



HAL
open science

Plasticité dynamique des tôles : instabilité thermomécanique et nouvelle technique du poinçonnement par impact

Hassan Boumaaïz

► **To cite this version:**

Hassan Boumaaïz. Plasticité dynamique des tôles : instabilité thermomécanique et nouvelle technique du poinçonnement par impact. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Paul Verlaine - Metz, 1994. Français. NNT : 1994METZ061S . tel-01776857

HAL Id: tel-01776857

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01776857>

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>

ISGMP

INSTITUT SUPERIEUR DE GENIE MECANIQUE
ET PRODUCTIQUE

THESE

Présentée à

UNIVERSITE DE METZ
PAR

Hassan BOUMAAÏZ

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE SCIENCES ET TECHNIQUES - METZ -	
N° Inv.	19941835
Cote	S/M3 94/61
Loc.	Magasin
Cal.	OCLC

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

SPECIALITE : SCIENCES de L'INGÉNIEUR
OPTION : MÉCANIQUE

**PLASTICITÉ DYNAMIQUE DES TÔLES : INSTABILITÉ
THERMOMÉCANIQUE ET NOUVELLE TECHNIQUE
EXPÉRIMENTALE DU POINÇONNEMENT
PAR IMPACT**

Soutenue le 29 juin 1994 devant le jury composé de :

J. Dudzinski	Université de Metz	Examineur
G. Ferron	Université de Metz	Président
A. Gumier	Direction générale, RENAULT	Rapporteur
J.R. Klepaczko	CNRS- Université de Metz	Dir. de Thèse
Y. Ravaland	Université de Valenciennes	Rapporteur
F. Ronde		Examineur

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



022 420459 6

Lab. Matériaux U. R. A. CNRS. 1215
Université de Metz, Ile du Sauley, 57045 Metz cedex 01.

UB 8/1669

ISGMP

INSTITUT SUPERIEUR DE GENIE MECANIQUE
ET PRODUCTIQUE

THESE

Présentée à

UNIVERSITE DE METZ
PAR

Hassan BOUMAAÏZ

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

SPECIALITE : SCIENCES de L'INGÉNIEUR
OPTION : MÉCANIQUE

**PLASTICITÉ DYNAMIQUE DES TÔLES : INSTABILITÉ
THERMOMÉCANIQUE ET NOUVELLE TECHNIQUE
EXPÉRIMENTALE DU POINÇONNEMENT
PAR IMPACT**

Soutenue le 29 juin 1994 devant le jury composé de :

D. Dudzinski	Université de Metz	Examineur
G. Ferron	Université de Metz	Président
A. Gumier	Direction générale, RENAULT	Rapporteur
J.R. Klepaczko	CNRS- Université de Metz	Dir.de Thèse
Y. Ravalard	Université de Valenciennes	Rapporteur
F. Ronde-Oustau	PSA- PEUGEOT-CITRÖEN	Examineur

Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux U. R. A. CNRS. 1215
Université de Metz, Ile du Saulcy, 57045 Metz cedex 01.

Avant propos

Ce travail a été réalisé au laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux de l'Université de Metz sous la direction de J.R. Klepaczko.

Ma gratitude et ma profonde reconnaissance s'adressent tout d'abord à J.R. Klepaczko Directeur de Recherche au CNRS qui a accepté de diriger cette thèse. Je tiens à le remercier pour l'aide qu'il m'a apportée tout au long de la préparation de la thèse.

Je tiens également à remercier Monsieur G. Ferron professeur à l'Université de Metz qui a accepté de présider le jury et qui m'a fait profité de ses remarques importantes.

Messieurs A. Gumier docteur ingénieur et chef du département "Matériaux et Modélisation" à la Direction de la Recherche de Renault, et Y. Ravalard, Professeur à l'université de Valenciennes, qui ont bien voulu participer à ce jury, et de se charger de la lourde tâche de rapporteurs, qu'ils veuillent bien trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude et ma profonde reconnaissance à Messieurs D. Dudzinski Professeur à l'Université de Metz et Ronde Ousteau, docteur ingénieur à la Direction de la Recherche de PSA Peugeot Citröen d'avoir accepté de participer au jury.

Je remercie également l'ensemble du personnel du LPMM, en particulier notre équipe de Recherche, pour leur amical et agréable soutien.

Enfin je remercie mes parents, mon épouse et toute ma famille, sans qui ce travail ne serait pas réalisé. Je tiens à les remercier pour le soutien et les encouragements et qu'ils m'ont apportés.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	1
CHAPITRE I. ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE	
I-1 INTRODUCTION.....	3
I-2 CRITÈRES D'INSTABILITÉS DANS LES PROCÉDÉS DE MISE EN FORME.....	4
I-2-1 Critère d'instabilité diffuse de Swift.....	4
I-2-2 Critère d'instabilité localisée de Hill.....	8
I-2-3 Analyse de Marciniak-Kuczynski.....	11
I-3 DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX DES TESTS DE TRACTION BIAXIALE	14
I-3-1 Généralités.....	14
I-3-2 Gonflement hydraulique.....	17
I-3-2-1 Introduction.....	17
I-3-2-2 Essai d'expansion par gonflement hydraulique.....	19
I-3-2-3 Formulation théorique.....	21
I-3-2-3-a Cas d'un matériau isotrope.....	21
I-3-2-3-b Influence de l'anisotropie.....	24
I-3-2-4 Discussion et conclusion.....	29
I-3-3 Poinçonnement.....	30
I-3-3-1 Introduction.....	30
I-3-3-2 Essais d'Erichsen et d'Olsen.....	31
I-3-3-3 Essais d'expansion par un poinçon hémisphérique.....	33
I-3-3-4 Formulation théorique.....	33
I-3-3-5 Effet du frottement.....	35
I-3-3-6 La condition d'instabilité selon Zeghloul et Ferron.....	37
I-3-4 Effet de la vitesse de déformation sur les déformations critiques.....	39

I-4 DISCUSSION ET CONCLUSION.....	41
--	-----------

CHAPITRE II CLF DE L'ACIER 1018 CRS INFLUENCE DE L'ÉCHAUFFEMENT ADIABATIQUE

II-1 INTRODUCTION.....	43
-------------------------------	-----------

II-2 ÉTUDE DES LOIS DE COMPORTEMENT DES MÉTAUX.....	44
--	-----------

II-2-1 Lois de comportement.....	44
----------------------------------	----

II-3 ANALYSE DE LA STRICTION LOCALISÉE.....	52
--	-----------

II-3-1 Introduction.....	52
--------------------------	----

II-3-2 Étude bibliographique.....	52
-----------------------------------	----

II-3-3 Détermination des CLF de l'acier 1018.....	60
---	----

II-3-3-1 Formulation du problème.....	60
---------------------------------------	----

II-3-3-1-1 Vitesses de déformation dans la zone homogène suivant les directions principales (X_1, X_2).....	61
--	----

II-3-3-1-2 Rotation de la bande.....	62
--------------------------------------	----

II-3-3-1-3 Vitesses de déformation dans la zone homogène dans les directions (n, t).....	63
---	----

II-3-3-1-4 Contraintes dans la zone homogène dans les directions (X_1, X_2) et (n, t).....	64
---	----

II-3-3-1-5 Contraintes dans la bande dans les directions (n, t).....	65
---	----

II-3-3-1-6 Échauffement adiabatique engendré par les déformations plastiques.....	66
--	----

II-3-3-2 Résolution du problème.....	67
--------------------------------------	----

II-3-4 Comparaisons des CLF expérimentales et théoriques.....	73
---	----

II-4 CONCLUSION.....	75
-----------------------------	-----------

CHAPITRE III ESSAIS DU POINCONNEMENT QUASI-STATIQUES ET DYNAMIQUES

III-1 INTRODUCTION.....	76
III-2 COMPORTEMENT PLASTIQUE DE L'ACIER XC18.....	76
III-3 ESSAIS DU POINCONNEMENT QUASI-STATIQUES.....	78
III-3-1 Dispositif expérimental.....	78
III-3-2 Partie hydro-mécanique en compression.....	78
III-3-3 Partie commandes et mesures.....	78
III-3-4 Préparation des éprouvettes.....	83
III-3-5 Description des essais quasi-statiques.....	85
III-3-6 Résultats des essais quasi-statiques.....	86
III-4 NOUVELLE TECHNIQUE EXPÉRIMENTALE DU POINCONNEMENT DYNAMIQUE	
III-4-1 Généralités.....	89
III-4-2 Formulation théorique.....	91
III-4-3 Dispositif expérimental.....	93
III-4-4 Caractérisation et description de l'essai du poinçonnement dynamique.....	101

CHAPITRE IV ANALYSE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

IV-1 INTRODUCTION.....	103
IV-2 ANALYSE DES RÉSULTATS QUASI-STATIQUES.....	103
IV-2-1 Effet de la vitesse quasi-statique sur l'effort appliqué et l'énergie absorbée.....	103

IV-2-2 Effet du frottement sur l'énergie absorbée.....	111
IV-2-3 Détermination de la vitesse minimale d'impact.....	113
IV-2-4 Discussion des résultats quasi-statiques.....	114
IV-3 ANALYSE DES RÉSULTATS DYNAMIQUES.....	115
IV-3-1 Effet de la vitesse d'impact sur l'effort appliqué et l'énergie absorbée.....	115
IV-3-2 Comparaison entre le comportement quasi-statique et le comportement dynamique de l'acier XC18.....	126
IV-3-3 Calcul de l'épaisseur moyenne après perforation.....	127
IV-3-4 Sensibilité à la vitesse.....	131
IV-3-5 Effet de la vitesse sur le déplacement critique, l'énergie critique et l'énergie de perforation.....	133
IV-3-6 Discussion des résultats dynamiques.....	136
IV-4 CONCLUSION.....	137
CONCLUSION.....	138
BIBLIOGRAPHIE.....	140

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le problème de localisation de la déformation plastique fait aujourd'hui l'objet de nombreux travaux tant analytiques que numériques et expérimentaux. La prévision des déformations limites et la caractérisation de la formabilité d'une tôle constituent d'importants problèmes pour les emboutisseurs. Le but est d'obtenir des pièces sans défaut. Le premier de ces défauts est une striction locale de la tôle. Les conséquences sont un affaiblissement de la résistance de la pièce et un défaut d'aspect. Si on poursuit l'emboutissage après l'apparition de la striction, cela peut conduire à la rupture de la pièce qui est alors dans tous les cas inacceptable. D'où la nécessité d'introduire des modèles pour prévoir les déformations limites. Depuis l'analyse de Marciniak-Kuczynski, des modèles de calcul des courbes limites de formage se sont rapidement développés. Malgré les progrès accomplis, les déformations limites obtenues par les différents modèles rencontrés dans la littérature ne sont pas toujours en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Un deuxième problème se pose, celui de perforation par impact. Jusqu'à présent la plupart des dispositifs pour effectuer ces essais de perforation ont été mis au point à l'origine pour l'étude des métaux et alliages. Cependant des effets rentrent en jeu et rendent le problème complexe comme les effets d'inertie et les effets de conduction de chaleur. D'autres effets apparaissent et entraînent une augmentation de la température locale ; ce sont les effets thermiques.

Dans le premier chapitre, nous rappelons brièvement quelques critères d'instabilité en emboutissage. Par la suite nous exposons les différents dispositifs expérimentaux utilisés dans les essais de traction biaxiale. Dans le cas du gonflement hydraulique nous déterminons les solutions analytiques de la déformation du pôle à l'instabilité, d'abord en utilisant le critère de Von-Mises, ensuite, en supposant que le matériau est anisotrope. Dans le cas du poinçonnement nous donnons quelques exemples de travaux expérimentaux et numériques pour étudier l'instabilité dans le domaine d'expansion. L'effet de la vitesse de déformation sur les déformations limites est aussi discutée.

Quant au deuxième chapitre, un modèle de localisation pour la striction localisée et la prévision des courbes limites de formage des tôles d'acier 1018 CRS (Cold Rolled Steel, 0.18 % de carbone) est réalisé. Pour cela une loi de comportement tenant compte de l'écrouissage, de la sensibilité à la vitesse de déformation et de la température est introduite dans l'analyse de Marciniak-Kuczynski, en utilisant la surface d'écoulement obéissant au critère de Von-Mises. Par suite nous déterminons numériquement les courbes limites de formage (CLF) isotherme et adiabatique du même acier. A la fin de ce chapitre nous effectuons une comparaison entre les courbes limites de formage (CLF) calculées et expérimentales.

Dans le troisième chapitre, nous exposons les deux dispositifs expérimentaux des essais du poinçonnement réalisés sur l'acier XC18 recuit (0,18% de carbone). Le premier dispositif est réalisé à l'aide de la machine universelle de Zwick afin d'effectuer les essais quasi-statiques alors que le second est obtenu à l'aide du canon à air comprimée et du tube d'Hopkinson. Ce dernier est destiné aux essais dynamiques. Les essais quasi-statiques sont réalisés à deux vitesses $v_1=0,019$ mm/s et $v_2=1,19$ m/s et les essais dynamiques sont effectués à deux vitesses $v_3=17$ m/s et $v_4=73$ m/s. Pour mettre en évidence l'importance de l'effet de frottement, nous utilisons un lubrifiant (graphite et teflon).

Dans le dernier chapitre nous analysons les résultats expérimentaux de l'acier XC18 dans le but de mettre en évidence d'une part, la sensibilité à la vitesse du poinçon (projectile) et d'autre part, de connaître son comportement quasi-statique et dynamique. L'effet de la vitesse sur la force critique, le déplacement critique, l'énergie critique et l'énergie de perforation est montré. Ainsi une comparaison entre le comportement quasi-statique et dynamique du même acier est réalisé, cela nous amène à discuter sur la transition isotherme-adiabatique.

CHAPITRE I
ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

CHAPITRE I ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1 INTRODUCTION.....	3
I-2 CRITÈRES D'INSTABILITÉS DANS LES PROCÉDÉS DE MISE EN FORME.....	4
I-2-1 Critère d'instabilité diffuse de Swift.....	4
I-2-2 Critère d'instabilité localisée de Hill.....	8
I-2-3 Analyse de Marciniak-Kuczynski.....	11
I-3 DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX DES TESTS DE TRACTION BIAXIALE	14
I-3-1 Généralités.....	14
I-3-2 Gonflement hydraulique.....	17
I-3-2-1 Introduction.....	17
I-3-2-2 Essai d'expansion par gonflement hydraulique.....	19
I-3-2-3 Formulation théorique.....	21
I-3-2-3-a Cas d'un matériau isotrope.....	21
I-3-2-3-b Influence de l'anisotropie.....	24
I-3-2-4 Discussion et conclusion.....	29
I-3-3 Poinçonnement.....	30
I-3-3-1 Introduction.....	30
I-3-3-2 Essais d'Erichsen et d'Olsen.....	31
I-3-3-3 Essais d'expansion par un poinçon hémisphérique.....	33
I-3-3-4 Formulation théorique.....	33
I-3-3-5 Effet du frottement.....	35
I-3-3-6 La condition d'instabilité selon Zeghloul et Ferron.....	37
I-3-4 Effet de la vitesse de déformation sur les déformations critiques.....	39
I-4 DISCUSSION ET CONCLUSION.....	42

I-1 INTRODUCTION

Dans la première partie de ce chapitre, nous rappelons les différentes conditions d'instabilité dans les processus d'emboutissage des tôles métalliques minces. Parmi les critères d'instabilité valables dans le cas des contraintes planes, nous citons ceux de Swift, /1/, Hill, /2/, et le modèle à deux zones de Marciniak-Kuczynski (M-K), /3/. Ces formes d'instabilité font appel à deux modes de striction : le mode de la striction diffuse qui se traduit par une variation assez douce de la section, c'est un mode général qui s'applique à tout type de contraintes, /1,4,5,6,7,8/; le second mode est celui de la striction localisée. Celui-ci apparaît dans une tôle emboutie sous la forme d'une bande étroite où la déformation se concentre. Ainsi, il se ramène au critère de Hill.

Initialement, Considère, /4/, a établi un critère d'instabilité limité au cas des matériaux insensibles à la vitesse de déformation. Puis Hart, /5/, a introduit l'influence de la sensibilité à la vitesse de déformation sur l'instabilité. Pour cela, il a supposé l'existence d'un défaut de section initial et a utilisé une loi de comportement viscoplastique. Enfin, Ferron, /6,7/, a étudié les effets d'adoucissement thermique intervenant dans les matériaux thermo-viscoplastiques. Dans des conditions adiabatiques et en présence de défauts géométriques, il a montré que l'instabilité survient pour des valeurs plus faibles de la déformation. Dans le cas de cisaillement, Fressengeas et Molinari, /8/, ont également établi des critères d'instabilité tenant compte des effets thermiques.

Les résultats de Hill ayant montré qu'aucune striction localisée ne se produit dans le domaine de l'expansion, Marciniak-Kuczynski, /3/, ont considéré un matériau hétérogène à deux zones pour expliquer la localisation de l'écoulement plastique dans le domaine de l'expansion. Ce matériau est modélisé par deux zones, chacune homogène mais d'épaisseurs différentes. Dans un premier temps, le matériau est supposé isotrope et rigide plastique. Marciniak-Kuczynski et Pokora, /9/, ont étendu le modèle de M-K à un matériau viscoplastique.

Le problème de localisation ayant été initialement résolu dans le cas de l'expansion, Hutchinson et Neale, /10,11/, l'ont repris et l'ont étendu au cas où la déformation principale mineure ϵ_2 est négative, puis ils l'ont développé dans le cadre de la théorie de la déformation plastique. Ainsi, Ferron et Mliha-Touati, /12/, Lian et col., /13/, Zeghloul et col., /14/, ont montré que la forme de la surface d'écoulement a une influence sur les

déformations limites calculées. Cette influence se manifeste par l'effet déstabilisant les grandes valeurs du coefficient d'anisotropie R qui apparaissent dans la fonction d'écoulement quadratique de Hill, /15/.

Récemment, en se basant sur l'approche de M-K, Dudzinski et Molinari, /16,17/, ont introduit un modèle pouvant s'appliquer à des matériaux de comportements très variés, en tenant compte de l'écroutissage, de la sensibilité à la vitesse de déformation et de l'anisotropie initiale et induite.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous procédons à la description des essais d'expansion pour déterminer les déformations du pôle à l'instabilité. Nous distinguons deux catégories d'essais d'expansion (ou de traction biaxiale), ceux qui s'effectuent sans frottement par gonflement sous l'effet d'une pression hydraulique d'un flan bloqué sur une matrice ouverte (essai Jovignot ou bulge test), et ceux qui s'effectuent avec frottement de la tôle sur un poinçon (Essais d'Erichsen et Olsen).

I-2 CRITÈRES D'INSTABILITÉ DANS LES PROCÉDÉS DE MISE EN FORME

I-2-1 Critère d'instabilité diffuse de Swift

Swift, /1/, a étendu le critère de Considère, /4/, dans le cas de la traction biaxiale. Dans ce cas si nous supposons que F_1 et F_2 sont les chargements dans les deux directions principales X_1 et X_2 , figure I-1, alors nous pouvons écrire :

$$\left. \begin{array}{l} F_1 = \sigma_1 A_1 \\ F_2 = \sigma_2 A_2 \end{array} \right\} \quad (I-1)$$

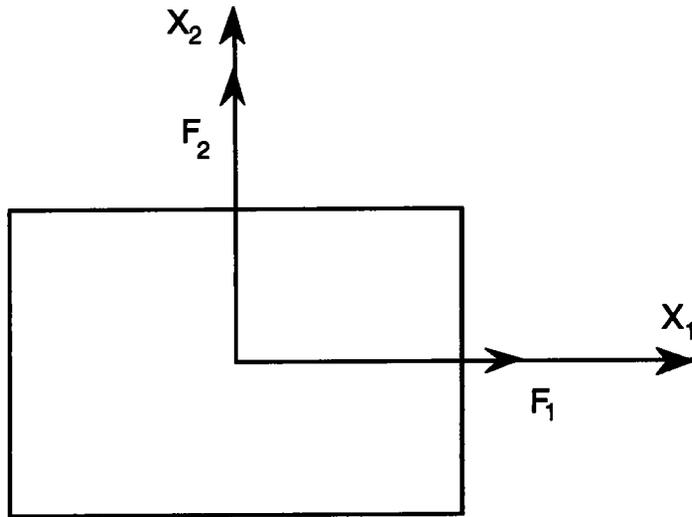


Figure I-1 Tôle soumise à deux contraintes planes.

Le chargement est maximal le long de la direction principale X_1 lorsque dF_1 est nulle, cela se traduit par :

$$d\sigma_1 = \sigma_1 d\varepsilon_1 \quad (\text{I-2})$$

De même, le chargement est maximal le long de la direction principale X_2 lorsque :

$$d\sigma_2 = \sigma_2 d\varepsilon_2 \quad (\text{I-3})$$

Les contraintes principales σ_1 et σ_2 sont liées par le critère de Von-Mises par :

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\sigma_1^2 - \sigma_1\sigma_2 + \sigma_2^2} \quad (\text{I-4})$$

$\bar{\sigma}$ est la contrainte équivalente. C'est une mesure de la surface d'écoulement. En utilisant (I-4), la différentielle totale de la contrainte équivalente est :

$$d\bar{\sigma} = \frac{(2\sigma_1 - \sigma_2)d\sigma_1 + (2\sigma_2 - \sigma_1)d\sigma_2}{2\bar{\sigma}} \quad (\text{I-5})$$

Nous définissons α comme le rapport des contraintes principales $\alpha = \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$.

L'équation (I-5) devient :

$$d\bar{\sigma} = \frac{(2 - \alpha)d\sigma_1 + (2\alpha - 1)d\sigma_2}{2\sqrt{1 - \alpha + \alpha^2}} \quad (\text{I-6})$$

En insérant les équations (I-2) et (I-3) dans l'équation (I-6), nous obtenons :

$$d\bar{\sigma} = \frac{(2 - \alpha) + (2\alpha - 1)\alpha(d\varepsilon_2/d\varepsilon_1)}{2\sqrt{1 - \alpha + \alpha^2}} \sigma_1 d\varepsilon_1 \quad (\text{I-7})$$

Le critère de Von-Misès et la condition d'incompressibilité nous permettent d'écrire :

$$d\bar{\varepsilon} = \frac{2}{\sqrt{3}} \left[1 + \frac{d\varepsilon_2}{d\varepsilon_1} + \left[\frac{d\varepsilon_2}{d\varepsilon_1} \right]^2 \right]^{\frac{1}{2}} d\varepsilon_1 \quad (\text{I-8})$$

Le chemin de déformation est défini par :

$$\rho = \frac{d\varepsilon_2}{d\varepsilon_1} = \frac{1 - 2\alpha}{\alpha - 2} \quad (\text{I-9})$$

Insérons l'équation (I-9) dans (I-8) et (I-7) et employons la définition de la contrainte effective utilisée dans l'équation (I-4), nous obtenons :

$$d\bar{\sigma} = \frac{\bar{\sigma}}{z_d} d\bar{\varepsilon} \quad (\text{I-10})$$

où
$$z_d = \frac{4(1 - \alpha + \alpha^2)^{\frac{3}{2}}}{(4 - 3\alpha - 3\alpha^2 + 4\alpha^3)} \quad (\text{I-11})$$

Notons que cette subtangente critique z_d pour l'instabilité diffuse est fonction de α . Elle est analogue à celle obtenue à partir du critère de Considère ($\alpha=0, z_d=1$).

L'incrément de la contrainte effective due au coefficient d'écroûissage (nous supposons que le matériau est insensible à la vitesse de déformation et à la

température) est donné par :

$$d\bar{\sigma} = \left. \frac{\partial \bar{\sigma}}{\partial \bar{\epsilon}} \right|_{\dot{\epsilon}, T} d\bar{\epsilon} \quad (\text{I-12})$$

Les équations (I-10) et (I-12) donnent la condition d'instabilité diffuse :

$$\frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\epsilon}} = \frac{\bar{\sigma}}{z_d} \quad (\text{I-13})$$

Si le matériau obéit à la loi $\bar{\sigma} = k\bar{\epsilon}^n$ et si le chemin de déformation ρ est constant et égal à ρ^* , l'équation (I-12) donne la condition d'instabilité diffuse de Swift :

$$\bar{\epsilon}_d = nz_d \quad (\text{I-14})$$

A partir des équations (I-8), (I-9), (I-11) et (I-14), nous pouvons écrire :

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_{1d} &= \frac{(4-2\alpha)(1-\alpha+\alpha^2)}{(4-3\alpha-3\alpha^2+4\alpha^3)} n \\ \epsilon_{2d} &= \frac{(1-2\alpha)}{(\alpha-2)} \epsilon_{1d} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I-15})$$

Cas de traction uniaxiale ($\alpha=0, \rho^*=-0,5$) ; $\epsilon_{1d} = n$;

cas de déformation plane ($\alpha=0,5, \rho^* = 0$) ; $\epsilon_{1d} = n$;

cas de traction équilibiaxiale ($\alpha = \rho^* = 1$) ; $\epsilon_{1d} = n$.

Pour ces trois états de contrainte, l'instabilité est initialisée à $\epsilon_{1d}=n$.

Pour un matériau qui possède une anisotropie normale R, Moore et Wallace, /18/, ont montré que la subtangente critique z_d est égale à :

$$z_d = \sqrt{\frac{2(2+R)}{3}} \left[\frac{[(1+R)-2R\alpha+(1+R)\alpha^2]^{\frac{3}{2}}}{(1+R)^2-(2+R)R\alpha-(2+R)R\alpha^2+(1+R)^2\alpha^3} \right] \quad (\text{I-16})$$

Si R=1 (cas isotrope), l'équation (I-16) se ramène à l'équation (I-11).

Le critère de Swift donne une grande approximation des courbes limites de

formage de certains métaux faiblement sensibles à la vitesse.

I-2-2 Critère d'instabilité localisée de Hill

Dans le cas d'un matériau rigide-plastique, Hill associe l'instabilité dans une tôle sollicitée de façon biaxiale à l'apparition d'une striction localisée, suivant une direction d'extension nulle dans le plan de la tôle (figure I-2). L'angle ψ séparant cette direction par rapport à celle de la plus grande contrainte principale est défini par :

$$\psi = \arctg\left(\frac{l}{\sqrt{-\rho}}\right) \quad \text{avec} \quad \rho = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \quad (\text{I-17})$$

Ainsi, l'instabilité n'est prévue que dans le domaine du rétreint. La striction apparaît au moment où la force normale à la direction d'extension est maximale.

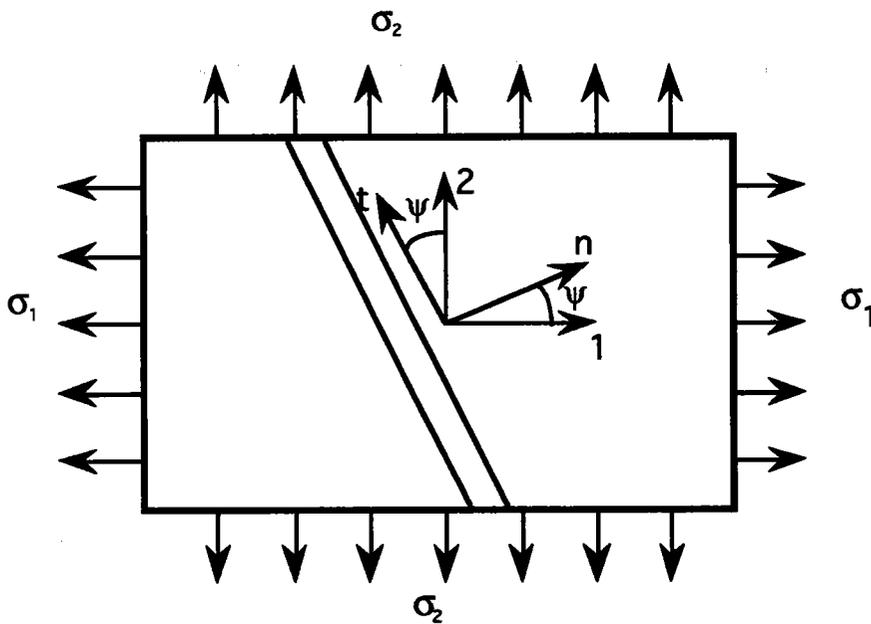


Figure I-2 La striction localisée de Hill se développe suivant une ligne d'extension nulle.

Selon Hill, la striction se produit le long de la direction t lorsque la force normale F_n à cette direction passe par un maximum. Cela se traduit par :

$$dF_n = 0. \quad (I-18)$$

Or :

$$F_n = \sigma_{nn} S_\psi \quad (I-19)$$

σ_{nn} est la contrainte normale à la direction de striction, S_ψ est la section de la tôle suivant la direction de striction. D'où :

$$\frac{dF_n}{F_n} = \frac{d\sigma_{nn}}{\sigma_{nn}} + \frac{dS_\psi}{S_\psi} = 0 \quad (I-20)$$

Nous savons que :

$$\sigma_{nn} = \sigma_1 \cos^2 \psi + \sigma_2 \sin^2 \psi \quad (I-21)$$

Si nous remplaçons le rapport des contraintes α dans l'expression (I-21), nous obtenons :

$$\sigma_{nn} = \sigma_1 (\cos^2 \psi + \alpha \sin^2 \psi) \quad (I-22)$$

A l'apparition de la striction, l'état de contraintes dans la tôle est supposé uniforme :

$$\frac{d\sigma_{nn}}{\sigma_{nn}} = \frac{d\sigma_1}{\sigma_1} = \frac{d\bar{\sigma}}{\bar{\sigma}} \quad (I-23)$$

Puisque la striction se développe suivant une ligne d'extension nulle, alors :

$$\frac{dS_\psi}{S_\psi} - d\varepsilon_3 = 0 \quad (I-24)$$

La condition d'incompressibilité nous permet d'écrire :

$$d\varepsilon_3 = -d\varepsilon_1 - d\varepsilon_2 = -(1 + \rho^*) d\varepsilon_1 \quad (I-25)$$

En remplaçant (I-25) dans (I-24), nous écrivons :

$$\frac{dS_{\psi}}{S_{\psi}} + (1 + \rho^*) d\varepsilon_1 = 0 \quad (\text{I-26})$$

Ainsi les équations (I-26), (I-23) et (I-20) donnent :

$$\frac{d\sigma_1}{d\varepsilon_1} = \sigma_1(1 + \rho^*) \quad (\text{I-27})$$

Le critère de Von-Misès nous permet d'écrire :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= C_{\sigma} \bar{\sigma} \\ \varepsilon_1 &= C_{\varepsilon} \bar{\varepsilon} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I-28})$$

avec

$$\left. \begin{aligned} C_{\sigma} &= (1 - \alpha + \alpha^2)^{-\frac{1}{2}} \\ C_{\varepsilon} &= \frac{2 - \alpha}{2\sqrt{1 - \alpha + \alpha^2}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I-29})$$

D'après les équations (I-27) et (I-28), nous aurons :

$$\left(\frac{1}{C_{\varepsilon}} \right) \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\varepsilon}} = \bar{\sigma}(1 + \rho^*) \quad (\text{I-30})$$

Si $\bar{\sigma} = k\bar{\varepsilon}^n$, l'équation (I-30) donne :

$$n = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{21} \quad (\text{I-31})$$

C'est la condition d'instabilité locale de Hill ; voir la figure I-3. L'équation (I-31) est indépendante du coefficient d'anisotropie R. L'effet de R entre seulement dans le rapport de contraintes α .

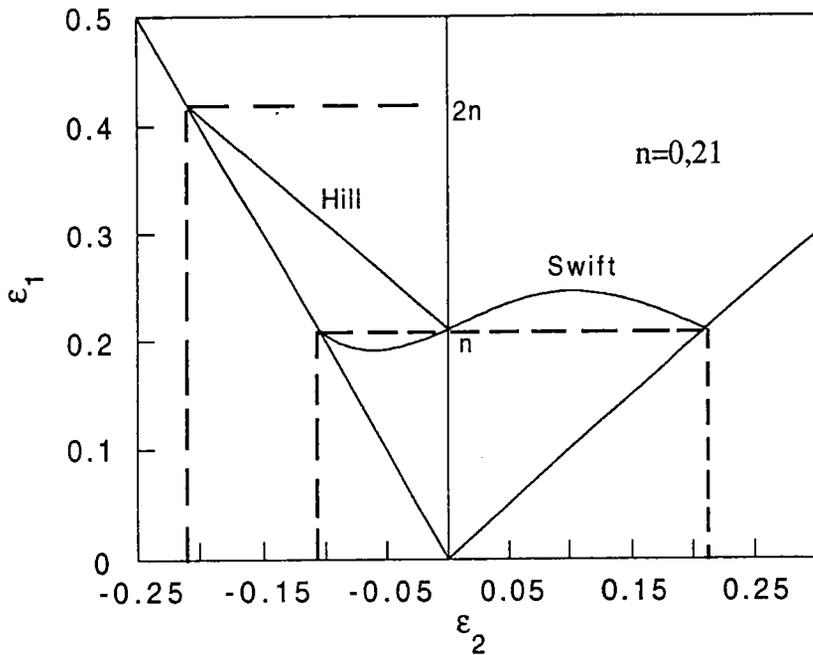


Figure I-3 Courbes théoriques d'apparition de la striction, d'après les critères de Swift, /1/, et de Hill, /2/; n est le coefficient d'écroutissage de l'acier doux; $n=0,21$.

I-2-3 Analyse Marciniak-Kuczynski

Pour des chemins de déformation caractérisés par ρ^* positif, il n'existe pas de direction d'extension nulle. Par conséquent, il n'est pas possible de prévoir l'instabilité locale et la striction localisée avec le critère de Hill. Le modèle de M-K tient compte de la présence d'imperfection géométrique. Ce défaut géométrique est pris égal au rapport des épaisseurs de deux zones : la zone B où il y a le défaut géométrique et la zone homogène A, figure I-4.

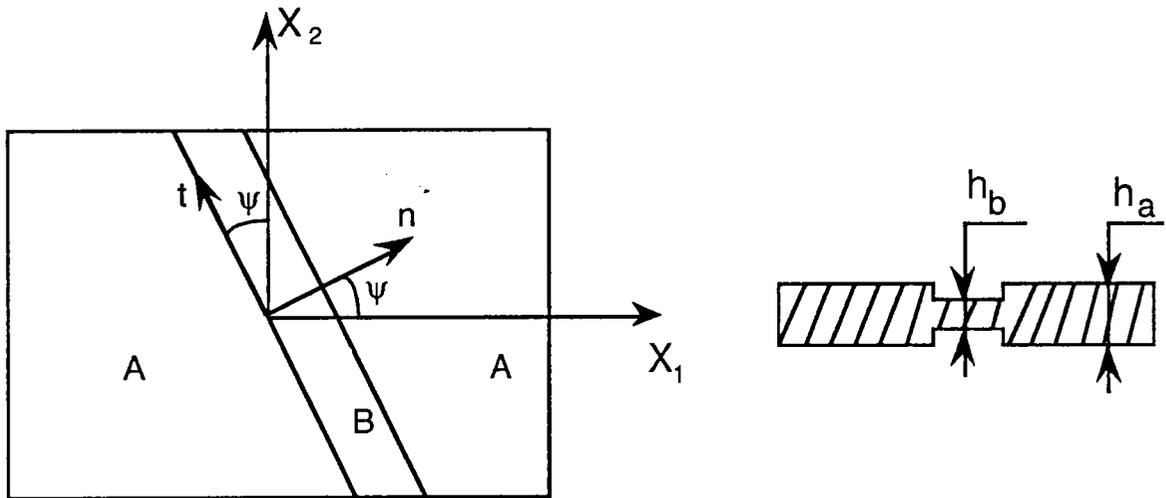


Figure I-4 Tôle présentant un défaut géométrique initial.

Le chargement imposé aux extrémités de la tôle est tel que :

$$\alpha_A = \frac{\sigma_{2A}}{\sigma_{1A}} = \frac{R + \rho_A^*(1+R)}{R\rho_A^* + (1+R)} = \text{const} \quad (\text{I-32})$$

ρ_A^* est le chemin de déformation dans la zone homogène A, R est le coefficient d'anisotropie.

La définition de la contrainte effective et de la déformation effective selon Hill :

$$\bar{\sigma}_A = \sigma_{1A} \sqrt{\frac{3(1+R)}{2(2+R)} \left(1 - \frac{2R}{1+R} \alpha_A + \alpha_A^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{I-33})$$

$$\text{et } d\bar{\epsilon}_A = d\epsilon_{1A} \sqrt{\frac{2(2+R)(1+R)}{3(1+2R)} \left(1 + \frac{2R}{1+R} \rho_A^* + \rho_A^{*2} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{I-34})$$

Nous supposons que α_A et ρ^* sont constants durant la déformation plastique. L'équilibre des deux forces dans les zones A et B nous permet d'écrire :

$$\sigma_{1B} = \sigma_{1A} \left(\frac{h_A}{h_B} \right) = \frac{\sigma_{1A}}{f} \quad (\text{I-35})$$

où h_A et h_B sont respectivement les épaisseurs des régions A et B. f est défini par :

$$f = \frac{h_B}{h_A} \quad (\text{I-36})$$

Initialement, $f=f_0$ et est inférieur ou égale à 1, f décroît avec la déformation plastique.

La compatibilité des déformations donne :

$$d\varepsilon_{2B} = d\varepsilon_{2A} = \rho_A^* d\varepsilon_{1A} \quad (\text{I-37})$$

La contrainte effective dans la zone B est :

$$\bar{\sigma}_B = \sigma_{1B} \sqrt{\frac{3(1+R)}{2(2+R)} \left(1 - \frac{2R}{1+R} \alpha_B + \alpha_B^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{I-38})$$

En utilisant la loi $\bar{\sigma} = k\bar{\varepsilon}^n$ et les équations (I-32), (I-37) et (I-34), nous pouvons écrire :

$$\bar{\varepsilon}_B = \bar{\varepsilon}_A \left\{ \frac{1 \left(1 - \frac{2R}{1+R} \alpha_B + \alpha_B^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{f \left(1 - \frac{2R}{1+R} \alpha_A + \alpha_A^2 \right)^{\frac{1}{2}}} \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (\text{I-39})$$

Nous pouvons aussi écrire :

$$\left. \begin{aligned} d\varepsilon_{1B} &= d\bar{\varepsilon}_B \sqrt{\frac{3(1+2R)}{2(2+R)(1+R)} \left(1 + \frac{2R}{1+R} \rho_B^* + \rho_B^{*2} \right)^{-\frac{1}{2}}} \\ d\varepsilon_{2B} &= \rho_B^* d\varepsilon_{1B} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I-40})$$

La condition d'incompressibilité :

$$d\varepsilon_{3B} = -d\varepsilon_{1B} - d\varepsilon_{2B} \quad (\text{I-41})$$

L'incrément d'imperfection est donné par :

$$df = d\left(\frac{h_B}{h_A}\right) = f(d\varepsilon_{3B} - d\varepsilon_{3A}) \quad (\text{I-42})$$

Initialement, nous connaissons $d\varepsilon_{1A}$, ρ_A^* et f_0 . A partir des équations (I-32), (I-33) et (I-34), nous trouvons α_A , σ_{1A} , $\bar{\sigma}_A$, $d\bar{\varepsilon}_A$ et $\bar{\varepsilon}$.

Les équations (I-39) et (I-40) sont appliquées pour estimer $d\bar{\varepsilon}_B$ et α_B .

Durant la déformation plastique, l'écoulement devient progressivement plus important dans le défaut que dans la zone homogène. L'instabilité survient lorsque le rapport des vitesses de déformation de la zone A à la zone B devient nul. Cela se traduit par :

$$\frac{\dot{\bar{\varepsilon}}^A}{\dot{\bar{\varepsilon}}^B} \rightarrow 0 \quad (\text{I-43})$$

Il y a localisation de la déformation plastique, quand $\bar{\varepsilon}^B$ tend vers l'infini et $\bar{\varepsilon}^A$ prend une valeur critique $\bar{\varepsilon}_l^A$. Ce modèle permet de prévoir l'instabilité plastique des métaux en feuilles. Parmi les techniques expérimentales utilisées pour obtenir les déformations limites dans le domaine de l'expansion, nous allons nous intéresser au cas du gonflement hydraulique et au poinçonnement.

I-3 DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX DES TESTS DE TRACTION BIAXIALE

I-3-1 Généralités

La connaissance du comportement plastique des matériaux pose de nombreuses difficultés tant sur le plan expérimental que théorique. Plusieurs essais ont été réalisés dans le cas de traction uniaxiale, mais ils ne permettent pas de déterminer leurs comportements pour des déformations assez élevées. Cela nécessite donc l'utilisation des techniques expérimentales afin de réaliser des essais d'expansion biaxiale. Ces derniers permettent d'obtenir les caractéristiques d'écrouissage en grandes déformations, de déterminer les surfaces de charge et leur évolution en fonction des contraintes ou déformations appliquées. Des éprouvettes en forme de croix,

/19,20/, ont été conçues pour être soumises à une traction biaxiale. Makinde, /21/, a amélioré la forme de ces éprouvettes de façon à obtenir une déformation aussi homogène que possible dans la partie utile, (zone située au centre de la croix), voir figure I-5. Il a mis au point un dispositif expérimental pour réaliser à l'aide d'une machine de traction, les essais de traction biaxiale sur des éprouvettes en forme de croix. Le principe de fonctionnement de ce dispositif est basé sur un mécanisme articulé à billettes. Il est conçu de manière à découpler l'effort de traction fourni par la machine d'essai en un système de forces agissant selon deux directions orthogonales de déplacement imposées. Pour réaliser l'essai d'expansion équi-biaxiale ($\rho=1$), il faut fixer l'éprouvette en croix sur les quatre têtes T_1 , T_2 , T_3 et T_4 , à l'aide de plaquettes de serrage, figure I-6. L'ensemble est positionné sur la machine de traction par l'intermédiaire des têtes T_1 et T_2 et testé en traction uniaxiale. En cours d'essai, la déformation du cadre vertical constitué des quatre billettes B_v assure le rapprochement des deux pièces de liaison L_1 et L_2 qui entraîne à son tour la déformation du cadre horizontal constitué des quatre billettes B_h . Dans ce cas, l'écartement des deux têtes T_3 et T_4 est égal à celui des deux têtes T_1 et T_2 , ainsi l'éprouvette est soumise à une déformation équi-biaxiale.

Il est possible de réaliser d'autres types d'essais pour des rapports de déformation compris entre 0 et 1, à l'aide du même dispositif. Il suffit de changer la géométrie des billettes situées dans les plans horizontal et vertical, /22/.

Récemment, Makinde, /23/, a amélioré son dispositif expérimental pour le montage de l'éprouvette en forme de croix. A l'aide des machines possédant quatre vérins hydrauliques V_1 , V_2 , V_3 et V_4 pilotés par ordinateurs, il a pu imposer plusieurs types d'essai pour lesquels le chemin de déformation est compris entre 0 et 1, voir figure I-7.

Il existe d'autres dispositifs expérimentaux qui permettent de réaliser les essais de traction biaxiale. Parmi ces dispositifs, ceux qui font appel à l'expansion biaxiale des tôles circulaires, sont effectués soit à l'aide d'un poinçon hémisphérique, soit par l'action d'une pression de fluide.

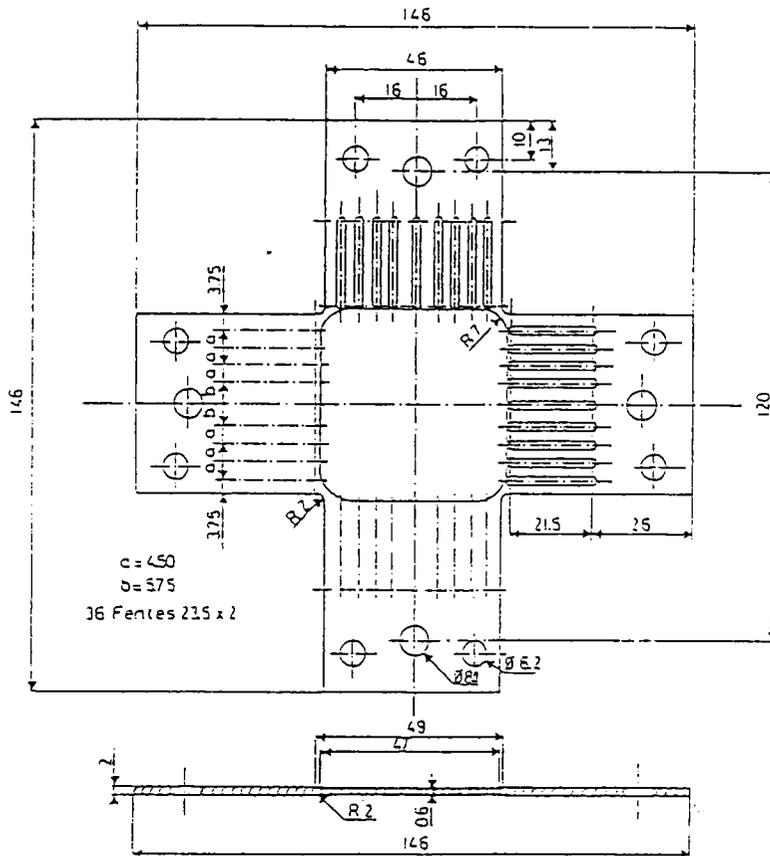


Figure I-5 Géométrie de l'éprouvette cruciforme proposée par Makinde, /21/.

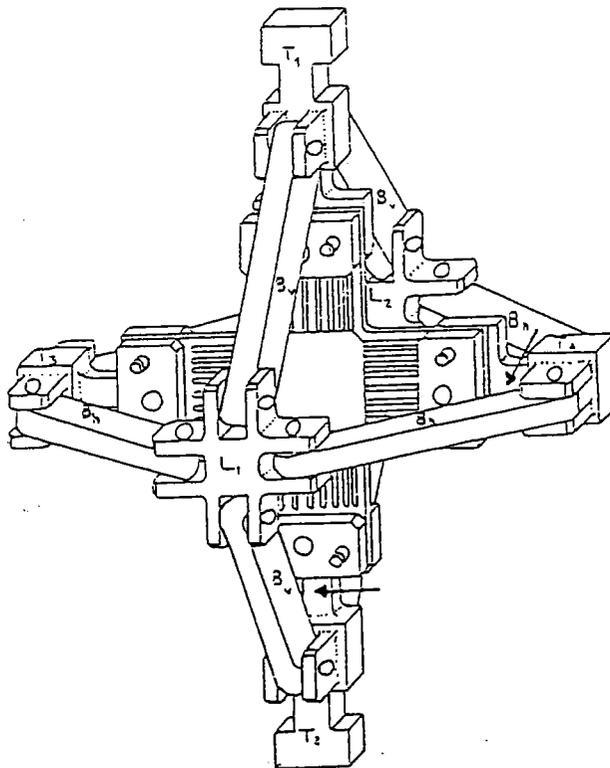
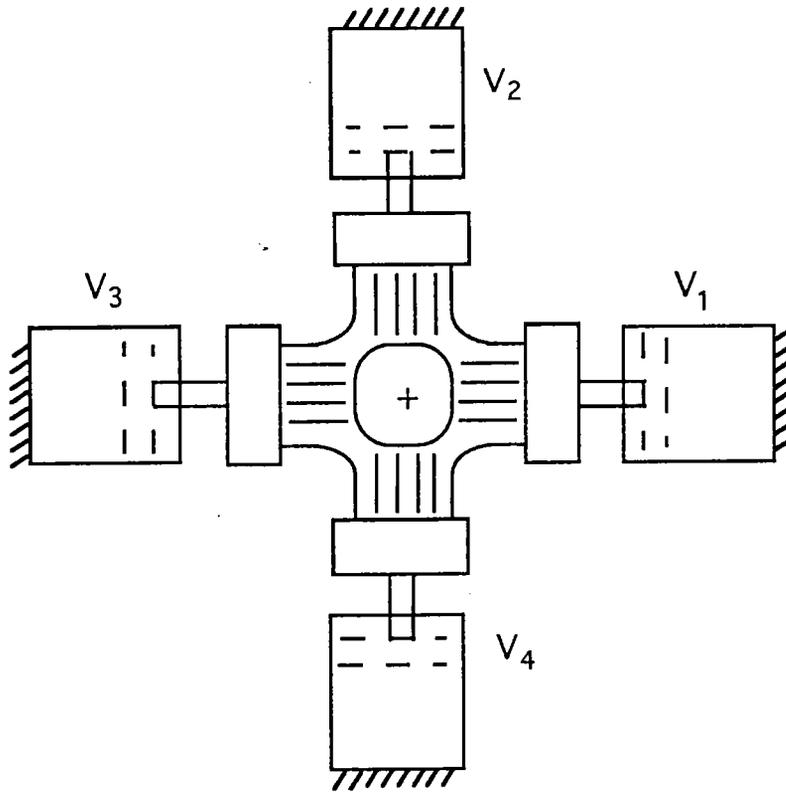


Figure I-6 Vue en perspective du dispositif de traction biaxiale, avec l'éprouvette en place, d'après Makinde, /22/.



V_1 , V_2 , V_3 et V_4 sont les vérins hydrauliques

Figure I-7 Dispositif expérimental de traction biaxile, d'après Makinde, /23/.

I-3-2 Gonflement hydraulique

I-3-2-1 Introduction

Le problème du gonflement hydraulique d'une membrane circulaire a été étudié expérimentalement et théoriquement par plusieurs chercheurs que nous citons plus loin. Le premier objectif des études expérimentales était la détermination du comportement des métaux en expansion biaxiale. Ces recherches comprennent les travaux de Brown et Sachs, /24/ ; Gleyzal, /25/ ; Brown et Thompson, /26/ ; Mellor, /27/. D'autres chercheurs se sont intéressés à l'étude numérique des procédés de formage axisymétriques des tôles métalliques et particulièrement au cas du gonflement hydraulique. Parmi les analyses numériques rencontrées dans la littérature, citons celle de Woo, /28/ ; Wang et Shammamy, /29/ ; Ilahi et col., /30/ ; Iseki et col., /31/ ; Kobayashi et Kim, /32/ ; Lian et Zhou, /33/ ; Zeghloul, Mesrar et Ferron, /14/ ; Zeghloul et Ferron, /34/.

Nous évoquons brièvement quelques travaux numériques effectués dans le cas du gonflement hydraulique, et qui sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Woo a développé une méthode d'analyse générale pour l'étude du processus du gonflement hydraulique. Il s'est intéressé au cas du cuivre recuit et de l'acier doux. Ses résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de Mellor, /27/.

Wang et Shammamy ont analysé le problème du gonflement hydraulique d'une tôle (supposée écrouissable et anisotrope dans la direction de l'épaisseur), en se basant sur deux théories de la plasticité (théorie de la déformation et d'écoulement). Ils ont déterminé numériquement l'évolution de la déformation en épaisseur au pôle à l'instabilité, en fonction du coefficient d'écrouissage. Leurs résultats ne s'accordent pas avec ceux de Hill et Swift. Cependant, ils sont en bon accord avec ceux obtenus par Mesrar, /22/.

Ilahi et col. ont développé une méthode de résolution numérique du problème du gonflement hydraulique d'une membrane circulaire (aluminium recuit). Les résultats numériques sont en bonne corrélation avec les résultats expérimentaux réalisés par ces mêmes auteurs.

Lian et Zhou ont montré que certaines formes du nouveau critère de Hill permettent de bien simuler le processus du gonflement hydraulique des tôles métalliques. Ils ont comparé leurs résultats numériques (méthode des éléments finis; MEF) aux résultats expérimentaux et théoriques d'Ilahi et col. sur l'aluminium recuit. Les résultats obtenus sont proches de l'expérience et en bon accord avec ceux d'Ilahi et col.

Zeghloul, Mesrar et Ferron ont réalisé une simulation numérique du gonflement hydraulique basée sur la théorie d'écoulement. Ils ont étudié l'influence des paramètres d'écrouissage, de la sensibilité à la vitesse de déformation et de la forme de la surface d'écoulement proposée par Budiansky avec écrouissage isotrope. Ils ont trouvé un bon accord entre leurs résultats numériques et ceux expérimentaux donnés dans la littérature. Dans la suite, nous exposons les différentes techniques expérimentales d'expansion biaxiale, avec la détermination des conditions d'instabilité. L'influence des paramètres du matériau tels que l'écrouissage, la sensibilité à la vitesse de déformation et le coefficient d'anisotropie sur l'instabilité sera analysée.

I-3-2-2 Essai d'expansion biaxiale par gonflement hydraulique

Ce mode d'essai a été imaginé par Jovignot en 1930, a fait autrefois l'objet d'une norme française. Bien que cet essai ne s'est pratiquement pas répandu sauf dans quelques laboratoires français, son principe a été repris par les nombreux bulge-tests qui tentent d'effectuer des essais en sollicitation purement biaxiale sur des matrices nettement plus grandes.

Une pression hydraulique, fournie par une pompe à vis en communication avec un réservoir plein d'huile, permet de déformer la tôle. La matrice est un anneau cylindrique de diamètre $2a=60$ mm. L'éprouvette de tôle est de forme carrée, de 90 mm de côté, son épaisseur pouvant varier entre 0,1 et 1,5 mm. Elle est bloquée sur la matrice par un serre-flan constituant le haut du réservoir d'huile. Ce blocage est destiné à empêcher tout glissement de la tôle entre la matrice et le serre-flan. Au fur et à mesure du gonflement, la courbure croît, figure I-8. Nous supposons que le rayon a de la matrice est suffisamment grand pour que des effets de bord ne perturbent pas la zone centrale. Un tel essai permet d'étudier le comportement en sollicitations biaxiales.

Dans tous les essais du gonflement, on mesure en général la hauteur maximale de l'embouti lors de l'apparition de la rupture, ainsi que la pression maximale d'emboutissage. Enfin, on peut comparer les déformations mesurées sur des emboutis arrêtés pour une même hauteur avant rupture.

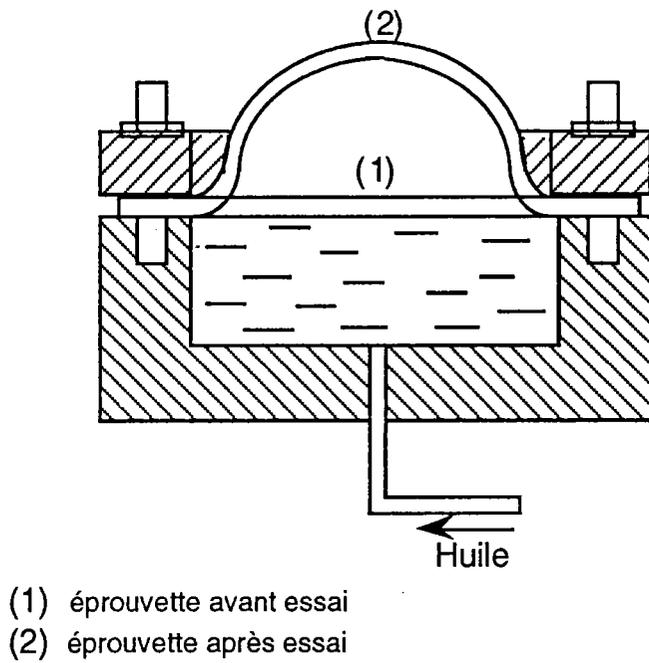


Figure I-8 Essai Jovignot de gonflement par pression d'huile.

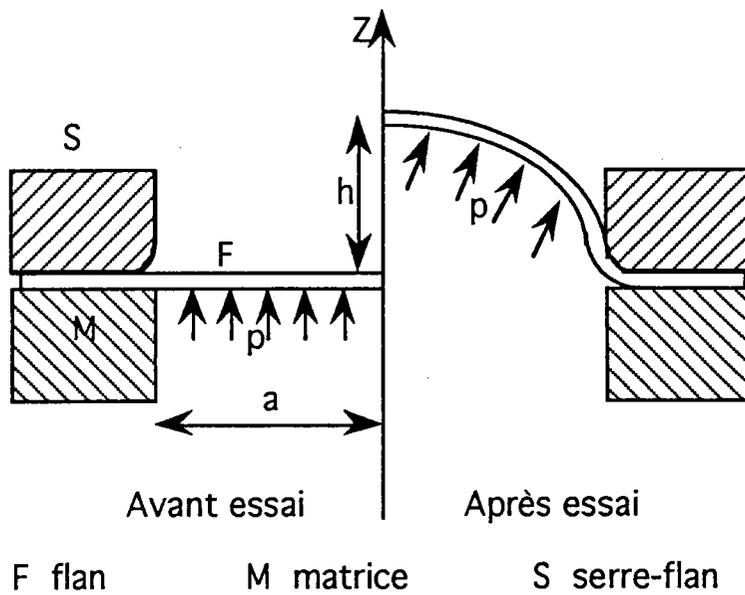


Figure I-9 Schéma d'un essai d'expansion biaxiale.

I-3-2-3 Formulation théorique

I-3-2-3-a Cas d'un matériau isotrope

Nous considérons une membrane circulaire d'épaisseur initiale e_0 . Sous la pression hydraulique, elle se déforme comme le montre la figure I-9. Les déplacements radial u et vertical w (déflexion) d'un élément de la membrane permettent de déterminer les déformations radiale et circonférentielle ε_r et ε_θ :

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_r &= \ln \left(\left(1 + \frac{\partial u}{\partial r_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial r_0} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \\ \varepsilon_\theta &= \ln \left(1 + \frac{u}{r_0} \right) \end{aligned} \right\} \quad (\text{I-44a})$$

r_0 est la distance radiale d'un élément de la membrane avant l'essai. La déformation dans l'épaisseur est donnée par :

$$\varepsilon_t = \ln \left(\frac{e}{e_0} \right) \quad (\text{I-44b})$$

où e est l'épaisseur à l'instant t .

En supposant que les déformations élastiques sont négligeables, et les déformations plastiques incompressibles, nous pouvons écrire :

$$\varepsilon_r + \varepsilon_\theta + \varepsilon_t = 0 \quad (\text{I-45})$$

La déformation est telle que les composantes ε_r et ε_θ dans le plan de tôle sont isotropes ($\varepsilon_r = \varepsilon_\theta$), donc :

$$\varepsilon_t = -2\varepsilon_r = -2\varepsilon_\theta \quad (\text{I-46})$$

En utilisant le critère de Von-Misès et l'équation (I-45), nous pouvons déduire que :

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_t \quad (\text{I-47})$$

Le formage est à symétrie axiale d'axe z. En un point, l'état des contraintes est un état de tension isotrope autour de la normale n. Il est représenté sur la figure I-10. L'équilibre de cet élément conduit à l'équation :

$$\sigma_r = \frac{p\rho_1}{2e} \quad (\text{I-48})$$

avec p pression hydraulique; ρ_1 rayon de courbure; e épaisseur à l'instant t. Cette égalité traduit la proportionnalité entre la pression exercée sur la tôle et la contrainte dans le plan de la tôle.

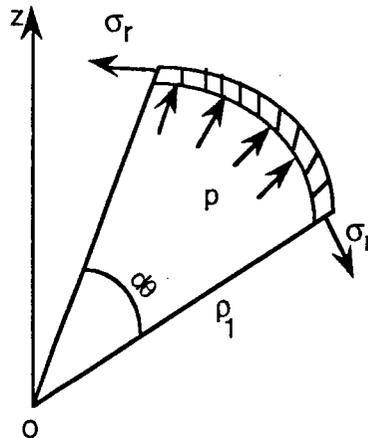


Figure I-10 Élément de tranche.

Le rayon de courbure s'exprime en fonction de la hauteur h de l'embouti au moyen de la relation :

$$\rho_1 = \frac{a^2 + h^2}{2h} \quad (\text{I-49})$$

L'épaisseur de la tôle e étant très faible devant le rayon de courbure ρ_1 . On peut alors négliger les contraintes normales σ_t et supposer que l'on a un état de contrainte plane. Dans ce cas, en utilisant le critère de Von-Misès, la contrainte équivalente $\bar{\sigma}$ est :

$$\bar{\sigma} = \sigma_r \quad (\text{I-50})$$

Si le matériau obéit à la loi $\bar{\sigma} = k\bar{\epsilon}^n$ (n coefficient d'écrouissage), les équations (I-48) et (I-50) donnent :

$$\frac{p\rho_l}{2e} = k\bar{\varepsilon}^n = k\varepsilon_t^n \quad (\text{I-51})$$

La déformation est maximale au pôle où elle vaut :

$$\varepsilon_t = 2 \ln \left(1 + \frac{h^2}{a^2} \right) \quad (\text{I-52})$$

L'instabilité de striction survient quand la variation de la pression donnée par l'équation (I-51) est nulle (critère de Considère) :

$$\frac{dp}{p} = n \frac{d\varepsilon_t}{\varepsilon_t} + \frac{de}{e} - \frac{d\rho_l}{\rho_l} = 0 \quad (\text{I-53})$$

A partir des équations (I-47), (I-49) et (I-52), nous pouvons tirer :

$$\left. \begin{aligned} \exp\left(\frac{\bar{\varepsilon}}{2}\right) &= \frac{a^2 + h^2}{a^2} \\ \rho_l &= \frac{a^2}{2h} \exp\left(\frac{\bar{\varepsilon}}{2}\right) \end{aligned} \right\} \quad (\text{I-54})$$

Si nous dérivons l'équation (I-54a), nous obtenons :

$$\frac{1}{2} \exp\left(\frac{\bar{\varepsilon}}{2}\right) d\bar{\varepsilon} = \frac{2h}{a^2} dh \quad (\text{I-55})$$

Les équations (I-53), (I-54) et (I-55) nous permettent d'écrire :

$$\left(\frac{n}{\bar{\varepsilon}} - 1\right) d\bar{\varepsilon} = \frac{d\bar{\varepsilon}}{2} - \frac{dh}{h} \quad (\text{I-56})$$

Remplaçons l'expression de $\frac{dh}{h} = \frac{1}{4} \frac{\exp\left(\frac{\bar{\varepsilon}}{2}\right)}{\exp\left(\frac{\bar{\varepsilon}}{2}\right) - 1}$ dans l'équation (I-56),

nous aurons :

$$\frac{n}{\bar{\varepsilon}} = \frac{3}{2} - \frac{1}{4} \frac{\exp\left(\frac{\bar{\varepsilon}}{2}\right)}{\exp\left(\frac{\bar{\varepsilon}}{2}\right) - 1} \quad (\text{I-57})$$

Un développement limité de cette expression donne :

$$\bar{\varepsilon} \approx \frac{4}{11} (2n + 1) \quad (\text{I-58})$$

Cela montre que l'augmentation du coefficient d'écroutissage n favorise l'expansion biaxiale puisqu'elle retarde l'apparition de l'instabilité. Ce résultat est en accord avec de très nombreuses observations expérimentales. Sur le plan quantitatif, les prédictions de l'équation (I-58) sont généralement fausses. Ceci peut être dû :

- au fait que l'éprouvette ait une forme hyperboloïdale après l'essai du gonflement et non sphérique ;
- ou bien à la présence dans les tôles d'une anisotropie plastique ;
- ou bien au choix de la surface d'écoulement.

I-3-2-3-b Influence de l'anisotropie

Nous supposons que le matériau est anisotrope et nous définissons R comme coefficient d'anisotropie. Dans le cas de la traction uniaxiale, il est égal au rapport de la déformation en largeur à la déformation en épaisseur. En utilisant le critère de Hill, l'incrément contrainte-déformation est donné par :

$$\frac{d\varepsilon_r}{(1+R)\sigma_r - R\sigma_\theta} = \frac{d\varepsilon_\theta}{(1+R)\sigma_\theta - R\sigma_r} = -\frac{d\varepsilon_t}{\sigma_r + \sigma_\theta} = \frac{d\bar{\varepsilon}}{(1+R)\bar{\sigma}} \quad (\text{I-59})$$

Dans ce cas, la contrainte effective et la vitesse de déformation sont définies comme suit :

$$\left. \begin{aligned} \bar{\sigma} &= \left(\sigma_r^2 + \sigma_\theta^2 - \frac{2R}{1+R} \sigma_r \sigma_\theta \right)^{\frac{1}{2}} \\ \dot{\bar{\varepsilon}} &= \frac{1+R}{\sqrt{1+2R}} \left(\dot{\varepsilon}_r^2 + \dot{\varepsilon}_\theta^2 + \frac{2R}{1+R} \dot{\varepsilon}_r \dot{\varepsilon}_\theta \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I-60})$$

La déformation équivalente est donnée par :

$$\bar{\varepsilon} = \int_0^t \dot{\bar{\varepsilon}} d\tau \quad (\text{I-61})$$

Dans les processus de formage comme dans le cas du gonflement hydraulique ou le poinçonnement, σ_t est négligeable, ainsi :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \frac{1}{(1+2R)} \left[\frac{R}{(1+R)} d\varepsilon_\theta + d\varepsilon_r \right] \frac{\bar{\sigma}}{d\bar{\varepsilon}} \\ \sigma_\theta &= \frac{1}{(1+2R)} \left[\left(1 + \frac{R^2}{(1+R)^2}\right) d\varepsilon_\theta + d\varepsilon_r \right] \frac{\bar{\sigma}}{d\bar{\varepsilon}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I-62})$$

Le chemin de déformation est défini comme le rapport de la déformation circonférentielle à la déformation radiale, et supposé constant :

$$\rho = \frac{\dot{\varepsilon}_\theta}{\dot{\varepsilon}_r} = \frac{d\varepsilon_\theta}{d\varepsilon_r} = \frac{\varepsilon_\theta}{\varepsilon_r} = \text{cons} \quad (\text{I-63})$$

Si nous remplaçons l'équation (I-63) dans (I-60b) et si nous intégrons cette dernière, nous aurons :

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1+R}{\sqrt{1+2R}} \left(1 + \rho^2 + \frac{2R}{1+R} \rho\right)^{\frac{1}{2}} \varepsilon_r \quad (\text{I-64})$$

Si les déformations circonférentielle et radiale au pôle sont égales (isotropie dans le plan de la tôle), l'équation (I-64) devient :

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\theta = \frac{\bar{\varepsilon}}{\sqrt{2(1+R)}} \quad (\text{I-65})$$

La déformation est maximale au pôle où elle vaut ($\rho=1$; expansion équi-biaxiale) :

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{2(1+R)} \ln\left(1 + \frac{h^2}{a^2}\right) \quad (\text{I-66})$$

Dans l'équation (I-60a), nous remplaçons l'expression par α , nous avons alors :

$$\bar{\sigma} = \left[1 + \alpha^2 - \frac{2R}{1+R} \alpha \right]^{\frac{1}{2}} \sigma_r \quad (\text{I-67})$$

La contrainte radiale est reliée à la pression hydraulique par :

$$\sigma_r = \frac{p\rho_1}{2e} \quad (\text{I-68})$$

Si le matériau obéit à la loi $\bar{\sigma} = k\bar{\epsilon}^n$, nous pouvons écrire :

$$\frac{dp}{p} = n \frac{d\bar{\epsilon}}{\bar{\epsilon}} + \frac{de}{e} - \frac{d\rho_1}{\rho_1} \quad (\text{I-69})$$

L'instabilité survient quand $dp=0$, ceci revient à écrire :

$$n \frac{d\bar{\epsilon}}{\bar{\epsilon}} - \frac{2}{\sqrt{2(1+R)}} d\bar{\epsilon} = \frac{d\rho_1}{\rho_1} \quad (\text{I-70})$$

avec

$$\frac{d\rho_1}{\rho_1} = \frac{d\bar{\epsilon}}{2} - \frac{dh}{h}$$

De l'équation (I-66), nous tirons :

$$\exp\left(\frac{\bar{\epsilon}}{X}\right) = 1 + \frac{h^2}{a^2} \quad (\text{I-71})$$

avec

$$X = \sqrt{2(1+R)}$$

Finalement, nous écrivons :

$$\frac{n}{\bar{\epsilon}} = \frac{2}{X} + \frac{1}{2} - \frac{\exp\left(\frac{\bar{\epsilon}}{X}\right)}{2X\left(\exp\left(\frac{\bar{\epsilon}}{X}\right) - 1\right)} \quad (\text{I-72})$$

Un développement limité de cette expression fournit :

$$\bar{\varepsilon} \approx \frac{2\sqrt{2(1+R)}}{2\sqrt{2(1+R)}+7} (2n+1) \quad (\text{I-73})$$

Si $R=1$, nous retrouvons (I-58). Cette solution montre que la déformation équivalente du pôle à l'instabilité est peu dépendante du coefficient d'anisotropie R . La solution analytique (I-73) augmente lentement lorsque le coefficient d'anisotropie augmente. Ceci n'est pas en bon accord avec les résultats expérimentaux de Horta, Roberts et Wilson, /35/, qui, sur des tôles minces d'acier extra-doux ayant pratiquement le même coefficient d'écroutissage (mesuré en traction uniaxiale) et des valeurs du coefficient d'anisotropie moyen \bar{r} très différentes $0,9 < \bar{r} < 1,95$, ont déterminé expérimentalement en fonction de \bar{r} l'évolution :

- de la déformation en épaisseur ε_t du pôle (notée ε_i), à l'instabilité ;
- de la hauteur de l'embouti pour cette déformation (notée h_i), figure I-11.

L'expérience montre que l'augmentation de \bar{r} se traduit par une importante diminution de la déformation dans l'épaisseur ε_t , donc de $\bar{\varepsilon}$. Par contre, la hauteur de l'embouti à l'instabilité est très peu sensible à \bar{r} . Cela s'explique par l'augmentation de \bar{r} qui favorise une meilleure homogénéité des déformations dans l'épaisseur ; figure I-12.

Le coefficient d'anisotropie moyen est défini par :

$$\bar{r} = \frac{R_0 + 2R_{45} + R_{90}}{4}$$

où R_0 , R_{45} et R_{90} sont respectivement les coefficients d'anisotropie dans les essais de traction uniaxiale à 0° , 45° et 90° par rapport à la direction du laminage.

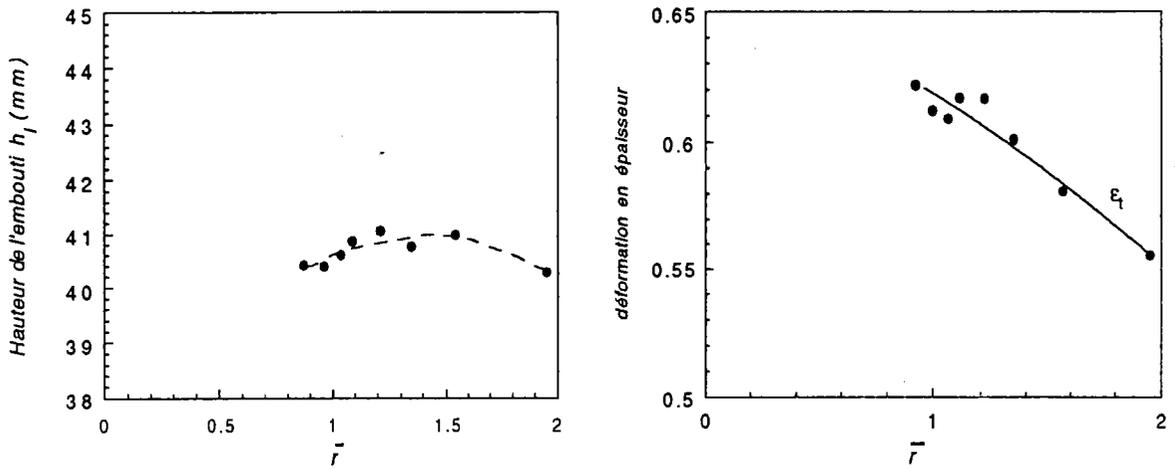


Figure I-11 Influence de \bar{r} sur la hauteur d'un embouti Jovignot et de la déformation en épaisseur à l'instabilité (acier extra-doux); d'après Horta, Roberts et Wilson, /35/.

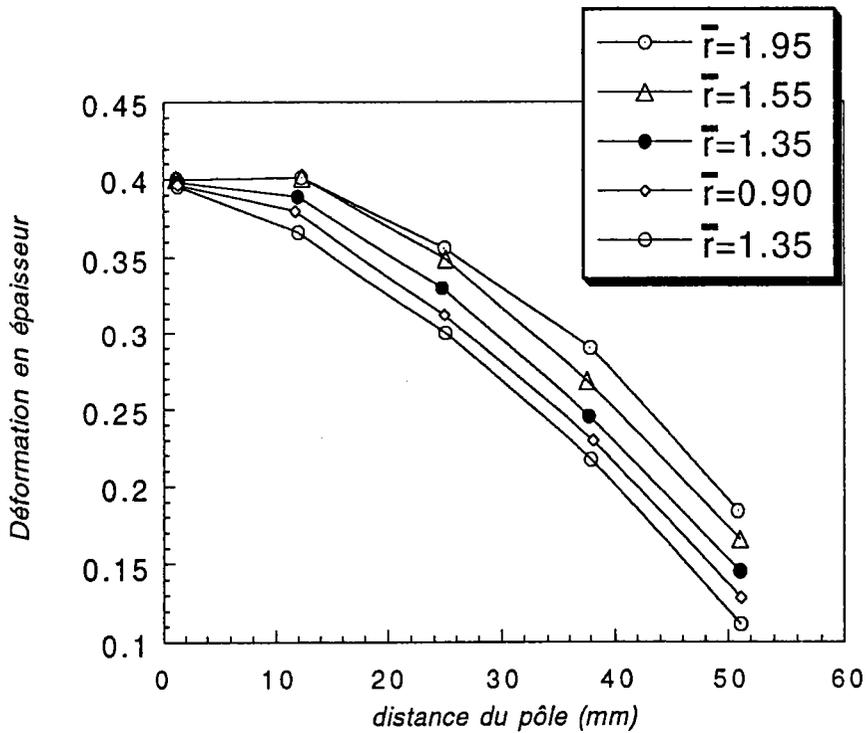


Figure I-12 Distribution radiale des déformations en épaisseur en fonction de \bar{r} , d'après Horta, Roberts et Wilson, /36/.

I-3-2-4 Conclusion et discussion

Zeghloul et Ferron, /37/, ont développé une méthode de simulation numérique (la méthode des éléments finis MEF), pour déterminer le comportement contrainte-déformation d'une membrane circulaire sous sollicitations équibiaxiales. Ainsi, ils ont déterminé les déformations du pôle à l'instabilité dans le cas du gonflement hydraulique. Une solution analytique exacte peut être obtenue, en utilisant la fonction d'écoulement avec écrouissage isotrope. Pour une loi de type $\bar{\sigma} = k\bar{\epsilon}^n$, Hill a déterminé la condition d'instabilité au pôle :

$$\epsilon_r = \epsilon_\theta \approx \frac{2}{11}(1 + 2n) \quad (\text{I-74})$$

L'équation (I-74) est identique à l'équation (I-58), puisque la déformation équivalente au pôle est le double des déformations polaires.

En supposant que la membrane circulaire à isotropie planaire obéit à la théorie d'écoulement indépendante du temps, avec écrouissage isotrope, et suit la loi de comportement de la forme $\bar{\sigma} = k \exp(\bar{\epsilon})$, Zeghloul et Ferron, /37/, ont déterminé les déformations polaires à l'instabilité par la méthode des différences finis (FDM) :

$$\epsilon_r = \epsilon_\theta \approx 0,26(1 + 2n) \quad (\text{I-75})$$

avec n varie de 0 à 0,8.

Ces déformations limites calculées sont plus élevées que celles de l'équation (I-74).

L'analyse théorique et expérimentale de l'essai d'expansion biaxiale Jovignot, essai dans lequel prédominent les déformations en expansion, met en évidence l'importance, pour ces déformations, du coefficient d'écrouissage n , et la faible importance pour ces déformations, du coefficient d'anisotropie moyen \bar{r} .

I-3-3 POINÇONNEMENT

I-3-3-1 Introduction

Le processus de rupture dans les tôles métalliques minces déformées en expansion par un poinçon hémisphérique rigide, a pris l'attention de plusieurs chercheurs. Entre-autre Keeler et Bakofen, /37/ ; Woo, /38/ ; Chakrabarty, /39/ ; Wang, /40/ ; Kaftanoglu et Alexander, /41/ ; Ghosh et Hecker, /42/ ; Ghosh, /43/ ; Wang et Budiansky, /44/ ; Yoon, Rao et Kikuchi, /45/. Jusqu'à présent la compréhension des processus physiques de rupture est loin d'être complète.

Wang, /40/, Kaftanoglu et Alexander, /41/, ont développé dans le cas du poinçonnement hémisphérique un critère d'instabilité basé sur l'analyse numérique de déformation. Wang a défini les déformations d'instabilité comme étant celles qui se sont produites quand un état de déformation plane est atteint à un certain endroit du dôme. Kaftanoglu et Alexander ont associé l'instabilité à une perte de l'équilibre local quand les déformations ne peuvent pas être transmises de l'élément instable à ses voisins. Dans les deux cas, les comparaisons entre les déformations calculées théoriquement et celles déterminées expérimentalement montrent un accord plutôt insuffisant. Par conséquent, ces critères d'instabilité qui sont influencés par l'analyse de déformation, ont besoin davantage de confirmation expérimentale.

Depuis une vingtaine d'années, différents modèles de simulation utilisent la méthode des éléments finis (MEF) pour résoudre les problèmes confrontés dans les essais d'emboutissage (comportement, géométrie, frottement...).

Ghosh et Hecker, /42/, ont testé expérimentalement les essais du poinçonnement hémisphérique sur plusieurs tôles métalliques minces. Ils ont développé un critère d'instabilité réaliste et physiquement fondé.

Ghosh, /43/, a décrit un modèle pour évaluer le coefficient de frottement de certains métaux comme l'acier calmé à l'aluminium, l'aluminium et le cuivre. Pour cela, il a réalisé des essais d'expansion sur des tôles minces. Il a supposé trois hypothèses : la première est que la pression à l'interface est uniforme durant la déformation ; la deuxième est que la contrainte de cisaillement τ est liée à la pression normale p par la loi d'Amonton $\tau = \mu p$ où μ est le coefficient de frottement Coulombien ; la dernière est que le point d'inflexion de la courbe chargement-déplacement du poinçon correspond à l'atteinte de la pression maximale. Ces conditions aux limites sont utilisées dans l'analyse de la MEF.

Wang et Budiansky, /44/, ont analysé une membrane axisymétrique en se basant sur la MEF. Ils ont donné au coefficient de frottement une valeur de 0,17 pour trouver des résultats numériques en corrélation avec les résultats expérimentaux de Ghosh et Hecker, /42/.

Yoon, Rao et Kikuchi, /45/, ont présenté une solution numérique en utilisant la MEF. En premier temps, ils ont employé un modèle de frottement Coulombien à l'interface entre le poinçon et la tôle. L'expérience a été réalisée sur des tôles minces comme l'acier doux et l'aluminium avec un poinçon hémisphérique rigide. Ils ont évalué le coefficient de frottement à partir des résultats expérimentaux et numériques. Dans un deuxième temps, ils ont présenté un nouveau modèle basé sur l'analyse rigoureuse microscopique de l'interface poinçon-tôle. Les valeurs prédites de chargements, déflexions et distribution de déformation sont comparées avec les valeurs expérimentales. Ils ont trouvé un bon accord.

Comme nous l'avons vu dans la littérature, plusieurs chercheurs se sont intéressés à l'étude numérique des procédés de formage axisymétriques des tôles métalliques minces. L'objectif était de trouver des résultats théoriques en bon accord avec les résultats expérimentaux. Dans la suite, nous parlerons des essais de base du poinçonnement, comme ceux d'Erichsen et d'Olsen. Une formulation théorique sera présentée avec la discussion des résultats trouvés par quelques chercheurs.

I-3-3-2 Essais d'Erichsen et d'Olsen

Nous procédons actuellement aux essais d'emboutissage à billes d'acier de petit diamètre, au moyen de la méthode d'Erichsen et de la méthode d'Olsen. Ces deux méthodes se ressemblent beaucoup dans leur forme actuelle. La méthode d'Erichsen a été standardisée en Europe comme suivant : Germany DIN 50101, British BS-3855, French NFA-03602, Euronorm 14-58 and ISO/R-149. Cette méthode a été inventée par Erichsen en 1910 et a été réalisée en 1912 en Allemagne. La bille a 20 mm de diamètre, la matrice a 27 mm de diamètre intérieur comme le montre la figure I-13. L'essai d'Olsen est similaire à celui d'Erichsen, il se différencie principalement dans les dimensions des outils utilisés. La méthode d'Olsen (ASTME643, standard test method for ball punch deformation of metallic sheet material) consiste à utiliser une balle d'acier dur de 22,5 mm de diamètre, la matrice ayant 25,4 mm de diamètre intérieur.

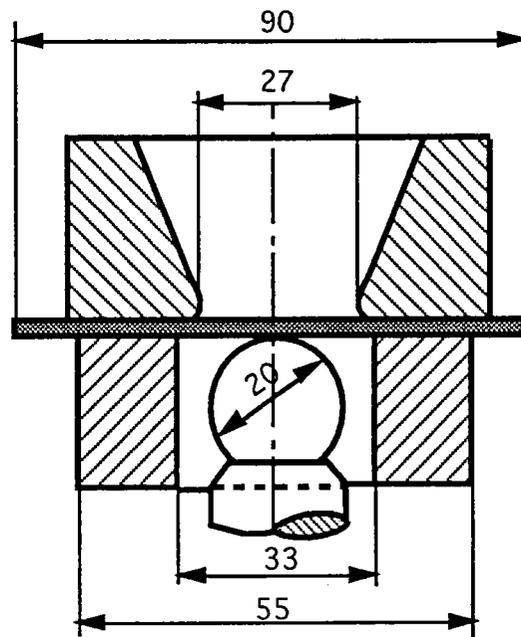


Figure I-13 Essai d'Erichsen, /46/.

Les essais d'Erichsen et d'Olsen sont les plus utilisés pour établir l'expansion d'une tôle métallique. Cependant, les problèmes associés avec la petite taille de la bille, avec le rétreint inattendu de la collerette et la lubrification inconsistante ont sévèrement limité leur utilité.

Hecker, /47/, a développé un modèle réduit, essai modifié. Le diamètre du pénétrant est de 101,6 mm. En plus il a mis une couverture étirée sur la matrice plate proche de la matrice ouverte de diamètre 105,66 mm. Il a réalisé un test sec (sans lubrification). Ainsi il a éliminé les problèmes locaux. Hecker croyait que la hauteur du flan déterminée pour chaque test simple représente une meilleure mesure de l'expansion et renferme aussi la contribution de tous les paramètres importants du matériau (coefficient d'écrouissage, la sensibilité à la vitesse de déformation, et les déformations limites).

Pour l'acier à faible teneur en carbone, le coefficient d'écrouissage n seul donne une bonne mesure de l'expansion. Pour les autres matériaux (brass, aluminium et le zinc), l'allongement total dans le cas de traction uniaxiale est en bonne corrélation avec la hauteur du flan. Les tests ont aussi finalement prouvé que la lubrification est indésirable parce qu'elle tend à masquer la différence entre les paramètres des matériaux.

I-3-3-3 Essais d'expansion par un poinçon hémisphérique

Une tôle mince est bloquée entre une matrice circulaire et le serre-flan. Un jonc est utilisé pour empêcher la tôle de glisser radialement. Un poinçon hémisphérique rigide de rayon r_p est poussé vers la surface de la tôle qui, initialement plate, devient déformée comme le montre la figure I-14.

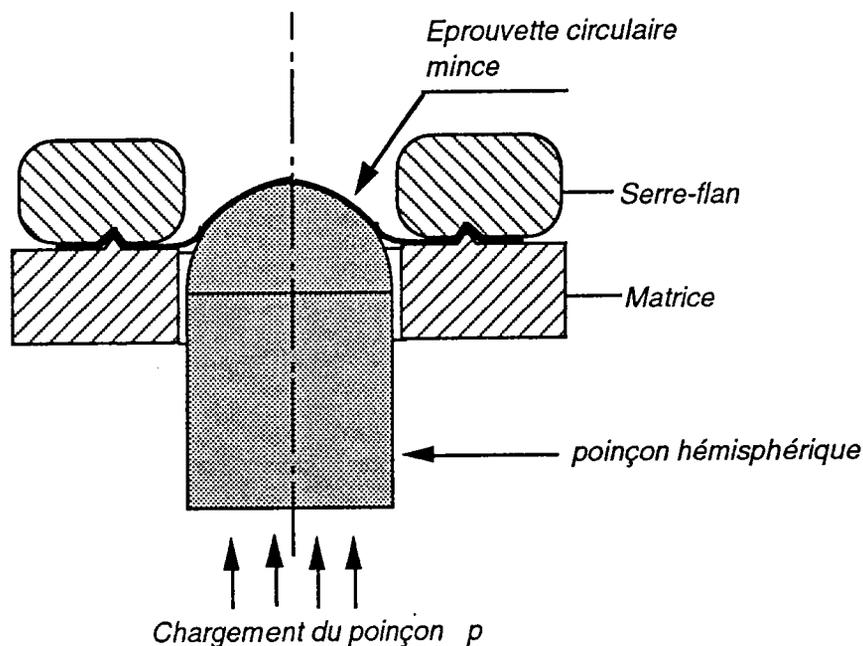


Figure I-14 Schéma de l'expansion d'une tôle métallique mince.

I-3-3-4 Formulation théorique

Nous supposons que l'éprouvette circulaire est constituée de matériau anisotrope. L'équation de l'équilibre radial d'un élément s'écrit :

$$\frac{d(e\sigma_r)}{dr} + \frac{e}{r}(\sigma_r - \sigma_\theta) - 2\mu\sigma_t = 0 \quad (I-76)$$

où e et r sont respectivement l'épaisseur courante et le rayon de l'élément, et μ le coefficient de frottement. Dans les essais de poinçonnement, nous négligeons la contrainte dans l'épaisseur $\sigma_t \approx 0$, donc l'équation de l'équilibre radial devient :

$$\frac{d(e\sigma_r)}{dr} = \frac{e}{r}(\sigma_\theta - \sigma_r) \quad (I-77)$$

Nous précisons que σ_θ et σ_r sont respectivement les contraintes circonférentielle et radiale comme le montre la figure I-15.

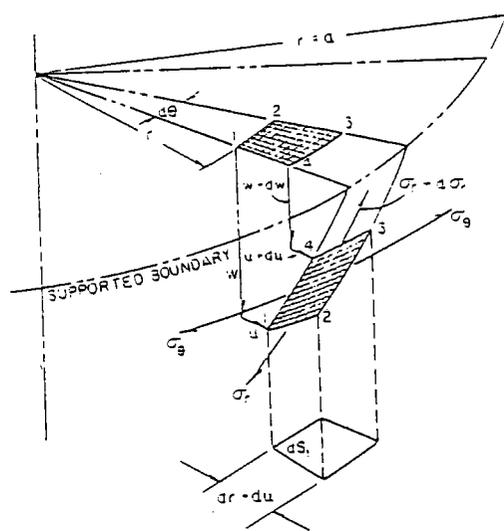


Figure I-15 Équilibre d'un élément de métal en expansion biaxiale.

Si nous prenons le déplacement radial courant d'un élément "u" et "v" sa vitesse correspondante :

$$u = r - r_0 \quad , \quad v = \frac{du}{dt}$$

Alors :

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_r &= \ln\left(1 + \frac{du}{dr_0}\right) \\ \varepsilon_\theta &= \ln\left(1 + \frac{u}{r_0}\right) \\ \varepsilon_t &= \ln\left(\frac{e}{e_0}\right) \end{aligned} \right\} \quad (I-78)$$

ε_r , ε_θ et ε_t sont respectivement les déformations radiale, circonférentielle et la déformation dans l'épaisseur.

Les relations entre les contraintes et les vitesses de déformation dans l'état de contraintes biaxiales selon le critère de Hill sont données par :

$$\frac{d\varepsilon_r}{(1+R)\sigma_r - R\sigma_\theta} = \frac{d\varepsilon_\theta}{(1+R)\sigma_\theta - R\sigma_r} = -\frac{d\varepsilon_t}{(\sigma_r + \sigma_\theta)} = \frac{d\bar{\varepsilon}}{(1+R)\bar{\sigma}} \quad (\text{I-79})$$

R étant le coefficient d'anisotropie.

Dans ce cas, la contrainte effective et la vitesse de déformation sont définies comme suit :

$$\left. \begin{aligned} \bar{\sigma} &= \left(\sigma_r^2 + \sigma_\theta^2 - \frac{2R}{1+R} \sigma_r \sigma_\theta \right)^{\frac{1}{2}} \\ \dot{\bar{\varepsilon}} &= \frac{1+R}{\sqrt{1+2R}} \left(\dot{\varepsilon}_r^2 + \dot{\varepsilon}_\theta^2 + \frac{2R}{1+R} \dot{\varepsilon}_r \dot{\varepsilon}_\theta \right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{I-80})$$

I-3-3-5 Effet du frottement

Le mouvement du poinçon tend à étendre vers la périphérie la matière de la partie centrale, mais le glissement est d'autant plus faible que le frottement entre la tôle et le poinçon est plus élevé. Les conséquences dépendent du type d'opération. Par exemple, pour une opération d'expansion pure type Erichsen (expansion sur poinçon hémisphérique d'un flan bloqué dans le serre flan), les conditions de lubrification ont peu d'influence sur l'évolution de la surface de contact et la force d'emboutissage, mais influencent fortement le mode de déformation plastique. A faible frottement, l'amincissement est maximal près du pôle de l'embouti où se produit la rupture; figures I-16 et I-17.

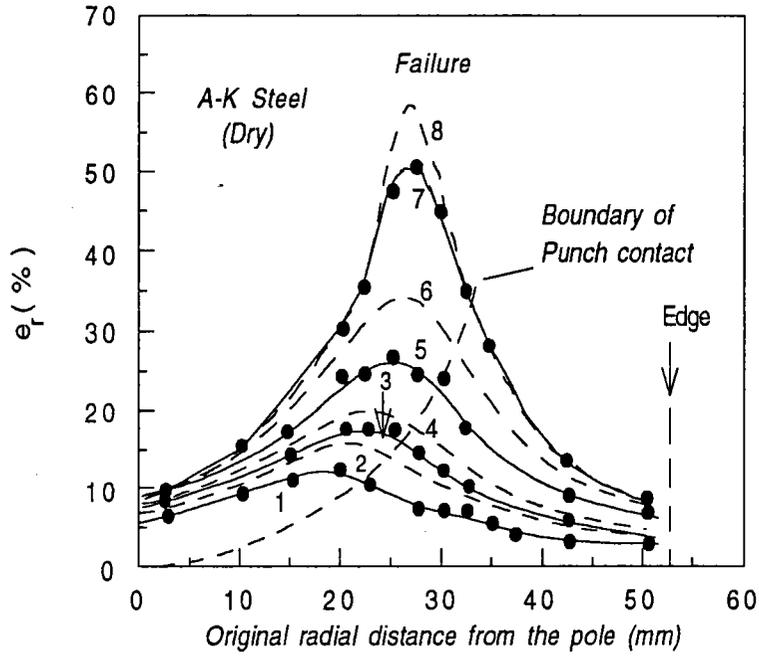


Figure I-16 Distribution de la déformation radiale pour une opération d'expansion de l'acier calmé à l'aluminium (A-K Steel), d'après Ghosh, /43/.

Les nombres 1, 2, 3, ..., 8 indiquent les différentes étapes de chargement interrompues au cours de l'essai d'expansion jusqu'à la rupture (8).

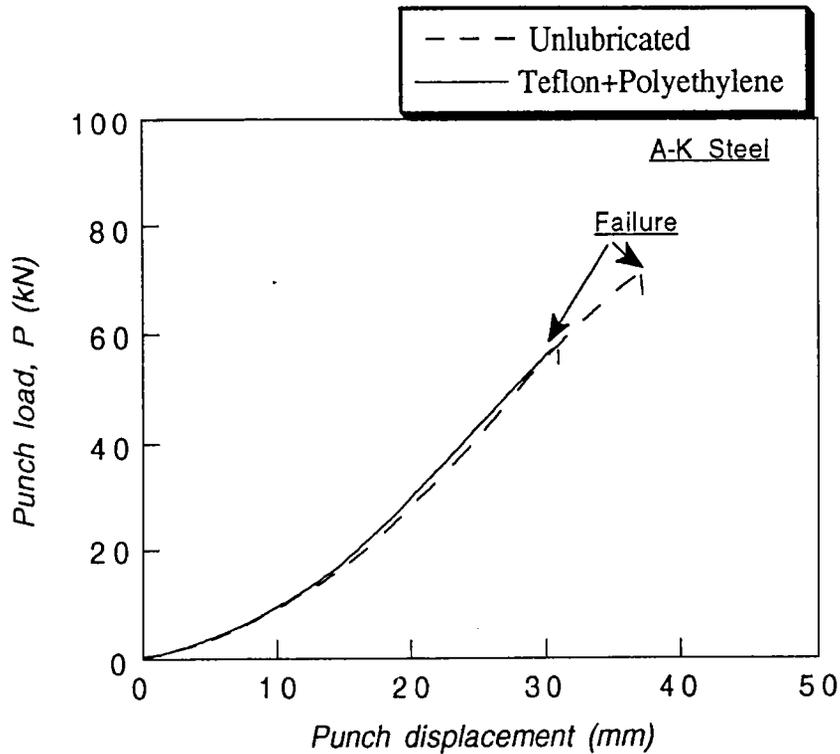


Figure I-17 Variation du chargement du poinçon en fonction de son trajet de l'acier calmé à l'aluminium (A-K Steel), d'après Ghosh, /43/.

I-3-3-6 La condition d'instabilité selon Zegloul et Ferron

Zegloul et Ferron, /36/, ont développé une méthode de simulation numérique du poinçonnement hémisphérique, basée sur la méthode des éléments finis (MEF), pour la prédiction des déformations limites. La simulation a été effectuée pour différentes valeurs du coefficient de frottement μ , et du coefficient d'anisotropie normale R . En utilisant la fonction d'écoulement quadratique de Hill, ils ont montré que, pour un trajet du poinçon donné, les déformations diminuent lorsque le coefficient de frottement μ augmente, figure I-18. Aussi, un pic de la déformation radiale qui se développe durant l'expansion est localisé à une grande valeur de la distance du pôle, à l'autre extrémité de la membrane (r_c^0). L'effet de R sur la distribution des déformations est montré sur la figure I-19. Pour un trajet du poinçon donné, les déformations diminuent lorsque R augmente. Mais, pour une grande valeur de R , le pic de la déformation radiale est localisé pour des valeurs élevées de la distance du pôle r_c^0 . En conclusion, la

localisation de l'écoulement a lieu à une distance du pôle de r_c^0 pour une valeur élevée de μ et R.

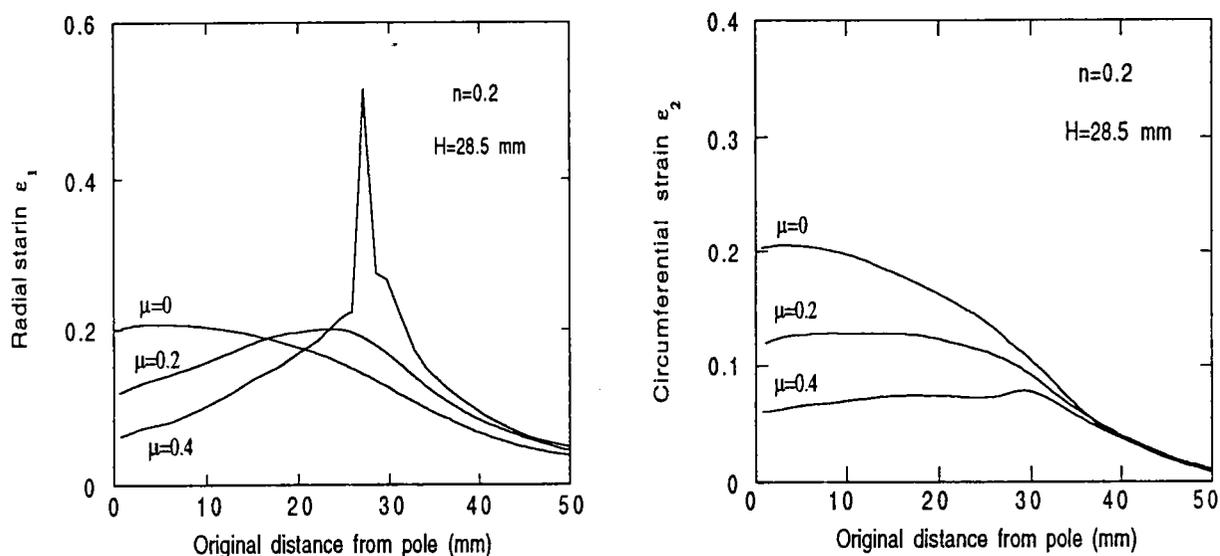


Figure I-18 Influence du coefficient de frottement sur la distribution de déformations radiales et circonférentielles, d'après Zeghloul et Ferron, /36/. H étant la hauteur de l'embouti.

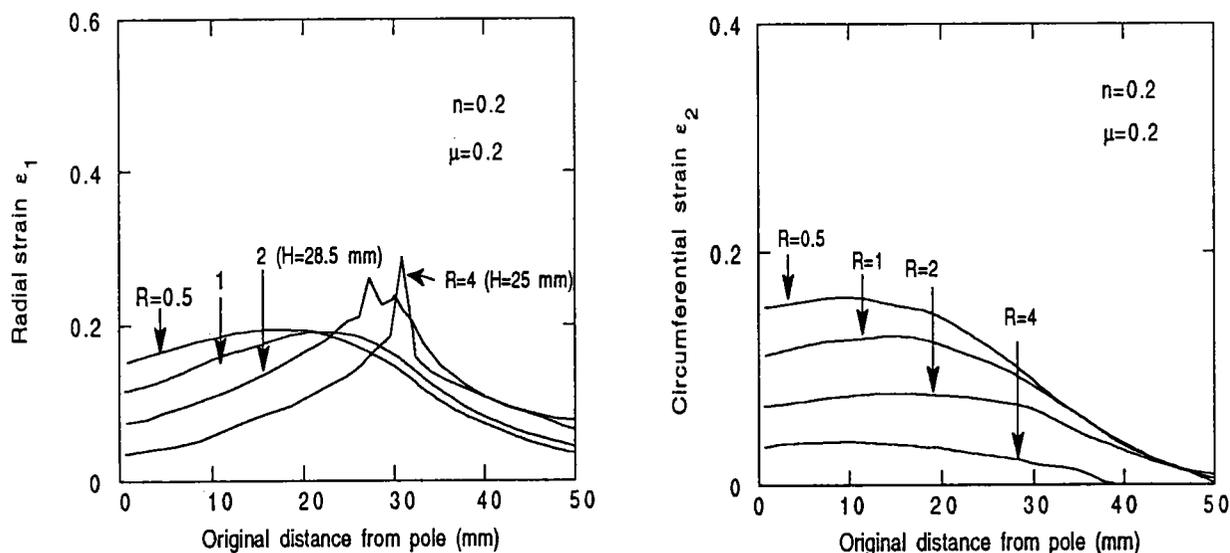


Figure I-19 Influence du coefficient d'anisotropie sur la distribution de déformations radiales et circonférentielles, d'après Zeghloul et Ferron, /36/. H étant la hauteur de l'embouti.

I-3-4 Effet de la vitesse sur les déformations critiques

Le problème de rupture d'une tôle plate mince dont le comportement dépend de l'écroutissage, de l'anisotropie et de la sensibilité à la vitesse de déformation comme dans le cas des aciers doux, a été étudié par plusieurs auteurs que nous citerons plus loin. L'influence de la sensibilité à la vitesse de déformation ($m = \partial \log \bar{\sigma} / \partial \log \dot{\bar{\epsilon}}$) sur les déformations limites est très faible pour de faibles valeurs de m (entre 0,01 et 0,02) et ne devient significative que pour des valeurs de m assez élevées, ceci a été prouvé par Zeghloul, Mesrar et Ferron, /14/; Chater et Neale, /48/.

D'autres chercheurs se sont intéressés à l'étude de l'influence de la vitesse de déformation sur les courbes limites de formage (CLF) dans le domaine de l'expansion. Percy, /49/, a étudié les effets de la vitesse de déformation sur les CLF par la détonation d'une charge explosive pour atteindre des vitesses de déformation élevées. Ces résultats ont montré que la croissance de la vitesse a pour effet d'abaisser la position des CLF. Broomhead et Grieve, /50/, ont aussi étudié l'effet de la vitesse sur les déformations limites des aciers doux dans le domaine de l'expansion ($\epsilon_1 > 0$ et $\epsilon_2 > 0$). ϵ_1 étant la déformation principale majeure et ϵ_2 la déformation principale mineure. Pour mesurer la vitesse de déformation effective $\dot{\bar{\epsilon}}$, ils ont déterminé expérimentalement les déformations principales ϵ_1 et ϵ_2 à la rupture, ainsi que la déformation dans l'épaisseur ϵ_3 à la rupture. Puis ils ont calculé la déformation effective à la rupture $\bar{\epsilon}$ à partir de la formule suivante :

$$\bar{\epsilon} = \left[\frac{2}{9} \left[(\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 + (\epsilon_2 - \epsilon_3)^2 + (\epsilon_3 - \epsilon_1)^2 \right] \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-81})$$

Dans ce cas la vitesse de déformation effective est donnée par:

$$\dot{\bar{\epsilon}} = \frac{\bar{\epsilon}}{t_r} \quad (\text{I-82})$$

où t_r est le temps nécessaire pour obtenir la rupture de l'échantillon. C'est le temps où la pression hydraulique atteint son maximum.

Pour des vitesses de déformation très faibles (10^{-3} s^{-1} à 10^{-1} s^{-1}), Broomhead et Grieve ont réalisé les essais par gonflement hydraulique. Pour atteindre des vitesses plus élevées, ils ont employé une autre technique similaire à

cette dernière "Drop-Hammer-Rig". C'est une technique désignée pour le formage des tôles métalliques minces à vitesses élevées, en utilisant le processus de "Water-Hammer". Ce processus consiste à transmettre l'énergie de chute d'un marteau guidé par des rails à l'échantillon, à travers une colonne d'eau. L'échantillon et matrice sont placés entre un cylindre et une base, l'ensemble est fixé par six vis. Après avoir rempli la colonne d'eau, le poinçon est placé dans le cylindre. L'énergie de chute du marteau est transmise au poinçon qui la transmet à son tour à l'échantillon à travers la colonne d'eau, voir figure I-20.

L'étude a montré qu'au dessus d'une certaine vitesse de déformation, la position des CLF dans les conditions de traction biaxiale s'abaisse avec l'augmentation de la vitesse de déformation. Pour une rangée de vitesses de déformation $\dot{\epsilon}$ variant de 10^{-3} s^{-1} à 70 s^{-1} , ces derniers ont montré expérimentalement que les déformations critiques diminuent lorsque la vitesse augmente, figure I-21.

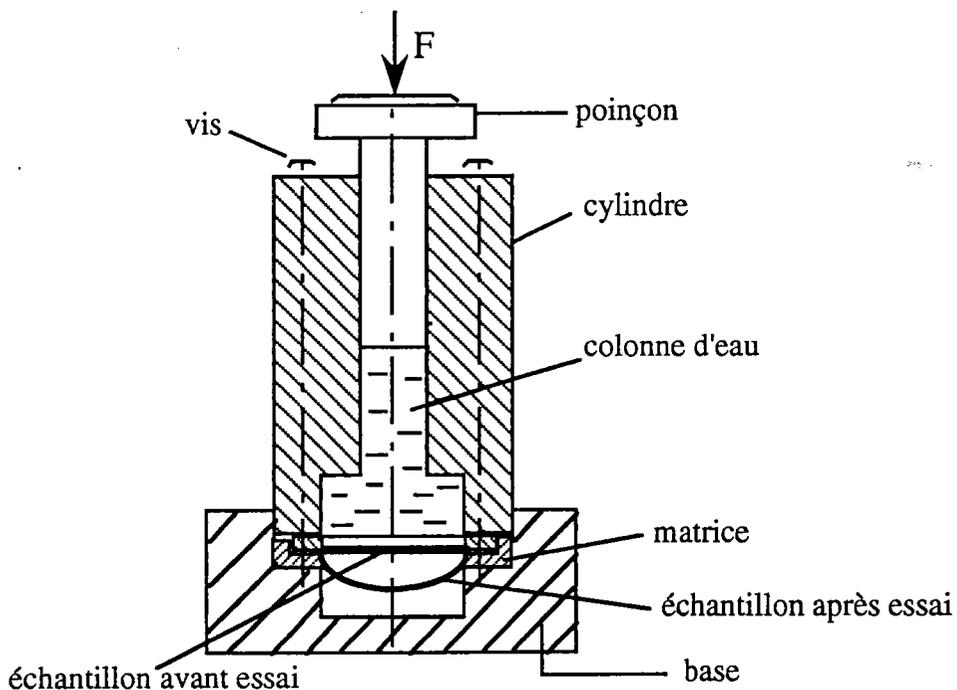


Figure I-20 Dispositif de "Water Hammer rig", d'après Broomhead et Grieve, /50/.

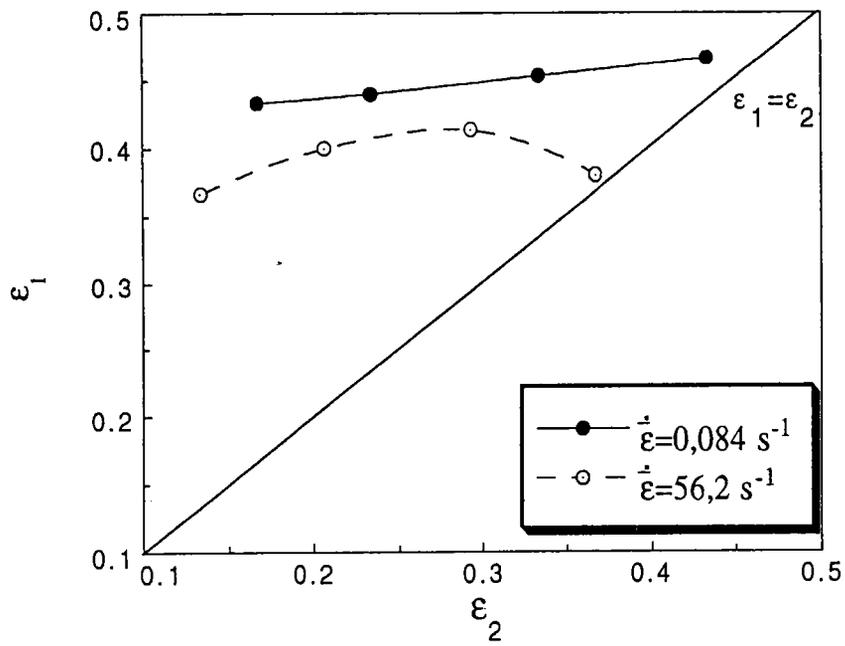


Figure I-21 Effet de la vitesse de déformation effective sur les déformations limites des aciers doux dans le domaine d'expansion, d'après Broomhead et Grieve, /50/.

I-4 DISCUSSION ET CONCLUSION

Comme nous l'avons montré, les principaux tests fréquemment utilisés pour déterminer les déformations limites des tôles minces dans le domaine de l'expansion sont : le gonflement hydraulique et le poinçonnement hémisphérique. Chaque type d'essai a ses avantages et ses inconvénients. Nous allons en citer quelques uns.

L'essai du gonflement hydraulique permet une détermination, à partir de mesures au pôle, des caractéristiques contrainte-déformation en expansion équi-biaxiale, même pour des déformations beaucoup plus importantes que dans l'essai de traction uniaxiale. Cependant, ce genre d'essai n'a pas été jusqu'à présent, accepté comme un test standard, en raison des imprécisions qui existent encore dans la procédure d'essai. Il faut que le rapport entre l'épaisseur et le rayon de la matrice soit suffisamment faible pour pouvoir négliger les contraintes de flexion et de cisaillement.

Durant les opérations d'emboutissage d'une tôle métallique mince, les forces de frottement entre poinçon-tôle influencent la distribution des déformations. Elles défavorisent alors leur croissance. Par conséquent, elles retardent la déformation du pôle à l'instabilité. L'utilisation d'un lubrifiant s'avère donc nécessaire pour réduire les effets du frottement. Cette lubrification permet la croissance des deux déformations (circonférentielle et radiale), par conséquent la déformation se localise au pôle.

Dans l'essai du poinçonnement, les forces de frottement sont beaucoup plus importantes que dans celui du gonflement hydraulique.

A noter que les travaux expérimentaux réalisés pour étudier l'effet de la vitesse de déformation sur les déformations limites ont montré qu'au dessus d'une certaine vitesse de déformation, la position des courbes limites de formage dans le domaine de l'expansion diminue avec l'augmentation de la vitesse de déformation. Cela est dû à l'effet déstabilisant de l'échauffement adiabatique qui diminue ces déformations limites.

CHAPITRE II

CLF DE L'ACIER 1018 CRS
INFLUENCE DE L'ÉCHAUFFEMENT
ADIABATIQUE

CHAPITRE II CLF DE L'ACIER 1018 CRS INFLUENCE DE L'ÉCHAUFFEMENT ADIABATIQUE

II-1 INTRODUCTION.....	43
II-2 ETUDE DES LOIS DE COMPORTEMENT DES MÉTAUX.....	44
II-2-1 Lois de comportement.....	44
II-3 ANALYSE DE LA STRICTION LOCALISÉE.....	52
II-3-1 Introduction.....	52
II-3-2 Étude bibliographique.....	52
II-3-3 Détermination des CLF de l'acier 1018.....	60
II-3-3-1 Formulation du problème.....	60
II-3-3-1-1 Vitesses de déformation dans la zone homogène suivant les directions principales (X_1, X_2).....	61
II-3-3-1-2 Rotation de la bande.....	62
II-3-3-1-3 Vitesses de déformation dans la zone homogène dans les directions (n, t).....	63
II-3-3-1-4 Contraintes dans la zone homogène dans les directions (X_1, X_2) et (n, t).....	64
II-3-3-1-5 Contraintes dans la bande dans les directions (n, t).....	65
II-3-3-1-6 Échauffement adiabatique engendré par les déformations plastiques.....	66
II-3-3-2 Résolution du problème.....	67
II-3-4 Comparaisons des CLF expérimentales et théoriques.....	73
II-4 CONCLUSION.....	75

II-I INTRODUCTION

La meilleure connaissance des lois de comportement plastique et du développement considérable des possibilités de calcul sur ordinateurs permet d'espérer une meilleure utilisation plus rationnelle des matériaux, en particulier les aciers.

La description du comportement plastique sous sollicitation biaxiale présente des difficultés tant sur le plan théorique qu'expérimental. La modélisation que nous proposons dans ce chapitre s'appuie essentiellement sur une extension des lois de comportement sous chargement uniaxial, développées dans les travaux de Klepaczko, /51/. Une loi de comportement déduite de l'expérience pour un acier doux laminé à froid et contenant 0,18% de carbone (acier 1018 CRS; cold rolled steel), qui prend en compte la déformation, de la vitesse de déformation et de la température, est introduite dans l'approche de Marciniak-Kuczynski (M-K), /3/. L'objectif est l'analyse de la striction localisée et la détermination des limites de formage isothermes et adiabatiques, sous des chemins de déformation linéaires.

Afin d'appréhender les possibilités d'emboutissabilité de ces matériaux, il faut déterminer les courbes limites de formage (CLF). Il y a une trentaine d'années, la notion de CLF a été introduite par Keeler, /52/ et par Goodwin, /53/. Il s'agit d'une courbe que l'on trace dans le plan des déformations principales. Elle permet de déterminer dans cet espace, une zone dans laquelle il n'y a pas de problème de rupture et une zone où il n'y pas de striction. La figure II-1 nous montre un exemple de CLF de l'acier calmé à l'aluminium (AK Steel). Cette dernière a été déterminée par Hecker, /54/.

Dans ce chapitre, nous ne détaillerons pas les différentes méthodes expérimentales de détermination des CLF. En revanche, suite aux travaux théoriques réalisés par Dudzinski, /16/; Dudzinski et Molinari, /17/, sur les instabilités thermo-viscoplastiques, nous étudions l'influence de ces instabilités sur les CLF de l'acier 1018 CRS en utilisant la théorie de l'écoulement avec écrouissage isotrope. La loi de comportement introduite sera donnée en détail. Pour mettre en évidence l'effet du couplage thermomécanique, les calculs de localisation peuvent être effectués aussi bien dans les conditions adiabatiques qu'isothermes. Les comparaisons entre les prévisions de calculs et les résultats expérimentaux sont réalisées et présentées dans le cas de l'acier doux d'emboutissage.

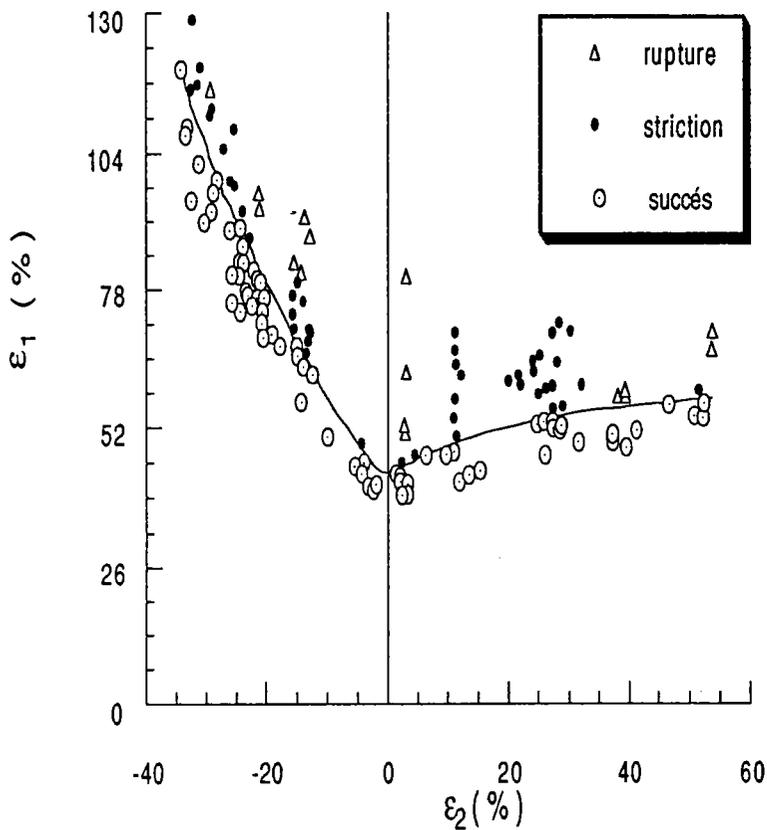


Figure II-1 Courbe limite de formage (CLF) expérimentale de l'acier calmé à l'aluminium (AK-Steel), d'après Hecker, /54/.

II-2 ETUDE DES LOIS DE COMPORTEMENT DES MÉTAUX

II-2-1 Loïs de comportement

Plusieurs relations constitutives ont été proposées pour relier la contrainte d'écoulement, la déformation et la vitesse de déformation dans les métaux. Il a été observé fréquemment qu'aux basses et hautes températures, les métaux déformés ont toujours obéi à une relation de la forme :

$$\sigma = B_{\sigma} \varepsilon^n \dot{\varepsilon}^m \quad (\text{II-1})$$

n et m sont respectivement le coefficient d'écroutissage et la sensibilité à la vitesse de déformation. B_{σ} est le module de plasticité dans le cas de traction/compression. Cette relation a été introduite et utilisée par plusieurs

auteurs, parmi-eux citons Norton, /55/; Davis et Nadai, /56/; Davis, /57/; Nadai, /58/. L'introduction de la température dans cette relation est très importante dans le cas où les effets adiabatiques interviennent sur l'instabilité.

Un modèle a été proposé par Zuzin, Browman et Melnikov, /59/, pour les aciers dans un domaine de température $1170 \text{ K} < T < 1470 \text{ K}$, et pour des vitesses de déformations $0.5 \text{ s}^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 50 \text{ s}^{-1}$, la relation est de la forme :

$$\sigma = a\epsilon^n \dot{\epsilon}^m \exp(-bT) \quad (\text{II-2})$$

a et b sont des constantes du matériau.

Une forme plus explicite a été utilisée récemment pour l'étude de l'instabilité adiabatique, /60,61,62,63/ :

$$\sigma = a\epsilon^n \dot{\epsilon}^m T^{-\nu} \quad (\text{II-3})$$

a est une constante du matériau, ν est la sensibilité à la température. Pour les aciers doux, $a=10^4 \text{ MPa}$, $n=0,2$, $m=0,02$ et $\nu=0,5$; si on trace la contrainte σ en fonction de la température pour une déformation donnée et une vitesse de déformation $\dot{\epsilon} = 1 \text{ s}^{-1}$, on obtient la figure II-2.

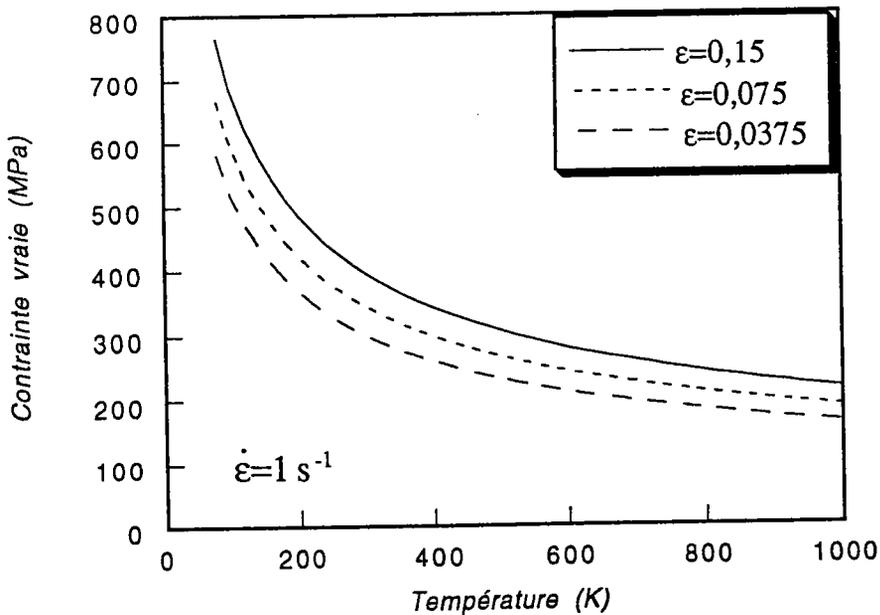


Figure II-2 Contrainte calculée en fonction de la température des aciers doux, équation (II-3); la vitesse de déformation $\dot{\epsilon} = 1 \text{ s}^{-1}$.

Du fait que cette courbe théorique n'est pas en bon accord avec la courbe calculée à partir des points expérimentaux, de l'acier XC18, /64/, voir figure II-3. Cela est peut être dû au fait que la sensibilité à la vitesse de déformation et le coefficient d'écroissage dépendent réellement de la température. Klepaczko, /51/, a introduit une équation de la forme :

$$\sigma = B_{\sigma}(T)(\varepsilon + \varepsilon_0)^{n(T)} \dot{\varepsilon}^{m(T)} \quad (\text{II-4})$$

$n(T)$ et $m(T)$ sont respectivement le coefficient d'écroissage et la sensibilité à la vitesse de déformation qui dépendent de la température. Leurs expressions en fonction de la température sont déterminées à partir de l'expérience. $B_{\sigma}(T)$ étant le module de plasticité qui dépend aussi de la température.

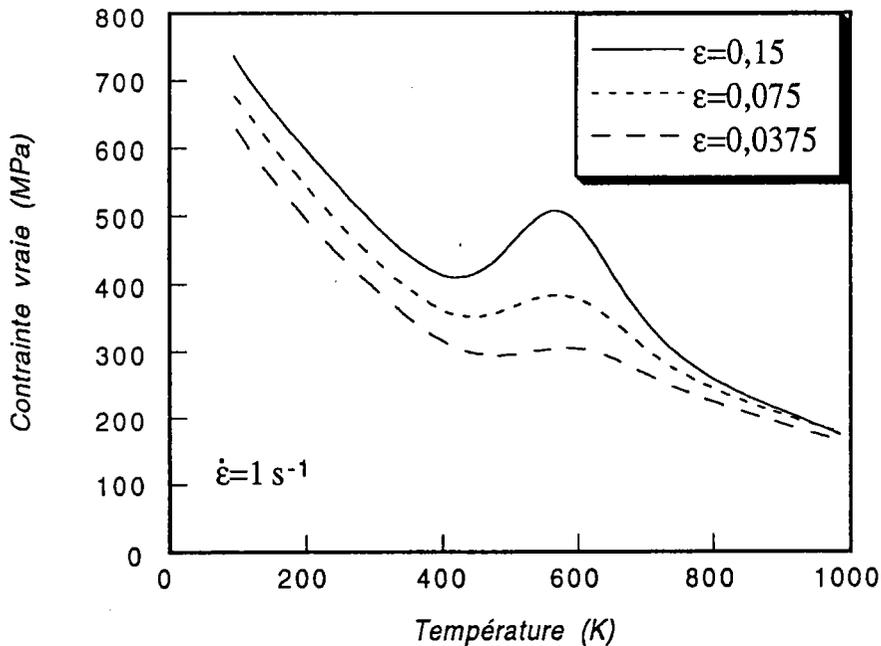


Figure II-3 courbe calculée contrainte-température de l'acier XC18, d'après Zeghib, /64/.

Puisque le mode fondamental de la déformation plastique est le cisaillement, cette équation peut être réécrite sous la forme :

$$\tau = B_{\tau}(T)(\gamma + \gamma_0)^{n(T)} \dot{\gamma}^{m(T)} \quad (\text{II-5})$$

$B_{\tau}(T)$ est le module de plasticité dans le cas de cisaillement. En utilisant le critère de Von-Misès, nous obtenons :

$$\sigma = \sqrt{3}\tau; \quad \varepsilon = \frac{\gamma}{\sqrt{3}}; \quad \dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\gamma}}{\sqrt{3}}; \quad \varepsilon_0 = \frac{\gamma_0}{\sqrt{3}} \quad (\text{II-6})$$

En remplaçant l'équation (II-6) dans (II-5), nous obtenons :

$$\sigma = 3^{\lambda(T)} B_{\tau}(T)(\varepsilon + \varepsilon_0)^{n(T)} \dot{\varepsilon}^{m(T)} \quad (\text{II-7})$$

avec
$$\lambda(T) = \frac{1}{2}(1 + n(T) + m(T))$$

Le module de plasticité dans le cas de traction/compression est lié au module de plasticité dans le cas de cisaillement par la relation suivante :

$$B_{\sigma}(T) = B_{\tau}(T) 3^{\lambda(T)} \quad (\text{II-8})$$

L'équation (II-4) peut être réécrite sous une forme plus explicite, /52/, :

$$\sigma = \hat{\sigma}(\varepsilon, \theta) z^{m(\theta)} \quad (\text{II-9.a})$$

avec
$$\hat{\sigma}(\varepsilon, \theta) = 3^{\lambda(\theta)} C(\theta)(\varepsilon + \varepsilon_0)^{n(\theta)} \quad (\text{II-9.b})$$

$$C(\theta) = C(1 - (\theta - p) \exp(q(1 - \theta)))^{n(\theta)} \quad (\text{II-9.c})$$

Dans ces expressions, le paramètre $\theta = T/T_m$ désigne la température homologue, T_m étant la température de fusion, $\hat{\sigma}$ est la contrainte seuil, C , p , q et ε_0 sont des constantes données dans le tableau II-1, (cas des aciers doux), et z le paramètre de Zener-Holloman définie par :

$$z = \frac{\dot{\varepsilon}}{\sqrt{3}\dot{\varepsilon}_0} \exp\left(\frac{\Delta H}{kT_m\theta}\right) \quad (\text{II-9.d})$$

ΔH et $\dot{\varepsilon}_0$ représentent respectivement l'énergie d'activation apparente et le facteur de fréquence, k étant la constante de Boltzman.

La sensibilité à la vitesse de déformation et le coefficient d'écrouissage sont donnés par :

$$\left. \begin{aligned} m(\theta) &= \alpha_m \theta \quad \text{si } 0 < \theta < 0.5 \\ \dot{m}(\theta) &= \alpha_m^* \theta \quad \text{si } 0.5 < \theta < 1 \\ n(\theta) &= n_0(1 - \theta) \end{aligned} \right\} \text{ pour les métaux CFC} \quad (\text{II-10})$$

$$\left. \begin{aligned} m(\theta) &= a\theta \exp(-b\theta) + \alpha_0 \theta^r \\ n(\theta) &= n_0 \frac{\mu(\theta)}{\mu_0} \end{aligned} \right\} \text{ pour les métaux CC} \quad (\text{II-11})$$

L'évolution du coefficient d'écrouissage n et la sensibilité à la vitesse de déformation m en fonction de la température pour l'acier 1018 CRS est donnée dans les figures II-4 et II-5.

Le module de cisaillement $\mu(\theta)$ est une fonction décroissante avec la température :

$$\mu(\theta) = \mu_0 \left\{ 1 - \theta \exp \left[\theta_\mu \left(1 - \frac{1}{\theta} \right) \right] \right\} \quad (\text{II-12})$$

μ_0 étant le module de cisaillement à 0 Kelvin et θ_μ une constante caractéristique du matériau.

Pour conclure, dans le cas des métaux CFC, le nombre de constantes du matériau s'élève à 16. Celles-ci se divisent en deux groupes :

- les constantes adimensionnelles : ϵ_0 , p , n_0 , α_m , α_m^* , θ^* pour CFC; a , b , α_0 , r , n_0 , θ_μ pour CC;
- les constantes dimensionnelles : T_m (K), C et μ_0 (MPa), $\dot{\epsilon}_0$ et $\dot{\epsilon}$ (s^{-1}), ΔH (eV).

Toutes les constantes déduites à partir des résultats expérimentaux, sont données dans le tableau II-1; il y en a 14 pour l'acier 1018 CRS.

Constantes	Acier 1018 CRS
ΔH (eV)	0,1
$\dot{\epsilon}_0$ (s ⁻¹)	57,74.10 ⁶
ϵ_0	1,05
n_0	0,215
θ_u	0,4152
C (MPa)	780
p	0,05
q	1
a	0,917
b	12,16
α_0	0,0583
r	1
T_m (K)	1753
μ_0 (MPa)	6,59.10 ⁴

Tableau II-1

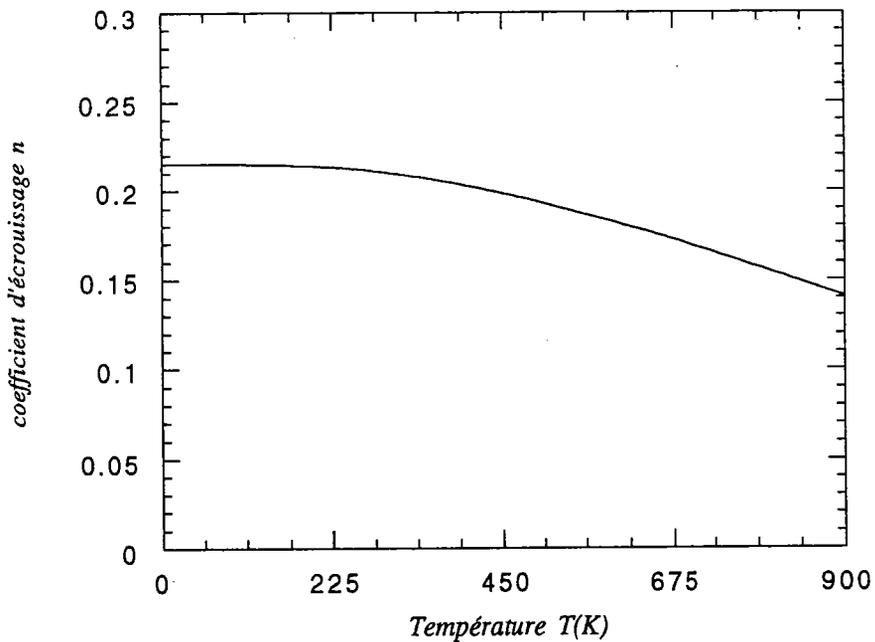


Figure II-4 Variation du coefficient d'écrouissage de l'acier 1018 CRS en fonction de la température, d'après Klepaczko, /51/, équation (II-11b).

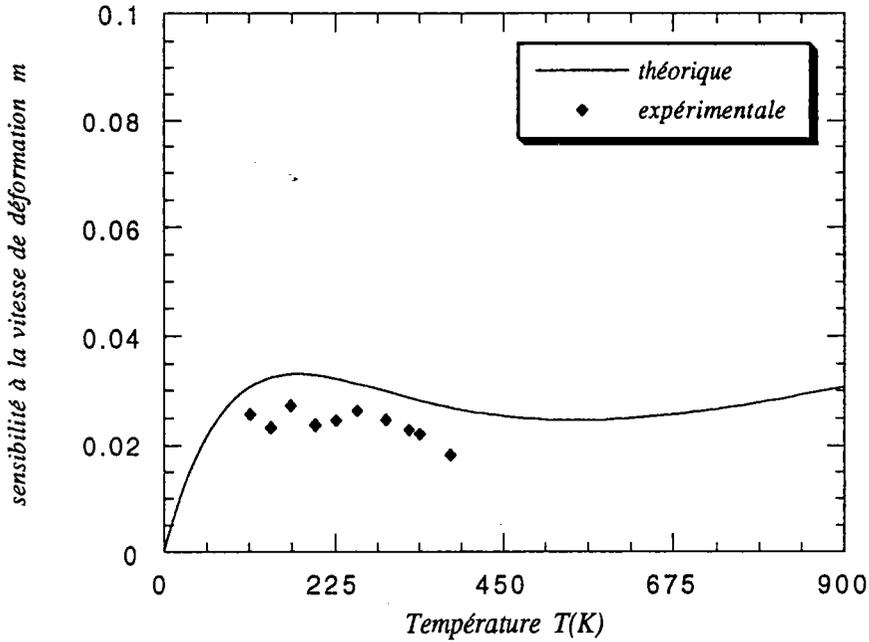


Figure II-5 Évolution de la sensibilité à la vitesse de déformation de l'acier 1018 CRS en fonction de la température, d'après Klepaczko, /51/, équation (II-11a).

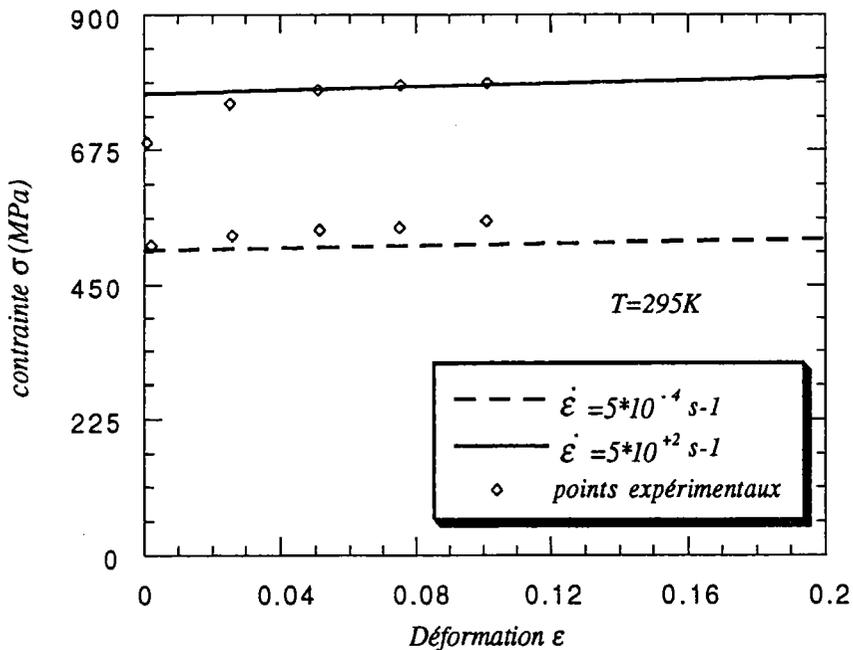


Figure II-6 La courbe contrainte-déformation calculée pour l'acier 1018 CRS à T=295 K, pour deux vitesses extrêmes, d'après Klepaczko, /51/.

Les points expérimentaux de la figure II-5 et II-6 ont été publiés par Costin, Crisman, Hawley et Duffy, /65/. La courbe de la figure II-6 est calculée, d'après /51/, à partir des points expérimentaux en ajustant la loi de comportement (II-9).

L'utilisation d'une loi de comportement sous sollicitation biaxiale des aciers doux nécessite le choix d'un modèle d'écrouissage (cinématique ou isotrope) et le choix d'une théorie de plasticité (théorie d'écoulement ou de la déformation).

Dans notre cas, nous utilisons le modèle d'écrouissage isotrope qui ne tient compte que des changements de dimension de la surface d'écoulement. Pour cela nous introduisons le critère de Von-Misès. Ce critère décrivant la surface d'écoulement par la fonction des contraintes principales σ_1 et σ_2 s'écrit :

$$3\left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\bar{\sigma}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\bar{\sigma}}\right)^2 = 4$$

ou encore :

$$\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - \sigma_1\sigma_2 = \bar{\sigma}^2 \quad (\text{II-13})$$

La contrainte équivalente $\bar{\sigma}$ est une mesure de la dimension de la surface d'écoulement. La détermination des surfaces d'écoulement sont parfois contradictoires. En effet, certains auteurs comme Parmar et Mellor, /66/, Kleemola et Ranta-Eskola, /67/, ont trouvé que le critère d'écoulement de Hill, /15/, permet d'obtenir des courbes contrainte équivalente-déformation équivalente des aciers doux qui sont presque identiques dans les deux cas de traction uniaxiale et de traction équi-biaxiale. Par contre, d'autres auteurs comme Ghosh et Backofen, /68/; Laukonis et Ghosh, /69/, ont montré que l'utilisation du critère de Hill conduit à une courbe contrainte équivalente-déformation équivalente de l'acier doux en traction équi-biaxiale nettement au dessus de celle relative à la traction uniaxiale. Face à ces résultats expérimentaux contradictoires, nous utiliserons, dans le cas de traction biaxiale d'une tôle d'acier doux d'emboutissage, le critère de Von-Misès (II-13) indiqué précédemment. Ainsi nous utilisons la théorie de l'écoulement avec écrouissage isotrope.

II-3 ANALYSE DE LA STRICTION LOCALISÉE

II-3-1 Introduction

Il existe deux grands types d'approches, selon lesquelles l'instabilité correspond soit à la localisation de la déformation, soit à la bifurcation de la déformation. La première est celle de Marciniak-Kuczynski, /3/, dans laquelle un défaut initial sous la forme d'une bande mince est introduit, en utilisant le critère d'écoulement de Von-Mises ou de Hill. En se plaçant dans le cadre d'une analyse linéarisée, un modèle a été développé par Ferron et Mliha-Touati, /12/. L'approche basée sur l'analyse de M-K a l'avantage de pouvoir s'appliquer à des types de comportement très variés tenant compte de l'écrouissage, de la sensibilité à la vitesse de déformation et de l'anisotropie initiale et induite, Dudzinski, /16/; Dudzinski et Molinari, /17/. La seconde approche consiste en une analyse de la bifurcation et une théorie de la déformation. Ce modèle est basé sur le développement d'un point anguleux sur la surface d'écoulement provoquant l'instabilité en traction biaxiale. Celui-ci a été introduit par Storen et Rice, /70/.

Dans notre travail, nous nous limitons à l'approche de M-K en utilisant la théorie de l'écoulement avec écrouissage isotrope pour les aciers doux.

II-3-2 Étude bibliographique

Marciniak et Kuczynski, /3/, ont proposé un modèle qui s'applique à des matériaux rigide-plastiques. Ce modèle a été étendu par la suite à un matériau viscoplastique. Le calcul de Marciniak et col., /9/, s'applique uniquement au domaine de l'expansion, puisque le défaut est choisi parallèle à la direction X_2 (direction correspondante à la plus petite contrainte principale dans le plan de la tôle). Hutchinson et Neale, /10,11/, ont étendu le modèle de Marciniak et col. en supposant un défaut initial incliné d'un angle ψ_0 par rapport à la direction X_2 , figure II-7.

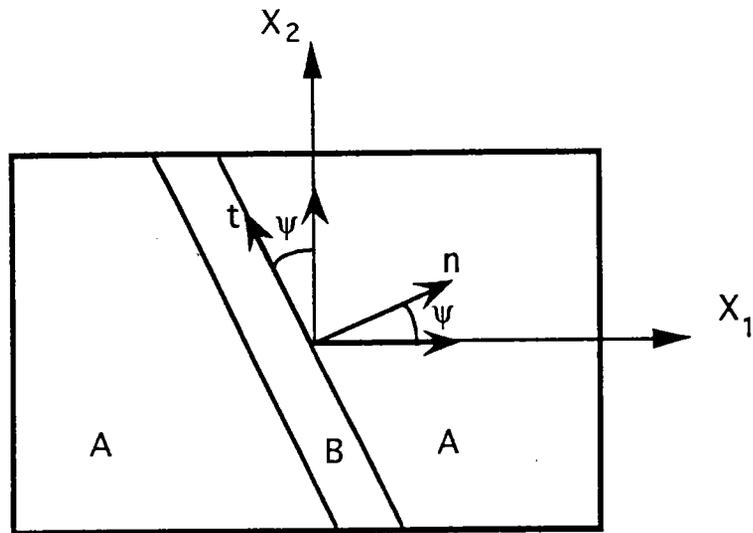


Figure II-7 Approche de Marciniak-Kuczynski, /3/, et Hutchinson et Neale, /10,11/.

Le défaut d'épaisseur est défini par :

$$\xi = \frac{h^A - h^B}{h^A} \quad (\text{II-14})$$

où h est l'épaisseur de la tôle. Les indices A et B désignent respectivement la zone homogène et la zone de striction. La zone homogène est supposée soumise à un chemin de déformation linéaire, c'est à dire :

$$\rho = \frac{\varepsilon_2^A}{\varepsilon_1^A}; \quad \rho = \text{constant} \quad (\text{II-15})$$

L'inclinaison courante du défaut $\psi = (x_1, n) = (x_2, t)$ est liée à sa valeur initiale par :

$$\tan \psi = \exp[(1 - \rho)\varepsilon_1^A] \tan \psi_0 \quad (\text{II-16})$$

n et t désignent respectivement les vecteurs normal et tangent à la bande de striction. Les équations d'équilibre entre les deux zones s'expriment comme suit :

$$\begin{aligned}\sigma_{nn}^A h^A &= \sigma_{nn}^B h^B \\ \sigma_{nt}^A h^A &= \sigma_{nt}^B h^B\end{aligned}\quad (\text{II-17})$$

où σ_{nn} et σ_{nt} sont les composantes du tenseur de contrainte dans les axes n-t. En outre, la condition de compatibilité de la déformation s'écrit :

$$d\varepsilon_n^A = d\varepsilon_n^B \quad (\text{II-18})$$

En utilisant les équations précédentes, les relations contraintes-déformations sont données par la théorie d'écoulement et une loi d'écrouissage du type :

$$\bar{\sigma} = B(\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}_0)^n \dot{\bar{\varepsilon}}^m \quad (\text{II-19})$$

où $\bar{\sigma}$ est la contrainte équivalente donnée par le critère de Von-Misès

$$\bar{\sigma} = \left(\frac{3}{2} s_{ij} \right)^{\frac{1}{2}} ; \text{ s}_{ij} \text{ est le tenseur déviatorique } s_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \sigma_{kk}$$

$\dot{\bar{\varepsilon}}$ est la vitesse de déformation équivalente définie par : $\dot{\bar{\varepsilon}} = \left(\frac{2}{3} \dot{\varepsilon}_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} \right)^{\frac{1}{2}} ;$

$$\text{et } \bar{\varepsilon} = \int_0^t \dot{\bar{\varepsilon}} d\tau$$

On obtient les équations de la localisation :

$$(1 - B - G)^{1/2} \left[1 - B \left(\frac{d\bar{\varepsilon}^A}{d\bar{\varepsilon}^B} \right)^2 \right]^{1/2} \left(\frac{d\bar{\varepsilon}^A}{d\bar{\varepsilon}^B} \right)^m = (1 - \xi) \left(\frac{\bar{\varepsilon}^B}{\bar{\varepsilon}^A} \right) \exp(C\bar{\varepsilon}^A + \varepsilon_3^B)$$

$$\text{avec } \frac{d\varepsilon_3^B}{d\bar{\varepsilon}^A} = -\frac{A}{H} \left[1 - B \left(\frac{d\bar{\varepsilon}^A}{d\bar{\varepsilon}^B} \right)^2 \right]^{1/2} - D \frac{d\bar{\varepsilon}^A}{d\bar{\varepsilon}^B} \quad (\text{II-20})$$

Les paramètres A, B, C, D, G et H dépendent uniquement du rapport de déformation imposé ρ et de l'inclinaison courante de la bande de striction ψ . Pour $\psi=0$, les équations se réduisent à celles proposées initialement par Marciniak et col.

La résolution numérique de ces deux équations donne la déformation plastique cumulée $\bar{\varepsilon}^B$ dans la bande en fonction de la déformation $\bar{\varepsilon}^A$ dans

la zone homogène. Il y a localisation de la déformation quand $\bar{\varepsilon}^B$ tend vers l'infini, la valeur correspondante de la déformation $\bar{\varepsilon}_l^A$ est la limite de formage. L'inclinaison initiale du défaut ψ_0 est choisie de façon à minimiser la limite de formage $\bar{\varepsilon}_l^A$.

Avec la théorie de la déformation :

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \mu s_{ij} \quad (\text{II-21})$$

où μ est défini par la relation :

$$\mu = \frac{3}{2} \frac{\bar{\varepsilon}}{\bar{\sigma}} \quad (\text{II-22})$$

et la loi d'écroutissement isotrope du type (II-19), on obtient les résultats donnés dans la figure II-8, pour deux matériaux; l'un d'écroutissement moyen : $n=0,22$ (caractéristique des aciers doux et alliages d'aluminium); l'autre fortement écroutissable : $n=0,50$ (cuivre, caractéristique du laiton ou de l'acier inoxydable). Cette figure montre aussi l'influence de la sensibilité à la vitesse de déformation sur les courbes limites de formages. Pour un matériau insensible à la vitesse de déformation ($m=0$), sa CLF se trouve au dessous de celle qui est sensible à la vitesse de déformation ($m=0,05$). Le défaut initial ξ est pris égal à 0.01.

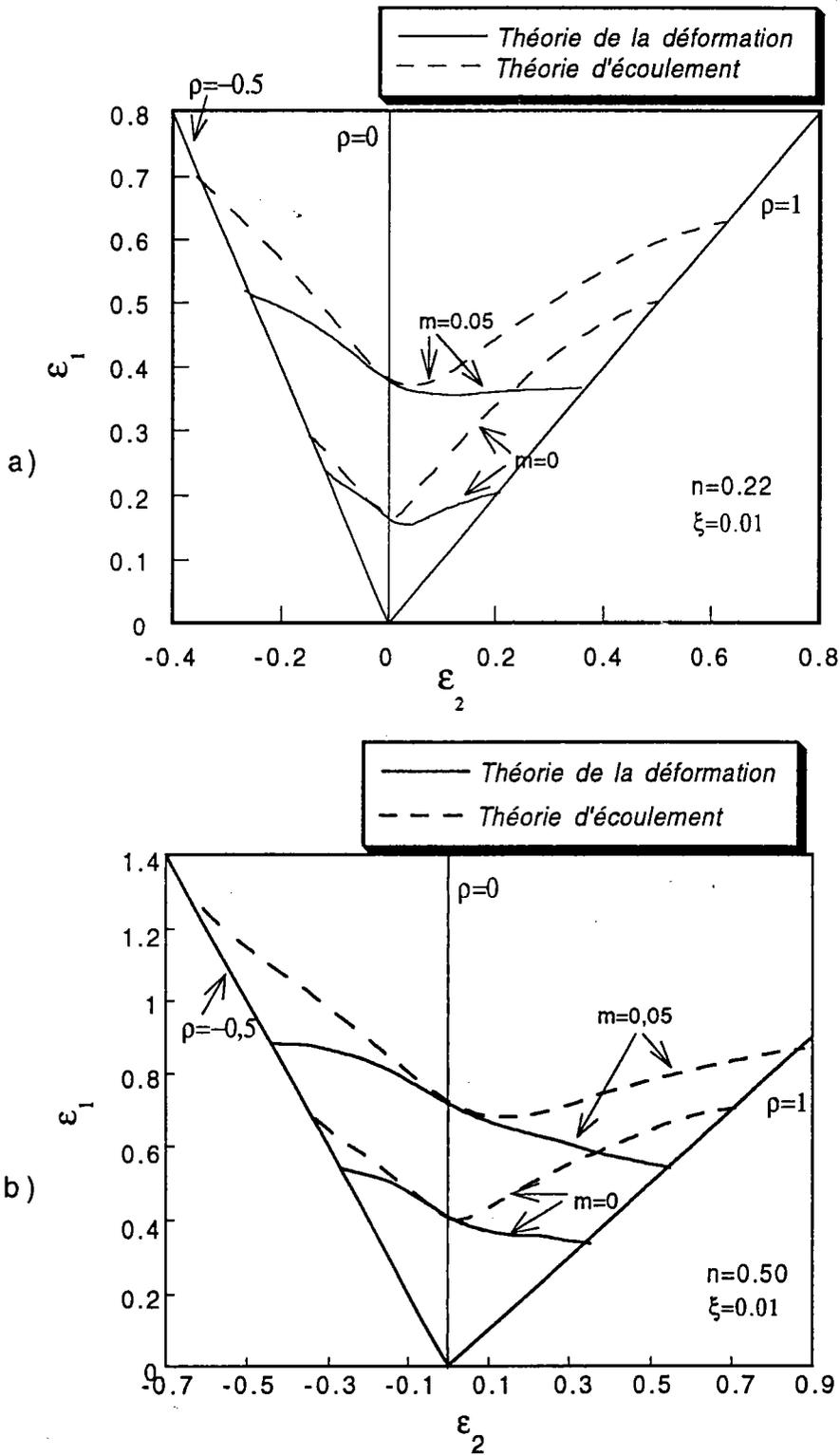


Figure II-8 Influence de la sensibilité à la vitesse de déformation sur les CLF d'un :

- a) matériau d'écrouissage moyen $n=0,22$;
- b) matériau fortement écrouissable $n=0,50$;
- le défaut initial $\xi=0.01$, d'après Ghosh, /71/.

La figure II-9 montre que dans le domaine de l'expansion, pour un matériau d'écoulement moyen ($n=0,22$), la déformation croît avec ρ . Cette tendance est observée avec les deux théories de plasticité. Pour un matériau fortement écrouissable ($n=0,50$), la déformation ne croît avec ρ que dans le cas de la théorie d'écoulement. Par contre dans le cas de la théorie de la déformation, on observe que la déformation est sensiblement plate ou légèrement décroissante avec ρ . Ces résultats sont compatibles avec les résultats expérimentaux de la figure II-10.

Nous pouvons donc conclure que la théorie de la déformation donne des résultats théoriques qui sont assez comparables aux résultats expérimentaux dans le domaine de l'expansion biaxiale.

L'utilisation de la théorie de la déformation dans cette analyse, à la place de la théorie d'écoulement, abaisse considérablement la pente de la CLF dans le domaine de l'expansion.

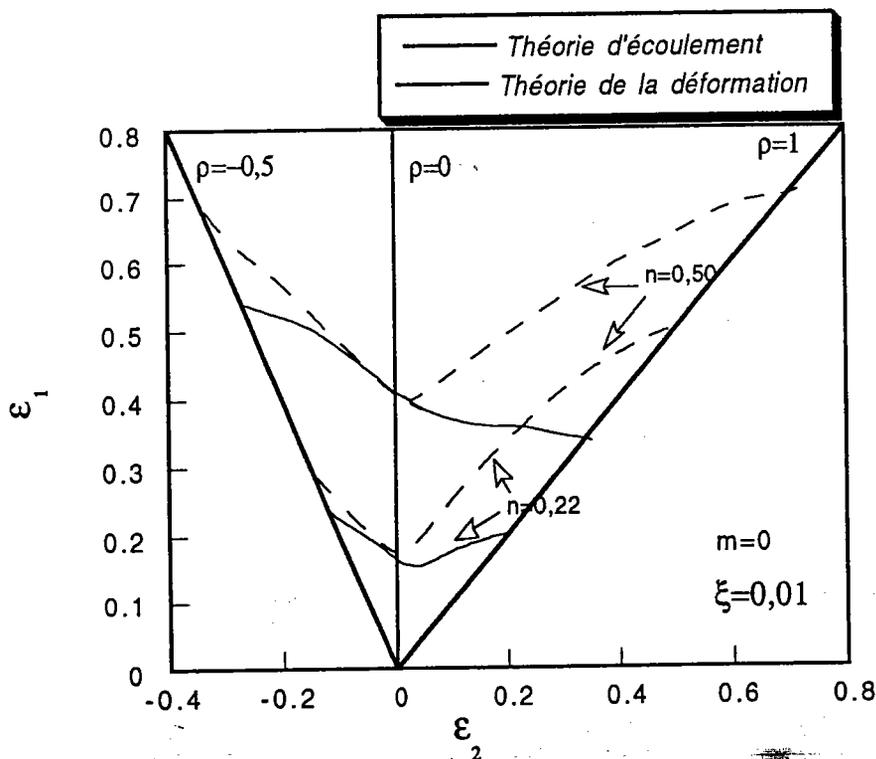


Figure II-9 Comparaison des CLF déduites d'un calcul utilisant la théorie d'écoulement et la théorie de la déformation ; défaut initial $\xi=0,01$, d'après Hutchinson et Neale, /10,11/.

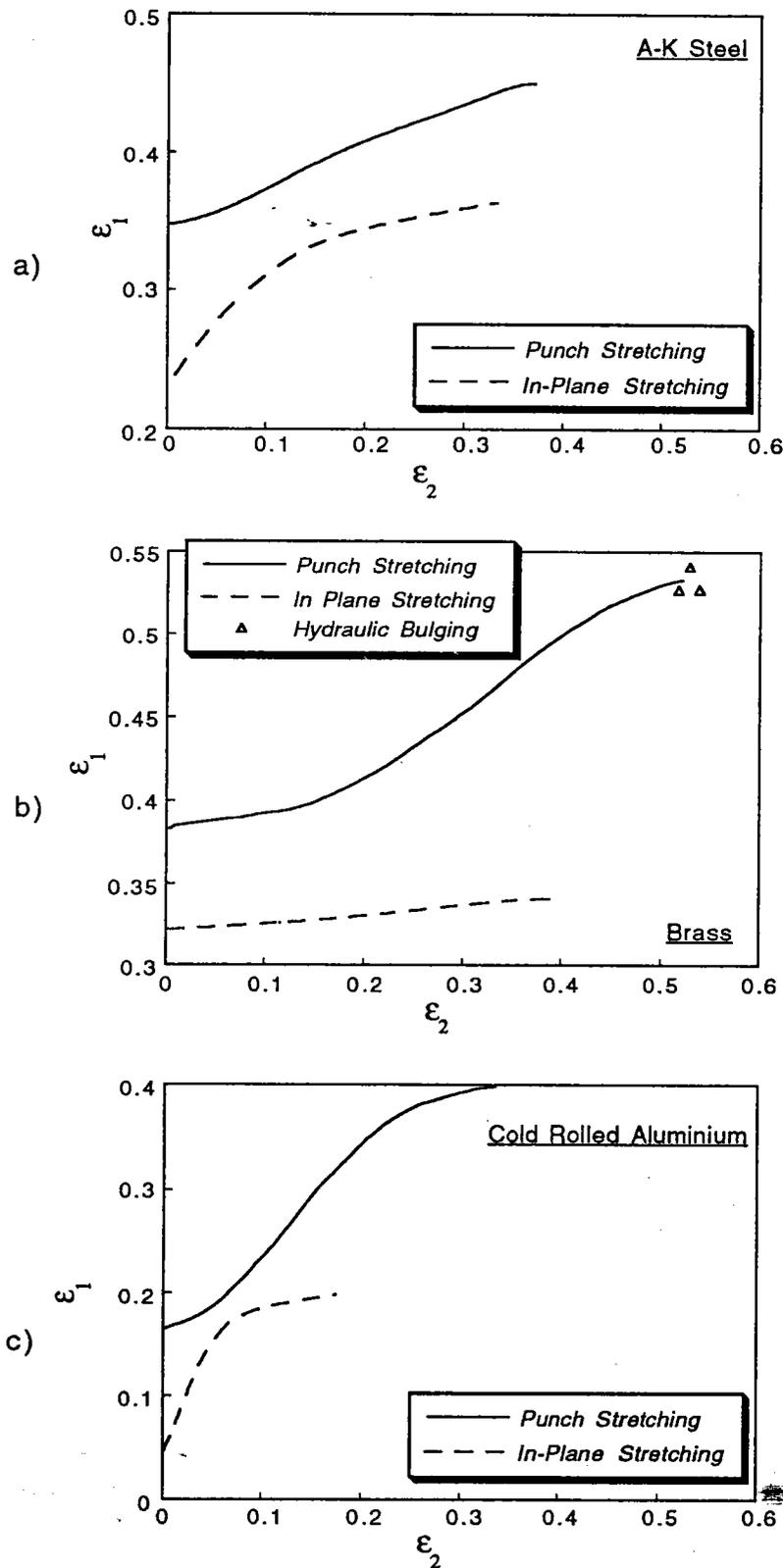


Figure II-10 Courbes limites de formage obtenues à partir de trois essais différents et pour trois matériaux :

- a) Acier calmé à l'aluminium (AK steel) $n=0,21$;
 - b) Laiton (Brass) $n=0,47$;
 - c) Aluminium $n=0,04$,
- d'après Ghosh, /71/.

La figure II-11 montre un exemple de prévisions des CLF pour l'acier calmé à l'aluminium. Ces prévisions font appel à la théorie du vertex de Storen et Rice, /70/, et au critère de Hill, /2/. Dans le domaine de l'expansion, l'utilisation de la théorie du vertex conduit à des pentes de la CLF calculée, qui sont assez comparables aux pentes expérimentales. Par contre, la CLF calculée s'écarte considérablement de la forme expérimentale dans le domaine du rétreint. Ce désaccord est encore mal compris, /71/. Quand au critère de Hill, il prévoit une pente assez comparable à la pente expérimentale dans le domaine du rétreint.

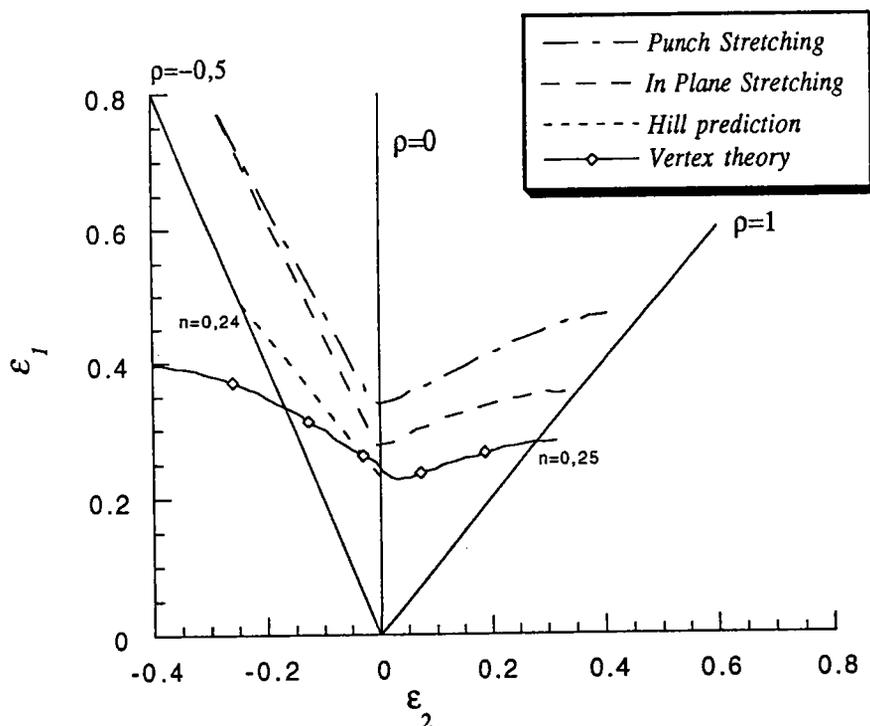


Figure II-11 Courbes limites de formage de l'acier calmé à l'aluminium (A-K Steel) expérimentales et théoriques, d'après Ghosh, /71/.

II-3-3 Détermination des CLF de l'acier 1018 CRS

Suite aux travaux théoriques de Dudzinski et Molinari, /16,17/, sur les instabilités thermo-viscoplastiques en chargement biaxial, et leur influence sur les CLF d'un matériau dont le comportement se traduit par la loi $\tau = B_{\tau} \gamma^n \dot{\gamma}^m T^{\nu}$ où B_{τ} est une constante caractéristique du matériau, n , m et ν sont respectivement le coefficient d'écrouissage, la sensibilité à la vitesse de déformation et le coefficient d'adoucissement thermique, nous allons étudier l'influence de ces instabilités sur les CLF de l'acier 1018 CRS dont la loi de comportement est déjà indiquée dans le deuxième paragraphe de ce chapitre, en utilisant la théorie de l'écoulement avec écrouissage isotrope.

II-3-3-1 Formulation du problème

Pour calculer les CLF, nous utilisons l'approche de M-K. Nous considérons une plaque mince présentant un défaut géométrique sous la forme d'une bande de sous épaisseur inclinée d'un angle ψ de valeur initiale $\psi(0)$, figure II-7.

Nous supposons que le matériau est soumis à un état de contraintes planes dans le plan de la tôle, qu'il obéit au critère de Von-Mises et qu'il suit une loi de comportement de la forme :

$$\bar{\sigma} = \hat{\sigma}(\bar{\epsilon}, \theta) \bar{z}^{m(\theta)} \quad (\text{II-23})$$

avec

$$\hat{\sigma}(\bar{\epsilon}, \theta) = 3^{\lambda(\theta)} C(\theta) (\bar{\epsilon} + \bar{\epsilon}_0)^{n(\theta)}$$

$C(\theta)$ et $\lambda(\theta)$ sont deux fonctions de la température homologue θ ,

$$\text{et } \bar{z} = \frac{\dot{\bar{\epsilon}}}{\sqrt{3} \dot{\bar{\epsilon}}_0} \exp\left(\frac{\Delta H}{k T_m \theta}\right)$$

\bar{z} est le paramètre de Zener-Hollomon.

II-3-3-1-1 Vitesses de déformation dans la zone homogène A suivant les directions principales (X_1, X_2)

Le chemin de déformation dans la zone homogène est supposé constant :

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \frac{d\varepsilon_2^a}{d\varepsilon_1^a} = \frac{D_2^a}{D_1^a} = cst \\ D_2^a &= \rho D_1^a \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-24})$$

D_1^a et D_2^a sont respectivement les vitesses de déformation dans la zone homogène A suivant les directions X_1 et X_2 . Le critère de Von-Mises nous permet d'écrire :

$$\dot{\bar{\varepsilon}}^a = \sqrt{\frac{2}{3}} \left(D_1^{a^2} + D_2^{a^2} + D_3^{a^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-25})$$

où D_3^a est la vitesse de déformation dans l'épaisseur.

La condition d'incompressibilité donne :

$$D_3^a = -(D_1^a + D_2^a) \quad (\text{II-26})$$

En remplaçant les équations (II-24) et (II-26) dans (II-25), nous obtenons :

$$\dot{\bar{\varepsilon}}^a = \frac{2}{\sqrt{3}} \left(1 + \rho + \rho^2 \right)^{\frac{1}{2}} D_1^a \quad (\text{II-27})$$

Nous tirons finalement les vitesses de déformation dans la zone homogène A suivant les directions X_1 et X_2 , puisque ρ et $\dot{\bar{\varepsilon}}^a$ sont donnés :

$$\left. \begin{aligned} D_1^a &= \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\dot{\bar{\varepsilon}}^a}{(1 + \rho + \rho^2)^{\frac{1}{2}}} \\ D_2^a &= \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\rho}{(1 + \rho + \rho^2)^{\frac{1}{2}}} \dot{\bar{\varepsilon}}^a \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-28})$$

Ayant D_1^a et D_2^a , nous pouvons calculer numériquement ε_1^a et ε_2^a par la méthode de Runge-Kutta :

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1^a &= \int_0^t D_1^a d\tau \\ \varepsilon_2^a &= \int_0^t D_2^a d\tau \end{aligned} \right\} \quad \text{(II-29)}$$

L'équation (II-26) peut s'écrire :

$$D_3^a = \dot{\varepsilon}_3^a = \frac{\dot{h}^A}{h^A} \quad \text{(II-30)}$$

L'intégration numérique par la méthode de Runge-Kutta de cette équation nous permet d'obtenir l'épaisseur de la zone A à chaque instant :

$$\dot{h}^A = h^A D_3^a \quad \text{(II-31)}$$

II-3-3-1-2 Rotation de la bande

Les dilatations suivant les directions (X_1, X_2) sont données par :

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1^a &= \frac{l_1^a}{l_1^a(0)} \\ \lambda_2^a &= \frac{l_2^a}{l_2^a(0)} \end{aligned} \right\} \quad \text{(II-32)}$$

l_1^a et l_2^a étant les longueurs instantanées suivant les directions principales (X_1, X_2), $l_1^a(0)$ et $l_2^a(0)$ leurs longueurs initiales, voir figure II-12.

$$\left. \begin{aligned} \tan \psi &= \frac{l_1^a}{l_2^a} \\ \tan \psi(0) &= \frac{l_1^a(0)}{l_2^a(0)} \end{aligned} \right\} \quad \text{(II-33)}$$

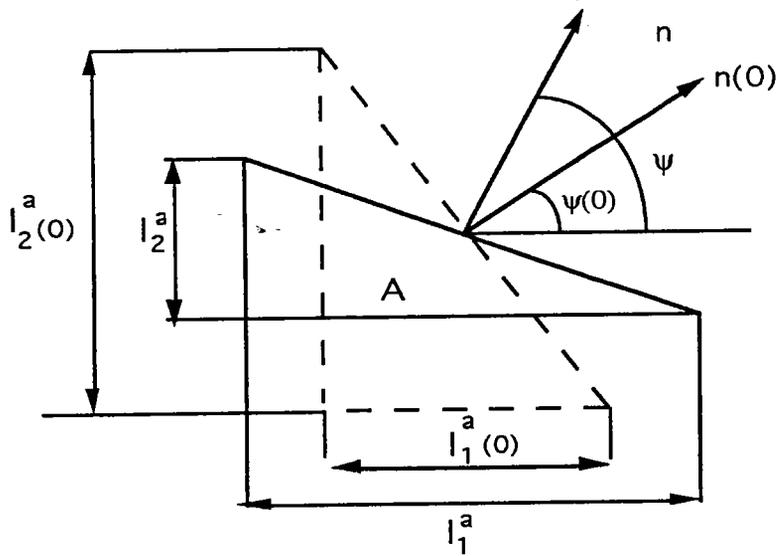


Figure II-12 Rotation de la bande de striction.

La rotation de la bande est donc donnée par :

$$\psi = \arctan\left(\frac{\lambda_1^a}{\lambda_2^a} \tan \psi(0)\right) \quad (\text{II-34})$$

Connaissant ε_1^a , ε_2^a et $\psi(0)$, nous pouvons déterminer la rotation de la bande :

$$\psi = \arctan(\exp(\varepsilon_1^a - \varepsilon_2^a) \tan \psi(0)) \quad (\text{II-35})$$

II-3-3-1-2 Vitesses de déformation dans la zone A dans les directions (n,t)

Pour calculer les vitesses de déformation dans la bande de striction, il faut d'abord calculer les vitesses de déformation dans la zone homogène :

$$\begin{bmatrix} D_{nn}^a & D_{nt}^a \\ D_{nt}^a & D_{tt}^a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \psi & -\sin \psi \\ \sin \psi & \cos \psi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} D_1^a & 0 \\ 0 & D_2^a \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \psi & \sin \psi \\ -\sin \psi & \cos \psi \end{bmatrix} \quad (\text{II-36})$$

Nous pouvons alors tirer les vitesses de déformation dans la zone homogène dans les directions (n,t) :

$$\left. \begin{aligned} D_{nn}^a &= D_1^a \cos^2 \psi + D_2^a \sin^2 \psi \\ D_{nt}^a &= \left(-D_1^a + D_2^a \right) \cos \psi \sin \psi \\ D_{tt}^a &= D_1^a \sin^2 \psi + D_2^a \cos^2 \psi \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-37})$$

II-3-3-1-4 Contraintes dans la zone A dans les directions (X₁,X₂) et (n,t)

La contrainte équivalente dans la zone A de l'acier 1018 est de la forme :

$$\bar{\sigma}^a = 3^{\lambda(\theta)} C(\theta) (\bar{\epsilon}^a + \bar{\epsilon}_0)^{n(\theta)} \bar{z}_a^{m(\theta)}$$

Nous supposons que le matériau obéit au critère de Von-Misès et que le rapport α du chargement imposé est constant. Nous obtenons donc :

$$\bar{\sigma}^a = \left(\sigma_1^{a^2} + \sigma_2^{a^2} - \sigma_1^a \sigma_2^a \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-38})$$

$$\alpha = \frac{\sigma_2^a}{\sigma_1^a} = cst \quad (\text{II-39})$$

Le rapport α est lié au chemin de déformation ρ par :

$$\alpha = \frac{1 + 2\rho}{2 + \rho} \quad (\text{II-40})$$

En remplaçant les équations (II-39) et (II-40) dans (II-38), nous avons :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1^a &= \frac{2 + \rho}{\sqrt{3}(1 + \rho + \rho^2)^{1/2}} \bar{\sigma}^a \\ \sigma_2^a &= \frac{1 + 2\rho}{\sqrt{3}(1 + \rho + \rho^2)^{1/2}} \bar{\sigma}^a \end{aligned} \right\}$$

A partir des équations (II-35) et (II-41), nous obtenons les contraintes dans la zone homogène A dans les directions (n,t) :

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{nn}^a &= \sigma_1^a \cos^2 \psi + \sigma_2^a \sin^2 \psi \\ \sigma_{nt}^a &= (-\sigma_1^a + \sigma_2^a) \cos \psi \sin \psi \\ \sigma_{tt}^a &= \sigma_1^a \sin^2 \psi + \sigma_2^a \cos^2 \psi \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-42})$$

II-3-3-1-5 Contraintes dans la bande B dans les directions (n,t)

La connaissance de l'angle de rotation ψ de la bande B et les contraintes dans la zone homogène A nous permet de déterminer les contraintes dans la bande B, ainsi la condition d'équilibre nous permet d'écrire :

$$\left. \begin{aligned} h^b \sigma_{nn}^b &= h^a \sigma_{nn}^a \\ h^b \sigma_{nt}^b &= h^a \sigma_{nt}^a \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-43})$$

Il reste comme inconnue σ_{tt}^b .

La compatibilité de la vitesse de déformation impose que :

$$D_{tt}^a = D_{tt}^b \quad (\text{II-44})$$

Il reste comme inconnues D_{nn}^b , D_{nt}^b et σ_{tt}^b .

La théorie de l'écoulement permet d'écrire :

$$\left. \begin{aligned} D_{nn}^b &= \frac{2\sigma_{nn}^b - \sigma_{tt}^b}{2\bar{\sigma}^b} \dot{\epsilon}^b \\ D_{tt}^b &= \frac{2\sigma_{tt}^b - \sigma_{nn}^b}{2\bar{\sigma}^b} \dot{\epsilon}^b = D_{tt}^a \\ D_{nt}^b &= \frac{3\sigma_{nt}^b}{2\bar{\sigma}^b} \dot{\epsilon}^b \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-45})$$

$$\begin{aligned} \text{avec} \quad \dot{\bar{\epsilon}}^b &= \frac{2}{\sqrt{3}} \left(D_{nn}^{b^2} + D_{tt}^{b^2} + D_{nt}^{b^2} + D_{nn}^b D_{tt}^b \right)^{1/2} \\ \dot{\bar{\epsilon}}^b &= f(D_{nn}^b, D_{tt}^b, D_{nt}^b) \end{aligned} \quad (\text{II-46})$$

Nous obtenons alors un système de trois équations à trois inconnues que nous pouvons résoudre numériquement par la méthode de Newton.

II-3-3-1-6 Echauffement adiabatique engendré par les déformations plastiques

Dans les processus de mise en forme des matériaux d'écrouissage moyen comme le cas des aciers doux, la vitesse de déformation élevée favorise son adiabaticité. Par manque de temps, la chaleur engendrée par la déformation plastique ne peut être évacuée par la conduction thermique. Il en résulte une augmentation locale de la température. Comme la contrainte d'écoulement est une fonction décroissante de la température, cela peut alors conduire à un supplément de la déformation plastique dans les régions les plus chaudes. Ce qui peut amener par suite à une localisation thermoplastique.

Dans ce type d'essai adiabatique, le taux d'augmentation de la température est relié à la puissance dissipée sous forme de chaleur par l'équation :

$$\rho C_v \frac{\partial T}{\partial t} = \beta \bar{\sigma} \dot{\bar{\epsilon}} \quad (\text{II-47})$$

ρ étant la masse volumique. C_v la capacité thermique et β le coefficient de Taylor-Quinney que nous supposons égal à 0,90. Ce coefficient indique que 90% de l'énergie de déformation plastique est transformée en chaleur. Cette énergie est dissipée dans le matériau sous forme d'énergie thermique. Lorsque $\beta=0$, le processus est isotherme. Nous avons négligé les effets d'inertie et de conduction.

II-3-3-2 Résolution du problème

Les inconnues du problème sont : D_{nn}^b , D_{nt}^b et σ_{tt}^b .

La vitesse de déformation D_{nn}^b nous permet d'obtenir l'évolution de l'épaisseur de la bande par intégration de :

$$\dot{h}^b = -h^b (D_{nn}^b + D_{tt}^b) \quad (\text{II-48})$$

La résolution du système de trois équations à trois inconnues et l'intégration des équations différentielles nous permettent de connaître à chaque instant les vitesses de déformation, les déformations, les contraintes et les épaisseurs dans les deux zones A et B.

L'effet de la température initiale et du processus adiabatique est montré dans la figure II-13. Lorsque la température augmente, les deux courbes isotherme et adiabatique se déplacent légèrement, la première vers le bas et la seconde vers le haut. En effet, dans le processus isotherme ($\beta=0$) la déformation diminue lorsque la température initiale augmente. En revanche dans le processus adiabatique ($\beta=0.9$), l'augmentation de la température initiale entraîne l'augmentation de la capacité thermique C_v . Par suite, une augmentation de la déformation adiabatique va être favorisée. Cela explique donc le fait que la courbe adiabatique se déplace vers le haut lorsque la température initiale augmente.

A chaque température initiale ($T=100$ K, 200 K et 300 K), la courbe adiabatique est déplacée vers le bas par rapport à la courbe isotherme. Cela est dû probablement à l'échauffement adiabatique. Ce dernier provenant de la dissipation de l'énergie de déformation plastique sous forme d'énergie thermique, diminue la contrainte d'écoulement. Par conséquent, les déformations limites diminuent. Cet échauffement peut conduire à une augmentation locale de la température qui augmente beaucoup plus dans la bande de striction que dans la zone homogène. Ceci conduira à l'instabilité, figure II-14. Quand la température augmente, la limite d'écoulement diminue. Par suite, la déformation équivalente va être favorisée dans la bande de striction. C'est pour cela que la déformation équivalente dans la bande est plus importante, figure II-15.

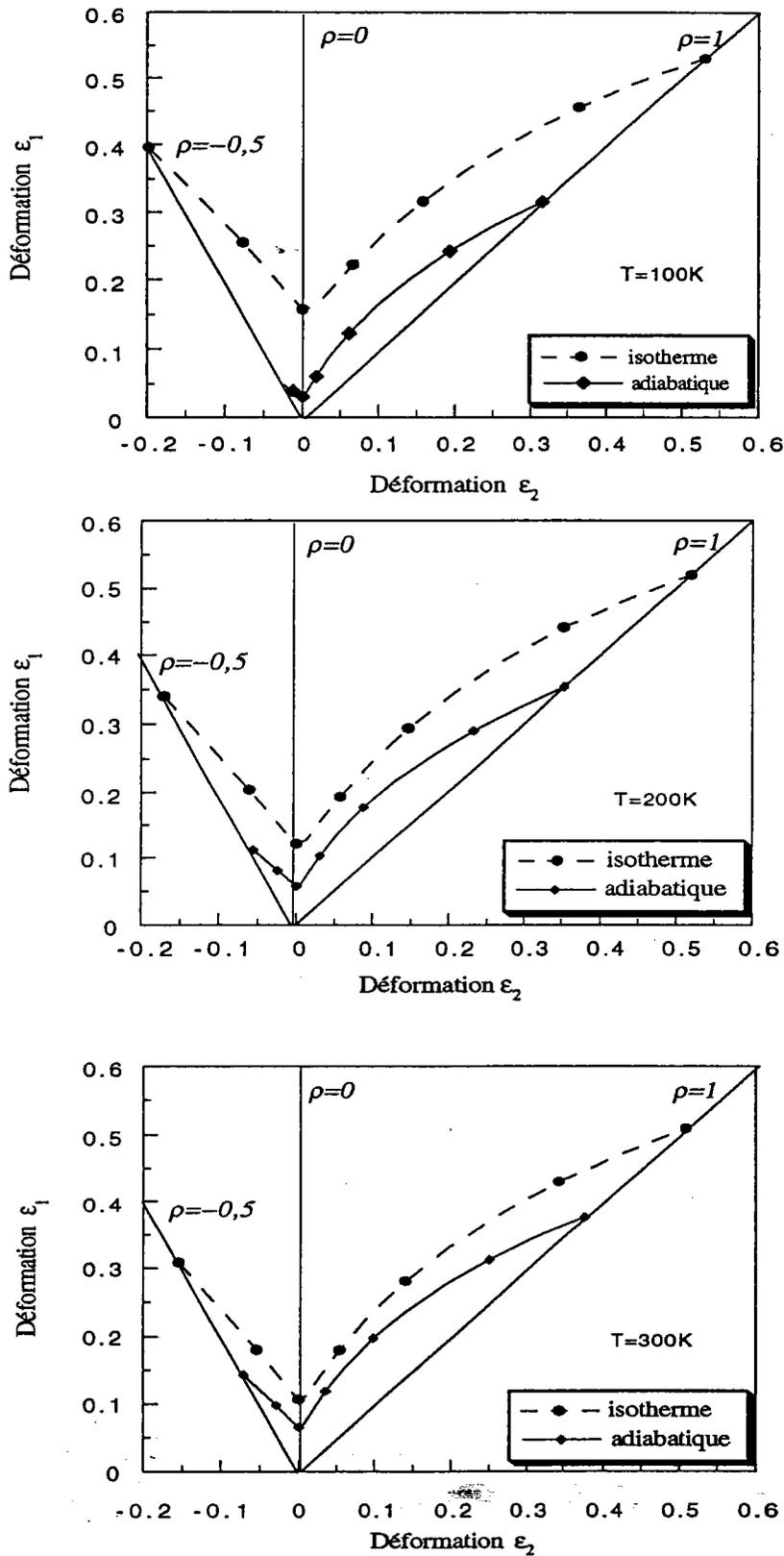


Figure II-13 Les courbes limites de formage de l'acier 1018 CRS calculées numériquement à températures initiales $T=100\text{ K}$, $T=200\text{ K}$ et $T=300\text{ K}$, pour des vitesses de déformation égales à 10^{-3} s^{-1} (cas isotherme) et 10^3 s^{-1} (cas adiabatique). Le défaut initial $\xi=0.01$.

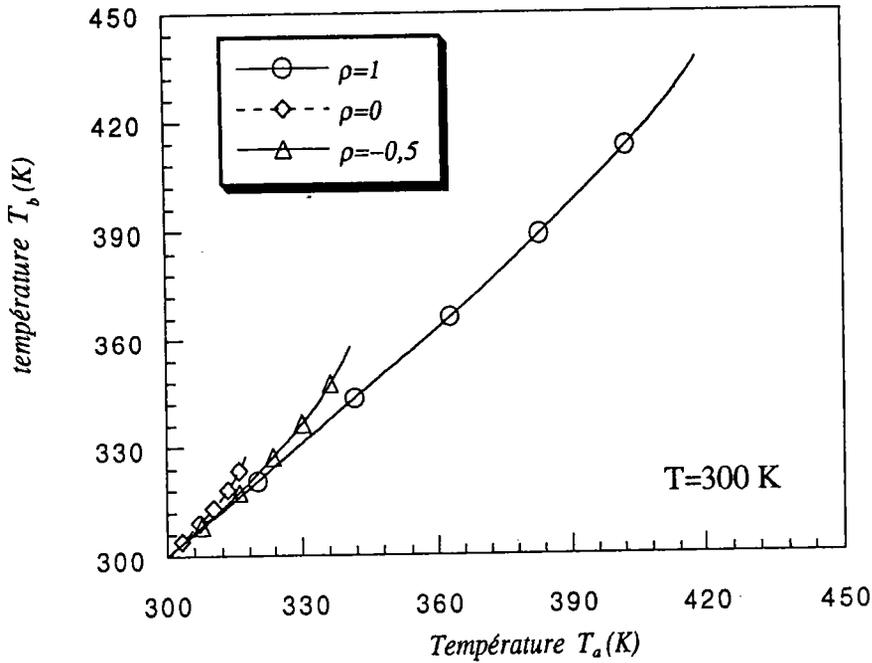


Figure II-14 Évolution de la température dans la bande en fonction de la température dans la zone homogène pour trois chemins de déformation de l'acier 1018 CRS, $T=300\text{K}$, $\dot{\epsilon} = 10^3\text{s}^{-1}$.

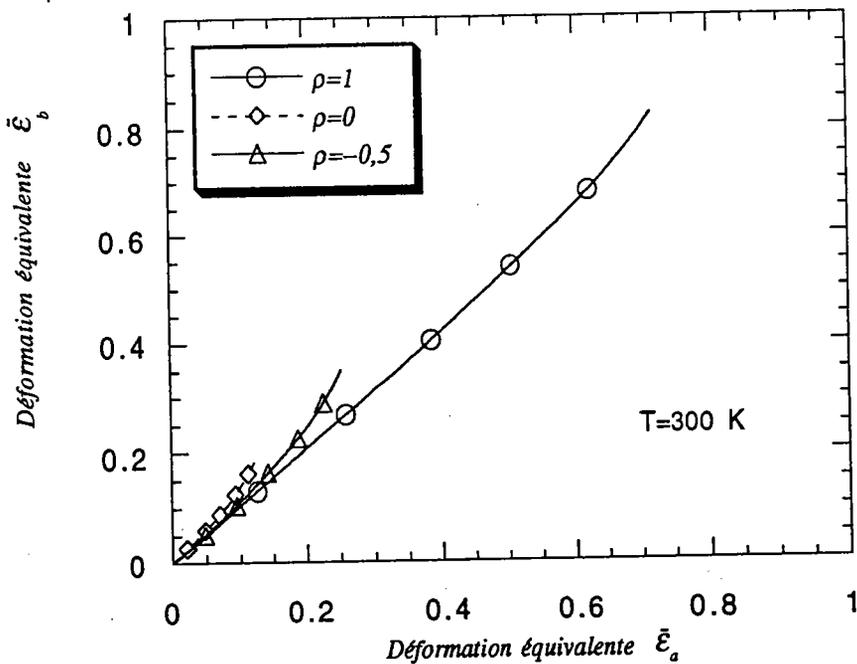


Figure II-15 Évolution de la déformation équivalente dans la bande en fonction de la déformation équivalente dans la zone homogène de l'acier 1018 CRS, pour trois chemins de déformation, $T=300\text{ K}$, $\dot{\epsilon} = 10^3\text{ s}^{-1}$.

La figure II-15 permet de déterminer les valeurs de la déformation équivalente critique dans les zones A et B, pour trois chemins de déformation, voir tableau II-2.

Tableau II-2

	$(\bar{\epsilon}_A)_{critique}$	$(\bar{\epsilon}_B)_{critique}$
$\rho=-0.5$	0.25	0.36
$\rho=0$	0.12	0.19
$\rho=1$	0.72	0.82

Les figures II-16 donnent l'évolution de la déformation critique $\bar{\epsilon} = \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}$ de l'acier 1018 CRS en fonction de la température initiale ($100 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$), ceci est valable pour le cas isotherme et le cas adiabatique et pour trois chemins de déformation $\rho=-0,5$ (cas de traction uniaxiale), $\rho=0$ (cas de déformation plane) et $\rho=1$ (cas de traction équibiaxiale). La courbe adiabatique se déplace vers le bas par rapport à la courbe isotherme. Cela est dû à l'effet déstabilisant de l'échauffement adiabatique.

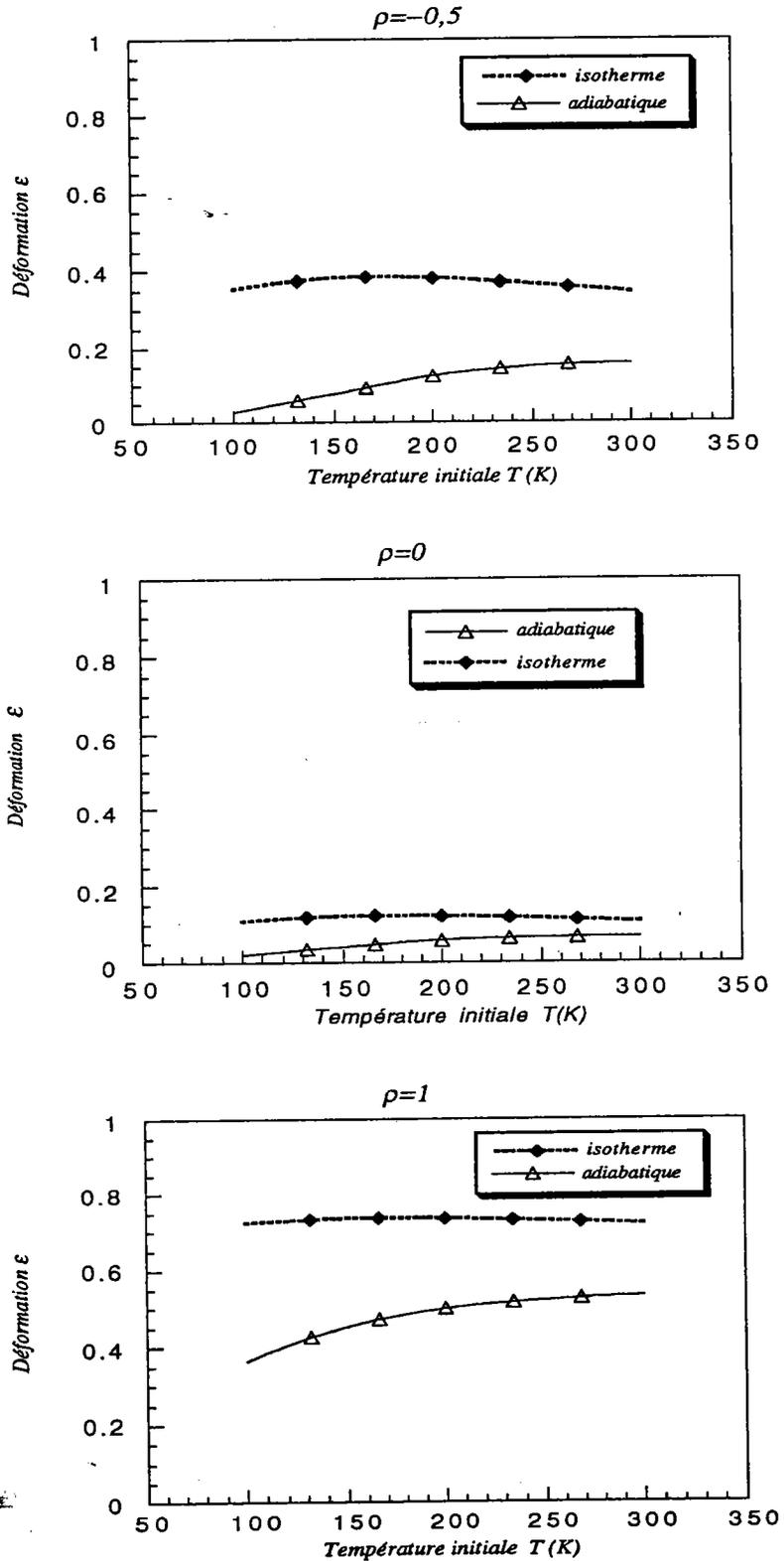


Figure II-16 Évolution de la déformation $\bar{\epsilon}$ isotherme ($\dot{\bar{\epsilon}} = 10^{-3} s^{-1}$) et adiabatique ($\dot{\bar{\epsilon}} = 10^3 s^{-1}$) de l'acier 1018 CRS en fonction de la température initiale pour trois chemins de déformation.

La déformation adiabatique augmente avec la température initiale. Par contre la déformation isotherme est sensiblement constante. Ce phénomène est bien observé dans le cas de traction uniaxiale et équi-biaxiale. En revanche, nous observons une légère augmentation de la déformation adiabatique dans le cas de la déformation plane. L'écart $\Delta\tilde{\epsilon}$ entre les déformations adiabatique $\tilde{\epsilon}_{\text{adiabatique}}$ et isotherme $\tilde{\epsilon}_{\text{isotherme}}$ pour l'acier 1018 CRS est donné dans le tableau II-3.

Tableau II-3

Température	100 K	300 K
$\Delta\tilde{\epsilon}$ ($\rho=-0.5$)	0.31	0.20
$\Delta\tilde{\epsilon}$ ($\rho=0$)	0.10	0.06
$\Delta\tilde{\epsilon}$ ($\rho=1$)	0.35	0.20

D'après ce tableau, nous remarquons que l'écart $\Delta\tilde{\epsilon}$ diminue lorsque la température initiale augmente de 100 K à 300 K, pour les trois chemins de déformation.

La figure II-17 montre l'évolution du rapport de la déformation $\hat{\epsilon} = \tilde{\epsilon}_{\text{isotherme}} / \tilde{\epsilon}_{\text{adiabatique}}$ de l'acier 1018 CRS en fonction de la température initiale ($100 \text{ K} \leq T \leq 300 \text{ K}$) pour les différents chemins de déformation indiqués précédemment. Nous constatons que ce rapport est toujours supérieur à 1. Ceci apparaît évident puisque dans la figure II-16, la courbe isotherme est au dessus de la courbe adiabatique.

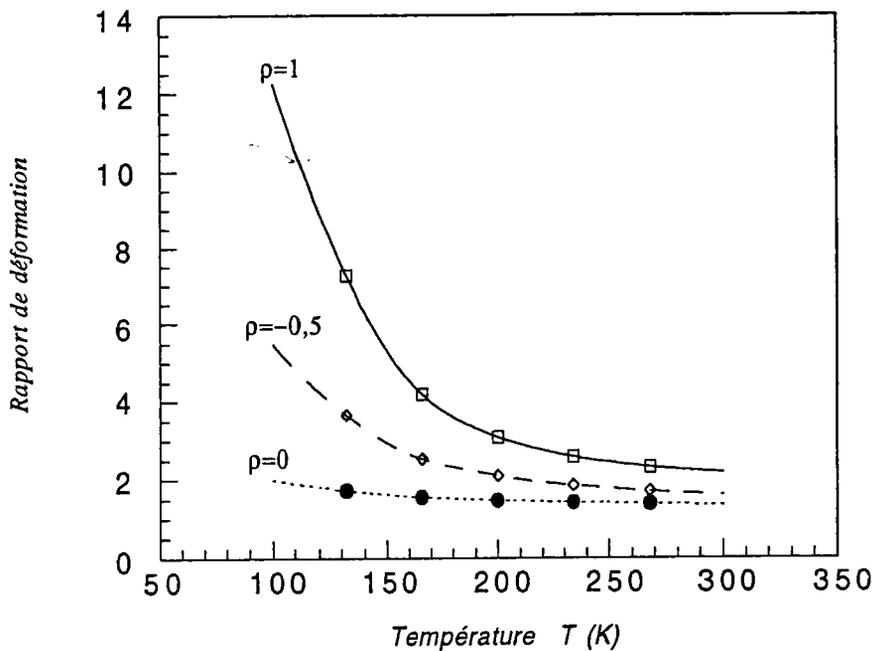


Figure II-17 Évolution du rapport de déformation $\hat{\epsilon}$ de l'acier 1018 CRS en fonction de la température initiale pour trois chemins de déformation.

II-3-4 Comparaisons des courbes limites de formage expérimentales et calculées

Avant de confronter les prévisions de calculs de la littérature avec les résultats expérimentaux, nous allons aborder un point délicat concernant l'accord entre les définitions expérimentales et théoriques des limites de formage. Cet accord est très difficile à obtenir puisque les définitions expérimentales sont basées sur une limitation des gradients de déformation, alors que les limites de formage calculées sont définies comme les déformations dans la zone homogène quand les déformations deviennent infinies dans la bande de striction.

Pour comparer les courbes limites de formage expérimentales et théoriques, nous allons choisir la CLF isotherme de l'acier 1018 CRS calculée dans notre cas à la température ambiante $T=300$ K, et la courbe expérimentale des aciers doux réalisée par Ghosh, /71/, dans le cas de In-Plane Stretching, voir figure II-18.

Dans le domaine de l'expansion, l'utilisation de la théorie de l'écoulement avec écoulement isotrope conduit à une CLF dont la pente est plus élevée que celle observée expérimentalement. Ce désaccord est probablement dû ou bien, au type d'approche utilisé (M-K, /3/, ou analyse de bifurcation, /70/), ou bien à la nature de l'écrouissage (isotrope ou cinématique).

Dans le domaine du rétreint, la pente de la CLF calculée de l'acier 1018 CRS est comparable à la pente expérimentale de Ghosh et à celle théorique de Hill. Par contre la forme de la CLF calculée s'écarte de la forme expérimentale. Cet écart est peut être dû au fait que l'acier 1018 CRS (à la température $T=300$ K) et l'acier calmé à l'aluminium (AK Steel) n'ont pas les mêmes valeurs du coefficient d'écrouissage et de la sensibilité à la vitesse de déformation.

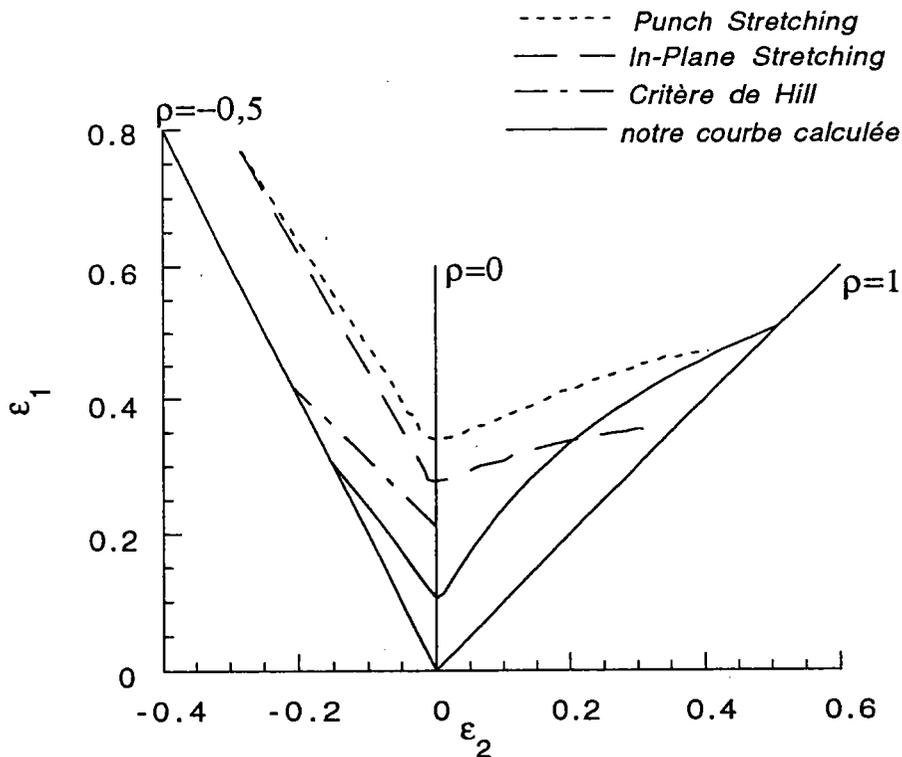


Figure II-18 Comparaisons entre les CLF calculées et expérimentales dans le cas isotherme.

II-4 CONCLUSION

Les modèles de calcul des courbes limites de formage des aciers doux se sont rapidement développés depuis l'analyse de Marciniak-Kuczynski. Malgré des progrès réalisés, aucun modèle ne permet de trouver des résultats théoriques en bon accord avec les résultats expérimentaux.

La prévision de nos CLF a été effectuée pour l'acier 1018 CRS obéissant à une loi de comportement de la forme $\bar{\sigma} = \hat{\sigma}(\bar{\epsilon}, \theta) \bar{z}^{m(\theta)}$. Le modèle de localisation de M-K qui a été utilisé en supposant que la surface d'écoulement obéit au critère de Von-Mises avec écrouissage isotrope, ne donne pas des résultats satisfaisants dans le domaine de l'expansion. En revanche, dans le domaine du rétreint, la pente de la CLF est comparable à celle de Hill (théorique) et à celle de Ghosh (expérimentale). L'influence de l'échauffement adiabatique a été elle aussi, analysée pour le même acier doux. Son effet déstabilisant dû à l'augmentation de la température locale se traduit par une diminution de la CLF adiabatique par rapport à la CLF isotherme.

Le choix de l'acier 1018 CRS a été motivé par l'utilisation de l'acier XC18 dans les essais du poinçonnement traités dans les chapitres III et IV. Parmi les perspectives qu'il serait intéressant de donner pour la prévision des CLF de cet acier, c'est d'établir des équations de localisation pour la striction localisée des tôles, en utilisant les surfaces d'écoulement obéissant au critère de Hill, ou de Budiansky.

CHAPITRE III

**ESSAIS DU POINCONNEMENT
QUASI-STATIQUES ET DYNAMIQUES**

CHAPITRE III ESSAIS DU POINÇONNEMENT QUASI-STATIQUES ET DYNAMIQUES

III-1 INTRODUCTION.....	76
III-2 COMPORTEMENT PLASTIQUE DE L'ACIER XC18.....	76
III-3 ESSAIS DU POINÇONNEMENT QUASI-STATIQUES.....	78
III-3-1 Dispositif expérimental.....	78
III-3-2 Partie hydro-mécanique en compression.....	78
III-3-3 Partie commandes et mesures.....	78
III-3-4 Préparation des éprouvettes.....	83
III-3-5 Description des essais quasi-statiques.....	85
III-3-6 Résultats des essais quasi-statiques.....	86
III-4 NOUVELLE TECHNIQUE EXPÉRIMENTALE DU POINÇONNEMENT DYNAMIQUE	
III-4-1 Généralités.....	89
III-4-2 Formulation théorique.....	91
III-4-3 Dispositif expérimental.....	93
III-4-4 Caractérisation et description de l'essai du poinçonnement dynamique.....	101

III-1 INTRODUCTION

Une nouvelle technique expérimentale du poinçonnement dynamique va être présentée. Le but est de connaître le comportement plastique des tôles minces d'acier doux sous sollicitations équi-biaxiales, afin de dégager l'importance de la sensibilité à la vitesse d'une part, et d'analyser le mécanisme de perforation d'autre part. Dans ces tests à grandes vitesses, nous avons utilisé le tube d'Hopkinson avec impact direct du projectile sur l'échantillon. La technique basée sur le principe des essais en barres d'Hopkinson, /72/, est similaire à celle développée par Klepaczko, /73/, en double cisaillement, lors d'essais quasi-statiques et dynamiques.

Ce chapitre comporte deux parties : la première concerne le cas de chargements quasi-statiques. Les essais de poinçonnement ont été réalisés à l'aide d'une machine de traction-compression-torsion (Zwick). La seconde est relative aux essais de perforation à grandes vitesses d'impact.

III-2 COMPORTEMENT PLASTIQUE DE L'ACIER XC18

L'acier XC18 est choisi parmi d'autres métaux du fait de son importance dans l'industrie. Les travaux expérimentaux réalisés par Zeghib, /65/, sur cet acier en traction simple à quatre vitesses de déformation différentes, et à onze températures allant de 305 K à 776 K, ont montré que cet acier ait un comportement sensible à la vitesse de déformation et à la température. En effet, une sensibilité positive à la vitesse de déformation est visible pour trois niveaux de déformation considérés (déformation de limite élastique, déformation à 0,075, déformation de force maximale ϵ_{\max}) dans le domaine des températures ambiantes. Mais elle est négative pour des températures plus élevées à environ 450K, figure III-1 et III-2.

Suite à ces travaux expérimentaux qui ont permis de connaître le comportement de l'acier XC18 en traction simple, nous nous sommes intéressés aux essais de poinçonnement quasi-statiques et dynamiques.

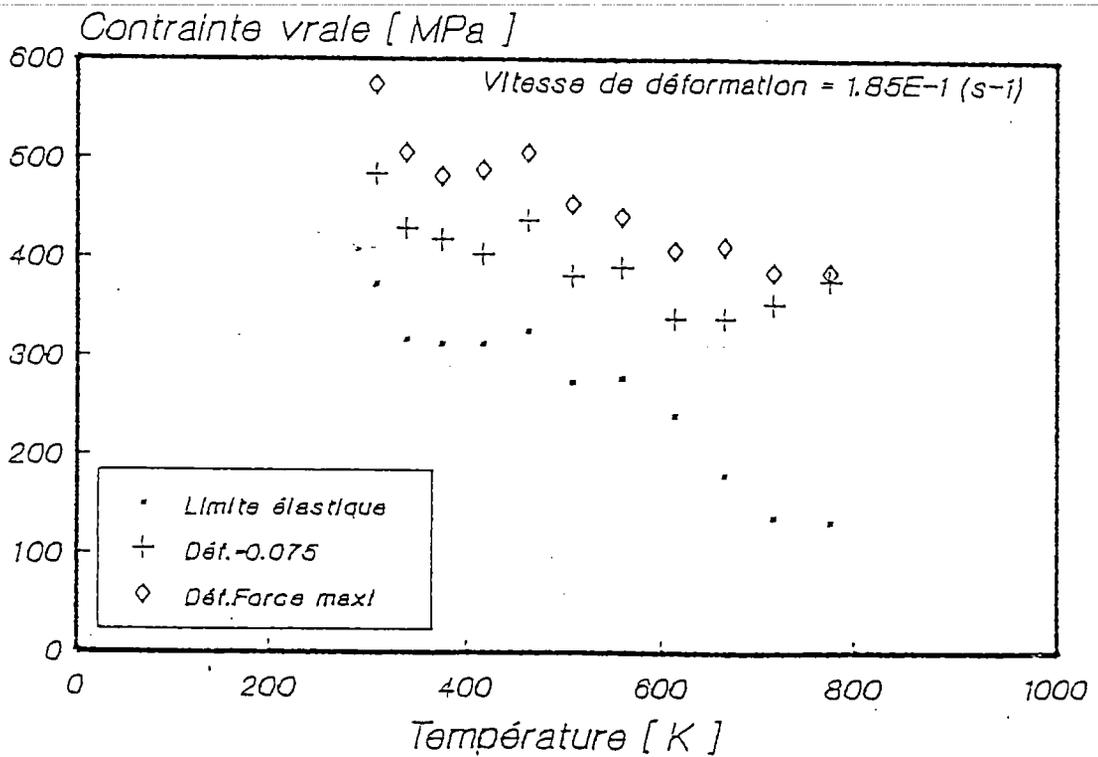


Figure III-1 Courbe expérimentale : contrainte vraie en fonction de la température à trois niveaux de déformation pour $\dot{\epsilon} = 1.85 \cdot 10^{-1} \text{ s}^{-1}$, d'après Zeghib, /64/.

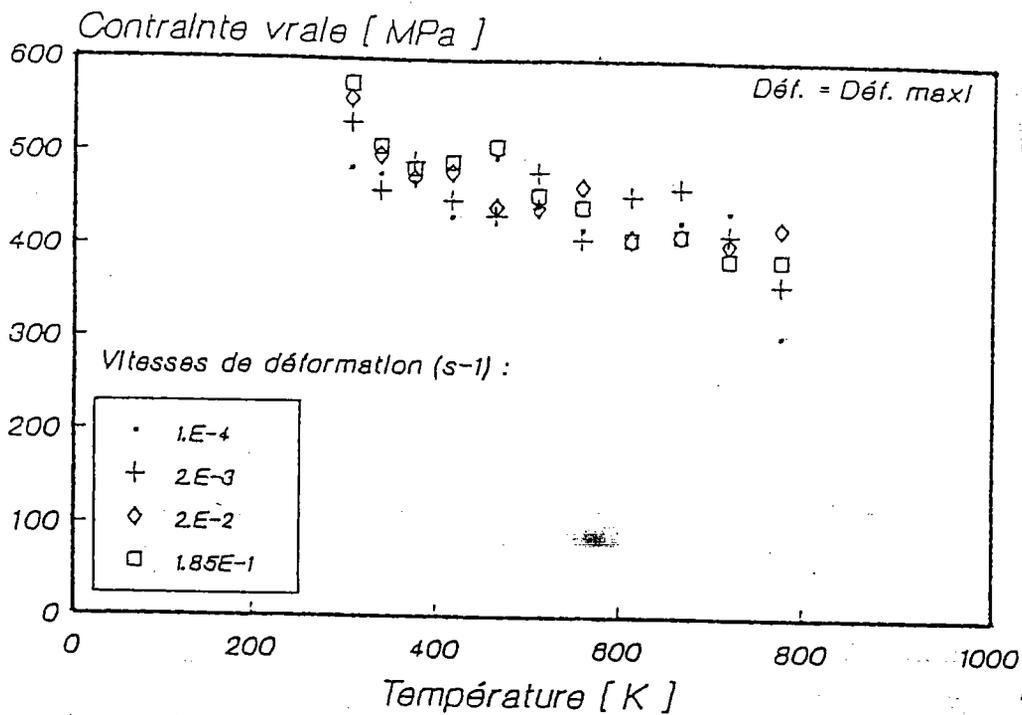


Figure III-2 Courbe expérimentale : contrainte vraie en fonction de la température à quatre vitesses de déformation et pour la déformation de force maximale, $\epsilon = \epsilon_{\text{max}}$, d'après Zeghib, /64/.

III-3 ESSAIS DU POINÇONNEMENT QUASI-STATIQUES

III-3-1 Dispositif expérimental

Les essais du poinçonnement quasi-statiques sont réalisés à deux vitesses $v_1=0,019$ mm/s et $v_2=1,19$ m/s sur une machine de traction-compression-torsion, figure III-3. Cette machine peut être décomposée en deux sous ensembles comprenant la partie hydro-mécanique et la partie commandes et mesures.

III-3-2 Partie hydro-mécanique en compression

La partie hydro-mécanique est composée d'un premier bloc purement mécanique équipé de deux vérins hydrauliques indépendants. Le premier réalise la traction et la compression, et le second commande la torsion. Le premier est capable de délivrer une force maximale de 100 kN et un déplacement allant jusqu'à 300 mm pour des périodes d'essais comprise entre 30 ms à 100 heures avec une vitesse maximale de l'ordre de 10 m/s. Le deuxième bloc est constitué d'un groupe hydraulique.

III-3-3 Partie commandes et mesures

La deuxième partie prévoit les trois possibilités de commandes traction- compression-torsion indépendamment l'une de l'autre. La qualité des résultats dépend en grande partie de la qualité et de l'efficacité du système de mesure. Ce dernier est constitué d'un bloc électronique comprenant :

a-un pont extensométrique utilisé pour être relié à deux cellules formées de deux capteurs de déplacement fixés sur le bloc de montage du poinçon. Ces deux capteurs mesurent les déplacements $\delta_1(t)$ et $\delta_2(t)$ en fonction du temps au moment où le poinçon entre en contact avec l'éprouvette. Celle-ci de forme circulaire est fixée sur la matrice par huit vis comme le montre la figure III-4 ;

b-un oscilloscope numérique à quatre voies "Gould type 1604" permettant d'enregistrer et de visualiser les signaux donnant l'évolution

de la force appliquée, des déplacements du vérin et du poinçon en fonction du temps ;

c-un traceur (x,y) lié à l'oscilloscope permet de reproduire des oscillogrammes obtenus ;

d-l'ensemble est piloté par le logiciel "Gould" réalisé au LPMM sur micro-ordinateur PC en langage HP BASIC. Ce dernier permet le stockage des données expérimentales sous forme de fichier numérique de 1024 points pour chaque canal et de graphique sur PC (HP-Vectra). Les résultats sont donnés sous forme de voltages $V_1(t)$, $V_2(t)$, $V_3(t)$ et $V_4(t)$ correspondant respectivement aux deux déplacements des capteurs (poinçon), au déplacement du vérin et à la force appliquée par le poinçon.

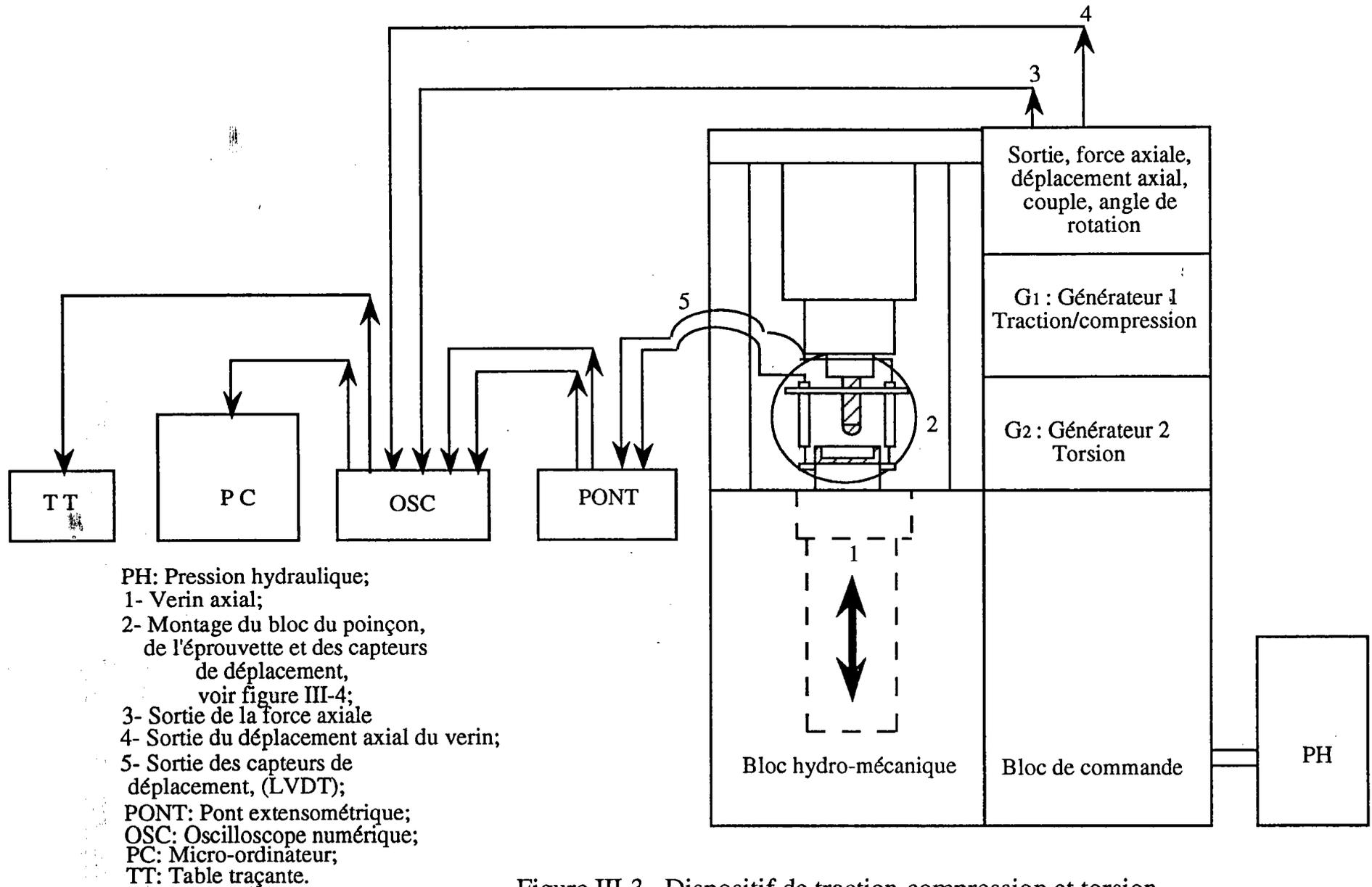


Figure III-3 Dispositif de traction-compression et torsion

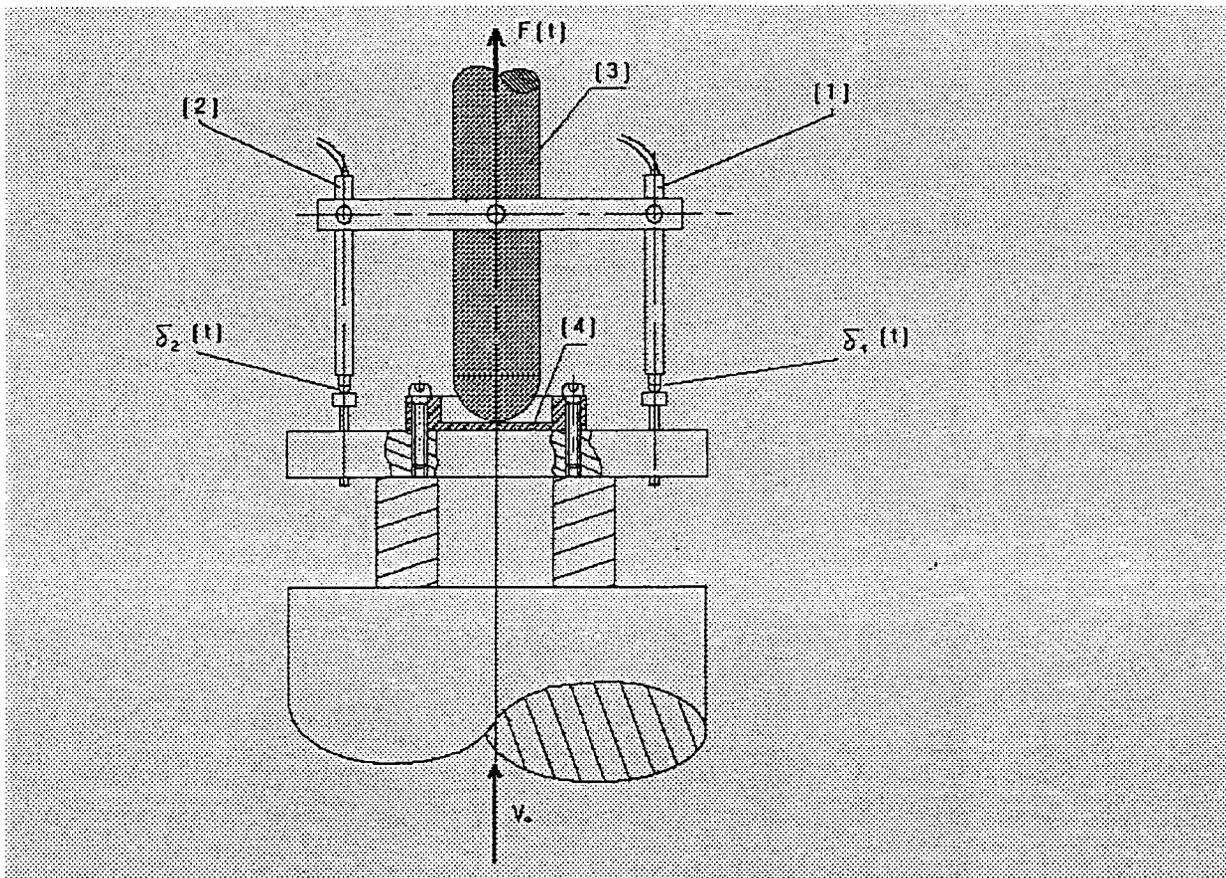


Figure III-4 Dispositif expérimental des essais quasi-statiques du poinçonnement hémisphérique.

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure III-4; (1) et (2) étant respectivement les capteurs de déplacement (LVDT) qui mesurent les déplacements $\delta_1(t)$ et $\delta_2(t)$ du poinçon au cours du temps. Ils sont montés sur un bloc. (3) est le poinçon hémisphérique dont la longueur est $L=61,25$ mm, le diamètre est $2R=22,5$ mm. (4) est l'éprouvette circulaire mince fixée sur une matrice par huit vis pour éviter le rétreint, figure III-5. Les dimensions de l'éprouvette sont : diamètre intérieur $D_{int}=30$ mm, diamètre extérieur $D_{ext}=50$ mm et l'épaisseur $e=1$ mm.

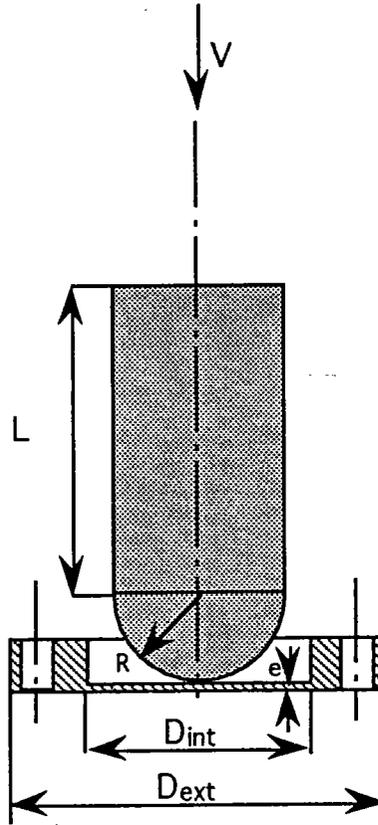


Figure III-5 Représentation schématique du poinçon et de l'éprouvette.

Pour réaliser les essais d'expansion équi-biaxiales, nous avons choisi un poinçon hémisphérique, et des éprouvettes circulaires minces dont les dimensions sont indiquées précédemment. Le rapport $D_{int}/e=30$ est suffisamment grand afin de négliger les contraintes de flexion ; cela conduira donc à deux contraintes égales dans le plan de l'éprouvette. Le choix d'un tel poinçon et de telles éprouvettes est de réduire les frottements. Durant la déformation, le chargement se localise au centre de l'éprouvette.

III-3-4 Préparation des éprouvettes

Les essais expérimentaux ont été réalisés sur l'acier XC18. C'est un acier calmé à l'aluminium. Sa composition est donnée dans le tableau III-1. Nous indiquons dans ce tableau la composition normalisée (d'après les normes Françaises : AFNOR NFA 35551 XC18).

C %	Mn %	Si %	P %	S %
0,16-0,22	0,40-0,70	0,15-0,35	0,035	0,035

Tableau III-1 Composition chimique de l'acier XC18.

Les caractéristiques physiques de cet acier sont :

- température de fusion: 1768 à 1803 K ;
- masse volumique: 7800 kg/m³.

Les éprouvettes ont été préparées et usinées à partir d'une barre cylindrique de diamètre 50 mm et de longueur 1 m. La géométrie des éprouvettes circulaires est donnée dans la figure III-6.

Après leur usinage, ces éprouvettes ont subi un recuit de recristallisation qui consiste en un chauffage jusqu'à une température de 930 K, suivi d'un maintien isotherme pendant une durée de 4 heures et d'une trempe à l'air, figure III-7.

Les observations microscopiques nous montrent que le diamètre moyen des grains est relativement homogène, d'environ 15 μm après le traitement thermique. La figure III-8 représente les grains après le recuit.

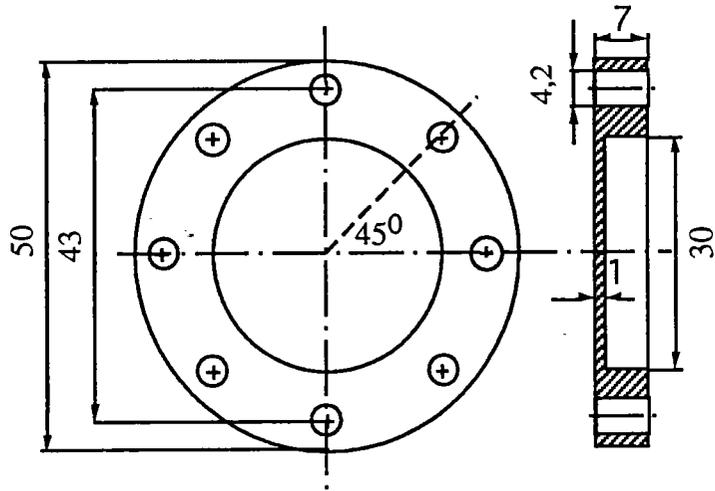


Figure III-6 Géométrie de l'éprouvette circulaire.

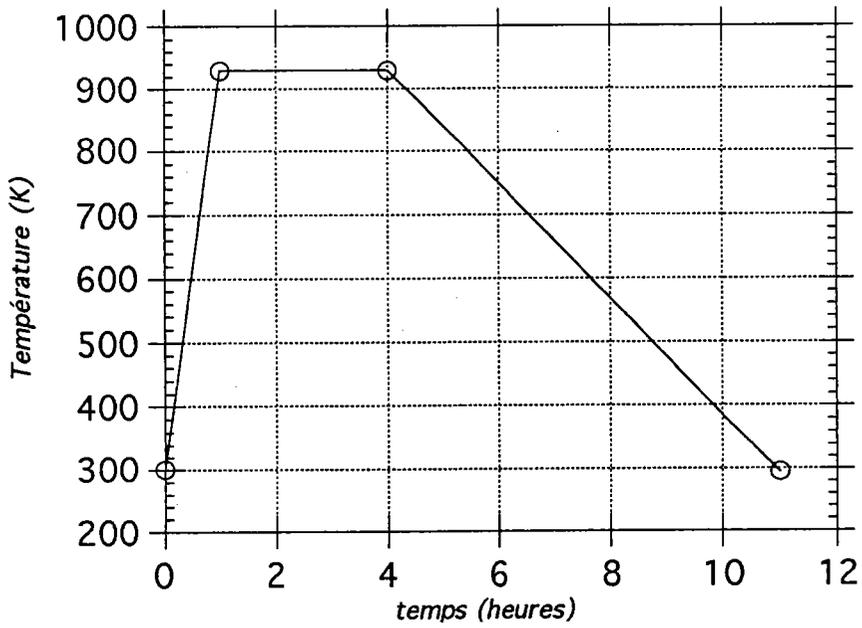


Figure III-7 Diagramme du traitement thermique de recuit.

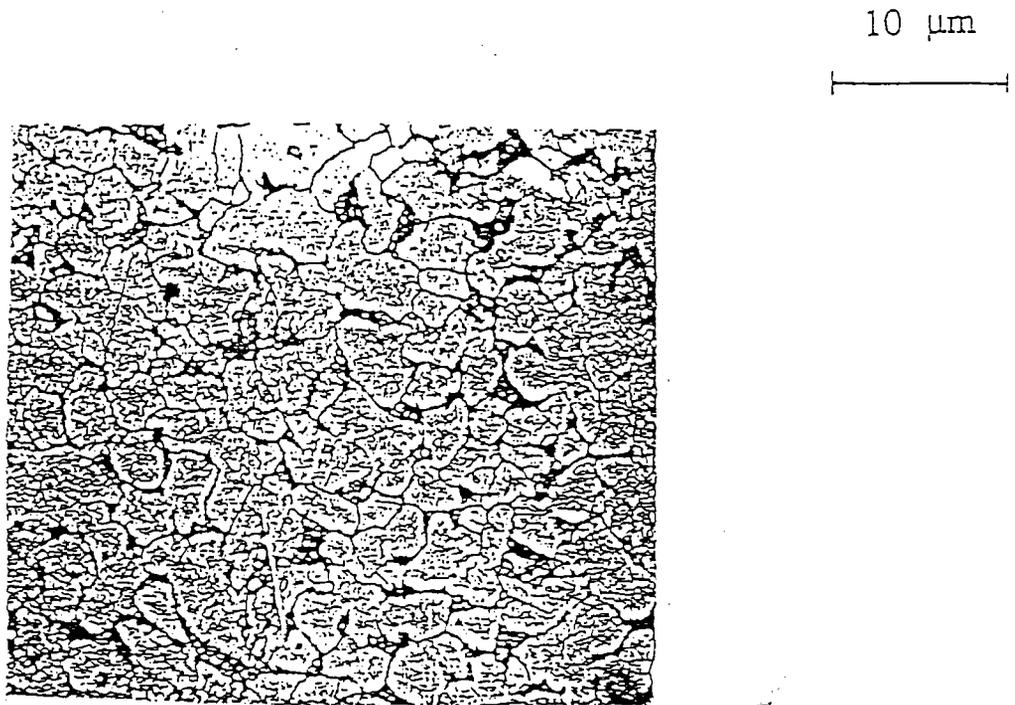


Figure III-8 vue microscopique des grains après le recuit.

III-3-5 Description des essais quasi-statiques

Pour réaliser les essais d'expansion symétrique, nous avons choisi un poinçon hémisphérique d'acier inoxydable. La surface de sa tête doit être bien lisse pour diminuer les forces de frottement dues au contact poinçon-éprouvette, mais cela ne suffit pas. Afin de mieux réduire l'effet du frottement, nous avons lubrifié la surface de contact avec du graphite et du teflon. Les essais ont été effectués à deux vitesses différentes $v_1 = 0,019$ mm/s et $v_2 = 1,19$ m/s, et à température ambiante $T = 298$ K. Nous avons usiné 30 éprouvettes, pour essayer 12 dans le cas quasi-statique et 18 dans le cas dynamique. Trois éprouvettes ont été testées sans lubrifiant à la vitesse v_1 , et trois autres avec lubrifiant et à la même vitesse pour voir l'effet du frottement. Nous avons refait le même travail, mais cette fois-ci à la vitesse v_2 . A la vitesse v_1 , nous avons mesuré la pénétration du poinçon jusqu'à l'apparition de la première amorce de rupture, par contre à la vitesse v_2 , les essais ont été effectués jusqu'à perforation.

III-3-6 Résultats des essais quasi-statiques

L'évolution de la force exercée par la machine (le poinçon hémisphérique) sur l'éprouvette circulaire, et celle du déplacement des deux capteurs en fonction du temps sont mesurées, visualisées par l'oscilloscope numérique, et stockées sur PC sous forme de fichiers de 1024 points chacun (t, δ_1) ; (t, δ_2) ; (t, δ_v) et (t, F) ; où δ_1 , δ_2 et δ_v sont respectivement les déplacements des deux capteurs, et celui du vérin. Puisque le poinçon est relativement rigide, alors $\delta_1 = \delta_2 = \delta$; où δ sera pris comme le déplacement du poinçon. Les figures III-8.A et III-8.B illustrent un oscillogramme montrant les courbes $\delta(t)$ et $F(t)$ obtenues par l'oscilloscope et reproduites sur table traçante (x,y). Ces résultats ont montré que la force du poinçon a diminué en présence du lubrifiant, aussi bien à la vitesse v_1 qu'à la vitesse v_2 . De même, nous avons remarqué que la force appliquée par le poinçon augmente lorsque la vitesse augmente.

En conclusion, la présence du frottement au cours du contact entre le poinçon et la tôle peut modifier la force appliquée par le poinçon. Ainsi l'énergie de déformation nécessaire pour obtenir la première amorce de rupture, ou pour avoir la perforation de l'échantillon, augmente avec le frottement. Cette énergie peut être calculée numériquement à partir de l'intégration de la force appliquée F en fonction du déplacement δ du poinçon, puisque à partir des courbes obtenues $\delta(t)$ et $F(t)$, nous pouvons supprimer le temps pour obtenir la courbe force F -déplacement δ .

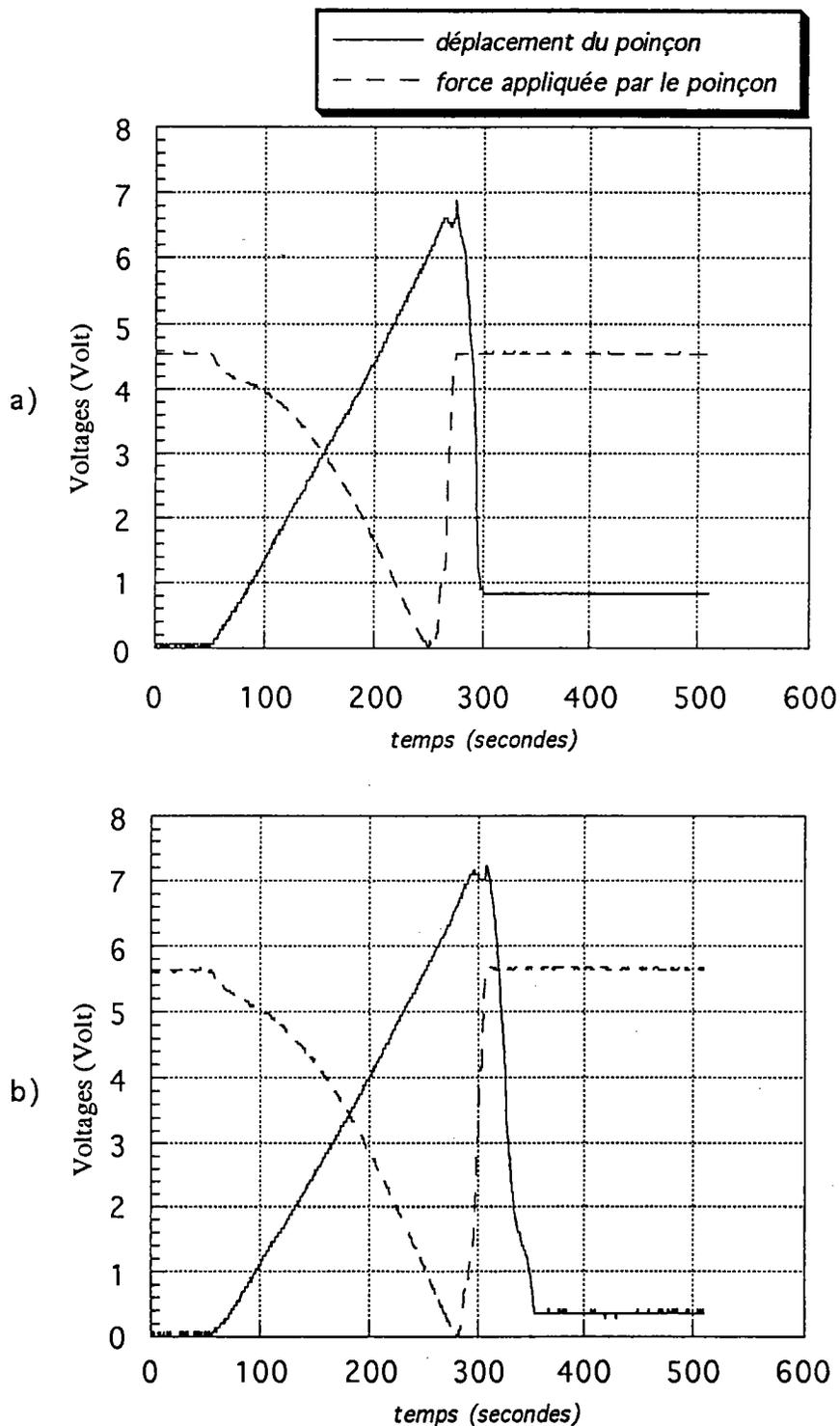


Figure III-8.A Courbes montrant l'évolution du déplacement du poinçon, et de sa force appliquée en fonction du temps, à la vitesse $v_1=0,019$ mm/s ;

- a) essai avec lubrifiant ;
- b) essai sans lubrifiant.

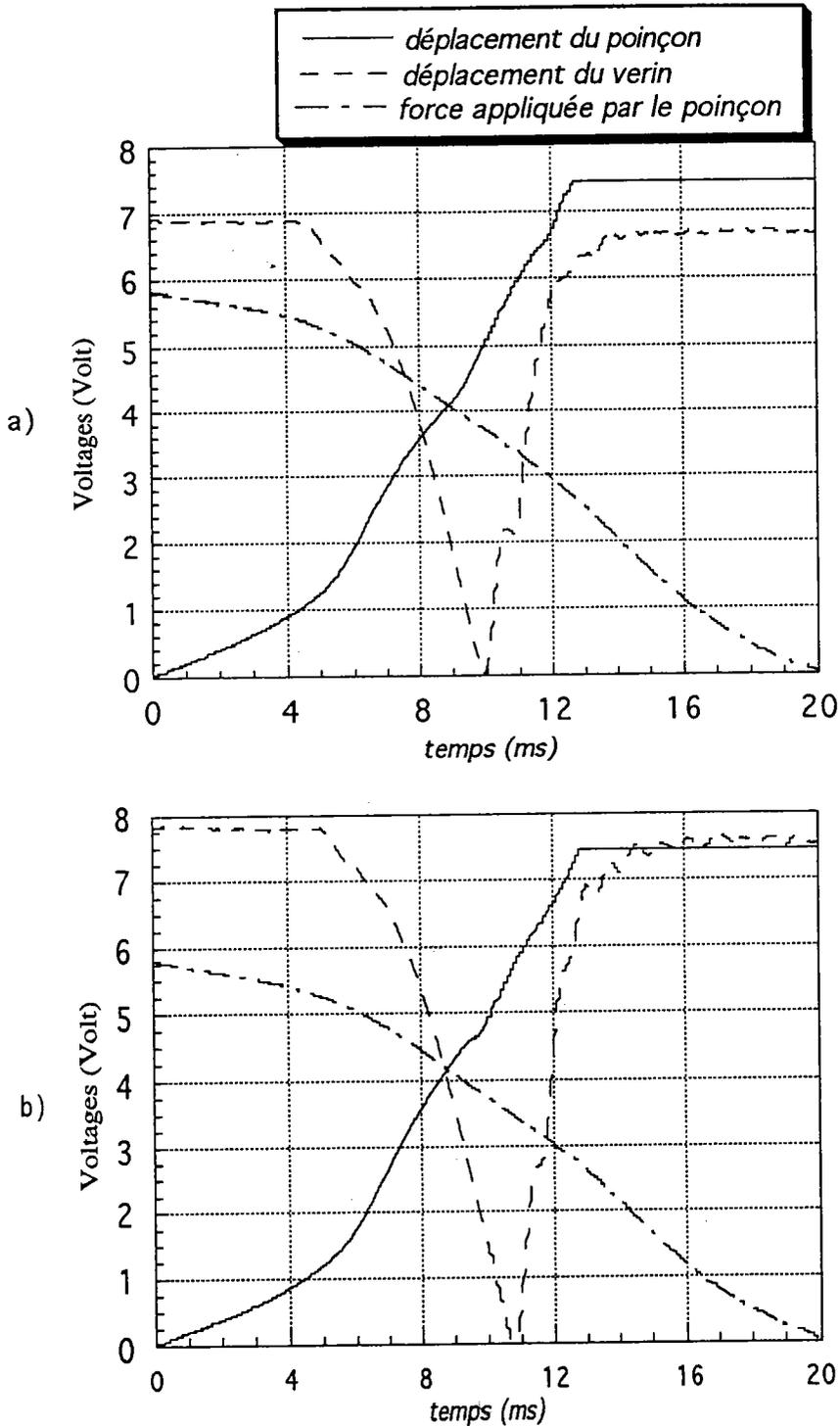


Figure III-8.B Courbes montrant l'évolution du déplacement du vérin et du poinçon, et de sa force appliquée en fonction du temps; à la vitesse $v_2=1,19\text{m/s}$;

- a) essai avec lubrifiant ;
- b) essai sans lubrifiant.

III-4 NOUVELLE TECHNIQUE EXPERIMENTALE DU POINÇONNEMENT DYNAMIQUE

III-4-1 Généralités

Les essais dynamiques ont fait l'objet de plusieurs recherches. L'objectif était de déterminer le comportement des matériaux à grandes vitesses de déformation et leurs propriétés mécaniques, /74,75,76/. Nous allons rappeler brièvement l'historique du dispositif des montages en barres d'Hopkinson, ainsi que son intérêt. Les premières tentatives d'études en sollicitations dynamiques ont été réalisées par T. Hopkinson en 1872. Cependant, faute de moyen de mesures, aucun résultat précis n'a été obtenu. Ce n'est qu'en 1904, que B. Hopkinson, /72/, poursuivant les travaux de son père, a pu mettre en évidence l'influence de la vitesse de déformation sur la contrainte de seuil plastique qui augmente avec celle-ci. Dix ans plus tard, un dispositif composé d'une barre de 1 m de longueur et de 25 mm de diamètre suspendue horizontalement, a été mis au point par B.Hopkinson. L'impact est produit sur l'une des extrémités de la barre par un projectile. A l'autre extrémité libre de la barre, une petite pièce libre de se détacher sous l'effet d'impact sert d'échantillon (time-piece). Ce dernier est légèrement collé à la barre, a le même diamètre que celle-ci et est constitué du même matériau; figure III-9.

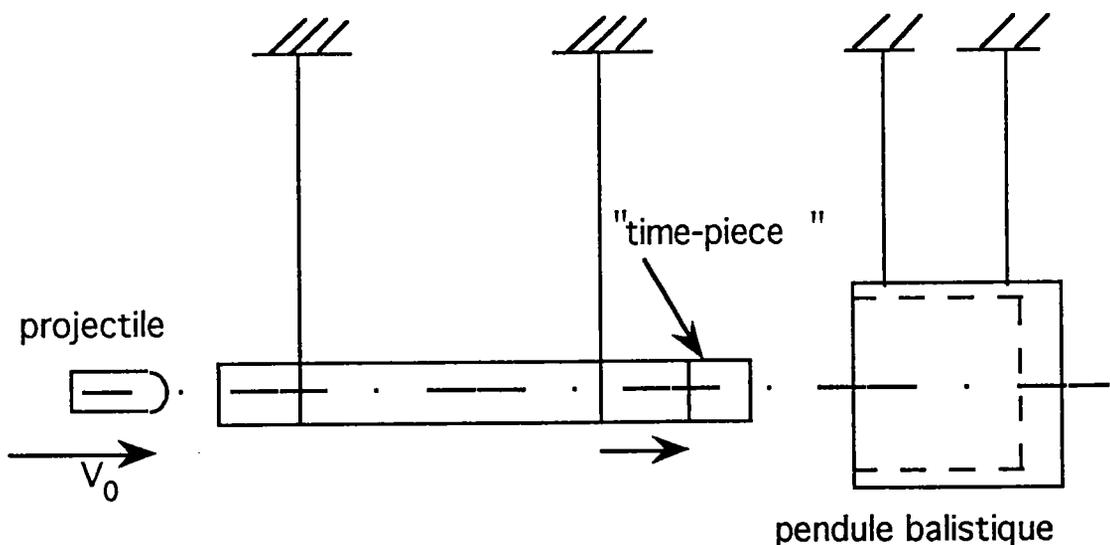


Figure III-9 Schéma du principe de fonctionnement de la barre d'Hopkinson, /72/.

Ce travail a permis de trouver la force maximale d'impact F_{\max} , ainsi que le temps de montée t_{\max} . (c'est le temps nécessaire pour que la force atteigne son maximum F_{\max}).

La première amélioration permettant la mesure du déplacement axial au bout de la barre a été apportée par Davies, /77/, ce qui lui permettait de connaître l'historique des contraintes dans les barres. En 1949 Kolsky, /78/, a utilisé les deux barres d'Hopkinson alignées, entre lesquelles il a placé son échantillon. Le chargement de l'éprouvette est accompli par la génération d'ondes par détonation d'une charge explosive. Bien que le premier appareillage ne concerne que les essais en compression, des dispositifs en traction, torsion ou cisaillement ont été mis au point par la suite dans plusieurs laboratoires à travers le monde. La connaissance des ondes incidente, réfléchie et transmise permet de déterminer les contraintes et les déformations subies par l'éprouvette.

En 1967 Lindholm, /79/, a développé le dispositif de barres d'Hopkinson montré dans la figure III-10. L'expérience consiste à placer entre deux barres élastiques et identiques l'éprouvette d'essai. Cette éprouvette est constituée d'un matériau moins rigide que les barres. La génération d'une onde élastique de contrainte en compression dans la barre incidente, permet le chargement de l'échantillon. L'onde incidente est partiellement réfléchie à l'interface barre-échantillon, et partiellement transmise à travers l'échantillon. L'amplitude de l'onde transmise, mesurée par les jauges de la barre de sortie, est proportionnelle à la contrainte subie par l'échantillon. L'onde réfléchie se propage en sens inverse et remonte la barre d'entrée comme onde de décharge, ainsi le signal enregistré sur la barre d'entrée est proportionnel à la vitesse de déformation. Ce dispositif de compression appelé SHPB (Split Hopkinson Pressure Bar), a subi plusieurs modifications pour réaliser différents types de sollicitations. Il est probable que les deux plus importantes modifications concernent les versions de traction et de torsion. Les vitesses de déformation maximales qui peuvent être obtenues avec de tels essais sont de l'ordre de 5000 s^{-1} . Parmi les techniques utilisées pour avoir des vitesses supérieures à 10^3 s^{-1} , /80/, la version d'Hopkinson à poinçon dans laquelle la barre de sortie est remplacée par un tube. La barre d'entrée peut ainsi coulisser dans le tube, et percer l'éprouvette en forme de plaque peu épaisse. Cette technique a été utilisée pour étudier la sensibilité de nombreux matériaux à la vitesse de déformation de valeur voisine de 10^4 s^{-1} .

Récemment, Klepaczko, /73/, a développé une technique expérimentale basée sur l'impact direct, en utilisant le tube d'Hopkinson. Il a modifié l'essai de double cisaillement défini par Campbel et Ferguson, /81/. Le chargement d'un projectile cylindrique avec impact direct est appliqué sur l'éprouvette à double cisaillement modifiée (modified double shear specimen, MDS). L'un des principaux avantages de cette technique est que la vitesse d'impact peut atteindre des valeurs de l'ordre de 200 m/s. Cela permet de connaître le comportement des matériaux à grande vitesse de déformation de valeur voisine de 10^5 s^{-1} , dans le cas du double cisaillement. Suite à ces travaux, nous avons développé un dispositif expérimental basé sur le concept du tube d'Hopkinson avec impact direct, pour réaliser des essais de poinçonnement dynamique. Le projectile utilisé est à tête hémisphérique. Les éprouvettes d'essai ont la même géométrie et les mêmes dimensions que celles qui ont été utilisées dans la partie quasi-statique.

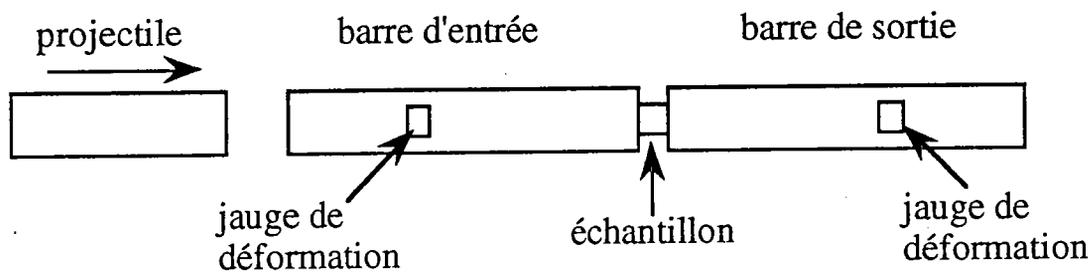


Figure III-10 Dispositif expérimental moderne des barres d'Hopkinson en compression, Lindholm, /79/.

III-4-2 Formulation théorique

Dans la technique SHPB, figure III-10, l'éprouvette est choisie de forme cylindrique. L'onde incidente est partiellement réfléchiée à l'interface barre d'entrée-échantillon et partiellement transmise à travers l'échantillon. L'onde réfléchiée se propage en sens inverse et remonte la barre d'entrée comme une onde de charge. La vitesse de déformation de l'échantillon est donnée par :

$$\dot{\epsilon} = \frac{v_1 - v_2}{L_s} \quad (\text{III-1})$$

où L_s est la longueur de l'échantillon, les vitesses v_1 et v_2 sont respectivement mesurées sur les interfaces barre d'entrée/échantillon et échantillon/barre de sortie :

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= C_0(\varepsilon_I - \varepsilon_R) \\ v_2 &= C_0\varepsilon_T \end{aligned} \right\} \quad \text{(III-2)}$$

$\varepsilon_I, \varepsilon_R$ et ε_T sont respectivement les déformations de l'onde incidente, l'onde réfléchie et l'onde transmise. C_0 est la célérité de l'onde de compression :

$$C_0 = \sqrt{\frac{E}{\rho_b}} \quad \text{(III-3)}$$

E est le module d'Young de la barre, ρ_b est la densité de la barre.

En reportant les équations (III-2) dans l'équation (III-1), nous obtenons la vitesse de déformation et la déformation d'onde dans l'échantillon en fonction du temps :

$$\dot{\varepsilon}(t) = \frac{C_0}{L_s} [\varepsilon_I(t) - \varepsilon_R(t) - \varepsilon_T(t)] \quad \text{(III-4)}$$

$$\varepsilon(t) = \frac{C_0}{L_s} \int (\varepsilon_I(t) - \varepsilon_R(t) - \varepsilon_T(t)) dt \quad \text{(III-5)}$$

La contrainte moyenne dans l'échantillon est :

$$\sigma(t) = \frac{F_1(t) + F_2(t)}{2A_s} \quad \text{(III-6)}$$

A_s est la section instantannée de l'échantillon; F_1 et F_2 sont respectivement les forces à l'interface barre d'entrée/échantillon et échantillon/barre de sortie, elles sont données par :

$$\left. \begin{aligned} F_1(t) &= E[\varepsilon_I(t) + \varepsilon_R(t)]A_0 \\ F_2(t) &= E\varepsilon_T(t)A_0 \end{aligned} \right\} \quad \text{(III-7)}$$

A_0 étant la section des deux barres. Si nous insérons l'équation (III-7) dans l'équation (III-6), nous obtenons :

$$\sigma(t) = \frac{E}{2} \frac{A_0}{A_s} [\varepsilon_I(t) + \varepsilon_R(t) + \varepsilon_T(t)] \quad (\text{III-8})$$

Pour une éprouvette courte $F_1(t)=F_2(t)$, nous pouvons donc écrire :

$$\varepsilon_I(t) + \varepsilon_R(t) = \varepsilon_T(t) \quad (\text{III-9})$$

Dans ce cas, les équations (III-4), (III-5) et (III-8) deviennent :

$$\dot{\varepsilon}(t) = -\frac{2C_0}{L_s} \varepsilon_R(t) \quad (\text{III-10})$$

$$\varepsilon(t) = -\frac{2C_0}{L_s} \int \varepsilon_R(t) dt \quad (\text{III-11})$$

$$\sigma(t) = E \frac{A_0}{A_s} \varepsilon_T(t) \quad (\text{III-12})$$

Ainsi la relation contrainte/déformation de l'échantillon est déterminée à partir des mesures des déformations des ondes réfléchie et transmise sur les barres.

III-4-3 Dispositif expérimental (version LPMM)

Le montage du dispositif expérimental, figure III-11, de l'essai de poinçonnement dynamique réalisé au LPMM est constitué :

- d'un canon à air comprimé et d'un tube dans lequel le projectile hémisphérique peut coulisser ;
- de la lumière L_1 , des trois photodiodes F et de deux compteurs de temps TC_1 et TC_2 ;
- de sources d'éclairage du projectile L_2 et L_3 ;
- d'un microscope lié à une photodiode, l'ensemble est appelé E ;
- d'un tube d'Hopkinson ;

- des jauges de résistances T_1 ;
- des amplificateurs A_1 et A_2 ;
- d'un oscilloscope DO, d'un micro-ordinateur PC et d'une table traçante R.

L'essai consiste à utiliser : .

-un projectile hémisphérique de longueur L_i et de masse m_i variables, figure III-12, accéléré par le canon à air comprimée. La vitesse d'impact est mesurée à l'aide d'une source de lumière L_1 qui traverse trois fibres optiques. Ces dernières sont focalisées par trois photodiodes F indépendantes. Les intervalles de temps t_{12} et t_{23} sont mesurés par les compteurs de temps TC_1 et TC_2 , ce qui rend possible la détermination de la vitesse moyenne du projectile juste avant l'impact ;

-un ensemble E constitué d'une photodiode collée sur l'objectif d'un microscope, cet ensemble sert à mesurer le signal du déplacement du projectile à partir du moment où ce dernier entre en contact avec l'éprouvette. Nous avons aussi collé des codes barres sur le projectile. En présence de la lumière, la photodiode émet un signal contenant des maxima (lorsqu'il s'agit d'un trait blanc des codes barres) et des minima (lorsqu'il s'agit d'un trait noir). Le signal ainsi détecté, est amplifié par l'amplificateur A_2 avant d'être visualisé sur l'oscilloscope DO, et stocké dans le micro-ordinateur PC ;

-un tube de 4 m de longueur, de diamètre extérieur $D_{ext}=50$ mm et de diamètre intérieur $D_{int}=30$ mm ; les jauges de résistance T_1 sont collées sur ce tube à une distance de $3D_{ext}$ par rapport à la position de l'échantillon, celui-ci est fixé sur un bouchon qui est monté sur le tube par filtage, figure III-13. Ces jauges servent à détecter le signal d'une force axiale $F(t)$ transmise par l'échantillon, celle-ci peut être déterminée comme une fonction du temps à partir d'une onde longitudinale transmise $\varepsilon_T(t)$. Le signal de l'onde transmise est amplifié par l'amplificateur A_1 avant d'être visualisé sur l'oscilloscope DO, et stocké dans le micro-ordinateur PC, voir figure III-11.

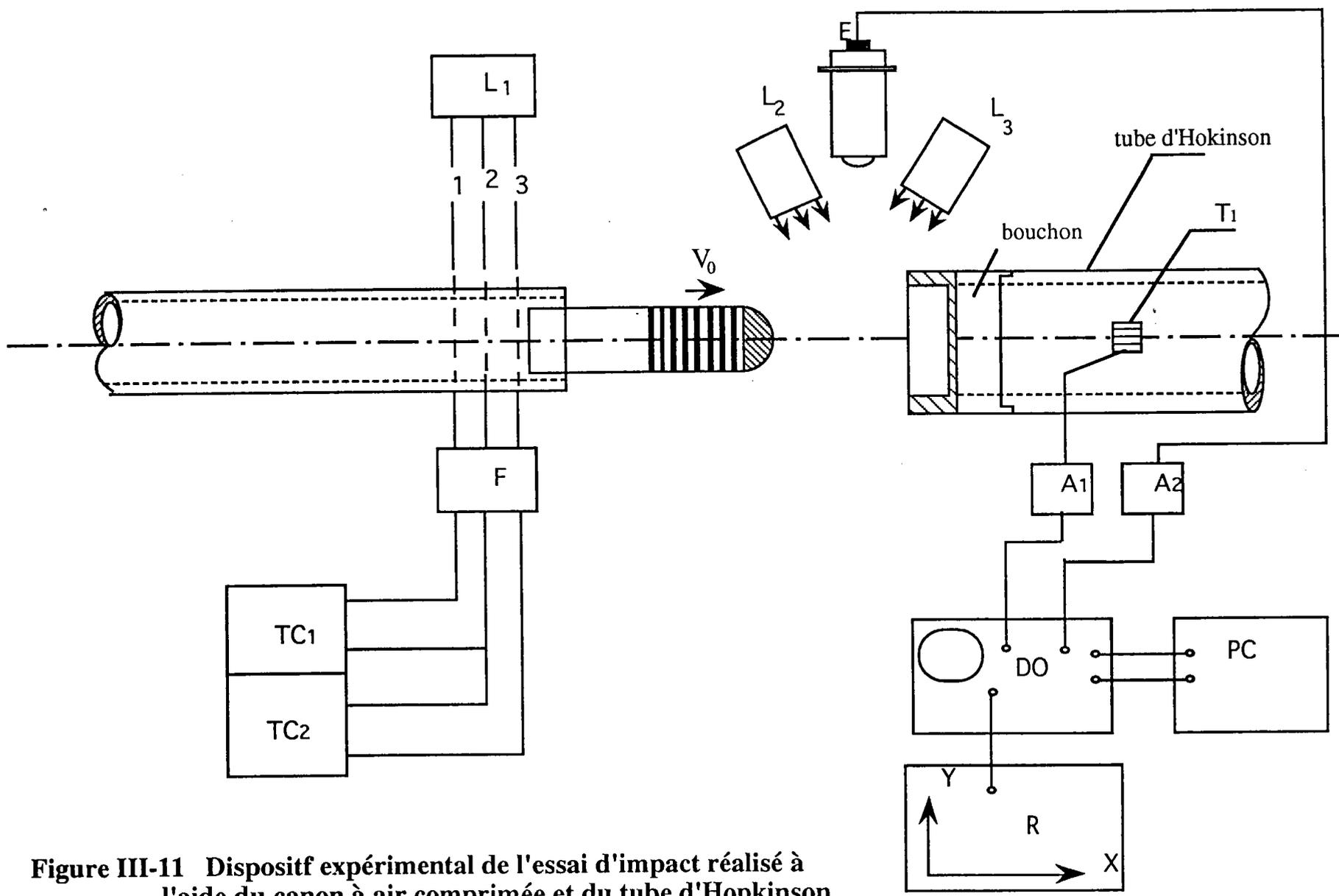


Figure III-11 Dispositif expérimental de l'essai d'impact réalisé à l'aide du canon à air comprimée et du tube d'Hopkinson

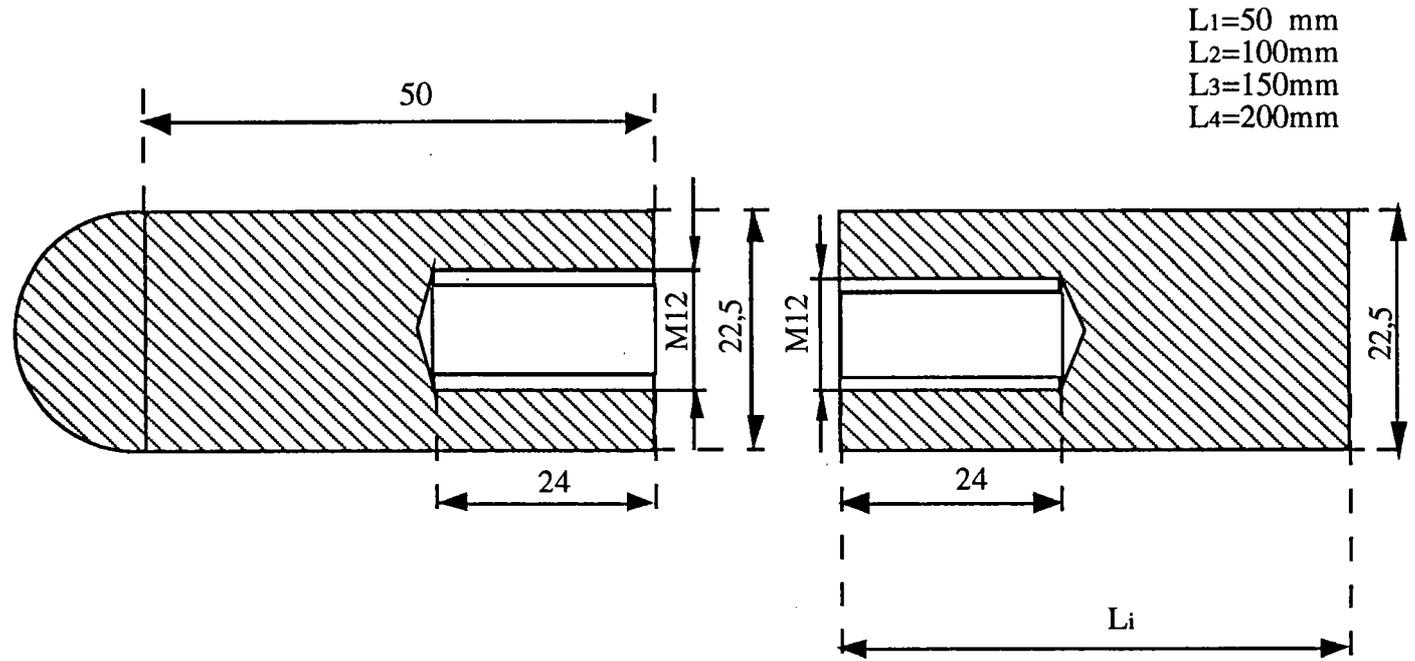


Figure III-12 représentation schématique du projectile hémisphérique.

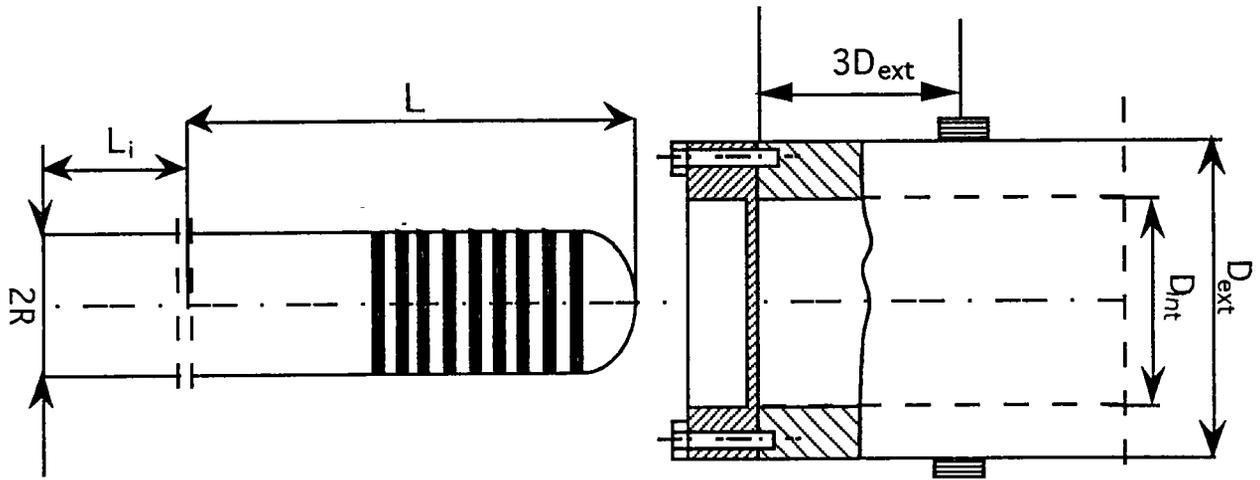


Figure III-13 Représentation schématique du montage du projectile, et de l'éprouvette sur le tube.

Les diamètres extérieur et intérieur du tube sont respectivement $D_{ext}=50$ mm et $D_{int}=30$ mm. Le projectile est composé de deux parties : la première à tête sphérique, de longueur $L=61,25$ mm et de diamètre $2R=22,5$ mm ; la deuxième de longueur L_i qui peut avoir l'une des valeurs suivantes : 50 mm, 100 mm, 150 mm ou 200 mm. L'énergie cinétique du projectile augmente avec sa masse et sa vitesse d'impact.

Il est possible de calculer l'enfoncement du projectile δ_{max} dans l'échantillon pour une vitesse V_0 donnée. Pour cela, nous utilisons le diagramme de Lagrange. Le temps maximal t_{max} mis par le projectile pour percer l'éprouvette d'une distance δ_{max} est donné par :

$$t_{max} = \frac{\delta_{max}}{V_0} \quad (\text{III-13})$$

Le temps mesuré (t_{mes}) est le temps nécessaire pour que l'onde transmise effectue le trajet aller-retour dans la portion du tube comprise entre les jauges de résistance et l'autre extrémité du tube. Les jauges sont placées à $3D_{ext}$ du bouchon où D_{ext} est le diamètre extérieur du tube, figure III-14. Dans ce cas t_{mes} est donné par :

$$t_{mes} = \frac{2(L - 3D_{ext} - L_b)}{C_0} \quad (\text{III-14})$$

où C_0 est la célérité des ondes élastiques dans le tube, L et L_b sont respectivement la longueur du tube et celle du bouchon. Le temps mesuré t_{mes} est supérieur au temps t_{max} . Pour que l'onde transmise par l'échantillon soit captée par les jauges, et qu'en même temps l'échantillon soit enfoncée par le projectile d'une distance δ_{max} , il faut que t_{mes} soit égal à t_{max} . Dans ce cas, en identifiant les équations (III-13) et (III-14), nous obtenons :

$$\frac{\delta_{max}}{V_0} = \frac{2(L - 3D_{ext} - L_b)}{C_0} \quad (III-15)$$

L'équation (III-15) nous donne l'enfoncement du projectile dans l'échantillon :

$$\delta_{max} = 2(L - 3D_{ext} - L_b) \frac{V_0}{C_0} \quad (III-16)$$

$L=61,25$ mm, $3D_{ext}=150$ mm, $L_b=10$ mm, $C_0=5$ mm/ μ s, il est possible de calculer l'enfoncement δ_{max} du projectile dans l'échantillon pour chaque vitesse V_0 :

si $V_0=1$ m/s alors $\delta_{max}=1,48$ mm,

si $V_0=10$ m/s alors $\delta_{max}=14,8$ mm,

si $V_0=100$ m/s alors $\delta_{max}=148$ mm.

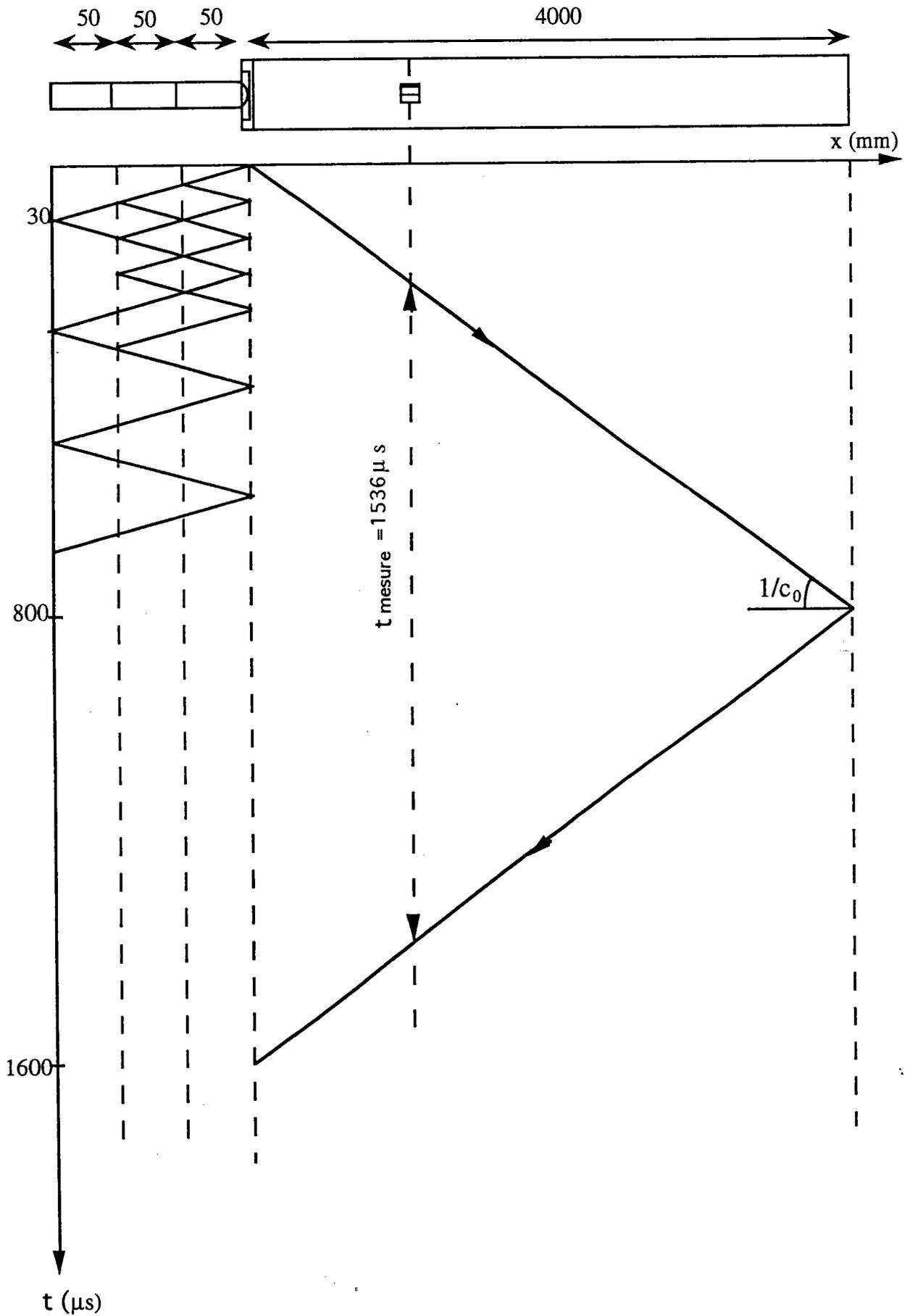


Figure III-14 Diagramme de Lagrange pour les tests dynamiques.

Le déplacement axial réel δ_s imposé par le projectile sur l'éprouvette s'exprime comme suit :

$$\delta_s(t) = \delta_A(t) - \delta_B(t) \quad (\text{III-17})$$

où $\delta_A(t)$ est le déplacement instantané axial de l'éprouvette, mesuré par l'ensemble E constitué du microscope et de la photodiode, et $\delta_B(t)$ le déplacement instantané du tube d'Hopkinson :

$$\delta_B(t) = C_0 \int_0^t \varepsilon_T(\tau) d\tau \quad (\text{III-18})$$

où $\varepsilon_T(t)$ est le signal transmis dans le tube d'Hopkinson, mesuré par les jauges de résistance placées sur le tube à $3D_{\text{ext}}$ du bouchon, et sur lequel est fixé l'éprouvette par huit vis.

L'équation (III-17) devient :

$$\delta_s(t) = \delta_A(t) - C_0 \int_0^t \varepsilon_T(\tau) d\tau \quad (\text{III-19})$$

La force transmise dans le tube est suffisante pour trouver la force axiale transmise par l'échantillon, nous pouvons alors écrire :

$$F(t) = EA_T \varepsilon_T(t) \quad (\text{III-20})$$

E son module d'Young, A_T est la section du tube donnée par :

$$A_T = \frac{\pi}{4} (D_{\text{ext}}^2 - D_{\text{int}}^2) \quad (\text{III-21})$$

La force dans le tube est donc proportionnelle à l'onde transmise $\varepsilon_T(t)$:

$$F(t) = \frac{\pi}{4} E (D_{\text{ext}}^2 - D_{\text{int}}^2) \varepsilon_T(t) \quad (\text{III-22})$$

III-4-4 Caractérisation et description de l'essai dynamique

Le processus de pénétration à grande vitesse est un problème mécanique très compliqué. Les matériaux sont instantanément largement déformés et endommagés. Les temps de chargement n'excèdent pas en général quelques millisecondes ; ils peuvent même être de l'ordre de la microseconde. Il s'ensuit des processus thermo-mécaniques qui ne sont plus isothermes mais adiabatiques. Dans ce cas, l'énergie mécanique, qui est essentiellement une énergie de déformation plastique se trouve convertie en chaleur. Par suite, il y a augmentation de la température, le couplage thermo-mécanique est important, et il est très difficile de mesurer directement les paramètres d'état locaux (température, contrainte, déformation).

Nous avons d'abord effectué des essais quasi-statiques, puis nous sommes passés ensuite à des essais à moyenne vitesse au cours desquels les effets d'inertie sont en général négligeables, pour enfin terminer par des essais dynamiques. Ces derniers ont été réalisés par impact sur éprouvette circulaire pour deux vitesses : la première, de l'ordre de 17 m/s, la masse du projectile étant $m_p=477,08\text{g}$ et la deuxième de l'ordre de 73 m/s pour $m_p=171,65\text{g}$; les vitesses de déformation correspondantes étant de l'ordre de 765 s^{-1} et $4,4.10^3\text{ s}^{-1}$.

Les échantillons utilisés ont été lubrifiés avec du graphite sur lequel nous avons mis le ruban du teflon. Ceci pour vérifier si les forces de frottement ont une influence sur l'énergie de déformation de l'éprouvette. Nous avons testé dix huit éprouvettes à deux vitesses différentes comme indiquées précédemment avec et sans lubrifiant. Les résultats expérimentaux typiques (voir annexes) : force-temps et déplacement-temps, comme montrés dans la figure III-15, seront traités et analysés dans le chapitre IV afin de montrer l'influence de la vitesse sur la force critique, l'énergie critique et l'énergie de perforation.

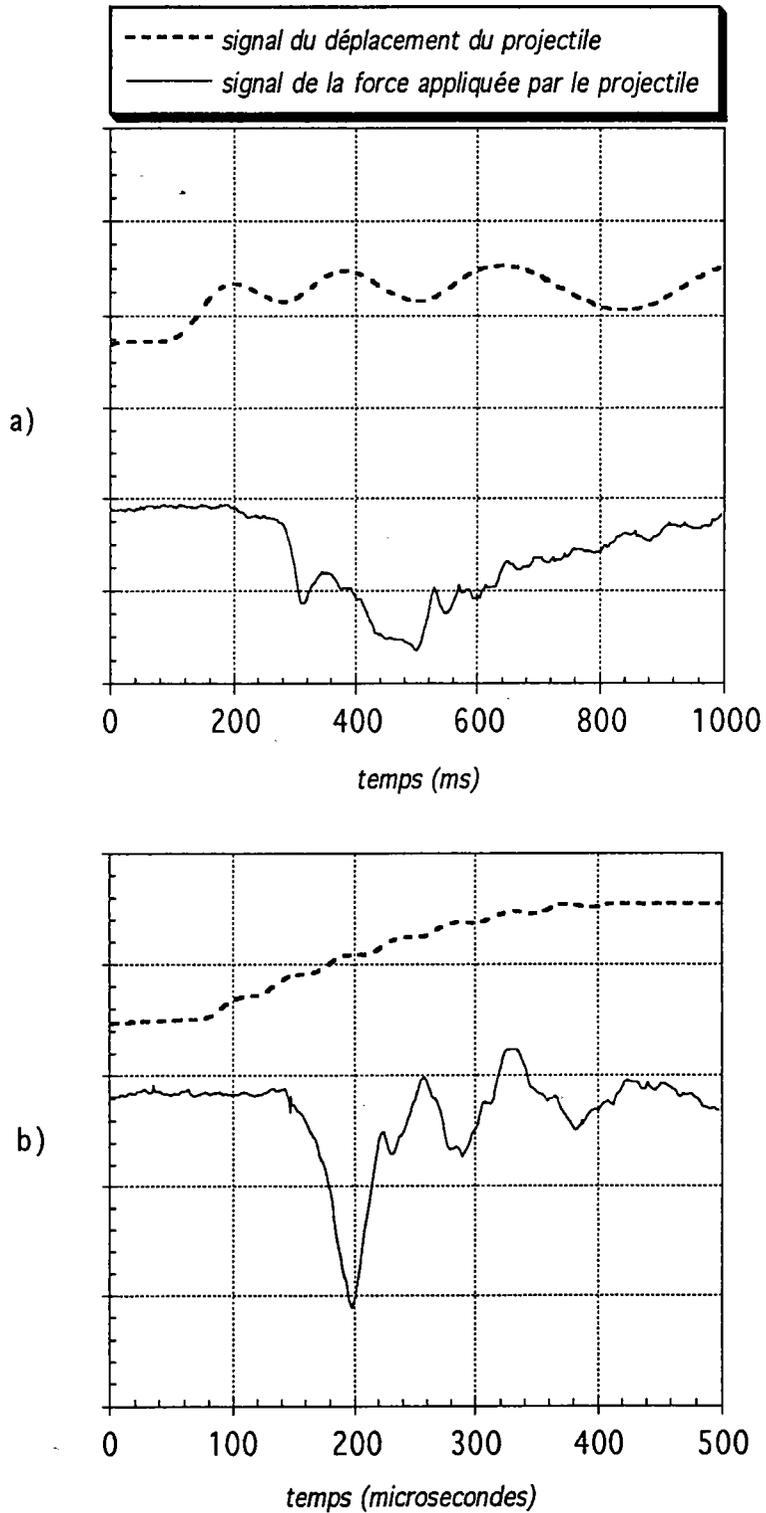


Figure III-15 Évolution du signal du déplacement du projectile et de celui de sa force à deux vitesses :

a) $v_3=17\text{m/s}$,

b) $v_4=73\text{m/s}$.

CHAPITRE IV

**ANALYSE DES RÉSULTATS
EXPÉRIMENTAUX**

CHAPITRE IV ANALYSE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

IV-1 INTRODUCTION.....	103
IV-2 ANALYSE DES RÉSULTATS QUASI-STATIQUES.....	103
IV-2-1 Effet de la vitesse quasi-statique sur l'effort appliqué et l'énergie absorbée.....	103
IV-2-2 Effet du frottement sur l'énergie absorbée.....	111
IV-2-3 Détermination de la vitesse minimale d'impact.....	113
IV-2-4 Discussion des résultats quasi-statiques.....	114
IV-3 ANALYSE DES RÉSULTATS DYNAMIQUES.....	115
IV-3-1 Effet de la vitesse d'impact sur l'effort appliqué et l'énergie absorbée.....	115
IV-3-2 Comparaison entre le comportement quasi-statique et le comportement dynamique de l'acier XC18.....	126
IV-3-3 Calcul de l'épaisseur moyenne après perforation.....	127
IV-3-4 Sensibilité à la vitesse.....	131
IV-3-5 Effet de la vitesse sur le déplacement critique, l'énergie critique et l'énergie de perforation.....	133
IV-3-6 Discussion des résultats dynamiques.....	136
IV-4 CONCLUSION.....	137

IV-1 INTRODUCTION

Les tests de perforation des tôles minces d'acier doux par un projectile a fait l'objet de plusieurs recherches, /82,83,84,85/. L'objectif est d'étudier leur comportement à grandes vitesses de déformation (supérieures à 10^3 s⁻¹) et de déterminer leur énergie de perforation absorbée. Nos essais quasi-statiques et dynamiques ont été réalisés sur l'acier XC18 à quatre vitesses différentes. Nous allons déterminer à partir des résultats expérimentaux, l'énergie critique (c'est l'énergie de déformation de l'éprouvette qui correspond à la force maximale), et l'énergie de perforation (c'est l'énergie absorbée nécessaire pour perforer l'éprouvette). L'influence de la vitesse du poinçon sur l'effort appliqué et l'énergie absorbée pendant le processus est déterminée. Ainsi les mécanismes d'endommagement peuvent être observés. Nous allons ensuite faire une comparaison entre le comportement quasi-statique et dynamique de cet acier soumis à un chargement équi-biaxial. Les conditions de passage du régime isotherme au régime adiabatique vont être discutées.

IV-2 ANALYSE DES RÉSULTATS QUASI-STATIQUES

IV-2-1 Effet de la vitesse quasi-statique sur l'effort appliqué et l'énergie absorbée

Les essais quasi-statiques ont été réalisés à deux vitesses $v_1=0,019$ mm/s et $v_2=1,19$ m/s. Pour chaque vitesse, nous avons essayé des éprouvettes lubrifiées avec du graphite et du teflon, et des éprouvettes non lubrifiées. A la vitesse v_1 , les essais ont été arrêtés au moment où apparut la première amorce de rupture. En revanche, à la vitesse v_2 , nous avons continué nos essais jusqu'à perforation des éprouvettes. Après élimination de la partie qui correspond à la rigidité du système de chargement, nous obtenons les courbes de déplacement δ du poinçon en fonction du temps, et la force appliquée F par le poinçon en fonction du temps, aussi bien à la vitesse v_1 qu'à la vitesse v_2 , figures IV-1 et IV-2.

A partir des courbes déplacement-temps et force-temps, nous pouvons déduire les variations de la force F appliquée par le poinçon en fonction de son déplacement δ , en éliminant le temps, figure IV-3.

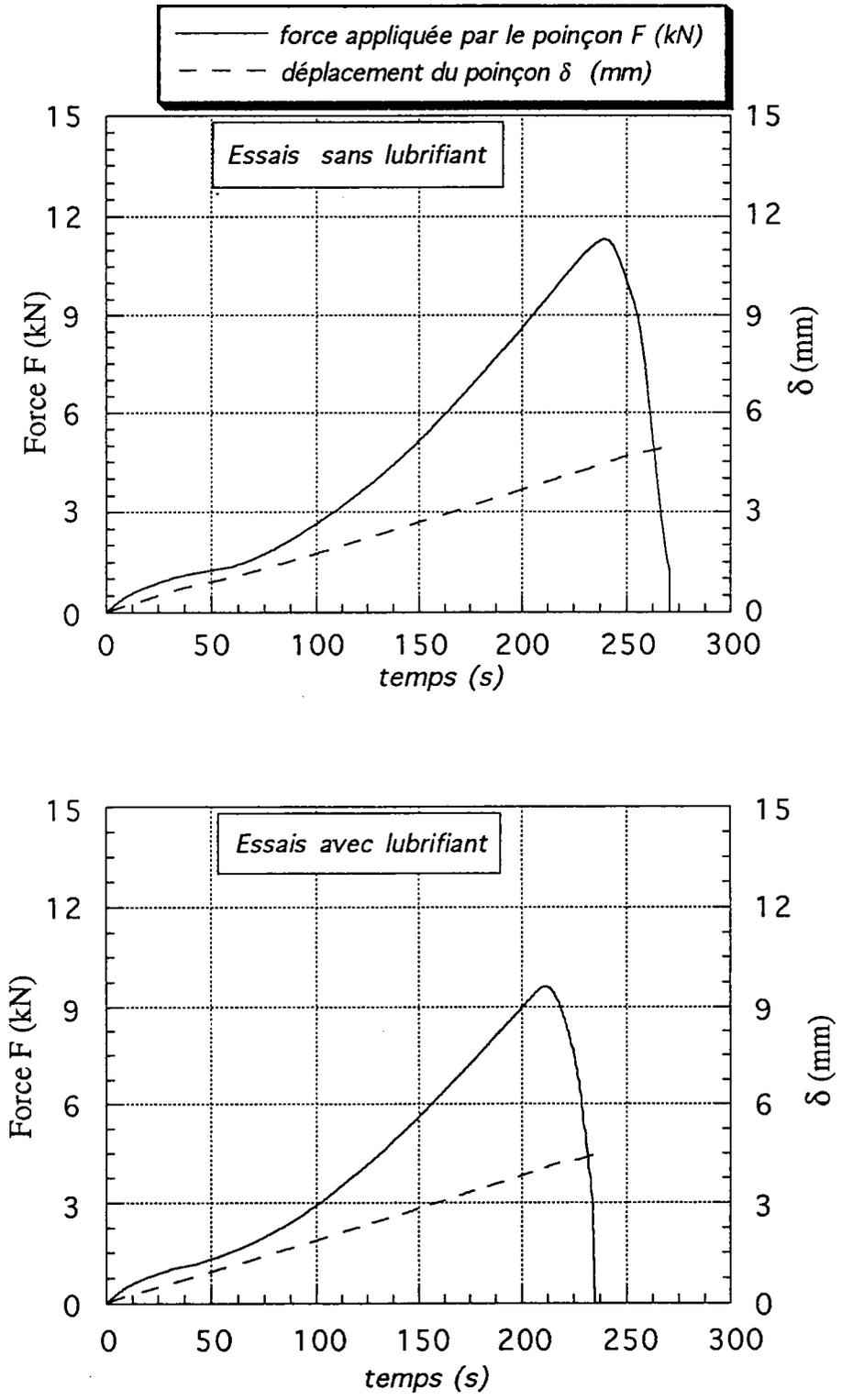


Figure IV-1 Evolution de la force appliquée par le poinçon et de son déplacement au cours du temps, à la vitesse v_1 .

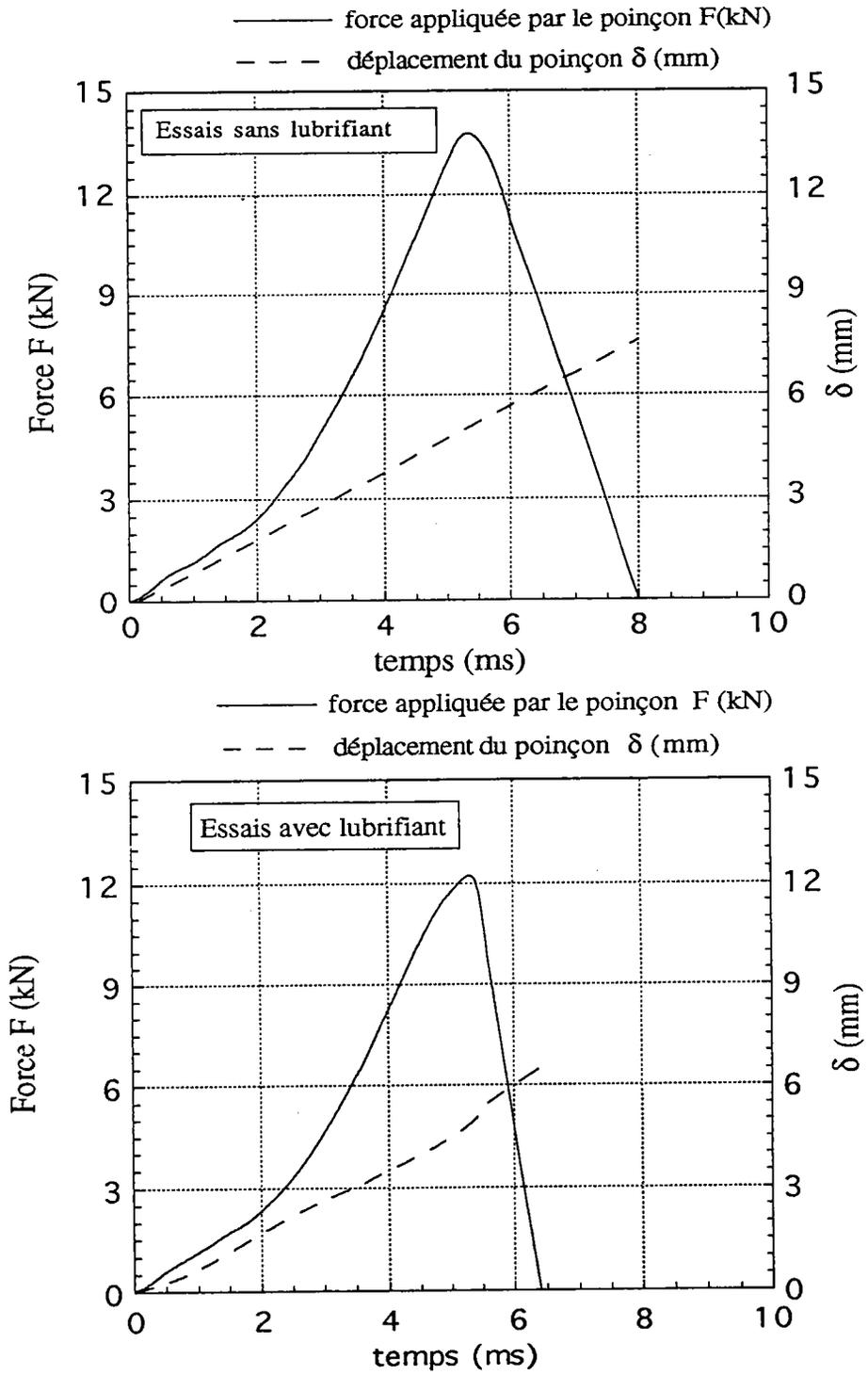


Figure IV-2 Evolution de la force appliquée par le poinçon et de son déplacement au cours du temps, à la vitesse v_2 .

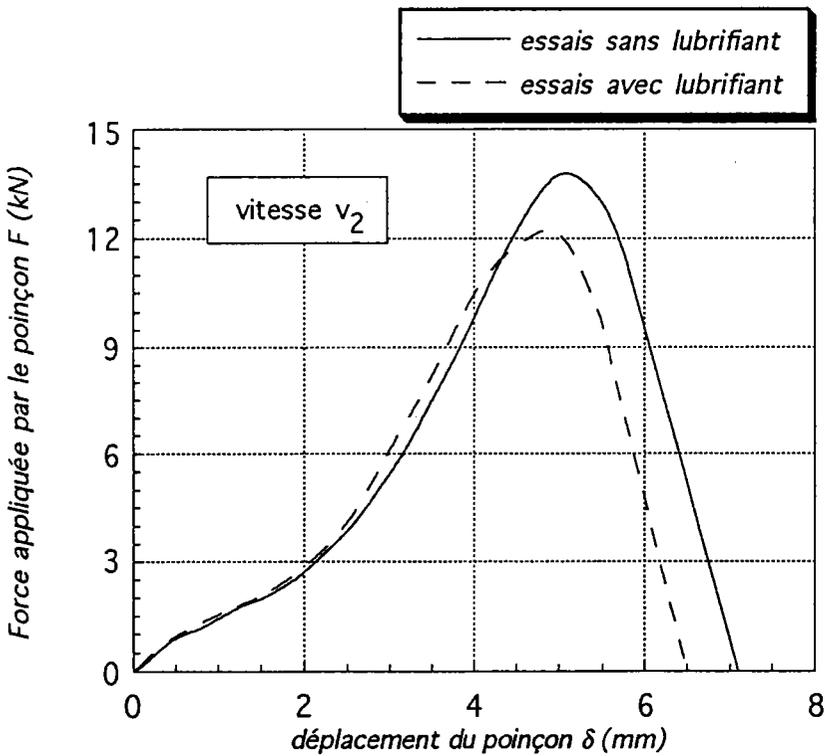
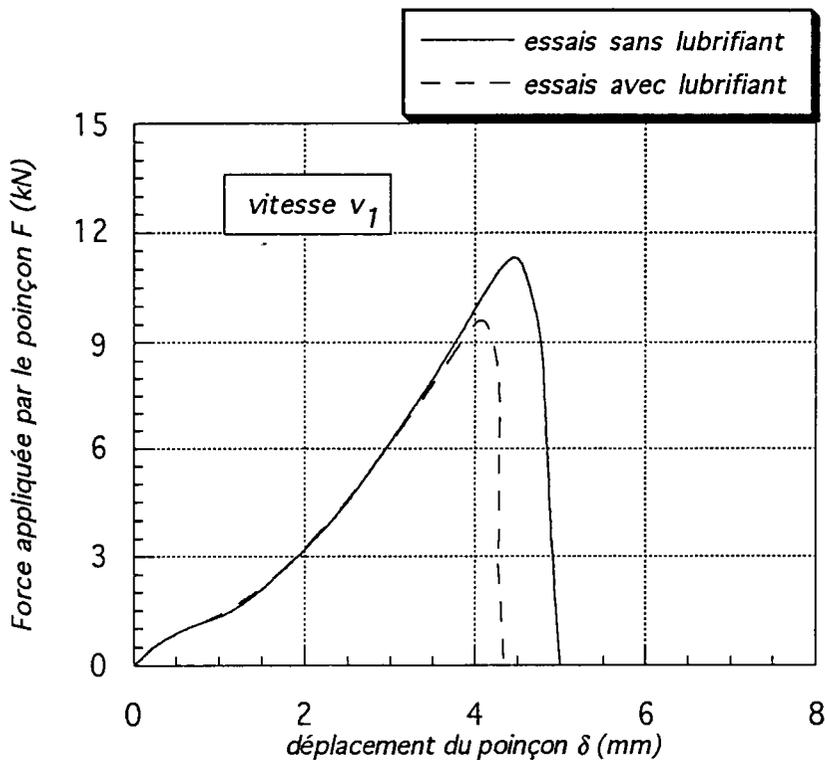


Figure IV-3 Evolution de la force appliquée par le poinçon en fonction de son déplacement à deux vitesses :

$v_1=0,019$ mm/s;

$v_2=1,19$ m/s.

Dans la figure IV-3 (vitesse v_2), nous remarquons qu'il existe deux régions : dans la première, l'échantillon se gonfle sous l'effet de la pénétration du poinçon jusqu'à l'obtention d'un point maximum (δ_{max} , F_{max}) qui correspond à l'initiation de la rupture; dans la deuxième région, après l'atteinte de la force maximale, il y a relaxation et la force diminue pour s'annuler à la fin du stade.

La figure IV-4 montre l'influence de la vitesse sur l'effort appliqué par le poinçon. Lorsque la vitesse du poinçon augmente la force appliquée sur l'éprouvette augmente aussi. Cette constatation permet une estimation de la sensibilité à la vitesse définie par :

$$m = \left(\frac{\partial \log F_{max}}{\partial \log v} \right) \quad (IV-1)$$

Connaissant les forces maximales des éprouvettes lubrifiées et non lubrifiées à chaque vitesse v_1 et v_2 , nous pouvons alors estimer la valeur de m :

$$m = \frac{\log(F_2/F_1)_{max}}{\log(v_2/v_1)} \quad (IV-2)$$

Pour cela nous calculons d'abord le rapport r défini par :

$$r = \left(\frac{F_2}{F_1} \right)_{max} \quad (IV-3)$$

Nous dressons le tableau IV-1 qui donne les valeurs de r et m

	v_1	v_2	r	m
sans lubrifiant	0.019 mm/s	1.19 m/s	1.217	0.01778
avec lubrifiant	0.019 mm/s	1.19 m/s	1.267	0.02143

Tableau IV-1

Les valeurs de m estimées pour des éprouvettes lubrifiées et non lubrifiées (acier XC18) dans notre cas, sont comparables à celle trouvée par Zeghib et Klepaczko, /56,69/, dans le cas de traction simple pour le même acier, à température ambiante, $m=0,0249$.

Pour mettre en évidence l'effet de la vitesse sur la capacité d'énergie absorbée par l'échantillon, nous calculons numériquement l'énergie de déformation à chaque vitesse v_1 et v_2 , aussi bien pour des éprouvettes lubrifiées que celles non lubrifiées, à savoir l'aire sous la courbe force-déplacement :

$$W(\delta) = \int F(\delta) d\delta \quad (IV-4)$$

La figure IV-5 montre que l'augmentation de la vitesse du poinçon conduit à une augmentation de l'énergie de déformation de l'éprouvette.

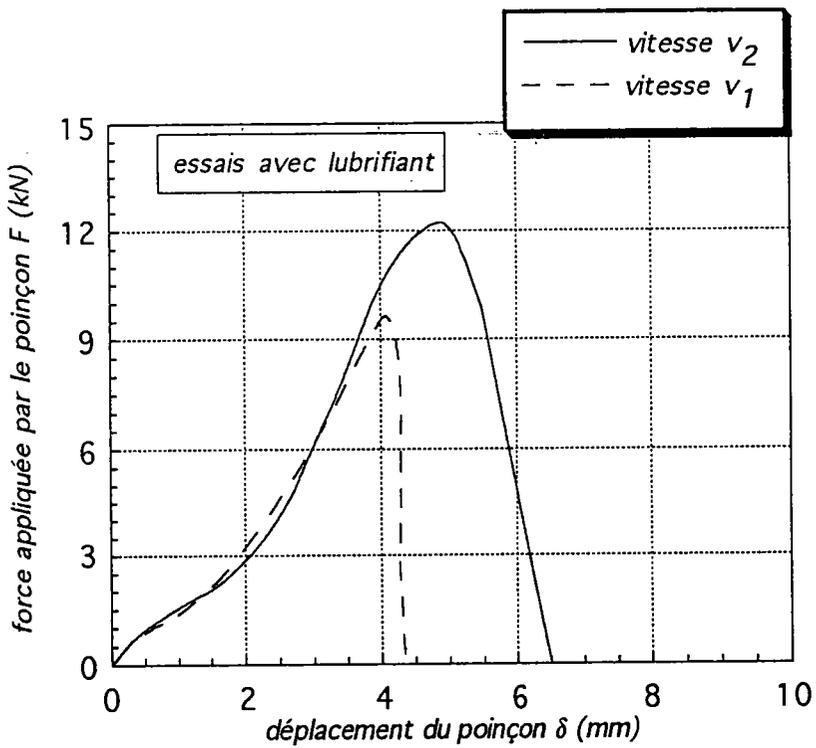
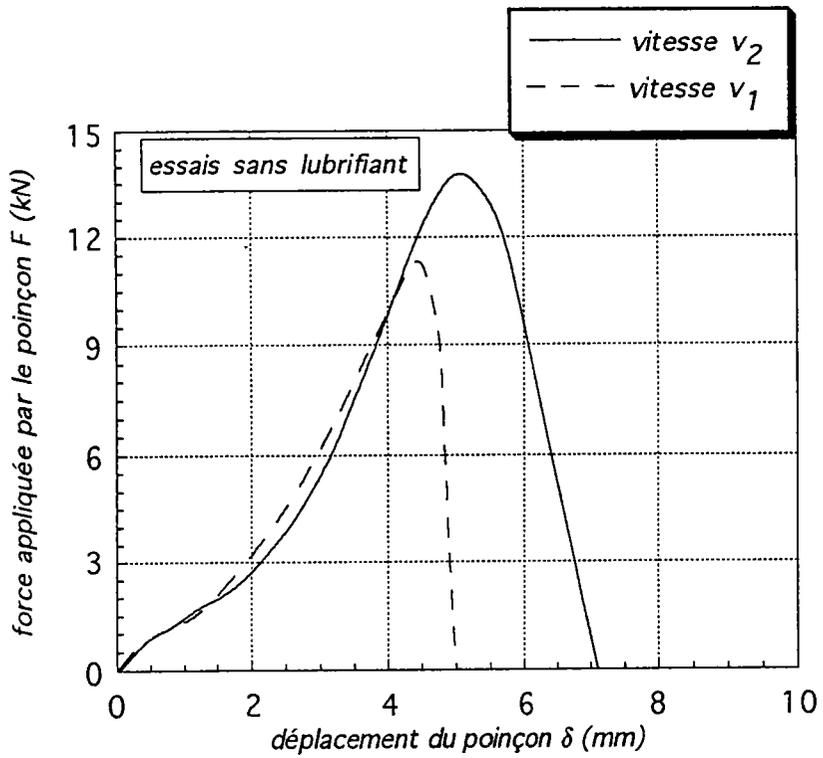


Figure IV-4 Effet de la vitesse sur la force appliquée par le poinçon sur des éprouvettes lubrifiées et non lubrifiées.

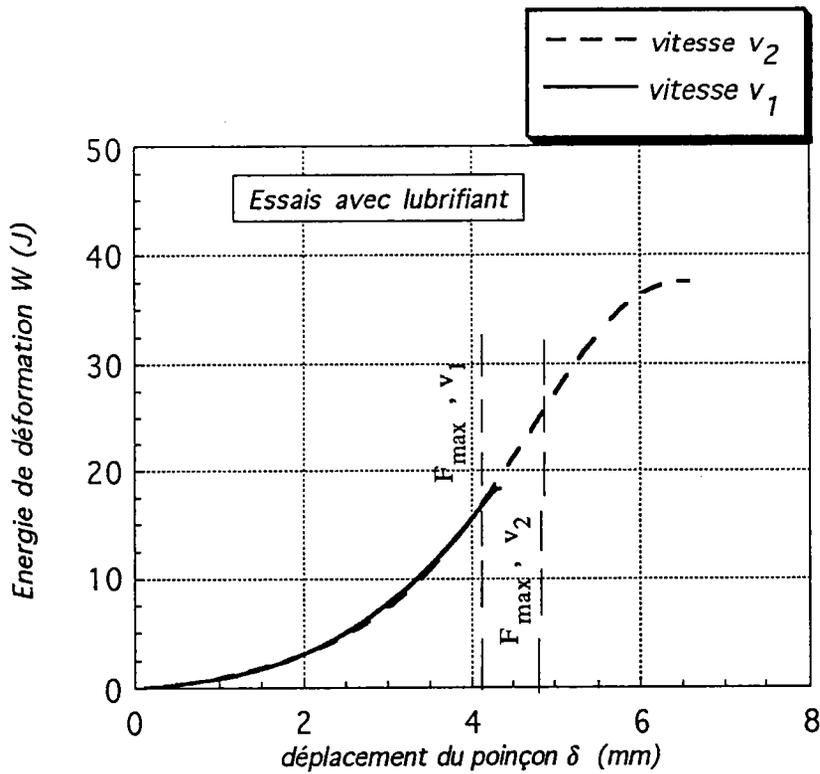
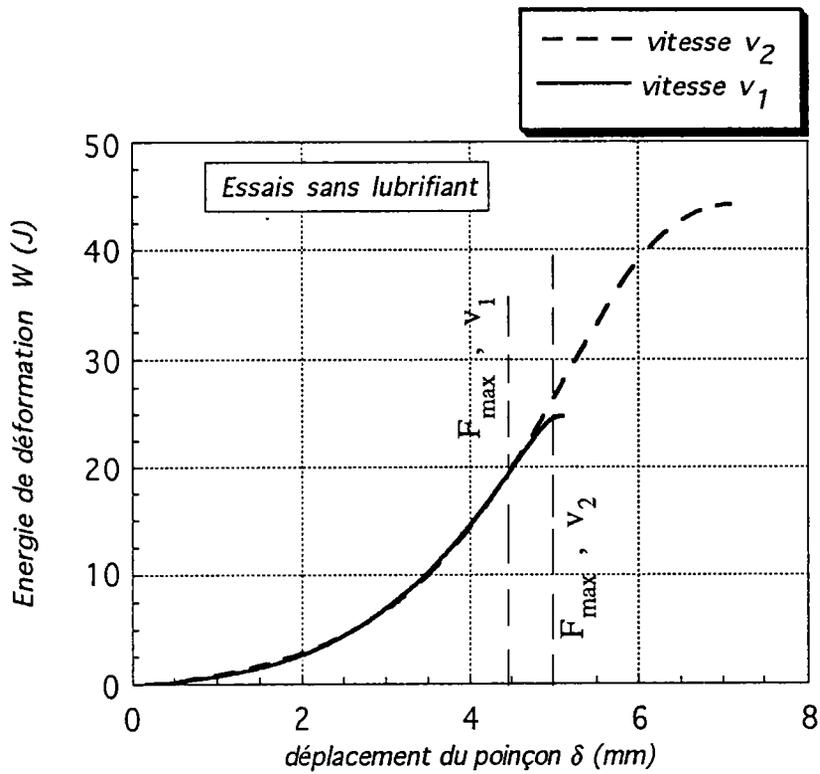


Figure IV-5 Influence de la vitesse du poinçon sur l'énergie absorbée par des éprouvettes lubrifiées et non lubrifiées.

IV-2-2 Effet du frottement sur l'énergie absorbée

Dans les essais du poinçonnement, il existe toujours des frottements. Le glissement est d'autant plus faible que le frottement entre le poinçon et l'éprouvette est plus élevé. Dans de telles situations, l'énergie absorbée par des éprouvettes non lubrifiées est plus élevée que celle absorbée par des éprouvettes lubrifiées, aussi bien à la vitesse v_1 qu'à la vitesse v_2 , figure IV-6. Pour évaluer l'énergie dissipée par les forces de frottement, nous calculons numériquement l'énergie critique des éprouvettes lubrifiées et non lubrifiées, à chaque vitesse v_1 et v_2 , par la formule suivante :

$$W_{\delta_{max}} = \int_0^{\delta_{max}} F(\delta) d\delta \quad (\text{IV-5})$$

δ_{max} est le déplacement critique correspondant à la force maximale F_{max} . La différence entre l'énergie critique d'une éprouvette non lubrifiée $W_{1critique}$ et celle d'une autre lubrifiée $W_{2critique}$ à la même vitesse, donne bien l'énergie absorbée par les frottements $\Delta W = W_{1critique} - W_{2critique}$. Les valeurs de cette énergie ΔW à chaque vitesse v_1 et v_2 sont données dans le tableau IV-2.

Vitesse	W_{1crit} (J) (sans teflon)	W_{2crit} (J) (avec teflon)	ΔW (J)
$v_1=0,019$ mm/s	20.519	16.24	4.279
$v_2=1,19$ m/s	27.355	25.7	1.655

Tableau IV-2

Lorsque la vitesse du poinçon augmente, l'énergie critique (qui correspond à la force critique) augmente aussi bien pour des éprouvettes lubrifiées que des éprouvettes non lubrifiées. Par contre l'énergie dissipée par les frottements diminue avec la vitesse. En effet, nous constatons d'après le tableau IV-1 que cette énergie a diminué de 4.279 J à 1.655 J quand la vitesse a augmenté de 0.019 mm/s à 1.19 m/s.

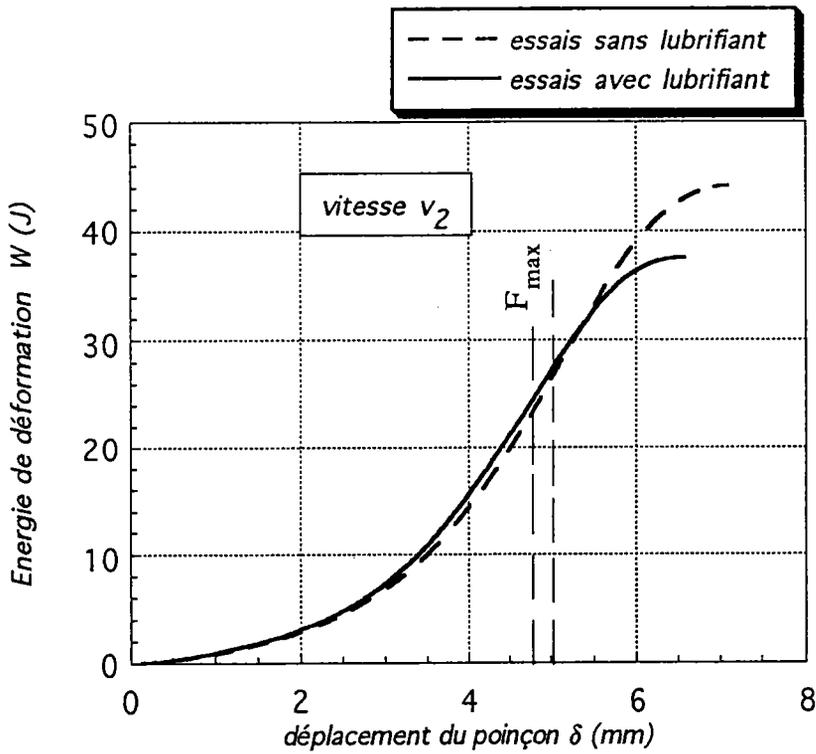
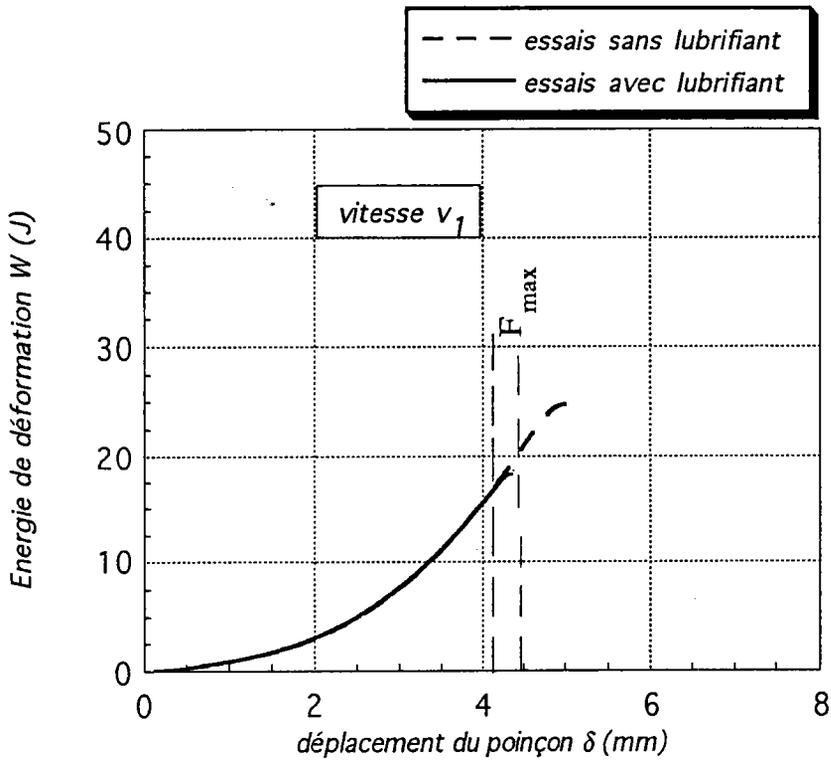


Figure IV-6 Effet du frottement sur l'énergie absorbée par des éprouvettes lubrifiées et non lubrifiées.

IV-2-3 Détermination de la vitesse minimale d'impact

Une attention considérable a été donnée récemment aux tests de perforation dans le but d'estimer l'énergie absorbée par des tôles minces. L'un des objectifs de nos essais du poinçonnement quasi-statique est de déterminer la vitesse minimale d'impact. Pour cela, il faut calculer d'abord l'énergie de perforation de l'éprouvette à la vitesse v_2 . Une solution approximative pour ce problème est basée sur l'hypothèse de transformation d'une partie de l'énergie cinétique du projectile sous forme d'énergie absorbée par l'éprouvette. Cette supposition est valide uniquement dans le cas où la masse du projectile est plus grande que celle de l'éprouvette d'essai. L'énergie de perforation est déterminée à partir de l'intégration de la courbe force-déplacement. Dans ce cas, nous pouvons écrire :

$$\Delta E_c = \int_0^{\delta_p} F(\delta)_v d\delta \quad (\text{IV-6})$$

ou tout simplement :

$$\int_0^{\delta_p} F(\delta)_v d\delta = \frac{1}{2} m_p v_{min}^2 \quad (\text{IV-7})$$

où ΔE_c est la variation de l'énergie cinétique du projectile, m_p est sa masse, F et δ_p sont respectivement sa force appliquée et son déplacement de perforation.

A partir de l'équation (IV-7), nous pouvons déduire la vitesse minimale du projectile :

$$v_{min} = \left[\frac{2}{m_p} \int_0^{\delta_p} F(\delta)_v d\delta \right]^{1/2} \quad (\text{IV-8})$$

La vitesse minimale du projectile est donnée dans le tableau IV-3.

Pour une éprouvette non lubrifiée l'énergie de perforation est $W_{\delta p}=44,145$ J.

Pour une éprouvette lubrifiée l'énergie de perforation est $W_{\delta p}=37,494$ J.

Longueur du projectile (mm)		61.25	111.25	161.25	211.25	261.25
Masse du projectile (g)		175.5	330.58	483.98	636.1	785
vitesse minimale du projectile (m/s)	sans teflon	22.43	16.48	13.51	11.88	10.69
	avec teflon	20.67	15.06	12.45	10.86	9.77

Tableau IV-3 Evolution de la vitesse minimale d'impact du projectile en fonction de sa masse et de sa longueur.

IV-2-4 Discussion des résultats quasi-statiques

Sous le chargement quasi-statique, la réponse des éprouvettes circulaires minces dépend de la vitesse du poinçon hémisphérique. Les courbes force-déplacement aux vitesses v_1 et v_2 sont similaires uniquement dans le domaine des déplacements inférieurs à δ_{max} (voir figure IV-4). La force critique augmente avec la vitesse.

Les courbes force-déplacement avec et sans lubrifiant sont similaires, figure IV-3, excepté que l'une (sans lubrifiant) a une force critique plus élevée que l'autre (avec lubrifiant).

Le déplacement critique du poinçon augmente avec sa vitesse, cette augmentation est due au fait que l'acier XC18 est sensible à la vitesse.

L'énergie critique absorbée par l'éprouvette augmente avec la vitesse du poinçon.

Le tableau IV-2 montre que l'énergie dissipée par le frottement diminue avec la vitesse du poinçon, le lubrifiant utilisé est du graphite avec un ruban de teflon.

Le calcul de l'énergie de perforation à la vitesse v_2 a permis d'estimer la vitesse minimale d'impact nécessaire pour perforer les éprouvettes dans le

cas dynamique. Cette vitesse minimale est de l'ordre de 14 m/s pour un projectile de masse 484 g.

IV-3 ANALYSE DES RÉSULTATS DYNAMIQUES

IV-3-1 Effet de la vitesse d'impact sur l'effort appliqué et l'énergie absorbée

Les essais du poinçonnement dynamiques ont été réalisés à deux vitesses $v_3=17$ m/s et $v_4=73$ m/s. L'impact atteint le centre de l'éprouvette dans la direction normale à son plan. Pour la vitesse v_3 , les résultats expérimentaux du signal de la force appliquée par le projectile $F=F(t)$, et de celui de son déplacement $V=V(t)$ sont donnés dans la figure IV-7.

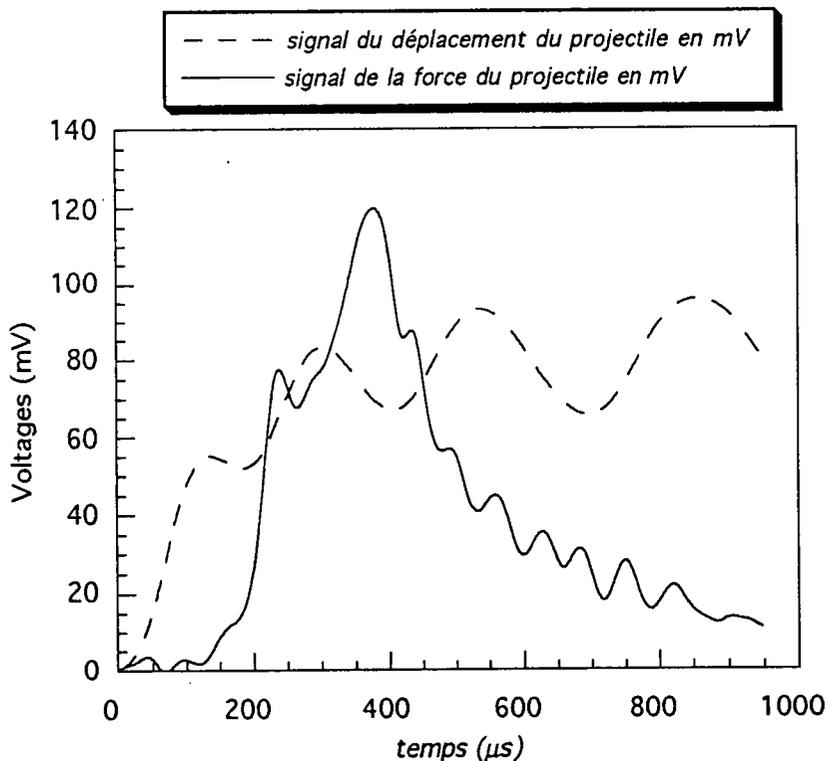


Figure IV-7 Évolution du signal de la force appliquée par le projectile et de celui du déplacement au cours du temps à la vitesse v_3 .

A signaler que dans le cas des essais du poinçonnement dynamiques nous avons développé une technique pour mesurer le déplacement du projectile lorsqu'il entre en contact avec l'éprouvette. Pour cela, nous avons collé une photodiode sur l'objectif d'un microscope, et les codes barres sur le projectile. En présence de la lumière, la photodiode émet un signal contenant des maxima (lorsqu'il s'agit d'un trait blanc) et des minima (lorsqu'il s'agit d'un trait noir). Pour plus de détails, voir le paragraphe III-4-3 du chapitre III.

Pour corriger le signal $V(t)$, nous avons d'abord calculé numériquement sa moyenne $\bar{V}(t)$ par la formule :

$$\bar{V}(t) = \frac{V(t - \Delta t) + 2V(t) + V(t + \Delta t)}{4} \quad (\text{IV-9})$$

où Δt est le pas du temps exprimé en μs .

Ensuite, nous avons calculé la fonction $V_{\text{corrigé}}(t) = V(t) - \bar{V}(t)$ montrée dans la figure IV-8-a. Cette fonction est successivement positive et négative. Elle possède des maxima et des minima. Les points maxima correspondent aux traits blancs des codes barres et les points minima aux traits noirs. La longueur entre deux traits successifs blancs ou noirs est $\lambda = 1,5 \text{ mm}$. Nous reportons ces points dans la figure IV-8-b, puisque la largeur d'un trait blanc ou d'un trait noir est $\lambda/2 = 0,75 \text{ mm}$.

La figure IV-8-b montre que la fonction $\delta = \delta(t)$ a une forme polynomiale :

$$\delta(t) = a + bt + ct^2$$

où $a = -0,028$, $b = 0,0214$ et $c = -1,38 \cdot 10^{-5}$.

Ainsi pour la vitesse v_3 , le déplacement du projectile est le même pour une éprouvette lubrifiée et non lubrifiée.

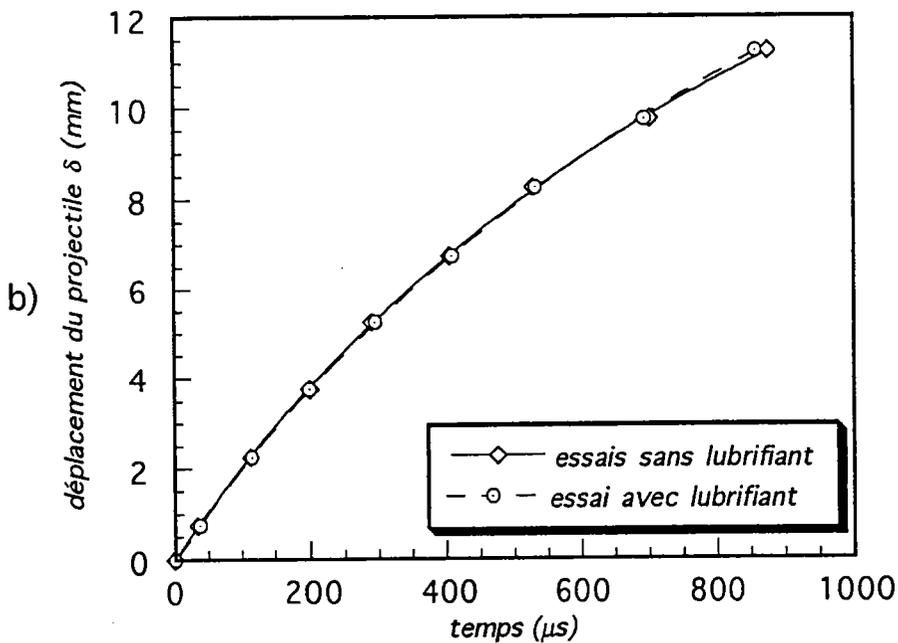
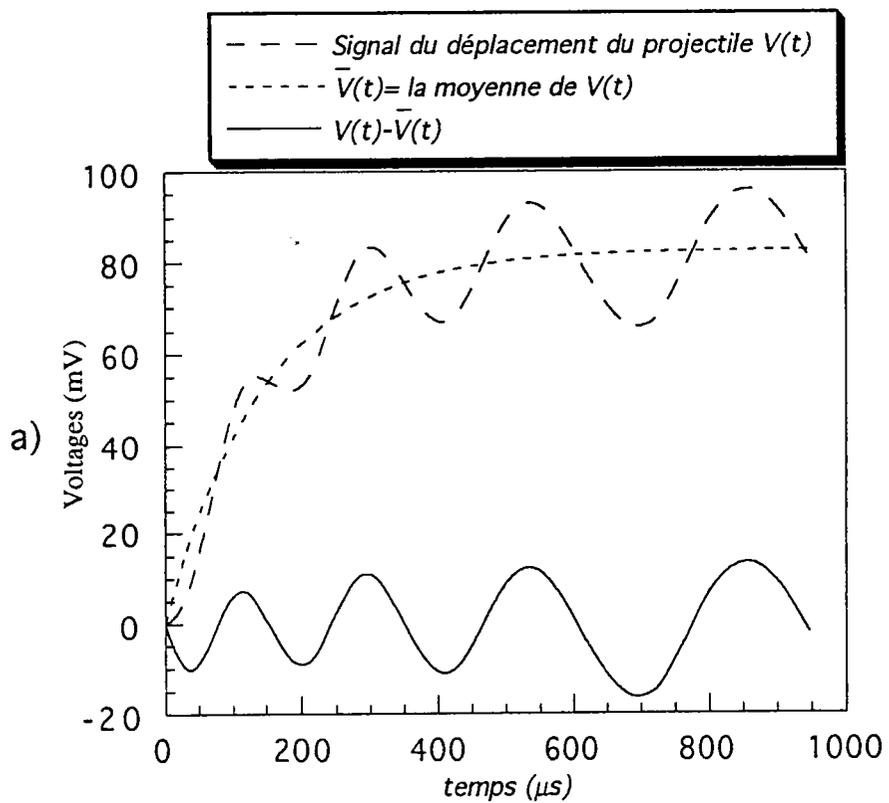


Figure IV-8 a)Évolution du signal de déplacement du projectile au cours du temps;
 b)Evolution du déplacement du projectile en fonction du temps, à la vitesse v_3 .

La figure IV-8-b donne alors le déplacement du projectile à partir du moment où il entre en contact avec l'éprouvette, à la vitesse v_3 . Nous déterminons numériquement les variations de sa vitesse de pénétration au cours du temps, figure IV-9.

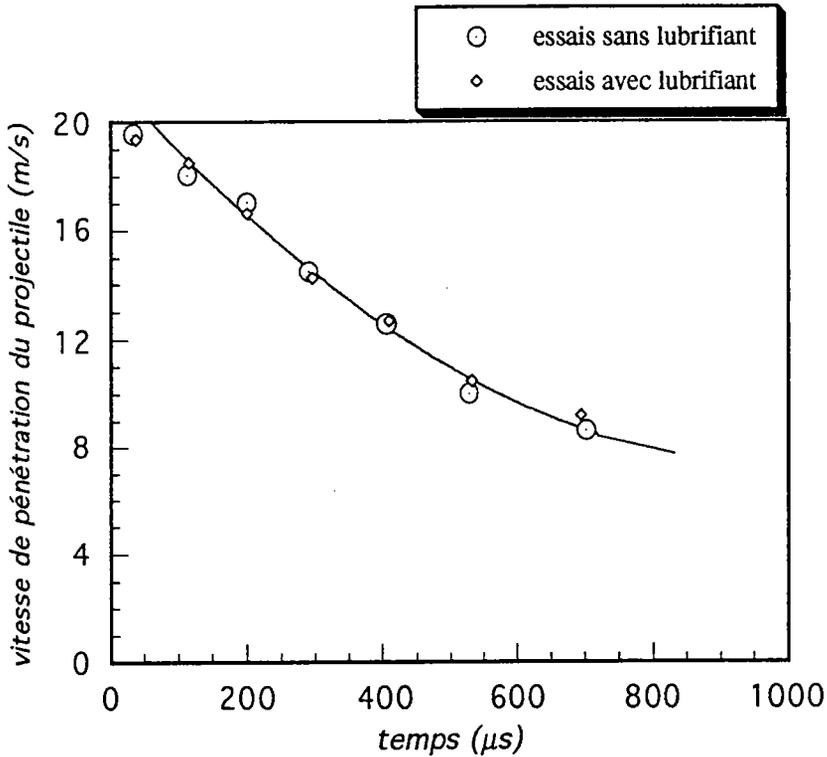


Figure IV-9 La vitesse de pénétration du projectile dans l'échantillon, à la vitesse v_3 .

Après avoir éliminé la partie correspondante au décalage du temps (de l'ordre de $120 \mu s$) entre le signal de la force et celui du déplacement, nous avons obtenu les variations de la force et du déplacement en fonction du temps, à la vitesse v_3 . Pour obtenir les variations de la force appliquée par le projectile en fonction de son déplacement, il suffit d'éliminer le temps. Nous obtenons alors la courbe force-déplacement donnée dans la figure IV-10. L'estimation de l'énergie critique $W_{\delta_{max}}$ et de l'énergie de perforation W_{δ_p} est obtenue par simple intégration :

$$\left. \begin{aligned} W_{\delta_{max}} &= \int_0^{\delta_{max}} F(\delta) d\delta \\ W_{\delta_p} &= \int_0^{\delta_p} F(\delta) d\delta \end{aligned} \right\} \quad \text{(IV-10)}$$

où δ_{max} est la pénétration du projectile dans l'échantillon, qui correspond à la force maximale et δ_p est celle associée à la perforation.

La figure IV-11 montre les variations de l'énergie de déformation des éprouvettes lubrifiées et non lubrifiées, à la vitesse v_3 . A souligner que l'énergie critique est quasiment identique pour des éprouvettes lubrifiées et non lubrifiées. Il est en de même pour l'énergie de perforation. Cela est dû au fait que le ruban du teflon est détruit pendant l'impact.

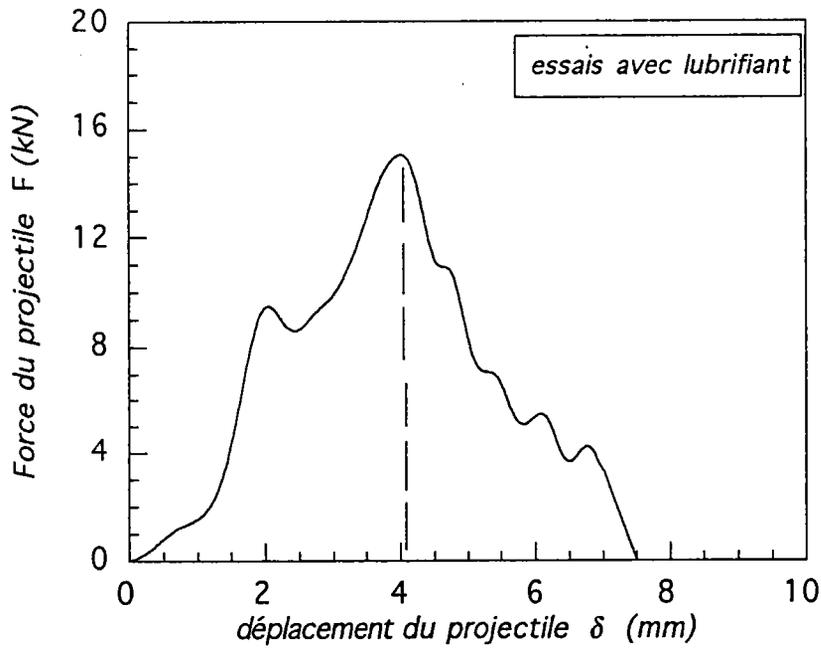
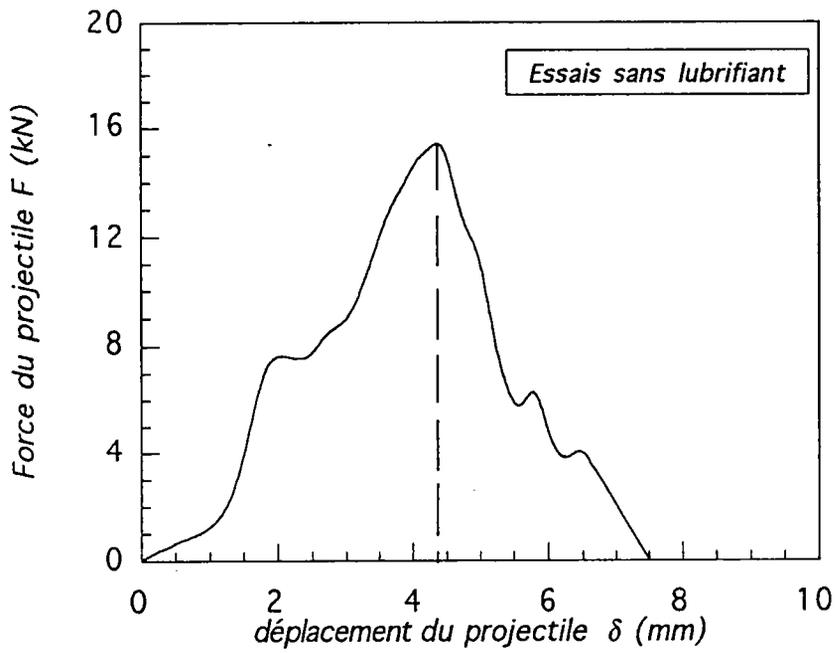


Figure IV-10 Evolution de la force F appliquée par le projectile en fonction du déplacement δ , à la vitesse v_3 .

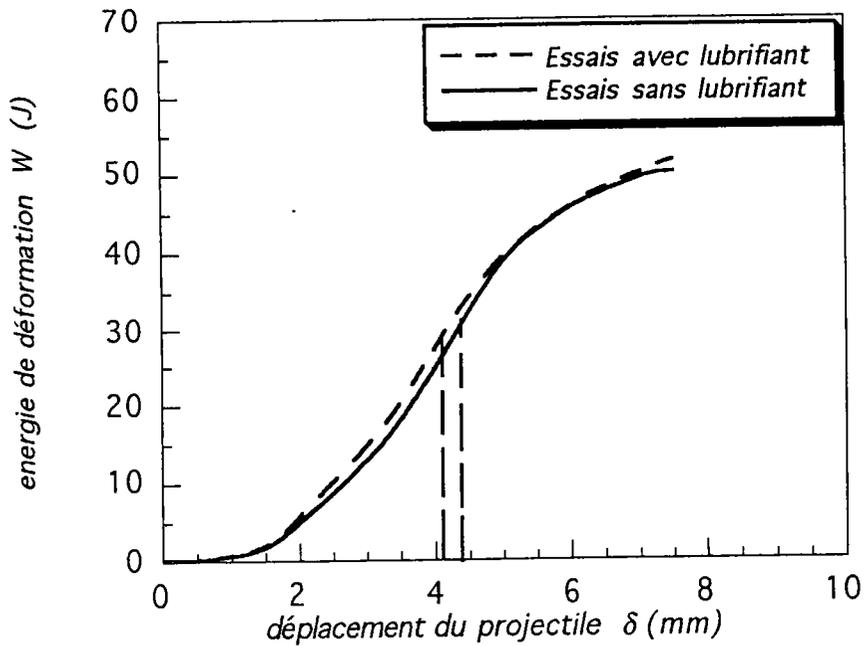


Figure IV-11 Évolution de l'énergie de déformation de l'échantillon à la vitesse v_3 .

A la vitesse $v_4=73$ m/s, nous avons suivi la même procédure que pour la vitesse v_3 . Les signaux du déplacement $V=V(t)$ et de la force $F=F(t)$ sont donnés dans la figure IV-12. Le temps de décalage entre le signal du déplacement et celui de la force appliquée par le projectile est de l'ordre de $70 \mu\text{s}$. Le temps de montée est de l'ordre de $50 \mu\text{s}$: c'est le temps nécessaire pour que la force appliquée par le projectile atteigne son maximum. Cette force critique signale l'apparition de la première amorce de rupture.

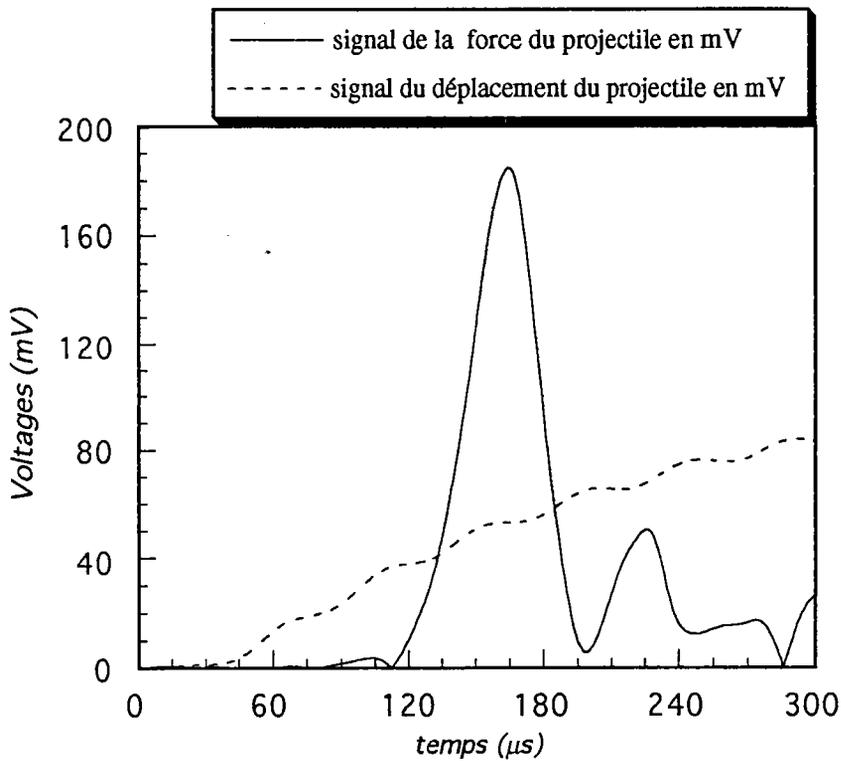


Figure IV-12 Évolution du signal de la force F appliquée par le projectile, et de celui du déplacement δ au cours du temps, à la vitesse v_4 .

Afin d'obtenir le déplacement du projectile, nous avons d'abord déterminé la moyenne du signal $V(t)$ en utilisant l'équation IV-9. La différence entre le signal $V(t)$ et sa moyenne $\bar{V}(t)$, donne une fonction alternative, possédant des maxima et des minima. La distance entre deux points maxima ou deux points minima successifs est $\lambda=1,5$ mm. Puis nous avons reporté ces points sur un axe vertical pris comme axe des déplacements du projectile. Ainsi la pénétration du projectile $\delta=\delta(t)$ dans l'échantillon est obtenue à la vitesse v_4 , voir figure IV-13.

Le déplacement $\delta=\delta(t)$ a une forme polynomiale :

$$\delta(t) = a + bt + ct^2$$

où $a=0,0872$, $b=0,0758$ et $c=-4,89.10^{-5}$.

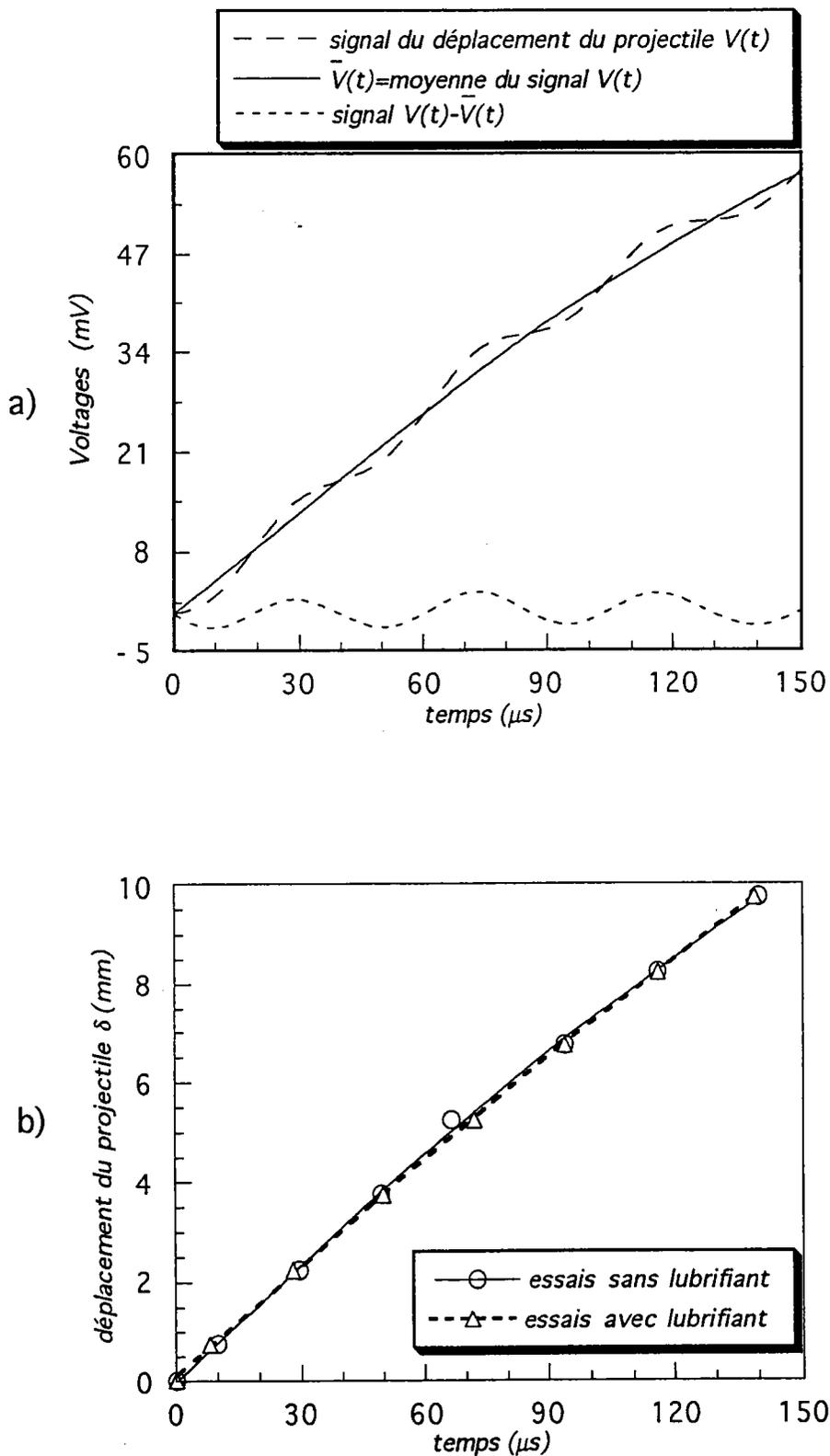


Figure IV-13 a) Evolution du signal du déplacement du projectile au cours du temps.

b) Evolution du déplacement du projectile au cours du temps, à la vitesse d'impact v_4 .

Connaissant le déplacement du projectile au cours du temps, nous déterminons les variations de la vitesse de pénétration, figure IV-14.

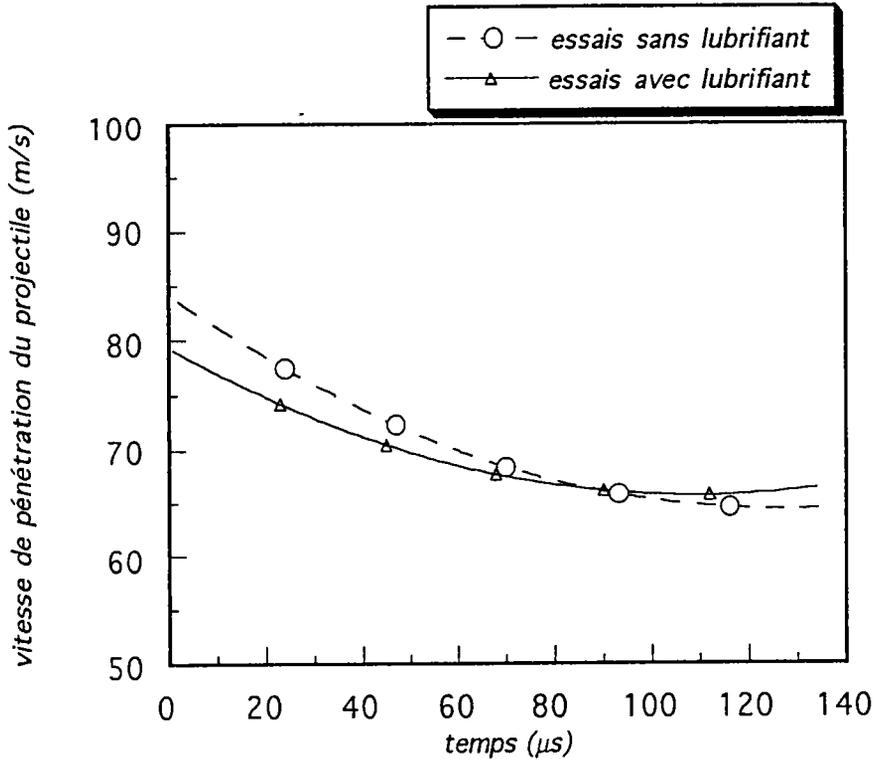


Figure IV-14 La vitesse de pénétration du projectile dans l'échantillon à la vitesse v_4 .

La figure IV-15 montre l'évolution du chargement dynamique en fonction du déplacement du projectile à la vitesse v_4 . Nous constatons l'existence de deux régions : La première correspond à la montée de la force appliquée par le projectile jusqu'à l'obtention de la force maximale, le déplacement critique correspondant est de l'ordre de 4 mm ; la deuxième est caractérisée par une diminution de cette force et par la perforation de l'éprouvette. Le déplacement de la perforation correspondant à la force nulle est d'environ 6 à 6,4 mm. Les courbes force-déplacement avec et sans lubrifiant sont similaires. Le comportement dynamique de l'éprouvette ne change pas en présence du lubrifiant. En effet, la force critique sans lubrifiant est presque égale à celle avec lubrifiant. Nous montrons dans la figure IV-16 que la répartition de l'énergie de déformation d'une éprouvette lubrifiée et non lubrifiée est la même.

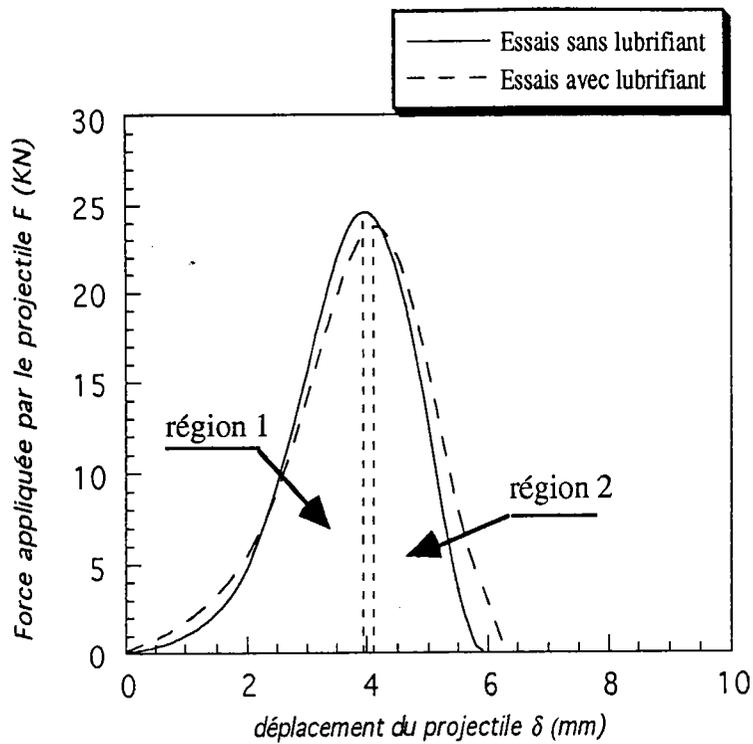


Figure IV-15 Évolution de la force appliquée par le projectile sur l'éprouvette lubrifiée et non lubrifiée, à la vitesse v_4 .

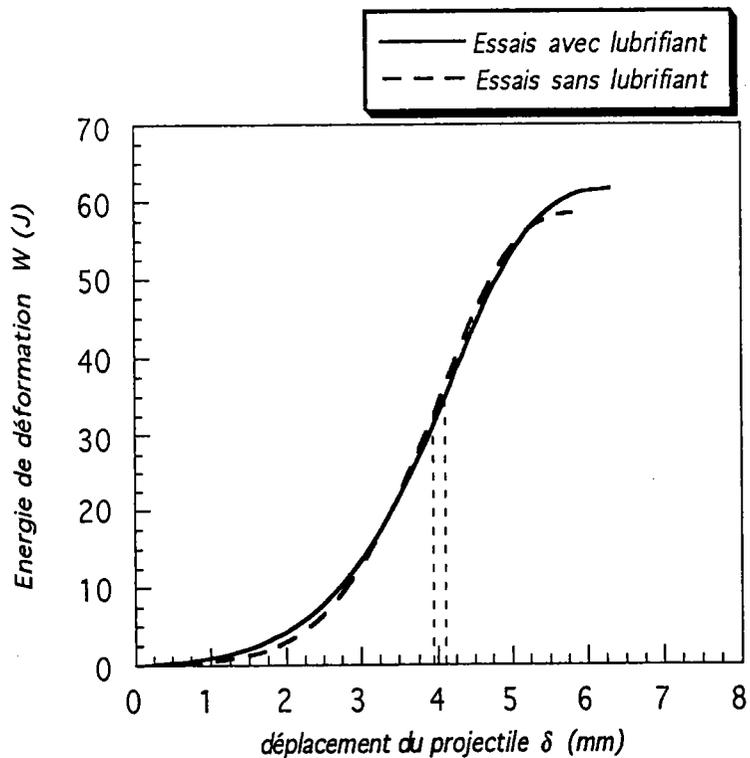


Figure IV-16 Évolution de l'énergie de déformation de l'éprouvette lubrifiée et non lubrifiée, à la vitesse v_4 .

IV-3-2 Comparaison entre le comportement quasi-statique et dynamique de l'acier XC18

Les figures IV-5, IV-11 et IV-16 montrent que les deux formes d'énergie absorbée sont similaires aussi bien dans le cas quasi-statique (v_1 , v_2) que dans le cas dynamique (v_3 , v_4). Cependant l'énergie dynamique à la vitesse v_4 est plus élevée que celle à la vitesse v_3 . De même, l'énergie quasi-statique à la vitesse v_2 est plus élevée que celle à la vitesse v_1 . Ainsi, l'énergie absorbée dans le cas dynamique peut être assimilée à celle absorbée dans le cas quasi-statique, sauf que l'énergie critique et l'énergie de perforation augmentent avec la vitesse du poinçon ou du projectile.

La figure IV-17 montre la différence entre le comportement quasi-statique (v_2) et dynamique (v_4) de l'acier XC18. A noter que les déplacements critique et de perforation surviennent plus rapidement dans le cas dynamique que dans le cas quasi-statique. Cela est dû au fait que, dans le cas d'un chargement rapide, la chaleur produite par la transformation du travail plastique n'a pas le temps de s'évacuer loin des régions de déformation, ce qui entraîne une augmentation de la température qui induit une diminution de la contrainte, et donc une augmentation de la déformation locale. Ainsi se déclenche un processus cyclique entraînant souvent la rupture du matériau. Par conséquent, l'effet déstabilisant de l'échauffement adiabatique est d'abaisser le déplacement critique.

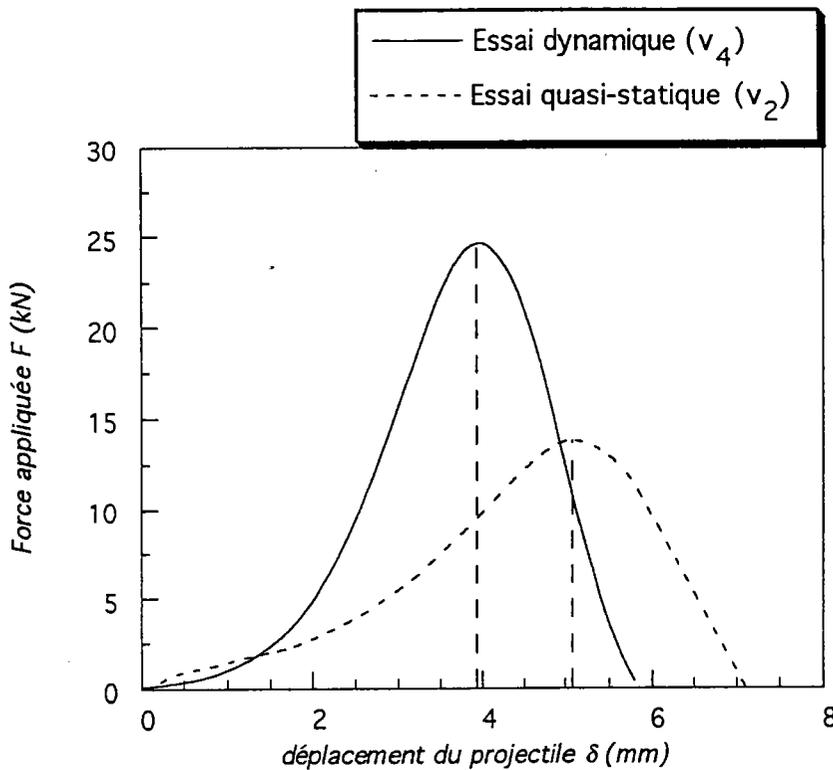


Figure IV-17 Comparaison du comportement quasi-statique (v_2) et dynamique (v_4) de l'éprouvette.

IV-3-3 Calcul de l'épaisseur moyenne après l'essai de poinçonnement

Le phénomène de perforation d'une éprouvette circulaire par un projectile reste toujours complexe. Ce problème peut être analysé uniquement en posant quelques hypothèses simplificatrices. Par exemple, dans notre cas, nous supposons que la zone de contact caractérisée par la section S_1 de l'éprouvette se déforme suivant la forme hémisphérique et que l'autre zone (section S_2) se déforme linéairement. Ainsi, nous pouvons calculer l'épaisseur moyenne de l'éprouvette après perforation.

La longueur totale des fissures a_T de l'éprouvette pour les deux vitesses $V_3=17$ m/s et $V_4=73$ m/s est donnée dans le tableau IV-4, ainsi que le rapport de l'énergie critique $W_{\delta_{max}}$ et l'énergie de perforation W_{δ_p} , par unité de longueur totale des fissures.

	avec teflon			sans teflon		
	a_T (mm)	$\frac{W_{\delta_{max}}}{a_T}$ (J/mm)	$\frac{W_{\delta_p}}{a_T}$ (J/mm)	a_T (mm)	$\frac{W_{\delta_{max}}}{a_T}$ (J/mm)	$\frac{W_{\delta_p}}{a_T}$ (J/mm)
$V_3 = 17 \text{ m/s}$	103	0.268	0,510	97	0.302	0.516
$V_4 = 73 \text{ m/s}$	114.5	0.366	0.542	107	0.350	0.546

Tableau IV-4

Aux vitesses v_3 et v_4 , nous constatons que le rapport de l'énergie de perforation par unité de longueur totale des fissures d'une éprouvette lubrifiée ou non lubrifiée est similaire. Cela est en bon accord avec les résultats expérimentaux de Kaminishi et col., /83, 84/. Ces auteurs qui ont effectué des tests du poinçonnement quasi-statiques et dynamiques sur plusieurs matériaux, ont trouvé que l'énergie de perforation est proportionnelle à la longueur totale des fissures.

Afin de déterminer le rapport de l'énergie critique et de l'énergie de perforation par unité d'aire balayée A ($A = a_T e_m$), nous avons calculé l'épaisseur moyenne e_m de l'éprouvette après l'essai.

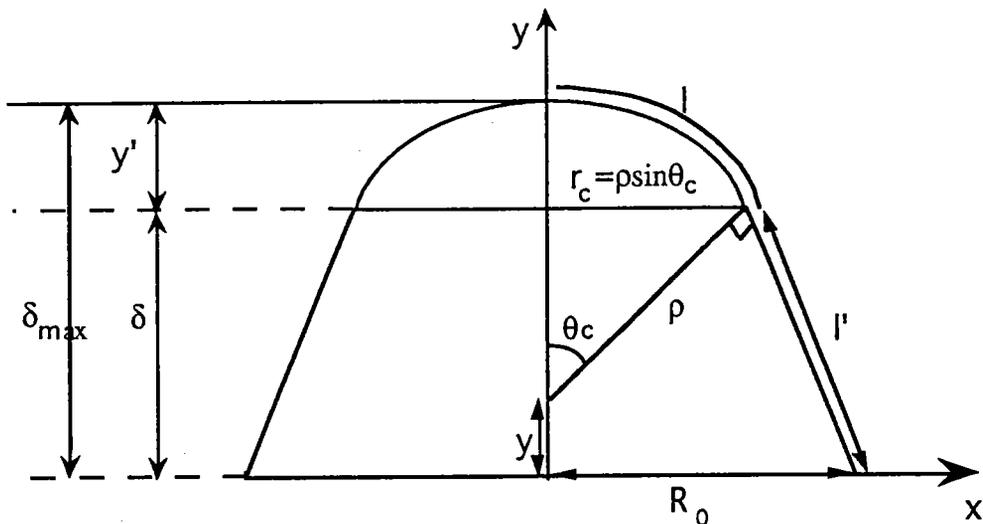


Figure IV-18 Schéma représentatif de l'éprouvette après l'essai de perforation dynamique.

Avant d'être perforé l'échantillon atteint la striction, puis la première amorce de rupture, figure IV-18. Le volume initial V_0 de l'éprouvette est égal à son volume V après la perforation :

$$V_0 = V$$

ou
$$\pi R_0^2 e_0 = S(R_0, \delta_{max}) e_m \quad (IV-11)$$

R_0 et e_0 sont respectivement le rayon de l'éprouvette et son épaisseur initiale, $S(R_0, \delta_{max})$ étant sa surface après la perforation et e_m son épaisseur moyenne après perforation :

$$e_m = \frac{\pi R_0^2 e_0}{S(R_0, \delta_{max})} \quad (IV-12)$$

Nous considérons les sections de la partie hémisphérique S_1 et la partie conique de l'éprouvette S_2 , figure IV-18. Le théorème de Guldin permet d'écrire :

$$2\pi x_G l = S_1 \quad (IV-13)$$

et
$$x_G = \frac{\int x dm}{M} \quad (IV-14)$$

avec la masse linéique $\rho_l = \frac{dm}{dl} = \frac{M}{l}$ (IV-15)

En remplaçant l'équation IV-15 dans l'équation IV-14, nous obtenons :

$$x_G = \frac{l}{l} \int x dl \quad (IV-16)$$

où $x = \rho \sin \theta$, $l = \rho \theta_c$, $dl = \rho d\theta$ et $0 < \theta < \theta_c$

L'équation IV-16 devient :

$$x_G = \frac{\rho}{\theta_c} \int_0^{\theta_c} \sin \theta d\theta \quad (\text{IV-17})$$

ou bien :

$$x_G = \frac{\rho}{\theta_c} (1 - \cos \theta_c) \quad (\text{IV-18})$$

D'où la section de la partie hémisphérique est :

$$S_1 = 2\Pi\rho^2(1 - \cos \theta_c) \quad (\text{IV-19})$$

Nous appliquons le théorème de Guldin pour calculer la section S_2 :

$$S_2 = 2\Pi x'_G l' \quad (\text{IV-20})$$

où
$$x'_G = \frac{r_c + R_0}{2} \quad (\text{IV-21})$$

et
$$l' = \sqrt{R_0^2 + y^2 - \rho^2} \quad (\text{IV-22})$$

Nous pouvons exprimer la longueur l' en fonction du trajet maximal du projectile δ_{\max} , de son rayon ρ et du rayon de l'éprouvette R_0 :

$$l' = \sqrt{R_0^2 + \delta_{\max}(\delta_{\max} - 2\rho)} \quad (\text{IV-23})$$

La section S_2 est donnée par :

$$S_2 = 2\Pi \frac{\rho \sin \theta_c + R_0}{2} \sqrt{R_0^2 + \delta_{\max}(\delta_{\max} - 2\rho)} \quad (\text{IV-24})$$

Connaissant la section totale $S(R_0, \delta_{\max}, \rho)$ qui est la somme des deux sections S_1 et S_2 , nous pouvons déterminer l'épaisseur moyenne après perforation de l'éprouvette :

$$e_m = \frac{R_0^2 e_0}{2\rho^2(1 - \cos \theta_c) + (R_0 + \rho \sin \theta_c) \sqrt{R_0^2 + \delta_{\max}(\delta_{\max} - 2\rho)}} \quad (\text{IV-25})$$

Si $R_0=15$ mm, $e_0=1$ mm, $\rho=11.25$ mm, $r_c=6.5$ mm, $\theta_c= 35^\circ$, $\delta_{\max}= 4$ mm, alors $e_m=0.75$ mm.

Le tableau IV-5 donne la valeur de l'aire moyenne A de l'éprouvette après sa perforation par le projectile, à deux vitesses d'impact $V_3=17$ m/s et $V_4=73$ m/s, ainsi que le rapport de l'énergie critique $W_{\delta_{\max}}$ et de l'énergie de perforation W_{δ_p} par l'aire balayée A .

	avec teflon			sans teflon		
	A (mm ²)	$W_{\delta_{\max}}/A$ (J/mm ²)	W_{δ_p}/A (J/mm ²)	A (mm ²)	$W_{\delta_{\max}}/A$ (J/mm ²)	W_{δ_p}/A (J/mm ²)
$V_3=17$ m/s	77.25	0.358	0,680	72.75	0,403	0.688
$V_4=73$ m/s	85.88	0.487	0.722	80.25	0.507	0.728

Tableau IV-5

D'après ce tableau nous constatons que le rapport de l'énergie de perforation par unité d'aire balayée est sensiblement constant. L'écart entre les deux rapports des deux vitesses v_3 et v_4 est de 5,5 à 5,8%. Par suite l'énergie de perforation est proportionnelle à l'aire balayée. De plus, nous avons déjà montré que l'énergie de perforation est aussi proportionnelle à la longueur totale des fissures.

IV-3-4 Sensibilité à la vitesse

Les aciers ont fait l'objet de nombreux travaux expérimentaux. Ils présentent une grande sensibilité à la vitesse de déformation qui varie de manière complexe avec la contrainte, la déformation et la température. Plusieurs chercheurs, /86,87,88/, ont étudié la croissance rapide de la sensibilité à la vitesse de déformation pour des vitesses de déformation plus élevées que 10^3 s⁻¹. Certains attribuent cette croissance aux effets d'inertie dus à l'augmentation rapide de la vitesse de déformation.

Plus tard, cette croissance rapide de la sensibilité à la vitesse a été attribuée au déclenchement du mécanisme viscolinéaire en plus du mécanisme activé thermiquement.

Campbell et Cooper, /89/, ont examiné le comportement dynamique en traction simple d'un acier doux jusqu'à la rupture. Ils ont effectué des essais de traction simple avec cinq vitesses de déformation allant jusqu'à 10^6 s^{-1} . Ces essais ont montré une augmentation plus rapide pour la limite élastique haute que pour la limite élastique basse en fonction de la vitesse de déformation. A souligner que la déformation à la rupture diminue avec la vitesse de déformation.

Campbell et Fergusson, /81/, ont réalisé des essais de cisaillement sur l'acier doux à différentes températures et à des vitesses de déformation variant de 10^{-4} s^{-1} à 10^5 s^{-1} . Ils ont montré que la sensibilité à la vitesse de déformation logarithmique $m = \partial \log \tau / \partial \log \dot{\Gamma}$ (τ et $\dot{\Gamma}$ étant respectivement la contrainte de cisaillement et la vitesse de déformation de cisaillement) est constante pour une gamme de températures élevées (300 à 700 K), et pour des vitesses de déformations faibles ($\dot{\Gamma}$ inférieure à 10 s^{-1}). La sensibilité à la vitesse $\beta = \partial \tau / \partial \log \dot{\Gamma}$ est constante pour des vitesses de déformation moyennes et pour des basses et moyennes températures. Cette sensibilité augmente rapidement pour des vitesses de déformation élevées (de 10^3 à 10^5 s^{-1}). Enfin, la viscosité η ($\eta = \partial \tau / \partial \dot{\Gamma}$) est constante pour des vitesses de déformation très élevées (supérieures à 10^3 s^{-1}).

Dans notre cas, nous avons reporté les forces critiques correspondant à chaque vitesse v_1 , v_2 , v_3 et v_4 dans la figure IV-19. L'objectif est de montrer l'effet de la vitesse du poinçon ou du projectile sur l'effort appliqué lors des essais quasi-statiques et dynamiques. Cette courbe montre qu'en dessous d'une vitesse de 1 m/s , la force critique est peu dépendante de la vitesse. Dans le domaine de faibles et moyennes vitesses (estimées inférieures à 51 s^{-1}), la sensibilité à la vitesse logarithmique est constante ($m=0.02143$ pour une éprouvette lubrifiée et $0,01778$ pour une éprouvette non lubrifiée).

Dans le domaine dynamique (765 s^{-1} et $4,4 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$), la sensibilité augmente rapidement. Il y a un accroissement marqué de la force critique.

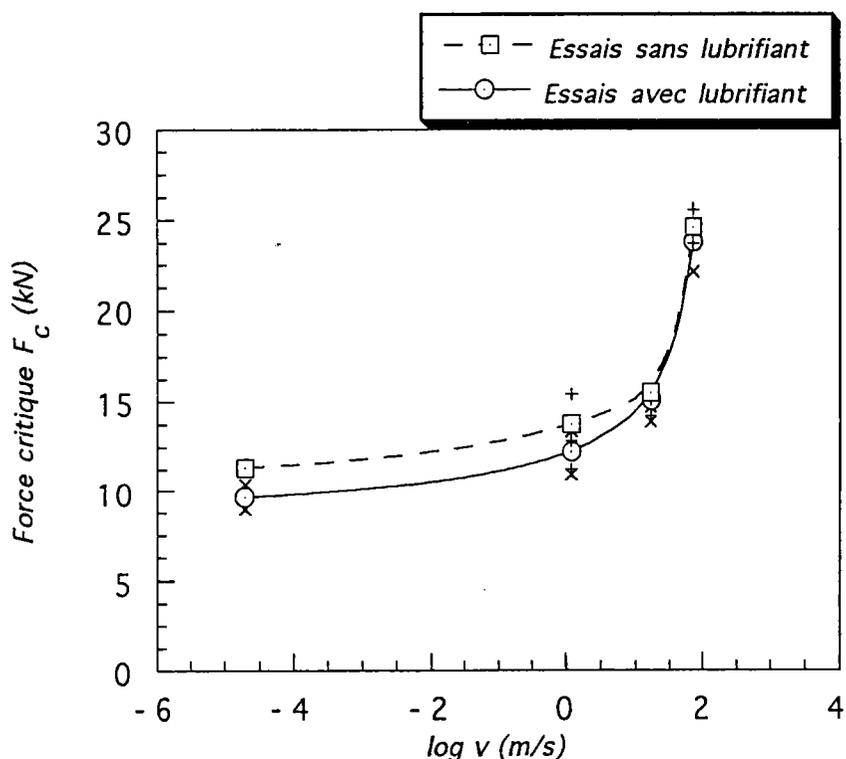


Figure IV-19 Effet de la vitesse sur la force critique du poinçon ou du projectile.

IV-3-5 Effet de la vitesse sur le déplacement critique, l'énergie critique et l'énergie de perforation

La figure IV-20 montre que dans le cas quasi-statique (v_1 et v_2), le déplacement critique du poinçon augmente avec la vitesse. L'augmentation est de l'ordre de 12% pour des éprouvettes non lubrifiées et de 16% pour des éprouvettes lubrifiées. A noter que dans ce domaine les effets d'inertie et les effets thermiques sont négligeables.

Dans le cas dynamique (v_3 et v_4), la force critique à la vitesse v_4 est atteinte dans un laps de temps de $50 \mu\text{s}$. La vitesse de déformation correspondante est alors de l'ordre de $4,4 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$. Des augmentations de température locale de plusieurs centaines de degrés peuvent se produire, si bien qu'il devient difficile de déduire de tels essais, la réponse mécanique du milieu. L'influence de l'échauffement adiabatique est d'abaisser le déplacement critique d'environ 14%, figure IV-20.

La relation entre la vitesse du projectile (poinçon) et l'énergie critique absorbée par l'échantillon, ainsi que l'énergie de perforation, est montrée dans la figure IV-21. En dessous de la vitesse de 1 m/s, nous constatons que l'énergie critique augmente linéairement avec la vitesse. Mais cette augmentation est plus rapide dans le domaine des vitesses élevées, aussi bien pour l'énergie critique que pour l'énergie de perforation.

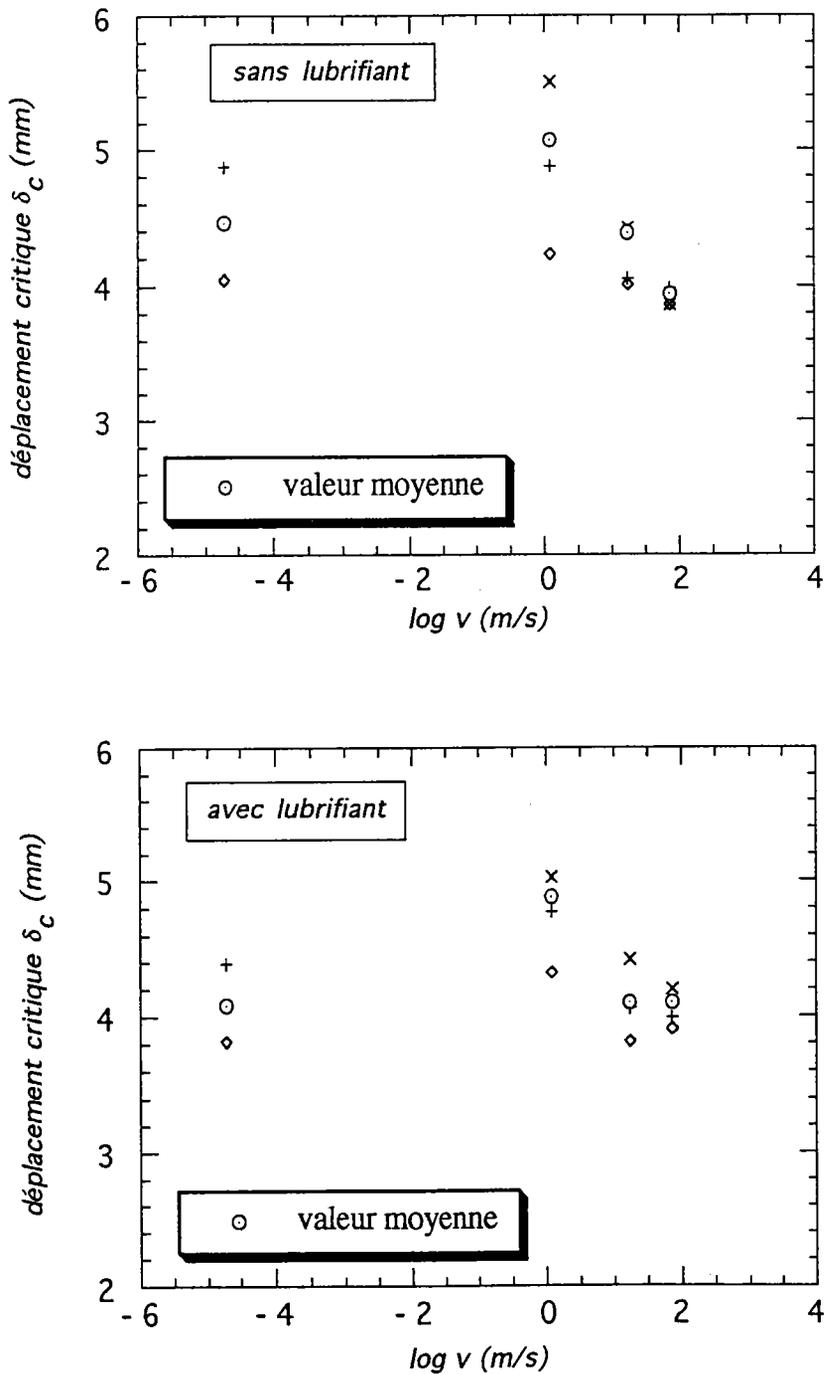


Figure IV-20 Effet de la vitesse sur le déplacement critique.

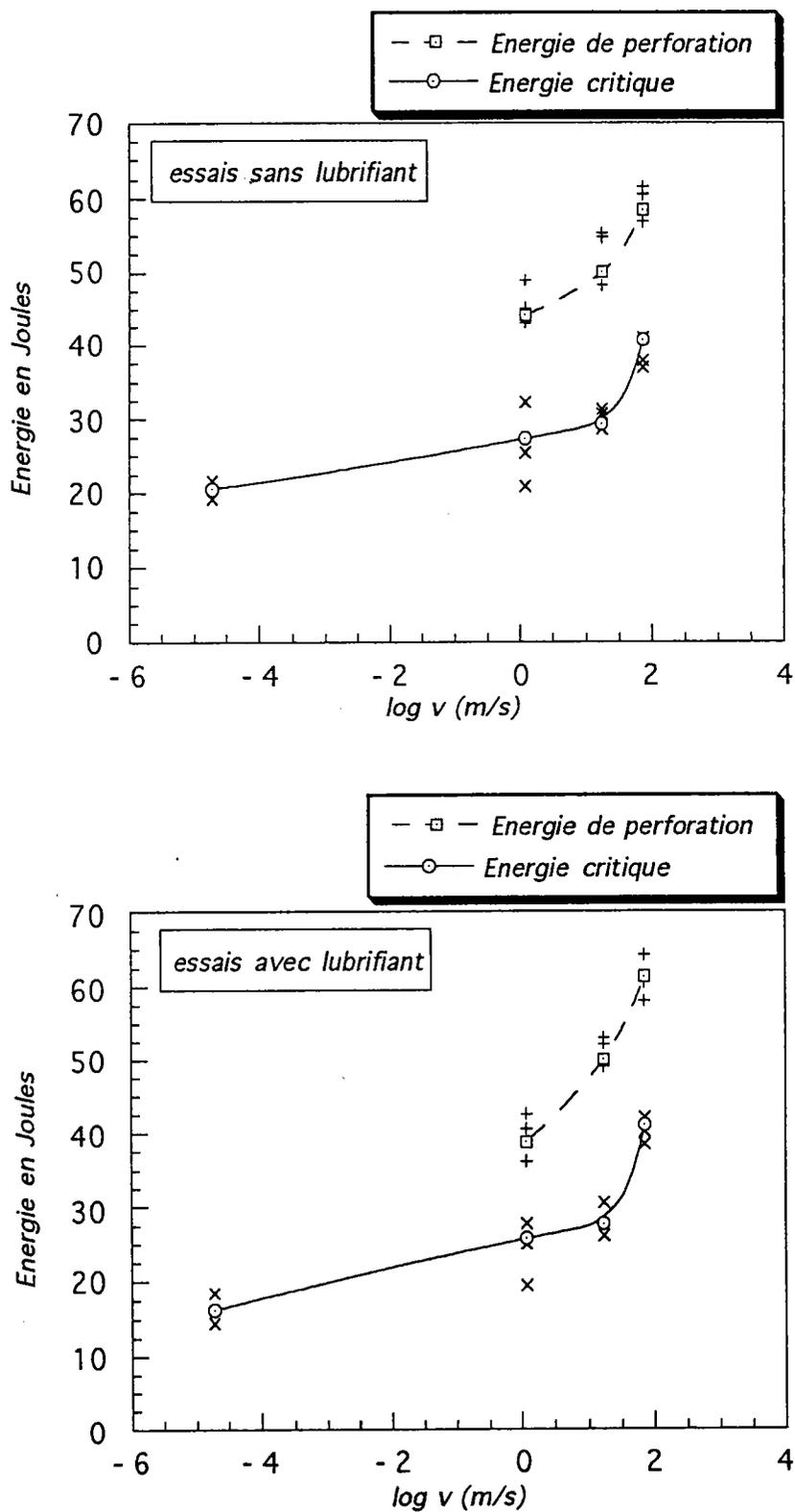


Figure IV-21 Effet de la vitesse du poinçon (projectile) sur l'énergie critique et l'énergie de perforation.

VI-3-6 Discussions des résultats dynamiques

Cette étude nous permet de souligner des résultats importants :

La réponse des éprouvettes circulaires minces au chargement dynamique dépend de la vitesse du projectile hémisphérique. Si la vitesse d'impact augmente, alors l'effort appliqué par le projectile augmente de façon rapide et non linéaire.

L'énergie critique et l'énergie de perforation augmentent avec la vitesse d'impact du projectile.

Nous observons clairement l'influence de la vitesse sur le comportement des éprouvettes circulaires minces. L'énergie de déformation augmente avec la vitesse d'impact de façon non linéaire.

L'énergie totale de perforation est proportionnelle à la longueur totale des fissures.

L'énergie critique à la vitesse v_4 est environ le double de l'énergie critique à la vitesse v_1 .

La variation entre la force critique avec et sans lubrification est de l'ordre de 0,6 kN, aussi bien à la vitesse v_3 qu'à la vitesse v_4 .

L'énergie critique et l'énergie de perforation d'une éprouvette lubrifiée sont respectivement du même ordre que celles d'une éprouvette non lubrifiée.

IV-4 CONCLUSION

L'analyse du comportement plastique sous sollicitation équibiaxiale a été effectuée dans le cas de l'acier XC18. Le comportement quasi-statique a été obtenu à l'aide des essais du poinçonnement à deux vitesses différentes v_1 (faible) et v_2 (moyenne). Une nouvelle technique expérimentale a permis de réaliser des essais du poinçonnement dynamique. L'un des principaux avantages de cette technique est de déterminer le comportement de l'acier XC18 à grandes vitesses. Nous avons également pu obtenir l'effet de la vitesse sur la force critique appliquée par le projectile (poinçon), sur l'énergie critique et sur l'énergie de perforation absorbée par les éprouvettes. Les courbes force-déplacement sont similaires, sauf que la force critique et l'énergie de perforation augmentent avec la vitesse de façon non linéaire. Lorsque cette vitesse est plus élevée que la vitesse v_2 , le déplacement critique diminue. A souligner que l'énergie dissipée par le frottement diminue avec la vitesse. De même, l'énergie de perforation est proportionnelle à la longueur totale des fissures et à l'aire balayée après perforation de l'éprouvette.

CONCLUSION

Dans notre travail, nous nous sommes intéressés aux problèmes de localisation et de perforation des tôles d'acier doux. Pour cela nous avons commencé par une étude numérique pour l'analyse de la striction localisée et la prévision des courbes limites de formage (CLF). Les résultats obtenus montrent que ces déformations limites dépendent de la température. En effet l'augmentation de la température due à l'échauffement adiabatique déplace les CLF vers le bas par rapport à la CLF isotherme. La comparaison de la CLF de l'acier doux calculée dans le cas isotherme ne donne pas des résultats satisfaisants dans le domaine de l'expansion. Par contre dans le domaine du rétreint la pente de cette CLF est comparable à celle expérimentale de Ghosh et à celle de Hill (théorique).

Les chapitres III et IV concernent les essais du poinçonnement réalisés sur l'acier XC18. Deux dispositifs expérimentaux ont été élaborés pour réaliser deux types d'essais : des essais de poinçonnement quasi-statiques et dynamiques. Le dispositif quasi-statique nous a permis de déterminer l'énergie minimale pour perforer l'éprouvette. La sensibilité à la vitesse déterminée dans notre cas pour une éprouvette lubrifiée est comparable à celle trouvée dans le cas de traction simple. Grâce au dispositif dynamique, nous avons pu effectuer les essais à grandes vitesses allant jusqu'à 73 m/s. Ainsi, le comportement dynamique des tôles d'acier XC18 a été déterminé. Nous avons mis en évidence la sensibilité à la vitesse du poinçon (projectile). Lorsque la vitesse augmente, la force critique et l'énergie critique augmentent de façon linéaire avec cette vitesse, uniquement dans le cas quasi-statique. En revanche cette augmentation est non linéaire dans le cas dynamique. Le même phénomène est observé pour l'énergie de perforation dans le cas dynamique. Il est intéressant de noter que le déplacement critique du poinçon ou du projectile augmente dans le cas quasi-statique et diminue dans le cas dynamique. Cela est du probablement à la transition de la déformation isotherme-adiabatique.

La plupart des dispositifs de perforation par impact ont été mis au point à l'origine pour l'étude des métaux et alliages. Il serait intéressant de prolonger des tests de perforation à grandes vitesses dans le cas des polymères et des composites. La mesure des élévations de températures locales est souhaitable, ainsi que les déformations locales à tout instant de l'impact.

Des efforts ont néanmoins été réalisés et sont en cours, grâce notamment aux techniques de cinématographie rapide pour ce qui est de la mesure des champs de déformation, ou pour la technique des détecteurs infra-rouge rapide, pour ce qui est de la détermination des champs de températures et de leurs évolutions. La technique infra-rouge permet en effet une mesure sans contact avec des constantes de temps qui sont inférieures à la microseconde, ce qui est bien sûr nécessaire quand il s'agit de s'intéresser à des phénomènes de localisation qui conduisent à des vitesses de déformation dans la bande de localisation pouvant atteindre 10^4 s^{-1} , avec des temps de formation de cette bande de l'ordre de quelques microsecondes à peine.

Il s'ouvre là un vaste champ prometteur de travaux expérimentaux qui devront être confrontés aux modèles théoriques tenant en compte des effets d'inertie et des effets thermiques.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 **H.W. Swift** (1952),
J. Mech. Phys. Solids, **1**, p. 1.
- 2 **R. Hill** (1952),
J. Mech. Phys; Solids, **1**, p. 19.
- 3 **Z. Marciniak et K. Kuczynski** (1967),
Int. J. Mech. Sci., **9**, p. 609.
- 4 **A. Considère** (1885),
Ann. des Ponts et Chaussées, **9**, p. 574.
- 5 **E.W. Hart** (1967),
Acta Metall., **18**, p. 599.
- 6 **G. Ferron** (1981),
Mat. Sci. Eng., **49**, p. 241.
- 7 **G. Ferron** (1982),
Mat. Sci. Engin., **52**, p. 133.
- 8 **C. Fressengeas et A.Molinari** (1984),
Mécan. Matér. Electricité, **2**.
- 9 **Z. Marciniak, K. Kuczynski et T. Pokora** (1973),
Int. J. Mech. Sci., **15**, p. 789.
- 10 **J.W. Hutchinson et K.W. Neale** (1978 a),
Mechanics of Sheet Metal Forming, Plenum Press, p. 127.
- 11 **J.W. Hutchinson et K.W. Neale** (1978 b),
Mechanics of Sheet Metal Forming, Plenum Press, p. 269.
- 12 **G. Ferron et M. Mliha Touati** (1983),
Proc. ICM4, Pergamon Press, p. 649.
- 13 **J. Lian, F. Barlat and B. Baudelet** (1989),
Int. J. Plast. , **5**, p. 131.
- 14 **A. Zeghloul, R. Mesrar et G. Ferron** (1991),
Int. J. Mech. Sci. , **32**, p. 981.
- 15 **R. Hill** (1950),
The mathematical Theory of Plasticity, Oxford Univ. Press.
- 16 **D. Dudzinski** (1986),
Thèse de l'université de Metz.
- 17 **D. Dudzinski et A. Molinari** (1985),
Press de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, p. 25.
- 18 **G.G. Moore et J.F. Wallace** (1964-1965),
J. Inst. Met. , **93**, p. 33.

- 19 **E. Monch et D. Galsten** (1963),
Brit. J. Applied. Phys. , **14**, p. 810.
- 20 **Y. Tozawa** (1978),
(Eds) **D.P. Koistinen et N.M. Wong**, Plenam Press, NY, p. 81.
- 21 **A. Makinde** (1986),
Thèse de doctorat de l'université, Poitiers.
- 22 **R. Mesrar** (1991),
Thèse de doctorat de l'université, Metz.
- 23 **A. Makinde** (1990),
Information privée, Université de Scherbrooke
- 24 **W.F. Brown et G. Sachs** (1948),
Trans. ASME , **70**, p. 241.
- 25 **A. Gleyzal** (1948),
J. App. Mech. , **15**, p. 288.
- 26 **W.F. Brown et F.C. Thomposon** (1949),
Trans. ASME , **71**, p. 575.
- 27 **P.B. Mellor** (1956),
J. Mech. Phys. Solids , **5**, p. 41.
- 28 **D.M. Woo** (1964),
Int. J. Mech. Sci., **6**, p. 303.
- 29 **N.M. Wang et M.R. Shammamy** (1969),
J. Mech. Phys. Solids, **17**, p. 43.
- 30 **Ilahi et Col.** (1981),
Int. J. Mech. Sci. , **23**, p. 221.
- 31 **Iseki et Col.** (1977),
Bulletin of the JSME, **20**, p. 285.
- 32 **S. Kobayashi et J.H. Kim** (1978),
in Mechanics of Sheet Metal Forming, Plenum Press, p. 341.
- 33 **J. Lian et D. Zhou** (1989),
Mater. Sci. Engng, **111**, p. 1.
- 34 **A. Zegloul et G. Ferron** (1990),
Int. J. Mech. Sci., **32**, p. 981.
- 35 **R.M. Horta, W.T. Robers et D.W. Wilson** (1970)
Int. J. Mech. Sci., **12**, p. 231.
- 36 **A. Zegloul et G. Ferron** (1993),
Int. J. Plast. , **9**, p. 000.
- 37 **S.P. Keeler et A. Backofen** (1963),
Transactions of the ASM, **56**, p. 25.
- 38 **D.M. Woo** (1964),
Int. J. Mech. Sci. , **6**, p. 303.

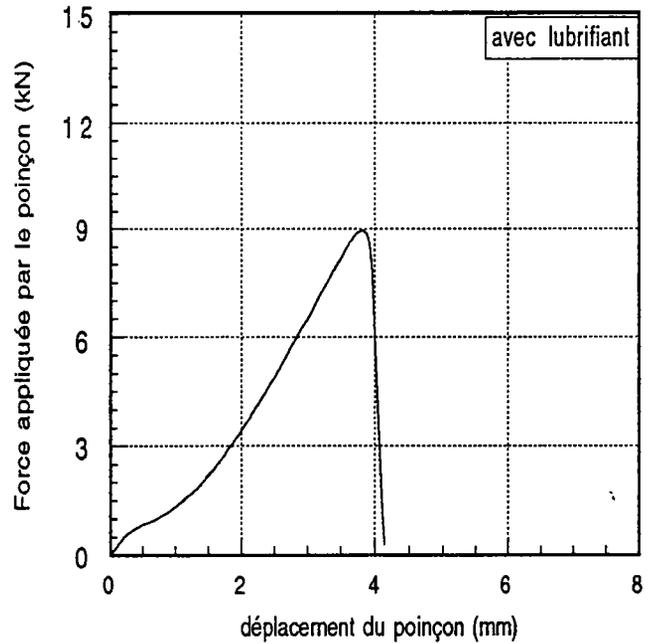
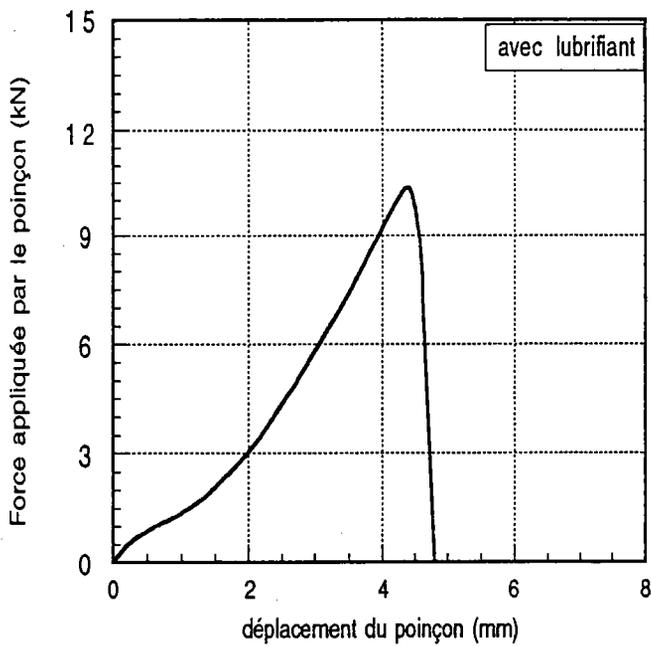
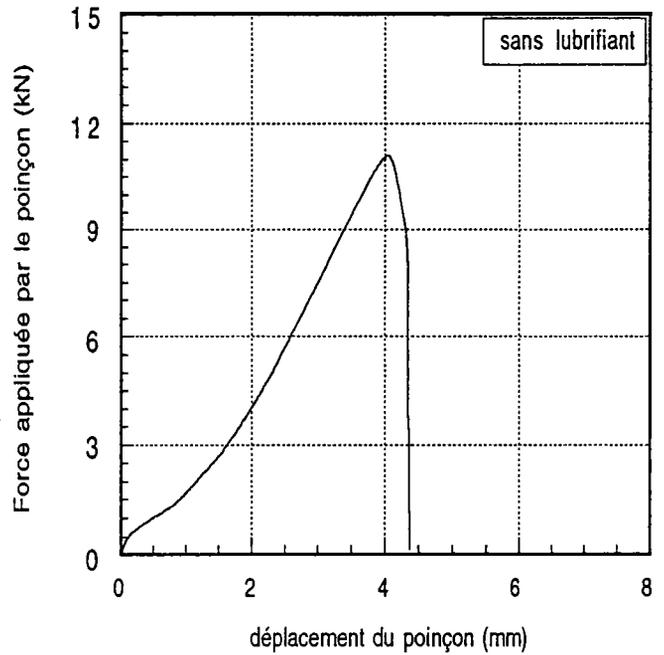
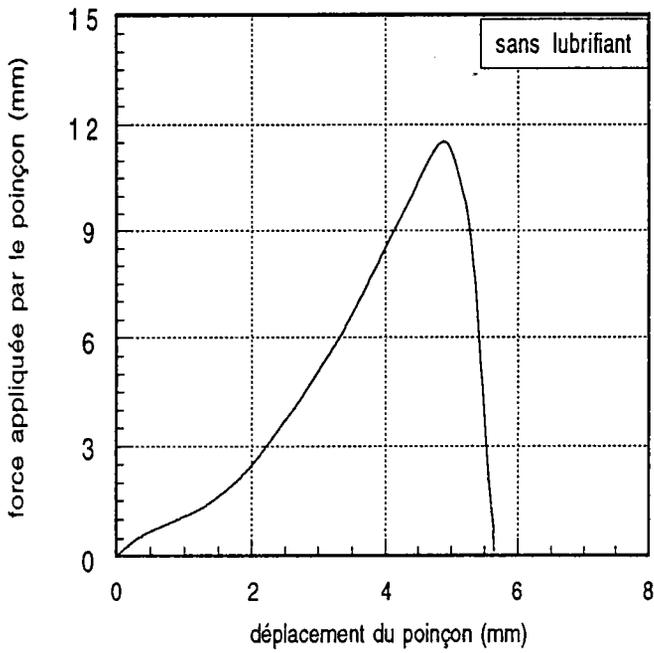
- 39 **J. Chakrabarty** (1970),
Int. J. Mech. Sci. , **12**, p. 315.
- 40 **N.M. Wang** (1970),
J. of Appl. Mech. , p. 431.
- 41 **B. Kaftanoglu and J.M. Alexander** (1970),
Int. J. Mech. Sci. , **12**, p. 1065.
- 42 **A.K. Ghosh et S. Hecker** (1975),
Met. Trans. A. , **6A**, p. 1065.
- 43 **A.K. Ghosh**, (1977),
Int. J. Mech. Sci. , **19**, p. 457.
- 44 **N.M. Wang et B. Budiansky** (1978),
J. of Appl. Mech. , **45**, p. 73.
- 45 **B.B. Yoon, R.S. Rao et N. Kikuchi** (1988),
The American Society of Mechanical Engineers, New York, p. 47.
- 46 **A. Erichsen** (1912),
German Patent No.260180.
- 47 **S.S. Hecker** (1974),
Metals Engineering Quarterly, p. 30.
- 48 **E. Chater et K.W. Neale** (1983),
Int. J. Mech. Sci. , **25**, p. 235.
- 49 **J.H. Percy** (1980),
Annals of CIRP, **29**, p. 151.
- 50 **P. Broomhead et R.J. Grieve** (1982),
Transactions of the ASME, **104**, p. 102.
- 51 **J.R. Klepaczko** (1987),
J. of Mech. Working Technology, **15**, p. 143.
- 52 **S.P. Keeler** (1965),
Sheet. Metal. Inds. , **42**, p. 683.
- 53 **G.M. Goodwin** (1968),
Metallurgia Ital. , **60**, p. 767.
- 54 **S.S. Hecker** (1972),
IDDRG Meeting, Amsterdam.
- 55 **F.H. Norton** (1929),
Mc Graw-Hill, New York.
- 56 **E.A. Davis et A. Nadai** (1936),
J. Appl. Mech. , **A25**,p. 3.
- 57 **E.A. Davis** (1938),
J. Appl. Mech. , **A29**, p. 5.
- 58 **A. Nadai** (1963), Theory of Flow and Fracture of Solids, II
Mc Graw-Hill, New York.

- 59 **W.I. Zuzin, M.Ya. Brown et A.F. Melinkov** (1964),
Metallurgy, Moscow, (in Russian).
- 60 **J. Litonski** (1977),
Acad. Pol. Sci., **25**, p. 7.
- 61 **R.J. Clifton, J. Duffy, K.A. Hartley and T.C. Shawki** (1984),
Scr. Metall., **18**, p. 443.
- 62 **C. Fressengeas and A. Molinari** (1985),
Acta Metall. , **33**, p. 387.
- 63 **A. Molinari** (1985),
J. Theor. Appl. Mech. , **4**, p. 659.
- 64 **N. Zeghib** (1990),
Thèse de doctorat de l'université, Metz.
- 65 **L.S. Costin, E.E. Crisman, R.H. Hawley and J. Duffy** (1979),
Brown University Technical Report, NSF-18532 / 7.
- 66 **P.B. Parmar et A. Mellor** (1978),
Mechanics of Sheet Metal Forming, Plenum Press, p. 53.
- 67 **H.J. Kleemola et A.J. Ranta-Eskola** (1976),
Met. Trans., **7A**, p. 595.
- 68 **A.K. Ghosh et W.A. Backofen** (1973),
Met. Trans. , **4A**, p. 1113.
- 69 **J.V. Laukonis et A.K. Ghosh** (1978),
Met. Trans. , **9A**, p. 1849.
- 70 **S. Storen et J.R. Rice** (1975),
J. Mech. Phys. Solids, **23**, p. 421.
- 71 **A.K. Ghosh**, (1974),
Metals Engineering Quaterly, p. 30
- 72 **B. Hopkinson** (1914),
Phil. Trans. Roy. Soc. (London), Ser. A, p. 213.
- 73 **J.R. Klepaczko** (1994),
Int. J. Impact Engng, **15**, p. 25.
- 74 **J.R. Klepaczko and J. Duffy** (1974),
in J. Harding (Ed), Institute of Physics, London, p. 91.
- 75 **J.R. Klepaczko and Z. Malinowski** (1978),
in K. Kawata and Shioiri (Eds.), Springer-Verlag, Berlin, p. 403.
- 76 **J.R. Klepaczko** (1980),
Institute of Physics, London, p. 201.
- 77 **R.M. Davies** (1948),
Phil. Trans. Roy. Soc. (London), Ser. A, p. 240.
- 78 **H. Kolsky** (1949),
Proc. Phys. Roy. Soc.(London), **B62**, p. 672.

- 79 **U.S. Lindholm and L.M. Yeakley** (1967),
Experimental Mechanics, **7**, p. 1.
- 80 **A.R. Dowling, J. Harding and J.D. Campbell** (1970),
J. Inst. Met. , **98**, p. 215.
- 81 **J.D. Campbell et W.G. Ferguson** (1970),
Phil. Mag. , **21**, p. 63.
- 82 **S. Kawano, K. Kaminishi, M. Yamashita and S. Shimizu** (1988),
JSME Int. J. , **31**, p. 108.
- 83 **K. Kaminishi, S. Kawano, T. Nanba and M. Taneda** (1990),
JSME Int. J. , **33**, p. 297.
- 84 **K. Kaminishi, M. Taneda, S. Kawano and S. Tanaka** (1991),
Proc.ICM6, Pergamon Press, p. 513.
- 85 **G.G. Corbett and S.R. Reid** (1993),
Int. J. Impact Engng, **13**, p. 423.
- 86 **J.D. Campbell** (1973),
Mater. Sci. and Eng. , **12**, p. 9.
- 87 **J. Harding** (1977),
Metals Technol. , **4**, p. 6.
- 88 **U.S. Lindholm** (1978),
in **K. Kawata and J. Shioiri** (Eds.), Springer-Verlag, Berlin, p. 26.
- 89 **J.D. Campbell et R.H. Cooper** (1966),
Institute of Physics, London, p. 77.

ANNEXES

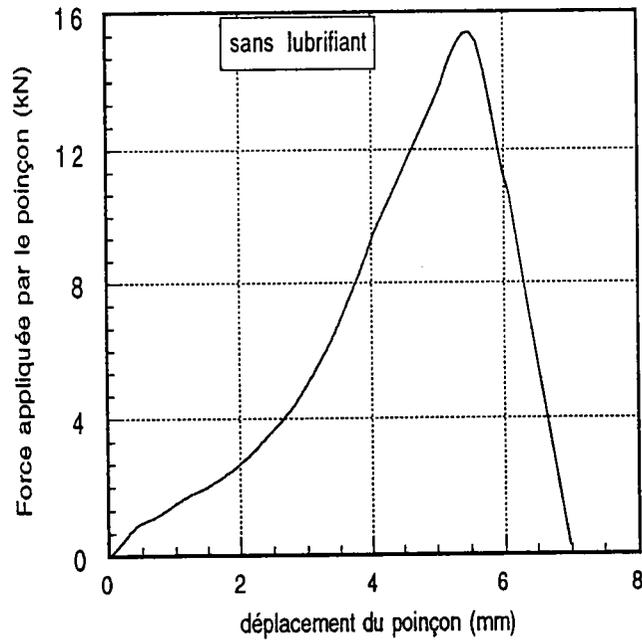
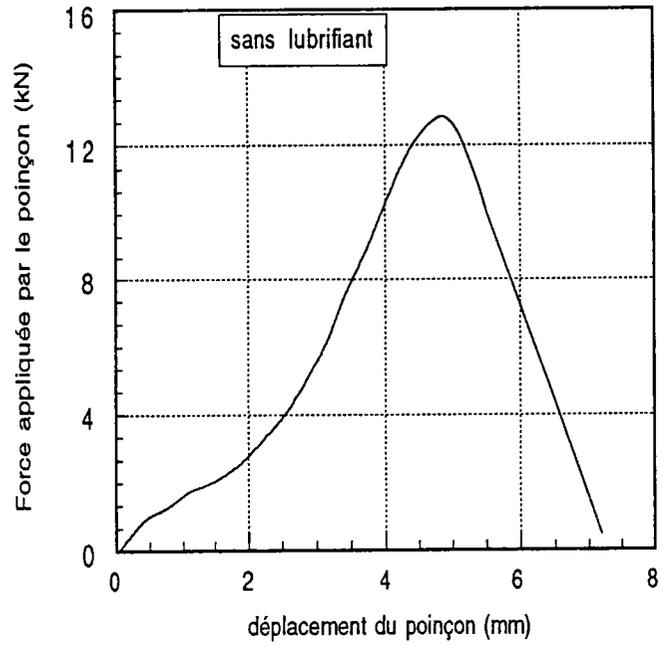
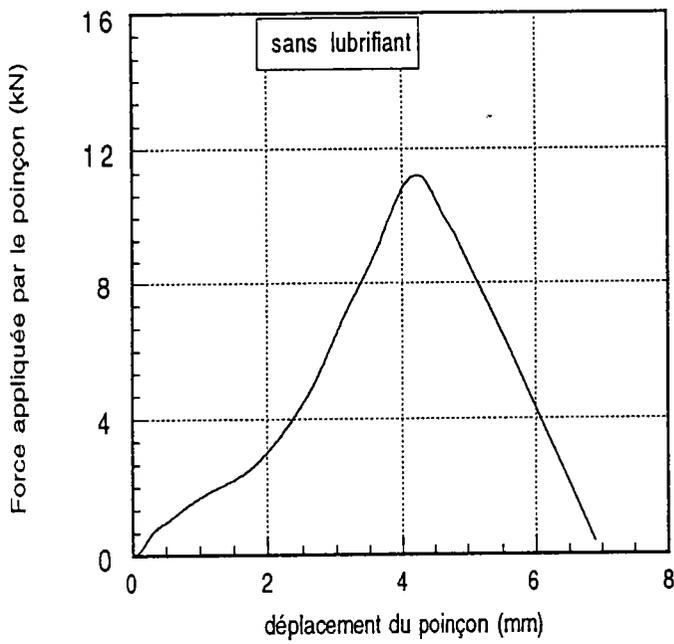
ANNEXES



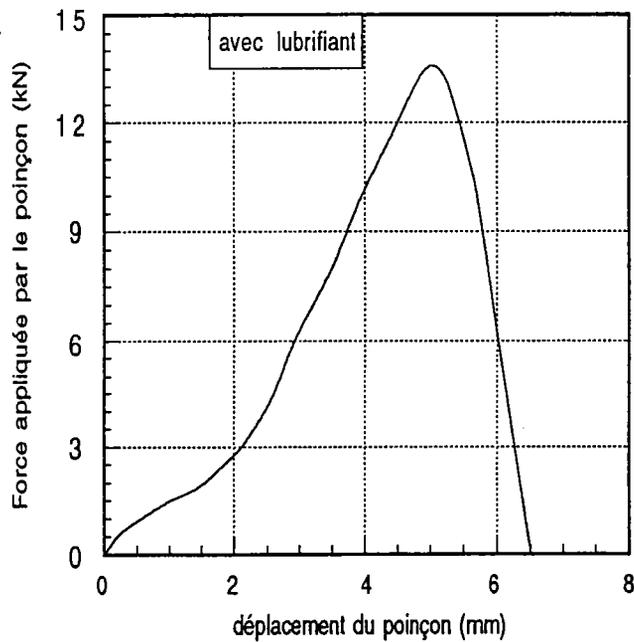
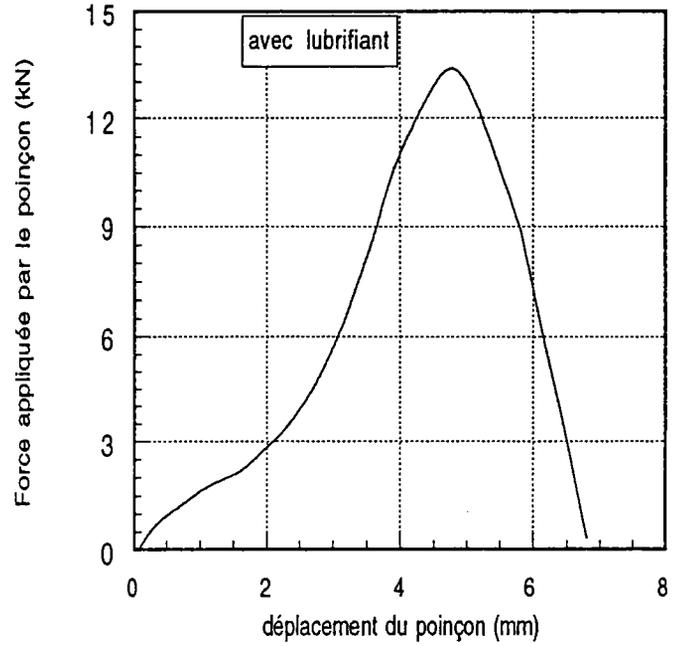
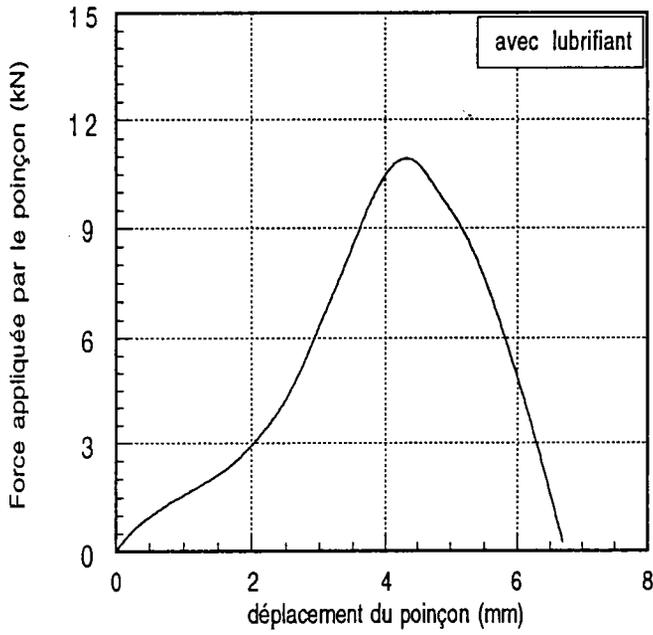
Évolution de la force appliquée par le poinçon avec son déplacement à la vitesse v_1 dans les deux cas :

sans lubrifiant;

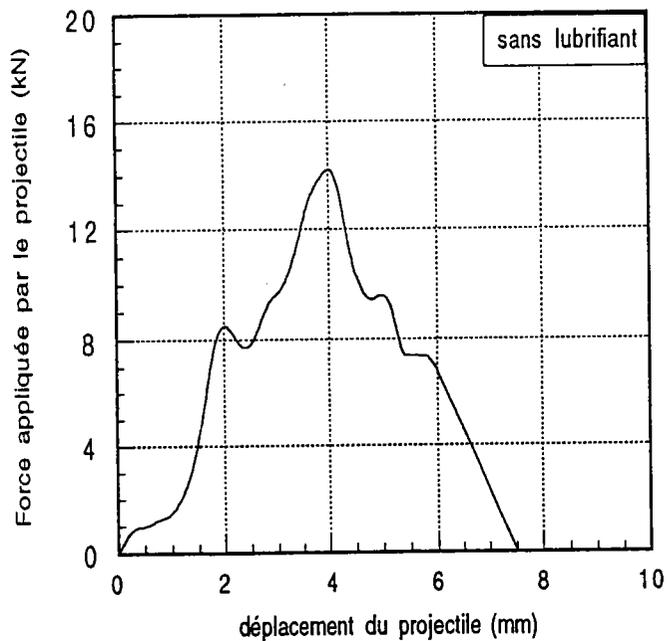
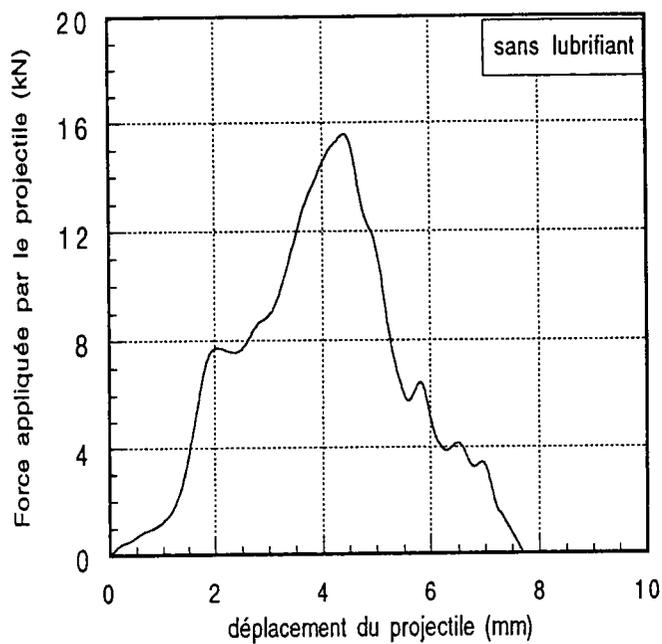
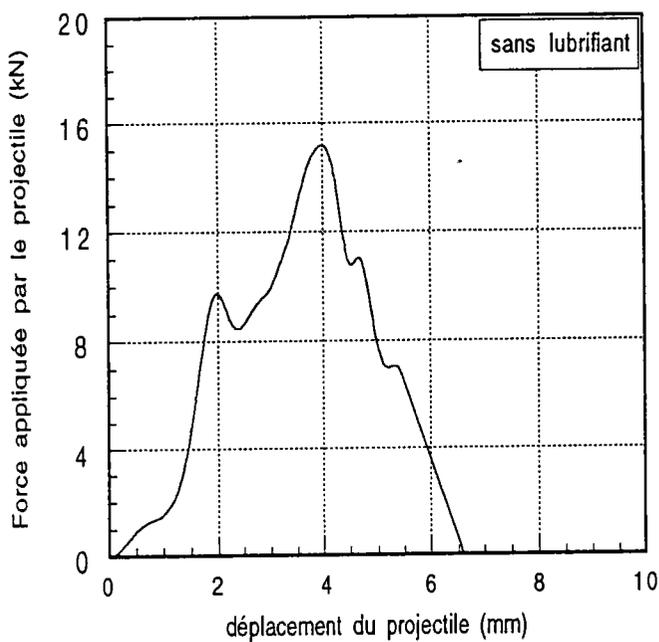
avec lubrifiant.



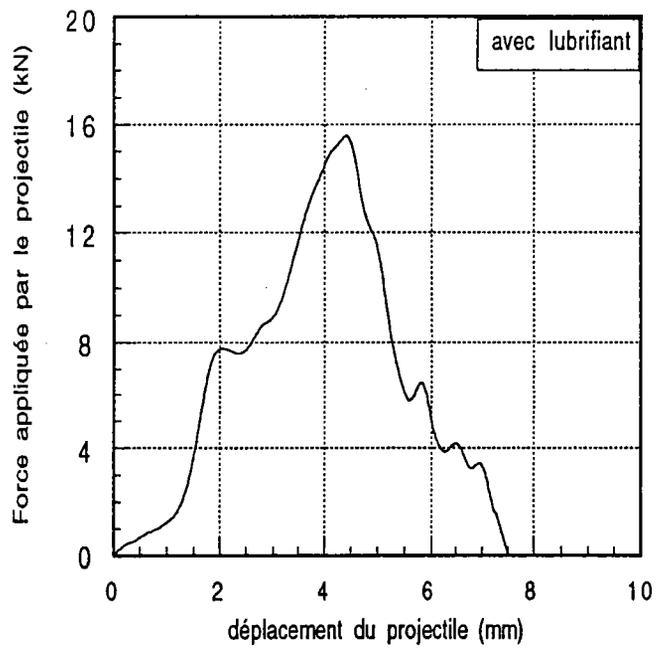
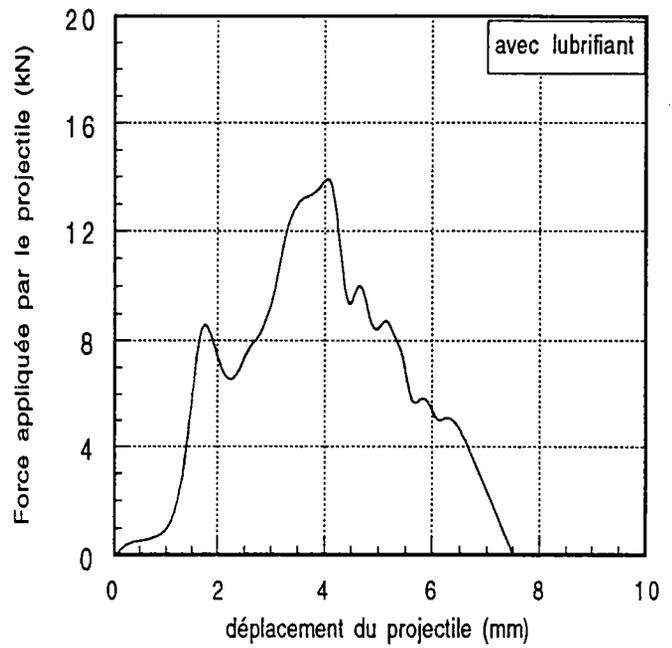
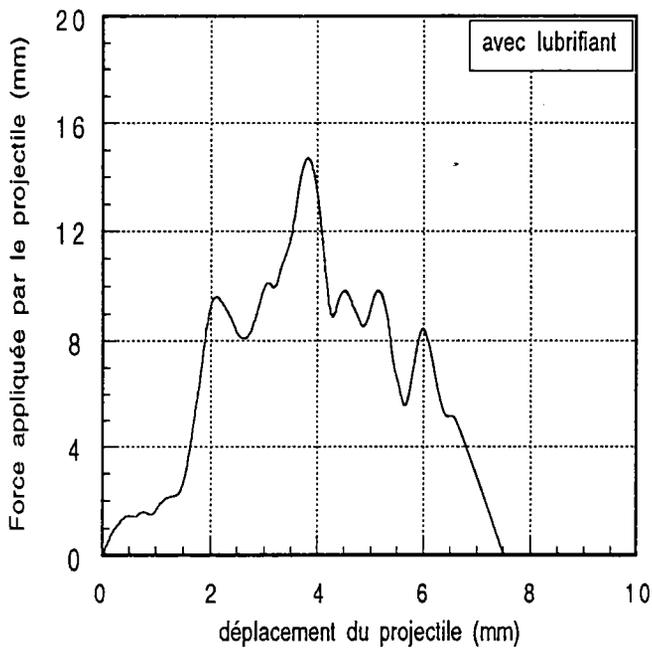
Évolution de la force appliquée par le poinçon avec son déplacement à la vitesse v_2 dans le cas des éprouvettes éprouvettes lubrifiées.



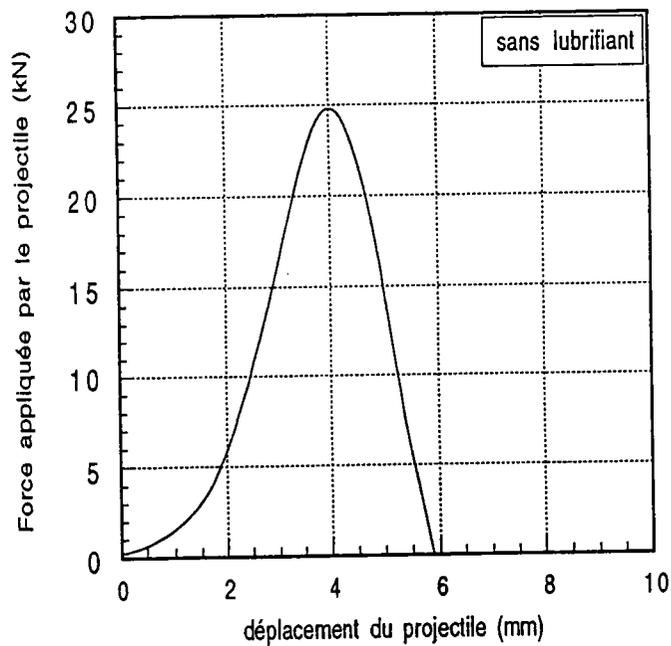
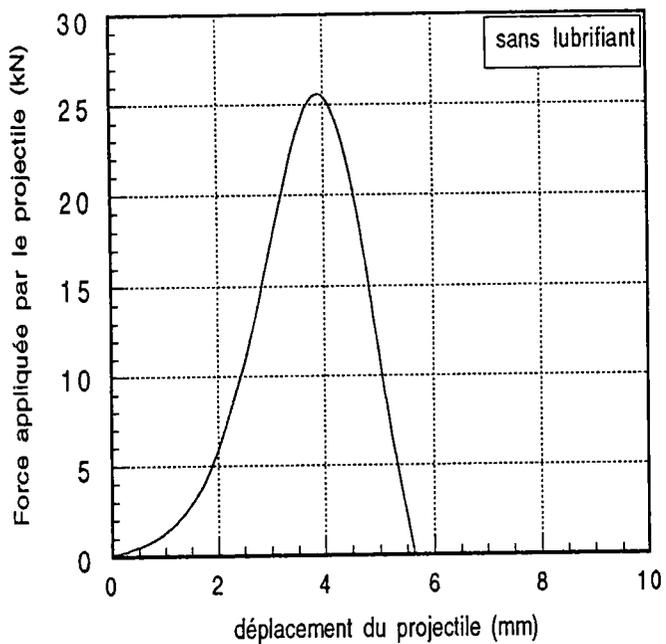
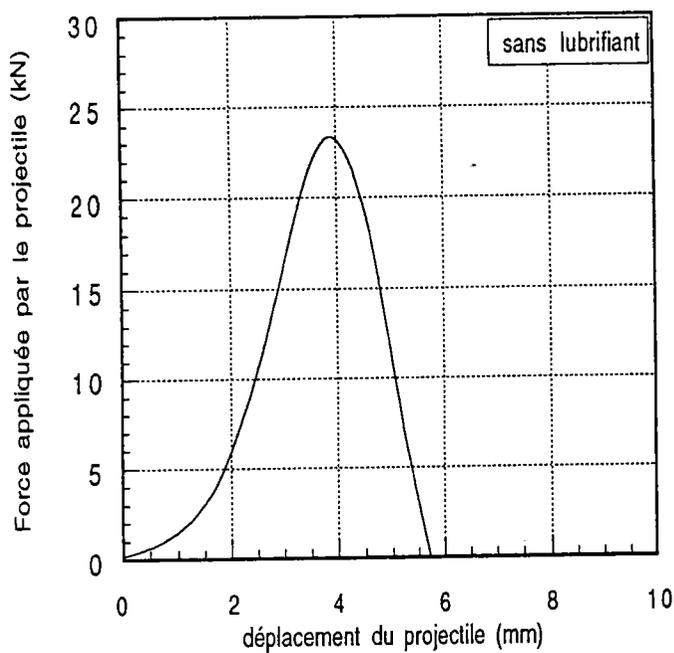
Évolution de la force appliquée par le poinçon avec son déplacement à la vitesse v_2 dans le cas des éprouvettes lubrifiées.



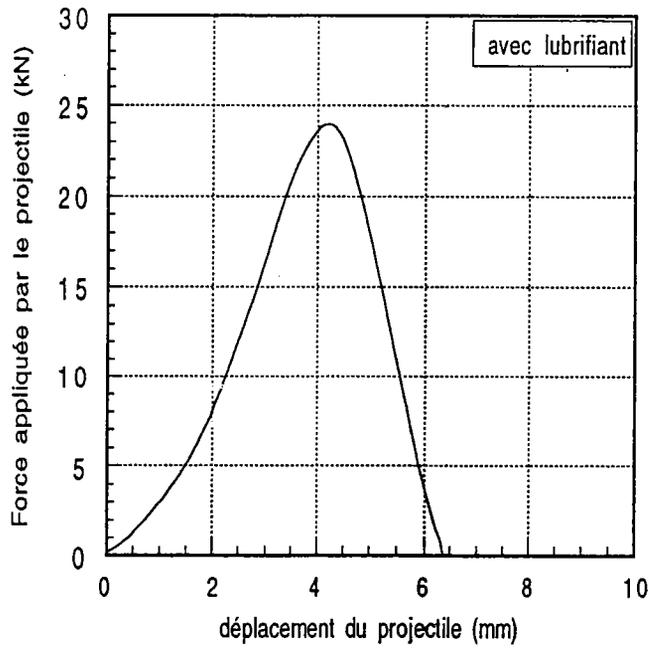
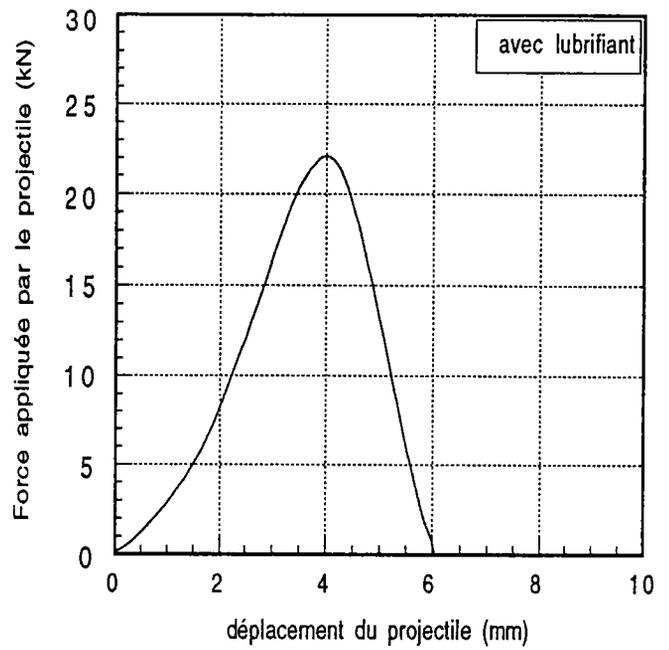
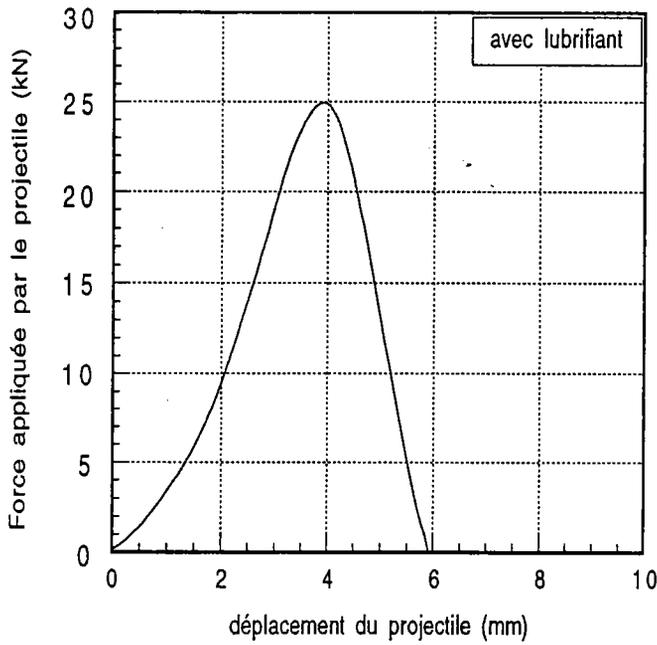
Évolution de la force appliquée par le projectile avec son déplacement à la vitesse v_3 dans le cas des éprouvettes non lubrifiées.



Évolution de la force appliquée par le poinçon avec son déplacement à la vitesse v_3 dans le cas des éprouvettes lubrifiées.



Évolution de la force appliquée par le projectile avec son déplacement à la vitesse v_4 dans le cas des éprouvettes non lubrifiées.



EXCLU DU PRET

Évolution de la force appliquée par le projectile avec son déplacement à la vitesse v_4 dans le cas des éprouvettes lubrifiées.

RÉSUMÉ

Ce travail consiste à traiter deux problèmes importants dans le domaine industriel. Le premier correspond à la localisation de la déformation et à l'instabilité thermomécanique. Alors que le second est celui de perforation des tôles minces par impact direct.

L'influence de l'échauffement adiabatique sur les courbes limites de formage des aciers doux est montré. La modélisation basée sur l'approche de Marciniak-Kuczynski, en utilisant la théorie de l'écoulement avec écrouissage isotrope a montré une élévation plus importante de température et de déformation dans la bande de striction que dans la zone homogène.

Une nouvelle technique expérimentale du poinçonnement dynamique a été réalisée à l'aide du canon à air comprimé et du tube d'Hopkinson. L'objectif est de déterminer le comportement des aciers doux à grandes vitesses d'impact, et de mettre en évidence leur sensibilité à la vitesse du projectile. L'expérience a montré que lorsque la vitesse du poinçon (projectile) augmente, la force critique, l'énergie critique et l'énergie de perforation augmentent aussi, mais de façon non linéaire, sauf dans le domaine quasi-statique où l'augmentation est linéaire.

L'avantage de cette technique peut être mis à l'origine pour l'étude des métaux et alliages, ainsi que les polymères et composites.