Simulations numériques de la localisation plastique dans les aciers martensitiques charges par impact

Maciej Klósak

▶ **To cite this version:**

Maciej Klósak. Simulations numériques de la localisation plastique dans les aciers martensitiques charges par impact. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Paul Verlaine - Metz, 1999. Français. NNT : 1999METZ018S . tel-01775801

HAL Id: tel-01775801
https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01775801

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

b149635 SIM3 99/18

UNIVERSITE DE METZ

SIMULATIONS NUMERIQUES DE LA LOCALISATION PLASTIQUE DANS LES ACIERS MARTENSITIQUES CHARGES PAR IMPACT

THESE DE DOCTORAT

1999

MACIEK KLÓSAK

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE
- METZ
N° inv. 19990445
Cote S/M3 99/18
Loc Magasin

Dedykuję
DÉDIÉ À

UNIVERSITE DE METZ

Institut Supérieur
de Génie Mécanique et Productique

Laboratoire de Physique
et Mécanique des Matériaux

SIMULATIONS NUMERIQUES DE LA LOCALISATION PLASTIQUE DANS LES ACIERS MARTENSITIQUES CHARGES PAR IMPACT

THESE PRESENTEE PAR

MACIEK KLÓSAK

pour l'obtention du grade de
Docteur de l'Université de Metz
Spécialité: Science de l'ingénieur
Option: Mécanique

Directeurs de thèse

M. Janusz R. Klepaczko
M. Tomasz Łodygowski

SOUTENANCE LE 11 MARS 1999

J u r y

M. Andrzej Gawęcki
M. Pierre Gilormini
M. Guy Guerlement
M. Janusz R. Klepaczko
M. Paweł Lipiński
M. Tomasz Łodygowski
M. Jerzy Rakowski

Metz - 1999 - Poznań

Praca ta powstała na Uniwersytecie w Metz we Francji oraz na Politechnice Poznańskiej w ramach stypendium rządu francuskiego. Dziękuje bardzo stronie francuskiej za jego przyznanie, jak również stronie polskiej za finansowanie prac w Polsce.

Jestem wdzięczny wszystkim osobom, które pomogły mi podczas tych studiów. Doceniam wkład Panów prowadzących, dziękuje za pomoc profesorom, recenzentom, koleżankom, kolegom oraz rodzinie za wsparcie. Osobne podziękowania za cierpliwość dla tłumaczy.

Panom Jean-Baptiste Schleich oraz Tomaszowi Łodygowskiemu dziękuję szczególnie za dostarczenie mi w odpowiednim momencie trafnych argumentów na dokończenie tej pracy.

Cette thèse a été préparée en alternance à l'Université de Metz et à l'Université Technique de Poznan (Pologne). Le travail a été supporté financièrement par une bourse du gouvernement français et une allocation de l'université polonaise. Je sais énormément gré aux deux parties pour leurs apports financiers.

Mes vifs remerciements vont à toutes les personnes qui m'ont aidé lors de l'élaboration de cette thèse. J'exprime ma reconnaissance aux directeurs de thèse pour leur appréciable contribution. J'adresse aussi ma gratitude aux professeurs, rapporteurs, collègues, ainsi qu'à ma famille pour son soutien. Ma reconnaissance s'adresse également aux traducteurs qui ont fait montre de beaucoup de patience.

Je remercie particulièrement Messieurs Jean-Baptiste Schleich et Tomasz Łodygowski dont les aides multiformes et opportunes ont permis la finalisation de cette thèse.

RESUME

Ce travail présente l'étude numérique de la localisation de déformation viscoplastique sous forme de striction et de bande de cisaillement adiabatique. Il est inspiré par une série d'essais de double cisaillement effectuée récemment au sein du LPMM. Afin de reproduire le comportement de l'acier martensitique VAR4340 dans les conditions du chargement dynamique, une loi de comportement phénoménologique est recherchée. Un point important de l'analyse est l'estimation de la vitesse d'impact critique (CIV). Une attention particulière est apportée sur la modélisation par éléments finis dans l'environnement du code ABAQUS.

Les objectifs de la thèse sont accomplis. La loi de comportement proposée reflète correctement le comportement du matériau ainsi qu'elle permet une simulation numérique efficace des essais dynamiques. Enfin, elle rend possible une estimation de la vitesse d'impact critique (CIV) en traction et en cisaillement. Cette dernière est en accord avec les valeurs expérimentales. Les simulations numériques ont répondu á plusieurs questions concernant la technique expérimentale du double cisaillement. Les différents tests confirment l'efficacité de la méthode. La modélisation par éléments finis révèle les précautions á prendre lors de l'entreprise du problème dynamique avec adoucissement thermomécanique (sensibilité du maillage, conditions aux limites).

STRESZCZENIE

Praca podejmuje problem numerycznej symulacji zjawiska lokalizacji plastycznej w postaci szyjki oraz adiabatycznych linii poślizgu. Punktem wyjścia są wyniki doświadczalne wykonane techniką podwójnego ścinania w Laboratorium Fizyki i Mechaniki Materiałów (LPMM) w Metz. W celu opisania zachowania się martenzytycznej stali VAR4340 w zakresie obciążeń dynamicznych, proponuje się fenomenologiczne równanie konstytutywne. Ważną częścią pracy jest oszacowanie krytycznej prędkości uderzenia (CIV). Szczególną uwagę poświęcono modelowaniu sprzężonego temperaturowo problemu dynamicznego za pomocą metody elementów skończonych w środowisku programu ABAQUS.

Cele pracy zostały zrealizowane. Wprowadzone równanie konstytutywne oddaje rzeczywiste zachowanie się rozważanego materiału oraz umożliwia poprawną symulację procesów dynamicznych; pozwala również na oszacowanie krytycznych prędkości uderzenia (CIV) przy rozciąganiu i ścinaniu, które pokrywa się z wynikami doświadczalnymi. Symulacje numeryczne odpowiedziały na pytania dotyczące analizowanej techniki doświadczalnej podwójnego ścinania, potwierdzając jej skuteczność. Modelowanie metodą elementów skończonych wskazało na trudności związane z numerycznym rozwiązywaniem problemu dynamicznego z osłabieniem termomechanicznym (wrażliwość siatki, warunki brzegowe, prawidłowe matematyczne postawienie problemu...).

ABSTRACT

The work contains numerical studies of plastic localisation in the form of necking and adiabatic shear bands. It has been inspired by the series of experiments of double shear recently carried out at LPMM. In order to study the behaviour of the martensitic steel VAR4340 under dynamic loading, a phenomenological constitutive relation has been proposed. An important point of the analysis is the estimation of the Critical Impact Velocity (CIV). A special attention is paid to the finite element modelling in the environment of the code ABAQUS.

The aims of the work have been achieved. The constitutive relation reflects properly material behaviour as well as it enables efficient numerical simulations of dynamic processes. It also permits for an estimation of the Critical Impact Velocity in tension and in shear, which confirms the experimental data. The numerical simulations have answered some questions concerning the experimental technique of double shear, confirming its applicability. The finite element modelling has revealed problems encountered during modelling of dynamics, especially the softening analysis, such as mesh dependence, correct assumption of boundary conditions or well-posedness.

TABLE DES MATIERES

Introduction 13

1. Problèmes de base 19

1.1 DEFORMATIONS PLASTIQUES DES METAUX 21

• Théories phénoménologiques 21

1.2 PRESENTATION DES BANDES DE CISAILLEMENT 22

• Mécanisme de formation 23
• Paramètres décrivant les bandes de cisaillement 25
• Paramètres dominant la formation des bandes de cisaillement 25

1.3 ETUDES THEORIQUES D'INSTABILITE PLASTIQUE ET DE LOCALISATION 25

1.3.1 Instabilité plastique en traction 25

• Critère d'instabilité de Considère 25
• Critère d'instabilité de Hart 26

1.3.2 Instabilité plastique en cisaillement 27

• Critère d'instabilité de force maximale 27
• Analyse des perturbations 28
• Méthode des perturbations relatives 30

1.4 PROPAGATION DES ONDES DANS LES SOLIDES 32

1.4.1 Méthode des caractéristiques 32
1.4.2 Matériau insensible à la vitesse de déformation 33
• Ondes longitudinales dans une barre 33
1.4.3 Ondes de cisaillement dans un cylindre ou un disque 34
1.4.4 Matériau sensible à la vitesse de déformation 35
• Ondes longitudinales dans une barre 35
1.5 ASPECTS NUMERIQUES SELECTIONNES DE LA LOCALISATION DES DEFORMATIONS 36

1.6 CARACTERISTIQUE DU LOGICIEL DES ELEMENTS FINIS UTILISES DANS LES SIMULATIONS NUMERIQUES 41

2. Modélisation de la loi de comportement pour l'acier martensitique VAR4340 **49**

2.1 LOIS DE COMPORTEMENT THERMOMECANIQUES 51

2.1.1 La sensibilité à la vitesse de déformation 51
2.1.2 Effet de la température 54

2.2 CRITERES DE RUPTURE 60

2.3 LOI DE COMPORTEMENT POUR L'ACIER VAR4340 62

2.3.1 Caractéristique de l'acier VAR4340 62
2.3.2 Formulation de la loi de comportement 66
2.3.3 Conduction thermique et conditions adiabatiques 71
2.3.4 Critère de rupture en cisaillement adiabatique 72

3. Simulations numériques des effets dynamiques et du couplage thermomécanique sur les géométries simples. Vitesse d'impact critique **77**

3.1 ESTIMATION ANALYTIQUE ET NUMERIQUE DE LA VITESSE D'IMPACT CRITIQUE (CIV) EN TRACTION ET CISAILLEMENT 79

3.1.1 Approche analytique de la vitesse d'impact critique de Kàrmàn 79

3.1.2 Traction dynamique des éprouvettes rondes 82

- Aperçu bibliographique 82
- Modélisation par éléments finis 87
- Discussion des résultats 90

3.1.3 Modélisation analytique de la vitesse d'impact critique (CIV) en cisaillement 99

3.1.4 Etudes numériques de la couche infinie soumise au cisaillement 103

- Modèle par éléments finis 103
- Résultats des calculs numériques 107
- Synthèse 115

3.2 SIMULATION NUMERIQUE DE LA COUCHE CISAILLEE EN TENANT COMPTE DE LA CONDUCTION THERMIQUE 116

3.2.1 Hypothèses 116
3.2.2 Modélisation par éléments finis 119
- Discussion des résultats 119

4. Simulation numérique d'un essai de double cisaillement. Etude comparative de la technique expérimentale et de la modélisation par éléments finis 125

4.1 TECHNIQUES EXPERIMENTALES EN DYNAMIQUE 127

4.1.1 Le double cisaillement par impact de projectile 127

- Principe de la méthode 127
- Géométrie de l'éprouvette 128

4.1.2 Le double cisaillement en quasi-statique 129

4.2 RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS PAR IMPACT DIRECT SUR LES EPROUVETTES MDS (ACIER VAR4340) 130

4.2.1 Concentrateurs adiabatiques des contraintes 131

4.2.2 Expériences avec différents concentrateurs de contraintes 132

4.3 SIMULATIONS NUMERIQUES DU DOUBLE CISAILLEMENT 137

4.3.1 Modèle par éléments finis 138

4.3.2 Influence des concentrateurs de contrainte sur la rupture adiabatique en cisaillement 142

4.3.3 Evaluation de la méthode expérimentale 153

- Effet des imperfections 153
- Observations des premiers moments de l'analyse 156
- Observations sur la cinématique de l'éprouvette 158
- Effet de la plastification hors de la zone cisaillée 158

4.4 REMARQUES GENERALES 159

Conclusions 161

Références 165

Introduction

Les matériaux les plus recherchés du point de vue de leurs caractéristiques mécaniques sont ceux qui combinent à la fois une bonne ductilité avec une résistance élevée. Une condition garantissant un tel résultat est que la déformation soit macroscopiquement homogène pour différentes charges. Cependant, à un point critique du chargement, le champ des déformations passe d'un mode pratiquement homogène à un mode fortement hétérogène qui aboutit à une localisation de la déformation. Ce mode de déformation localisée change globalement le comportement mécanique et parfois lorsqu'il persiste, mène à une rupture du matériau. Aux grandes vitesses de déformation, l'hypothèse la plus généralement faite consiste à considérer cette localisation comme une instabilité liée à un échauffement adiabatique. Celui-ci se manifeste lorsque l'adoucissement thermique du matériau est plus important que les effets combinés de l'écrouissage et de la sensibilité à la vitesse de déformation.

Ce phénomène de ruine catastrophique peut apparaître sous forme d'une bande de cisaillement adiabatique qui est souvent à l'origine de la rupture, plus particulièrement dans les matériaux à très haute limite élastique. Les bandes de cisaillement adiabatiques sont observées dans les différents processus à grande vitesse de déformation tels que l'usinage rapide, l'impact par projectile, la fragmentation par explosif ou la mise en forme par forgeage. Cela explique le grand intérêt manifesté par les différentes branches industrielles telles que la protection militaire ou la construction automobile. Un manque fréquent de données expérimentales pour le domaine des grandes vitesses de déformation est à souligner.

Il existe une certaine vitesse d'impact dite critique (Critical Impact Velocity - CIV) au-delà laquelle la déformation plastique sous forme d'une bande cisaillée se localise sur la surface d'impact. La concentration des déformations près de la surface d'impact, due aux instabilités thermoplastiques et à la localisation des ondes plastiques, est le principal phénomène physique responsable de l'existence d'une vitesse critique d'impact en cisaillement. La vitesse d'impact critique en cisaillement a des conséquences importantes sur le processus de fragmentation.

Durant les dernières années, des efforts considérables ont été faits pour comprendre clairement ces problèmes et ils se sont focalisés sur la description macroscopique et sur les mécanismes microstructuraux. Différentes méthodes ont été utilisées pour l'étude de ce genre d'instabilité. Au cours des dernières années, la torsion sur barres d'Hopkinson ainsi que la technique du double cisaillement par impact direct sont devenus incontestablement les moyens expérimentaux les plus utilisés

pour produire le cisaillement adiabatique. D'autre part, le développement rapide dans le domaine informatique a fourni toute une gamme de méthodes numériques qui constituent des outils très importants pour la reproduction du comportement mécanique des matériaux; la méthode des éléments finis semble la plus efficace. La puissance actuelle des outils informatiques autorise des simulations de structures de complexité croissante soumises à des chargements dynamiques. Il semble alors évident qu'une analyse expérimentale devrait être toujours supportée et étendue par une simulation numérique et vis versa. C'est idéal lorsqu'une approche numérique peut constituer une base pour une nouvelle expérience (dispositif, éprouvette). Cet ordre de travail permet d'éviter les mauvaises surprises qui apparaissent souvent au cours d'essais mal préparés.

BUT ET MOTIVATION

Dans cet étude, on a tenté de mettre en évidence l'accomplissement des techniques expérimentales et numériques, sans oublier un rôle primordial des approches analytiques. **Les résultats expérimentaux du double cisaillement récemment obtenus au LPMM**, ainsi que ceux connus dans la littérature ont servi pour proposer **une analyse numérique dans le but d'évaluer d'une part la technique expérimentale de double cisaillement et d'autre part d'améliorer la modélisation par éléments finis du problème**. Les simulations numériques proposées ont eu pour but de fournir des informations supplémentaires sur la méthode du double cisaillement, informations qui sont difficiles à recueillir au cours de l'expérience vu le temps très court de l'analyse. Beaucoup d'attention a été consacrée à **la solution par éléments finis dans l'environnement du code ABAQUS** (maillage, conditions aux limites...) mais aussi à **l'élaboration d'une loi de comportement efficace**. La tâche importante de ce travail était de proposer une loi de comportement à la fois basée sur la physique et facile à utiliser par un ingénieur. La loi de comportement proposée ici prend en compte l'écrouissage, la sensibilité à la vitesse de déformation et à la température, de manière à **refléter correctement le comportement de l'acier martensitique VAR4340 (~50 HRC) et à estimer la vitesse d'impact critique (CIV)**.

SYNTHESE DU TRAVAIL

Dans le chapitre 1, on présente les problèmes de base essentiels pour le sujet de cette thèse. Ainsi, les phénomènes de localisation et d'instabilité plastique sont discutés avec un intérêt spécial pour la localisation sous forme de bande de cisaillement adiabatique. La nature dynamique des problèmes étudiés demande une présentation générale des ondes dans les milieux continus. En outre, on caractérise brièvement les problèmes liés à la modélisation numérique d'instabilité plastique, notamment l'adéquation de la loi de comportement ou la sensibilité du maillage. L'outil numérique - un logiciel de calcul par éléments finis ABAQUS - est enfin brièvement décrit.

Le chapitre 2 contient un aperçu des lois de comportement et des critères de ruine existants. On propose ensuite une loi de comportement de type phénoménologique développée pour l'acier martensitique VAR4340. Les caractéristiques mécaniques et physiques disponibles dans la littérature pour cet acier sont présentées.

Dans le chapitre 3, on décrit le phénomène de la vitesse d'impact critique (Critical Impact Velocity - CIV) pour la traction et le cisaillement. Après l'approche analytique, des simulations numériques des géométries simples (traction et cisaillement) sont discutées. La valeur de la CIV obtenu numériquement est comparée avec les estimations expérimentales. Les simulations se poursuivent avec les états de la localisation plus profonde ou une transformation de phase peut se produire due au refroidissement rapide de la couche cisaillée.

Dans le chapitre 4, la technique de double cisaillement avec l'éprouvette modifiée (Modified Double Specimen - MDS) est décrite avec les dispositifs expérimentaux nécessaires pour des essais dynamiques et en quasi-statique. Dans la suite, on rappelle les résultats des expériences du double cisaillement récemment effectués au sein du LPMM ainsi que leurs simulations numériques par ABAQUS. La loi de comportement proposée précédemment est implantée dans un problème mécanique plus complexe (modèle d'une éprouvette MDS complète). L'importance d'une modélisation propre des problèmes dynamiques (maillage, conditions aux limites…) a été soulignée. Les résultats numériques obtenus sont comparés avec ceux de l'expérience. Les conclusions tirées de cette comparaison permettent une évaluation de la technique expérimentale.

1

Problèmes de base

Le travail présenté dans cette thèse concerne des problèmes d'instabilité plastique et de localisation dans les métaux chargés par impact. La localisation apparaît sous forme d'une striction ou d'une bande de cisaillement adiabatique. Ces problèmes d'instabilités et leur compréhension présentent un intérêt particulier pour l'étude du comportement dynamique. Les études sont basées sur des résultats expérimentaux ainsi que sur des simulations numériques. Ces dernières peuvent rendre de nombreux services dans la compréhension des techniques expérimentales et du comportement du matériau, mais elles doivent être effectuées avec rigueur. D'où une nécessité d'utiliser les méthodes numériques capables de décrire ce type de phénomènes.

Cette large diversité des sujets dans des domaines souvent éloignés l'un de l'autre implique un aperçu étendu des problèmes de base afin de mieux comprendre la philosophie de cette thèse. Le chapitre 1 présente une synthèse des problèmes d'instabilité plastique et de localisation, en tenant compte de l'apparition des bandes de cisaillement et de la striction. Les effets des ondes élastiques et plastiques dans le milieu continu sont ensuite brièvement présentés, finalement on discute l'approche numérique de ce type de phénomène. Une partie des théories de base est présentée à travers d'autres chapitres.

1.1 Déformations plastiques des métaux

THEORIES PHENOMENOLOGIQUES

La théorie classique de la plasticité est basée sur le concept du critère d'écoulement

$$f(\sigma_{ij})=k \tag{1.1}$$

où σ_{ij} est le tenseur des contraintes et k une constante du matériau, qui est en général une fonction de l'histoire des déformations. Pour un matériau isotrope, la fonction f peut être exprimée en terme des trois invariants du tenseur des contraintes I_1, I_2 et I_3. Expérimentalement il a été démontré que la composante hydrostatique des contraintes n'affecte pas l'écoulement plastique, alors la contrainte peut être remplacée par le déviateur des contraintes

$$S_{ij}=\sigma_{ij}-\frac{1}{3}\sigma\delta_{ij} \tag{1.2}$$

où $\sigma=\sigma_{kk}$ et δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

Le critère d'écoulement ainsi se réduit à

$$f(J_2,J_3)=k \tag{1.3}$$

où J_2, J_3 sont le second et le troisième invariant de S_{ij}. L'utilisation du critère de Huber-Mises permet d'obtenir une simplification sous forme

$$J_2^{1/2}=k \tag{1.4}$$

où k est maintenant identifié comme la contrainte d'écoulement en cisaillement simple.

Pour un matériau qui présente un écrouissage isotrope, k peut être exprimée comme une fonction du travail des déformations plastiques

$$W=\int\sigma_{ij}d\varepsilon_{ij}^{p} \tag{1.5}$$

où ε_{ij}^{p} est la composante des déformations plastiques. Pour un matériau non écrouissable ou pour un matériau parfaitement plastique, k est une constante.

La vitesse des déformations plastiques $\dot{\varepsilon}_{ij}^{p}$ est régie par la loi d'écoulement plastique qui est donnée par

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{p}=\lambda\frac{\partial f}{\partial\sigma_{ij}} \tag{1.6}$$

où λ est un facteur scalaire de proportionnalité. Cette loi définit seulement la vitesse de déformation plastique relative, la relation contrainte-déformation est indépendante du temps.

La vitesse de déformation totale est donnée par l'addition de la composante élastique et plastique

$$\dot{\varepsilon}_{ij}=\frac{1}{2G}\dot{S}_{ij}+\frac{1-2\nu}{E}\dot{\sigma}_m\delta_{ij}+\lambda\frac{\partial f}{\partial\sigma_{ij}} \tag{1.7}$$

où $\sigma_m=\sigma_{kk}/3$, G est le module de cisaillement, E le module de Young et ν le coefficient de Poisson.

Pour généraliser l'éq. (1.7) pour un matériau présentant une dépendance en vitesse, le concept d'un matériau visco-plastique peut être introduit. Ainsi en élasticité, la condition sera $f(\sigma_{ij})<k$, par contre, il est postulé d'avoir $f(\sigma_{ij})>k$ en plasticité pour une vitesse de déformation plastique finie.

Sokolovsky (1948) et Malvern (1951) ont démontré que la vitesse de déformation plastique est une fonction d'« overstress », c'est-à-dire, la différence entre la contrainte appliquée et la contrainte d'écoulement, correspondante pour la même déformation.

Perzyna (1963) a proposé l'approche suivante de la loi de comportement

$$\dot{\varepsilon}_{ij}=\frac{1}{2G}\dot{S}_{ij}+\frac{1-2\nu}{E}\dot{\sigma}_m\delta_{ij}+2\gamma\langle\Phi(F)\rangle\frac{\partial f}{\partial\sigma_{ij}} \tag{1.8}$$

où $F=f/k-1$, γ sont les constantes du matériau, Φ est une fonction arbitraire et où le symbole < > est défini d'une façon suivante

$$\langle x\rangle=\begin{cases}0 \text{ pour } x\leq 0\\ x \text{ pour } x>0\end{cases} \tag{1.9}$$

Les effets de la température peuvent être pris en compte en supposant que les quantités γ, k et souvent Φ sont fonction de la température.

1.2 Présentation des bandes de cisaillement

Dans de nombreux processus industriels, les matériaux sont soumis à des sollicitations dynamiques. Lors du processus d'impact ou encore dans les procédés de mise en forme rapide (par exemple emboutissage rapide, usinage à grande vitesse), de grandes vitesses de déformation sont observées dans les matériaux et peuvent alors conduire au développement d'une instabilité de l'écoulement plastique. Ainsi, il peut apparaître une localisation importante de la déformation plastique dans une zone étroite. Ce phénomène est couramment observé, sous forme de bandes de cisaillement, dans les matériaux métalliques et les polymères. Bien que l'échelle de temps soit

différente, il est également possible d'observer de telles bandes en géologie.

Il existe deux catégories de bandes de cisaillement :

- Les bandes de cisaillement isothermes. On peut citer, par exemple, les bandes de striction dont l'origine est un adoucissement géométrique, les bandes de Lüders, les lignes de glissement. Dans tous ces phénomènes, le rôle de l'adoucissement thermique est négligeable.
- Les bandes de cisaillement adiabatiques pour lesquelles l'adoucissement thermique est le moteur principal de leur formation. Elles peuvent être de deux types:
  - Les bandes de déformation, dans lesquelles règne une intense localisation de la déformation. Les propriétés mécaniques du matériau dans la bande ne sont pas fondamentalement différentes des propriétés du matériau originel,
  - Les bandes de transformation. L'échauffement produit par la déformation est suffisant pour provoquer une transformation de phase. Les exemples des bandes de transformations sans et avec une rupture initialisée sont présentés sur la fig. 1.1.

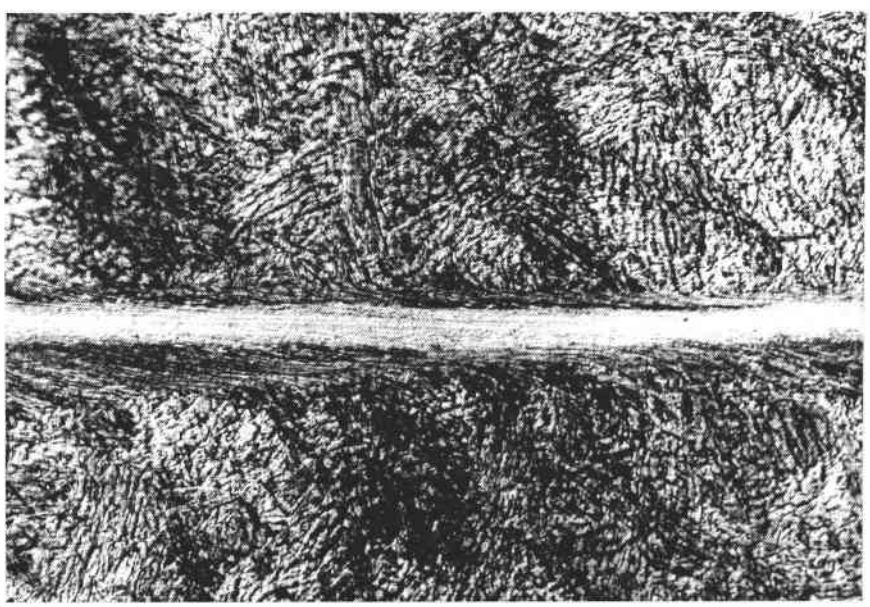


Fig. 1.1 Rupture par cisaillement adiabatique, d'après Motz et al. (1986), métallographie A. et J. Pokorny, agrandissement 700x

MECANISME DE FORMATION

Le mécanisme de formation des bandes de cisaillement adiabatique a été décrit par Zener et Hollomon (1944). Au cours de la déformation, une grande partie du travail plastique (environ 90%) est convertie en chaleur. Si les vitesses de déformation dans cette région sont suffisamment grandes, la conduction thermique n'a pas le temps de transporter l'énergie calorifique provenant de la déformation vers l'extérieur. Ainsi la chaleur produite induit une élévation locale importante de la température du matériau. Si la chute de contrainte d'écoulement provoquée par l'élévation de température

n'est pas compensée par l'augmentation de cette même contrainte d'écoulement du fait de l'écrouissage, l'écoulement plastique devient alors instable. Le mécanisme est alors autocatalytique. Il faut noter cependant que ce processus n'est pas adiabatique en général. On s'approche cependant de la condition d'adiabaticité aux grandes vitesses de déformation, car la conduction thermique intervient très faiblement.

Des observations expérimentales, réalisées par Marchand et Duffy (1988) sur les éprouvettes tubulaires sollicitées en torsion, permettent de décomposer la phase de déformation plastique en trois étapes, comme le montre fig. 1.2.

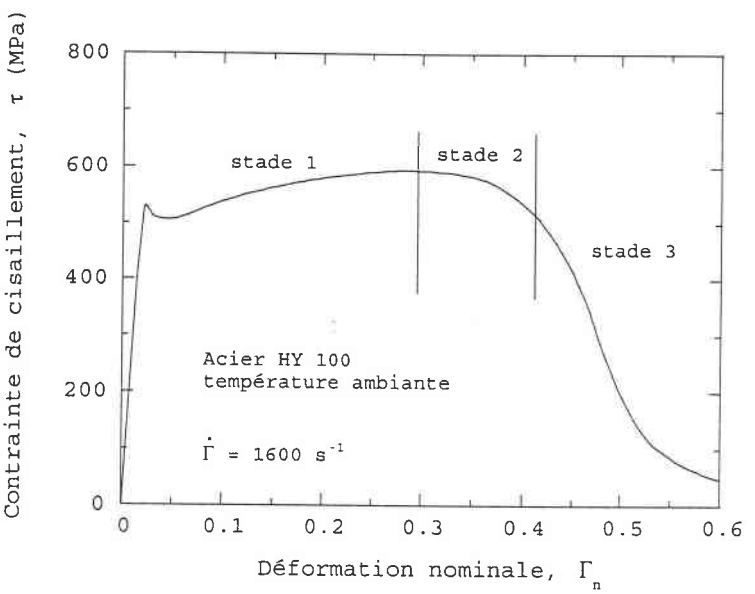


Fig. 1.2 Courbes contrainte-déformation $\tau(\Gamma)$ pour l'acier HY-100, d'après Marchand et Duffy (1988)

La première étape correspond à un état de déformation homogène, compte tenu de l'écrouissage, une augmentation de la contrainte jusqu'à un maximum. Puis une légère localisation de l'écoulement plastique se développe et la contrainte de cisaillement décroît faiblement (stade 2). L'adoucissement thermique devient ainsi prépondérant devant l'écrouissage. Le dernier stade correspond à la chute rapide de la contrainte, synonyme d'un développement important de l'instabilité conduisant à une localisation de la déformation et parfois à la formation d'une bande de cisaillement. Cette localisation entraîne alors la rupture ductile de l'éprouvette dans le stade ultime de déformation. Le développement de l'instabilité est donc le résultat d'une compétition entre l'adoucissement thermique et l'écrouissage. Dans le stade 1, correspondant à la phase ascendante de la courbe, l'écrouissage l'emporte sur l'adoucissement thermique. La déformation reste ainsi homogène. Au contraire, dans les stades 2 et 3, l'adoucissement thermique devient prépondérant et provoque l'instabilité et la localisation de la déformation.

Pour le cas de l'acier VAR4340 faisant l'objet de ces études, les résultats expérimentaux intéressants ont été publiés par Beatty et al. (1992) concernant l'influence du traitement thermique sur la microstructure. L'analyse par microscope électronique à balayage (SEM) a montré les bandes de type « transformées » d'une épaisseur de l'ordre ~10 μm.

Les effets du traitement thermique (trempe) ont été aussi étudiés par Chi et al. (1989) pour un même acier. Les observations de la microstructure ont montré que la vitesse d'impact influence peu la forme de la surface de rupture, par contre, des surfaces de rupture différentes ont été observées pour différentes températures de trempe.

On peut rassembler, d'après Bai et Dodd (1992), les paramètres principaux décrivant et dominant la formation des bandes de cisaillement.

PARAMETRES DECRIVANT LES BANDES DE CISAILLEMENT

- Condition critique du début de la formation de la bande,
- Conditions de localisation,
- Largeur de la bande de cisaillement,
- Espacement entre les bandes.

PARAMETRES DOMINANT LA FORMATION DES BANDES DE CISAILLEMENT

- Adoucissement thermique,
- Ecrouissage,
- Sensibilité à la vitesse de déformation,
- Conduction thermique,
- Capacité calorifique,
- Imperfections,
- Géométrie de la structure,
- Conditions aux limites de chargement.

De nombreuses études analytiques et numériques ont permis une bonne compréhension du phénomène d'instabilité et de localisation de la déformation plastique. Elles ont établi les conditions nécessaires pour la localisation et ensuite le déclenchement de l'instabilité. Elles ont également permis de quantifier l'effet de divers paramètres (physiques, géométriques...) sur l'initiation du processus. Ci-après sont rassemblées les formules essentielles pour le cas le plus général celui de la traction et ensuite pour le cisaillement.

1.3 Etudes théoriques d'instabilité plastique et de localisation

On entend par localisation une déformation qui prend, dans une zone très étroite, une valeur bien plus grande qu'ailleurs. Il y a instabilité lorsque ce processus de localisation des déformations plastiques devient incontrôlé ce qui peut conduire à la rupture du matériau.

1.3.1 INSTABILITE PLASTIQUE EN TRACTION

CRITERE D'INSTABILITE DE CONSIDERE

Pour un essai de traction uniaxiale avec une loi de comportement du type $\sigma=\sigma(\varepsilon)$, on suppose que la déformation devient instable dès que la force $F=A\sigma$ est maximale, où A est l'aire de section de la barre.

Le critère d'instabilité proposé par Considère (1885) s'écrit

$$\frac{E_t}{\sigma}=1 \qquad (1.10)$$

avec $E_t=\frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon}$ ou sous forme normalisée

$$\overline{E}_t=1 \qquad (1.11)$$

Le critère de Considère se place dans le cadre de conditions expérimentales isothermes où la température joue un rôle peu important.

Les essais de traction de Basinski (1957) effectués à basses températures montrent le rôle joué par l'échauffement du matériau au cours de la déformation. Il conclue que l'instabilité plastique commence dès que l'adoucissement thermique devient plus important que l'écrouissage du matériau.

En tenant compte de l'adoucissement thermique, la condition de Considère (1.11) devient

$$\overline{E}_t=1-\frac{\nu\beta}{\rho C_v} \qquad (1.12)$$

où ν, β, ρ et C_v sont respectivement la sensibilité à la température ($\nu=\partial\tau/\partial T$), le coefficient de Taylor-Quinney, la densité du matériau et la capacité calorifique.

CRITERE D'INSTABILITE DE HART

Le critère de Hart (1967) s'applique aux matériaux présentant une sensibilité à la vitesse de déformation. Il suppose alors que la loi de comportement est de la forme $\sigma=\sigma(G,\dot{\varepsilon})$, où G est une variable interne. Ce critère peut être donné sous forme

$$-1+\overline{E}_t+m\alpha_\varepsilon=0 \qquad (1.13)$$

où m est l'expression de la sensibilité logarithmique à la vitesse $m=\partial\log\sigma/\partial\dot{\varepsilon}$ et $\overline{E}_t$ est le taux d'écrouissage normalisé

$$\overline{E}_t=\frac{1}{\sigma}\left(\frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon}\right)_{\dot{\varepsilon},T} \qquad (1.14)$$

Il est clair que dans le cas d'une traction isotherme à vitesse constante $(\dot{\varepsilon}=C^{ste})$, le paramètre α_ε est nul. On retrouve alors le critère de Considère ($\overline{E}_t=1$).

Jonas et al. (1978) étudient le modèle de traction de Hart (1967) dans le cas d'une expérience de traction ou de compression et s'intéressent de plus à l'influence d'une imperfection géométrique ou d'un défaut mécanique initial. Ils indiquent les critères décrivant le point d'instabilité et

donnent diverses expressions du paramètre $\alpha_\varepsilon = \partial \ln\dot{\varepsilon}/\partial\varepsilon$, quantifiant la tendance à une localisation catastrophique.

L'extension de ces considérations sur le cas plus général de la loi de comportement du type $\sigma=\sigma(\varepsilon,\dot{\varepsilon},T)$ est discuté par Klepaczko (1968a). L'instabilité résulte d'une compétition des effets de l'écrouissage, de la sensibilité à la vitesse de déformation et de l'adoucissement thermique. Les critères d'instabilité pour ce type de loi de comportement sont décrits ci-après pour le cas correspondant au cisaillement.

1.3.2 INSTABILITE PLASTIQUE EN CISAILLEMENT

CRITERE D'INSTABILITE DE FORCE MAXIMALE

Pour une loi de comportement du type $\tau=\tau(\Gamma,\dot{\Gamma},T)$, l'incrément des contraintes de cisaillement est donnée par l'expression

$$d\tau=\left.\frac{\partial\tau}{\partial\Gamma}\right|_{\dot{\Gamma},T} d\Gamma+\left.\frac{\partial\tau}{\partial\dot{\Gamma}}\right|_{\Gamma,T} d\dot{\Gamma}+\left.\frac{\partial\tau}{\partial T}\right|_{\Gamma,\dot{\Gamma}} dT \qquad (1.15)$$

où le premier terme représente l'écrouissage, le deuxième terme est du à la sensibilité à la vitesse de déformation, enfin le troisième terme présente une contribution de la température. Les expériences de cisaillement montrent que l'instabilité est atteinte au maximum de la courbe force-déplacement. La condition générale d'instabilité peut être alors formulée comme $d\tau=0$. Ainsi, les critères d'instabilité sont obtenus en introduisant dans l'éq. (1.15) une loi de comportement arbitraire. Une discussion de cette condition d'instabilité pour différentes lois de comportement est donnée par Dormeval (1987). Ici, à titre d'exemple, on présente le critère d'instabilité proposé par Jonas et al. (1978) qui s'écrit

$$\alpha_\Gamma \geq 0 \quad \text{avec} \quad \alpha_\Gamma=\frac{d\ln\dot{\Gamma}}{d\Gamma} \qquad (1.16)$$

Le paramètre α_Γ représente le taux de localisation de la vitesse de déformation en fonction de la déformation dès que l'instabilité apparaît, il quantifie la susceptibilité du matériau à subir une localisation de la déformation.

Le point d'instabilité change d'un auteur à l'autre suivant le type de chargement et l'influence des paramètres thermomécaniques interagissant lors de la déformation. Par conséquent, il serait intéressant d'établir, pour un type de chargement donné une équation permettant de résumer les différents cas possibles de la condition critique d'instabilité de force maximale. On peut écrire les taux d'écrouissage normalisés respectifs

$$\begin{aligned}
\bar{E}_{t\sigma} &= 1-\underbrace{m_\sigma\alpha_\varepsilon}_{I}-\frac{\nu_\sigma\beta}{\underbrace{\rho C_v}_{II}} \quad \text{en compression} \\
\bar{E}_{t\Gamma} &= -\underbrace{m_\tau\alpha_\Gamma}_{I}-\frac{\nu_\tau\beta}{\underbrace{\rho C_v}_{II}} \quad \text{en cisaillement}
\end{aligned} \qquad (1.17)$$

où les paramètres α_ε et α_Γ représentent les taux de localisation donnés par (1.16) et m est la sensibilité logarithmique à la vitesse

$$m_\sigma = \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln \dot{\varepsilon}}, \quad m_\tau = \frac{\partial \ln \tau}{\partial \ln \dot{\Gamma}} \tag{1.18}$$

Les termes < I > et < II > caractérisent respectivement la vitesse de déformation et la température tels que

$$< I > \begin{cases} = 0 \text{ à vitesse constante} \\ \neq 0 \text{ à vitesse non constante} \end{cases}$$

et

$$< II > \begin{cases} = 0 \text{ à température constante} \\ \neq 0 \text{ à température non constante} \end{cases}$$

Recht (1964) montre le rôle important joué par l'échauffement du matériau qui conduit à la déstabilisation de la déformation plastique par adoucissement thermique. Ce phénomène a été pris en compte par Dadras et Thomas (1981) dans leur analyse du cisaillement adiabatique. Ils s'intéressent à l'évolution des gradients de déformation. Tenant compte aussi du paramètre v de sensibilité à la température, ils introduisent en plus un défaut géométrique qui entraîne les variations respectives de la contrainte de cisaillement $d\tau$, de la déformation de cisaillement $d\Gamma$ et de la température dT de sorte que le point critique de force maximale soit donné par la relation $d\tau = 0$.

Molinari et Clifton (1987) ont montré que le critère de force maximale donne une condition d'instabilité, mais pas une condition de localisation. De nombreux auteurs ont tenté alors de déterminer de façon analytique les conditions critiques de l'apparition des bandes de cisaillement, leurs approches sont le plus souvent basées sur l'instabilité thermique liée à un échauffement adiabatique: dès que le taux d'adoucissement dû à l'échauffement adiabatique du matériau compense puis dépasse le taux de durcissement dû à l'écrouissage, la contrainte que peut supporter le matériau passe par un maximum et la déformation devient instable, la localisation qui suit peut être faible voir inexistante si la sensibilité à la vitesse est très grande.

ANALYSE DES PERTURBATIONS

Plusieurs approches analytiques ont tenté de déterminer les conditions critiques de la localisation en cisaillement. Clifton (1978), Fressengeas et Molinari (1985) et Bai (1990) ont proposé une nouvelle méthode d'analyse basée sur la théorie linéarisée de la stabilité. Elle consiste à étudier l'évolution du gradient de déformation, de température ou de contrainte et d'examiner les conditions pour lesquelles le processus de déformation devient catastrophique.

Le principe de la méthode se fait en deux étapes:

- Dans la première étape, on cherche la solution (Γ_o, T_o, τ_o) du problème homogène avec des conditions initiales et de frontières homogènes.

- La solution homogène obtenue est ensuite perturbée par des incréments $(\Delta\Gamma, \Delta T, \Delta\tau)$ que l'on s'impose.

Il s'agit d'examiner les conditions pour lesquelles cette perturbation ne s'amortit pas, mais au contraire, croit indéfiniment. Ainsi on peut donner par une étude approfondie les conditions critiques pour lesquelles on a une localisation.

Bai (1990) a proposé un critère combinant l'adoucissement thermique, l'écrouissage, la capacité calorifique et la conductivité thermique. Il montre de plus qu'il existe deux modes différents d'instabilité:

- L'instabilité liée à un écrouissage négatif. Dans un essai de traction isotherme, le taux d'écrouissage d'abord positif peut devenir négatif.
- L'instabilité thermique liée à un échauffement adiabatique, par exemple Zener et Hollomon (1944).

En général, ces deux modes d'instabilité peuvent se combiner.

Le critère d'instabilité de Bai (1990) s'écrit

$$B>1+\sqrt{4C} \tag{1.19}$$

où B et C sont des constantes telles que

$$B=\frac{\beta\tau_0\nu_0}{\rho C_v \overline{E}_{to}} \quad \text{et} \quad C=\frac{\beta\lambda\nu_0\dot{\Gamma}_o}{\rho C_v^2 \overline{E}_{to}} \tag{1.20}$$

où β, ρ, λ et C_v sont respectivement le coefficient de Taylor-Quinney, la densité du matériau, la conductivité thermique et la capacité calorifique et

$$\overline{E}_{to}=(\partial\tau/\partial\Gamma)_o, \quad \eta_o=(\partial\tau/\partial\dot{\Gamma})_o \quad \text{et} \quad \nu_o=-(\partial\tau/\partial T)_o \tag{1.21}$$

les termes E_t, η_o et ν_o sont respectivement le taux d'écrouissage, la sensibilité à la vitesse et l'adoucissement thermique.

Dans la plupart des cas, il est vrai que $C<<1$; le critère d'instabilité devient alors

$$\frac{\beta\tau_0\nu_0}{\rho C_v E_t}>1 \tag{1.22}$$

La méthode de perturbation peut fournir les mêmes résultats que ceux déduits de l'utilisation du critère de force maximale.

La théorie de perturbation permet de dire si un défaut croît (instabilité) ou décroît (stabilité), mais elle ne peut prédire d'une manière générale la localisation car vu la nature instationnaire de la solution homogène de la température T, celle-ci peut croître plus vite que le défaut ΔT de sorte que le rapport $\Delta T/T$ puisse décroître. Il est donc logique de s'intéresser au taux de croissance relatif du défaut $\delta T=\Delta T/T$ (fig. 1.3).

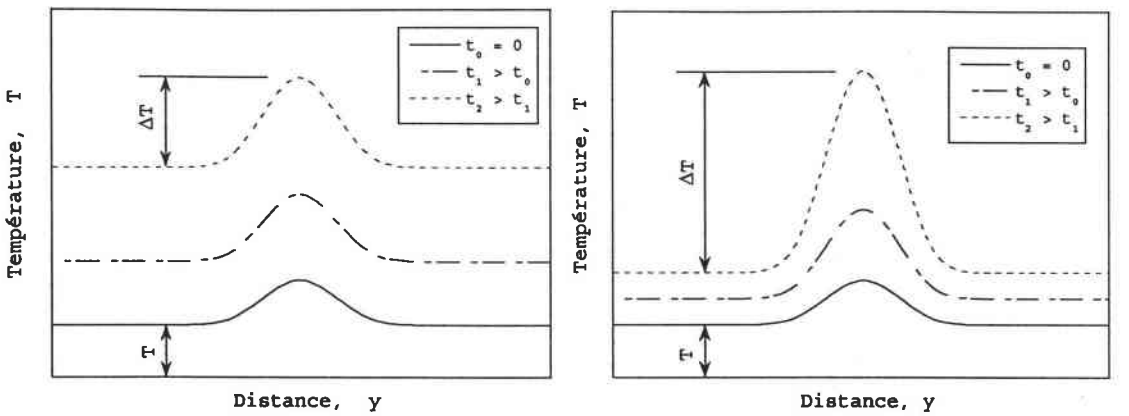


Fig. 1.3 Exemples qualitatifs de taux de croissance relatif du défaut: (a) instabilité, (b) localisation

METHODE DES PERTURBATIONS RELATIVES

Semiatin et al. (1984) ont introduit un autre concept de localisation. Ils définissent les inhomogénéités par $\Delta\Gamma$ et $\Delta\dot{\Gamma}$ où Δ désigne l'écart entre les variables de la partie uniforme et celles de la partie présentant un défaut. En supposant aussi que le rapport d'inhomogénéité χ est constant avec le temps

$$\chi=\Gamma\alpha_{\Gamma} \tag{1.23}$$

et que la condition critique de localisation est $\chi\geq 1$, on peut définir les condition d'apparition de la déformation critique. Pour une loi de comportement du type $\tau=BT^{-\nu}\Gamma^{n}\dot{\Gamma}^{m}$, on peut écrire

$$\Gamma_L\geq\frac{\rho C_v(n+m)}{\beta\nu}\frac{T}{\tau} \tag{1.24}$$

avec l'hypothèse d'adiabaticité $\rho C_v\dot{T}=\beta\tau\dot{\Gamma}$.

Molinari et Clifton (1983) proposent une autre approche de localisation. Pour le type de loi de comportement $\tau=BT^{-\nu}\Gamma^{n}\dot{\Gamma}^{m}$, ils obtient

$$m+n-\nu<0 \tag{1.25}$$

Cette inégalité fournit une bonne illustration de la compétition entre les effets stabilisant de l'écrouissage ($n>0$) et de la sensibilité à la vitesse ($m>0$) et les effets déstabilisant de l'adoucissement thermique ($\nu<0$).

La condition de localisation (1.22) a été également obtenue par Fressengeas et Molinari (1985), mais en utilisant un critère basé sur l'analyse linéaire des perturbations relatives. Cette méthode consiste à examiner le comportement des variables relatives $\psi=\Gamma/\Gamma_h$, $\varpi=\dot{\Gamma}/\dot{\Gamma}_h$ et $\varphi=T/T_h$ où l'indice h désigne la solution instable mais uniforme, $T_h=T_h(t)$. On a une localisation lorsque ces perturbations relatives augmentent rapidement,

c'est-à-dire lorsque le défaut croît beaucoup plus vite que la partie homogène.

Parmi les études numériques sur la localisation plastique, on peut citer celles de Litonski (1977) qui a analysé l'évolution de la déformation plastique dans un tube à paroi mince avec défaut initial soumis à une torsion. Une rainure sur la circonférence du tube jouait le rôle de défaut géométrique. Le matériau était thermo-viscoplastique et le couplage thermo-mécanique, en négligeant la conduction, a été réalisé. Il a de plus supposé qu'aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur du défaut, toutes les quantités étaient uniformes. Il a été démontré que la déformation commence à devenir inhomogène dès que le maximum de la courbe contrainte-déformation est atteint. La localisation de la déformation, dans le défaut géométrique, se produit ultérieurement. Merzer (1982) a présenté des simulations numériques sur la géométrie utilisée par Litonski. Une bande de cisaillement se développe au cours de la déformation au sein du défaut géométrique présent initialement. On peut observer le rôle stabilisant de la conduction thermique, qui tend à élargir la bande de cisaillement et ainsi à rendre la localisation moins sévère. Du fait de la conduction, la bande avait une largeur plus importante que le défaut, site initiateur de la localisation. Merzer a montré également que la largeur du défaut géométrique ne modifie en rien la largeur de la zone localisée. Autrement dit, selon Merzer, la largeur de la bande de cisaillement est contrôlée par la conduction thermique.

Wright et Batra (1985) ont utilisé la méthode des éléments finis pour analyser l'influence de la taille de la perturbation sur le développement de la localisation. Ainsi une perturbation plus importante en température, appliquée au centre de l'éprouvette, a conduit à une localisation plus rapide de la déformation. Batra (1987) a repris ce travail afin d'examiner, sur un matériau thermo-viscoplastique avec écrouissage, l'effet de la sensibilité à la vitesse de déformation, du coefficient d'écrouissage et de l'adoucissement thermique. Il en a conclu, entre autres, qu'une augmentation de la sensibilité à la vitesse de déformation ou du coefficient d'écrouissage retarde la localisation de la déformation. A l'inverse, un adoucissement thermique plus important rend plus précoce la localisation.

Shawki et Clifton (1989) ont proposé un modèle unidimensionnel pour l'étude du cisaillement simple dans les matériaux viscoplastiques. L'introduction d'un champ inhomogène de température dans une bande d'épaisseur constante soumise à un cisaillement simple ou la présence d'une rainure dans un tube à paroi mince sollicité en torsion, déclenche une instabilité qui aboutit à l'apparition de bandes de cisaillement. Cette étude a confirmé les résultats d'autres travaux sur l'effet stabilisant de la sensibilité à la vitesse de déformation et du coefficient d'écrouissage. Au contraire, l'adoucissement thermique déstabilise l'écoulement plastique.

Il est conclu que les critères cités ci-dessus prévoient relativement bien la sensibilité du matériau aux phénomènes d'instabilité (striction, cisaillement adiabatique). Ceci est confirmé par plusieurs comparaisons avec les résultats expérimentaux, par exemple Stelly et al. (1981). Ils permettent ainsi de classifier des matériaux en fonction de leur sensibilité aux instabilités, ce qui est très intéressant pour un ingénieur.

1.4 Propagation des ondes dans les solides

La propagation des ondes de contraintes dans les solides a fait l'objet d'importantes études durant ces dernières décades. Ceci est dû au rôle qu'elle joue au niveau des structures ou des matériaux soumis aux sollicitations dynamiques. En effet, les effets de la propagation des ondes sont prédominants dans les phénomènes tels que décharges explosives, les tremblements de terre ou bien dans les problèmes d'impact ou de choc.

Un aperçu de la théorie de propagation des ondes dans les solides est donné ci-dessous, en se limitant aux problèmes qui se rapprochent particulièrement du dispositif d'essai et des méthodes expérimentales utilisés pour cette thèse.

Les ondes élastiques sont les mieux connues; de nombreux auteurs ont consacré de longs chapitres à ce sujet, notamment Kolsky (1963) et Johnson (1972). Les ondes plastiques dont la théorie est encore loin d'être complète font l'objet d'un résumé succinct dans ce chapitre. Les travaux de Clifton (1974) et de Nowacki (1974) ont inspiré cette partie des études.

1.4.1 METHODE DES CARACTERISTIQUES

Les équations du mouvement dans de la méthode des caractéristiques sont données sous la forme suivante

$$a_{ij}\frac{\partial u_j}{\partial x}+b_{ij}\frac{\partial u_j}{\partial t}+c_i=0 \qquad (1.26)$$

où les coefficients a_{ij}, b_{ij} et c_i sont fonctions des variables indépendantes (x,t) et des « n » variables dépendantes u_j. L'index j implique une sommation sur les valeurs j=1,2,…,n. Il a été trouvé que il y a des courbes C dans le plan (x,t) qui peuvent être discontinues en dérivant u_i au premier ordre. Ces courbes sont données par

$$dx=\lambda_v dt \qquad (1.27)$$

où les valeurs de λ_v sont les racines de

$$\left|a_{ij}-\lambda b_{ij}\right|=0 \qquad (1.28)$$

Supposant qu'il existe « n » racines distinctes de (1.28), il y a « n » familles de courbes caractéristique C, le long desquelles les incréments du_i sont reliés aux équations du type

$$\begin{cases} A_i du_i + B dx = 0 \\ A_i du_i + \lambda B dt = 0 \end{cases} \qquad (1.29)$$

où A_i et B_i sont des fonctions connues de x, t et u_i.

Les équations (1.27) et (1.29) peuvent être utilisées dans la forme des différences finies pour construire un ensemble de caractéristiques dans le

plan (x,t), le long desquelles une intégration peut être effectuée. Si les quantités λ_v dépend seulement de x et de t, l'éq. (1.27) peut être intégrée pour donner les caractéristiques qui sont indépendantes de la solution u_i et ainsi le faisceau doit être déterminé simultanément avec la solution elle même.

1.4.2 MATERIAU INSENSIBLE A LA VITESSE DE DEFORMATION

ONDES LONGITUDINALES DANS UNE BARRE

Soit σ la contrainte axiale nominale ou d'ingénieur, V la vitesse d'une particule et ρ la densité initiale d'une barre uniforme dont l'axe coïncide avec l'axe x, fig. 1.4. Les équations du mouvement sont

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x}+\rho\frac{dV}{dt}=0 \tag{1.30}$$

La continuité des déplacements requiert que

$$\frac{\partial V}{\partial x}-\frac{d\varepsilon}{dt}=0 \tag{1.31}$$

où ε la déformation d'ingénieur.

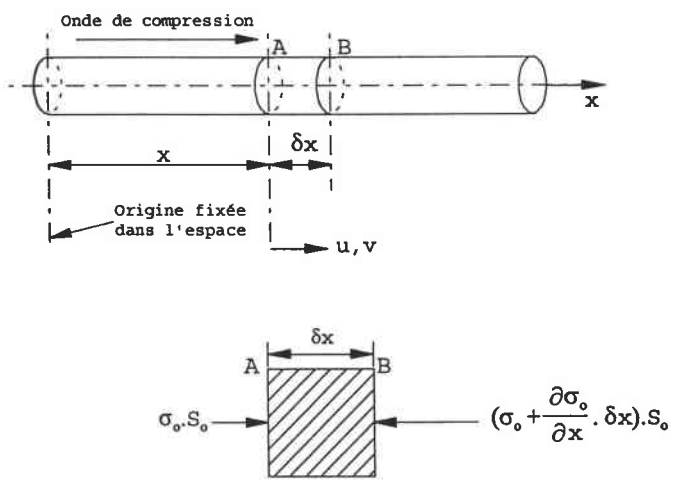


Fig. 1.4 Propagation d'une onde de compression longitudinale le long d'une barre isotrope et uniforme

Si les composantes des contraintes autres que σ sont négligés et que le matériau est indépendant de la vitesse, l'équation de comportement $f(\sigma_{ij})=k$ se réduit à

$$\sigma=\Phi(\varepsilon) \tag{1.32}$$

et finalement on obtient

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t}-\Phi'(\varepsilon)\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}=0 \tag{1.33}$$

Les éq. (1.30), (1.31) et (1.33) constituent un système du type (1.26), les trois variables indépendante sont $u_1=\sigma$, $u_2=\varepsilon$, $u_3=V$. Les racines de l'éq. (1.28) sont

$$\lambda=0,\ \pm C \tag{1.34}$$

où

$$C^2=\Phi'(\varepsilon)/\rho \tag{1.35}$$

La première solution de (1.34) donne le chemin de la particule à x=Cste, le long duquel l'éq. (1.32) est valable; deux autres racines correspondent à la propagation des ondes à la vitesse C qui est fonction du module tangent $\Phi'(\varepsilon)$. Le long de ces caractéristiques, l'éq. (1.29) donne

$$dV=\pm Cd\varepsilon \tag{1.36}$$

et ainsi

$$V=\pm\int Cd\varepsilon \tag{1.37}$$

A partir de l'éq. (1.35) et (1.36), on a

$$\sigma=\rho\int_0^{\varepsilon}C^2d\varepsilon=\rho\int_0^{V}CdV \tag{1.38}$$

et alors la relation contrainte-déformation peut être déterminé expérimentalement si la vitesse des ondes est mesurée comme une fonction des déformations ou des vitesses particulaires dans la direction des ondes. Cette méthode a été utilisée entre autres par Malvern (1951).

1.4.3 ONDES DE CISAILLEMENT RADIALES DANS UN CYLINDRE OU UN DISQUE

En supposant un mouvement plan avec une symétrie cylindrique, l'équation de mouvement est donnée sous forme

$$\frac{\partial\tau}{\partial r}-\rho\frac{\partial V}{\partial t}+\frac{2\tau}{r}=0 \tag{1.39}$$

où V est la vitesse massique et r est le rayon.

L'équation de continuité est

$$\frac{\partial\tau}{\partial r}-\frac{\partial\gamma}{\partial t}+\frac{V}{r}=0 \tag{1.40}$$

L'introduction de loi de comportement insensible à la vitesse de déformation du type $\tau=\Phi(\gamma)$ permet d'obtenir

$$\frac{\partial\tau}{\partial t}-\Phi'(\gamma)\frac{\partial\gamma}{\partial t}=0 \tag{1.41}$$

La comparaison entre les éq. (1.39-1.41) et (1.26) montre que les valeurs C_i ne sont pas toutes nulles. Les caractéristiques sont données par l'éq. (1.34), où $C^2=\Phi(\gamma)/\rho$. Le long des courbes $\lambda=\pm C$, on obtient alors

$$d\tau+2\tau dr/r=\pm\rho C(dV-Vdr/r) \tag{1.42}$$

Les équations (1.42) ne peuvent pas être intégrées sauf que avec la procédure numérique. Une telle analyse a été proposée par Rakhmatulin (1945).

1.4.4 MATERIAU SENSIBLE A LA VITESSE DE DEFORMATION

ONDES LONGITUDINALES DANS UNE BARRE

Les équations (1.30) et (1.31) sont toujours valables, mais l'éq. (1.32) est remplacée par une loi de comportement du type $\dot{\varepsilon}^p=h(\sigma,\varepsilon_p)$. On peut réécrire

$$\frac{\partial\sigma}{\partial t}-E\frac{\partial\varepsilon}{\partial t}+g(\sigma,\varepsilon)=0 \tag{1.43}$$

L'analyse du système des équations (1.30), (1.31) et (1.43) a été donnée par Malvern (1951). Les solutions sont encore donnée par les racines (1.34), où la vitesse de propagation d'onde est égale à

$$C=\pm\left(\frac{E}{\rho}\right)^{1/2} \tag{1.44}$$

Le long des caractéristiques $\lambda=\pm C$, à partir de l'éq. (1.29), obtient

$$d\sigma=\pm\rho C dV-g dt \tag{1.45}$$

Pour une fonction donnée du type $g(\sigma,\varepsilon)$, l'éq. (1.45) peut être intégrée numériquement le long d'une courbe caractéristique fixe $dx=\pm\left(\frac{E}{\rho}\right)^{1/2}dt$ Les exemples de ce type de calculs sont présentées par Cristescu (1963) pour le cas où

$$g(\sigma,\varepsilon) \quad \propto \quad \sigma-\Phi(\varepsilon) \tag{1.46}$$

$\Phi(\varepsilon)$ est fonction des contrainte-déformation statique.

Concernant les relations contrainte-déformation dynamiques, elles ont été calculées pour différentes sections d'une barre sujette à une vitesse à un de ces extrémités.

1.5 Aspects numériques sélectionnés de la localisation des déformations

Beaucoup de travaux théoriques et numériques ont été publiés dans le domaine de la localisation plastique, prenant en compte les effets dynamiques. Ici, seulement un court aperçu des articles est présenté dans le but de montrer les problèmes principaux rencontrés lors de la modélisation numérique de tels processus.

Une analyse numérique de la localisation plastique nécessite de remplir plusieurs conditions concernant la formulation du problème aux conditions initiales (Initial Boundary Value Problem - IBVP). La largeur et la direction de la zone de localisation ne dépendent pas seulement des paramètres du matériau, mais également de la forme de l'éprouvette et des conditions aux limites. Deux aspects importants doivent être soulignés:

- La largeur de la zone de localisation, bien que très étroite, a toujours des dimensions finies,
- Les largeurs et les directions des zones des déformations concentrées dépendent du type de chargement et de la vitesse de chargement. Les formes de la localisation sont en principe complètement différentes pour les chargements quasi-statiques et dynamiques.

Plusieurs niveaux de traitement du processus de localisation doivent être considérés afin de garantir une définition correcte du problème, Lodygowski (1996). Cette approche est expliquée ci-dessous:

Niveaux des résultats expérimentaux

Niveaux de la description mathématique de l'expérience

- mécanique statistique
- description du niveau microscopique
- niveaux de la description de la mécanique du milieu continu
  - mécanique de rupture
  - mécanique des matériaux fragiles
  - niveaux de la régularisation
    (ex. sensibilité à la vitesse de déformation)
- Niveaux de l'approximation numérique
  - méthode des différences finies
  - méthode des éléments finis
  - méthode des éléments de frontière
- Niveaux de la comparaison (expérience et numérique)

Lorsqu'on élabore un modèle mathématique du processus de localisation, l'attention devrait portée sur les aspects suivants:

- Les preuves expérimentales de l'existence de la localisation de déformation plastique,

- La base mathématique qui décrit les propriétés de la solution de l'ensemble des équations différentielles,
- Les hypothèses mécaniques qui conduisent à l'élaboration de la loi de comportement,
- Les aspects numériques qui décrivent la sensibilité des résultats à la discrétisation spatiale.

L'idée de la régularisation des équations différentielles appliquées aux problèmes mécaniques à été présentée par Duvaut et Lions (1976). Un autre travail intéressant dans le domaine de la stabilité et de la bifurcation est celui de Lyapunov (1992).

Afin d'introduire une bonne approximation numérique, il faut être précis dans la description mathématique originale qui constitue la base pour une analyse numérique. Ainsi, le problème de l'adéquation mathématique est fondamental pour discuter l' unicité des résultats numériques. L'adéquation mathématique a été étudiée par exemple par Perzyna (1992), de Borst (1992) et Lodygowski et al. (1994).

Une question essentielle du point de vue de la détermination de la loi de comportement est: la formation des zones de localisation peut-elle être précédée par n'importe quelle nonunicité. La réponse à cette question a été étudiée par Hill (1962), Hill et Hutchinson (1975) et Rice (1976). Les critères liés à l'unicité de la solution sont rassemblés dans Bigoni et Hùckel (1991).

Le critère suffisant pour l'unicité de la solution de IBVP est donné sous forme

$$\int_{\Omega} \Delta\dot{\sigma}\Delta\dot{\varepsilon}d\Omega > 0 \tag{1.47}$$

où $\Delta\dot{\sigma}$ et $\Delta\dot{\varepsilon}$ sont respectivement la vitesse de contrainte et la vitesse de déformation and Ω représente le volume du milieu. Si l'on se limite à des solides élasto-plastiques, où les $\Delta\dot{\sigma}$, $\Delta\dot{\varepsilon}$ sont reliés par un tenseur du quatrième ordre « D »,

$$\dot{\sigma}=D\dot{\varepsilon} \tag{1.48}$$

on peut arriver à l'expression du travail du second ordre

$$W_2=\frac{1}{2}\dot{\sigma}\dot{\varepsilon}>0 \tag{1.49}$$

Cette expression constitue un critère restrictif local qui garantit l'accomplissement du critère global de stabilité. En utilisant ces équations, on arrive à une condition équivalente à l' unicité: le tenseur « D » doit être défini positif. Cette condition n'est pas tellement plus restrictive que celle de la positivité du travail du second ordre, mais suffisante pour exclure la localisation lorsque la vitesse de déformation définie par un produit tensoriel est introduite. Cela signifie une condition de la positivité d'un tenseur dit acoustique $A=n\otimes D\otimes D\otimes n$. Mathématiquement, c'est une condition d'ellipticité du système des équations

différentielles qui gouverne l'équilibre local. La localisation des déformations est atteinte dès que le système d'équations perd son ellipticité et devient parabolique

$$\det(nDn)=0 \tag{1.50}$$

« n » est le vecteur normal au plan de la bande.

Pour le cas unidimmensionel avec une bande qui se produit perpendiculairement à la direction de la force, ce dernier critère s'écrit

$$\det K=0 \tag{1.51}$$

où « K » est la matrice de rigidité du système. Cette équation peut servir comme critère de détection de la bifurcation et les vecteurs propres de « K » permettent de choisir un mode de postbifurcation pour les matériaux qui présentent un adoucissement, Lodygowski (1989). L'adoucissement se manifeste par l'introduction au niveau local dans la loi de comportement des opérateurs non-positivement définies. Ceci conduit à la perte de la positivité du tenseur acoustique. Il est important de noter que lorsque le IBVP peut avoir les solutions non-uniques, des critères additionnels doivent exister pour choisir un chemin postbifurcatif. L'algorithme numérique devrait capter les modes anticipés de la déformation; il devrait être également stable et converger rapidement. Il faut souligner que les difficultés qui sont observées (choix du chemin postbifurcatif, convergence, sensibilité du maillage) sont à l'origine de la formulation théorique.

Afin d'éviter la dépendance du maillage (mesh dependence) observée au niveau des calculs, les éléments finis avec les zones de localisation potentielles ont été développés, Pietruszczak et Mroz (1981), Belytschko et al. (1988).

L'application des modèles insensibles à la vitesse de déformation n'assure pas l'adéquation dans les états post-critiques. Les articles classiques de Hill (1962), Mandel (1966) et Rice (1976) ont montré que la perte de la stabilité du matériau, et la localisation qui s'en suit, n'apparaît que lorsqu'une valeur propre du tenseur acoustique devient nulle.

En utilisant les modèles insensibles à la vitesse de déformation pour les problèmes statiques, lorsque le système d'équations passe de la forme elliptique à hyperbolique (si une des valeurs propres $\lambda=0 \rightarrow$ parabolique), on ne peut pas reproduire le phénomène physique observé dans les espaces réels.

Les modèles des matériaux standards sensibles à la vitesse de déformation où l'instabilité dans le sens de Drucker s'écrit sous la forme suivante

$$\dot{\varepsilon}^T\dot{\sigma}<0 \tag{1.52}$$

Elle perd l'ellipticité de l'opérateur du matériau et alors le IBVP perd son adéquation. De plus, les résultats numériques obtenus pour ces matériaux montrent ce qu'on appelle la dépendance pathologique du maillage (Pathological Mesh Dependency). Pour cette raison, il faut être prudent concernant le dépouillement des résultats numériques avant que les problèmes fondamentaux de la modélisation mathématique soient clarifiés.

Le matériau classique insensible à la vitesse de déformation présente le début de la localisation via la bifurcation au niveau de la loi de comportement, Rudnicki et Rice (1975). Cette bifurcation coïncide avec la perte de l'ellipticité (en statique) ou hyperbolicité (en dynamique) du système des équations, ce qui se manifeste par une singularité du tenseur acoustique A.

Afin de régulariser le système des équations décrivant le processus dans les états post-critiques, il faut introduire un paramètre d'échelle qui spécifie la largeur de la localisation. Une étude étendue sur ce sujet est présentée par Sluys (1992). Ce paramètre peut être introduit de différentes façons: en utilisant les théories non-locales, par l'addition des termes de déformation du deuxième ordre, Belytschko et Lasry (1989), par l'introduction du modèle gradient, de Borst (1991, 1992) et Pamin (1994), par l'introduction des effets micropolaires, de Borst (1992) ou par l'utilisation de la formulation avec la sensibilité à la vitesse de déformation. C'est cette dernière technique qui est utilisée dans cette thèse, alors on portera plus d'attention à cette approche.

On la retrouve notamment chez Needleman (1987) qui discute le rôle de la sensibilité à la vitesse du matériau pour le cas d'un problème simple du cisaillement unidimensionnel (voir fig. 1.5)

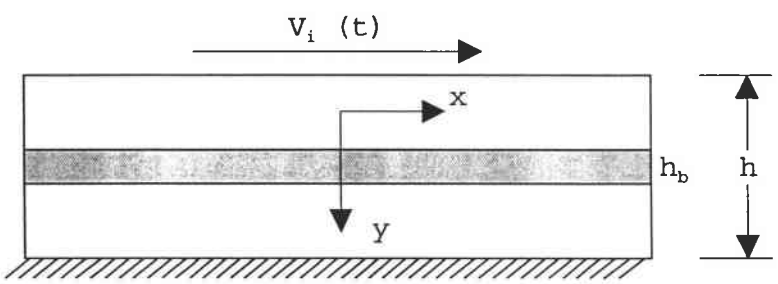


Fig. 1.5 Schématisation du cisaillement simple, d'après Needleman (1987)

Lorsque le matériau sensible à la vitesse est envisagé, les effets pathologiques sur le maillage n'apparaissent pas. Pour le chargement quasi-statique, les équations restent elliptiques et ainsi la solution est unique. Pour le cas dynamique, la vitesse d'onde reste réelle.

En fait, la sensibilité à la vitesse introduit un paramètre d'échelle qui montre qu'il n'est pas nécessaire d'introduire une longueur caractéristique dans la loi de comportement pour que celle-ci apparaisse dans le IBVP. Dans les problèmes quasi-statiques, le paramètre d'échelle caractérise l'imperfection ou l'inhomogénéité; dans les problèmes dynamiques, c'est une longueur caractéristique des ondes élastiques. Quand une bande est produite sur un élément, les solutions exactes sont obtenues même avec les incréments de temps relativement larges, la taille finie du maillage filtre les modes d'instabilité numérique. L'instabilité numérique reflète une tendance des bandes de cisaillement d'être aussi étroites que possible.

Les problèmes plus complexes sont associés avec la localisation en dynamique. La largeur de la zone des gradients élevés dépend de la sensibilité à la vitesse du matériau et elle est plus étroite pour les matériaux moins sensibles à la vitesse. La résolution efficace du problème

des bandes de cisaillement très étroites peut être obtenue avec une méthode adaptative du maillage. Il est évident que le matériau ne peut pas être décrit par une loi de comportement simple du type phénoménologique.

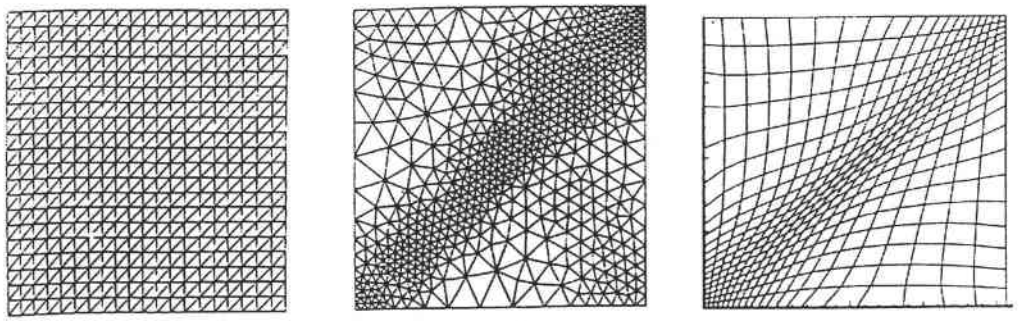
La méthode de régularisation basée sur la sensibilité à la vitesse de déformation a été discutée par d'autres chercheurs. Ainsi, Loret et Prevost (1990) ont introduit une viscoplasticité dans leur loi de comportement. Il a été démontré que cette technique introduit naturellement un paramètre d'échelle dans le IBVP. La viscosité peut être considérée soit comme un paramètre de régularisation (point de vue numérique) soit comme un paramètre micromécanique à déterminer à partir des bandes de cisaillement observées (point de vue physique). Sluys et de Borst (1992), en utilisant la même méthode de régularisation, ont montré une solution unique dans les essais du cisaillement unidimensionnel et les tests biaxiaux, mais indépendante de la taille et de l'orientation des éléments finis. Lodygowski (1995, 1996) a étudié cette méthode de régularisation pour les deux types des matériaux. Les exemples numériques ont montré une réduction de la dépendance du maillage (Primary Mesh Dependance) en fonction d'une formulation mathématique correcte.

Il peut être conclu que cette méthode de régularisation semble naturelle, car elle permet de retrouver le comportement physique des matériaux. Un autre avantage est qu'elle ne pose pas de problèmes avec les conditions aux limites.

La dépendance du maillage dans le matériau avec l'adoucissement est également possible par l'introduction de la largeur de la zone cisaillée (length-scale parameter) explicitement dans la formulation au niveau d'approximation (éléments finis), par exemple Pietruszczak et Mroz (1981), Ortiz et al. (1987) et Lodygowski (1993). Cependant, à la vue des résultats expérimentaux qui confirment que la largeur de la zone de localisation dépend des conditions initiales et aux limites, il semble difficile de définir cette largeur d'une façon explicite. De plus, cette approche, même si elle est numériquement efficace, n'est pas justifiée physiquement.

Pour terminer, quelques indications pratiques sont présentées pour une solution numérique du IBVP avec la localisation sous forme d'une bande de cisaillement. La démonstration des problèmes uni- et bidimensionnels a été effectuée par Batra (1998). Les résultats les plus intéressants sont ceux de la formulation bidimensionnelle, car ils sont plus proches de la modélisation utilisée dans cette thèse. Dans une bande de cisaillement, les éléments finis deviennent distordus et un angle interne n'est plus acceptable. Ainsi, la région déformée doit être fréquemment remaillée. Le moyen souvent utilisé dans ce cas est l'adaptation du maillage. De telles techniques, notamment, h-méthode et r-méthode ont été présentées. La figure 1.6 montre un exemple des remaillages h et r; le maillage initial à t=0 et les deux remaillés sont montrés.

Les calculs des contraintes effectives ont révélé une diminution considérable dans la bande de cisaillement par rapport à un maillage non-adaptatif.



(a) (b) (c)

Fig. 1.6 Méthode de l'adaptation du maillage: (a) maillage initiale, (b) remaillage du type h, (b) remaillage du type r, d'après Batra (1998)

La technique d'adaptation est très intéressante dans la modélisation de la bande de cisaillement. Cependant, il ne faut pas oublier que cet outil est fiable seulement si le problème est correctement régularisé. Dans le cadre de cette thèse, cette technique n'est pas utilisée. Par contre, le maillage constant est relativement fin dans les régions de l'apparition des bandes de cisaillement.

1.6 Caractéristique du logiciel des éléments finis utilisés dans les simulations numériques

Toutes les simulations numériques présentées dans cette thèse ont été effectuées en utilisant les codes des éléments finis ABAQUS/Standard et ABAQUS/Explicit, ABAQUS Manuals (1997).

ABAQUS/Standard fournit la possibilité d'une analyse linéaire et non linéaire. La procédure non linéaire peut être utilisée avec l'incrément contrôlé par l'utilisateur ou automatiquement. Dans ce dernier cas, seulement le pas d'analyse avec les tolérances (mesures d'erreur) est défini. Dans ABAQUS/Explicit, l'incrément de temps est contrôlé par la limite de stabilité d'un opérateur différentiel centré. Ainsi, le schéma d'incrémentation est automatisé et l'intervention de l'utilisateur n'est pas nécessaire. ABAQUS/Standard et ABAQUS/Explicit sont des codes séparés, dont les données sont structurées différemment. Il est alors impossible d'utiliser les procédures dynamiques explicites avec les procédures standards. Cependant, il existe une possibilité d'importation des données géométrique et de l'état du matériau de ABAQUS/Explicit à ABAQUS/Standard et vice-versa.

Parmi les équations de la méthode des éléments finis, on peut citer les équations d'équilibre écrites sous forme du principe des travaux virtuels

$$\int_{V^0} \beta_N : \tau^c dV^0 = \int_S N_N^T \cdot t dS + \int_V N_N^T \cdot f dV \qquad (1.53)$$

où τ^c, β_N, N_N^T, t, f sont respectivement une mesure des contraintes, une mesure des déformations couplées avec τ^c, la matrice de fonctions de forme, le vecteur des forces volumiques et le vecteur des forces de contacte.

Ce système d'équations formule une base de la procédure standard de l'analyse par éléments finis et il est de la forme

$$F^N\left(u^M\right)=0 \tag{1.54}$$

où F^N est le vecteur des forces nodales et u^M est le vecteur des déplacements nodaux.

Les équations citées ci-dessus sont valables pour les analyses statiques et dynamiques à condition que les forces de volume contiennent la contribution des effets d'inertie. Cependant, dans l'analyse dynamique, l'inertie est plus souvent considérée séparément, ce qui conduit aux équations

$$M^{NM}\ddot{u}^M+F^N\left(u^M\right)=0 \tag{1.55}$$

où M^{NM} est la matrice des masses et $\ddot{u}^M$ est le vecteur des accélérations.

Il existe plusieurs méthodes de résolution des équations non linéaires. ABAQUS/Standard utilise le plus souvent la méthode de Newton. La base de cette méthode peut être expliquée comme suit: on suppose qu'après l'itération « i », une approximation u_i^M de la solution est obtenue. Ensuite, le terme c_{i+1}^M décrit une différence entre cette solution et la solution exacte de l'équation d'équilibre (1.65). Ceci signifie que

$$F^N\left(u_i^M+c_{i+1}^M\right)=0 \tag{1.56}$$

On peut développer le membre gauche de cette équation sous la forme d'une série de Taylor du voisinage de la solution approximative u_i^M. Si u_i^M est une proche approximation de la solution exacte, la grandeur de chaque terme c_{i+1}^M sera petite, alors seulement les deux premiers termes seront importants en donnant le système linéaire des équations

$$K_i^{NP}c_{i+1}^P=-F_i^N \tag{1.57}$$

où $K_i^{NP}=\dfrac{\partial F^N}{\partial u^P}\left(u_i^M\right)$ est la matrice jacobienne (1.58)

et $F_i^N=F^N\left(u_i^M\right)$. (1.59)

L'approximation suivante de la solution est

$$u_{i+1}^M=u_i^M+c_{i+1}^M \tag{1.60}$$

et ainsi l'itération continue.

La convergence de la méthode de Newton est vérifiée par le control des termes F_i^N et c_{i+1}^M.

La méthode de Newton est évitée dans des problèmes de grande taille. D'abord, il est difficile de formuler une matrice jacobienne complète, et puis la méthode est assez coûteuse, car le Jacobien doit être reformulé et résolu à chaque itération.

L'alternative la plus utilisée est la méthode dite Newton modifiée. Ici, le Jacobian est recalculé occasionnellement. Il est préférable pour les cas modérément non linéaires avec adoucissement possible. Une notre méthode est celle appelée quasi-Newton. Elle peut être plus efficace que Newton sauf dans des cas de non-linéarité extrême.

Les opérateurs d'intégration dynamique sont implicites et explicites. Les opérateurs explicites obtiennent les valeurs pour les quantités dynamiques à $t+\Delta t$ basées entièrement sur les valeurs disponibles au temps t. L'opérateur différentiel centré est conditionnellement stable et les limites de stabilité sont approximativement égales au temps nécessaire au passage d'une onde élastique par l'élément le plus petit du modèle. Le schéma implicite enlève cette borne supérieure de l'incrément de temps et donne la solution au temps $t+\Delta t$ basée non seulement sur les valeurs au temps t, mais également en temps $t+\Delta t$. Etant donné qu'il est implicite, les équations non linéaires doivent être résolues. Dans les problèmes de structure, l'intégration implicite donne typiquement les solutions acceptables avec la limite de stabilité d'un ou deux ordres plus larges que dans l'intégration explicite. Ainsi, l'économie relative de ces deux techniques d'intégration dépend de la limite de stabilité, de la facilité de résolution des équations non linéaires, de la taille de l'incrément du temps et de la taille du modèle. Dans ABAQUS/Standard, l'incrément de temps pour l'intégration implicite peut être choisi automatiquement sur la base du résidu à demi pas de temps (half-step residual). En affichant les valeurs de l'erreurs résiduelles à $t+\Delta t/2$, dès que la solution à $t+\Delta t$ est obtenue, la précision de la solution peut être évaluée et l'incrément du temps ajusté proprement. Les tests numériques ont montré que

Si $R|_{t+\Delta t/2} \approx 0.1P$, la solution est très précise,

Si $R|_{t+\Delta t/2} \approx P$, la solution est modérément précise,

Si $R|_{t+\Delta t/2} \approx 10P$, la solution est plutôt grossière.

Le terme P est la force dans un système élastique non-amorti.

La procédure de l'analyse dynamique explicite dans ABAQUS/Explicit est basée sur une règle d'intégration explicite en utilisant les matrices diagonales ou de masses concentrées. Les équations du mouvement du solide sont intégrées avec la technique de différences finies centrées

$$\dot{u}^{(i+1/2)} = \dot{u}^{(i-1/2)} + \frac{\Delta t^{(i+1)} + \Delta t^{(i)}}{2} \ddot{u}^{(i)} \tag{1.61}$$

$$u^{(i+1)} = u^{(i)} + \Delta t^{(i+1)} \dot{u}^{(i+1/2)} \tag{1.62}$$

où $\dot{u}$ est la vitesse et $\ddot{u}$ est l'accélération. L'index (i) fait appel au numéro de l'incrément et $i^{-1/2}$ et $i^{+1/2}$ correspondent à une valeur à mi-incrément. L'opérateur différentiel centré est explicite dans le sens où la solution peut être obtenue en connaissant les valeurs $\dot{u}^{(i-1/2)}$ et $\ddot{u}^{i}$ à partir de l'incrément précédent.

La procédure explicite effectue l'intégration en utilisant des incréments très courts. L'opérateur différentiel centré est conditionnellement stable et la limite de stabilité pour cet opérateur (sans amortissement) est donnée en terme d'une valeur propre la plus élevée dans le système

$$\Delta t \leq \frac{2}{\omega_{max}} \tag{1.63}$$

Un incrément du temps est calculé pour chaque élément du maillage

$$\Delta t = \frac{2}{\omega_{max}^{el}} \tag{1.64}$$

où ω_{max}^{el} est la valeur propre maximale de l'élément. Une estimation de l'incrément du temps de stabilité est donnée par le minimum pris sur tous les éléments. La limite de stabilité peut être réécrite sous forme

$$\Delta t = \min\left(\frac{L_e}{C_d}\right) \tag{1.65}$$

où L_e est une dimension caractéristique de l'élément et C_d est la vitesse effective d'une onde dans le matériau.

La possibilité dans ABAQUS/Standard d'une analyse de la conduction thermique découplée (uncoupled heat transfer analysis) a pour but une modélisation du matériau avec la conduction dépendant de la température, avec son énergie interne ainsi qu'avec les conditions aux limites du type convection ou rayonnement.

La conduction thermique est donnée par la loi de Fourier

$$f = -k\frac{\partial T}{\partial x} \tag{1.66}$$

où k est la matrice de conductivité, f est le flux de chaleur et x est la position. La conductivité peut être anisotrope, orthotrope ou isotrope.

Les conditions aux limites peuvent être spécifiées comme les températures imposées $f=f(x,t)$, le flux de chaleur par surface $q=q(x,t)$, le flux de chaleur volumétrique $q=r(x,t)$, la convection $q=h(f-f^0)$ où $h=h(x,t)$ est le coefficient de convection et $f^0=f^0(x,t)$ est la température ambiante, enfin par le rayonnement.

Une approche variationnelle de la conservation d'énergie est obtenu par l'approche standard de Galerkin

$$\int_V \rho \dot{U} \delta\vartheta dV + \int_V \frac{\partial \delta\vartheta}{\partial x} \cdot k \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial x} dV = \int_V \delta\vartheta r dV + \int_{S_q} \delta\vartheta q dS \tag{1.67}$$

où $\delta\vartheta$ est un champ arbitraire variationnel qui satisfait les conditions aux limites.

Concernant le temps d'intégration, ABAQUS/Standard utilise la méthode décentrée à gauche

$$\dot{U}_{t+\Delta t} = (U_{t+\Delta t} - U_t) \cdot (1/\Delta t) \tag{1.68}$$

Il est basé sur la tolérance fournie par l'utilisateur. L'incrément de temps est définie par la dimension maximale d'un élément, ce qui est conduit à un critère

$$\Delta t > \frac{\rho C_v}{6k} \Delta l^2 \tag{1.69}$$

où ρ est la densité, C_v est la capacité calorifique, k est la conductivité et Δl est la dimension d'un élément dans la zone des gradients de température élevés.

Il est possible de définir la chaleur générée par la dissipation mécanique associée à la déformation plastique. Ce terme peut être introduit comme source de couplage thermomécanique. Si le processus est long, la chaleur produit par la déformation plastique a le temps de se dissiper, alors une analyse découplée, isotherme, est suffisante pour la modélisation. Lorsque le processus est extrêmement rapide, la chaleur ne se diffuse pas, alors l'analyse découplée adiabatique est préférable. L'analyse complètement couplée est requise pour les cas qui sont loin de ces deux extrêmes.

Les lois de comportement décrivent une réponse élastique et plastique. Plusieurs modèles pour l'analyse de la plasticité des métaux existent. La théorie de la plasticité incrémentale est basée sur plusieurs postulats fondamentaux qui impliquent que tous les modèles à réponse élastique-plastique dans ABAQUS ont la même forme générale. Les modèles plastiques insensibles à la vitesse de déformation et sensibles à la vitesse de déformation sont proposés.

Une hypothèse de base utilisée pour les modèles élasto-plastiques est que la déformation peut être divisée en une partie élastique et plastique. Dans la forme générale cette hypothèse s'écrit

$$F = F_e \cdot F_p \tag{1.70}$$

où F est le gradient de transformation totale, F_e est sa partie réversible est F_p est définie par $F_p = [F_e]^{-1} \cdot F$.

Cette décomposition peut être utilisée directement pour formuler le modèle plastique. Une décomposition similaire existe en vitesse

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_e + \dot{\varepsilon}_p \tag{1.71}$$

Ici, $\dot{\varepsilon}$ est la vitesse de déformation totale, $\dot{\varepsilon}_e$ est la vitesse de déformation élastique et $\dot{\varepsilon}_e$ est la vitesse de déformation plastique.

La partie élastique de la réponse se déduit de la densité d'un potentiel élastique par unité de masse. Ainsi, la contrainte est définie par

$$\sigma=\frac{\partial U}{\partial \varepsilon_e} \tag{1.72}$$

où U est la densité d'un potentiel élastique et σ sont les contraintes vraies de Cauchy. Tous les modèles plastiques qu'ils soient insensibles à la vitesse de déformation où sensibles à la vitesse de déformation ont un domaine avec une réponse purement élastique. La fonction de limite élastique « f » définie la limite de cette région et s'écrit de la façon suivante

$$f(\sigma,T,H_\alpha)<0 \tag{1.73}$$

Ici, T est la température, H_α sont les paramètres d'écrouissage. Ces paramètres d'écrouissage sont les variables d'état qui sont introduits de manière à décrire la complexité de la réponse plastique des matériaux réels.

L'état de contrainte peut donner à la fonction de charge une valeur positive pour les modèles présentant une sensibilité à la vitesse de déformation, par contre, pour les matériaux insensibles à la vitesse, cette fonction ne peut pas être positive. Ainsi, pour les modèles insensibles à la vitesse, on a les limitations suivantes

$$f_i=0 \tag{1.74}$$

durant l'écoulement plastique.

Quand le matériau s'écoule plastiquement, la partie plastique de la déformation est définie par la loi d'écoulement qui s'écrit comme

$$d\varepsilon_p=\sum_i d\lambda_i \frac{\partial g_i}{\partial \sigma} \tag{1.75}$$

où $g_i(\sigma,T,H_{i,\alpha})$ est le potentiel d'écoulement pour le i-ème système et $d\lambda_i$ est la vitesse du changement de temps, dt, pour un modèle sensible à la vitesse de déformation. La sommation est seulement sur les systèmes d'écoulement actives: $d\lambda_i=0$ pour tous les systèmes pour lesquels $f_i<0$. La forme de la loi d'écoulement prévoit l'existence d'un potentiel d'écoulement séparé, g_i, pour le i-ème système.

Pour les modèles insensibles à la vitesse de déformation, la direction d'écoulement est la même que la direction de normale extérieure à la surface d'écoulement

$$\frac{\partial g_i}{\partial \sigma}=c_i\frac{\partial f_i}{\partial \sigma} \tag{1.76}$$

où c_i est un scalaire. De tels modèles sont appelés « associés ».

Les lois d'écoulement associées sont utiles pour les matériaux dont le mouvement des dislocations est le mécanisme fondamental de l'écoulement plastique et lorsqu'il n'existe pas de changements brutaux de direction de la vitesse de déformation plastique en un point. Ces modèles ne sont pas en général applicables aux matériaux dans lesquels la déformation inélastique est due à un mécanisme de friction (bétons, sols). Il existe également le

choix entre la surface de plasticité de Huber-Mises pour les matériaux isotropes et la surface de Hill pour les matériaux avec l'anisotropie.

Le dernier terme dans les modèles de plasticité, l'éq.(1.86), est l'ensemble des équations d'évolution pour les paramètres d'écrouissage. Ces équations sont écrites sous forme

$$dH_{i,\alpha} = d\lambda_i h_{i,\alpha}\left(\sigma, T, H_{i,\beta}\right) \tag{1.77}$$

où $h_{i,\alpha}$ est la loi d'écrouissage pour $H_{i,\alpha}$. Les modèles de plasticité proposés dans ABAQUS contient des équations d'évolution simples: l'écrouissage isotrope (utilisé dans le cadre de ce travail), l'écrouissage cinématique de Prager-Ziegler et l'approche avec la location du centre de la surface plastique le long de l'axe de la contrainte de pression équivalente pour les modèles du type Cam-clay.

La sensibilité à la vitesse de déformation peut être introduite par la définition de la limite d'élasticité en fonction de la vitesse de déformation dans loi de comportement; ce type est préférable pour les applications où les vitesses de déformations relativement élevées sont atteintes, comme celles d'impact ou d'emboutissage (cas de ces études). Il est défini par l'introduction de la loi de comportement d'« ovestress » en fonction de la vitesse de déformation.

Les lois de comportement sont implantées dans le code soit sous forme matricielle par l'intermédiaire d'un fichier de données (cette approche est appliquée dans ce travail) soit au moyen d'une subroutine programmée en Fortran par l'utilisateur. Cette méthode ouvre la possibilité d'utiliser des modèles non inclus dans le code, mais elle demande des précautions particulières ainsi que le nombre élevé de simulations sur des géométries simples (voir par exemple Gilormini et Roudier (1993), Lodygowski et Lengnick (1994)).

La loi de comportement proposée dans la suite est de type scalaire. La réflexion de cette loi dans l'espace tridimensionnelle est réalisée en utilisant les valeurs équivalentes des contraintes et des déformations. L'hypothèse de Huber-Mises a été adoptée.

Le choix d'une loi scalaire vient d'un calibrage des constantes qui proviennent des expériences unidimensionnelles (cisaillement d'une couche), ce type de test étant assez facile à réaliser.

2

Modélisation de la loi de comportement pour l'acier martensitique VAR4340

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. 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; elle est basée sur un modèle schématisant les mécanismes de la déformation dans le cadre d'une formulation thermodynamique.

Dans ce chapitre, il est proposé une formulation de la loi de comportement phénoménologique pour l'acier martensitique VAR4340. Les résultats expérimentaux disponibles dans la littérature ont servi pour proposer une forme générale $\tau=\tau(\Gamma,\dot{\Gamma},T)$ et ils ont permis d'obtenir les constantes de la loi de comportement. Cette loi va être exploitée par la suite dans la partie numérique concernant les simulations de la traction et du cisaillement dynamique sous conditions adiabatiques. Il est donc indispensable de tenir compte de la sensibilité à la vitesse de déformation et à l'adoucissement thermique. L'attention spéciale est portée sur la reproduction du comportement du matériau dans le domaine des grandes vitesses de déformation (10^5 s^{-1}) et des températures élevées (~1000 K).

Tout d'abord, il est présenté un aperçu des lois de comportement existantes dans la littérature. En principe, les relations uniaxiales sont choisies afin de garder une cohérence avec la forme scalaire de la loi proposée pour l'acier VAR4340. Cet aperçu est suivi par une présentation de quelques critères de ruine afin d'en choisir un pour l'introduction dans les simulations numériques.

2.1 Lois de comportement thermomécaniques

2.1.1 LA SENSIBILITE A LA VITESSE DE DEFORMATION

L'expression de la sensibilité à la vitesse de déformation peut être donnée par

$$\beta_\sigma = \left[\frac{\partial\sigma}{\partial \log\dot{\varepsilon}}\right]_{T,\varepsilon} \quad \text{ou} \quad \beta_\tau = \left[\frac{\partial\tau}{\partial \log\dot{\Gamma}}\right]_{T,\Gamma} \tag{2.1}$$

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

En intégrant l'éq. (2.1), la forme suivante de la loi de comportement est obtenue

$$\sigma(\dot{\varepsilon}) = \sigma_o + \beta_\sigma \log\dot{\varepsilon} \quad \text{ou} \quad \tau(\dot{\Gamma}) = \tau_o + \beta_\tau \log\dot{\Gamma} \tag{2.2}$$

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

$$m_\sigma = \left[\frac{\partial \log\sigma}{\partial \log\dot{\varepsilon}}\right]_{T,\varepsilon} \quad \text{ou} \quad m_\tau = \left[\frac{\partial \log\tau}{\partial \log\dot{\Gamma}}\right]_{T,\Gamma} \tag{2.3}$$

Après l'intégration de l'éq. (2.3), la loi de comportement est donnée par

$$\sigma(\dot{\varepsilon}) = B_\sigma \dot{\varepsilon}^m \quad \text{ou} \quad \tau(\dot{\Gamma}) = B_\tau \dot{\Gamma}^m \tag{2.4}$$

La relation entre β et m est la suivante

$$m_\sigma = \frac{1}{\sigma}\left[\frac{\partial\sigma}{\partial \log\sigma}\right]_{T,\varepsilon} \Rightarrow m_\sigma = \frac{\beta}{\sigma} \quad \text{ou} \quad m_\tau = \frac{1}{\tau}\left[\frac{\partial\tau}{\partial \log\tau}\right]_{T,\Gamma} \Rightarrow m_\tau = \frac{\beta}{\tau} \tag{2.5}$$

En général, le comportement viscoplastique des matériaux est décrit sous l'une des deux formes suivantes

$$\sigma(\varepsilon,\dot{\varepsilon}) = f_1(\varepsilon) f_2(\dot{\varepsilon}) \tag{2.6}$$

qui est utilisée avec succès dans le cas des métaux CFC,

$$\sigma(\varepsilon,\dot{\varepsilon}) = f_1(\varepsilon) + f_2(\dot{\varepsilon}), \quad T = c^{ste} \tag{2.7}$$

qui est applicable dans le cas des métaux CC.

Parmi les lois de comportement fréquemment utilisées, on peut citer celle proposée par Nadai (1950)

$$\sigma(\varepsilon,\dot{\varepsilon}) = B_\sigma \varepsilon^n \dot{\varepsilon}^{*m} \quad \text{ou} \quad \tau(\Gamma,\dot{\Gamma}) = B_\tau \Gamma^n \dot{\Gamma}^{*m} \tag{2.8}$$

où B est le module de plasticité et $\dot{\varepsilon}^* = \dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_o$, $\dot{\Gamma}^* = \dot{\Gamma}/\dot{\Gamma}_o$; les termes $\dot{\varepsilon}_o$, $\dot{\Gamma}_o$

sont des constantes de normalisation.

Le type des lois de comportement appelé « overstress » a déjà été discuté par Ludwik (1909). Le « overstress » est fonction de la vitesse de déformation et non de l'histoire de cette vitesse. Une forme de la loi de comportement d'« overstress » peut être écrite d'après Sokolovsky (1948) et Malvern (1951)

$$\sigma(\varepsilon,\dot{\varepsilon})=f(\varepsilon)+a\cdot\ln(1+b\dot{\varepsilon}_p) \tag{2.9}$$

où a et b sont les constantes.

Perzyna (1963, 1966) a proposé une généralisation de cette loi pour l'état multiaxial de contraintes avec la condition d'écoulement de Huber-Mises

$$\sqrt{J_2}=k(W_p) \tag{2.10}$$

où J_2 est le deuxième invariant du déviateur des contraintes et l'écrouissage isotrope est fonction du travail plastique W_p. La vitesse de déformation déviatorique est donnée par

$$\dot{\varepsilon}_{ij}=\frac{\dot{s}_{ij}}{2G}+\gamma\left\langle\Phi\left(\frac{\sqrt{J_2}}{k(W_p)}-1\right)\right\rangle\frac{s_{ij}}{\sqrt{J_2}} \tag{2.11}$$

où G est le module de cisaillement et s_{ij} est la contrainte déviatorique.

Pour le cas uniaxial, l'éq. (2.11) se réduit à

$$\dot{\varepsilon}=\frac{\dot{\sigma}}{E}+\gamma^*\left\langle\Phi\left(\frac{\sigma}{\varphi(\varepsilon_p)}-1\right)\right\rangle \tag{2.12}$$

où $\varphi(\varepsilon_p)$ est la contrainte statique.

Ces lois de comportement viscoplastiques isothermes ne tiennent pas compte de l'effet de la température, mais dans le cas de grandes vitesses de déformation (zone (3) de la fig. 2.2 ci-après), 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.

De nombreux auteurs, par exemple Campbell (1972), 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 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, Klepaczko (1968b),
- 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.

La figure 2.1 montre les résultats obtenus par Costin et al. (1979), mettant en évidence l'influence de la vitesse de déformation dans le cas de l'acier 1018 CRS. Pour une vitesse de déformation de cisaillement $\dot{\Gamma}$=500 s^{-1} l'écrouissage devient négatif à partir d'une déformation de 0.17, alors qu'il demeure positif dans le cas quasi-statique. Cet écrouissage négatif s'explique par un adoucissement thermique dû à l'échauffement adiabatique.

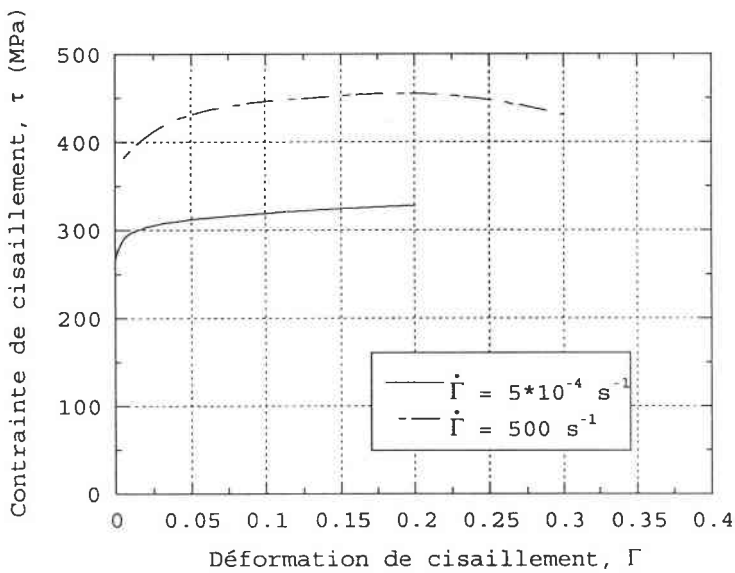


Fig. 2.1 Effet de la vitesse de déformation dans le cas de la torsion d'un tube mince en acier 1018 CRS, d'après Costin et al. (1979)

Dans le cas des métaux polycristallins CC, l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction du logarithme de la vitesse de déformation a la forme générale présentée sur la fig. 2.2, Campbell et Ferguson (1970).

L'existence de trois zones peut être remarquée:

- 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,
- 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 la dissipation d'énergie est une forme particulière).

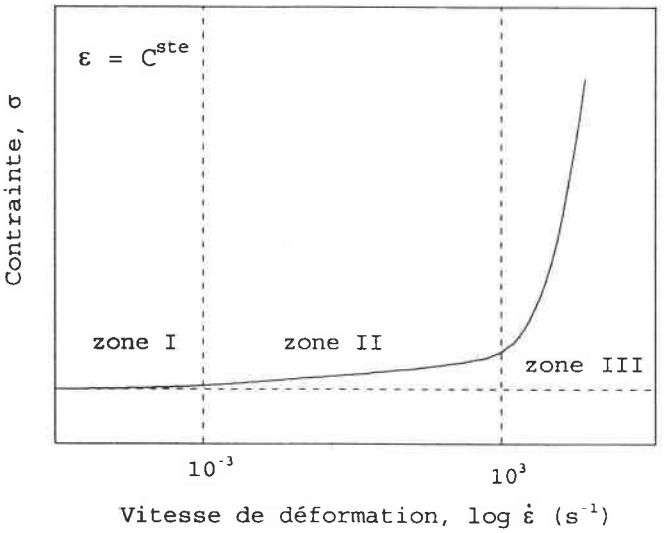


Fig. 2.2 Schéma illustrant la sensibilité à la vitesse de déformation des métaux CC (acier 1018), d'après Campbell et Ferguson (1970)

2.1.2 EFFET DE LA TEMPERATURE

Il est reconnu que la plus grande partie de l'énergie de déformation plastique est dissipée sous forme de chaleur. Si le chargement est rapide ou si le matériau est faiblement conducteur, les élévations locales de températures peuvent atteindre plusieurs centaines de degrés. Les nombreux résultats 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 du solide entraîne, dans certains cas, un changement de la microstructure. Ce dernier se manifeste par des variations de la résistance du matériau qui se traduit souvent par un adoucissement thermique, Zener et Hollomon (1944). D'où, l'importance de l'introduction de la température et de la vitesse de déformation dans les lois de comportement.

On peut citer les résultats expérimentaux obtenus par Eleiche et Campbell (1976) pour deux vitesses de déformation et plusieurs déformations nominales, fig. 2.3. Il est à noter que dans le cas des grandes vitesses ($\dot{\Gamma}$=1000 s^{-1}), la contrainte de cisaillement est une fonction décroissante de la température. Par contre dans le cas des faibles vitesses ($\dot{\Gamma}$=0.006 s^{-1}), la nature de la courbe n'est plus monotone à cause du vieillissement dynamique, Zeghib (1990).

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

$$\dot{\varepsilon}=\dot{\varepsilon}_o \exp\left(\frac{-\Delta H(\sigma)}{kT}\right) \qquad (2.13)$$

où $\Delta H(\sigma)$ est l'enthalpie d'activation, k est la constante de Boltzmann, T la

température absolue et $\dot{\varepsilon}_o$ le facteur de fréquence.

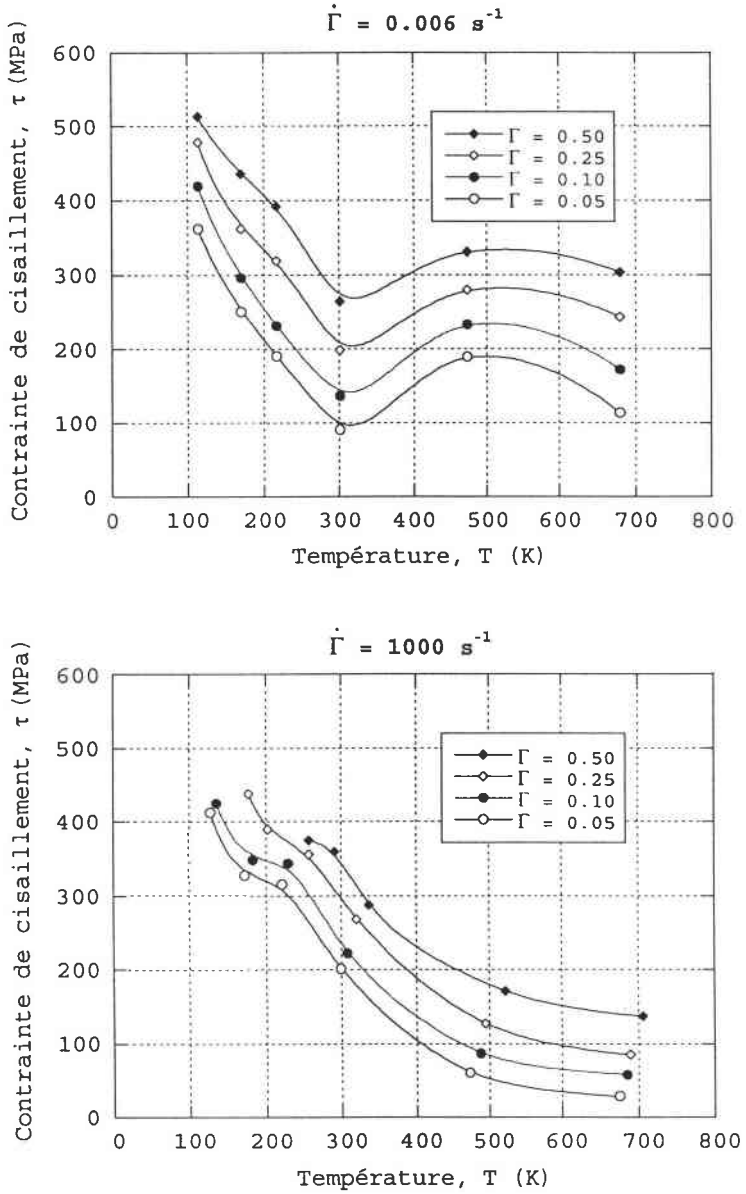


Fig. 2.3 Influence de la température sur la contrainte de cisaillement à faible et grande vitesse de déformation, d'après Eleiche et Campbell (1976)

Cette équation peut être utilisée pour coupler la vitesse de déformation plastique et la température. Dans le cas où un seul processus activé est responsable de la déformation, $\Delta H(\sigma)$ peut avoir une signification physique comme énergie d'activation de ce processus, Conrad (1969). Dans les domaines où plusieurs processus activés concourent au contrôle de la déformation, $\Delta H(\sigma)$ 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 (1944)

$$Z=\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_o}\exp\left(\frac{\Delta H}{kT}\right) \qquad (2.14)$$

Pour les lois thermo-viscoplastiques du type puissance, la forme générale

suivante est adoptée

$$\sigma(\varepsilon,\dot{\varepsilon},T)=B\varepsilon^{n}\dot{\varepsilon}^{m}f(T) \quad \text{ou} \quad \tau(\Gamma,\dot{\Gamma},T)=B\Gamma^{n}\dot{\Gamma}^{m}f(T) \tag{2.15}$$

où f(T) décrit l'influence de la température.

Parmi les lois de ce type, il est intéressant de citer

$$\sigma(\varepsilon,\dot{\varepsilon},T)=B\varepsilon^{n}\dot{\varepsilon}^{m}\exp(-AT) \tag{2.16}$$

Cette loi a été utilisée par Zuzin et al. (1964) pour modéliser le comportement de l'acier pour des vitesses de déformation et des températures élevées.

Une tentative d'étendre l'éq. (2.16) à une large gamme de température est proposée par Vinh et Khalil (1984)

$$\sigma(\varepsilon,\dot{\varepsilon},T)=B\varepsilon^{n}\dot{\varepsilon}^{m}\sum_{i=1}^{q}B_i\exp(-AT) \tag{2.17}$$

Plusieurs chercheurs ont utilisé des formes linéarisées de la fonction d'influence de la température. Par exemple Litonski (1977) a proposé dans le cas de l'analyse du cisaillement simple la forme suivante

$$\tau(\Gamma,\dot{\Gamma},T)=B(1-AT)(1+C\dot{\Gamma})^{m}\Gamma^{n} \tag{2.18}$$

où Γ, τ représentent respectivement la déformation et la contrainte de cisaillement.

Une forme simple utilisée pour simuler les instabilités plastiques par Klepaczko et al. (1988) ou Fressengeas et Molinari (1988) est

$$\tau(\Gamma,\dot{\Gamma},T)=B\Gamma^{n}\dot{\Gamma}^{m}T^{-\nu} \tag{2.19}$$

Kobayashi et Dodd (1992) ont utilisé, quand à eux

$$\tau(\Gamma,\dot{\Gamma},T)=B\Gamma^{n}\dot{\Gamma}^{m}(1-AT) \tag{2.20}$$

Bien que ces équations soient adaptées à plusieurs problèmes, elles négligent un facteur important démontré par Lubahn (1947) et Klepaczko (1965), à savoir le fait que « m » et « n » dépendent de la température et du niveau de déformation. On peut alors écrire la loi de comportement thermo-viscoplastique de type (2.15) sous forme suivante, Klepaczko (1987a)

$$\tau(\Gamma,\dot{\Gamma},T)=B(T)(\Gamma+\Gamma_o)^{n(T)}\dot{\Gamma}^{m(T)} \tag{2.21}$$

où n(T), m(T) et B(T) sont respectivement le coefficient d'écrouissage, la sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation et le module plastique en fonction de la température. Cette dépendance en température du coefficient d'écrouissage n(T) et de la sensibilité logarithmique à la vitesse de déformation m(T) est analysée à partir de résultats expérimentaux, Klepaczko (1987a). Dans les cas d'un acier CFC, 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, voir fig.2.4.

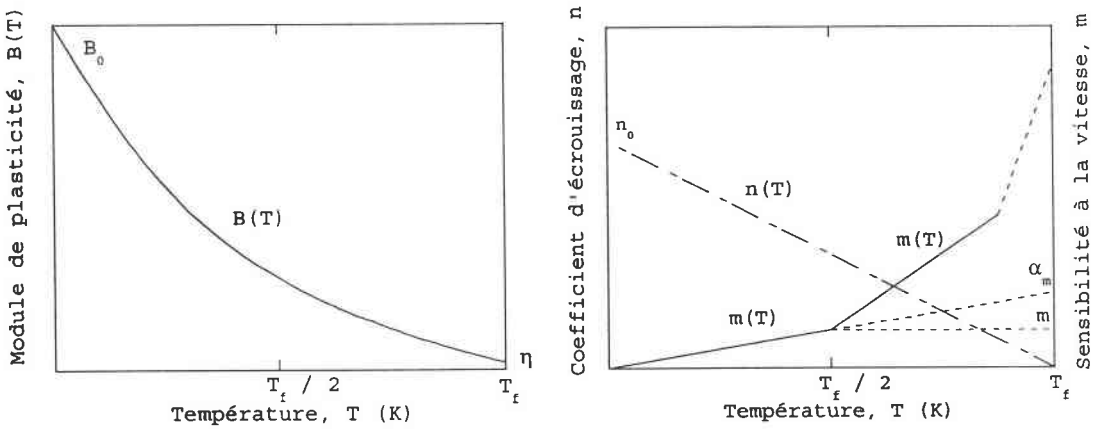


Fig. 2.4 Schéma de l'influence de la température sur m(T), n(T) et B(T) dans le cas des métaux CFC, d'après Klepaczko (1987a)

L'identification expérimentale de la courbe d'écrouissage dans le cas des métaux polycristallins CFC permet d'expliciter la loi générale (2.21) sous une forme mettant en évidence son origine physique

$$\tau\left(\Gamma,\dot{\Gamma},T\right)=\hat{\tau}\left(\Gamma,\theta\right)Z^{m(\theta)} \tag{2.22}$$

où $\hat{\tau}$, Z et θ sont respectivement la contrainte seuil, le paramètre de Zener-Hollomon et la température homologue ($\theta=T/T_f$, T_f est la température de fusion).

Parmi les lois phénoménologiques, il faut citer celle de Johnson-Cook (1983) qui se met sous la forme suivante

$$\bar{\sigma}\left(\bar{\varepsilon},\dot{\bar{\varepsilon}},T\right)=\left(A+B\bar{\varepsilon}^{n}\right)\left\{1+C\log\dot{\bar{\varepsilon}}^{*}\left(1-T^{*m}\right)\right\} \tag{2.23}$$

avec $\dot{\bar{\varepsilon}}^{*}=\dot{\bar{\varepsilon}}/\dot{\bar{\varepsilon}}_{o}$ et $T^{*}=\left(T-T_{amb}\right)/\left(T_f-T_{amb}\right)$ tel que $0\leq T^{*}\leq 1$

où $\dot{\bar{\varepsilon}}^{*}$ est la vitesse de déformation équivalente adimensionnelle et T^{*} est la température adimensionnelle. Les valeurs $\dot{\bar{\varepsilon}}_{o}$, 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.

Plusieurs lois de comportement basées sur l'évolution de la microstructure ont été présentées dans la littérature. Ils décrivent l'écoulement macroscopique dans les termes des mécanismes au niveau miscoscopique, surtout en se basant sur le mouvement des dislocations.

Kocks (1975) suggère une description de l'énergie d'activation moyenne du processus microscopique

$$\Delta G=\Delta G\left[\left(\sigma-\bar{\tau}\right)/\left(\tau^{*}-\bar{\tau}\right)\right] \quad \text{pour} \quad \bar{\tau}<\sigma<\tau^{*} \tag{2.24}$$

où $\bar{\tau}$ est la contrainte limite et τ^{*} est la résistance au glissement; ΔG est une fonction monotone décroissante.

De nombreux auteurs ont également contribué au développement de ce type de lois de comportement. Parmi les formulations développées dans l'espace 3D, on peut citer celles de Bodner et Partom (1975a,b), Hart (1976), Bodner et Merzer (1978). Quant aux lois de comportement uniaxiales, les modèles plus récents sont ceux de Estrin et Mecking (1984), Zerilli-Armstrong (1987) ou Klepaczko (1987a).

Pour les métaux CC, Zerilli-Armstrong (1987) propose

$$\bar{\sigma}\left(\bar{\varepsilon},\dot{\bar{\varepsilon}},T\right)=Z_o+Z_1\exp\left(-Z_3T+Z_4T\log\dot{\bar{\varepsilon}}\right)+Z_5\bar{\varepsilon}^n \qquad (2.25)$$

où $\bar{\sigma}$, $\bar{\varepsilon}$ et $\dot{\bar{\varepsilon}}$ sont respectivement la contrainte équivalente au sens de von Mises, la déformation équivalente et la vitesse de déformation équivalente; Z_o, Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 et Z_5 sont des constantes et T la température absolue.

Pour les métaux CFC, l'équation est de la forme suivante

$$\bar{\sigma}\left(\bar{\varepsilon},\dot{\bar{\varepsilon}},T\right)=Z_o+Z_2\varepsilon^n\exp\left(-Z_3T+Z_4T\log\dot{\bar{\varepsilon}}\right),\quad n=0.5 \qquad (2.26)$$

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

Klepaczko (1987a) considère que la contrainte d'écoulement totale τ est la somme de deux composantes: la contrainte interne τ_μ et la contrainte effective τ^*. La forme générale est donc

$$\tau=\tau_\mu\left(\rho,\dot{\Gamma},T\right)+\tau^*\left(\rho,\dot{\Gamma},T\right) \qquad (2.27)$$

où ρ est une variable interne.

Il existe un groupe de lois de comportement élasto-viscoplastiques présentées ci-après, qui tiennent compte d'un endommagement micro-structural. Une fonction du potentiel plastique pour un matériau endommagé est supposée de la forme

$$f=J_2+n\xi J_1^2 \qquad (2.28)$$

où n est fonction du matériau et de la température, J_1 et J_2 sont respectivement le premier invariant du tenseur de contraintes de Kirchhoff et le deuxième invariant de son déviateur.

L'équation d'évolution pour la partie plastique de la vitesse de déformation totale d^P est donnée par

$$d^P=\Lambda P \qquad (2.29)$$

où le modèle de Perzyna (1963) donne

$$\Lambda=\left(1/T_m\right)\langle\Phi(f-\kappa)\rangle \qquad (2.30)$$

T_m est le temps de relaxation mécanique, κ est le paramètre d'écrouissage isotrope et Φ est la fonction d'« overstress ».

Pour la plasticité associée

$$P=\left(1/2\sqrt{J_2}\right)\left(\partial f/\partial \tau\right) \tag{2.31}$$

La fonction κ d'écrouissage-adoucissement isotrope du matériau peut être donnée par les deux formes alternatives: la première d'après Perzyna

$$\kappa=\kappa_0^2\left\{q+(1-q)\exp\left[-h(\vartheta)\epsilon^p\right]\right\}^2\left|1-\left(\xi-\xi^F\right)^{1/2}\right| \tag{2.32}$$

et la seconde d'après le modèle de Gurson (1977), modifié par Tvergaard (1989)

$$\kappa=1+q_3\xi^F \tag{2.33}$$

où $q=\kappa_1/\kappa_0$, κ_0 et κ_1 sont la limite d'élasticité et la contrainte de saturation (les deux peuvent dépendre de la température), $h=h(\vartheta)$ est fonction de l'écrouissage dépendant de la température, ε_p est la déformation plastique équivalente, ξ^F est la porosité pour laquelle la rupture se produit.

Les lois de comportement les plus recherchées sont choisies en raison de leur simplicité d'écriture, de leur faible nombre de paramètres et sont celles également pour lesquelles les effets des paramètres sur les courbes contrainte-déformation sont facilement identifiables. Cependant, de telles lois sont généralement limitées à une faible gamme de déformation plastique. Les lois de comportement modélisant les phénomènes microstructuraux sont plus précises que les lois phénoménologiques, mais elles sont plus complexes en raison du nombre important de leurs paramètres dont les effets ne peuvent être facilement découplés. En définitif, il semble difficile d'avoir un modèle à la fois précis et comportant un faible nombre de paramètres.

Il est bien évident que cette liste de lois de comportement n'est pas complète. Malvern (1984) a fait une étude bibliographique à ce sujet. L'aperçu présenté ici permet d'une part de donner une vue générale sur les formulations des lois de comportement thermomécaniques existantes et d'autre part de faciliter l'établissement d'une loi de comportement spécialement conçue pour l'acier VAR4340 étudié dans cette thèse. Cette nouvelle formulation est présentée dans la suite de ce chapitre.

2.2 Critères de rupture

En principe, la rupture du matériau est décrite par la mécanique de la rupture qui est basée sur le concept d'une singularité produite à la pointe d'une fissure, conduisant à la rupture fragile. Ici, on ne discute pas cette approche classique, on s'intéresse plus à l'approche où l'instabilité conduit à une ruine dans le matériau, mais à travers le développement de la zone plastifiée.

Plusieurs descriptions différentes sont disponibles afin de modéliser la rupture des métaux. Chaque description implique un critère d'amorçage ainsi qu'une caractéristique du matériau dans chaque endroit où la rupture apparaît. Dans la plupart des cas, l'amorçage de la rupture est basée sur l'obtention de valeurs critiques de pression, contraintes, déformations, travail plastique, énergie interne ou des combinaisons d'entre eux. L'attention des chercheurs se focalise aujourd'hui sur le développement de critères cumulatifs qui introduisent l'effet de l'histoire du chargement. Il existe d'autres modèles qui prennent explicitement en considération l'évolution des vides, fissures et bandes de cisaillement.

Le modèle le plus simple consiste à limiter la pression (pressure cutoff). Lorsque la pression hydrostatique (ou contrainte moyenne) arrive à une valeur critique en tension, la rupture se produit instantanément. La pression ne peut croître au-delà d'une valeur critique spécifiée.

Dans les situations ou la pression est de l'ordre de la résistance du matériau, les critères d'amorçage basés sur les mesures de contraintes (contrainte principale maximale, contrainte effective) ou de déformations (déformation principale maximale, déformation plastique effective, second invariant du déviateur des déformations) sont les plus efficaces.

Un aperçu des critères de ruine simples a été proposé par Zhou et Cesscoto (1991). Ces critères ont été implantés avec succès dans différents codes de calculs.

Modèle de Freudenthal

Freudenthal (1950) a suggéré que l'énergie absorbée par unité de volume est un paramètre critique de la rupture, le critère associé est donné par

$$\int_0^{\bar{\varepsilon}_c} \bar{\sigma} d\bar{\varepsilon} \leq W_1 \qquad (2.34)$$

où W_1 est le paramètre critique de la rupture dépendant du matériau, $\bar{\sigma}, \bar{\varepsilon}$ sont respectivement la contrainte effective et la déformation effective. L'indice « c » décrit l'état du matériau à la rupture.

Ce critère ne considère pas explicitement l'influence de la contrainte hydrostatique. Par exemple, dans un essai de traction simple, la formation d'une striction est généralement due aux contraintes élevées de traction, mais ce critère postule que la forme de la striction ne devrait pas avoir d'effets sur la déformation à rupture. Pourtant, les applications pratiques montrent que ce critère est le meilleur parmi ceux discutés ici.

Modèle de Cockroft-Latham

Cockroft et Latham (1976) ont noté que l'effet de la contrainte principale en traction est plus important que l'effet de la contrainte effective sur l'initiation à la rupture. Ils montrent que la rupture apparaît quand l'intégrale de la contrainte principale en traction jusqu'à la rupture est égale à une valeur critique donnée par

$$\int_0^{\bar{\varepsilon}_c} \sigma_1 d\bar{\varepsilon} \leq W_2 \tag{2.35}$$

où W_2 est la valeur critique dépendant du matériau et σ_1 est la contrainte principale maximale en traction.

Modèle de Brozzo

Brozzo et al. (1972) ont proposé une modification empirique du critère de rupture précédent afin de prendre en compte explicitement l'effet de la composante hydrostatique. L'équation modifiée est donnée sous la forme suivante

$$\int_0^{\bar{\varepsilon}_c} \frac{2\sigma_1}{3(\sigma_1 - \sigma_M)} d\bar{\varepsilon} \leq W_3 \tag{2.36}$$

où W_3 est une valeur critique dépendant du matériau à la rupture et σ_M et la contrainte hydrostatique.

Modèle d'Oyane

Oyane et al. (1980) ont analysé un modèle de croissance du vide sous forme

$$\int_0^{\bar{\varepsilon}_c} \left(1 + \frac{\sigma_M}{A\bar{\sigma}}\right) d\bar{\varepsilon} \leq W_4 \tag{2.37}$$

où W_4 et A sont des constantes du matériau dans lesquelles la déformation est à déterminer expérimentalement.

Modèle de McClintock

McClintock (1968) a analysé l'expansion de cavités cylindriques longues sous des contraintes triaxiales d'orientations fixes. Il a déduit la forme suivante

$$\int_0^{\bar{\varepsilon}_c} \left\{ \frac{2}{\sqrt{3}(1-n)} \operatorname{sh}\left[\frac{\sqrt{3}(1-n)}{2} \frac{(\sigma_a + \sigma_b)}{\bar{\sigma}} \right] + \frac{\sigma_b - \sigma_a}{\bar{\sigma}} \right\} d\bar{\varepsilon} \leq W_5 \tag{2.38}$$

où W_5 est une constante du matériau, σ_a et σ_b sont les composantes des contraintes principales.

Ces critères sont valables dans l'hypothèse des grandes déformations, c'est-à-dire en négligeant les déformations élastiques $(\varepsilon_p \gg \varepsilon_e)$. Le matériau est donc rigide-plastique.

2.3 Loi de comportement pour l'acier VAR4340

Afin de garantir le bon déroulement des simulations numériques, une loi de comportement spécifique a été élaborée, basée sur les hypothèses existantes citées auparavant. Sa forme a été dictée par les exigences suivantes:

- Le matériau étudié est l'acier martensitique VAR4340 à haute résistance et à haute dureté. Il fallait refléter son comportement pour un large domaine de températures et de vitesses de déformation,
- Facilité de l'implémentation de la loi de comportement dans le code de calcul par éléments finis. L'ingénieur exige une loi de comportement qui d'un côté est exacte et physiquement correcte et de l'autre côté est facile à utiliser. Un tel compromis a été recherché.

On s'est basé d'une part sur les résultats expérimentaux existant dans la littérature, mais plus loin dans cette thèse, le lecteur retrouvera également les résultats de nos propres essais quasi-statiques et dynamiques récemment effectués pour l'acier VAR4340, Klepaczko (1996). Cependant, la chronologie des travaux n'a pas permis de les utiliser dans le calibrage des constantes de la loi de comportement et ils sont seulement exploités dans la discussion sur la technique expérimentale du double cisaillement qui est présentée au chapitre 4.

2.3.1 CARACTERISTIQUE DE L'ACIER VAR4340

L'acier VAR4340 est un acier faiblement allié au Nickel-Chrome et Molybdène, martensitique après traitement thermique. Il présente une combinaison avantageuse de résistance, de ductilité et de dureté. En soumettant cet acier à un processus de recuit sous vide, les concentrations de sulfure et de phosphore, qui diminuent la résistance à la rupture, sont réduites. Différentes trempes peuvent être utilisées pour la transformation de la martensite en cémentite et ferrite ainsi que pour abaisser la limite élastique.

Cet acier offre la possibilité d'obtenir, par différents traitements de revenu, plusieurs niveaux de dureté. La susceptibilité d'un acier augmente avec sa dureté initiale, ce qui peut s'expliquer par l'accroissement de la contrainte d'écoulement et ainsi du travail de déformation plastique. Une dureté élevée s'obtient par un revenu à faible température, ce traitement donne une structure fine qui est plus sujette au cisaillement adiabatique. Ces aciers présentent sous chargement dynamique des bandes de cisaillement « transformées » d'une épaisseur très faible n'excédant pas généralement une dizaine de micromètres, Beatty et al. (1992).

Mais l'extrême finesse de ces bandes de cisaillement et les mesures globales du comportement accessibles par les moyens d'investigations classiques laissent croire très souvent que la cassure des éprouvettes se produit non pas par le cisaillement adiabatique, mais plutôt par rupture fragile, Dodd et Atkins (1983).

La composition chimique standard et les caractéristiques physiques de cet acier sont données dans les tableaux 2.1 et 2.2 ci-dessous.

Tableau 2.1. Composition chimique en poids de l'acier VAR4340

Eléments	Teneur (en %)
C	0.42
Ni	1.74
Cr	0.89
Mn	0.46
Si	0.28
Mo	0.21
Cu	0.19
Al	0.031
P	0.009
N	0.005
S	0.001

Tableau 2.2 Caractéristiques physiques et mécaniques de l'acier VAR4340

Propriétés physiques	Valeur
Température de fusion	1780 K
Masse volumique	7895 kg/m^3
Limite élastique	1032 MPa
Résistance	1240 MPa
Allongement	~10 %

Si différents traitements de revenu permettent d'obtenir toute une gamme de dureté, ces traitements affectent également la taille des grains. Les structures à grains fins sont les plus sujettes au cisaillement adiabatique. Les cycles de traitements thermiques type appliqués à ce matériau sont donnés dans le tableau 2.3.

De plus, la variation de la température de normalisation pour une même dureté offre la possibilité d'avoir différentes microstructures. Beatty et al. (1992) ont testé ce matériau revenu à 200°C, mais ayant subi quatre températures de normalisation différentes égales respectivement à 845, 925, 1010 et 1090°C. Ils ont montré que la microstructure obtenue après normalisation à 925°C offre la résistance optimale à l'instabilité par cisaillement.

Quelques résultats expérimentaux sont présentés ci-après afin de donner une vue générale sur le comportement de l'acier, notamment sa résistance (courbes contrainte-déformation), sa sensibilité à la température ou à la vitesse de déformation. De bonnes références sont les travaux de Cho et al. (1990) ou de Rezaig (1994) où l'on présente les résultats des essais quasi-statiques et dynamiques, fig. 2.5 et 2.6.

Tableau 2.3 Traitements thermiques de l'acier VAR4340

	Température	Temps	Refroidissement	Dureté HRC
Normalisation	845÷1010°C	1/2÷1 h	Air ou Argon	
Austénisation	845°C	1/4÷1/2 h	Trempe à l'huile	
Revenu	200°C	1/2÷2 h	Argon	52÷55
	425°C	1/2÷2 h	Trempe à l'huile	44÷45
	600°C	1/2÷2 h	Trempe à l'huile	33÷34

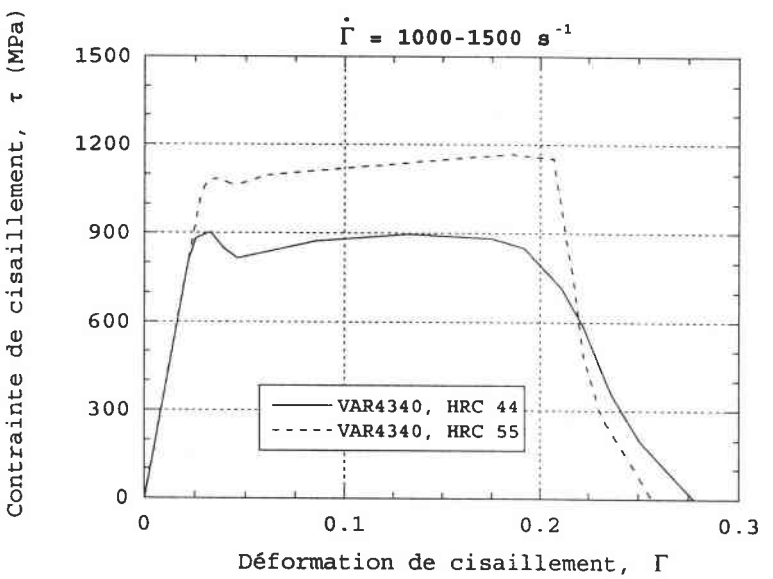


Fig. 2.5 Courbes expérimentales τ(Γ) de l'acier VAR4340 pour deux duretés, d'après Cho et al. (1990)

L'étude de l'influence de la température sur la valeur de la limite d'élasticité a été faite par Tanimura et Duffy (1984). Il faut noter que ces résultats ne couvrent pas les températures très élevées observées au cours du cisaillement adiabatique. Pourtant, on remarque bien une tendance des contraintes à diminuer avec l'augmentation de la température, fig. 2.7.

Meyer et Staskewitsch (1988) ont étudié les effets de la vitesse de déformation dans l'acier DIN 35NiCrMo125, qui par sa composition chimique et ses propriétés mécaniques ressemble à l'acier VAR4340. Les résultats obtenus sont présentés sur la fig. 2.8. On peut en conclure qu'une augmentation de la vitesse de déformation de 10^{-4} s^{-1} à 10^{4} s^{-1} produit une augmentation de la contrainte d'environ 300 MPa.

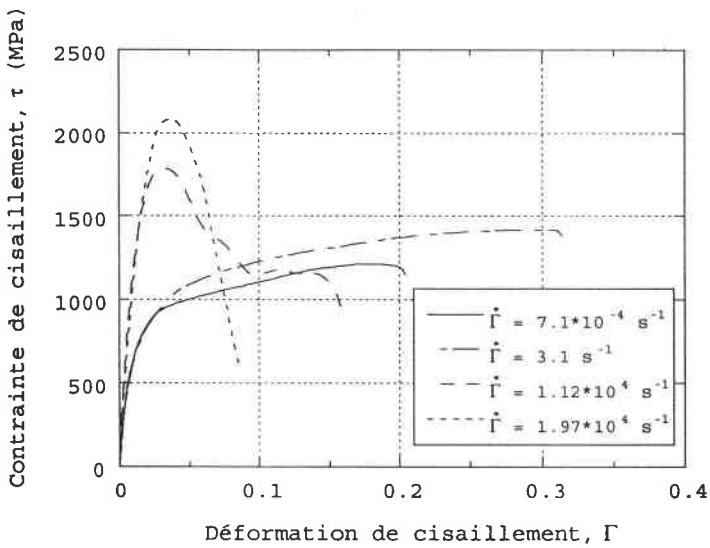


Fig. 2.6 Courbes expérimentales $\tau(\Gamma)$ pour différentes vitesses de déformation, cas de l'acier VAR4340, d'après Rezaig (1994)

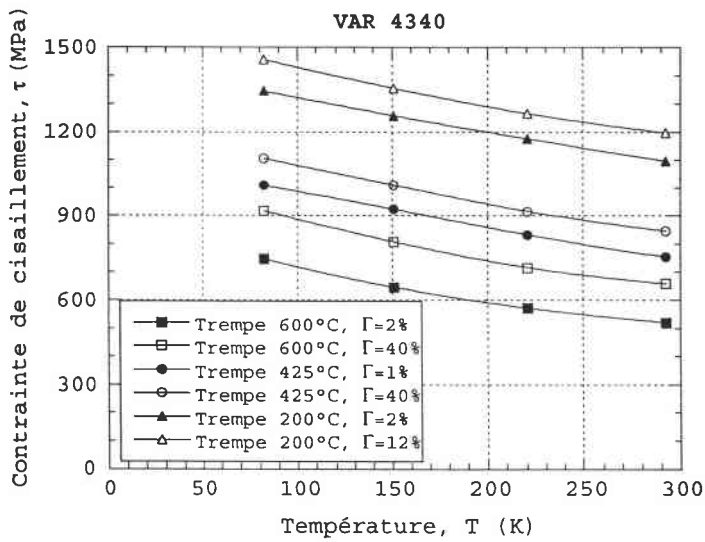


Fig. 2.7 Influence de la température sur les contraintes de cisaillement, cas de l'acier VAR4340, d'après Tanimura et Duffy (1984)

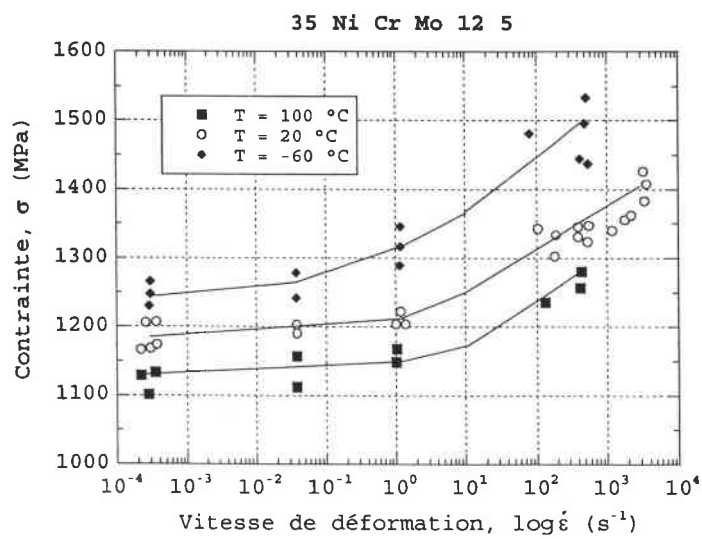


Fig. 2.8 Influence de la vitesse de déformation sur les contraintes d'écoulement, acier 35 Ni Cr Mo 12 5, d'après Meyer et Staskewitsch (1988)

2.3.2 FORMULATION DE LA LOI DE COMPORTEMENT

Il est bien évident qu'une formulation correcte de la loi de comportement est la condition principale pour obtenir des résultats numériques fiables. Ainsi, la loi de comportement appliquée au problème considéré ici a été spécialement développée pour modéliser les résultats expérimentaux de cisaillement concernant l'acier VAR4340 ainsi que des aciers similaires.

Après des analyses précises sur les données expérimentales disponibles pour l'acier VAR4340 de dureté ~50 HRC, la formule générale suivante a été choisie

$$\tau = f_1(T)\cdot\left[f_2(T)f_3(\Gamma) + f_4(\dot{\Gamma},T)\right] \tag{2.39}$$

où f_i sont les fonctions de déformation plastique en cisaillement Γ, de vitesse de déformation $\dot{\Gamma}$ et de température absolue T. La relation (2.39) est considérée comme la première approche de la loi de comportement. D'autres analyses de données expérimentales pour les aciers ont montré que le taux d'écrouissage $\partial\tau/\partial\Gamma$ dépend de la température, voir par exemple Klepaczko (1987a). La forme générale finale de la loi de comportement utilisée dans la majorité de nos calculs numériques devient alors

$$\tau = f_1(T)\cdot\left[f_2(T)f_3(\Gamma,T) + f_4(\dot{\Gamma},T)\right] \tag{2.40}$$

Les équations (2.39) et (2.40) peuvent être réécrites explicitement sous la forme

$$\tau = \frac{\mu(T)}{\mu_o}\left[B\left(\frac{T}{T_o}\right)^{-\nu}\left(\Gamma_o+\Gamma_p\right)^n + \tau_o\left(1-\frac{T}{D}\log\frac{\dot{\Gamma}_o}{\dot{\Gamma}}\right)^m\right] \tag{2.41}$$

où B, μ_o, ν, n, m sont respectivement le module plastique, le module de cisaillement élastique à T=300 K, la sensibilité à la température, le coefficient d'écrouissage et la sensibilité à la vitesse de déformation logarithmique; D est une constante, T_o, Γ_o et $\dot{\Gamma}_o$ sont des constantes de normalisation. Le module de cisaillement en fonction de la température est donné par

$$\mu(T) = \mu_o\left(1 - AT^* - CT^{*2}\right) \quad \text{avec} \quad T^* = T - 300 \tag{2.42}$$

Il faut noter que l'éq. (2.41) ne peut s'appliquer qu'à des températures supérieures à la température minimale T_{min}, dans le cas présent T_{min}=300 K.

Les relations (2.39) et (2.40) se distinguent par différentes formes du coefficient d'écrouissage « n ». Dans la première approche, l'éq. (2.39), « n » est considéré comme constant lors de l'analyse, tandis que dans la seconde approche, l'éq. (2.40), n(T) est une fonction linéaire décroissante de la température

$$n(T) = n_o\left(1-\frac{T}{T_f}\right) \tag{2.43}$$

où n_o est le coefficient d'écrouissage pour T=300 K et T_f est la température de fusion. Cette modification est essentielle, un taux d'écrouissage représenté par un « n » constant, c'est-à-dire indépendant de la température est en désaccord avec les résultats expérimentaux pour les aciers dont le VAR4340. Il est intéressant de noter que malgré un niveau relativement élevé de dureté après traitement thermique (~50 HRC), l'acier VAR4340 d'une pureté élevée conserve une certaine plasticité en cisaillement. Cette constatation donne accès aux calculs analytiques et numériques dont il sera question dans la partie suivante de cette étude.

La structure de la loi de comportement, l'éq. (2.41), contient certains éléments basés sur l'approche physique des matériaux. Tout d'abord, le niveau de contrainte est modifié par $\mu(T)/\mu_o$ qui tient compte de l'adoucissement thermique de la structure cristalline. La première expression de l'éq. (2.41) est tout simplement la contrainte interne et la seconde est la contrainte effective dépendant de la sensibilité à la vitesse de déformation et de la température, voir par exemple Klepaczko (1987b).

Récemment, Rusinek et Klepaczko (1998) ont modifié l'éq. (2.41) afin de l'appliquer à l'acier ES. Les modifications principales apportées à la formulation initiale ont été de traduire la sensibilité à la vitesse de déformation du coefficient d'écrouissage $n\left(\dot{\Gamma},T\right)$ et du module de plasticité $B\left(\dot{\Gamma},T\right)$. Cette formulation modifiée a permis de décrire correctement le comportement de tôles d'acier utilisées en construction automobile. Le domaine des vitesses de déformations couvert par ce modèle modifié est $10^{-4}<\dot{\Gamma}<10^{4}\ s^{-1}$. Il est conclu que la formulation développée, l'éq. (2.41), permet par sa flexibilité de décrire à la fois le comportement d'aciers fragiles comme le VAR4340 et des matériaux plus ductiles comme l'acier ES.

L'adéquation de cette loi de comportement a été réalisée par l'introduction d'un paramètre de régularisation sous forme de la sensibilité à la vitesse de déformation, par exemple Lodygowski (1995).

Les constantes des éq. (2.41) à (2.43) sont au nombre de 13 et elles sont rassemblées dans le tableau 2.4. Afin de mieux illustrer la loi de comportement utilisée dans les calculs numériques, l'éq. (2.41) est représentée sous forme graphique à la fig. 2.9 en 3 dimensions, à savoir, la limite d'élasticité en cisaillement (Γ_p=0) en fonction de la température et de la vitesse de déformation de cisaillement, fig. 2.9a. La figure 2.9b montre une surface similaire, mais représentée pour Γ_p=1.0.

L'effet de la sensibilité à la vitesse de déformation sur la contrainte de cisaillement est plus intense à faible température et à vitesses de déformation élevées, c'est un comportement typique de l'acier. La ligne continue des fig. 2.9a,b montre la limite du terme $f_4\left(\dot{\Gamma},T\right)$ dans l'éq. (2.40). Pour des niveaux plus élevés de déformation plastique, l'allure générale de la surface reste similaire.

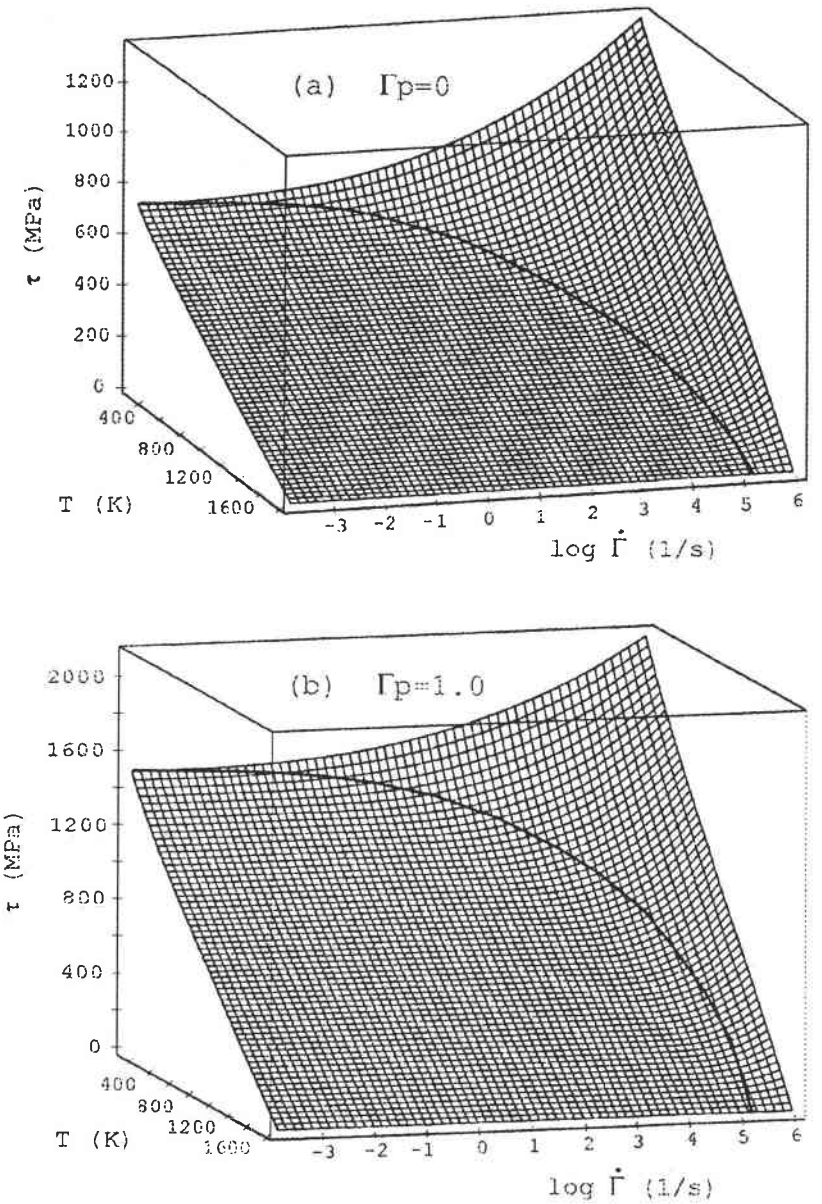


Fig. 2.9 Evolution de la loi de comportement en fonction de la température et de la vitesse de déformation pour différents niveaux des déformations plastiques: (a) Γ_p=0, (b) Γ_p=1.0

Afin de présenter plus précisément le comportement de l'acier à différentes températures et vitesses de déformation, une série de sections de la surface $\tau(\Gamma,\dot{\Gamma},T)$ sous forme $\tau(\Gamma)_{\dot{\Gamma},T}$ (courbes contrainte-déformation) est présentée fig. 2.10a,b.

L'influence de la température est montrée pour différents niveaux de déformations plastiques, Γ_p=0 et Γ_p=1.0, sur les fig. 2.11a,b. La sensibilité à la vitesse de déformation pour différentes températures est présentée sur les fig. 2.12a,b.

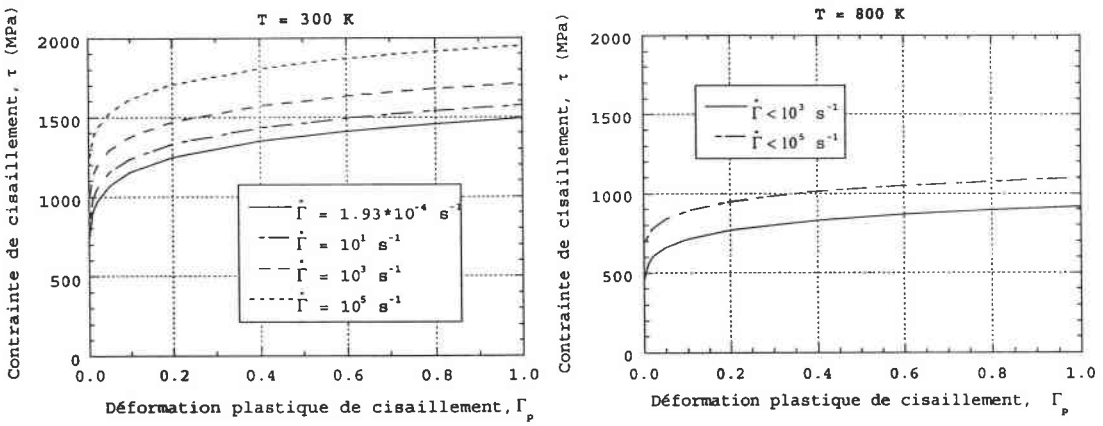


Fig. 2.10 Courbes $\tau(\Gamma)$ pour différentes vitesses de déformation d'après l'équation constitutive (2.44): (a) T=300 K, (b) T=800 K

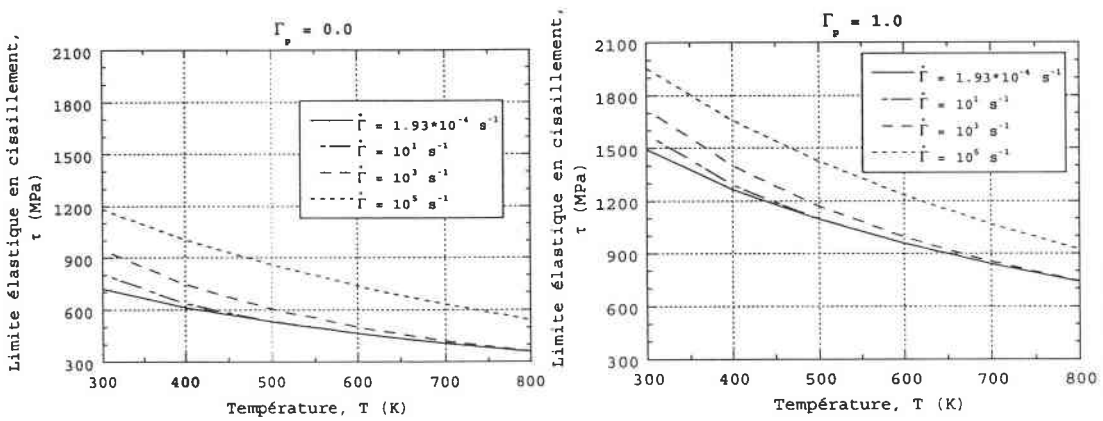


Fig. 2.11 Contraintes de cisaillement en fonction de la température pour différentes vitesses de déformation d'après l'éq. (2.44): (a) Γ_p=0, (b) Γ_p=1.0

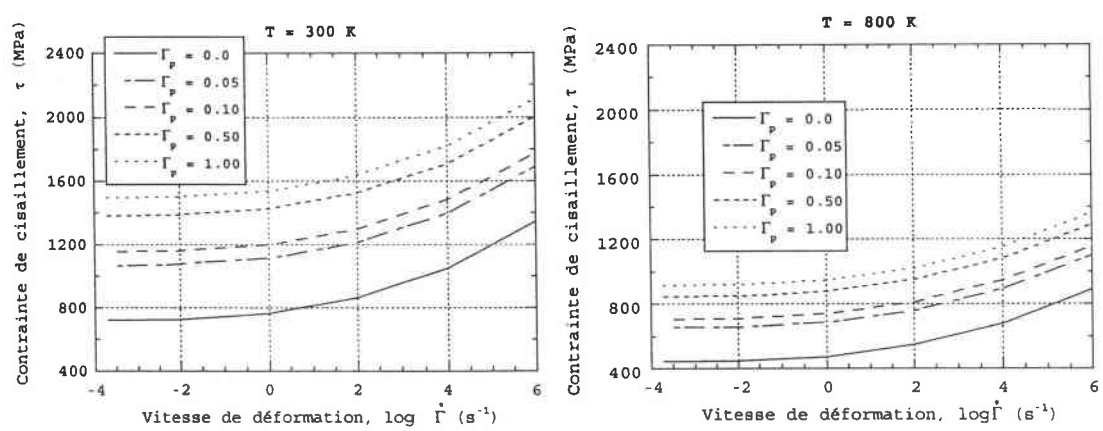


Fig. 2.12 Effet de la vitesse de déformation sur les contraintes de cisaillement pour différents niveaux des déformations plastiques, d'après l'éq. (2.44): (a) T=300 K, (b) T=800 K

Enfin, une comparaison est faite pour les deux approches du coefficient « n ». Par exemple, fig. 2.13, pour T=1000 K et Γ_p=1, la différence dans les contraintes d'écoulement est de l'ordre de 30%. Par contre, il n'existe pas de différence importante sur la contrainte d'écoulement pour $n=C^{ste}$ et n(T), ceci est présenté sur la fig. 2.14.

Une analyse plus exacte de la loi de comportement (2.41) est décrite par ailleurs, Klósak et Klepaczko (1996).

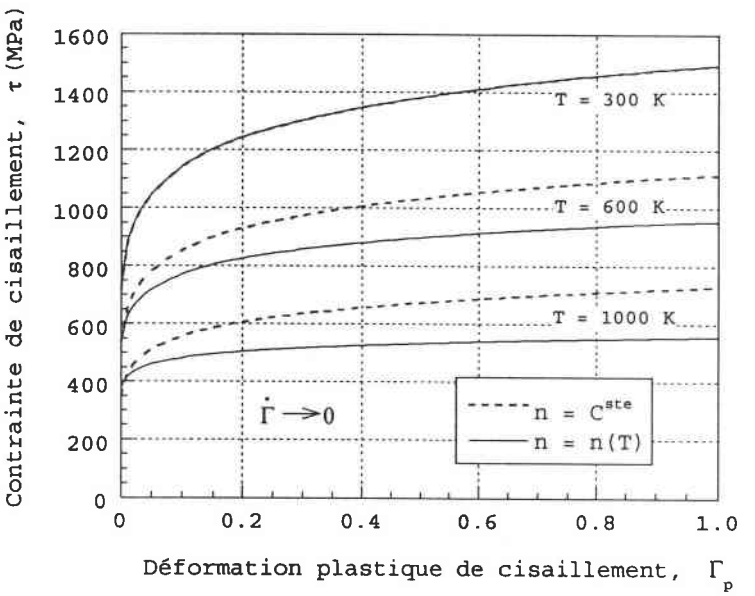


Fig. 2.13 Comparaison des courbes τ(Γ) pour différentes formulations du coefficient d'écrouissage: $n=C^{ste}$ et n=n(T)

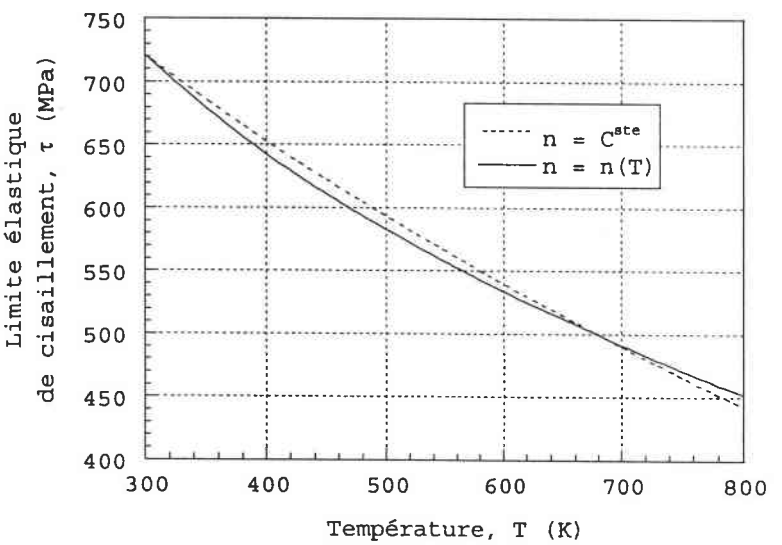


Fig. 2.14 Décroissance de la limite élastique en fonction de la température - comparaison des deux formulations du coefficient d'écrouissage « n »

2.3.3 CONDUCTION THERMIQUE ET CONDITIONS ADIABATIQUES

Puisqu'une grande partie du travail plastique est convertie en chaleur, la température d'un matériau déformé augmente lorsque le temps de déformation est relativement court. A la limite, la déformation plastique est purement adiabatique et l'augmentation de température peut être déterminée par l'intégration de l'équation suivante

$$\left(\frac{dT}{d\Gamma}\right)_A = \frac{[1-\xi(\Gamma,T)]f_1(T)[f_2(T)f_3(\Gamma,T)+f_4(\dot{\Gamma},T)]}{J\rho(T)C_v(T)} \tag{2.44}$$

L'énergie emmagasinée dans la structure représentée par $\xi(T,\Gamma)$ est généralement une partie du travail plastique total, Bever et al. (1973). La valeur de ξ n'excède pas 0.1. Ainsi, le coefficient de conversion $\beta=1-\xi(T,\Gamma)$ est considéré constant et égal à 0.9. Comme $\rho(T)$ ne dépend que très peu de la température, il peut être considéré constant. Bien que l'expression exacte de la chaleur spécifique $C_v(T)$ dépende de la température, par exemple Klepaczko et Rezaig (1996), à des températures supérieures à 300 K elle peut être considérée comme constante.

Ces simplifications permettent l'intégration de l'éq. (2.44) si $\dot{\Gamma}(\Gamma)$ est connue, c'est-à-dire les changements de la vitesse de déformation au cours de la déformation sont connus. Ainsi, une forme explicite $\Delta T(\Gamma_m, T_o)$ est dérivée pour l'augmentation de la température durant le processus adiabatique. Avec ces simplifications, l'éq. (2.44) peut être réécrite

$$\Delta T = \frac{1-\xi}{\rho_o(T_o)C_v(T_o)} \int_0^{\Gamma_m} \tau[\Gamma,\dot{\Gamma}(\Gamma),T_o]\,d\Gamma \tag{2.45}$$

Lorsque $\Delta T(\Gamma_m, T_o)$ est évalué, on peut fournir les valeurs de $\Delta\tau(\Gamma_m, T_o)$

$$\Delta\tau = \tau_T(\Gamma_m,\dot{\Gamma},T_o) - \tau_A[\Gamma_m,\dot{\Gamma},(T_o+\Delta T)] \tag{2.46}$$

où τ_T et τ_A sont respectivement les contraintes sous conditions isothermes et adiabatiques. L'équation (2.46) peut être utilisée pour comparer les courbes isothermes et adiabatiques.

Le bilan énergétique conduit à la relation unidimensionnelle suivante

$$\beta\tau\frac{\partial\Gamma}{\partial t} = \rho C_v\frac{\partial T}{\partial t} - \lambda\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \tag{2.47}$$

où y est la direction de la conduction thermique et λ est la conductivité thermique (constante de Fourier). Toutes les constantes du matériau associées au couplage thermique sont données au tableau 2.4.

Tableau 2.4 Constantes du matériau pour l'acier VAR4340, ~50 HRC

Const.	Valeur n=Cste	Valeur n(T)	Unité	Const.	Valeur n=Cste	Valeur n(T)	Unité
B	1493.0		MPa	A	$5.047 \cdot 10^{-4}$		1/K
μ_o	80770.0		MPa	C	$1.036 \cdot 10^{-7}$		$1/K^2$
υ	0.166	0.39	-	D	2914.0		K
n	0.113	éq.(2.43)	-	τ_o	622.0		MPa
n_o	-	0.1354	-	β	0.9		-
m	2.78		-	λ	38.0		W/mK
T_o	300.0		K	ρ	7890.0		kg/m^3
Γ_o	$1.6 \cdot 10^{-3}$		-	C_v	460.0		J/kgK
$\dot{\Gamma}_o$	10^6		1/s	T_m	1812.0		K

2.3.4 CRITERE DE RUPTURE EN CISAILLEMENT ADIABATIQUE

L'adoucissement thermique lors d'un échauffement adiabatique entraîne directement l'instabilité et la localisation et par la suite la rupture par cisaillement. Dans le cas du cisaillement adiabatique pur, la condition d'apparition d'instabilité se réduit à un critère contrainte de cisaillement maximum $d\tau=0$. Cette condition peut être réécrite sous la forme du module tangent nul ($d\tau/d\Gamma=0$) au point d'instabilité (τ_m, Γ_m).

L'application de la condition d'instabilité $d\tau/d\Gamma=0$ et d'une forme simple de loi de comportement, conduisent à un résultat final sous la forme $\Gamma_m(\dot{\Gamma},\Gamma)$ lorsqu'un processus de déformation adiabatique est supposé se produire à vitesse de déformation constante, Klepaczko (1995). Il a été trouvé que l'accroissement de la contrainte d'écoulement, lorsque la vitesse de déformation augmente, diminue le seuil de l'instabilité adiabatique. Ce qui veut dire que Γ_m est réduit avec l'augmentation de la vitesse de déformation. La sensibilité positive à la vitesse accroît la production du travail plastique transformé en chaleur, ce processus accélère la formation de l'instabilité, rendant ainsi Γ_m fonction décroissante de la vitesse de contrainte nominale. Plusieurs aciers industriels testés avec la technique du double cisaillement à des vitesses de déformation variant de 10^{-3} à ~10^5 s^{-1} montrent une évolution substantielle de la courbe contrainte-déformation, Rezaig (1994). L'évolution des courbes contrainte-déformation pour des vitesses croissantes est montrée schématiquement par la fig. 2.15.

Sur cette figure, les proportions moyennes sont conservées afin de mieux montrer les effets de la très grande sensibilité à la vitesse sur les contraintes d'écoulement et sur la contrainte à laquelle l'instabilité

apparaît au-dessus de ~10^3 s^{-1}. Alors que la contrainte τ_m croit avec la vitesse de déformation, les déformations critiques pour apparition de l'instabilité Γ_m montrent une tendance à la diminution lorsque la vitesse de déformation dépasse ~10^3 s^{-1}. Il en est de même pour les déformations à rupture. A de plus grandes vitesses de déformation, cette rupture est encore plus soudaine, ceci à cause de la superposition des effets du développement d'une bande de cisaillement adiabatique et de ceux des ondes plastiques de cisaillement.

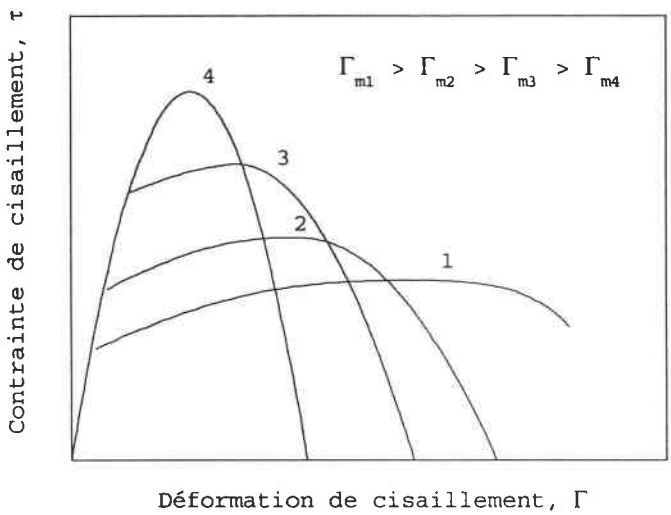


Fig. 2.15 Schéma illustrant le comportement du matériau en fonction de la vitesse d'impact

Afin d'introduire un critère de rupture dans le code de calcul utilisé, la rupture est supposée démarrer au point d'instabilité $d\tau/d\Gamma=0$ dans les conditions de déformation adiabatique (grandes vitesses de déformation), conduisant ainsi à un critère de rupture basé sur la déformation critique inélastique $\Gamma_{n1}=\Gamma_m$. Bien entendu, les valeurs de Γ_{n1} dépendent de la vitesse de déformation et à basse vitesse de déformation (conditions isothermes) Γ_{n1} tend vers l'infini. Pour les très grandes vitesses de déformations, les valeurs de Γ_{n1} sont substantiellement réduites, conformément au schéma de la fig. 2.15.

Puisque tous les paramètres du matériau dans la loi de comportement (2.41) ont été spécifiés pour l'acier VAR4340, les valeurs de $\Gamma_{n1}=\Gamma_m$ ont pu être identifiées. Le résultat définitif est montré sur la fig. 2.16, où les valeurs calculées de Γ_{n1} sont fonction de $\log \dot{\Gamma}_n$ et où $\dot{\Gamma}_n$ est la vitesse de déformation nominale. Conformément au comportement montré par la fig. 2.15, la valeur de Γ_{n1} décroît d'une manière significative jusqu'à une vitesse de déformation de ~10^4 s^{-1} et se stabilise ensuite.

Dans le cas général, le critère de rupture $\Gamma_{n1}(\dot{\Gamma})$ conduit a une formulation de la déformation plastique équivalente $\bar{\varepsilon}_p(\dot{\bar{\varepsilon}}_p)$ et de la vitesse de déformation plastique équivalente $\dot{\bar{\varepsilon}}_p$

$$\dot{\bar{\varepsilon}}_p = \frac{\sqrt{2}}{3}\left[(\dot{\varepsilon}_1-\dot{\varepsilon}_2)^2+(\dot{\varepsilon}_2-\dot{\varepsilon}_3)^2+(\dot{\varepsilon}_3-\dot{\varepsilon}_1)^2+6\left(\dot{\varepsilon}_{12}^2+\dot{\varepsilon}_{23}^2+\dot{\varepsilon}_{31}^2\right)\right]^{1/2} \tag{2.48}$$

avec $\dot{\bar{\varepsilon}}_p = d\bar{\varepsilon}_p/dt$ (2.49)

Le critère de rupture basé sur $\Gamma_{n1}(\dot{\Gamma})$ ou $\bar{\varepsilon}_p(\log\dot{\bar{\varepsilon}}_p)$ peut facilement être implanté dans tout code numérique.

Un autre critère de rupture qui peut être proposé est le critère basé sur la densité d'énergie de déformation dans les conditions adiabatiques de déformation. Ce critère peut être utilisé pour une large gamme de problèmes de dynamique des structures. Le critère le plus simple et le plus utilisé est celui de Freudenthal (1950) présenté précédemment (voir l'éq. (2.34)). Le critère peut être réécrit en tenant compte des conditions d'adiabaticité

$$\int_0^{\bar{\varepsilon}_c} \bar{\sigma}\, d\bar{\varepsilon} \le W_A$$

où W_A est une valeur critique d'énergie par unité de volume sous conditions adiabatiques, $\bar{\varepsilon}_c$ est la déformation critique équivalente, $\bar{\sigma}$ est la contrainte équivalente et $\bar{\varepsilon}$ est une déformation équivalente. La contrainte équivalente $\bar{\sigma}$ est égale à

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[(\sigma_1-\sigma_2)^2+(\sigma_2-\sigma_3)^2+(\sigma_3-\sigma_1)^2+6\left(\sigma_{12}^2+\sigma_{23}^2+\sigma_{31}^2\right)\right]^{1/2} \tag{2.50}$$

Ce critère indique que la rupture se produit lorsque l'énergie de déformation par unité de volume atteint une valeur critique. La valeur critique $\bar{\varepsilon}_c$ est généralement supposée comme la déformation à la rupture obtenue par des essais de traction sur une barre. Il est attendu que la rupture se produira à l'endroit où la déformation équivalente $\bar{\varepsilon}_c$ est atteinte. En général, le critère de densité d'énergie de déformation est similaire au critère de la déformation critique.

Puisque les déformations adiabatiques dominent dans les chargements d'impact, le critère de rupture basé sur la densité d'énergie de déformation, tenant compte de l'instabilité adiabatique, a été spécialement développé durant cette étude pour une application dans un code numérique. L'hypothèse prise est que la rupture adiabatique a lieu lorsque le travail total atteint la valeur critique W_1 pour $\bar{\varepsilon}_c$. La loi de comportement (2.41) a été encore utilisée pour le calcul de l'énergie à différentes vitesses de déformation

$$W_c = \int_0^{\Gamma_m} \tau(\Gamma)_A\, d\Gamma, \quad \dot{\Gamma} = C^{ste} \tag{2.51}$$

où $\tau(\Gamma)_A$ est la relation contrainte-déformation dans les conditions adiabatiques.

Le résultat final sous forme $W_c(\log\dot{\Gamma})$ est montré par la fig. 2.16 en pointillés. Bien entendu, la valeur critique de la densité d'énergie de déformation diminue en fonction de la vitesse de déformation jusqu'à une vitesse de déformation en cisaillement ~10^3 s^{-1} et se stabilise par la suite ou encore augmente légèrement. Il est intéressant de noter qu'à de grandes vitesses de déformation 10^2 $s^{-1} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^5$ s^{-1} les valeurs de W_c obtenues pour l'acier VAR4340 peuvent être considérées constantes, W_c~175 MJ/m^3. Puisque les deux critères de rupture donnent des résultats similaires, les études numériques qui vont suivre ont été obtenues avec le critère le plus simple, c'est-à-dire, celui basé sur la déformation critique équivalente.

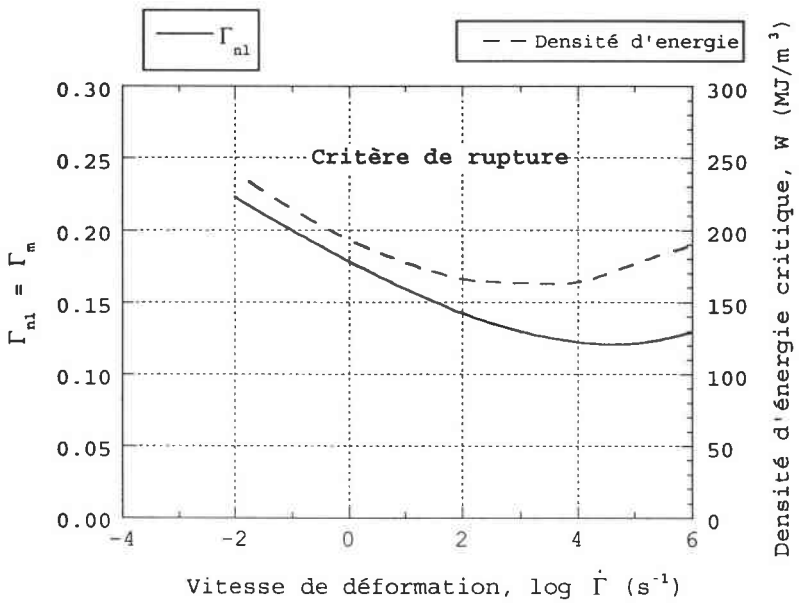


Fig. 2.16 Critères de ruine proposés pour le cisaillement

La loi de comportement proposée dans ce chapitre permet une reproduction efficace du comportement de l'acier VAR4340. Le nombre de constantes n'est pas élevé et elles sont faciles à identifier. De même, le critère de ruine basé sur la valeur critique de la déformation plastique sous conditions adiabatiques reflète correctement l'état du matériau à l'état de rupture. L'utilité de ces deux modèles va être démontrée dans les chapitres 3 et 4 lors de leur application dans les simulations numériques par éléments finis.

3

Simulations numériques des effets dynamiques et du couplage thermomécanique sur les géométries simples. Vitesse d'impact critique

Le chapitre concerne l'estimation de la vitesse d'impact critique (CIV) en traction et en cisaillement. La CIV en traction étant déjà signalée en 1938 d'après les essais de Clark et Datwyler, le cas du cisaillement n'a été étudié que récemment. C'est donc ce dernier qui nous intéresse plus particulièrement au cours des simulations numériques proposées. La CIV est à l'origine du piégeage des déformations plastiques résultant des instabilités thermoplastiques. La définition détaillée de la CIV se trouve dans la suite de ce chapitre.

Afin d'évaluer la CIV, une étude numérique de la traction et du cisaillement dynamique, est réalisée sur des géométries simples, telles qu'une barre cylindrique ou une couche infinie au moyen du code d'éléments finis ABAQUS. Le cisaillement est également traité afin de confronter les valeurs expérimentales et les valeurs calculées de la CIV pour l'acier VAR 4340 (~50 HRC) obtenues pour un essais d'impact direct sur l'éprouvette en double cisaillement modifiée (Modified Double Shear - MDS), Klepaczko (1994c).

La modélisation de la couche cisaillée a également pour but d'analyser plus précisément les conditions d'apparition de localisation de la déformation et d'instabilité dans la zone cisaillée. L'approche adiabatique du processus est proposée dans la première partie, ensuite les effets de la conduction thermique sont pris en considération. Cette deuxième approche permet une discussion sur les conditions nécessaires pour un changement de phase dans la zone cisaillée.

Les problèmes sont envisagés dans l'ordre suivant:

- D'abord, la CIV en traction est discutée analytiquement, puis un aperçu bibliographique est présenté, finalement nos propres simulations numériques de la traction des barres sont données,
- L'approche analytique de la CIV en cisaillement est suivie par nos propres simulations numériques d'une couche infinie,
- Discussion des conditions thermomécaniques dans une bande de cisaillement (transition adiabaticité → conduction thermique).

3.1 Estimation analytique et numérique de la vitesse d'impact critique (CIV) en traction et cisaillement

Le phénomène de la vitesse d'impact critique (Critical Impact Velocity - CIV) est étudié. L'existence de la CIV à déjà été signalée lors des premiers essais de traction dynamiques, notamment ceux de Clark et Datwyler (1938). Lors de ces essais, l'apparition de la striction au niveau de l'extrémité impactée à partir d'une certaine vitesse n'était pas clairement expliquée.

Le même comportement est également observé lors des essais de cisaillement. Au-delà d'une certaine vitesse d'impact, les déformations plastiques, sous forme d'une bande de cisaillement adiabatique, sont toujours localisées près de la surface d'impact de la couche cisaillée. De récentes expériences, sur un acier de construction XC18 et un acier faiblement allié, réalisées par la technique d'impact direct sur des éprouvettes de double cisaillement modifiée (MDS), Klepaczko (1994c), ont révélé l'existence de la vitesse d'impact critique en cisaillement. En fait, la principale raison physique de ce phénomène est le piégeage des déformations plastiques résultant des instabilités thermoplastiques conséquemment à la propagation des ondes plastiques.

Le problème de la CIV est envisagé analytiquement aussi bien pour le cas de traction que pour le cisaillement. Dans le cas de la traction dynamique, l'utilisation de la théorie de Taylor-Kàrmàn-Rakhmetulin permet de calculer la CIV en traction par l'utilisation d'une approche isotherme et l'emploi du critère isotherme de Considère, voir l'éq. (1.11), Kàrmàn et Duvez (1950). L'introduction d'un échauffement adiabatique en traction permet d'avoir une approche plus exacte, Klepaczko (1968a). Pour analyser la CIV en cisaillement, la condition de stabilité $(d\tau/d\Gamma)=0$ peut être utilisée.

3.1.1 APPROCHE ANALYTIQUE DE LA VITESSE D'IMPACT CRITIQUE DE KARMAN

Le phénomène de la CIV en traction a été pour la première fois discuté analytiquement par Kàrmàn et Duvez (1950). Kàrmàn s'est plus particulièrement intéressé aux problèmes de résistance des structures chargées par impact au-delà de la limite élastique. Il a conçu une approche basée sur la propagation des ondes plastiques dans le but d'obtenir une méthode de calcul théorique de l'énergie absorbée par diverses structures comme des poutres, des plaques etc. La théorie de la propagation des ondes élastiques était bien connue à cette époque. Il est devenu évident à partir de cette théorie que pour certains matériaux, spécialement fragiles (pour lesquels la rupture survient avant la limite élastique) une vitesse d'impact critique existe et que celle-ci apparaît au point d'application de l'impact, alors que le reste de la structure a peu de chance de participer à l'absorption d'énergie. Il apparaît que si une théorie de propagation peut être développée, une telle théorie révélera l'existence d'une vitesse critique pour les structures chargées au-delà de la limite élastique.

La propagation des déformations élastiques dans une barre cylindrique soumise à une tension par impact a bien été analysée dès 1807 par Young. Il

a établi la proportionnalité entre les déformations élastiques et la vitesse d'impact. La valeur de la déformation élastique ε est dans ce cas donnée par la formule

$$V_i = C_o \varepsilon \tag{3.1}$$

où V_i est la vitesse d'impact et C_o est la vitesse de propagation des déformations élastiques.

Dans la suite, l'analyse fournie par Kàrmàn et Duvez (1950), pour le cas d'un impact longitudinal, est rappelée:

Considérons un cylindre de dimensions de $-\infty<x\leq 0$ et supposons que le point $x=0$ est instantanément mis en mouvement avec une vitesse constante V_i (voir également fig. 1.4). Supposons également que la loi de comportement du matériau est donnée par une fonction de la forme $\sigma=\sigma(\varepsilon)$ ou σ est la contrainte et ε la déformation. La dépendance des contraintes avec la vitesse de déformation est négligée. La contraction latérale du matériau, c'est-à-dire la contribution de la déformation radiale dans l'énergie cinétique, est également négligée.

L'équation du mouvement pour un élément de la barre peut être écrite sous une forme déjà citée, l'éq. (1.30). Les conditions aux limites sont $u=V_i t$ pour $x=0$ et $u=0$ pour $x=-\infty$. La solution du problème se met sous la forme

- Elasticité $$u=V_i\left(t+\frac{x}{C_o}\right) \tag{3.2a}$$

- Plasticité $$u=V_i\left(t+\frac{x}{C_p(\varepsilon)}\right) \tag{3.2b}$$

avec une valeur imposée des célérités C_o et $C_p(\varepsilon)$ qui satisfont les conditions aux limites à $x=0$. On constate que cette solution produit une déformation ε constante et égale à V_i/C.

Une seconde solution est obtenue en prenant

$$\frac{E_t}{\rho}=\frac{x^2}{t^2} \tag{3.3}$$

où $E_t=\frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon}$. Puisque E_t est une fonction connue de ε, l'éq. (3.3) représente une solution pour laquelle ε est une fonction uniquement de la variable $C_p=x/t$.

Supposons $\varepsilon=f(C_p)$; alors le déplacement u a la forme

$$u=\int_{-\infty}^{x}\frac{\partial u}{\partial x}dx,\quad u=\int_{-\infty}^{x}f(C_p)dx,\quad u=t\int_{-\infty}^{C_p}f(C_p)dC_p \tag{3.4}$$

puisque $dx=C_p dt$. Par différentiation, on obtient

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}=\frac{C_p^2}{t}f'(C_p) \quad \text{et} \quad \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}=\frac{1}{t}f'(C_p) \tag{3.5}$$

et la substitution de l'éq. (3.5) dans l'éq. (1.46) donne l'une de ces deux équations

$$\rho C_p^2 = E_t \tag{3.6}$$

ou $$f'(C_p)=0 \tag{3.7}$$

L'équation (3.7) conduit à la solution exprimée par l'éq. (3.2), et l'éq. (3.6) donne la solution de l'éq. (3.3).

La distribution de C_p en fonction de ε est présentée schématiquement fig. 3.1.

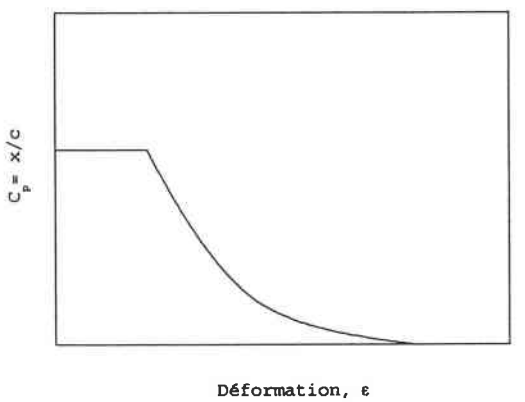


Fig. 3.1 Représentation schématique de C_p en fonction de la déformation ε

Les valeurs de E_t pour les petites valeurs de ε (jusqu'à la limite élastique du matériau) sont égales à E (module de Young). La propagation des ondes élastiques se fait à la vitesse $C_o=(E/\rho)^{1/2}$.

Entre les ondes plastiques qui se propagent avec une célérité C_p et les ondes élastiques, la déformation est variable puisque toutes les déformations augmentent de ε à $\varepsilon+d\varepsilon$ avec une vitesse égale à la valeur spécifique de $C_p=(E_t/\rho)^{1/2}$, correspondant à la déformation ε.

Le principal problème est de déterminer la vitesse C_p des ondes plastiques et la déformation maximale ε_o comme une fonction de la vitesse d'impact V_i.

A partir de l'éq. (3.4), il apparaît que

$$V_i=\frac{u(0,t)}{t}, \quad V_i=\int_{-\infty}^{0} f(C_p)dC_p \tag{3.8}$$

et par changement de variable

$$V_i=-\int_{-\infty}^{\varepsilon_0} C_p d\varepsilon \tag{3.9}$$

Ainsi, substituant C_{op} dans l'éq. (3.6), l'éq. (3.8) prend la forme

$$V_i = \int_{-\infty}^{\varepsilon_0} \left(\frac{E_t}{\rho}\right)^{1/2} d\varepsilon \qquad (3.10)$$

Puisque E_t est une fonction de ε, l'éq. (3.13) détermine ε_o en fonction de V_i.

Si la déformation est inférieure à la limite élastique et $V_i=C_o\varepsilon_o$, alors $V_i=\varepsilon_o(E/\rho)^{1/2}$. Ainsi la contrainte σ est donnée par

$$\sigma_o = E\varepsilon_o = \rho V_i C_o \qquad (3.11)$$

L'équation (3.11) est utilisée universellement pour les calculs des contraintes produites dans une barre élastique soumis à une vitesse d'impact V_i. Il apparaît que l'éq. (3.11) remplace l'éq. (3.10) dans le cas où les contraintes sont inférieures à la limite élastique. Dans le cas de la déformation plastique, il existe deux fronts: au-delà du front d'onde élastique, σ=0; entre le front d'onde élastique et plastique, σ croît graduellement de σ=0 à une valeur maximale $\sigma=\sigma_o$; derrière le front d'onde plastique, σ a une valeur constante σ_o correspondant à la déformation totale ε_o - élastique plus plastique: $\varepsilon_o^e+\varepsilon_o^p$.

Alors le membre de droite constituant l'intégrale de l'éq. (3.10) a une valeur maximale, et on obtient une valeur de la vitesse d'impact critique $V_i=V_c$ (Critical Impact Velocity - CIV). Au-delà de la vitesse d'impact V_c, une rupture instantanée du matériau pourrait être observée.

3.1.2 TRACTION DYNAMIQUE DES EPROUVETTES RONDES

APERÇU BIBLIOGRAPHIQUE

Kàrmàn a démontré que la CIV en traction peut être estimée avec certaines simplifications par une approche analytique. Dans le contexte de cette thèse, on est plus intéressé par une évaluation de la CIV par méthodes numériques ou expérimentales. Parmi les méthodes expérimentales employées se trouve la traction dynamique sur éprouvettes cylindriques. Clark et Wood (1950) ont effectué des essais de traction dynamique qui ont permis une observation de la diminution de ductilité au-delà d'une certaine vitesse critique. Ces essais ainsi que les résultats rapportés auparavant, par exemple Clark et Datwyler (1938) ont inspiré Kàrmàn lors de l'élaboration de sa théorie. Ce sujet a été largement discuté dans la littérature, mais seulement un développement des méthodes numériques a permis un nouveau regard sur le problème. Les travaux de la dernière décade semblent être plus complets; ils tiennent compte de tous les phénomènes essentiels comme le couplage thermomécanique, les effets d'inertie, etc. De notre point de vue, les travaux les plus intéressants sont ceux qui parlent de la striction dans les conditions adiabatiques et des vitesses d'impact proches de la vitesse critique de Kàrmàn.

Wood (1965) a comparé les résultats des expériences dynamiques, plus particulièrement ceux de Clark et Wood (1950), avec des calculs analytiques

fondés sur la théorie de Kàrmàn. Les petites différences entre les deux provenaient, selon l'auteur, du fait que la CIV théorique est basée sur les courbes quasi-statiques. Les résultats expérimentaux d'après Wood pour la Molybdène (0.5% Ti) et l'acier inoxydable 17-7PH sont présentés fig. 3.2a, en y ajoutant un schéma de la localisation de striction en fonction de la vitesse d'impact (fig. 3.2b).

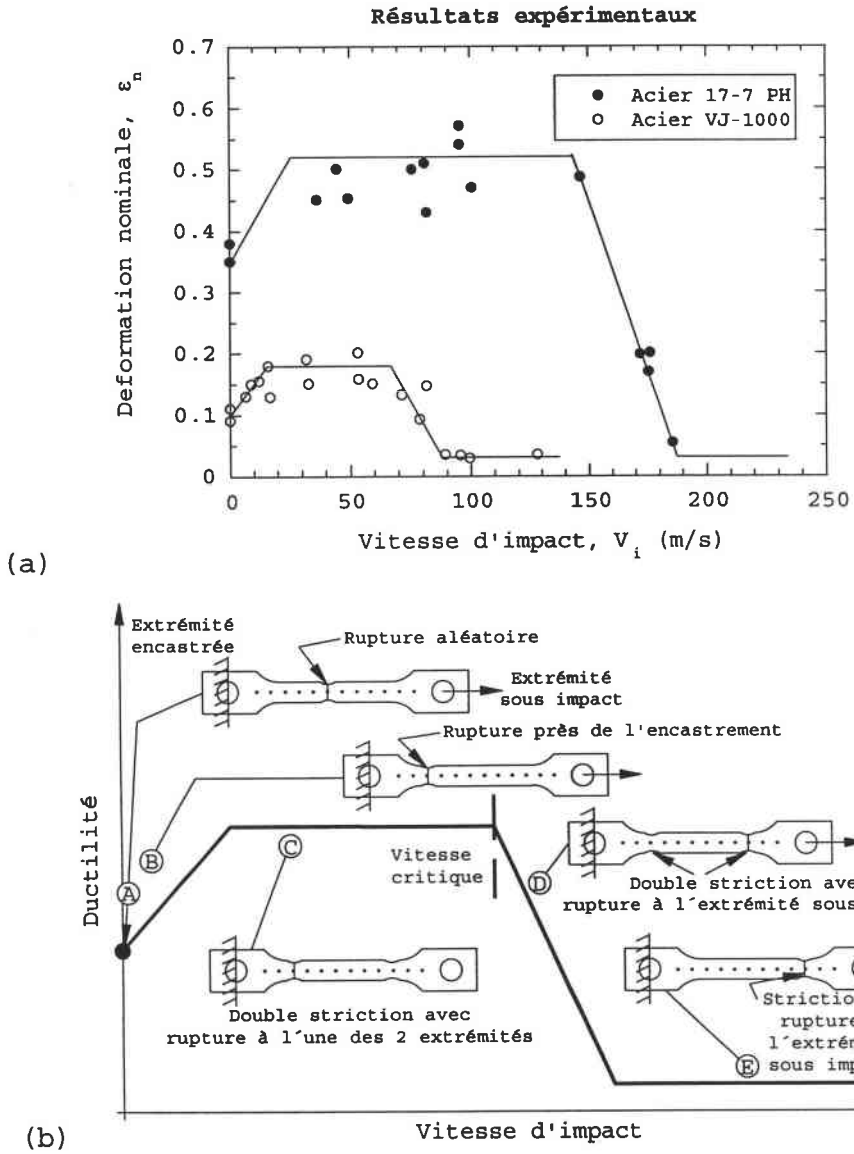


Fig. 3.2 Comportement des éprouvettes rondes lors d'essais de traction, d'après Wood (1965): (a) résultats expérimentaux, (b) schéma de l'apparition de la striction

Klepaczko (1968a) a analysé les conditions d'instabilité pour des essais de traction. Il a démontré que l'adiabaticité du processus accélère l'apparition de l'instabilité et en conséquence de la striction. Ce fait est plus prononcé à basses températures, $0<T<100$ K. La vitesse d'impact critique (CIV) a été également envisagée et décrite comme une sorte d'instabilité sous conditions dynamiques. Les estimations analytiques selon la théorie de von Kàrmàn ont été présentées pour plusieurs matériaux. Dans le cas du cuivre et de l'aluminium, il est apparu que la CIV diminue lorsque la température augmente, fig. 3.3.

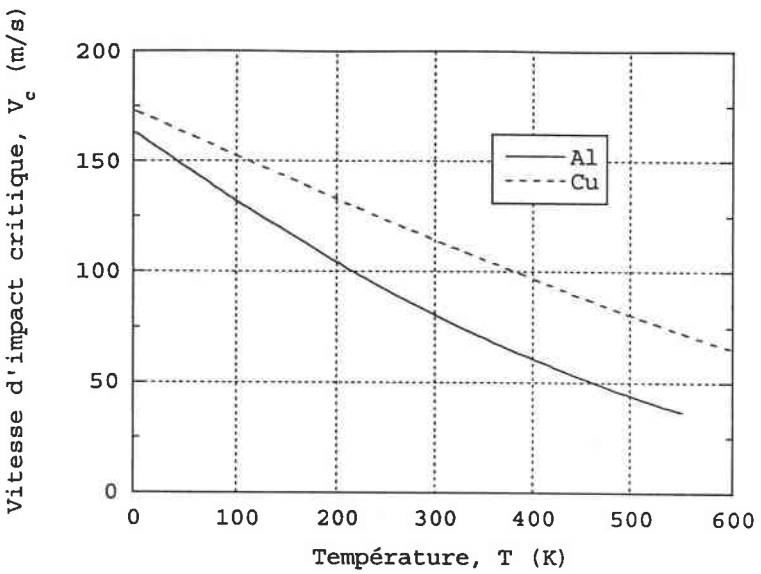


Fig. 3.3 Influence de la température sur la vitesse critique d'impact (CIV), cas de l'aluminium et du cuivre, d'après Klepaczko (1968a)

Le développement des méthodes numériques a suscité un nouvel intérêt dans ce domaine. Ainsi, dans ses premiers travaux, Needlemen (1971) discute un critère d'instabilité lié à une bifurcation de l'état des contraintes de traction uniformes. Il présente son critère comme étant plus adéquate que celui de la force maximale. La loi de comportement utilisée est sensible à la vitesse de déformation, mais sans effet de la température. Kleiber (1984) propose une analyse identique, mais en utilisant la loi de comportement de Gurson (1977).

Norris et al. (1978) a introduit dans ses calculs les effets d'inertie lors de simulations de traction avec des vitesses de 3-6 m/s, ce qui a donné de bonnes comparaisons entre ses simulations et les expériences de Brigman (1964).

Une approche numérique plus avancée a été proposée par Tvergaard et Needleman (1984). Ils ont utilisé la loi de comportement de Gurson (1977) avec un critère de ruine basé sur les dimensions critiques des cavités. L'apparition d'une fissure sous forme d'un zigzag (cup cone) a été obtenue. Ils ont conclu que cette forme de rupture pouvait être en partie due au maillage (éléments triangles), mais cependant c'est un mode de rupture typique observé lors des expériences.

Tugcu et al. (1990) et Tugcu et Neale (1991) ont analysé les effets d'inertie sur un retardement de la striction pour le matériau sensible et insensible à la vitesse de déformation. Tugcu (1991) a effectué une étude paramétrique des différentes imperfections géométriques ainsi que des différents paramètres dans la loi de comportement de type exponentielle, à savoir, le coefficient d'écrouissage « n » et le coefficient de la sensibilité à la vitesse de déformation « m ». Il s'est servi des barres courtes: L/D=2, L et D étant respectivement la longueur et le diamètre de la barre.

Nemes et Eftis (1993) ont modélisé une éprouvette entière (avec les attaches et sans supposer de symétrie par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe de l'éprouvette et passant par son milieu) ce qui semblait plus approprié

dans les simulations des problèmes d'ondes. Ils n'ont pas introduit d'imperfections géométriques ni de défaut du matériau, et le critère appliqué était celui de la valeur critique de la taille des microcavités. La loi de comportement de Perzyna (1963) a été implantée. L'intervalle de vitesses appliquées couvert par les simulations était V_i=10-100 m/s, ce qui correspondait à des vitesses nominales de déformations de 500-5000 s^{-1}; le temps de montée choisi était de t_m=50 µs. La striction a été observée proche d'une extrémité sauf pour des petites vitesses, où la striction a été produite au milieu de l'éprouvette. Le couplage thermique n'a pas été considéré, mais son rôle comme facteur important adoucissant le matériau a été souligné.

Knoche et Needlemen (1993) ont observé un déplacement de la striction du milieu de l'éprouvette vers l'extrémité chargée malgré un défaut géométrique au milieu. Ce phénomène n'a pas été cependant discuté du point de vue de la vitesse critique et cette valeur critique n'a pas été recherchée. Les simulations ont été effectuées pour des vitesses d'impact V_i=10-60 m/s avec le temps de montée t_m=10 µs. L'augmentation maximale de la température due à l'échauffement adiabatique était ΔT=544 K. Les auteurs ont souligné le rôle majeur de la triaxialité des contraintes.

L'influence de la température a été prise en considération par Tugcu et Neale (1994). Ils ont démontré un effet déstabilisant de l'échauffement adiabatique pendant la striction. Tugcu (1994) a ajouté à ses modèles précédents la possibilité pour le processus d'être non adiabatique, dans ce cas il a permis la migration de la chaleur à l'extérieur de la striction. Il a démontré que, pour les vitesses nominales de déformation inférieures à 2 s^{-1}, une telle approche était justifiée.

Une série de simulations pour des vitesses d'impact V_i=0.5-20.0 m/s a été effectuée par Glema et al. (1998). Les auteurs ont plus spécialement porté leur intérêt sur différentes conditions de chargement aux bords. Le modèle est chargé symétriquement ou nonsymétriquement. La striction est apparue dans des endroits différents malgré un défaut géométrique toujours au milieu de l'éprouvette. Ceci est le résultat de l'interaction des ondes plastiques. L'augmentation de température obtenue a confirmé l'adiabaticité du processus. L'approche présentée permet une estimation de la vitesse d'impact critique, mais son calcul n'a pas été envisagé.

Un dernier groupe d'articles discutés dans ce chapitre présente des résultats obtenus par Hu en collaboration avec d'autres chercheurs. On revient au problème de la vitesse d'impact critique de Kàrmàn. Dans Hu et al. (1994), une autre vitesse critique est définie: vitesse au-delà laquelle il faut tenir compte des effets d'inertie. Pour les vitesses dépassant cette valeur critique, les déformations nominales à la rupture sont toujours plus élevées que pour les vitesses quasi statiques (sans effets dynamiques). Une étude paramétrique sur les coefficients « n » et « m » de la loi de comportement est ensuite présentée: l'augmentation de « m » et la diminution de « n » rend le matériau plus sensible aux effets dynamiques.

La vitesse d'impact critique (CIV) de Kàrmàn est signalée dans Hu (1995). L'auteur revient aux résultats de Wood (1965), qui sont recalculés par les

simulations numériques. On trouve les mêmes études, mais plus complètes, dans Hu et Daehn (1996). Ils ont démontré une forte influence des paramètres « n » et « m » de la loi de comportement sur la valeur de la CIV; les résultats sont présentés fig. 3.4. Au moyen d'un modèle simple de Kàrmàn, insensible à la vitesse de déformation, les vitesses d'impact critiques (CIV) ont été calculées pour certains métaux industriels (tableau 3.1). Ces valeurs sont similaires aux valeurs obtenues par expériences; les petites différences dans la comparaison résultent des simplifications dans les modèles analytiques.

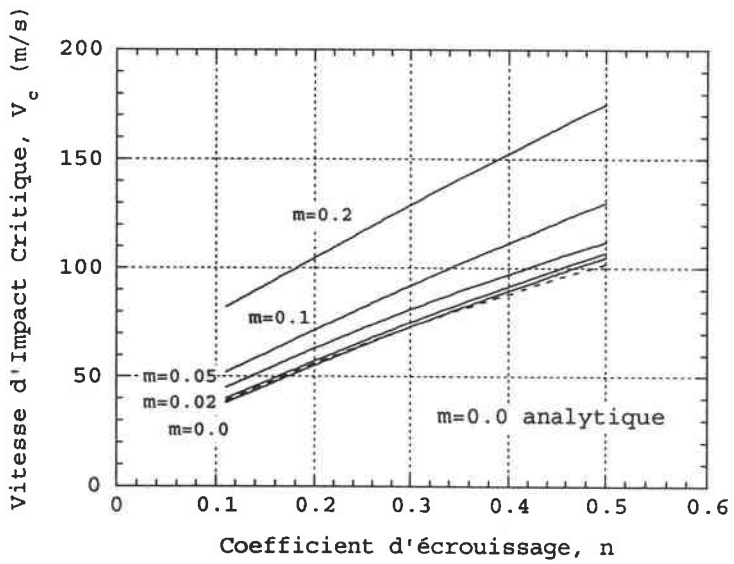


Fig. 3.4 Influence des coefficients « n » et « m » sur la CIV, après Hu et Daehm (1996)

Les résultats obtenus par Hu et Daehn (1996) indiquent que la CIV peut être considérée comme une valeur caractéristique du matériau, ce que montre sa dépendance par rapport aux paramètres « m » et « n » de la loi de comportement. Un accord entre les estimations analytiques et les résultats expérimentaux obtenus par traction dynamique (simulations numériques et expérience) confirme l'utilité de ce type d'essais pour l'évaluation de la CIV.

Tableau 3.1
Valeurs de la CIV pour les matériaux choisis, d'après Hu et Daehm (1996)

Matériau	CIV [m/s]
Pb	21.0
Cu	79.1
Fe	89.0
Mg	59.7
Ni	115.1
Acier AK	52.8
Acier IF	74.5
Acier inoxydable 301	175.0
Ti	74.0

En conclusion, les modèles numériques présentés dans la littérature récente répondent efficacement au problème de la traction dynamique, mais le problème n'étant pas épuisé, quelques nouvelles observations sont présentées dans la suite de ce chapitre. Les résultats numériques de nos simulations vont démontrer un rôle essentiel des conditions aux limites de l'expérience (la fixation de l'éprouvette). Celles-ci influencent considérablement l'estimation de la CIV. La question se pose également de savoir si la CIV peut être estimée au moyen d'une autre technique expérimentale, par exemple par un essai de double cisaillement. Ce problème est étudié au chapitre 4.

MODELISATION PAR ELEMENTS FINIS

Les simulations numériques concernent les éprouvettes cylindriques de diamètre constant D=5.0 mm et de la longueur L variable, définie par le paramètre L/D. Les valeurs de L/D suivantes sont utilisées: 2, 5, 10 et infini. Le but de ce travail est d'étudier les effets de la géométrie de l'éprouvette sur l'estimation de la vitesse d'impact critique (CIV) et d'observer le mécanisme de striction pour différentes vitesses d'impact. Les simulations ont été effectuées avec le logiciel ABAQUS/Explicit qui permet une intégration explicite des équations nécessaire pour les problèmes dynamiques envisagés. Les vitesses d'impact appliquées varient de V_i=1 m/s à V_i=250 m/s. La symétrie de révolution de l'éprouvette, des conditions aux limites et du chargement ont permis de choisir un modèle axisymétrique (éléments de type CAXA4R) ce qui a considérablement réduit la taille du problème. L'éprouvette est serrée d'un côté (section B)(voir plus loin les conditions aux limites), tandis que le deuxième côté est chargé par l'impact. L'impact modélisé par une vitesse imposée V_i à chaque nœud (section A). Un schéma est présenté fig. 3.5. L'éprouvette a donc une section constante pour les deux extrémités A et B, fixe pour toute l'analyse.

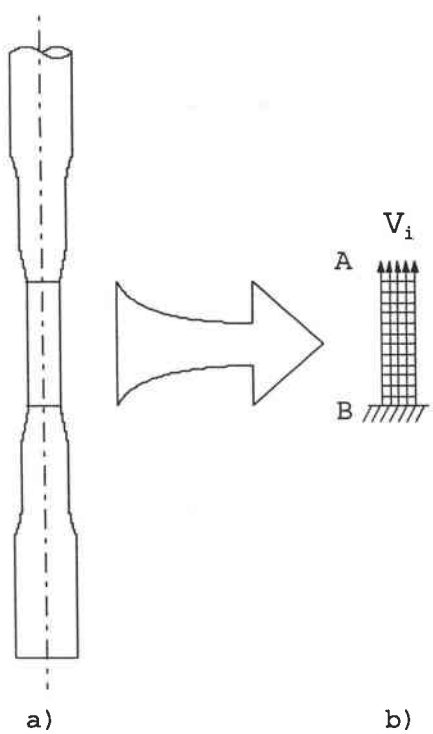


Fig. 3.5 Eprouvette ronde pour les essais de traction: (a) forme générale, (b) modélisation par éléments finis

Afin de modéliser réellement l'impact direct, les conditions suivantes concernant la vitesse V_i à y=0 (section B) sont proposées. La vitesse d'impact à y=0 augmente de zéro jusqu'à la valeur finale durant un court intervalle de temps. Ce temps de montée t_m est choisi selon la fonction de la distribution cumulative de Gauss. La représentation schématique du temps de montée est montrée sur la fig. 3.6. La valeur de t_m est fonction de la vitesse d'impact V_i. La raison principale de ce choix vient de la forme de la fonction qui donne l'accélération et la décélération consistant avec l'intuition physique. La forme mathématique de la fonction du temps de montée est donnée par

$$F(x)=\int_{x_{min}}^{x}\frac{1}{\sqrt{2\pi\beta^2}}\exp\left(-\frac{(X-\alpha)^2}{2\beta^2}\right)dX \qquad (3.12)$$

Les valeurs suivantes du temps de montée ont été choisies: $t_m=10^{-2}$s pour $V_i<1$ m/s, $t_m=10^{-6}$ s pour $1<V_i\leq 20$ m/s et $t_m=10^{-7}$ s pour $V_i\geq 20$ m/s. Les valeurs des paramètres « α » et « β » dans l'éq. (3.12) sont respectivement $\alpha=0.5$ et $\beta=0.125$.

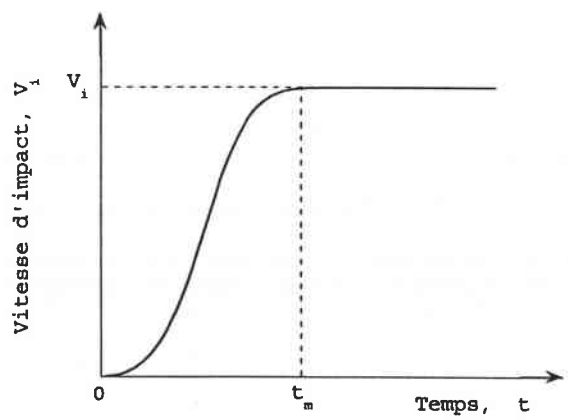


Fig. 3.6 Représentation schématique du temps de montée t_m

Le serrage de la barre a été modélisé de deux manières: dans la première version on a produit un encastrement (tous les degrés de liberté bloqués aux nœuds dans la section B); dans la deuxième version la barre était supportée par une surface de rigidité E/5 (éléments de type ressort) où E est le module de Young de l'éprouvette. Cette deuxième approche semble mieux modéliser le comportement réel du serrage. En effet, lors des essais, un léger glissement de l'éprouvette est généralement observé. La valeur E/5 a été retenue pour toutes les simulations, bien que pour les éprouvettes courtes (L/D=2) et pour des vitesses d'impact élevées, les allongements des ressorts deviennent importants par rapport à la longueur de l'éprouvette (quelques %). La fig. 3.7 présente des exemples de maillages utilisés.

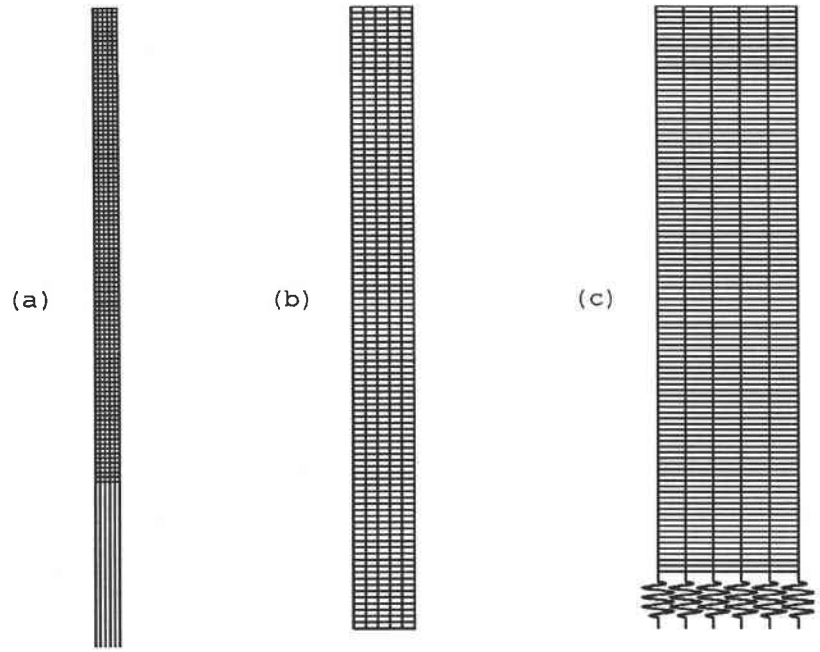


Fig. 3.7 Exemples des maillages des éprouvettes rondes: (a) L/D=infini, (b) L/D=5, support rigide, (c) L/D=2, support élastique

La loi de comportement donnée par l'éq. (2.41) (voir chapitre 2) est implantée avec les constantes pour l'acier VAR4340 présentées dans le tableau 2.4. Pour toutes les simulations, la loi de comportement comprend le coefficient « n » dépendant de la température qui est donné par l'éq. (2.43). Les éléments se rompent pour à une valeur critique de la déformation plastique ε_p^{cr}. La valeur ε_p^{cr} a été choisie de manière à refléter les résultats donnés dans la littérature, par exemple Tugcu (1991). Le tableau 3.2 présente une comparaison des valeurs de déformation nominale à rupture ε_n^{cr} correspondant à différentes sections dans la zone de striction (exemple: géométrie L/D=infini). Finalement, une valeur constante de ε_p^{cr}=1.0 a été adoptée pour toutes les simulations. Il faut noter que c'est une valeur arbitraire permettant un libre développement de la striction donnée par $\sqrt{A/A_o}$~0.6 (où A_o est la section initiale et A est la section courante) et pas forcément reflétant le comportement réel de l'acier VAR4340, ~50 HRC, qui présente une plastification très réduite. Ce choix peut être justifié par le fait que l'on s'intéresse aux effets de la triaxialité des contraintes dans la striction, qu'il est impossible de faire apparaître dans des aciers fragiles où l'on arrive à la rupture avant que la striction ne se forme.

L'estimation de la CIV pour la traction, donnée par l'approche analytique, semble correcte malgré certaines simplifications. Par contre, il n'est pas tellement évident de définir la CIV à partir des résultats expérimentaux où d'une simulation numérique de l'expérience. Bien que la CIV soit uniquement fonction des paramètres du matériau, on est obligé de prendre en compte le comportement global de l'éprouvette. Pour les simulations de traction, on a supposé que la CIV correspond à une vitesse d'impact pour laquelle on observe une transition d'un mécanisme de striction plus proche à la section encastrée (B) à un mécanisme de striction plus proche à la section chargée

(A), ce qui correspond à une diminution des déformations nominales critiques ε_n^{cr}. Un tel comportement a été enregistré pour toutes les configurations. La seule anomalie concerne les éprouvettes longues (L/D=10) encastrées pour les vitesses d'impact V_i~10-50 m/s, pour lesquelles la striction se produit en alternance sur les deux extrémités de l'éprouvette. Ce phénomène pourrait s'expliquer par une forte interaction des ondes qui sont dominantes dans les éprouvettes longues, contrairement aux éprouvettes courtes, où les résultats finaux dépendent plus des conditions aux limites.

Tableau 3.2

Valeurs de la déformation nominale critique à la rupture pour différents $\sqrt{A/A_o}$

$\sqrt{A/A_o}$	ε_n^{cr}			
	V_i=10 m/s	V_i=60 m/s	V_i=100 m/s	V_i=150 m/s
~0.677	0.114	0.196	0.261	0.112
~0.591	0.122	0.204	0.273	0.125
~0.543	0.126	0.210	0.279	0.132
Striction	A l'intérieur	A l'intérieur	Section A	Section A

DISCUSSION DES RESULTATS

Pour les vitesses d'impact les moins élevées, la règle est une striction près de l'extrémité serrée (comparez les observations de Wood, fig. 3.2). Pour les vitesses proche de la CIV, une deuxième striction apparaît de l'autre côté de l'éprouvette, les deux strictions existent alors en même temps. Finalement, l'autre striction (près de l'extrémité chargée) devient prépondérante ce qui signifie que l'on approche de la vitesse d'impact critique (CIV), fig. 3.8. Pour les vitesses dépassant la CIV, une seule striction a été observée très proche de l'extrémité chargée (A), ce qui confirme l'hypothèse du piégeage des ondes plastiques dans la zone d'application de la charge.

La position de la striction en fonction de la vitesse V_i pour différentes valeurs du paramètre L/D est illustrée sur les fig. 3.9a-c. Un point caractéristique est une transition d'un mécanisme de la striction à l'autre (proche de B → proche de A). C'est le moment de l'approche de la CIV. Il faut remarquer que pour les éprouvettes avec le serrage modélisé par les ressorts, la striction apparaît toujours plus proche d'une des extrémités que dans le cas d'encastrement. Les mêmes observations peuvent être faites avec les résultats montrés fig. 3.10 - la même vitesse d'impact caractérise le début d'une chute brutale des déformations nominales à la ruine ε_n^{cr}.

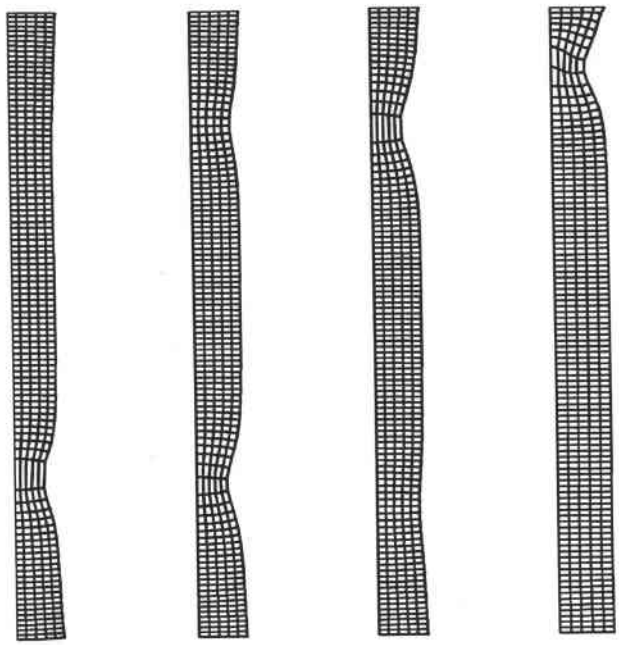
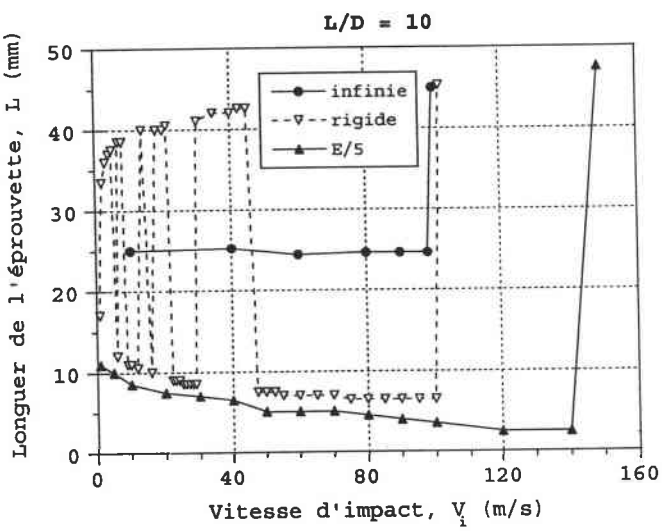
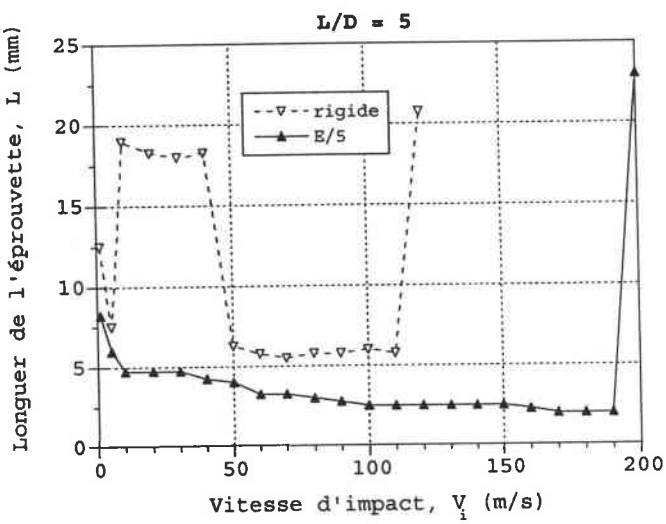


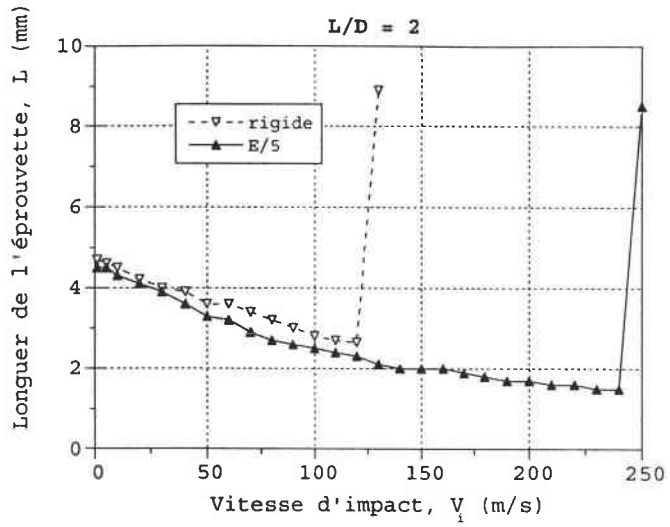
Fig. 3.8 Différents type de striction observés lors de l'impact: (a) V_i=10 m/s, (b) V_i=60 m/s, (c) V_i=120 m/s, (d) V_i=160 m/s



(a)



(b)



(c)

Fig. 3.9 Position de la striction en fonction de la vitesse d'impact V_i: (a) L/D=10, (b) L/D=5, (c) L/D=2

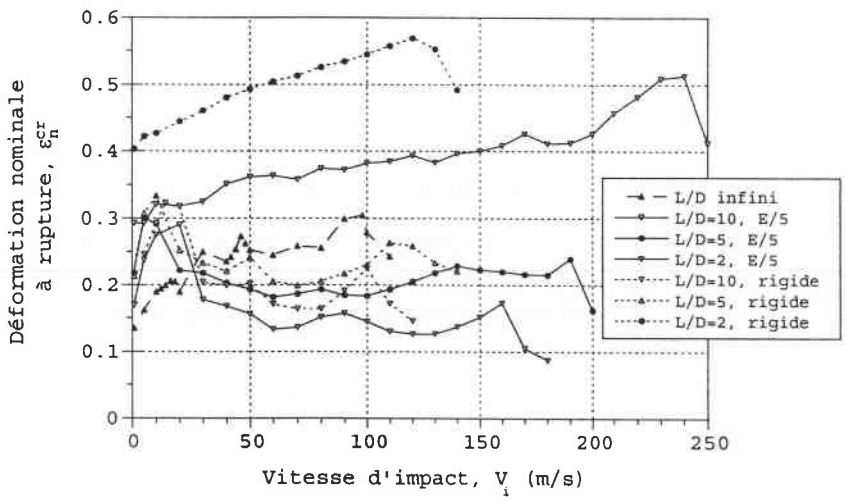


Fig. 3.10 Déformation nominale critique en fonction de la vitesse d'impact V_i pour différents types d'éprouvettes

La présence des deux strictions en même temps et la spécificité de leur formation en fonction de V_i est bien visible sur les coupes longitudinales de l'éprouvette, fig. 3.11. Pour la vitesse V_i=20 m/s, il existe pratiquement une seule striction proche de l'extrémité encastrée, bien que les traces de la deuxième puissent être également remarquées. Pour les vitesses qui approchent la CIV, on voit clairement une « compétition » entre les deux mécanismes: les deux strictions se développent parallèlement avec des déformations locales atteignant ε_p=0.6 et des températures locales de l'ordre de 600K, puis une localisation apparaît suivie par une rupture d'un côté. Pour la vitesse de V_i=180 m/s (au-delà de la vitesse d'impact critique), on ne trouve qu'une seule striction près de l'extrémité chargée.

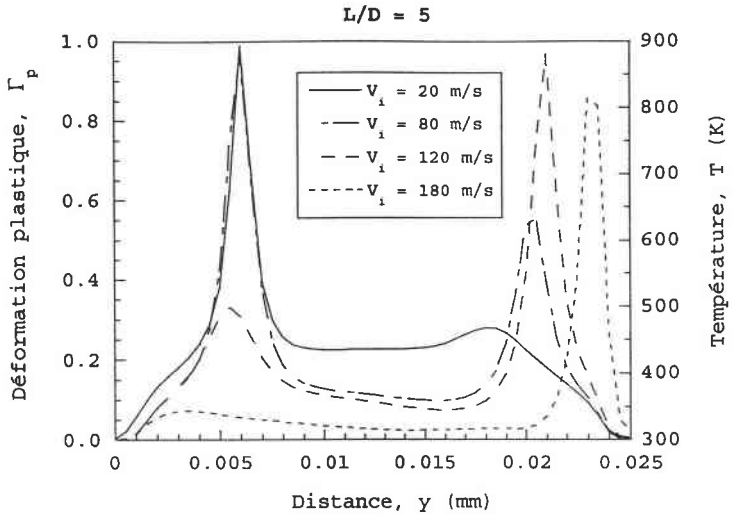


Fig. 3.11 Coupes longitudinales de l'éprouvette - distribution de la température et de la déformation plastique au moment de la rupture

L'estimation de la vitesse d'impact critique (CIV) pour la traction a été effectuée pour une large gamme des vitesses, de 1 m/s jusqu'à même 250 m/s, avec les incréments de 5-10 m/s. Les résultats obtenus pour les différentes configurations de l'éprouvette sont présentés sur la fig. 3.12. Pour l'encastrement, on observe un petit effet de la géométrie (L/D) sur l'estimation de la CIV: dans le cas de l'éprouvette infinie CIV=98 m/s, cette valeur augmente jusqu'à 125 m/s pour une éprouvette courte (L/D=2). D'autre part, il semble difficile, même impossible, d'interpréter comme fiables les valeurs de la CIV obtenues avec les éprouvettes supportées par les ressorts. L'augmentation de la CIV par rapport aux résultats obtenus avec l'encastrement est de 70-90%. On peut conclure, d'après ces résultats, les solutions analytiques, ainsi que les résultats expérimentaux de Clark et Wood (1950), que l'estimation avec le modèle parfaitement encastré semble plus cohérent.

La courbe présentée fig. 3.12 approche asymptotiquement la valeur de la CIV~100 m/s à partir des géométries L/D=10, on peut donc constater que de telles éprouvettes longues avec un serrage bien fort peuvent fournir de bonnes estimations de la CIV.

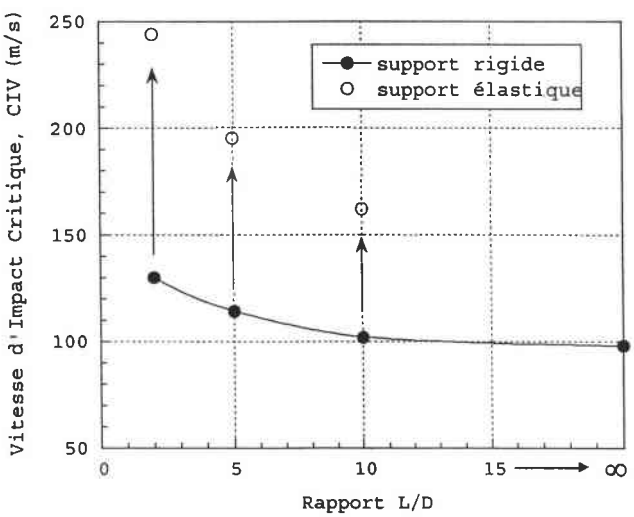


Fig. 3.12 Vitesse d'impact critique CIV en fonction de la géométrie de l'éprouvette et des conditions aux limites

Un comportement schématique de l'éprouvette est présenté fig. 3.13 en fonction de la déformation nominale critique $\varepsilon_n^{cr}(V_i)$. On peut distinguer trois zones avec des caractéristiques différentes:

I. La striction se développe proche du milieu (où au milieu) de l'éprouvette comme cela est observé pour les essais quasi-statiques; la valeur de ε_n^{cr} est relativement constante,

II. Au-delà de la vitesse V_i~20 m/s, on note une augmentation des déformations ε_n^{cr}, ce qui est dû à l'effet positif de la vitesse de déformation, mais aussi vient de la « compétition » entre deux strictions - ce phénomène est lié à la transition d'un mécanisme de rupture à l'autre,

III. La vitesse d'impact critique (CIV) atteinte, une diminution considérable des déformations ε_n^{cr} a lieu; cela provient du fait que seulement une petite partie (proche de l'extrémité A) participe au processus de plastification et la durée de l'essai jusqu'à rupture devient très court.

On peut deviner que la même allure est observée pour les variations de l'énergie plastique totale dissipée jusqu'à l'apparition de la striction. Le schéma présenté sur la fig. 3.13 est valable aussi bien pour les déformations critiques ε_n^{cr} que pour l'énergie. Cette observation de la chute importante de l'énergie plastique dissipée au-delà de la CIV nous permet d'en déduire des conséquences pour les essais à très hautes vitesses d'impact, c'est-à-dire pour les processus de perforation.

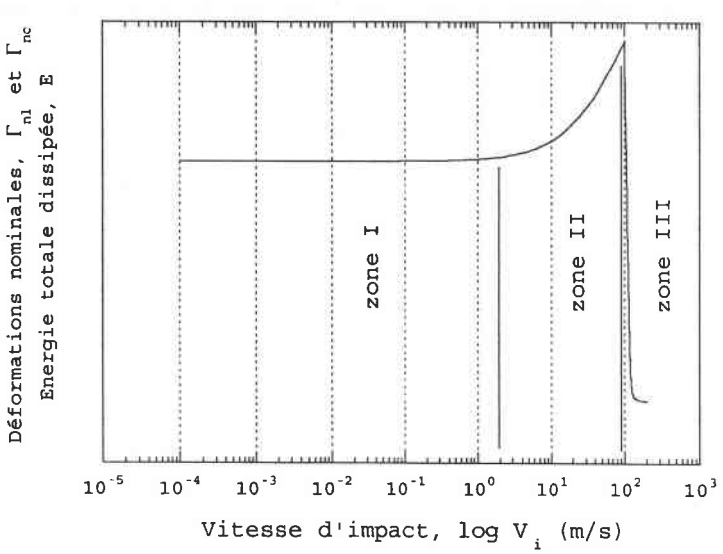


Fig. 3.13 Comportement schématique de l'éprouvette en fonction de la vitesse d'impact V_i

Les changements dans le comportement global de l'éprouvette sont présentés sur la fig. 3.14 sous forme de courbes $\sigma_n(\varepsilon_n)$ en fonction de la vitesse d'impact V_i (la réaction est calculée sur la côté d'impact A). On observe d'abord un comportement typiquement quasi-statique (voir la courbe pour V_i=1 m/s), ensuite on passe par les effets d'inertie (un pic sur la courbe) et de vitesse de déformation (la retardation de la rupture caractérisée par

l'augmentation des déformations nominales critiques - ε_n^{cr}~0.15 → ε_n^{cr}~0.20), ce qui est représenté par la courbe pour V_i=40 m/s. Enfin, on arrive à une rupture presque instantanée pour les vitesses supérieures à la CIV, accompagnée par une chute brutale des déformations ε_n^{cr}.

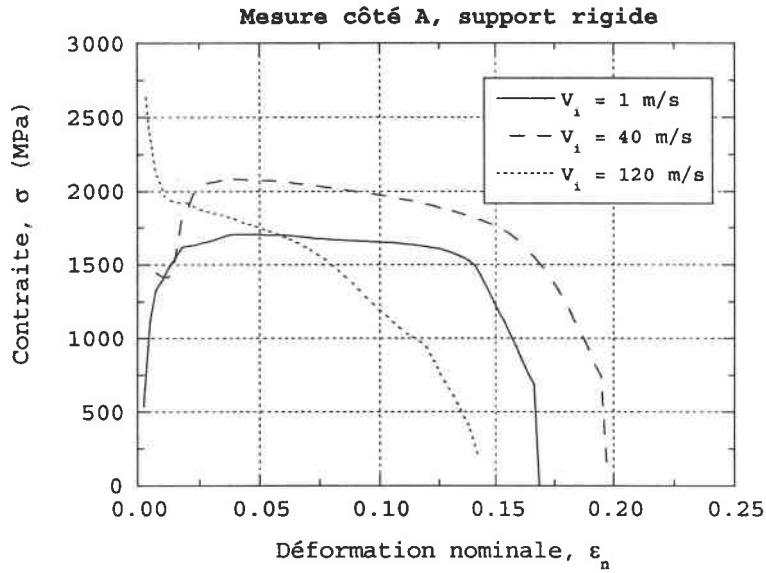


Fig. 3.14 Changement du comportement global de l'éprouvette en fonction de la vitesse d'impact V_i - courbes $\sigma(\varepsilon)$

On a également comparé les réactions (recalculées en contraintes) mesurées sur les deux extrémités A et B de la barre. Les figures 3.15a-f présentent cette comparaison pour quelques vitesses d'impact choisies, notamment, V_i=1, 40 et 120 m/s, pour la géométrie L/D=10 et pour les deux types de serrage (encastrement et support élastique). Une conclusion importante est que le type de serrage n'influence pratiquement pas la forme des courbes $\sigma_n(\varepsilon_n)$, surtout pas le niveau des contraintes, ce qui est essentiel et important du point de vue de la technique expérimentale. Cependant, on observe les différences entre les courbes obtenues à partir des deux extrémités différentes. Par exemple, il existe un pic d'inertie pour la courbe mesurée à la surface d'impact (A) pour les vitesses de l'ordre de V_i=20-60 m/s. Lorsqu'on se rapproche de la vitesse d'impact critique, les courbes $\sigma_n(\varepsilon_n)$ mesurées sur les deux extrémités ne sont plus comparables.

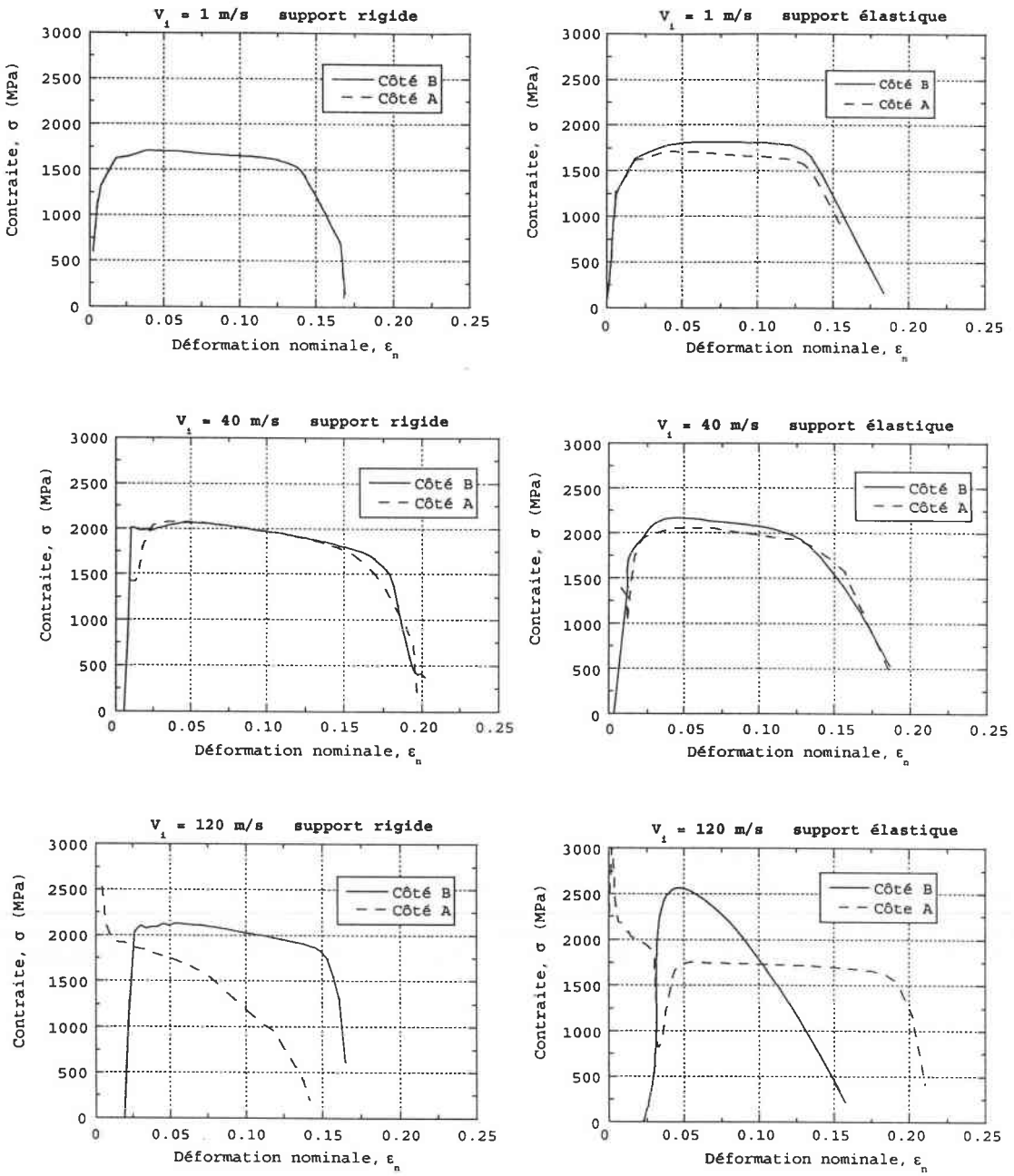


Fig. 3.15 Comparaison des courbes σ(ε) calculées à partir des réactions sur les deux côtés A et B de l'éprouvette; vitesses d'impact V_i=1, 40 et 120 m/s

Enfin, essayons d'évaluer les effets de la triaxialité des contraintes qui se développe lors de la formation de la striction. Les fig. 3.16a-c présentent les champs des contraintes axiales σ_{11}, radiales σ_{22} et de cisaillement τ au moment de la rupture. Les contraintes élevées de cisaillement τ proche de la striction (voir fig. 3.16c) peuvent provoquer la formation d'un cône (cup-cone) qui est souvent observé dans l'expérience et a été modélisé numériquement par Tvergaard et Needleman (1984). Le maillage proposé (les éléments rectangulaires assez grands) ne permet pas d'observer une telle forme de striction, car il ne provoque pas une anisotropie dans les directions inclinées par rapport à l'axe de la barre. La rupture a une forme de fissure qui se propage par l'élimination des éléments dans la plus petite section de la zone de striction (perpendiculaire à l'axe longitudinal de l'éprouvette).

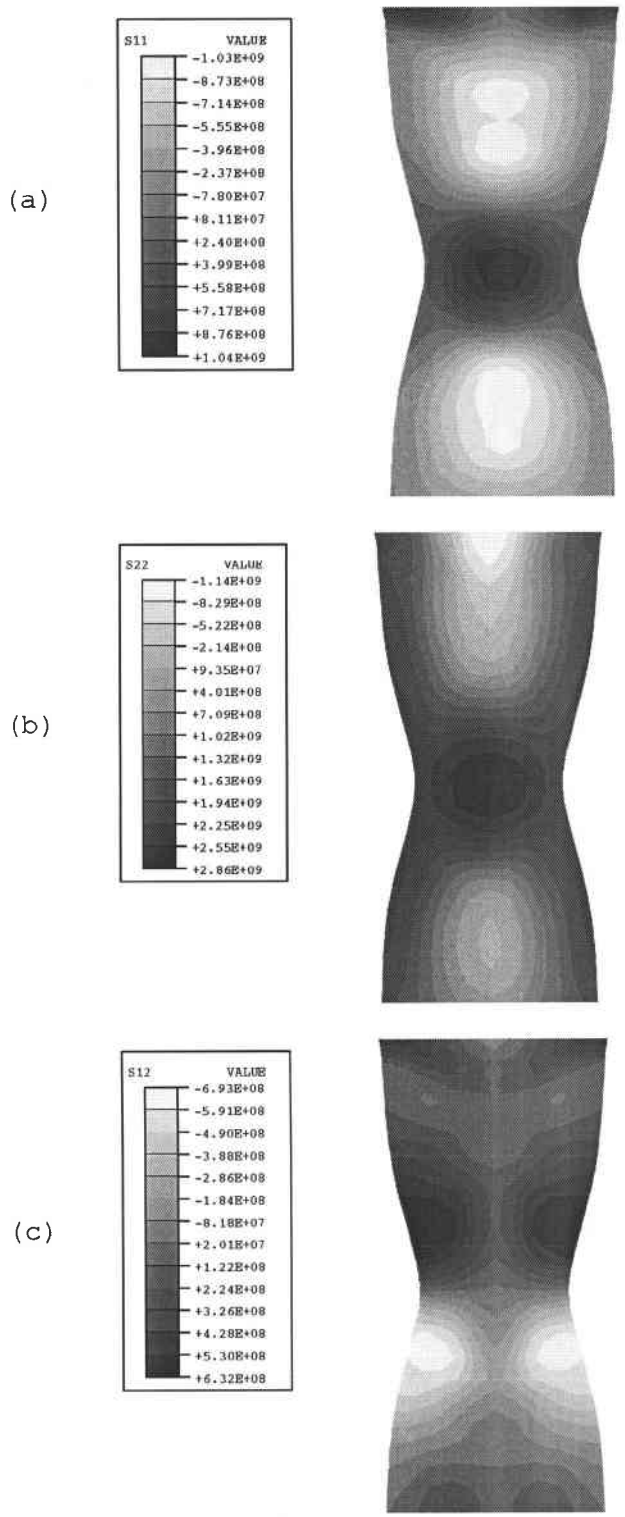


Fig. 3.16 Champs des contraintes dans la striction au moment de la rupture: (a) contraintes longitudinales, (b) contraintes radiales, (c) contraintes de cisaillement

La figure 3.17 compare les valeurs des contraintes dans les endroits les plus sollicités dans la striction. Au cours de la première phase de la traction, ce sont les contraintes axiales σ_{11} qui dominent, lorsqu'on arrive à l'instabilité où la striction commence à se produire, on observe l'augmentation des contraintes radiales qui vont jusqu'à ~1150 MPa, et des contraintes de cisaillement τ qui atteignent ~720 MPa, ce qui constitue respectivement 39 et 41% des contraintes axiales. Au-delà de la CIV, où la

striction se forme proche de l'extrémité de l'éprouvette, le champ des contraintes est perturbé par les effets de bord, les relations entre les contraintes indiquent un état de triaxialité des contraintes encore plus prononcé. Le problème de la traction dynamique devrait être toujours considéré comme un état de contraintes complexe.

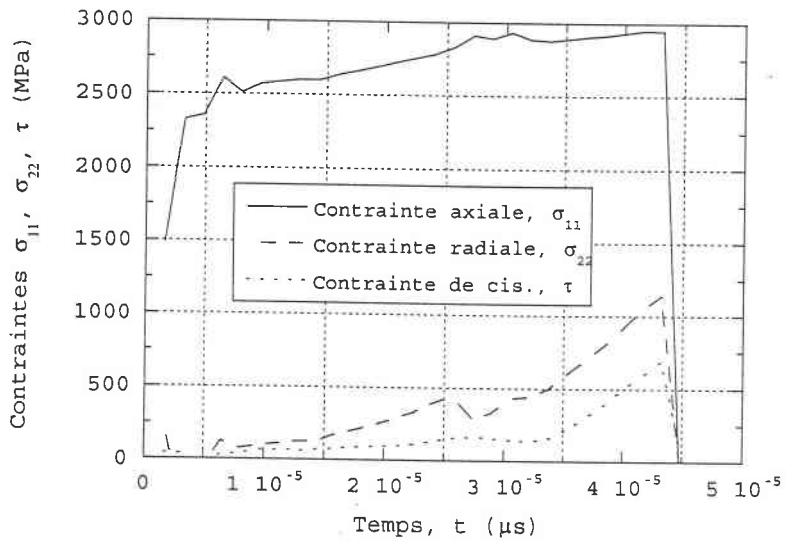


Fig. 3.17 Evolution dans le temps des contraintes dans les endroits les plus sollicités de la striction

Il faut également remarquer un inconvénient qui apparaît lors de la modélisation de la traction pour les vitesses supérieures à la CIV. La striction est toujours formée très proche du bord où l'on définit l'impact (dans notre cas ce sont les vitesses imposées aux nœuds). C'est évident que les conditions aux limites introduisent certaines perturbations dans l'état des contraintes à l'endroit de la striction, mais il n'est pas facile d'évaluer leur rôle dans un résultat final. Afin d'éviter une telle situation, une solution peut être de modéliser l'éprouvette avec les attaches. Ainsi, on fait apparaître une striction à une certaine distance des conditions aux limites. Cette solution peut cependant rendre plus difficile une estimation de la vitesse critique d'impact, Oleszkiewicz et Klósak (1998).

Tableau 3.3
Observations du comportement des éprouvettes en traction dynamique lors des simulations par éléments finis

L/D	Support	CIV [m/s]	ε_n^{cr}	Observations sur la striction
2	Rigide	130	0.307	Deux strictions observées; la géométrie L/D=2 peut être considérée comme limite pour faire apparaître deux strictions à la fois
	E/5	244	0.758	Deux strictions observées dans un petit domaine de vitesses d'impact; un long allongement des ressorts du support par rapport à la longueur de l'éprouvette
5	Rigide	114	0.265	Une deuxième striction à V_i~105 m/s, traces d'une deuxième striction observés jusqu'à V_i~130 m/s; pour V_i=10-50 m/s, la striction apparaît à un endroit arbitraire
	E/5	195	0.322	Deux strictions visibles à partir de V_i~105 m/s; valeurs variables (augmentant et diminuant) de ε_n^{cr} pour les vitesses jusqu'à 90 m/s
10	Rigide	102	0.230	Deux strictions observées dans un petit domaine de vitesses d'impact V_i~95-110 m/s; pour V_i=10-50 m/s la localisation de la striction alterne sa position par rapport au centre
	E/5	162	0.176	Deuxième striction observée à partir de V_i~130 m/s
∞	-	98	0.304	Striction au milieu de l'éprouvette (milieu de la partie modélisée avec les éléments standards) grâce à une imperfection géométrique (l'exception dans les simulations). Pas d'observations de deux strictions lors d'impact par la CIV

3.1.3 MODELISATION ANALYTIQUE DE LA VITESSE D'IMPACT CRITIQUE (CIV) EN CISAILLEMENT

Le phénomène de la CIV en cisaillement, suggéré par Litonski en 1975, a été introduit ultérieurement dans la modélisation de la fragmentation par Erlich et al. (1980). Des formules analytiques simples pour la CIV en cisaillement ont été présentées par Klepaczko (1994a). Elles confirment les résultats expérimentaux qui prédisent, pour certains aciers, une estimation de la CIV de l'ordre de 100 m/s. Une étude numérique de la propagation des ondes de cisaillement unidimensionnelle dans un milieu semi-infini a été faite par Wu

et Freund (1984). La surface du milieu semi-infini était soumise à une vitesse tangentielle, dépendante du temps, mais uniforme sur la surface. La loi de comportement du matériau prenait en compte l'écrouissage, l'adoucissement thermique et la vitesse de déformation. Il a été trouvé par une analyse simplifiée de propagation des ondes et par des calculs numériques qu'une bande de cisaillement intense peut se développer près de la surface. Les profils de déformation et de vitesse près de la surface ont été trouvés pour des sensibilités à la vitesse de déformation différentes (linéaire et logarithmique). Il a été conclu que la bande de cisaillement intense peut se produire sans avoir besoin d'introduire une imperfection.

Pour analyser la CIV en cisaillement, la condition de stabilité $(d\tau/d\Gamma)=0$ peut être utilisée. Cette condition peut être satisfaite exclusivement quand l'échauffement conduit à un adoucissement thermique. Ainsi avec une courbe contrainte-déformation adiabatique $\tau_A=f_A(\Gamma)$ supposée, une telle condition conduit à un module tangent nul $(d\tau/d\Gamma)_A=0$, et une vitesse de propagation des déformations plastiques nulle. Cette notion permet une analyse simple de la CIV en cisaillement.

Dans un premier temps, la condition d'instabilité adiabatique en cisaillement sera discutée. Supposant l'existence d'une courbe isotherme et adiabatique, les relations sont de la forme $\tau=f(\Gamma)$ et $\tau_A=f_A(\Gamma)$, la condition de stabilité durant le cisaillement adiabatique conduit à la formule

$$\left(\frac{d\tau}{d\Gamma}\right)_A=0 \tag{3.13}$$

De nombreux auteurs ont utilisé ce critère, par exemple Recht (1964), pour trouver la déformation d'instabilité Γ_c.

Ici, une discussion plus générale du critère précédent est envisagée, d'après Klepaczko (1994a), pour une loi de comportement de forme multiplicative

$$\tau=f_1(T)f_2(\Gamma)f_3(\dot{\Gamma}) \tag{3.14}$$

où T, Γ et $\dot{\Gamma}$ sont la température absolue, la déformation et la vitesse de déformation. Dans cette analyse, l'histoire des vitesses est négligée.

Le critère de stabilité sera dérivé des équations (3.13) et (3.14). Après différentiation de (3.14) et son introduction dans (3.13), la relation suivante est obtenue

$$\left(\frac{\partial\tau}{\partial\Gamma}\right)_{T,\dot{\Gamma}}+\left(\frac{\partial\tau}{\partial T}\right)_{\Gamma,\dot{\Gamma}}\frac{dT}{d\Gamma}+\left(\frac{\partial\tau}{\partial\dot{\Gamma}}\right)_{T,\Gamma}\frac{d\dot{\Gamma}}{d\Gamma}=0 \tag{3.15}$$

La condition (3.15) peut être satisfaite seulement dans des processus de déformation plastique très spécifique, l'un d'eux est la déformation adiabatique à vitesse de déformation constante. Ainsi, la condition se réduit à

$$\left(\frac{\partial\tau}{\partial\Gamma}\right)_{T,\dot\Gamma}+\left(\frac{\partial\tau}{\partial T}\right)\left(\frac{dT}{d\Gamma}\right)_{ADIABATIC}=0\,,\qquad \dot\Gamma=C^{ste} \tag{3.16}$$

La combinaison de la relation (3.14) et du principe de conservation d'énergie donne

$$\left(\frac{dT}{d\Gamma}\right)_A=\frac{[1-\xi(T,\Gamma)]f_1(T)f_2(\Gamma)f_3(\dot\Gamma)}{\rho(T)C_v(T)} \tag{3.17}$$

où $\xi(T,\Gamma)$ est un coefficient tenant compte de l'énergie stockée dans le matériau, $\rho(T)$ est la densité volumique et $C_v(T)$ la chaleur spécifique à volume constant (comparer également l'éq. (2.44)). En général, les deux paramètres physiques ρ et C_v sont fonction de la température absolue T. Si les formes explicites des dérivés partielles obtenues de (3.14) et (3.15) sont introduites dans (3.16), l'éq. (3.16) se transforme en

$$\left(\frac{\partial f_2}{\partial\Gamma}\right)+f_2^2(\Gamma_c)f_3\dot\Gamma\left(\frac{\partial f_1}{\partial T}\right)\frac{1-\xi}{\rho C_v}=0 \tag{3.18}$$

Puisque seul $f_2(\Gamma_c)$ dépend de la déformation critique, la forme explicite de $f_2(\Gamma_c)$ est

$$f_2(\Gamma_c)=\left[-\frac{(\partial f_2/\partial\Gamma)}{(\partial f_1/\partial T}\frac{\rho C_v}{f_3(\dot\Gamma)\,(1-\xi)}\right]^{1/2} \tag{3.19}$$

L'expression $[\bullet]^{1/2}$ a une partie réelle et une partie imaginaire. Formellement la valeur de Γ_c est obtenue par l'inversion de l'éq. (3.19)

$$\Gamma_c = f_2^{-1}[\bullet]^{1/2} \tag{3.20}$$

L'existence de la partie réelle de $f_2(\Gamma_c)$ est possible si l'expression de la parenthèse $[\bullet]^{1/2}$ est positive. Puisque ρ, C_v et $(1-\xi)$ doivent toujours être positive et que la fonction de la sensibilité à la vitesse de déformation, $f_3(\dot\Gamma)$, est supposée positive, le seul terme qui peut être négatif est $(\partial f_2/\partial\Gamma)/(\partial f_1/\partial T)$. Le cas le plus commun est l'adoucissement thermique qui conduit à une valeur négative de $(\partial f_1/\partial T)$, bien sûr, si $(\partial f_2/\partial\Gamma)$ est positive au même moment. Le rôle d'une sensibilité positive à la vitesse de déformation est tout à fait intéressant. Ceci est vrai si $f_3(\dot\Gamma)$ croît avec la vitesse de déformation $\dot\Gamma$. Une sensibilité positive a un effet négatif seulement sur les instabilités adiabatiques, où Γ_c décroît quand la vitesse augmente.

Par analogie à la CIV de traction, il est possible de construire un modèle d'ondes plastiques de cisaillement basé sur le critère d'instabilité adiabatique (3.13) et (3.19).

Utilisant la théorie de plasticité classique de la propagation des ondes élasto-plastiques en cisaillement, l'équation de la propagation des ondes est la suivante

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2}=C_{2p}(\Gamma)\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \tag{3.21}$$

où U est le déplacement suivant l'axe x (voir fig. 1.4); L'onde se propage le long de l'axe y perpendiculairement à x.

La vitesse de l'onde est définie comme

$$C_{2p}(\Gamma)=\left(\frac{1}{\rho}\frac{d\tau}{d\Gamma}\right)^{1/2} \tag{3.22}$$

L'équation (3.22) se réduit à $C_2=\sqrt{\mu/\rho}$ dans le cas élastique.

Le long des caractéristiques non linéaires $C_{2p}=\pm(dy/dt)$, la relation suivante est obtenue

$$d\left[\int_0^{\Gamma_m} C_{2p}(\Gamma)d\Gamma \pm V\right]=0 \tag{3.23}$$

où V est la vitesse massique, $V=(\partial U/\partial t)$, et Γ_m l'amplitude de l'onde. Il est clair que la vitesse de l'onde est nulle si $C_{2p}(\Gamma_c)=0$ et au même instant l'intégral (3.21) atteint une valeur maximale. Ainsi

$$V_c=\int_0^{\Gamma_c} C_{2p}(\Gamma)_{\dot\Gamma}\,d\Gamma \tag{3.24}$$

où Γ_c est définie par (3.20). La vitesse d'onde dans les conditions adiabatique de déformation à $\dot\Gamma=C^{ste}$ peut être écrite comme

$$C_{2p}=\pm\left\{\frac{f_1f_2f_3}{\rho}\left[\frac{1}{f_2}\left(\frac{\partial f_2}{\partial\Gamma}\right)+f_2f_3\left(\frac{\partial f_1}{\partial T}\right)\frac{1-\xi}{\rho C_v}\right]\right\}^{1/2} \tag{3.25}$$

Finalement, la vitesse d'impact critique (CIV) en cisaillement est donnée par

$$V_c=\int_0^{\Gamma_c}\left\{\frac{f_1f_2f_3}{\rho}\left[\frac{1}{f_2}\left(\frac{\partial f_2}{\partial\Gamma}\right)+f_2f_3\left(\frac{\partial f_1}{\partial T}\right)\frac{1-\xi}{\rho C_v}\right]\right\}^{1/2} d\Gamma \tag{3.26}$$

où la borne supérieure de l'intégration est donnée par (3.20).

La forme explicite de Γ_c, $C_{2p}(T)$ et V_c est possible si la loi de comportement est suffisamment simple.

L'évaluation numérique de l'ensemble de ces équations (3.19), (3.20) et (3.26) pour une loi de comportement simple confirme que l'ordre de la CIV en

cisaillement est correcte. Par exemple dans le cas d'un acier de construction XC18, la CIV trouvée est de 98 m/s, cette valeur est très proche de celle trouvée expérimentalement par Klepaczko (1993).

Pour estimer la valeur de la CIV de l'acier VAR4340 à température ambiante, la procédure appliquée est exactement la même, seule la loi de comportement a été changée, l'éq. (2.41). Les constantes matériels sont définies dans le tableaux 2.4. Puisque l'approche sur les ondes simples est limitée aux courbes adiabatiques, les courbes utilisées ont été obtenues pour des vitesses de 10^4 s^{-1}. L'intégration de (3.24) peut être faite en deux pas

$$V_c = \int_0^{\Gamma_e} c_2 d\Gamma + \int_{\Gamma_e}^{\Gamma_m} c_{2p}(\Gamma) d\Gamma \tag{3.27}$$

et

$$V_c = c_2 \Gamma_e + \int_{\Gamma_e}^{\Gamma_m} c_{2p}(\Gamma) d\Gamma \quad \text{avec} \quad c_2 = \sqrt{\mu/\rho} \quad \text{et} \quad V_c = V_{cc} + V_{cp} \tag{3.28}$$

Pour les aciers de haute qualité, incluant le VAR4340, le premier terme des équations (3.27) et (3.28) constitue une contribution importante pour la V_c. Pour les autres aciers le taux d'écrouissage ($\partial\tau/\partial\Gamma$) est substantiellement réduit et le second terme n'est pas aussi important. Si le coefficient d'écrouissage n'est pas constant alors la localisation nominale est $\Gamma_m=\Gamma_{nl}=0.170$ et les secondes termes sont $V_{cc}=51.1$ m/s et $V_{cp}=63.0$ m/s, la CIV est $V_c=114.1$ m/s. Quand « n » est dépendant de la température, la déformation de localisation $\Gamma_{nl}=0.127$ et les deux termes de l'éq. (3.28) contribuent à la CIV de la façon suivante: $V_{cc}=51.1$ m/s et $V_{cp}=57.0$ m/s, ce qui conduit à la CIV de $V_c=108.1$ m/s. Ces valeurs sont du même ordre que celles trouvés expérimentalement sur le VAR4340, V_c~130 m/s, Klepaczko (1993).

L'analyse qui est proposée permet une évaluation approximative de la CIV en cisaillement. Les conditions initiales et les conditions limites ne peuvent pas être définies précisément. Il est clair que la méthode des éléments finis permet une analyse plus précise de ces phénomènes.

3.1.4 ETUDES NUMERIQUES DE LA COUCHE INFINIE SOUMISE AU CISAILLEMENT

MODELE PAR ELEMENTS FINIS

Le but principal de l'analyse numérique est d'expliquer les différences entre les résultats expérimentaux obtenus par l'impact direct, Klepaczko (1994b), et les résultats obtenus par la méthode des différences finies où les conditions initiales n'ont pas été précisément définies, Klepaczko et al. (1988, 1993), Klepaczko et Rezaig (1996).

Les détails de la technique expérimentale du double cisaillement avec l'impact directe sur une éprouvette MDS sont donnés au chapitre 4. Sur la fig. 3.18a, on présente l'idée générale de ce dispositif. L'éprouvette MDS est chargée par un projectile rond de diamètre ϕ=10 mm avec des vitesses d'impact V_i, 1 m/s $\leq V_i \leq$ 200 m/s. Elle est fixée sur un tube d'Hopkinson où

l'onde transmise est mesurée. Les déplacements de la partie centrale de l'éprouvette sont mesurés en fonction du temps au moyen d'un extensomètre optique. Ils existent deux zones de cisaillement d'une hauteur h_s, de longueur « a » et d'épaisseur « b ». Dans l'expérience réelle, h_s=2.0 mm, a=5.0 mm et b=6.0 mm. La vitesse d'impact est imposée sur la surface de la zone cisaillée qui est plus proche du côté chargé par le projectile. Puisque les déplacements du tube d'Hopkinson sont pratiquement nuls, la zone cisaillée de ce côté ne bouge pas. Ce schéma d'expérience dicte la géométrie du modèle par éléments finis montré fig. 3.18b. La hauteur de la couche cisaillée est supposée la même que dans l'éprouvette MDS, h_s=2.0 mm, la largeur évolue le long de l'axe y par le biais de la fonction (3.29) qui décrit une imperfection géométrique

$$b(y)=b_o\left[1+\delta_w \sin\left(\frac{\pi}{2}-2\pi\frac{y}{h}\right)\right] \tag{3.29}$$

où δ_w=0.005 est le paramètre géométrique qui constitue une imperfection de 1%. De plus, la couche dans la direction x est supposée infinie, a→∞. Nous avons voulu utilisé géométrie simple proposée par Klepaczko et Rezaig (1996), tout en gardant un similitude avec la couche cisaillée de l'éprouvette MDS. La différence entre la simulation numérique et l'expérience vient du fait que dans le modèle par éléments finis, on se limite à une couche infinie, tandis que dans l'expérience la zone cisaillée est finie. Cette approche simplifiée présentée ici a pour but d'estimer la CIV en éliminant à ce stade les effets de la géométrie complexe de l'éprouvette MDS. Cependant, l'évaluation numérique de la CIV en cisaillement pour l'éprouvette complète est envisagée au chapitre 4.

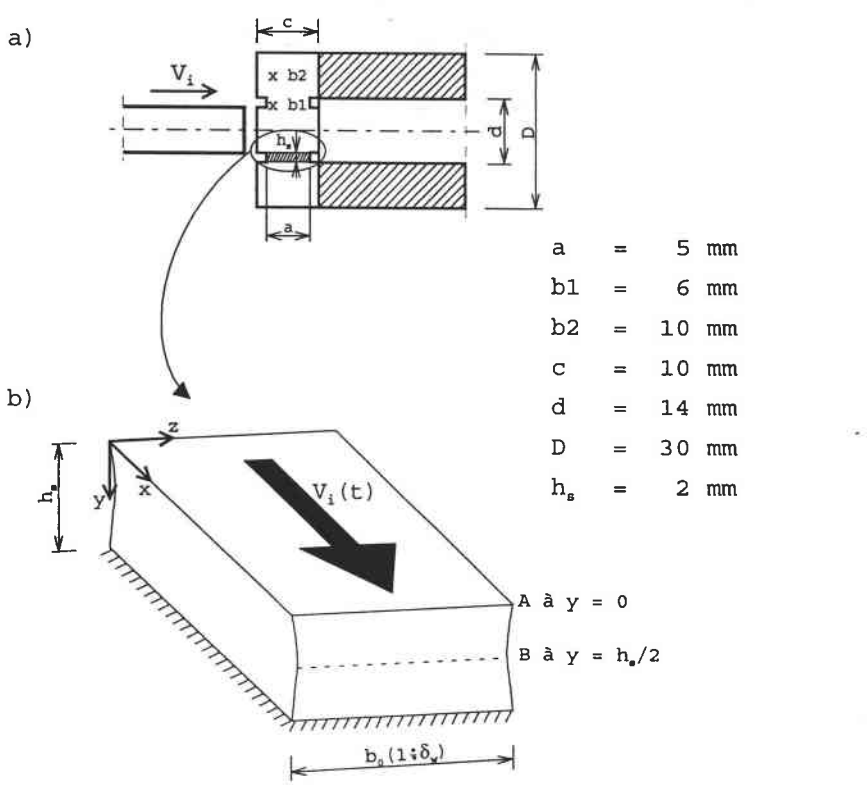


Fig. 3.18 Technique expérimentale du double cisaillement, (a) schéma de l'impact sur l'éprouvette MDS, (b) modélisation de la couche infinie

L'analyse numérique a été effectuée au moyen des codes d'éléments finis ABAQUS/Standard avec l'intégration implicite et ABAQUS/Explicit où les équations sont intégrées explicitement, ABAQUS Manuals (1997). D'abord, les deux modèles ont été appliqués: en 2D (2 dimensionnel), puis en 3D (3 dimensionnel). L'état plan de déformation a été envisagé pour les deux modèles. Cette condition a été obtenue pour le modèle 3D en imposant les déplacements nuls dans la direction perpendiculaire (direction z) et pour le modèle 2D en appliquant les éléments du type « état plan de déformation » disponibles dans ABAQUS.

Dans tous les calculs, sauf pour $V_i=2{\cdot}10^{-5}$ m/s, les éléments de type CPE4R (éléments à 4 nœuds, intégration réduite) ont été utilisés. Pour la vitesse quasi-statique $V_i=2{\cdot}10^{-5}$ m/s, les éléments CPE4T (état plane de déformation, éléments à 4 nœuds, degré de liberté de température) ont été appliqués. En prenant en compte les deux modes de cisaillement prévus, trois types de maillages ont été proposés. Le premier maillage pour le cisaillement au milieu de la couche (à l'endroit du défaut géométrique) présenté fig. 3.19a, le second pour la transition entre deux modes de cisaillement au milieu et à la surface d'impact (pas présenté ici), et finalement le troisième pour le cisaillement à la surface d'impact pour les vitesses au-delà de la CIV donné sur la fig. 3.19b.

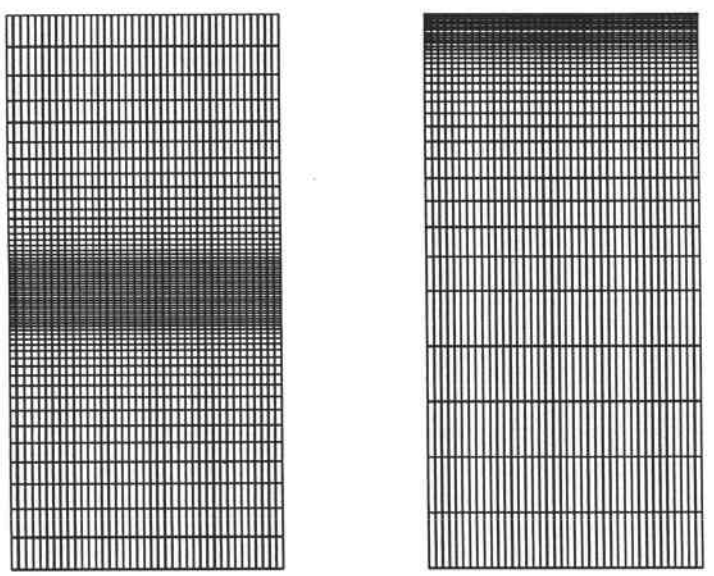


Fig. 3.19 Maillages utilisés dans les calculs par éléments finis: (a) vitesses d'impact inférieure à la CIV, (b) vitesses d'impact supérieure à la CIV

Le modèle 3D (voir Klósak et Klepaczko (1996)) a un maillage grossier (40 couches dont la dimension minimale est de ~30 μm), alors que le modèle 2D était maillé de manière très fine.

La figure 3.20 présente la comparaison des résultats numériques pour la vitesse d'impact $V_i=20$ m/s sous forme de courbes $\tau(\Gamma)$ à y=0 (partie supérieure de la couche cisaillée), obtenues à partir des modèles 2D et 3D. Une bonne corrélation a été trouvée sauf pour les états avancés de la localisation plastique. Ceci signifie que le maillage grossier (plus économique) prévoit bien la déformation de localisation Γ_{nl}, mais un maillage

plus fin doit être utilisé afin d'obtenir des résultats précis dans la bande de cisaillement. Finalement, un maillage 2D avec 60x19 éléments a été retenu pour les principaux calculs numériques. Trois autres densités de maillage ont été proposées afin d'étudier l'effet de densité de maillage, à savoir 15x4, 30x9 et 120x19. La taille d'un élément dans la région où on attend une bande de cisaillement devrait respecter être en corrélation avec la vraie largeur de bande observée expérimentalement. Pour l'acier VAR4340, Beatty et Meyer (1992) ont trouvé une largeur de bande de l'ordre de ~10 μm.

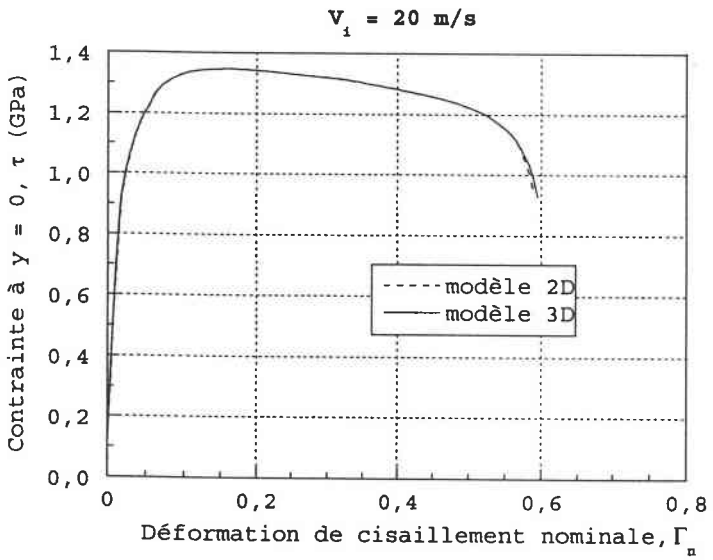


Fig. 3.20 Comparaison des courbes adiabatiques $\tau_A(\Gamma)$ pour différentes modèles des éléments finis 2D et 3D

A nouveau, l'impact est appliqué avec le temps de montée t_m définie par la fonction de distribution cumulative de Gauss, l'éq. (3.12). Les valeurs suivantes de t_m ont été utilisées: $t_m=10^{-2}$ s pour $V_i<1$ m/s, $t_m=10^{-6}$ s pour $1<V_i\leq 20$ m/s et $t_m=10^{-7}$ s pour $V_i\geq 20$ m/s.

Le problème a été considéré soit adiabatique soit avec la conduction thermique, ceci en fonction de la vitesse d'impact appliquée. Dans le premier cas, des modifications ont été apportées dans l'éq. (2.47), c'est-à-dire éliminer le dernier terme ($\lambda=0$). Le code ABAQUS fournit les deux possibilités, cependant, certaines restrictions sont imposées. Ainsi, dans l'analyse avec la conduction thermique (problème couplé température-déplacement), les effets d'inertie doivent être négligés, par contre, dans l'analyse avec les effets d'ondes, l'adiabaticité est imposée.

Dans la suite, on trouvera également une simulation de cisaillement dynamique, qui tient compte de la migration de la chaleur de la couche en état de cisaillement avancé. Dans une telle situation, le problème est simulé en deux étapes: jusqu'à un certain moment, on conduit une analyse dynamique adiabatique (ABAQUS/Explicit), puis on permet une conduction thermique en utilisant ABAQUS/Standard.

Le tableau 3.4 regroupe les donnés des simulations réalisées. La vitesse d'impact V_i augmente de $V_i=2\cdot10^{-5}$ m/s jusqu'à 160 m/s par 17 pas. Tous les calculs dans cette série ont été effectués avec le coefficient n(T) dépendant de la température, l'éq. (2.43).

Dans le cas du chargement quasi-statique, supposé avec la conduction thermique, les conditions initiales thermique du premier ordre ont été appliquées, c'est-à-dire, une température constante de 300 K sur les deux surfaces extrêmes.

Tableau 3.4
Les données pour les simulations numériques du cisaillement

N°	V_i [m/s]	$\dot{\Gamma}_n$	Γ_{nc}	Γ_{nl}
V_1	$2*10^{-5}$	10^{-2}	∞	∞
V_2	0.2	10^2	0.346	0.405
V_3	2.0	10^3	0.290	0.576
V_4	20.0	10^4	0.165	0.580
V_5	40.0	$2{\cdot}10^4$	0.180	0.540
V_6	60.0	$3{\cdot}10^4$	0.185	0.560
V_7	80.0	$4{\cdot}10^4$	0.210	0.630
V_8	90.0	$4.5{\cdot}10^4$	0.220	0.640
V_9	100.0	$5{\cdot}10^4$	0.220	0.660
V_{10}	105.0	$5.25{\cdot}10^4$	0.210	0.470
V_{11}	110.0	$5.5{\cdot}10^4$	0.200	0.350
V_{12}	115.0	$5.75{\cdot}10^4$	0.180	0.270
V_{13}	120.0	$6{\cdot}10^4$	0.008	0.159
V_{14}	125.0	$6.25{\cdot}10^4$	0.007	0.120
V_{15}	130.0	$6.5{\cdot}10^4$	0.006	0.020
V_{16}	140.0	$7{\cdot}10^4$	0.002	0.008
V_{17}	160.0	$8{\cdot}10^4$	0.002	0.007

RESULTATS DES CALCULS NUMERIQUES

La fig. 3.18b définie également les positions des sections analysées A et B. La section A est localisée en haut de la couche (y=0) où la vitesse d'impact V_i est imposée. La section B est localisée au centre de la couche où le défaut géométrique produit une faible diminution de la surface de la section. Les symboles des figures qui suivent sont expliqués ci-dessous:

- Déformation de cisaillement plastique Γ_A est la déformation du cisaillement courante dans la section A,
- Déformation de cisaillement plastique Γ_B est la déformation du cisaillement courante dans la section B,
- Déformation de cisaillement critique Γ_{nl} est la déformation correspondante à la condition $\partial\tau_A/\partial\Gamma{=}0$ (contrainte maximale) et peut être estimée à partir des courbes $\tau(\Gamma_n)$,

- Déformation de cisaillement critique Γ_{nc} est la déformation correspondante au module tangent minimale $\partial\tau/\partial\Gamma_n$=–7·10³ MPa et peut être estimée à partir des courbes $\tau(\Gamma_n)$,
- τ_A est la contrainte de cisaillement à y=0, habituellement déterminée avec la géométrie de l'éprouvette en double cisaillement (MDS).

L'effet de la température sur le coefficient d'écrouissage « n », l'éq. (2.43), a été examiné. Les résultats sous forme $\tau_A(\Gamma)$ en condition d'adiabaticité pour une vitesse V_i=20 m/s sont présentés fig. 3.21. Si « n » dépend de la température, le point de localisation (τ_m, Γ_m), ou τ_m est la contrainte de cisaillement maximale et $\Gamma_m=\Gamma_{nl}$ la déformation de cisaillement nominale correspondant à τ_m, est décalé légèrement par rapport au résultat obtenu pour n=Cste: les valeurs respectives sont Γ_{nl}=0.235 et Γ_{nl}=0.174. La déformation de cisaillement nominale Γ_n est définie par le gradient du déplacement principale à y=0, $\Gamma_n=\Delta x/h_s$, fig. 3.18b, avec h_s=2.0 mm. Par contre, il existe une grande différence entre les valeurs des déformations critiques Γ_{nc}. La déformation de localisation finale est définie dans tous les calculs numériques par le module tangent minimale $\partial\tau/\partial\Gamma_n$=–7·10³ MPa. Si « n » dépend de la température, la déformation de localisation décroît substantiellement. Ceci indique l'importance de la température sur le coefficient d'écrouissage pour les aciers, Klósak et Klepaczko (1999).

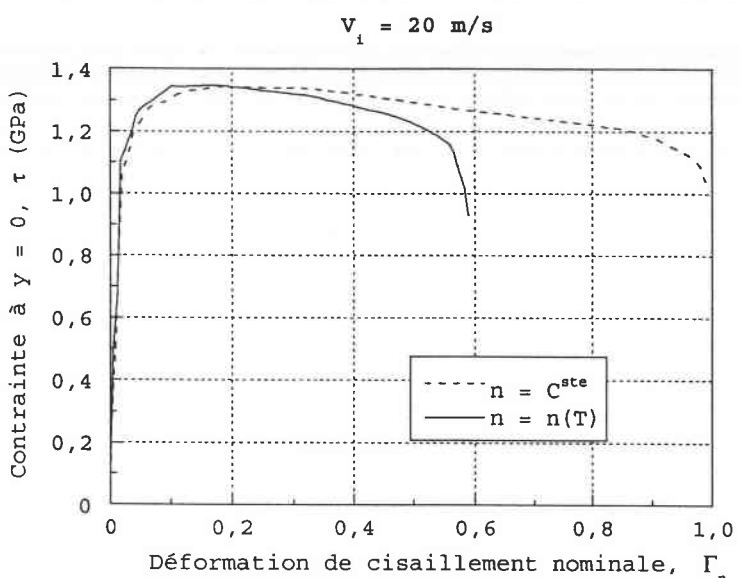


Fig. 3.21 Comparaison des courbes adiabatiques $\tau_A(\Gamma)$ pour les deux formulations du coefficient d'écrouissage « n »

A basses vitesses d'impact et en raison de l'imperfection géométrique, la localisation apparaît au milieu de la couche qui est la section B. Par contre, à grande vitesse d'impact au-delà de 103 m/s, la localisation apparaît près de la section A. Ceci est présenté fig. 3.22 où le champ des déplacements est tracé pour deux vitesses d'impact: V_i=20 m/s et V_i=130 m/s. Un changement complet du champ des déplacements entre le mode quasi-statique

et dynamique est observé. Cette transition est due à la vitesse d'impact critique (CIV) en cisaillement.

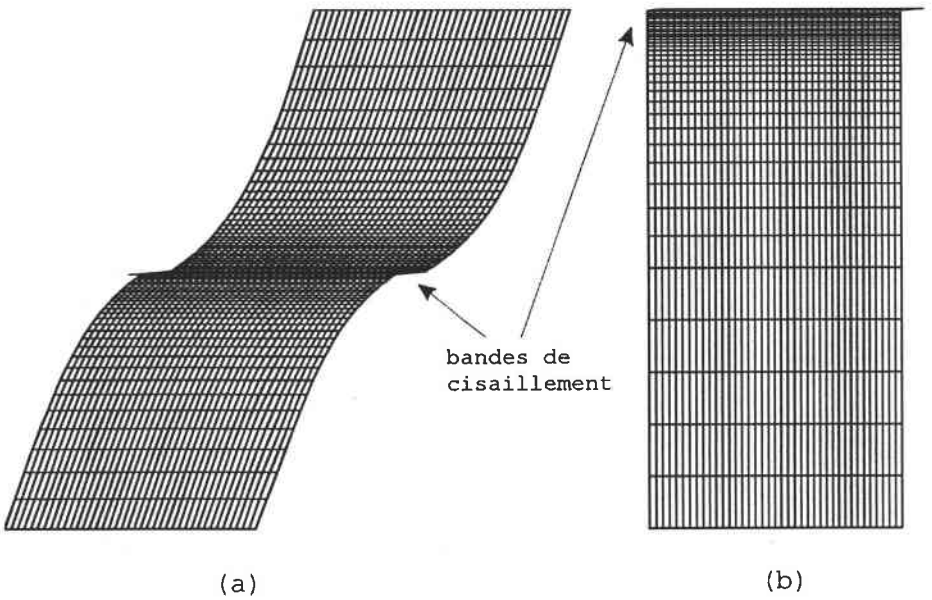


Fig. 3.22 Champs des déplacements pour les deux vitesses d'impact: (a) V_i=40 m/s, (b) V_i=130 m/s

Les différences dans l'évolution de la déformation du cisaillement dans la section A et B en fonction de la déformation nominale Γ_n (qui est la représentation de Marciniak) sont présentées respectivement pour des vitesses V_i=20 m/s et V_i=115 m/s sur les fig. 3.23. Bien que la vitesse de déformation nominale sur la fig. 3.23a soit $\dot{\Gamma}_n = 10^4\ s^{-1}$, l'évolution de Γ_A et Γ_B est typique pour une couche avec une imperfection déformée de manière quasi-statique. Au contraire, la courbe de Marciniak fig. 3.23b pour une vitesse d'impact de 115 m/s, $\dot{\Gamma}_n = 5.75 \cdot 10^4\ s^{-1}$, est complètement inversée, la localisation apparaît dans la section A, l'évolution des déformations plastiques dans la section B est substantiellement réduite. Cela indique que la vitesse d'impact 115 m/s est très proche de la CIV en cisaillement.

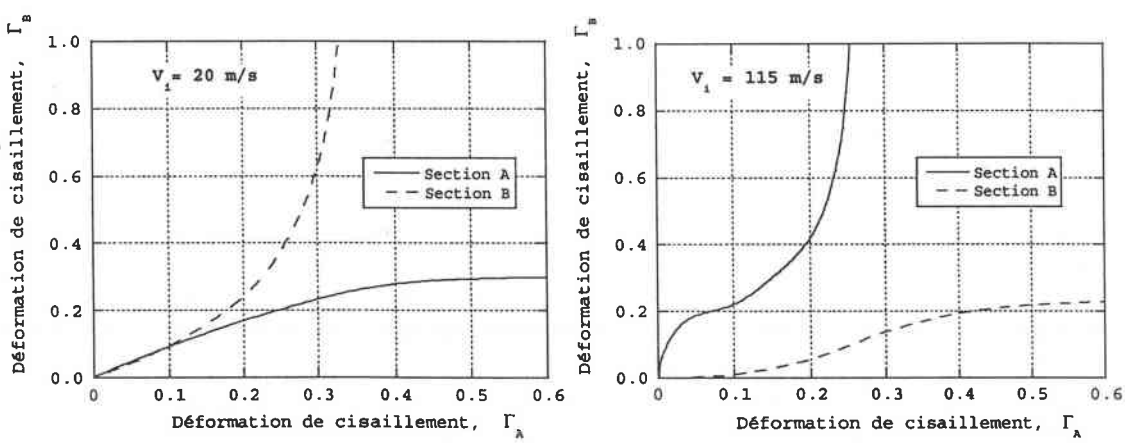


Fig. 3.23 Diagrammes de Marciniak de l'évolution des déformations de cisaillement aux sections A et B: (a) V_i=20 m/s, (b) V_i=115 m/s

Une comparaison des distributions spatiales de la vitesse de déformation locale pour quatre vitesses d'impact V_i en fin de localisation, $\partial\tau/\partial\Gamma_n$=-7·10³ MPa, est présentée fig. 3.24. Pour une vitesse d'impact de 130 m/s toutes les déformations plastiques sont localisées à y=0 (section A) indiquant un blocage des ondes plastiques de cisaillement. Une tendance similaire est observée sur la distribution spatiale de la température pour les mêmes vitesses d'impact, fig. 3.25. Il est clair que la croissance maximale de température au centre de la zone cisaillée peut atteindre 1000 K. Ceci a été confirmé par le microscope électronique à balayage (SEM) pour un acier VAR4340, Klepaczko (1993).

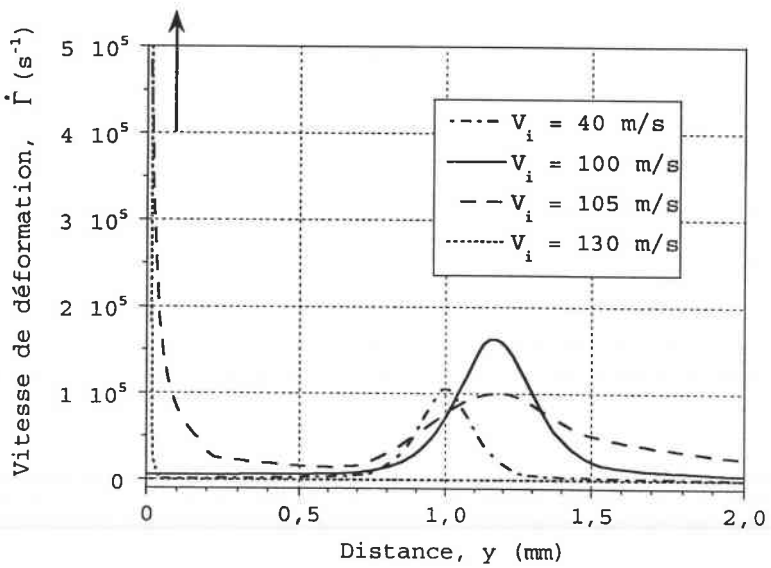


Fig. 3.24 Distribution spatiale de la vitesse de déformation au moment de la rupture pour différentes vitesses d'impact V_i

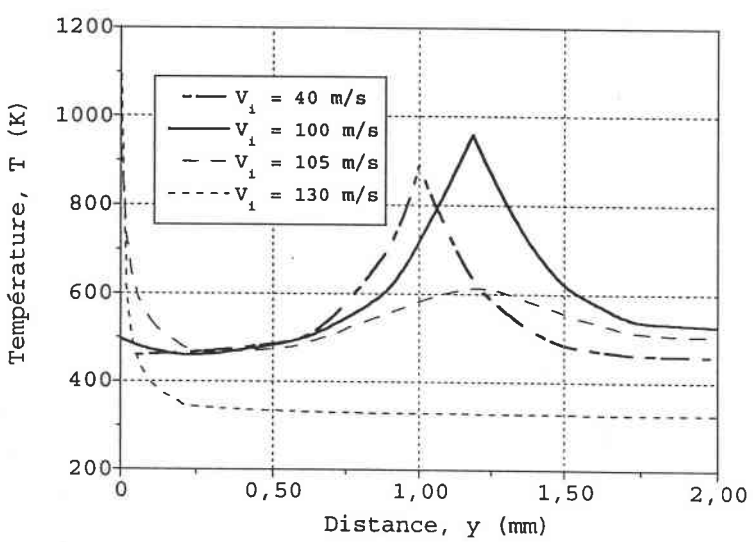


Fig. 3.25 Distribution spatiale de la température au moment de la rupture pour différentes vitesses d'impact V_i

La vitesse de déformation locale dans la section A est également très grande, par exemple pour une vitesse d'impact de 130 m/s, $\dot{\Gamma}_n$=2·10⁶ s^{-1}, fig. 3.24. Il est intéressant de noter que pour une grande vitesse de

déformation, mais inférieure à la CIV, les valeurs maximales pour la vitesse de déformation et la température sont décalées du centre. Ceci est du à la propagation des ondes plastiques à l'intérieur de la couche. Une autre observation est une faible croissance de la déformation de cisaillement nominale de localisation Γ_{nl} à partir de 40 m/s. Ceci est provoqué par la compétition entre les deux champs de déformation extrêmes, fig. 3.22. Ce comportement est également décrit par la fig. 3.24.

L'observation la plus importante est que les courbes $\tau_A(\Gamma_n)$ différent substantiellement pour différentes vitesses d'impact. Ceci est démontré fig. 3.26. Dans le domaine des faibles vitesses d'impact les courbes $\tau_A(\Gamma_n)$ reflètent le comportement réel du matériau, ceci est vrai jusqu'à V_i=40 m/s, $\dot{\Gamma} \sim 2 \cdot 10^4$ s^{-1}. Les courbes $\tau_A(\Gamma_n)$ déterminées à cette vitesse montrent un pique caractéristique de contrainte pour de faibles déformations. De plus, la pente initiale dans le domaine élastique devient plus raide que celle estimée avec le module de cisaillement. Cela résulte de l'interaction des ondes plastiques et de l'instabilité adiabatique près de la section A. Aux vitesses d'impact encore plus élevées, le maximum de contrainte de cisaillement survient pour les très petites déformations nominales, ceci est présenté sur la fig. 3.26, courbe « 5 ».

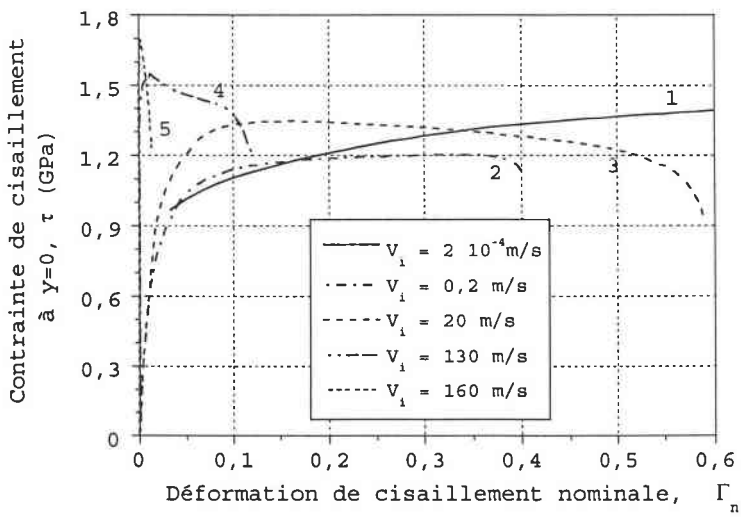


Fig. 3.26 Courbes $\tau(\Gamma)$ pour cinq vitesses d'impact V_i; déplacements déterminés à partir de la section A

Les pentes $(\partial\tau/\partial\Gamma)_A$ après le maximum de contrainte sont décroissantes et elles diminuent très rapidement lorsque les vitesses d'impact sont assez élevées. Cela indique que la CIV est atteinte. Les points d'instabilités apparaissent presque instantanément. La figure 3.27 présente les pentes des courbes $\tau_A(\Gamma_n)$ (normalisées par μ - le module de cisaillement) en fonction de la vitesse d'impact V_i. A basses vitesses d'impact les pentes sont égales à μ, par contre pour les vitesses plus élevées elles deviennent plus raides. Les pentes normalisées sont également fonction du temps de montée t_m.

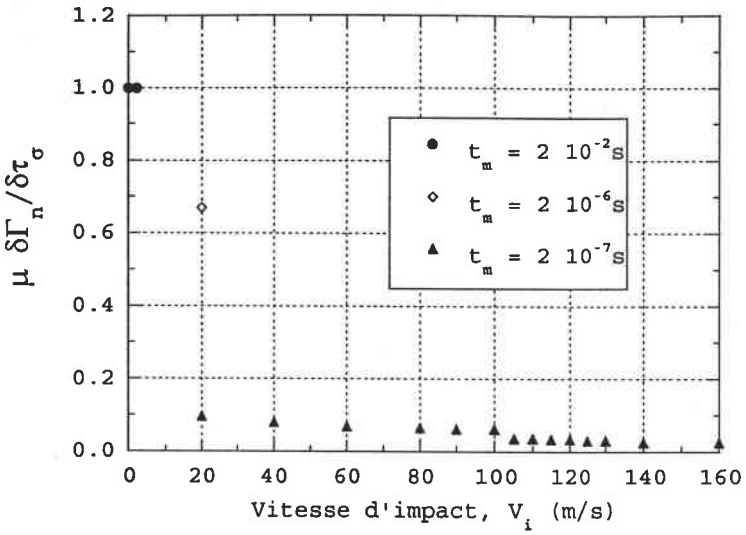


Fig. 3.27 Pentes nominales des courbes $\tau_A(\Gamma)$

La séquence précédente montre clairement l'évolution substantielle de la contrainte de cisaillement déterminée à y=0 quand la vitesse d'impact croit. Chaque courbe peut être déterminée à partir du test.

Il est clair que le phénomène de la CIV est un processus où la transition n'est pas instantanée. Par conséquence, la solution analytique pour la CIV présentée auparavant peut fournir une valeur approximative de la CIV en cisaillement. La valeur analytique de la CIV obtenue pour l'acier VAR4340 est ~110 m/s, elle est presque du même ordre que celle calculée par la méthode des éléments finis. La CIV estimée pour cet acier par les simulations numériques est de 103 m/s, qui est le début de la zone de transition de la CIV.

La figure 3.28 montre l'effet de la densité du maillage sur la réponse globale du modèle. Il est clairement démontré une bonne formulation du problème mais aussi une dépendance du maillage (Secondary Mesh Dependence) dans la zone de localisation. Pour les maillages différents, les différences des déformations plastiques locales dans la couche cisaillée avoisine 100%, Klósak et Klepaczko (1997). La discrétisation 60x19 peut être considérée comme la limite basse et qu'un maillage plus dense serait plus approprié.

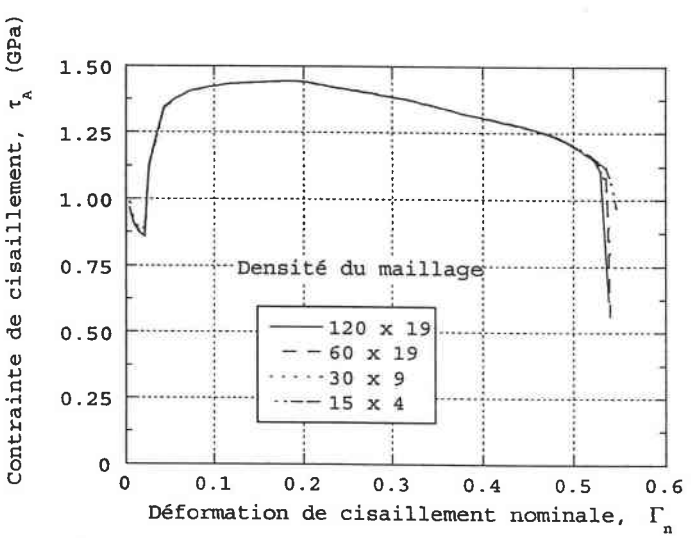


Fig. 3.28 Influence de la densité du maillage sur le courbes $\tau_A(\Gamma)$, V_i=40 m/s

Finalement, la série complète de calculs était focalisée sur l'analyse du point d'instabilité déterminé par $\partial\tau_A/\partial\Gamma=0$ et le processus de localisation jusqu'à $(\partial\tau_A/\partial\Gamma_n)_{min}=0$. Le principal paramètre imposé dans ces calculs était la vitesse d'impact V_i. Toutes les valeurs de la vitesse V_i avec les vitesses de déformation et les valeurs obtenues pour Γ_{nl} et Γ_{nc} sont présentées dans le tableau 3.4. La principale conclusion obtenue à partir de ce tableau est que les conditions isothermes de déformations ($V_i=2\cdot10^{-5}$ m/s) et l'absence d'adoucissement thermique conduit à une déformation d'instabilité infinie. Par contre, quand la vitesse d'impact augmente, notamment à partir de $V_i=0.2$ m/s, les déformations de localisation sont finies, $\Gamma_{nl}=0.346$. Ainsi une croissance de la vitesse imposée V_i mène à une décroissance de la déformation critique. L'ensemble de toutes les valeurs Γ_{nl} et Γ_{nc} du tableau 3.4 sont également présentés sur la fig. 3.29 en fonction de la vitesse d'impact V_i. La séquence des points indique une interprétation complexe du couplage thermique et du processus de propagation des ondes. Trois zones peuvent être observées: dans la première zone le rapport de la déformation de localisation Γ_{nl} sur la déformation d'instabilité Γ_{nc} est presque constant. La seconde zone où la vitesse varie de $V_i=103$ m/s à $V_i=130$ m/s est caractérisé par le début du blocage des déformations thermoplastiques par les ondes plastiques. Le changement le plus substantielle sur la déformation de localisation apparaît entre $V_i=115$ m/s et $V_i=120$ m/s, les valeurs de Γ_{nl} sont respectivement $\Gamma_{nl}=0.18$ et $\Gamma_{nl}=0.008$. Une transition similaire apparaît pour les déformations d'instabilité Γ_{nc} à vitesses légèrement plus hautes, respectivement entre $V_i=125$ m/s et $V_i=130$ m/s. Finalement, dans la troisième zone où la vitesse d'impact est supérieure à 130 m/s, le blocage des déformations est complet, l'instabilité est instantanée et apparaît pour de petite déformation, celle-ci est de l'ordre de 0.002.

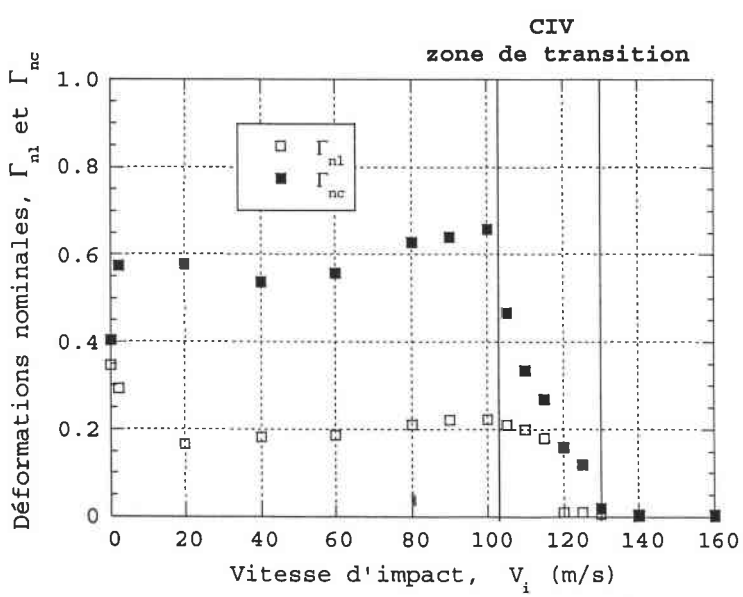


Fig. 3.29 Déformations nominales de localisation et d'instabilité en fonction de la vitesse d'impact V_i

La CIV en cisaillement a des conséquences importantes sur le processus de fragmentation. Les expériences réalisées avec l'éprouvette MDS fabriqué en VAR4340, Klepaczko (1993), indique clairement une décroissance de l'énergie de rupture lorsque la vitesse d'impact atteint ~130 m/s, fig. 3.30. Pour estimer l'énergie de rupture par la méthode des éléments finis en fonction de la vitesse d'impact, les courbes $\tau(\Gamma)$ ont été intégrées jusqu'à la déformation de localisation Γ_{nl}. Les résultats pour toutes les simulations sont montrés fig. 3.31. Dans la première région une énergie de rupture qui augmente jusqu'à E=681 MJ/m^3 pour une vitesse de 100 m/s. Dans la seconde région, une décroissance considérable apparaît pour une vitesse d'impact V_i=130 m/s où le niveau d'énergie atteint 8 MJ/m^3. Ainsi, l'énergie décroît pratiquement de cent fois. Différentes échelles doivent être utilisées pour montrer le niveau d'énergie pour des vitesses excédant 130 m/s.

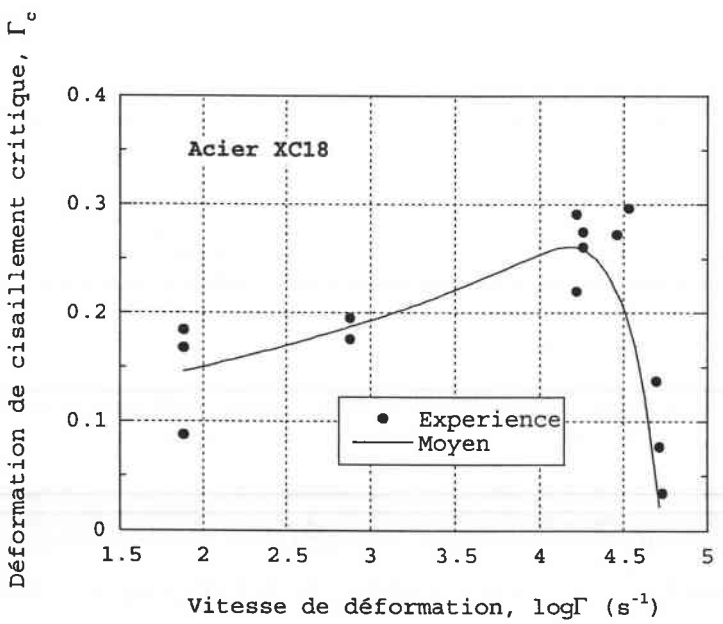


Fig. 3.30 Déformation critique à rupture en fonction de la vitesse logarithimique de déformation, cas de l'acier XC18, d'après Klepaczko (1993)

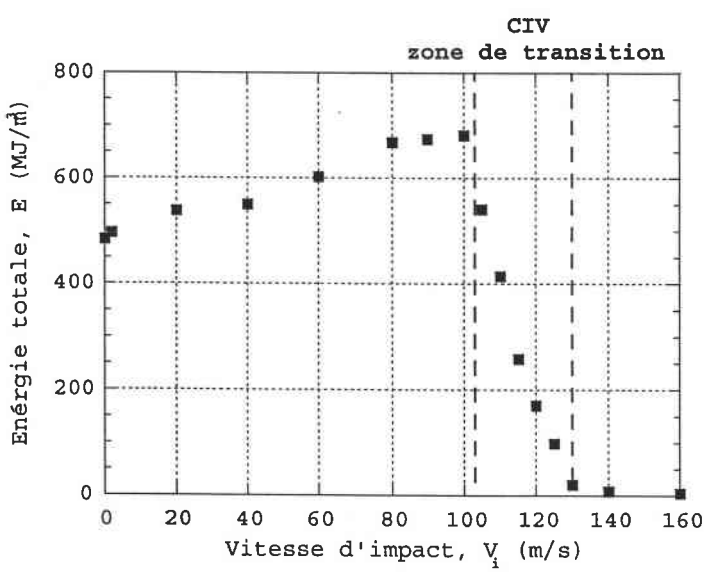


Fig. 3.31 Energie plastique dissipée jusqu'à la rupture en fonction de la vitesse d'impact V_i

SYNTHESE

L'étude des instabilités plastiques par les ondes et l'échauffement adiabatique a relevé plusieurs nouvelles caractéristiques. L'observation la plus importante est la transition du déplacement et du champ des déformations. A faible vitesse d'impact ~40 m/s, les champs des déformations sont identiques à ceux obtenus par chargement quasi-statique. Quand la vitesse d'impact excède 40 m/s, les champs de déformations présentent des distorsions en raison des ondes plastiques et une compétition apparaît entre les deux mécanismes de déformation, le mode quasi-statique et le nouveau mode de déformation imposé par les ondes plastiques. Quand la vitesse d'impact excède 103 m/s, le second mode domine et la CIV en cisaillement est atteinte. Si la vitesse d'impact excède 130 m/s le blocage complet des déformations apparaît au niveau de la zone d'impact. Ceci est du aux instabilités thermoplastiques causées par les ondes plastiques.

En conclusion, l'analyse par les éléments finis a révélé que la CIV en cisaillement est un processus de transition entre les deux modes pour une certaine plage de vitesse, dans le cas présent 103 m/s<V_i<130 m/s. La méthode analytique discuté précédemment peut seulement être utilisée comme première approximation pour déterminer la CIV en cisaillement.

Il a été confirmé que la technique expérimentale avec l'éprouvette MDS chargée par impact direct est un outil efficace qui permet d'obtenir les courbes τ–Γ à grande vitesse de déformation (~$5 \cdot 10^4$ s^{-1}). Cette technique permet également de déterminer la CIV en cisaillement. Malgré quelques différences dans la géométrie étudiée par les éléments finis et celle utilisée expérimentalement, une bonne corrélation a été trouvée entre l'expérience et l'évaluation numérique de la CIV en cisaillement pour un acier VAR4340.

3.2 Simulation numérique de la couche cisaillée en tenant compte de la conduction thermique

3.2.1 HYPOTHESES

Dans les simulations du cisaillement présentées auparavant, les conditions adiabatiques ont été retenues pour toute la durée du processus. Cette approche est justifiée pour les vitesses de déformations excédant 10 s^{-1}. Cependant, il faut également noter qu'elle n'est plus en accord à l'intérieur des bandes de cisaillement bien avancées. Ces bandes peuvent subir une transformation suite à une augmentation de la température jusqu'à ~1200 K pendant quelques microsecondes. Ceci correspond à une situation où la bande est refroidie (trempé) par le matériau voisin. Il est bien évident que le mécanisme de la transformation $\alpha \leftrightarrow \gamma \rightarrow$martensite est très sensible aux conditions thermiques et cinétiques du processus. Giovanola (1988a,b) a étudié la structure de la bande de cisaillement en utilisant le microscope électronique. Ces observations ont confirmé une existence du changement de phase dans la couche cisaillée, le phénomène qui est lié au refroidissement brutal de cette couche par la migration rapide de la chaleur vers l'intérieur du matériau.

Ces arguments suggèrent la nécessité d'une étude plus profonde de la couche en cisaillement où la conduction thermique doit être prise en compte. Avant d'aborder une telle approche, il faut être conscient de la capacité du code numérique que l'on veut appliquer. La méthode d'éléments finis modélise bien le problème, quoique les nuances du changement de phase ne soient pas faciles à observer. Un couplage des effets dynamiques (intégration explicite) avec la conduction thermique (intégration implicite), en y ajoutant un critère de stabilité pour des cas avec la conduction, l'éq. (1.82), rend difficile de considérer un tel problème globalement. Une solution souvent proposée consiste à découpler le phénomène, c'est-à-dire, d'abord simuler un processus dynamique adiabatique et ensuite importer ces résultats dans le module qui tient compte de la conductivité thermique. Une telle méthodologie est proposé pour les études discutées ci-après.

Les études numériques présentées dans ce chapitre ont pour but d'évaluer des effets de la conduction thermique dans une bande de cisaillement et pas forcement de démontrer l'existence du changement de phase. Néanmoins, on peut en formuler les suggestions sur les conditions nécessaires pour que le changement de phase se produise. La transport de la chaleur influence également la largeur de la bande, mais ce problème n'est pas discuté vue le maillage insuffisamment dense.

Les conditions du changement de phase avec la transformation martensitique ont été largement discutées par Nishiyama (1978). Cet ouvrage, ainsi que les travaux de Leblond et Devaux (1984), Fuhrman et Hönberg (1997) et Kuczma et Mielke (1998), ont aidé de définir des conditions limites pour les simulations proposées.

Les diagrammes du temps et de la température qui montrent les conditions nécessaires pour une transformation martensitique sont d'un aspect important à considérer. La figure 3.32 présente schématiquement les courbes T-t, où les possibles solutions sont marquées.

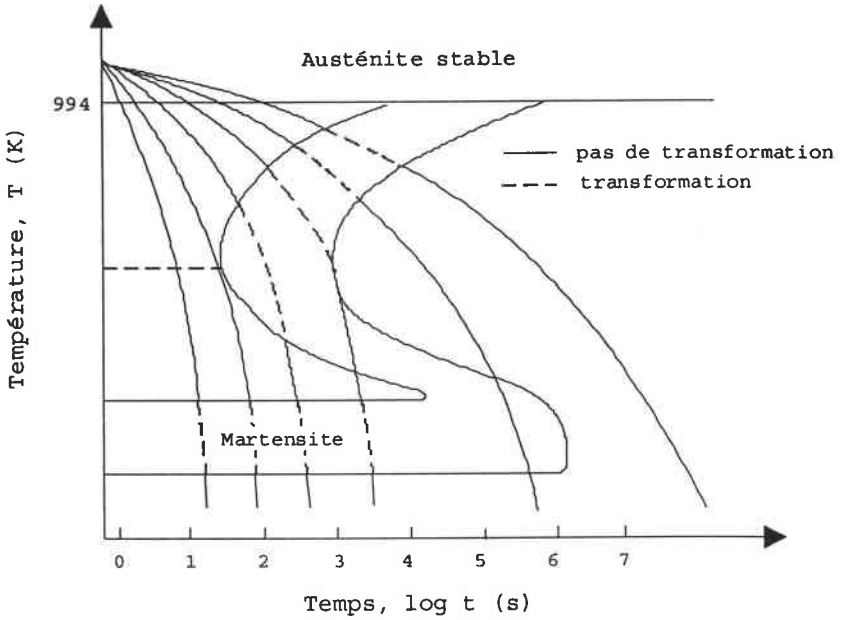


Fig. 3.32 Représentation schématique des courbes T-t

Les approches empiriques existent qui permettent décrire des changements de phase dans les métaux. Leblond et Devaux (1984) proposent un modèle pour la description des transformations métallurgiques anisothermes dans les aciers, valable aussi bien pour les transformations contrôlées par la diffusion que pour les transformations martensitiques. L'équation d'évolution est donnée par

$$\dot{z}=\frac{z_{eq}(T)-z}{t(T)} \tag{3.30}$$

où deux fonctions de la température sont introduites: $z_{eq}(T)$ est la fraction d'un équilibre, c'est-à-dire obtenue pour le temps infini à température constante, $t(T)$ représente le temps caractéristique de la transformation; z est la fraction du matériau qui a subi une transformation.

Ce modèle peut être facilement appliqué à la transformation austénite→martensite. Pour la plupart d'aciers, la proportion de la martensite ne dépend que de la température T et le temps t de la transformation. La définition de $z_{eq}(T)$ peut produire certaines difficultés (la phase martensitique est loin d'être en équilibre thermodynamique), mais le modèle reste valable si les valeurs de $z_{eq}(T)$ et $t(T)$ sont appropriées.

Fuhrman et Hönberg (1997) donnent une autre formule pour établir la quantité de la martensite m_t produite durant la transformation austénite→martensite

$$m_t(t_0)=0 \tag{3.31}$$

$$m_t(t)=(1-m(t))f_3(T)H(-T_t) \tag{3.32}$$

où $f_3(T)$ est fonction de la température et H est l'approximation de la fonction de Heaviside. Il vient de cette équation que si la température ne diminue pas, $-T_t \geq 0$, la transformation n'a pas lieu.

La transformation de phase dépend de la compétition de deux effets opposés sur la variation de la température. Il s'agit de l'augmentation due au travail plastique dissipé et la diminution à cause de l'évacuation de la chaleur liée à la conduction thermique. La transformation en martensite est possible si le refroidissement rapide de la bande a lieu avant qu'une rupture apparaisse.

Il n'y a pas une réponse unique à la question à quel moment la transformation martensitique ait lieu ? Est-elle possible lors du processus de la formation d'une bande où seulement le refroidissement après l'arrêt de la formation de la bande peur la permettre ? Cette question reste ouverte et l'approche présentée ci-après ne prend aucune position fixe. Les deux hypothèses ont été formulées pour les simulations numériques, Klósak (1999):

1. Une bande de cisaillement se développe jusqu'à la localisation bien profonde (les températures et les déformations plastiques locales élevées), mais le processus est brusquement arrêté sans rupture. Dans la situation réelle, on peut imaginer un matériau soumis à des sollicitations dynamiques où il y a plusieurs bandes de cisaillement en train de se former, mais une rupture se produit seulement dans certaines bandes. Dans la bande qui reste complète (pas de rupture) on peut identifier une transformation résultant du refroidissement rapide.

   Selon cette hypothèse, on simule l'impact (V_i=60 m/s) sur une couche afin de produire une bande de cisaillement bien développée (Γ_p~1.5, T~1000 K) dans les conditions adiabatiques du processus (logiciel ABAQUS/Explicit). Les résultats finaux (champ des températures, géométrie déformée) sont importés comme les conditions initiales dans la deuxième partie effectuée avec ABAQUS/Standard où la conductivité est prise en considération. Seul le champ de température est imposé et le couplage thermomécanique n'a pas lieu.

2. On peut supposer une situation où la chaleur fournie par le travail plastique est équilibrée, puis dépassée par le refroidissement dû à la conduction thermique. Il faut noter que les gradients de la température observés dans la bande sont très élevées et un tel cas semble raisonnable. La vitesse de déformation reste supérieure à zéro au cours du processus entier.

   Selon l'hypothèse 2, le modèle est soumis à une vitesse constante (V_i=60 m/s) pour toute la durée du processus. La première idée était d'effectuer une analyse des séquences courtes (~1-2 μs) où le problème dynamique était suivi par le problème thermique et ainsi plusieurs fois jusqu'à la rupture supposée. Le champ de température de l'analyse adiabatique devenait le champ initial pour le problème avec la migration de la chaleur. Il s'est trouvé cependant que les effets des ondes introduisaient les graves perturbations dans chaque pas et les résultats semblaient s'éloigner des estimations quantitatives. Finalement, on a proposé la solution suivante: une analyse dynamique adiabatique a été

effectuée avec une étude paramétrique sur le coefficient β (voir l'éq. (2.44)) qui définie la quantité du travail plastique transformé en chaleur. Seulement aux certains moments du processus, une influence de la conduction thermique à été vérifié pour différents coefficients de conductivité λ. Une comparaison directe de l'augmentation de la température due au travail plastique et la chute de la température résultant de la conductivité a permis de tirer des conclusions concernant les conditions du changement de phase.

3.2.2 MODELISATION PAR ELEMENTS FINIS

Model 1 (selon l'hypothèse 1): La figure 3.33 présente les conditions initiales pour l'analyse. Les éléments avec les degrés de liberté de type température ont été appliqués (CPE4T). Les données du matériau ont été retenues des exemples précédents (voir tableau 2.4). Les bords sont supposés isolés (flux de chaleur=0).

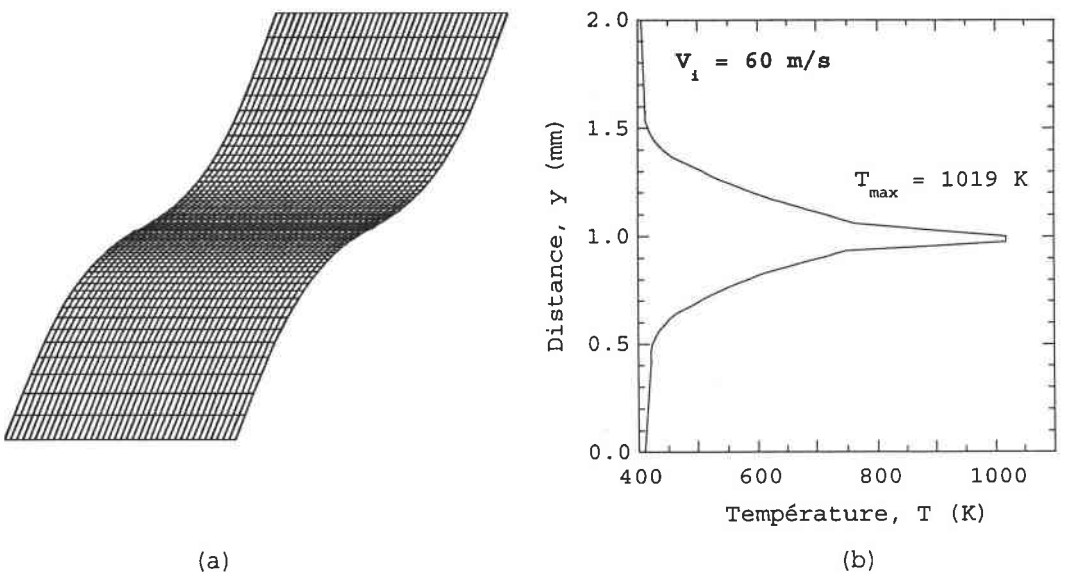


Fig. 3.33 Conditions initiales pour l'analyse de la conduction thermique: (a) maillage déformé, (b) champ des températures

Model 2 (selon l'hypothèse 2): Le modèle est analysé entièrement avec les effets dynamiques et les conditions adiabatiques. Une vitesse constante de V_i=60 m/s est appliquée aux nœuds de la surface supérieure. Une étude paramétrique du coefficient β et λ, qui sont respectivement la quantité du travail plastique transformé en chaleur et la conductivité thermique, a été effectuée pour les trois moments de l'analyse.

DISCUSSION DES RESULTATS

D'abord, le modèle 1 a été analysé. Les figures 3.34a,b présentent les températures obtenues pour les vitesses d'impact V_i=20 m/s et V_i=60 m/s pour différents moments de l'analyse thermique. Le premier champ de la température (t=0) correspond à l'état final de l'analyse dynamique. Pour la vitesse V_i=60 m/s on voit une zone plus large autour de la bande où les températures sont élevées, ce qui peut être traduit par la sensibilité à la

vitesse de déformation plus prononcée pour une vitesse d'impact plus élevée. Pour la vitesse V_i=20 m/s la zone fortement chauffée est plus étroite.

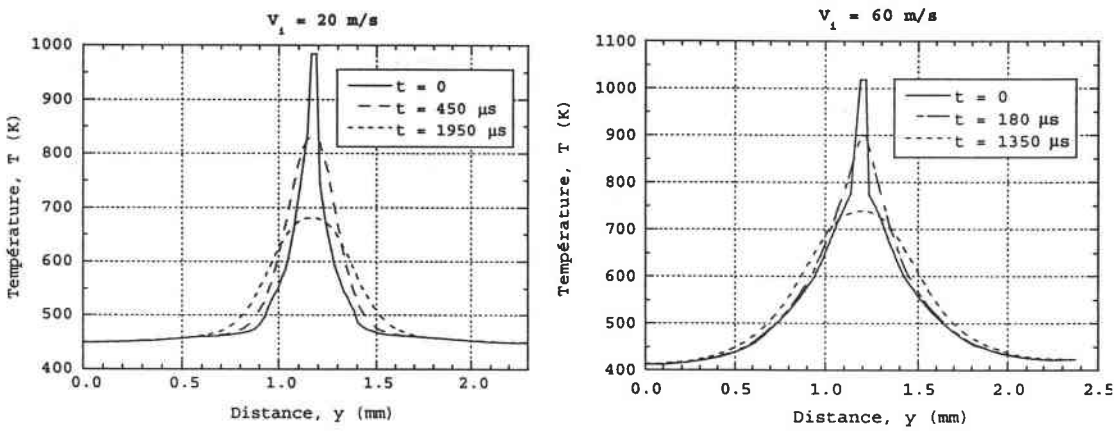


Fig. 3.34 Coupes longitudinales de la couche cisaillée - champs des températures pour différents moment de l'analyse: (a) V_i=20 m/s, (b) V_i=60 m/s

La figure 3.35 montre l'histoire de la température dans les différents points de la couche cisaillée. Au point ① on remarque un changement de phase. La température de changement de phase (T~900 K) et l'énergie de transformation (E~640 J/kg) ont été supposées d'après Nishiyama (1978) et Kuczma et Mielke (1998). La transformation de phase a duré 300 µs, ce temps très court semble indiquer une transformation en martensite (comparer la fig. 3.32 avec les courbes T-t). Le reste de l'éprouvette cisaillée reprend la chaleur à partir de la bande de cisaillement et la température se stabilise finalement après quelques seconds.

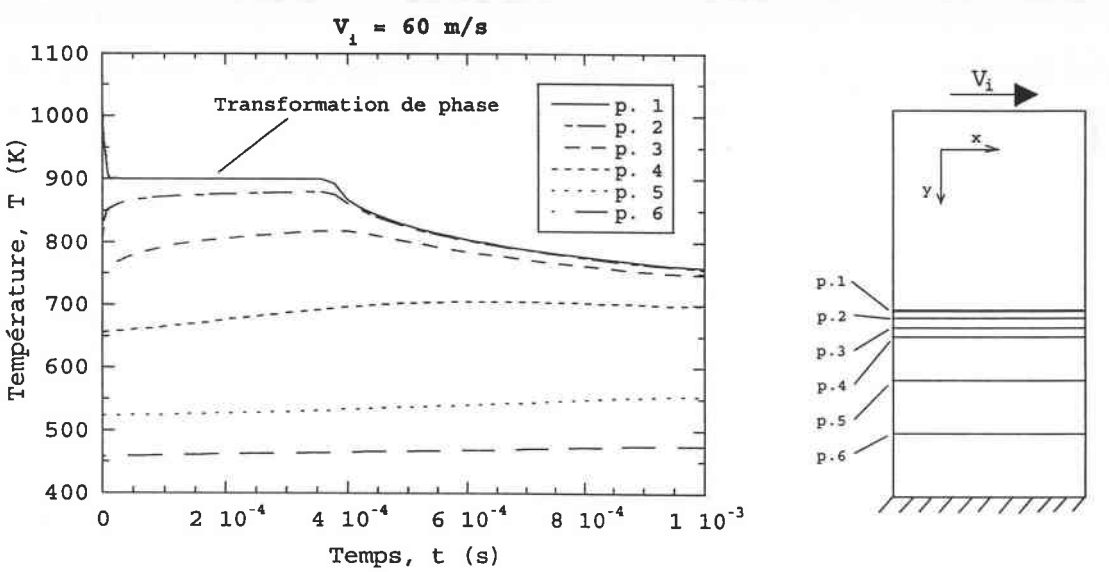


Fig. 3.35 Histoire de la température pour différents points de la couche cisaillée

Les figures 3.36a,b présentent les champs de la température pour les deux moments de l'analyse, t=0 et t=500 µs. Le changement de la température est bien visible, bien qu'il ne soit pas uniforme sur toute la largeur du modèle. Ceci est expliqué par le voisinage très proche des conditions aux limites (isolation) sur les bords parallèles à la direction de la flux et due aux inclinations de ces bords données par la géométrie initiale déformée. Le choix du modèle relativement étroit dans cette direction

(1.0 mm) était dicté par les raisons techniques (long temps de calculs), mais l'identification des températures dans la section transversale au milieu de la couche devrait être fiable.

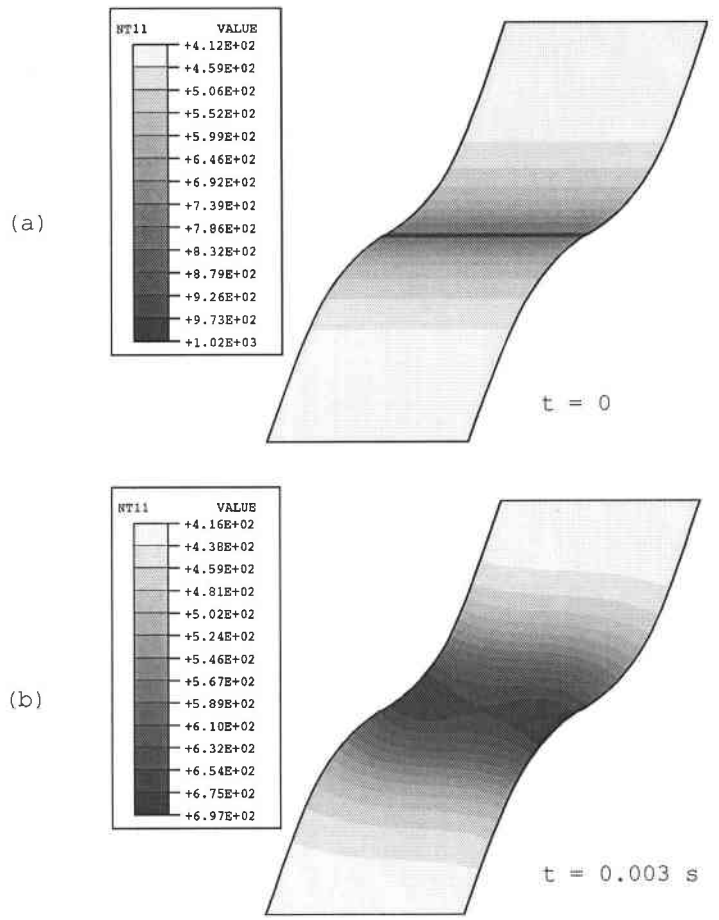


Fig. 3.36 Champs des températures pour les deux moments de l'analyse: (a) état initiale à t=0, (b) état à t=500 μs

On peut conclure que la transformation du matériau peut se produire si les conditions thermiques nécessaires sont satisfaites. La duré de la transformation dépend linéairement de l'énergie du changement de phase et ce paramètre doit être introduit avec les précautions.

Une autre série des résultats a été obtenue à partir des calculs effectués selon l'hypothèse 2. La figure 3.37 présente un comportement du modèle donné par la courbe globale contrainte-déformation avec les trois points pour lesquels on a fait l'étude. Ces points correspondent aux trois moments au cours du processus, respectivement t=6.4 μs, t=16.4 μs et t=19.2 μs. La figure 3.38 montre l'histoire de la température au milieu de la bande de cisaillement, où les trois points sont également indiqués. La courbe principale reflet une augmentation de la température pour les conditions adiabatiques typiques. D'autre part, pour les trois points, les quatre courbes montrent un comportement hypothétique de la bande pour différents coefficients β et λ. Ainsi, on ajoute une courbe qui correspond à β=0.1 (seulement 10% du travail plastique transformé en chaleur). Ceci a pour effet une réduction considérable de l'échauffement adiabatique. Bien entendu, cette manipulation plutôt artificielle remplace des modifications qui aurait pu être appliquées directement à la loi de comportement, car

cette dernière montre une assez faible décroissance des contraintes avec la température. Pour les températures de l'ordre de 1000 K, le matériau implanté dans le code perd la moitié de sa capacité portante, tandis que certains auteurs ont rapporté une chute de 7-10 fois, par exemple Bai et Dodd (1992). Le problème est schématiquement montré sur la fig. 3.39.

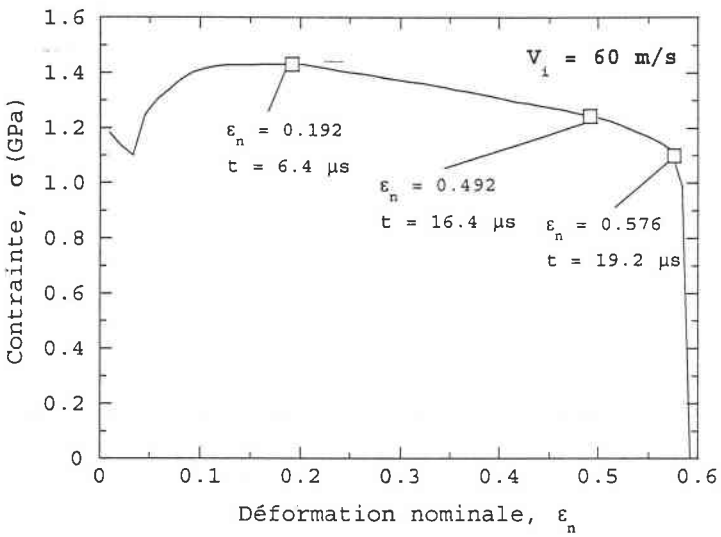


Fig. 3.37 Courbe globale τ(Γ) avec les points considérés dans l'analyse

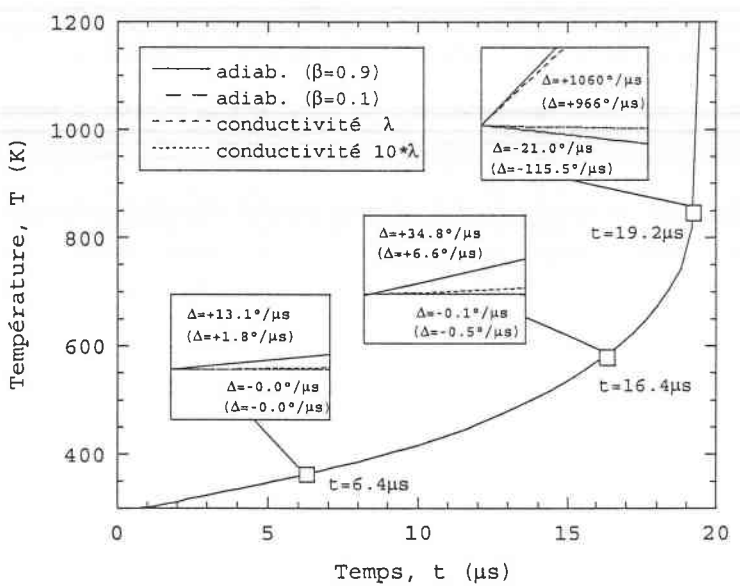


Fig. 3.38 Histoire de la température au milieu de la bande de cisaillement

Dans chacun des trois points sur la fig. 3.38, ils existent également les courbes qui résultent de l'analyse avec la conductivité normale (λ=39 W/mK) et élevée (10 λ). L'ensemble de ces courbes à chaque point permet une comparaison de deux effets opposés sur les températures dans une bande de cisaillement. Les changements de la température (ΔT) sont chiffrés sur la figure. Il en résulte que les effets positifs sur la température sont toujours prépondérants devant les effets négatifs dus à la conductivité thermique. Une conclusion simple s'impose que de telles conditions ne

permettront pas une transformation de phase avant la rupture en raison d'une augmentation permanente de la température.

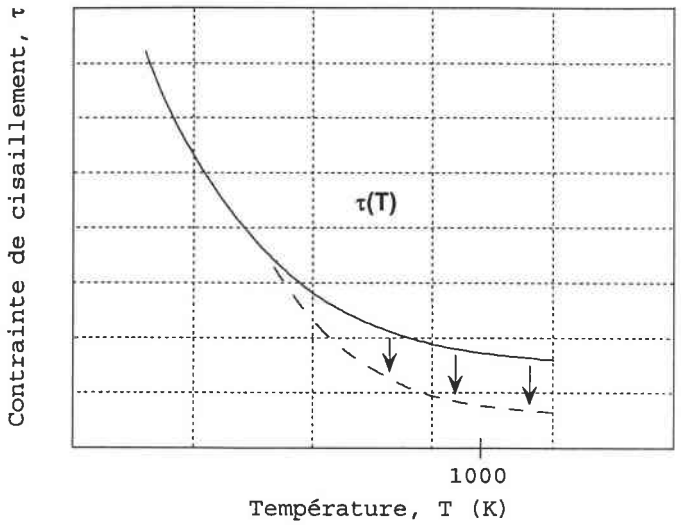


Fig. 3.39 Représentation schématique de la décroissance des contraintes en fonction de la température

Pour terminer cette discussion, on peut essayer de citer quelques paramètres qui pourraient produire une situation plus favorable pour la transformation. Ainsi, une modification directe de la loi de comportement pourrait fournir les meilleures conditions que la diminution du paramètre β. L'effet de la conductivité thermique semble ne pas être suffisamment étudié. Les gradients très élevés de la température dans la bande de cisaillement peuvent provoquer une migration de la chaleur qui n'est pas seulement décrite par la loi de Fourier, mais également influencée pas des phénomènes de conductivité et de radiation. Enfin, les effets du refroidissement sont plus intenses dans les états plane de contrainte ce qui n'est pas notre cas.

Les considérations présentées dans ce sous-chapitre montrent une direction à choisir dans les simulations numériques des bandes de cisaillement. Bien que les difficultés existent, la méthode d'éléments finis semble très utile pour la reconnaissance qualitative et quantitative de ce type des problèmes mécaniques. Ces problèmes requissent une étude plus profonde, mais les résultats délivrés ici peuvent constituer un bon point de départ.

Le problème avec la conductivité thermique n'est pas poursuivi au chapitre suivant, car un modèle d'une vraie éprouvette de double cisaillement fabriquée de l'acier dur VAR4340 comprend un critère de ruine. Afin qu'il reflète correctement le comportement de cet acier, il rende le matériau relativement fragile et ainsi ne permet plus à un développement des bandes de cisaillement fortement plastifiées.

4

Simulation numérique d'un essai de double cisaillement

Etude comparative de la technique expérimentale et de la modélisation par éléments finis

Ce chapitre constitue une partie essentielle de la thèse. Les études présentées auparavant, concernant la modélisation de la loi de comportement et son application aux modèles simples, permettent maintenant de proposer une comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques.

Le but de ce travail est une évaluation critique de la méthode expérimentale du double cisaillement par la modélisation numérique. Il n'est pas tenté d'optimiser la méthode expérimentale, mais par contre, il est porté une attention particulière sur l'amélioration de la modélisation par éléments finis (logiciel ABAQUS), vu la complexité du problème dynamique résolu numériquement (conditions aux limites, type du maillage, forme de la loi de comportement...).

Il paraît indispensable de pouvoir joindre à cette thèse un résumé des résultats expérimentaux, récemment obtenus au LPMM. Ces derniers sont détaillés dans Klepaczko (1996). Cette série de résultats a inspiré les études numériques décrivant le comportement réel de l'éprouvette par une approche éléments finis, Klósak et Klepaczko (1998).

Cette approche qui consiste à comparer l'expérience avec le numérique n'est pas accidentel. Les deux devraient coexister, c'est la philosophie proposée ici.

Conformément aux essais de double cisaillement, quatre géométries (quatre concentrateurs de contraintes différents) sont étudiées afin d'évaluer l'influence de ces entailles sur le comportement d'un matériau à haute limite élastique et à dureté élevée (~50 HRC). Le domaine de vitesses considéré s'étend de la gamme quasi-statique jusqu'aux vitesses d'impact proches de la vitesse critique (CIV), dont l'existence va être discutée.

La chronologie du chapitre 4 est la suivante:

- Aperçu sur la technique expérimentale du double cisaillement,
- Présentation et discussion des résultats expérimentaux avec quatre entailles,
- Simulations numériques effectuées avec le logiciel ABAQUS/Explicit.

Une comparaison des résultats expérimentaux et ceux de l'approche par éléments finis conclura ce chapitre.

4.1 Techniques expérimentales en dynamique

Un grand nombre des méthodes expérimentales existe dans la littérature, passant en revue les différentes techniques de production et les moyens d'investigation en laboratoire des bandes de cisaillement adiabatique. Ces techniques répondent en général aux besoins des industriels confrontés à ce phénomène aussi bien dans le domaine civil que militaire.

Une étude bibliographique plus détaillée est faite par Dormeval et Stelly (1981). Les moyens technologiques et expérimentaux employés couvrent une large gamme de vitesse de déformation. Sur le tableau 4.1, sont résumés quelques modes de déformation avec les domaines de vitesses couverts.

Tableau 4.1
Vitesses de déformation nominales obtenues dans les différents processus, d'après Dormeval et Stelly (1981)

Mode de Déformation	Vitesse de déformation $\dot{\Gamma}\left(s^{-1}\right)$
Filage et laminage	$1 \leq \dot{\Gamma} \leq 10^3$
Forgeage	$10^{-1} \leq \dot{\Gamma} \leq 5 \cdot 10^2$
Emboutissage profond	$1 \leq \dot{\Gamma} \leq 10^2$
Poinçonnement	$10^{-4} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^4$
Choc de structures	$10^{-1} \leq \dot{\Gamma} \leq 10^3$
Explosions d'enveloppes	$10^3 \leq \dot{\Gamma} \leq 10^6$
Impact de projectiles	$5 \cdot 10^3 \leq \dot{\Gamma} \leq 10^9$
Torsion dynamique	$10^2 \leq \dot{\Gamma} \leq 5 \cdot 10^3$

Un court aperçu est seulement donné sur la technique de double cisaillement qui fait l'objet de cette étude.

4.1.1 LE DOUBLE CISAILLEMENT PAR IMPACT DE PROJECTILE

PRINCIPE DE LA METHODE

La technique de double cisaillement, initialement introduite par Ferguson et al. (1967), apparaît comme une technique offrant une sollicitation homogène et uniaxiale à condition que la géométrie des éprouvettes soit bien optimisée. Son amélioration consiste en un impact direct de projectile à bout plat, propulsé par un canon à gaz, Klepaczko (1994c). L'impact direct réduit considérablement le temps de montée qui existe dans la configuration barre-tube utilisée par Campbell et Ferguson (1970). De plus, il est possible de choisir à l'avance la vitesse d'impact du projectile. Contrairement à la torsion, le double cisaillement par impact direct de projectile, permet d'atteindre de très hautes vitesses de déformation

nominales (~10^5 s^{-1}). En outre, si l'éprouvette est bien conçue, alors le mode de sollicitation est homogène (on a presque un cisaillement pur).

Le principe des essais représenté sur la fig. 4.1 est relativement simple: l'éprouvette plane à double entaille est fixée sur le tube de sortie. Une fois le projectile aspiré dans le tube du canon, on injecte de l'air comprimé dans la chambre de propulsion jusqu'à la pression désirée. A l'arrivée du projectile sur l'éprouvette, le déplacement de celle-ci est mesuré par un extensomètre optique. La force est obtenue grâce au signal transmis, mesuré par des jauges de déformation collées, parallèlement à l'axe de sollicitation, sur le tube de sortie.

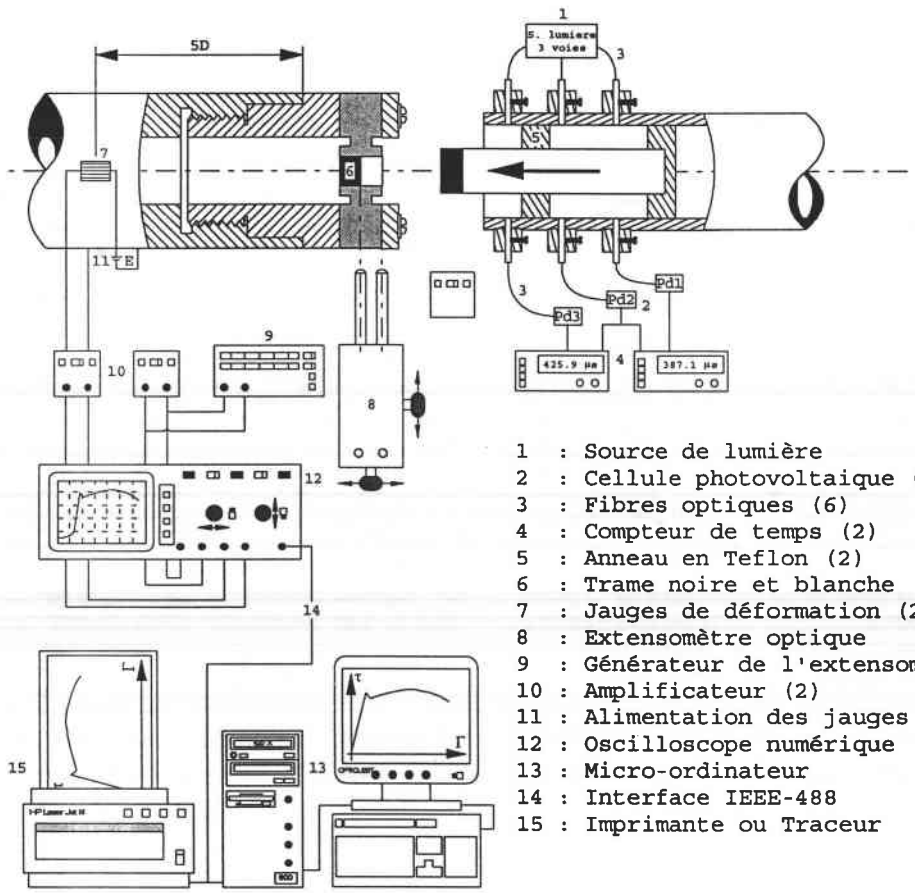


Fig. 4.1 Schéma de la chaîne d'appareils électroniques et informatiques dans le dispositif de double cisaillement dynamique

GEOMETRIE DE L'EPROUVETTE

Le double cisaillement a été décrit par Nicolas (1982) comme étant un moyen d'étude de la plasticité dynamique, surtout pour des vitesses de déformation supérieures à 10^4 s^{-1}. Néanmoins, la géométrie de l'échantillon doit répondre à quelques exigences afin qu'un mode de flexion (rotation) de celui-ci ne soit superposé au cisaillement. Il apparaît ainsi que la géométrie de l'éprouvette joue un rôle très important dans l'efficacité de cette technique.

Les résultats des travaux de Campbell et Ferguson (1970) montrent que les éprouvettes subissent une flexion importante et un émoussement des parties en contact avec le tube. Une diminution de la largeur h, de 0.84 mm à 0.25

mm, de la partie active de l'échantillon n'a pas apporté d'amélioration (la géométrie de l'éprouvette utilisée est illustrée sur la fig. 4.2a).

Klepaczko (1994c) a proposé une modification de la géométrie de l'éprouvette (Modified Double Shear geometry - MDS) où la partie soumise au cisaillement a une largeur plus grande, h_s=2.0 mm (fig. 4.2b). Le but de cette modification était de réduire considérablement les concentrations des contraintes aux bords de l'entaille. D'autre part les parties extérieures de l'éprouvette, étant plus longues que dans les géométries précédentes, elles assurent une meilleure fixation.

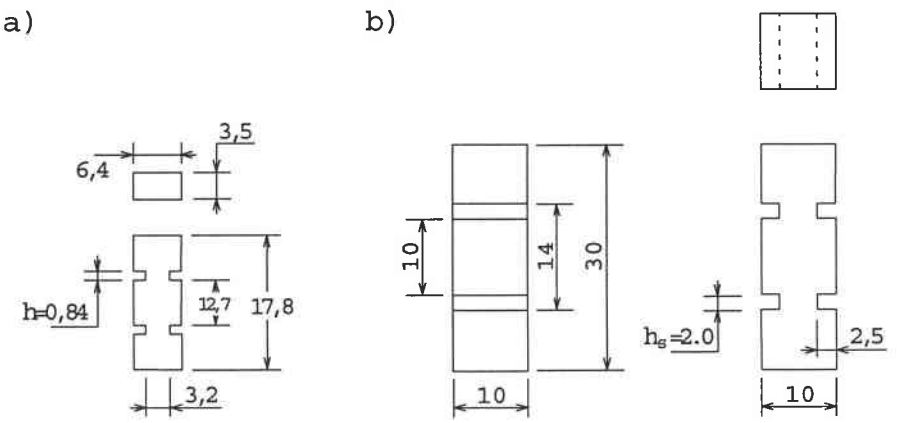


Fig. 4.2 Géométries des éprouvettes de double cisaillement: (a) d'après Campbell et Ferguson (1970), (b) d'après Klepaczko (1994a)

Il apparaît ainsi clairement, que parallèlement aux essais mécaniques, il est nécessaire qu'une modélisation et une analyse numérique soient entreprises afin d'optimiser la géométrie des échantillons pour chaque type du matériau étudié. Il faut impérativement prêter attention à ce que la géométrie engendre des contraintes sur les parties cisaillées qui soient plus grandes que celles au niveau des appuis, pour éviter l'émoussement de ces dernières et minimiser ainsi la rotation de l'éprouvette.

4.1.2 LE DOUBLE CISAILLEMENT EN QUASI-STATIQUE

Les essais de double cisaillement peuvent être également réalisés en quasi-statique sur une machine hydraulique rapide. Seulement le schéma général du dispositif expérimental est présenté sur la fig. 4.3; les détails sur ce dispositif peuvent être trouvées dans Klepaczko (1992). Ce dispositif permet d'obtenir des vitesses de déformation comprises entre 10^{-4} s^{-1} et 10^{3} s^{-1}.

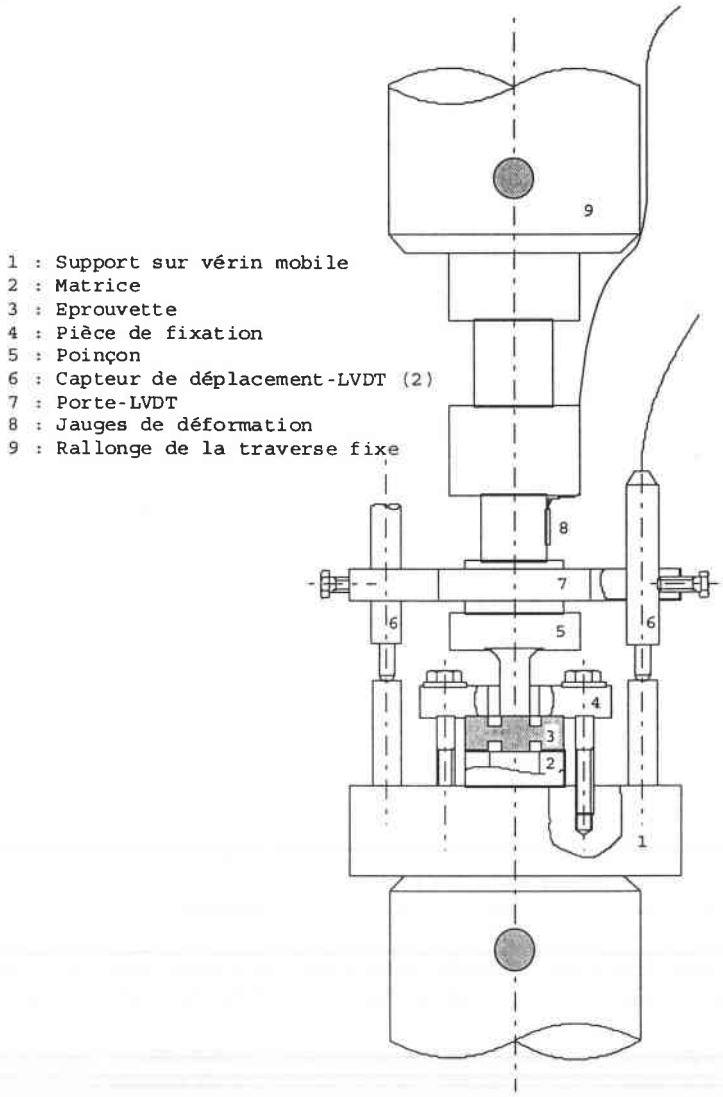


Fig. 4.3 Dispositif pour les essais quasi-statiques (machine hydraulique rapide)

4.2 Résultats expérimentaux obtenus par impact direct sur les éprouvettes MDS (acier VAR4340)

La méthode d'impact direct sur l'éprouvette du double cisaillement décrite ci-dessus a été appliquée sur l'acier VAR4340, Klepaczko (1996), les résultats obtenus ont servi partiellement dans cette thèse. De notre point de vue, ce travail donnait une parfaite occasion de confronter les calculs numériques effectués avec des résultats expérimentaux. Les résultats ont permis de vérifier les hypothèses faites pour les simulations par éléments finis, notamment, le choix de la loi de comportement et du critère de ruine, la modélisation du comportement d'une éprouvette MDS entière par celui d'une couche infinie et enfin la modélisation de l'éprouvette complète. D'autre part, les simulations ont fourni des informations utiles sur le comportement de l'éprouvette, informations qui sont difficiles à vérifier durant l'expérience comme la cinématique de l'éprouvette et les champs des températures.

Une question principale posée concerne l'influence des concentrateurs de contraintes sur le mécanisme de rupture.

4.2.1 CONCENTRATEURS ADIABATIQUES DES CONTRAINTES

L'amorçage de fissures et de la rupture des matériaux métalliques soumis à des taux de chargement différents ont fait l'objet de nombreuses recherches, à titre d'exemple par Klepaczko (1990). Puisque le stade ultime de la déformation dans une bande de cisaillement conduit à un Mode II de rupture, ce mode devrait dominer dans les expériences d'impact en cisaillement. On suppose, en mécanique de la rupture, que la pointe de la fissure a un rayon infinitésimal et que la concentration de contraintes est extrêmement sévère. Si le temps de chargement du petit volume autour de la pointe de la fissure est relativement faible, un échauffement adiabatique est observé dans ce volume et localement un cisaillement adiabatique peut naître. Une analyse plus détaillée des effets de la vitesse et du champ de contraintes en pointe de fissure pour un Mode II de chargement est proposée par Varfolomeyev et Klepaczko (1995). La conclusion principale de cette étude est que la zone de déformation plastique en Mode II près de la pointe de la fissure est réduite lorsque la vitesse de chargement augmente. Cela conduit à une conclusion plus générale: lors d'essais d'impact, les concentrateurs de contrainte conduisent à un comportement plus fragile.

Un cas particulier est l'éprouvette de type MDS soumise à un chargement de cisaillement relativement important. Dans ce cas, la propagation des ondes élastiques-plastiques ne peut être négligée. La figure 4.4 présente un exemple d'entaille du type V. Les ondes de cisaillement élastiques-plastiques prennent naissance au voisinage du plan A-A. Cette onde est engendrée le long de l'axe x par la vitesse de cisaillement V_i et se propage le long de l'axe y à la célérité $C_2(\Gamma)$, selon la théorie des ondes dans des matériaux insensibles à la vitesse. L'onde de cisaillement (zone sombre sur la fig. 4.4) rapproche du plan B-B où se trouve le concentrateur des contraintes. Au niveau de la pointe de celui-ci, l'onde de cisaillement provoque de grandes déformations plastiques dans les conditions adiabatiques. Si le maximum de la résistance du matériau est atteint, alors une fissure peut apparaître. Celle-ci se propagera ensuite selon la direction des contraintes de cisaillement maximales - un des critères possibles pour la rupture.

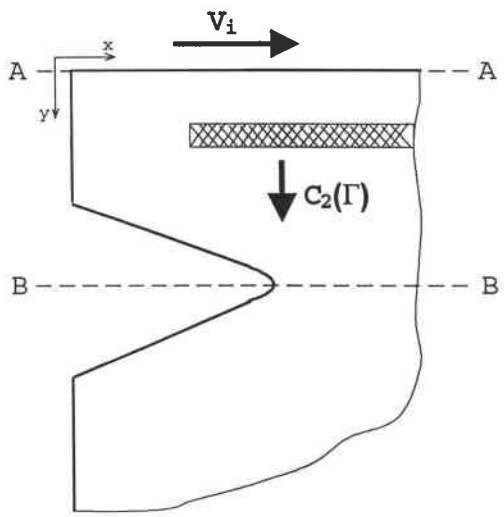


Fig. 4.4 Propagation d'une onde de cisaillement dans un milieu avec le concentrateur de contrainte de type V

Cette description simplifiée met en évidence la compétition entre deux mécanismes de rupture adiabatique. Pour une vitesse d'impact V_i trop importante supérieure à la vitesse d'impact critique (CIV) en cisaillement, les ondes de cisaillement ne se propagent pas le long de la direction de l'entaille et la déformation plastique se trouve concentrée près de la surface A-A. Ce phénomène est un mode particulier de rupture adiabatique. Si la vitesse d'impact est légèrement inférieure à la CIV, les deux mécanismes de rupture interagissent augmentant de ce fait l'énergie totale de rupture. Les deux mécanismes de rupture sont sensibles à la fois à la vitesse d'impact et à la forme du concentrateur des contraintes.

4.2.2 EXPERIENCES AVEC DIFFERENTS CONCENTRATEURS DE CONTRAINTES

Le principal intérêt de réaliser des expériences avec différents concentrateurs de contraintes est de pouvoir étudier l'effet de la vitesse de chargement sur la formation des bandes de cisaillement adiabatique et sur la rupture adiabatique.

Les dimensions globales des éprouvettes MDS sont inchangées, seule la zone de cisaillement est modifiée. Quatre formes ont été utilisées (voir fig. 4.5): la géométrie standard fig. 4.5a, l'entaille en U fig. 4.5b, l'entaille en V fig. 4.5c et la géométrie avec une entaille très fine fig. 4.5d. Les éprouvettes sont également présentées avec une échelle de référence sur la photo ci-dessous (fig. 4.6).

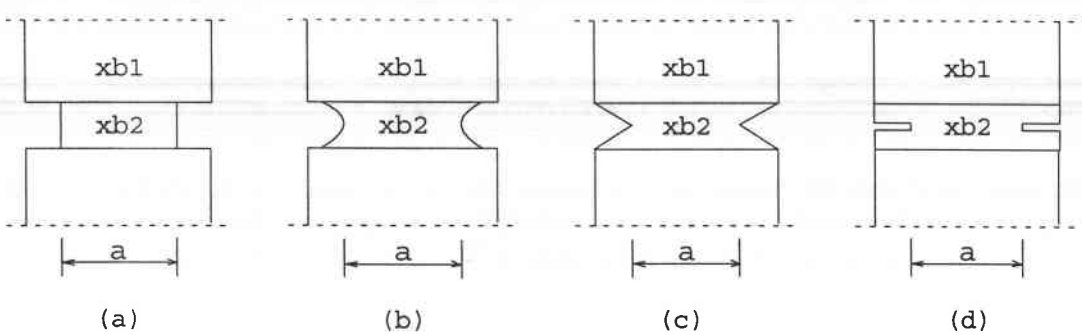


Fig. 4.5 Configurations d'éprouvette MDS utilisées dans l'expérience: (a) géométrie standard, (b) entaille en U, (c) entaille en V, (d) entaille fine

Le ligament « a » ainsi que l'épaisseur « b » sont identiques pour chaque configuration (a=5.0 mm, b=6.0 mm), sauf pour l'éprouvette avec entaille très fine pour laquelle a~5.5 mm. L'épaisseur de cette entaille, obtenue par électro-érosion, est de 0.2 mm. Les éprouvettes ont été découpées dans l'acier VAR4340, ~50HRC.

Les résultats complets de ces essais sont présentés dans Klepaczko (1996). Ici, seules certaines courbes représentatives seront reprises.

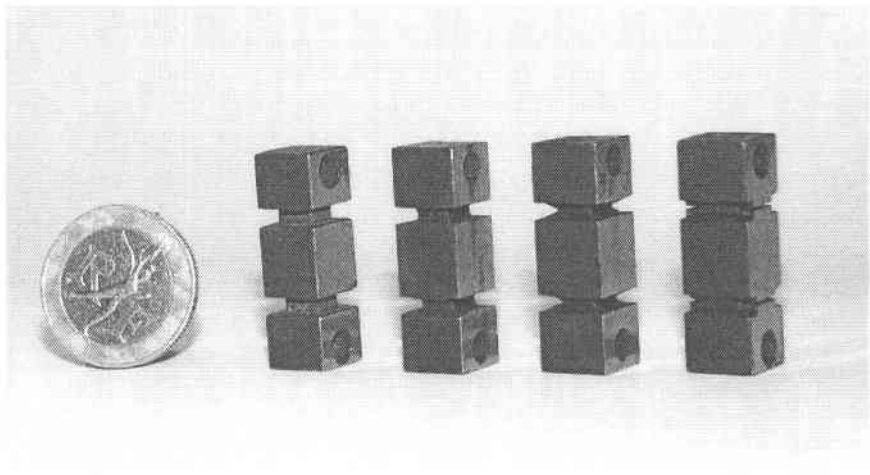
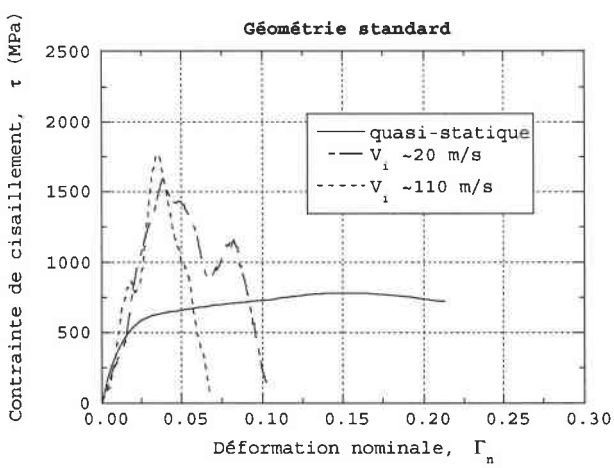
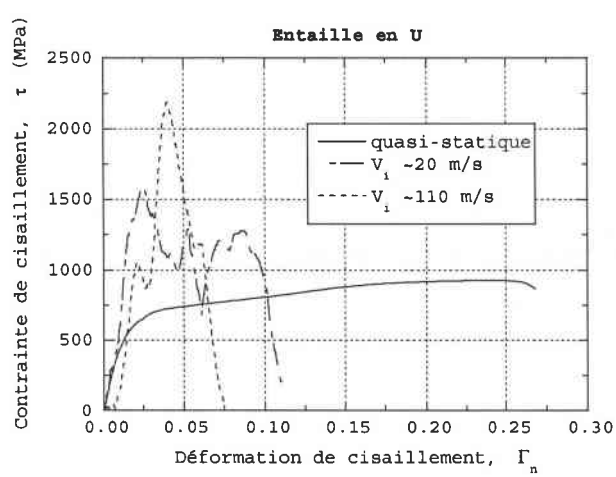


Fig. 4.6 Quatre éprouvettes MDS différentes avec l'échelle de référence

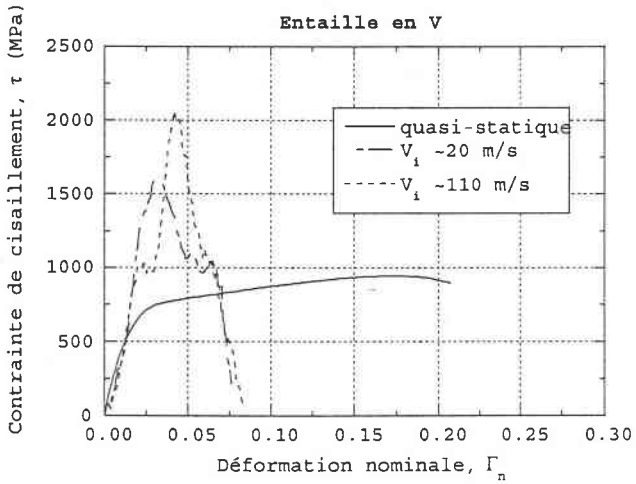
La première série des figures, fig. 4.7a-d présente l'ensemble des courbes pour quatre entailles différentes. Pour tous les concentrateurs, la même allure est observée. Les vitesses quasi-statiques mènent à la rupture pour des déformations nominales Γ_{nc}~0.20-0.25, et les contraintes τ maximales sont de l'ordre de 800-900 MPa. La déformation nominale est définie de la même manière pour les quatre géométries de l'éprouvette, $\Gamma_c=\Delta(t)/h_s$, où $\Delta(t)$ est le déplacement de la partie impactée de l'éprouvette en fonction du temps déterminé à partir des relevés obtenus sur oscilloscope; h_s est la hauteur de la couche cisaillée, h_s=2.0 mm.



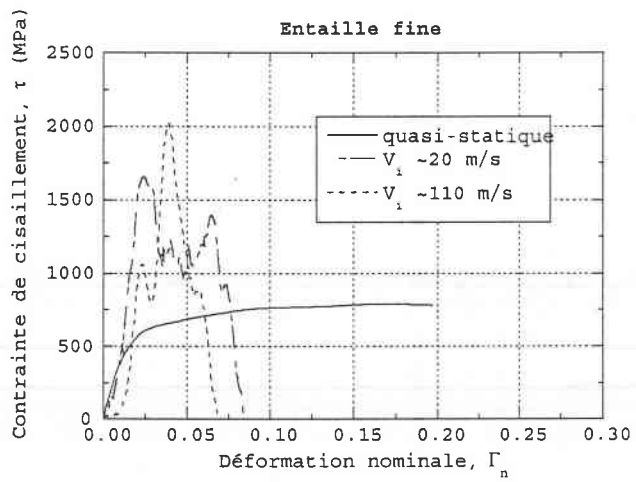
(a)



(b)



(c)



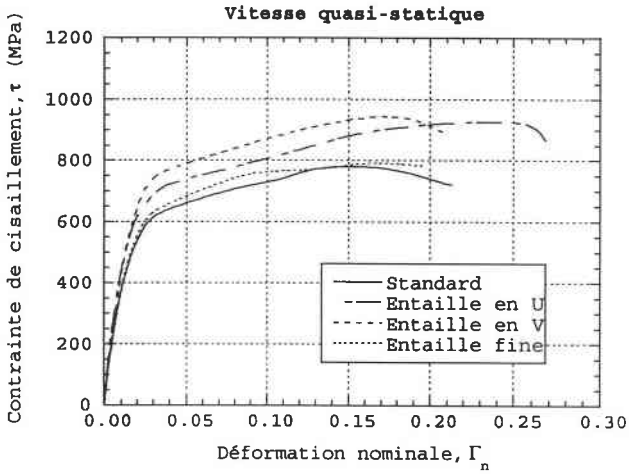
(d)

Fig. 4.7 Ensemble des courbes $\tau(\Gamma)$ pour différentes vitesses d'impact: (a) géométrie standard, (b) entaille en U, (c) entaille en V, (d) entaille fine

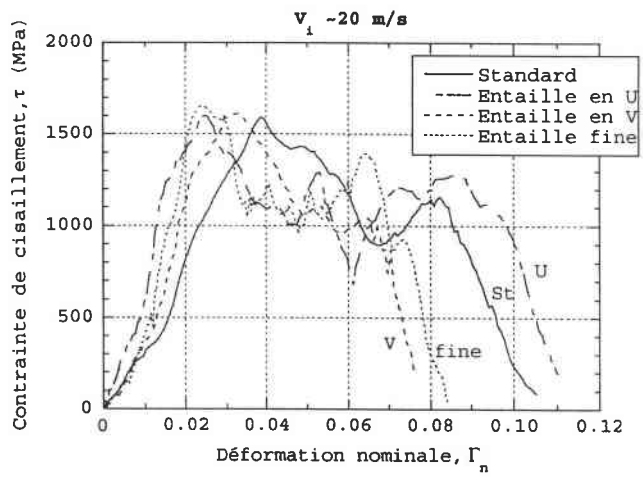
Pour la vitesse d'impact V_i~20 m/s, une diminution des déformations nominales Γ_n à la rupture est visible, les valeurs obtenues sont respectivement ~0.10 pour les géométries standard et U et ~0.08 pour les entailles aiguës. Les pics d'inertie apparaissent pour toutes les entailles, et ils font augmenter les contraintes jusqu'à ~1600 MPa. Pour les vitesses d'impact de ~110 m/s, la tendance à l'augmentation des contraintes et à la diminution des déformations à la rupture est maintenue. Ainsi, les contraintes varient entre ~1800 MPa pour la géométrie standard et ~2200 MPa pour la géométrie en U. Les déformations nominales à la rupture restent presque identiques pour toutes les entailles, Γ_n~0.07. Les résultats obtenus sont semblables à ceux publiés pour le même acier par Rezaig (1994).

La deuxième série, fig. 4.8a-c, regroupe les résultats de manière à mettre ensemble les courbes qui correspondent aux mêmes vitesses d'impact. On présente donc sur la fig. 4.8a, les quatre courbes pour la vitesse quasi-statique. Les différences entre elles s'expliquent plutôt par les imperfections géométriques des éprouvettes et non par le rôle important des concentrateurs des contraintes. Par contre, la fig. 4.8b (V_i~20 m/s) présente clairement les différences entre les déformations nominales Γ_{nc} pour chaque entaille. D'abord, la déformation Γ_{nc} augmente pour la géométrie U par

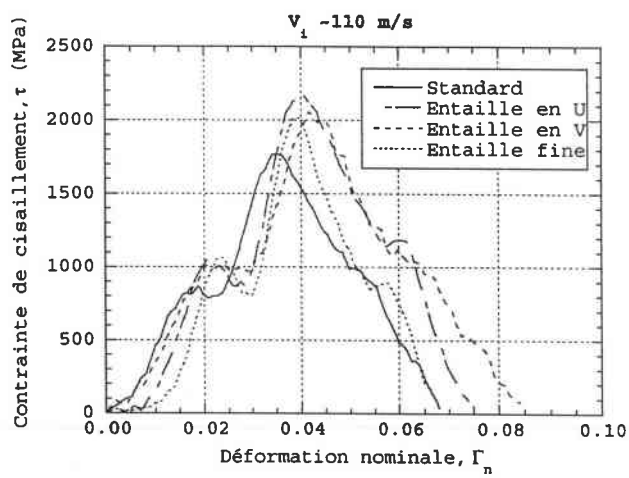
rapport à la géométrie de référence (standard), alors qu'on observe une diminution de Γ_{nc} lorsque l'entaille devient plus aiguë (V et entaille très fine). Les vitesses d'impact présentées sur la fig. 4.8c (V_i~110 m/s) donnent un comportement similaire dans tous les cas. Cela peut indiquer une rupture fragile instantanée pour laquelle la forme de l'entaille devient peu importante.



(a)



(b)



(c)

Fig. 4.8 Comparaison des courbes τ(Γ) pour différents types d'entaille: (a) vitesse quasi-statique, (b) V_i~20 m/s, (c) V_i~110 m/s

Les résultats intéressants sont fournis sur la fig. 4.9 où les valeurs moyennes de l'énergie dissipée jusqu'à la rupture sont présentées. Elles sont données en fonction de la vitesse nominale d'impact. A titre d'exemple, une vitesse de déformation 10^4 s^{-1} correspond à l'impact de 20 m/s. Les courbes moyennes sont tracées à partir des valeurs exactes (non tracées ici pour clarifier l'interprétation) et elles indiquent clairement les principales tendances. Ainsi, pour les vitesses de déformations modérées, une augmentation de l'énergie est enregistrée. Elle est plus grande pour les géométries moins aiguës (standard, U) où les zones plastiques peuvent se développer. Pour les vitesses plus élevées, on a une diminution de l'énergie qui se stabilise au même niveau pour chaque type d'entaille. La forme du concentrateur n'influence plus sur le moment de la ruine, la rupture fragile l'emporte.

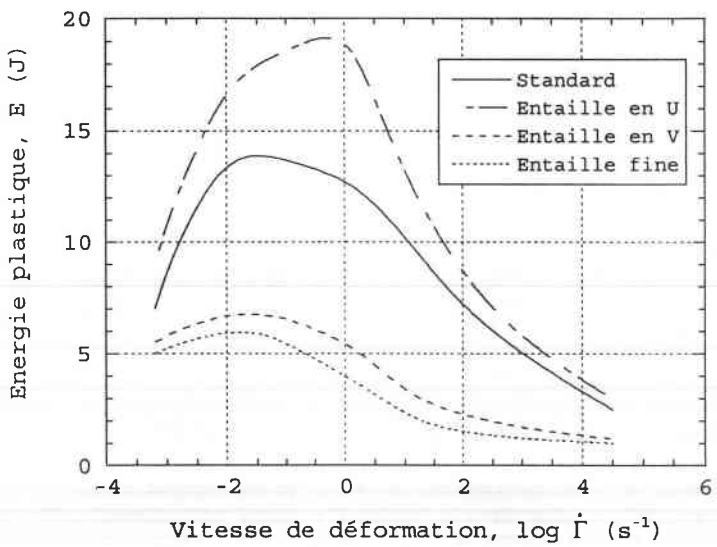


Fig. 4.9 Valeurs moyennes de l'énergie dissipée jusqu'à la rupture pour quatre entailles différentes, d'après Klepaczko (1996)

Il semble difficile de tirer des conclusions concernant l'estimation de la vitesse critique d'impact (CIV) à partir des résultats obtenus. D'après l'approche analytique et les simulations numériques pour les géométries simples, la CIV pour l'acier VAR4340 s'élève à ~120-130 m/s. Avec les vitesses maximales réalisées, on est légèrement en dessous de ces valeurs. Les observations des éprouvettes rompues ne montrent pas non plus des formes des bandes de cisaillement propres à la CIV, fig. 4.10. Cette série d'essais n'a donc pas permis une estimation précise sur la CIV.

La CIV est normalement signalée par une chute considérable de l'énergie dissipée au cours du processus. Ici, une observation de l'énergie ne peut pas fournir une valeur exacte, car l'énergie commence déjà à diminuer pour des vitesses d'impact assez faibles. La CIV peut être alors liée au changement du mode de rupture, c'est-à-dire, au passage de la forme curviligne de la zone de cisaillement à une ligne droite qui se propage au bord de la zone cisaillée du côté de l'impact (voir le schéma fig. 4.10). Ce phénomène n'a cependant pas été observé dans cette série d'expérience, car la fragilité locale du matériau cache l'apparition de la CIV. Le cas de l'acier VAR4340 semble être un matériau de référence. Le preuve en est donnée par les courbes du comportement globale τ–Γ, où pour les vitesses

proche de la CIV, le mode de rupture ne dépend plus de la forme de l'entaille.

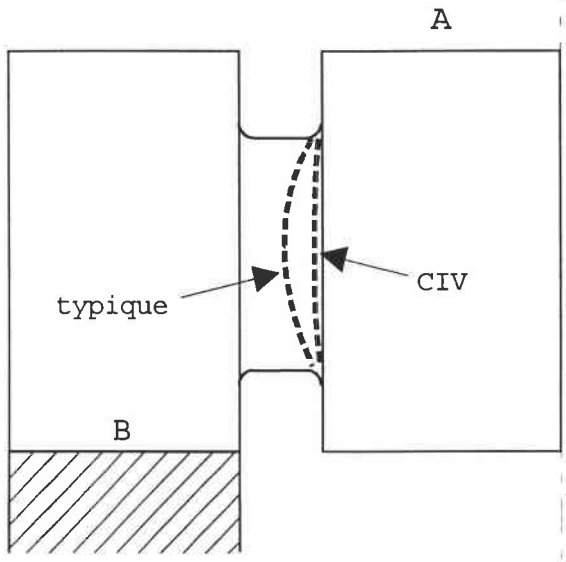


Fig. 4.10 Représentation schématique de la forme d'une bande de cisaillement produite lors de l'essai du double cisaillement

Concernant les métaux relativement fragiles (l'acier VAR4340 le devient à très hautes vitesses de déformation), le phénomène de rupture fragile apparaît avant le développement de la zone plastique et du blocage des déformations plastiques. Les considérations sur la CIV n'ont donc plus le même sens que ceux présentés au chapitre 3.

En conclusion, les résultats expérimentaux ont confirmé le rôle primordial des concentrateurs de contraintes. Les zones plastiques se réduisent lorsque l'acuité de l'entaille augmente. Cette tendance à la réduction des zones plastiques est également observée lors de l'augmentation de la vitesse d'impact.

Cette étude se poursuivit par les simulations numériques. Les résultats expérimentaux vont servir de vérification aux approches proposées dans l'approche par éléments finis. D'autre part, les simulations vont répondre à certaines questions posées après l'expérience. L'une de ces questions concerne l'estimation de la vitesse d'impact critique.

4.3 Simulations numériques du double cisaillement

Les résultats expérimentaux avec les éprouvettes de double cisaillement (MDS) faites en acier VAR4340 (~50 HRC) sont le prétexte pour exécuter une série de simulations numériques. Les objectifs de ces calculs sont les suivants:

- Confrontations des résultats expérimentaux issus de nos essais avec les estimations numériques en s'intéressant particulièrement à l'effet de la vitesse de déformation, à l'effet des ondes plastiques et au rôle des concentrateurs de contraintes,
- Validité de la méthode du double cisaillement appliquée aux aciers à haute limité élastique et à dureté élevée,

- Vérification de la loi de comportement développée au chapitre 2, incluant un critère de ruine, dans un problème dynamique réel,
- Estimation de la vitesse d'impact critique (CIV) en cisaillement par la technique du double cisaillement,
- Observations du modèle numérique afin d'obtenir de certaines informations sur le comportement de l'éprouvette, informations difficilement accessibles au cours de l'expérience réelle (champs des températures, cinématique de l'éprouvette, l'effet des imperfections...),
- « Optimisation » de la modélisation numérique - influence du maillage, des conditions aux limites; définition du cadre théorique du problème; évaluation des performances du logiciel ABAQUS/Explicit appliqué aux problèmes dynamiques couplés avec la température.

La base de départ pour cette étude est constitué par les simulations numériques précédentes concernant le cisaillement d'une couche infinie (chapitre 3.1.4). Les simplifications réalisées dans cette série-là concernaient surtout la géométrie (une couche infinie modélisait en fait une partie de l'éprouvette MDS qui subissait un cisaillement) et le comportement du matériau (un manque du critère de ruine). Le but de cette partie de l'étude était d'obtenir des informations de base au sujet de la propagation d'ondes (estimation de la CIV) et les indications sur la loi de comportement (modélisation des états de localisation plastique profonde à très hautes températures locales).

Le modèle proposé dans ce chapitre vise plus précisément la simulation d'un essai de double cisaillement. On modélise alors une éprouvette MDS complète (en réalité la moitié compte tenu de la symétrie du problème) avec une fixation sur le tube d'Hopkinson. L'acier étudié - VAR4340 a une dureté élevée ~50 HRC, ce qui lui donne un comportement fragile, surtout lors des chargements dynamiques. Il est donc indispensable d'introduire un critère de ruine pour reproduire un tel comportement.

Afin de mieux comprendre le rôle des concentrateurs de contraintes, les quatre géométries d'entailles, identiques à celles utilisés lors des expériences, sont étudiées. Le rôle des concentrateurs de contraintes dans la transition de la plastification limitée à la rupture parfaitement fragile, typique pour les aciers durs, semble qualitativement évident. Par contre, les questions quantitatives pourront être évoquées après par les simulations présentées ci-après.

4.3.1 MODELE PAR ELEMENTS FINIS

Le code ABAQUS/Explicit est utilisé. Une présentation schématique de la configuration expérimentale et de la modélisation par éléments finis est donnée sur la fig. 4.11. L'impact sur la surface A est modélisé par l'introduction d'une vitesse à chaque nœud. Comme cela a été fait dans les calculs précédents, la vitesse finale est atteinte après un certain temps de montée (ici $t_m=2\cdot10^{-7}$ s) donné selon la fonction cumulative de Gauss (l'éq. 3.12).

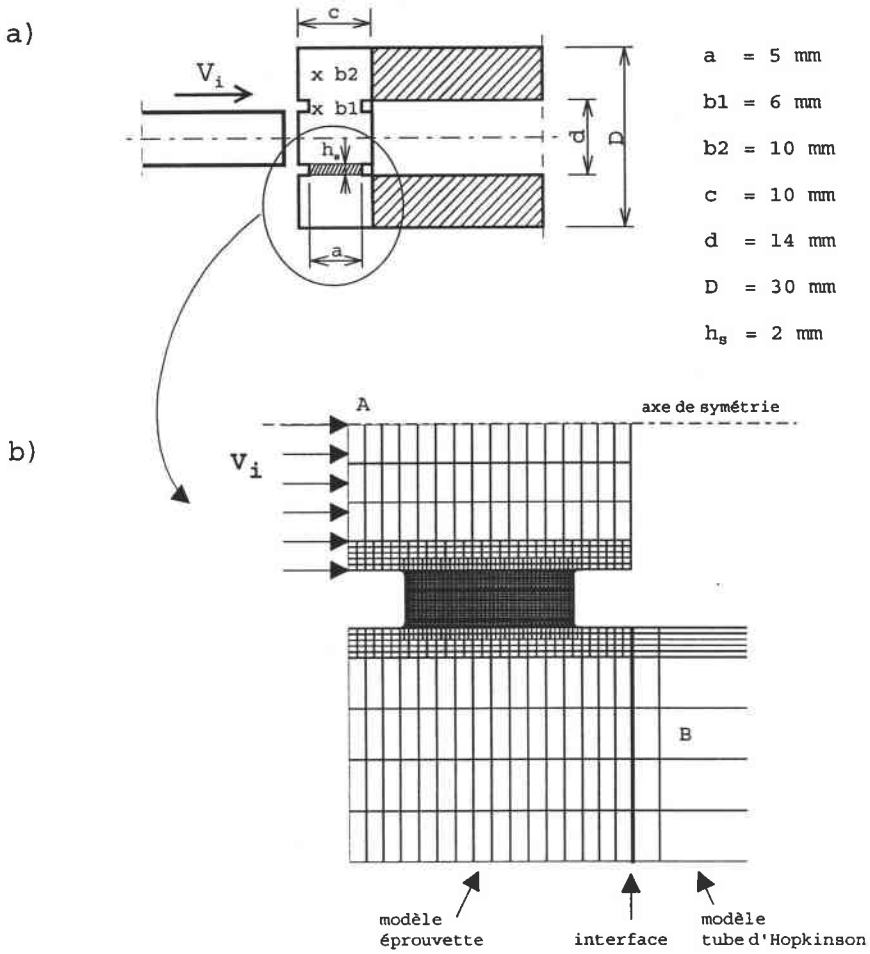


Fig. 4.11 Schéma de la configuration expérimentale du double cisaillement (MDS): (a) impact sur l'éprouvette MDS, (b) modèle des éléments finis

Le support de l'éprouvette (tube d'Hopkinson) - surface B, est modélisé par trois moyens différents, fig. 4.12. La première idée était d'utiliser des éléments ressorts (fig. 4.12a) afin de refléter un comportement élastique du support, mais les ressorts produisent des effets d'amortissement néfastes. Le deuxième modèle rigide (fig. 4.12b) est une idéalisation du problème, car en réalité les boulons d'attache ne sont pas capables de fournir une fixation parfaite (encastrement) de l'éprouvette sur le tube d'Hopkinson. De plus, le tube d'Hopkinson subit une certaine déformation et un déplacement. Finalement, des éléments de contact ont été choisis, ce qui semble être la solution la plus proche de la réalité (fig. 4.12c).

La loi de comportement étudiée auparavant (l'éq. 2.41) a été reprise. Il faut rappeler ici qu'elle est basée sur des données matériaux trouvées dans la littérature (voir chapitre 2.3.1) et non sur les résultats de nos essais. La chronologie des travaux l'a imposé, mais les résultats finaux obtenus n'ont pas indiqué une nécessité de recalculer les constantes dans la loi de comportement. La fragilité de l'acier étudié (VAR4340) a imposé l'introduction d'un critère de ruine adéquat. Ce critère a déjà été discuté au chapitre 2, mais il n'était cependant pas appliqué d'une façon identique dans les simulations précédentes (cisaillement d'une couche infinie, traction d'une barre ronde), car on évitait délibérément de modéliser un comportement fragile.

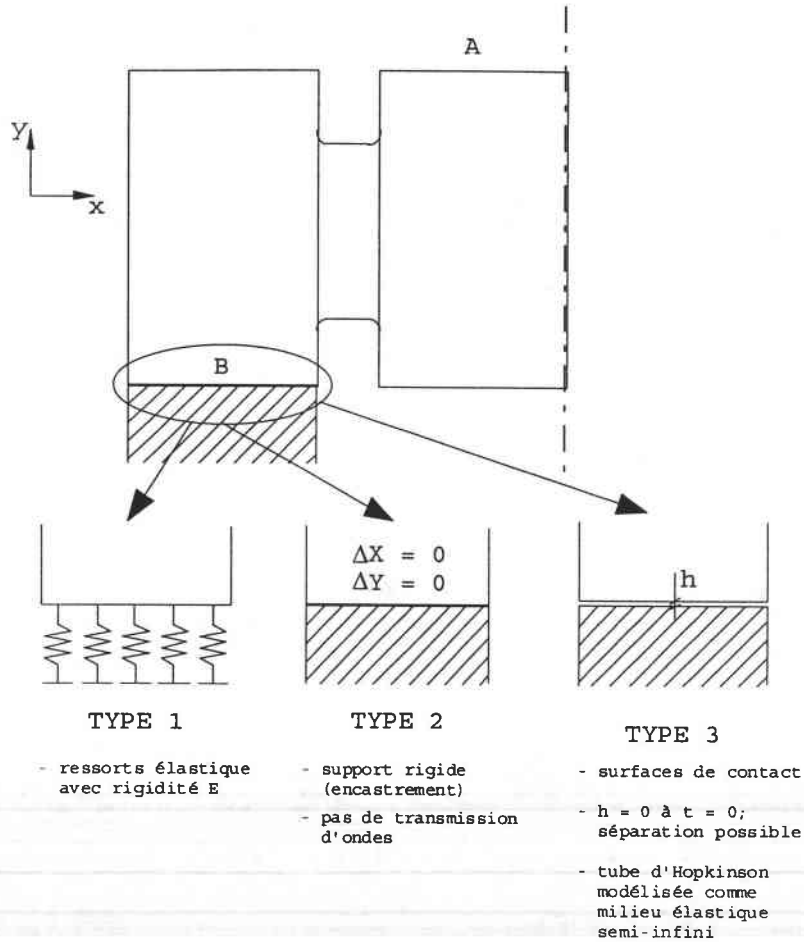


Fig. 4.12 Modélisation de l'interface éprouvette - tube de Hopkinson: (a) support élastique, (b) support rigide, (c) surface de contact

Ici, le critère donne des valeurs critiques calculés à partir des courbes adiabatiques $\tau_A(\Gamma)$. Pour ce critère $\varepsilon_c(\dot{\varepsilon})$ correspond à $\Gamma_{n1}(\dot{\Gamma})$. Les valeurs suivantes des déformations critiques de rupture ont été adoptées: ε_c=0.125-0.128. Ces valeurs correspondent à des vitesses de déformation de $5 \cdot 10^3$ à $7.5 \cdot 10^4$ s^{-1}. Pour les vitesses d'impact V_i>20 m/s, la valeur de ε_c peut être supposée constante (compare fig. 2.16).

Le choix entre ce critère de déformation critique et le critère basé sur la valeur critique de la densité d'énergie est argumenté par le fait que les deux approches donnent des résultats très similaires et que le critère de déformation s'implémente plus facilement dans le code ABAQUS (commande *FAILURE, PEEQ=0.125, où PEEQ est la déformation plastique équivalente).

Les fig. 4.13a-d présentent les quatre géométries d'éprouvettes avec les entailles différentes. Le nombre d'éléments dans la zone cisaillée est d'environ 1200 (d'autres maillages ont également été considérés pour étudier les effets de la densité du maillage). Le problème est modélisé plan, et l'état plan de contrainte est obtenu par les éléments CPS4R (élément à 4 nœuds, à intégration réduite).

Plusieurs vitesses d'impact V_i, 10 m/s<V_i<180 m/s, ont été considérées. Etant donné que notre intérêt était plus grand pour l'éprouvette standard (fig. 4.13a), des vitesses supplémentaires ont été envisagées sur cette géométrie.

Toutes les vitesses d'impact sont rassemblés dans le tableau 4.5. Les résultats complets sont également discutés par Klósak et Klepaczko (1998).

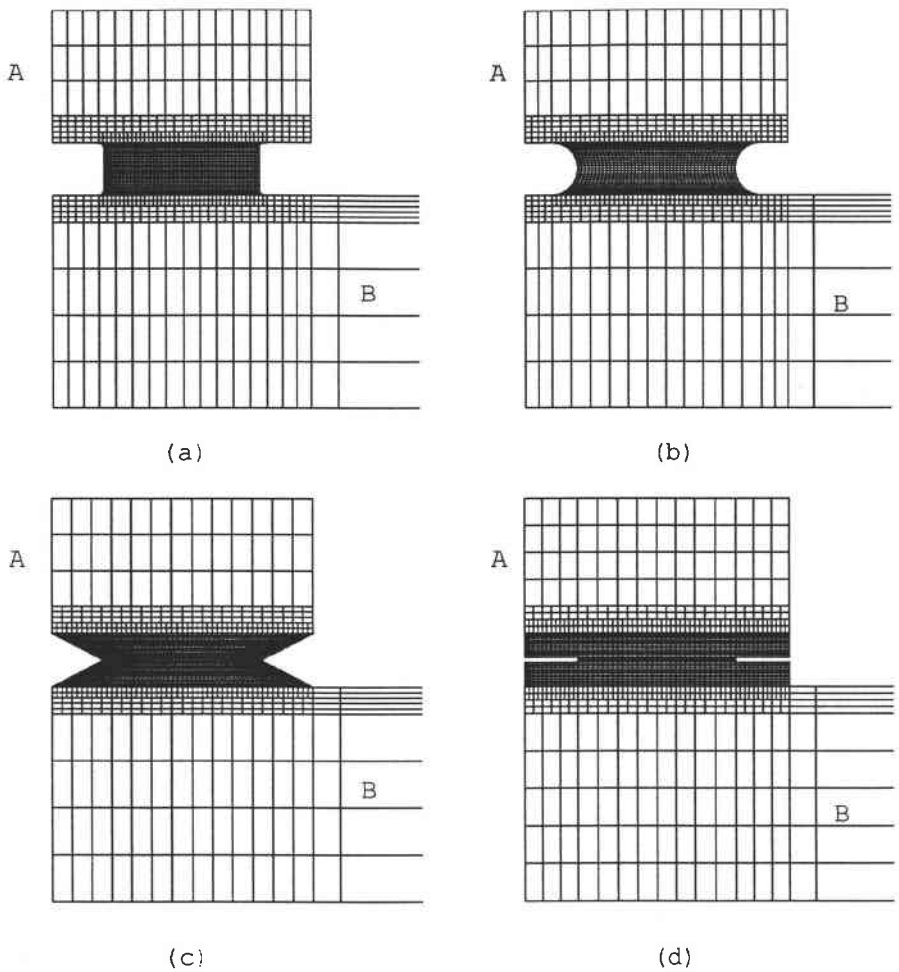


Fig. 4.13 Maillages proposés pour les simulations numériques: (a) géométrie standard, (b) entaille en U, (c) entaille en V, (d) entaille fine

Tableau 4.5
Simulations numériques du double cisaillement

Vitesse d'impact V_i	Géométrie de l'éprouvette			
	Standard	Entaille en U	Entaille en V	Entaille fine
10	X	X	X	X
30	X	X	X	X
60	X	X	X	X
80	X	X	X	X
100	X	X	X	
115	X			
130	X	X	X	
150	X			

4.3.2 INFLUENCE DES CONCENTRATEURS DE CONTRAINTE ET DE LA RUPTURE ADIABATIQUE EN CISAILLEMENT

Plusieurs séries de simulations numériques ont été effectuées pour les quatre géométries de couche cisaillée avec différents concentrateurs de contraintes, Klósak et Klepaczko (1998), Klepaczko et al. (1998a,b). Afin de comparer les résultats expérimentaux et numériques, les vitesses d'impact de cisaillement V_i imposées varient de 10 m/s à 150 m/s. Pour chaque simulation, les résultats suivants sont donnés:

- les modes de ruine (l'évolution de la fissuration) à différents temps et à différentes vitesses d'impact V_i,
- le champ de température dans les couches cisaillées au moment de la rupture, y compris les endroits les plus chauffés,
- la contrainte nominale de cisaillement à la rupture,
- les déplacements Δ_1 et Δ_2 de la partie centrale de l'éprouvette de double cisaillement (MDS) pour les quatre types de géométries, Δ_1 déplacement au début de la rupture (élimination du premier élément) et Δ_2 déplacement au moment de la rupture complète (élimination du dernier élément),
- la réaction des supports R déterminée pour chaque géométrie MDS et pour chaque vitesse d'impact V_i - analogue à la force mesurée lors des expériences,
- détermination de la contrainte moyenne τ via la réaction R en fonction du temps; toujours pour faire une comparaison avec les mesures expérimentales,
- la contrainte de cisaillement moyenne τ en fonction de la déformation de cisaillement nominale pour différentes vitesses d'impact V_i de 10 m/s à 150 m/s,
- l'énergie de déformation plastique en fonction de la vitesse d'impact V_i, pour chaque géométrie,

Ce programme étendu de simulations numériques est apparu d'une part comme très utile pour mieux comprendre les mécanismes mis en jeu lors du double cisaillement et d'autre part comme un test pour l'application du critère de la ruine proposé. Les différents points cités ci-dessus sont commentés un à un.

Les déformations de l'éprouvette dans le stade ultime de la rupture pour les quatre géométries sont montrées sur les figures 4.14a-d. La face B est du côté du support.

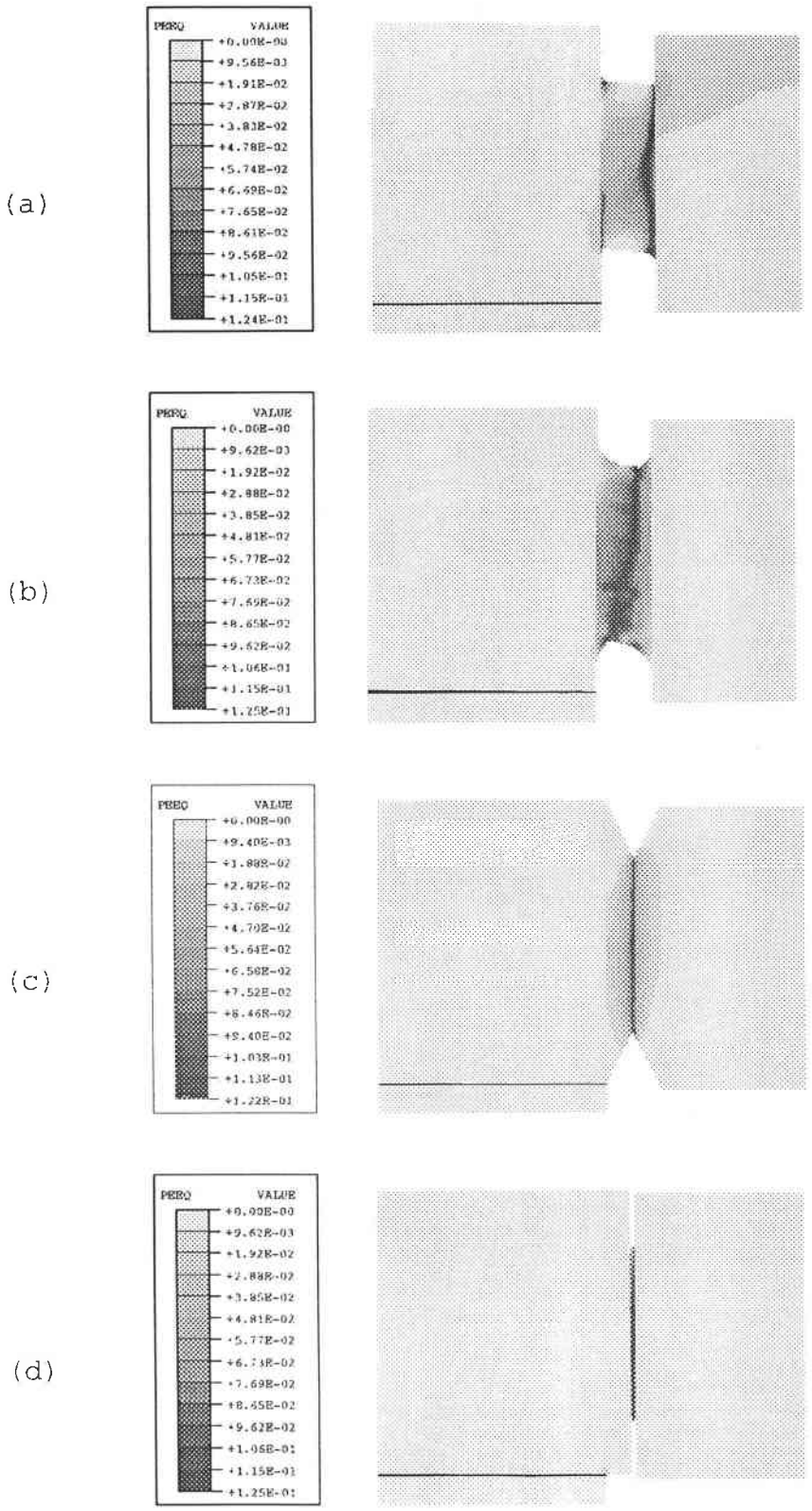


Fig. 4.14 Champs des déformations plastiques équivalentes au moment de la rupture - état déformée de l'éprouvette: (a) géométrie standard, (b) entaille en U, (c) entaille en V, (d) entaille fine

A partir de l'évolution de la fissure obtenue pour les quatre géométries (voir la fig. 4.15 - l'exemple avec l'entaille en V dans la configuration non-deformé), il est possible d'estimer la vitesse de développement de la ruine, c'est-à-dire la vitesse d'élimination des éléments consécutifs. Il est intéressant de noter que la vitesse moyenne augmente quand le concentrateur de contrainte est plus fin: la géométrie standard à ~370 m/s,

l'entaille en U à ~400 m/s, l'entaille en V à ~690 m/s, l'entaille très fine à ~1700 m/s. Ces vitesses élevées résultent de la satisfaction du critère de ruine dans plusieurs éléments au même moment. Une autre observation que l'on peut faire sur la fig. 4.16 est que lors de la fissuration, la température ne cesse d'augmenter, la température maximale est à la pointe de la fissure, ceci est visible sur la fig. 4.15.

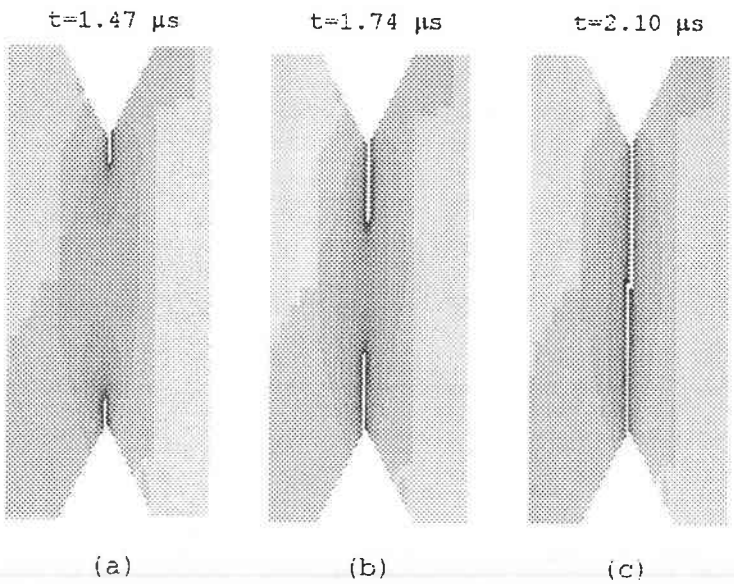


Fig. 4.15 **Evolution de la rupture dans l'entaille en V: (a) t= 1.47 µs, (b) t= 1.74 µs, (c) t= 2.10 µs**

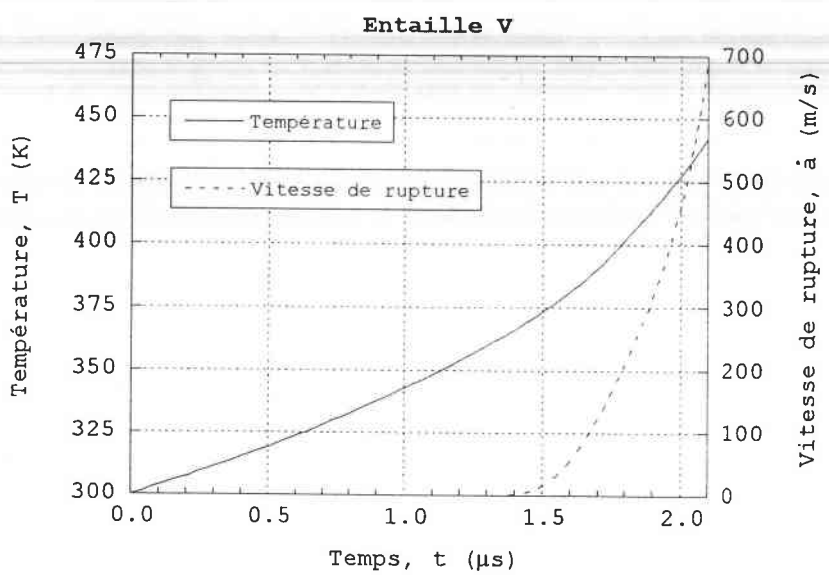


Fig. 4.16 **Evolution de la température et la vitesse d'élimination des éléments à la pointe de la fissure - cas de l'entaille en V**

L'augmentation de la température jusqu'à rupture, fig. 4.17a-d, n'est pas élevée. Les valeurs trouvées varient de ΔT=118 K pour la géométrie standard à ΔT=198 K pour l'entaille en U. Ceci s'explique par la fragilité du matériau qui réduit substantiellement un développement des zones plastifiées.

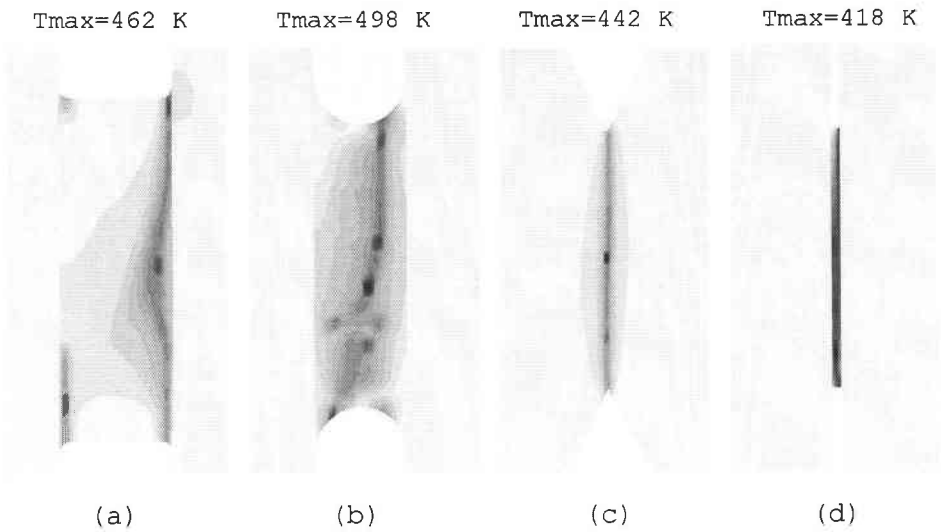


Fig. 4.17 Champs des températures au moment de la rupture: (a) géométrie standard, (b) entaille en U, (c) entaille en V, (d) entaille fine

Une excellente démonstration de la transition du mécanisme de rupture avec la vitesse d'impact pour la géométrie U est montrée sur la fig. 4.18. L'amorce de la rupture s'effectue au fond de l'entaille pour des vitesses d'impact modérées (10 m/s et 80 m/s). Par contre, pour des situations typiques pour la CIV en cisaillement (vitesse d'impact 130 m/s), cette amorce apparaît au bord de la couche cisaillée. C'est analogue aux explications de la fig. 4.4 avec la concentrateur de contrainte.

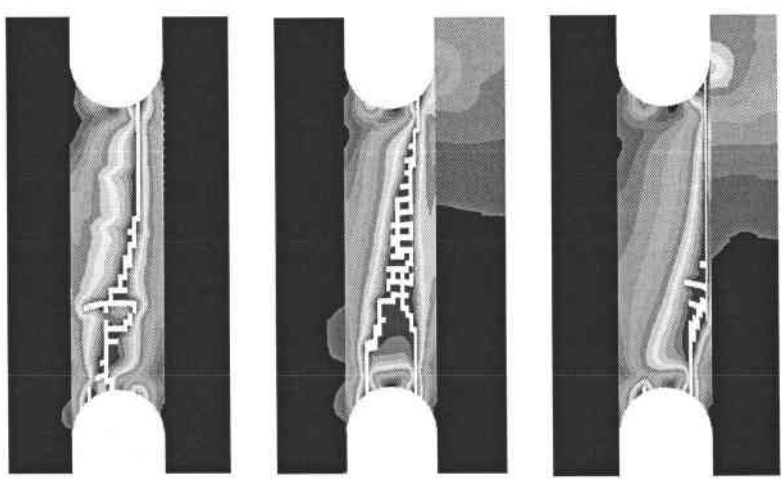


Fig. 4.18 Transition du mécanisme de la rupture dans le cas de l'entaille en U: (a) V_i=20 m/s, (b) V_i=80 m/s, (c) V_i=120 m/s

La superposition des effets des ondes plastiques avec celui du concentrateur de contraintes donne différents modes de rupture, mais aussi différentes réactions au support. Le calcul de la réaction maximale R_{max} du support de l'éprouvette MDS est montré pour les quatre géométries en fonction du $\log(V_i)$ dans la fig. 4.19. Comme prévu, quand la vitesse d'impact V_i dépasse 30 m/s, la réaction diffère pour chaque géométrie. Ceci est également visible sur la série des courbes R(t) montrées fig. 4.20a-c.

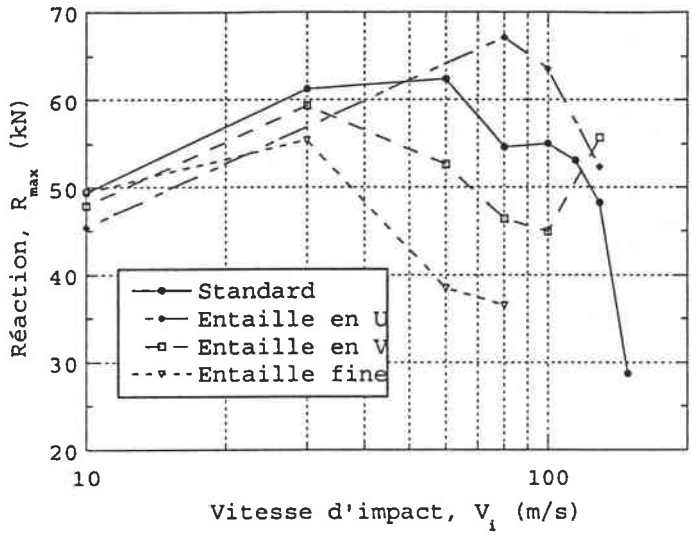
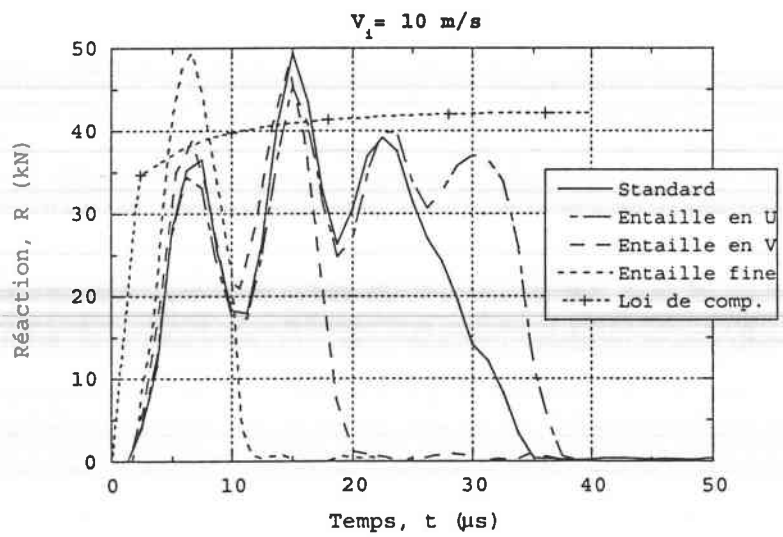
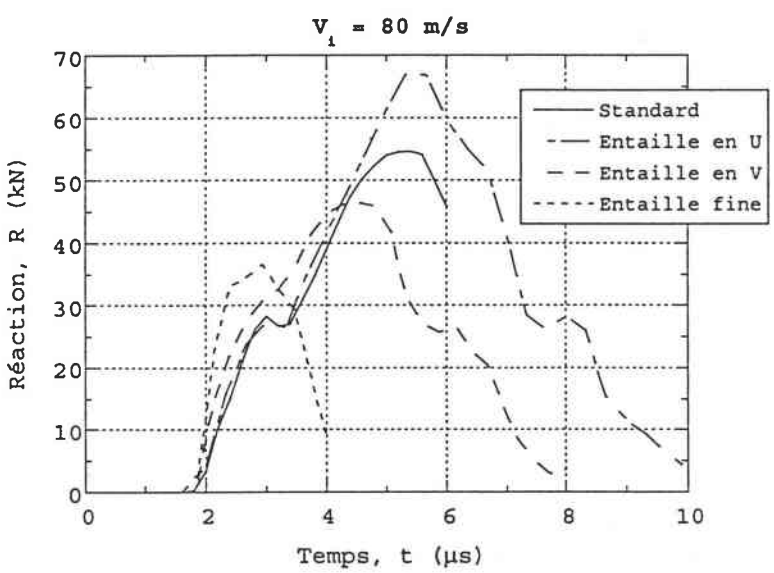


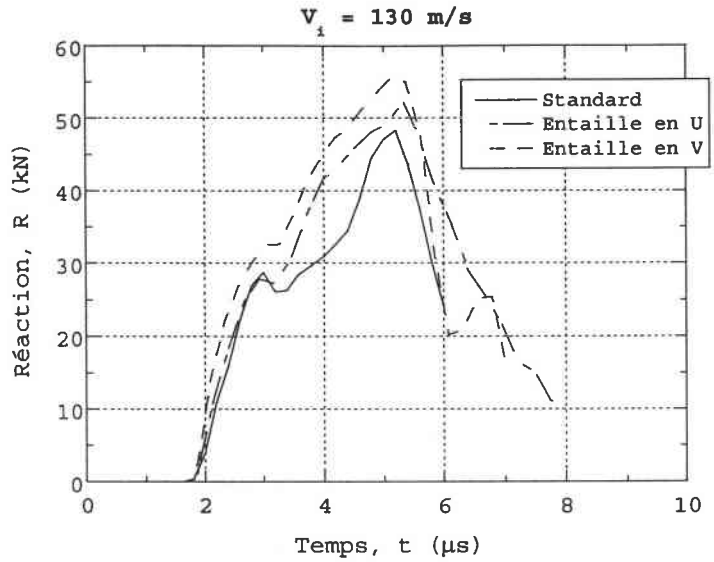
Fig. 4.19 Réaction maximale calculée sur l'interface éprouvette - tube de Hopkinson en fonction de la vitesse d'impact V_i - quatre types des entailles



(a)



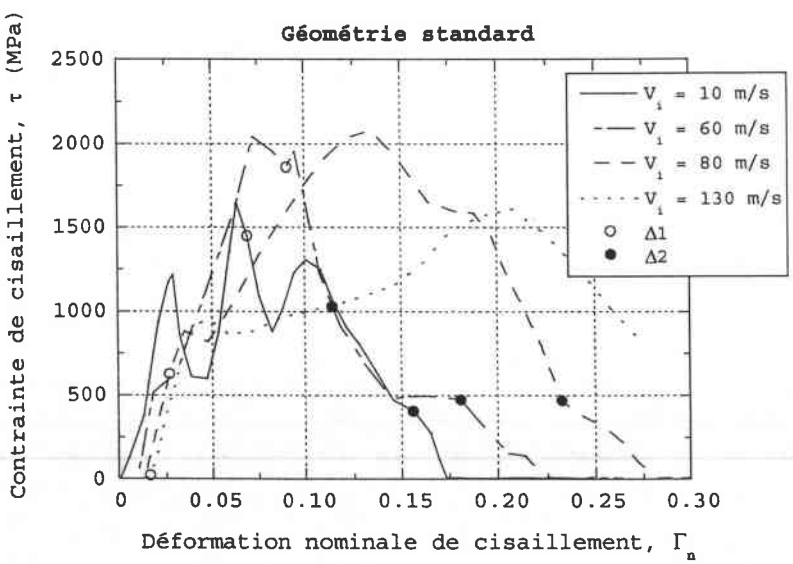
(b)



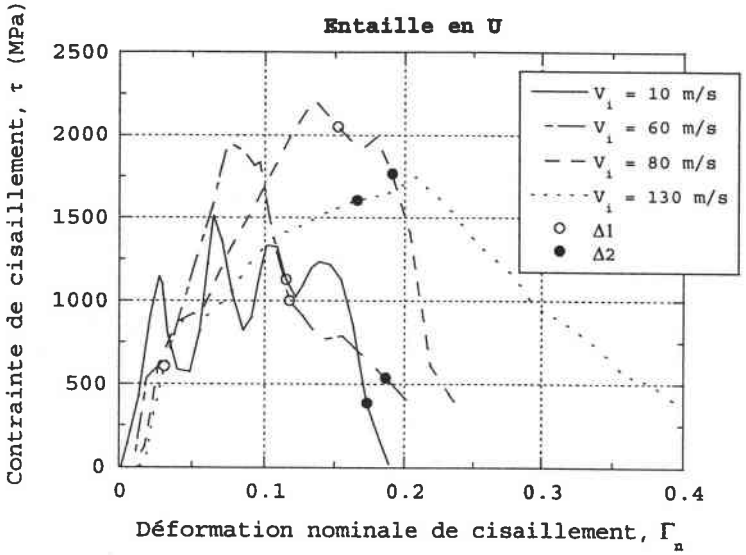
(c)

Fig. 4.20 Courbes R(t) pour différents types des entailles: (a) V_i=10 m/s, (b) V_i=60 m/s, (c) V_i=80 m/s, (d) V_i=130 m/s

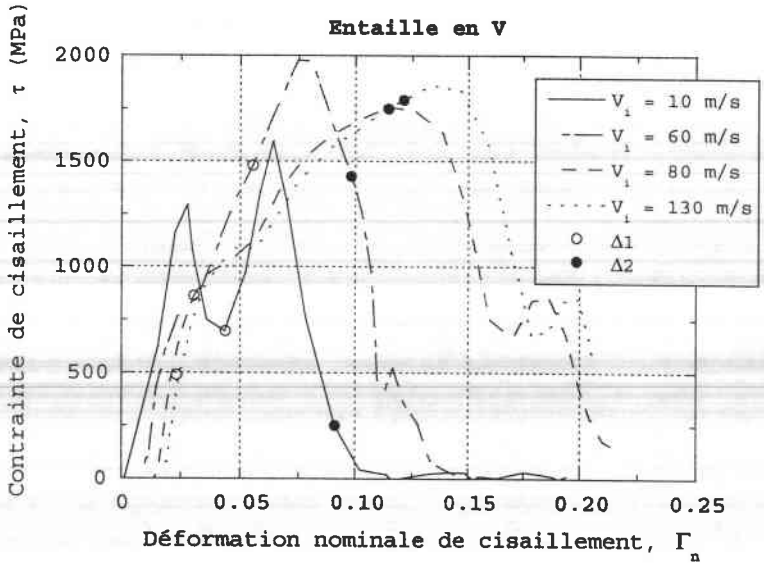
Pour la géométrie standard, la CIV est bien visible. La bande de cisaillement a une forme de ligne droite et se propage le long du bord de la couche cisaillé. Les déformations plastiques sont alors concentrées dans une zone très étroite. La même allure est observée pour les autres géométries, mais elle correspond alors aux vitesses d'impact plus élevées. Cela vient des perturbations causées par les entailles. La plus grande résistance à la rupture à grande vitesse d'impact est observée pour les entailles en U et en V. En conclusion, la vitesse d'impact critique (CIV) peut être discutée seulement sur la géométrie standard, car les autres types introduisent des effets parasites. Le modèle ne doit pas être trop perturbé par les conditions aux limites. L'estimation de la CIV donne V_i~130 m/s ce qui est en accord avec les résultats précédents (chapitre 3) ainsi qu'avec les données de la littérature, Klepaczko (1994c).



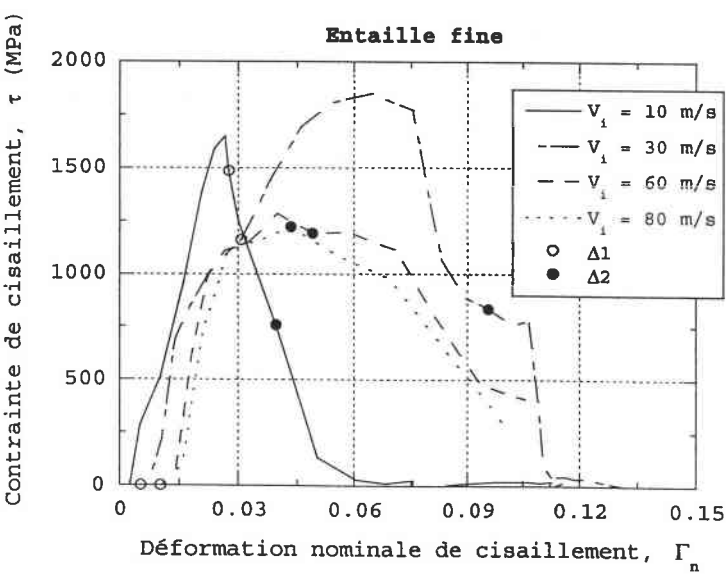
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 4.21 Courbes $\tau(\Gamma)$ regroupées selon le type de l'entaille: (a) géométrie standard, (b) entaille en U, (c) entaille en V, (d) entaille fine

Les résultats des calculs sont tracés sous la forme $\tau(\Gamma_n)$ (courbes contrainte-déformation) déterminé par l'analyse des caractéristiques de $R(\Delta)$ (courbes force-déplacement), les fig. 4.21a-d montrent que le déplacement au commencement de la rupture (Δ_1) semble accorder relativement à des petites déformations nominales pour les petites et les grandes vitesses d'impact. La fin de rupture (Δ_2) à relativement petites vitesses d'impact accorde pendant la partie descendante de la courbe $\tau(\Gamma_n)$, mais à grandes vitesses il est plus proche de la contrainte maximale déterminée via $R(\Delta)$. Les points Δ_1 et Δ_2, présentant respectivement le début et la fin de la rupture, sont donnés en fonction de V_i sur les fig. 4.22a,b.

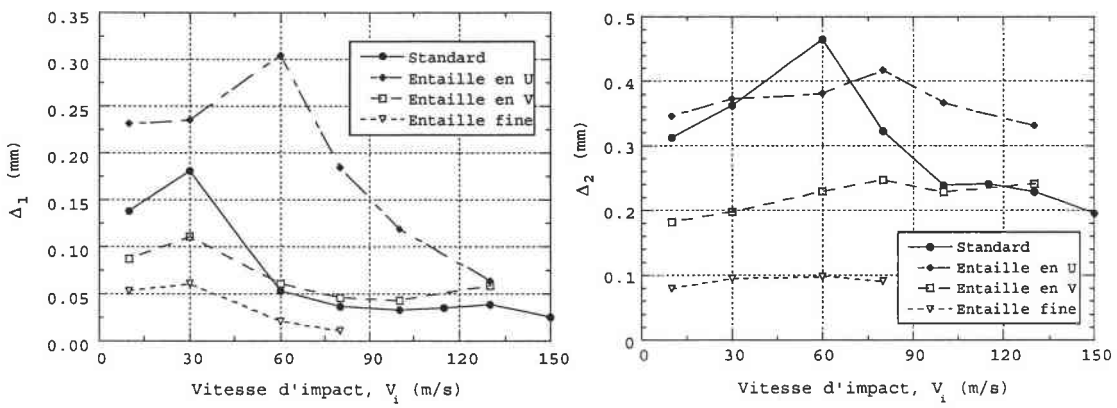


Fig. 4.22 Mesures du début (a) et de la fin (b) de la rupture en fonction de la vitesse d'impact V_i

Les valeurs de l'énergie plastique produite jusqu'à la fin de la rupture sont présentées dans la fig. 4.23 en fonction de $\log(V_i)$. Ces résultats numériques approchent relativement bien les résultats expérimentaux montrés sur la fig. 4.9. A basse vitesse d'impact, les géométries standard et U montrent une sensibilité positive à la vitesse aussi bien pour l'expérience que pour la simulation numérique avec des valeurs maximales de l'énergie légèrement plus basse dans les simulations. Dans les deux cas, numérique et expérimental, une chute de l'énergie plastique dissipée est observée pour les grandes vitesses d'impact. Dans le cas d'une forte concentration de contrainte, le niveau de l'énergie reste toujours aussi bas pour toutes les vitesses d'impact. Contrairement à l'expérience, la géométrie V montre une augmentation de l'énergie plastique aux grandes vitesses d'impact, celle-ci est due au mécanisme de transition discuté auparavant. Peut-être quelques imperfections géométriques ou expérimentales ont éliminé la transition durant les expériences.

Une attention toute particulière a été portée sur certains aspects de la modélisation par éléments finis, à savoir, l'influence de la densité du maillage, l'influence du type d'éléments (rectangulaires, triangulaires) et celle des conditions aux limites. En général, le maillage de 30x40 éléments rectangulaires dans la zone cisaillée a été adopté. Deux autres densités (15x20 et 60X80) ont été utilisées afin d'étudier la dépendance des résultats par rapport au maillage. La figure 4.24 présente une comparaison des courbes de comportement global $R(\Delta)$ pour ces trois densités de maillage. Les différences sur les valeurs de la réaction R sont de l'ordre de 20%.

La raison de ces différences dans les courbes de comportement global provient du changement de forme de la bande de cisaillement. Le maillage plus fin est plus sensible à l'élimination des éléments selon le critère de ruine fragile. La forme des bandes de cisaillement pour les trois densités de maillage (éléments rectangulaires) sont données fig. 4.25a-c.

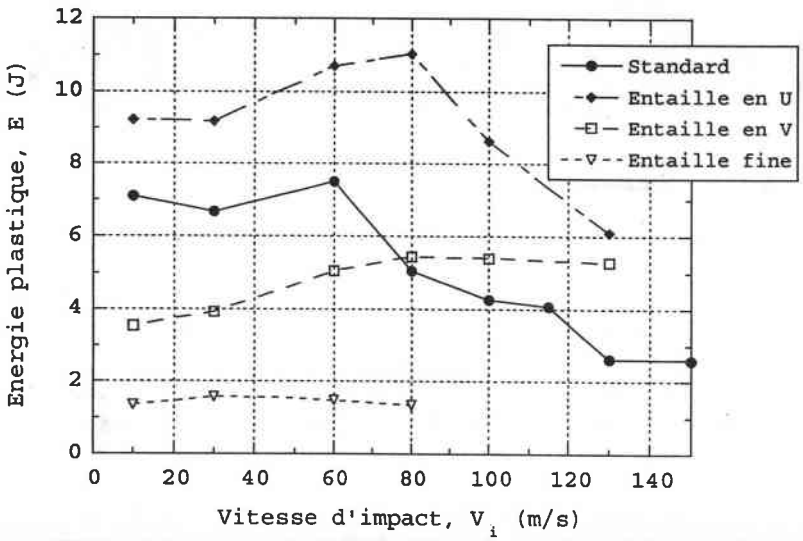


Fig. 4.23 **Energie plastique dissipée jusqu'à la rupture en fonction de la V_i pour différentes entailles**

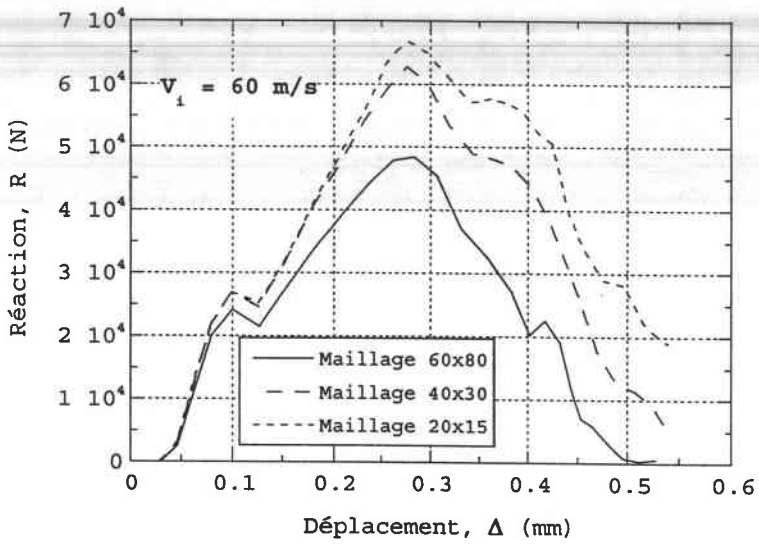
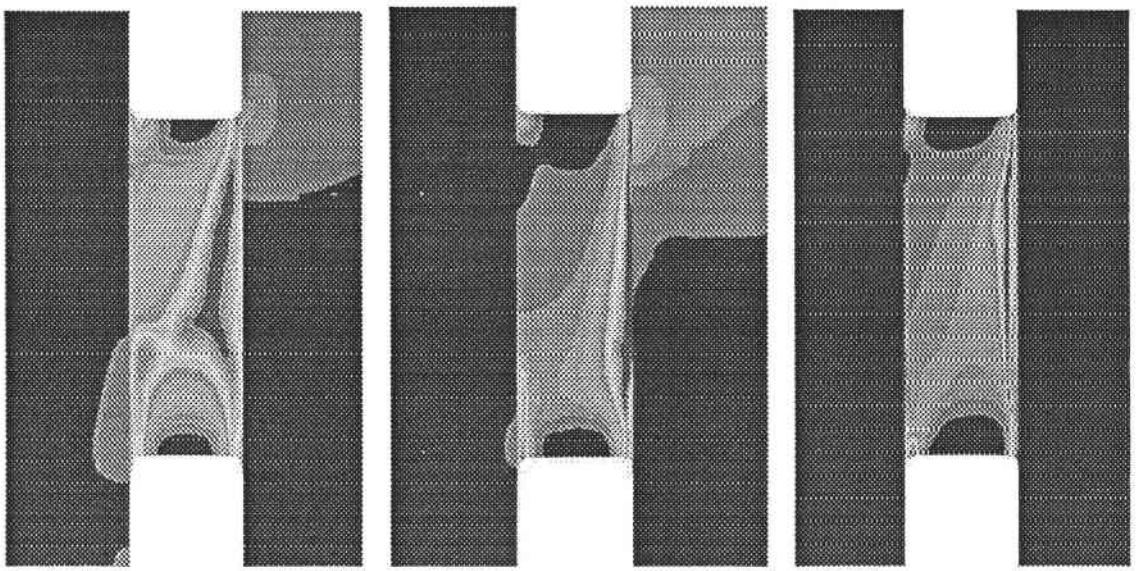
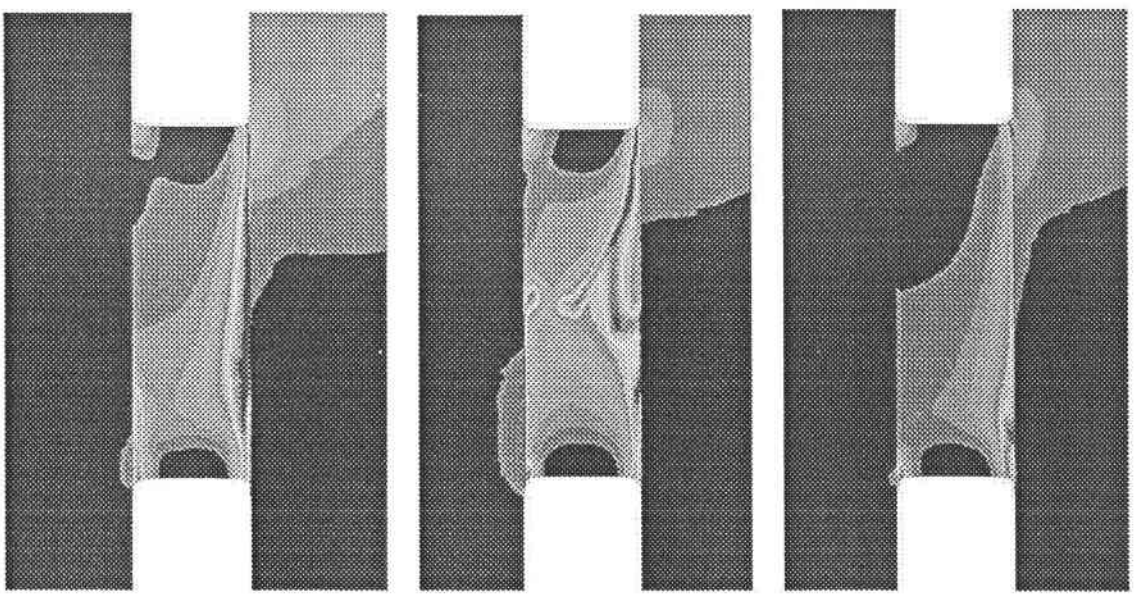


Fig. 4.24 **Influence de la densité du maillage sur la comportement globale de l'éprouvette (courbes R-Δ)**



(a) (b) (c)

Fig. 4.25 Formes de la bande de cisaillement pour trois densités du maillage: (a) 15x20, (b) 30x40, (c) 60x80



(a) (b) (c)

Fig. 4.26 Champs des déformations équivalentes plastiques pour différentes alignements des éléments: (a) éléments rectangulaires, (b) triangles orientés vers le droite, (c) triangles orientés vers le gauche

L'alignement du maillage est l'aspect suivant qui a été analysé. Des éléments rectangulaires ainsi que des triangles orientés dans deux directions ont été testés. Pour la même densité de base (30x40), la fig. 4.27 compare les résultats sous forme des courbes de comportement global $R(\Delta)$ obtenues pour les différents types d'éléments. L'état final de déformation (champ des déformations plastiques équivalentes) est comparé fig. 4.26a-c. Le type et l'orientation des éléments peut considérablement changer la forme de la zone cisaillée. Les résultats obtenus utilisant les

rectangles (éléments CPS4R) sont les plus proches de l'expérience, par contre, les triangles ont produit les modes de rupture parasites.

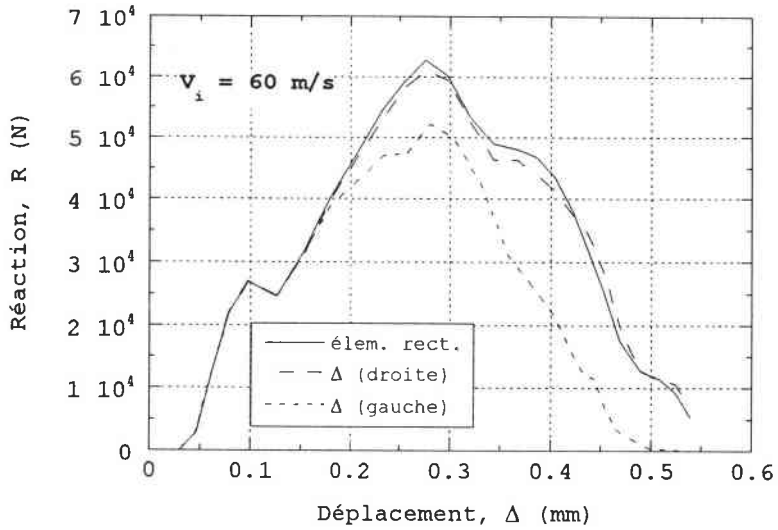


Fig. 4.27 Comparaison des courbes R-Δ pour différents types d'éléments finis

Le problème d'optimisation des conditions aux limites a été étudié. La fixation de l'éprouvette MDS sur la barre d'Hopkinson est réalisée par deux boulons. En réalité, ils n'assurent pas des conditions d'encastrement, mais ils servent plutôt de guide lors du placement de l'éprouvette. Il est alors difficile de prévoir le vrai comportement de l'interface éprouvette-support. La modélisation avec deux surfaces de contact, fig. 4.12c, (commandes *CONTACT PAIR, *SURFACE DEFINITION dans ABAQUS) a permis une modélisation proche des phénomènes observés lors de l'expérience, à savoir, de petites plastifications de l'éprouvette, une rotation de l'éprouvette au cours d'impact ou une séparation temporaire au niveau de l'interface. Cette modélisation apparaît donc comme la plus proche des conditions expérimentales. La figure 4.28 compare les courbes R(Δ) obtenues pour tous les trois types de support proposés.

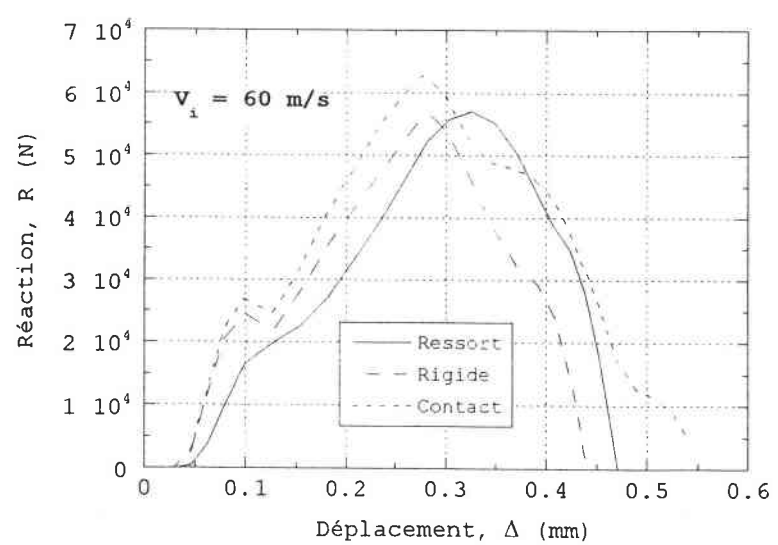


Fig. 4.28 Influence des conditions aux limites sur le comportement globale de l'éprouvette (courbes R-Δ)

Revenons au but essentiel de cette étude qui est la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques. La figure 4.29 présente les courbes obtenues par les deux techniques. Une bonne corrélation est observée sur le niveau des contraintes. Par contre, une légère différence existe sur les valeurs de déformations nominales à la rupture. Cela peut s'expliquer par une différence entre le comportement réel de l'acier VAR4340 et le critère de ruine implanté. Une autre explication est la diminution de la rigidité du modèle due à l'élimination des éléments finis dans la bande de cisaillement. Il ne faut pas oublier que les résultats expérimentaux peuvent également être entachés de certaines erreurs provenant par exemple des imprécisions des mesures. Une comparaison calcul/expérience doit être toujours effectuée avec une certaine réserve.

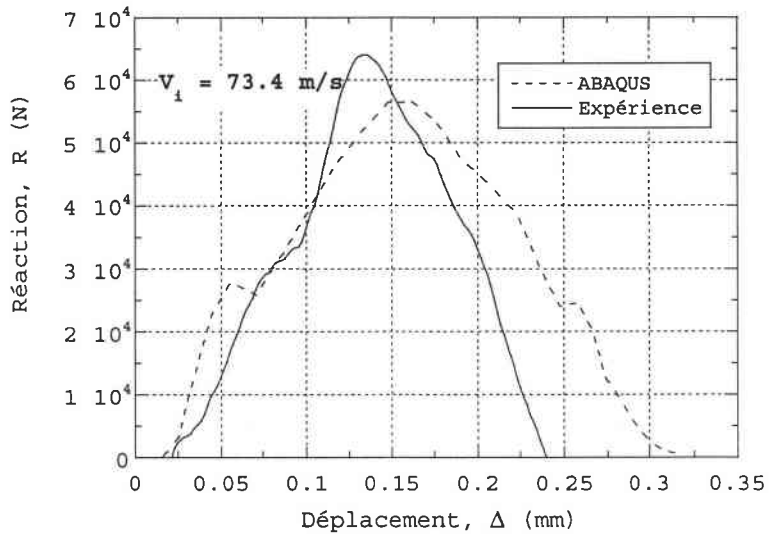


Fig. 4.29 Comparaison des résultats expérimentaux avec la simulation numérique pour la vitesse d'impact V_i=73.4 m/s, géométrie standard

4.3.3 EVALUATION DE LA METHODE EXPERIMENTALE

Plusieurs conclusions ressortent des simulations numériques effectuées concernant la technique expérimentale. Seules les observations paraissant les plus intéressantes sont exposées dans le sous-chapitre suivant.

EFFET DES IMPERFECTIONS

La réussite de l'expérience de double cisaillement impose naturellement des conditions drastiques à remplir quant à l'usinage des éprouvettes et aux conditions d'essai. L'éprouvette étant soumise à un cisaillement des deux côtés, l'idéal est alors d'obtenir une symétrie du problème. Il est cependant évident que deux types d'imperfections peuvent survenir: les différences dans les surfaces des sections cisaillées et l'impact décalé par rapport à l'axe de l'éprouvette. Il faut remarquer que dans ces considérations, il n'est pas tenu compte des imperfections provenant des défauts du matériau.

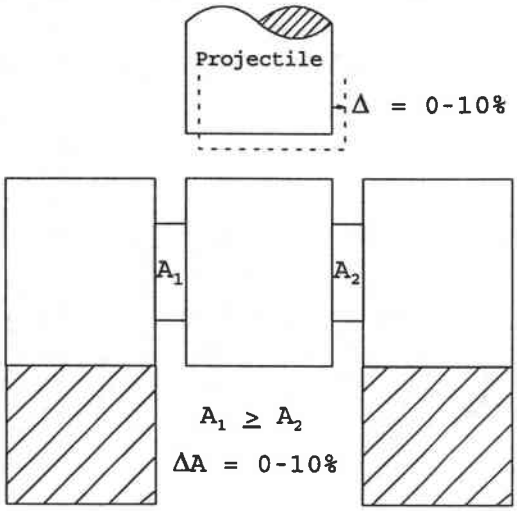


Fig. 4.30 Schéma des imperfections considérées dans les simulations numériques

Des mesures précises, à l'aide du microscope, des surfaces des sections cisaillées sur des éprouvettes testées mettent en évidence des différences. Après un traitement statistique des mesures, une variation de ~4% par rapport à l'aire moyenne a été trouvée; les valeurs extrêmes ont montré les différences allant jusqu'à 20%. Cette différence entraîne, que la force transmise par les deux parties n'est pas égale, $\sigma A_1 \neq \sigma A_2$, et la moyenne $\overline{A} = \frac{A_1 + A_2}{2}$ prise lors des dépouillements ne doit pas forcement fournir des résultats corrects. Cette inégalité des aires peut à la limite conduire à une rupture seulement d'un côté.

Le deuxième type d'imperfection vient de l'impact non symétrique du projectile. Même si l'on suppose un guidage précis du projectile avant impact, une fixation décalée de l'éprouvette est inévitable.

Les deux types d'imperfections supposées sont schématiquement montrées fig. 4.30. Elles s'élève jusqu'à 10% chacune, avec l'hypothèse que leurs effets sont cumulés. Les simulations ont été faites pour les vitesses V_i=10,60,100 m/s, dont les résultats sont présentés au tableau 4.6.

Tableau 4.6
Résultats des simulations avec les imperfections géométriques

V_i [m/s]	Imperf. en %	Réaction [kN]	Δ en %
20	0	59900	2.2
	10	58600	
60	0	60100	2.0
	10	61300	
100	0	54700	5.0
	10	51800	
Pas critère de ruine (matériau ductile)			
60	0	75500	5.4
	10	71500	

Pour la vitesse V_i=60 m/s, les résultats pour un acier ductile, c'est-à-dire sans critère de ruine ont été rajoutés. A cause de la rotation non uniforme plus grande, une sensibilité aux imperfections plus élevée était attendue.

Les résultats obtenus semblent un peu surprenant, mais positifs. La différence relative entre les modèles avec et sans imperfections est uniquement de ~2% pour les vitesses V_i=20-60 m/s (fig. 4.31) et ~5% pour V_i=100 m/s. Cette dernière valeur semble être plus élevée à cause de la fragilité plus grande du matériau lorsqu'on approche la CIV. Bien que les imperfections introduites soient de 10%, leur influence sur les courbes globales contrainte-déformation ne dépasse pas 5%. Les mêmes résultats sont obtenus pour l'acier ductile (sans critère de ruine).

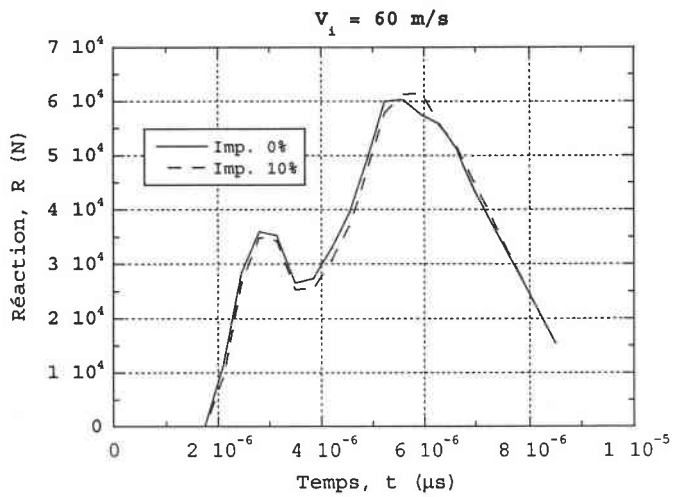


Fig. 4.31 Comparaison des courbes R-Δ pour différents niveaux d'imperfections, V_i=60 m/s

Ces résultats sont très encourageants du point de vue de la technique expérimentale. Une sous ou surestimation de 2-5% est satisfaisante et ne perturbe pas la fiabilité des résultats expérimentaux. Cette influence modérée des imperfections est due à la nature dynamique du processus. Le temps nécessaire pour casser l'éprouvette est suffisamment court pour empêcher le développement d'une rotation non-symétrique.

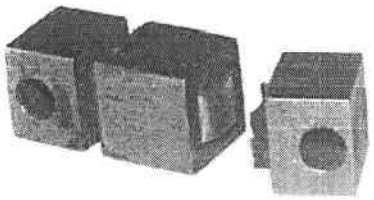
Il faut cependant remarquer que pour des vitesses d'impact peu élevées (V_i~20 m/s), une rupture seulement d'un côté est obtenue, ceci a été observé lors de l'expérience, Klepaczko (1996) et ensuite simulé numériquement. Les fig. 4.32a,b présentent respectivement la photo d'une éprouvette cassée d'un côté (N°A14) et la simulation numérique de ce phénomène. Bien qu'il ait été démontré que cela ne perturbait pas l'allure des courbes τ-Γ, une telle situation peut quand même nuire au dispositif expérimental. En effet, cette rupture unilatérale peut conduire à la plastification du projectile, voire l'endommagement du tube lanceur. Sans parler des risques que cela peut constituer pour l'expérimentateur.

OBSERVATIONS DES PREMIERS MOMENTS DE L'ANALYSE

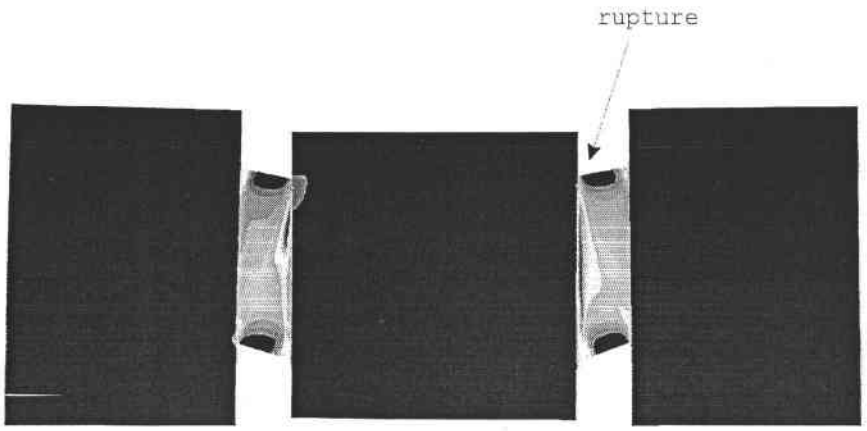
On se concentre ici sur les premières microsecondes de l'analyse pour estimer les perturbations dues aux effets d'inertie et à la propagation des ondes élastiques et plastiques. Les fig. 4.33a,b présentent respectivement le champ des contraintes de cisaillement après 1.1 et 4.4 µs, la vitesse d'impact étant V_i=60 m/s. Les résultats obtenus pour différentes vitesses indiquent qu'après ~3-4 µs, le champ des contraintes dans l'éprouvette se stabilise, ce qui se traduit par une concentration des contraintes dans la zone entaillée. Ainsi, les contraintes de Huber-Mises sont environ 2 fois plus élevées que dans le reste de l'éprouvette et les contraintes de cisaillement deviennent 4-5 fois plus grandes qu'ailleurs. Cette courte période, quelques microsecondes par rapport au temps jusqu'à la rupture qui varie entre 10-40 µs, permet de conclure que même pour les vitesses assez élevées V_i~30-60 m/s, les résultats globaux de l'analyse ne devraient pas être perturbés par la propagation des ondes.

Par contre, pour les vitesses très élevées, proche de la vitesse d'impact critique (CIV), on observe la rupture presque instantanée après ~2-3 µs. Temps qui ne suffit pas pour une stabilisation des contraintes, et la rupture se produit lorsque l'onde plastique atteint le concentrateur le plus proche. La CIV donne une rupture toujours le long du bord de la zone cisaillé et la géométrie de l'éprouvette toute entière ne joue plus le rôle dans ce processus.

Il semble très intéressant à ce point d'analyser encore une fois les fig. 4.21a,c où les points qui correspondent au moment de rupture (au temps réel et non à la déformation nominale de rupture) sont marqués sur les courbes τ–Γ. Pour la vitesse d'impact V_i=100 m/s, on obtient ainsi une rupture avant le maximum de la courbe, ce qui n'est pas logique. En fait, le processus est tellement court que la rupture apparaît avant que le signal de la force atteigne le support B (tube d'Hopkinson). La courbe τ–Γ est alors une image obtenue déjà après la rupture avec un certain décalage dans le temps. Ce décalage vient de la distance à parcourir par l'onde entre la surface d'impact et la surface de support qui est égale à ~11 mm. Le temps nécessaire pour ce passage est d'environ ~2 µs dans le cas d'une onde élastique. L'interprétation des courbes τ–Γ n'est plus évidente. Ce problème disparaît pour les aciers doux où les temps jusqu'à la rupture sont sensiblement plus longs.



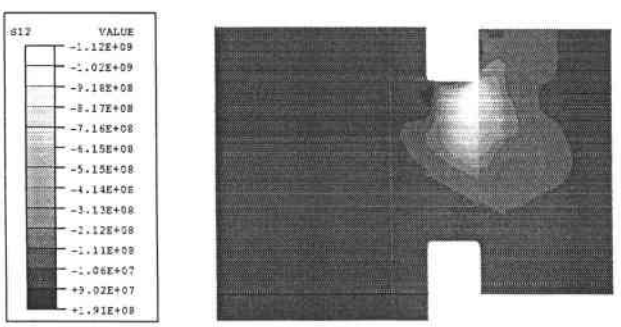
(a)



(b)

Fig. 4.32 Rupture de l'éprouvette observée sur un côté: (a) évidence expérimentale - photo de l'éprouvette MDS N°A14 - série d'essais d'après Klepaczko (1996), (b) résultats numériques

(a)



(b)

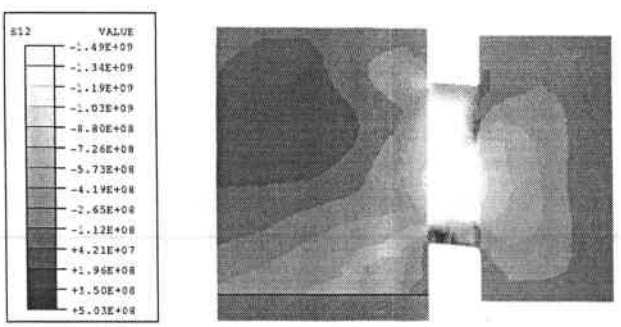


Fig. 4.33 Champs des contraintes de cisaillement pour les premiers moments après l'impact: (a) t=1.1 µs, (b) t=4.4 µs

OBSERVATIONS SUR LA CINEMATIQUE DE L'EPROUVETTE

Une critique souvent entendue est que l'éprouvette de double cisaillement subit une rotation lors de l'essai. Les boulons qui tiennent l'éprouvette n'assurent pas une parfaite fixation, mais jouent plutôt un rôle lors du montage. Ainsi, l'impact peut provoquer un comportement de l'éprouvette comme si elle était une poutre fléchie, avec les appuis élastiques sur la barre d'Hopkinson et la force appliquée au centre. Ce comportement semble inévitable, mais les résultats des simulations numériques montre une marginalité du problème. Les figures 4.14a-d ont montré que la rotation au moment de la rupture (à peine visible) est en moyenne de l'ordre de ~0.012°. La tendance à la rotation est plus visible sur la fig. 4.34 où les vecteurs de vitesses sont représentés à chaque nœud. Les flèches qui apparaissent sur la partie externe de l'éprouvette indiquent la direction de la rotation. Lors des calculs numériques, on a démontré que les effets de rotation n'apporte qu'une perturbation négligeable du champ de contraintes. La durée des essais étant très courte, l'éprouvette n'a pas alors le temps pour tourner. Le même effet est donné par la fragilité du matériau, la rupture est instantanée et la rotation est négligeable. Les éprouvettes en acier doux seront plus sensibles à la rotation.

EFFET DE LA PLASTIFICATION HORS DE LA ZONE CISAILLEE

On s'intéresse ici à la plastification de l'éprouvette près du support (tube d'Hopkinson) ainsi que dans la partie impactée par le projectile. Dans le premier cas, les simulations donnent des résultats favorables. Bien que l'on ait obtenu une certaine plastification, elle était très locale - une toute petite zone proche du diamètre interne du tube d'Hopkinson, avec des valeurs de déformation plastique ne dépassant pas ε_p=0.05. Le même ordre de grandeur de déformation plastique a été obtenu par Oussouaddi (1994) pour l'acier XC18.

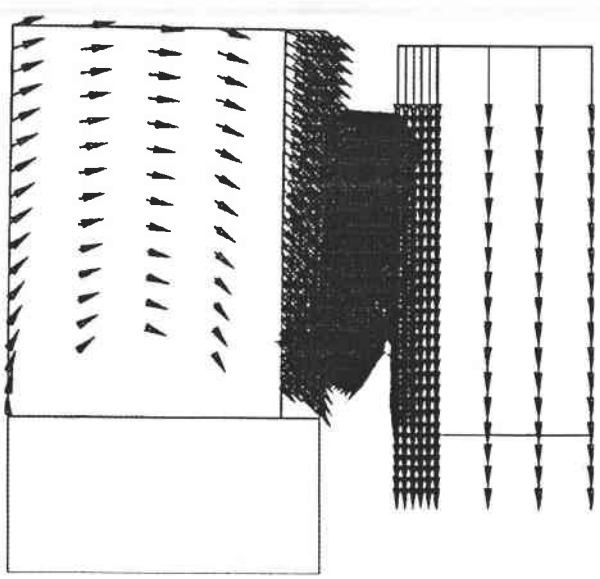


Fig. 4.34 Tendance à la rotation d'une éprouvette MDS

Concernant les déformations plastiques sous projectile, à partir de la formule (3.11), il est facile de calculer, que pour notre acier (limite

élastique de σ_{el}~1250 MPa), elles peuvent se produire à partir d'une vitesse d'impact V_i d'environ 32 m/s. Les simulations numériques ont montré les premières plastifications pour les impacts de ~40 m/s, ce qui est confirmé par les prédictions théoriques. Il faut cependant noter que la modélisation du chargement, c'est-à-dire une vitesse constante à chaque nœud favorise le développement de la zone plastifiée. En réalité, le contact entre l'éprouvette et le projectile reste court (le projectile recule) et les observations expérimentales n'ont pas confirmé l'existence de zone plastifiée. Par contre, une empreinte sur l'éprouvette était visible pour les aciers inoxydables, Klepaczko (1992).

Une meilleure solution serait de modéliser également le projectile entier qui atteint l'éprouvette avec une vitesse imposée. Les deux surfaces de contact permettraient un contact puis une séparation des deux. Ainsi on pourrait reproduire plus fidèlement la vitesse V_i qui diminue lors d'impact.

Les commentaires donnés ci-dessus semblent favorables à la technique du double cisaillement et à l'éprouvette MDS. Il est bien clair qu'une analyse plus profonde est toujours possible, car beaucoup de questions restent encore ouvertes. Un problème intéressant est la définition des propriétés du matériau (courbe contrainte-déformation) à partir des courbes réaction-déplacement obtenues par l'expérience. Il s'agit des méthodes inverses. La simulation numérique est un parfait outil pour une telle étude, parce qu'on dispose à la fois des résultats des simulations (courbe $R(\Delta)$) et de la loi de comportement implantée dans le code. Une comparaison de ces deux types de courbes est donnée sur les figures précédentes, fig. 4.24a,c. Il peut être remarqué immédiatement qu'une conversion de l'une vers l'autre n'est pas évidente. Pour les essais dynamiques, les effets d'inertie et de géométrie sont importants. Ce problème n'a pas été envisagé dans la thèse à cause du temps limité consacré à cette étude, mais il s'impose comme la suite logique du sujet.

4.4 Remarques générales

L'étude numérique de la concentration de la contrainte, effectué pour l'acier VAR4340 (~50HRC), a montré un grand effet de la vitesse d'impact sur le développement de la rupture pour chaque géométrie étudiée. Aux plus grandes vitesses d'impact, une substantielle diminution de l'énergie de rupture a été relevée. L'existence de la CIV en cisaillement a été confirmée pour la géométrie standard pour une vitesse d'impact autour 130 m/s,. Une relative augmentation locale de la température autour du lieu de concentration de contrainte encourage, quelque peu, le développement local de la bande de cisaillement adiabatique. La bande de cisaillement peut se propager après avec une grande vitesse. En effet, la formation d'une bande de cisaillement adiabatique est une sorte de mécanismes de rupture.

L'introduction dans le code numérique du critère de la rupture basé sur la déformation plastique critique donne la possibilité de calculer le processus

de rupture sous impact. Il a été montré que le critère de ruine local est sensible à la vitesse de déformation locale.

Cette analyse numérique, avec le critère de rupture locale, a confirmé les résultats expérimentaux, essentiellement la réduction de l'énergie à la rupture pour les grandes vitesses d'impact. L'approche présentée peut être appliquée dans les études numériques pour des processus de fragmentation encore plus compliqués.

Le but de cette étude était de montrer que la technique expérimentale devrait coexister avec la simulation numérique. L'expérience fournit des résultats, parfois difficiles à interpréter. Cela conduit à proposer des simulations numériques afin de clarifier certains points restés flous. Finalement, les résultats numériques permettent souvent d'envisager des modifications de la technique expérimentale et ainsi le cercle se referme. L'idéal serait de définir un essai (dispositif, éprouvette) à partir des simulations par ordinateur. Cela peut réduire considérablement le temps total de l'analyse, ainsi que le coût pour l'entreprise. Dans notre étude, une telle coexistence est accomplie. Le modèle par éléments finis n'est pas purement théorique, il est basé sur des observations expérimentales qui donnent une approche de type ingénieur. D'autre part, les simulations numériques répondent à plusieurs questions concernant la technique expérimentale et confirment son efficacité.

Conclusions

Les problèmes abordés dans la thèse concernent les problèmes d'instabilité plastique et de localisation dans les métaux chargés par impact. Une attention particulière est portée au mécanisme de localisation et de rupture sous forme d'une striction et d'une bande de cisaillement adiabatique. Le matériau étudié est l'acier martensitique VAR4340.

Le problème de la localisation sous forme d'une bande de cisaillement est bien connu expérimentalement et par ailleurs correctement résolu analytiquement. L'existence d'outils numériques puissants (logiciels, ordinateurs) permet une modélisation plus approfondie de ce type de problème. L'approche naturelle de ce problème consiste à effectuer une étude analytique et numérique avant l'expérimentation qui est souvent très coûteuse. Dans notre cas, les résultats expérimentaux obtenus par la méthode du double cisaillement constituent la base pour les études numériques approfondies. Les calculs ont été réalisés par la méthode des éléments finis dans l'environnement du code ABAQUS.

Quelques objectifs préliminaires ont dû être remplis, à savoir:

- Proposition d'une loi de comportement phénoménologique pour l'acier étudié, applicable dans un domaine de vitesses de déformations allant du quasi-statique jusqu'aux vitesses élevées (10^5 s^{-1}) et pour des températures $300K \leq T \leq 1000K$;

- Estimation d'une vitesse d'impact critique (CIV) en traction et en cisaillement pour l'acier donné, qui est une caractéristique importante du matériau lors du chargement dynamique;

- Simulations numériques de l'essai de double cisaillement avec l'éprouvette MDS (Modified Double Shear) basées sur les résultats expérimentaux récemment obtenus au LPMM. Les simulations ont été conduites suivant deux axes: d'un côté afin d'« optimiser » le modèle numérique (loi de comportement, maillage, conditions aux limites...) et d'un autre côté afin d'apprécier la validité de la technique expérimentale du double cisaillement.

La loi de comportement proposée est efficace. En effet, appliquée dans les modèles simples (barre en traction, couche cisaillée) et dans le modèle de l'éprouvette MDS, elle a reproduit le comportement des éprouvettes, notamment pour les vitesses de déformation élevées. Elle a également permis une estimation de la vitesse d'impact critique. Les valeurs de la CIV obtenues par la simulation de traction et de cisaillement sont proches des résultats expérimentaux (CIV~130 m/s). Sur la base des résultats obtenus, il peut être conclu que la méthode expérimentale peut fournir une bonne estimation de la CIV, mais les conditions aux limites (bonne fixation) et la géométrie de l'éprouvette (sans effets secondaires des concentrateurs) doivent être appropriées.

Concernant les simulations numériques, les conclusions peuvent être formulées comme suit:

- Rôle des concentrateurs de contraintes.

  Le rôle important des concentrateurs a été démontré. Ils sont à l'origine de la réduction des zones plastifiées engendrant ainsi une rupture plus fragile du matériau. La vitesse d'apparition de la ruine est fonction du type de concentrateur. Les simulations ont facilité l'observation de phénomènes difficiles à appréhender lors d'une expérience souvent très brève. Ainsi, par exemple l'augmentation modérée de la température adiabatique ($\Delta T \sim 200$ K) provient des petites déformations critiques définies par le critère de rupture. De même l'observation de la cinématique de l'éprouvette a confirmé que la rotation de cette dernière lors de l'impact peut être négligée (ce qui est spécifique aux aciers fragiles). En outre, les plastifications éventuelles en dehors de la zone de cisaillement ne sont pas importantes. On peut également retenir que mêmes des imperfections géométriques non négligeables (~10% sur l'aire cisaillée) influencent très peu le comportement global de l'éprouvette (courbes σ-ε). En définitive, la technique du double cisaillement est évaluée positivement.

- Modèle numérique et conditions aux limites.

  Un modèle numérique doit être élaboré avec précaution. De l'analyse de la densité du maillage et de celle de l'alignement des éléments, il ressort que ce dernier peut introduire une anisotropie numérique, conduisant à des formes de rupture (bandes de cisaillement) erronées. Une question difficile était également la modélisation des conditions aux limites à l'interface éprouvette - tube de Hopkinson. La meilleure solution parmi les trois proposées (support élastique, rigide et avec séparation possible) est celle permettant une séparation entre l'éprouvette et le tube d'Hopkinson (surfaces de contact). Ce modèle reflète mieux les effets d'ondes survenant au niveau de cette interface. Le problème de l'adéquation de la solution dans le sens mathématique (l'existence de l'unicité et de la stabilité) a été étudié. Dans ce cas, la régularisation a été assurée par l'introduction dans la loi de comportement de la sensibilité à la vitesse de déformation.

Pour la résolution de ce problème, il a été utilisé une large base expérimentale disponible et en même temps un code de calcul aux éléments finis non linéaire. L'expérience sans support numérique et la modélisation sans la base expérimentale constituent deux approches incomplètes, pourtant souvent rencontrées dans la pratique.

Les problèmes étudiés dans cette thèse ouvrent de larges perspectives. Entre autres, la poursuite du travail de modélisation du changement de phase signalé à la fin du chapitre 3, ainsi que l'utilisation des résultats numériques (courbes R-Δ) pour l'identification du matériau (courbes σ-ε ou τ-Γ) par des méthodes inverses.

Références

ABAQUS Manuals, Version 5.7 (1997) Hibbitt, Karlsson and Sorensen, Inc.

Bai, V. (1990) *Res. Mechanica*, **31**, 133.

Bai, V. et Dodd, B. (1992) *Adiabatic Shear Localization*. Pergamon Press.

Basinski, Z.S. (1957) Proc. Roy. Soc. A240, 229.

Batra, R.C. (1987) *Int. J. Solids and Structures*, **23**, 1435.

Batra, R.C. (1998) Numerical Solutions of Initial Boundary Value Problems with Shear Strain Localization, dans: Localization and Fracture Phenomena in Inelastic Solids, Ed. Piotr Perzyna, Springer, Wien, NY, 301.

Beatty, J.H., Meyer, L.W., Meyers, M.A. et Nemat-Nasser, S. (1992) Formulation of Controlled Adiabatic Shear Bands in AISI 4340 High Strength Steel, dans: Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Materials, Marcel Dekker Inc., NY, 645.

Bell, J.F. (1961) An experimental study of the unloading phenomenon in constant velocity impact, *J. Mech. Phys. Solids*, **9**, 261.

Belytschko, T. et Lasry, D. (1989) A study of localization limiters for strain-softening in statics and in dynamics, *Comp. Struc.*, **33**(3), 707.

Belytschko, T., Fish, J. et Engelmann, B.E. (1988) A finite element with embedded localization zones, *Comp. Meth. in Appl. Mech. Eng.*, **70**, 59.

Bigoni, D. et Hùckel, T. (1991) Uniqueness and Localisation, Part I and II, *Int. J. Solids Structures*, **28**, 197.

Bodner, S.R. et Merzer, A. (1978) *J. Engng Matls and Techn.*, Trans. ASME, **100**, 388.

Bodner, S.R. et Partom, Y. (1975a) Constitutive equations for elastic-viscoplastic strain-hardening materials, *J. Appl. Mech.*, **42**, 385.

Bodner, S.R. et Partom, Y. (1975b) Mechanical Properties at High Rate of Strain, *Int. Phys. Conf.*, Ser. No 21, 102.

Bridgman, P.W. (1964) Studies in large plastic flow and fracture, Harvard University Press, Cambridge, MA, 16.

Brozzo, P. et al. (1972) Proc. 7th biennial Conf.

Campbell, J.D. et Ferguson, W.G. (1970) The Temperature and Strain-Rate Dependance of the Shear Strength of Mild Steel, *Phil. Mag.*, **21**, 63.

Campbell, J.P. (1972) Dynamic Plasticity of Metals, CISM, Springer.

Chi, Y.C., Lee, S., Cho, K. et Duffy, J. (1989) The effects of tempering and test temperature on the dynamic fracture initiation behavior of an AISI 4340 VAR steel, *Material Science and Engineering*, **A114**, 105.

Cho, K., Chi, Y.C. et Duffy, J. (1990) Microscopic observations of adiabatic shear bands in three different steels, *Metallurgical Transactions A*, **21A**.

Clark, D.S. et Datwyler, G. (1938) *Trans. of ASTM.*, **38**, 98.

Clark, D.S. et Wood, W.W. (1950) The tensile impact properties of some metals and alloys, *Trans. ASM*, **42**, 45.

Clifton, R.J. (1974) Mechanics Today, Ed. S. Nemat-Nasser, Pergamon Press, **1**, 102.

Clifton, R.J. (1978) Adiabatic shear banding, dans: Materials Response to Ultra-High Loading Rates, NMAB-356, NRC, Washington, D.C., Ch. 8.

Cockroft, M.G. et Latham, D.J. (1976) *J. Inst. Metals*, **96**, 33.

Conrad, H. (1969) Thermally Activated Deformation in Metals, *J. of Metals*, **16**, 582.

Considère, A. (1885) Mémoire sur l'emploi du fer et de l'acier dans les constructions, *Ann. des Ponts et Chaussées*, **9**, 574.

Costin, L.S., Crisman, E.E, Hawley, R.H. et Duffy, J. (1979) On the Localization of Plastic Flow in Mild Steel Tubes under Dynamic Torsional Loading, dans: Proc. 2nd Conf. on the Mec. Prop. of Mat. at High Rates of Strain, Inst. Phys. Conf., Bristol, No 47, 90.

Cristescu, N. (1963) Some Problems of the Mechanics of Extensible Strings, Proc. Int. Symp. Stress Waves in Inelastic Solids, 118.

Dadras, P. et Thomas, J.F. (1981) *Res. Mechanica Letters*, **1**, 97.

de Borst, R. (1991) Simulation of strain localization: A reappraisal of the Cosserat continuum, *Eng. Comp.*, **8**, 317.

de Borst, R. (1992) Gradient-dependent plasticity: Formulation and algorithmic aspects, *Int. J. Num. Meth. in Eng.*, **35**, 521.

Dodd, B. et Atkins, A.G. (1983) Flow localization in shear deformation of void-containing and void-free solids, *Acta Metal.*, **31**, 9.

Dormeval, R. et Stelly, M. (1981) Ed. Leeds, Fab. T.Z. Blazynski, 10.

Dormevel, R. (1987) The adiabatic shear phenomenon. Materials at High Strain Rates, Elsevier Appl. Sci, London, 47.

Duvant, G. et Lions, J.L. (1976) Inequalities in Mechanics and Physics, Springer, Berlin.

Eleiche, A.M. et Campbell, J.D. (1976) 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.

Erlich, D.C., Curran, D.R. et Seaman, L. (1980) Further Development of a Computational Shear Band Model, SRI International Report, AMMRC TR80-3.

Estrin, Y. et Mecking, H. (1984) A Unified Phenomenological Description of Work Hardening and Creep Based on One-Parameter Models, *Acta metall.*, **32**, No 1, 57.

Ferguson, W.G., Hauser, F.E. et Doen, J.E (1967) *Brit. J. of Applied Physics*, **18**, 411.

Fressengeas, C. et Molinari, A. (1985) Inertia and thermal effects on the localization of plastic flow, *Acta Metal.*, **33**, 387.

Fressengeas, C. et Molinari, A. (1988) Non-Linear Approximate Analysis of Shear Band Formation, Impact Loading and Dynamic Materials, DGM Informationsgesellschaft Verlag, Oberursel, **2**, 761.

Freudenthal, A.M. (1950) The inelastic behaviour of engineering materials and structures, Wiley, NY.

Fuhrmann, J. et Hömberg, D. (1997) Numerical Simulation of the Surface Hardening of Steel, Weierstrass-Institut für Angewandte Analysis und Stochastik, Berlin, Reprint No 375.

Gilormini, P. et Roudier, Ph. (1993) ABAQUS and finite strain, Rapport Interne LMT No 140, Janvier 1993, Laboratoire de Mécanique et Technologie, ENS Cachan (CNRS), Université Paris 6.

Giovanola, J.H. (1988a) Adiabatic Shear Banding under Pure Shear Loading. Part I: Direct Observation of Strain Localization and Energy Dissipation Measurements, *Mechanics of Materials*, **7**, 59.

Giovanola, J.H. (1988b) Adiabatic Shear Banding under Pure Shear Loading. Part II: Fractographic and Metallographic Observations, *Mechanics of Materials*, **7**, 73.

Glema, A., Lodygowski, T. et Perzyna, P. (1998) Interaction of deformation waves and localization phenomena in inelastic solids, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, « Advances in Computational Methods for Fracture Mechanics and Localization », en impression.

Gurson, A.L. (1977) Continuum Theory of Ductile Rupture by Void Nucleation and Growth: Part I - Yield Criteria and Flow Rules for Porous Ductile Media, *Transactions of the ASME*, 2.

Hart, E.W. (1967) Theory of tensile test, *Acta Metal.*, **15**, 351.

Hart, E.W. (1976) Constitutive relations for the non-elastic deformation of metals, *J. Engng Matls and Techn., Trans. ASME Ser. H*, **98**, 97.

Hill, R. (1962) Acceleration wave in solids, *J. Mech. Phys. Solids*, **10**, 1.

Hill, R. et Hutchinson, J.W. (1975) Bifurcation phenomena in the plane tension test, *J. Mech. Phys. Solids*, **23**.

Hu, X. (1995) Velocity Effects on Ductility, Proc. The Fifth International Symposium on Plasticity and Its Current Applications, Sakai, Osaka, Japan, 44.

Hu, X. et Daehn, G. (1996) Effect of Velocity on Flow Localization in Tension, *Acta mater.*, **44**, No 3, 1021.

Hu, X., Wagoner, R., Daehn, G. et Ghosh, S. (1994) The Effect of Inertia on Tensile Ductility, *Metallurgical and Materials Transactions A*, **25A**, 2723.

Johnson, G.R. et Cook, W.H. (1983) A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures, Proc. of Seventh Int. Symp. on Ballistics, The Hague, The Netherlands, April 1983.

Johnson, W. (1972) Impact Strength of Materials, Edward Arnold, Bristol.

Jonas, J.J., Christodoulou, N. et G'Sell, C. (1978) *Scripta Metallurgica*, **12**, 565.

Kàrmàn, T. et Duvez, P.E. (1950) The propagation of plastic deformation in solids. *J. Appl. Phys.*, **21**, 987.

Kleiber, M. (1984) Numerical Study on Necking-Type Bifurcations in Void-Containing Elastic-Plastic Material, *Int. J. Solid Structures*, **30**, No 3, 191.

Klepaczko, J.R. (1965) A Power Form of the Mechanical Equation of State with the Temperature, *Eng. Trans.*, **13**, 561.

Klepaczko, J.R. (1968a) Generalized conditions for stability in tension tests, *Int. J. Mech. Sci.*, **10**, 297.

Klepaczko, J.R. (1968b) Strain Rate History Effects for Polycrystalline Aluminium and Theory of Intersections, *J. Mech. Phys. Solids*, **16**, 225.

Klepaczko, J.R. (1987a) A practical stress-strain-strain rate-temperature constitutive relation of the power form, *J. Mech. Working Technology*, **15**, 143.

Klepaczko, J.R. (1987b) Modeling of structural evolution at medium and high strain rates, FCC and BCC metals, dans: Constitutive Relations and Their Physical Basis, Proc. 8-th Risö Mater. Symp., Risö, 387.

Klepaczko, J.R. (1990) Dynamic crack initiation, some experimental methods and modeling, in: Crack Dynamics in Metallic Materials, Springer Verlag, Vienna.

Klepaczko, J.R. (1992) Technique of double shear, quasi-statics and dynamics, Rapport interne, LPMM - Université de Metz.

Klepaczko, J.R. (1993) Experimental investigation of adiabatic shear banding at different impact velocities, Final Technical Report for the US Army European Res. Office, DAJA 49-90-C-0052, LPMM - Metz University, France.

Klepaczko, J.R. (1994a) Plastic shearing at high and very high strain rates, Proc. Conf. EURODYMAT, *J. de Phys.* IV 4, C8-35.

Klepaczko, J.R. (1994b) Some results and new experimental technique in studies of adiabatic shear bands, *Arch. Mech.*, **46**, 201.

Klepaczko, J.R. (1994c) An experimental technique for shear testing at high and very high strain rates, the case of mild steel, *Int. J. Impact Engng.*, **15**, 25.

Klepaczko, J.R. (1995) Recent progress in testing of materials in impact shearing, dans: Dynamic Fracture, Failure and Deformation, PVP-Vol. 300, ASME, NY, 165.

Klepaczko, J.R. (1996) Stress Concentrators and Rate Effects in Formation of Adiabatic Shear Bands, Final Technical Report for the US Army European Res. Office, DAJA N68171-95-C-9071, LPMM, Metz University.

Klepaczko, J.R. et Klósak, M. (1999) Numerical Study of the Critical Impact Velocity in Shear, *Eur. J. Mech. A/Solids*, **18**, 93.

Klepaczko, J.R., Klósak, M. et Lodygowski, T. (1998a) Numerical study of dynamic instabilities in high-speed shearing, Proc. ABAQUS Users' Conference, Newport, RI, May 27-29, 407.

Klepaczko, J.R., Klósak, M. et Lodygowski, T. (1998b) Numerical study of inelastic wave propagation and rupture modes in dynamic shearing, Proc. 32nd Solid Mechanics Conference, Zakopane, Pologne, Sept. 1-5, 1998, 197.

Klepaczko, J.R., Lipinski, P. et Molinari, A. (1988) An analysis of the thermoplastic catastrophic shear in some metals. *Impact Loading and Dynamic Behaviour of Materials*, DGM Informationsgesellschaft Verlag, Oberursel, **2**, 695.

Klepaczko, J.R. et Rezaig, B. (1996) A numerical study of adiabatic shear banding in mild steel by dislocation mechanics based constitutive relations, *Mech. of Materials*, **24**, 125.

Klósak, M. (1999) Numerical simulation of the dynamic shear experiment accounting for heat conduction effects, XIV Polish Conference on Computer Methods in Mechanics, Rzeszow, May 26-28, accepté.

Klósak, M. et Klepaczko, J.R. (1996) Numerical study of the critical impact velocity in shear. Appendix N°1, Final Technical Report for the US Army European Res. Office, DAJA N68171-95-C-9071, LPMM - Metz University, France.

Klósak, M. et Klepaczko, J.R. (1997) Numerical Study of the Inelastic Wave Propagation and Plastic Instabilities with Thermal Coupling, XIII Polish Conference on Computer Methods in Mechanics, Poznan, Poland, May 5-8, 615.

Klósak, M. et Klepaczko, J.R. (1998) Numerical Study of the Stress Concentrators in Impact Shdearing. Appendix N°1, Final Technical Report for the US Army European Res. Office, DAJA N68171-97-C-9003, LPMM - Metz University.

Knoche, P. et Needleman, A. (1993) The Effect of Size on the Ductility of Dynamically Loaded Tensile Bars, *Eur. J. Mech. A/Solids*, **12**, No 4, 585.

Kobayashi, H. et Dodd, B. (1992) After Y. Bai and B. Dodd, dans: Adiabatic Shear Localisation, Ed. Pergamon Press, Oxford, 123.

Kocks, U.F. (1975) Workshop on Applied Thermoviscoplasticity, Ed. S. Nemat-Nasser, Evanston, Northwestern University, 244.

Kolsky, H. (1963) Stress Waves in Solids, Dover Publication, Inc., New York.

Kuczma, M.S. et Mielke, A. (1998) Influence of hardening and inhomogeneity on internal loops in pseudoplasticity, Reprint A7 of Inst. for Appl. Mathematics, Univ. Hannover, soumis à *ZAMM*.

Leblond, J.B. et Devaux, J. (1984) A New Kinetic Model for Anisothermal Metallurgical Transformations in Steels Including Effect of Austenite Grain Size, *Acta metall.*, **32**, No 1, 137.

Litonski, J. (1977) Plastic Flow of a Tube under Adiabatic Torsion, *Bulletin de l'Academie Polonaise des Sciences, Série des sciences techniques*, **25**, No 1, 7.

Lodygowski, T. (1989) Numerical analysis of softening structures, V Int. Symp. on Numerical Methods in Engineering, Lausanne, September 1989, Part I, 371.

Lodygowski, T. (1993) Mesh independent beam elements for strain localization, *Comp. Meth. in Civil Eng.*, **3**(3), 9.

Lodygowski, T. (1995) On avoiding of spurious mesh sensitivity in numerical analysis of plastic strain localization, *CAM & ES*, **2**, 231.

Lodygowski, T. (1996) Theoretical and numerical aspects of plastic strain localization, Politechnika Poznanska, Rozprawy, No 312.

Lodygowski, T. et Lengnick, M. (1994) Localization of plastic strains with ABAQUS, ABAQUS Users' Conference, Newport, RI, USA, Ed. HKS Inc., **1**, 391.

Lodygowski, T., Lengnick, M., Perzyna, P. et Stein, E. (1994) Viscoplastic numerical analysis of dynamic plastic strain localization for a ductile material, *Arch. Mech.*, **46** (4), 541.

Loret, B. et Prevost, J.H. (1990) Dynamic strain localization on elasto- (visco-) plastic solids: II. Plane Strain Examples, *Comp. Meth. Appl. Mech. Engng.*, **83**, 275.

Lubahn, J.D. (1947) Derivation of Stress, Strain, Temperature, Strain-Rate Relation for Plastic Deformation, *J. Appl. Mech.*, **14**, 229.

Lubliner, J. (1964) A generalized theory of strain-rate dependent plastic wave propagation bars, *J. Mech. Phys. Solids*, **12**, 59.

Ludwik, P. (1909) Elemente der Technologischen Mechanik, J.Springer, Berlin.

Lyapunov, A.M. (1992) The general problem of the stability of motion, *Int. Journ. Control*, 55.

Malvern, L.E. (1951) The propagation of longitudinal waves of plastic deformation in a bar of material exhibiting a strain-rate effect, *J. Appl. Mech.*, **18**, 203.

Malvern, L.E. (1984) Experimental and theoretical approaches to characterisation of material behaviour at high rates of deformation, Proc. Third Conf. on the Mechanical Properties of Materials at High Rtaes of Strain, Oxford, April 1984.

Mandel, J. (1966) Conditions de stabilité et postulat de Drucker, dans: Rheology and Soil Mechanics, Ed. J. Kravchenko et P.M. Sirieys, Springer, NY, 58.

Marchand, A. et Duffy, J. (1988) An Experimental Study of the Formation Process of Adiabatic Shear Bands in a Structural Steel, *J. Mech. Phys. Solids*, **36**, 251.

McClintock, F.A. (1968) A criteria for ductile fracture by the growth of holes, *J. Appl. Mech.*, **35**, 363.

Merzer, A.M. (1982) Modelling of adiabatic shear band formation from small imperfections, *J. Mech. Phys. Solids*, **30** (5), 323.

Meyer, L.W. et Staskewitsch, E. (1988) Mechanical behaviour of some steels under dynamic loading, *Impact Loading and Dynamic Behaviour of Materials*, DGM Informationsgesellschaft Verlag, Oberursel, **1**, 331.

Molinari, A. et Clifton, R.J. (1983) Localisation de la déformation viscoplastique en cisaillement simple, Compte rendu de l'Académie des sciences, **296**, 1.

Molinari, A. et Clifton, R.J. (1987) *J. Applied Mech.*, **54**, 806.

Motz, J.P., Rondelli, E. et Buisson, M. (1986) Rupture par cisaillement adiabatique, Métallographie A. et J. Pokorny, LPMM - Université de Metz.

Nadai, A. (1950) Theory of Flow and Fracture of Solids, Vol. 1, Mc Graw-Hill, NY.

Needleman, A. (1971) A Numerical Study of Necking in Circular Cylindrical Bars, *J. Mech. Phys. Solids*, **20**, 111.

Needleman, A. (1987) Rate dependance and mesh sensitivity in localization problems, *Computer Meths. Appl. Mechs. Eng.*, **67**, 69.

Nemes, J.A. et Eftis, J. (1993) Constitutive Modelling of the Dynamic Fracture of Smooth Tensile Bars, *International Journal of Plasticity*, **9**, 243.

Nicolas, T. (1982) Material behavior at high strain rates, dans: Impact dynamics, Ed. J.A. Zukas et al., John Wiley, NY, Ch. 8, 277.

Nishiyama, Z. (1978) Martensitic transformation, dans: Material Science and Technology, Ed. A.M. Alper et A.S. Nowick, Academic Press, NY-San Francisco-London.

Norris Jr, D.M., Moran, B., Scudder, J.K. et Quiñones, D.F. (1978) A Computer Simulation of the Tension Test, *J. Mech. Phys. Solids*, **26**, 1.

Nowacki, W.K. (1974) Zagadnienia falowe w teorii plastycznosci, PWN, Varsovie, en polonais.

Ortiz, M., Leroy, Y. et Needleman, A. (1987) A finite element method for localized failure analysis, *Comp. Meth. in Appl. Mech. Eng.*, **61**.

Oussouaddi, O. (1994) Analyse numérique de l'effet de la géométrie sur le comportement thermomécanique de quelques métaux en cisaillement, Thèse de Doctorat, Université de Metz.

Oyane, M. (1980) *Bulletin of the JSME*, **15**, 1507.

Pamin, J. (1994) Gradient-dependent plasticity in numerical simulation of localization phenomena, Delft University Press, Delft.

Perzyna, P. (1963) The constitutive equations for rate sensitive plastic materials, *Quart. Appl. Math.*, 20.

Perzyna, P. (1966) Advances in Applied Mechanics, Academic Press, NY, **9**, 243.

Perzyna, P. (1992) Constitutive equations in dynamic plasticity, Ed. D.R.J. Owen, E. Onate, E. Hinton, *Computational Plasticity, Fundamentals and Applications*, Swansea, 483.

Pietruszczak, S. et Mroz, Z. (1981) Finite element analysis of deformation of strain-softening materials, *Int. J. Num. Meth. in Eng.*, **17**, 327.

Rakhmatulin, H.A. (1945) *Prikl. Mat. Meh.*, **9**, 91.

Recht, R.F. (1964) Catastrophic thermoplastic shear. *J. Appl. Mech.*, **86**, 189.

Rezaig, B. (1994) Etudes Numériques et Expérimentale du Cisaillement Adiabatique par Impact de Projectile, Cas de Deux Aciers, Thèse de Doctorat, Université de Metz.

Rice, J.R. (1976) The localization of plastic deformation, dans: Theoretical and Applied Mechanics, Ed. W.T. Koiter, North-Holand, 207.

Rudnicki, J.W. et Rice, J.R. (1975) Conditions for the localization of deformations in pressure-sensitive dilatant materials, *J. Mech. Phys. of Solids*, **23**, 371.

Rusinek, A. et Klepaczko, J.R. (1998) Etude expérimentale du double cisaillement des tôles. Modélisation de l'écoulement viscoplastique, Rapport Interne, LPMM - Université de Metz.

Semiatin, S.L., Staker, M.R. et Jonas, J.J. (1984) Plastic instability and flow localization in shear at high rates of deformation, *Acta Metall.*, **32**, 1347.

Shawki, T.G. et Clifton, R.J. (1989) Shear band formation in thermal viscoplastic materials, *Mechanics of Materials*, **8**, 13.

Sluys, L.J. (1992) Wave propagation, Localization and Dispersion in Softening Solids, Thèse de Doctorat, Delft University Press, Delft.

Sluys, L.J., et de Borst, R. (1992) Wave propagation and localization in a rate-dependent cracked medium - model formulation and one-dimensional examples, *Int. J. Solids Structures*, **29**, No 23, 2945.

Sokolovsky, V.V. (1948) Propagation des ondes élastiques-viscoplastiques dans les barres (en russe), *Prikl. Mat. Mekh.*, **12**, 261.

Stelly, M., Legrand, J. et Dormeval, R. (1981) Shock-waves and high-strain-rate phenomena, Ed. L.E. Murr, et M.A. Meyers, Plenum Press, NY, 113.

Tanimura, S. et Duffy, J. (1984) Strain Rate Effects and Temperature History Effects for Three Different Tempers of 4340 VAR Steel. Brown University, Army Research Office, USA, Report No. DAAG 29-81-K-0121/4.

Tugcu, P. (1991) Tensile Instability in a Round Bar Including the Effect of Material Strain-Rate Sensitivity, *Comp. Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 335.

Tugcu, P. (1994) Finite Element Analysis of Thermomechanical Coupling in Tensile Instability, *Int. J. Engng Sci.*, **32**, No 6, 1017.

Tugcu, P. et Neale, K.W. (1991) Deformation and plastic waves in dynamic tension tests, *Int. J. Mech. Sci.*, **33**, No 10, 815.

Tugcu, P. et Neale, K.W. (1994) A Numerical Simulation of Impact Response of Typical Metals Including Strain-Rate Change Tests, *Int. J. Impact Engng*, **15**, No 1, 41.

Tugcu, P., Neale, K.W. et Lahoud, A.E. (1990) Inertial Effects on Necking in Tension, *Int. J. Solids Structures*, **26**, No 11, 1275.

Tvergaard, V. (1989) Influence of voids on shear band instabilities under plane strain conditions, *Int. Journ. of Fracture Mechanics*, **17**, 389.

Tvergaard, V. et Needleman, A. (1984) Analysis of the Cup-Cone Fracture in a Round Tensile Bar, *Acta metall.*, **32**, No 1, 157.

Varfolomeyev, I.V. et Klepaczko, J.R. (1995) Effect of strain rate on the geometry of the plastic zone near a Mode II crack tip, parametrical analysis, Strength and Materials (Problems Prochnosti), No 3, **27**, 138.

Vinh, T. et Khalil (1984) Adiabatic and Viscoplastic Properties of some Polymers at High Strain Rate, Ed. J. Harding, Mec. Prop. at High Rates of Strain, The Institute of Physics, Bristol.

Wood, W.W. (1965) Experimental Mechanics at Velocity Extremes - Very High Strain Rates, *Experimental Mechanics*, 441.

Wright, T. et Batra, R. (1985) The initiation and growth of adiabatic shear bands, *Int. J. Plast.*, **1**, 205.

Wu, F.H. et Freund, L.B. (1984) Deformation trapping due to thermoplastic instability in one-dimensional wave propagation, *J. Mech. Phys. Solids.*, **32**, 119.

Zeghib, N.E. (1990) Etude expérimentale et modélisation de la déformation plastique tenant compte du vieillissement dynamique, cas des aciers doux, Thèse de Doctorat, Université de Metz.

Zener, C. et Hollomon, J.H. (1944) Effects of Strain upon Plastic Flow of Steel, *J. of Applied Phys.*, **15**, 22.

Zerilli, F.J. et Amstrong, R.W. (1987) Dislocation-Mechanics-Based Constitutive Relations for Material Dynamics Calculations, *J. Appl. Phys.*, **61**, No 5, 1816.

Zhu, Y.Y et Cescotto, S. (1991) The Finite element Prediction of Ductile Fracture Initiation in Dynamic Metalforming Processes, *Journal de Physique IV*, C3, suppl. au Journal de Physique III, **1**, C3-751.

Zuzin, W.I, Browman, M.Y. et Melnikov, A.F. (1964) Flow Resistance of Steel at Hot Forming, Metallurgy, Moscou.