



HAL
open science

Influence de la température et de la vitesse de chargement sur les instabilités plastiques du type PLC dans l'alliage 5182 O

Mohammed Abbadi

► **To cite this version:**

Mohammed Abbadi. Influence de la température et de la vitesse de chargement sur les instabilités plastiques du type PLC dans l'alliage 5182 O. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Paul Verlaine - Metz, 2000. Français. NNT : 2000METZ030S . tel-01748943

HAL Id: tel-01748943

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01748943>

Submitted on 29 Mar 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

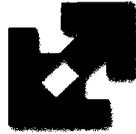
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

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

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

THESE

Présentée à



UNIVERSITE DE METZ

Par

Mohammed ABBADI

Pour l'obtention du grade de :

DOCTEUR de L'UNIVERSITE de METZ**SPECIALITE :** *Sciences de l'ingénieur***OPTION :** *Mécanique*

<p style="text-align: center;">Influence de la température et de la vitesse de chargement sur les instabilités plastiques du type PLC dans l'alliage 5182 O</p>

Soutenue le 06 Novembre 2000 devant le jury composé de :

S. AHZI	Professeur à l'université de Strasbourg	Rapporteur
P. HAHNER	Directeur de recherche au JRC-EC, Petten NL	Rapporteur
H. M. ZBIB	Professeur à l'université de Pullman, U.S.A	Rapporteur
M. MLIHA-TOUATI	Professeur à l'EMI, Rabat-Maroc	Examineur
E. PATOOR	Professeur à l'ENSAM de Metz	Examineur
A. ZEGHLOUL	Professeur à l'université de Metz	Directeur

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux de l'Institut Supérieur de Génie Mécanique et Productique de l'Université de Metz sous la direction du Professeur A. ZEGHLOUL.

Ma gratitude et ma profonde reconnaissance s'adressent tout d'abord à Monsieur ZEGHLOUL qui a accepté de diriger cette thèse. Grâce à sa rigueur, son expérience et ses compétences dans le domaine, il a su orienter ce travail tout en me laissant une complète autonomie.

Je suis honoré de la présence de Monsieur P. HAHNER dans le jury et d'avoir bien voulu juger ce travail avec tout son savoir scientifique. Je le remercie infiniment.

Je tiens aussi à remercier le Professeur M. H. ZBIB pour l'intérêt qu'il a porté à cette thèse et d'en être le rapporteur.

Mes remerciements vont également au Professeur S. AHZI qui a bien accepté de se charger de la lourde tâche de rapporteur.

Je suis très reconnaissant au Professeur E. PATOOR, directeur du LPMM, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de participer au jury de cette thèse.

Mes sincères remerciements vont au Professeur M. MLIHA-TOUATI pour l'aide apporté dans la rédaction et la correction de cette thèse et d'avoir accepté de participer au jury.

Je remercie tous les collègues du LPMM, chercheurs et techniciens, en particulier mes amis pour leur soutien tout au long de cette thèse.

Enfin, je remercie mes parents, mes frères, ma sœur et surtout ma femme et mon fils Redwane pour leur soutien permanent et leur sacrifice pour l'aboutissement de ce travail.

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° Inv.	2000 0265
Cote	S/M3 00/30
Loc	Magasin

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	1
--------------------------	----------

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1. INTRODUCTION	4
I-2. MODELES MICROSCOPIQUES	5
I-2. 1. Modèles de Cottrell et Friedel.....	5
I-2. 2. Modèle de McCormick	6
I-2. 3. Modèle de Kubin et Estrin.....	8
I-2. 4. Modèle de Bréchet et Estrin.....	12
I-2. 5. Modèle de Hähner.....	17
I-3. MODELES MACROSCOPIQUES.....	23
I-3. 1. Modèles locaux	23
I-3. 1. 1. Modèle de Penning.....	23
I-3. 1. 2. Modèle d'Aubrun.....	26
I-3. 1. 3. Modèle de Kubin et Estrin	27
I-3. 1. 4. Modèle de McCormick	31
I-3. 2. Modèles non locaux	35
I-3. 2. 1. Modèle de Zbib et Aifantis	35
I-3. 2. 2. Modèle de Jeanclaude et Fressengeas	38
I-3. 2. 3. Modèle de Hähner.....	40
I-4. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR L'EFFET PLC	43
I-4. 1. Courbes de traction et types de décrochements.....	43
I-4. 2. Déformations critiques de l'effet PLC	44
I-4. 3. Domaine d'existence de l'effet PLC	45
I-4. 4. Chutes de contrainte.....	46
I-4. 5. Caractérisation des bandes	47
I-4. 5. 1. Aspect des bandes	47
I-4. 5. 2. Déformation contenue dans la bande : $\Delta\varepsilon_b$	47
I-4. 5. 3. Vitesse de déformation dans la bande : $\dot{\varepsilon}_b$	48

I-4. 5. 4. Vitesse de propagation des bandes : ϑ_b	48
I-4. 5. 5. Largeur des bandes : W_b	51
I-4. 6. Influence de la composition chimique	52
I-4. 7. Effet de la taille du grain	52
I-V. CONCLUSION	53

CHAPITRE II : TECHNIQUES EXPERIMENTALES

II-1 DISPOSITIFS DE TRACTION	55
II-1. 1. Description du phénomène PLC	55
II-1. 1. 1. Machine dure	55
II-1. 1. 2. Machine molle	56
II-1. 2. Caractéristiques de la machine de traction et conditions d'essai	56
II-2 DEPOUILLEMENT DES ESSAIS	60
II-2. 1. Paramètres exploités sur machine dure	61
II-2. 2. Méthode de mesure des caractéristiques des bandes sur machine molle	61
II-3 Présentation du matériau étudié	62
II-4 Préparation des éprouvettes	63

CHAPITRE III : RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR MACHINE DURE

III-1 INTRODUCTION	65
III-2 TYPES DE DECROCHEMENTS	65
III-3 DOMAINE D'EXISTENCE DU PHENOMENE PORTEVIN-LE CHATELIER	67
III-4 COURBES DE TRACTION	68
III-4. 1. Effet du polissage	68
III-4. 2. Essais aux faibles températures : ($T = 0^{\circ}\text{C}$, $T=40^{\circ}\text{C}$)	69
III-4. 3. Essais aux températures intermédiaires : ($60 \leq T \leq 80^{\circ}\text{C}$)	72
III-4. 4. Essais aux températures élevées : ($T \geq 100^{\circ}\text{C}$)	74
III-5 DEFORMATION CRITIQUE	76

III-6 CHUTES DE CONTRAINTE ET TEMPS DE RECHARGEMENT	77
III-6. 1. Chutes de contrainte	77
III-6. 2. Temps de rechargement.....	82
III-7 ESSAIS AVEC CHANGEMENT DE VITESSE	86
III-8 CONCLUSION	89

CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR MACHINE MOLLE

IV-1 INTRODUCTION	91
IV-2 DOMAINE D'EXISTENCE DU PHENOMENE PORTEVIN-LE CHATELIER	91
IV-3 COURBES DE TRACTION	92
IV-3. 1. Essais aux faibles températures (T=0°C ; T=40°C)	92
IV-3. 2. Essais aux températures intermédiaires (T=60°C ; T=80°C)	95
IV-3. 3. Essais aux températures élevées (T ≥ 100°C)	97
IV-4 DÉFORMATION CRITIQUE D'APPARITION DE L'EFFET PLC	99
IV-5 CARACTERISTIQUES DES BANDES DE DEFORMATION PLC	100
IV-5. 1. Déformation contenue dans la bande : $\Delta \epsilon_b$	100
IV-5. 2. Vitesse de déformation dans la bande : $\dot{\epsilon}_b$	103
IV-5. 3. Vitesse de propagation des bandes : $\dot{\vartheta}_b$	106
IV-5. 4. Largeur de bandes : W_b	111
IV-IV. 5. Profil des bandes	115
IV-6 CONCLUSION	117

CHAPITRE V : DISCUSSION DES RESULTATS

V-1 INTRODUCTION	119
V-2 MACHINE DURE	119
V-2. 1. Domaine d'existence du phénomène (PLC) et types de décrochements	119
V-2. 2. Chutes de contrainte	121
V-2. 3. Temps de rechargement.....	122

V-2. 4. Variations des déformations critiques	125
V-3 MACHINE MOLLE	125
V-3. 1. Comparaison entre les caractéristiques des bandes PLC	125
V-3. 1. 1. Déformation contenue dans la bande et déformation critique	125
V-3. 1. 2. Vitesses de déformation et déformations contenues dans la bande	126
V-3. 1. 3. Vitesses de propagation et largeurs de bandes.....	127
V-3. 2. Effet du polissage sur la vitesse de propagation des bandes PLC	129
V-4 COMPARAISON ENTRE MODELES ET EXPERIENCE.....	130
V-4. 1. Modèle de Hähner	130
V-4. 2. Modèle de Bréchet et Estrin	131
V-4. 3. Modèle de Kubin et Estrin.....	134
V-4. 4. Modèle spatio-temporel de Hähner	137
CONCLUSION.....	139
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	141

INTRODUCTION

Les propriétés mécaniques des métaux sont considérablement modifiées par la présence de lacunes, de joints de grains, d'inclusions, ou de précipités. Malgré la présence de tous ces défauts, la déformation de ces matériaux apparaît homogène à l'échelle macroscopique, même si à l'échelle microscopique elle ne l'est pas. Cependant, dans certains matériaux contenant des atomes de solutés diffusant vers les dislocations, on observe une déformation macroscopique hétérogène lors de sollicitations de traction pour certaines vitesses de chargement et températures d'essais, cette hétérogénéité macroscopique de la déformation est appelée "phénomène Portevin - Le Chatelier" ; elle se traduit sur les courbes de traction soit par la présence de décrochements, lorsque l'on réalise un essai de traction à vitesse de déformation constante, soit par une succession de paliers lors d'une traction à vitesse de contrainte constante.

Sur le plan pratique, les instabilités de la déformation du type Portevin - Le Chatelier peuvent entraîner des effets néfastes sur la formabilité des matériaux et la durée de vie des structures métalliques, et se traduisent sur la surface des éprouvettes par un aspect rugueux et insensible au polissage. Pour éviter ces effets, il est nécessaire de bien cerner les conditions de déclenchement de ces instabilités plastiques.

Sur le plan physique, les premières études théoriques ont associé l'effet PLC au processus de vieillissement dynamique lié aux mécanismes de diffusion des atomes de soluté vers les dislocations. D'autres modèles ont décrit ce phénomène en superposant les effets de précipitation au vieillissement dynamique. Des approches tant théoriques qu'expérimentales ont montré qu'une sensibilité négative de la contrainte d'écoulement à la vitesse de déformation expliquerait qualitativement le comportement macroscopique de la déformation plastique hétérogène.

Depuis quelques années, de nombreux travaux ont été consacrés à l'étude expérimentale et à la modélisation théorique du domaine d'existence de l'effet PLC et des caractéristiques des bandes de déformation associées en s'appuyant sur l'influence des différents paramètres d'essai tels que la température, la vitesse de chargement et la déformation. Cependant, les modèles théoriques existants ne permettent pas d'expliquer de manière satisfaisante les différents aspects du phénomène PLC, de même les résultats expérimentaux de la littérature restent encore insuffisants et parfois contradictoires pour permettre leur exploitation dans la modélisation. Par conséquent, l'étude de l'effet PLC exige encore beaucoup d'efforts tant sur le plan théorique qu'au niveau expérimental.

Le présent travail consiste à étudier l'influence de la température et de la vitesse de chargement sur les instabilités plastiques de type Portevin-Le Chatelier dans un alliage d'aluminium de la série 5000 dans le cas d'essais de traction uniaxiale effectués à l'aide de machines dure et souple respectivement à vitesses de déformation et de contrainte imposées. Le mémoire de cette thèse comporte cinq chapitres :

- Le chapitre I présente une étude bibliographique décrivant les différents modèles microscopiques et macroscopiques qui tentent d'expliquer l'effet PLC. Les résultats expérimentaux de la littérature permettant de saisir la complexité du phénomène et décrivant les principales caractéristiques des bandes PLC sont également exposés.
- Le chapitre II constitue une présentation des techniques et des dispositifs expérimentaux utilisés, de la forme des éprouvettes, de la composition chimique de l'alliage Al-Mg étudié et de la méthode de dépouillements des résultats.
- Le chapitre III est consacré à l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sur machine dure à vitesse de déformation constante. Nous exposons les différents types de bandes PLC sur machine dure, puis nous déterminons le domaine d'existence de l'effet PLC, les variations de la déformation critique d'apparition de cet effet et les caractéristiques des décrochements telles que la chute de contrainte et le temps de rechargement en fonction des différents paramètres dont dépend ce phénomène.
- Le chapitre IV réunit l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus à l'aide d'une machine molle à vitesse de contrainte imposée. Nous étudions le domaine d'existence de l'effet PLC, l'aspect des courbes de traction, l'évolution de la déformation critique ainsi que les caractéristiques des bandes de déformation PLC telles que la déformation et la vitesse de déformation dans la bande, la vitesse de propagation et la largeur des bandes.
- Le chapitre V constitue une synthèse et une discussion des principaux résultats expérimentaux. Nous discutons puis nous comparons les variations des différentes caractéristiques des bandes de déformation PLC. Ensuite, nous confrontons nos résultats expérimentaux, en l'occurrence les variations des déformations critiques et des vitesses de propagation de bandes, avec ceux prévus par certains modèles théoriques.

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1. INTRODUCTION	4
I-2. MODELES MICROSCOPIQUES	5
I-2. 1. Modèles de Cottrell et Friedel.....	5
I-2. 2. Modèle de McCormick	6
I-2. 3. Modèle de Kubin et Estrin.....	8
I-2. 4. Modèle de Bréchet et Estrin.....	12
I-2. 5. Modèle de Hähner.....	17
I-3. MODELES MACROSCOPIQUES.....	23
I-3. 1. Modèles locaux	23
I-3. 1. 1. Modèle de Penning.....	23
I-3. 1. 2. Modèle d'Aubrun.....	26
I-3. 1. 3. Modèle de Kubin et Estrin	27
I-3. 1. 4. Modèle de McCormick	31
I-3. 2. Modèles non locaux	35
I-3. 2. 1. Modèle de Zbib et Aifantis	35
I-3. 2. 2. Modèle de Jeanclaude et Fressengeas	38
I-3. 2. 3. Modèle de Hähner	40
I-4. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR L'EFFET PLC	43
I-4. 1. Courbes de traction et types de décrochements.....	43
I-4. 2. Déformations critiques de l'effet PLC	44
I-4. 3. Domaine d'existence de l'effet PLC	45
I-4. 4. Chutes de contrainte.....	46
I-4. 5. Caractérisation des bandes	47
I-4. 5. 1. Aspect des bandes	47
I-4. 5. 2. Déformation contenue dans la bande : $\Delta \epsilon_b$	47
I-4. 5. 3. Vitesse de déformation dans la bande : $\dot{\epsilon}_b$	48
I-4. 5. 4. Vitesse de propagation des bandes : ϑ_b	48
I-4. 5. 5. Largeur des bandes : W_b	51
I-4. 6. Influence de la composition chimique	52
I-4. 7. Effet de la taille du grain.....	52
I-V. CONCLUSION	53

CHAPITRE I

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I-1. INTRODUCTION

L'écoulement discontinu ou le phénomène Portevin- Le Chatelier [1,2] (PLC) sont des termes utilisés pour exprimer l'inhomogénéité de la déformation plastique observée dans certains matériaux métalliques contenant des impuretés ou des solutés en position interstitielle ou substitutionnelle. Ce phénomène apparaît dans certains domaines de vitesses de chargement et de température, et se traduit par l'apparition de décrochements en dents de scie ou de paliers sur les courbes de traction σ - ϵ . Chaque décrochement ou palier correspond à la propagation de bandes de déformation localisée le long de l'éprouvette de traction.

Depuis sa découverte au début du siècle, l'effet PLC a fait l'objet de nombreuses études, tant sur le plan théorique qu'expérimental. Cottrell [3] a été le premier à proposer une interprétation microscopique des instabilités PLC en les associant à une interaction dynamique entre les nuages d'impuretés ou de solutés et les dislocations mobiles. Depuis, d'autres approches théoriques ont tenté d'expliquer ce phénomène à l'aide du mécanisme de vieillissement seul [3,5] ou associé au mécanisme de précipitation en cours de déformation [18]. L'effet PLC a été également étudié dans de nombreux travaux du point de vue macroscopique [23] et expérimental [49,55,69] (courbes de traction, caractéristiques des bandes de déformation, etc.).

Nous allons présenter dans cette partie bibliographique les modèles microscopiques et macroscopiques proposés dans la littérature pour interpréter et caractériser l'effet PLC. Les résultats expérimentaux les plus importants, concernant les caractéristiques des instabilités PLC, seront également abordés.

I-2. MODELES MICROSCOPIQUES

I-2. 1. Modèles de Cottrell et Friedel

Si le temps est assez suffisant aux impuretés (ou atomes de soluté) pour diffuser, elles migrent vers les dislocations immobiles. Chaque dislocation rassemble alors autour d'elle un nuage ou une atmosphère d'atomes d'impuretés ou de solutés dont la concentration d'équilibre est :

$$C = C_0 \exp(U / kT) \quad (I.1)$$

où C_0 est la concentration moyenne des impuretés dans le cristal, U le potentiel ou l'énergie libre d'interaction d'un atome d'impureté avec les dislocations, k et T sont respectivement la constante de Boltzmann et la température absolue.

Sous l'action d'une force extérieure, la dislocation antérieurement entourée par l'atmosphère de soluté commence à bouger et finira par s'en échapper. Une force de résistance se développe alors pour remettre la dislocation à sa position originale au centre du nuage d'impuretés. Si la force appliquée est inférieure à cette force d'ancrage, la dislocation ne peut pas s'échapper. Elle peut néanmoins bouger et traîner l'atmosphère avec elle. La vitesse de la dislocation est alors restreinte à celle de la migration des atomes de soluté de l'atmosphère. Comme les vitesses de diffusion sont faibles comparées à celles des dislocations, ce processus semble être important seulement à faible déformation.

Cottrell [3,4] a proposé d'écrire que la vitesse des dislocations v_d est limitée par la force de friction F qu'exerce sur elles le nuage d'impuretés lors de leur déplacement, cette vitesse s'exprime comme suit :

$$v_d = (D / kT) F = -(D / kT) \text{grad } V_B \quad (I.2)$$

où D est le coefficient de diffusion, F la force résultante de l'interaction d'un atome d'impuretés avec les dislocations et V_B le potentiel d'interaction soluté-dislocation : $V_B = (b/r) U_B$, avec U_B est l'énergie de liaison impureté-dislocation. D'où :

$$v_d = (D / kT) (b U_B / r^2) = (D / r^2) (b U_B / kT) \quad (I.3)$$

avec $(b U_B / kT) = d_0$ caractérise le diamètre du nuage de soluté autour de la dislocation à la température T . Cottrell considère comme situation limite, celle où la dislocation est à l'extrême du nuage qu'elle traîne, soit :

$$r = \frac{d_0}{2} = \frac{b U_B}{2 kT} \quad (I.4)$$

La vitesse critique de Cottrell s'écrit donc :

$$v_c = 4 \frac{D}{b} \frac{kT}{U_B} = 4 \frac{D}{d_0} \quad (I.5)$$

La relation d'Orowan permet de donner la vitesse de déformation plastique maximale suivante :

$$\dot{\epsilon}_c = \rho_m v_c b = 4D\rho_m b / d_0 \quad (I.6)$$

avec ρ_m la densité des dislocations mobiles.

Friedel [7], contrairement à Cottrell, considère que l'énergie de liaison U_B ne peut pas être fournie par l'activation thermique. Les obstacles distants en moyenne d'une longueur \bar{l} sont entraînés par la dislocation soumise à une contrainte σ . La fréquence de vibration du segment \bar{l} de dislocation est égale à vb/\bar{l} . La fréquence de l'événement est donc :

$$f = (v b/\bar{l}) \exp(-Q_m/kT) \quad (I.7)$$

où Q_m est l'énergie de migration du soluté, v la fréquence de Debye et bf la vitesse moyenne de la ligne de dislocation. La déformation sera donc en régime de fluage par traînage d'atmosphères tant que :

$$\dot{\epsilon}_F = 2 \rho_m (\sigma b^3/kT) D_0 \exp(-Q_m/kT) \quad (I.8)$$

Par conséquent le phénomène PLC apparaîtra, quand la vitesse de déformation est comprise entre ces deux valeurs critiques proposées par Cottrell et Friedel : $\dot{\epsilon}_F < \dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_c$.

L'énergie d'activation Q_m de cette limite inférieure du domaine est l'énergie de migration des impuretés seules, puisque la concentration en lacunes est à l'équilibre thermique pour ces températures élevées.

La principale objection faite aux modèles de Cottrell et de Friedel réside dans le fait que les valeurs des coefficients de diffusion nécessaires pour retrouver les vitesses de déformation relatives à l'apparition et à la disparition du PLC, sont de plusieurs ordres de grandeurs supérieures à celles trouvées expérimentalement.

I-2. 2. Modèle de McCormick

Pour résoudre le problème posé par Cottrell, McCormick [5], en s'inspirant des travaux de Sleeswijk [6], a proposé le modèle suivant : au cours de la déformation, une dislocation mobile passe la plupart de son temps à essayer de franchir les obstacles (atomes de soluté, dislocations, précipités). Une fois l'obstacle dépassé, la dislocation se déplace très vite à l'obstacle suivant. L'interaction entre les dislocations mobiles et les atomes de soluté qui diffusent se produit donc principalement pendant le temps d'attente, t_w , des dislocations devant les obstacles. Si le coefficient de diffusion est suffisamment grand pour saturer la dislocation avec un nuage d'impuretés pendant le temps d'attente, l'écoulement discontinu apparaîtra. Ainsi, la vitesse moyenne des dislocations dépend de leur temps d'attente, t_w , devant les obstacles et de leur temps de saut, t_s , d'un obstacle à un autre :

$$v = \frac{l}{t_w + t_s} \quad (I.9)$$

où l est la distance moyenne entre deux obstacles.

En général le temps de saut est considéré comme négligeable devant le temps d'attente ($t_s \ll t_w$), et c'est le temps d'attente qui détermine la vitesse des dislocations, par conséquent, en remplaçant v par (l/t_w) dans la relation d'Orowan $\dot{\epsilon} = \rho_m b v$, le temps d'attente peut être exprimé en terme de vitesse de déformation appliquée par la relation suivante :

$$t_w = \frac{\rho_m l b}{\dot{\epsilon}} \quad (\text{I.10})$$

D'autre part, le temps de vieillissement dynamique, t_a , nécessaire pour que les atomes de soluté viennent bloquer les dislocations temporairement arrêtées devant les obstacles est donné, pour des temps de vieillissement assez courts, par la relation de Friedel [6] qui suit :

$$t_a \approx \left(\frac{C_1}{\alpha C_0} \right)^{3/2} \frac{k T b^2}{3 D U_m} \quad (\text{I.11})$$

où C_1 est la concentration locale du soluté nécessaire à l'ancrage des dislocations arrêtées, C_0 est la concentration moyenne du soluté dans le cristal ($C_1 \gg C_0$), $\alpha \cong 3$ et U_m est l'énergie d'interaction entre dislocations et atomes du soluté. Pour qu'il y ait manifestation de l'effet PLC, il faut que le temps d'attente, t_w , soit égal au temps d'ancrage t_a . Ainsi, en combinant les expressions (I.10) et (I.11) on aboutit à une relation donnant la vitesse de déformation plastique correspondante à l'apparition du phénomène PLC :

$$\dot{\epsilon} = \left(\frac{\alpha C_0}{C_1} \right)^{3/2} \frac{3 \rho_m l D U_m}{k T b} \quad (\text{I.12})$$

Le coefficient de diffusion, D , est donné par la relation suivante en fonction de la concentration en lacunes, C_v , produites pendant la déformation :

$$D = D_0 C_v \exp\left(\frac{-Q_m}{kT}\right) \quad (\text{I.13})$$

où Q_m , k et D_0 sont respectivement l'énergie d'activation pour la migration des atomes de soluté, la constante de Boltzmann, et le facteur de fréquence de diffusion.

En utilisant l'expression (I.13), la condition (I.12) devient :

$$\dot{\epsilon} = \left(\frac{\alpha C_0}{C_1} \right)^{3/2} \frac{3 \rho_m l U_m D_0 C_v \exp(-Q_m/kT)}{k T b} \quad (\text{I.14})$$

L'évolution de la concentration en lacunes et de la densité de dislocations mobiles en fonction de la déformation peut être exprimée par les relations suivantes [8,9] :

$$C_v = K \epsilon^m \quad (\text{I.15})$$

$$\rho_m = N \epsilon^\beta \quad (\text{I.16})$$

avec K , N , m et β des constantes.

En remplaçant les expressions (I.15) et (I.16) dans la condition (I.14), on obtient l'expression de la déformation critique, ε_c , à laquelle apparaît l'effet PLC :

$$\varepsilon_c^{m+\beta} = \left(\frac{C_1}{\alpha C_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\dot{\varepsilon} k T b \exp(Q_m/kT)}{3 l N K U_m D_0} \quad (\text{I.17})$$

Ham et Jaffrey [8] ont réalisé l'expérience suivante : à un taux de déformation inférieur à ε_c , la déformation a été arrêtée et l'échantillon a été recuit suffisamment longtemps pour éliminer l'excès de lacunes produites par la déformation. Ensuite, l'échantillon a été à nouveau déformé, l'effet PLC est apparu à un taux de déformation plus élevé que celui de la déformation critique obtenu dans le cas où il n'y avait pas de recuit intermédiaire. Les résultats de Ham et Jaffrey confirment les hypothèses de McCormick concernant le rôle prépondérant des lacunes d'écroutissage dans l'apparition des instabilités PLC. Cependant, Radelaar et al. [10], Lloyd et Worthington [11] ont trouvé que, dans des alliages Cu-Al et Cu-Sn respectivement, le recuit intermédiaire n'influence pas la valeur de la déformation critique. Ce résultat remet en cause le rôle si important des lacunes dans la manifestation de l'effet PLC.

1-2. 3. Modèle de Kubin et Estrin

Kubin et Estrin [12] ont proposé un modèle pour déterminer les déformations critiques associées à l'effet PLC. Ce modèle tient compte de la variation des densités de dislocations mobiles et de la forêt en fonction de la déformation. La condition prise pour l'apparition de l'effet PLC est celle où la sensibilité à la vitesse de la contrainte d'écoulement s'annule sous l'effet du vieillissement dynamique. La contrainte σ nécessaire au mouvement d'une dislocation dans son plan de glissement peut être décomposée en :

$$\sigma = \sigma_d^a + \sigma_d^{th} + f$$

où σ_d^a représente la contrainte athermique, σ_d^{th} la contrainte thermique due aux interactions des dislocations mobiles avec les obstacles et la forêt et f la contrainte de friction due aux interactions entre les dislocations mobiles et les atomes de soluté. Cette loi constitutive peut être considérée comme le résultat d'une intégration de la forme différentielle générale :

$$d\sigma = h d\varepsilon + S d(\ln \dot{\varepsilon})$$

Comme dans leurs précédentes études [13-15], Kubin et Estrin supposent que la sensibilité à la vitesse de déformation est égale à la somme de deux quantités :

$$S = S_0 + S_{aging}$$

S_0 provient de l'activation du mouvement des dislocations en l'absence de vieillissement dynamique, quant à S_{aging} : c'est la composante due au vieillissement dynamique et est expliquée de la manière suivante : pendant leur temps d'attente devant la forêt d'obstacles localisés, les dislocations sont de plus en plus bloquées par les atomes de soluté qui diffusent vers elles, en

conséquence, la forêt d'obstacles devient plus difficile à franchir quand le temps d'arrêt, t , augmente. Ce durcissement est représenté par une fonction $f(t, T)$, et est supposé proportionnel à la concentration du soluté autour de l'obstacle. Cette concentration est déterminée en précisant le mécanisme de diffusion qui intervient. Quand un mécanisme d'activation réussit à se produire, le temps de vieillissement devient égal au temps d'attente, t_w , et la résistance de l'obstacle est augmentée de la quantité $f(t_w)$ en raison du vieillissement dynamique.

Puisque la distance moyenne entre deux obstacles est de l'ordre de $\rho_f^{-1/2}$ et en négligeant le temps libre du saut entre deux obstacles, la vitesse moyenne des dislocations mobiles est proportionnelle à $\rho_f^{-1/2}/t_w$. En utilisant la relation d'Orowan, la vitesse de déformation plastique s'écrit alors :

$$\dot{\epsilon} = \frac{b \rho_m \rho_f^{-1/2}}{t_w} = \frac{\Omega}{t_w} \quad (\text{I.18})$$

Cette relation définit l'incrément de déformation élémentaire $\Omega = \Omega(\epsilon)$ qui est une quantité dépendante de la déformation et qui correspond à celle obtenue quand toutes les dislocations mobiles réussissent à accomplir un pas d'activation. En plus, l'équation (I.18) permet d'exprimer $f(t_w)$ en fonction de $f(\Omega, \dot{\epsilon})$ (ou $f(\epsilon, \dot{\epsilon})$), et d'estimer la contribution du vieillissement dynamique à la sensibilité totale à la vitesse de déformation par :

$$S_{aging}(\epsilon) = \left(\frac{\partial f}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \right)_{\epsilon} = \frac{-df}{d \ln t_w} \quad (\text{I.19})$$

Finalement, la sensibilité totale à la vitesse de déformation est :

$$S(\epsilon) = S_0 + S_{aging}(\epsilon) = S_0 - \frac{df}{d \ln[\Omega(\epsilon)/\dot{\epsilon}]} \quad (\text{I.20})$$

L'expérience montre qu'en général, S est positive à faible déformation et diminue en cours de déformation. L'écoulement discontinu du type PLC prend alors place après une déformation d'incubation, quand la condition critique $S(\epsilon) = 0$ est atteinte. Il peut disparaître à un stade ultérieur si S redevient positive. Cependant, dans certain cas, S est négative dès le début et il n'y a donc pas de déformation d'incubation. Pour déterminer les déformations critiques, Kubin et Estrin se sont servis de la fonction $f(t_w, T)$ introduite par Louat [16] :

$$f = f_0 \left\{ 1 - \exp\left[-(t_w/\tau_0)^{2/3}\right] \right\} \quad (\text{I.21})$$

où f_0 est l'accroissement maximal de la contrainte qui peut être produit par le mécanisme de vieillissement et τ_0 le temps de relaxation associé à la diffusion. Ce dernier dépend de l'énergie d'interaction entre un atome de soluté et une dislocation, du coefficient de diffusion des atomes de soluté et de la concentration en soluté [7].

En exprimant la condition $S = 0$ dans l'équation (I.20) et en insérant f à partir de l'équation (I.21), Kubin et Estrin obtiennent :

$$X \exp(-X) = \alpha \quad (\text{I.22})$$

où $\alpha = (3/2)(S_0/f_0)$ et $X = (t_w/\tau_0)^{2/3} = (\Omega/Z)^{2/3}$, avec $Z = \dot{\epsilon}\tau_0$. Dans la quantité adimensionnelle X , l'effet de l'évolution de la structure de dislocation est inclus dans l'incrément élémentaire de déformation Ω , alors que l'effet de la vitesse de déformation et de la température est introduit dans la quantité Z , qui a une certaine similitude avec le paramètre de Zener-Hollomon souvent utilisé dans les études de fluage. La courbe représentant la fonction $X \exp(-X)$ (voir figure I-1) a une forme en cloche qui admet un maximum pour $X = 1$, c'est-à-dire quand $t_w = \tau_0$. Selon la valeur de α , l'équation (I.22) admet deux solutions quand $\alpha < 1/e$, X_1 et X_2 ($X_2 > X_1$), ou une solution tangente quand $\alpha = 1/e$. Pour $\alpha > 1/e$, il n'y a pas de solution.

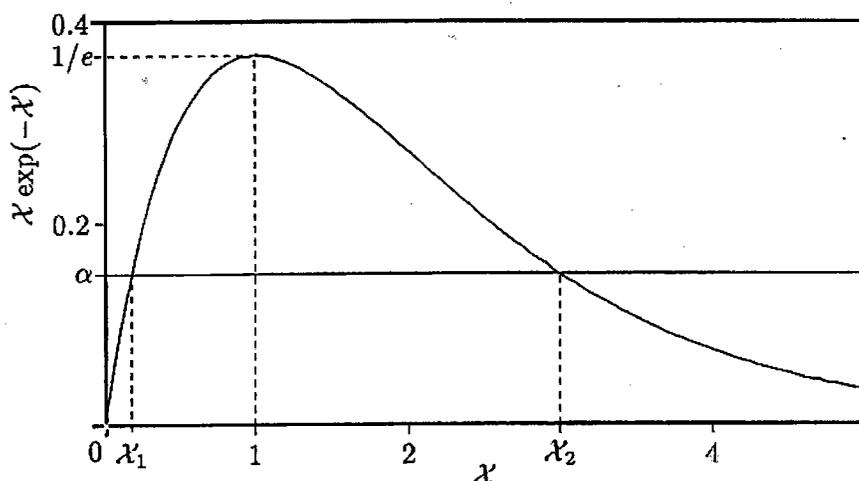


Figure I-1

Détermination des valeurs critiques de la quantité réduite $X = (\Omega/Z)^{2/3}$ [12].

L'évolution de $\Omega(\epsilon)$ est déduite de celles de ρ_m et ρ_f données par le système d'équations différentielles suivant [17] :

$$\frac{d\rho_m}{d\epsilon} = \frac{C_1}{b^2} - C_2\rho_m - \left(\frac{C_3}{b}\right)\rho_f^{1/2} \quad (\text{I.23})$$

$$\frac{d\rho_f}{d\epsilon} = C_2\rho_m + \left(\frac{C_3}{b}\right)\rho_f^{1/2} - C_4\rho_f \quad (\text{I.24})$$

avec b la norme du vecteur de Burgers, les paramètres C_i sont relatifs à la multiplication des dislocations mobiles (C_1), leur annihilation mutuelle (C_2), leur immobilisation due aux interactions avec la forêt de dislocations (C_3), et la restauration dynamique (C_4).

La définition des valeurs initiales des densités de dislocations et des constantes du matériau sont nécessaires à l'évaluation numérique de ρ_m, ρ_f et Ω en fonction de la déformation. En prenant comme valeurs initiales des densités de dislocations $\rho_{mi} = 10^{12} m^{-2}$ et $\rho_{fi} = 10^{11} m^{-2}$, et comme valeurs à la saturation $\rho_{ms} = 5 \times 10^{13} m^{-2}$ et $\rho_{fs} = 10^{14} m^{-2}$, Kubin et Estrin [12] ont déduit les valeurs suivantes des constantes C_i :

$C_1/b^2 = 10^{15}/3$, $C_2 = 6.06$, $C_3/b = 10^8/3.3$ et $C_4 = 10/3$. La figure I-2 montre la dépendance vis-à-vis de la déformation des densités de dislocations mobiles et fixes, obtenue par une résolution numérique du système d'équations (I.23) et (I.24).

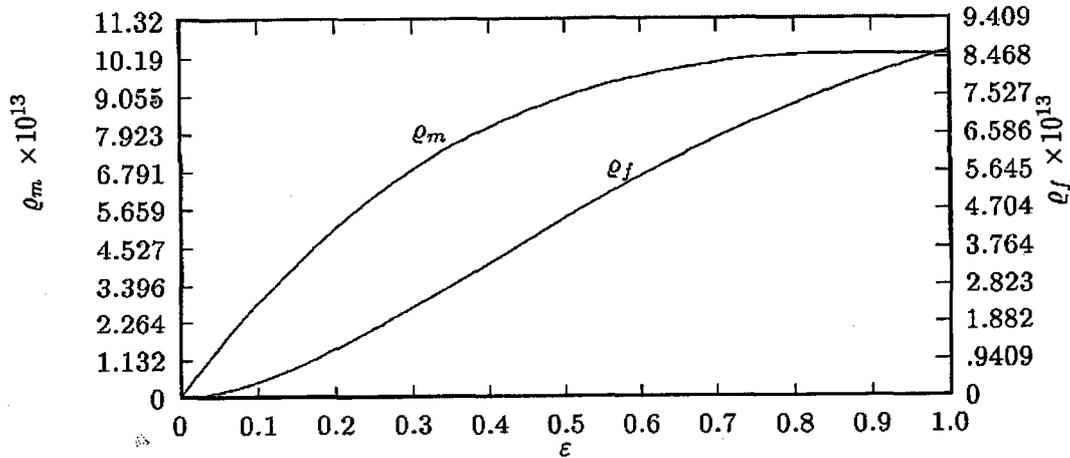


Figure I-2

Variations de la densité des dislocations mobiles ρ_m et de la forêt ρ_f , au cours de la déformation pour $Z=0.05$ [12].

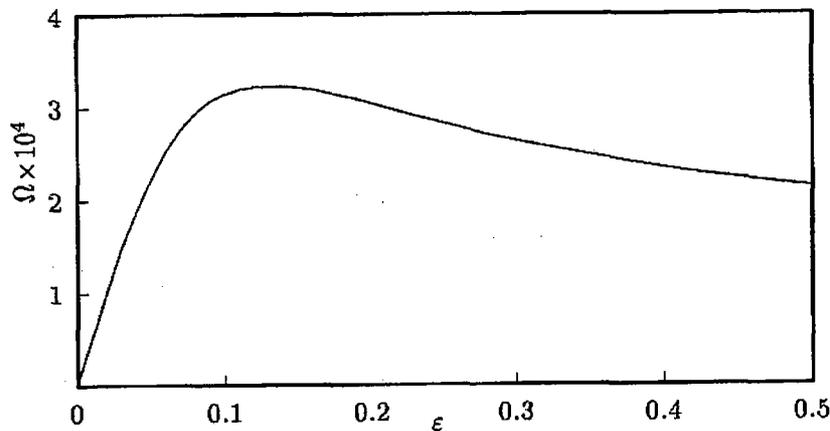


Figure I-3

Evolution schématique de la déformation élémentaire Ω en fonction de la déformation [18].

La courbe $\Omega(\epsilon)$, donnée par la figure I-3 et représentant la variation de la déformation élémentaire en fonction de la déformation, présente un maximum Ω_m pour une déformation voisine de 16.5 %. Ainsi, le nombre et la valeur des déformations critiques pour l'apparition et la

disparition de l'effet PLC dépendent des valeurs initiale Ω_0 , maximale Ω_m et à la saturation Ω_s de Ω . Ce modèle montre qu'on peut avoir jusqu'à quatre déformations critiques. Cependant, il est très difficile d'observer expérimentalement toutes ces déformations critiques parce qu'en général, elles ne peuvent pas être atteintes par les essais classiques utilisés comme la traction. Dans le cas particulier illustré par la courbe de la figure I-4, il y a deux solutions : ε_c pour l'apparition de l'effet PLC et ε_c^* pour sa disparition.

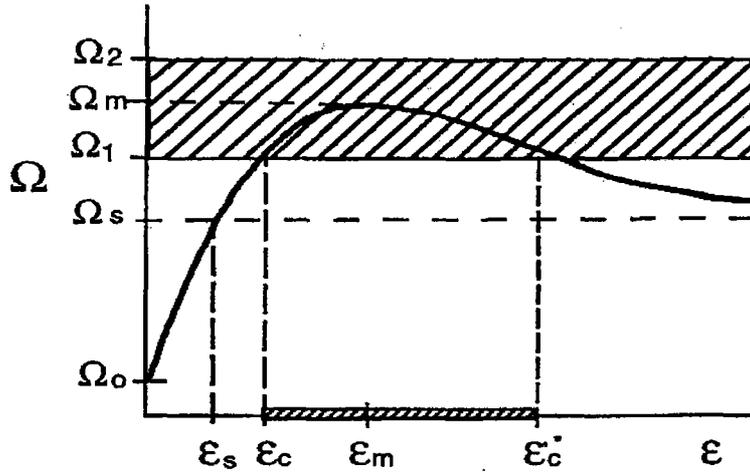


Figure I-4

Détermination des déformations critiques à partir de la courbe $\Omega(\varepsilon)$ [12].

I-2. 4. Modèle de Bréchet et Estrin

Bréchet et Estrin [18] ont proposé un modèle décrivant le phénomène PLC à l'aide de la coexistence du vieillissement dynamique et de la précipitation tant homogène qu'hétérogène. Ils ont montré que, à cause de la précipitation dans les solutions solides concentrées, les déformations critiques pour l'apparition de l'effet PLC dépendent de la température et de la vitesse de déformation d'une manière inverse à celle observée dans les solutions solides diluées. En se basant sur le modèle de Kubin et Estrin [17], Ils ont exprimé la contrainte d'écoulement, σ , dans une solution solide diluée par :

$$\sigma = \sigma_E + h\varepsilon + \beta C_s + S^0 \ln(\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}^0) \quad (\text{I.25})$$

où σ_E est la limite d'élasticité, h le coefficient d'écrouissage, $\dot{\varepsilon}^0$ une vitesse de déformation de référence, et S^0 la sensibilité à la vitesse de déformation en absence du vieillissement dynamique. Ce dernier est pris en compte par le terme βC_s , avec C_s représentant la concentration de soluté sur les lignes de dislocations et β la force d'ancrage du soluté et qui est proportionnelle à l'énergie d'interaction W entre dislocations et soluté. Bréchet et Estrin ont supposé que C_s suit la cinétique de Cottrell-Bilby [19], modifiée par Louat [16] pour introduire l'effet de la saturation, ainsi :

$$C_s = C_m \left\{ 1 - \exp \left[- (C_0/C_m) (3D A t / k T b^3)^{2/3} \right] \right\} \quad (\text{I.26})$$

où C_m est la valeur de saturation de la concentration sur la ligne de dislocations, C_0 la concentration nominale du soluté, D le coefficient de diffusion du soluté, k la constante de Boltzmann, T la température absolue et t le temps. Le paramètre A traduit l'interaction dislocation-soluté et il est proportionnel à l'énergie de liaison W . Notons que $C_m = C_0 \exp(W/kT)$, ainsi l'équation (I.26) devient :

$$C_s = C_0 \exp(W/kT) \left\{ 1 - \exp\left[-(t/\tau)^{2/3}\right] \right\} \quad (\text{I.27})$$

où $\tau = \frac{kTb^3}{3DA} \exp\left(\frac{3}{2}W/kT\right)$. Le temps t dans l'équation (I.27) doit être identifié au temps d'arrêt ou d'attente t_w , qui est relié à la vitesse de déformation par l'équation suivante :

$$t_w = \Omega/\dot{\epsilon} \quad (\text{I.28})$$

où Ω est la déformation élémentaire définie dans le modèle de Kubin et Estrin [12] par :

$$\Omega = \rho_m bL \quad (\text{I.29})$$

avec ρ_m étant la densité de dislocations mobiles et L leur libre parcours moyen. Dans le cas de solutions solides diluées L est de l'ordre de $\rho_f^{-1/2}$, avec ρ_f la densité de dislocations fixes. La variation de Ω avec la déformation plastique est déduite de celles de ρ_m et ρ_f [12,17,20], et le comportement résultant est schématiquement représenté dans la figure I-3.

La condition d'apparition de l'effet PLC, $(\partial\sigma/\partial \ln \dot{\epsilon}) < 0$, se traduit par :

$$(2/3)\beta C_m X \exp(-X) > S^0 \quad (\text{I.30})$$

avec X définie comme suit :

$$X = (\Omega/\dot{\epsilon} \tau)^{2/3} \quad (\text{I.31})$$

L'inégalité (I.30) prévoit l'existence d'une déformation critique ϵ_c qui croît avec la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ et décroît avec la température T : c'est ce qu'on appelle le comportement normal. Pour tenir compte de l'effet de la précipitation en cours de déformation dans les solutions solides concentrées, Bréchet et Estrin ont remplacé la loi constitutive (I.25) par la relation suivante :

$$\sigma = \sigma_E + h\epsilon + \gamma \phi + \Gamma\Phi + \beta C_s^* + S^0 \ln(\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}^0) \quad (\text{I.32})$$

avec Φ la fraction volumique des gros précipités sur les lignes de dislocations, ϕ la fraction volumique des précipités fins dans la matrice, Γ et γ sont les contraintes exercées respectivement sur les précipités gros et fins.

La concentration de soluté sur les lignes de dislocations, C_s , a été remplacée par C_s^* pour tenir compte des deux types de précipités homogènes et hétérogènes. Pour simplifier le problème, Bréchet et Estrin ont donné la même composition, C_p , aux deux types de précipités ; ainsi, la

concentration d'atomes de soluté capables de diffuser vers les dislocations est donnée par l'équation suivante :

$$(C^0)^* = C^0 - \phi C_p \quad (I.33)$$

La concentration des atomes de soluté sur les lignes de dislocations, qui n'ont pas été inclus dans les précipités hétérogènes, est donnée par :

$$C_s^* = (C_0)^* \exp(W/kT) [1 - \exp(-X)] - \Phi C_p \quad (I.34)$$

Ainsi, en remplaçant les relations (I.33) et (I.34) dans la loi (I.32), on obtient l'équation constitutive suivante :

$$\sigma = [\sigma_E + h\varepsilon + S^0 \ln(\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}^0) + \beta C_s] + [\Gamma\Phi + \gamma\phi - \beta\Phi C_p - \beta\phi(C_p/C^0)C_s] \quad (I.35)$$

Le premier terme entre crochets contient l'expression usuelle (I.25), alors que le deuxième terme tient compte des effets de précipitation. La dérivée de l'équation (I.35) par rapport à $\ln \dot{\varepsilon}$ permet d'écrire la condition d'apparition de l'effet PLC traduite par une sensibilité à la vitesse de déformation négative, $(\partial\sigma/\partial \ln \dot{\varepsilon}) < 0$:

$$\begin{aligned} & S^0 - (2/3)\beta C_m X \exp(-X) + (\Gamma - \beta C_p)\Phi' + \gamma\phi' \\ & + (2/3)\beta C_p (C_m/C^0)\phi X \exp(-X) \\ & - \beta\phi'(C_m/C^0)C_p [1 - \exp(-X)] < 0 \end{aligned} \quad (I.36)$$

Si ϕ et Φ étaient indépendants de $\dot{\varepsilon}$, le seul effet de la précipitation serait de diminuer la valeur effective de C_m dans la condition critique, exprimée par l'inéquation (I.30), d'un facteur $[1 - \phi(C_p/C^0)]$. Par conséquent, la déformation critique ε_c augmenterait mais sa dépendance vis-à-vis de T et $\dot{\varepsilon}$ resterait "normale". Pour rendre compte d'une dépendance "inverse", il faut comprendre la nature de l'effet de la vitesse de déformation sur ϕ et Φ .

Pour simplifier les calculs, seules les faibles déformations critiques ont été prises en compte, ce qui donne l'approximation linéaire suivante de Ω en fonction de ε :

$$\Omega = \omega\varepsilon \quad (I.37)$$

Il en résulte que le temps courant sur la branche ascendante de la courbe de la figure I-3 peut s'exprimer par :

$$t = \Omega/(\omega\dot{\varepsilon}) = (\tau/\omega)X^{3/2} \quad (I.38)$$

En considérant la cinétique de précipitation de Zener - Wert, on obtient :

$$\Phi = \Phi^0 \left\{ 1 - \exp\left[-(t/t^0)^n\right] \right\} \quad (I.39)$$

ou, en réexprimant le temps t en fonction de X à l'aide de l'équation (I.38), l'équation (I.39) devient :

$$\Phi = \Phi^0 \left\{ 1 - \exp \left[- X^{3/2} \left(\tau / \tau^0 \right)^n \right] \right\} \quad (\text{I.40})$$

où τ^0 est un temps caractéristique inversement proportionnel au coefficient de diffusion responsable de la cinétique de précipitation, $\tau^0 = \omega \tau^0$, Φ^0 la fraction volumique maximale accessible des gros précipités et n un exposant caractéristique de la réaction de précipitation. Comme Φ est fonction de X seulement [21], la condition (I.36) exprimant l'apparition de l'effet PLC s'écrit alors :

$$S^0 - (2/3)\beta C_m X \exp(-X) + (\Gamma - \beta C_p) \Phi' < 0 \quad (\text{I.41})$$

En utilisant la relation (I.40), cette équation devient :

$$\begin{aligned} & S^0 - (2/3)\beta C_m X \exp(-X) - n (\Gamma - \beta C_p) \\ & \times \Phi^0 \left(X^{3/2} \tau / \tau^0 \right)^n \exp \left[- \left(X^{3/2} \tau / \tau^0 \right)^n \right] < 0 \end{aligned} \quad (\text{I.42})$$

τ / τ^0 est proportionnel au rapport des coefficients de diffusion (il s'agit ici de ceux relatifs à la pipe-diffusion et à la diffusion en volume), et est donc très grand devant l'unité ($\tau / \tau^0 \gg 1$), par la suite la condition critique s'écrit :

$$S^0 - n (\Gamma - \beta C_p) \Phi^0 \left(X^{3/2} \tau / \tau^0 \right)^n \exp \left[- \left(X^{3/2} \tau / \tau^0 \right)^n \right] < 0 \quad (\text{I.43})$$

Cette inégalité sera vérifiée si la quantité $Z^{1/n} = X^{3/2} \tau / \tau^0$ dépasse une valeur critique, $Z_c^{1/n}$, où Z_c est la plus petite des deux racines de l'équation :

$$Z \exp(-Z) = S^0 / \left[n (\Gamma - \beta C_p) \Phi^0 \right] \quad (\text{I.44})$$

Ainsi, à partir des équations (I.37) et (I.38), la déformation critique correspondante sera :

$$\varepsilon_c = \left(\dot{\varepsilon} \tau^0 / \omega \right) Z_c^{1/n} \quad (\text{I.45})$$

Compte tenu de l'équation (I.44), Z_c ne dépend pas de la vitesse de déformation et sa dépendance vis-à-vis de la température est faible.

Le temps nécessaire pour dissoudre un précipité, dans le cas de précipités homogènes, est inversement proportionnel au nombre de dislocations mobiles en mesure de le cisailer complètement et à leur vitesse ; par conséquent, il est inversement proportionnel à la vitesse de déformation [22]. En représentant par I la vitesse de nucléation de précipité, l'équilibre dynamique entre la nucléation et la dissolution par cisaillement donne une fraction volumique telle que :

$$\phi = KI / \dot{\varepsilon} \quad (\text{I.46})$$

où K est une constante géométrique. Cette formule n'est plus valable pour des vitesses de déformation inférieures à $\dot{\varepsilon}^* = KI / \phi^*$ où ϕ^* est la valeur de ϕ à l'équilibre thermodynamique. Ainsi, la condition d'apparition de l'effet PLC, donnée précédemment par l'inéquation (I.36), s'écrit maintenant :

$$\begin{aligned}
 & S^0 - \gamma KI/\dot{\epsilon} \\
 & + (2/3)\beta C_m [(C_p/C^0)(KI/\dot{\epsilon}) - 1]X \exp(-X) \\
 & + (KI/\dot{\epsilon})\beta C_m (C_p/C^0) [1 - \exp(-X)] < 0
 \end{aligned} \tag{I.47}$$

Si on s'intéresse à la plus faible déformation critique, il est judicieux de remplacer $\exp(-X)$ par sa forme linéaire en X . Ainsi, la condition d'instabilité (I.47) prend la forme qui suit :

$$X > \frac{[S^0 - \gamma KI/\dot{\epsilon}]}{(2/3)(\beta C_m) [1 - (5/2)(KI/\dot{\epsilon})(C_p/C^0)]} \tag{I.48}$$

En remplaçant X par son expression de l'équation (I.31) et en linéarisant Ω en fonction de la déformation plastique selon l'équation (I.37), la déformation critique prend l'expression suivante :

$$\epsilon_c = \left\{ \frac{(3/2) [S^0/(\beta C_m)] [\dot{\epsilon} - (KI\gamma/S^0)]}{[\dot{\epsilon} - (5/2)KI(C_p/C^0)]} \right\}^{3/2} (\tau \dot{\epsilon}/\omega) \tag{I.49}$$

Pour les grandes valeurs de $\dot{\epsilon}$, ou les faibles valeurs de I , l'équation (I.49) se réduit à l'expression classique de ϵ_c indépendante de la précipitation. Pour une vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$, donnée par :

$$\dot{\epsilon} = (5/2) K I C_p / C^0 \tag{I.50}$$

il y aurait une divergence de ϵ_c . Cependant, cette valeur de $\dot{\epsilon}$ est nettement inférieure à $\dot{\epsilon}^*$ si on suppose que $\phi^* C_p$ est plus petit que $(2/5)C^0$; dans ce cas, il n'y aurait pas plus de 40 % d'atomes de soluté qui peuvent être inclus dans les précipités. En conséquence, il n'y aura pas de divergence à l'intérieur du domaine de validité de cette nouvelle description. Deux cas peuvent alors être considérés :

- (i) Si γ/S^0 est inférieur à $(5/2)C_p/C^0$, alors la déformation critique, donnée par l'équation (I.49), a un comportement non monotone avec $\dot{\epsilon}$. La position $\dot{\epsilon}_{\min}$ du minimum peut être calculée à partir de l'équation (I.49). Dans le cas où $\gamma/S^0 \ll (5/2)C_p/C^0$, l'expression de $\dot{\epsilon}_{\min}$ devient simple à déterminer :

$$\dot{\epsilon}_{\min} = (25/6) K I C_p / C^0 \tag{I.51}$$

Dans ce cas limite, l'expression de ϵ_c prend la forme simple qui suit :

$$\epsilon_c = \left\{ \frac{(3/2) [S^0/(\beta C_m)]}{[\dot{\epsilon} - (5/2)KI(C_p/C^0)]} \right\}^{3/2} (\tau \dot{\epsilon}^{5/2}/\omega) \tag{I.52}$$

Le comportement « inverse » de ε_c avec $\dot{\varepsilon}$ pour $\dot{\varepsilon} < \dot{\varepsilon}_{\min}$, émanant de cette expression, correspond à la courbe schématisée sur la figure I-5.

- (ii) Si γ/S^0 est supérieur à $(5/2)C_p/C^0$, alors la déformation critique devient une fonction monotone et croissante avec $\dot{\varepsilon}$, la dépendance devient de type "normal".

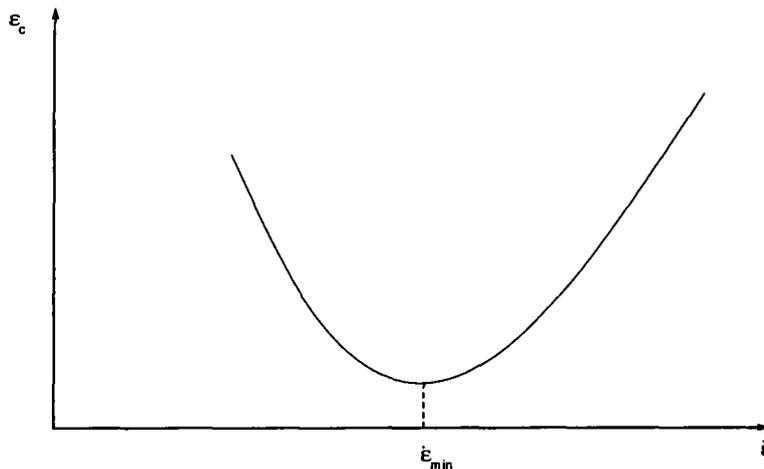


Figure I-5

Evolution de la déformation critique ε_c en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$.

« Illustration du comportement inverse » [18].

I-2. 5. Modèle de Hähner

L'approche théorique proposée par Hähner [100] permet de prévoir quantitativement les déformations critiques liées à l'apparition de l'effet PLC, ainsi que leurs évolutions en fonction de la vitesse de déformation et de la température. Ce modèle introduit les effets du vieillissement dynamique dans une analyse de stabilité linéaire de l'écoulement plastique et considère que l'effet PLC apparaît quand la sensibilité à la vitesse devient négative.

Une loi constitutive de la forme $\tau^{ex}(\gamma, \dot{\gamma})$ (τ^{ex} cission extérieure, γ cisaillement et $\dot{\gamma}$ vitesse de cisaillement) ne permet pas de prendre en compte le régime transitoire de la contrainte de cisaillement lors d'un changement de vitesse de déformation dans les alliages subissant le vieillissement dynamique. Pour tenir compte de ces effets transitoires et modéliser de ce fait le vieillissement dynamique, Hähner a introduit une variable interne supplémentaire ϕ dans la loi constitutive : $\tau^{ex} = \tau^{ex}(\gamma, \dot{\gamma}, \phi)$. Tout changement de ϕ entraîne un changement correspondant $\Delta\tau_\phi$ de la contrainte d'écoulement. Après un changement brusque de la vitesse de déformation $\Delta\dot{\gamma}$, ϕ relaxe vers une nouvelle valeur d'état quasi-stationnaire pendant un certain temps caractéristique t_{DSA} . En introduisant le coefficient d'écrouissage $\theta = \partial\tau^{ex} / \partial\dot{\gamma} |_{\gamma, \phi}$ et la sensibilité instantanée à la vitesse S_0 , l'incrément de contrainte d'écoulement s'écrit :

$$\Delta \tau^{ex} = \theta \Delta \gamma + S_0 \Delta \ln \dot{\gamma} + \Delta \tau_\phi \quad (\text{I.53})$$

En utilisant une approximation linéaire, les variations transitoires de la contrainte d'écoulement résultant de la relaxation de ϕ sont données par [101] :

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \tau_\phi = \frac{-1}{t_{DSA}} [\Delta \tau_\phi - (S_\infty - S_0) \Delta \ln \dot{\gamma}] \quad (\text{I.54})$$

S_∞ étant une sensibilité asymptotique à la vitesse de déformation, contrôlée à la fois par la dépendance de la contrainte d'écoulement vis-à-vis de ϕ et de la dépendance de ϕ vis-à-vis de la vitesse de déformation dans l'état stationnaire :

$$S_\infty = S_0 + \left. \frac{\partial \tau^{ex}}{\partial \phi} \right|_{\gamma, \dot{\gamma}} \frac{d\phi}{d \ln \dot{\gamma}} \quad (\text{I.55})$$

Lorsque le terme $\left[\left. \frac{\partial \tau^{ex}}{\partial \phi} \right|_{\gamma, \dot{\gamma}} \frac{d\phi}{d \ln \dot{\gamma}} \right]$ est négatif, la sensibilité asymptotique à la vitesse peut devenir négative si ce dernier l'emporte sur la contribution positive S_0 .

Hähner considère la stabilité linéaire d'un mode de déformation caractérisé par les valeurs de γ , $\dot{\gamma}$ et ϕ à l'état quasi-stationnaire. A partir des équations (I.53) et (I.54), il obtient deux équations couplées qui peuvent être écrites sous la forme matricielle suivante [101] :

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \Delta \gamma \\ \Delta \tau_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1/t_\theta & -1/[(\theta - \tau^{ex})t_\theta] \\ (\theta - \tau^{ex})/t_{\tau\phi} & 1/t_{\tau\phi} - 1/t_{DSA} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta \gamma \\ \Delta \tau_\phi \end{bmatrix} \quad (\text{I.56})$$

La stabilité du système (I.56) est régie par la l'interaction de trois échelles de temps caractéristiques:

$$t_{DSA}, \quad t_\theta = \frac{S_0}{\dot{\gamma}(\theta - \tau^{ex})}, \quad t_{\tau\phi} = t_{DSA} \frac{S_0}{S_0 - S_\infty} \quad (\text{I.57})$$

où t_θ est le temps caractéristique de relaxation due à l'influence combinée de l'écroutissage et de l'adoucissement géométrique, et $t_{\tau\phi}$ le temps nécessaire pour que la contrainte d'écoulement réponde aux changements de la variable ϕ . Dans les conditions d'adoucissement liées à la vitesse de déformation, à savoir $S_\infty < S_0$ et $(\theta - \tau^{ex}) > 0$, les expressions (I.57) sont toujours positives. Le système devient instable quand l'inégalité suivante est vérifiée :

$$\frac{1}{t_{\tau\phi}} > \frac{1}{t_\theta} + \frac{1}{t_{DSA}} \quad (\text{I.58})$$

En remplaçant t_θ et $t_{\tau\phi}$ par leurs expressions, le critère d'instabilité (I.58) devient :

$$S_{\infty} < -(\theta - \tau^{eff}) \dot{\gamma} t_{DSA} \quad (I.59)$$

La sensibilité asymptotique à la vitesse devient négative ($S_{\infty} < 0$) si :

$$\frac{1}{t_{\tau \phi}} > \frac{1}{t_{DSA}} \quad (I.60)$$

Le critère d'instabilité ($S_{\infty} < 0$) est proche du critère général (I.58) si on néglige le taux caractéristique d'écrouissage $1/t_{\theta}$. Ce cas est possible si la relaxation de ϕ est suffisamment rapide ($t_{\theta} \gg t_{DSA}$).

Pour déterminer l'expression du temps de relaxation t_{DSA} en fonction des conditions de déformation et de certains paramètres caractéristiques du vieillissement dynamique, Hähner rend compte du vieillissement dynamique en considérant que l'enthalpie libre d'activation $G(t_a)$ augmente avec le temps d'attente des dislocations aux obstacles (ou temps de vieillissement) t_a . Quant à la fonction $G(t_a)$, qui joue le rôle de la variable interne ϕ , Louat a proposé une expression de la forme [16] :

$$G(t_a) = G_{\infty} - \Delta G \exp \left[-(\eta t_a)^n \right] \quad (I.61)$$

G_{∞} et ΔG désignent respectivement l'enthalpie libre d'activation d'un segment de dislocation subissant un vieillissement complet et l'augmentation maximale de l'enthalpie libre d'activation due au vieillissement dynamique. η est la vitesse caractéristique du vieillissement dynamique, proportionnelle à la mobilité du soluté. L'exposant caractéristique du vieillissement n dépend du mécanisme d'écrouissage et du mode de diffusion [102].

Hähner suppose également que toutes les dislocations se partagent le même temps de vieillissement, $t_a = \Omega / \dot{\gamma}$, avec $\Omega = b \rho_m / \sqrt{\rho_f}$, b étant le vecteur de Burgers, ρ_m et ρ_f étant respectivement les densités de dislocations mobiles et fixes. En utilisant une loi de type Arrhénius, la vitesse de déformation plastique s'exprime par :

$$\dot{\gamma}(t) = v_0 \Omega \exp \left[-\frac{G(\Omega/\dot{\gamma}) - V \tau^{eff}(t)}{k_B T} \right] \quad (I.62)$$

où τ^{eff} désigne la contrainte effective, V le volume d'activation et v_0 un facteur de fréquence. En dérivant par rapport à $\dot{\gamma}$, la sensibilité à la vitesse de déformation est donnée par :

$$S = S_0 - n \frac{\Delta G}{V} \left(\frac{\eta \Omega}{\dot{\gamma}} \right)^n \exp \left[-\left(\frac{\eta \Omega}{\dot{\gamma}} \right)^n \right] \quad (I.63)$$

avec la sensibilité instantanée à la vitesse de déformation :

$$S_0 = \frac{k_B T}{V} \quad (\text{I.64})$$

Hähner a généralisé la loi d'Arrhénius en considérant une distribution des temps d'attente des dislocations :

$$\dot{\gamma}(t) = v_0 \Omega \int_0^{\infty} dt_a f(t_a, t) \exp \left[-\frac{G(\Omega/\dot{\gamma}) - V \tau^{\text{eff}}(t)}{k_B T} \right] \quad (\text{I.65})$$

avec $f(t_a, t)$ une fonction de distribution normalisée des temps d'attente qui dépend à priori explicitement de t et qui s'écrit comme suit :

$$f(t_a, t) = \frac{1}{\Omega} \dot{\gamma}(t - t_a) \exp \left[-v_0 \int_0^{t_a} dt' \times \exp \left(-\frac{G(t') - V \tau^{\text{eff}}(t' + t - t_a)}{k_B T} \right) \right] \quad (\text{I.66})$$

En se plaçant au voisinage de l'état quasi-stationnaire et en effectuant un développement de Taylor du premier ordre par rapport au temps, le temps de relaxation t_{DSA} peut être établi dans le cas limite de faible vieillissement, $\Delta G \ll k_B T$ et $n=1$ [103] :

$$t_{DSA} = \eta \frac{\Delta G}{k_B T} \frac{\dot{\gamma}_0 / \Omega}{\left(\left(\dot{\gamma}_0 / \Omega \right) + \eta \right)^3} \quad (\text{I.67})$$

En fixant $n=1$ et en combinant les équations (I.59), (I.63) et (I.67), Hähner aboutit au critère d'instabilité suivant :

$$\exp \left[-\frac{\eta \Omega}{\dot{\gamma}} \right] > \left[\frac{(\theta - \tau^{\text{ext}}) V \Omega}{k_B T} \frac{\dot{\gamma}^3}{(\dot{\gamma} + \eta \Omega)^3} + \frac{k_B T}{\Delta G} \frac{\dot{\gamma}}{\eta \Omega} \right] \quad (\text{I.68})$$

En effectuant certaines simplifications et en introduisant des variables adimensionnelles, le critère (I.68) s'écrit simplement comme suit :

$$B < B_c(X, Y) = (1 + X)^3 \left(\exp[-X] - \frac{Y}{X} \right) \quad (\text{I.69})$$

avec X un temps d'attente :

$$X = \frac{\eta \Omega}{\dot{\gamma}} \quad (\text{I.70})$$

Y la capacité réciproque pour le vieillissement dynamique:

$$Y = \frac{k_B T}{\Delta G} \quad (\text{I.71})$$

et B le coefficient d'érouissage effectif adimensionnel :

$$B = \frac{(\theta - \tau^{ex}) V \Omega}{k_B T} \quad (I.72)$$

Les trajectoires d'érouissage dans un diagramme $\{X, B\}$ ont des formes triangulaires (voir figure I-6) : au cours de la déformation, (X, B) passe de $(0,0)$ à (X^*, B^*) . Ce seuil de déformation est suivi par une décroissance linéaire de B lorsque X croît (régime d'érouissage) :

$$B = B^* - \frac{m}{X^*} (X - X^*)$$

$$B^* = \frac{(\theta - \tau_0) V^* \Omega^*}{k_B T}$$

$$m = \frac{V^* (\Omega^*)^2 \theta}{k_B T \Omega'} \quad (I.73)$$

B^* et m étant des constantes. Cette décroissance continue jusqu'à ce qu'une nouvelle instabilité liée à la striction se produise quand B atteint 0. Ainsi, il devient important de déterminer les intersections des trajectoires de $B(X)$ avec la limite de stabilité $B_c(X)$ en résolvant l'équation $B = B_c$ et en transformant les résultats dans l'espace $\{\gamma, \dot{\gamma}\}$.

La courbe supérieure de la figure I-6 montre trois trajectoires d'érouissage [numérotées de 1 à 3] commençant à (X^*, B^*) et décroissant avec une pente $-m/X^*$ où $m = V^* \theta (\Omega^*)^2 / (k_B T \Omega')$. Dans le cas de la trajectoire 3, B^* est supérieur au maximum de la limite de stabilité $B_c(X)$ (i.e. $B^* > \widehat{B}_c$), de telle manière que le premier stade de déformation plastique est stable, jusqu'à ce que la trajectoire d'érouissage coupe $B_c(X)$. Si l'intersection a lieu à $X < \widehat{X}$, γ_c montre une dépendance "normale" vis-à-vis de la vitesse de déformation [trajectoire 1], cependant un comportement "inverse" est observé pour $X > \widehat{X}$ [trajectoire 3].

La figure I-7 représente un exemple de prévision des déformations critiques en fonction de la vitesse de déformation, obtenu après résolution numérique de l'équation (I.69) et correspondant au cas de la figure I-6. Cette figure montre que les deux comportements normal et inverse sont prévus par le présent modèle de Hähner. De plus, contrairement au modèle de Bréchet et Estrin [18], qui associe le comportement inverse à un mécanisme de précipitation, Hähner affirme que ce comportement n'est pas dû à un changement de mécanisme de déformation mais au vieillissement dynamique comme le comportement normal. D'après Hähner, ce résultat est en parfait accord avec des études expérimentales récentes qui attribuent le comportement inverse à une interaction entre les solutés et les dislocations [57,104].

Pour rendre compte de la validité de ce modèle, nous comparerons dans le chapitre V nos résultats expérimentaux avec les simulations du présent modèle.

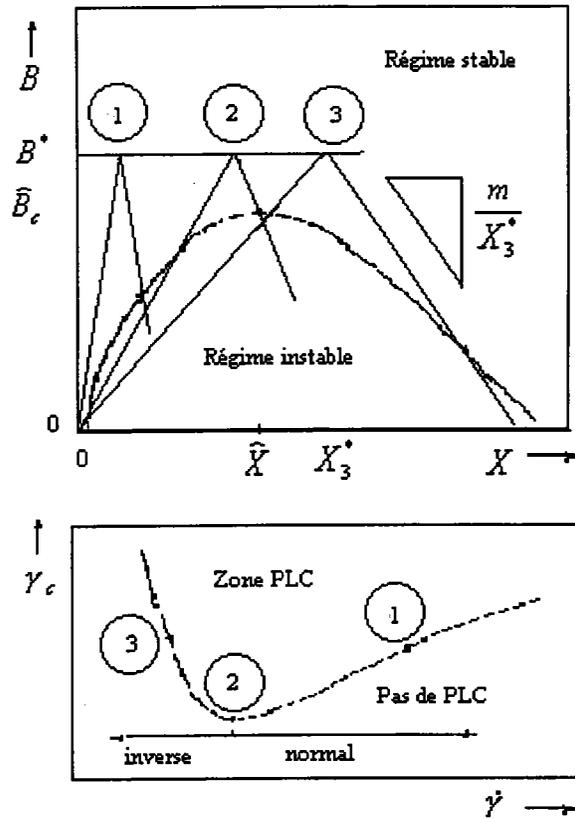


Figure I-6

Courbe caractéristique de l'effet PLC dans un diagramme $\{X, B\}$ (courbe supérieure) et évolution de la déformation critique correspondante γ_c en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ (courbe inférieure) [100].

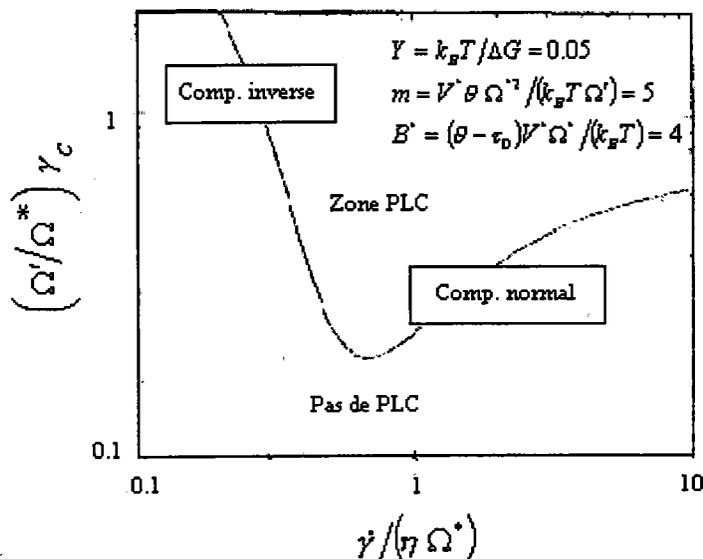


Figure I-7

Solution numérique de l'équation (I.69) qui se rapporte au cas illustré par la figure I-6.

I-3. MODELES MACROSCOPIQUES

Les modèles microscopiques de la plasticité des matériaux cristallins postulent que le comportement mécanique macroscopique peut être décrit en terme de propriétés dynamiques des dislocations individuelles. En effet, l'auto-organisation des structures de dislocations, des lignes ou bandes de glissement et les instabilités plastiques macroscopiques constituent, à différentes échelles d'observation, des manifestations typiques d'un comportement coopératif non-linéaire des dislocations. Ainsi, la non-uniformité de la déformation plastique est liée de près à la non-linéarité des propriétés de dislocations. Pour traduire cela, des modèles se sont basés sur des lois de plasticité à caractère local, alors que d'autres ont utilisé des lois de comportement non locales.

I-3. 1. MODELES LOCAUX

Macroscopiquement, le phénomène Portevin- Le Chatelier se manifeste par l'apparition de décrochements en dents de scie ou de paliers successifs sur les courbes de traction $\sigma-\epsilon$. Le phénomène est souvent lié à "la portion instable" ou la région de la sensibilité à la vitesse négative de la courbe $\sigma - \dot{\epsilon}$, cela permet d'exprimer une relation locale entre la contrainte et la vitesse de déformation sous forme d'une fonction $F(\dot{\epsilon})$, décroissante dans un certain domaine de vitesses de déformation, et qui reproduit la forme sigmoïdale caractérisée par la figure I-8. Le processus de déformation a lieu à l'aide de la propagation et l'initiation répétée des bandes de déformation le long de l'éprouvette.

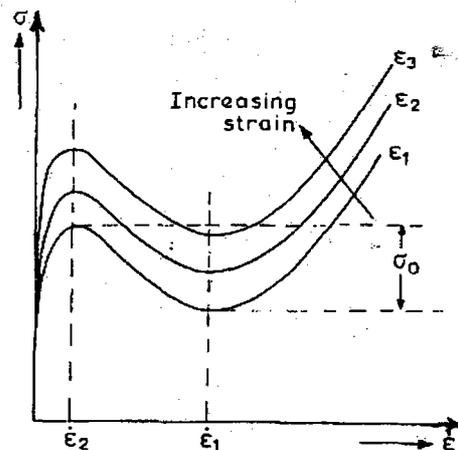


Figure I-8

Représentation de la fonction $\sigma(\epsilon, \dot{\epsilon})$.

I-3. 1. 1. Modèle de Penning

Penning [23] a montré mathématiquement que la variation en fonction du temps de la vitesse de déformation en n'importe quel point de l'échantillon de traction doit présenter des discontinuités dans le cas où la contrainte, pour une déformation donnée, passe par un maximum et un minimum en fonction de la vitesse de déformation.

Dans de nombreux cas, il a été montré [24,25] que l'écoulement discontinu est accompagné d'une déformation inhomogène où la vitesse de déformation estimée apparaît seulement dans une bande étroite. La combinaison des propriétés de la machine de traction avec certaines conditions imposées sur la relation entre la contrainte, la déformation et la vitesse de déformation

peut conduire à la manifestation de l'effet PLC. Penning a considéré seulement le cas des essais sur machine dure. Il a obtenu une relation entre la vitesse de déformation locale $\dot{\epsilon}$ et la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ en exprimant que la vitesse de déformation appliquée est la somme de la vitesse de déformation élastique et la vitesse de déformation plastique moyenne :

$$\frac{v_0}{L} = \dot{\epsilon}_{tot} = M \dot{\sigma} + \frac{1}{L} \int_0^L \dot{\epsilon} dx \quad (I.74)$$

où x est l'abscisse sur l'axe indiquant la longueur de l'éprouvette L , v_0 la vitesse imposée de traction et M le module de complaisance du système machine-éprouvette. L'intégration de la vitesse de déformation plastique est nécessaire à cause de son inhomogénéité. Chaque fois que la vitesse de déformation moyenne dépasse la vitesse de déformation imposée, la vitesse de contrainte devient négative, ce qui se traduit par des décrochements sur la courbe $\sigma - \epsilon$. Penning suppose que la contrainte ne dépend que de ϵ et $\dot{\epsilon}$; ainsi, la vitesse de chargement peut s'écrire :

$$\dot{\sigma} = \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \dot{\epsilon} + \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}} \ddot{\epsilon} = h \dot{\epsilon} + \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}} \ddot{\epsilon} \quad (I.75)$$

où $h = \partial \sigma / \partial \epsilon$ représente le coefficient d'érouissage, alors que $\partial \sigma / \partial \dot{\epsilon}$ représente la sensibilité de la contrainte à la vitesse de déformation. La combinaison des équations (I.74) et (I.75) conduit à :

$$\frac{v_0}{L} = \dot{\epsilon}_{tot} = M \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}} \ddot{\epsilon} + M \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \dot{\epsilon} + \frac{1}{L} \int_0^L \dot{\epsilon} dx \quad (I.76)$$

Enfin, Penning a fait l'hypothèse que le matériau obéit à une loi de comportement de type :

$$\sigma = h\epsilon + F(\dot{\epsilon}) \quad (I.77)$$

où $F(\dot{\epsilon})$ représente la contribution de la vitesse de déformation à la contrainte d'écoulement plastique, h est supposé constant et positif. Tant que F augmente d'une façon monotone avec $\dot{\epsilon}$, la déformation reste homogène. Par contre, lorsque F passe par un maximum et un minimum quand $\dot{\epsilon}$ croît, la vitesse de déformation locale ne sera plus continue en fonction du temps mais doit faire des sauts en accord avec l'idée de la déformation inhomogène. Le taux de durcissement est négatif pour des vitesses de déformation comprises entre $\dot{\epsilon}_1$ et $\dot{\epsilon}_2$ de la figure I-8. Dans le cas d'une bande de déformation qui se propage par saut, la déformation prend place dans une fraction f de la longueur totale de l'éprouvette de traction. Dans la bande, la vitesse de déformation est supposée uniforme, tandis qu'à l'extérieur elle est considérée comme négligeable. Ainsi, la valeur moyenne de la vitesse de déformation est égale à $f\dot{\epsilon}$ et l'équation différentielle (I.76) devient :

$$M \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}} \ddot{\epsilon} + \left(M \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} + f \right) \dot{\epsilon} = \frac{v_0}{L} \quad (I.78)$$

La vitesse de déformation reste homogène ($\ddot{\epsilon} = 0$) si $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_s = v_0 / L [M(\partial \sigma / \partial \epsilon) + f]$. La contrainte croît alors linéairement avec le temps : $\dot{\sigma} = (\partial \sigma / \partial \epsilon) \dot{\epsilon}_s$. Dans tous les autres cas, la

vitesse de déformation et la vitesse de chargement varieront avec le temps. La pente de la courbe reliant la contrainte à la vitesse de déformation est donnée par :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}} = \frac{\dot{\sigma}}{\dot{\epsilon}} = \frac{\partial \sigma}{\partial \dot{\epsilon}} \frac{(1 - \dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0)}{(1 - \dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_s)} \quad \text{avec} \quad \dot{\epsilon}_0 = v_0/Lf$$

La pente est infinie pour la vitesse de déformation stationnaire $\dot{\epsilon}_s$ et égale à zéro pour $\dot{\epsilon}_0$, $\dot{\epsilon}_1$ et $\dot{\epsilon}_2$ car le durcissement par la vitesse de déformation s'annule pour ces deux dernières valeurs (voir figure I-8). Penning a montré qu'à chaque fois que la vitesse de déformation de la bande atteint la valeur $\dot{\epsilon}_1$ ou $\dot{\epsilon}_2$ sur une branche de pente positive de la courbe $F(\dot{\epsilon})$, elle doit sauter instantanément, à contrainte constante, à la valeur $\dot{\epsilon}_L$ ou $\dot{\epsilon}_H$ correspondante à la vitesse de déformation sur l'autre branche de pente positive (figure I-9). La zone où la sensibilité à la vitesse de déformation est négative n'est jamais atteinte. Pour décrire le mouvement de la bande, Penning a introduit un nouveau paramètre y tel que : $y = t - x/v$. La déformation se compose de deux parties : la première exprimant le gradient de déformation et ne dépend pas du temps, alors que la deuxième représente la déformation, ϵ_B , produite par le mouvement de la bande et qui dépend du temps via une dépendance avec y . En conséquence, on peut écrire :

$$\epsilon = \epsilon_1 + \frac{mx}{L} + \epsilon_B(y)$$

où m/L représente la pente moyenne de $\epsilon(x)$ et ϵ_1 la déformation de l'éprouvette avant le passage de la bande.

Le fluage dans le front de la bande est supposé négligeable et la vitesse de déformation est non nulle seulement dans un intervalle de y limité ($y_1 < y < y_1 + \Delta y$). La condition de la machine contient la valeur moyenne de la vitesse de déformation qui peut être calculée facilement par :

$$\int_{(L)} \frac{\dot{\epsilon} dx}{L} = \frac{v}{L} \int_{(y)} \epsilon'_B dy = \frac{v \Delta \epsilon}{L}$$

La condition de la machine devient alors :

$$M\dot{\sigma} + \frac{v \Delta \epsilon}{L} = \frac{v_0}{L}$$

par la suite la loi de comportement (I.77) à laquelle obéit le matériau devient :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \frac{m}{L} x + \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} \epsilon_B + F(\epsilon'_B) = \dot{\sigma} t \quad (I.79)$$

ϵ_B est une fonction de y , les termes en x et t doivent être combinés en un seul terme avec y , ainsi :

$$m v \frac{\partial \sigma}{\partial \epsilon} = \dot{\sigma} L$$

avec l'aide de l'équation de la machine, v peut être déterminée :

$$\frac{v_0}{v} = \Delta\varepsilon + M m \frac{\partial\sigma}{\partial\varepsilon} \quad (I.80)$$

avec $\Delta\varepsilon = \varepsilon_B(y_1 + \Delta y) - \varepsilon_B(y_1)$ la déformation produite dans la bande et $d = v\Delta y$ sa largeur. La vitesse de déformation moyenne pendant un temps $\Delta t (= d/v)$ où la bande traverse un point arbitraire de l'échantillon peut être calculée à partir de la déformation totale : $\bar{\dot{\varepsilon}} = v\Delta\varepsilon/d$. Le facteur m exprimant le gradient de déformation est égal à $\Delta\varepsilon$, par conséquent, $\bar{\dot{\varepsilon}} = v_0/d$ si on néglige le terme $M \partial\sigma/\partial\varepsilon$.

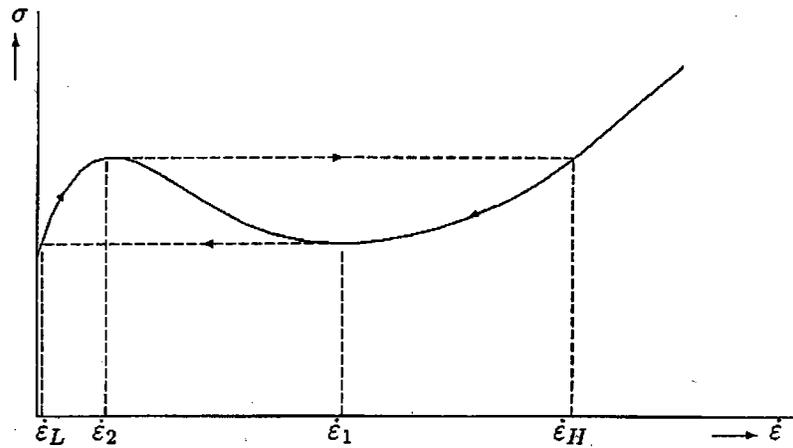


Figure I-9

Courbe décrivant l'évolution de $F(\dot{\varepsilon})$ dans le cas d'apparition de l'effet PLC. Chaque fois que la vitesse de déformation atteint la valeur $\dot{\varepsilon}_2$ ou $\dot{\varepsilon}_1$, elle doit faire un saut à $\dot{\varepsilon}_H$ ou $\dot{\varepsilon}_L$ [23].

I-3. 1. 2. Modèle d'Aubrun

Pour rendre compte des hétérogénéités macroscopiques, Aubrun [26,27] a proposé un modèle qui repose sur une forme particulière de dépendance entre la force appliquée à une dislocation et sa vitesse de propagation (voir figure I-10). Si la vitesse de déformation imposée correspond à une vitesse de dislocation se situant dans la zone ascendante, il faut alors considérer les deux cas de vitesses de déformation faibles et élevées. Pour le premier, les atomes de soluté disposent d'assez de temps pour diffuser vers les dislocations, ce qui correspond au traînage des atmosphères de soluté par ces dernières, tandis que pour le deuxième cas la diffusion devient négligeable laissant ainsi les dislocations soumises seulement à la friction de réseau. Par contre, si la force F diminue avec l'augmentation de la vitesse de dislocations (cas des vitesses de déformation intermédiaires), alors le système est instable et la vitesse globale se décompose en deux vitesses de propagation v_1 et v_2 correspondant respectivement à deux vitesses de déformation $\dot{\varepsilon}_1$ et $\dot{\varepsilon}_2$. Ainsi, la loi de composition des vitesses s'écrit :

$$\overline{v_0 p_1 p_2} = \overline{v_1 p_0 p_2} + \overline{v_2 p_1 p_0} \quad (I.81)$$

Les proportions de matière dans lesquelles les dislocations ont les vitesses v_1 et v_2 sont proportionnelles respectivement à $\overline{p_0 p_2}$ et $\overline{p_1 p_0}$ selon la règle du bras de levier. L'initiation des

bandes se passe au congé de l'éprouvette où il y a une forte concentration de contraintes et où la restauration est plus avancée. La propagation de la bande associée à une faible proportion de matière $p_1 p_0$ se déformant à une grande vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_2$ résulte de l'effet de multiplication locale et catastrophique de la densité des dislocations. En avant de la bande, les groupes de dislocations se propagent rapidement le long du gradient de déformation créé entre la bande et la zone restaurée ; tandis que derrière la bande, la structure se restaure de manière intense par déplacement visqueux des dislocations et les groupes de dislocations se déplacent à très faible vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_1$.

Ce modèle présente une interprétation très séduisante des phénomènes macroscopiques de la déformation hétérogène, en effet il prévoit un écoulement instable de la matière sous forme de bandes se propageant avec une vitesse de déformation élevée et pénétrant dans la zone de faibles vitesses de déformation. D'autre part, l'élévation de température accélère et réduit les dimensions de la bande de déformation.

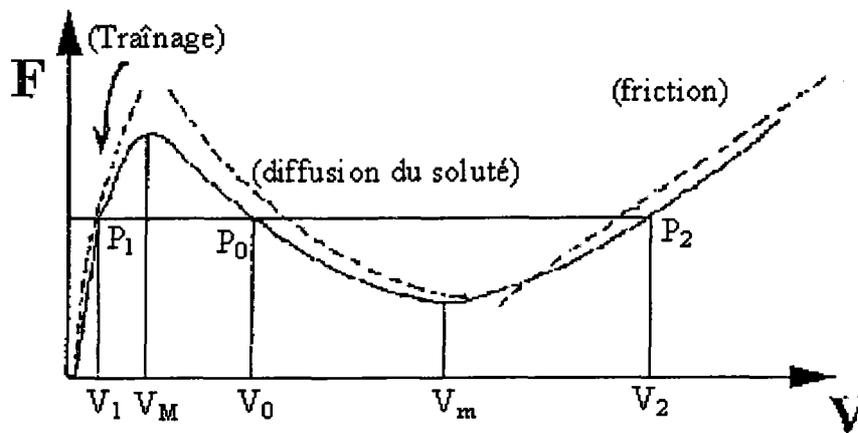


Figure I-10

Evolution de la force F en fonction de la vitesse de propagation des dislocations V dans un réseau contenant des atomes de soluté [27].

I-3. 1. 3. Modèle de Kubin et Estrin

Kubin et Estrin [28] ont proposé un modèle mathématique pour relier les aspects microscopiques et macroscopiques de la déformation non uniforme associée à l'effet PLC. En se basant sur le modèle de Penning exprimant la relation locale entre la contrainte et la vitesse de déformation sous la forme d'une fonction $F(\dot{\epsilon})$, ils obtiennent le comportement macroscopique en sommant les contributions de toutes les sections de l'échantillon à la vitesse de déformation totale. Ainsi, ils ont montré que le système différentiel non linéaire qui décrit l'effet PLC dans le cas d'une machine molle, c'est-à-dire à vitesse de chargement constante $\dot{\sigma}_0$, peut être résolu sans approximations. Les conditions dans lesquelles apparaissent des bandes de déformation propageantes et leurs caractéristiques sont évaluées en fonction des données expérimentales et des paramètres qui décrivent la dynamique des dislocations.

Pour une vitesse de chargement imposée constante $\dot{\sigma}_0$, la loi de comportement de Penning prend la forme suivante :

$$\sigma = \sigma_y + \dot{\sigma}_0 t = h\epsilon + F(\dot{\epsilon}) \quad (I.82)$$

où t est le temps à partir duquel la contrainte atteint la valeur σ_y , $\sigma_y = F(0)$ la contrainte d'écoulement du matériau, $F(\dot{\epsilon})$ la contribution due à la vitesse de déformation plastique et h le coefficient d'écrouissage supposé constant et positif.

Si l'on dérive l'expression (I.82) par rapport au temps, on obtient :

$$\dot{\sigma}_0 = h\dot{\epsilon} + \frac{dF}{d\dot{\epsilon}}\ddot{\epsilon} \Rightarrow \ddot{\epsilon} = \frac{\dot{\sigma}_0 - h\dot{\epsilon}}{(dF/d\dot{\epsilon})} \quad (I.83)$$

Ces équations ne font intervenir aucune variable spatiale et décrivent le comportement de toutes les sections transversales. La résolution analytique de ces équations donne une solution stable et uniforme $\dot{\epsilon}_s = \dot{\sigma}_0/h$ pour un régime permanent ($\ddot{\epsilon} = 0$). Ainsi la déformation correspondante est déduite à partir de l'équation (I.82) comme une fonction du temps : $\epsilon_s = [\sigma_y + \dot{\sigma}_0 t - F(\dot{\epsilon}_s)] / h$.

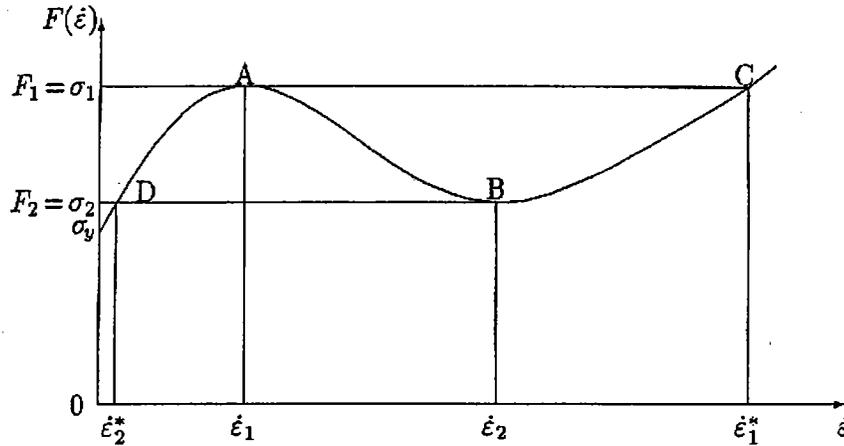


Figure I-11

Représentation de la fonction $F(\dot{\epsilon})$ relative à l'effet PLC. La sensibilité à la vitesse de déformation est négative entre A et B [28].

Pour étudier la stabilité de la déformation uniforme, Kubin et Estrin introduisent une petite fluctuation : $\delta\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon} - \dot{\epsilon}_s = A \exp(\lambda t)$, avec A et λ des constantes. En remplaçant $\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_s + \delta\dot{\epsilon}$ dans l'expression (I.83) et en linéarisant l'équation obtenue, on obtient :

$$\lambda = \frac{-h}{(dF/d\dot{\epsilon})_{\dot{\epsilon}=\dot{\epsilon}_s}} \quad (I.84)$$

Si $(dF/d\dot{\epsilon})_{\dot{\epsilon}=\dot{\epsilon}_s} > 0$, la déformation uniforme reste stable ; dans le cas contraire c'est-à-dire $\dot{\epsilon}_1 < \dot{\epsilon}_s < \dot{\epsilon}_2$ (voir figure I-11) la déformation est instable et devient non uniforme. En supposant que la contrainte reste uniforme le long de l'échantillon de traction, la dérivée de l'équation (I.82) par rapport à x donne :

$$\sigma' \equiv 0 = h\epsilon' + \frac{dF}{d\dot{\epsilon}}\dot{\epsilon}' \quad (I.85)$$

Une combinaison linéaire des équations (I.83) et (I.85) conduit à :

$$\dot{\sigma}_0 = h(\dot{\varepsilon} + \vartheta \varepsilon') + \frac{dF}{d\dot{\varepsilon}} \times \frac{d}{dt} (\dot{\varepsilon} + \vartheta \varepsilon') \quad (\text{I.86})$$

où ϑ est une constante arbitraire. Une solution évidente, indépendante de la forme de la fonction $F(\dot{\varepsilon})$, de l'équation (I.86) est :

$$\dot{\varepsilon} + \vartheta \varepsilon' = \frac{\dot{\sigma}_0}{h} \equiv \dot{\varepsilon}_s \quad (\text{I.87})$$

En introduisant le changement de variables suivant : $u = \varepsilon(x, t) - \dot{\varepsilon}_s t$, on obtient :

$$\dot{u} + \vartheta u' = 0 \quad (\text{I.88})$$

tels que $u' = \varepsilon'$ et $\dot{u} = \dot{\varepsilon} - \dot{\varepsilon}_s$.

L'équation (I.88) signifie que la fonction u dépend de la variable $\zeta = x - \vartheta t$, combinaison de x et t , c'est à dire que u a la forme caractéristique d'une bande se propageant avec une vitesse constante ϑ . En utilisant la définition de u , il convient de réécrire l'équation (I.83) comme :

$$h\dot{u} + \frac{dF}{d\dot{u}} \ddot{u} = 0 \quad (\text{I.89})$$

où $F = F(\dot{u} + \dot{\varepsilon}_s)$. En définissant la fonction qui suit :

$$G(\dot{u}) = \int_{\dot{u}_0}^{\dot{u}} \frac{dF}{d\dot{u}} \times \frac{d\dot{u}}{\dot{u}} \quad (\text{I.90})$$

et en intégrant l'équation (I.89), on peut écrire :

$$-h(t - t_0) = G(\dot{u}) - G(\dot{u}_0) \quad (\text{I.91})$$

L'indice '0' correspond à l'état initial. Cette forme permet de représenter l'évolution de la vitesse de déformation en fonction du temps dans une section transversale individuelle, c'est à dire à x fixée. D'autre part, en utilisant la relation (I.88) on peut réécrire l'équation (I.89) comme :

$$h\dot{u} - \vartheta \frac{dF}{d\dot{u}} \dot{u}' = 0 \quad (\text{I.92})$$

En intégrant par rapport à x , la forme spatiale du profil de la vitesse de déformation pour un temps fixé est :

$$\frac{h}{\vartheta} (x - x_0) = G(\dot{u}) - G(\dot{u}_0) \quad (\text{I.93})$$

où \dot{u}_0 est la valeur de \dot{u} à $x = x_0$.

A chaque fois que la vitesse de déformation locale atteint le domaine $(\dot{\varepsilon}_1, \dot{\varepsilon}_2)$, la déformation plastique devient non uniforme et il y a initiation d'une bande qui se propage le long de l'éprouvette de traction avec une vitesse constante. Ce résultat est valable seulement dans le cas d'une machine molle.

La période temporelle ΔT de l'effet PLC est constituée de deux termes (voir figure I-12 a) :

$$\Delta T = \Delta T_1 + \Delta T_2$$

où ΔT_1 est le temps s'écoulant entre le passage du coin arrière d'une bande ($\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_2^*$) et le front avant de la bande suivante ($\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_1$) à travers une section transversale donnée. L'équation (I.91) permet d'écrire :

$$\Delta T_1 = \frac{1}{h} [G(\dot{\varepsilon}_2^* - \dot{\varepsilon}_s) - G(\dot{\varepsilon}_1 - \dot{\varepsilon}_s)]$$

Le second terme, ΔT_2 , c'est-à-dire le temps que prend une bande pour franchir une section donnée (figure I-12 a), peut être calculé à partir de l'équation (I.91) en utilisant le fait que $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_1^*$ quand la bande entre dans la section et $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_2$ quand elle la quitte. Ainsi :

$$\Delta T_2 = \frac{1}{h} [G(\dot{\varepsilon}_1^* - \dot{\varepsilon}_s) - G(\dot{\varepsilon}_2 - \dot{\varepsilon}_s)]$$

Finalement, la période d'apparition de bandes dans une section donnée (c'est à dire la période enregistrée sur la courbe représentant la déformation totale en fonction du temps) est :

$$\Delta T = \frac{1}{h} [G(\dot{\varepsilon}_2^* - \dot{\varepsilon}_s) + G(\dot{\varepsilon}_1^* - \dot{\varepsilon}_s) - G(\dot{\varepsilon}_2 - \dot{\varepsilon}_s) - G(\dot{\varepsilon}_1 - \dot{\varepsilon}_s)] \quad (I.94)$$

La période spatiale, Λ , du profil de la vitesse de déformation (figure I-12 b) est donnée par : $\Lambda = \vartheta \Delta T$. La déformation totale, $\Delta \varepsilon$, produite dans une section par une bande PLC peut être évaluée à partir de l'équation locale (I.82). A $t = t_0$, quand la bande entre dans une section $\varepsilon = \varepsilon_0$ et $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_1^*$. A $t = t_0 + \Delta T_2$, la bande quitte la section avec $\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta \varepsilon$ et $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_2$. En insérant l'expression ΔT_2 , en utilisant la définition (I.90) de la fonction G et en représentant les différences $F(\dot{\varepsilon}_1^*) - F(\dot{\varepsilon}_2)$, on obtient une forme intégrale de la déformation laissée derrière la bande propageante :

$$\Delta \varepsilon = \frac{1}{h} \int_{\dot{\varepsilon}_1}^{\dot{\varepsilon}_2} \frac{dF}{d\dot{\varepsilon}} \times \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_s - \dot{\varepsilon}} d\dot{\varepsilon}$$

Enfin, la largeur de la bande, w , peut être obtenue en remplaçant ΔT_2 par sa valeur dans la relation : $w = \vartheta \Delta T_2$. Pour une évaluation numérique, ϑ peut être déterminée par l'équation (I.92). Comme la période ΔT et la déformation associée à une bande, la largeur de la bande est indépendante de la longueur de l'échantillon. Ainsi, toute autre quantité relative aux profils de déformation ou vitesse de déformation peut être calculée d'une manière similaire.

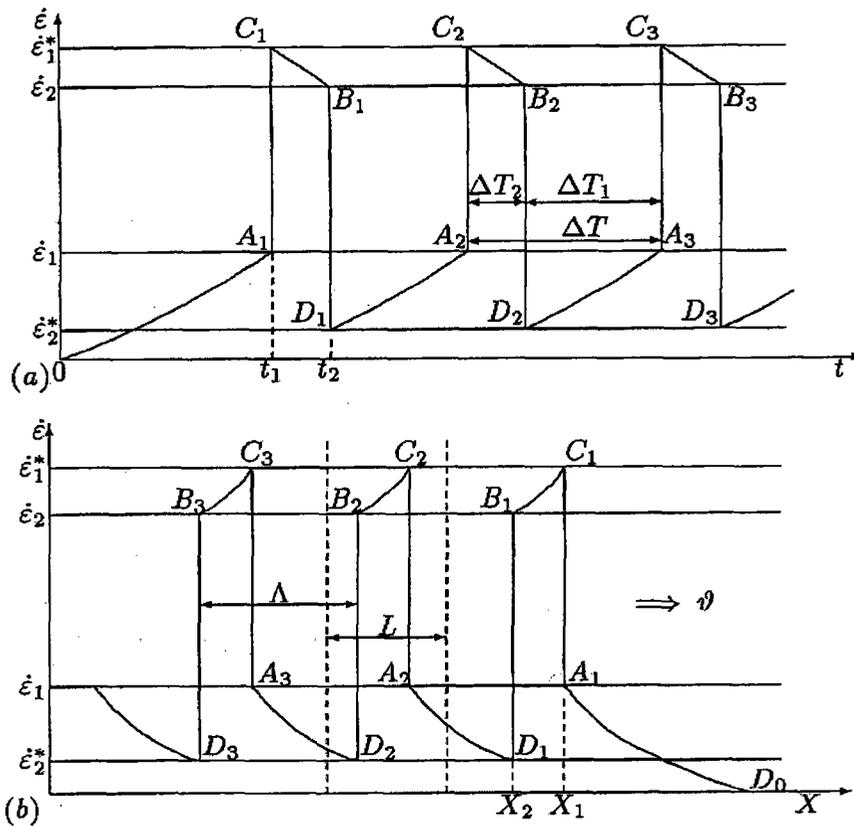


Figure I-12

Profil de la vitesse de déformation plastique :

- (a) en fonction du temps dans une section donnée de l'éprouvette,
 (b) le long d'un échantillon de longueur L à un instant donné [28].

I-3. 1. 4. Modèle de McCormick

McCormick [36] suppose que la localisation de l'écoulement plastique due au vieillissement dynamique peut être évaluée en tenant compte du comportement transitoire associé à la dépendance temporelle de la concentration en soluté sur les dislocations mobiles. La théorie linéaire des perturbations est utilisée pour définir une déformation critique au delà de laquelle la localisation de la déformation se produit. Cette déformation se trouve supérieure à la déformation nécessaire à une sensibilité négative à la vitesse de déformation.

Dans ce modèle, il est nécessaire d'introduire la dépendance de la sensibilité à la vitesse avec le temps. Considérons une éprouvette de traction se déformant uniformément à vitesse de déformation constante. Au cours de l'essai de traction, une portion de l'éprouvette est supposée subir une petite perturbation locale $\delta \epsilon, \delta \dot{\epsilon}, \delta \sigma$ et δt_a relativement à la partie en déformation uniforme, avec t_a le temps de vieillissement. En se basant sur la relation cinétique proposée par Kubin et Estrin [17], et en prenant en compte l'effet de la concentration locale du soluté au voisinage des dislocations bloquées C_s sur l'écoulement plastique, et la cinétique du vieillissement de Cottrell-Bilby [4], McCormick [36] obtient :

$$M_i \frac{\delta \dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}} = (M_f - M_i) \frac{\delta t_a}{t_a} - \gamma \delta \epsilon \quad (\text{I.95})$$

où $M_i = [d\sigma/d \ln \dot{\epsilon}]_{\epsilon, C_s}$, correspond à la sensibilité instantanée à la vitesse de déformation, $M_f = M_i(1 - 2H'_c C_s/3)$, avec $H'_c = \partial H/\partial C_s$, représente l'état quasi-uniforme de la sensibilité à la vitesse de déformation, H l'enthalpie d'activation et $\gamma = [\partial\sigma/\partial\epsilon]_{\epsilon, C_s} - \sigma$.

La dépendance du temps de vieillissement t_a vis-à-vis du temps obéit à l'équation de relaxation de Boltzmann :

$$\frac{dt_a}{dt} = - \left(\frac{t_a - t_w}{\tau} \right) \quad (\text{I.96})$$

avec t_w indiquant le temps d'attente des dislocations devant les obstacles et τ le temps de relaxation associé à la diffusion des atomes de soluté. Cette équation (I.96) donne t_a comme une fonction de la déformation et de l'histoire de la vitesse de déformation du matériau, et qui peut être déterminé par intégration si $t_w(t)$ est connu. Si $t_w \gg t_a$, alors l'équation (I.96) devient $(dt_a/dt) \approx 1$; en effet, le temps de relaxation τ est supposé être du même ordre de grandeur que t_w , ceci est en bon accord avec le fait que la concentration du soluté au voisinage des dislocations arrêtées ne peut pas augmenter plus rapidement que celle permise au cours du temps. D'autre part, si t_w varie légèrement, la différence entre t_a et t_w sera proportionnelle à la vitesse de variation de t_w .

La dérivation par rapport au temps de l'équation (I.95) pour $\partial\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon} \ll 1$ permet d'écrire :

$$M_i \frac{\partial \ddot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}} - (M_f - M_i) \frac{\delta \dot{t}_a}{t_a} + \gamma \delta \dot{\epsilon} = 0 \quad (\text{I.97})$$

De même, la dérivation de l'équation (I.96) permet d'écrire :

$$\delta \dot{t}_a = \frac{\delta t_w - \delta t_a}{\tau} \quad (\text{I.98})$$

ou

$$\delta t_w = -t_w \frac{\delta \dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}} \quad (\text{I.99})$$

En se servant des équations (I.98) et (I.99) pour remplacer $\delta \dot{t}_a$ dans l'équation (I.97), on obtient :

$$M_i \frac{\partial \ddot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}} + \left(\frac{M_f}{\gamma \tau \dot{\epsilon}} + 1 \right) \gamma \delta \dot{\epsilon} + \frac{\gamma \delta \epsilon}{\tau} = 0 \quad (\text{I.100})$$

Cette équation peut être traitée comme une équation différentielle linéaire du second ordre à condition que les coefficients varient suffisamment lentement dans le domaine concerné de telle sorte qu'ils soient approchés convenablement par leurs valeurs moyennes [29].

En introduisant deux nouveaux paramètres :

$$\phi = \frac{1}{2} \left(\frac{M_f}{\gamma \dot{\epsilon} \tau} + 1 \right) \frac{\gamma \dot{\epsilon}}{M_i} \quad (\text{I.101})$$

et

$$\lambda = \left(\frac{\gamma \dot{\epsilon}}{M_i \tau} \right)^{1/2} \quad (\text{I.102})$$

L'équation caractéristique sera :

$$r^2 + 2\phi r + \lambda^2 = 0$$

Pour $\phi^2 < \lambda^2$, les solutions de l'équation caractéristique sont complexes, ce qui donne une solution de la forme :

$$\delta\epsilon = C e^{-\phi t} \sin(\theta t + \alpha) \quad (\text{I.103})$$

où $\theta^2 = \lambda^2 - \phi^2$, C et α sont des constantes déterminées à partir des conditions aux limites $\delta\epsilon = \delta\epsilon_0$ et $\delta\dot{\epsilon} = \delta\dot{\epsilon}_0$ à $t = 0$, t sera le temps caractérisant l'introduction de la perturbation. La valeur de $\delta\dot{\epsilon}_0$ peut être déterminée à partir de $\delta\epsilon_0$ en utilisant l'équation (I.95), et en prenant $\delta t_a = 0$ à $t = 0$.

Pour $\phi^2 > \lambda^2$, les racines de l'équation caractéristique sont réelles, ainsi les solutions de l'équation différentielle (I.100) sont de la forme :

$$\delta\epsilon = e^{-\phi t} [c_1 \exp(-b t) + c_2 \exp(b t)] \quad (\text{I.104})$$

où c_1 et c_2 sont des constantes déterminées à partir des conditions aux limites et $b = (\phi^2 - \lambda^2)^{1/2}$.

Le signe de ϕ est déterminant pour la nature de la solution de l'équation (I.100). Si $\phi > 0$, la solution est alors stable et $\delta\epsilon$ est proche de zéro quand t devient grand. Par conséquent, une petite perturbation locale $\delta\epsilon_0$ introduite à $t = 0$ diminuera avec le temps. Par contre, si $\phi < 0$, l'équation (I.100) est instable et $\delta\epsilon$ sera une fonction sensible à $\delta\epsilon_0$. Ainsi toute perturbation locale augmentera avec le temps. Le cas $\phi = 0$ est considéré comme le point d'instabilité où la bifurcation à une déformation non uniforme apparaît. Deux cas sont évidents : si $\phi < 0$ et $\phi^2 < \lambda^2$, $\delta\epsilon$ va osciller avec une amplitude qui augmente d'une façon exponentielle suivant l'allure donnée par l'équation (I.103). Si $\phi < 0$ et $\phi^2 > \lambda^2$, $\delta\epsilon$ va augmenter d'une manière exponentielle avec le temps d'après l'équation (I.104). La figure I-13 représente l'évolution de M_f , ϕ et θ^2 en fonction de la déformation pour un acier à faible teneur en carbone. Les valeurs de M_f , ϕ et θ^2 , initialement positives, chutent avec l'augmentation de la déformation et atteignent la valeur zéro respectivement à ϵ_0 , ϵ_ϕ et ϵ_θ avec $\epsilon_0 < \epsilon_\phi < \epsilon_\theta$. Pour des déformations comprises entre ϵ_ϕ et ϵ_θ , $\phi < 0$ et $\theta^2 > 0$, la localisation de la déformation est donnée par l'équation (I.103). Pour des déformations proches de ϵ_ϕ la localisation de la déformation peut se développer, mais lentement à cause des faibles valeurs de ϕ et de la

variation sinusoïdale de $\delta\varepsilon$ (et $\delta\dot{\varepsilon}$). Pour $\varepsilon > \varepsilon_0$, $\theta^2 < 0$ et en satisfaisant les conditions nécessaires à l'application de l'équation (I.104), la localisation de la déformation aura lieu plus rapidement puisque ϕ n'est plus proche de zéro et $\delta\varepsilon$ croît d'une manière exponentielle avec le temps. Le cas où $\theta^2 = 0$ peut fournir une limite supérieure de l'écoulement quasi-stable.

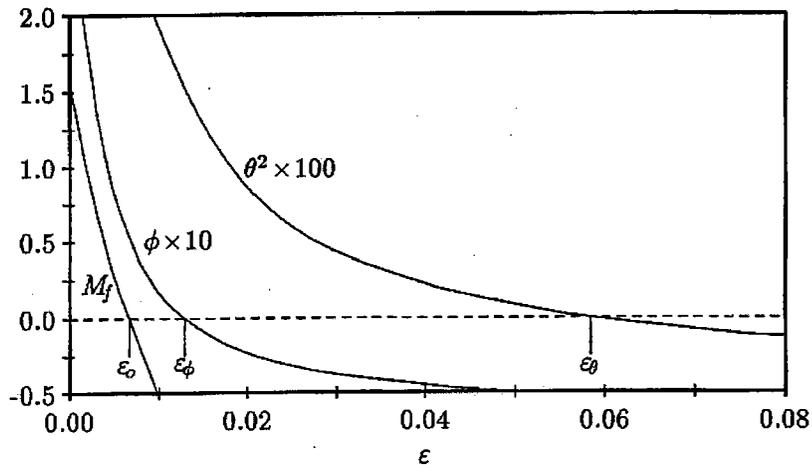


Figure I-13

Effet de la déformation sur les coefficients M_f , ϕ et θ^2 , pour un alliage Fe-C à vitesse de déformation $\dot{\varepsilon} = 5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ [36].

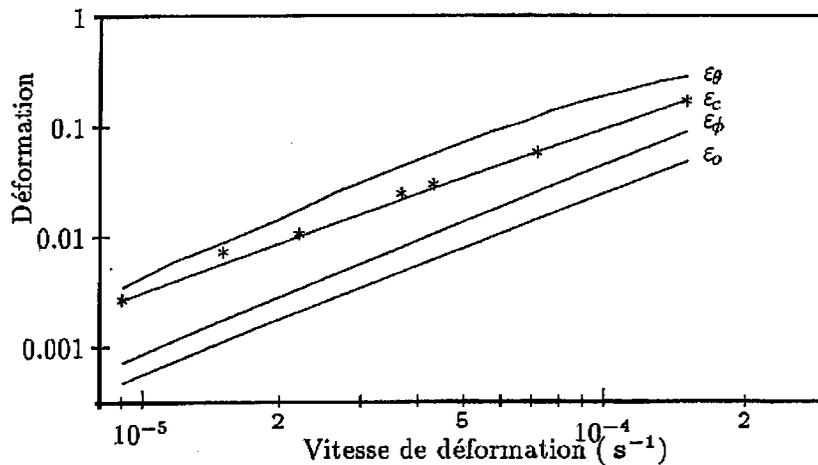


Figure I-14

Effet de la vitesse de déformation sur ε_0 , ε_ϕ , ε_θ et ε_c pour un alliage Fe-C [36].

Les figures I-14 et I-15 montrent l'effet de la vitesse de déformation sur ε_0 , ε_ϕ et ε_θ respectivement pour un acier à faible teneur en carbone et l'alliage Au-4.5%Cu. Les valeurs expérimentales de la déformation critique ε_c , correspondant aux deux alliages précédents sont également reportées sur ces figures. Il est évident que les paramètres de la déformation des deux alliages se comportent de la même manière vis-à-vis de la vitesse de déformation. Toutes les valeurs de ε_c se situent entre ε_ϕ et ε_θ , indiquant qu'un temps fini (ou un intervalle de déformation) est nécessaire pour que la vitesse de déformation puisse se localiser dans une bande

de déformation perceptible. Pour l'alliage Au-4.5%Cu, les valeurs de ε_c se situent relativement à côté de la limite ε_θ .

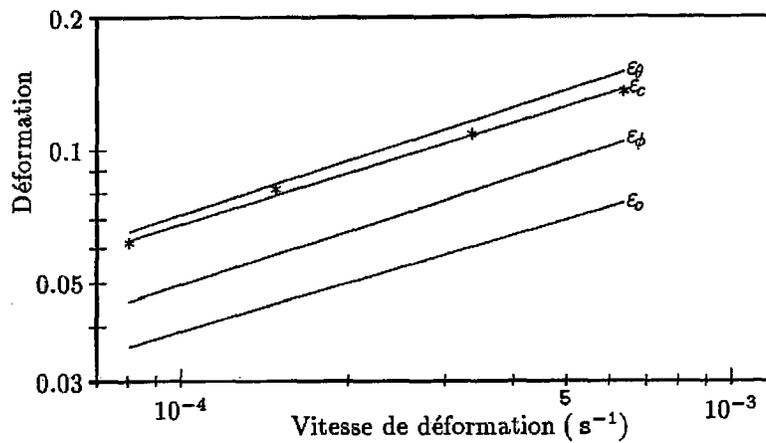


Figure I-15

Effet de la vitesse de déformation sur ε_0 , ε_ϕ , ε_θ et ε_c pour un alliage Au-4.5% Cu [36].

I-3. 2. MODELES NON LOCAUX

Les modèles locaux cités précédemment ne permettent pas de déterminer certaines caractéristiques spatiales telles que la largeur et la vitesse de propagation des bandes PLC car ces modèles sont basés sur des équations locales où n'apparaissent pas d'interactions spatiales entre les sections adjacentes. Ainsi, les modèles qui seront présentés dans cette partie montrent qu'il s'agit d'une instabilité matérielle reposant sur le caractère non local des lois de plasticité employées et font intervenir une variable spatiale.

I-3. 2. 1. Modèle de Zbib et Aifantis

Pour tenir compte de l'interaction spatiale entre des sections droites adjacentes, Zbib et Aifantis [30] ont introduit des gradients de déformation dans les équations constitutives. Pour une éprouvette de traction chargée suivant l'axe des x avec une contrainte axiale σ qui évolue linéairement au cours du temps ($\sigma = \dot{\sigma}_0 t$), Zbib et Aifantis [30], en se basant sur l'équation constitutive de Penning [23], ont utilisé la loi de comportement suivante faisant intervenir un second gradient de déformation :

$$\sigma = h\varepsilon + F(\dot{\varepsilon}) + c\varepsilon_{,xx} \quad (\text{I.105})$$

où le terme $c\varepsilon_{,xx}$ traduit un écrouissage non local dans la loi constitutive. En tenant compte des conditions de chargement $\sigma = \dot{\sigma}_0 t$, l'équation (I.105) devient :

$$\dot{\sigma}_0 = h\dot{\varepsilon} + s\ddot{\varepsilon} + c\dot{\varepsilon}_{,xx} \quad (\text{I.106})$$

où $h = \partial\sigma/\partial\varepsilon$ et $s = \partial\sigma/\partial\dot{\varepsilon}$ sont respectivement le coefficient d'écrouissage et la sensibilité à la vitesse de déformation. L'analyse d'instabilité linéaire propose la solution homogène et

uniforme, $\dot{\epsilon}_s = \dot{\sigma}_0/h$, de l'équation (I.106). Cette solution est instable si $s < 0$, c'est-à-dire dans la région où $\dot{\epsilon}_1 < \dot{\epsilon}_s < \dot{\epsilon}_2$ de la figure I-8. En s'appuyant sur des observations expérimentales montrant que les bandes PLC se propagent à vitesse constante, Zbib et Aifantis ont proposé une solution à l'équation (I.106) de la forme : $\dot{\epsilon} = Z(x-vt)$. Puis ils ont utilisé des variables normalisées η et μ telles que :

$$\eta = \sqrt{h/c} (x - vt) \quad \text{et} \quad \mu = \frac{v}{\sqrt{c h}}$$

Ainsi l'équation (I.106) devient :

$$Z_{,\eta\eta} - \mu s Z_{,\eta} + (Z - Z_s) = 0 \quad (\text{I.107})$$

avec $Z_s = \dot{\epsilon}_s = \dot{\sigma}_0/h$ et (h, s) étant fonctions de Z et $\int Z d\eta$. Cependant, pour des raisons de simplicité h est supposé constant et s ne dépend que de la vitesse de déformation.

L'équation (I.107) est une équation différentielle non linéaire du second ordre dont la stabilité de la solution dépend de s . On considère cette stabilité au voisinage de la solution uniforme Z_s en réduisant l'équation à une équation différentielle du premier ordre. Par conséquent, en posant :

$$w = Z - Z_s \quad \text{et} \quad Z_s \equiv w_0 \quad (\text{I.108})$$

L'équation (I.107) devient :

$$w_{,\eta\eta} + \mu s (w + w_0) w_{,\eta} + w = 0 \quad (\text{I.109})$$

cela peut s'écrire comme :

$$\begin{aligned} w_{,\eta} &= y \\ y_{,\eta} &= -\mu s (w + w_0) y - w \end{aligned} \quad (\text{I.110})$$

ce qui veut dire que le point critique pour lequel $w_{,\eta} = y_{,\eta} = 0$ correspond à $y = w = 0$ et l'équation (I.108) propose la condition critique : $Z_{cr} = Z_s$.

Par conséquent, si le système (I.110) est linéarisé au voisinage du point critique $y = w = 0$ alors $s_s = F'(w_0) = s(w_0)$ et l'équation caractéristique correspondante est :

$$\omega^2 + \mu s_s \omega + 1 = 0 \quad (\text{I.111})$$

avec ω représentant les valeurs propres de la matrice d'évolution linéaire correspondant au système (I.110). Il s'ensuit que la stabilité de la solution uniforme et homogène dépend de la valeur de s_s . Si cette dernière est négative la solution est instable, alors que dans le cas contraire elle est stable.

La vitesse de propagation des bandes V est déterminée par une analyse de stabilité classique. La relation (I.109) peut être intégrée sur le domaine (η_1, η_2) où η_1 et η_2 sont deux points spatiaux pour lesquels Z atteint respectivement ses valeurs maximales et minimales. Ainsi on obtient le résultat suivant :

$$V = \frac{\sqrt{c h}}{\Delta} \int_{\eta_1}^{\eta_2} (Z - Z_s) d\eta \quad ; \quad \Delta = F(\dot{\epsilon}_1) - F(\dot{\epsilon}_2) \quad (\text{I.112})$$

La valeur maximale de V est :

$$\max V = V^* = \frac{2\sqrt{c h}}{F'(\dot{\epsilon}_s)}$$

Cette vitesse peut être assimilée à une vitesse d'onde naturelle. En se basant sur l'hypothèse de stabilité marginale, Dee et Langer [31] considèrent que cette vitesse V^* est celle pour laquelle une perturbation de la forme $\exp[iqx + \omega t]$ ne peut ni croître ni décroître au point matériel $x^* = V^* t$. L'équation (I.113) est obtenue à condition que la partie harmonique est minimale pour tous les nombres possibles de l'onde q , avec $\omega = \omega(q)$. Alors que l'équation (I.114) est obtenue en considérant que la partie réelle de $\exp[iqx + \omega t]$ est nulle à $x^* = V^* t$.

$$iV^* + \frac{d\omega}{dq} = 0 \quad (\text{I.113})$$

$$\text{Re} [iqV^* + \omega] = 0 \quad (\text{I.114})$$

Zbib et Aifantis ont choisi de linéariser l'équation (I.106) au voisinage du point critique $\dot{\epsilon}_s$ en introduisant une perturbation linéaire $\delta\dot{\epsilon}$ telle que :

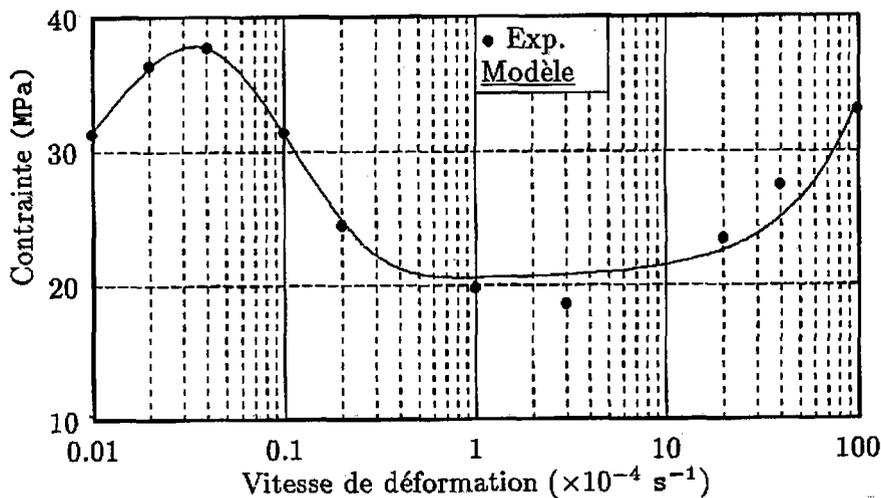
$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_s + \delta\dot{\epsilon}$$

et $\delta\dot{\epsilon} = A \exp[iqx + \omega t]$, où q est le nombre d'onde et ω la vitesse de croissance. Alors, l'équation (I.106) se transforme en :

$$-cq^2 + \omega s(\dot{\epsilon}_s) + h = 0 \quad (\text{I.115})$$

La résolution de cette équation donne la solution :

$$\omega = -\frac{h - cq^2}{s(\dot{\epsilon}_s)} = \frac{h - cq^2}{|s(\dot{\epsilon}_s)|} \quad (\text{I.116})$$



Variations de la contrainte, en fonction de la vitesse de déformation plastique pour un alliage Al-5%Mg à température ambiante, prévues par le modèle de Zbib et Aifantis [30] comparées à des résultats expérimentaux [32].

Les résultats numériques sont relatifs à un alliage Al-5%Mg dans des conditions de vitesse de chargement constante. Les valeurs des paramètres du matériau h et σ_y sont données par le travail expérimental réalisé par Kubin et al [32] tels que : $h \cong 10^3$ MPa et $\sigma_y \cong 70$ MPa.

Pour le calcul numérique, Zbib et Aifantis ont approché la fonction F par l'expression suivante :

$$F(\dot{\epsilon}) = \alpha_1 [e^{-\alpha_2 \dot{\epsilon}} - e^{-\alpha_3 \dot{\epsilon}}] + \alpha_4 [e^{\alpha_3 \dot{\epsilon}} - e^{-\alpha_6 \dot{\epsilon}}]$$

Les coefficients α_i ($i = 1, 6$) sont des constantes relatives au matériau et ils sont déterminés par une analyse de régression non linéaire :

$$\alpha_1 = 30.7 \text{ MPa}, \alpha_2 = 9.6 \times 10^4 \text{ s}, \alpha_3 = 1.95 \times 10^6 \text{ s}, \alpha_4 = 20.5 \text{ MPa}, \alpha_5 = 57 \text{ s}, \alpha_6 = 4.56 \times 10^6 \text{ s}.$$

La figure I-16 montre une comparaison de la tendance de la fonction F avec celle obtenue expérimentalement par Kubin et al [32]. Alors que la figure I-17 illustre la variation de la vitesse de propagation des bandes en fonction de la vitesse de déformation.

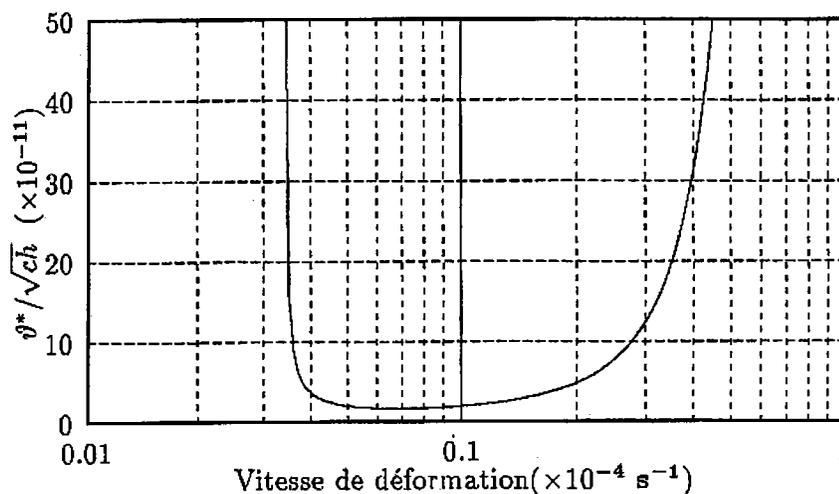


Figure I-17
Evolution de la vitesse de propagation des bandes PLC en fonction de la vitesse de déformation pour un alliage Al-5%Mg [30].

I-3. 2. 2. Modèle de Jeanclaude et Fressengeas

Les échanges de dislocations mobiles entre éléments adjacents du matériau par glissement dévié constituent un autre mécanisme d'interaction susceptible de conduire à la formulation de lois non-locales. En se basant sur la loi locale d'Orowan, Jeanclaude et Fressengeas [33] ont montré qu'une forme non locale tenant compte du glissement dévié peut s'écrire :

$$\dot{\epsilon} - D \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial x^2} = \rho b v \tag{I.117}$$

où le terme $D \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2}$ traduit un apport non local dû au glissement dévié. En remplaçant $\dot{\varepsilon}$ par $\left[\dot{\varepsilon} - D \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} \right]$, on obtient la loi de comportement suivante, appelée loi avec glissement dévié :

$$\sigma = h\varepsilon + F\left(\dot{\varepsilon} - D \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2}\right) \quad (\text{I.118})$$

où σ représente la contrainte dans une section x de l'échantillon, $\dot{\varepsilon}$ la vitesse de déformation plastique, ε la déformation plastique, D le coefficient de pseudo-diffusion et F la fonction viscoplastique.

En négligeant les effets d'inertie et de striction et en considérant le cas de vitesse de chargement constante $\dot{\sigma}_0$, l'équation (I.118) devient :

$$\sigma = \dot{\sigma}_0 t + \sigma_0 = h\varepsilon + F(Y) \quad \text{avec} \quad Y = \dot{\varepsilon} - D\varepsilon_{,xx} \quad (\text{I.119})$$

En posant : $Z = F(Y) = \sigma - h\varepsilon = \sigma_0 + \dot{\sigma}_0 t - h\varepsilon$, la solution d'équilibre de cette équation est : $Y_e = \dot{\varepsilon}_e = \dot{\sigma}_0/h$, et $Z_e = \sigma_0 = F(\dot{\varepsilon}_e)$, cette solution correspond à l'état de déformation plastique uniforme : $\sigma_e = \sigma_0 + \dot{\sigma}_0 t$; $\varepsilon_e = \dot{\varepsilon}_e t$. Pour étudier la stabilité de l'état d'équilibre, Jeanclaude et Fressengeas ont introduit les perturbations non uniformes z et y telles que : $z = Z - Z_e$; $y = Y - Y_e$ et dont l'évolution est gérée par l'équation différentielle : $z = F(Y_e + y) - F(Y_e) = f(y)$. En utilisant la perturbation de la déformation plastique à l'équilibre $u = \varepsilon - \varepsilon_e$, cette équation devient : $u = -z/h = f_h(y)$ et dont l'inversion permet d'écrire une équation aux dérivées partielles $y = g(u)$ de type réaction-diffusion :

$$\frac{\partial u}{\partial t} - D \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = g(u) \quad (\text{I.120})$$

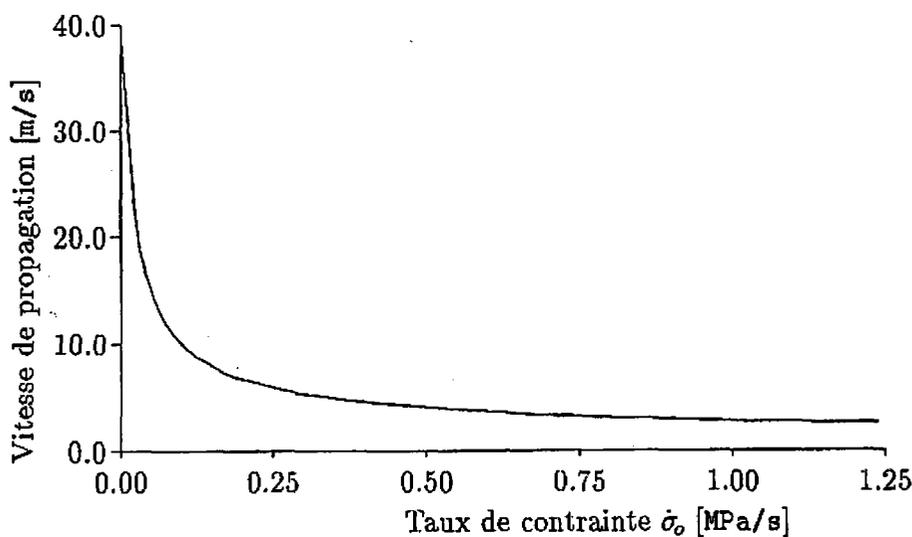


Figure I-18

Vitesse de propagation des bandes PLC en fonction de la vitesse de chargement pour un alliage Al-5%Mg [33].

La solution de cette équation sera prise sous la forme d'une onde stationnaire se déplaçant à la vitesse constante $c > 0$ et dépendant uniquement de la variable $\xi = x - ct$. La dérivée par rapport à ξ de l'équation (I.120) donne l'équation différentielle du second ordre suivante :

$$Du'' + cu' + g(u) = 0 \quad (\text{I.121})$$

La résolution numérique de cette équation permet de déterminer la vitesse de propagation c . La figure I-18 montre une décroissance monotone de cette vitesse en fonction de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}_0$.

I-3. 2. 3. Modèle de Hähner

Hähner [34] a tenté de modéliser la propagation des bandes PLC en se basant sur un traitement phénoménologique du vieillissement dynamique. Cette modélisation inclut une étude quantitative spatio-temporelle et repose sur une décomposition de la contrainte d'écoulement σ_f en une contribution d'écrouissage ($h\varepsilon_0$) et une contrainte de frottement f :

$$\sigma_f(\varepsilon_0, \dot{\varepsilon}_0) = \sigma_0 + h\varepsilon_0 + f(\dot{\varepsilon}_0) \quad (\text{I.122})$$

où σ_0 est la contrainte initiale. Ici, l'évolution $f(\dot{\varepsilon}_0)$ a une forme en N et contient l'essentiel de la non-linéarité du problème.

L'équation (I.121) est inadaptée pour décrire la vitesse de propagation des bandes de déformation et pour rendre compte de la propagation intermittente des bandes de type B. D'après une proposition de Zbib et Aifantis [30], les contraintes internes σ_{int} dues au couplage spatial doivent être prises en compte quand σ_f est proche de la contrainte externe d'essai σ_{ext} :

$$\sigma_{\text{ext}} = \sigma_f - \sigma_{\text{int}} \quad ; \quad \sigma_{\text{int}} = -C \partial_x^2 \varepsilon_0 \quad \text{avec } C > 0 \quad (\text{I.123})$$

où x désigne l'abscisse suivant l'axe de traction. En fait, l'équation (I.123) représente la simplification la plus simple possible, puisque les gradients du premier ordre ne sont pas autorisés pour des raisons de symétrie, et $C < 0$ ne permet pas un maximum local de vitesse de déformation correspondant à une bande de déformation. Pour estimer physiquement le coefficient C , différents mécanismes de couplages ont été considérés par Hähner [35]. Il a montré que l'incompatibilité des contraintes prédomine clairement dans les échantillons polycristallins utilisés dans la plupart des essais. L'hypothèse d'une adaptation élastique complète des incompatibilités des déformations plastiques donne un coefficient C de l'ordre de $Gd^2/4$, où G et d désignent respectivement le module de cisaillement et la taille du grain. Dans un alliage subissant un vieillissement dynamique, la dynamique des dislocations présente un temps de réponse fini, puisque chaque changement du chemin de déformation est accompagné par des réarrangements diffusionnels des atmosphères de soluté et une redistribution des temps de vieillissement des dislocations. L'équation (I.122) n'est pas convenable pour décrire les changements rapides des processus de déformation puisque l'échelle du temps de vieillissement dynamique est négligée, ceci est équivalent à une élimination adiabatique de la dynamique du soluté [36]. En procédant à une analyse statistique de l'activation thermique des

glissements de dislocations pendant le vieillissement d'un alliage selon une cinétique exponentielle de vieillissement à une vitesse v , la vitesse de déformation doit obéir à un comportement de relaxation donné par :

$$\partial_t \dot{\epsilon} = -\frac{\dot{\epsilon} - \dot{\epsilon}_0}{\tau} \quad \text{avec} \quad \tau = v \frac{\delta G}{kT} \frac{\dot{\epsilon}_0 / \delta \epsilon}{(\dot{\epsilon}_0 / \delta \epsilon + v)^3} \quad (\text{I.124})$$

où k est la constante de Boltzmann, δG l'accroissement total dû au vieillissement dynamique de l'activation thermique des dislocations et $\delta \epsilon$ l'incrément de déformation élémentaire par pas d'activation. En combinant les équations (I.122) et (I.124) et en retenant seulement le premier ordre de τ , Hähner aboutit à la relation suivante :

$$\partial_t \sigma_{ext} = (1 + \tau \partial_t) (C \partial_x^2 \dot{\epsilon} + g(\dot{\epsilon}) \tau \partial_t \dot{\epsilon} + h \dot{\epsilon}) \quad \text{avec} \quad g = \partial_{\dot{\epsilon}} f \quad (\text{I.125})$$

Quelque soit la valeur de $\partial_t \sigma_{ext}$, l'équation (I.125) admet une solution qui se propage comme une onde solitaire le long de la longueur l de l'éprouvette ($0 < x < l$) et qui vérifie les conditions aux limites $\dot{\epsilon}(x=0) = \dot{\epsilon}(l) = 0$, ce qui signifie que la vitesse de propagation C est déterminée d'une manière unique pour des essais à vitesse de contrainte constante [35]. Il est intéressant de noter que l'équation (I.125) permet aussi de donner des ondes qui se propagent à vitesse C arbitraire. Le choix de cette vitesse dépend donc du type de conditions aux limites imposées et s'exprime par :

$$C = \frac{[G \dot{\epsilon}_2 (h \dot{\epsilon}_2 - \partial_t \sigma_{ext})]^{1/2} d}{f_2} \quad (\text{I.126})$$

où $f_2 = f(\dot{\epsilon}_2)$ et $\dot{\epsilon}_2$ désignent respectivement la contrainte de friction et la vitesse de déformation au minimum de la fonction $f(\dot{\epsilon}_0)$.

Pour étudier les solutions dans le cas des essais réalisés à vitesse de déplacement constante, l'équation (I.125) peut être combinée avec la condition aux limites suivante :

$$\dot{L} = \int_0^l dx \dot{\epsilon} + M_{eff} l \partial_t \sigma_{ext} \quad (\text{I.127})$$

\dot{L} et M_{eff} représentent respectivement la vitesse de déplacement de la traverse et la complaisance effective du système de traction (machine + éprouvette). Les résultats obtenus couvrent les ondes solitaires (bandes de type A apparaissant pour des grandes vitesses de traverse), les ondes de propagation intermittente (bandes de type B présentes aux vitesses intermédiaires) et les solutions non propagatives (bandes de type C présentes aux faibles vitesses). Pour des faibles vitesses de traverse, la vitesse de propagation C augmente linéairement avec la vitesse de traverse \dot{L} selon l'équation [35]:

$$C = \frac{1}{\Delta \epsilon} (\dot{L} - h M_{eff} l \dot{\epsilon}_2) \quad (\text{I.128})$$

Ce résultat est en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus sur un alliage Al-5%Mg [37] et montrés sur la figure I-19.

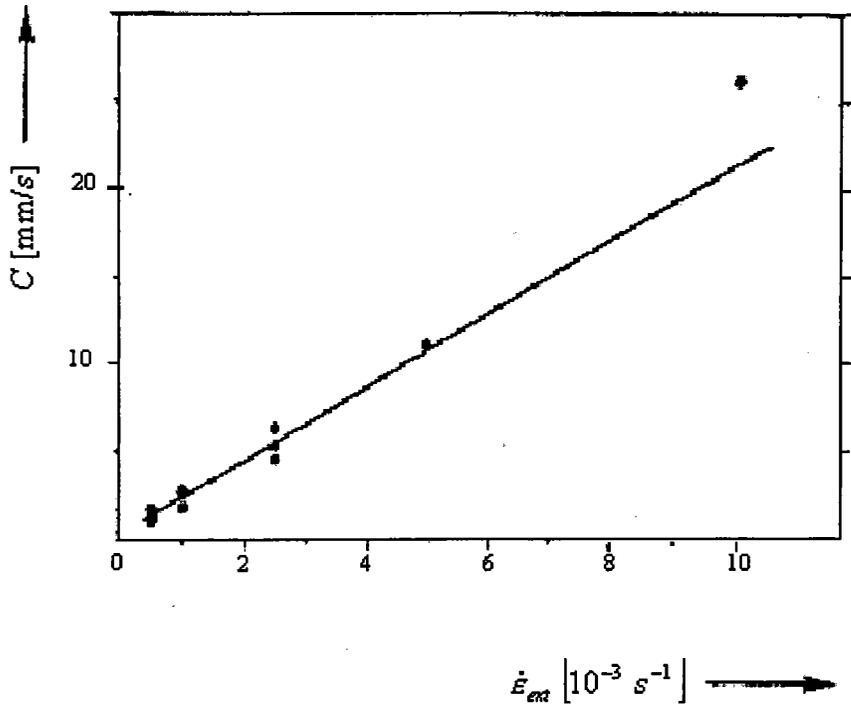


Figure I-19

*Vitesse de propagation des bandes PLC en fonction de la vitesse de la vitesse de déformation.
Bandes de type A ($\dot{\epsilon}_{ext} > 10^{-3} s^{-1}$) et bandes de type B ($\dot{\epsilon}_{ext} < 10^{-3} s^{-1}$).*

I-4. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR L'EFFET PLC

I-4. 1. Courbes de traction et types de décrochements

Lorsqu'on réalise un essai de traction sur un matériau métallique, en imposant une vitesse de déformation constante, la contrainte varie généralement d'une façon monotone et régulière sur les courbes de traction $\sigma - \epsilon$. Cependant, pour des matériaux sujets à l'effet PLC, des décrochements ou des paliers apparaissent dans la zone plastique sur les courbes de traction. Le type de courbe observé est fonction de la nature de la machine de traction utilisée ; ainsi, on distingue deux types de machines : une machine dure, caractérisée par une forte rigidité et une vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ constante imposée à l'éprouvette de traction, et une machine molle ou douce imposant une vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ constante.

Dans le cas d'une machine molle, on constate qu'il existe un seul type de courbe de déformation caractéristique de l'effet PLC sous forme de marches ou plateaux de contrainte. Tandis que pour une machine dure, il existe plusieurs types de décrochements qui traduisent l'effet PLC. La figure I-20 montre qu'il existe cinq types de décrochements A, B, C, D et E selon la classification de Rodriguez [38]. Les types A, B et C sont les plus souvent observés et leurs caractéristiques sont bien connus dans la littérature [39,40,41], tandis que les types D et E sont relativement moins connus et peu d'auteurs y ont fait référence [42,43].

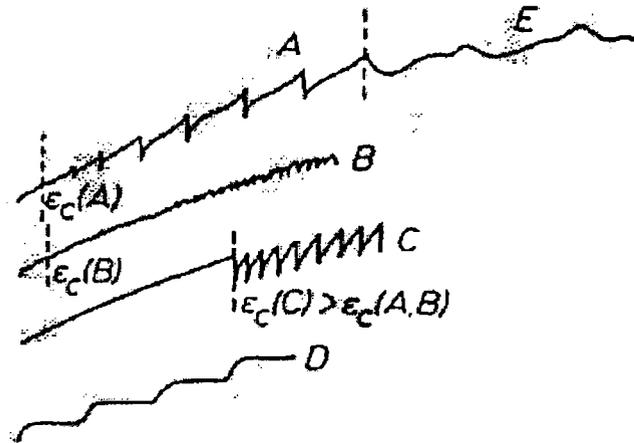


Figure I-20

Représentation des différents types de décrochements observés sur machine dure [38].

La définition des différents types de décrochements ainsi que leurs conditions d'existence sont résumées dans ce qui suit :

Type A : ces décrochements sont périodiques, assez peu fréquents et correspondent au déplacement des bandes de déformation qui s'initient toujours près du même congé de l'éprouvette et qui se propagent dans la même direction le long du corps de l'éprouvette. Ils sont considérés comme des décrochements d'ancrage [82] et caractérisés par une augmentation soudaine de la contrainte suivie d'une chute, puis une légère remontée à une valeur moyenne qui croît au cours de la déformation. Ils apparaissent aux faibles températures ou aux vitesses de déformation élevées.

Type B : ces décrochements sont des oscillations de part et d'autre du niveau général de la courbe de traction et leur succession rapide est due à la propagation discontinue des bandes. Lorsque la déformation croît, ce type de décrochements fait souvent suite au type A ; par contre, aux fortes températures et faibles vitesses de déformation, il apparaît au début de l'écoulement discontinu.

Type C : dans ce type de courbe, les décrochements correspondent à des chutes qui se manifestent en dessous du niveau général de la courbe d'écrouissage et sont considérés comme étant la conséquence du désancrage des dislocations [9,83]. Ils sont généralement périodiques mais peuvent apparaître de manière aléatoire. Contrairement au type A, les bandes de déformation naissent et disparaissent en tout point du corps de l'éprouvette. Les décrochements de type A se transforment en type C à des déformations relativement grandes. Ces derniers apparaissent à des températures plus élevées et à des vitesses de déformation plus faibles comparées aux types A et B.

Type D : ce type se présente sur les courbes de traction sous forme de plateaux qui sont dus à une propagation d'une bande similaire à une bande de Lüders sans écrouissage, ni gradient de déformation devant le front de la bande propageante. Ce type peut apparaître seul ou accompagné du type B au cours de la propagation des bandes. Dans un alliage Au-Cu 14wt%, Wijler et al. [43] ont produit les décrochements de type D par une prédéformation homogène à des températures élevées.

Type E : Au niveau des grandes déformations, les décrochements de type A se transforment en décrochements irréguliers de type E. Pendant la propagation de la bande, le type E est similaire au type A mais avec peu ou sans écrouissage.

I-4. 2. Déformations critiques de l'effet PLC

Expérimentalement, on constate que les décrochements ou les marches n'apparaissent sur les courbes de traction qu'après un certain taux de déformation ϵ_c . Cette déformation critique est une caractéristique très importante de l'effet PLC et dépend de la vitesse de déformation et de la température (voir figure I-21). D'après les prévisions des modèles de vieillissement dynamique [5,12,13], la déformation critique croît lorsque la vitesse de déformation augmente et décroît avec la température. Cependant, d'autres études ont montré un comportement inverse caractérisé par une décroissance de la déformation critique avec la vitesse de déformation et une croissance aux hautes températures. Cet effet inverse peut être associé, parfois, à un phénomène de précipitation au cours de la déformation [18]. Cependant, Malygin [21] a expliqué que le comportement inverse est dû soit à une instabilité des atomes interstitiels en solution solide interstitielle, soit à une instabilité des lacunes de déformation favorisant la diffusion d'impuretés vers les dislocations dans les solutions solides substitutionnelles. Dans le premier cas, l'instabilité de ces solutions est provoquée par la formation de composés contenant les atomes interstitiels, tandis que dans le deuxième cas, elle est due à l'absorption des lacunes par les dislocations et les autres puits de lacunes dans le processus de la déformation plastique.

I-4. 3. Domaine d'existence de l'effet PLC

Une manière de décrire la sensibilité du phénomène PLC à la température, consiste à représenter les limites du domaine d'existence du phénomène en fonction de la vitesse de déformation (ou de contrainte) et de la température. Dans un diagramme $\dot{\epsilon} - 1/T$ (ou $\dot{\sigma} - 1/T$), ce domaine est limité par deux droites rectilignes de pentes différentes correspondant à deux énergies d'activation apparentes distinctes [5,44,45,46]. La figure I-22 illustre ce domaine dans un diagramme $\dot{\epsilon} - 1/T$, avec la précision des trois types de décrochements les plus souvent observés. Cette hypothèse résulte d'une exploration relativement étroite de ce domaine. Cependant, dans une étude récente Zeghloul et al. [47] ont confirmé des résultats expérimentaux [48,49] supposant une fermeture de ce domaine, par convergence entre les deux limites mentionnées précédemment, aux fortes vitesses de déformation et hautes températures (voir figure I-23). Ce résultat est qualitativement en bon accord avec les prévisions d'une approche théorique de Mesarovic [50].

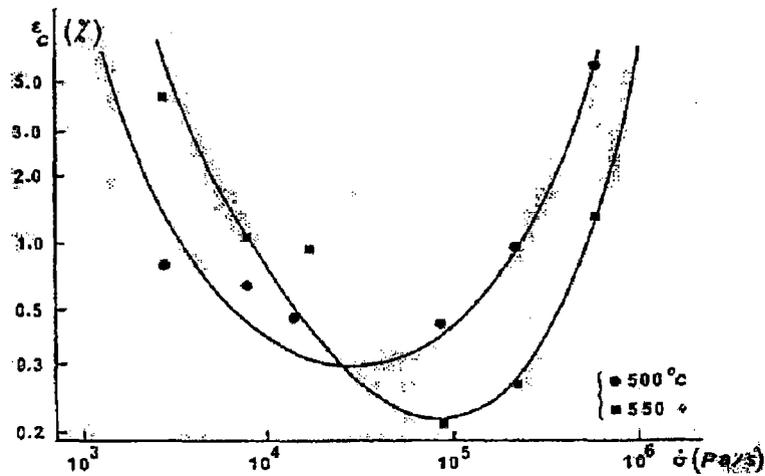


Figure I-21

Influence de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ sur la déformation critique ϵ_c [49].

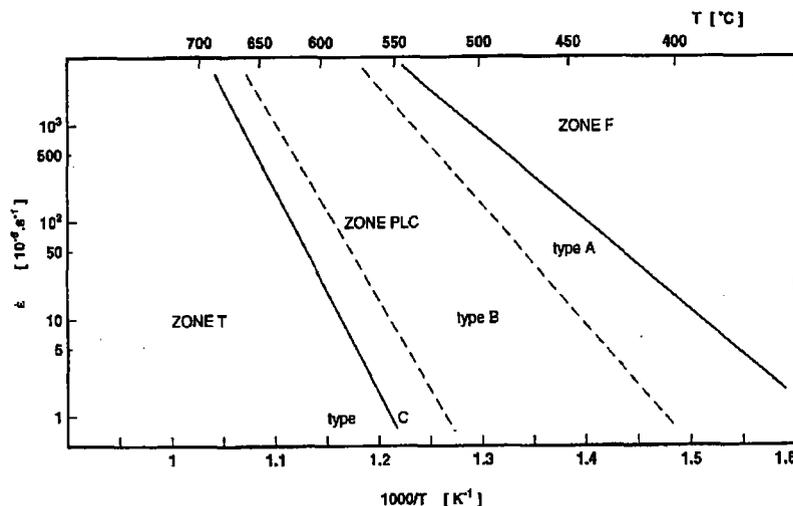


Figure I-22

Domaine d'existence des différents types de bandes PLC observées sur machine dure [62].

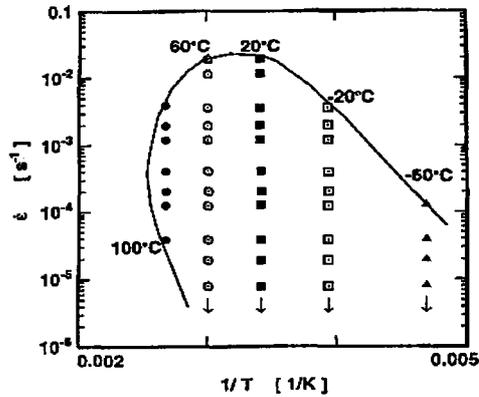


Figure I-23

Domaine d'existence de l'effet PLC obtenu sur machine dure [47].

I-4. 4. Chutes de contrainte

Une caractéristique remarquable du phénomène PLC est l'amplitude $\Delta\sigma$ des décrochements qui se produisent dans une machine parfaitement rigide. Cette amplitude est extrêmement sensible aux variations de la déformation, la température et la vitesse de déformation. Les résultats expérimentaux [51,52,53] montrent que cette amplitude des chutes de contrainte $\Delta\sigma$ croît lorsque la déformation augmente. Les résultats de Chan et al. [54] illustrent cette tendance ainsi qu'une augmentation avec la teneur en Ni d'un alliage d'Al-Mg à différentes teneurs en Ni. L'influence de la vitesse de déformation sur $\Delta\sigma$ est décrite par la figure I-24 pour trois types d'alliage d'Al-Mg [55], cette courbe présente une sensibilité macroscopique négative à la vitesse de déformation dont la pente est $(-1/3)$ pour les faibles vitesses de déformation et $(-2/3)$ pour les vitesses élevées. Ces deux pentes, $(-1/3)$ et $(-2/3)$, sont prévues respectivement par les mécanismes de « pipe-diffusion » et diffusion en volume. En effet, la valeur de la pente peut être liée à un processus de diffusion responsable du vieillissement dynamique, la distance de diffusion R est proportionnelle au temps de vieillissement selon la loi $R \propto t^{1/3}$ [4,7]. Dans le cas d'une diffusion le long des dislocations, nommée pipe-diffusion, le chemin de glissement est réduit à une ligne conduisant à une valeur de pente égale à $(-1/3)$. Cette valeur s'accorde avec des mesures expérimentales récentes [56,57]. Cependant, dans le cas d'une diffusion en volume la concentration de solutés au voisinage des dislocations arrêtées est proportionnelle à R^2 entraînant ainsi une pente de $(-2/3)$. Ce résultat est en bon accord avec la valeur théorique $(-2/3)$, trouvée à la fois dans le modèle originale de Cottrell-Bilby [4] et par Pink et Grinberg [58], ainsi qu'avec d'autres résultats expérimentaux [59,60].

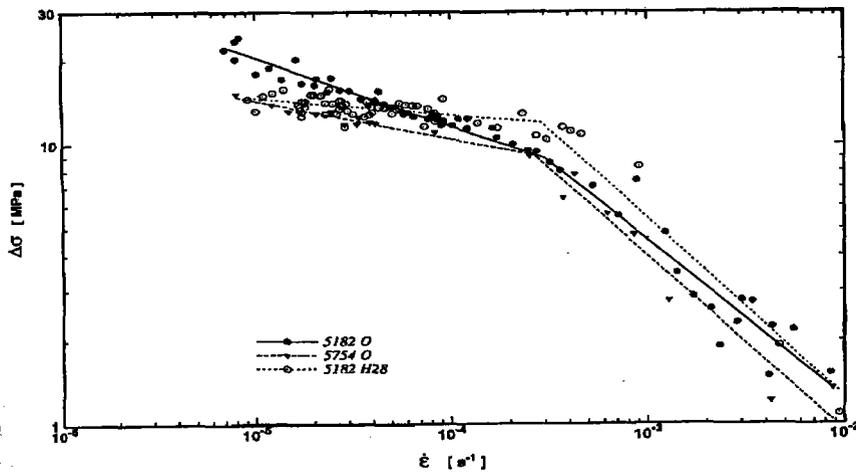


Figure I-24

Variations des valeurs moyennes de $\Delta\sigma$ en fonction de $\dot{\epsilon}$ pour trois types d'alliages [55].

I-4. 5. Caractérisation des bandes

Les bandes de propagation PLC ont attiré l'attention de beaucoup de théoriciens et expérimentateurs depuis des décennies. En effet, les études théoriques nécessitent une bonne compréhension et caractérisation des caractéristiques expérimentales fondamentales de ces bandes telles que : la déformation contenue dans la bande $\Delta\epsilon_b$, la vitesse de déformation dans la bande $\dot{\epsilon}_b$, la vitesse de propagation de la bande v_b et la largeur de la bande W_b . Ces caractéristiques dépendent à la fois du type de machine de traction utilisée, en effet la propagation des bandes se passe d'une manière continue ou discontinue selon que l'on travaille sur une machine molle ou dure [41], et des conditions expérimentales telles que la température, la vitesse de déformation (ou de contrainte) et le taux de déformation.

I-4. 5. 1. ASPECT DES BANDES

L'effet PLC est caractérisé par une déformation par bandes successives, produisant ainsi des décrochements ou des paliers sur les courbes de traction. Ces bandes s'initient préférentiellement dans les congés de l'éprouvette en machine dure et systématiquement dans le même congé en machine molle, elles font un angle compris entre 55° et 60° avec l'axe de traction et se propagent très rapidement [61].

I-4. 5. 2. DEFORMATION CONTENUE DANS LA BANDE : $\Delta\epsilon_b$

De nombreuses mesures ont été effectuées sur plusieurs alliages pour déterminer la valeur de la déformation plastique $\Delta\epsilon_b$ qui accompagne chaque bande de déformation. En général, $\Delta\epsilon_b$ croît, d'une part lorsque la déformation augmente [24,39,49,62-64] comme l'indique la figure I-25 [49], et d'autre part lorsque la taille du grain [65,66] ou la rigidité de la machine de traction [67] diminuent. En se basant sur les travaux de Korbél et al. [68], Karimi [49] a relié la croissance de $\Delta\epsilon_b$ à la multiplication du nombre des dislocations désancrées lors du passage d'une bande. Il a montré que $\Delta\epsilon_b$ croît nettement lorsque la vitesse de mise en charge $\dot{\sigma}$ diminue aux faibles

vitesses de chargement. Cependant, des résultats expérimentaux récents [55,69] contredisent cette tendance dans le domaine des vitesses élevées. Karimi n'a pas pu donner d'interprétation significative concernant l'effet de la température sur l'évolution de $\Delta\varepsilon_b$ en raison de sa complexité et sa dépendance avec le taux de déformation.

I-4. 5. 3. VITESSE DE DEFORMATION DANS LA BANDE : $\dot{\varepsilon}_b$

En raison de la rapidité de propagation des bandes, la vitesse de déformation dans la bande $\dot{\varepsilon}_b$ peut être considérée constante pour chacune d'entre elles et sera définie par : $\dot{\varepsilon}_b = \Delta\varepsilon_b / \Delta t$. Ses valeurs seront donc déterminées à partir de la pente des paliers de la courbe $(\varepsilon - t)$. Certains résultats expérimentaux [49,62] montrent que $\dot{\varepsilon}_b$ croît en fonction de la déformation et de la température ; cette croissance avec la déformation est expliquée par la décroissance de la sensibilité à la vitesse de déformation lorsque la déformation augmente [67]. D'autres travaux montrent que $\dot{\varepsilon}_b$ varie avec le diamètre de l'éprouvette [63] et atteint une valeur constante aux déformations relativement faibles. Les résultats de Karimi [49] concernant l'influence de la vitesse de chargement sur $\dot{\varepsilon}_b$ sont donnés sur la figure I-26, cette figure montre une décroissance de $\dot{\varepsilon}_b$ lorsque $\dot{\sigma}$ augmente. Cette tendance a été controversée par les résultats expérimentaux de Bakir [69] dans lesquels on observe une croissance de $\dot{\varepsilon}_b$ avec $\dot{\sigma}$ comme l'indique la figure I-27. Par contre, dans une étude récente, Dablij [55] a confirmé les deux tendances, la première dans le domaine des faibles vitesses de chargement $\dot{\sigma}$ et la seconde pour les vitesses élevées.

I-4. 5. 4. VITESSE DE PROPAGATION DES BANDES : ϑ_b

Les expériences montrent que ϑ_b reste pratiquement constante pendant la propagation le long de l'éprouvette. Les résultats expérimentaux sur machine dure de McCormick et al. [63] montrent que ϑ_b décroît lorsque la déformation augmente et croît avec la vitesse de traverse, indépendamment du diamètre ou de la longueur de l'éprouvette. Ceci a été expliqué par la relation : $\vartheta_b \varepsilon_b = \dot{g}$, telle que \dot{g} désigne la vitesse de traverse de la machine de traction, obtenue à partir d'une intégration de l'équation de la machine et en considérant que $\dot{g}/L \gg M\dot{\sigma}$ (caractéristique d'une machine dure), avec M et L sont respectivement le module de complaisance du système machine-éprouvette et la longueur de l'éprouvette. Comme la déformation contenue dans la bande croît linéairement avec la déformation totale, indépendamment de la vitesse de traverse \dot{g} , ϑ_b devrait décroître comme $1/\varepsilon$ et croître linéairement avec \dot{g} . Cependant, d'autres résultats expérimentaux [49,62,69], pour des essais effectués sur une machine à vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ constante, montrent que ϑ_b croît au cours de la déformation comme l'indique la figure I-28. L'étude de Jeanclaude [70] prévoit une décroissance de ϑ_b lorsque la vitesse de chargement augmente et confirme les résultats expérimentaux de Karimi [49] et Dablij [55]. Ces résultats sont en désaccord avec des résultats antérieurs [24,39,51,63,64]. Par contre Bakir [69] a observé ces deux types de comportement en étudiant les variations de ϑ_b dans un large domaine de $\dot{\sigma}$ regroupant à la fois les domaines étudiés par Karimi [49] et McCormick et al. [63]. La figure I-29 montre la variation de ϑ_b en fonction de la déformation pour différents taux de pré-écrouissage à froid d'un alliage Cu-Zn [68].

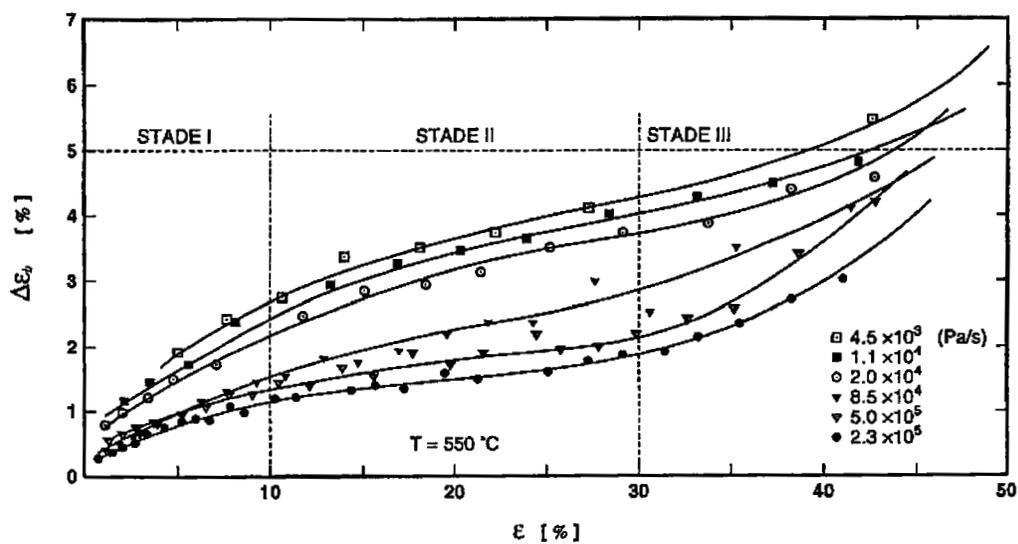


Figure I-25

Evolution de $\Delta\varepsilon_b$ en fonction de ε pour différentes $\dot{\sigma}$ et T fixées [49].

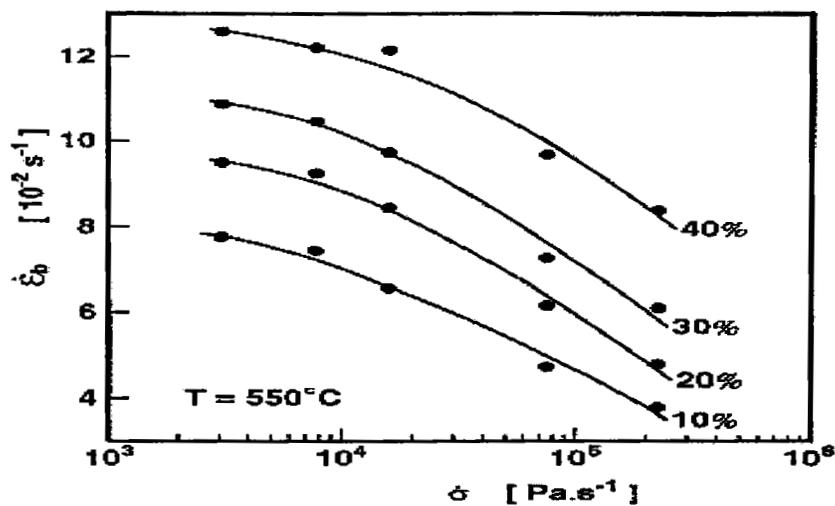


Figure I-26

Evolution de $\dot{\varepsilon}_b$ en fonction de $\dot{\sigma}$ pour ε et T fixées [49].

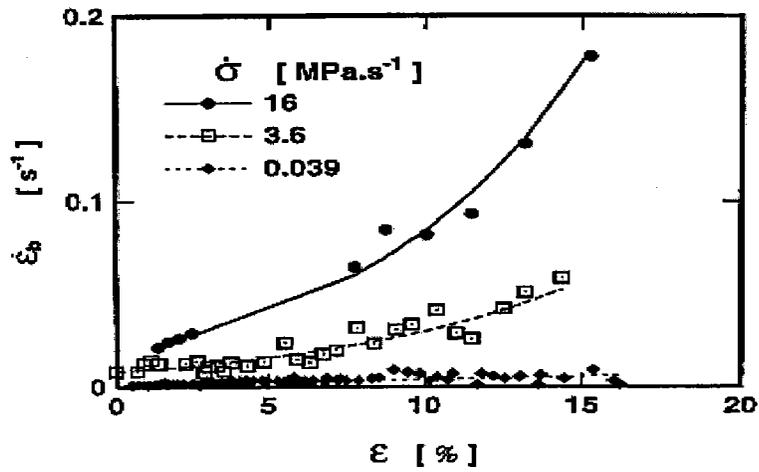


Figure I-27

Evolution de ξ_b en fonction de ϵ pour différentes $\dot{\sigma}$ à $T=20^\circ\text{C}$ [69].

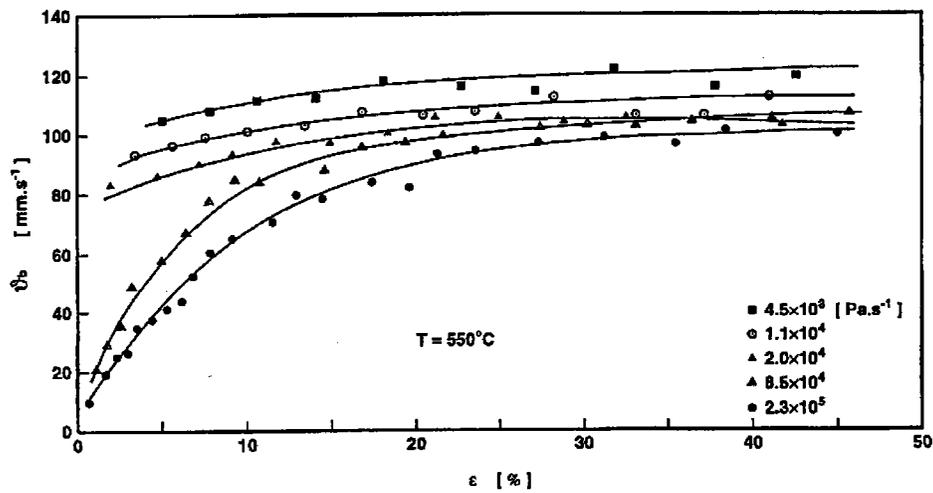


Figure I-28

Evolution de ϑ_b en fonction de ϵ pour différentes $\dot{\sigma}$ à T fixée [49].

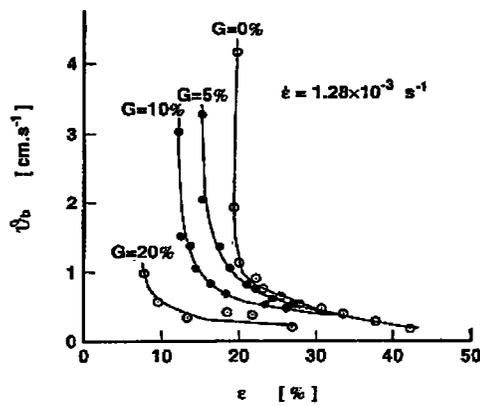
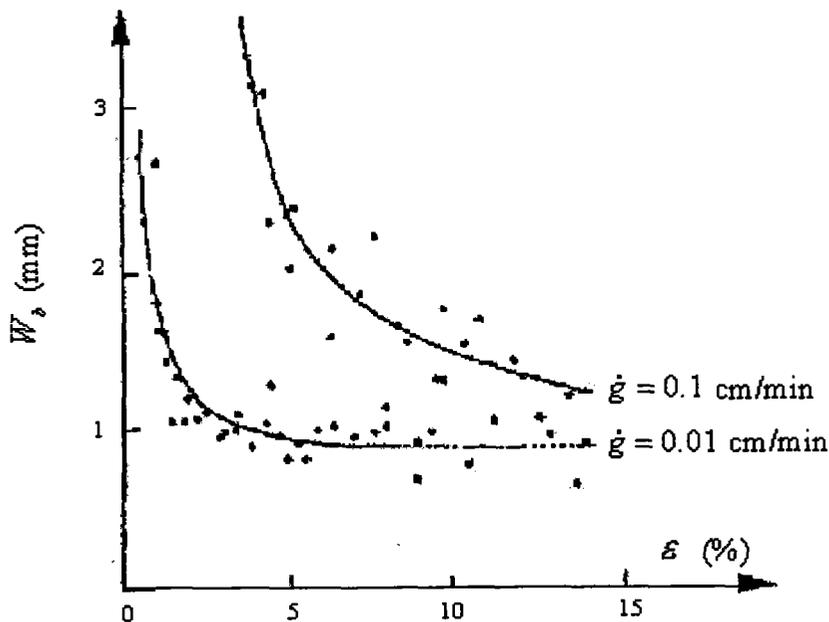


Figure I-29

Variation de ϑ_b en fonction de ϵ pour divers taux de pré-écrouissage à froid [68].

I-4. 5. 5. LARGEUR DES BANDES : W_b

Les mesures de la largeur des bandes de déformation, W_b , effectuées à l'aide d'un extensomètre transversal, montrent que W_b décroît avec la déformation et atteint une valeur constante W_{b0} [63]. Cette valeur W_{b0} croît avec le diamètre de l'éprouvette [67] et de la vitesse de déformation [25,67]. Dans les essais de traction, cette valeur est de l'ordre du diamètre (ou de l'épaisseur) de l'éprouvette, alors que dans des essais de torsion elle est beaucoup plus étroite et semble être déterminée par la taille des grains [71]. Il y a une controverse concernant les résultats de mesures de W_b , sur machine molle, qui existent dans la littérature. Blanc [62] a montré que W_b reste quasiment constante en fonction de la déformation, Dablij [55] quant à lui, il a trouvé que W_b croît lorsque la déformation augmente à différentes vitesses de chargement dans trois alliages Al-Mg distincts. Tandis que Bakir [69] a montré que W_b peut augmenter ou diminuer lorsque la déformation croît selon le domaine de vitesses de chargement et de températures considéré. La figure I-30 montre les variations de la largeur de bande en fonction de la déformation pour différentes vitesses de traverse [105].

**Figure I-30**

Evolution de la largeur de bande en fonction de la déformation pour différentes vitesses de traverse [105].

I-4. 6. Influence de la composition chimique

La concentration en atomes d'impuretés modifie considérablement les conditions d'existence et l'intensité du phénomène PLC. En effet, l'accumulation des impuretés au voisinage des dislocations produit un gradient de concentration qui les freine et l'augmentation de concentration des impuretés peut les conduire à précipiter s'ils gagnent en énergie libre. Les dislocations drainent alors les impuretés vers les précipités, sans se saturer davantage.

Le magnésium joue un rôle prépondérant dans la manifestation de l'effet PLC dans les alliages d'aluminium-magnésium. Caisso [72] a montré que l'effet de la teneur en magnésium sur la déformation critique ϵ_c , d'apparition de l'effet PLC, dépend de la température ; ainsi dans le cas d'un comportement normal, l'augmentation de la teneur en magnésium entraîne une décroissance de ϵ_c . Tandis que dans le cas d'un comportement inverse l'effet PLC est retardé par une augmentation de la teneur en Magnésium. En étudiant deux alliages d'Al-Mg à différentes teneurs en Mg, Bakir [69] a trouvé que l'amplitude des décrochements dans l'alliage à plus forte teneur en Mg est nettement plus importante que celle observée dans l'alliage à plus faible teneur en Mg. Ces résultats vont dans le même sens que ceux de l'étude de Mitra et Dorn [73] dans laquelle la densité des dislocations augmente lorsque le pourcentage de magnésium croît.

I-4. 7. Effet de la taille du grain

L'étude de l'influence de la taille du grain sur l'effet PLC montre que la déformation critique ϵ_c croît lorsque la taille du grain augmente aux faibles températures (<10°C), ceci s'explique par le fait que lorsque la taille des grains est petite, la densité des dislocations est forte, et par conséquent la vitesse moyenne des dislocations dans la relation d'Orowan devient petite, entraînant ainsi une faible vitesse de diffusion des atomes de soluté et par conséquent peu de lacunes sont formées. Par contre ϵ_c devient indépendante de la taille du grain aux températures supérieures à l'ambiante [74]. Cependant, cette tendance est inversée lorsqu'un comportement inverse se manifeste aux températures élevées [75]. D'autre part, l'amplitude des décrochements décroît avec la diminution de la taille du grain [74,76].

I-V. CONCLUSION

Après avoir exposé les divers aspects expérimentaux du phénomène PLC, ainsi que les modèles microscopiques et macroscopiques qui tentent d'en rendre compte et d'interpréter les caractéristiques des courbes de traction et des types de bandes PLC, on peut en déduire que la difficulté essentielle du problème réside dans le fait que l'explication des propriétés macroscopiques trouve son origine en terme de microstructure. Le fait que le domaine d'étude du PLC soit resté actif à l'heure actuelle montre que les problèmes posés n'ont pas été tous résolus et que les modèles théoriques existants ne permettent pas une description satisfaisante de toutes les caractéristiques de l'effet PLC.

La finalité de notre travail est de comparer nos résultats expérimentaux aux prévisions des différents modèles existants, de dégager les limitations de leur validité et d'en proposer, autant que possible, des améliorations de manière à les rendre plus réalistes. En effet l'insuffisance des résultats expérimentaux ainsi que leur contradiction, surtout ceux obtenus à partir d'essais à vitesse de contrainte constante, justifie notre étude.

Pour cela, nous avons utilisé un alliage d'aluminium-magnésium pour effectuer des essais sur machine dure, à vitesse de déformation constante, dans un très large domaine de températures et vitesses de déformation afin d'étudier l'influence de la température d'essai et de la vitesse de déformation sur les instabilités plastiques associées à l'effet PLC, de déterminer le domaine d'existence du PLC en vitesse de déformation et température, ainsi que les caractéristiques des décrochements telles que la chute de contrainte et le temps de rechargement. Des essais de traction sur machine molle, à vitesse de chargement constante, ont été également effectués dans un large domaine de températures sous différentes vitesses de chargement pour déterminer le domaine d'existence du PLC et étudier les différentes caractéristiques des bandes telles que la vitesse de propagation des bandes, leur largeur, la déformation contenue dans la bande et la vitesse

CHAPITRE II : TECHNIQUES EXPERIMENTALES

II-1 DISPOSITIFS DE TRACTION55

 II-1. 1. Description du phénomène PLC55

 II-1. 1. 1. Machine dure.....55

 II-1. 1. 2. Machine molle.....56

 II-1. 2. Caractéristiques de la machine de traction et conditions d'essai56

II-2 DEPOUILLEMENT DES ESSAIS60

 II-2. 1. Paramètres exploités sur machine dure61

 II-2. 2. Méthode de mesure des caractéristiques des bandes sur machine molle61

II-3 PRESENTATION DU MATERIAU ETUDIE62

II-4 PREPARATION DES EPROUVETTES63

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

II-1 DISPOSITIFS DE TRACTION

L'expérience constitue une étape importante pour la réalisation des pièces. En effet, les calculs effectués par les bureaux d'étude sont basés sur les caractéristiques mécaniques telles que la limite d'élasticité et la résistance qui sont déterminées d'une manière expérimentale. Ainsi, le choix du matériau nécessaire à toute construction dépend considérablement de l'expérience.

Le type d'essai le plus couramment utilisé est la traction simple. Ce type d'essai consiste à appliquer une force uniaxiale F à une éprouvette plate ou cylindrique de section S jusqu'à la rupture. La courbe générale $\sigma - \varepsilon$ ainsi obtenue présente une croissance monotone et régulière de la contrainte avec la déformation.

II-1. 1. Description du phénomène PLC

Dans les matériaux sujets à l'effet PLC, des décrochements ou paliers apparaissent dans la zone plastique des courbes de traction $\sigma - \varepsilon$. Les aspects de la courbe de traction sont différents selon les caractéristiques de la machine de traction utilisée, d'où l'intérêt de présenter les différentes caractéristiques de chaque machine : dure et molle.

II-1. 1. 1. Machine dure

Une machine dure est caractérisée par une forte rigidité et impose une vitesse de déformation constante à l'éprouvette de traction. Pour satisfaire cela, la traverse de la machine doit se déplacer à une vitesse constante V . Si pendant l'essai, il arrive un moment où la déformation plastique de l'éprouvette soit tellement faible qu'elle ne puisse suivre le déplacement de la traverse, ce dernier impose alors une déformation élastique du bâti de la machine, de l'éprouvette et du dynamomètre de l'installation, et la contrainte appliquée augmente progressivement jusqu'à l'apparition d'une bande de déformation plastique localisée. Puis la bande se déplace très rapidement et l'éprouvette s'allonge beaucoup plus vite que ne l'impose le déplacement de la

traverse, provoquant ainsi la décharge élastique de la machine qui entraîne une décroissance de la contrainte appliquée. L'éprouvette cesse de se déformer, la machine se recharge par le déplacement imposé à la traverse et la contrainte recommence à croître. La reproduction de ces cycles de contraintes se traduit par la présence de décrochements en dents de scie sur les courbes de traction $\sigma - \varepsilon$ comme l'indique la figure I-20 du chapitre I et dont les caractéristiques dépendent de la rigidité propre à la machine et à son dynamomètre ainsi que des propriétés mécaniques de l'éprouvette et des conditions expérimentales (vitesse de déformation, température).

II-1. 1. 2. Machine molle

Une machine molle est caractérisée par une faible rigidité et impose une vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ constante à l'éprouvette de traction. La courbe de traction montre la présence d'un seul type d'instabilité, sous forme de paliers de contrainte, et dont la longueur augmente avec la déformation. Chaque palier correspond à la formation d'une bande de déformation qui est immédiatement mise en mouvement et qui traverse toute l'éprouvette, du fait que la charge est constamment maintenue sur l'éprouvette, en produisant un écrouissage. Avec ce type de machine, l'éprouvette est seule responsable de la déformation vis-à-vis de la contrainte appliquée et la complexité de la courbe de traction est pratiquement exclue.

II-1. 2. Caractéristiques de la machine de traction et conditions d'essai

La vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ joue un rôle important dans la manifestation de l'effet PLC, c'est pourquoi son évolution au cours de l'essai présente un intérêt majeur. Dans le cas d'une machine dure dont l'ensemble du dispositif expérimental est représenté sur la figure II-1, la vitesse de déplacement de la traverse mobile V et la vitesse de déformation totale imposée $\dot{\varepsilon}$ sont reliées par l'équation suivante :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{V}{L} = \frac{V}{L_0 + \Delta L}$$

Comme l'éprouvette s'allonge au cours de l'essai, alors la vitesse de déformation imposée n'est réellement pas constante mais diminue lorsque la déformation croît. D'autre part, la libération brutale de l'énergie élastique stockée au moment de l'initiation d'une bande influence l'aspect des courbes de traction. Dans notre cas, les vitesses de déformation imposées varient entre $7.05 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ et 0.1 s^{-1} .

La plupart des études faites sur l'effet PLC ont été réalisées sur machine dure malgré la simplicité relative et les avantages que présente une machine molle. En effet, il existe plusieurs techniques pour réaliser un montage correspondant à une vitesse de chargement imposée. Karimi [49] a chargé l'échantillon au moyen d'un bac alimenté à débit constant par des billes de faible diamètre. L'inconvénient est que l'inertie du système de charge peut provoquer des perturbations. Cependant la technique la plus simple consiste à monter en série un ressort ou un soufflet de faible rigidité entre l'éprouvette et les mors de la machine [48,69]. Toutefois il existe des techniques modernes, mais très onéreuses, utilisant un logiciel de pilotage de la machine de traction. Dans ce cas, le temps de régulation peut perturber l'essai.

Pour assouplir notre dispositif expérimental, on s'est servi donc d'un ressort de faible rigidité (20N/mm) monté en série avec l'éprouvette (voir figure II-2). Les vitesses de chargement utilisées varient de : $2 \times 10^{-3} \text{ MPa.s}^{-1}$ à 42.57 MPa.s^{-1} .

L'ensemble des essais de traction ont été réalisés à des températures variant de 0°C à 130°C sur machine dure, et jusqu'à 160°C sur machine molle en raison du vaste étendue du domaine d'existence du PLC dans ce cas. Pour maintenir la température d'essai constante, l'éprouvette est placée dans une enceinte thermique montée sur la machine et dont la façade est doublée d'une matière isolante. La production de froid se fait par évaporation d'un fluide réfrigérant dans un échangeur, tandis que la production de chaleur s'effectue à l'aide de résistances blindées. Un thermocouple est placé tout près de l'éprouvette pour indiquer la vraie température d'essai et permettre sa régulation avec plus de précision.

La partie mécanique de la machine de traction (de type Zwick) se compose d'un bâti constitué d'une traverse mobile guidée par deux vis à bille et d'une traverse fixe sur laquelle est montée une cellule de charge interchangeable (10 kN , 100 kN). La machine de traction est pilotée par un micro-ordinateur, connecté lui même à une carte d'acquisition IEEE, par un système de programmation utilisant des données telles que la forme et les dimensions de l'éprouvette , la vitesse de la traverse, la charge préliminaire et le nom de fichier de sauvegarde des résultats expérimentaux. L'allongement de l'éprouvette est contrôlé par un extensomètre placé aux extrémités du fût de cette dernière et fixé à l'aide de deux épingles (figure II-3). Pour éliminer les jeux dus au montage, on se sert de deux cales de faible conicité pour bien encastrier l'éprouvette dans les mors. Pour éviter d'enregistrer le bruit délivré par la machine et d'avoir de gros fichiers surtout pour les faibles vitesses de traverse, on a choisi un enregistrement des résultats à des intervalles de contrainte ($\Delta\sigma = 0.3 \text{ MPa}$) et de déformation ($\Delta\varepsilon = 0.01\%$).

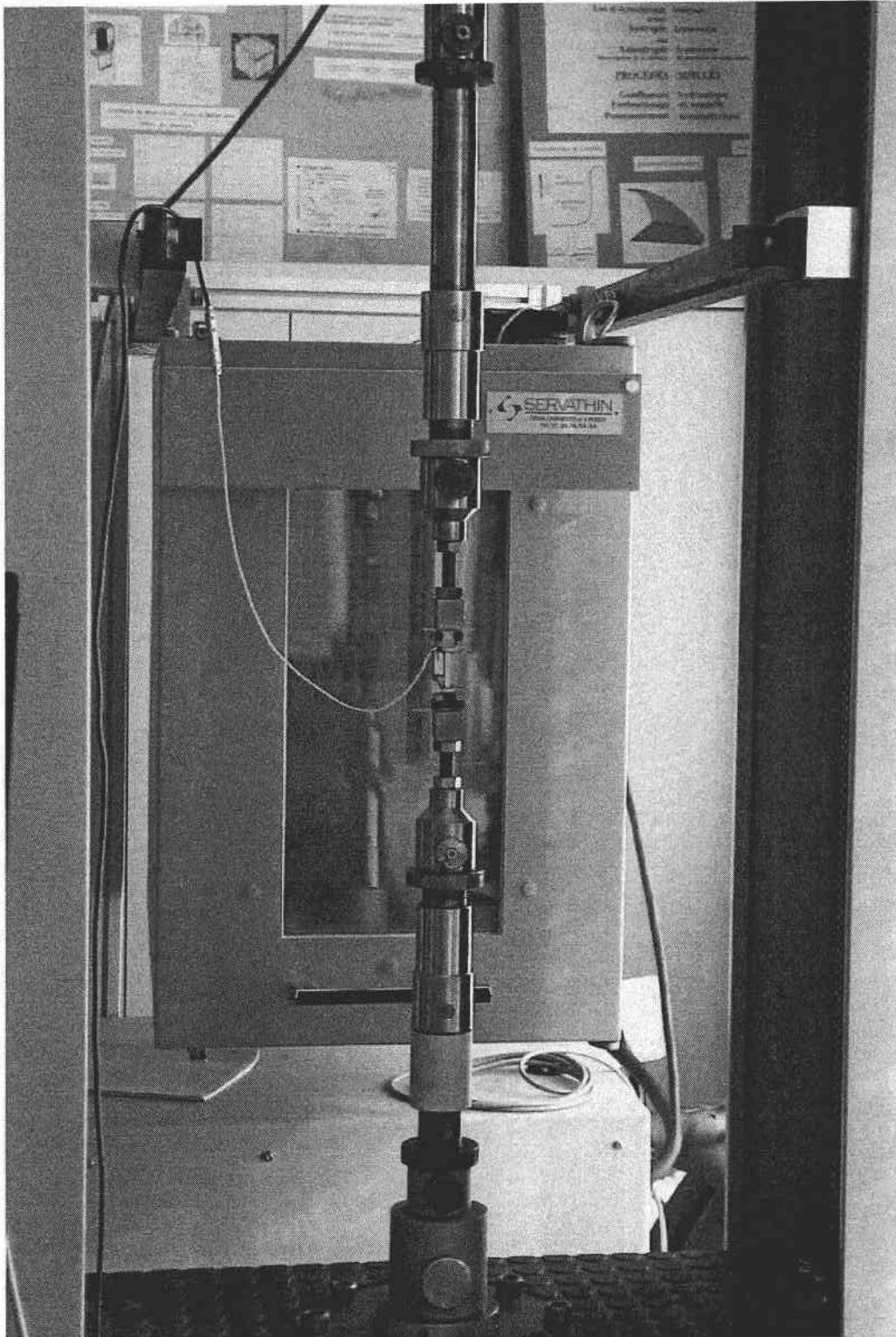


Figure II-1
Machine de traction Zwick : Montage en machine dure.

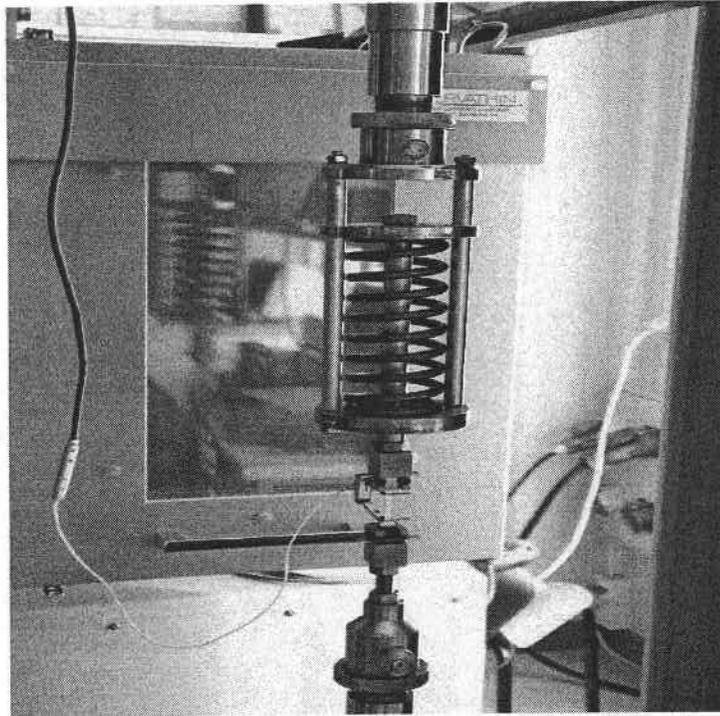


Figure II-2
Montage en machine molle.

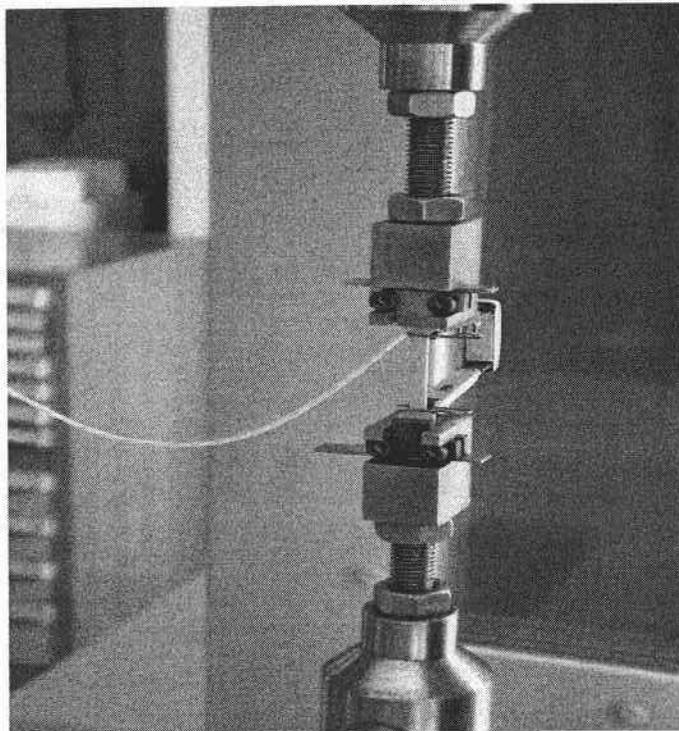


Figure II-3
Montage de l'extensomètre sur l'éprouvette de traction.

II-2 DEPOUILLEMENT DES ESSAIS

Les décrochements ou les paliers présents sur les courbes de traction ($\sigma - \epsilon$) apparaissent en général dans un certain intervalle de déformation : leur seuil d'apparition est appelé déformation critique ϵ_c (figure II-4). Nous avons déterminé ϵ_c dans le cas d'une machine dure et molle pour différentes vitesses de chargement et températures.

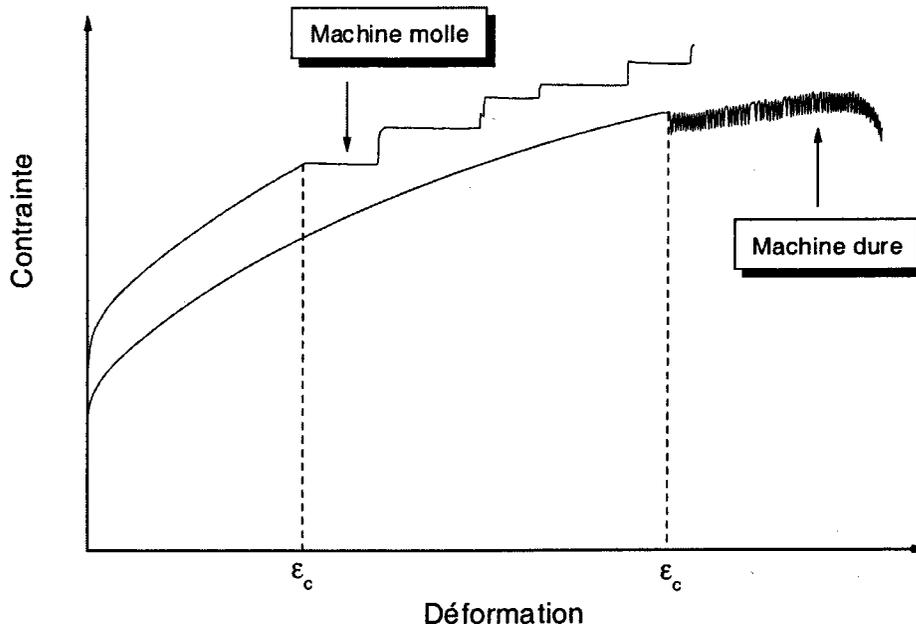


Figure II-4

Détermination de la déformation critique dans les deux cas de machines dure et molle.

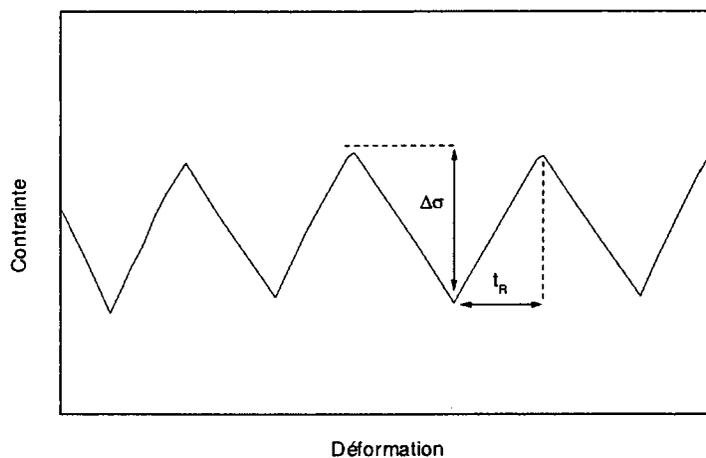


Figure II-5

Représentation de la chute de contrainte et du temps de rechargement lors du passage d'une bande PLC en machine dure.

II-2. 1. Paramètres exploités sur machine dure

Lors du passage d'une bande de déformation, la machine se décharge provoquant ainsi une chute de contrainte. Ensuite elle se recharge dès la fin de propagation de la bande et la contrainte commence à croître jusqu'à l'initiation d'une nouvelle bande (figure II-5). Le temps de déchargement équivalent à la chute de contrainte ainsi que le temps de rechargement sont déterminés par lissage en utilisant la méthode des moindres carrés.

II-2. 2. Méthode de mesure des caractéristiques des bandes sur machine molle

Le désancrage des dislocations produit une bande de déformation qui se propage immédiatement le long de l'éprouvette avec une vitesse ϑ_b , définie comme le rapport de la distance L parcourue par la bande sur le temps de propagation Δt . Cette relation n'est pas valable pour des bandes qui ne parcourent pas tout le fût de l'éprouvette ou qui se propagent de manière discontinue (cas d'une machine dure). Une technique plus judicieuse pour l'évaluation de la vitesse de déformation dans la bande consiste en la détermination de la pente, par la méthode des moindres carrés, de la partie quasi linéaire de la déformation au cours du temps $\varepsilon = \varepsilon(t)$. La différence de déformation entre la fin et le début du passage d'une bande PLC constitue la déformation contenue dans la bande $\Delta\varepsilon_b$, pendant ce temps l'éprouvette se déforme avec une vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_b$. La mesure de la largeur des bandes a été obtenue en utilisant la relation suivante :

$$W_b = \vartheta_b (t_2 - t_1)$$

Le repérage des temps t_i lors du passage d'une bande est indiqué schématiquement sur la figure II-6.

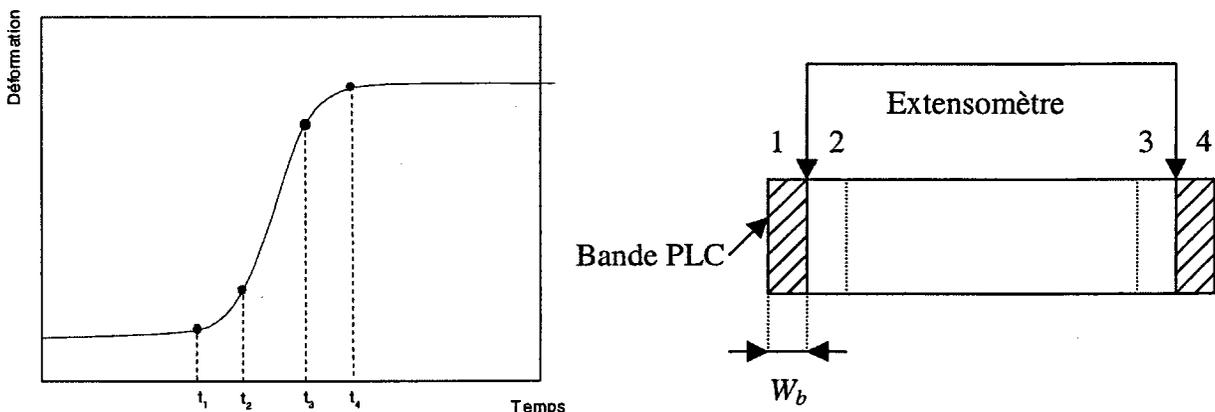


Figure II-6

Variation de la déformation lors du passage d'une bande PLC et méthode de mesure de la largeur de bande W_b .

II-3 PRESENTATION DU MATERIAU ETUDIE

La présence d'éléments d'alliages en solution solide, d'inclusions, de précipités ou de cavités joue un rôle important sur les propriétés mécaniques des matériaux métalliques. Lorsqu'on effectue une déformation plastique d'un réseau contenant des impuretés ou des éléments d'addition en faible proportion, les phénomènes de diffusion sont avantagés par l'intermédiaire des défauts de structure introduits par la déformation elle-même. La composition chimique du matériau joue donc un rôle prépondérant dans la manifestation de l'effet PLC.

Notre étude a porté sur un alliage léger industriel de type aluminum-magnésium de la série 5000, utilisé pour des applications dans l'industrie automobile, en raison de plusieurs avantages tels que la légèreté, la rigidité relative, la bonne résistance à la corrosion et la facilité de la mise en forme. Cet alliage est fourni par le Centre de Recherche de Voreppe de la firme Pechiney, sa désignation (5182 O) selon la norme spéciale de Pechiney, sa composition chimique est donnée au tableau II-1 et peut être dans des états restauré ou 100% recristallisé. Dans ce dernier cas, il a une limite élastique de 150 MPa. Après laminage à froid, les tôles de cet alliage ont des épaisseurs variant de 3 à 1 mm environ. Le recuit final en four continu de l'alliage 5182 O consiste à porter la tôle à 400°C pendant 2 s et le traitement complet dure 30 s environ, puis la tôle subit un refroidissement par air forcé avant le bobinage. La microstructure de l'alliage est donnée par le tableau II-2. Les précipités formés à la coulée et fragmentés au laminage sont les phases Al_6Mn et $Al_{12}Mn_4Si_2$ non stœchiométriques. Il serait plus logique de parler de phases α et β . La possibilité de l'existence d'une faible quantité mais non chiffrée de Mg_2Si n'est pas à éloigner. Quant au cuivre, il est présent sous forme d'impureté de recyclage et son éventuelle interaction avec le magnésium peut donner des dispersoïdes Al_2CuMg non chiffrés.

Alliage	Mg (%)	Mn (%)	Fe (%)	Si (%)	Cu (%)	Al
5182	4.65	0.37	0.25	0.2	< 0.1	% restant

Tableau II-1

Composition chimique en pourcentage pondéré de l'alliage 5182 (Pechiney).

Alliage	Taille finale des grains	Précipités eutectiques		Dispersoïdes	
		diamètre	fraction	diamètre	fraction
5182	15-20 μm	5-10 μm	$\cong 0.6 \%$	0.2 μm	$\cong 0.4 \%$

Tableau II-2

Microstructure de l'alliage 5182 (Pechiney).

II-4 PREPARATION DES EPROUVETTES

Les éprouvettes sont découpées dans le sens du laminage à partir de tôles et leur forme géométrique ainsi que leurs dimensions sont indiquées sur la figure II-7. Pour éviter toute concentration de contrainte conduisant à des décrochements, il est nécessaire de choisir une longueur utile des éprouvettes égale à la base de mesure de l'extensomètre soit 30.11 mm environ. De même, les épingles servant à la fixation de l'extensomètre sur l'éprouvette ne doivent pas être trop serrées. Pour l'alliage 5182 O, l'ébauche des éprouvettes est faite par une cisaille sous forme d'un parallélépipède de longueur 73 mm, de largeur 12 mm et d'épaisseur 1.2 mm. Ensuite, à l'aide d'une fraise deux tailles, on obtient un parallélépipède de dimensions 72 mm x 11 mm. Enfin, à l'aide d'un montage d'usinage et d'une fraise de forme à plaquettes rondes, la partie utile est usinée avec des tolérances précises et une symétrie parfaite par rapport à l'axe médian et elle est raccordée par un congé de rayon 3 mm aux têtes de fixation qui ont une longueur de 18 mm et une largeur de 11 mm. Pour réaliser les essais dans de bonnes conditions évitant tout glissement des éprouvettes dans les mors, les têtes ont été prédéformées dans un étai. D'autre part, il s'avère que le polissage des éprouvettes avant les essais est indispensable pour un meilleur état de surface. En effet, les essais que nous avons réalisés avec des éprouvettes non polies ont révélé des effets de non homogénéité sur les courbes de traction qui n'ont rien à voir avec l'effet PLC.

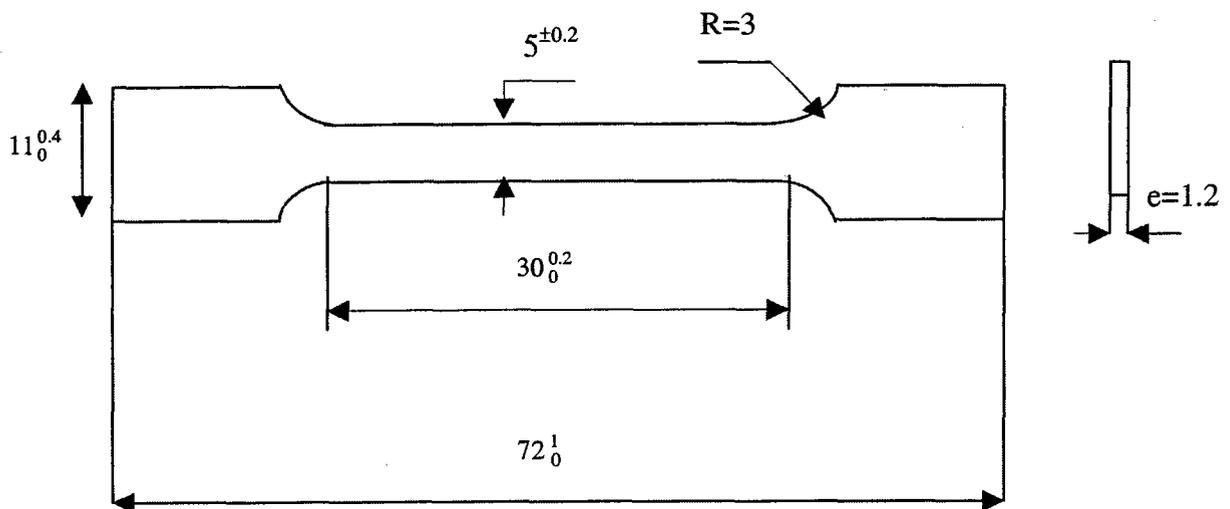


Figure II-7
Géométrie des éprouvettes plates de traction utilisées (dimensions en mm).

CHAPITRE III : RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR MACHINE DURE

III-1 INTRODUCTION65

III-2 TYPES DE DECROCHEMENTS.....65

III-3 DOMAINE D’EXISTENCE DU PHENOMENE PORTEVIN-LE CHATELIER67

III-4 COURBES DE TRACTION68

 III-4. 1. Effet du polissage68

 III-4. 2. Essais aux faibles températures : ($T = 0^{\circ}\text{C}$, $T=40^{\circ}\text{C}$).....69

 III-4. 3. Essais aux températures intermédiaires : ($60 \leq T \leq 80^{\circ}\text{C}$)72

 III-4. 4. Essais aux températures élevées : ($T \geq 100^{\circ}\text{C}$)74

III-5 DEFORMATION CRITIQUE76

III-6 CHUTES DE CONTRAINTE ET TEMPS DE RECHARGEMENT77

 III-6. 1. Chutes de contrainte77

 III-6. 2. Temps de rechargement.....82

III-7 ESSAIS AVEC CHANGEMENT DE VITESSE.....86

III-8 CONCLUSION89

CHAPITRE III

RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR MACHINE DURE

III-1 INTRODUCTION

Depuis sa mise en évidence, l'effet PLC n'a cessé de prendre de l'importance en raison de sa manifestation dans un grand nombre de matériaux. Il a ainsi suscité de nombreuses études théoriques et expérimentales, ensuite plusieurs modèles ont été élaborés comme nous l'avions rappelé au chapitre I. Néanmoins, malgré des travaux expérimentaux considérables, ces derniers demeurent insuffisants et parfois contradictoires. C'est pourquoi, nous avons consacré ce chapitre à l'étude expérimentale des différentes caractéristiques de l'effet PLC sur machine dure. Comme ces dernières dépendent fortement des conditions expérimentales, notre étude a porté sur un vaste domaine de température et de vitesse de déformation.

Dans un premier temps, nous nous intéressons aux différentes caractéristiques des décrochements observés sur les courbes de traction, puis nous déterminons le domaine d'existence du phénomène dans l'espace de $\log \dot{\epsilon} - 1/T$. Ensuite, l'aspect macroscopique des courbes de traction sera abordé avec la précision des effets du polissage des éprouvettes de traction sur la nature des courbes contrainte – déformation. Les variations de la déformation critique en fonction de la vitesse de déformation seront également étudiées pour les différentes températures d'essai, ainsi que les chutes de contraintes et le temps de rechargement. Enfin, nous déterminons à partir d'essais avec changement de vitesse les valeurs de la sensibilité de la contrainte d'écoulement à la vitesse de déformation.

III-2 TYPES DE DECROCHEMENTS

Dans les décennies qui ont suivi la découverte du phénomène PLC, de nombreux efforts ont été fournis pour définir les différents types de décrochements qui apparaissent sur les courbes de traction $\sigma - \epsilon$ en fonction des conditions de vitesses de déformation ou de températures. L'examen de ces décrochements dus à l'écoulement discontinu fait apparaître cinq types appelés A, B, C, D et E selon la classification de Rodriguez [38] (figure III-1). Les caractéristiques des trois premiers types de décrochements sont bien identifiées [9,24] : les décrochements de type A sont peu fréquents, se répètent périodiquement et apparaissent aux basses températures ou aux vitesses de déformation élevées. Les décrochements de type B se succèdent d'une manière régulière et très rapide et apparaissent aux vitesses de déformation intermédiaires. Les décrochements de type C apparaissent généralement d'une manière régulière, sont situés en dessous du niveau général de la courbe d'écrouissage et sont observés à haute température ou à

faible vitesse de déformation. Cependant, les décrochements de types D et E sont relativement moins connus et ont été rapportés par peu d'auteurs [42,43]. En effet, les décrochements de type D se présentent sous forme de plateaux sur les courbes de traction et peuvent apparaître seuls ou accompagnés du type B au cours de la propagation des bandes. Alors que les décrochements de type E font suite à ceux de type A dans le domaine de grandes déformations.

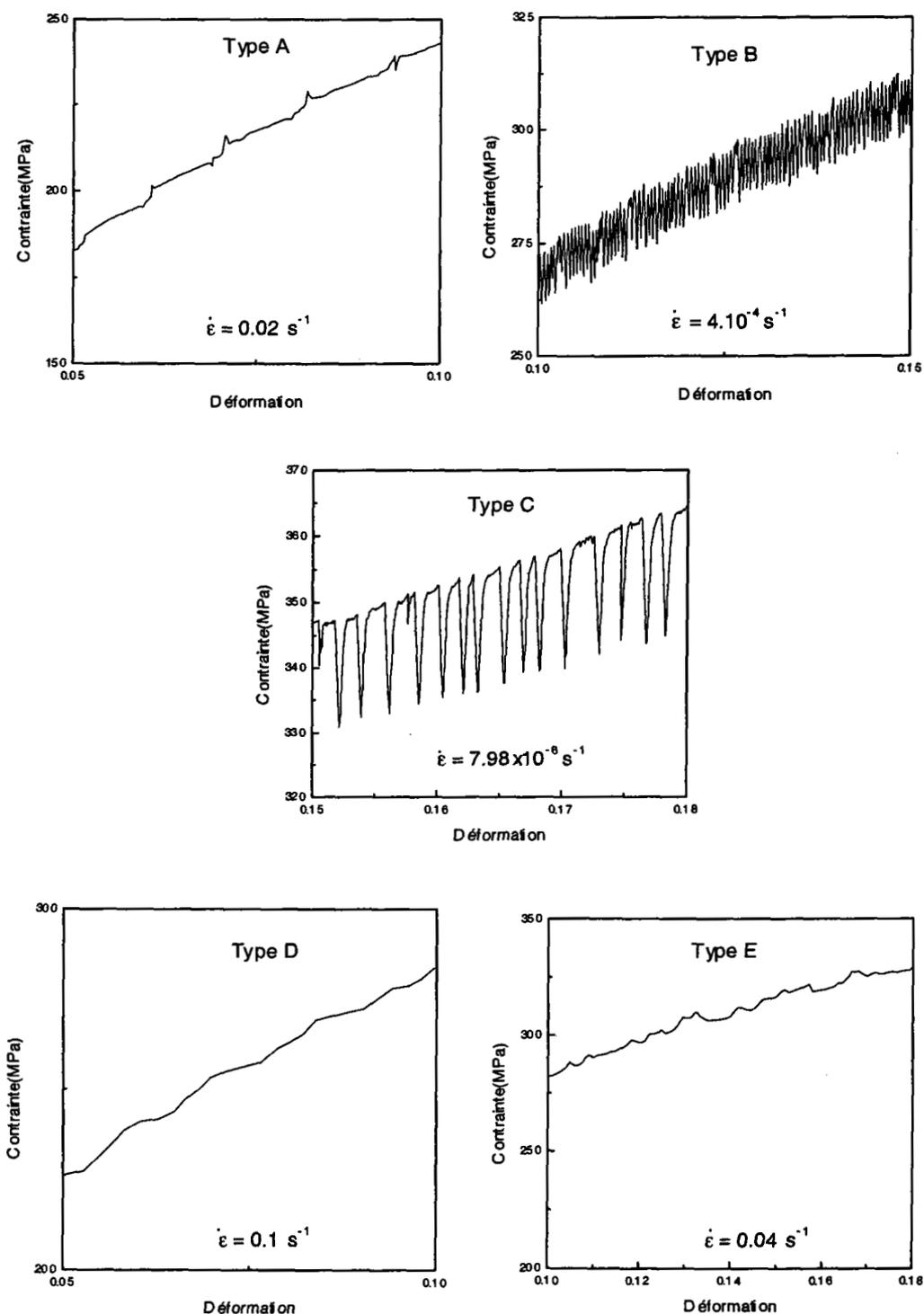


Figure III-1
Types de décrochements obtenus à $T=40^{\circ}\text{C}$ et à différentes vitesses de déformation.

III-3 DOMAINE D'EXISTENCE DU PHENOMENE PORTEVIN-LE CHATELIER

Pour étudier l'influence de la température d'essai et de la vitesse de déformation sur les instabilités plastiques associées à l'effet PLC, les essais de traction sur machine dure ont été effectués dans un large domaine de températures comprises entre 0°C et 130°C et à différentes vitesses de déformation variant de $7.05 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ à 0.1 s^{-1} .

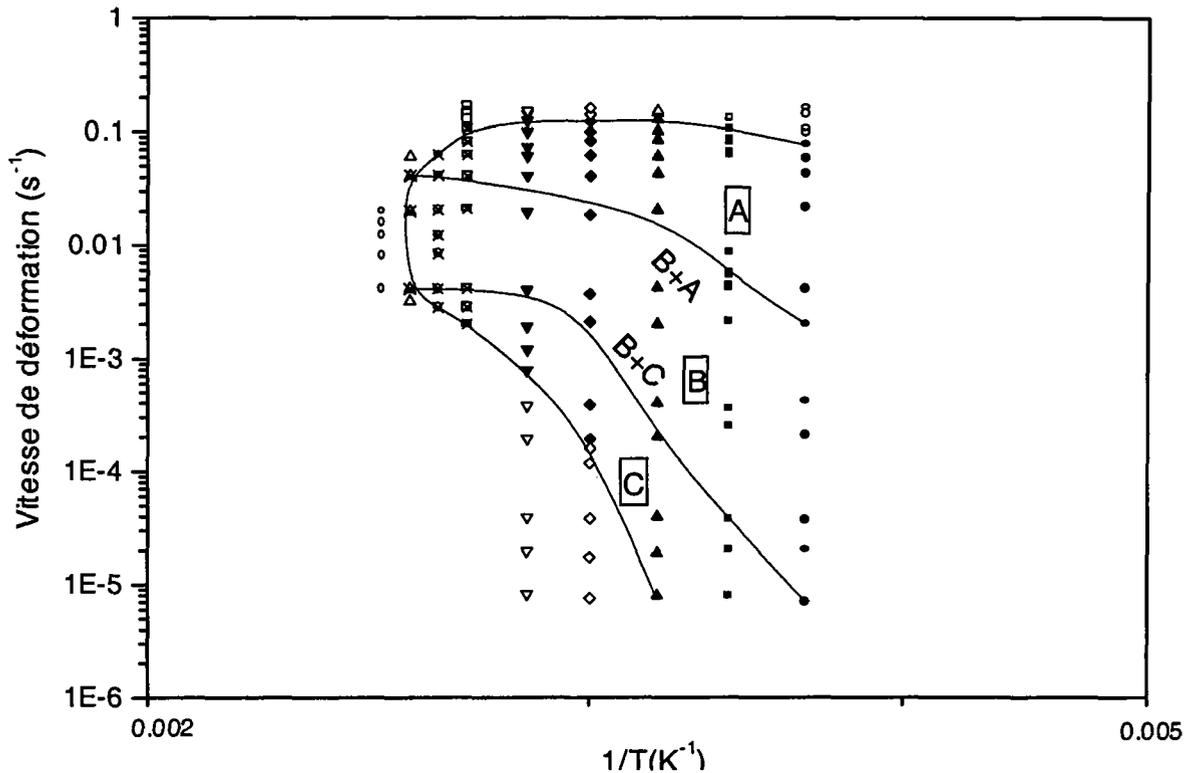


Figure III-2

Domaine d'existence de l'effet PLC sur machine dure dans un diagramme vitesse de déformation – température.

L'exploration du domaine d'existence de l'effet PLC a été réalisée en faisant varier la vitesse de déformation à température d'essai constante, afin de déterminer les vitesses d'apparition et de disparition du phénomène. Les essais de traction ont été poursuivis jusqu'à la rupture des éprouvettes. La plupart des études consacrées à l'étude de l'effet PLC utilisent la variation des vitesses d'apparition et de disparition en fonction de la température afin de déterminer les limites du domaine d'existence de l'effet PLC. Les résultats obtenus sont représentés dans un diagramme $\log \dot{\epsilon} - 1/T$ comme l'indique la figure III-2.

Chaque symbole "plein" de cette figure correspond à un essai où la déformation est hétérogène sous forme de bandes PLC alors que les symboles "creux" correspondent à un écoulement plastique homogène. Contrairement à la plupart des résultats expérimentaux de la littérature [5,44,45], où le domaine d'existence de l'effet PLC est limité par deux droites de pentes différentes, nous avons trouvé que les limites de ce domaine ne sont pas linéaires mais présentent

une fermeture pour les hautes températures et les vitesses de déformation élevées. Ces résultats suggèrent que plusieurs mécanismes rentrent en compétition pour donner lieu aux instabilités PLC. Jusqu'à présent, aucune étude n'a permis de trouver le domaine d'existence du phénomène PLC en entier. Pour des raisons techniques liées à la vitesse minimum que l'on peut imposer à la traverse de la machine de traction, les limites de ce domaine aux très basses vitesses de déformation n'ont donc pas pu être déterminées.

La figure III-2 montre également les conditions d'existence en températures et vitesses de déformation des différents types de décrochements. Ainsi, les décrochements de type C prédominent dans le domaine de faibles vitesses de déformation ; ceux de type A occupent le domaine de vitesses de déformation élevées ; quant aux décrochements de type B, ils se situent dans le domaine intermédiaire aux deux précédents. Ces différents types de décrochements peuvent apparaître seuls ou ensemble selon les conditions d'essai. En effet, pour chaque température d'essai, lorsque la vitesse de déformation croît, les décrochements initialement de type C coexistent avec les décrochements de type B formant ainsi une zone de transition (B+C) avant de laisser place aux décrochements de type B seuls. Lorsque le domaine des vitesses de déformation élevées est atteint, les décrochements de type B apparaissent ensemble avec des décrochements de type A constituant ainsi une zone de transition de type (A+B) cette fois-ci, avant de disparaître et laisser place aux décrochements de type A seuls.

Enfin, on observe que le domaine de vitesses de déformation où l'effet PLC apparaît est de plus en plus étendu quand la température d'essai diminue ; alors qu'à vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ constante, l'intervalle de température où se manifeste l'effet PLC est plus étendu aux vitesses de déformation intermédiaires qu'aux vitesses de déformation faibles ou élevées.

III-4 COURBES DE TRACTION

III-4. 1. Effet du polissage

Les observations des courbes de traction obtenues à partir d'essais réalisés sur des éprouvettes non polies ont montré la présence de quelques décrochements peu fréquents et similaires aux décrochements PLC de type A. Pour s'assurer de la nature et l'origine de ces décrochements assez particuliers, on a effectué deux essais de traction à la même température et vitesse de déformation, en l'occurrence $T = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $\dot{\epsilon} = 3.84 \times 10^{-5}\text{ s}^{-1}$, un essai sur une éprouvette polie et un autre sur une éprouvette non polie. Dans le premier cas d'essai, l'alliage étudié a présenté un écoulement plastique homogène caractérisé par une courbe $\sigma - \epsilon$ parfaitement lisse (figure III-3), alors que dans le deuxième cas, la présence des décrochements est certainement due à l'état de surface de l'éprouvette (figure III-3) ; en effet, les opérations de mise en forme des tôles causent parfois des rayures et des défauts géométriques qui constituent des lieux privilégiés de concentration de contrainte et donc des sites éventuels d'apparition de décrochements.

Dans le but d'éviter les décrochements parasites dus au mauvais état de surface, nous avons effectué systématiquement par la suite un polissage soigné de toutes les éprouvettes avant de réaliser l'essai de traction. Sur les courbes de traction obtenues à partir d'éprouvettes non polis, les décrochements parasites n'ont pas été pris en compte.

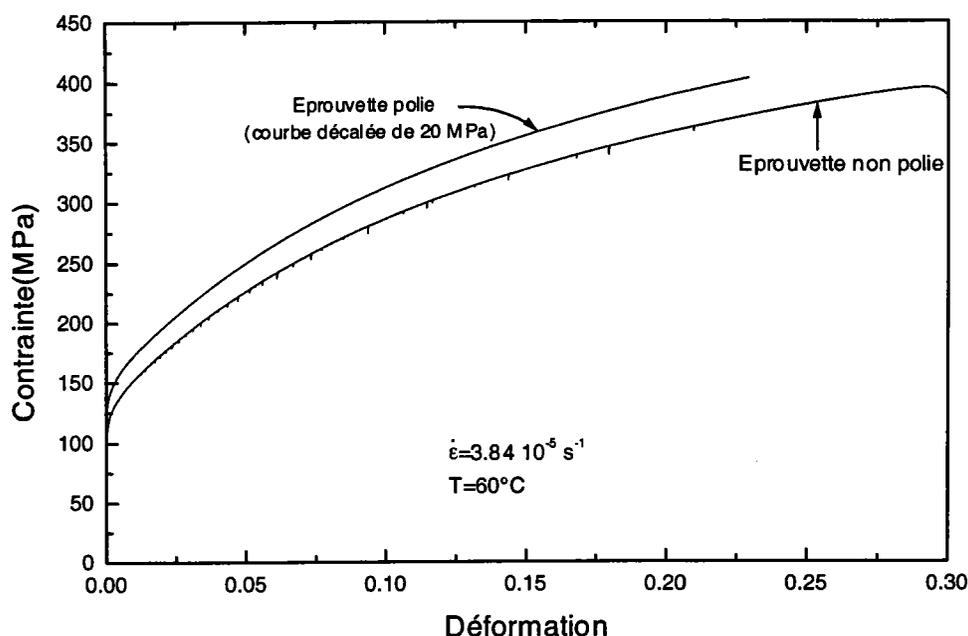


Figure III-3
Effet du polissage sur l'allure de la courbe de traction.

III-4. 2. Essais aux faibles températures : ($T = 0^{\circ}\text{C}$, $T=40^{\circ}\text{C}$)

A $T=0^{\circ}\text{C}$, l'effet PLC se manifeste sur les courbes de traction de l'alliage étudié à une vitesse de déformation très faible ($\dot{\epsilon} = 7.05 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$). Les décrochements PLC sont sous forme de petits paliers aux premiers stades de la déformation puis prennent ensuite la forme relative aux types A, B ou C. Nous observons que l'amplitude de ces décrochements croît lorsque la vitesse de déformation décroît. Ces résultats sont reproduits sur la figure III-4 et sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de Dablij [55], Bakir [69] et Zhu et Tjong [77] dans le cas d'autres alliages Al - Mg . Pour éviter la superposition des courbes de traction et avoir plus de lisibilité, ces dernières ont été décalées de 40 MPa les unes par rapport aux autres.

A partir de $\dot{\epsilon} = 0.002 \text{ s}^{-1}$, les types de décrochements B+C qui avaient dominé dans le domaine des faibles vitesses de déformation se transforment en type A puis E avec l'augmentation de la vitesse de déformation. Lorsque $\dot{\epsilon}$ atteint la valeur 0.076 s^{-1} , les décrochements sont de type E et au delà de cette valeur les courbes de traction deviennent lisses comme l'indique la figure III-5.

A $T=40^{\circ}\text{C}$, L'effet PLC apparaît au voisinage de la même vitesse de déformation ($\dot{\epsilon} = 7.99 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$) qu'à $T=0^{\circ}\text{C}$, mais après une phase importante de déformation homogène (voir figure III-6); les petits décrochements qu'on observe dans la zone de déformation homogène sont dus au non polissage des éprouvettes de traction, en effet la courbe de traction obtenue à l'aide d'un essai réalisé sur une éprouvette polie à une vitesse de déformation ($\dot{\epsilon} = 2.02 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) montre bien l'homogénéité de la déformation dans cette zone. A partir de

$\dot{\epsilon} = 4.013 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, cette zone disparaît et l'effet PLC apparaît juste après la limite élastique (voir figure III-7). Les caractéristiques des décrochements sont similaires à celles citées à $T=0^\circ\text{C}$. En revanche les instabilités plastiques associées à l'effet PLC ne disparaissent complètement, et donc les courbes de traction ne deviennent lisses, que lorsque la vitesse de déformation dépasse la valeur 0.126 s^{-1} .

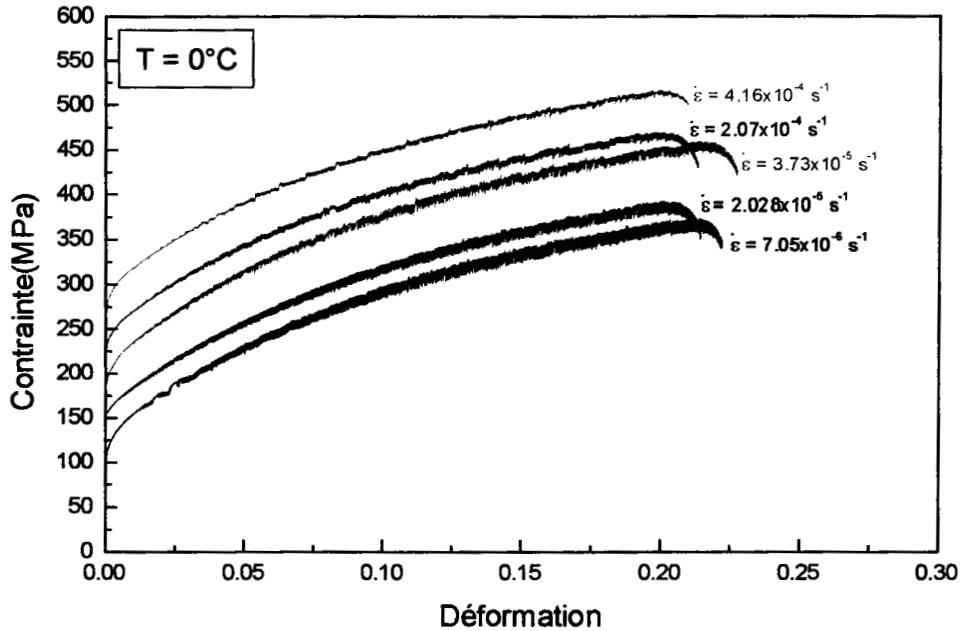


Figure III-4
Courbes de traction à $T=0^\circ\text{C}$ pour les faibles vitesses de déformation.

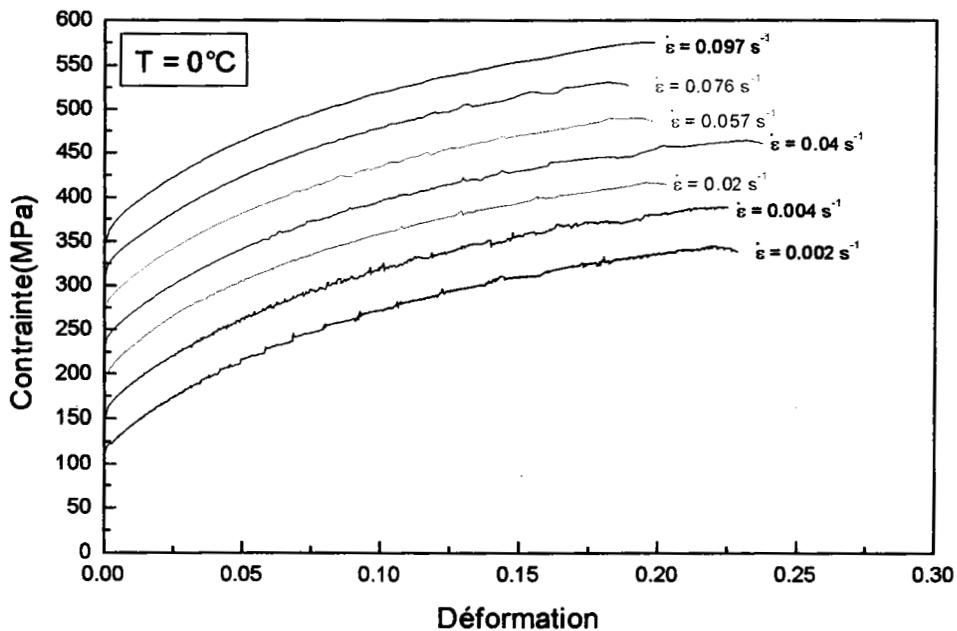
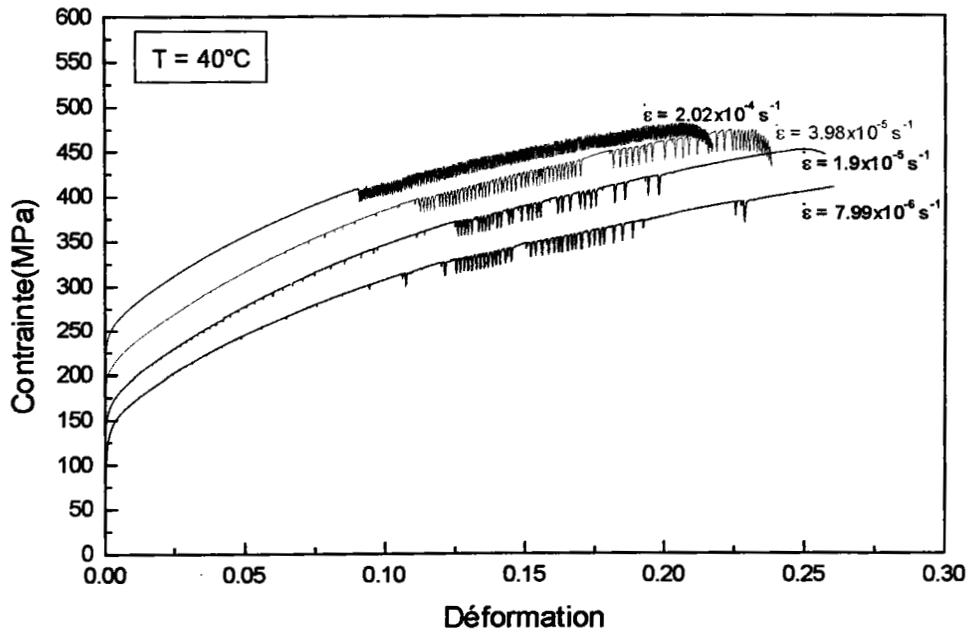
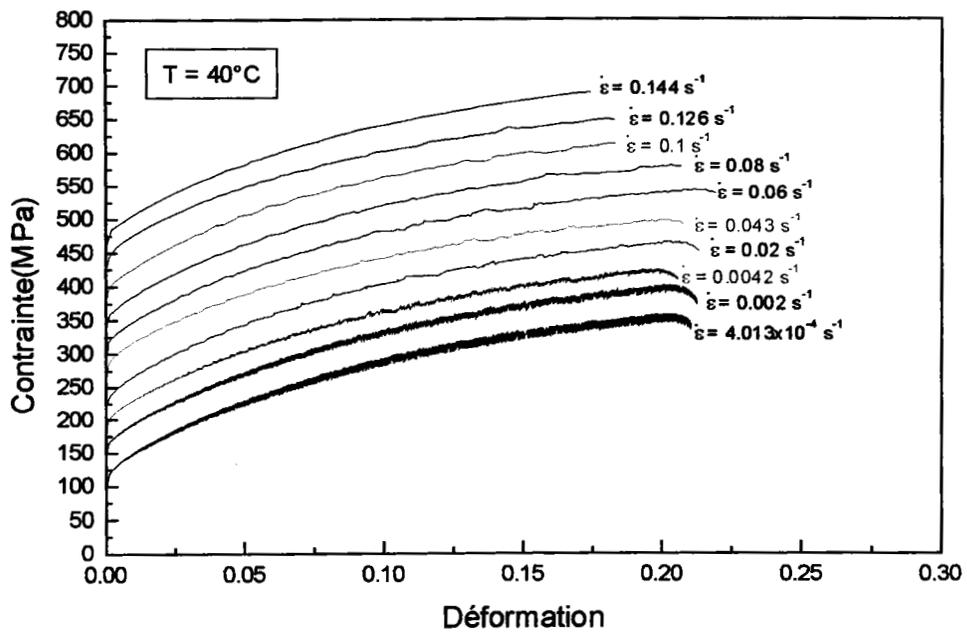


Figure III-5
Courbes de traction à $T=0^\circ\text{C}$ pour les vitesses de déformation élevées.



FigureIII-6
Courbes de traction à T=40°C pour les faibles vitesses de déformation.



FigureIII-7
Courbes de traction à T=40°C pour les vitesses de déformation élevées.

III-4. 3. Essais aux températures intermédiaires : ($60 \leq T \leq 80^\circ\text{C}$)

A $T=60^\circ\text{C}$, l'effet PLC n'apparaît qu'à partir de $\dot{\epsilon} = 1.92 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ sous forme de paquets de décrochements éloignés, après une valeur importante de déformation homogène de l'éprouvette à cette vitesse de déformation. Lorsque la vitesse de déformation augmente, ces paquets de décrochements tendent à s'étendre et à se rapprocher jusqu'à fusionner. En outre, ils apparaissent de plus en plus tôt faisant ainsi réduire la zone de déformation homogène (voir figure III-8). A partir de $\dot{\epsilon} = 0.0186 \text{ s}^{-1}$, l'amplitude et la fréquence des décrochements baissent considérablement ; de même, les types des décrochements A et D remplacent les décrochements de type B et C qui existaient en dessous de cette vitesse de déformation. L'effet PLC disparaît au voisinage de $\dot{\epsilon} = 0.122 \text{ s}^{-1}$ (voir figure III-9).

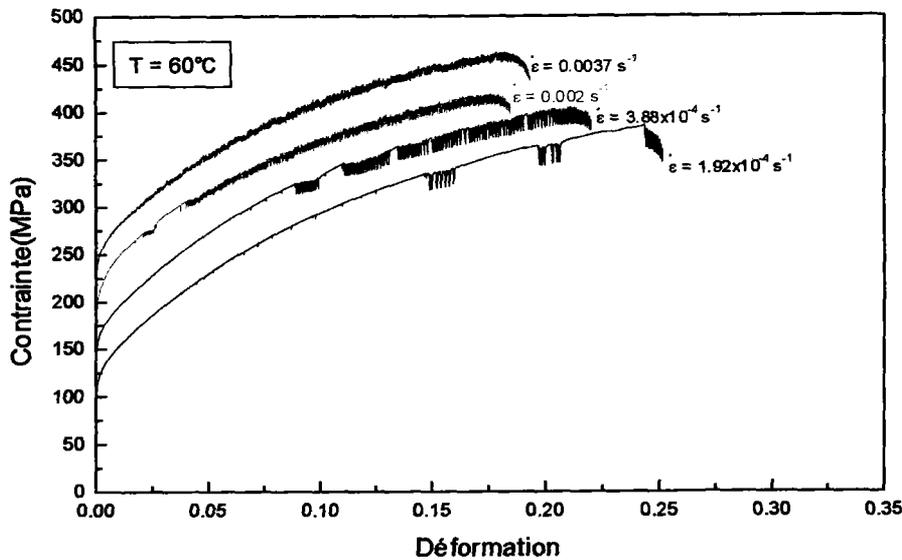


Figure III-8

Courbes de traction à $T=60^\circ\text{C}$ pour les faibles vitesses de déformation.

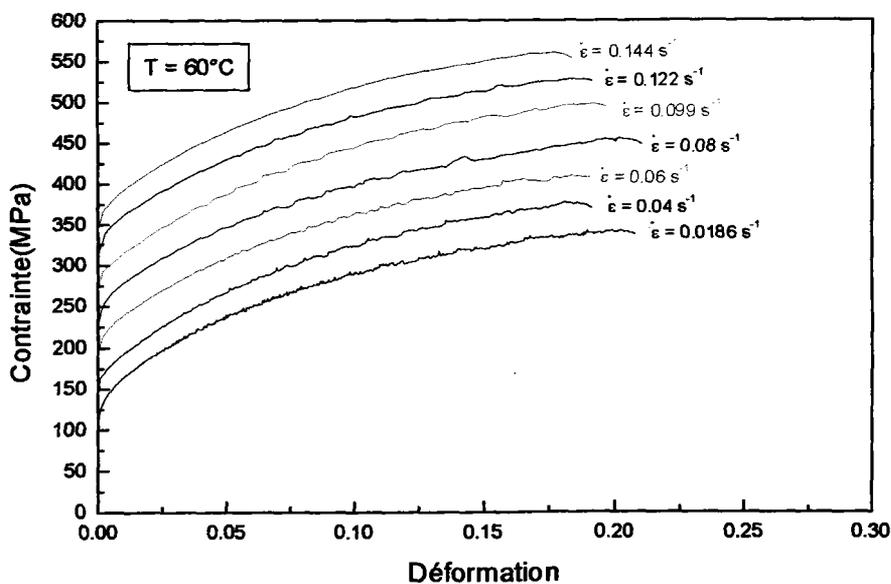


Figure III-9

Courbes de traction à $T=60^\circ\text{C}$ pour les vitesses de déformation élevées.

A $T=80^{\circ}\text{C}$, la valeur de la vitesse de déformation pour laquelle l'effet PLC apparaît est de l'ordre de $\dot{\epsilon} = 7.87 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$; la déformation homogène précédant les décrochements PLC est très importante (voir figure III-10). Quant à la valeur de la vitesse de déformation de disparition du PLC, elle reste presque la même qu'à $T=60^{\circ}\text{C}$, c'est-à-dire au voisinage de $\dot{\epsilon} = 0.12 \text{ s}^{-1}$ (voir figure III-11). Enfin, nous observons que les paquets de décrochements éloignés qui existaient à $T=60^{\circ}\text{C}$ n'apparaissent plus à $T=80^{\circ}\text{C}$.

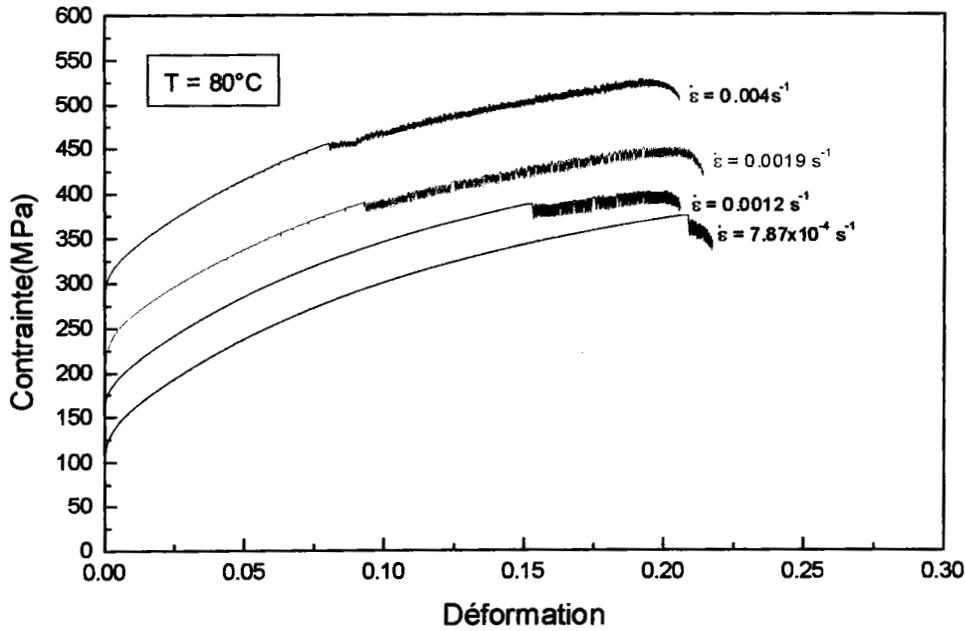


Figure III-10

Courbes de traction à $T=80^{\circ}\text{C}$ pour les faibles vitesses de déformation.

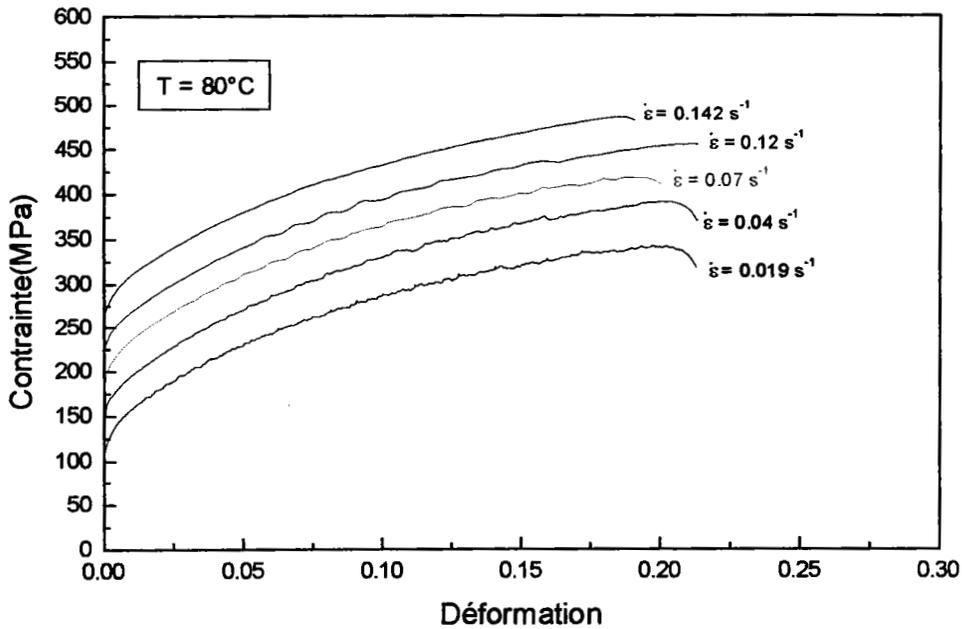
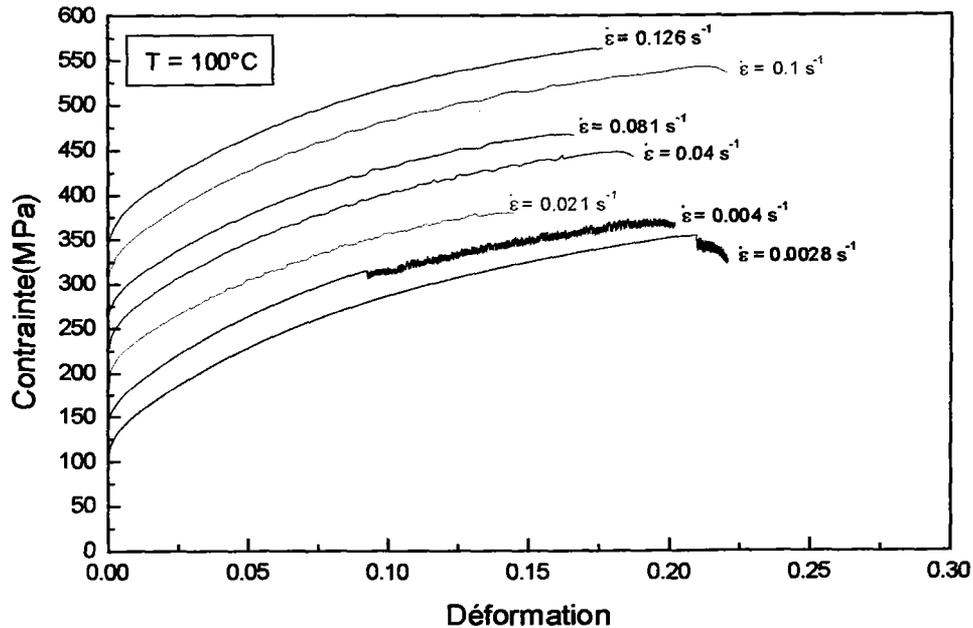


Figure III-11

Courbes de traction à $T=80^{\circ}\text{C}$ pour les vitesses de déformation élevées.

III-4. 4. Essais aux températures élevées : ($T \geq 100^\circ\text{C}$)

A partir de $T=100^\circ\text{C}$, l'intervalle de vitesse de déformation où existe l'effet PLC devient plus réduit. Cet effet apparaît au voisinage de 0.0028 s^{-1} à la suite d'une déformation homogène importante, presque dans la zone de striction. Les décrochements observés sont de type B jusqu'à une vitesse de déformation de l'ordre de 0.004 s^{-1} ; au delà de cette valeur, les décrochements se transforment en type A, D et ensuite E avant de disparaître au voisinage de 0.126 s^{-1} comme l'indique la figure III-12.

**Figure III-12**

Courbes de traction à $T=100^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

De même pour $T=120^\circ\text{C}$, l'effet PLC n'apparaît que dans la zone de striction pour des vitesses de déformation avoisinant 0.0041 s^{-1} , puis les décrochements s'étendent sur un intervalle de déformation plus large à $\dot{\epsilon} = 0.02 \text{ s}^{-1}$ avant de disparaître à $\dot{\epsilon} = 0.06 \text{ s}^{-1}$ (voir figure III-13). La figure III-14 illustre la disparition totale de l'effet PLC à $T=130^\circ\text{C}$ indépendamment de la vitesse de déformation. En effet, cette température est la seule pour laquelle l'effet PLC n'a pas été observé et la déformation plastique reste homogène durant tout l'écoulement plastique de l'éprouvette pour diverses vitesses de déformation.

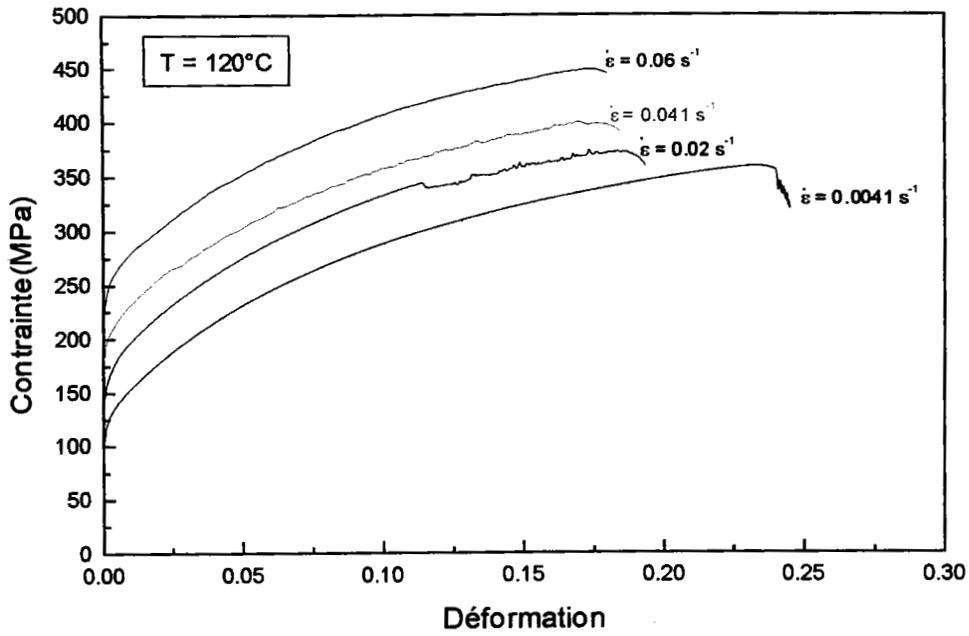


Figure III-13

Courbes de traction à $T=120^{\circ}\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

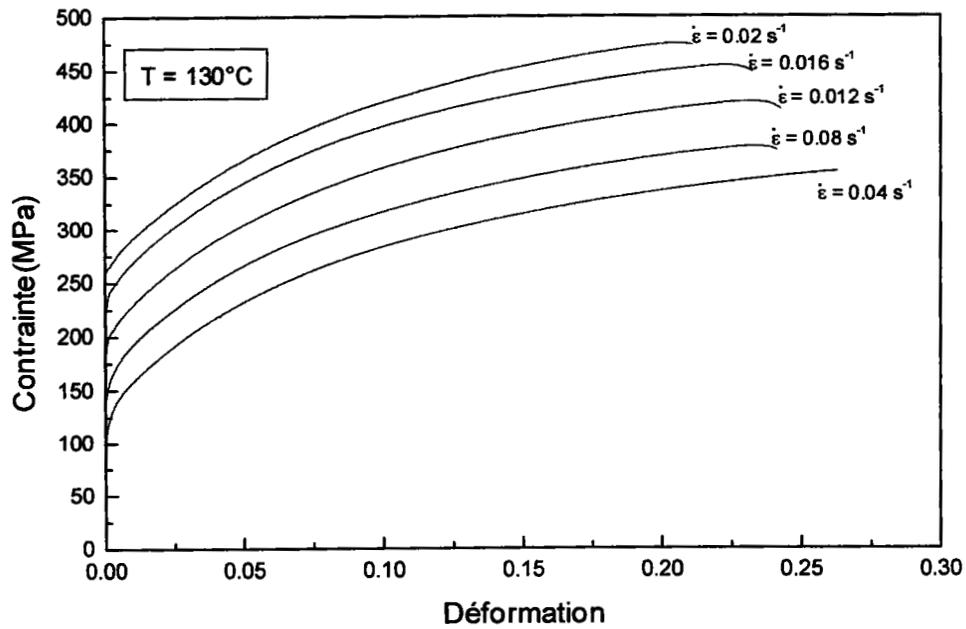


Figure III-14

Courbes de traction à $T=130^{\circ}\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

III-5 DEFORMATION CRITIQUE

La déformation critique, ε_c , pour laquelle les décrochements PLC apparaissent pour la première fois sur une courbe de traction, est une caractéristique très importante de l'écoulement plastique et dépend fortement de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ et de la température T . D'après les modèles de vieillissement dynamique [5,12,13], la déformation critique, ε_c , croît lorsque la vitesse de déformation augmente ou la température d'essai décroît. Ce comportement dit "normal" est observé dans les solutions solides diluées. Cependant, d'autres études [42,49,51,62,78-80] ont montré qu'il existe un comportement dit "inverse", caractérisé par une décroissance de la déformation critique quand la vitesse de déformation croît ou la température d'essai diminue. Malgré que l'interprétation microscopique du comportement normal, liée à une interaction dynamique entre les nuages d'impuretés ou de solutés et les dislocations mobiles, est largement admise, celle du comportement inverse est restée pendant longtemps sans explication jusqu'à ce que Malygin [21,81] tenta d'interpréter théoriquement ce comportement. Plus récemment, Bréchet et Estrin [18] ont proposé un modèle associant le comportement inverse à une précipitation au cours de la déformation.

La figure III-15 représente les variations de ε_c en fonction de la vitesse de déformation à différentes températures comprises entre 0°C et 100°C.

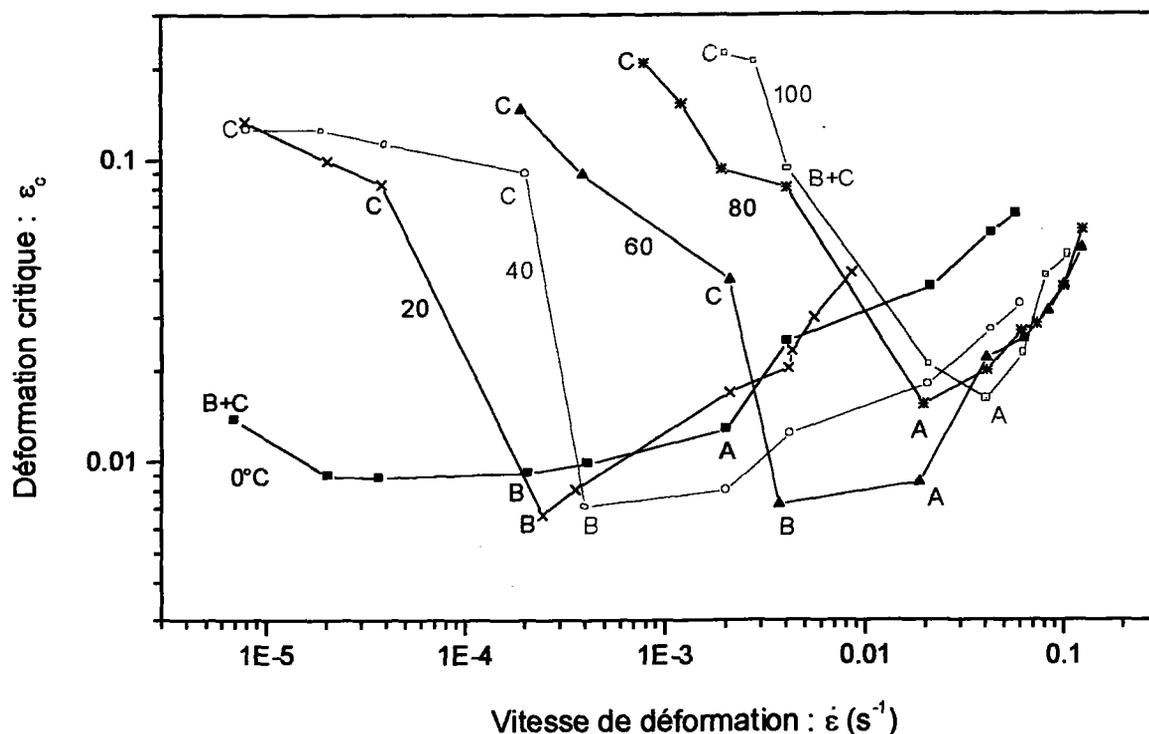


Figure III-15

Variations de la déformation critique en fonction de la vitesse de déformation pour différentes températures d'essai variant entre 0°C et 100°C.

Cette figure montre que la déformation critique ε_c présente un comportement normal à $\dot{\varepsilon}$ élevées, c'est-à-dire ε_c croît avec $\dot{\varepsilon}$. Par contre, le comportement inverse, où ε_c diminue avec $\dot{\varepsilon}$, est observé à $\dot{\varepsilon}$ faibles. Le minimum de la courbe $\varepsilon_c = f(\dot{\varepsilon})$ se décale légèrement vers le haut et vers les vitesses de déformation élevées quand la température d'essai augmente. En effet, lorsque la température d'essai augmente, la précipitation en cours de déformation est plus favorisée et par conséquent le domaine relatif à l'effet inverse est plus large; en plus, l'effet PLC est retardé (c'est-à-dire les valeurs de ε_c ont tendance à croître), surtout à partir de 80°C. En revanche, lorsque la température diminue, surtout quand elle atteint 0°C, le comportement inverse tend pratiquement à disparaître cédant la place au comportement normal, ceci est attribué à une diffusion des atomes de solutés vers les dislocations mobiles et à une atténuation très prononcée des phénomènes de précipitation.

La figure III-15 montre également que les décrochements du type A et du type C n'apparaissent, respectivement, que dans les domaines où on observe les comportements normal et inverse ; par contre, les décrochements du type B sont généralement observés au voisinage du minimum de la courbe $\varepsilon_c = f(\dot{\varepsilon})$.

III-6 CHUTES DE CONTRAINTE ET TEMPS DE RECHARGEMENT

On obtient divers types de décrochements lorsqu'on fait varier la température et la vitesse de déformation au cours des essais de traction réalisés sur une machine dure. Nous allons étudier l'évolution de certaines caractéristiques de ces décrochements, telles que l'amplitude des chutes de contrainte $\Delta\sigma$ et le temps de rechargement t_R .

III-6. 1. Chutes de contrainte

Bien que l'effet PLC ait fait l'objet de nombreuses études dans le passé, peu d'analyses ont été consacrées à l'étude des chutes de contrainte. Celles-ci correspondent à une propagation de bandes de déformation localisée pouvant être associées parfois à un phénomène de désancrage collectif des dislocations dans les zones à forte concentration de contrainte [68] ou à une multiplication des dislocations mobiles à partir de cellules de dislocations immobiles [84]. L'amplitude des chutes de contrainte dépend de la déformation, de la température et de la vitesse de déformation.

Les figures III-16 à III-18 représentent l'évolution de l'amplitude des chutes de contrainte $\Delta\sigma$ en fonction de la déformation pour différentes valeurs de vitesses de déformation et températures d'essai. Ces figures montrent que $\Delta\sigma$ augmente en fonction de la déformation et tend en général vers une valeur maximale de saturation. Ces résultats ont été observés par McCormick et Riley [51,85], Schwarz et al. [52] et Park et al. [53] dans des alliages légers. Les figures III-19 à III-21 représentent quant à elles l'évolution de $\Delta\sigma$ en fonction de la contrainte σ pour les mêmes vitesses de déformation et températures que pour les figures III-16 à III-18. Nous constatons que les courbes $\Delta\sigma = f(\sigma)$ évoluent de la même manière que les courbes $\Delta\sigma = f(\varepsilon)$ et tendent vers une valeur maximale de saturation. En plus, nous observons que plus la vitesse de déformation décroît, plus les courbes représentant les chutes de contrainte en fonction de la déformation et de la contrainte respectivement, sont décalées vers le haut, c'est-à-dire que les amplitudes des

chutes de contrainte sont de plus en plus élevées. Ce résultat peut être expliqué par le fait que la vitesse de déformation est inversement proportionnelle au temps de vieillissement dynamique.

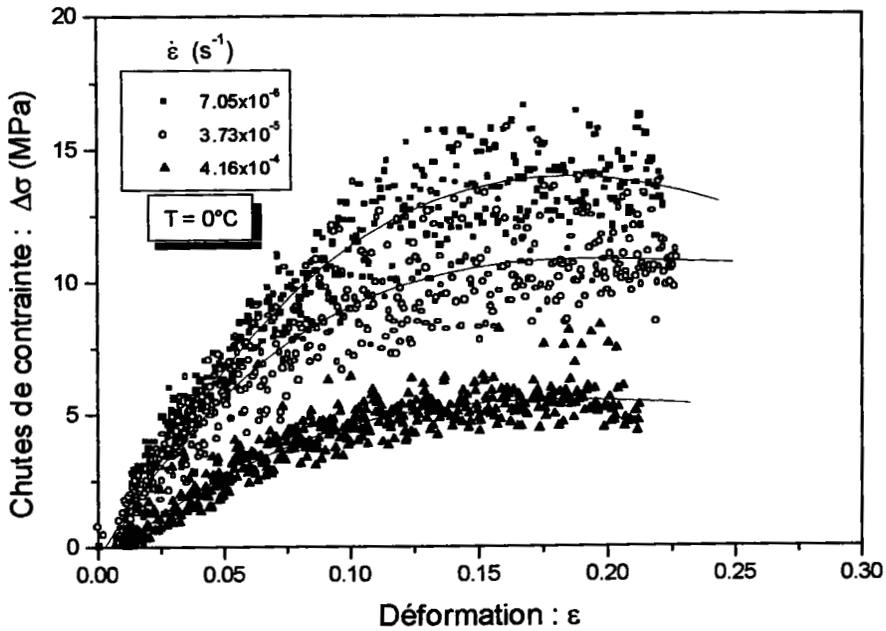


Figure III-16

Evolution de la chute de contrainte en fonction de la déformation à $T=0^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

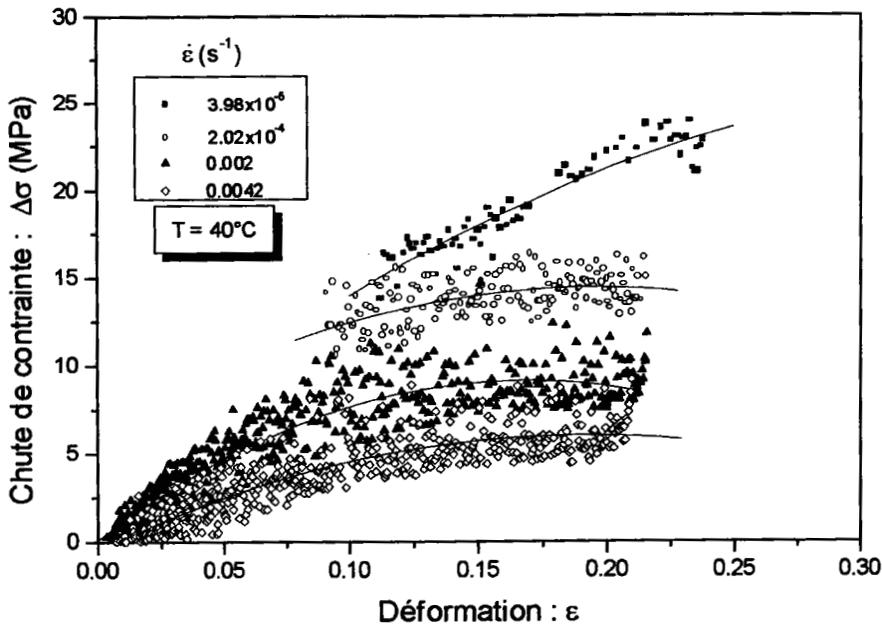


Figure III-17

Evolution de la chute de contrainte en fonction de la déformation à $T=40^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

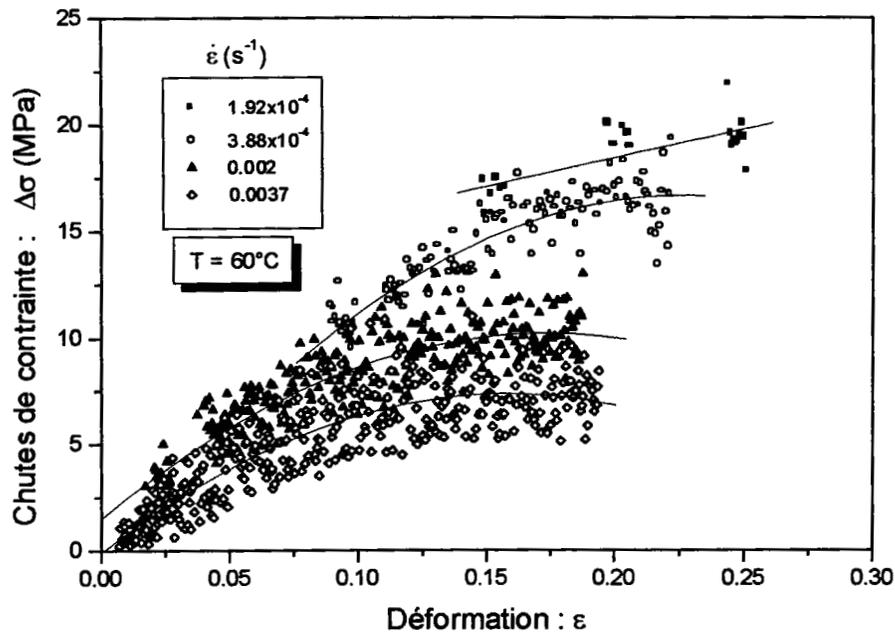


Figure III-18

Evolution de la chute de contrainte en fonction de la déformation à $T=60^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

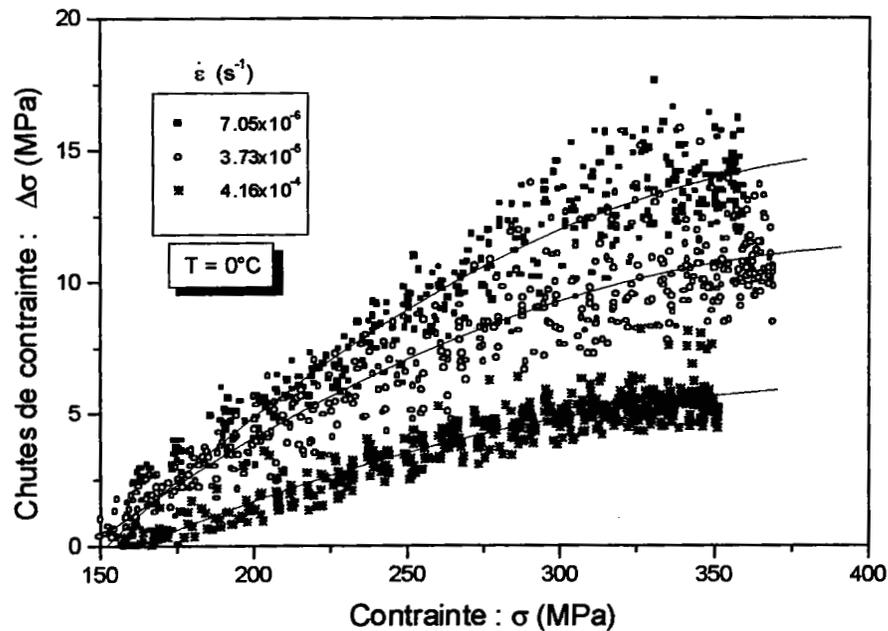


Figure III-19

Evolution de la chute de contrainte en fonction de la contrainte à $T=0^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

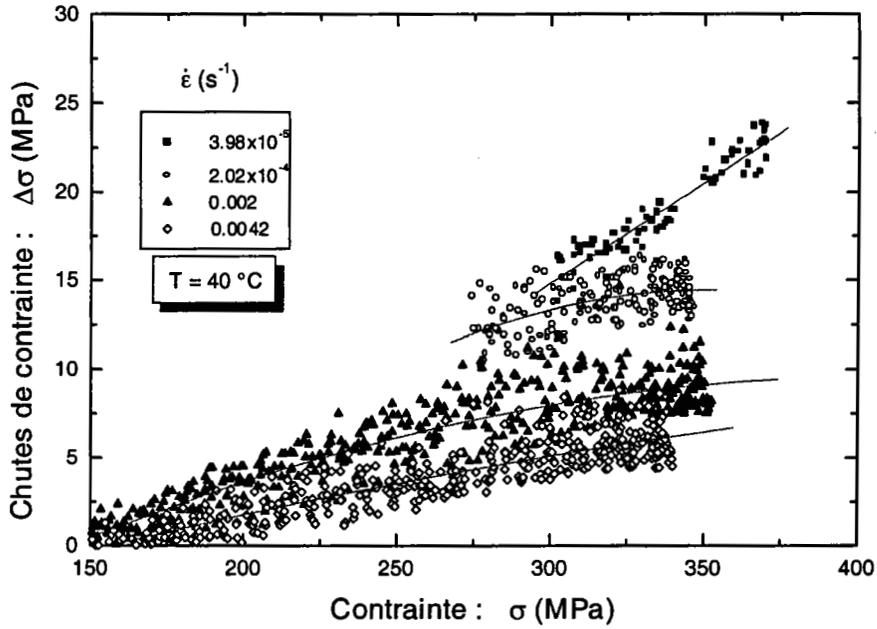


Figure III-20

Evolution de la chute de contrainte en fonction de la contrainte à $T=40^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

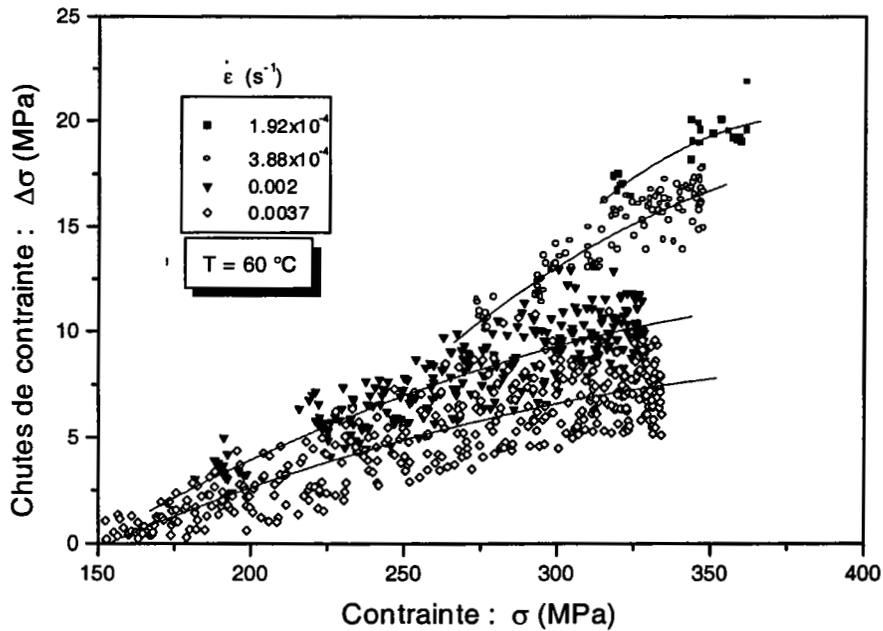


Figure III-21

Evolution de la chute de contrainte en fonction de la contrainte à $T=60^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation

Pour approfondir l'étude de l'influence de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ et de la température T sur la chute de contrainte $\Delta\sigma$, nous avons pris comme valeur maximum de saturation $\Delta\sigma_s$ la moyenne des valeurs de $\Delta\sigma$ au-delà de 15% de déformation. La figure III-22 représente les variations de $\log \Delta\sigma_s$ en fonction de $\log \dot{\epsilon}$ à différentes températures d'essai. D'une part, cette figure montre clairement que $\Delta\sigma$ à la saturation présente une sensibilité macroscopique négative à la vitesse de déformation et peut être ajustée suivant une droite de pente voisine de $(-1/3)$ pour les faibles vitesses de déformation, et suivant une droite de pente égale à environ $(-2/3)$ dans le domaine de vitesses de déformation élevées. La pente de valeur $(-1/3)$ est en bon accord avec des résultats expérimentaux récents de Springer et Schwink sur un alliage Cu - Mn [56] et de Ling et McCormick [57] sur un alliage Al-Mg-Si dans un domaine de vitesses de déformation variant entre $1.11 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $1.11 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, alors que la valeur $(-2/3)$ confirme les résultats expérimentaux obtenus par Chen et al. [59] sur un alliage aluminium-magnésium déformé à $T=257 \text{ K}$ ainsi que les résultats de Kim et Chaturvedi [60] sur un alliage Al - 5% Mg. D'autre part, la figure III-22 montre que lorsque la température d'essai augmente, la droite de pente $(-1/3)$ tend à se rétrécir jusqu'à disparaître, surtout à partir de 80°C et céder la place à la seule droite de pente $(-2/3)$.

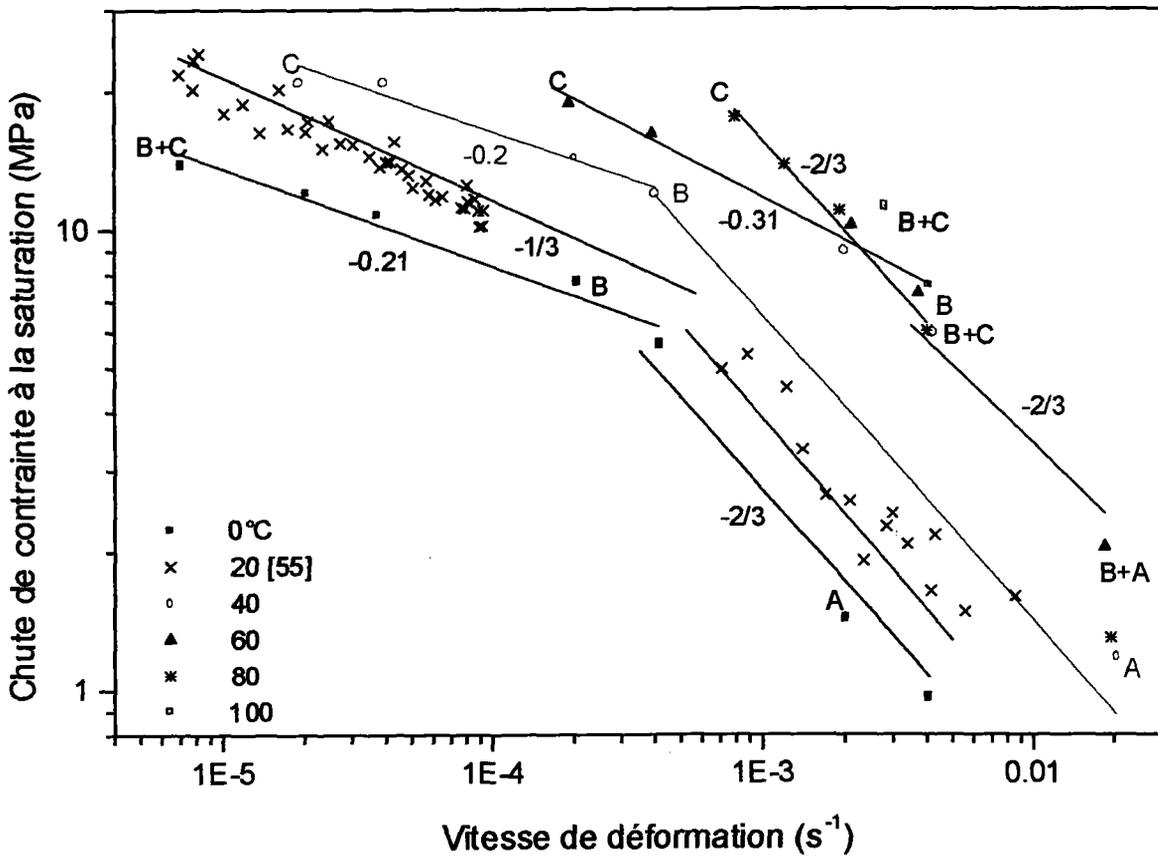


Figure III-22

Variations de la valeur moyenne de la chute de contrainte à la saturation en fonction de la vitesse de déformation à différentes températures d'essai.

III-6. 2. Temps de rechargement

Lors d'un essai de traction sur une machine dure, la contrainte appliquée augmente progressivement jusqu'à l'apparition d'une bande de déformation plastique localisée. Cette bande se déplace très rapidement et provoque une décroissance de la contrainte appliquée. Puis le déplacement imposé à la traverse entraîne la croissance de la contrainte pendant un temps t_R , jusqu'à l'apparition d'une nouvelle bande de déformation : ce temps est appelé temps de rechargement et dépend de la déformation, la vitesse de déformation et la température d'essai.

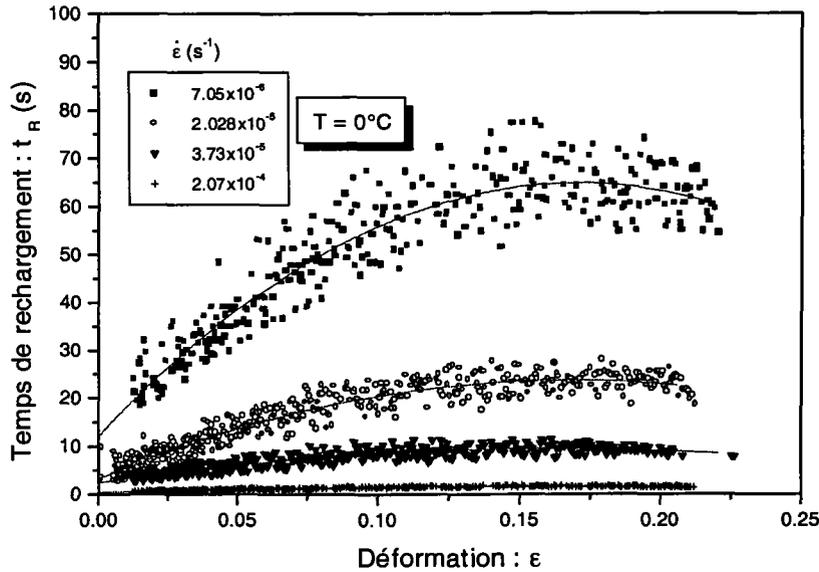


Figure III-23

Evolution du temps de rechargement en fonction de la déformation à $T=0^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

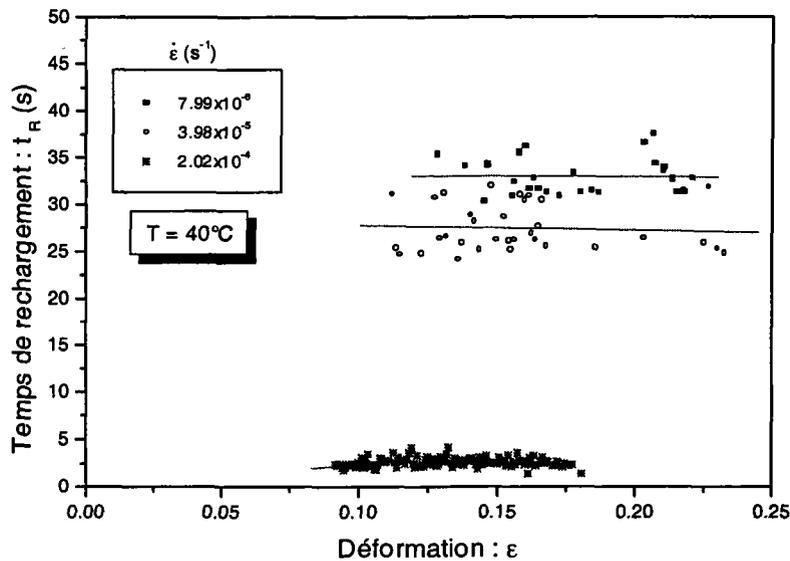


Figure III-24

Evolution du temps de rechargement en fonction de la déformation à $T=40^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

Les figures III-23 à III-25 et III-26 à III-28 représentent respectivement l'évolution du temps de rechargement en fonction de la déformation et de la contrainte à différentes vitesses de déformation et températures d'essai. Ces courbes montrent que t_R croît avec la déformation (respectivement la contrainte) jusqu'à une valeur maximale de saturation où il devient quasiment constant.

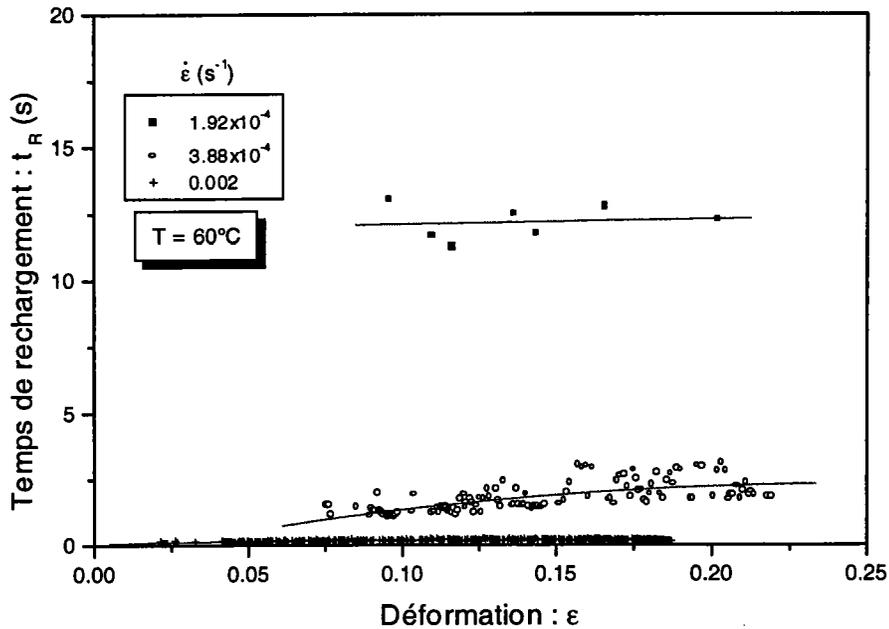


Figure III-25

Evolution du temps de rechargement en fonction de la déformation à $T=60^{\circ}\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

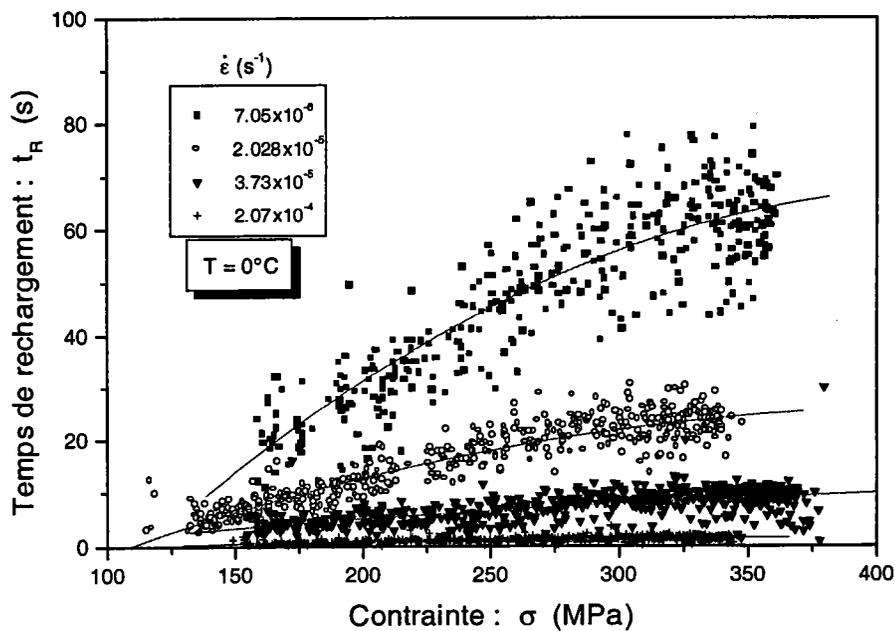


Figure III-26

Evolution du temps de rechargement en fonction de la contrainte à $T=0^{\circ}\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

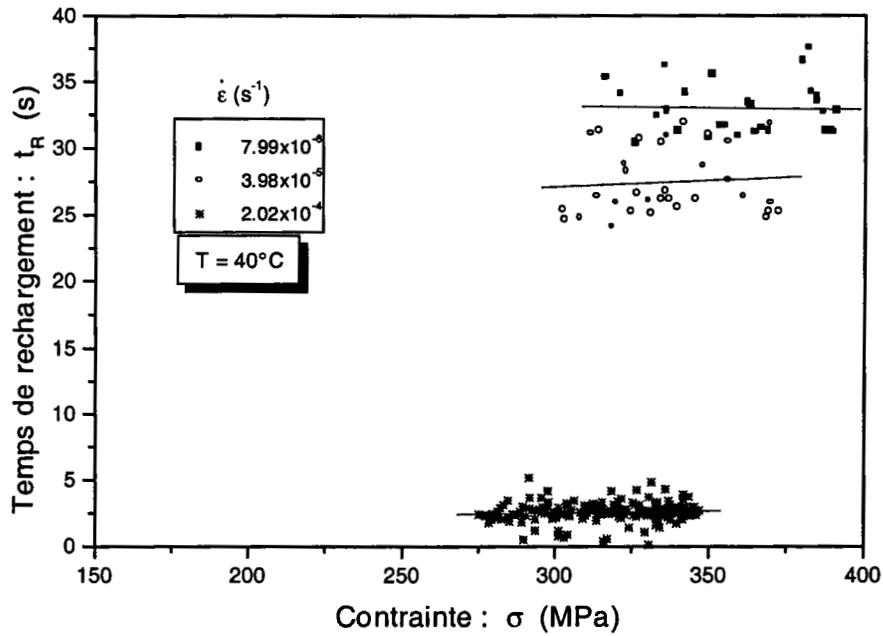


Figure III-27

Evolution du temps de rechargement en fonction de la contrainte à $T=40^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

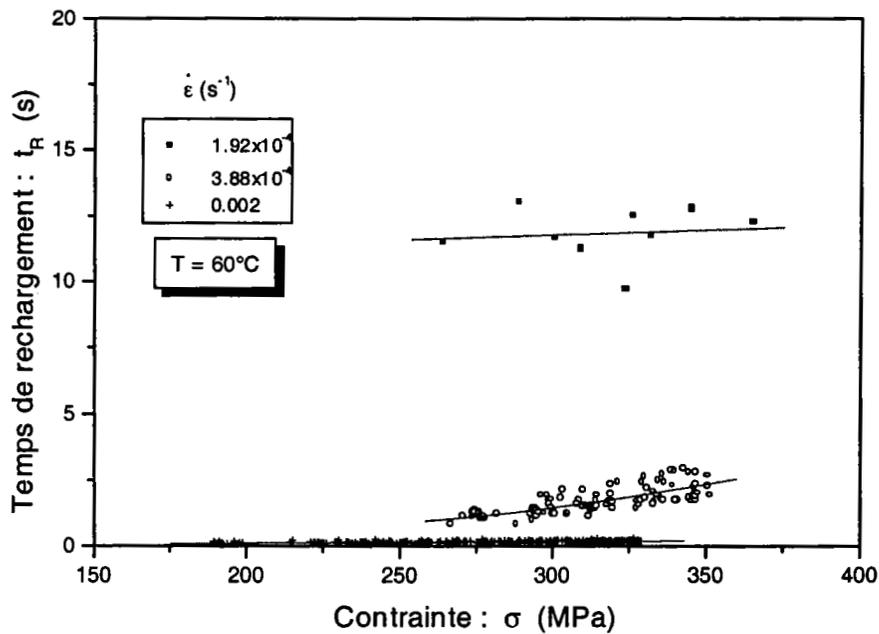


Figure III-28

Evolution du temps de rechargement en fonction de la contrainte à $T=60^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de déformation.

La figure III-29 illustre les variations du temps de rechargement t_R en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ à différentes températures, nous avons pris les valeurs moyennes de t_R dans le domaine de déformation au-delà de 10% où t_R est quasiment constant. Nous observons que t_R diminue fortement quand la vitesse de déformation augmente, ce résultat est en bon accord avec les prévisions des modèles théoriques de l'effet PLC selon lesquelles la sensibilité à la vitesse de déformation est négative.

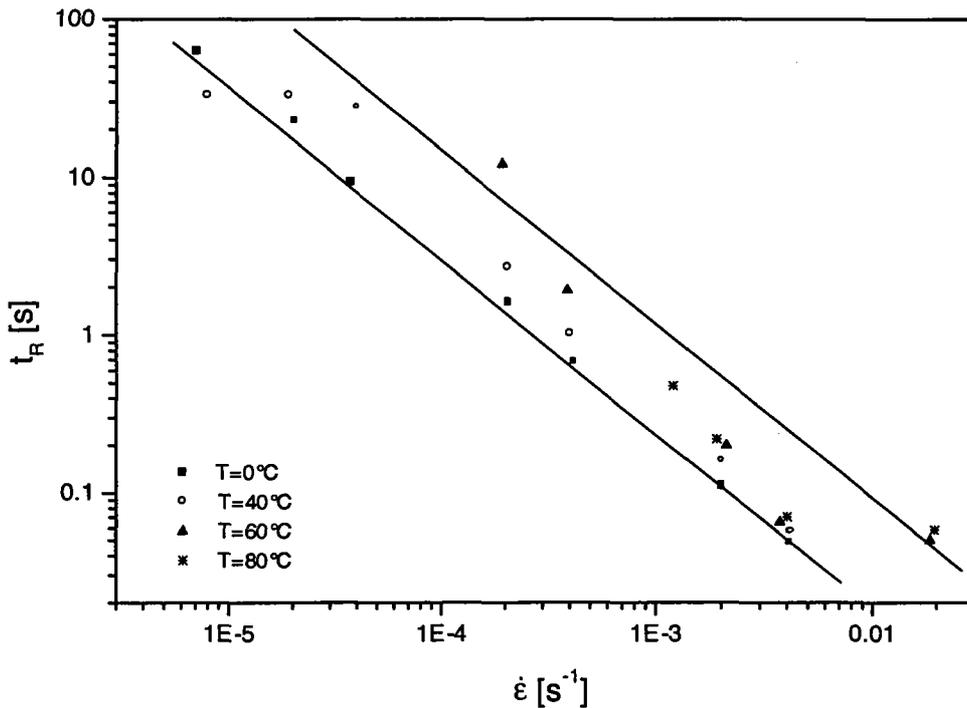


Figure III-29
Variations du temps de rechargement avec la vitesse de déformation à différentes températures d'essai.

La figure III-30 représente l'évolution de la chute de contrainte moyenne $\Delta\sigma$ en fonction de t_R moyen à différentes températures. Les courbes $\Delta\sigma = f(t_R)$ présentent deux domaines qui suivent chacun une loi de la forme $\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 t_R^n$, le passage d'un domaine à l'autre est caractérisé par un changement significatif de la pente. Enfin, les courbes $\Delta\sigma = f(t_R)$ se décalent légèrement vers le haut quand la température d'essai augmente.

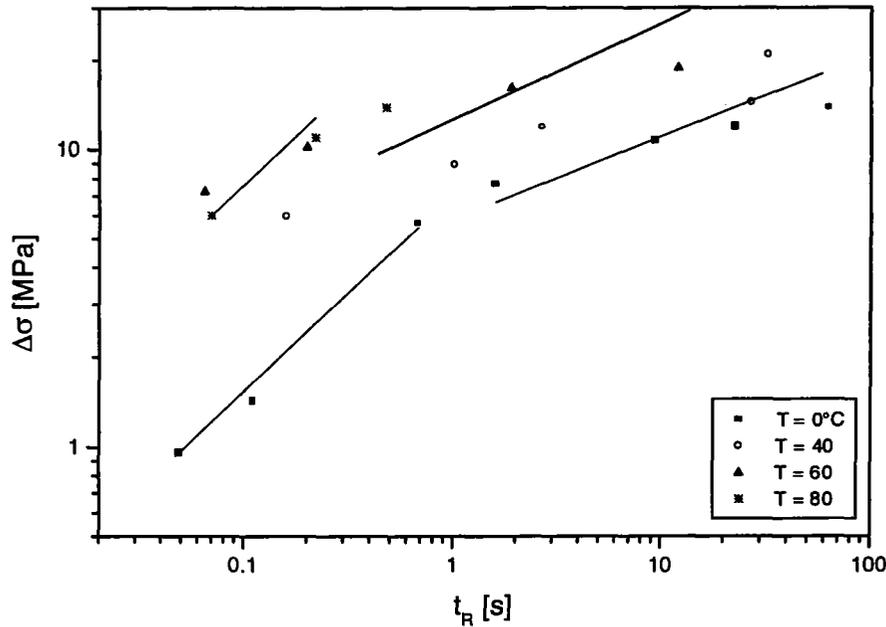


Figure III-30

Evolution de la chute de contrainte moyenne en fonction du temps de rechargement moyen à différentes températures d'essai.

III-7 ESSAIS AVEC CHANGEMENT DE VITESSE

Les instabilités plastiques liées à l'effet PLC sont dues à un processus de vieillissement dynamique. Les interactions entre les dislocations mobiles et les atomes de solutés présents dans l'alliage peuvent conduire à un écoulement plastique hétérogène dont la sensibilité à la vitesse de déformation devient négative lorsque les instabilités PLC se manifestent [13,14].

Beaucoup d'auteurs se sont intéressés à la détermination de la sensibilité à la vitesse et ont confirmé sa tendance négative dans leurs études sur différents alliages [86-89]. Dans notre cas, nous avons réalisé une série d'essais de traction avec changement de vitesse à la température ambiante. Les rapports de vitesses de déformation lors d'une augmentation de vitesse sont pris égaux à 5 et 10, ou (1/5) et (1/10) pour une diminution de vitesse. Les courbes de traction avec changement de vitesse obtenues ainsi que la méthode de mesure de $\Delta\sigma$ sont reproduites sur les figures III-31 et III-32. Le passage d'une vitesse de déformation à une autre supérieure est caractérisé par une diminution de la valeur de la contrainte. Tandis que dans le cas contraire, c'est-à-dire lorsque la vitesse de déformation diminue, la contrainte augmente. Le calcul de la sensibilité de la contrainte d'écoulement à la vitesse de déformation S donne des valeurs bien négatives. Les figures III-33 et III-34 représentent les variations de S en fonction de la déformation ϵ dans les deux cas précédents.

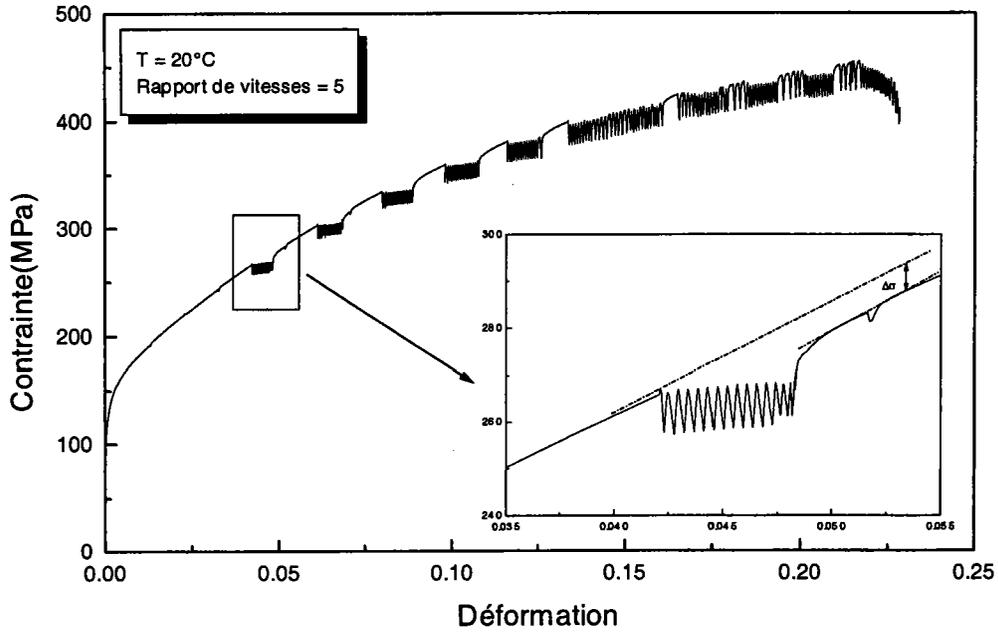


Figure III-31

Courbe de traction avec saut de vitesse : $\dot{\epsilon}_1 = 7.98 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\epsilon}_2 = 4.10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

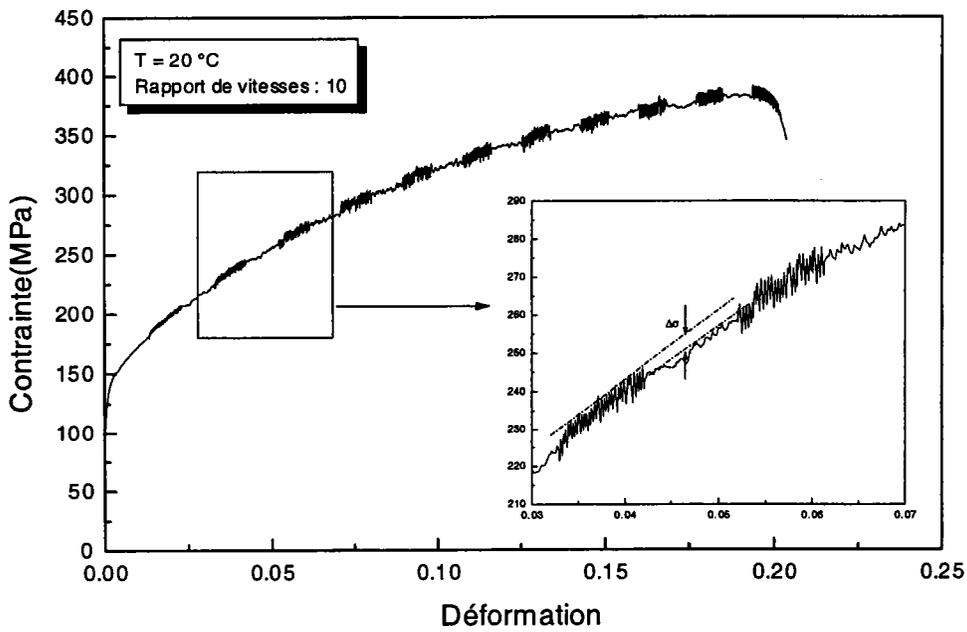


Figure III-32

Courbe de traction avec saut de vitesse : $\dot{\epsilon}_1 = 4.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\epsilon}_2 = 0.004 \text{ s}^{-1}$.

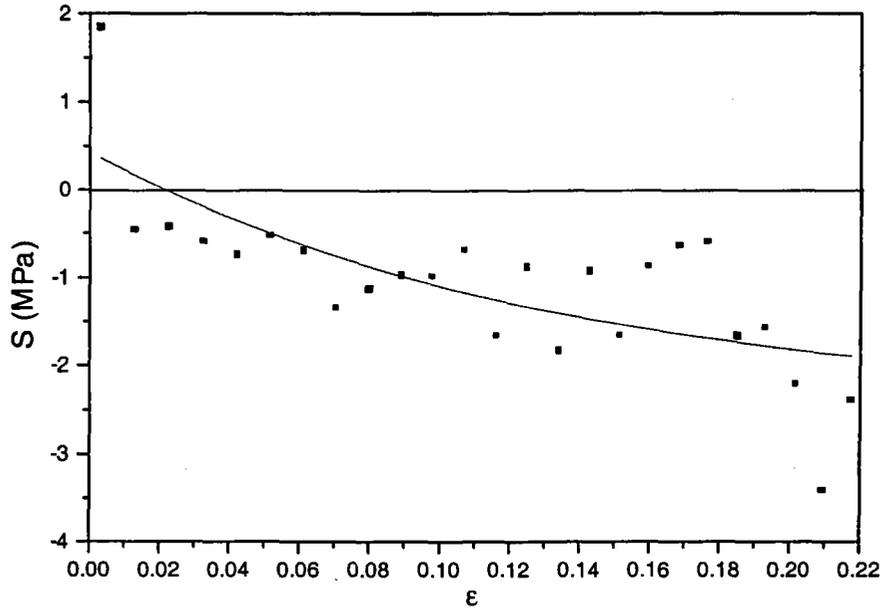


Figure III-33

Variations de S avec ε pour $\dot{\varepsilon}_1 = 7.98 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\varepsilon}_2 = 4.10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

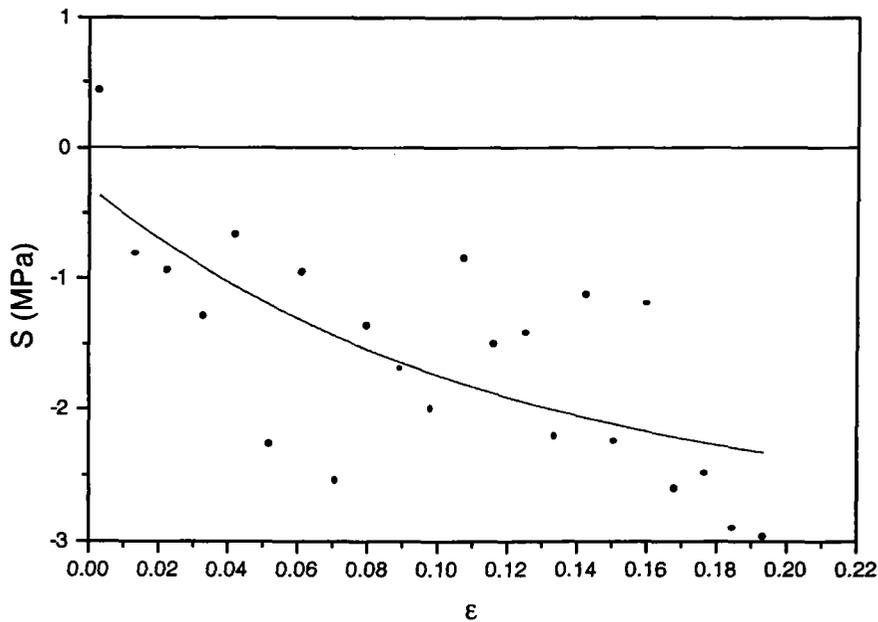


Figure III-34

Variations de S avec ε pour $\dot{\varepsilon}_1 = 4.10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\varepsilon}_2 = 0.004 \text{ s}^{-1}$.

III-8 CONCLUSION

Les limites du domaine d'existence de l'effet PLC représentées dans un diagramme $\log \dot{\epsilon} - 1/T$, présentent une fermeture pour les hautes températures et les vitesses de déformation élevées. Ce résultat, prévu par des approches théoriques, est confirmé par les résultats expérimentaux de cette étude.

Le polissage des éprouvettes s'avère indispensable avant tout essai de traction. En effet, les observations des courbes de traction obtenues à partir d'essais réalisés sur deux éprouvettes de traction, dont une polie et l'autre non polie, à la même température et vitesse de déformation, ont montré des différences. Ainsi, on a déduit que les décrochements présents sur les courbes de traction obtenues avec des éprouvettes non polies peuvent être dus à l'état de surface des éprouvettes endommagé par les opérations de mise en forme.

Nous avons examiné, à chaque température d'essai (entre 0°C et 130°C) et dans un large intervalle de vitesse de déformation, les types de décrochements obtenus sur les courbes de traction, en précisant à chaque fois l'étendue de déformation homogène précédant l'apparition des premiers décrochements.

Les variations de la déformation critique d'apparition de l'effet PLC en fonction de la vitesse de déformation présentent deux types de comportements, à savoir le comportement normal pour les vitesses élevées où ϵ_c croît avec la vitesse, et le comportement inverse pour les faibles vitesses pour lequel ϵ_c diminue avec la vitesse. Nous avons trouvé d'une part que la valeur de la vitesse de déformation correspondant au minimum de la courbe $\epsilon_c = f(\dot{\epsilon})$, à une température donnée, augmente avec la température d'essai. D'autre part, seuls les décrochements de type C sont présents dans le domaine du comportement inverse, à l'exception d'essais réalisés à $T=0^\circ\text{C}$ où des décrochements de type B+C apparaissent sur la droite représentant le comportement inverse qui tend à disparaître. Les décrochements de type A dominent le comportement normal, alors que les décrochements de type B occupent l'intersection des deux domaines.

La chute de contrainte tend à saturer lorsque la déformation augmente, et présente une sensibilité macroscopique négative à la vitesse de déformation avec deux valeurs de pentes à environ (-1/3) puis (-2/3). La première pente correspond à un mécanisme de "pipe-diffusion" et elle est plus étendue aux faibles températures, alors que la deuxième correspond à une diffusion en volume et elle est plus étendue aux températures élevées.

L'évolution du temps de rechargement présente la même tendance que celle de la chute de contrainte, les courbes $\Delta\sigma = f(t_R)$ présentent deux domaines qui suivent chacun une loi de la forme $\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 t_R^n$ et caractérisés par deux pentes de valeurs $n \approx 2/3$ et $n \approx 1/3$ respectivement. Nous avons observé également que les courbes $\Delta\sigma = f(t_R)$ se décalent légèrement vers le haut quand la température d'essai augmente. Enfin, les essais de changement de vitesses montrent clairement une sensibilité négative à la vitesse de déformation dans le domaine où existe les instabilités liées à l'effet PLC.

CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR MACHINE MOLLE

IV-1 INTRODUCTION	91
IV-2 DOMAINE D'EXISTENCE DU PHENOMENE PORTEVIN-LE CHATELIER	91
IV-3 COURBES DE TRACTION	92
IV-3. 1. Essais aux faibles températures (T=0°C ; T=40°C).....	92
IV-3. 2. Essais aux températures intermédiaires (T=60°C ; T=80°C)	95
IV-3. 3. Essais aux températures élevées (T ≥ 100°C)	97
IV-4 DÉFORMATION CRITIQUE D'APPARITION DE L'EFFET PLC	99
IV-5 CARACTERISTIQUES DES BANDES DE DEFORMATION PLC	100
IV-5. 1. Déformation contenue dans la bande : $\Delta \epsilon_b$	100
IV-5. 2. Vitesse de déformation dans la bande : $\dot{\epsilon}_b$	103
IV-5. 3. Vitesse de propagation des bandes : $\dot{\vartheta}_b$	106
IV-5. 4. Largeur de bandes : W_b	111
IV-IV. 5. Profil des bandes	115
IV-6 CONCLUSION	117

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR MACHINE MOLLE

IV-1 INTRODUCTION

Dans le cas d'une machine molle, l'effet PLC se manifeste sur les courbes de traction $\sigma - \epsilon$ par une succession de paliers de déformation. Chaque palier est associé au passage d'une bande de déformation plastique localisée se propageant le long de l'éprouvette. Une bande de déformation peut être caractérisée par des paramètres tels que la vitesse de déformation et la déformation qu'elle contient, sa vitesse de propagation et sa largeur. Ces paramètres dépendent des conditions expérimentales telles que la température, la vitesse de chargement et le taux de déformation. Afin de mettre en évidence ces différents aspects, les essais de traction ont été effectués dans un très large intervalle de températures et de vitesses de chargement.

Le présent chapitre est consacré à l'étude et à la discussion des résultats expérimentaux obtenus pour une machine molle, c'est-à-dire à vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ constante. Nous déterminerons le domaine d'existence de l'effet PLC dans un diagramme $\log \dot{\sigma} - 1/T$, ainsi que l'influence de la température et de la vitesse de chargement sur les déformations critiques ϵ_c . Ensuite, nous nous intéresserons aux différentes caractéristiques des bandes de déformation localisée, à leur évolution au cours de la déformation et en fonction de la température et de la vitesse de contrainte. L'évolution des aspects macroscopiques des courbes de traction, à l'intérieur du domaine d'existence de l'effet PLC, sera également étudiée.

IV-2 DOMAINE D'EXISTENCE DU PHENOMENE PORTEVIN-LE CHATELIER

La méthode la plus utilisée pour représenter les limites du domaine d'existence de l'effet PLC consiste à déterminer les vitesses d'apparition et de disparition de l'effet PLC, puis représenter leurs variations avec la température dans un diagramme $\log \dot{\sigma} - 1/T$.

Dans cette étude, les essais de traction ont été effectués à des vitesses de chargement comprises entre $2 \times 10^{-3} \text{ MPa.s}^{-1}$ et 42.57 MPa.s^{-1} pour différentes températures variant de 0°C à 160°C . Tous les essais ont été poursuivis jusqu'à la rupture des éprouvettes. La figure IV-1 reproduit les résultats obtenus dans un diagramme $\log \dot{\sigma} - 1/T$. Les symboles pleins correspondent à une déformation hétérogène sous forme de bandes PLC, alors que les symboles vides représentent une déformation homogène. Nous n'avons pas pu atteindre la limite supérieure de ce domaine parce que la vitesse de contrainte possible sur la machine de traction ne peut pas dépasser

42.57 MPa.s^{-1} . Cependant, nous observons, comme c'est le cas en machine dure, que les limites du domaine d'existence de l'effet PLC ne sont pas rectilignes et tendent à se refermer à températures et vitesses de contraintes élevées. Par conséquent, ce résultat met en cause la plupart des résultats expérimentaux de la littérature [5,44-46] où le domaine PLC est limité par deux droites rectilignes de pentes différentes correspondant à deux énergies d'activation apparentes distinctes. Cependant, cette fermeture du domaine d'existence du PLC est en bon accord avec les résultats expérimentaux de Bakir [69] et les prévisions théoriques de Mesarovic [50].

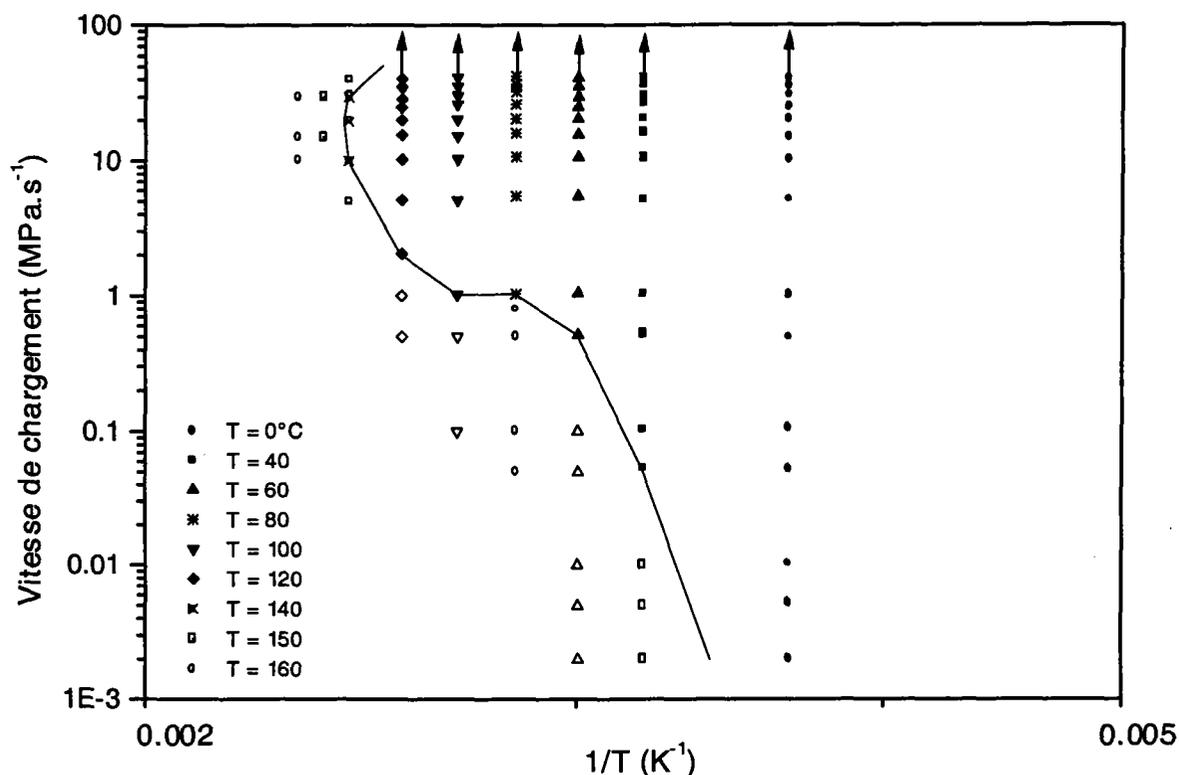


Figure IV-1
Domaine d'existence de l'effet PLC pour des essais sur machine molle.

IV-3 COURBES DE TRACTION

IV-3. 1. Essais aux faibles températures ($T=0^{\circ}\text{C}$; $T=40^{\circ}\text{C}$)

Comme dans le cas d'une machine dure, la température et la vitesse de chargement jouent un rôle prépondérant sur l'apparition de l'effet PLC pour une machine molle. En effet, l'aspect des courbes de traction et des différents paramètres qui caractérisent la déformation hétérogène PLC dépend des conditions d'essai. Ainsi, à $T=0^{\circ}\text{C}$, l'effet PLC n'apparaît qu'à partir de $\varepsilon = 0.10$ pour la vitesse de chargement la plus faible qu'on peut imposer à la machine de traction, en l'occurrence $\dot{\sigma} = 0.002 \text{ MPa.s}^{-1}$. Par contre, lorsque la vitesse de chargement atteint la valeur $\dot{\sigma} = 0.01 \text{ MPa.s}^{-1}$, les paliers apparaissent dès le franchissement de la phase élastique, puis à partir de $\dot{\sigma} = 0.05 \text{ MPa.s}^{-1}$, l'effet PLC se manifeste de plus en plus tard. Le nombre de paliers qui caractérisent la manifestation de l'effet PLC sur les courbes de traction est très réduit au

début, mais augmente au fur et à mesure que la vitesse de chargement augmente jusqu'à atteindre un maximum pour une vitesse de chargement intermédiaire, puis ces paliers deviennent de moins en moins nombreux aux grandes vitesses de chargement. On n'a pas pu observer la disparition totale de ces paliers pour des raisons techniques liées à la vitesse maximum que l'on peut imposer à la traverse de la machine de traction. Enfin, la longueur de ces paliers augmentent généralement avec la déformation totale.

Les figures IV-2 et IV-3 représentent les courbes de traction obtenues à partir d'essais réalisés à $T=0^{\circ}\text{C}$ sous différentes vitesses de chargement. Afin de rassembler les différentes courbes sur le même graphique, ces dernières sont décalées de 40 MPa les unes par rapport aux autres.

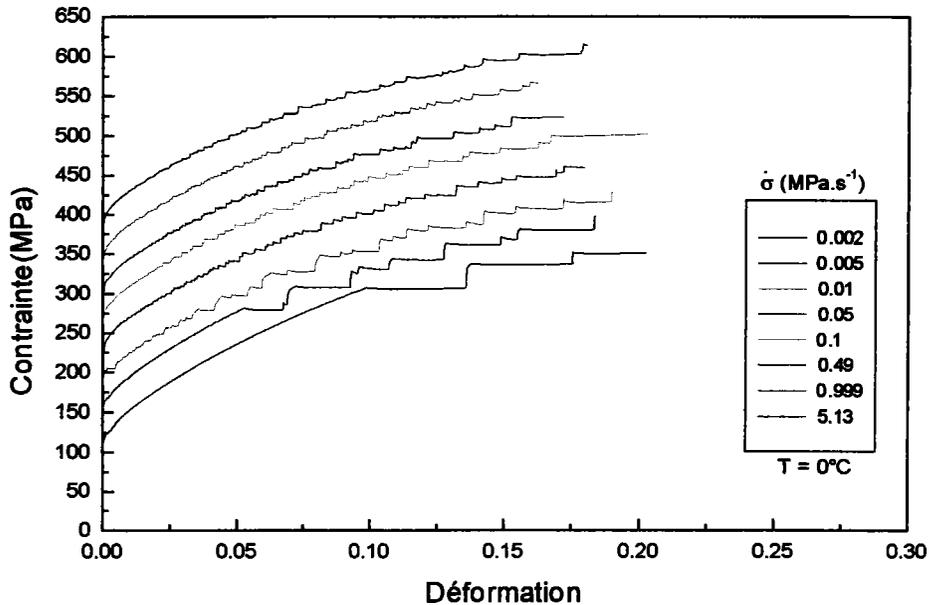


Figure IV-2

Courbes de traction à $T=0^{\circ}\text{C}$ pour les faibles vitesses de chargement.

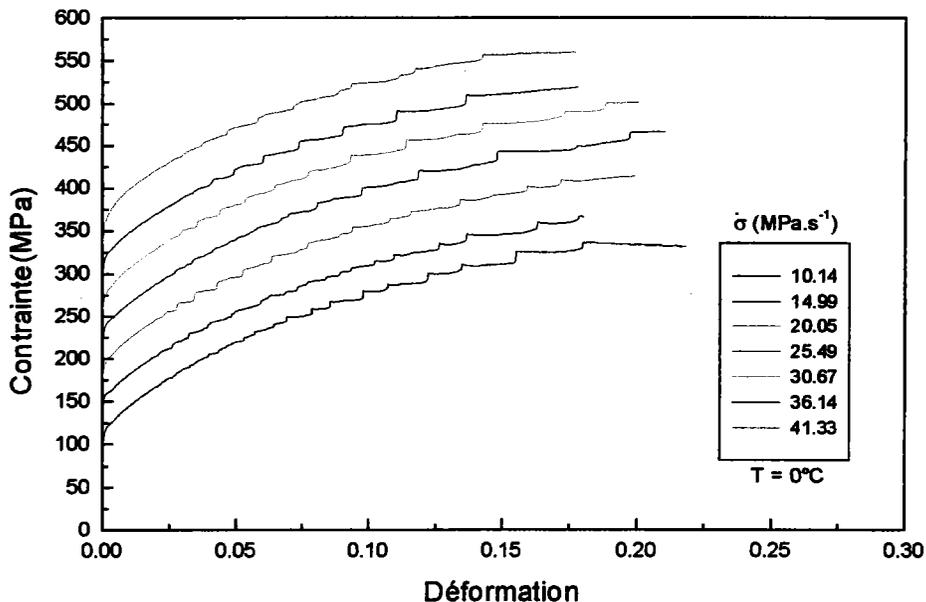


Figure IV-3

Courbes de traction à $T=0^{\circ}\text{C}$ pour les grandes vitesses de chargement.

A $T=40^{\circ}\text{C}$, le premier palier apparaît à une vitesse de chargement de l'ordre de $\dot{\sigma} = 0.053 \text{ MPa}\cdot\text{s}^{-1}$ et à un stade de déformation élevé. Quant aux caractéristiques des paliers, elles restent semblables à celles observées à $T=0^{\circ}\text{C}$. Les figures IV-4 et IV-5 illustrent les différents aspects des courbes de traction à $T=40^{\circ}\text{C}$ et à différentes vitesses de chargement.

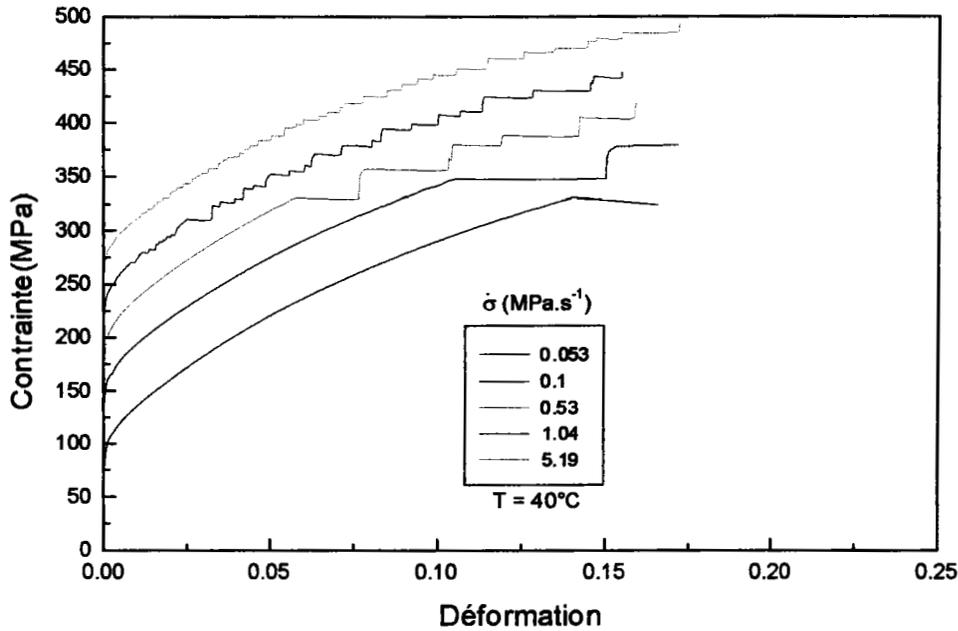


Figure IV-4
Courbes de traction à $T=40^{\circ}\text{C}$ pour les faibles vitesses de chargement.

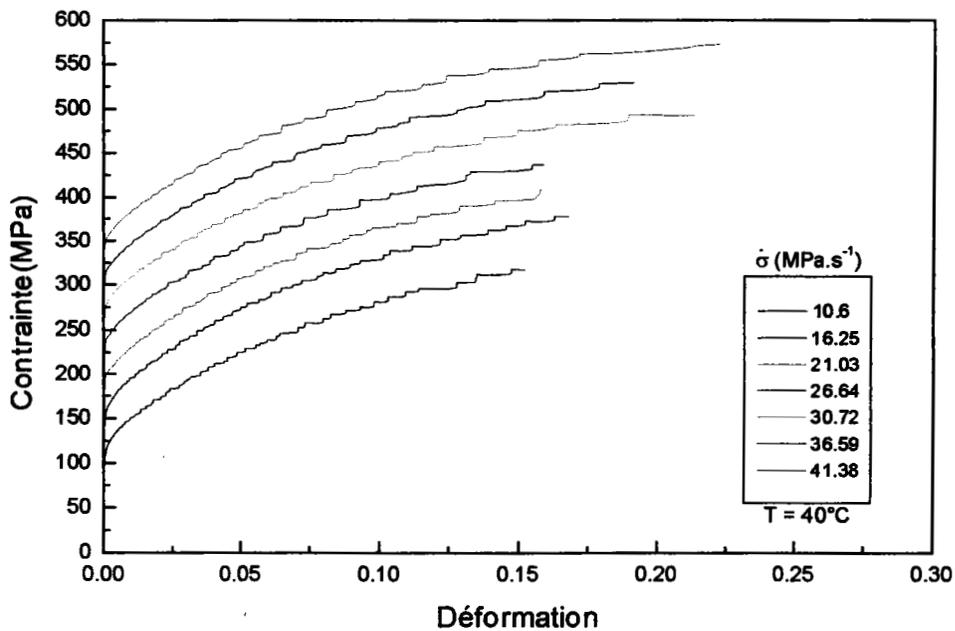


Figure IV-5
Courbes de traction à $T=40^{\circ}\text{C}$ pour les grandes vitesses de chargement.

IV-3. 2. Essais aux températures intermédiaires (T=60°C ; T=80°C)

A T=60°C, l'effet PLC apparaît à une vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ de l'ordre de 0.5 MPa.s^{-1} , mais à un niveau de déformation moins élevé par rapport aux cas de faibles températures. A partir de $\dot{\sigma} = 5.47 \text{ MPa.s}^{-1}$, les paliers deviennent plus nombreux et apparaissent à un taux de déformation très faible comme l'indique la figure IV-6. Lorsque la vitesse de chargement augmente, l'aspect des courbes de traction reste pratiquement le même. Néanmoins, lorsque $\dot{\sigma}$ atteint la valeur 30.13 MPa.s^{-1} , les paliers apparaissent, pour la première fois, à un taux de déformation légèrement supérieur (voir figure IV-7).

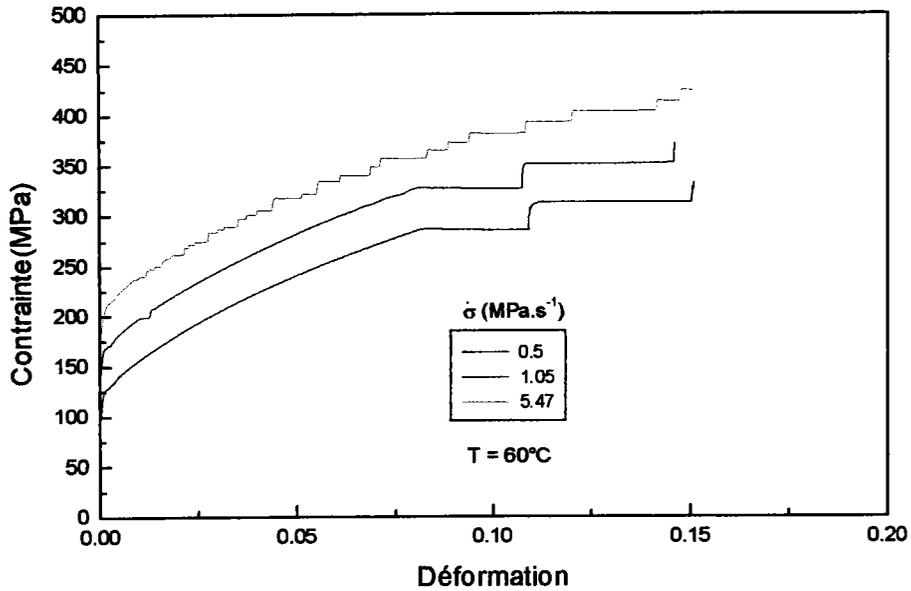


Figure IV-6

Courbes de traction à T=60°C pour les faibles vitesses de chargement.

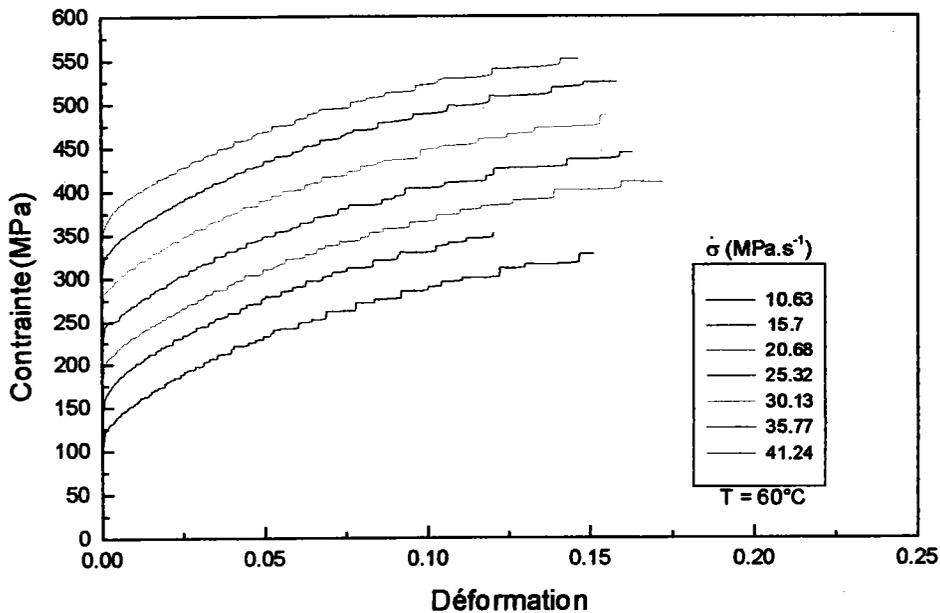


Figure IV-7

Courbes de traction à T=60°C pour les grandes vitesses de chargement.

De même, à $T=80^{\circ}\text{C}$, les paliers apparaissent pour la première fois à une vitesse de chargement encore plus importante : $\dot{\sigma} = 1.03 \text{ MPa.s}^{-1}$ sous forme d'un seul palier de déformation (figure IV-8). Ces paliers apparaissent à un taux de déformation de plus en plus faible lorsque la vitesse de contrainte croît. Une fois la vitesse de chargement atteint la valeur $\dot{\sigma} = 20.76 \text{ MPa.s}^{-1}$, ces paliers apparaissent de plus en plus tard au cours de la déformation. Les caractéristiques des paliers restent similaires à celles observées dans le cas de faibles températures.

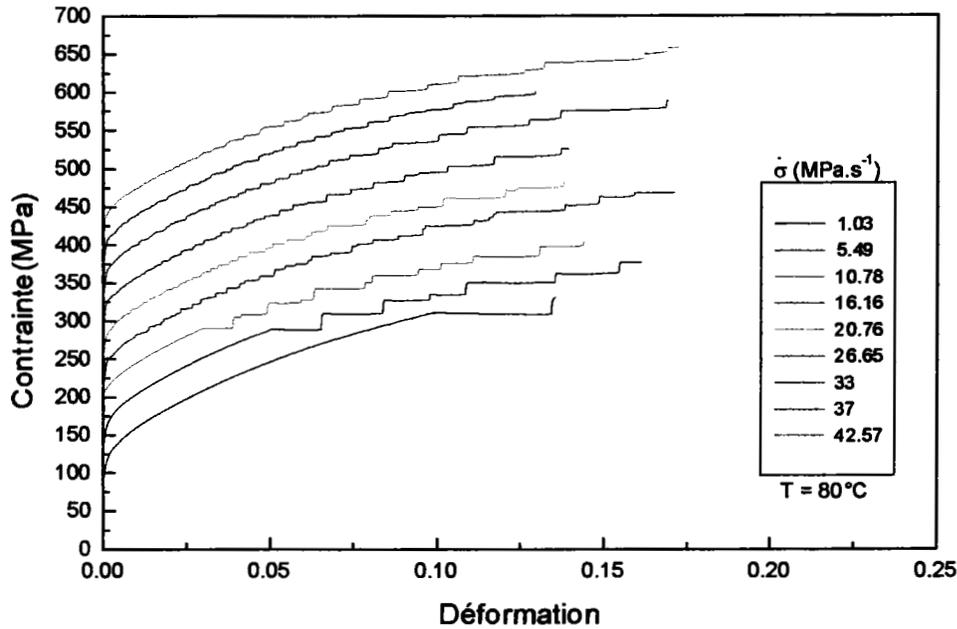


Figure IV-8
Courbes de traction à $T=80^{\circ}\text{C}$ pour différentes vitesses de chargement.

IV-3. 3. Essais aux températures élevées ($T \geq 100^{\circ}\text{C}$)

A partir de $T=100^{\circ}\text{C}$, les paliers continuent à apparaître pour la première fois à des vitesses de chargement de plus en plus importantes, mais ils deviennent de plus en plus clairs et réguliers (figure IV-9). A $T=120^{\circ}\text{C}$ et $T=140^{\circ}\text{C}$ (figures IV-10 et IV-11 respectivement), le nombre de paliers devient très réduit avant que ces derniers disparaissent complètement à $T=160^{\circ}\text{C}$ (figure IV-12).

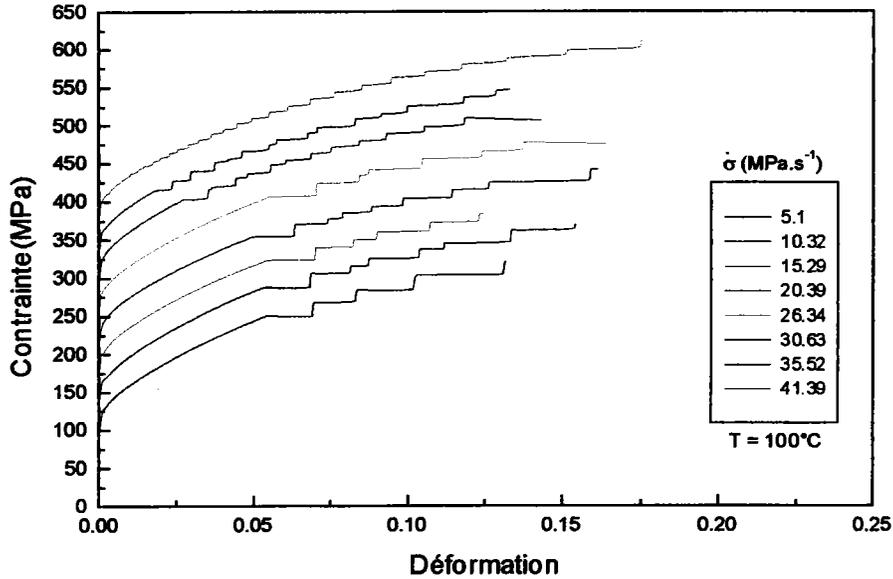


Figure IV-9
Courbes de traction à $T=100^{\circ}\text{C}$ pour différentes vitesses de chargement.

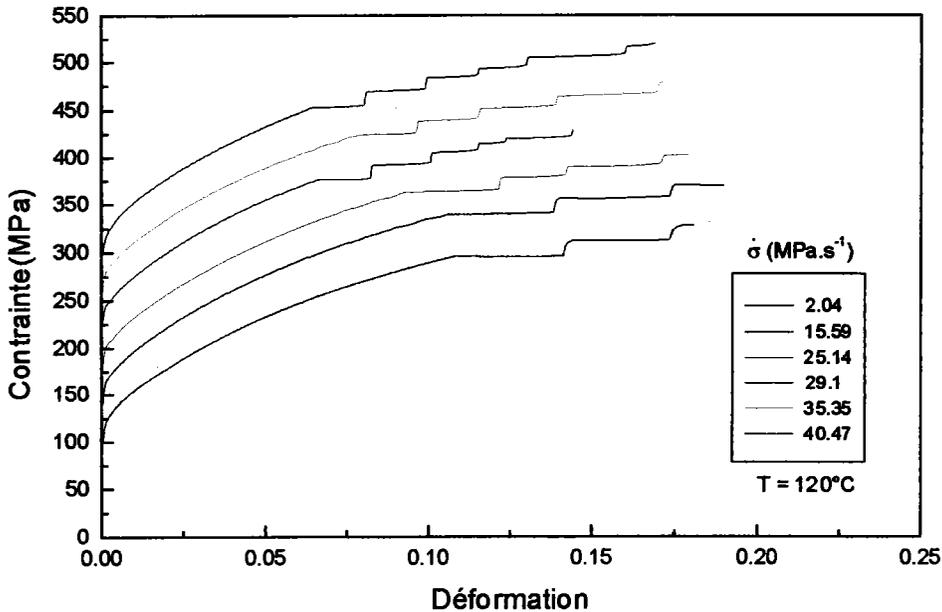


Figure IV-10
Courbes de traction à $T=120^{\circ}\text{C}$ pour différentes vitesses de chargement.

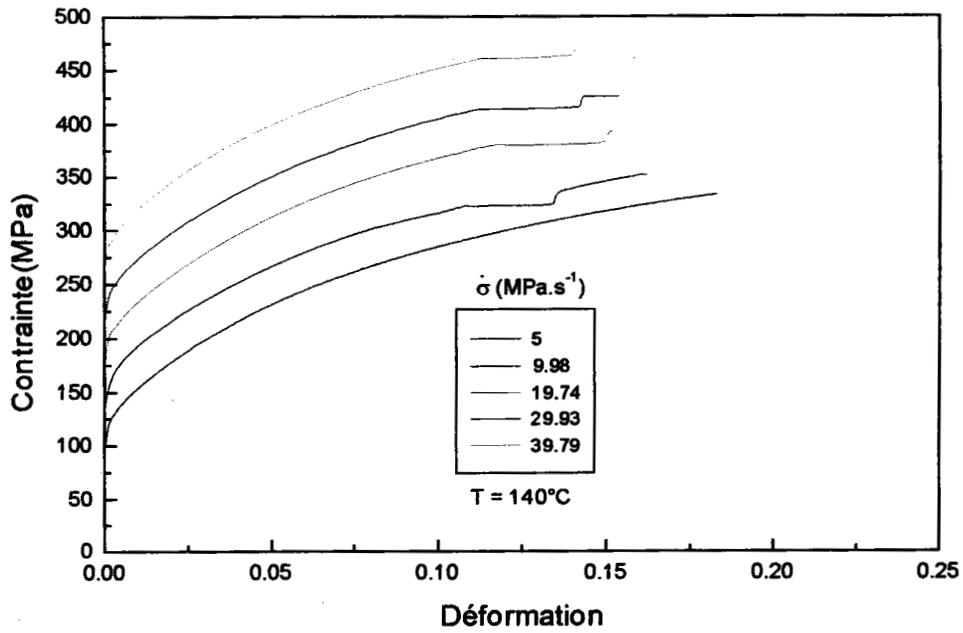


Figure IV-11
Courbes de traction à T=140°C pour différentes vitesses de chargement.

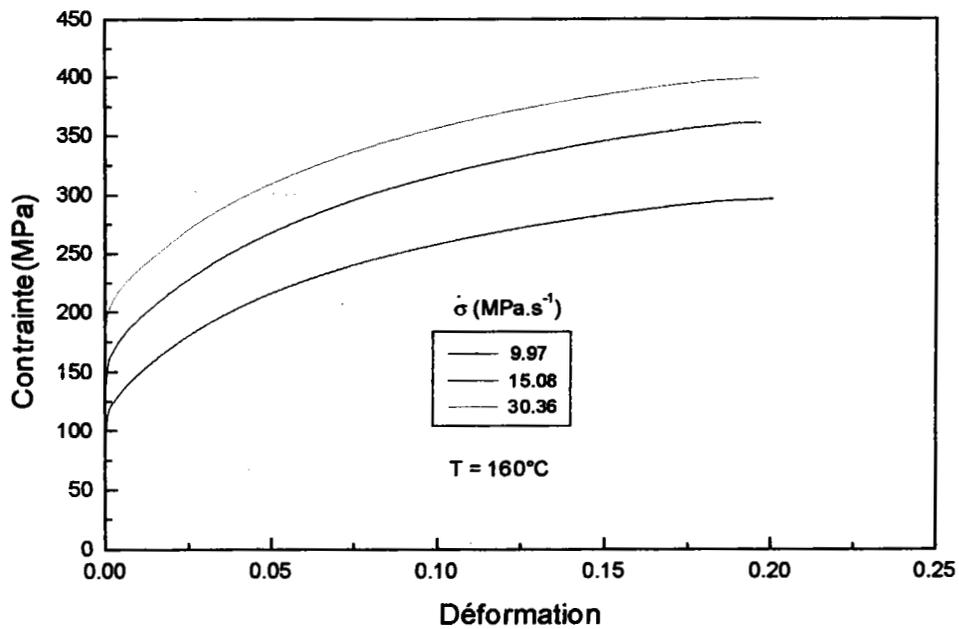


Figure IV-12
Courbes de traction à T=160°C pour différentes vitesses de chargement.

IV-4 DEFORMATION CRITIQUE D'APPARITION DE L'EFFET PLC

Les courbes de traction obtenues à partir d'essais réalisés sur machine molle, sous différentes vitesses de chargement et températures, montrent que l'apparition des paliers est généralement précédée d'une certaine déformation critique ε_c . Cette dernière dépend particulièrement de la température et de la vitesse de chargement.

L'évolution de la déformation critique ε_c en fonction de la vitesse de contrainte à différentes températures est représentée sur la figure IV-13. Plus la température augmente et plus les courbes $\varepsilon_c - \dot{\sigma}$ sont décalées vers la droite, c'est-à-dire vers les vitesses de contrainte élevées. Pour les températures entre 0°C et 80°C, ces courbes présentent deux branches : une branche descendante aux faibles vitesses de contrainte, suivie d'une branche ascendante aux vitesses élevées. En se référant aux modèles de vieillissement dynamique et aux résultats expérimentaux obtenus pour des solutions solides diluées [13,20,64,90,91], qui prévoient une augmentation de ε_c en fonction de $\dot{\sigma}$, on peut considérer que l'instabilité plastique PLC aux vitesses élevées résulte essentiellement de ce processus de vieillissement. Quant à la diminution de ε_c avec $\dot{\sigma}$ aux faibles vitesses, elle a été observée dans de nombreuses solutions solides concentrées ou alliages dans lesquels la précipitation existe [92-96] et elle est prévue par le modèle de Bréchet et Estrin [18]. En effet, ces auteurs ont montré que le cisaillement de petits précipités peut conduire à une sensibilité négative à la vitesse de déformation et donc à un écoulement hétérogène de type PLC.

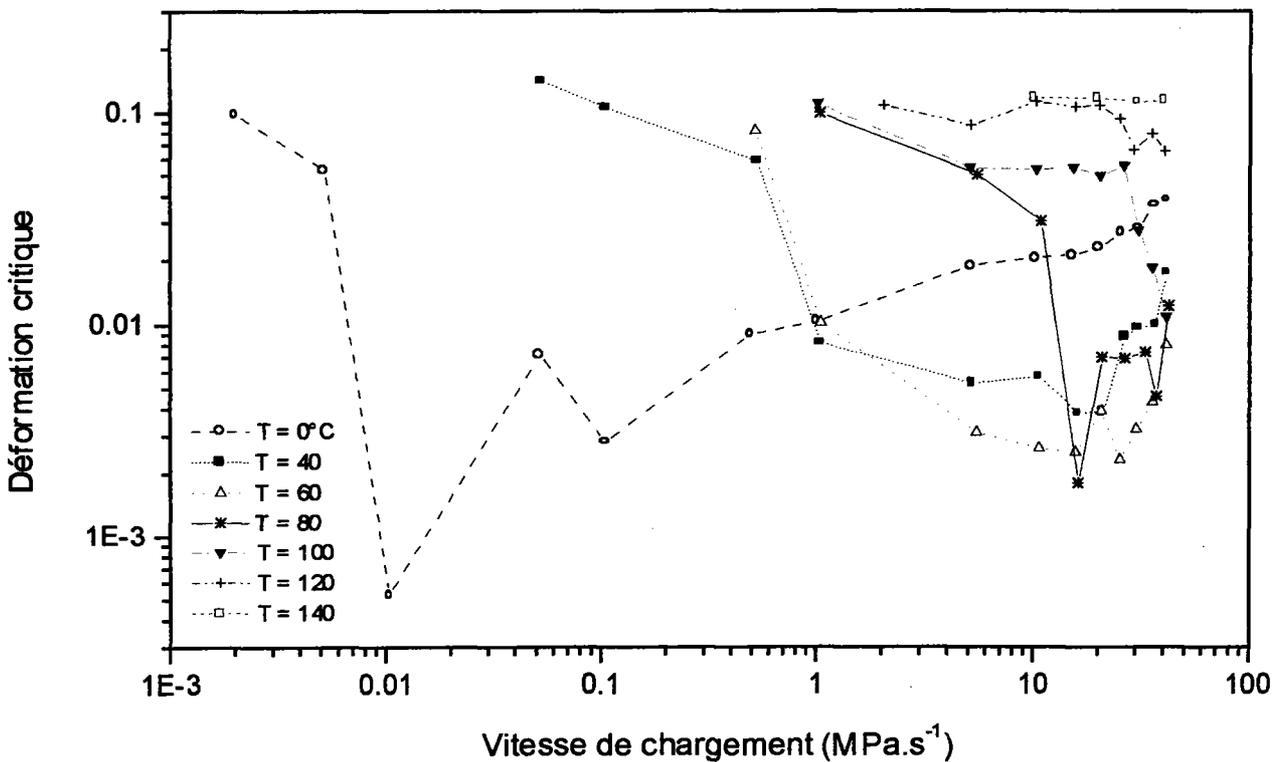


Figure IV-13

Evolution de la déformation critique ε_c avec la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ à différentes températures d'essai.

A partir d'une température d'essai de 100°C, ε_c reste quasiment constante et ne diminue que légèrement aux vitesses $\dot{\sigma}$ très élevées. Ce comportement peut s'expliquer par la compétition entre les mécanismes suivants : le cisaillement des précipités qui tend à faire décroître ε_c avec $\dot{\sigma}$, et le vieillissement dynamique qui, au contraire, tend à faire augmenter ε_c lorsque $\dot{\sigma}$ croît.

IV-5 CARACTERISTIQUES DES BANDES DE DEFORMATION PLC

A l'intérieur du domaine d'existence du phénomène PLC, les observations macroscopiques lors des essais de traction ont montré que l'hétérogénéité du processus de déformation consiste en l'initiation locale et la propagation rapide de bandes de déformation le long de l'éprouvette de traction. Le passage de ces bandes laisse souvent des marques visibles à la surface des échantillons et leur aspect ainsi que leurs caractéristiques dépendent des conditions expérimentales telles que la température, la vitesse de contrainte et le taux de déformation. Dans cette étude, nous nous sommes intéressés aux caractéristiques suivantes de ces bandes : la déformation contenue dans la bande $\Delta\varepsilon_b$, la vitesse de déformation dans la bande $\dot{\varepsilon}_b$, la vitesse de propagation des bandes \mathcal{G}_b et la largeur de bande W_b .

IV-5. 1. Déformation contenue dans la bande : $\Delta\varepsilon_b$

Les courbes de traction, obtenues à partir d'essais réalisés à différentes températures et vitesses de chargement, comportent des paliers de déformation bien définis et quasi-horizontaux dans le domaine d'existence du PLC. Chaque palier est associé à la propagation d'une bande contenant un taux de déformation $\Delta\varepsilon_b$. Ce taux de déformation dépend principalement de la température d'essai, de la vitesse de chargement et de la déformation de l'éprouvette.

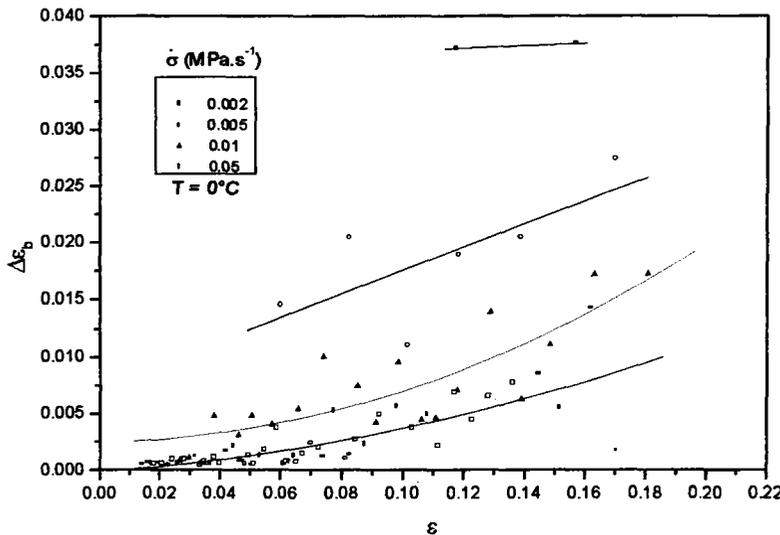


Figure IV-14

Evolution de la déformation contenue dans la bande au cours de la déformation à $T=0^\circ\text{C}$ pour les faibles vitesses de chargement.

La figure IV-14 montre l'évolution de la déformation dans la bande $\Delta\varepsilon_b$ pour des essais à la température $T=0^\circ\text{C}$ et aux faibles vitesses de contrainte. D'une part, on observe que $\Delta\varepsilon_b$ augmente avec la déformation totale ε et d'autre part, à déformation fixée, $\Delta\varepsilon_b$ diminue lorsque la vitesse de mise en charge croît.

L'augmentation de $\Delta\varepsilon_b$ avec ε concorde avec la plupart des résultats de la littérature [41,49,69,97]. Par contre, on ne distingue pas les différents stades dans l'évolution de $\Delta\varepsilon_b$ avec ε observés dans les résultats de Karimi [49].

La figure IV-15 illustre les variations de la déformation dans la bande $\Delta\varepsilon_b$ pour des essais à la température $T=0^\circ\text{C}$ et aux vitesses de contrainte élevées. On constate que $\Delta\varepsilon_b$ continue à augmenter en fonction de la déformation. Cependant, à déformation fixée, $\Delta\varepsilon_b$ augmente lorsque la vitesse de chargement croît.

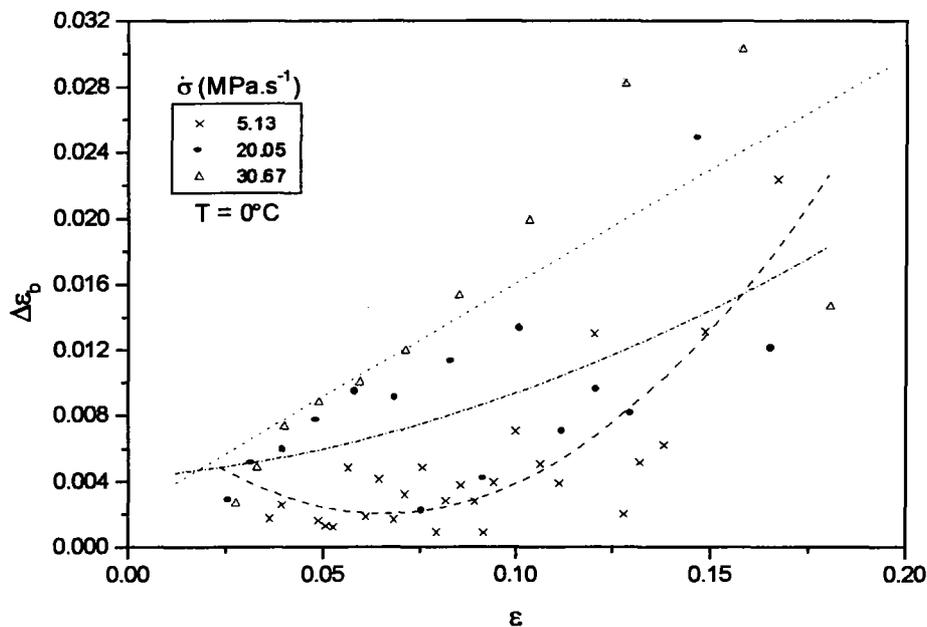


Figure IV-15

Evolution de la déformation contenue dans la bande au cours de la déformation à $T=0^\circ\text{C}$ pour les vitesses de chargement élevées.

A $T=40^\circ\text{C}$, on observe la même évolution de $\Delta\varepsilon_b$ avec ε et $\dot{\sigma}$ qu'à $T=0^\circ\text{C}$. Ainsi, à déformation donnée, $\Delta\varepsilon_b$ continue à décroître en fonction de $\dot{\sigma}$ pour les faibles vitesses de contrainte ($\dot{\sigma} \leq 5.19 \text{ MPa}\cdot\text{s}^{-1}$). Tandis qu'à partir de $\dot{\sigma} = 10.6 \text{ MPa}\cdot\text{s}^{-1}$, on note une augmentation de $\Delta\varepsilon_b$ avec $\dot{\sigma}$ (figure IV-16).

De même, à $T=60^{\circ}\text{C}$ et à déformation fixée, $\Delta\varepsilon_b$ décroît en fonction de $\dot{\sigma}$ jusqu'à $\dot{\sigma}=15.7 \text{ MPa.s}^{-1}$. Par contre, à partir de $\dot{\sigma}=20.68 \text{ MPa.s}^{-1}$, $\Delta\varepsilon_b$ augmente avec $\dot{\sigma}$ (figure IV-17).

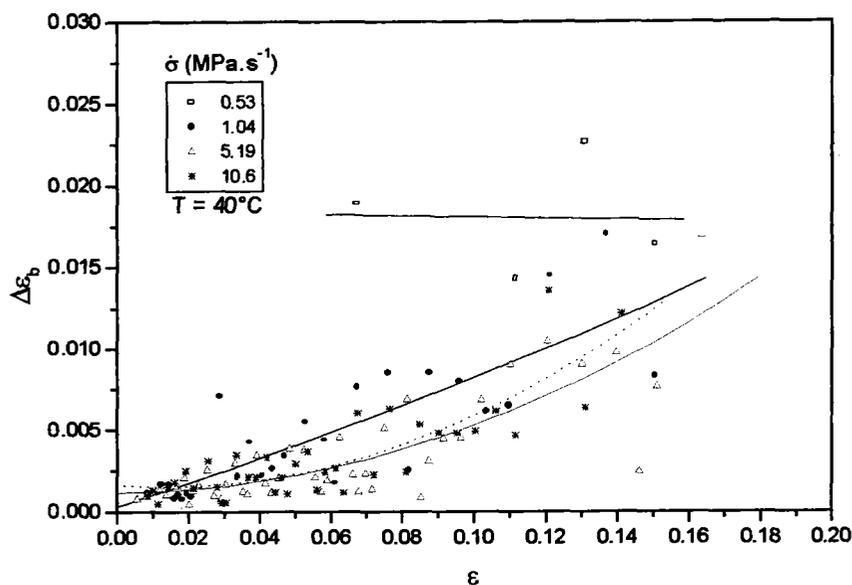


Figure IV-16

Evolution de la déformation contenue dans la bande au cours de la déformation de l'éprouvette à $T=40^{\circ}\text{C}$ pour différentes vitesses de chargement.

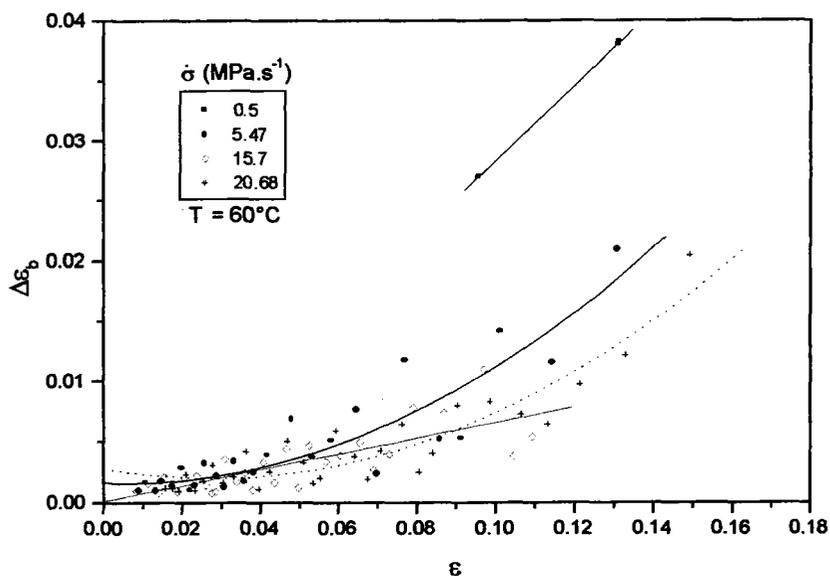
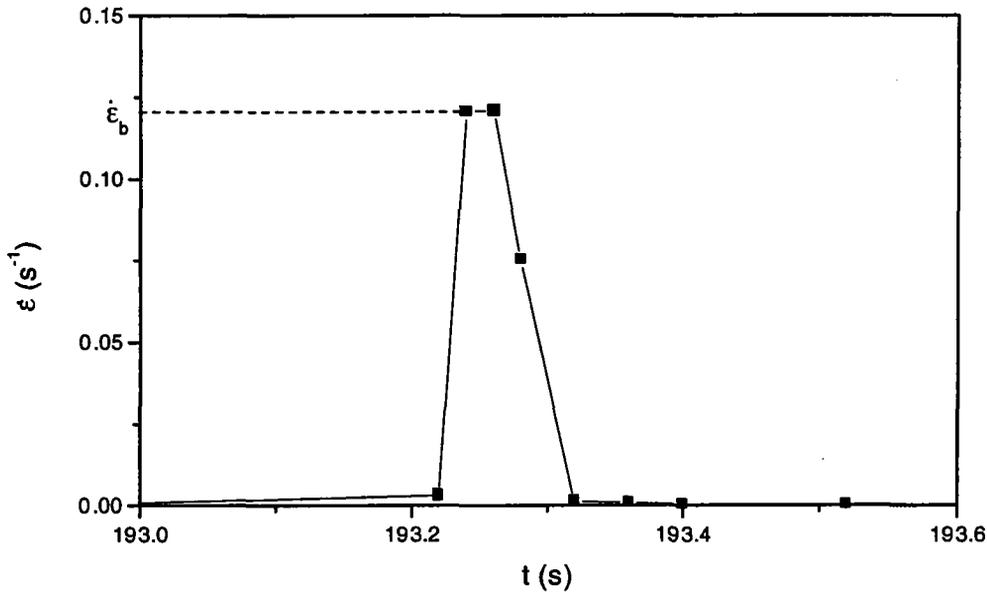


Figure IV-17

Evolution de la déformation contenue dans la bande au cours de la déformation de l'éprouvette à $T=60^{\circ}\text{C}$ pour différentes vitesses de chargement.

IV-5. 2. Vitesse de déformation dans la bande : $\dot{\epsilon}_b$

Lorsqu'une bande de déformation se propage, elle provoque une augmentation soudaine de la vitesse de déformation jusqu'à une valeur maximale notée $\dot{\epsilon}_b$. Cette quantité est appelée vitesse de déformation dans la bande et est considérée comme étant constante pour chaque bande en raison de la rapidité de propagation des bandes. La figure IV-18 illustre un exemple d'augmentation rapide de la vitesse de déformation lors du passage d'une bande PLC. La valeur maximale $\dot{\epsilon}_b$ caractérise la vitesse de déformation dans la bande.

**Figure IV-18**

Exemple montrant, lors du passage d'une bande PLC, l'augmentation rapide de la vitesse de déformation de l'éprouvette jusqu'à une valeur maximale $\dot{\epsilon}_b$.

(Essai réalisé à $T=40^{\circ}C$ et $\dot{\sigma}=1.04 MPa.s^{-1}$)

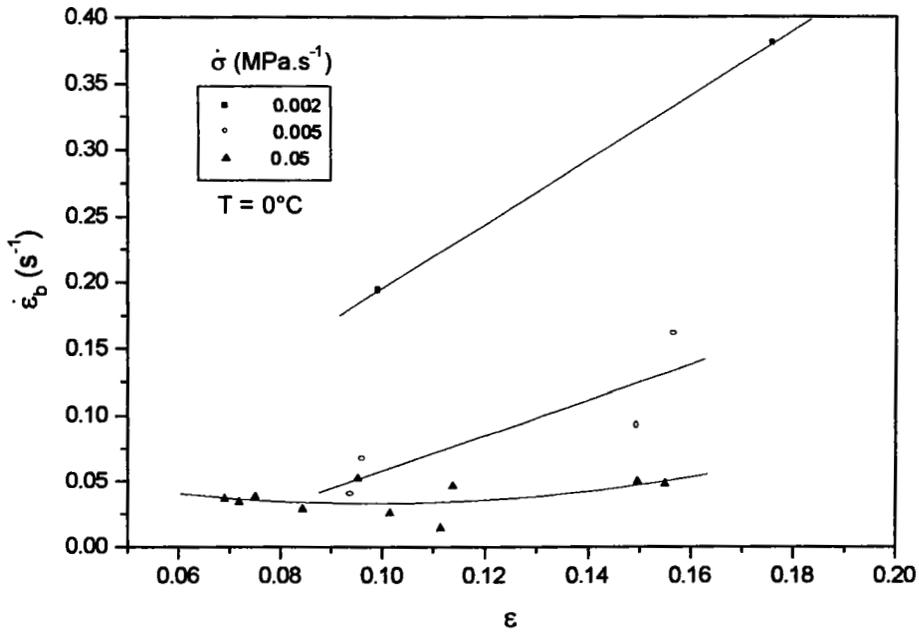


Figure IV-19

Evolution de la vitesse de déformation dans la bande en fonction de la déformation à $T=0^{\circ}\text{C}$ pour les faibles vitesses de chargement.

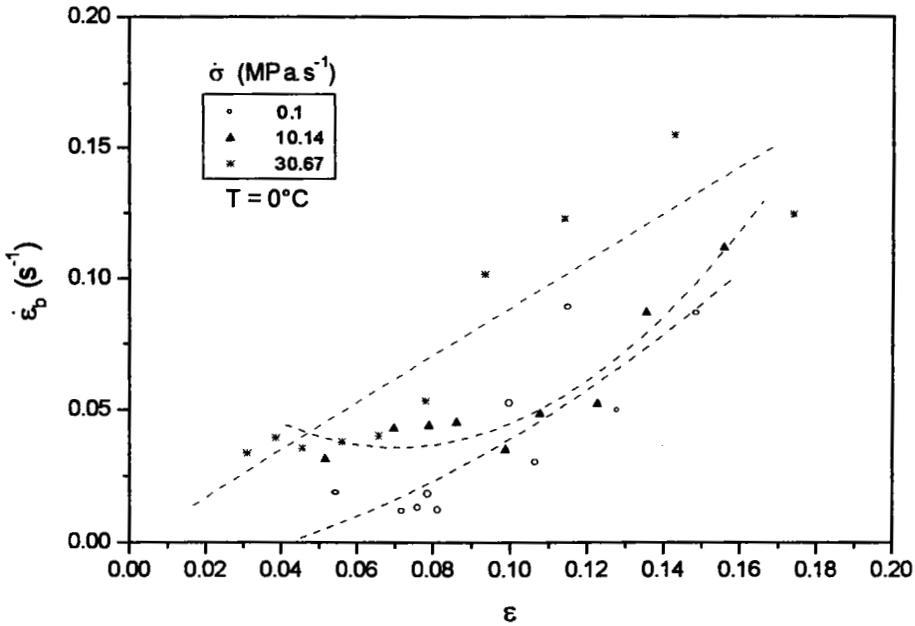


Figure IV-20

Evolution de la vitesse de déformation dans la bande en fonction de la déformation à $T=0^{\circ}\text{C}$ pour les vitesses de chargement élevées.

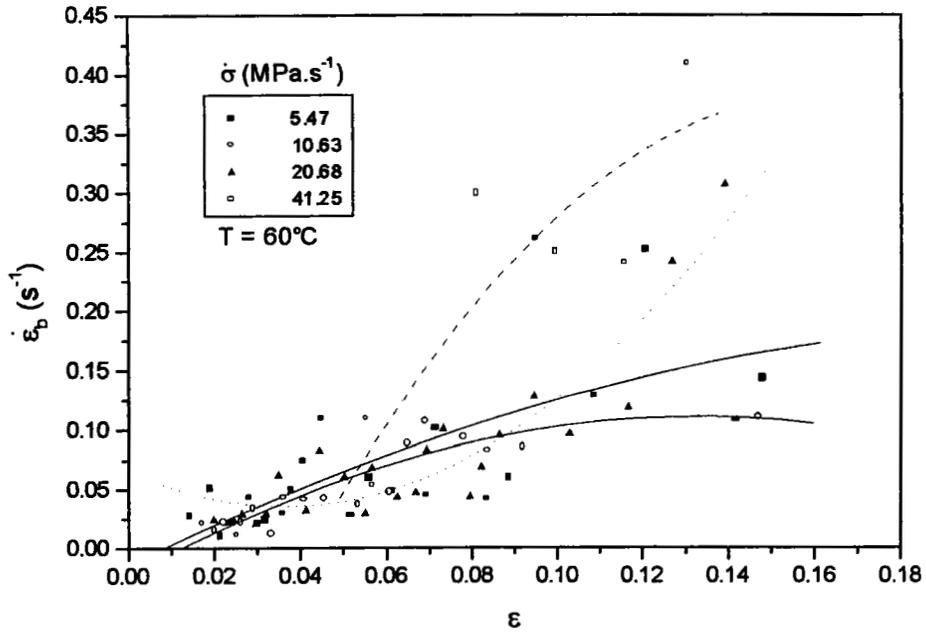


Figure IV-21

Evolution de la vitesse de déformation dans la bande en fonction de la déformation à $T=60^{\circ}\text{C}$ pour différentes vitesses de chargement.

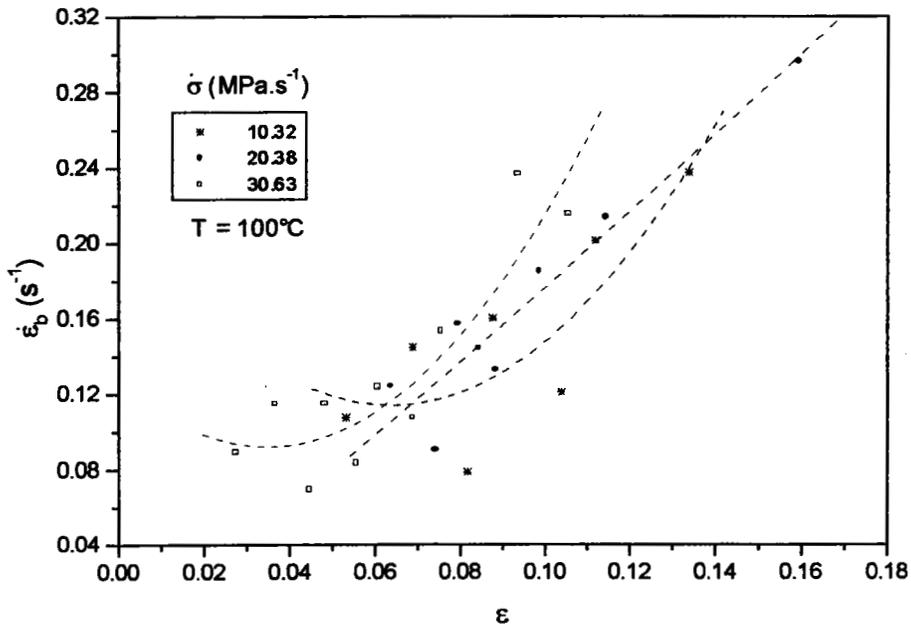


Figure IV-22

Evolution de la vitesse de déformation dans la bande en fonction de la déformation à $T=100^{\circ}\text{C}$ pour les vitesses de chargement élevées.

Les variations de $\dot{\epsilon}_b$ en fonction de la déformation sont reproduites sur les figures IV-19, IV-20, IV-21 et IV-22 pour différentes vitesses de chargement et températures. Nous n'avons pas rapporté l'ensemble des résultats, mais seulement ceux correspondant aux valeurs de $\dot{\sigma}$ et de T pour lesquelles les évolutions sont les plus caractéristiques.

Les résultats expérimentaux à $T=0^\circ\text{C}$ montrent que la vitesse de déformation dans la bande augmente au cours de la déformation pour tous les essais effectués. La figure IV-19 illustre cette évolution pour des essais effectués à faible vitesse de chargement et montre bien la décroissance de $\dot{\epsilon}_b$ avec $\dot{\sigma}$. Aux valeurs élevées de $\dot{\sigma}$, la vitesse de déformation dans la bande augmente avec la vitesse de contrainte comme l'indique la figure IV-20.

De même, à $T = 60^\circ\text{C}$, les résultats de la figure IV-21 montrent, d'une part une croissance de $\dot{\epsilon}_b$ avec ϵ pour tous les essais effectués et d'autre part une décroissance de $\dot{\epsilon}_b$ avec $\dot{\sigma}$ pour les faibles vitesses de chargement et une tendance inverse pour les vitesses de contrainte élevées.

Les mêmes tendances sont observées dans le régime des hautes températures, ainsi la figure IV-22 montre l'exemple d'un essai réalisé à $T = 100^\circ\text{C}$ pour les grandes vitesses de chargement où on constate une croissance de $\dot{\epsilon}_b$ avec $\dot{\sigma}$ et ϵ .

IV-5. 3. Vitesse de propagation des bandes : v_b

Lorsqu'une bande de déformation se déclenche dans une zone à forte concentration de contrainte, elle se propage immédiatement le long du fût de l'éprouvette à une vitesse v_b . Cette vitesse est définie comme le rapport de la distance L parcourue par la bande et du temps de propagation Δt . Les résultats expérimentaux montrent d'une part que la vitesse de propagation v_b est influencée par la déformation totale de l'éprouvette et les conditions d'essai telles que la température T et la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$. D'autre part, les mesures des valeurs de v_b présentent une dispersion inévitable et inhérente à l'étude de ce genre de phénomène associé aux instabilités plastiques. Malgré cette dispersion, les tendances des courbes moyennes obtenues à partir des valeurs des vitesses de propagation des bandes restent significatives.

Les figures IV-23 à IV-27 représentent l'évolution de la vitesse de bandes v_b en fonction de la déformation ϵ pour des essais effectués respectivement aux températures 0°C , 40°C , 60°C et 100°C à différentes vitesses de contrainte $\dot{\sigma}$.

L'examen de ces résultats montre généralement une augmentation de la vitesse de bandes v_b avec la déformation ϵ jusqu'à une valeur de saturation. Cette évolution est proche de celle observée par Karimi dans un acier austénitique [49]. Cependant, les valeurs de v_b déterminées ne sont pas du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux de la littérature [48,49,55,63,69,98]. Cette différence est due au polissage des éprouvettes de traction. En effet, des mesures de vitesses de propagation v_b à partir d'essai réalisé sur des éprouvettes non polies ont donné des résultats du même ordre de grandeur que ceux cités précédemment. Nous reviendrons en détail sur ce sujet dans le chapitre V.

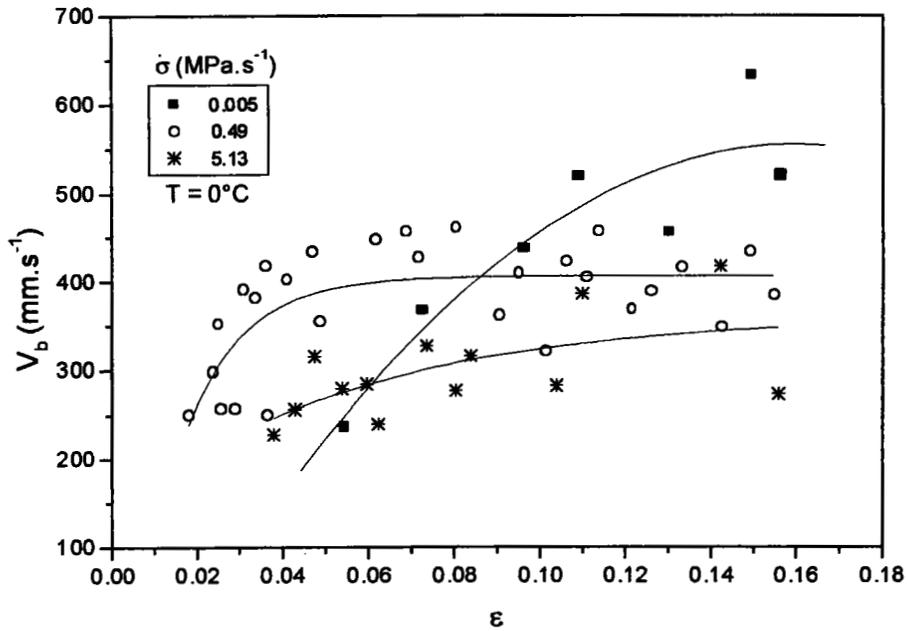


Figure IV-23

Variations de la vitesse de bandes avec la déformation à $T=0^{\circ}\text{C}$ pour les faibles vitesses de contrainte.

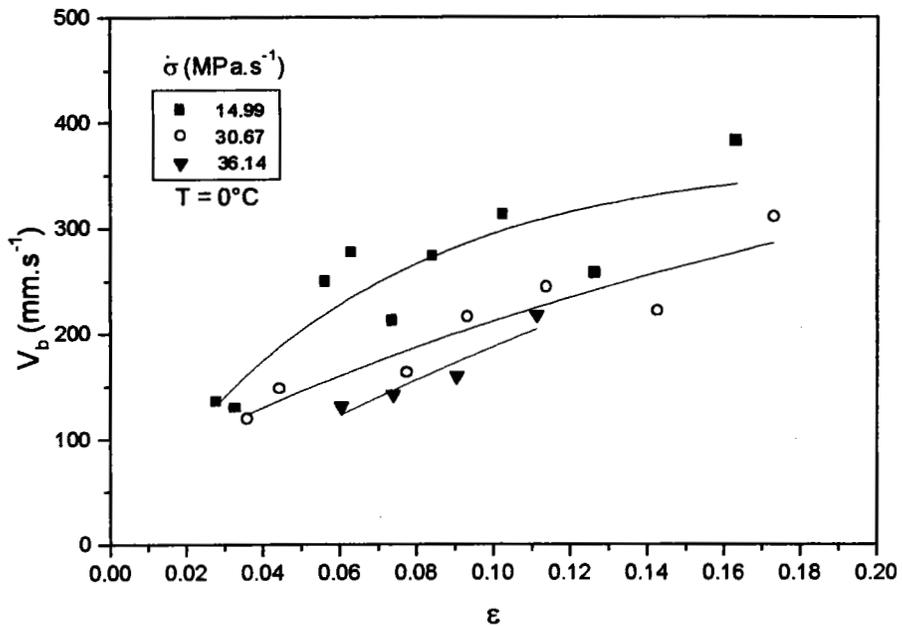


Figure IV-24

Variations de la vitesse de bandes avec la déformation à $T=0^{\circ}\text{C}$ pour les vitesses de contrainte élevées.

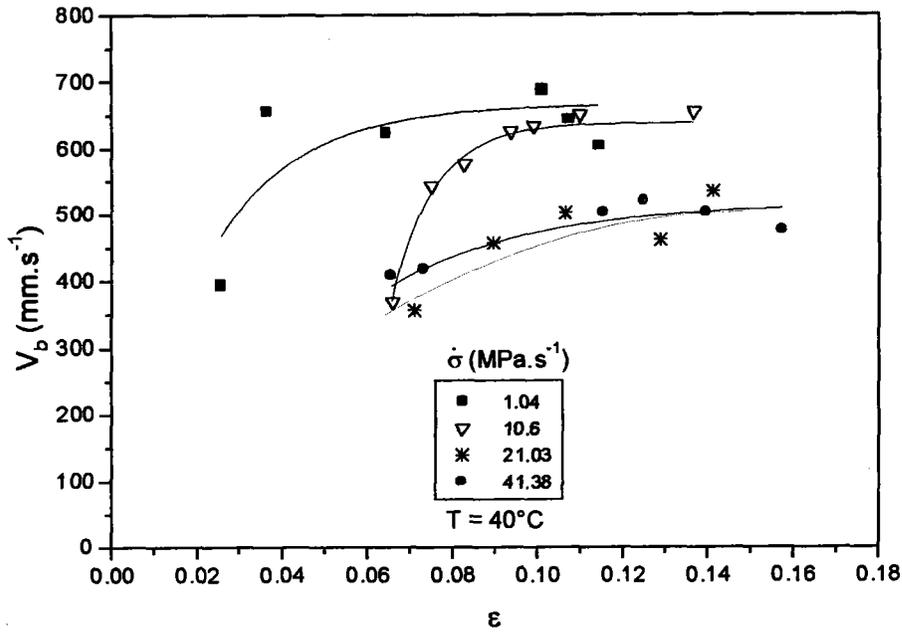


Figure IV-25

Variations de la vitesse de bandes avec la déformation à $T=40^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de contrainte.

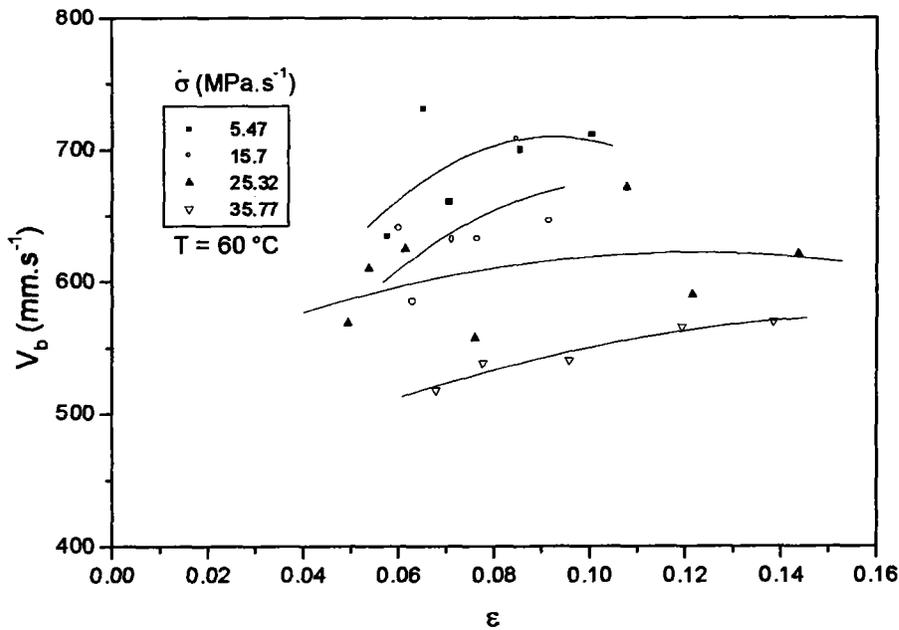


Figure IV-26

Variations de la vitesse de bandes avec la déformation à $T=60^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de contrainte.

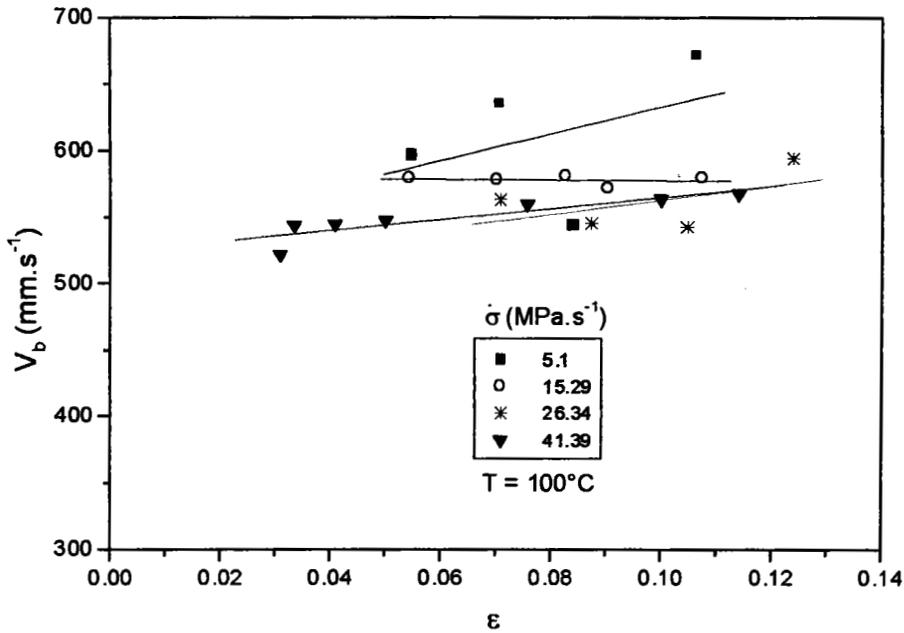


Figure IV-27

Variations de la vitesse de bandes avec la déformation à $T=100^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de contrainte.

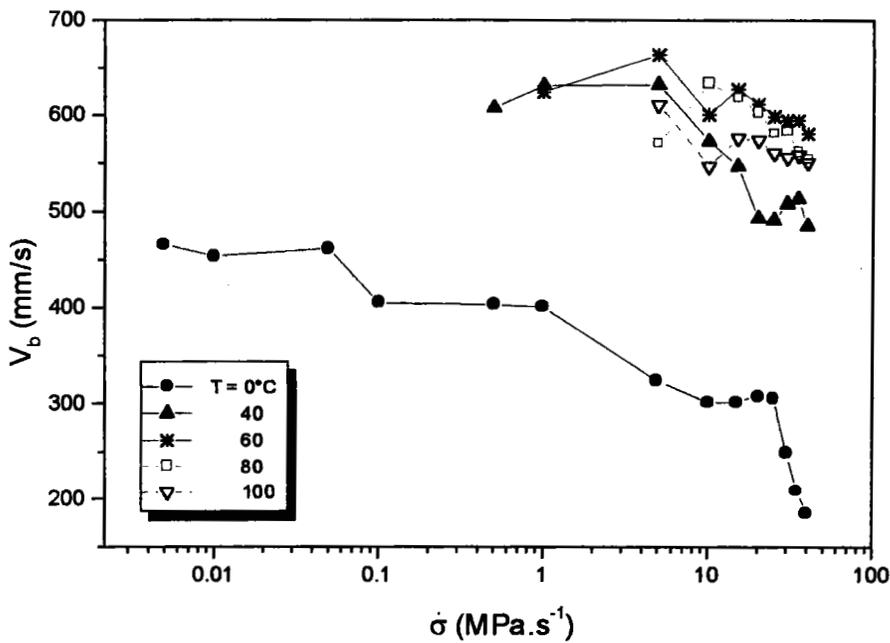


Figure IV-28

Variation de la vitesse moyenne de propagation des bandes V_b en fonction de la vitesse de contrainte $\dot{\sigma}$ pour différentes températures d'essai.

Afin d'étudier les variations de la vitesse de bandes ϑ_b avec la vitesse de contrainte $\dot{\sigma}$, nous avons pris la valeur moyenne de ϑ_b dans le domaine des valeurs de déformation supérieures à 5% ; en effet, au delà de ces valeurs, ϑ_b varie peu avec la déformation.

La figure IV-28 exprime l'influence de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ sur la vitesse moyenne de propagation de bandes ϑ_b . On observe que cette dernière diminue lorsque $\dot{\sigma}$ augmente. Ceci confirme d'une part la tendance trouvée par Dablij [55] sur le même alliage étudié à température ambiante. D'autre part, ce résultat est en bon accord avec les résultats expérimentaux de Karimi [49] sur un acier inoxydable et il est qualitativement en concordance avec les prévisions des modèles théoriques de Hähner [35] et JeanClaude et al. [99]. Quant aux résultats de McCormick et al. [63] sur un alliage Al-Mg, ils montrent une croissance de ϑ_b lorsque $\dot{\sigma}$ croît. Cependant, Bakir [69] a observé ces deux types de tendances en étudiant les variations de ϑ_b dans un large domaine de $\dot{\sigma}$ regroupant à la fois les domaines étudiés par Karimi et McCormick et al.

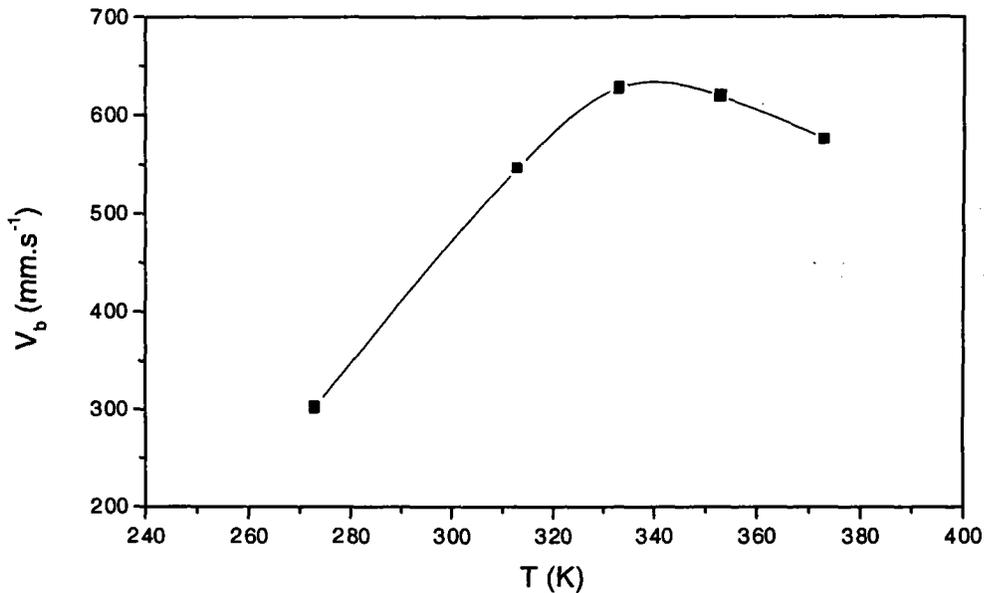


Figure IV-29

Influence de la température sur la vitesse moyenne de bandes à $\dot{\sigma} = 15 \text{ MPa.s}^{-1}$.

La figure IV-29 décrit l'influence de la température sur la vitesse moyenne de bandes pour une valeur de vitesse de contrainte fixée à 15 MPa.s^{-1} . On constate que la vitesse moyenne de bandes croît d'une manière monotone avec la température jusqu'à 60°C , puis, elle décroît légèrement pour les températures supérieures.

IV-5. 4. Largeur de bandes : W_b

Peu de mesures de largeur de bandes W_b sur machine molle existent dans la littérature ; il est donc important que cette caractéristique expérimentale de bandes soit bien étudiée. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés dans cette partie à la mesure de largeur de bandes et sa variation en fonction de la température et de la vitesse de chargement.

Les figures IV-30 à IV-33 représentent les variations de W_b au cours de la déformation à différentes vitesses de contrainte et pour différentes températures d'essai. Pour la clarté des figures, nous ne reproduisons que les résultats relatifs à des vitesses de contrainte où les variations de W_b sont les plus caractéristiques. De même, nous nous contentons de représenter quatre températures d'essai caractéristiques de la tendance de W_b , en l'occurrence $T = 0^\circ\text{C}$, 40°C , 60°C et 100°C .

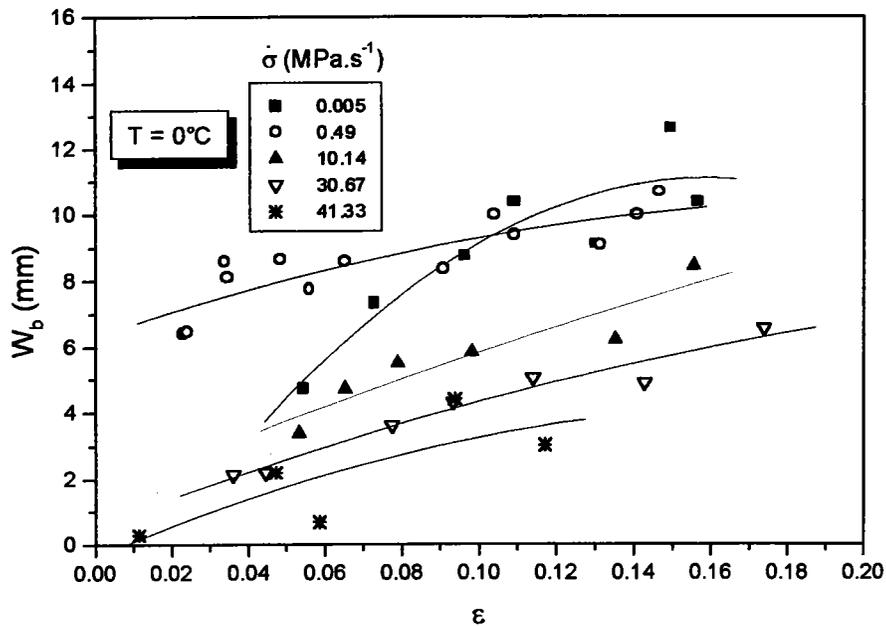


Figure IV-30

Evolution de la largeur de bande W_b au cours de la déformation à $T = 0^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$.

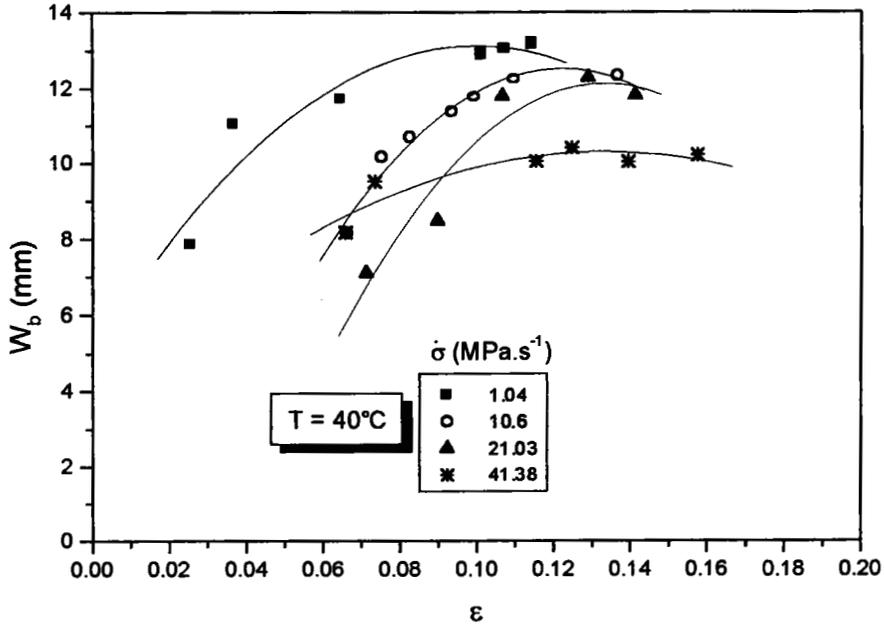


Figure IV-31

Evolution de la largeur de bande W_b au cours de la déformation à $T = 40^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$.

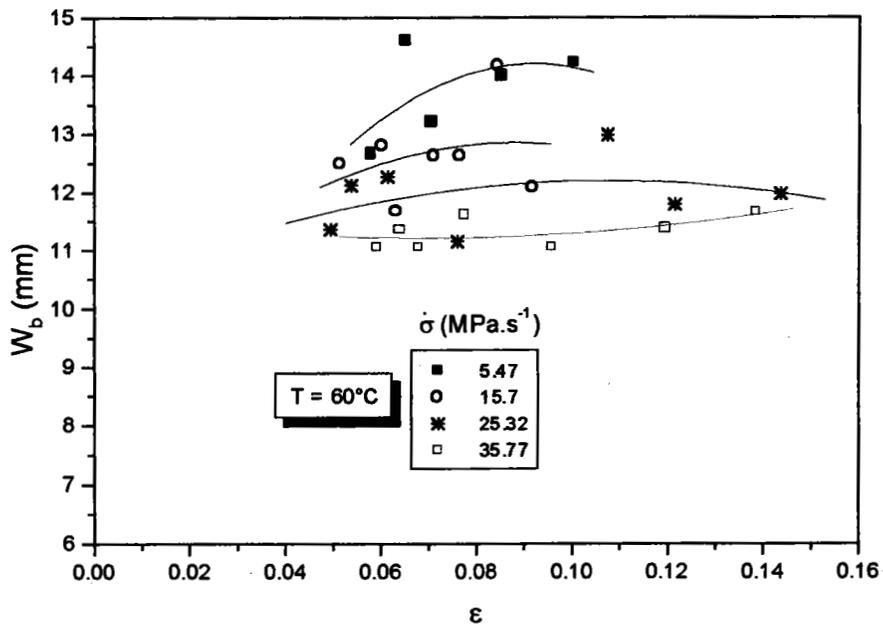


Figure IV-32

Evolution de la largeur de bande W_b au cours de la déformation à $T = 60^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$.

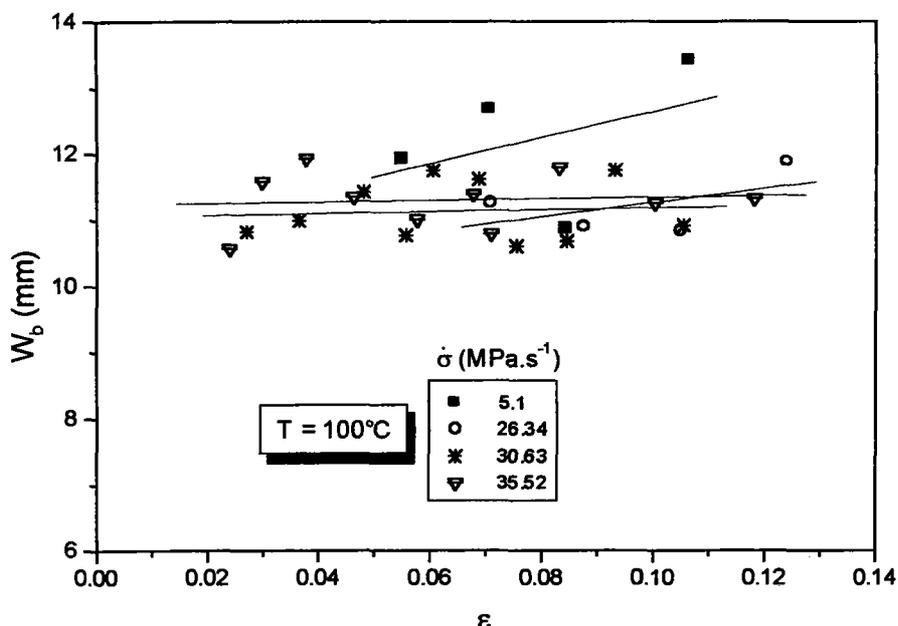


Figure IV-33

Evolution de la largeur de bande W_b au cours de la déformation à $T = 100^\circ\text{C}$ pour différentes vitesses de chargement $\dot{\sigma}$.

Pour une température T variant de 0°C à 60°C , les largeurs de bandes mesurées augmentent au cours de la déformation jusqu'à atteindre une valeur maximale de saturation. Cette tendance est en bon accord avec les résultats de Dablij [55] obtenus à l'ambiante sur le même alliage que celui de la présente étude. Par contre, à $T = 100^\circ\text{C}$, les largeurs de bandes évoluent peu avec la déformation et restent pratiquement constantes. Cette tendance est en bon accord avec les résultats de Blanc [62] obtenus dans son étude sur un acier inoxydable austénitique. Toutefois, les valeurs de W_b mesurées par Dablij [55] sont beaucoup plus grandes que celles trouvées dans la présente étude, alors que celles mesurées par Blanc [62] sont plus faibles que les nôtres. Quant à Bakir [69], il a trouvé que W_b augmente ou diminue avec la déformation selon le domaine de température et de vitesse de chargement considéré.

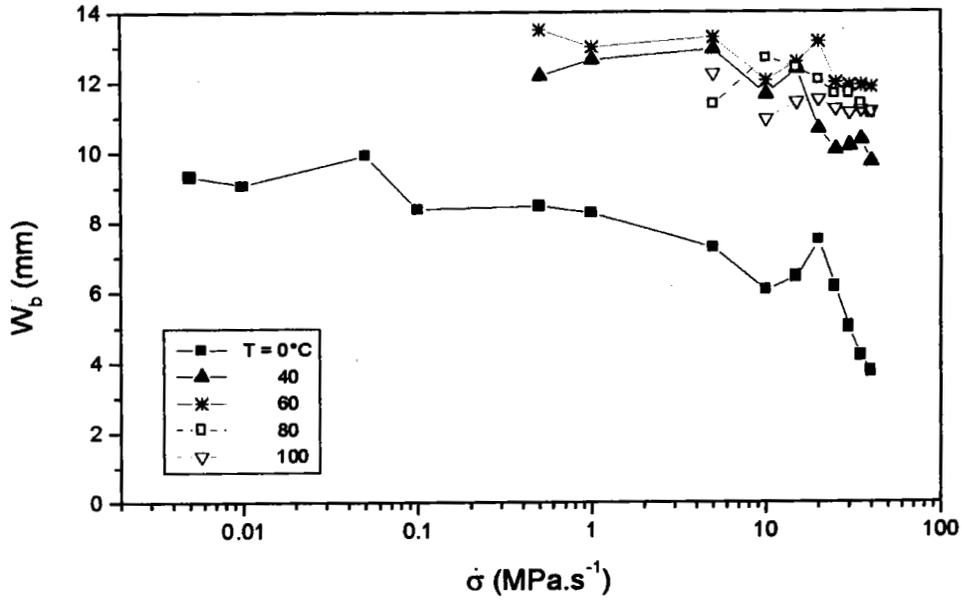


Figure IV-34

Variations de la largeur moyenne de bandes W_b en fonction de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ pour différentes températures d'essai.

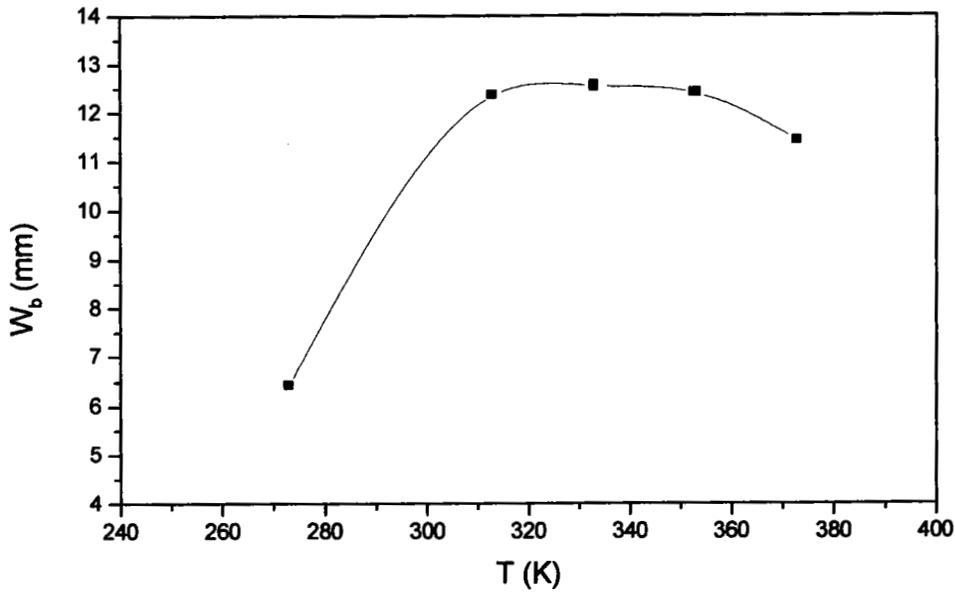


Figure IV-35

Influence de la température sur la largeur moyenne de bandes à $\dot{\sigma} = 15 \text{ MPa.s}^{-1}$.

La figure IV-34 montre que la largeur moyenne de bandes diminue lorsque la vitesse de contrainte augmente quelle que soit la température d'essai. Les valeurs moyennes de W_b étant déterminées pour des déformations $\epsilon > 5\%$. Ces résultats sont qualitativement en bon accord avec les résultats de Dablij [55]. Cependant, ils sont différents des résultats de Bakir [69] où W_b peut augmenter ou diminuer avec la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$.

La température a une influence importante sur la largeur moyenne de bandes. En effet, on observe, à vitesse de contrainte fixée, une augmentation de la largeur de bandes lorsque la température augmente jusqu'à 60°C. Par contre, au delà de cette température, la largeur de bandes diminue légèrement (figure IV-35).

IV-IV. 5. Profil des bandes

La forme des paliers sur les courbes contrainte-déformation influe énormément sur les caractéristiques des bandes associées à ces paliers. Ainsi, on distingue quatre types de profils des bandes **a**, **b**, **c** et **d** comme l'indique la figure IV-36.

Le cas **a** caractérisé par une large étendue de la partie avale et correspond à une traînée de déformation plastique très importante. Cette dernière correspond à la remobilisation progressive de la dislocation qui draine une atmosphère de solutés pendant un court instant.

Le cas **b** correspond à des bandes ayant un profil de déformation presque symétrique et une zone centrale à pente quasiment constante traduisant une propagation de bande à vitesse constante.

Le cas **c** se traduit par des bandes à double aval qui ont été ralenties au cours de leur propagation sans être arrêtées complètement.

Le cas **d** représente des bandes ayant un profil de déformation symétrique. Ce type de bandes est le plus souvent observé.

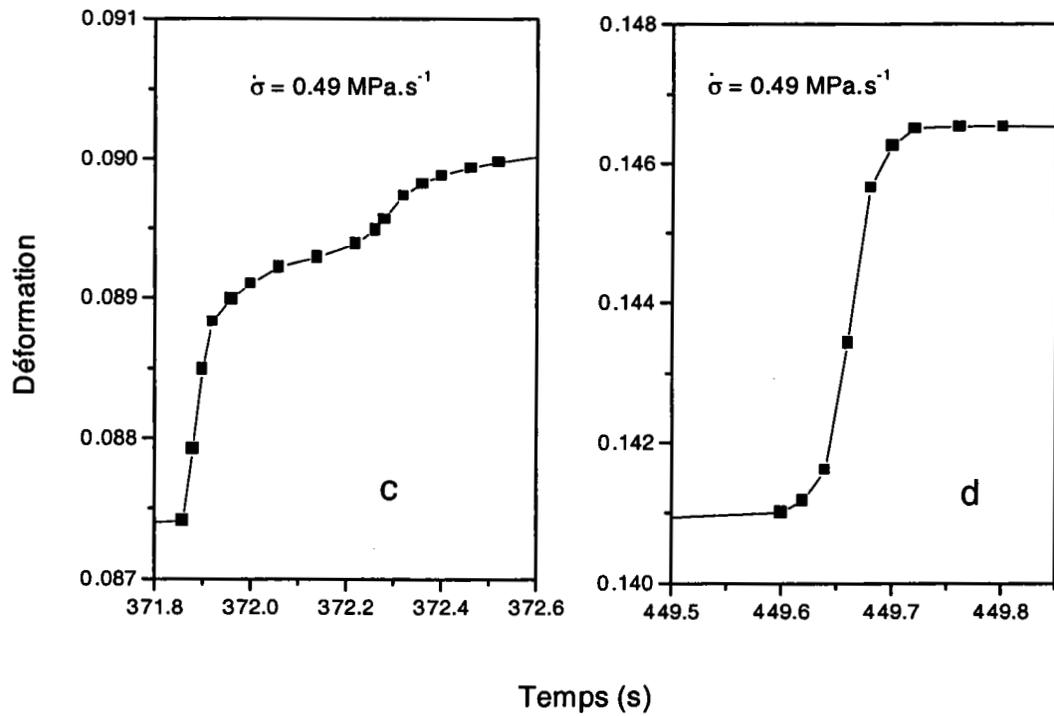
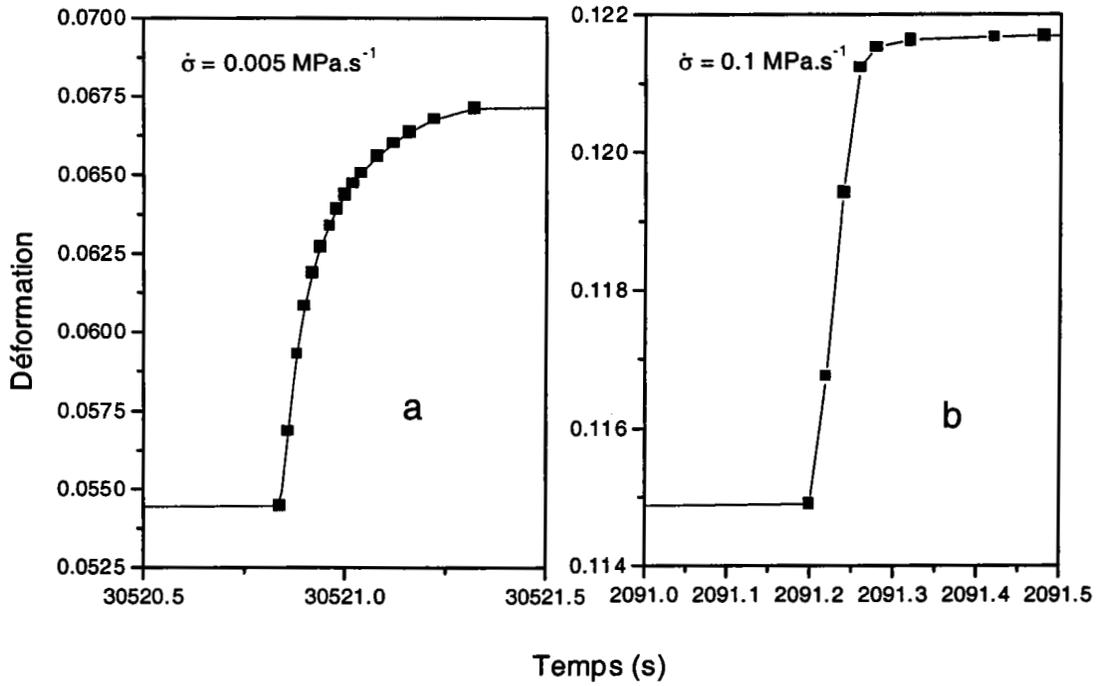


Figure IV-36

Exemples d'évolution de la déformation au cours du temps à $T=0^{\circ}\text{C}$ lors du passage des bandes PLC pour différentes vitesses de chargement.

IV-6 CONCLUSION

Le domaine d'existence du phénomène PLC, présenté dans un diagramme $\log \dot{\sigma} - 1/T$, tend à se refermer pour les hautes températures et les grandes vitesses de chargement comme dans le cas d'une machine dure.

L'évolution de la déformation critique ε_c en fonction de la vitesse de contrainte $\dot{\sigma}$ présente les deux comportements normal et inverse pour des températures d'essai T comprises entre 0°C et 80°C . Par contre, à partir d'une température d'essai de 100°C , ε_c reste quasiment constante et diminue légèrement aux vitesses $\dot{\sigma}$ très élevées.

Les vitesses de déformation $\dot{\varepsilon}_b$ et les déformations contenues dans les bandes $\Delta\varepsilon_b$ évoluent de la même manière en fonction de la déformation de l'éprouvette ε . Elles augmentent au cours de la déformation quelles que soient la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ et la température d'essai T . Cependant, leurs variations avec $\dot{\sigma}$, à déformation fixe, présentent une décroissance de celles-ci pour les faibles vitesses de contrainte et une augmentation pour les vitesses de contrainte élevées quelle que soit la température d'essai.

Les vitesses de propagation et les largeurs des bandes présentent les mêmes tendances. D'une part, elles augmentent au cours de la déformation jusqu'à une valeur de saturation, cette évolution est moins marquée à haute température ($T=100^\circ\text{C}$) où ces deux quantités restent pratiquement constantes dès le début de la déformation. D'autre part, les variations de leurs valeurs moyennes avec la vitesse de contrainte présentent une décroissance lorsque $\dot{\sigma}$ croît. L'influence de la température d'essai sur ces dernières quantités, à vitesse de contrainte fixée, se traduit par une augmentation de $\dot{\varepsilon}_b$ et W_b jusqu'à 60°C , puis au delà de cette valeur une légère diminution se manifeste.

CHAPITRE V : DISCUSSION DES RESULTATS

V-1 INTRODUCTION	119
V-2 MACHINE DURE	119
V-2. 1. Domaine d'existence du phénomène (PLC) et types de décrochements	119
V-2. 2. Chutes de contrainte	121
V-2. 3. Temps de rechargement	122
V-2. 4. Variations des déformations critiques.....	125
V-3 MACHINE MOLLE	125
V-3. 1. Comparaison entre les caractéristiques des bandes PLC	125
V-3. 1. 1. Déformation contenue dans la bande et déformation critique.....	125
V-3. 1. 2. Vitesses de déformation et déformations contenues dans la bande.....	126
V-3. 1. 3. Vitesses de propagation et largeurs de bandes	127
V-3. 2. Effet du polissage sur la vitesse de propagation des bandes PLC.....	129
V-4 COMPARAISON ENTRE MODELES ET EXPERIENCE	130
V-4. 1. Modèle de Hähner	130
V-4. 2. Modèle de Bréchet et Estrin.....	131
V-4. 3. Modèle de Kubin et Estrin.....	134
V-4. 4. Modèle spatio-temporel de Hähner.....	137

CHAPITRE V

DISCUSSION DES RESULTATS

V-1 INTRODUCTION

Nous allons discuter dans ce chapitre les résultats importants concernant les différentes caractéristiques du phénomène PLC étudiées sur machine dures et molle. En particulier, nous nous intéresserons aux mécanismes de déformation en relation avec le domaine d'existence de l'effet PLC, ainsi qu'aux variations des chutes de contrainte, des temps de rechargement et des déformations critiques dans le cas de machine dure. Pour la machine molle, nous comparerons les caractéristiques des bandes PLC et nous mettrons en évidence l'effet de l'état de surface des éprouvettes sur la vitesse de propagation des bandes PLC. Enfin, nous comparerons nos résultats expérimentaux aux prévisions de quelques modèles théoriques.

V-2 MACHINE DURE

V-2. 1. Domaine d'existence du phénomène (PLC) et types de décrochements

L'ensemble des essais de traction réalisés sur machine dure nous ont permis d'explorer un large domaine température – vitesse de déformation : $0^{\circ}\text{C} \leq T \leq 130^{\circ}\text{C}$ et $7.05 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1} \leq \dot{\epsilon} \leq 0.1 \text{ s}^{-1}$. Ainsi, dans le système de coordonnées : $\log \dot{\epsilon} - 1/T$, on constate d'une part que le domaine d'existence de l'effet PLC se referme aux hautes températures et grandes vitesses de déformation, et d'autre part on peut distinguer trois régions notées : zone T, zone F et zone PLC comme l'indique la figure V-1.

Dans la zone T, appelée zone de traînage et correspondant au domaine "hautes températures - faibles vitesses de déformation", les courbes de traction sont lisses car la déformation est en régime de traînage des dislocations.

Dans la zone F, appelée zone de friction et relative au domaine "faibles températures - grandes vitesses de déformation", les courbes de traction y sont également lisses. Le mécanisme microscopique de déformation associé à cette zone macroscopiquement homogène est la friction des dislocations. En effet, dans ces conditions de température et de vitesse de déformation, les atomes d'impuretés, peu mobiles par rapport aux dislocations, augmentent la friction de réseau dans les plans de glissement des dislocations.

Dans la zone centrale, appelée zone PLC, les courbes de traction présentent des hétérogénéités macroscopiques de type PLC en raison de l'alternance des deux régimes de déformation : le traînage et la friction.

Lorsque la température diminue et que l'on s'approche de la frontière entre la zone PLC et la zone de friction, la diffusion des atomes de soluté vers les dislocations immobiles puis vers les dislocations mobiles temporairement arrêtées aux obstacles devient de plus en plus difficile. Par conséquent, la concentration des atomes de solutés, dans le champ des dislocations, devient de plus en plus faible favorisant ainsi le régime de friction et réduisant l'effet de traînage. Au voisinage de cette frontière, la vitesse moyenne des dislocations pratiquement libres de tout nuage d'impuretés sera très importante et leur ancrage n'est que partiel. Le vieillissement qui se produit pendant la remise en charge est peu actif et ne produit que de faibles décrochements. L'effet PLC se manifeste par une seule bande qui traverse l'éprouvette, ce qui explique la prédominance des décrochements de type A dans cette zone (figure V-1).

Dans le domaine de hautes températures et faibles vitesses de déformation et au voisinage de la frontière séparant la zone T et la zone PLC, la majorité des dislocations est en régime de traînage d'atmosphères et l'effet de friction devient faible. Les atmosphères de traînage se développent plus facilement en raison de l'activation thermique. Lors de la remise en charge, le front de la bande est épinglé en raison du vieillissement rapide et ne peut se déplacer que par arrachement des points d'épingleage. Ainsi, plusieurs bandes PLC peuvent s'initier en tout point du corps de l'éprouvette, se déplacer rapidement, disparaître facilement dès la rencontre d'un obstacle pour réapparaître de nouveau dans une autre section de l'éprouvette et parcourir rarement tout le fût de l'éprouvette. Ce qui se traduit par la présence des bandes de type C dans cette région du domaine PLC (figure V-1).

Au milieu de la zone PLC, les bandes sont plus régulières et traversent la totalité du fût de l'éprouvette. Les effets de traînage et de friction apparaissent alternativement pendant la propagation des bandes et la période de rechargement. Ceci se traduit par la prédominance des décrochements de type B dans cette région du domaine (figure V-1).

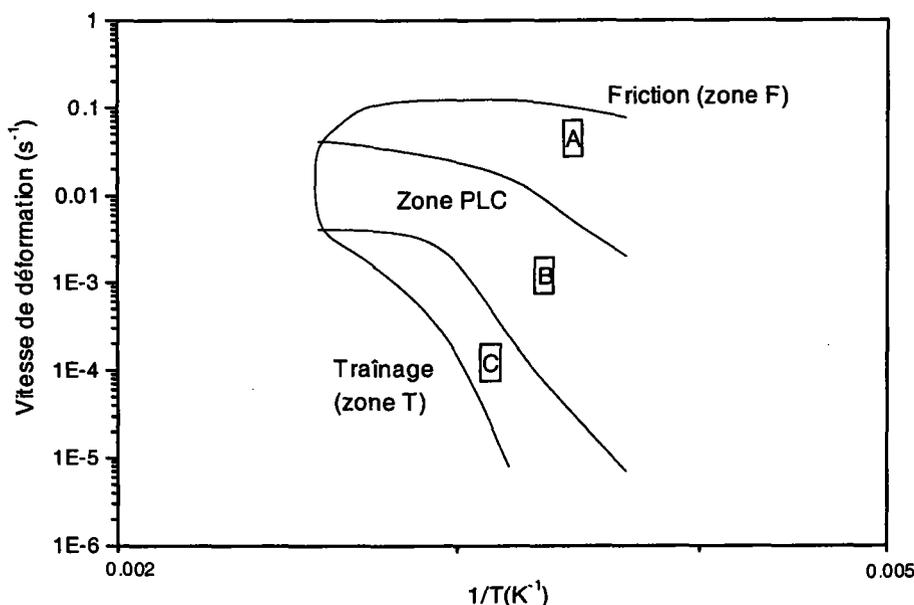


Figure V-1

Domaine d'existence des différents types de décrochements de l'effet PLC dans un diagramme $\log \dot{\epsilon} - 1/T$.

V-2. 2. Chutes de contrainte

L'étude consacrée aux décrochements nous a révélé une croissance de l'amplitude des chutes de contrainte $\Delta\sigma$ au cours de la déformation et une tendance en général vers une valeur maximale de saturation. Par conséquent, l'aspect des bandes PLC tend à stagner après qu'une faible déformation soit atteinte. D'autre part, nous avons pu constater une décroissance de l'amplitude moyenne des chutes de contrainte à la saturation (pour $\varepsilon \geq 15\%$) en fonction de la vitesse de déformation pour différentes températures d'essai (figure V-2). Ce résultat est en bon accord avec les prévisions du processus de vieillissement dynamique pour lesquelles l'amplitude $\Delta\sigma$ augmente lorsque le temps de vieillissement croît, autrement dit quand la vitesse de déformation diminue. En effet, lorsque la vitesse de déformation diminue, le temps de vieillissement devient plus important et permet donc une augmentation du nombre des atomes de solutés qui diffusent vers les dislocations. Ensuite, ces valeurs moyennes de $\Delta\sigma$ à la saturation ont été ajustées suivant deux droites de pentes distinctes : la première varie de (-0.2) à (-1/3) et correspond au domaine de faibles vitesses de déformation alors que la deuxième est proche de (-2/3) et correspond au domaine de vitesses de déformation élevées. Ces deux pentes, (-1/3) et (-2/3), sont prévues respectivement par les mécanismes de "pipe-diffusion" et de diffusion en volume. En effet, dans le domaine de grandes vitesses de déformation, pendant un temps t , les atomes de solutés à une distance R peuvent diffuser vers les dislocations arrêtées. Pour des temps suffisamment courts, la distance de diffusion R croît proportionnellement à $t^{1/3}$. La concentration de solutés épinglés par les dislocations immobiles est proportionnelle à R^2 , c'est-à-dire $\dot{\varepsilon}^{-2/3}$, ceci explique la valeur (-2/3) obtenue à partir des courbes $\log \Delta\sigma_s - \log \dot{\varepsilon}$. Par contre, dans le domaine de faibles vitesses de déformation, les atomes de solutés se déplacent le long des dislocations et diffusent suivant un segment de droite proportionnel à R . La concentration en soluté proportionnelle cette fois-ci à $\dot{\varepsilon}^{-1/3}$ explique la valeur (-1/3). La rupture de pente des courbes $\log \Delta\sigma_s - \log \dot{\varepsilon}$ évolue avec la température jusqu'à $T=60^\circ\text{C}$ et coïncide avec la vitesse de déformation minimale $\dot{\varepsilon}_{\min}$ pour laquelle la transition du comportement inverse au comportement normal des courbes $\varepsilon_c - \dot{\varepsilon}$ s'effectue. Par contre, à partir de $T=80^\circ\text{C}$ où la vitesse de déformation critique minimale devient relativement grande et le type de décrochement qui lui correspond devient principalement de type A, il n'y a pas de transition qui apparaît en raison de la disparition de la droite de pente (-1/3).

La figure V-2 montre également l'influence de la température d'essai sur les valeurs moyennes des chutes de contrainte à la saturation. En effet, lorsque la température augmente, la diffusion des atomes de solutés dont la concentration sur les dislocations est directement proportionnelle à la chute de contrainte, conduit, à $\dot{\varepsilon}$ fixée, à une augmentation des valeurs de chutes de contrainte. D'autre part, lorsque la température d'essai augmente, la droite de pente (-1/3) tend à se rétrécir jusqu'à disparaître et céder la place à la seule droite de pente (-2/3), surtout à partir de 80°C . En conséquence, la diffusion en volume est favorisée aux hautes températures puisque l'effet PLC apparaît à des vitesses de déformation de plus en plus élevées, lorsque la température d'essai augmente.

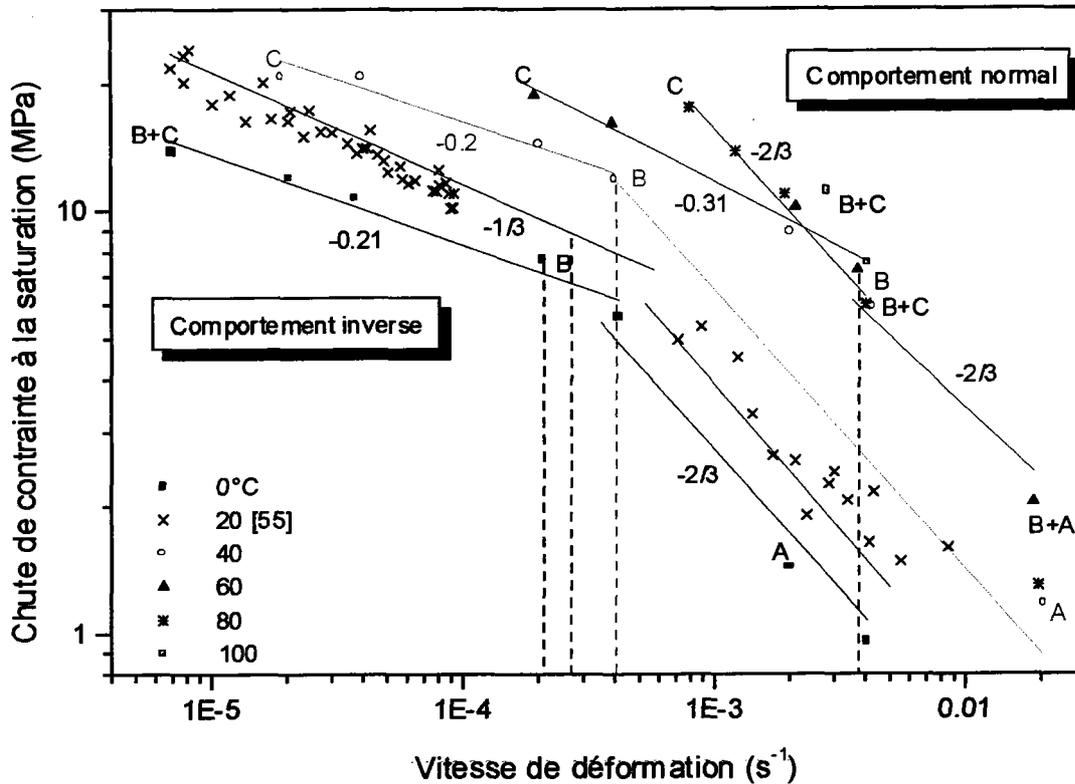


Figure V-2

Evolution des valeurs moyennes des chutes de contrainte à la saturation en fonction de la vitesse de déformation à différentes températures d'essai.

V-2. 3. Temps de rechargement

Le passage de chaque bande PLC provoque un durcissement du matériau et nécessite un niveau de contrainte plus élevé pour assurer la formation de la bande suivante. La durée qui sépare deux bandes de déformation plastique successives correspond au temps de rechargement t_R .

L'examen des résultats expérimentaux montre que les variations de t_R et de $\Delta\sigma$ présentent des tendances similaires que ce soit en fonction de la déformation, la contrainte ou de la vitesse de déformation pour différentes températures d'essai. Ainsi, nous avons représenté sur la figure V-3 les variations de t_R en fonction de $\dot{\epsilon}$ pour différentes températures d'essai. Nous observons que t_R diminue d'une façon monotone avec $\dot{\epsilon}$. Si on considère que c'est le temps d'attente t_w qui détermine la vitesse des dislocations V , alors $V \approx l/t_w$ (l distance entre deux obstacles), et en utilisant la loi locale d'Orowan [107] qui exprime la vitesse de déformation en fonction de la densité locale de dislocations mobiles ρ_m , nous obtiendrons :

$$\dot{\epsilon} = \rho_m b V = \rho_m b \frac{l}{t_w} \Rightarrow t_w = \rho_m b \frac{l}{\dot{\epsilon}}$$

avec b le vecteur de Burgers. Si on considère de plus que le temps d'attente des dislocations devant les obstacles t_w correspond à t_R , alors l'équation précédente prévoit l'allure de la figure V-3.

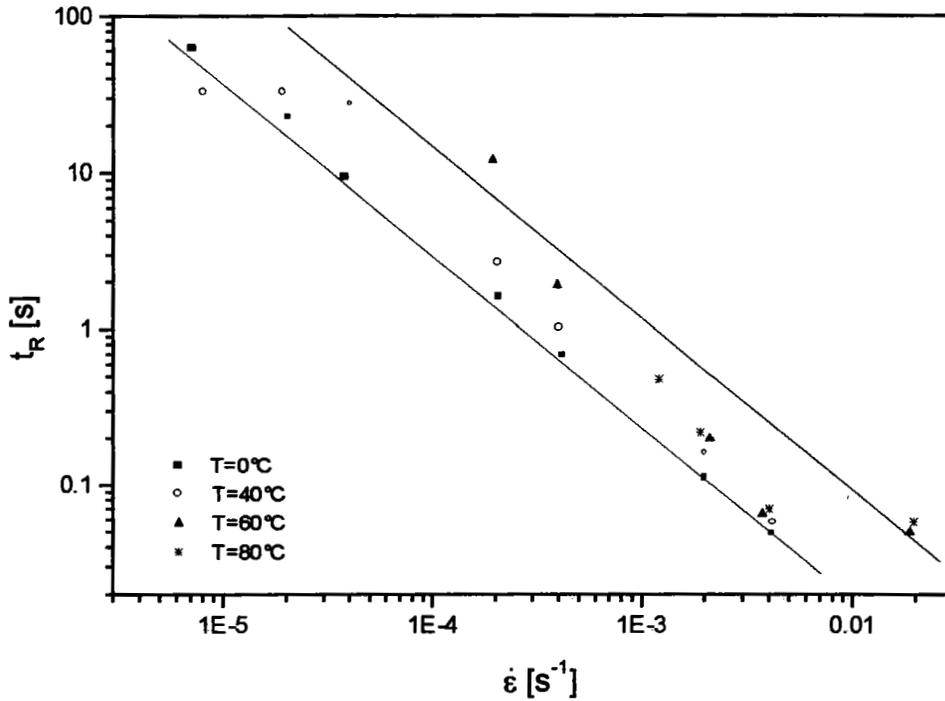


Figure V-3
Variations du temps de rechargement avec la vitesse de déformation à différentes températures d'essai.

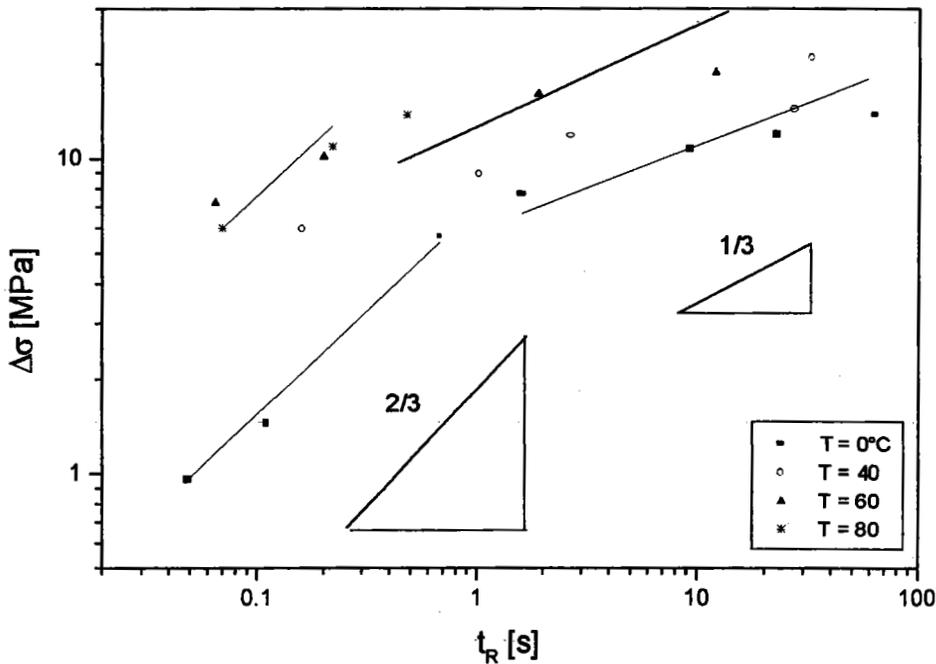


Figure V-4
Evolution de la chute de contrainte moyenne en fonction du temps de rechargement moyen à différentes températures d'essai.

D'autre part, nous avons représenté sur la figure V-4 l'évolution de la chute de contrainte moyenne $\Delta\sigma$ en fonction de t_R moyen pour différentes températures. Ces courbes présentent deux domaines qui suivent chacun une loi en puissance de la forme $\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 t_R^n$, avec l'exposant n qui passe d'une valeur de $2/3$ dans le domaine de faibles t_R à une valeur de $1/3$ lorsque t_R devient grand (domaine de faibles vitesses de déformation). Ce résultat est cohérent avec ceux obtenus par Pink et al. [58,106] pour des bandes de type A dans un alliage d'aluminium 7020. De plus, si on adopte l'expression de la concentration en solutés C_s sur les dislocations pendant le temps d'arrêt t_w , proposée par Cottrell et Bilby [4] : $C_s = C_0 (K D t_w)^{2/3}$, où C_0 est la concentration en soluté dans l'alliage, D la constante de diffusion et K une constante qui dépend de l'énergie de liaison soluté-dislocation, et en admettant que le temps d'attente des dislocations devant les obstacles t_w correspond à t_R et que la chute de contrainte $\Delta\sigma$ est proportionnelle à C_s , on peut prévoir une pente $n=2/3$ sur les courbes $\Delta\sigma = f(t_R)$ dans le domaine de vitesses de déformation élevées. La relation de Cottrell et Bilby [4] n'est valable que pour les faibles temps de vieillissement. En effet, des études récentes [56,57] ont montré que la valeur $n=1/3$, correspondant au domaine de faibles vitesses de déformation, concordait mieux avec les mesures expérimentales.

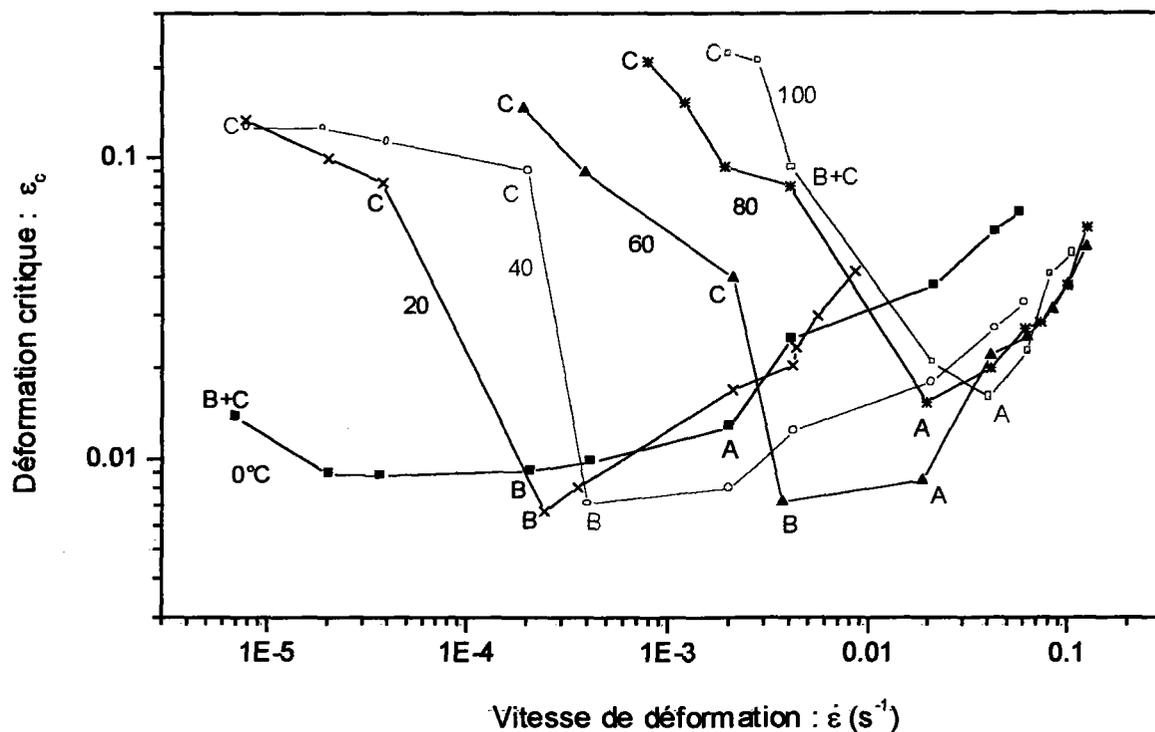


Figure V-5

Evolution des déformations critiques en fonction de la vitesse de déformation pour différentes températures d'essai.

V-2. 4. Variations des déformations critiques

La figure V-5 montre l'influence de la vitesse de déformation sur les déformations critiques pour différentes températures d'essai. Nous constatons que l'alliage étudié présente un comportement normal dans le domaine de vitesses de déformation élevées et un comportement inverse dans le domaine de faibles vitesses. Ce dernier est moins prononcé aux faibles températures, en l'occurrence à $T=0^{\circ}\text{C}$. En effet, lorsque la température diminue, il y a de moins en moins d'effets de précipitation et les atomes de solutés tendent à diffuser vers les dislocations mobiles favorisant ainsi la prédominance du comportement normal. Par contre, lorsque la température d'essai augmente, il y a davantage de précipitation. Ceci se traduit par un retard d'apparition de l'effet PLC et un rétrécissement de la branche ascendante.

Pour des températures comprises entre 0°C et 60°C , les minimums des courbes $\varepsilon_c = f(\dot{\varepsilon})$ correspondant à des décrochements de type B, restent relativement au même niveau mais se décalent vers les vitesses de déformation élevées lorsque la température d'essai croît. Tandis qu'à partir de $T=80^{\circ}\text{C}$, ces minimums se décalent aussi vers le haut et correspondent à des décrochements de type A lorsque la température augmente.

V-3 MACHINE MOLLE

V-3. 1. Comparaison entre les caractéristiques des bandes PLC

V-3. 1. 1. Déformation contenue dans la bande et déformation critique

La figure V-6 représente à la fois les évolutions de la déformation contenue dans la bande $\Delta\varepsilon_b$ et des déformations critiques ε_c en fonction de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}$ pour $\varepsilon = 10\%$ et pour différentes températures d'essai. Pour la clarté de la figure, nous avons représenté seulement les variations pour trois températures d'essai : 0°C (domaine des faibles températures), 60°C (domaine des températures intermédiaires) et 100°C (domaine des hautes températures). Nous constatons qu'il y a une similitude entre les variations de ε_c et $\Delta\varepsilon_b$. Notamment, la transition entre les comportements normal et inverse de la déformation critique est également constatée pour la déformation contenue dans la bande et se manifeste presque à la même vitesse de contrainte pour chaque température d'essai. De même, la disparition du comportement normal de ε_c à $T=100^{\circ}\text{C}$ est présente pour $\Delta\varepsilon_b$. D'autre part, nous remarquons que les pentes relatives aux branches descendantes de $\Delta\varepsilon_b$ sont moins importantes que celles relatives au comportement inverse de ε_c ; par contre, les pentes relatives aux branches ascendantes demeurent approximativement égales.

La corrélation entre les tendances de ε_c et $\Delta\varepsilon_b$ n'est pas surprenante. En effet, ε_c représente la déformation pour laquelle le phénomène PLC apparaît, c'est-à-dire lorsqu'une bande de déformation, contenant une quantité de déformation $\Delta\varepsilon_b$, très importante, s'initie soudainement et se propage le long de l'échantillon.

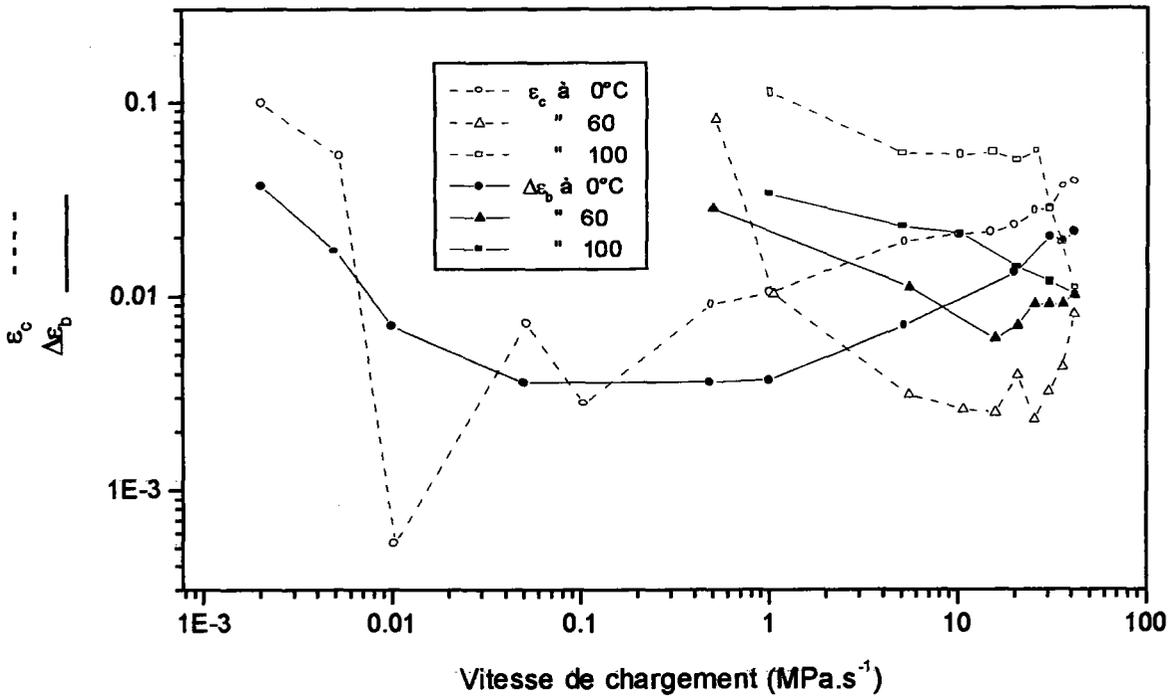


Figure V-6

Comparaison entre les variations de $\Delta\epsilon_b$ et ϵ_c en fonction de $\dot{\sigma}$ pour $\epsilon = 10\%$ et pour différentes températures d'essai.

V-3. 1. 2. Vitesses de déformation et déformations contenues dans la bande

Les résultats expérimentaux du chapitre IV montrent une certaine similitude dans les variations respectives de $\Delta\epsilon_b$ et $\dot{\epsilon}_b$ vis-à-vis de ϵ , $\dot{\sigma}$ et de T . Aussi, pour confirmer cette constatation, nous avons représenté les variations de $\dot{\epsilon}_b$ en fonction de $\Delta\epsilon_b$ pour différentes vitesses de chargement et de températures et pour un taux de déformation $\epsilon = 10\%$ (figure V-7). Nous remarquons que $\dot{\epsilon}_b$ croît d'une manière quasi-linéaire avec $\Delta\epsilon_b$ quelque soit la température de l'essai. Toutefois, nous pouvons noter une certaine augmentation de la pente relative aux variations de $\dot{\epsilon}_b = f(\Delta\epsilon_b)$ lorsque la température croît de 0°C à 60°C ; par contre cette pente reste quasiment constante entre 60°C et 100°C .

D'autre part, pour expliquer cette similitude, Dablij [55] a tenté d'établir une relation entre ces deux variables $\dot{\epsilon}_b$ et $\Delta\epsilon_b$ sachant qu'une bande PLC est repérée par l'indice i :

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon_b^i &= \int_{t_j^i}^{t_{j+1}^i} \dot{\epsilon}_b^i dt \approx \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{n-1} (\dot{\epsilon}_{j+1}^i + \dot{\epsilon}_j^i) (t_{j+1}^i - t_j^i) \\ &= \dot{\epsilon}_b^i \sum_{j=1}^{n-1} \frac{(\dot{\epsilon}_{j+1}^i + \dot{\epsilon}_j^i) (t_{j+1}^i - t_j^i)}{2\dot{\epsilon}_b^i} \end{aligned}$$

où n désigne le nombre de points enregistrés par le système d'acquisition lors du passage d'une bande, t_d et t_f représentent respectivement les instants de début et de fin de propagation de la bande. Enfin, si nous remplaçons la quantité $\sum_{j=1}^{n-1} (\dot{\varepsilon}_{j+1}^i + \dot{\varepsilon}_j^i)(t_{j+1}^i - t_j^i) / 2\dot{\varepsilon}_b^i$ par un terme α^i , il vient que : $\Delta\varepsilon_b^i = \alpha^i \dot{\varepsilon}_b^i$. Comme le nombre de points d'enregistrement lors de passage d'une bande ainsi que l'intervalle de temps entre deux mesures sont quasi-indépendants de la bande, alors le coefficient α^i reste quasi-constant pour toutes les bandes. Ainsi, ce facteur de proportionnalité α^i explique la similitude observée entre les variations de $\dot{\varepsilon}_b$ et $\Delta\varepsilon_b$. Cette similitude a été également observée dans les résultats expérimentaux obtenus par Karimi [49] sur un acier inoxydable austénitique, dans ceux de Bakir [69] sur un alliage d'aluminium-magnésium et plus récemment dans les résultats de Thévenet [108] sur un alliage d'aluminium de la série 7000.

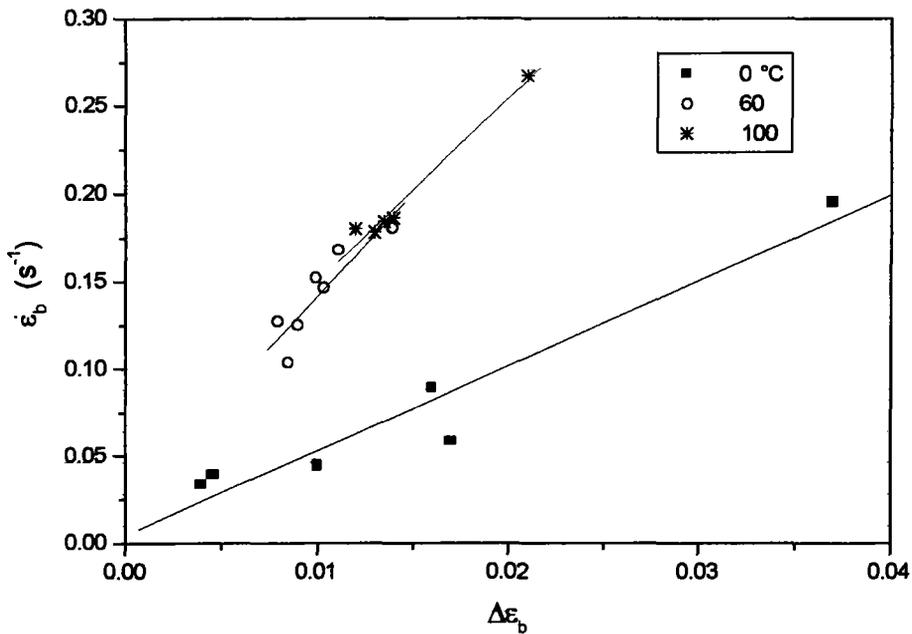


Figure V-7

Variations de la vitesse de déformation dans la bande en fonction de la déformation contenue dans la bande à différentes températures et vitesses de contrainte pour $\varepsilon = 10\%$.

V-3. 1. 3. Vitesses de propagation et largeurs de bandes

Comme nous l'avons constaté au chapitre IV, les expériences montrent que la vitesse de propagation de bande \mathcal{G}_b et la largeur de bande W_b présentent pratiquement les mêmes variations en fonction de la déformation, de la vitesse de contrainte ou de la température. Pour mieux illustrer cette similitude, nous avons représenté graphiquement l'évolution de W_b en fonction de \mathcal{G}_b à différentes températures et vitesses de chargement pour $\varepsilon = 10\%$ (figure V-8). Cette similitude vient du fait que ces variables ne sont pas indépendantes. En effet, Blanc [62] s'est basé sur l'évolution de l'allongement en fonction du temps, mesuré par un extensomètre lors

du passage d'une bande, dans le cas d'une machine molle, pour établir une relation entre \mathcal{G}_b , W_b et la vitesse de déformation dans la bande $\dot{\epsilon}_b$. Ainsi, il a abouti à l'expression suivante :

$$W_b = \mathcal{G}_b (t_1 - t_0) \left[1 - \dot{\epsilon}_b \frac{(t_1 - t_0)}{2} \right]$$

t_0 correspond au temps où l'extensomètre commence à détecter la bande et t_1 le temps correspondant au début de la propagation de la bande entre les deux pointes de l'extensomètre. D'après nos résultats expérimentaux, le terme $[\dot{\epsilon}_b (t_1 - t_0)/2]$ représentant le déplacement subi par la première pointe de l'extensomètre lors du passage d'une bande PLC ne dépasse guère 5.10^{-3} et peut donc être négligé. L'expression précédente de W_b peut s'écrire alors comme suit :

$$W_b \approx \mathcal{G}_b (t_1 - t_0)$$

Cette expression finale est identique à celle que nous avons adoptée pour le dépouillement de nos résultats expérimentaux (voir chapitre II). Comme $(t_1 - t_0)$ varie peu avec la déformation et la vitesse de chargement lors des essais de traction, alors il est tout à fait plausible de s'attendre à des tendances similaires entre W_b et \mathcal{G}_b . D'autre part, la faible valeur de $(t_1 - t_0)$ (de l'ordre de 2.10^{-2} s) explique les faibles valeurs de largeur de bande.

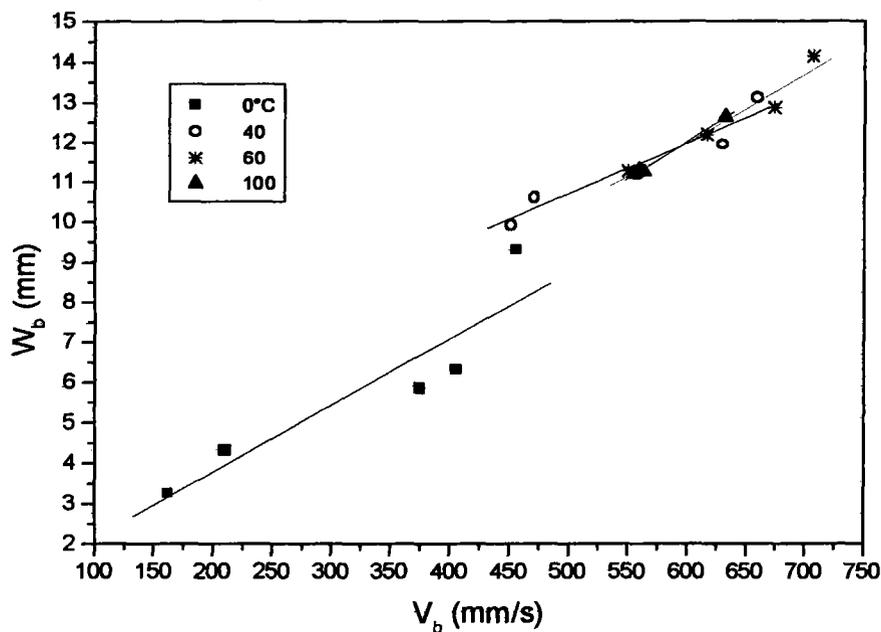


Figure V-8

Evolution de la largeur de bande en fonction de la vitesse de propagation de bande à différentes températures et vitesses de contrainte pour $\epsilon = 10\%$.

Comme nous l'avons mentionné au chapitre IV, l'ordre de grandeur des valeurs de \mathcal{G}_b obtenues est très différent de celui des résultats expérimentaux de la littérature [48,49,63,69,98], ceci peut être acceptable si on considère que ces auteurs n'ont pas utilisé le même alliage que le nôtre.

Cependant, la comparaison de nos résultats expérimentaux relatifs à ϑ_b avec ceux de Dablij [55] qui a utilisé le même alliage à l'ambiante, présente une grande différence. Nous allons expliquer cette différence dans le paragraphe suivant.

V-3. 2. Effet du polissage sur la vitesse de propagation des bandes PLC

Après l'analyse des résultats de Dablij [55], il s'est avéré que ce dernier a effectué les essais de traction sur des éprouvettes non polies. Quant à nos essais sur machine molle, ils ont été tous réalisés avec des éprouvettes polies. Ainsi, pour étudier l'effet du polissage sur la vitesse de propagation des bandes, plusieurs essais ont été effectués sur des éprouvettes polies et non polies dans les mêmes conditions expérimentales en température et vitesse de chargement. La figure V-9 illustre l'exemple de deux essais effectués à $\dot{\sigma} = 0.1 \text{ MPa.s}^{-1}$ et $T = 0^\circ\text{C}$, l'un sur une éprouvette polie et l'autre sur une éprouvette non polie. Les résultats de cette figure montrent clairement que la vitesse de propagation est beaucoup plus importante dans le cas d'essais sur des éprouvettes polies que dans le cas des éprouvettes non polies. Ceci peut être expliqué par le fait que le bon état de surface des éprouvettes polies permet aux bandes de déformation de se propager beaucoup plus facilement que dans le cas d'éprouvettes non polies qui présentent des rayures et des défauts géométriques susceptibles d'entraver la propagation des bandes PLC. Par conséquent, le mauvais état de surface des éprouvettes peut induire des erreurs dans les résultats concernant les caractéristiques de l'effet PLC.

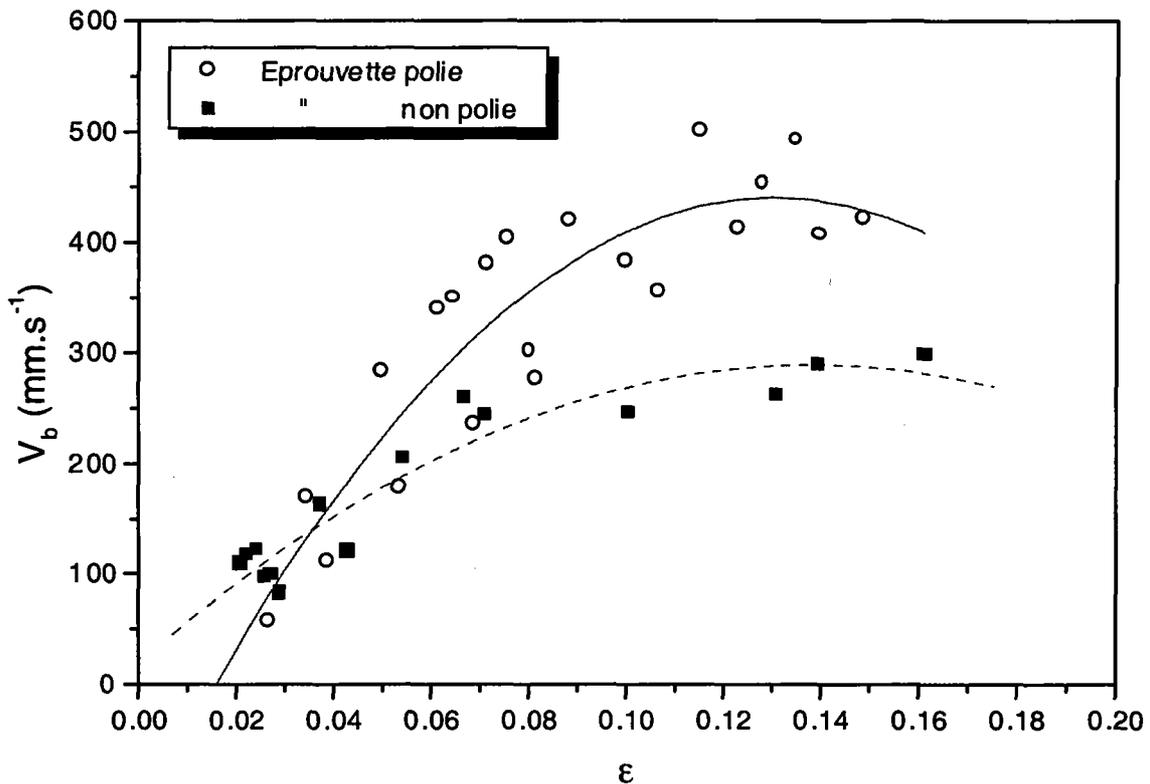


Figure V-9

Exemple montrant l'effet de polissage sur la vitesse de propagation de bandes.
(Essai réalisé à $\dot{\sigma} = 0.1 \text{ MPa.s}^{-1}$ et $T = 0^\circ\text{C}$).

V-4 COMPARAISON ENTRE MODELES ET EXPERIENCE

V-4. 1. Modèle de Hähner

Le modèle de Hähner, basé sur un critère d'instabilité plus général, permet de prévoir les déformations critiques associées à l'apparition de l'effet PLC et leurs évolutions en fonction de la vitesse de déformation et de la température (comportement inverse et normal). En supposant une augmentation linéaire de Ω avec ε , en effectuant certaines simplifications et en introduisant des variables adimensionnelles (pour plus de détails, voir le paragraphe I-2 5 du Chapitre I), Hähner obtient un critère dépendant de trois paramètres (m, B^*, Y) qui relie les caractéristiques mécaniques et l'évolution de Ω avec ε :

$$(1 + X)^3 \left(\exp[-X] - \frac{Y}{X} \right) = B^* - \frac{m}{X^*} (X - X^*) \quad (\text{V.1})$$

avec B^* et m des constantes, $Y = \frac{k_B T}{\Delta G}$ la capacité réciproque pour le vieillissement dynamique,

$X = \frac{\eta \Omega}{\dot{\gamma}}$ un temps d'attente et X^* le temps d'attente initial.

La figure V-10 compare les résultats obtenus par le modèle de Hähner pour différentes valeurs des paramètres (m, B^*, Y) avec les résultats expérimentaux des essais effectués sur machine dure. Nous constatons que la pente prévue par le modèle de Hähner, pour les comportements inverse et normal, est plus élevée que celle relative à nos résultats expérimentaux pour chaque température et les valeurs théoriques de la déformation critique sont trop importantes dans le domaine du comportement normal. Cependant, nous notons d'une part que les minimums des courbes expérimentale et théorique $\varepsilon_c = f(\dot{\varepsilon})$ sont relativement proches pour chaque température d'essai, et d'autre part à l'exception du petit plateau de faible pente caractérisant le début de l'évolution expérimentale de ε_c en fonction de $\dot{\varepsilon}$ surtout à $T=40^\circ\text{C}$, la courbe théorique coïncide avec la courbe expérimentale dans la partie relative au comportement inverse. De même pour $T=60^\circ\text{C}$, les mêmes tendances sont constatées avec un léger décalage de la courbe théorique vers les vitesses de déformation élevées. Par conséquent, nous affirmons que le modèle de Hähner prévoit bien le pic minimum de la déformation critique en fonction de la vitesse de déformation, toutefois les valeurs théoriques de la déformation critique atteignent des valeurs trop importantes par rapport aux valeurs expérimentales.

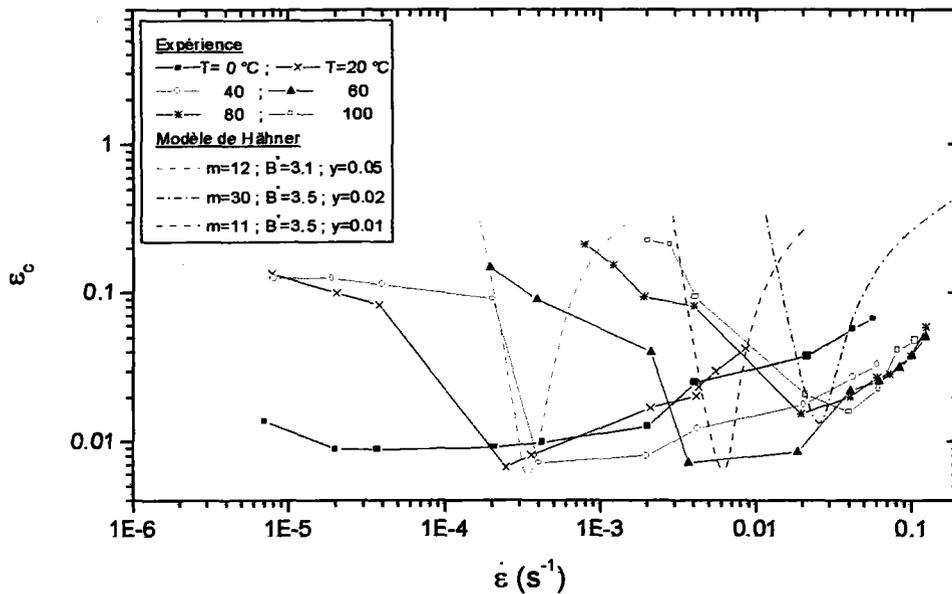


Figure V-10

Evolution de la déformation critique ε_c en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$. Comparaison entre les résultats expérimentaux sur machine dure et les prévisions du modèle de Hähner [100].

V-4. 2. Modèle de Bréchet et Estrin

Comme nous l'avions exposé au Chapitre I (voir I-2 4), Bréchet et Estrin [18] ont proposé un modèle basé sur la coexistence du vieillissement dynamique et la précipitation tant homogène qu'hétérogène, pour rendre compte du comportement inverse. La relation décrivant la variation de ε_c en fonction de $\dot{\varepsilon}$ est de la forme :

$$\varepsilon_c = \left(\frac{3}{2} \frac{S^0}{\beta C_m} \right)^{3/2} \left[\frac{\dot{\varepsilon} - (K I \gamma / S^0)}{\dot{\varepsilon} - (5/2) K I (C_p / C^0)} \right]^{3/2} \frac{\tau \dot{\varepsilon}}{\omega} \quad (\text{V.2})$$

La valeur de la vitesse de déformation minimale $\dot{\varepsilon}_{\min}$ correspondant au minimum de la déformation critique ε_c peut être calculée à partir de la dérivée par rapport à la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ de l'expression (V.2) :

$$\frac{d\varepsilon_c}{d\dot{\varepsilon}} = 0 \quad (\text{V.3})$$

Dans le cas où $\gamma / S^0 \ll 5 C_p / 2 C^0$, le comportement de ε_c n'est pas monotone et la valeur de $\dot{\varepsilon}_{\min}$ peut être calculée à l'aide de l'expression suivante :

$$\dot{\epsilon}_{\min} = \frac{25 K I C_p}{6 C^0} \quad (\text{V.4})$$

Les valeurs des différents paramètres de ce modèle utilisées lors des calculs numériques sont :

$$\begin{cases} S^0 = 3 \\ \beta C_m = 40 \\ \frac{\gamma}{S^0} = 0.1 \frac{C_p}{C^0} \end{cases} \quad \begin{cases} \tau = 3.1 s \\ \omega = 3.25 \times 10^{-2} \\ h_{\text{moy}} = 1500 \text{ MPa} \end{cases} \quad (\text{V.5})$$

Les figures V-11 et V-12 présentent respectivement les résultats expérimentaux sur machines dure et molle comparés aux prévisions du modèle de Bréchet-Estrin. Vu le nombre important des résultats expérimentaux obtenus, nous avons représenté, dans les deux cas de machines, deux courbes théoriques associées respectivement aux domaines de faibles et hautes températures afin que les comparaisons soient plus judicieuses. Les valeurs de la vitesse de déformation minimale utilisées dans le cas de machine dure lors des calculs numériques sont de l'ordre de $\dot{\epsilon}_{\min} = 2.10^{-4} s^{-1}$ pour le domaine de faibles températures et $\dot{\epsilon}_{\min} = 0.02 s^{-1}$ pour le domaine de hautes températures. Pour pouvoir faire la comparaison dans le cas de machine molle, nous avons utilisé la relation $\dot{\sigma} = h_{\text{moy}} \dot{\epsilon}$ où h_{moy} désigne le taux d'écroissage moyen. Lors des calculs numériques, la vitesse de chargement minimale correspondant au domaine de faibles températures est de l'ordre $\dot{\sigma}_{\min} = 0.03 \text{ MPa.s}^{-1}$ et celle relative au domaine de hautes températures est $\dot{\sigma}_{\min} = 15 \text{ MPa.s}^{-1}$.

Qualitativement, le modèle de Bréchet-Estrin prévoit les variations expérimentales de ϵ_c respectivement avec $\dot{\epsilon}$ dans le cas de machine dure et avec $\dot{\sigma}/h$ dans le cas de machine molle. Dans le cas de machine dure (figure V-11), le modèle de Bréchet-Estrin prévoit bien la branche ascendante de la courbe $\epsilon_c = f(\dot{\epsilon})$. En effet, les pentes des courbes théoriques et expérimentales sont quasiment identiques dans les domaines de faibles et hautes températures. Cependant, des écarts considérables subsistent entre les pentes théoriques et expérimentales relatives au domaine du comportement inverse dans les deux domaines de faibles et hautes températures d'essai. En particulier, la forte décroissance de ϵ_c avec $\dot{\epsilon}$ lorsque les effets de précipitation sont prépondérants n'est pas observée expérimentalement. Ceci laisse supposer que même dans le domaine de faibles vitesses de déformation le vieillissement dynamique joue encore un rôle non négligeable et coexiste avec la précipitation.

Dans le cas de machine molle (figure V-12), les pentes des courbes $\epsilon_c(\dot{\epsilon})$ théoriques et expérimentales présentent des différences relativement moins importantes dans le domaine de faibles températures. Toutefois, dans le domaine de températures élevées ces différences s'accroissent avec l'existence d'un décalage entre les courbes expérimentales et théoriques.

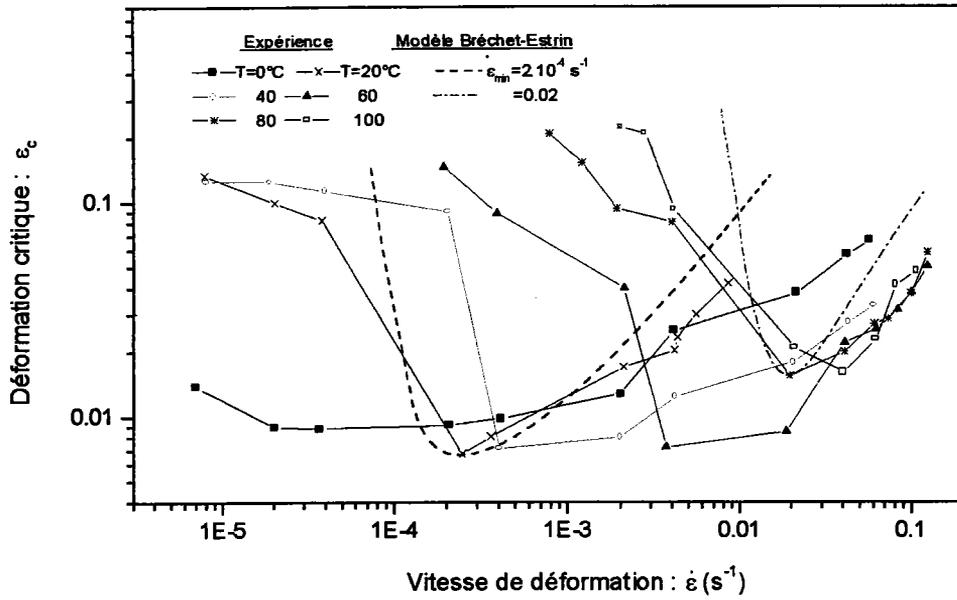


Figure V-11

Variations de la déformation critique ε_c en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$. Comparaison entre les résultats expérimentaux sur machine dure et les prévisions du modèle de Bréchet-Estrin [18].

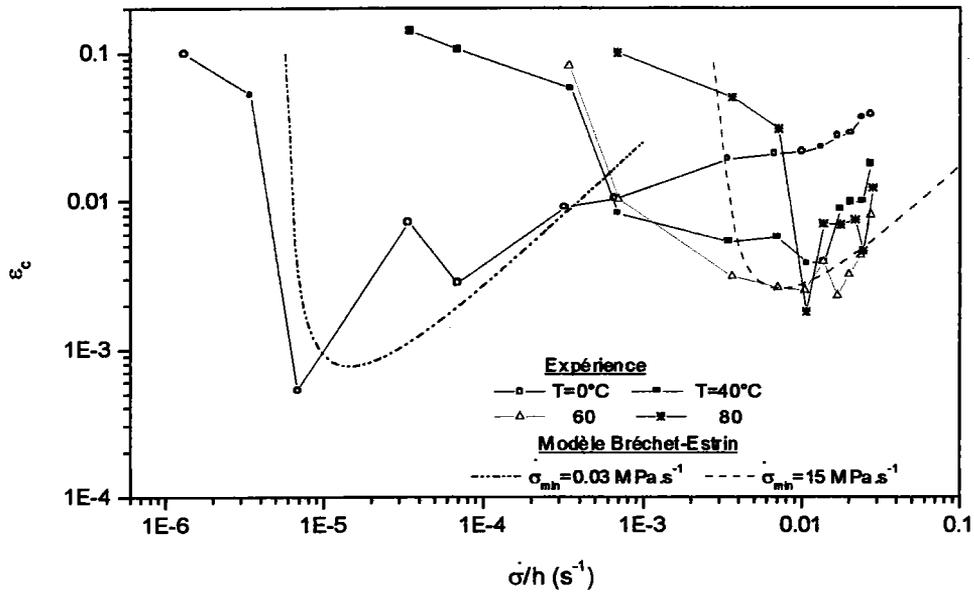


Figure V-12

Evolution de la déformation critique ε_c en fonction de la vitesse de chargement $\dot{\sigma}/h$. Comparaison entre les résultats expérimentaux sur machine molle et les prévisions du modèle de Bréchet-Estrin [18].

V-4. 3. Modèle de Kubin et Estrin

Pour déterminer les déformations critiques associées à l'effet PLC, Kubin et Estrin [12] ont proposé un modèle basé sur la sensibilité à la vitesse de déformation S (voir I-2 3). L'expression de S ainsi obtenue est la suivante :

$$S = S_0 - \frac{2}{3} \beta C_m X \exp(-X) \quad (\text{V.6})$$

$$\text{avec } X = \left(\frac{\Omega(\varepsilon)}{\tau \dot{\varepsilon}} \right)^{2/3} \text{ et } \Omega(\varepsilon) = b \frac{\rho_m}{\sqrt{\rho_f}}.$$

La détermination de la déformation élémentaire $\Omega(\varepsilon)$ nécessite la connaissance des densités de dislocations mobiles ρ_m et fixes ρ_f déduites à partir du système d'équations différentielles couplées suivant :

$$\begin{cases} \frac{d \rho_m}{d \varepsilon} = \frac{C_1}{b^2} - C_2 \rho_m - \left(\frac{C_3}{b} \right) \rho_f^{1/2} \\ \frac{d \rho_f}{d \varepsilon} = C_2 \rho_m + \left(\frac{C_3}{b} \right) \rho_f^{1/2} - C_4 \rho_f \end{cases} \quad (\text{V.7})$$

Pour l'évaluation numérique de ρ_m , ρ_f et Ω en fonction de la déformation ε , la définition des valeurs initiales des densités de dislocations et le choix des constantes du matériau qui interviennent dans les calculs sont :

$$\begin{cases} \rho_{mi} = 10^{10} \text{ m}^{-2} \\ \rho_{fi} = 10^{11} \text{ m}^{-2} \end{cases} \quad \begin{cases} \rho_{ms} = 5 \times 10^{13} \text{ m}^{-2} \\ \rho_{fs} = 10^{14} \text{ m}^{-2} \end{cases}$$

$$\begin{cases} b = 3 \times 10^{-10} \text{ m} \\ \lambda = 0.5 \\ \varepsilon_f = 0.1 \end{cases} \quad \begin{cases} S_0 = 3 \text{ MPa} \\ \beta C_m = 40 \text{ MPa} \\ \dot{\varepsilon} = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \end{cases}$$

Les valeurs des paramètres C_i sont déduites à l'aide des expressions suivantes :

$$\begin{cases} \frac{C_1}{b^2} = \frac{\rho_{fs}}{\varepsilon_f} & ; & C_2 = \frac{\lambda \sqrt{\rho_{fs}}}{b \rho_{ms}} C_3 \\ \frac{C_3}{b} = \frac{1}{\varepsilon_f} \frac{\sqrt{\rho_{fs}}}{1 + \lambda} & ; & C_4 = \frac{1}{\varepsilon_f} \end{cases} \quad (\text{V.8})$$

Les figures V-13 et V-14 montrent l'évolution de la sensibilité à la vitesse de déformation S avec la déformation pour différentes valeurs du temps de relaxation τ . La courbe de la figure V-13 obtenue pour un temps de relaxation de l'ordre de 5.55 s, estimé à partir du maximum de la déformation élémentaire $\Omega_{\max} = 3.69 \times 10^{-3}$, montre l'existence de deux domaines où S est négative : un premier très court n'excédant pas 1% de déformation suivi d'un second beaucoup plus long atteignant une déformation équivalente à celle de rupture de l'éprouvette. L'étude de l'influence du temps de vieillissement qui retarde l'apparition des instabilités PLC peut être déduite à partir de la variation du temps de relaxation pour la diffusion τ . La figure V-14 reproduit les variations de S pour différentes valeurs du temps de relaxation τ . Nous constatons ainsi que lorsque τ diminue, le domaine où S est positive devient de plus en plus important et l'apparition du deuxième domaine du PLC se décale vers des déformations très grandes. Ce résultat est cohérent du fait que la diminution de τ correspond à une augmentation du temps de vieillissement. D'autre part, les courbes $S(\varepsilon)$ obtenues numériquement et celles mesurées expérimentalement à l'aide d'essais réalisés avec changement de vitesses dans le Chapitre III (figures III-27 et III-28) ont des allures très proches hormis la partie ascendante du premier domaine de $S(\varepsilon)$ obtenue numériquement qui n'apparaît pas sur les courbes expérimentales. En effet, cette dernière correspond à de très faibles décrochements apparaissant sur les courbes de traction à des taux de déformation n'excédant pas 0.5% et dont on n'a pas tenu compte pour la détermination de $S(\varepsilon)$ expérimentale.

Le modèle de Kubin-Estrin prévoit une disparition progressive des instabilités PLC lorsque le temps de relaxation τ diminue. Toutefois, les résultats expérimentaux de Springer et Schwink [56] obtenus à partir d'une étude sur la variation de la concentration en soluté montrent une tendance inverse. En effet, l'augmentation de la concentration en soluté, équivalente à une diminution du temps de relaxation τ , devrait entraîner une apparition de l'effet PLC sur les courbes de traction à des déformations très faibles.

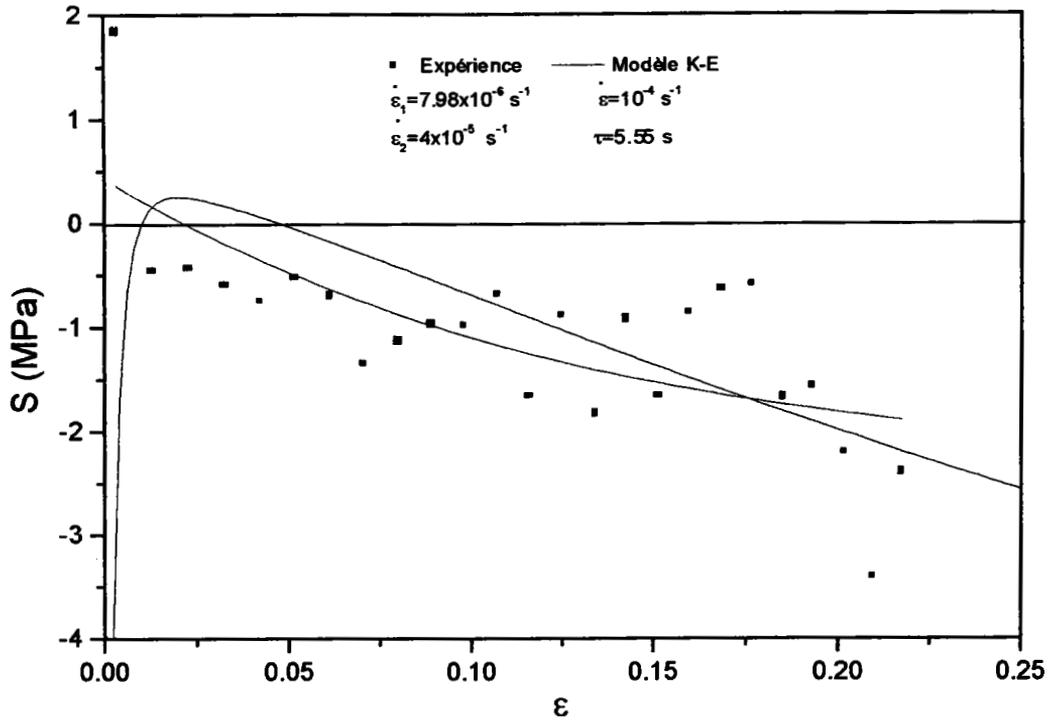


Figure V-13

Simulation numérique des variations de la sensibilité à la vitesse de déformation utilisant le modèle de Kubin-Estrin [12] comparée aux résultats expérimentaux.

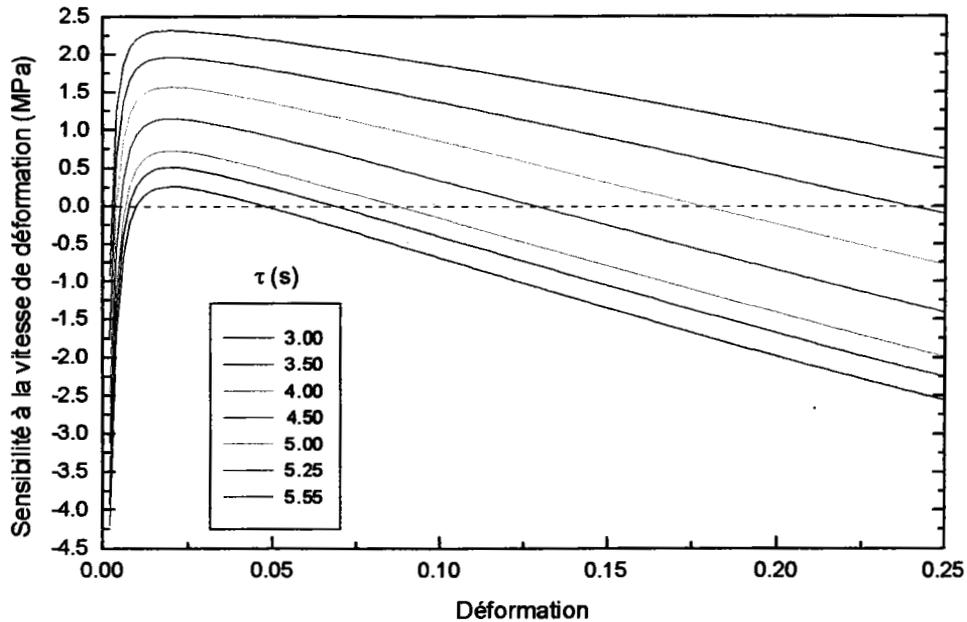


Figure V-14

Simulations numériques des variations de la sensibilité à la vitesse de déformation utilisant le modèle de Kubin-Estrin [12] à la vitesse $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et pour différentes valeurs de τ .

V-4. 4. Modèle spatio-temporel de Hähner

Les modèles non locaux de la littérature [30,33-35] qui tentent de modéliser la propagation des bandes PLC en faisant intervenir des variables d'espace dans leurs lois de comportement, prévoient des tendances totalement différentes. Ainsi, lorsqu'on tente de comparer les variations expérimentales de la vitesse de propagation des bandes v_b en fonction de la vitesse de contrainte $\dot{\sigma}$, avec les prévisions des différents modèles théoriques, il s'avère que seules les prévisions du modèle de Hähner [34,35] restent proches de nos résultats.

Pour déterminer la propagation des bandes Hähner s'est basé sur un traitement phénoménologique du vieillissement dynamique. Il a proposé un mécanisme reposant sur l'incompatibilité des contraintes pour aboutir à une expression donnant la vitesse de propagation des bandes dans le cas d'essais effectués à vitesse de contrainte constante :

$$v_b = \frac{[G \dot{\epsilon}_2 (h \dot{\epsilon}_2 - \dot{\sigma})]^{1/2} d}{f(\dot{\epsilon}_2)} \quad (\text{V.9})$$

La figure V-15 représente les variations expérimentales de v_b en fonction de $\dot{\sigma}$ pour différentes températures d'essai, comparées à celles prévues par le modèle de Hähner. En ajustant les valeurs de $\dot{\epsilon}_2$ et $f(\dot{\epsilon}_2)$, on a pu obtenir deux courbes correspondant respectivement aux domaines de faibles et hautes températures d'essai. Les valeurs utilisées pour les simulations numériques sont les suivantes :

$$\begin{cases} G = 2.75 \times 10^4 \text{ MPa} \\ d = 0.2 \times 10^{-4} \text{ m} \end{cases}$$

Nous constatons une bonne corrélation entre les valeurs expérimentales et les prévisions théoriques. La faible décroissance de v_b avec $\dot{\sigma}$ dans le domaine de faibles vitesses de contrainte est observée dans les deux cas de courbes théorique et expérimentale, surtout pour le domaine de faible température, en l'occurrence $T=0^\circ\text{C}$. Alors que la forte décroissance de v_b avec $\dot{\sigma}$ dans le domaine de vitesses de contrainte élevées est présente dans les deux cas de résultats.

De ce fait, nous pouvons conclure que parmi tous les modèles non locaux existants seul le modèle théorique de Hähner prévoit d'une manière relativement précise les valeurs et l'allure des variations de v_b avec $\dot{\sigma}$.

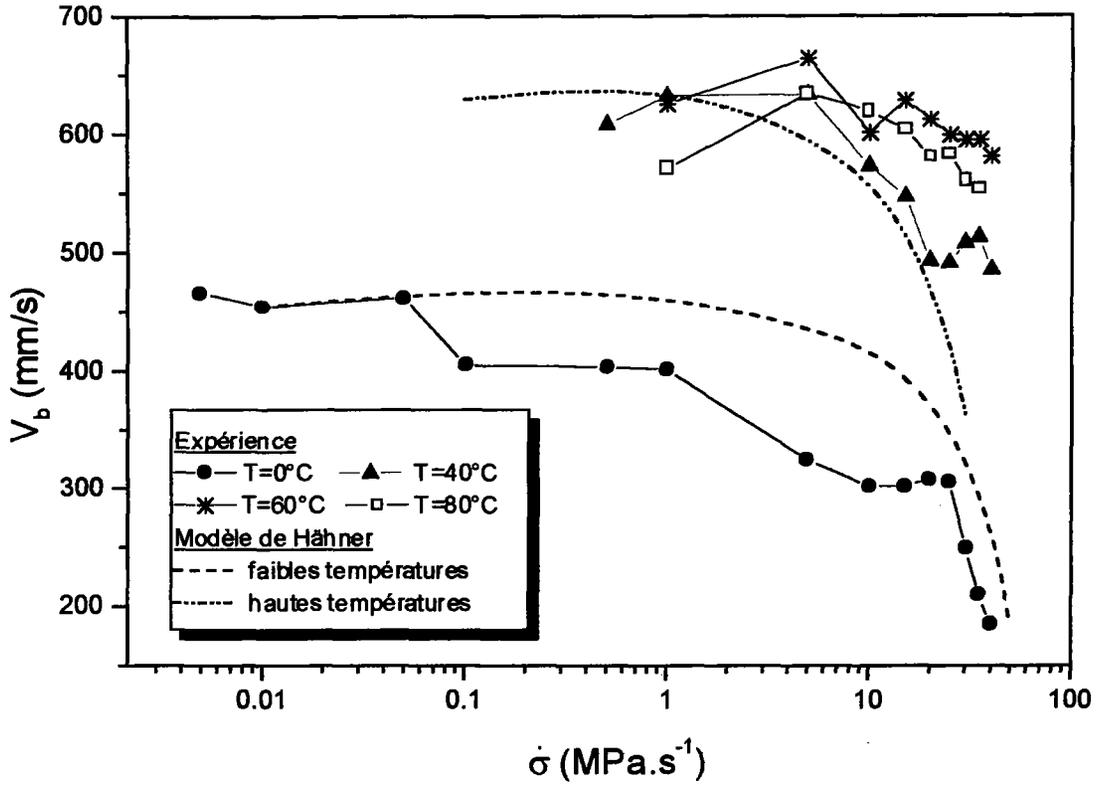


Figure V-15

Comparaison entre les variations de la vitesse de propagation des bandes en fonction de la vitesse de contrainte pour différentes températures d'essai obtenues à la fois par le modèle de Hähner et par les essais expérimentaux.

CONCLUSION

Le travail que nous avons réalisé dans le cadre de cette thèse est essentiellement basé sur une étude expérimentale des instabilités plastiques liées au phénomène PLC dans l'alliage d'aluminium 5182. Des essais de traction sur des éprouvettes plates ont été réalisés à l'aide de deux types de machines : dure ($\dot{\epsilon}$ constante) et souple ($\dot{\sigma}$ constante) à différentes températures pour étudier l'influence de la vitesse de chargement et de la température sur le déclenchement et les caractéristiques de l'effet PLC. Ces essais ont été effectués dans un très large intervalle de températures allant de 0°C à 130°C pour des vitesses de déformation comprises entre $7.05 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ et 0.1 s^{-1} sur machine dure et à des températures variant de 0°C à 160°C pour des vitesses de contrainte comprises entre $2 \times 10^{-3} \text{ MPa.s}^{-1}$ et 42.57 MPa.s^{-1} sur machine molle.

Dans un premier temps, nous avons constaté que les limites du domaine d'existence de l'effet PLC dans un diagramme $\log \dot{\epsilon} - 1/T$, puis $\log \dot{\sigma} - 1/T$ sont fermées aux hautes températures et vitesses de chargement élevées. Ce résultat, prévu par des approches théoriques, est confirmé par les résultats expérimentaux de la présente étude. Ensuite, nous avons analysé les différents types de décrochements après examen des courbes de traction $\sigma - \epsilon$ obtenues avec une machine dure.

Les mesures expérimentales de la déformation critique ϵ_c à laquelle apparaît l'effet PLC montrent que celle-ci présente un comportement normal aux vitesses de chargement élevées, c'est-à-dire ϵ_c croît avec $\dot{\epsilon}$ ou $\dot{\sigma}$; cependant, un comportement inverse caractérisé par une décroissance de ϵ_c quand $\dot{\epsilon}$ ou $\dot{\sigma}$ augmente est observé aux faibles vitesses de chargement. De plus, le minimum de la courbe $\epsilon_c = f(\dot{\epsilon})$ (respectivement $\epsilon_c = f(\dot{\sigma})$) se décale légèrement vers le haut et vers les vitesses de déformation (respectivement vitesses de contrainte) élevées lorsque la température d'essai augmente. La confrontation de nos résultats avec les prévisions des modèles théoriques révèle que le modèle de Bréchet et Estrin, basé sur la coexistence du vieillissement dynamique et de la précipitation, prévoit de manière qualitative l'évolution expérimentale de ϵ_c avec la vitesse de chargement. Si les valeurs des pentes des courbes expérimentales et théoriques $\epsilon_c(\dot{\epsilon})$ et $\epsilon_c(\dot{\sigma})$ ne présentent pas de différence significative dans le domaine de vitesses élevées, celles obtenues pour les faibles vitesses présentent des écarts importants. De même, le modèle de Hähner prévoit qualitativement les évolutions expérimentales de la déformation critique. Cependant, les valeurs des pentes théoriques sont un peu plus importantes que les valeurs expérimentales dans les deux cas de comportements inverse et normal.

Les résultats des essais sur machine dure obtenus dans cette étude nous ont permis d'analyser les différents paramètres caractéristiques de l'effet PLC. Ainsi, nous avons pu constater que les décrochements de type A apparaissent dans le domaine de vitesses de déformation élevées, ceux de type C sont présents dans le domaine de faibles vitesses alors que ceux de type B occupent le domaine des vitesses intermédiaires. Les chutes de contrainte $\Delta\sigma$ et des temps de rechargement t_R augmentent en fonction de la déformation et tendent en général vers une valeur maximale de

saturation. D'autre part, la moyenne des valeurs de $\Delta\sigma$ à la saturation présente une décroissance lorsque la vitesse de déformation augmente avec deux valeurs de pentes assez proches de celles prévues par la théorie de la diffusion. Nous notons que la pente (-1/3) relative au domaine de faibles $\dot{\varepsilon}$ tend à se rétrécir jusqu'à disparaître et céder la place à la seule pente (-2/3) lorsque la température d'essai croît. Nous avons observé également que les courbes $\Delta\sigma = f(t_R)$ évoluent selon une loi de la forme $\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 t_R^n$ et se décalent légèrement vers le haut quand la température d'essai augmente. Les essais avec changement de vitesses nous ont permis de déterminer expérimentalement l'évolution de la sensibilité S à la vitesse de déformation en fonction de ε et de préciser les conditions d'apparition de l'effet PLC que l'on a comparé aux prévisions du modèle de Kubin et Estrin qui relie l'apparition de l'effet PLC à une sensibilité S négative.

L'ensemble des résultats obtenus à partir d'essais réalisés sur machine molle nous a permis de bien étudier les différentes caractéristiques des bandes de déformation localisée et de discuter leur évolution au cours de la déformation en fonction de la température et de la vitesse de chargement. Les vitesses de déformation $\dot{\varepsilon}_b$ et les déformations contenues dans les bandes $\Delta\varepsilon_b$ évoluent de la même manière en fonction de la déformation ε . Elles augmentent en fonction de ε ; par contre leurs variations avec $\dot{\sigma}$, à déformation fixe, présentent une décroissance de celles-ci pour les faibles $\dot{\sigma}$ et une augmentation pour les vitesses de contrainte $\dot{\sigma}$ élevées. Les variations de $\Delta\varepsilon_b$ présentent de plus une similitude avec les variations de ε_c , notamment, la transition entre les comportements normal et inverse de ε_c se manifeste presque à la même vitesse de contrainte pour chaque température d'essai. De même, les vitesses de propagation V_b et les largeurs des bandes W_b présentent les mêmes tendances en fonction de la déformation, de la vitesse de chargement ou de la température d'essai. En effet, elles augmentent au cours de la déformation jusqu'à une valeur de saturation, et diminuent avec la vitesse de chargement. Les prévisions du modèle théorique de Hähner concernant l'évolution de V_b en fonction de $\dot{\sigma}$ sont relativement en bon accord avec nos résultats expérimentaux.

Les résultats expérimentaux de la présente étude contribuent d'une part à une meilleure compréhension de l'effet PLC et constituent d'autre part une base de données importantes très utiles pour les candidats à des développements théoriques.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] F. Le Chatelier, *Rev. Metall.* **6**, 914 (1909).
- [2] A. Portevin and F. Le Chatelier, *C. R. Acad. Sci. Paris* **167**, 507 (1923).
- [3] A. H. Cottrell, *Dislocations and plastic flow in crystals*, Clarendon Press, Oxford Univ. (1953).
- [4] A. H. Cottrell et B. A. Bilby, *Proc. Phys. Soc. Lond.* **A62**, 49 (1949).
- [5] P. G. McCormick, *Acta Metal.* **20**, 351 (1972).
- [6] A. W. Sleeswijk, *Acta Metal.* **6**, 598 (1958).
- [7] J. Friedel, *Dislocations*, Pergamon Press, Oxford, 405 (1964).
- [8] R. K. Ham and D. Jaffrey, *Phil. Mag.* **15**, 247 (1967).
- [9] A. J. R. Soler Gomez and W. J. McG-Tegart, *Phil. Mag.* **20**, 495 (1969).
- [10] S. Radelaar, D. Lloyd and P. J. Worthington, *Scripta Met.* **4**, 743 (1970).
- [11] D. J. Lloyd and P. J. Worthington, *Phil. Mag.* **24**, 195 (1971).
- [12] L. P. Kubin and Y. Estrin, *Acta Metall. Mater.* **38**, 697 (1990).
- [13] A. Van Den Beukel, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **30**, 197 (1975).
- [14] U. F. Kocks, in *Progress in Materials Science, Chalmers Anniversary Volume*, Pergamon Press, Oxford (1981).
- [15] L. P. Kubin, K. Chihab and Y. Estrin, *Acta Metall.*, **36**, 2707 (1988).
- [16] N. Louat, *Scripta Metall.*, **15**, 1167 (1981).
- [17] Y. Estrin and L. P. Kubin, *Acta Metall.*, **34**, 2455 (1986).
- [18] Y. Bréchet and Y. Estrin, *Acta Metall. Mater.*, **43**, 955 (1995).
- [19] A. H. Cottrell and B. A. Bilby, *Proc. R. Soc. Lond. B*, **62**, 229 (1949).
- [20] L. P. Kubin and Y. Estrin, *Physica. Status solidi (b)*, **172**, 173 (1992).
- [21] G. A. Malygin, *Sov. Phys. Solid. State*, **34**, 1262 (1992).
- [22] Y. Bréchet and F. Louchet, *J. Mech. Beh. Mater.*, **2**, 335 (1989).
- [23] P. Penning, *Acta Metall.* **20**, 1169 (1972).
- [24] D. Munz and E. Macherauch, *Z. Metallk.* **57**, 552 (1966).
- [25] A. Wijler and J. Schade Van Westrum, *Scripta Met.* **5**, 159 (1971).

- [26] Ph. Aubrun, C.R.A.S. Série C, 1081 (1975).
- [27] Ph. Aubrun, C.R.A.S. Série C, 1351 (1975).
- [28] L. P. Kubin and Y. Estrin, *Acta Metall.* **33**, 397 (1985).
- [29] W. Kaplan, *Ordinary Differential Equations*. Addison-Wesley, Reading, Mass. (1958).
- [30] H. M. Zbib and E. C. Aifantis, *Scripta Metall.* **22**, 1331 (1988).
- [31] G. Dee and L. S. Langer, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 383 (1983).
- [32] L. P. Kubin, K. Chihab and Y. Estrin, ed. D. Walgraef, p. 220, *Martinus Nijhoff*, Dordrecht (1987).
- [33] V. JeanClaude and C. Fressengeas, *Scripta Metall.* **29**, 1177 (1993).
- [34] P. Hähner, *Scripta Metall. Et Mat.* **29**, 1171 (1993).
- [35] P. Hähner, *Mat. Sci. Eng. A* **164**, 23 (1993).
- [36] P. G. McCormick, *Acta Metal.* **36**, 3061 (1988).
- [37] K. Chihab, Y. Estrin, L. P. Kubin, and J. Vergnol, *Scripta Metall.* **21**, 203 (1987).
- [38] P. Rodriguez, *Bull. Mater. Sci.* **6**, 653 (1984).
- [39] B. Russel, *Philos. Mag.* **8**, 615 (1963).
- [40] B. J. Brindley and P. J. Worthington, *Met. Rev.* **15**, 101 (1970).
- [41] L. J. Cuddy and W. C. Leslie, *Acta Metall.* **20**, 1157 (1972).
- [42] E. Pink and A. Grinberg, *Mater. Sci. Eng.* **51**, 1 (1981).
- [43] A. Wijler, J. Schade Van Westrum and A. Van den Beukel, *Acta. Metall.* **20**, 355 (1972).
- [44] A. H. Cottrell and M. A. Jawson, *Proc. R. Soc. A* **199**, 104 (1949).
- [45] H. Yoshinaga and S. Morozumi, *Phil. Mag.* **23**, 1351 (1971).
- [46] C. F. Jenkins and G. V. Smith, *Met. Trans. Soc. AIME*, **245**, 2149 (1969).
- [47] A. Zeghloul, M. Mliha-Touati and S. Bakir, *J. Phys. III* **6**, 1467 (1996).
- [48] K. Chihab, Thèse de Doctorat de l'université de Poitiers (1986).
- [49] A. Karimi, Thèse de Doctorat de l'Ecole des Mines de Paris (1981).
- [50] S. D. Mesarovic, *J. Mech. Phys. Solids*, **43**, 671 (1995).
- [51] P. G. McCormick, *Acta Metal.* **19**, 463 (1971).
- [52] R. B. Schwarz and L. L. Funk, *Acta Metall.* **33**, 295 (1985ou1977).
- [53] D. Park and J. G. Morris, *Scripta Metall.* **29**, 365 (1993).
- [54] K. S. Chan, L. H. Chen and T. S. Lui, *J. Mater. Sci.* **30**, 212 (1995).
- [55] M. Dablij, Thèse de Doctorat de l'université de Metz (1998).
- [56] F. Springer and Ch. Schwink, *Scripta Metall. Mater.* **25**, 2739 (1991).
- [57] C. P. Ling and P. G. McCormick, *Acta Metall.Mater.* **41**, 3127 (1993).
- [58] E. Pink and A. Grinberg, *Acta Metall.* **30**, 2153 (1982).

- [59] M. C. Chen, L. H. Chen and T. S. Lui, *Metall. Trans. A* **27**, 1691 (1996).
- [60] I. S. Kim and M. C. Chaturvedi, *Mat. Sci. Eng.* **37**, 165 (1979).
- [61] J. L. Strudel, Ecole d'été d'Yrivals 3-14 Septembre, « Dislocations et déformation plastique », 199 (1979).
- [62] D. Blanc, Thèse de Doctorat de l'Ecole des Mines de Paris (1986).
- [63] P. G. McCormick, S. Venkadesan and C. P. Ling, *Scripta Metall.* **29**, 1159 (1993).
- [64] P. G. McCormick, *Acta Metal.* **21**, 873 (1973).
- [65] O. Vohringer and E. Macherauch, *Z. Metallk.* **58**, 315 (1967).
- [66] P. G. McCormick, *Phil. Mag.* **23**, 949 (1971).
- [67] S. Van den Brink, A. Van den Beukel and P. G. McCormick, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **41**, 513 (1977).
- [68] A. Korbel, J. Zasadzinski and Z. Sieklucka, *Acta Metal.* **24**, 919 (1976).
- [69] S. Bakir, Thèse de Doctorat de l'université de Metz (1995).
- [70] V. JeanClaude, Thèse de Doctorat de l'université de Metz (1993).
- [71] P. G. McCormick, *Acta Metal.* **30**, 2079 (1983).
- [72] J. Caisso, Thèse de Doctorat de l'université de Poitiers (1958).
- [73] S. M. Mitra and J. E. Dorn, *Trans. Met. Soc., AIME* **227**, 1015 (1963).
- [74] Sei Miura and Hideaki Yamauchi, *Trans. JIM* **13**, 82 (1972).
- [75] S. Ikeno, Y. Uetani and S. Tada, *J. Jpn. Inst. Met.* **48**, 1163 (1984).
- [76] J. P. Barker and P. G. McCormick, *Scripta Metall.* **9**, 145 (1975).
- [77] S. M. Zhu and S. C. Tjong, *Scripta Mater.* **36**, 317 (1997).
- [78] A. T. Thomas, *Acta Metal.* **14**, 1363 (1966).
- [79] K. Matsuura, T. Nishiyama and S. Koda, *Trans. J.I.M.* **10**, 429 (1969).
- [80] S. Kumar, *Scripta Metall. Mater.* **33**, 81 (1995).
- [81] G. A. Malygin, *Phys. Metals Metallogr.* **74**, 6 (1992).
- [82] J. D. Baird, *Inhomogeneities of Plastic Deformation*, p. 191 ASM, Metals Park, OH (1973).
- [83] P. Dubots and G. Ciseron, *Mem. Scient. Rev. Metall.* **72**, 635 (1975).
- [84] J. S. Koehler, *Phys. Rev.* **36**, 52 (1952).
- [85] D. M. Riley and P. G. McCormick, *Acta Metal.* **25**, 181 (1977).
- [86] R. A. Mulford and U. F. Kocks, *Acta Metal.* **27**, 1125 (1979).
- [87] L. Potez, G. Lapasset and L. P. Kubin, *Scripta Metall. et Mater.* **26**, 841 (1993).
- [88] S. Van den Brink, A. Van den Beukel and P. G. McCormick, *Phys. Stat. Sol. (a)*, **30**, 469 (1975).

- [89] H. M. Hedy, Thèse de Docteur-Ingénieur, Université Paul Sabatier de Toulouse (1985).
- [90] A. Van Den Beukel and U. F. Kocks, *Acta Metall.* **30**, 1027 (1982).
- [91] B. J. Brindley and P. J. Worthington, *Phil.Mag.* **19**, 1175 (1967).
- [92] J. Guillot and J. Grilhé, *Acta Metall.* **20**, 291 (1972).
- [93] B. J. Brindley and P. J. Worthington, *Acta Metall.* **17**, 1357 (1969).
- [94] R. A. Mulford, *Metall. Trans.* **10A**, 1527 (1979).
- [95] R. W. Hayes and W. C. Hayes, *Acta Metall.* **30**, 1295 (1982).
- [96] E. Pink, *Acta Metall.* **37**, 1773 (1989).
- [97] M. Teresa Correia and M. A. Fortes, *Scripta Metall.* **15**, 369 (1981).
- [98] S. R. Bodner and J. Baruch, *J. Appl. Phys.* **43**, 2092 (1972).
- [99] V. JeanClaude, C. Fressengeas and L. P. Kubin, *Solid State Phenom.* **403**, 23 (1992).
- [100] P. Hähner, *Acta Mater.* **45**, 3695 (1997).
- [101] M. Zaiser and P. Hähner, *Physica status solidi (b)*, **199**, 267 (1997).
- [102] J. Schlipf, *Scripta Metall. Mater.*, **31**, 909 (1994).
- [103] P. Hähner, *Mat. Sci. Eng. A*, **207**, 208 (1996).
- [104] S. Kumar, Krol and E. Pink, *Scripta Mater.* **35**, 775 (1996).
- [105] J. Schade Van Westrum, A. Wijler, *Acta. Metall.* **21**, 1079 (1973).
- [106] E. Pink and M. Webernig, *Acta Metall.* **35**, 127 (1987).
- [107] E. Orowan, Dislocations in plasticity, The Sorby Centennial Symposium on the history of metallurgy, Ed. Cyril Stanley Smith, MIT, Cordon and Breach, 359, (1965).
- [108] D. Thevenet, Thèse de Doctorat de l'université de Metz (1999).

Nom : ABBADI Prénom : Mohammed	Date de soutenance : 06 Novembre 2000
Titre : Influence de la température et de la vitesse de chargement sur les instabilités plastiques du type PLC dans l'alliage 5182 O	
Nature: Doctorat de l'université de Metz	Spécialité : Mécanique

Résumé : Dans certains matériaux contenant des atomes de solutés diffusant vers les dislocations, on observe une déformation macroscopique hétérogène lors de sollicitations de traction pour certaines vitesses de chargement et températures d'essais, cette hétérogénéité macroscopique de la déformation est appelée "phénomène Portevin - Le Chatelier" ; elle se traduit par la présence de décrochements ou de paliers sur les courbes de traction. Chaque décrochement ou palier correspond à la propagation de bandes de déformation localisée le long de l'éprouvette de traction. L'interprétation microscopique de l'effet PLC est souvent associée à une interaction dynamique entre les nuages d'impuretés ou de solutés et les dislocations mobiles. Ces instabilités qui se développent lors de procédés de formage conduisent à une baisse de ductilité du matériau ainsi qu'à un mauvais état de surface du produit fini.

Le présent travail consiste à étudier l'influence de la température et de la vitesse de chargement sur les instabilités plastiques de type Portevin-Le Chatelier dans un alliage d'aluminium de la série 5000 dans le cas d'essais de traction uniaxiale effectués à l'aide de machines dure et souple respectivement à vitesses de déformation et de contrainte imposées.

Le domaine d'existence de l'effet PLC dans un diagramme $\log \dot{\epsilon} - 1/T$, puis $\log \sigma - 1/T$ est fermé aux hautes températures et vitesses de chargement élevées. Ce résultat, prévu par des approches théoriques, est confirmé par les résultats expérimentaux de la présente étude. Les mesures expérimentales de la déformation critique ϵ_c à laquelle apparaît l'effet PLC montrent que celle-ci présente un comportement normal aux vitesses de chargement élevées. Cependant, un comportement inverse est observé aux faibles vitesses de chargement. Les chutes de contrainte $\Delta\sigma$ et les temps de rechargement t_R augmentent en fonction de la déformation et tendent en général vers une valeur maximale de saturation. D'autre part, la moyenne des valeurs de $\Delta\sigma$ à la saturation présente une décroissance lorsque la vitesse de déformation augmente avec deux valeurs de pentes assez proches de celles prévues par la théorie de la diffusion.

Les résultats obtenus à partir d'essais réalisés sur machine molle nous ont permis de bien étudier les différentes caractéristiques des bandes de déformation localisée et de discuter leur évolution au cours de la déformation en fonction de la température et de la vitesse de chargement. Les variations des déformations $\Delta\epsilon_b$ contenues dans les bandes de déformation présentent une similitude avec celles de la déformation critique ϵ_c : on observe pour $\Delta\epsilon_b$ la même transition entre comportements inverse et normal. Les vitesses de propagation des bandes V_b , qui présentent les mêmes variations avec la déformation que les largeurs de bandes W_b , diminuent lorsque la vitesse de contrainte $\dot{\sigma}$ augmente. Certains résultats expérimentaux ont été comparés à ceux prévus par les modèles théoriques de Hähner, Kubin-Estrin et Bréchet-Estrin.

Les résultats expérimentaux de la présente étude contribuent d'une part à une meilleure compréhension de l'effet PLC et constituent d'autre part une base de données importantes très utiles pour les candidats à des développements théoriques.

Mots clés : Effet Portevin - Le Chatelier, machine de traction dure ou souple, instabilité plastique, alliage d'aluminium - magnésium, bandes de déformation plastique, déformations critiques.

Laboratoire de recherche : Institut Supérieur de Génie Mécanique et Productique, Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux (UMR CNRS N°7554)

Directeur de thèse : A. ZEGHLOUL