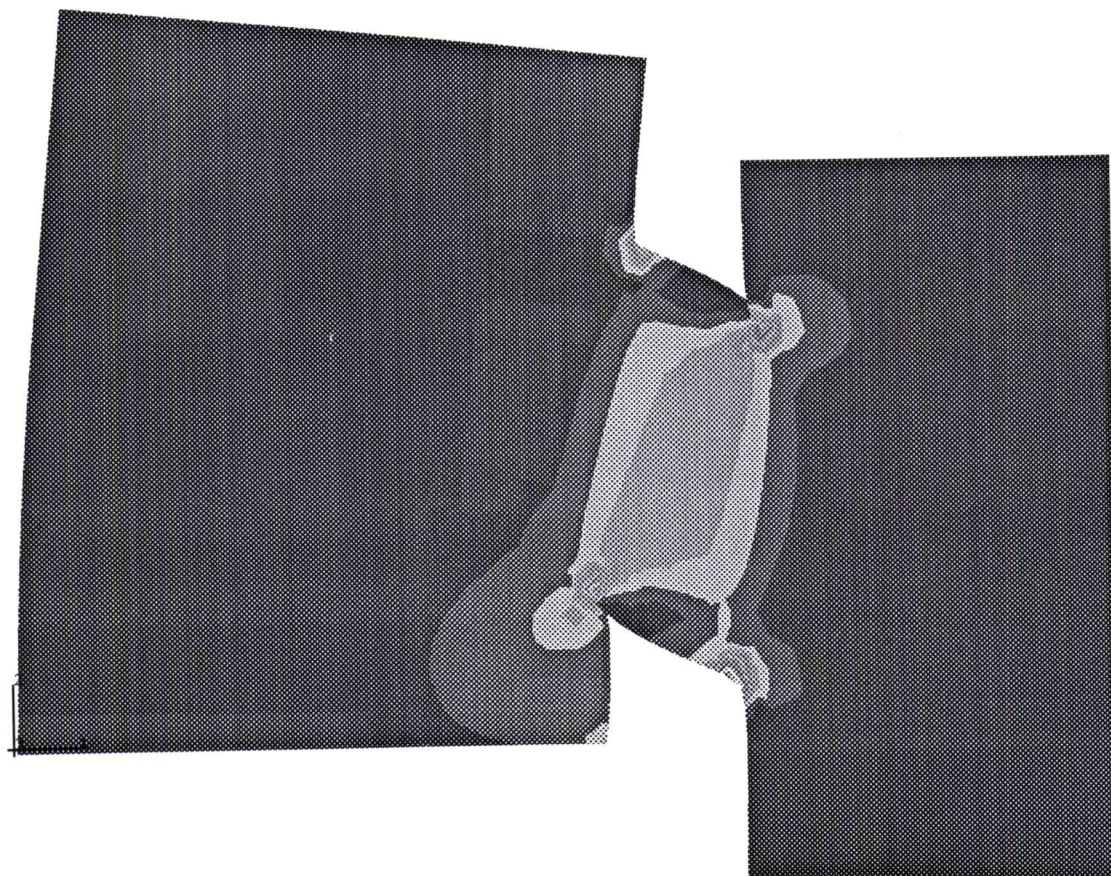
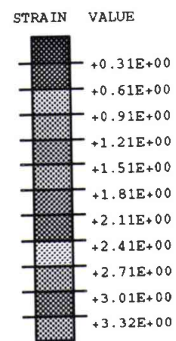


ANNEXE3

L P M M
ISGMP - METZ

DEFORMATION DE CISAILLEMENT

Vit. def. nom.=10 s et def. nom.=1

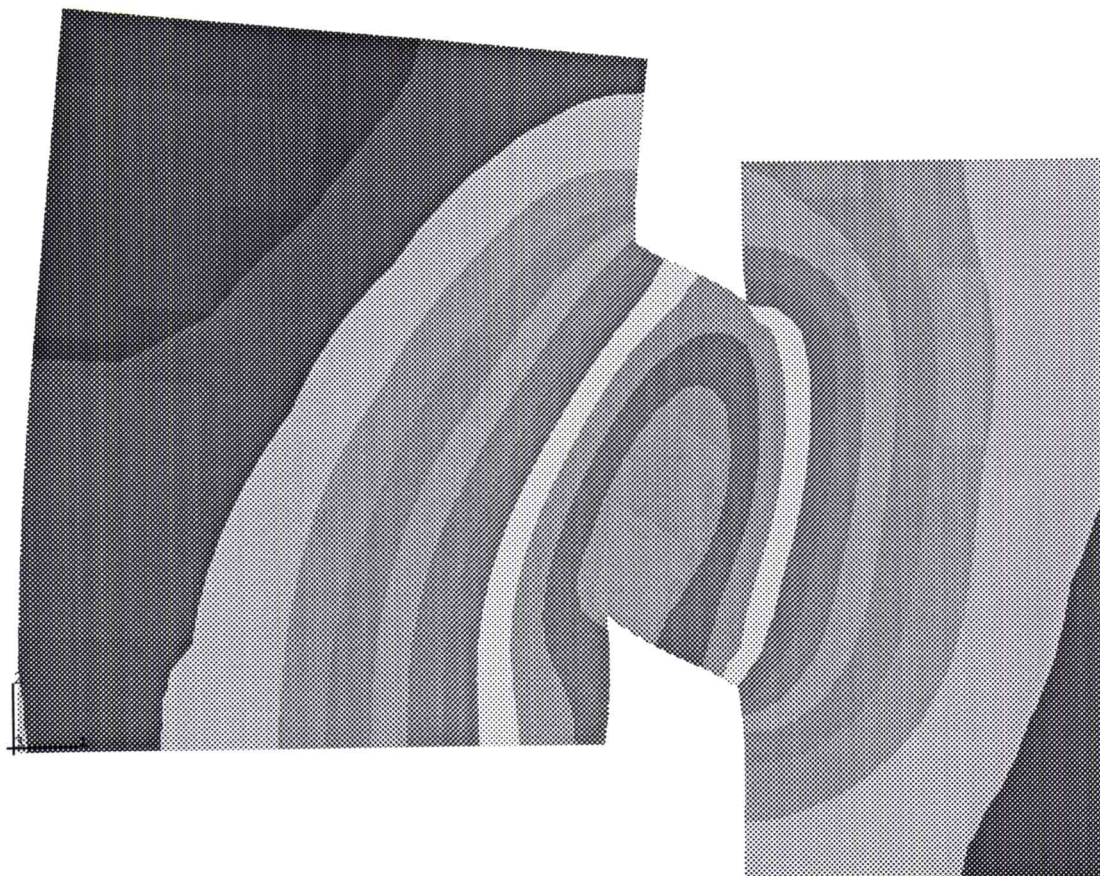
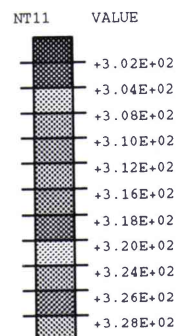


Eprouvette modifiée (1)
Premier type de chargement

L P M M
ISGMP - METZ

TEMPERATURE [K]

Vit. def. nom.=10 s et def. nom.=1

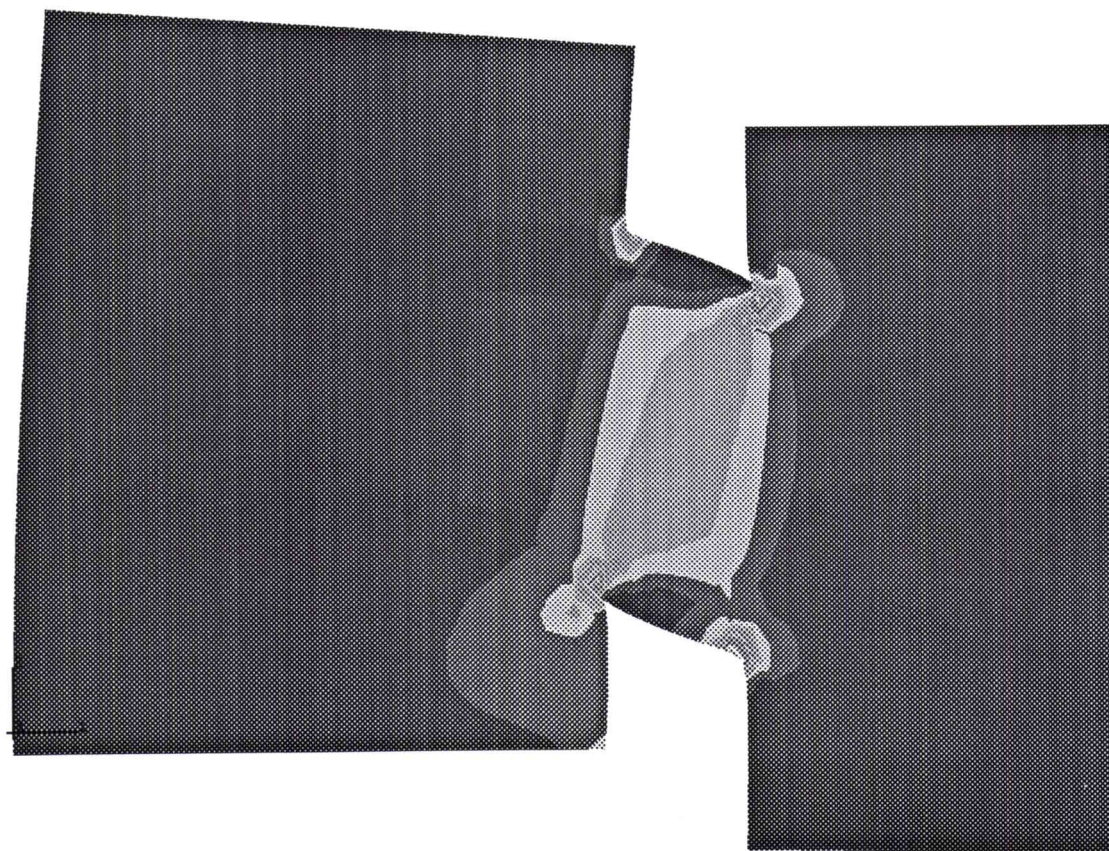
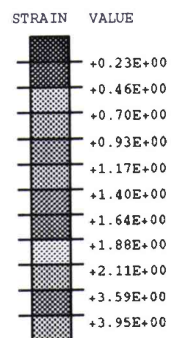


Eprouvette modifiée (1)
Premier type de chargement

L P M M
ISGMP - METZ

DEFORMATION DE CISAILLEMENT

Vit. def. nom.=1000 s et def. nom.=1

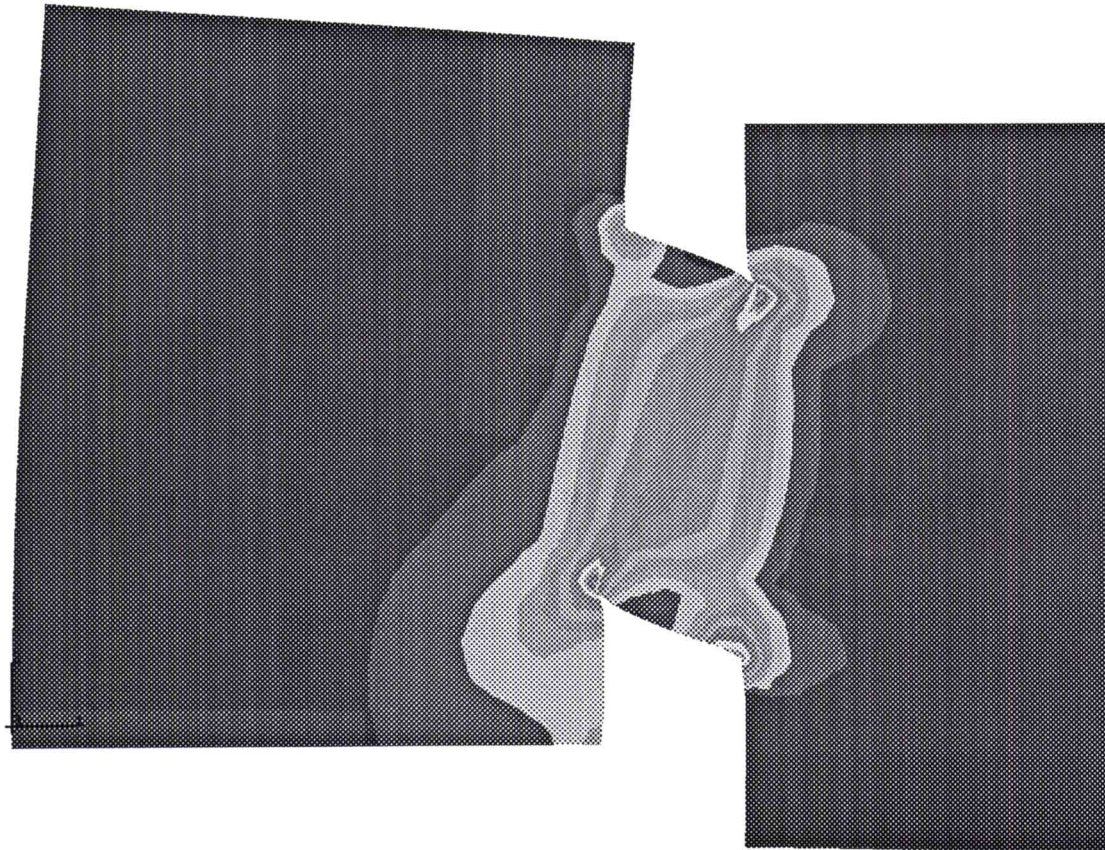
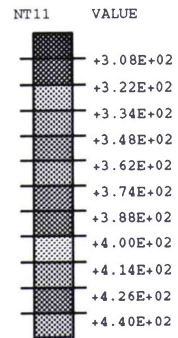


Eprouvette modifiée (1)
Premier type de chargement

LPMM
ISGMP - METZ

TEMPERATURE [K]

Vit. def. nom.=1000 s et def. nom.=1

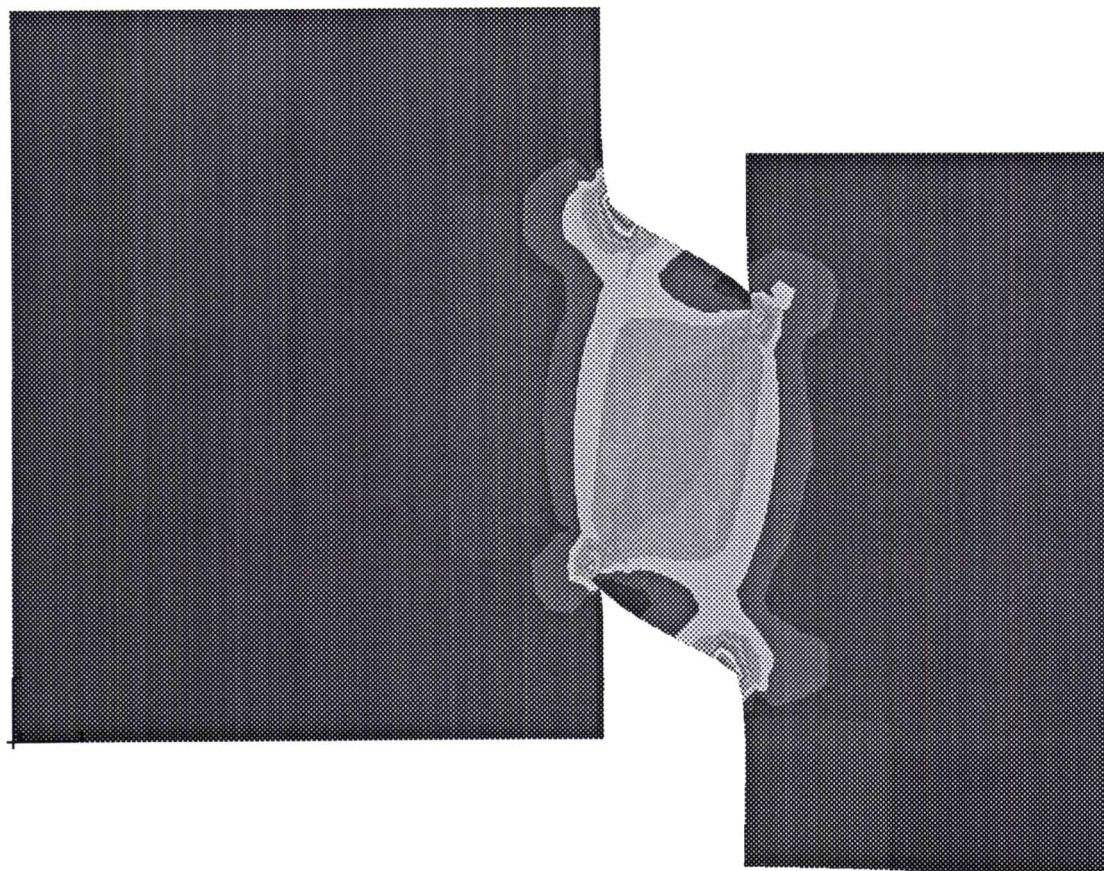
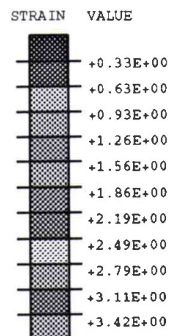


Eprouvette modifiée (1)
Premier type de chargement

L P M M
ISGMP - METZ

DEFORMATION DE CISAILLEMENT

Vit. def. nom.=1000 s et def. nom.=1

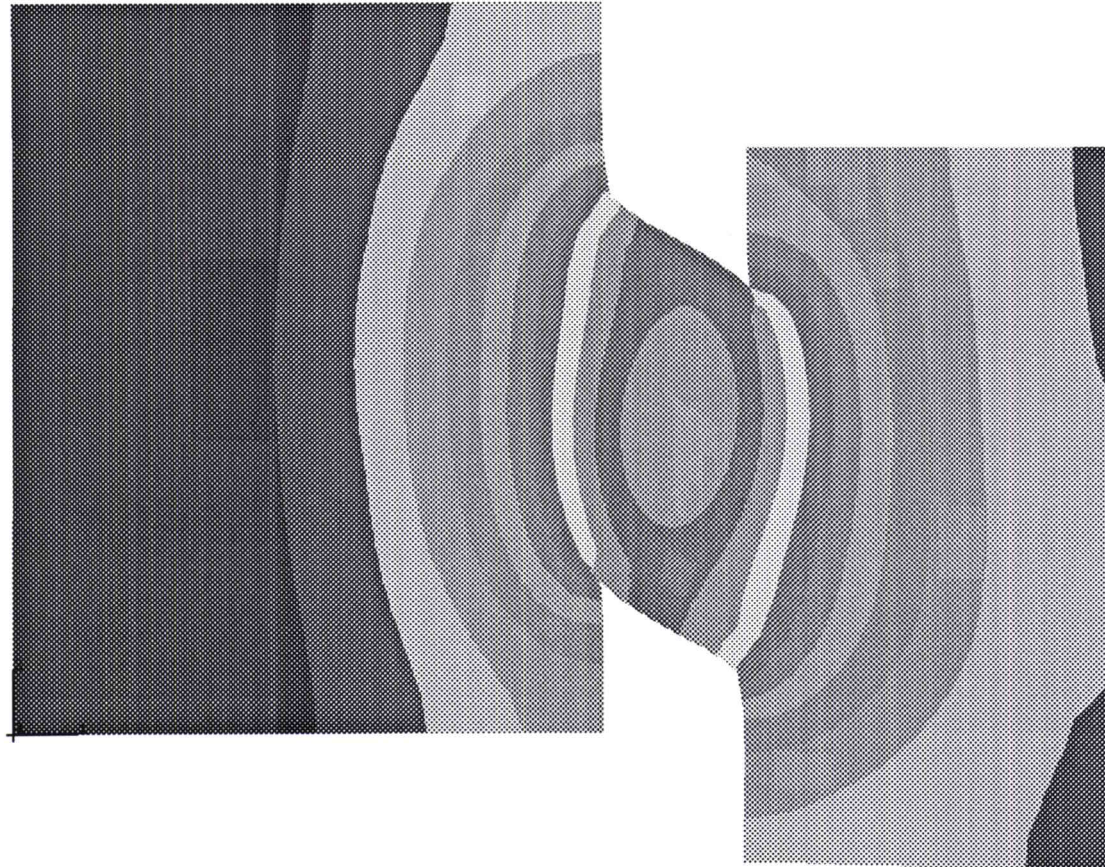
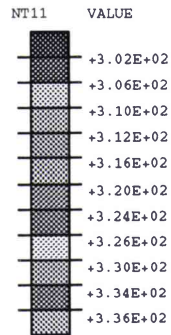


Eprouvette modifiée (1)
Deuxieme type de chargement

LPMM
ISGMP - METZ

TEMPERATURE [K]

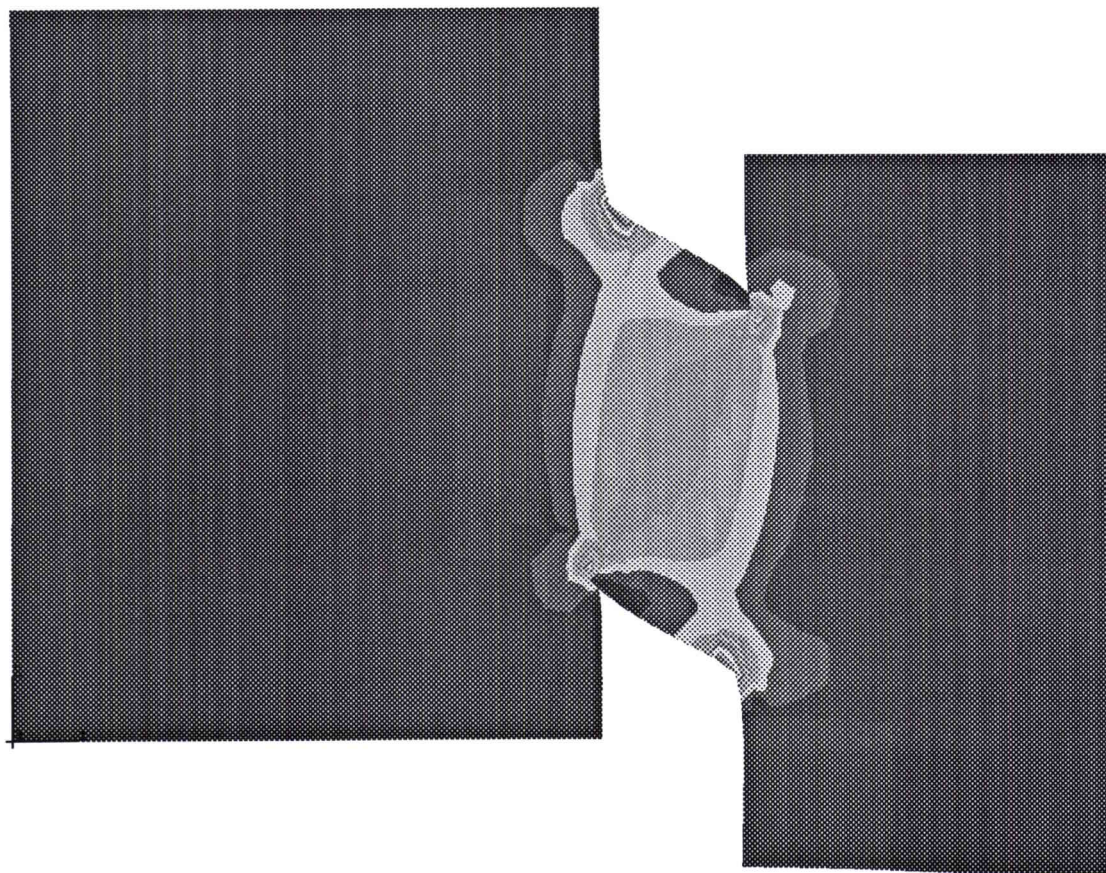
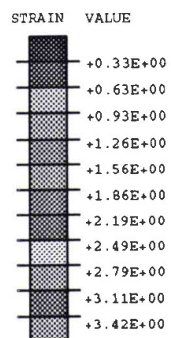
Vit. def. nom.=10 s et def. nom.=1



Eprouvette modifiée (1)
Deuxieme type de chargement

DEFORMATION DE CISAILLEMENT

Vit. def. nom.=1000 s et def. nom.=1

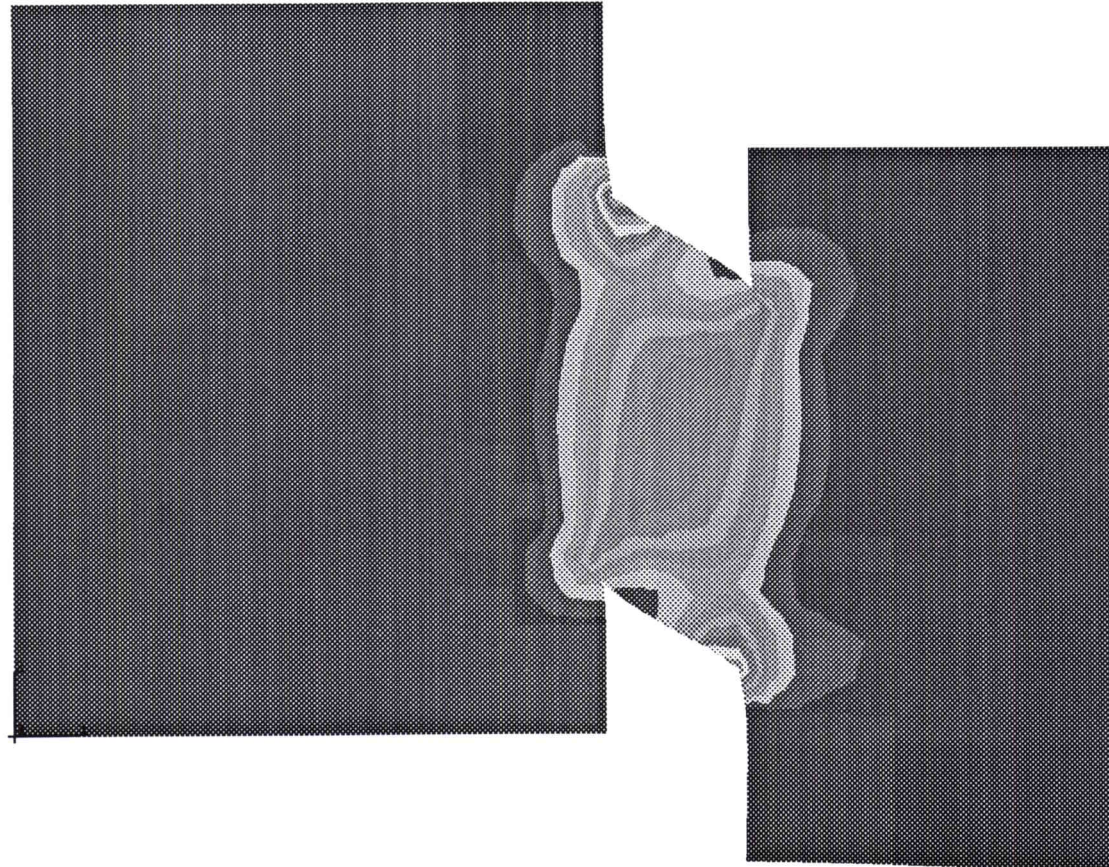
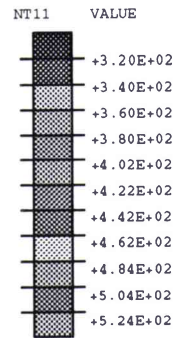


Eprouvette modifiée (1)
Deuxieme type de chargement

LPMM
ISGMP - METZ

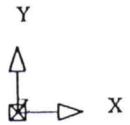
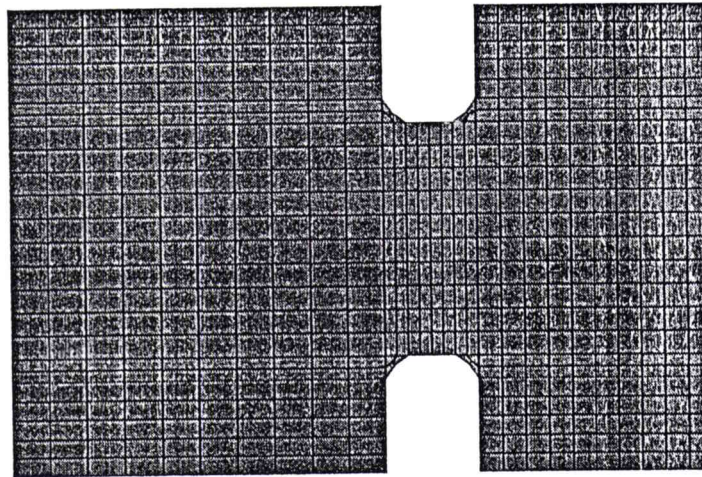
TEMPERATURE [K]

Vit. def. nom.=1000 s et def. nom.=1



Eprouvette modifiée (1)
Deuxieme type de chargement

MODEL : DIM2RE

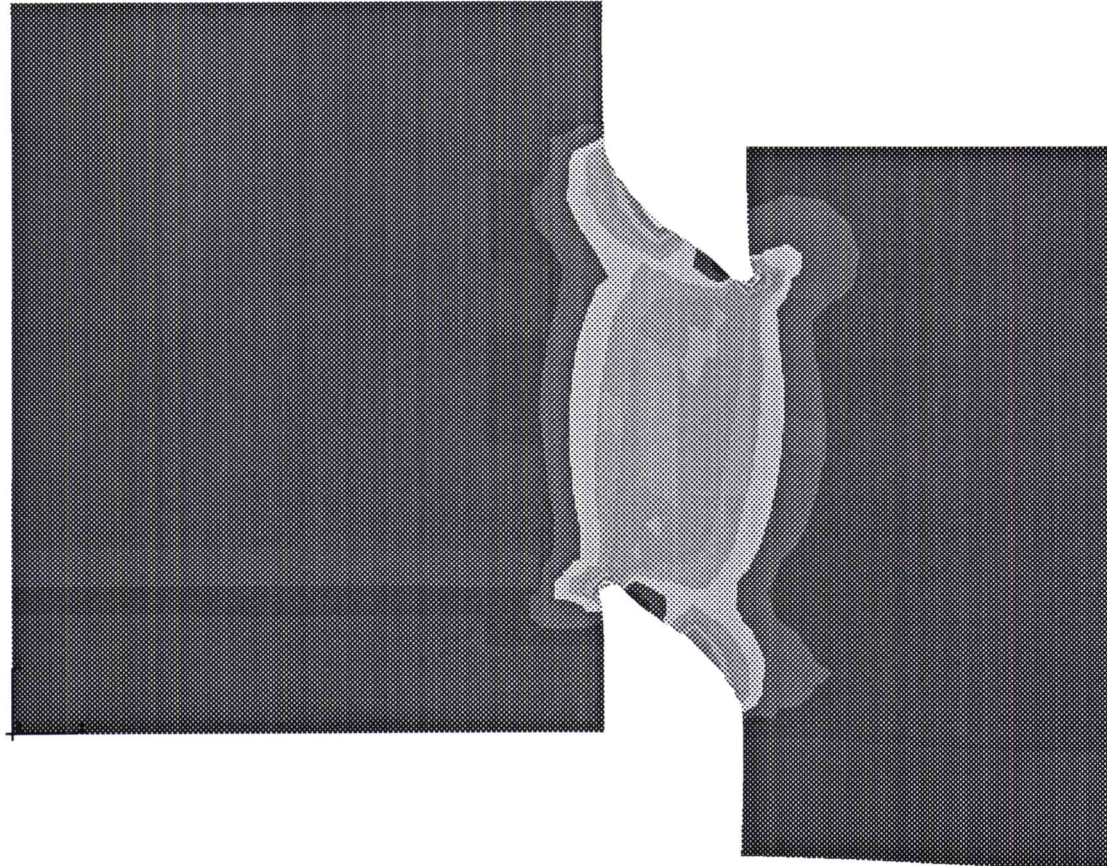
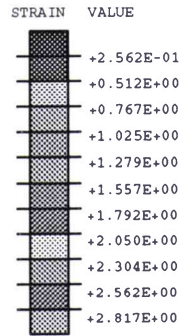


Maillage de l eprouvette modifiée (2)

LPMM
ISGMP - METZ

DEFORMATION DE CISAILLEMENT

Vit. def. nom.=10 s et def. nom.=1

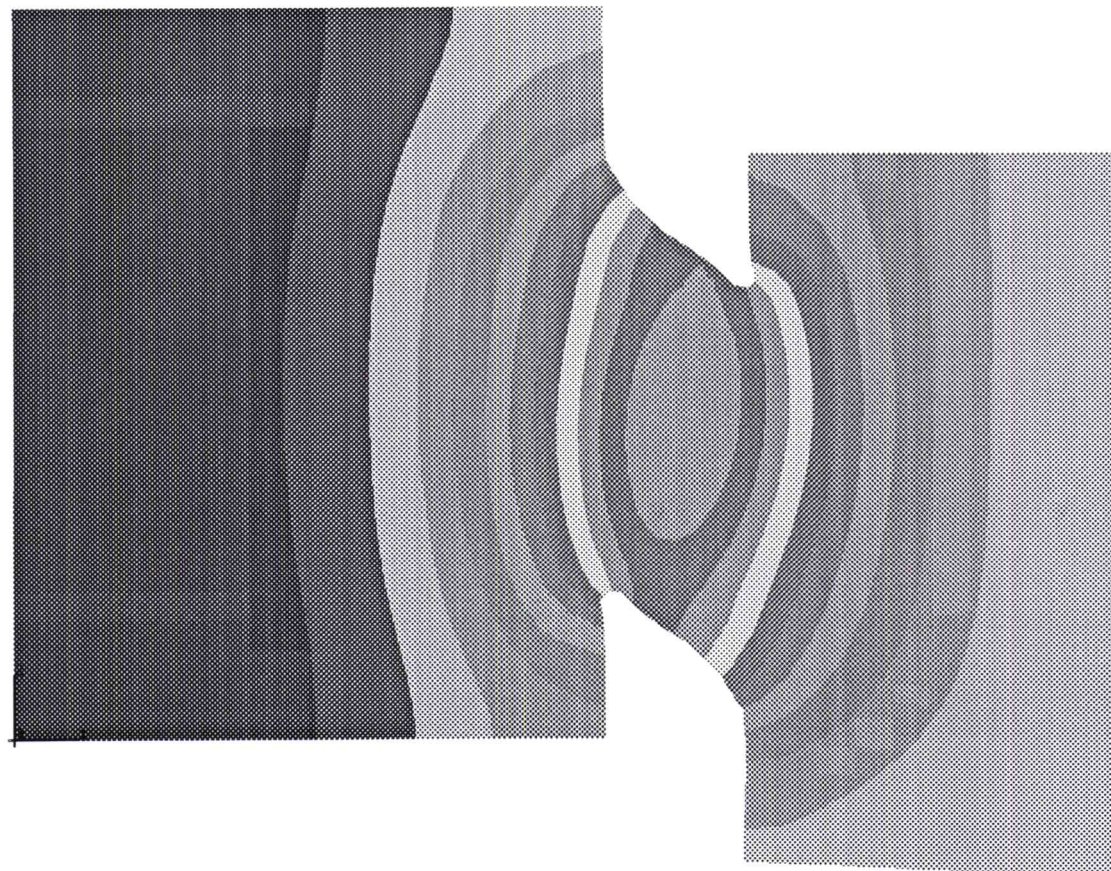
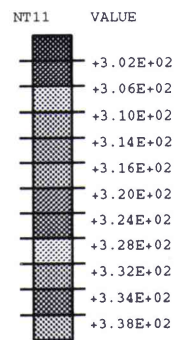


Eprouvette modifiée (2)

L.P.M.M.
ISGMP - METZ

TEMPERATURE [K]

ViL def. nom.=10 s et def. nom.=1

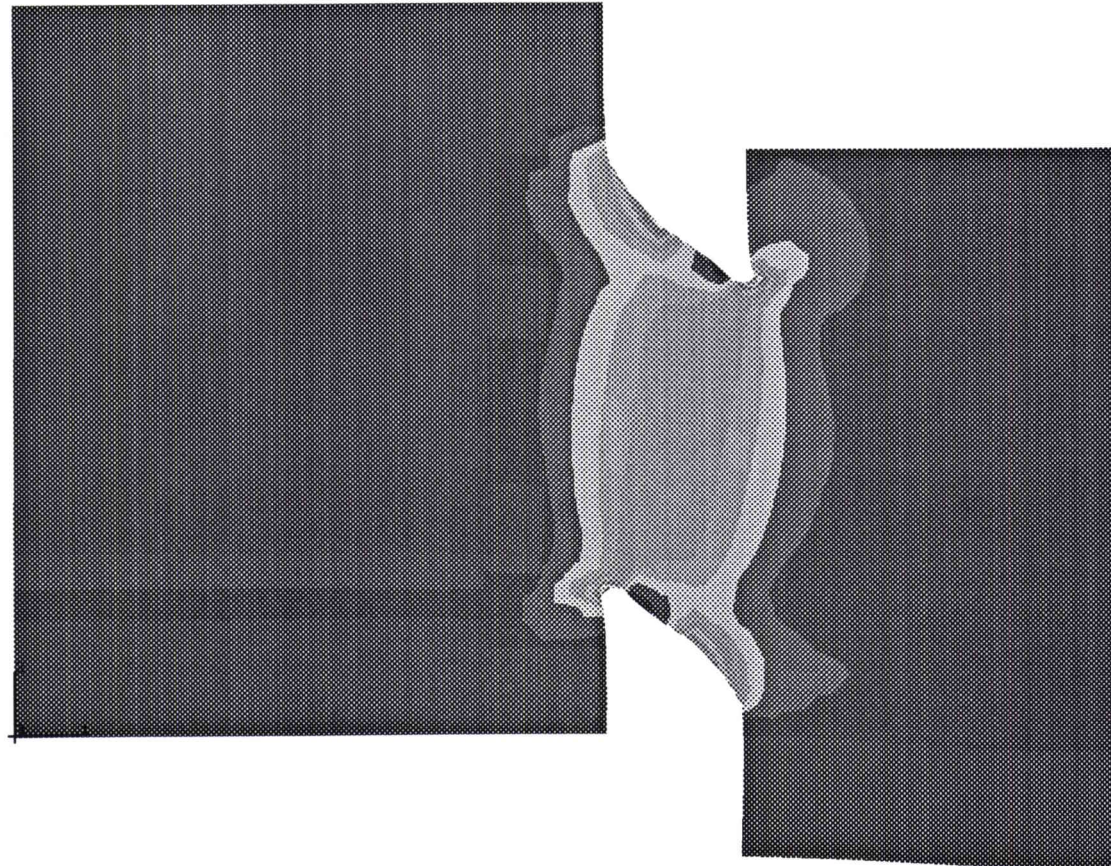
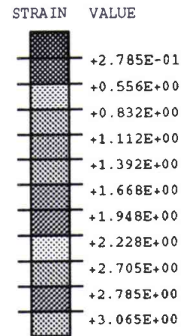


Eprouvette modifiée (2)

L P M M
ISGMP - METZ

DEFORMATION DE CISAILLEMENT

Vit. def. nom.=1000 s et def. nom.=1

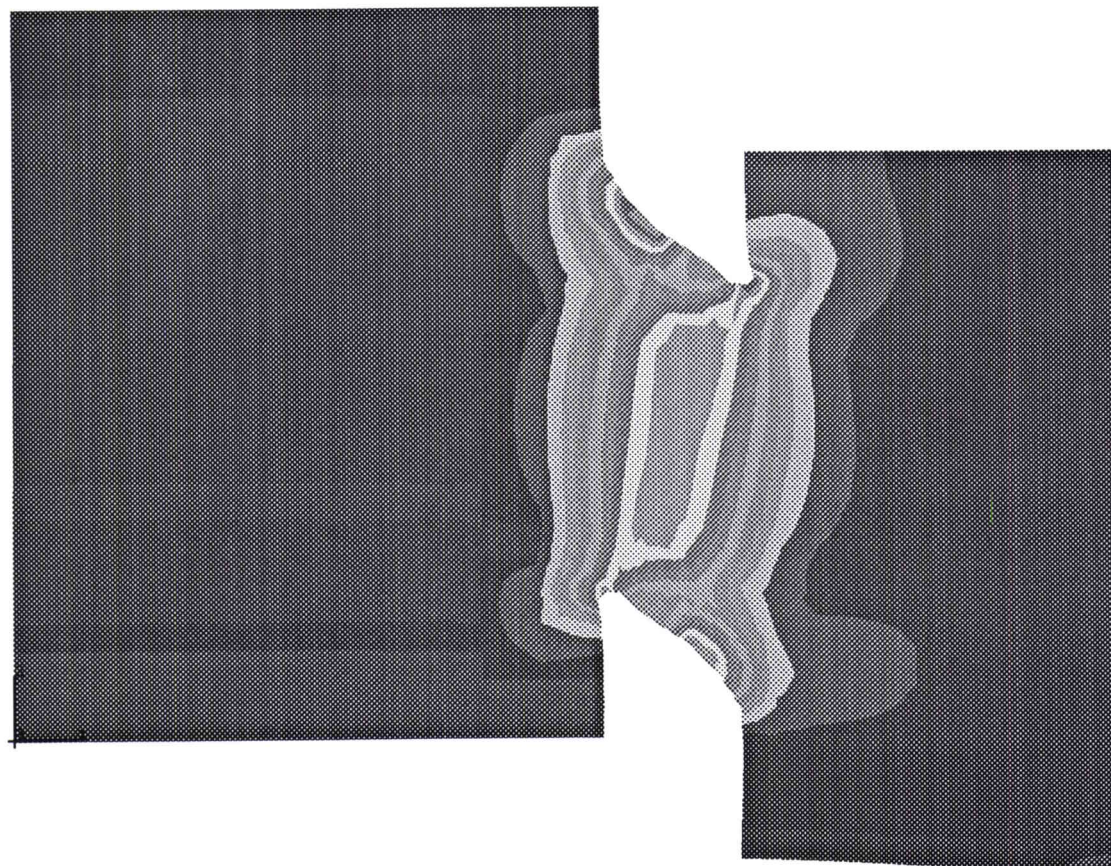
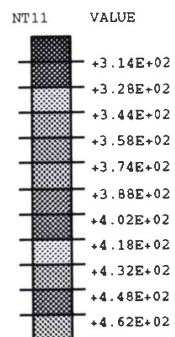


Eprouvette modifiée (2)

L P M M
ISGMP - METZ

TEMPERATURE [K]

Vit. def. nom.=1000 s et def. nom.=1



Eprouvette modifiée (2)

RÉSUMÉ :

Cette étude est consacrée d'une part, à l'analyse numérique de la transition isotherme-adiabatique dans le cas de la torsion d'un tube mince (pour l'aluminium pur, le cuivre pur et l'acier XC18). L'influence de la longueur du tube et du niveau de déformation sur l'évolution de cette zone de transition a été étudiée. D'autre part, il a été montré numériquement que dans le domaine des grandes déformations, des vitesses de déformation nominales de la zone de transition le seul gradient de température dû au transfert de chaleur aux extrémités du tube est un mécanisme plausible de formation des bandes de cisaillement adiabatiques uniquement pour des tubes courts. Cela a été montré dans le cas de l'acier XC18, ce qui s'explique par sa conductivité thermique est relativement faible.

Finalement une simulation numérique du comportement de l'éprouvette de l'essai du double cisaillement chargée par impact direct a été réalisée. Cette étude a nécessité l'optimisation de la géométrie de l'éprouvette du double cisaillement afin d'éliminer la plastification des appuis et la rotation de l'éprouvette. De plus il a été montré que dans le domaine des grandes vitesses de déformation nominales et des grandes déformations, la déformation plastique et la température ont tendance à se localiser dans la zone géométrique de cisaillement.

Mots clés :

- Torsion, cisaillement simple, double cisaillement
- Aluminium pur, acier XC18, cuivre pur
- Isotherme, adiabatique
- Thermo-viscoplastique
- Instabilité, localisation, bandes de cisaillement adiabatiques
- Différences finies, méthode des éléments finis