Etude expérimentale et modélisation du comportement viscoplastique du titane pur à grande vitesse de déformation

Marwan Jarkas

▶ **To cite this version:**

Marwan Jarkas. Etude expérimentale et modélisation du comportement viscoplastique du titane pur à grande vitesse de déformation. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université Paul Verlaine - Metz, 1999. Français. NNT : 1999METZ027S . tel-01775799

HAL Id: tel-01775799
https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01775799

Submitted on 24 Apr 2018

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

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

AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

Mag Forge S/M3 99/27

ISGMP

INSTITUT SUPERIEUR DE GENIE MECANIQUE
ET PRODUCTIQUE

THESE

Présentée à

UNIVERSITE DE METZ

PAR

Marwan JARKAS

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

SPECIALITE : Sciences de l'ingénieur
OPTION : Génie Mécanique

ETUDE EXPERIMENTALE ET MODELISATION DU COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUE DU TITANE PUR A GRANDE VITESSE DE DEFORMATION

A soutenir le 17 septembre 1999 devant le jury composé de :

H. Couque	G.I.A.T. Industrie	Rapporteur
C. Esling	Université de Metz	Examinateur
J.R. Klepaczko	Université de Metz	Directeur de thèse
G. Naulin	C.E.A. Centre de Valduc	Examinateur
J.M. Roelandt	U. T. Compiègne	Rapporteur
L. Toth	Université de Metz	Examinateur

S.C.D.U. METZ : Section Technopole

T 022 310799 7

Laboratoire de Physique et de Mécanique des Matériaux U.R.A. CNRS. 1215

6/5/1985

S/M3 99/27

ISGMP

INSTITUT SUPERIEUR DE GENIE MECANIQUE
ET PRODUCTIQUE

THESE

Présentée à

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ

N° inv. 19990725

Cote S/M3 99/27

Loc Magasin TEC

UNIVERSITE DE METZ

PAR

Marwan JARKAS

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

SPECIALITE : Sciences de l'ingénieur
OPTION : Génie Mécanique

ETUDE EXPERIMENTALE ET MODELISATION DU COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUE DU TITANE PUR A GRANDE VITESSE DE DEFORMATION

A soutenir le 17 septembre 1999 devant le jury composé de :

H. Couque	G.I.A.T. Industrie	Rapporteur
C. Esling	Université de Metz	Examinateur
J.R. Klepaczko	Université de Metz	Directeur de thèse
G. Naulin	C.E.A. Centre de Valduc	Examinateur
J.M. Roelandt	U. T. Compiègne	Rapporteur
L. Toth	Université de Metz	Examinateur

Laboratoire de Physique et de Mécanique des Matériaux U.R.A. CNRS. 1215

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION ..... **I**

I COMPORTEMENT PLASTIQUE ET MÉCANISMES DE DÉFORMATION **1**

I.1 Ecrouissage 1

I.2 Température 2

I.3 Vitesse de déformation 4

I.4 Micromécanismes de déformation 7

I.4.1 Mécanismes athermiques 7

I.4.2 Micromécanismes contrôlés par l'activation thermique 8

I.5 Micromécanismes liés au "traînage visqueux" 11

I.6 Synthèse 12

II MODÉLISATION DU COMPORTEMENT VISCO-PLASTIQUE **13**

II.1 Modèles phénoménologiques 14

II.2 Le modèle de Gilman 15

II.2.1 Prise en compte de l'écrouissage 16

II.2.2 Prise en compte de la densité des dislocations 16

II.3 Le modèle de M.T.S. (Mechanical Threshold Stress) 17

II.4 Le formalisme de Klepaczko 19

II.4.1 Contrainte interne 20

II.4.2 Contrainte effective 21

II.4.3 Version simplifiée du modèle 22

II.5 Conclusion 24

III LES ESSAIS DE COMPRESSION 26

III.1 Le frottement 26

III.2 L'inertie 29

III.3 Conclusion 38

IV COMPORTEMENT MECANIQUE DU TITANE 39

IV.1 Généralité sur le Titane 39

IV.2 Structure microscopique du titane 40

IV.3 Propriétés thermo-physiques du titane 42

IV.4 Comportement du titane monocristallin 42

IV.4.1 Systèmes de glissement 42

IV.4.2 Les bandes de déformation 43

IV.4.3 Le maclage 43

IV.4.4 Consolidation 44

IV.4.5 Ecrouissage 44

IV.5 Influence des impuretés interstitielles 45

IV.6 Influence des éléments d'alliages 48

IV.7 Influence de la température 48

IV.8 Influence de la vitesse de déformation 50

IV.9 Influence de la microstructure 54

IV.9.1 Mécanismes de déformation 54

IV.9.2 Influence de la taille de grain 56

IV.9.3 Influence du maclage 58

IV.10 Conclusion 60

V. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET RESULTAT DES ESSAIS DE COMPRESSION 61

V.1 Le métal 61

V.2 Traitement thermique 62

V.3 Les essais quasistatiques 63

V.3.1 Machine quasi-statique Zwick 20 tonnes et Zwick R.E.L. 63

V.3.1.1 Principe de mesure 64

V.3.1.2 Elimination de la rigidité de la machine 67

V.3.1.3 Détermination des courbes rationnelles 68

V.3.2 Résultats des essais de compression quasi-statique 70

V.4 Essais aux grandes vitesses de déformation 73

V.4.1 Montage en barre d'Hopkinson 73

V.4.2 Impact directe du projectile sur l'échantillon 73

V.4.3 Mesure de la vitesse d'impact 75

V.4.4 Mesure de la déformation 76

V.4.4 Mesure de la contrainte 78

V.4.5 Résultats des essais de compression aux grandes vitesses de déformation 78

V.4.6 Echauffement adiabatique 80

V.4.7 L'effet de l'inertie 82

V.5 Discussions 84

V.6 Conclusion 88

VI. ANALYSE DES RÉSULTATS ET MODELISATION 89

VI.1 Détermination des paramètres et nouvelles hypothèses 89

VI.2 Analyse de la contrainte interne 92

VI.3 Analyse de la contrainte effective 93

VI.4 Premières simulations 96

VI.5 Seconde approximation de la modélisation 98

VI.5.1 Optimisation "numérique" 100

VI.6 Discussion 107

CONCLUSION C1

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES B1

INTRODUCTION

INTRODUCTION

La modélisation du comportement des matériaux sous sollicitation rapide s'est développée très rapidement ces dernières décennies. Généralement, le comportement dynamique des matériaux est très différent du comportement statique à cause de l'influence de nombreux facteurs, comme la vitesse de déformation, la température et les propriétés métallurgiques. De nombreux travaux expérimentaux et théoriques ont été consacrés à l'établissement des lois de comportement des matériaux, d'une part, pour l'interprétation des observations expérimentales, et d'autres part, pour la conception des structures.

Le métal le plus recherché du point de vue de comportement mécanique est le métal qui dispose d'une faible densité et d'une grande résistance. L'utilisation de tel métal permet d'alléger les structures telles que les coques de fusées et des sous-marins et d'obtenir des blindages plus légers tout en gardant de bonnes performances balistiques. Ainsi, le titane présente les caractéristiques recherchées et de plus il est très résistant à la corrosion ce qui est intéressant pour les applications médicales et navales. Cependant, avec toutes les applications potentielles, l'étude du comportement viscoplastique du titane n'a pas été abordée dans le domaine dynamique.

C'est dans ce contexte que se situe le présent travail qui consiste à étudier expérimentalement et à modéliser, à partir d'un formalisme basé sur la microstructure, le comportement viscoplastique du titane pur pour les grandes vitesses de déformation.

Pour mettre la lumière sur la motivation de ce travail, nous commencerons par une étude bibliographique. Dans cette partie, nous parlerons du comportement plastique général des métaux et des micromécanismes de déformation. Puis nous présenterons différents modèles de lois de comportement et leur aptitude à restituer des phénomènes liés à la microstructure. Nous analyserons ensuite le comportement du titane pur par les effets de la

vitesse de déformation, de la température et de d'autres paramètres qui influent sur le comportement viscoplastique du titane. Par la suite, le travail sera divisé en deux parties :

- La première sera consacrée à la réalisation des essais mécaniques en compression uniaxiale sur des éprouvettes en forme cylindrique. Le but de cette partie est la caractérisation du comportement du titane pur dans une grande gamme de vitesses de déformation et l'analyse des résultats des essais réalisés.
- Le but de la seconde partie est la modélisation de l'effet de la vitesse et de la température sur l'écoulement plastique du titane dans une large gamme de vitesses de déformation. Pour cela, nous utilisons le formalisme de Klepaczko basé sur la dynamique des dislocations et l'interaction entre celles-ci et les obstacles à leurs mouvements. Nous discuterons les différentes étapes de cette modélisation et de l'identification des paramètres du modèle pour le titane pur.

Ainsi, le rapport de ce travail est présenté sous la forme suivante :

- Le chapitre I est consacré à l'étude du comportement plastique des métaux et des micromécanismes de déformation.
- Le chapitre II présente différents modèles de lois de comportement et leur aptitude à restituer des phénomènes liés à la création de la microstructure.
- Le chapitre III décrit les essais de compression et les problèmes propres à cet essai, ainsi que les solutions utilisées pour les résoudre.
- Le chapitre IV propose une synthèse bibliographique des différentes études concernant le comportement plastique du titane.
- Le chapitre V décrit les dispositifs expérimentaux de chargement en compression utilisés pour cette étude et l'analyse détaillée des résultats expérimentaux.
- Le chapitre VI poursuit une première modélisation et donne une étude de la modélisation complète du comportement plastique du titane pur.

CHAPITRE I

COMPORTEMENT PLASTIQUE ET MECANISMES DE DEFORMATION

I COMPORTEMENT PLASTIQUE ET MECANISMES DE DEFORMATION

La modélisation du comportement mécanique des matériaux est nécessaire pour permettre le calcul prévisionnel de la réponse et de la tenue mécanique des structures. Cependant, cette modélisation dépend de la nature du matériau et du type de chargement. Ainsi pour des grandes vitesses de déformation, il a été montré [1,2] qu'il est impératif de tenir compte de l'écrouissage, de la sensibilité à la vitesse de déformation et de la sensibilité à la température.

I.1 Ecrouissage

La partition des déformations, lors d'un chargement, se fait entre deux déformations. La première est élastique notée ε_e (réversible), la deuxième est inélastique notée ε_p (irréversible). Cette dernière peut être séparée en déformation plastique, viscoplastique...etc. Cette partition est justifiée par la physique des solides, la thermodynamique et par les résultats expérimentaux. La déformation élastique correspond schématiquement à une variation des distances interatomiques sans modification des sites, alors que la déformation plastique implique des mouvements de dislocations avec modification des liaisons interatomiques. Dans le cas d'élastoplasticité nous écrirons : $\varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_p$

la figure I.1 montre que dans le cas d'un comportement plastique, la déformation permanente ε_p après chargement est égale à la déformation totale ε, alors que dans le cas élastoplastique la déformation permanente ε_p est égale à la déformation totale ε moins la déformation élastique ε_e.

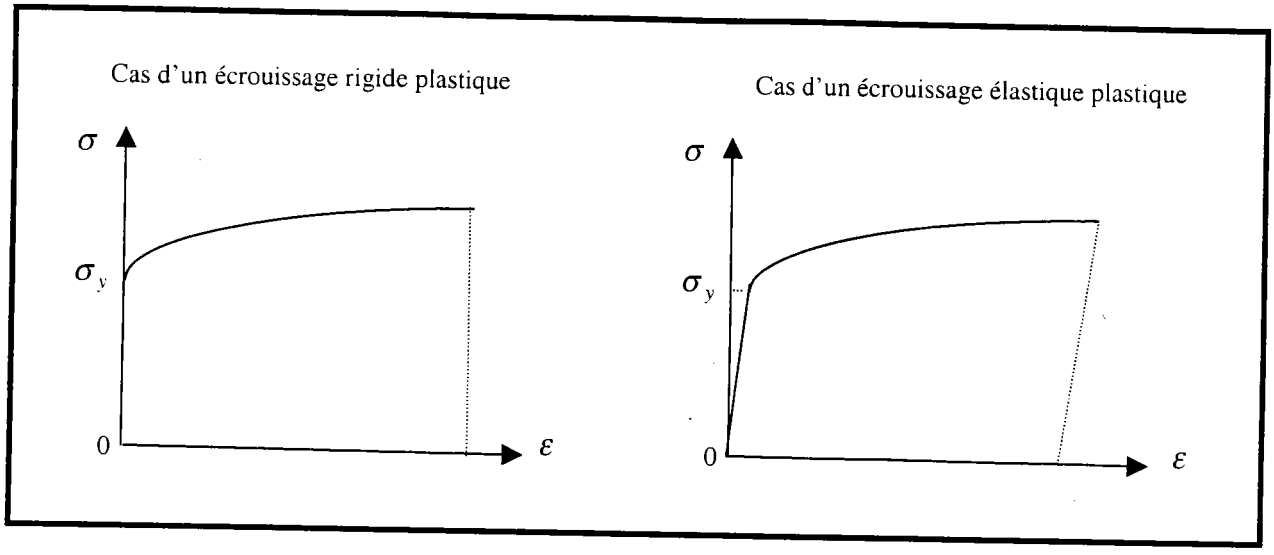

figure I.1 Allures de courbes contrainte/déformation

La partie plastique est définie par le coefficient d'écrouissage qui est donné par la forme suivante :

$$n = \left.\frac{\partial \log(\sigma)}{\partial \log(\varepsilon)}\right|_{\dot{\varepsilon},T}$$

où $\dot{\varepsilon}$ et T sont respectivement la vitesse de déformation et la température initiale de l'essai.

I.2 Température

Il est reconnu que la plus grande partie de l'énergie de déformation plastique est dissipée sous forme de chaleur dans le matériau. Si le chargement est rapide ou si le matériau est faiblement conducteur, les élévations locales de températures peuvent atteindre plusieurs centaines de degrés. De nombreux résultats obtenus sur différents métaux et autres matériaux ont montré que la variation de la température de déformation peut avoir un effet déterminant sur la réponse mécanique du matériau.

La figure I.2 représente l'évolution générale de la limite d'élasticité en fonction de la température [3].

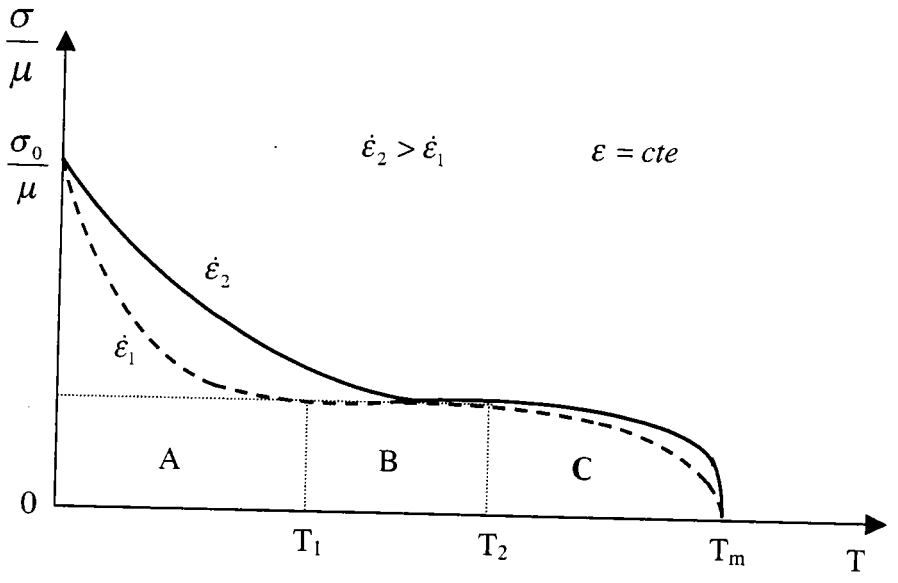

figure I.2 *Variation de la limite d'élasticité (rapportée au module de cisaillement μ) en fonction de la température pour deux valeurs de la vitesse de déformation [3].*

Cette figure montre l'existence de trois zones différentes.

Dans la première zone, la contrainte diminue fortement avec la température : la déformation y est attribuée aux mécanismes thermiquement activés, ce qui explique la diminution du niveau de la contrainte lorsque l'on augmente la température. En effet, l'agitation des atomes apporte de l'énergie thermique aux dislocations. Il en résulte une diminution de l'énergie mécanique nécessaire aux dislocations pour surmonter les obstacles, et donc une diminution de la contrainte appliquée.

Dans la deuxième zone, nous remarquons un plateau athermique : la contrainte y est très faiblement influencée par la température. Dans cette zone, la déformation est régie par les

obstacles non localisés, qui ne sont pas influencés par l'agitation thermique. L'énergie nécessaire au franchissement des obstacles par une dislocation est donc entièrement fournie par le travail de la contrainte appliquée.

Dans la troisième zone, le matériau présente de nouveau une sensibilité à la température. L'énergie thermique peut contribuer à la mobilité ou à la création d'autres défauts, ce qui entraîne différents mécanismes de déformation. Dans cette zone où la température est très élevée, la cission tangentielle dans le plan de glissement n'est plus la seule composante active de la contrainte appliquée. Sa composante normale au plan de glissement ainsi que ses composantes dans d'autres plans de déviation possibles peuvent devenir actives. Nous assistons donc, dans cette zone, à des mécanismes de fluage.

Les courbes de consolidation obtenues pour les métaux à structure cubique à faces centrées (cuivre, aluminium...) montrent que la température agit peu sur la limite d'élasticité mais influence notablement le taux d'écrouissage. En revanche, la limite d'élasticité des matériaux à structure cubique centrée (fer, tantale, tungstène, vanadium, molybdène, niobium...) est très sensible à la température et peu au taux d'écrouissage [6]. Pour les métaux à structure hexagonale compacte, la limite élastique est très sensible à la température. Les observations de Harding [7] sur le titane pur ont révélé que la contrainte décroît très rapidement avec la température jusqu'environ 373 K, cette décroissance étant moins rapide entre *373K* et *873K*. Cependant, des changements microstructuraux (précipitation, vieillissement, recristallisation) peuvent modifier cette tendance.

I.3 Vitesse de déformation

De nombreuses études ont montré que l'influence de la vitesse de déformation produit un effet contraire à celui de la température, dans le domaine des phénomènes thermiquement activés (zone A de la figure I.2).

La sensibilité à la vitesse de déformation peut être représentée par le coefficient :

$$m = \left.\frac{\partial \log(\sigma)}{\partial \log(\dot{\varepsilon})}\right|_{\varepsilon,T}$$

m est appelé sensibilité logarithmique à la vitesse et correspond à une loi du type $\sigma = K\dot{\varepsilon}^m$. Nous utilisons aussi le coefficient :

$$\beta = \left.\frac{\partial \sigma}{\partial \log(\dot{\varepsilon})}\right|_{\varepsilon,T}$$

β est utilisé lorsque la loi est écrite sous la forme $\sigma = \sigma_y + \beta \log(\dot{\varepsilon})$.

Les métaux peuvent présenter des sensibilités très différentes à la vitesse de déformation. En général, la résistance d'un matériau à l'écoulement plastique augmente lorsque la vitesse d'essai croît. La figure (I.3) représente le comportement d'un matériau en fonction de la vitesse de déformation. Cette figure nous montre l'existence de trois domaines de vitesse de déformation.

La zone A correspond à des chargements lents, la contrainte y est très faiblement sensible, voire insensible à la vitesse de déformation. Cette zone est marquée par la prédominance des mécanismes athermiques de déformation.

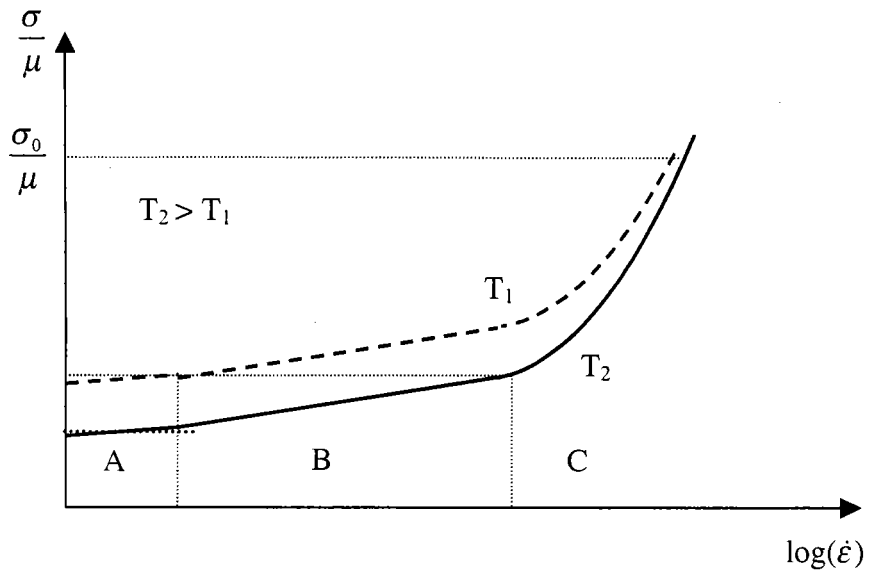

figure I.3 Variation de la limite d'élasticité avec la vitesse de déformation, pour deux valeurs de la vitesse de déformation, à déformation constante.

La zone B correspond aux vitesses moyennes de déformation où la sensibilité à la vitesse de déformation est souvent constante. Dans cette zone l'activation thermique est prédominante et la variation de la contrainte en fonction de la vitesse de déformation est quasiment logarithmique. La zone C correspond à des chargements très rapides, où la contrainte d'écoulement est fortement influencée par la vitesse. C'est un domaine où l'influence de la pseudo-viscosité du matériau est très importante. Le développement ultérieur de la théorie des dislocations, ainsi que la réalisation d'expériences sur la propagation de ces dernières, devraient permettre de clarifier ce problème et de préciser le domaine de validité des lois de comportement proposées.

I.4 Micromécanismes de déformation

Les micromécanismes qui sont à l'origine de l'écoulement plastique sont souvent classés en fonction de la vitesse de déformation et de la température. Le mécanisme fondamental est basé sur le mouvement des dislocations, glissement et dans certain cas sur le maclage. Ainsi lors du mouvement des dislocations, celles-ci sont amenées à franchir des obstacles (dislocations, précipites...). Pour présenter ces mécanismes, nous allons nous référer aux travaux de Buy [3] qui classe ces mécanismes de la manière suivante :

- athermiques,
- activés thermiquement,
- d'amortissement (aussi appelés de "traînage visqueux").

La frontière entre ces classes dépend de la vitesse de déformation et de la température. Elle n'est pas bien marquée car plusieurs mécanismes peuvent se produire simultanément.

I.4.1 Mécanismes athermiques

Dans le domaine athermique, la contrainte interne dépend de la température par l'intermédiaire du module de cisaillement $\mu(T)$. Les mécanismes athermiques sont classés en deux types : les mécanismes athermiques (déplacement de dislocation dans des "amas"), et les mécanismes dont l'énergie d'activation est si importante que les fluctuations thermiques n'ont pas d'effet sur la vitesse de déformation (par exemple sources de Frank-Read).

L'expression la plus utilisée dans la littérature pour représenter la contrainte interne est :

$$\sigma_\mu = \alpha \mu b \sqrt{\rho} \qquad (I.1)$$

où σ_μ est la contrainte interne

α est une constante d'interaction entre les dislocations

b désigne la plus petite distance interatomique (le module du vecteur de Bürgers),

μ est le module de cisaillement,

ρ est la densité totale de dislocations.

D'autres mécanismes influent sur la valeur de la contrainte interne : le diamètre des grains D, la taille de sous-grains d et la distance moyenne entre les macles Δ. En se basant sur les travaux de Saada [11], Mughrabi [12], Teodosiu et Sidoroff [13], Klepaczko [14] propose une forme complète de la contrainte interne :

$$\sigma_\mu = \alpha_1 \mu b \sqrt{\rho} + \alpha_2 \mu \sqrt{\frac{b}{d(\rho)}} + \alpha_3 \mu \sqrt{\frac{b}{D}} + \alpha_4 \mu \sqrt{\frac{b}{\Delta}} \qquad (I.2)$$

L'expression de la contrainte σ_μ donnée par la relation précédente est liée aux interactions entre dislocations, aux tailles des structures cellulaires, aux grains ainsi qu'à la distance moyenne entre les macles. Ces obstacles engendrent un champ de contraintes sur une taille supérieure à une dizaine de distance atomique [10,15]. Dans ce cas nous parlons alors de champs de contraintes à longue distance.

I.4.2 Micromécanismes contrôlés par l'activation thermique

Lorsqu'une dislocation est en interaction avec un obstacle thermoactivé, sa vitesse est déterminée par le temps caractéristique qu'elle met pour franchir cet obstacle. On montre, dans le cadre de la théorie de l'activation thermique, que la vitesse moyenne v de déplacement d'un ensemble de dislocations en interaction avec un obstacle localisé suit une loi de distribution statistique de type Boltzmann [10] :

$$v = v_0' \exp(-\frac{\Delta G}{kT}) \qquad (I.3)$$

$\nu_0 = \frac{b}{2w}\nu_D$: est la fréquence de vibration de la ligne de dislocation w, elle peut être comprise entre $\nu_D x10^{2}$ et $\nu_D x10^{3}$ où ν_D, voisine de 10^{13} Hz. Elle représente la fréquence de vibration des atomes (fréquence de Debye), [19].

ΔG : est l'énergie libre d'activation ou l'énergie de Gibbs d'activation.

Considérons une dislocation en interaction avec un obstacle localisé imposant un seuil d'énergie $\Delta G_0(T)$. L'énergie thermique ΔG produite par l'agitation des atomes dans le réseau cristallin est transmise à la dislocation lors du franchissement de cet obstacle, est appelée énergie libre d'activation. Elle dépend de la température T et de la contrainte effective σ^*, celle-ci représente la partie de la contrainte appliquée qui contribue à l'activation de l'obstacle. Les deux quantités d'énergie $\Delta G_0(T)$ et ΔG sont liées par l'équation suivante, V^* étant le volume d'activation :

$$\Delta G(\sigma^*,T) = \Delta G_0(T) - \int_0^{\sigma^*} V^*(\xi)d\xi \qquad (I.4)$$

Soit $\sigma_m^*(T)$ la contrainte intrinsèque imposée par l'obstacle, il s'agit typiquement de la contrainte de Peierls-Nabarro dans le cas des réseaux C.C. [17] ou de la contrainte imposée par les forêts de dislocations dans le cas des réseaux CFC . Les deux quantités d'énergie $\Delta G_0(T)$ et $\Delta G(\sigma^*,T)$ s'écrivent :

$$\Delta G_0(T) = \int_0^{\sigma_m^*} V^*(\xi)d\xi \text{ et } \qquad \Delta G(T) = \int_{\sigma^*}^{\sigma_m^*} V^*(\xi)d\xi \qquad (I.5)$$

Plusieurs auteurs tels que Dorn et Rajnak [18], Gilmann [21], Kocks, Argon et Ashby [19], se sont intéressés au profil d'une dislocation dans un champ de potentiel. Il ressort de leurs études que l'énergie libre d'activation, ΔG, s'écrit en fonction de la contrainte effective, σ^*, et de la température T, sous la forme suivante :

$$\Delta G(\sigma^*,T) = \Delta G_0(T)\left[1-\left(\frac{\sigma^*}{\sigma_0^*}\right)^p\right]^q \qquad (I.6)$$

où les coefficients p et q caractérisent la géométrie de l'obstacle à franchir (*figure I.5*) [19].

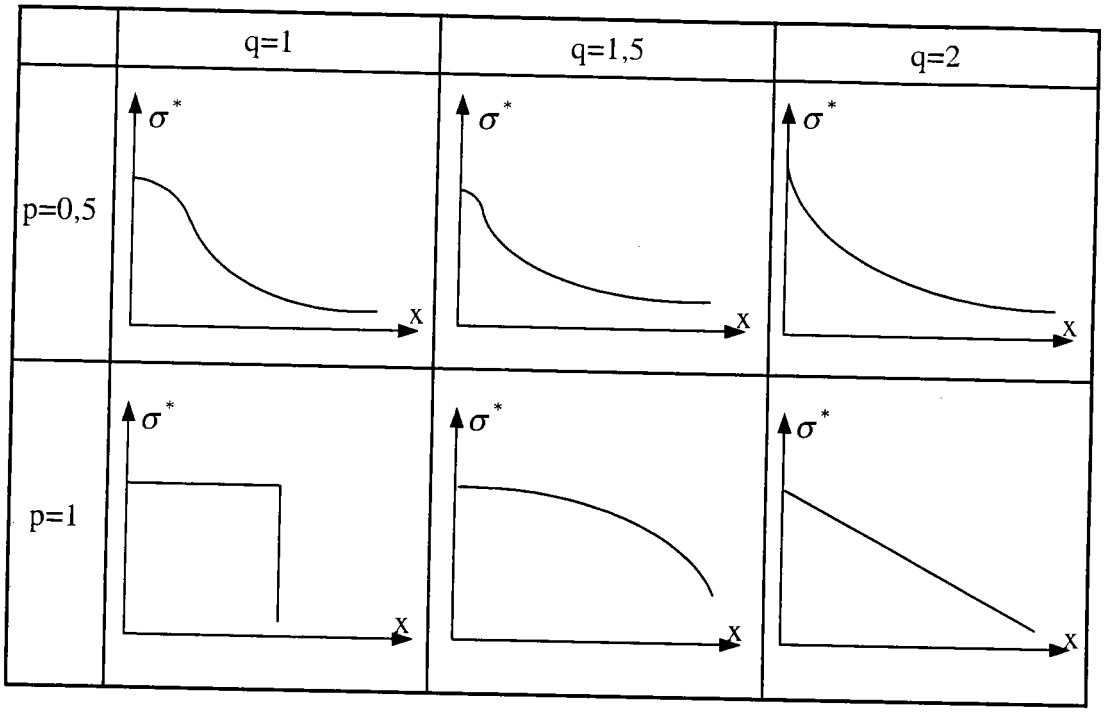

figure I.5 Profils des obstacles en fonction de p et q [19].

La vitesse de déformation plastique résultant du mouvement d'un ensemble de dislocations mobiles de densité ρ_m animées d'une vitesse moyenne de déplacement v. cette vitesse de déformation est donnée par la relation d'Orowan :

$$\dot{\varepsilon} = \rho_m b \, \mathrm{v} \qquad (I.7)$$

En combinant les deux relations (*I.3*) et (*I.7*), on obtient l'équation suivante :

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp\left(-\frac{\Delta G(\sigma^*)}{kT}\right) \qquad (I.8)$$

où $$\dot{\varepsilon}_0 = \frac{la^*}{2w^2} v_D b^2 \rho_m = n_k v_D b^2 \rho_m \qquad (I.9)$$

La relation (*I.8*) représente une équation d'état qui régit le franchissement thermoactivé d'un obstacle localisé. En règle générale, tout processus thermoactivé suit une loi de cette forme. La microstructure intervient dans cette équation par le biais de la densité de dislocations mobiles ρ_m.

I.5 Micromécanismes liés au "traînage visqueux"

Pour des chargements très rapides, les dislocations se trouvent animées de très grandes vitesses et les phénomènes dissipatifs deviennent prépondérants (émission de phonons, interactions dislocations-phonons et dislocations-électrons). Ces dissipations d'énergie se manifestent par une viscosité très importante. Une revue des principaux mécanismes de "traînage visqueux" a été effectuée par Klahn, Mukhejee et Dorn [8], Gilman [21]. Ces mécanismes suivent une loi de type Newtonien :

$$F = (\sigma - \hat{\sigma}_0)b^2 = BV \qquad (I.10)$$

F : est la force de "traînage visqueux", par unité de longueur, des dislocations ;

B : est le coefficient de pseudo-viscosité ;

V : est la vitesse moyenne des dislocations.

Nous savons que la vitesse moyenne des dislocations est limitée par la célérité des ondes élastiques transversales dans les matériaux métalliques. Aux vitesses extrêmement élevées, des effets relativistes entrent en jeu et le coefficient B caractérisant la viscosité devient :

$$B = B_0\left[1 - \frac{V^2}{C_2^2}\right]^{-1} \qquad \text{avec} \qquad C_2 = \pm\sqrt{\mu/\rho}\,. \qquad (I.11)$$

En reportant les équations *I.10* et *I.11* dans la relation d'Orowan il vient :

$$\sigma = \hat{\sigma}_0 + \frac{B}{\rho_m b^2}\dot{\varepsilon} \qquad (I.12)$$

Cela conduit à des lois de comportement du type :

$$\sigma = \hat{\sigma}_0 + \eta\dot{\varepsilon} \qquad (I.13)$$

Ces relations traduisent de façon simplifiée les effets de la viscosité sur la réponse macroscopique du matériau, mais représentent des limites . En effet, ces lois ne tiennent pas compte de l'effet de la température, or pour de grandes vitesses de déformation, l'effet de l'échauffement engendré par la déformation plastique n'est pas négligeable. Par conséquent, il est important d'introduire la température dans la formulation des lois de comportement.

I.6 Synthèse

Les paragraphes précédents nous ont montré que la contrainte d'écoulement dépend à la fois de l'état microstructural du matériau étudié et des conditions de chargement thermo-mécanique appliquées. Les phénomènes régissant l'écoulement plastique diffèrent suivant les domaines de sollicitation en vitesse de déformation et en température. Il est donc difficile de proposer une loi de comportement d'un matériau à l'aide d'une simple expression mathématique décrivant le comportement sur tout le domaine de vitesse de déformation et de température. De plus, cette loi doit prendre en compte le fait que la microstructure est très sensible aux conditions de chargement.

Par conséquent, si nous voulons être capables de prédire le comportement des métaux dans un domaine de sollicitation plus vaste, nous sommes tenus de prendre en compte les différents paramètres conditionnant les micromécanismes de déformation.

CHAPITRE II

MODELISATION DU COMPORTEMENT PLASTIQUE

II MODELISATION DU COMPORTEMENT VISCO-PLASTIQUE

Le comportement mécanique des matériaux est généralement formulé par des relations entre la contrainte, la déformation, la vitesse de déformation et la température qui sont des variables macroscopiques accessibles par la mesure. D'autres variables physiques liées à l'état de la microstructure, accessibles ou non à la mesure, telles que la densité moyenne des dislocations, la densité de dislocations mobiles, la taille des cellules de dislocations et la taille du grain peuvent entrer en jeu dans ces formulations.

Si le comportement élastique linéaire des matériaux homogènes et isotropes est décrit de façon satisfaisante par la loi de Hooke, il n'en est pas de même pour le comportement inélastique. Plusieurs approches ont été proposées durant les dernières décennies pour écrire des relations constitutives décrivant l'écoulement plastique ou viscoplastique des matériaux métalliques. Deux grandes classes de modèles se dégagent :

1- les modèles empiriques qui sont les plus simples et les plus utilisés. Ces modèles reposent sur des constatations purement expérimentales et ne sont pas valides pour d'autres applications (analyse d'un problème de structures, calculs de dimensionnement etc...) que dans le domaine des conditions expérimentales où ils sont déterminés.

2- les modèles semi-empiriques qui se basent sur des constatations physiques à l'échelle microscopique. Cependant, leurs formalismes peuvent comporter des relations empiriques et les paramètres qu'ils mettent en jeu sont généralement déduits à partir d'un certain nombre d'expériences ; c'est pour ces raisons qu'ils sont dits semi-empiriques. Néanmoins, ces modèles peuvent rester applicables dans le domaine non exploré par l'expérience à condition que les mécanismes physiques sur lesquels on se base pour expliquer la déformation du matériau restent valables.

II.1 Modèles phénoménologiques

Les modèles phénoménologiques sont déduits d'études purement expérimentales. Leurs expressions sont généralement simples et ne comportent pas, contrairement à certaines relations semi-empiriques, un nombre trop élevé de paramètres. Ainsi, elles sont relativement faciles à mettre en œuvre dans les codes de calcul. Parmi les premières lois de ce type, citons celle de Hollomon[23] et celle de Ludwik [24] qui s'écrivent sous la forme :

$$\text{Hollomon:} \quad \sigma = A\varepsilon^n \qquad \text{ou} \qquad \tau = A'\gamma^n \tag{II.1}$$

$$\text{Ludwik:} \quad \sigma = \sigma_0 + A\varepsilon^n \qquad \text{ou} \qquad \tau = \tau_0 + A'\gamma^n \tag{II.2}$$

où les paramètres A et n sont liés à l'écrouissage du matériau. Bien que les lois de ce type ne prennent pas en compte l'influence de la température sur la réponse du matériau, elles sont à la base de plusieurs formulations empiriques proposées par la suite, et qui tiennent compte de cette influence.

Pour tenir compte de la sensibilité de l'écoulement viscoplastique des matériaux vis à vis de la température, plusieurs auteurs ont utilisé des relations constitutives de la forme :

$$\text{Klopp, Clifton et Shawki [25] :} \quad \tau = \tau_0 \gamma^n T^{-\nu} \dot{\gamma}^{\,m} \tag{II.4}$$

$$\text{Litonski [26] :} \quad \tau = C\gamma^n (1 - AT)(1 + B\dot{\gamma})^m \tag{II.5}$$

La forme de ces relations suppose que les effets de l'adoucissement thermique, de l'écrouissage et de la sensibilité à la vitesse sont découplés. Or, on sait qu'il existe une dépendance entre ces effets. Pour cette raison, Klepaczko [29] propose une relation constitutive exprimant le module de plasticité B le coefficient d'écrouissage n et celui de sensibilité à la vitesse m en fonction de la température. Cette relation s'écrit :

$$\tau = B(T)\varepsilon^{n(T)}\dot{\varepsilon}^{m(T)} \tag{II.6}$$

Cette liste n'est pas exhaustive. De nombreuses autres lois existent dans la littérature comme le modèle de Hart [30] qui a connu un certain essor au cours des années soixante-dix, il a fournit des critères d'apparition d'instabilité lors d'un essai de traction.

Une autre relation constitutive très utilisée dans les codes de calcul en dynamique rapide est celle de Johnson-Cook [31], celle-ci s'écrit sous la forme :

$$\sigma = \left[A + B\varepsilon^n\right]\left[1 + C\ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)\right]\left[1 - \Theta^r\right] \qquad \text{où} \qquad \Theta = \frac{T - T_0}{T_m - T_0} \qquad (II.7)$$

T_0 et $\dot{\varepsilon}_0$ étant des valeurs de référence de la température et de la vitesse de déformation et T_m la température de fusion du matériau. Les coefficients A, B, C, n et r constituent l'ensemble des paramètres du modèle. Pour une température $T=T_0$ et une vitesse $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0$, l'équation se réduit à celle de Ludwik et le paramètre A désigne donc la limite d'élasticité dans ces conditions de température et de vitesse. Les coefficients B et n représentent les effets de l'écrouissage alors que r et C caractérisent respectivement l'adoucissement thermique et la sensibilité à la vitesse.

La forme de la relation (*II.7*) prévoit l'effondrement de la contrainte d'écoulement à la température de fusion T_m du matériau.

Le modèle de Johnson-Cook, par sa forme simple, est facilement adaptable aux codes de calcul. De plus, il présente l'avantage de ne pas comporter un grand nombre de paramètres à identifier. Cependant, dans ce modèle, les effets de l'écrouissage, de l'adoucissement thermique et de la sensibilité à la vitesse de déformation sont considérés séparément.

II.2 Le modèle de Gilman

Les physiciens ont tenu compte de la structure microscopique du matériau et ont mené leurs investigations selon deux axes : l'observation du processus de déformation sur les monocristaux et l'introduction de la théorie des dislocations qui a permis de fournir certaines explications quantitatives satisfaisantes.

Gilman [33] a pu déterminer une relation entre la vitesse des dislocations et la contrainte appliquée :

$$V_d = V_\infty \exp(-D/\tau) \qquad (II.10)$$

où D est une constante homogène à une contrainte, τ est la contrainte de cisaillement appliquée et V_∞ est la vitesse limite des dislocations lorsque la vitesse devient très grande.

II.2.1 Prise en compte de l'écrouissage

Gilman a observé que la variation de la contrainte due à l'écrouissage est équivalente à l'accroissement de contrainte nécessaire pour maintenir une vitesse donnée aux dislocations. Alors il aboutit à la relation suivante :

$$\overline{V_d} = V_\infty \exp(-\frac{D_0 + n\gamma}{\tau}) \qquad \text{avec } n \text{ est le coefficient d'écrouissage} \qquad (II.11)$$

II.2.2 Prise en compte de la densité des dislocations

Gilman considère que le taux de variation de la densité de dislocations ρ est proportionnel à la déformation plastique. Il propose la prise en compte des dislocations et la détermination expérimentale de la densité totale des dislocations, et écrit alors l'évolution de la densité ρ au cours de la déformation plastique γ sous la forme :

$$d\rho = M.d\gamma \qquad (II.12)$$

où M est le coefficient de multiplication des dislocations.

La relation d'Orowan [34] est une relation fondamentale entre la vitesse de déformation plastique $\dot{\gamma}$, la densité des dislocations mobiles ρ_m et la vitesse moyenne des dislocations $\overline{V_d}$:

$$\dot{\gamma} = b\rho_m \overline{V_d} \qquad (II.13)$$

où b est le module du vecteur de Bürgers et ϕ un facteur d'orientation.

Cette relation nous permet d'écrire l'expression finale sous la forme :

$$\tau = (D_0 + 2n\gamma)\ln\left(\frac{\dot{\gamma}}{\alpha b(\rho_0 + M\gamma)v_\infty}\right) \qquad (II.14)$$

Ce modèle présente deux inconvénients. D'une part il ne permet pas de prédire l'évolution de la densité des dislocations mobiles qui interviennent réellement au cours de la déformation plastique, et d'autre part l'influence de l'histoire de la déformation est négligée.

II.3 Le modèle de M.T.S. (Mechanical Threshold Stress)

Le modèle MTS (ou modèle de contrainte de seuil) est développé à l'origine par Kocks [35,36] et doit son évolution à de nombreux auteurs tels que Mecking et Kocks [37], Estrin et Mecking [38], Follansbee et Kocks [39,40]. Selon ce modèle, la cinétique de l'écoulement plastique est contrôlée par la densité moyenne ρ de dislocations. La contrainte d'écoulement, $\hat{\sigma}$, à *0 K* appelée contrainte seuil s'écrit :

$$\hat{\sigma} = \hat{\alpha}\mu b\sqrt{\rho} \qquad (II.15)$$

Le paramètre $\hat{\alpha}$ est une constante caractérisant les interactions entre les dislocations à la température *0 K*, μ et b sont le module de cisaillement et le module du vecteur de Bürgers. La contrainte $\hat{\sigma}$ représente la contrainte théorique qu'il faut appliquer à 0 *K* pour que les dislocations arrivent à franchir les obstacles. Kocks et Mecking [35] proposent que, lorsque l'activation thermique est prépondérante, la contrainte d'écoulement σ s'écrive sous la forme suivante:

$$\sigma = \hat{\sigma}.S(\dot{\varepsilon},T) \qquad (II.16)$$

avec la condition suivante : $S(\dot{\varepsilon}_p,T) \to 1$ lorsque $T \to 0$.

Cette relation suppose que la contrainte d'écoulement est le produit d'un terme d'écrouissage et d'un terme sensible à la vitesse de déformation et à la température. Elle

découple, donc, de façon multiplicative l'effet de l'écrouissage de ceux de l'adoucissement thermique et de la sensibilité à la vitesse de déformation. Pour écrire l'évolution de la densité de dislocations, Kocks et Mecking proposent l'équation suivante :

$$\frac{d\rho}{d\varepsilon_p} = k_1\sqrt{\rho} - k_2\rho \tag{II.17}$$

Le premier terme correspond au stockage des dislocations après avoir parcouru une distance égale au libre parcours moyen. Le second est associé à l'annihilation des dislocations par restauration dynamique. La combinaison des deux relations (II.15) et (II.16) conduit à :

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\varepsilon_p} = A\left(1 - \frac{\hat{\sigma}}{\hat{\sigma}_s}\right) \quad \text{où} \quad \begin{cases} A = \dfrac{\hat{\alpha}\mu b k_1}{2} \\ \hat{\sigma}_s = \dfrac{\hat{\alpha}\mu b k_1}{k_2} \end{cases} \tag{II.18}$$

Cette relation montre que la contrainte $\hat{\sigma}$ évolue au cours de la déformation vers une valeur de saturation $\hat{\sigma}_s$.

D'après ce modèle, les courbes contrainte-déformation pour différentes températures et/ou vitesses de déformation se déduisent les unes des autres par des homothéties dont les rapports dépendent des termes $S\left(\dot{\varepsilon}_p, T\right)$.

Dans l'équation (II.17), le second terme du deuxième membre est associé à l'annihilation des dislocations par restauration dynamique. Celle-ci étant un processus thermoactivé, ce terme devrait être sensible à la vitesse de déformation et à la température.

II.4 Le formalisme de Klepaczko

Pour modéliser le comportement des métaux, Klepaczko [41] propose un formalisme basé sur l'activation thermique et sur l'évolution de la microstructure au cours de la déformation. Ce formalisme qui reste valable dans un domaine de vitesses de déformation comprises entre $10^{-4}\ s^{-1}$ et $10^{5}\ s^{-1}$ et pour des températures inférieures au tiers de la température de fusion du métal, consiste à lier les grandeurs macroscopiques à un ensemble de variables, que l'on note S_j, décrivant l'état de la microstructure (densité de dislocations, taille du grain etc...) et à évaluer l'évolution de ces variables au cours de la déformation. Il repose sur les trois hypothèses suivantes :

- le cisaillement est le mode fondamental de la déformation aux basses températures.
- la cission résolue de cisaillement τ_R est la somme d'une composante $\tau_{\mu R}$ résultant des interactions entre les dislocations et les obstacles non localisés (joints de grains, précipités, etc.) et d'une composante τ_R^* résultant des interactions entre les dislocations et les obstacles thermoactivés $\tau_{\mu RS}$ [42,43].

$$\tau_R = \tau_{\mu R} + \tau_R^* \qquad \text{(II.19)}$$

La relation entre cette cission et la contrainte d'écoulement pour un polycristal est donnée par les formules d'homogénéisation de Taylor.

- deux termes, τ_μ et τ^*, contribuent, donc, à la contrainte d'écoulement dans le domaine d'activation thermique ; le second terme correspond à la réponse instantanée de la microstructure soumise à un chargement donné tandis que le premier correspond à l'histoire des changements microstructuraux au cours de la déformation.

Ce formalisme repose, comme nous allons le voir par la suite, sur une relation cinétique liant la contrainte d'écoulement à l'état de la microstructure et sur un système d'équations décrivant l'évolution de cette microstructure.

II.4.1 Contrainte interne

Une forme générale de la contrainte interne en fonction de la densité moyenne ρ des dislocations et des différents paramètres géométriques qui peuvent contribuer à l'écrouissage du métal est proposée par Klepaczko [44,45] :

$$\tau_\mu = \alpha_1 \mu(T) b\sqrt{\rho} + \sum_{i=2}^{n}\left(\alpha_i \mu \sqrt{\frac{b}{d_i}}\right) \qquad \text{(II.20)}$$

Cette relation est une expression de la contribution à l'écrouissage du métal due aux interactions dislocations-dislocations et aux interactions entre les dislocations et les autres obstacles à longue portée dans le métal, le paramètre d_i étant la taille du $i^{ème}$ obstacle. Les constantes α_i (i = 2,...n) caractérisent la contribution à l'écrouissage de chacun de ces obstacles indépendamment des autres alors que α_1 caractérise la contribution des interactions dislocations-dislocations. Les paramètres μ et b représentent respectivement le module élastique de cisaillement du matériau et le module du vecteur de Bürgers alors que l'entier n désigne le nombre de types d'obstacles. Pour exprimer le module élastique de cisaillement $\mu(T)$ en fonction de la température, on utilise la relation suivante :

$$\mu(T) = \mu_0 \left[1 - T^* \exp(\Theta^*(1 - T^*))\right] \qquad \textit{(II.21)}$$

T^* : est le rapport de T/T_m où T_m est la température de fusion,

Θ^* : est une constante du matériau étudié,

μ_0 : est le module de cisaillement à 0 K.

Dans le cas où l'on ne considère que les contributions des interactions dislocations-dislocations et les effets de la taille D du grain et de la distance moyenne entre les macles, Δ, la relation (II.20) se réduit à :

$$\tau_\mu = \alpha_1 \mu(T) b\sqrt{\rho} + \alpha_2 \mu(T)\sqrt{\frac{b}{D}} + \alpha_3 \mu(T)\sqrt{\frac{b}{\Delta}} \qquad \text{(II.22)}$$

Dans le domaine des vitesses comprises entre $10^{-4}\ s^{-1}$ et $10^{5}\ s^{-1}$ et pour des températures inférieures au tiers de la température de fusion du métal, les interactions entre les dislocations et les obstacles à longue portée dans le métal sont très faiblement sensibles à la vitesse de déformation et à la température. Le coefficient généralisé, α, y est, donc, très faiblement sensible à ces deux variables. On suppose alors que ce coefficient peut être supposé constant au cours de la déformation.

II.4.2 Contrainte effective

Nous avons vu ci-dessus que les obstacles localisées sont à l'origine de la contrainte effective, τ^*, L'inversion des deux relations (I.7) et (I.110) conduit à l'expression suivante de la contrainte effective :

$$\tau^* = \tau_0^* \left(1 - \left(\frac{kT}{G_0} \ln\left(\frac{\dot{\gamma}_0(\rho_m)}{\dot{\gamma}}\right) \right)^{1/p} \right)^{1/q} \qquad \text{(II.23)}$$

Dans le cas des matériaux de structure H.C., le mécanisme qui contrôle l'écoulement plastique est le franchissement des forêts de dislocations immobiles [45,19]. La contrainte effective maximale dépend de la densité de la forêt :

$$\tau_0^* = \frac{\Delta G_0 \sqrt{\rho}}{b a^*} \qquad \textit{(II.24)}$$

où a* représente la distance d'activation. Dans le cas d'un obstacle de forme rectangulaire, $a^* = b$.

Dans le cas des matériaux métalliques à structure CC, le terme $\dot{\gamma}_0$ étant donné par la relation (I.8), la contrainte d'écoulement τ s'écrit à partir des deux relations (I.22) et (I.23) sous la forme :

$$\tau_\mu = \alpha_1 \mu(T) b \sqrt{\rho} + \alpha_2 \mu(T) \sqrt{\frac{b}{D}} + \alpha_3 \mu(T) \sqrt{\frac{b}{\Delta}} + \tau_0^* \left(1 - \left(\frac{kT}{G_0} \ln\left(\frac{\dot{\gamma}_0(\rho_m)}{\dot{\gamma}}\right) \right)^{1/p} \right)^{1/q} \qquad \text{(II.25)}$$

Le coefficient généralisé α_i d'interactions dislocations-obstacles à longue portée dans le métal est supposé constant dans le domaine des vitesses comprises entre $10^{-4}\,s^{-1}$ et $10^{5}\,s^{-1}$ et pour des températures inférieures au tiers de la température de fusion du métal (discussion faite à la fin du paragraphe précédent). Suivant cette hypothèse, les seules variables qui décrivent l'évolution de la microstructure parmi toutes celles qui interviennent dans les relations (II.22) et (II.23), sont la densité de dislocations et la densité de macles.

II.4.3 Version simplifiée du modèle

L'accumulation des dislocations au cours de la déformation étant à l'origine de l'écrouissage du matériau, Klepaczko [14-42,47] propose d'écrire l'évolution de la densité moyenne de celles-ci sous la forme :

$$\frac{d\rho}{d\gamma_p} = M_{eff}(\dot{\gamma}_p, T, \rho) \tag{II.26}$$

où M_{eff} est le coefficient effectif d'accumulation, celle-ci résultant de la superposition des mécanismes de multiplication des dislocations avec les mécanismes d'annihilation. Dans une version simplifiée du modèle, on propose que la densité ρ_m de dislocations mobiles soit une fraction constante de la densité moyenne [47] :

$$\rho_m = f\rho \tag{II.27}$$

Pour tenir compte de la création et de l'annihilation des dislocations, Klepaczko [47] et Kocks [35] proposent d'écrire l'évolution de la densité moyenne sous la forme :

$$\frac{d\rho}{d\gamma_p} = M_g(\dot{\gamma}_p, T, \rho) - M_a(\dot{\gamma}_p, T, \rho) \tag{II.28}$$

Dans cette équation, les termes M_g et M_a représentent respectivement la contribution de la création et celle de l'annihilation au coefficient total d'accumulation des dislocations. La formulation mathématique du coefficient d'accumulation M_{eff} constitue le problème principal à résoudre pour pouvoir construire à partir de ce formalisme, un modèle d'écoulement

viscoplastique des matériaux polycristallins. La forme suivante de ce coefficient a été proposée par Klepaczko [47] :

$$\frac{d\rho}{d\gamma_p} = M(\dot{\gamma}_p) - k_a(\dot{\gamma}_p, T)(\rho - \rho_0) \tag{II.29}$$

Dans cette équation, le terme $M(\dot{\gamma}_p)$ représente le coefficient de multiplication des dislocations, $k_a(\dot{\gamma}_p, T)$ le coefficient d'annihilation et ρ_0 la densité initiale des dislocations présentes dans le matériau. Pour tenir compte de l'histoire de la vitesse de déformation et de la température, on introduit lors de l'intégration de cette équation, les évolutions de la vitesse de déformation $\dot{\gamma}_p(\gamma_p)$ et de la température $T(\gamma_p)$ au cours de la déformation plastique. Lorsque la vitesse de déformation et la température sont supposées constantes, l'intégration de l'équation (II.29) avec la condition $\rho = \rho_0$ lorsque $\gamma_p = 0$, conduit à la solution analytique suivante :

$$\rho = \rho_0 + \frac{M(\dot{\gamma}_p)}{k_a(\dot{\gamma}_p, T)}\left[1 - \exp(-k_a(\dot{\gamma}_p, T).\gamma_p)\right] \tag{II.30}$$

Dans le cas des essais dynamiques, les élévations de la température du matériau dues à son échauffement sont assez importantes pour qu'elles ne soient pas négligées. De plus, le matériau subit de très fortes accélérations pendant la phase de mise en vitesse. Dans ces conditions, l'équation (II.29) devra être résolue au moyen de méthodes numériques.

D'après Klepaczko [26-74], le facteur d'annihilation k_a s'exprime en fonction de la vitesse de déformation et de la température par la relation suivante :

$$k_a(\dot{\gamma}, T) = k_0\left(\frac{\dot{\gamma}_p}{\dot{\gamma}_0}\right)^{-2m_0 T} \tag{II.31}$$

k_0 est le facteur d'annihilation à $0K$,

m_0 est la sensibilité de l'écrouissage à la vitesse,

$\dot{\gamma}_0$ est la vitesse de seuil.

Pour ce qui concerne le coefficient de multiplication des dislocations M_{II} il est donné en fonction de la vitesse de déformation plastique par la relation suivante :

$$M_{II}(\dot{\gamma}) = M_0\left(B + C\tanh\left[A\ln(\frac{\dot{\gamma}_p}{\dot{\gamma}_m})\right]\right) \qquad \text{(II.32)}$$

Cette relation qui est déduite de l'analyse des résultats expérimentaux obtenus par Morrone et Duffy [48] sur l'Aluminium, matériau métallique à structure cubique à faces centrées, avait été proposée par Klepaczko [41, 47] pour l'étude du cuivre polycristallin. Les paramètres A, B, C, $\dot{\gamma}_m$ et M_0 ont été identifiés pour ce matériau en ajustant les données expérimentales de Follansbee et Kocks [39] à cette équation. A, B et C sont des constantes sans dimension, D une vitesse de déformation de référence et M_0 un coefficient s'exprimant en L^2. Le produit M_0B représente la valeur du coefficient M_{II} lorsque la valeur de la vitesse de déformation plastique est égale à $\dot{\gamma}_m$.

II.5 Conclusion

L'étude bibliographique de ce chapitre nous a permis de classer les modèles en deux parties différentes. La première partie est celle des modèles empiriques, ces modèles reposent sur des constatations purement expérimentales et ne sont pas valides pour d'autres applications. La deuxième partie regroupe des modèles semi-empiriques qui se basent sur des constatations physiques à l'échelle microscopique. Ces modèles comportent des paramètres qui sont généralement déduits à partir d'un certain nombre d'expériences.

Nous avons choisi d'adopter par la suite le formalisme proposé par Klepaczko car il nous semble plus proche des phénomènes qui ont lieu au sein du titane pur, et que ce modèle a donné de bons résultats pour des matériaux C.F.C, tels que l'aluminium et le cuivre dans un domaine de vitesses de déformation compris entre 10^{-4} s^{-1} à 10^{5} s^{-1} [45,47,49]. La

détermination des paramètres passe par des essais mécaniques spécifiques à différentes vitesses et températures. C'est pourquoi nous allons introduire dans les prochains chapitres les dispositifs expérimentaux que nous avons utilisés pour nos essais.

CHAPITRE III

LES ESSAIS DE COMPRESSION

III LES ESSAIS DE COMPRESSION

Le comportement des matériaux en compression est, à bien des égards, semblable à leur comportement en traction. Il existe cependant un certain nombre de différences importantes, suffisantes pour justifier une étude à part de cette forme courante de sollicitation. Dans le domaine dynamique, la compression est un des essais mécaniques les plus fréquemment employé.

Bien que la charge en compression présente des avantages, dans certains genres de recherches, elle offre aussi des difficultés nouvelles. Nous allons d'abord examiner quelques avantages, puis nous ferons l'analyse de ses inconvénients et des moyens de les réduire au minimum.

Une force axiale de compression est facile à exercer par l'intermédiaire de deux plaques planes, parallèles, agissant à chaque extrémité d'une éprouvette cylindrique. En conséquence, l'essai de compression s'emploie couramment dans l'étude des matériaux. Pour les matériaux ductiles, l'essai de compression permet d'étudier des déformations plastiques beaucoup plus grandes qu'en traction. En absence de problèmes d'instabilité plastique et de friction, le domaine plastique devient théoriquement illimité.

Par contre, la grande difficulté de l'essai de compression réside dans l'apparition du frottement et de l'effet de l'inertie aux grandes vitesses de déformation.

III.1 Le frottement

Le frottement est causé par la déformation transversale de l'échantillon qui accompagne la compression exercée par les plateaux sur ses extrémités, son diamètre d augmentant de la quantité $\varepsilon_y d = |\nu \varepsilon_x d|$. Mais la dilatation des extrémités de l'éprouvette est gênée par le frottement entre les extrémités et les plaques de compression. Puisqu'il n'y a pas

de déformation possible dans la zone voisine du contact au cours de l'essai, l'éprouvette prend une forme caractéristique en tonneau (figure III.1, figure III.2).

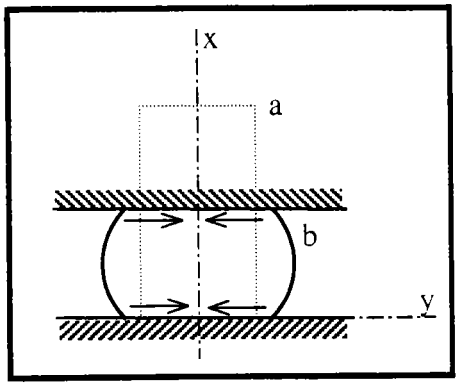

figure III.1 La conséquence du frottement sur un cylindre en compression, état initial(a) et état final (b).

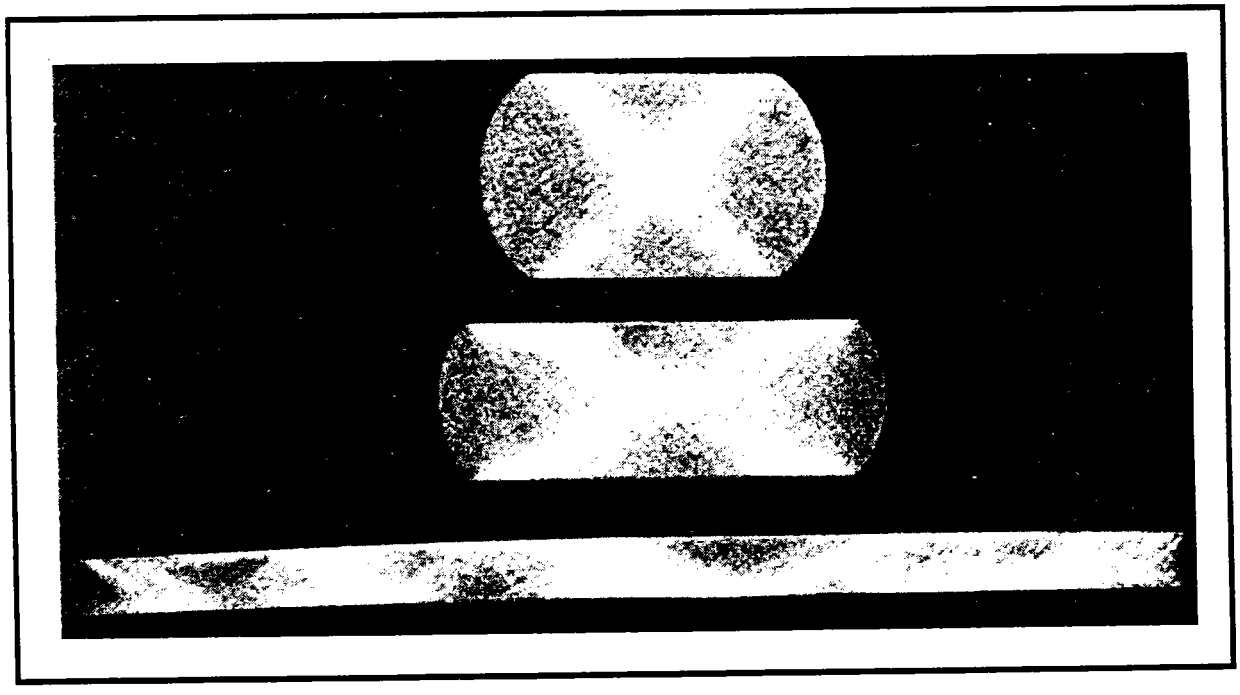

figure III.2 Coupe transversale du Ti-6242Si à trois stades de déformation,[50].

Dans le domaine des faibles vitesses de déformation, il existe plusieurs moyens pour minimiser les effets du frottement:

Siebel et Pomp [51], ont opté pour une forme donnée des plaques d'appui et des extrémités de l'éprouvette. L'angle entre la charge appliquée et la normale à l'axe de compression est égal à l'angle limite de frottement. La seule difficulté est de déterminer l'angle de frottement pour un matériau et des conditions de surface donnés.

Une autre méthode utilisée consiste à lubrifier les extrémités pour diminuer le frottement. Les pressions de contact sont si élevées qu'il faut utiliser des lubrifiants spéciaux. Les résultats sont cependant assez incertains, parce que le lubrifiant tend à s'écouler vers l'extérieur, sous l'effet de la pression, et produit le même effet que le frottement mais en sens opposé.

Enfin la méthode utilisée avec succès par divers chercheurs est la suivante : on pratique de fines cannelures dans les extrémités de l'éprouvette, de façon à couvrir complètement sa surface. Un lubrifiant convenable, appliqué aux extrémités, est retenu par les cannelures, qui empêchent son écoulement vers l'extérieur. Cette méthode permet d'éliminer complètement l'effet de gonflement des éprouvettes ductiles. Il est à noter que le choix de la forme et les dimensions des cannelures ainsi que du lubrifiant employé sont décisifs pour l'obtention des bons résultats.

Cependant, les solutions proposées précédemment ne sont plus fiables dans le domaine dynamique. On a alors proposé que pour un échantillon cylindrique, si le diamètre initial d_0 par rapport à la longueur initiale l_0 et le coefficient de Coulomb μ sont suffisamment petits, on peut négliger l'effet de frottement. Davies et Hunter [52] ont utilisé le critère suivant :

$$\frac{\mu d_0}{3l_0} << 1$$

Dans le cas contraire, il est nécessaire de développer des corrections. Par exemple, Rand [53] a donné, en 1967, une relation entre la contrainte uniaxiale réelle σ_c et la contrainte mesurée σ_m lorsque le frottement intervient :

$$\sigma_c = \frac{\sigma_m}{2\alpha^{-2}(e^{\alpha} - \alpha - 1)} \qquad \text{où} \qquad \alpha = \frac{\mu d(1+\varepsilon)^{-3}}{2l} \tag{III.1}$$

Malinowski et Klepaczko [54] ont dérivé une correction basée sur l'équilibre énergétique :

$$\sigma_c = \sigma_m \left[1 - \frac{\mu d}{l}(1-\varepsilon)^{-3/2} \right] \tag{III.2}$$

Cette relation a été appliquée avec succès l'Aluminium dans [54].

III.2 L'inertie

Depuis la création du système des barres d'Hopkinson, beaucoup d'efforts ont été faits en vue de son amélioration. La recherche s'était plutôt axée sur les problèmes propres aux essais de comportement unidimensionnels à savoir l'inertie dans le cas dynamique.

Les efforts appliqués sur l'échantillon induisent non seulement une contrainte axiale, mais aussi une accélération radiale. Ainsi, la contrainte mesurée est alors supérieure à la contrainte axiale réelle dans l'échantillon (figure III.3).

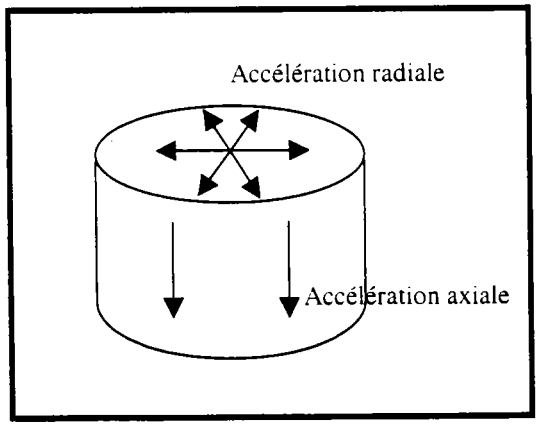

figure III.3 La division des accélérations dans l'échantillon.

Kolsky [55] a étudié le problème de l'inertie radiale en 1949. En tenant compte du bilan énergétique, il a trouvé que pour l'éprouvette courte, l'inertie axiale peut être négligée devant l'inertie radiale, et il a proposé une correction de la forme :

$$\sigma_c = \sigma_m - \rho \frac{v^2 d^2}{8} \ddot{\varepsilon} \qquad (III.3)$$

où σ_c est la contrainte corrigé, σ_m la contrainte mesurée. v, ρ, d, sont respectivement le coefficient de Poisson, la masse volumique et le diamètre de l'échantillon.

Davies et Hunter [52] ont tenu compte des inerties radiales et axiales, mais ont trouvé que l'inertie axial n'influe pas beaucoup sur la correction de l'inertie, mais que le frottement doit être nécessairement pris en compte, sous peine d'obtenir de résultats complètement erronés. Pour éviter tous ces problèmes, ils ont proposé d'utiliser des éprouvettes à géométrie optimale, c'est à dire une géométrie où le frottement n'a plus beaucoup d'influence sur le résultat. De plus avec cette géométrie l'inertie radiale et l'inertie axiale s'annulent. Cette optimisation de la géométrie de l'éprouvette est donnée par la relation $l_0 = \frac{1}{2}\sqrt{3}vd_0$. Pour un coefficient de Poisson de *1/2*, le rapport $s_0 = \frac{l_0}{d_0}$ vaut *0.433*. Pour les autres éprouvettes, ils ont proposé une correction de la forme suivante :

$$\sigma_c = \sigma_m + \rho\left[\frac{l^2}{6} - \frac{v^2 d^2}{8}\right]\ddot{\varepsilon} \qquad (III.4)$$

Klepaczko [56], Dharan et Hauser [57] ont travaillé aussi sur la correction inertielle. Ils ont negligé l'inertie radiale, mais ils ont ajouté un nouveau facteur de correction qui dépend de la vitesse de déformation. Ils ont trouvé que, pour un cylindre creux d'aluminium, l'effet de l'inertie radiale est très faible. Leur correction a atteint environ *17%* sur la contrainte axiale pour une vitesse de déformation de l'ordre de $2.5\ 10^4\ s^{-1}$:

$$\sigma_c = \sigma_m + \rho\left[\frac{d_0^2}{24(1-\varepsilon_z)}\ddot{\varepsilon} - \frac{d_0^2}{16(1-\varepsilon_z)}\dot{\varepsilon}^2\right] \qquad (III.5)$$

En 1986 Malinowski et Klepaczko [58] ont recherché une géométrie optimale, adaptée aux essais sur la barre d'Hopkinson, pour éliminer essentiellement l'effet de l'inertie et du frottement entre l'échantillon et la barre. Ils se sont basés sur le fait que l'énergie totale appliquée sur l'échantillon ΔE est transformée en énergie dissipée par le frottement (ΔE_T), énergie radiale (ΔE_K^R) et énergie axiale (ΔE_K^Z):

$$\Delta E = \Delta E_T + \Delta E_K^R + \Delta E_K^Z \qquad (III.6)$$

Ils sont arrivés à la relation suivante :

$$\sigma_c = \sigma_m - \frac{\mu \sigma_m}{3s} - \frac{d^2 \rho}{4(1-\varepsilon_z)}\left[\frac{1}{6}\ddot{\varepsilon} + \frac{1}{4}\dot{\varepsilon}^2\right] \qquad (III.7)$$

On peut citer encore Bertholf et Karnes [59], en 1975, qui ont fait une simulation numérique bidimensionnelle de l'échantillon (méthode en différences finies) pour vérifier la qualité des diverses corrections.

Pour toutes ces méthodes, la correction dépend directement de la longueur initiale l_0, du diamètre initial d_0, de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ et de l'accélération $\ddot{\varepsilon}$.

Pour aller plus loin dans l'étude de ces méthodes de correction, et pour voir l'influence de l'histoire de la vitesse de déformation et du rapport initial $s_0 = l_0 / d_0$ sur la correction de l'effet de l'inertie, nous avons calculé la correction de deux manières différentes.

- La première partie consiste à fixer l_0 et d_0 , de telle sorte que la rapport s_0 soit égal à *0.5*, et puis faire le calcul avec les différentes méthodes de correction pour deux histoires de vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_1$ (figure *III.4a*) et $\dot{\varepsilon}_2$ (figure *III.4b*).
- Pour la deuxième partie, nous avons fait varier le rapport s_0 entre *0.5 et 0.1* et nous avons calculé la correction pour la même histoire de vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_2$.

La valeur de la densité ρ, qui est prise comme constante dans les formules de correction, est égale à la densité du titane pur ($4.5x10^3$ *kg/m*^{3}).

Pour la première histoire $\dot{\varepsilon}_1$ (figure *III.4a*) le temps de la montée est très court, puis la vitesse de déformation se stabilise très vite et reste quasi-constante pendant la déformation plastique. La deuxième histoire de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_2$ a un temps de montée plus long que la première. Ceci se traduit par une stabilisation lente de la vitesse de déformation, cette dernière augmentant pendant la déformation plastique.

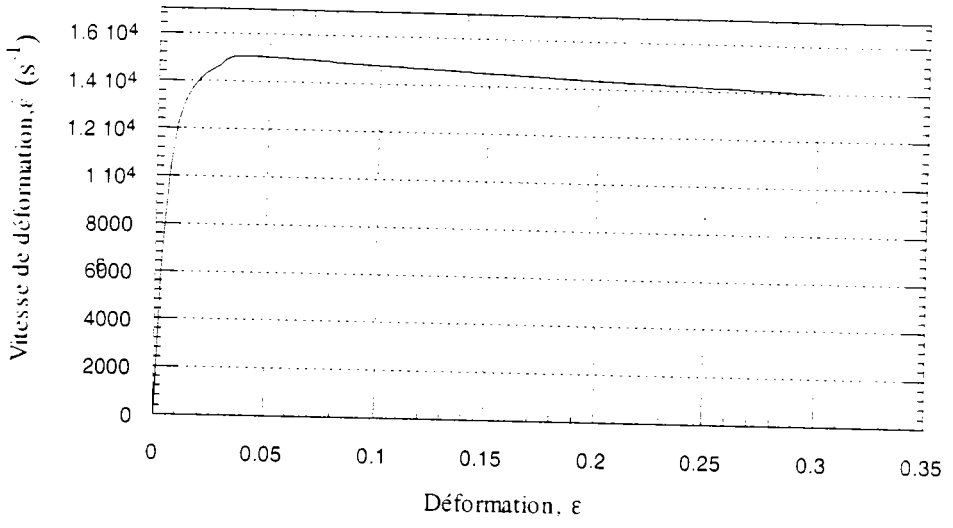

figure III.4a *première histoire de la vitesse de déformation($\dot{\varepsilon}_1$) appliquée aux méthodes de correction.*

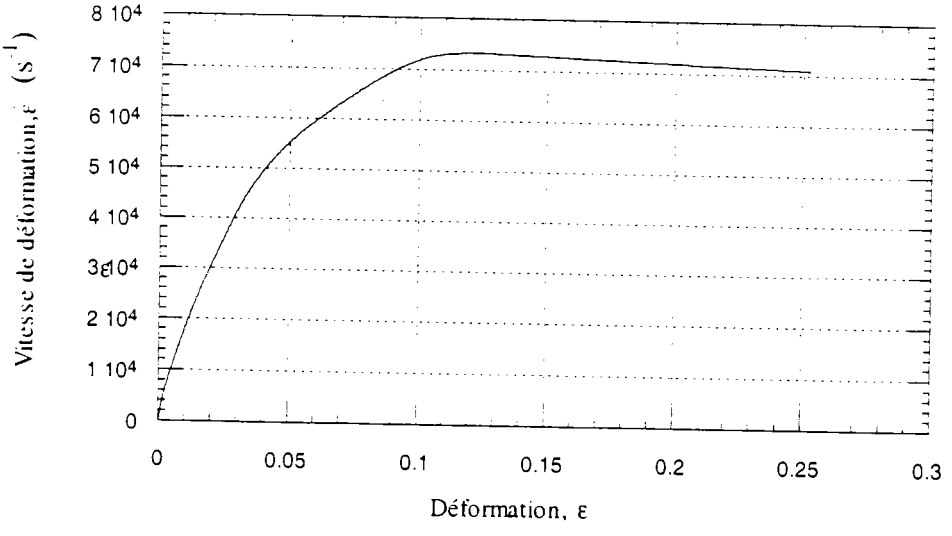

figure III.4b *deuxième histoire de la vitesse de déformation ($\dot{\varepsilon}_2$) appliquée aux méthodes de correction*

Pour la première méthode de calcul, nous avons constaté que le changement entre ces deux vitesses a une forte influence sur la correction inertielle (figure III.5a,b). En effet la monté rapide de la première vitesse de déformation et sa stabilisation donne une accélération positive très grande pendant un temps très court, puis une décroissance vers une valeur stable, tandis que la montée lente de la deuxième vitesse donne un plateau plus large pour l'accélération positive puis une décroissance pour arriver à une valeur limite de correction.

Pour les deux vitesses de déformation, nous pouvons remarquer que la méthode de correction de Davies-Hunter donne des résultats proches mais de signe opposée par rapport aux autres méthodes de correction. Ceci peut être expliquer par le fait que ces deux méthodes ont pris en compte l'accélération axiale qui était négligée par les autres.

En ce qui concerne l'influence de la dimension initiale de l'éprouvette $s_0 = l_0 / d_0$, nous avons calculé le pourcentage de correction du à l'inertie $\Delta\sigma / \sigma_m$ avec ces différentes méthodes, pour deux dimensions initiales (*0.5* , *0.1*) et pour la même vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_2$.

Le résultat de ce calcul est que, pour la géométrie initiale $s_0 = 0.5$, la correction de Davies-Hunter est plus faible et de signe opposée par rapport aux autres méthodes (figure *III.6a*). Pour la géométrie $s_0 = 0.1$, la correction des toutes ces méthodes semble se rapprocher (figure *III.6b*). Il faut signaler que la méthode de correction de Malinowski-Klepaczko donne plus de correction. L'avantage par rapport aux autres méthodes de correction est dû au facteur de l'accélération $\frac{3\rho d^2}{64}\ddot{\varepsilon}$ ajouté par ces derniers, ce facteur augmentant la sensibilité de la méthode aux grandes vitesses de déformation et aux grandes déformations.

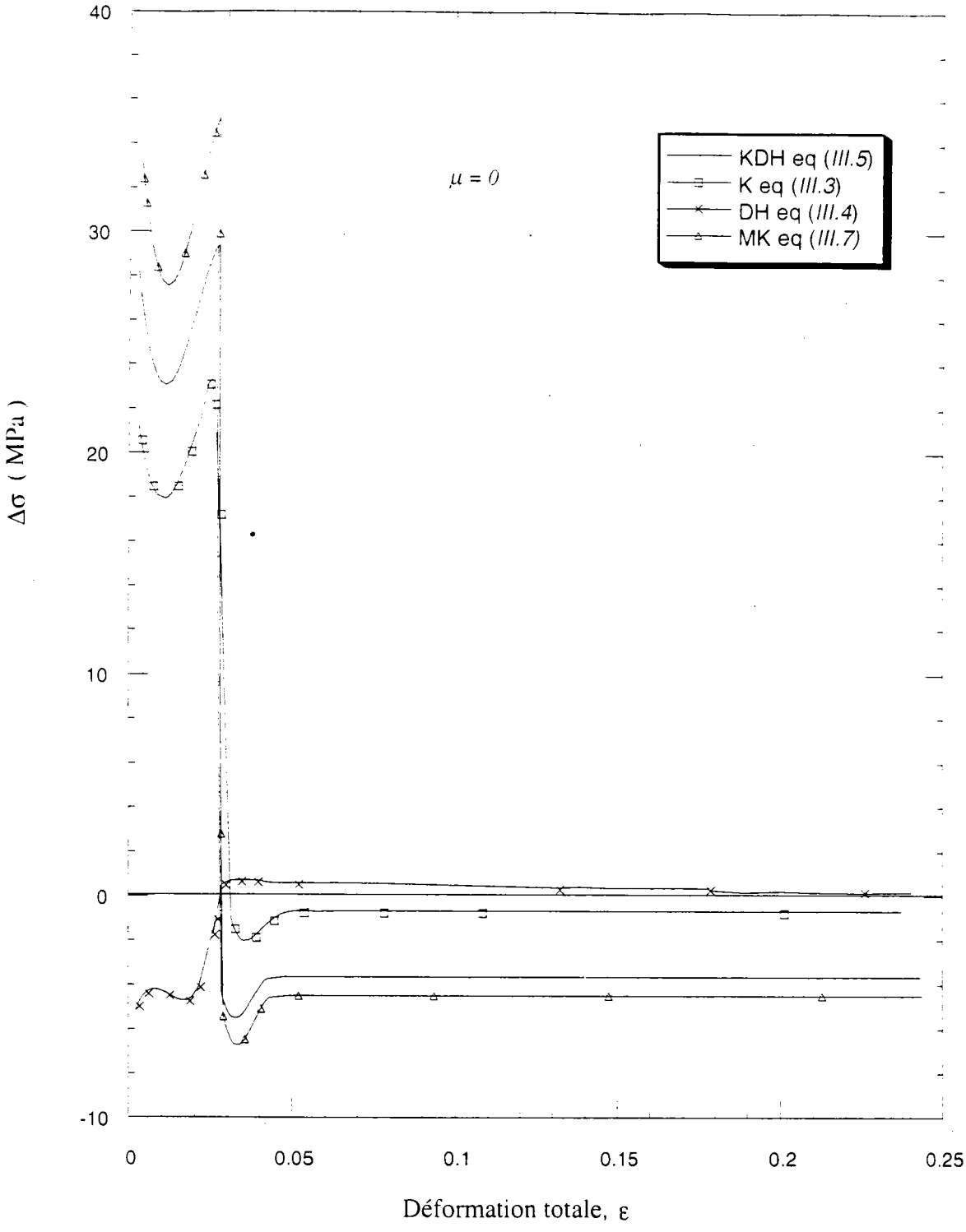

figure III.5a La correction de l'effet de l'inertie pour le titane pour la première vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_1$ et $s_0 = 0,5$.

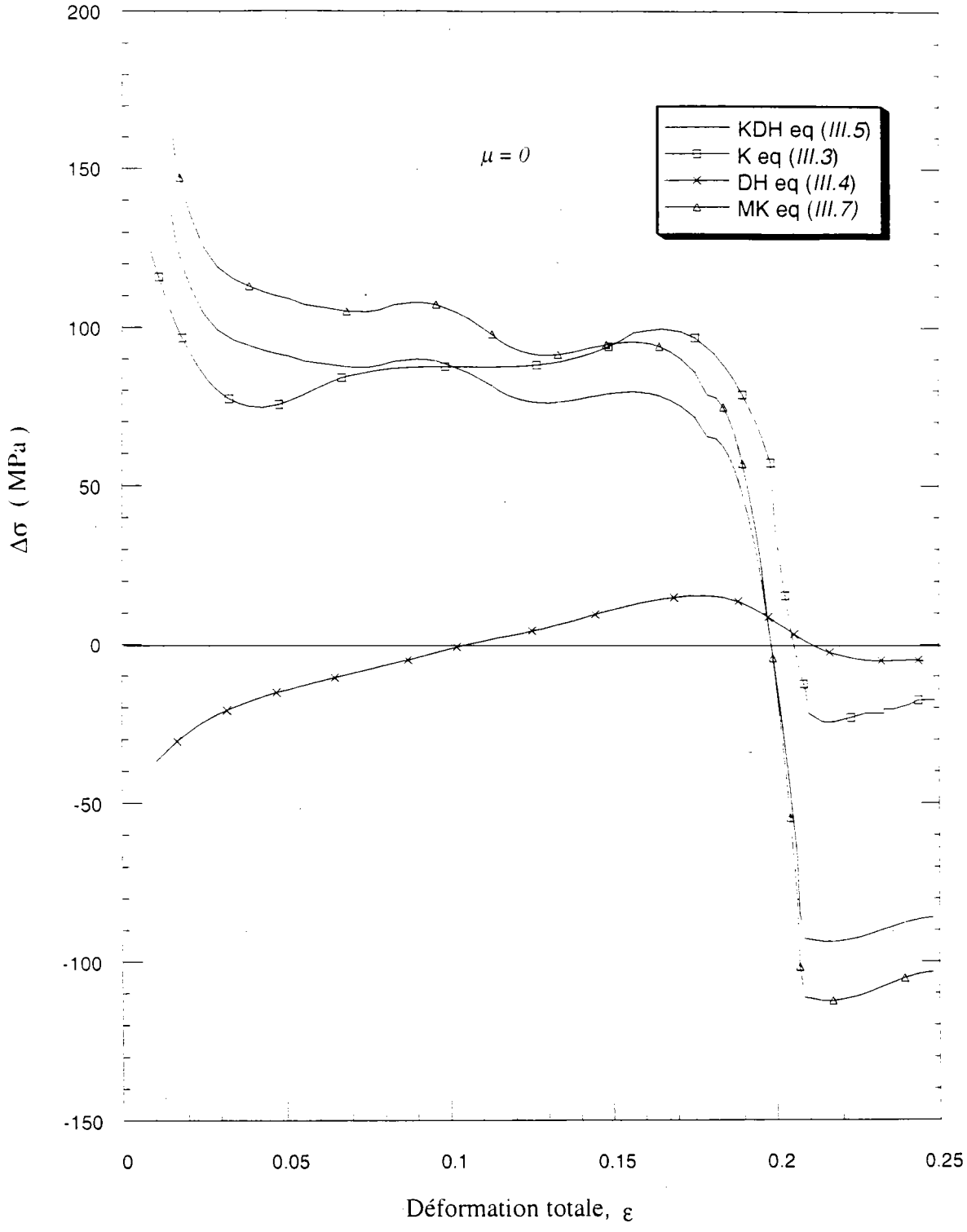

figure III.5b La correction de l'effet de l'inertie pour le titane pour la deuxième vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_2$ et $s_0 = 0,5$.

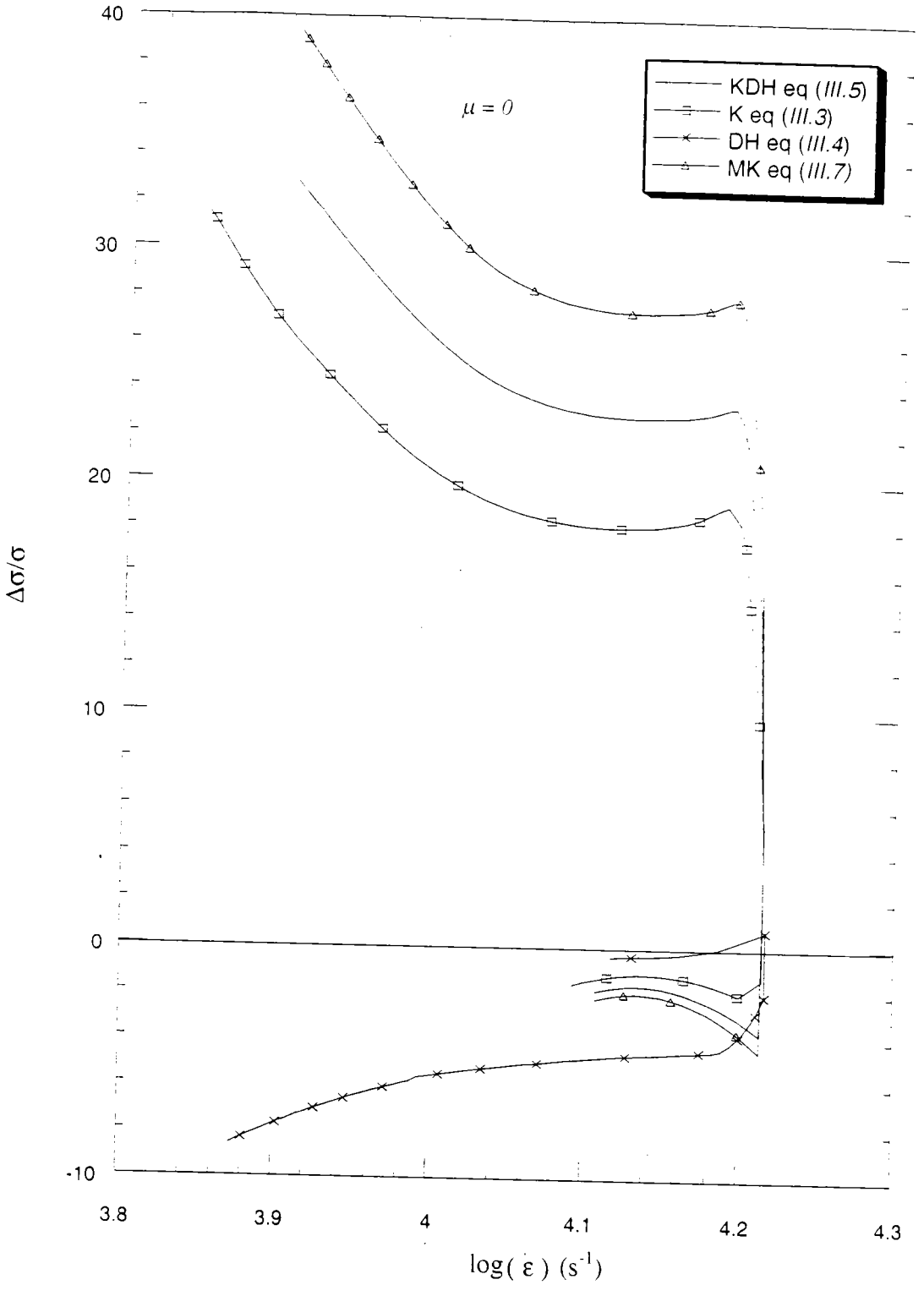

figure III.6a *Le taux de correction de l'effet de l'inertie pour le titane avec la dimension initiale s_0 = 0,5 et l'histoire de vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_2$*

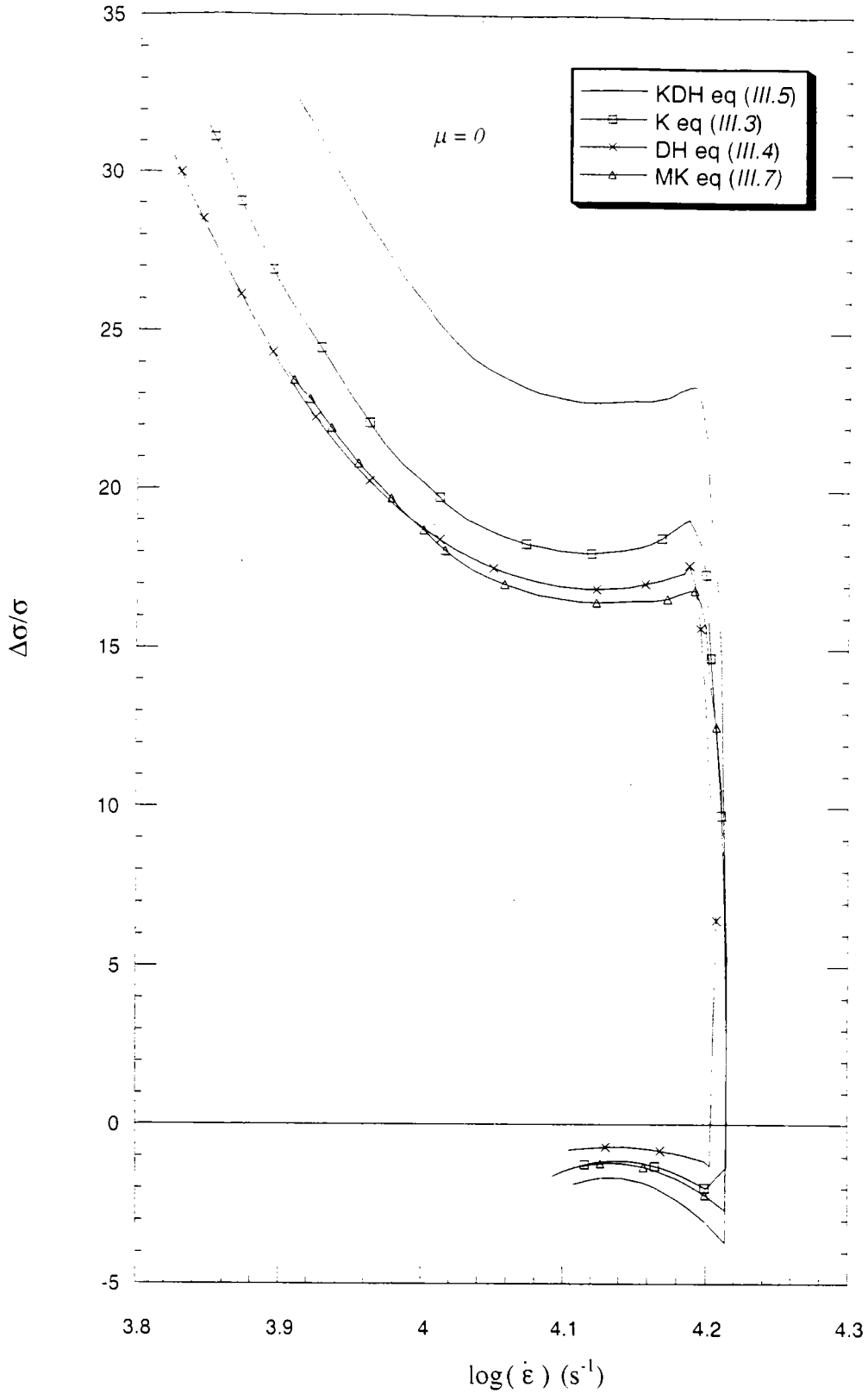

figure III.6b Le taux de correction de l'effet de l'inertie pour le titane avec la dimension initiale s_0 = 0,1 et l'histoire de vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_2$.

III.3 Conclusion

Après l'étude de toutes ces formules de correction, nous pouvons constater les différents points suivants :

- Toutes ces formules prouvent, pour un frottement négligeable ($\mu=0$), une sensibilité à l'histoire de la vitesse de déformation. La formule de Davies-Hunter donne une sensibilité plus forte à la dimension initiale de l'éprouvette.
- L'accélération est le facteur le plus influent dans la correction de l'effet de l'inertie.
- L'accélération axiale prise en compte par Davies-Hunter devient négligeable quand le rapport initial $s_0 = l_0 / d_0$ est proche de $0,1$.

L'avantage de la méthode de Malinowski-Klepaczko qui donne une meilleure correction, est dû à la présence de l'accélération ($\frac{3\rho d^2}{64}\ddot{\varepsilon}$). Ce terme donne plus de sensibilité à la correction inertielle pour les grandes vitesses de déformation et les grandes déformations. Pour cette raison, nous allons utiliser par la suite cette formule de correction puisque nous allons atteindre dans nos essais de grandes vitesses de déformation et de grandes déformations.

CHAPITRE IV

COMPORTEMENT MECANIQUE DU TITANE

IV COMPORTEMENT MECANIQUE DU TITANE

IV.1 Généralités sur le titane

Découvert en 1789 par GREGOR, le titane fut préparé à l'état métallique en 1825 par BERZELIUS. Plus abondant que le cuivre, le titane arrive au neuvième rang des constituants de la lithosphère, soit 0.6 % : il est cependant très disséminé.

L'importance des recherches qui sont consacrées à ce métal s'établit en fonction des besoins industriels et du bilan économique de ses applications. Vers 1950, l'étude aéronautique nécessitait des matériaux nouveaux. Les études fondamentales divergèrent alors assez rapidement vers les applications techniques. Le métal pur fut peu à peu abandonné au profit d'alliages présentant des caractéristiques mécaniques plus élaborées. En 1960, l'industrie aérospatiale, avec les industries chimiques et électriques, ont développé des programmes de recherches visant à mieux connaître l'ensemble des propriétés mécaniques de ce métal.

L'intérêt essentiel du titane résulte dans sa faible masse volumique (4.51 g/cm^3) et de ses caractéristiques mécaniques intéressantes. Il se caractérise par sa bonne résistance à la corrosion, une résistance qui est supérieure à celle des aciers inoxydables. Il doit cette excellente tenue à un film d'oxyde TiO_2 qui le recouvre et lui assure une autoprotection très efficace.

Cependant, sa très grande sensibilité aux impuretés rend son emploi industriel délicat. Les premières études sur les propriétés mécaniques et les processus de déformation [60] ont montré une très grande influence des éléments interstitiels et notamment de l'oxygène.

IV.2 Structure microscopique du titane

Comme nous l'avons vu, le titane existe sous deux formes allotropiques :

à température ambiante, sa structure cristalline se présente sous forme hexagonale compacte, appelée phase alpha. Ses paramètres de maille a et c valant respectivement *2.950 Å* et *4.683 Å*, [61] . Le rapport c/a du titane alpha, égal à *1.587*, est inférieur au rapport c/a d'une structure hexagonale compacte idéale ($\frac{c}{a}$=1.633), [62].

A *1155 K*, la phase alpha se transforme en une phase bêta de structure cubique centrée : elle se stabilise à *1173 K*, avec un paramètre de maille a qui vaut *3.31 Å*. Cette phase est stable jusqu'à la température de fusion *1943 K* [63]. (*figure IV.1*)

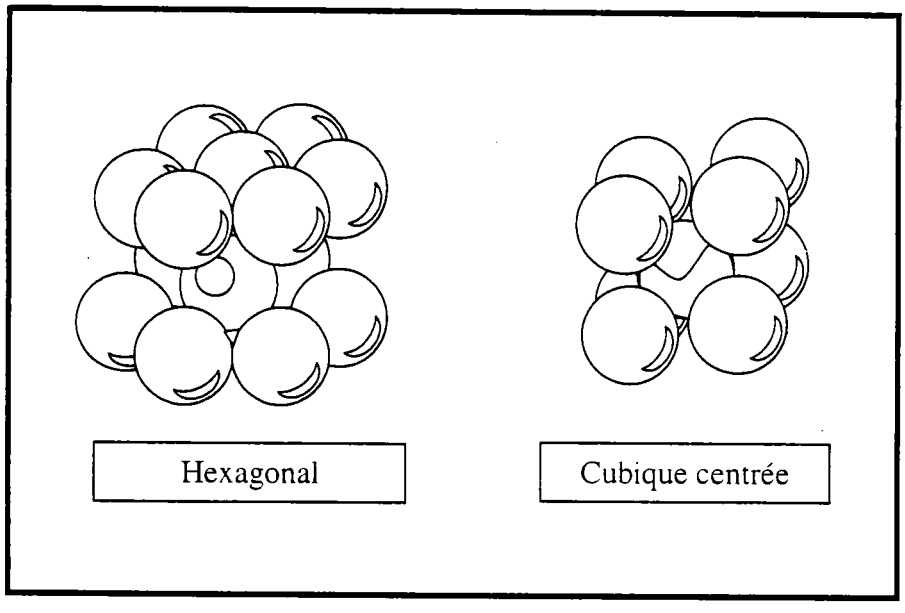

figure IV.1 Modèle des sphères dures pour les deux types de structure de base du titane

La transformation allotropique alpha-bêta se fait par une transformation martensitique, qui a une très grande influence sur les microstructures du titane et sur ses alliages. Par ailleurs, le titane présente, à température élevée, une grande affinité avec l'oxygène, l'azote, le carbone et l'hydrogène.

Comme tous les matériaux à structure hexagonale, le titane n'existe pas en structure hexagonal simple, mais en structure hexagonale compacte qui peut se décomposer en deux mailles élémentaires décalées.

Les plans cristallographiques d'un système hexagonal sont définis par quatre axes de coordonnées : trois axes à 120° dans le plan de base, et un axe prismatique (*figure IV.2*). Les plans les plus importants sont :

Le plan de base : (0001)

Les plans des faces du prisme : $(10\bar{1}0)$, $(0\bar{1}10)$, $(1\bar{1}00)$

Les plans des faces de 2ème espèce : $(11\bar{2}0)$,$(2\bar{1}\bar{1}0)$, $(1\bar{2}10)$

Les plans pyramidaux de 1ère espèce : $(\bar{1}011)$;$(01\bar{1}1)$, $(\bar{1}101)$...

Les plans pyramidaux de 2ème espèce : $(11\bar{2}1)$,$(\bar{2}111)$, $(11\bar{2}2)$...

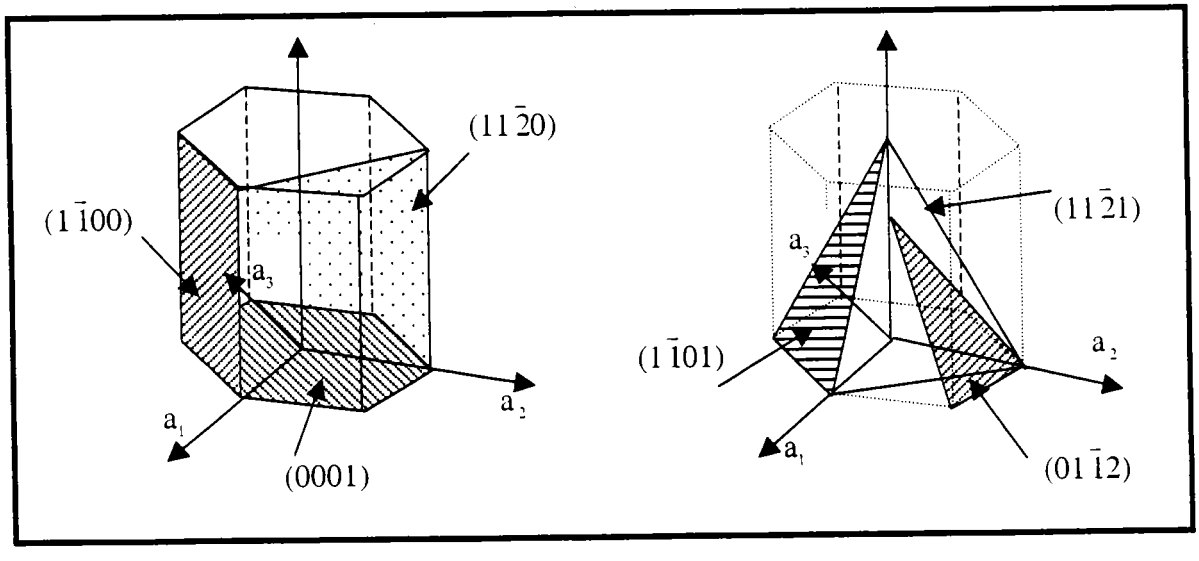

figure IV.2 Plans principaux du système hexagonal

IV.3 Propriétés thermo-physiques du titane

Le titane présente des caractéristiques thermo-physiques nettement supérieures à celles d'autres métaux fréquemment utilisés. Dans ce paragraphe nous citons les principales constantes du titane :

Masse volumique	: 4510 $kg.m^{-3}$
Température de fusion	: 1941 K
Température d'ébullition	: 3533 K
Chaleur latente de fusion	: 440 $kJ.kg^{-1}$
Chaleur massique (293 K)	: 543 $J.kg^{-1}.K^{-1}$
Conductivité thermique (293 K)	: 18 $W.m^{-1}.K^{-1}$
Coefficient de dilatation linéaire	: $8,5.10^{-6}$ K^{-1}

IV.4 Comportement du titane monocristallin

V.4.1 Systèmes de glissement

Les systèmes de glissement habituellement rencontrés dans les matériaux de structure hexagonale compacte ont été présentés antérieurement. La compacité de la structure α du titane n'étant pas idéale, les plans de plus grandes densités ne sont pas les plans de base mais les plans prismatiques. Le système de glissement principal est $<11\bar{2}0>$. Le glissement pyramidal de première et de seconde espèce apparaît comme un mécanisme de déformation secondaire.

IV.4.2 Les bandes de déformation

Une bande de déformation est une zone du cristal dans laquelle la rotation du réseau n'est pas la même que dans le reste du cristal. Les limites des bandes sont donc le siège de distorsions locales. Ces bandes, observées depuis longtemps lors de la compression, correspondent, d'une manière générale, à une rotation, appelée "rotation de Taylor" autour d'un axe situé dans le plan de glissement et perpendiculaire à la direction de glissement.

Dans le cas du titane, les bandes de déformation sont limitées par deux plans sensiblement normaux à la direction de glissement et consistent en des zones dans lesquelles le cristal a tourné dans le sens inverse de la rotation due au glissement [64] . Une fois que ces bandes formées, leur largeur, qui peut varier le long de la bande, reste constante lors de la déformation. Cependant la rotation s'accentue et les frontières deviennent très nettes ; la région fléchie est limitée aux frontières de la bande et la rotation peut atteindre de fortes valeurs de rotation : jusqu'à 25°, d'après Churchman [65].

IV.4.3 Le maclage

Le maclage est un mécanisme de déformation rencontré fréquemment dans l'étude des cristaux hexagonaux car ceux-ci possèdent, en général, moins de possibilités de glissement que les cristaux cubiques. Le système de macle classique est $\{10\bar{1}2\} - \{10\bar{1}1\}$.

C'est dans le titane que le plus grand nombre de systèmes de maclage a été décrit. D'après Rosi, Dubé et Alexander [64], le plan $\{11\bar{2}1\}$ est le plus fréquent. Anderson, Jillson et Dunbar [66] ont observé son développement à la place du plan $\{10\bar{1}2\}$ pour des orientations où ce dernier était peu favorisé. Rosi, Perkins et Seegle [67] ont constaté qu'à *468 K* le plan du quatrième ordre était le siège du maclage; à haute température, *1073 K*, les deux premiers plans apparaissent encore.

IV.4.4 Consolidation

Nous savons que la limite élastique est liée à la structure des cristaux et aux défauts existants, une déformation plastique introduisant de nouveaux défauts, la limite de déformation plastique d'un cristal déformé ne sera plus la même. Cette variation en fonction de la déformation est la courbe de consolidation.

Etant données la possibilité de glissement sur plusieurs plans et d'après les observations micrographiques pour les matériaux hexagonaux, comme le titane, nous pouvons supposer que ces cristaux présentent un durcissement assez fort, identique à celui des métaux cubiques à faces centrées. Le comportement du titane pur polycristallin dans le domaine plastique présente une grande complexité : comme chez les matériaux H.C. la vitesse de déformation et la température ont une forte influence sur la limite élastique et l'écrouissage.

IV.4.5 Ecrouissage

L'aptitude à la déformation plastique des métaux dépend étroitement de l'évolution des caractéristiques mécaniques du métal au cours de la déformation appelée écrouissage. Nous ne pouvons pas dissocier la capacité de durcissement par la déformation d'un métal de sa limite d'élasticité. En ce qui concerne le titane, il est très difficile d'avoir des limites élastiques comparables aux cissions critiques, étant donné sa grande sensibilité aux interstitielles. En effet, les impuretés jouent le rôle d'obstacles et augmentent la consolidation du métal.

Dans la phase alpha du titane, les macles sont les principaux obstacles au mouvement des dislocations. Les joints de macles jouent un rôle similaire à celui des joints de grains.

Des calculs menés par Yoo [68], montrent que les obstacles les plus forts au déplacement des dislocations sont les macles de type $\{11\bar{2}2\}$ qui apparaissent préférentiellement dans des échantillons dont l'axe de déformation est perpendiculaire à la direction de laminage. Ceci a été mis en défaut par des résultats expérimentaux [69], qui ont

montré que l'écrouissage le plus important intervient pour les échantillons déformés parallèlement à la direction de laminage.

IV.5 Influence des impuretés interstitielles

Nous avons vu que, dans les cristaux de titane le glissement se développe sur les plans prismatiques. Nous devons donc nous attendre, pour la déformation à froid, à une ductilité plus importante que celle des métaux hexagonaux ayant un rapport *c/a* plus grand : en effet, le titane à l'état le plus pur est capable d'une assez grande déformation à température ambiante. Mais la définition des propriétés mécaniques du titane non allié est difficile, car sa grande affinité pour l'azote, le carbone et surtout avec l'oxygène fait que nous ne pouvons pas l'obtenir au même degré de pureté que les autres métaux. La présence de ces trois éléments en position interstitielle dans le réseau du titane dilate inégalement les axes, ce qui tendent à rapprocher le rapport *c/a* de la valeur idéale : 1,633 [70,71,72] (*figure IV.3*).

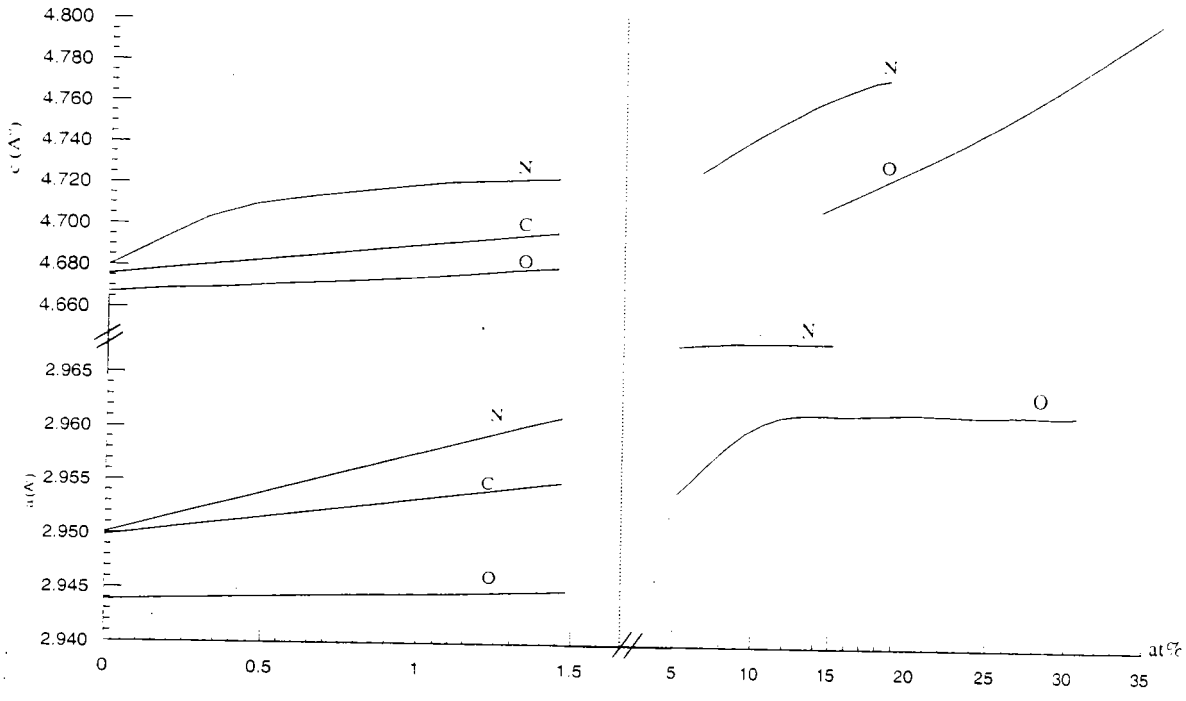

figure IV.3 *Variation des paramètres du réseau hexagonal du titane en fonction de la teneur en oxygène, carbone et azote*

Entraînant une distorsion du réseau, ces impuretés interstitiels créent un durcissement important. D'après les résultats de Jaffee, Ogden et Maykuth [73], les propriétés mécaniques changeant en fonction de la concentration atomique en oxygène, azote et carbone.

En 1984 Conrad [74] a confirmé que les impuretés interstitielles ont un grand effet sur la variation de la limite élastique en fonction de la température et de la vitesse de déformation. A basse température, où les phénomènes thermiquement activés sont prépondérants, l'influence de la concentration des impuretés, dans le titane, est très grande, alors que les phénomènes mécaniquement activés ne semblent pas très perturbés. En effet, la présence des impuretés augmente le nombre des obstacles ; les dislocations ont donc besoin de plus d'énergie pour leur mouvement pendant la déformation, ce qui conduit à l'augmentation de la contrainte nécessaire pour que les dislocations franchissent les obstacles. A partir d'une

certaine température critique (T_c), où les phénomènes thermiquement activés sont pratiquement absents. l'influence des impuretés interstitielles devient quasi-inexistante (*figures IV.4*).

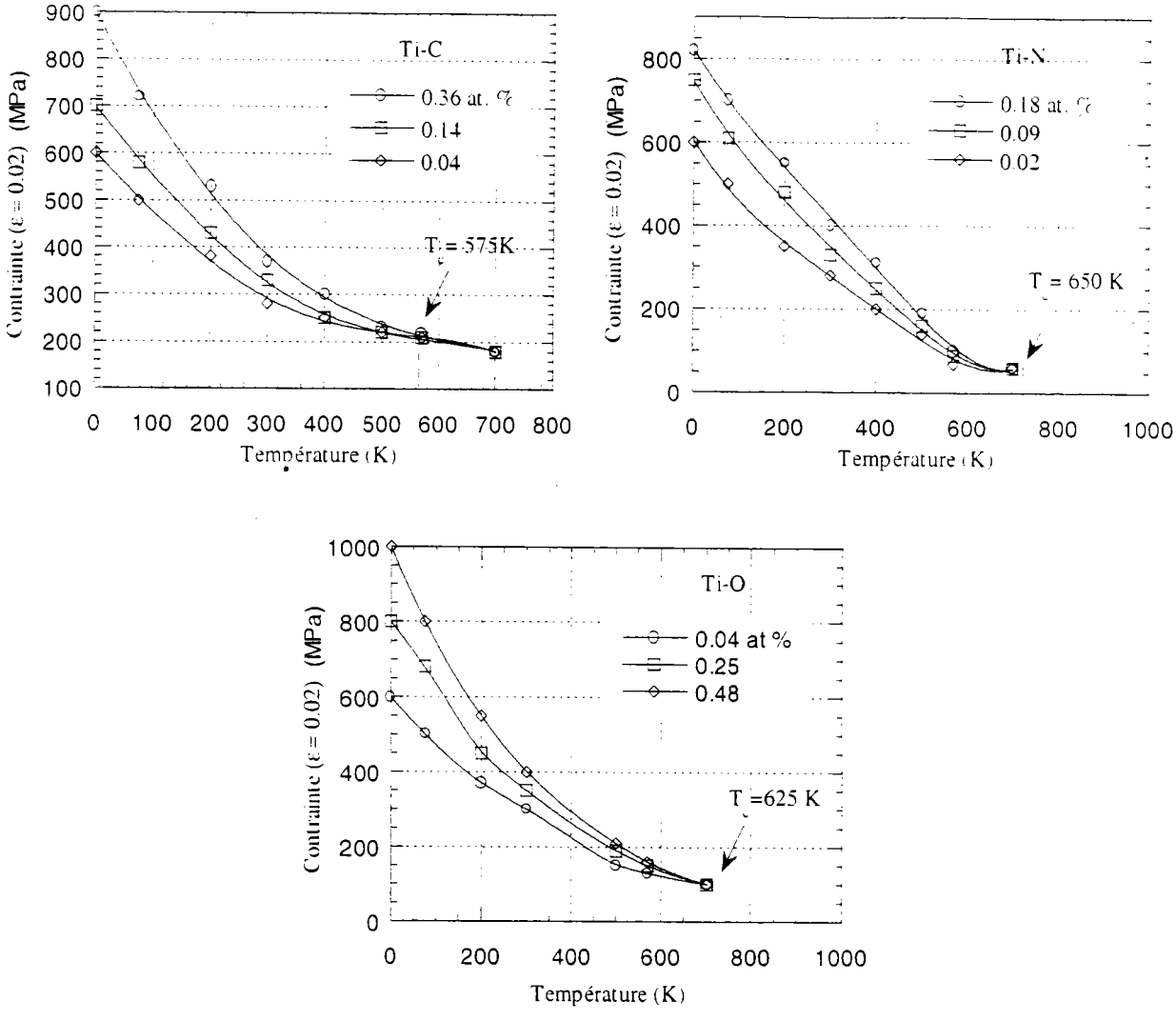

figure IV.4 l'effet de la température sur la contrainte en fonction de la concentration des impuretés interstitielles

Enfin, ces éléments dans le titane, et notamment l'oxygène [65] sont responsables de phénomènes de vieillissement [75,76]. Il faut signaler que l'hydrogène, (dont le titane est très avide) rapidement diffusée vers les joints, augmente la fragilité [77].

IV.6 Influence des éléments d'alliages

Bien que le titane soit un élément fort abondant dans l'écorce terrestre, il coûte beaucoup plus cher que les autres métaux. Associé à d'autres éléments, il a donné des alliages aussi particuliers au niveau physique que mécanique.

L'élément le plus soluble dans le titane hexagonal, est l'aluminium, jusqu'à 25 % [78]. Il augmente notamment les propriétés mécaniques, sans trop diminuer la ductilité [65] et augmente la résistance à chaud. Notons que, de plus, l'aluminium fait partie de l'ensemble des éléments alpha-gènes, comme l'oxygène, l'azote et le carbone, qui augmentent la température de transformation du titane alpha à en bêta. Nous trouvons aussi des éléments alliés, cubiques centrés du groupe V comme le vanadium, le fer, le magnésium et le tantale, qui une fois dissous dans le titane, stabilisent la phase cubique centrée aux hautes températures jusqu'à la température ambiante. Ces éléments sont appelés bêta-gènes.

Les excellentes caractéristiques mécaniques, alliées à la faible densité du titane ont donné, ces dernières années, un important développement des industries basées sur les alliages de titane.

IV.7 Influence de la température

La forte sensibilité du titane à la température, se traduit par des valeurs décroissantes de la limite élastique et de la résistance à la rupture en traction. En effet, le mécanisme principal qui contrôle la déformation d'après Conrad [10] est le franchissement des forêts de dislocations. Ce franchissement est d'autant plus facile quand la résistance du réseau cristallin décroît en fonction de la température.

De nombreux essais ont été réalisés, pour étudier les variations des propriétés du titane en fonction de la température, comme Mc Quillan [79], Rosi et Perkins [76] (*figure IV.5*).

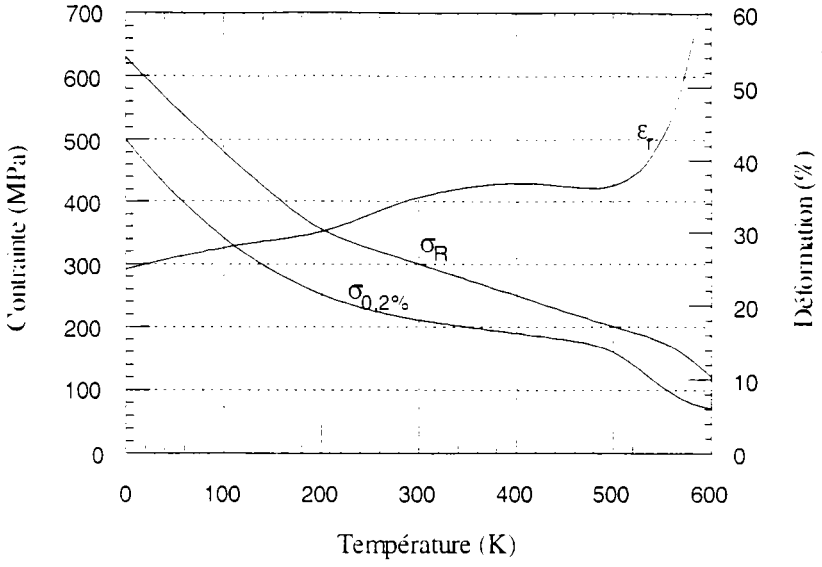

figure IV.5 *Variation en fonction de la température, de la limite élastique $\sigma_{0.2}$ en traction, de la charge de rupture σ_R et de l'allongement réparti d'éprouvettes ε_r, [79].*

Des travaux plus récents de Harding [80] confirment l'effet de la variation du comportement mécanique du titane, en fonction de la température et de la vitesse de déformation (*figure IV.6*).

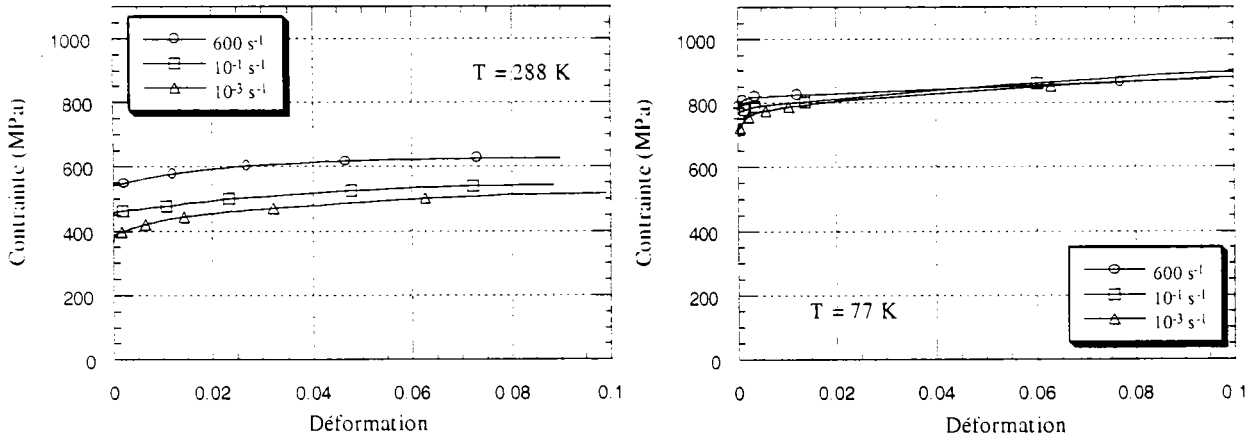

figure IV.6 *L'effet de la température et de la vitesse de déformation sur le comportement mécanique du titane, [80].*

A partir de cette figure nous constatons que la sensibilité à la vitesse $\beta = \frac{\partial \sigma}{\partial \log(\dot{\varepsilon})}$ diminue en fonction de la température. (cette variation sera discutée plus en détail dans le paragraphe suivant).

IV.8 Influence de la vitesse de déformation

Le titane est très sensible à la vitesse de déformation, nous allons aborder sa sensibilité des deux manières :

Premièrement, la sensibilité apparente à la vitesse de déformation est définie par le coefficient $\beta = \left.\frac{\Delta \sigma}{\Delta \log(\dot{\varepsilon})}\right|_{\varepsilon,T}$ peut être déterminée par comparaison de plusieurs essais effectués à différentes vitesses de déformation. Les études effectuées par Harding [80] présentent une sensibilité à la vitesse de déformation, pour 2 % de déformation, qui permet de distinguer deux régions apparentes, cette sensibilité varie en fonction de la température (*figure IV.7*)

Ainsi pour une vitesse de déformation inférieure à $50\ s^{-1}$, on note relativement peu de dépendance à la vitesse de déformation, et une décroissance beaucoup plus claire est observé en température de *30 MPa pour T= 300 K* à *8 MPa pour T= 77 K*.

Quand la vitesse de déformation dépasse le $50\ s^{-1}$, la valeur de β devient beaucoup plus grande, de l'ordre de *110 MPa* (*T= 300 K*), et croît continuellement avec la vitesse jusqu'à la région des très grandes vitesses de déformation. On peut donc constater deux valeurs de la sensibilité à la vitesse de déformation : une pour des petites vitesses et une autre pour des grandes vitesses.

D'autres résultats opposés ont été publiés par Lawson et Nicholas [81], présentant une valeur constante de β égale à *50 MPa*, pour des vitesses de déformation allant de 10^{-4} jusqu'à $5000\ s^{-1}$ à température ambiante.

Tsao et Campell ont trouvé une valeur de β qui croît de *40 MPa* pour des petites vitesses de déformation, à une valeur de *120 MPa* pour des grandes vitesses de déformation.

Il ne faut pas oublier que le titane est très sensible aux impuretés interstitielles, ce qui explique la difficulté des comparaisons entre les résultats publiés. En outre il faut garder en mémoire qu'un essai dynamique est adiabatique (l'énergie consommée par la déformation plastique dissipée en chaleur n'a pas le temps de diffuser). Le titane s'échauffe notamment en cours d'essai de compression dynamique. Par conséquent, les courbes de consolidation obtenues résultent de la compétition entre l'écrouissage et l'adoucissement thermique. Il serait alors nécessaire d'effectuer des mesures de température en temps réel, pour pouvoir établir une analyse plus détaillée des résultats des courbes contrainte-déformation et pour comprendre l'importance de tels phénomènes dans le cas particulier du titane.

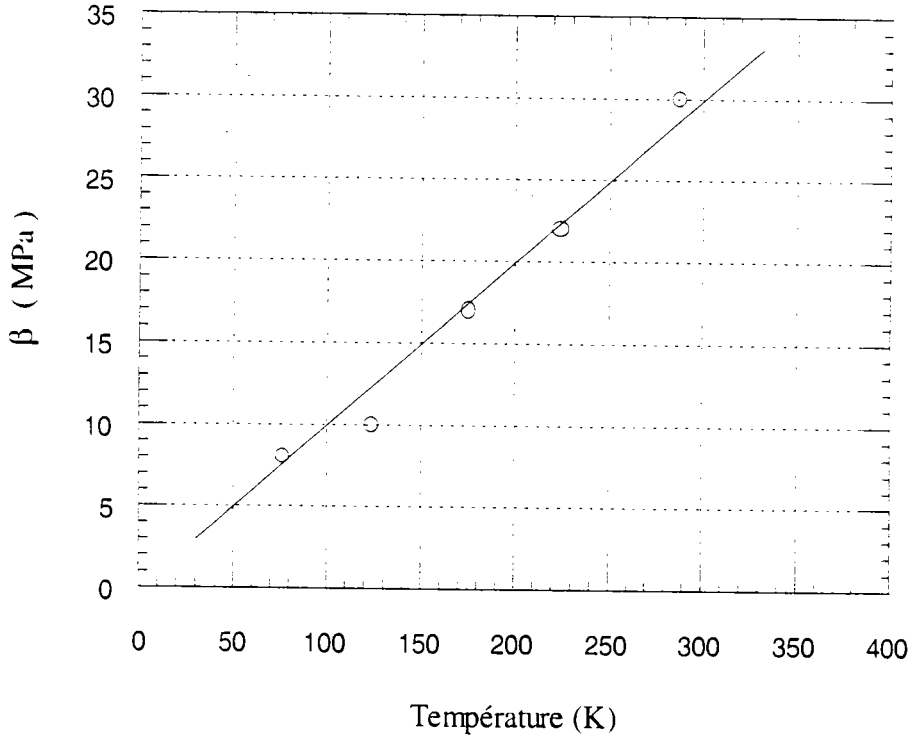

figure IV.7 La sensibilité à la vitesse à 0.02 de déformation (en compression) calculée d'après les résultats de Harding [80]

Nous constatons que la sensibilité apparente à la vitesse augmente en fonction de la température, ceci étant dû aux phénomènes thermiquement activés qui sont prépondérants dans cette gamme de température.

La deuxième sensibilité à la vitesse est la sensibilité vraie. Cette sensibilité est calculée dans le cas du chargement incrémental (statique-dynamique ou dynamique-statique) (*figure IV.8*). En effet, à une déformation ε_i bien définie, la contrainte aux points B et C est différente pour la même vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_d$. La différence entre les deux contraintes σ_B et σ_C représente la dépendance à l'histoire du matériau prédéformé et l'écart entre σ_A et σ_B donne la sensibilité à la vitesse vraie illustrée par la formule suivante :

$$\beta = \frac{\sigma_B - \sigma_A}{\log(\dot{\varepsilon}_d / \dot{\varepsilon}_s)} \quad \text{ou par la sensibilité vraie logarithmique} \quad m = \frac{\log\left(\frac{\sigma_B}{\sigma_A}\right)}{\log\left(\frac{\dot{\varepsilon}_d}{\dot{\varepsilon}_s}\right)}.$$

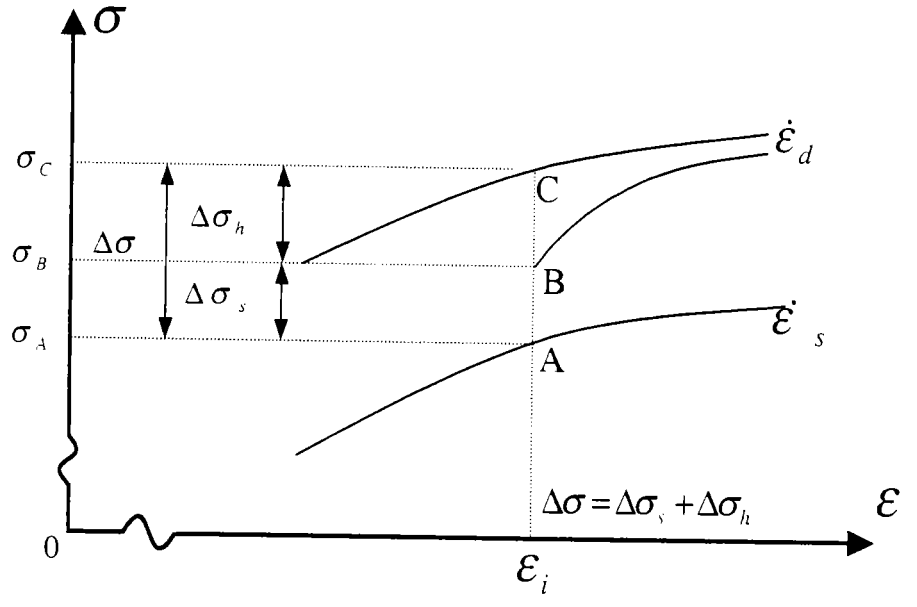

figure IV.8 : Schéma d'un essai à chargement incrémental statique-dynamique.

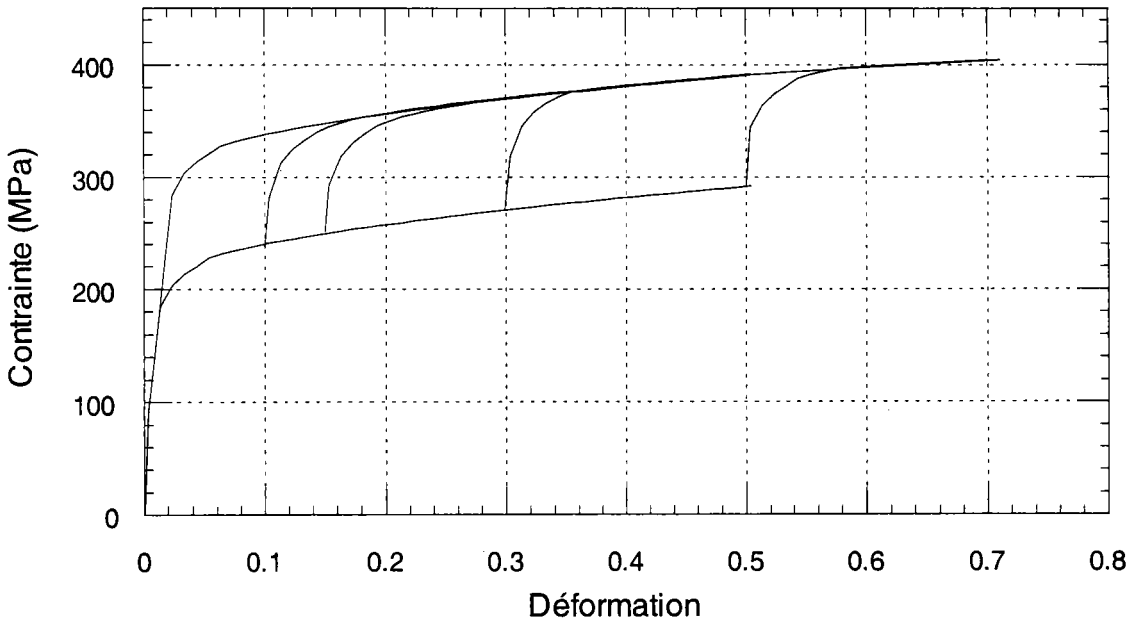

figure IV.9 Les essais de saut de vitesses réalisés par Eleiche sur le titane en torsion à température ambiante, [82]

Des essais de torsion sur des éprouvettes tubulaires ont été réalisés, sur le titane, par *Eleiche* [82] (*figure IV.9*). Les courbes représentées sur la figure *IV.9* sont obtenues pour des éprouvettes ayant subi un saut de vitesses de $10^{-3}\ s^{-1}$ à $900\ s^{-1}$. Ces résultats expérimentaux montrent qu'au même niveau de déformation la valeur de la contrainte, après le saut entre la première et la deuxième vitesse, est plus petite que la valeur de la contrainte donnée à vitesse constante. Cette différence tend à disparaître très rapidement et la courbe due au saut de vitesse rejoint vite la courbe à vitesse constante. Ainsi la sensibilité vraie à la vitesse est plus petite que la sensibilité apparente.

IV.9 Influence de la microstructure

IV.9.1 Mécanismes de déformation

L'écoulement plastique des métaux est contrôlé par la création, le mouvement et l'annihilation des dislocations. Frost et Ashby [17] qualifient l'écoulement plastique de processus cinétique. En effet, il est contrôlé par des processus qui ont lieu à l'échelle atomique parmi lesquels la création, la montée et le glissement des dislocations, la diffusion d'atomes interstitiels, le déplacement des joints de grains et le maclage.

D'après l'allure des courbes qui donnent la limite d'élasticité du titane en fonction de la température et de la vitesse de déformation, pour une valeur de *0,1 mm* de taille de grain, nous pouvons distinguer pour le titane-alpha, trois zones (*figure IV.10*) [83] :

la première zone de température inférieure à *873 K* (pour une vitesse de déformation de $10^{-4}\ s^{-1}$), correspond à une décroissance de la limite d'élasticité et à l'existence de l'activation thermique.

La deuxième zone comprise entre *873 K* et *1173 K* montre une diminution plus forte de la limite d'élasticité à cause du fluage qui intervient pendant la déformation.

La troisième zone, où le phénomène de diffusion vient s'ajouter, provoque une chute rapide de la limite d'élasticité.

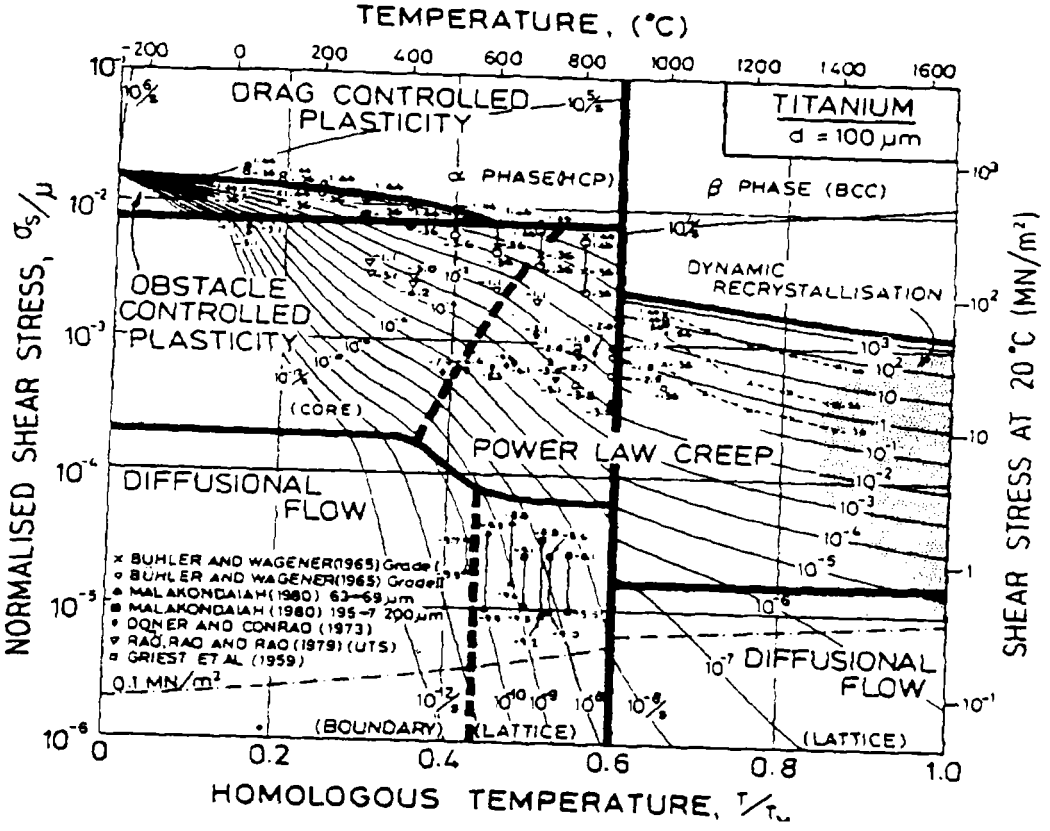

figure IV.10 limite d'élasticité du titane en fonction de la température [83].

Deux mécanismes permettent de décrire l'augmentation rapide de la limite élastique à basse température :

- le franchissement des forêts de dislocations par les dislocations mobiles devient de plus en plus difficile lorsque les vibrations du réseau cristallin s'atténuent (baisse de la température).
- L'interaction des dislocations avec les impuretés interstitielles (en particulier C,O,N,H) est amoindrie par une élévation de la température.

IV.9.2 Influence de la taille de grain

La contrainte globale de déformation plastique est considérée comme la somme des contraintes partielles qui explicitent les contributions des différents mécanismes intervenant lors de la déformation. Dans le cas des polycristaux, Hall et Petch [84,85] ont montré qu'on pouvait, en général, écrire la contrainte globale σ sous la forme

$$\sigma = \sigma_M + KD^n \qquad (IV.1)$$

où D est le diamètre moyen des grains

σ_M et K sont deux paramètres qui dépendent de la température.

n est un exposant qui, pour le titane, est égal à *–0,5.*

Charrier [86] a mené une étude sur la variation du comportement plastique du titane en fonction de la taille de grain à deux températures différentes. Il a remarqué qu'au delà de quelques pour cents de déformation plastique, la contrainte varie très peu en fonction de la taille de grain (*tableau IV.1*) (*figure IV.11*).

K ($MPa/mm^{-1/2}$)	293 K $3,6.10^{-3}\ s^{-1}$	293 K $3,6.10^{-4}\ s^{-1}$	293 K $3.6.10^{-5}\ s^{-1}$	373 K $3,6.10^{-5}\ s^{-1}$
ε_p =0	12	10,8	8,5	6,6
ε_p =0.02	4,1	3,3	2,5	2,5

tableau IV.1 les différentes valeurs du paramètre K pour les deux niveaux de déformation plastique.

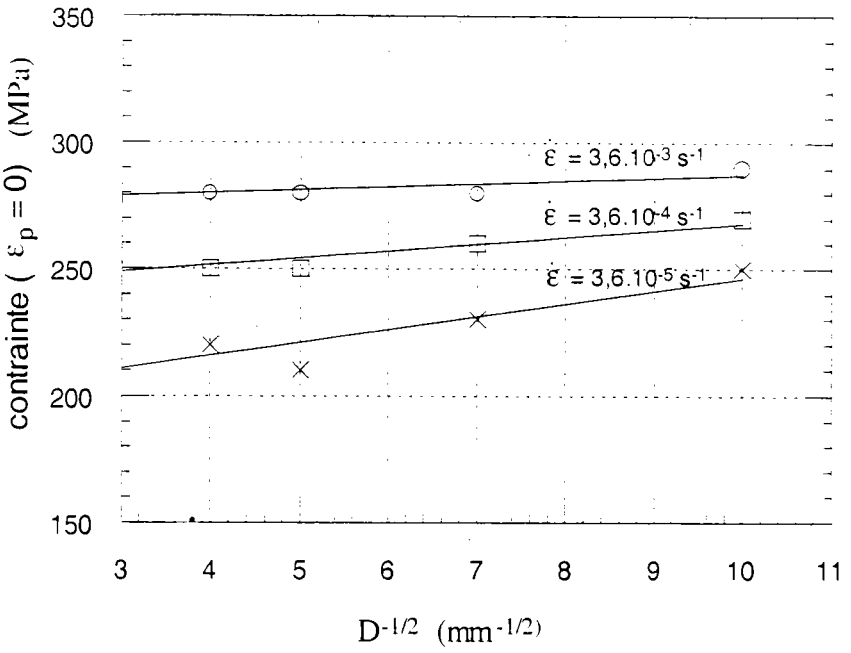

figure IV.11 Variation de la limite élastique du titane en fonction de la taille de grain [86].

L'influence de la taille de grain sur les caractéristiques mécaniques du titane a été abordée aussi par Holden, Ogden et Jaffee [87]. Ils ont observé que, pour des grains de diamètre compris entre *10* et *250*μm, il se produit une très faible variation de la limite élastique et de la charge maximale.

Jones et Conrad [88] ont trouvé qu'avec du titane contenant plusieurs éléments étrangers, on aboutit à des valeurs différentes de K et de σ_M, ce qui prouve la très grande influence des impuretés sur la limite élastique (tableau IV.2).

Les imputés	K (MPa/mm$^{1/2}$)	σ_M daN/mm^2
Oxygène 3000 ppm Fer 3700 ppm	0,98	47
Oxygène 30 ppm	0,48	15

Tableau IV.2

On peut donc conclure que le coefficient K de la relation de Hall-Petch dépend de la vitesse de déformation à *293 K*. A *393 K*, ce coefficient est très faible mais dépend cependant encore de la vitesse. K est une fonction décroissante de la déformation et tend rapidement vers zéro. Par ailleurs, la contrainte σ_M dépend fortement au taux d'impuretés.

IV.9.3 Influence du maclage

Nous avons vu que c'est dans le titane que le plus grand nombre de systèmes de maclage a été observé. Les études microstructurales réalisées sur le titane pur [69], montrent que le nombre de macles est plus élevée après une compression dynamique qu'après une compression statique. Pour une vitesse de déformation donnée, la densité des macles augmente avec la déformation.

Les études effectuées par Gabelotaud [69] sur le titane ont montré que la fraction surfacique maclée et la fraction de grains maclés augmentent avec la déformation. La fraction

de grains maclés semble tendre vers une asymptote qui se situe à environ 60 % sous sollicitation statique et 90 % sous sollicitation dynamique (*figure IV.12*). Ces résultats sont en bon accord avec ceux de De Souza et al. [89,90].

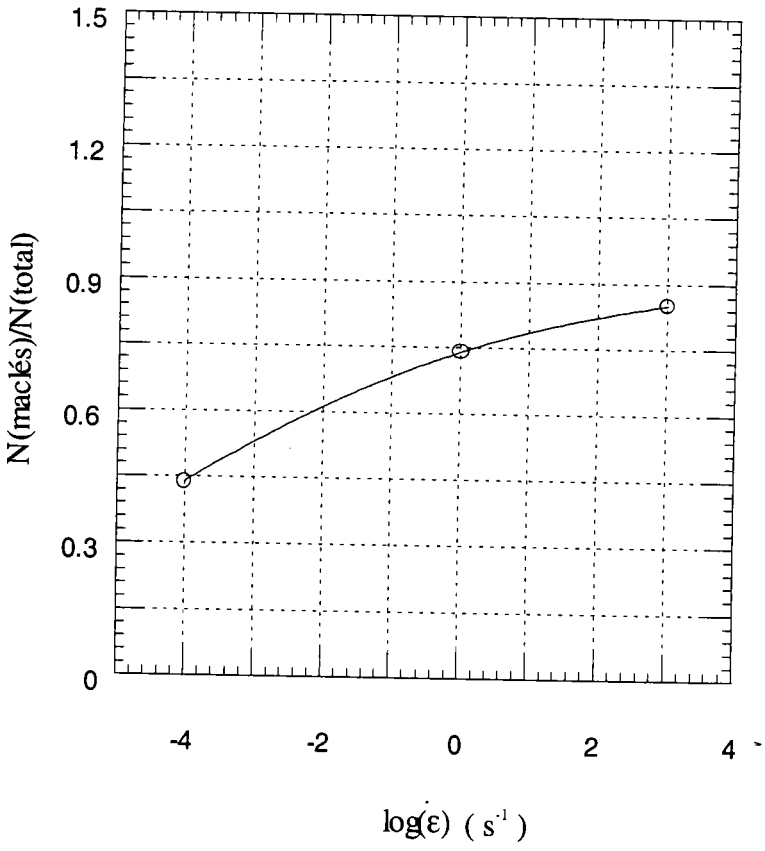

figure IV.12 Variation de la fraction des grains maclés en fonction de la vitesse de déformation à 0.1 de déformation [69].

Contrairement à la vitesse de déformation, l'augmentation de la température tend à diminuer le nombre de grains maclés. Les études effectués par Gray [91] ont montrés que la déformation par maclage et beaucoup plus important à 77 *K* qu'à 298 *K*. La figure *IV.13* nous montre qu'il existe une température critique à partir de laquelle le maclage n'apparaît plus, la déformation étant accommodée presque entièrement par glissement.

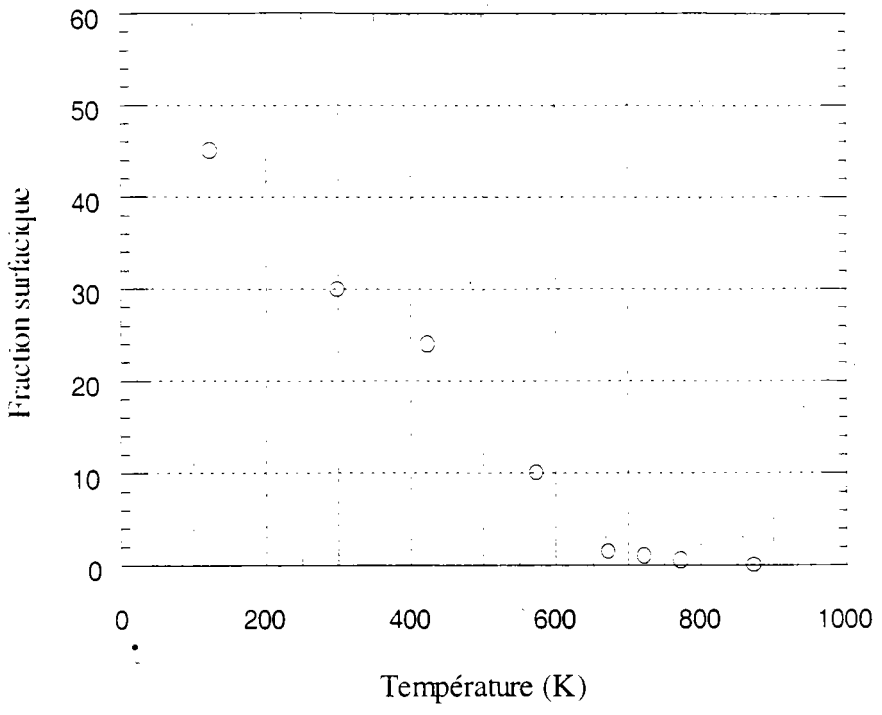

figure IV.13 Variation de la fraction surfacique maclée en fonction de la température, [69].

Cette analyse rapide nous montre que le maclage joue un rôle important dans la déformation du titane, et que la présence de ces macles est favorisée par l'augmentation de la vitesse de déformation et la baisse de la température.

IV.10 Conclusion

Cette étude nous a permis de connaître de façon assez précise la réponse du titane aux différents paramètres d'application. Nous pouvons conclure que le comportement du titane est très sensible à la teneur en éléments interstitiels. Il est aussi très sensible à la température ainsi qu'à la vitesse de déformation. La variation de la taille de grain n'influe pas beaucoup sur son comportement plastique, celui-ci dépendant essentiellement du nombre et de la nature des glissements cristallographiques intervenant au cours de la déformation plastique.

CHAPITRE V

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET RESULTATS DES ESSAIS DE COMPRESSION

V. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET RESULTATS DES ESSAIS DE COMPRESSION

Les moyens mis en œuvre pour tester les matériaux sont très variés. Pour une étude complète, sur le titane pur, dans une large plage de vitesse de déformation, nous avons utilisé une machine Zwick traction/compression pour les essais quasi-statiques à différentes températures *(234 K, 298 K et 473 K)*. Pour les essais aux grandes vitesses de déformation à température ambiante nous avons utilisé la barre d'Hopkinson en impact direct.

V.1 Le métal

Le Titane employé pour cette étude est de pureté commerciale (*T40*) de type α . Il a été fourni sous la forme d'une barres de *3 m* de longueur et de *11 mm* de diamètre. Les éprouvettes ont été usinées en forme cylindrique de *3 mm* de hauteur et de *6 mm* de diamètre. Les principales impuretés sont données dans le tableau V.1. Les teneurs des impuretés sont celles indiqués par le fournisseurs . La dureté Vickers est de *220 HV*.

Impuretés	Fe	O_2	N_2	C	H_2
Content en pour cent de poids	0.05	0.15	0.01	0.01	0

tableau V.1

V.2 Traitement thermique

Pour éliminer les contraintes résiduelles, le titane a été recuit pendant deux heures à *923 K* sous vide. La figure *IV.1* représente l'observation en microscopie optique de la microstructure du titane avant le traitement thermique. Nous pouvons observé la présence de macles qui sont le plus souvent longs, rectilignes et limités au niveau des grains.

Les échantillons sont polis mécaniquement au papier abrasif jusqu'au *15 μ m*. Après polissage, les échantillon sont attaqués chimiquement avec la solution suivante :

$HF : 2\ cm^3$; $HNO_3 : 3\ cm^3$; $H_2O : 95\ cm^3$

Nous avons obtenu finalement une structure microscopique homogène, avec une valeur moyenne de taille de grain *28 μ m*. (*figure IV.2*)

figure V.1 Microstructure(x1000) d'une éprouvette de titane avant traitement thermique.

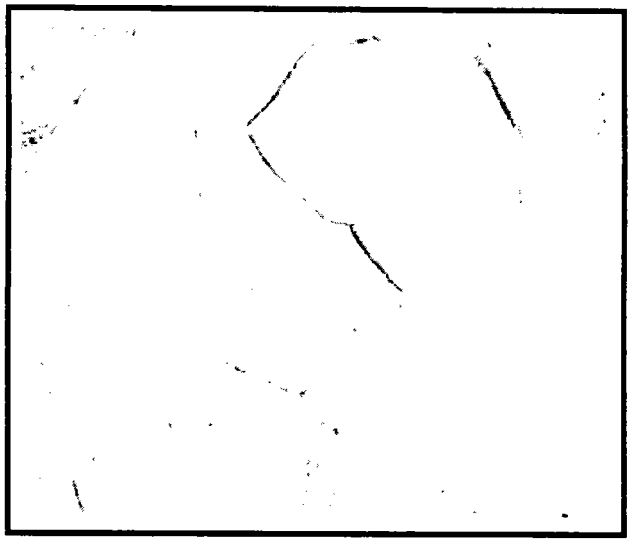

figure V.2 Microstructure (x1000) d'une éprouvette de titane après traitement thermique

V.3 Les essais quasistatiques

V.3.1 Machines quasi-statique Zwick 20 tonnes et Zwick R.E.L.

Les essais de compression quasi-statiques ont été réalisés par le biais de la machine Zwick 1484 et Zwick R.E.L . La partie mécanique de la machine Zwick 1484 est composée d'un premier bloc équipé de deux traverses indépendantes : la premiere est fixe et la deuxième est mobile. La force maximale de la machine est de *200 kN*, et elle est équipée d'une étuve dont la température qui peut varier de *223 K (-50 °C)* à *523 K (250 °C)* (figure *V.3*). La machine Zwick R.E.L peut effectuer des essais en traction/compression aussi qu'en torsion grâce aux deux traverses qui se déplacent de manière hydraulique. La force maximale de la machine est de *100 kN*, elle va nous servir pour effectuer des essais à des vitesses intermédiaires autour de $14\ s^{-1}$.

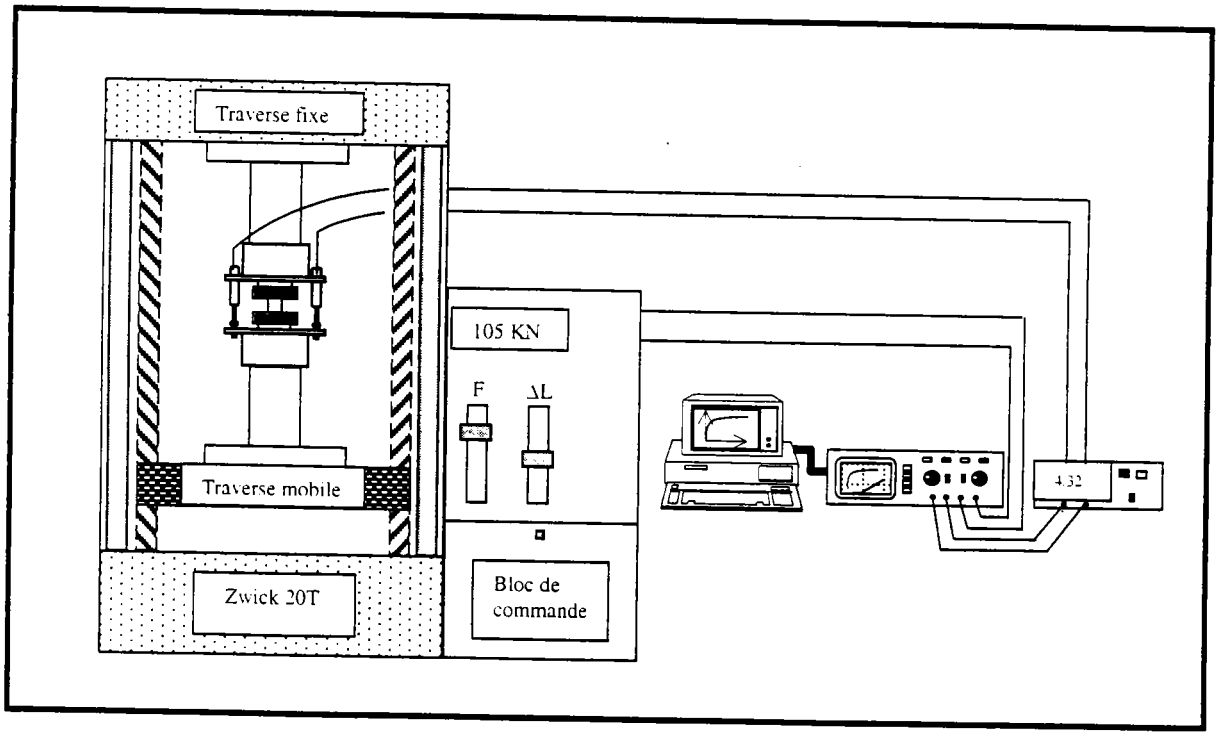

figure V.3 Descriptif de la machine Zwick 200 kN.

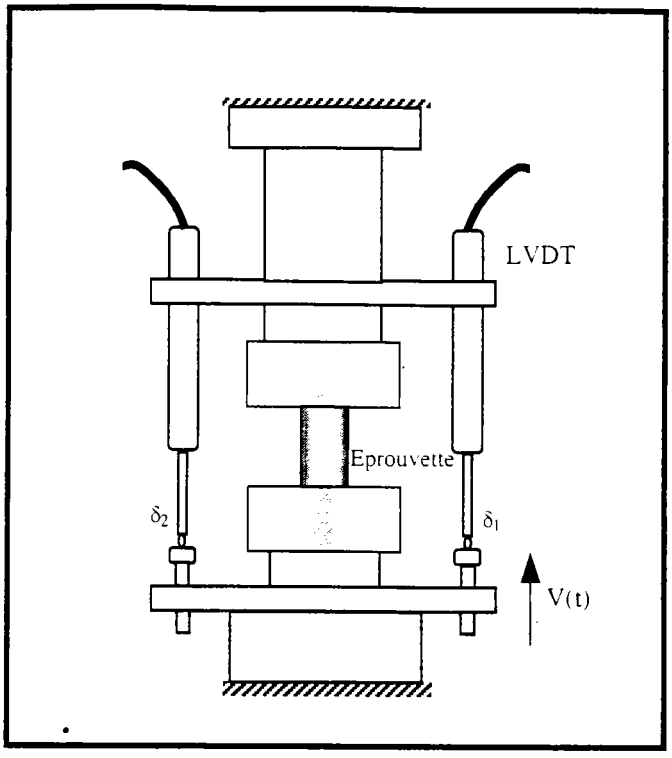

figure V.4 dispositif du montage avec le système de mesure LVDT

V.3.1.1 Principe de mesure

Le système de mesure pour les deux machines Zwick sont identiques, il permet de mesurer la force et le déplacement. L'acquisition des données est faite de la manière suivante :

La mesure de la force est faite par une cellule intégrée à la machine. Tandis que les déplacements sont mesurés par l'intermédiaire de deux capteurs de déplacement de type LVDT (Linear Variable Differentiel Transducer) (*figure V.4*). Ces deux capteurs sont montés symétriquement sur la rallonge de la traverse fixe de poinçon de façon à obtenir le plus précisément possible le déplacement de la traverse mobile.

Les déplacements $U_1(t)$ et $U_2(t)$ des deux capteurs sont donnés en fonction des signaux $V_{d1}(t)$ et $V_{d2}(t)$ mesurés par l'extensomètre (figure V.5) :

$$U_1(t) = \kappa_{d1} V_{d1}(t) \quad \text{et} \quad U_2(t) = \kappa_{d2} V_{d2}(t) \tag{V.1}$$

où κ_{d1} et κ_{d2} représentent les sensibilité des deux capteurs.

Le déplacement de l'échantillon est directement lié au déplacement des deux capteurs, alors nous avons:

$$U_{ép}(t) = \frac{U_1(t) + U_2(t)}{2} \tag{V.2}$$

Quant à la force *F(t)* appliquée sur l'éprouvette, elle est donnée en fonction du signal $V_F(t)$ par la relation suivant :

$$F(t) = \kappa_F V_F(t) \tag{V.3}$$

où κ_F est la sensibilité du capteur de force.

Un exemple de signaux enregistré est représenté par la figure suivante :

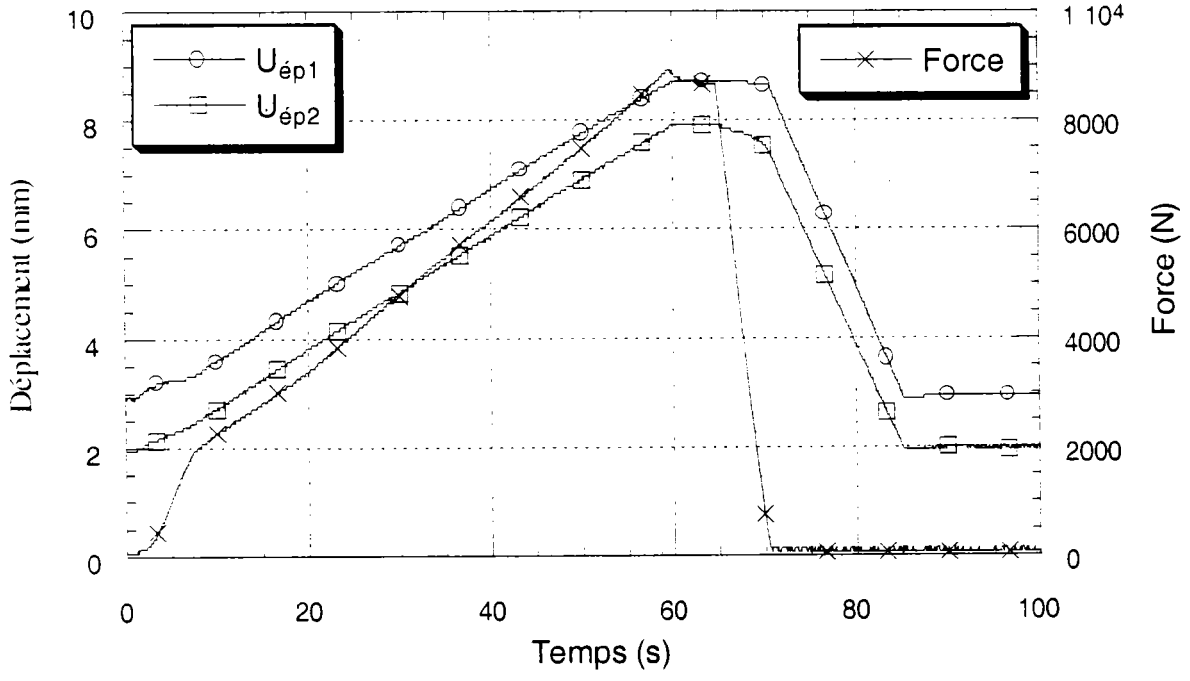

figure V.5 *Oscillogramme représentant les déplacement $U_1(t), U_2(t)$ et la force F(t) à une vitesse de 10^{-3} s^{-1}.*

La mesure du déplacement $U_{ép}(t)$ de l'éprouvette et de la force F (t) qui lui est appliquée, permet de remonter aux valeurs de la contrainte nominale et de la déformation nominale par les relations suivantes :

$$\sigma_n(t) = \frac{F(t)}{S_{ép}} \quad (V.4) \qquad \text{et} \qquad \varepsilon_n(t) = \frac{U_{ép}(t)}{l_0} \quad (V.5)$$

$S_{ép}$, l_0 sont respectivement, la section initiale et la longueur initiale de l'éprouvette. La combinaison de deux équations V.4 et V.5 par rapport au temps nous donne la contrainte nominale en fonction de la déformation nominale (figure V.6).

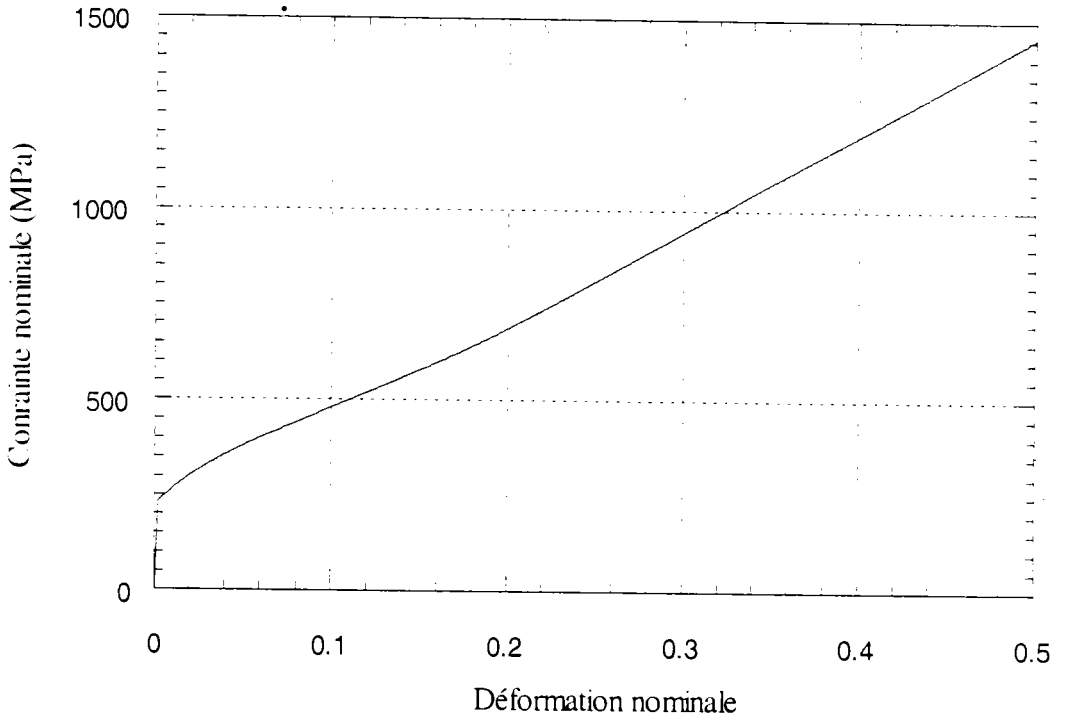

figure V.6 Courbe de consolidation nominale du titane à une vitesse de $7x10^{-5}$ s^{-1}.

V.3.1.2 Elimination de la rigidité de la machine

Lorsque la machine de compression exerce une force sur l'échantillon, l'ensemble de la machine peut se déformer élastiquement, entraînant un changement de la pente qui caractérise le module de Young du métal. Alors la courbe de consolidation nominale du titane donnée dans la figure IV.6 n'est pas tout à fait correcte. La pente mesurée doit être corrigée d'une façon à avoir le vraie module du Young de l'éprouvette sous compression, sans l'effet de la rigidité de la machine.

Dans le domaine élastique l'ensemble machine-éprouvette, peut être représenté par deux ressorts en séries. Alors nous pouvons écrire la relation suivante :

$$\frac{1}{K_T} = \frac{1}{K_M} + \frac{1}{K_{Ep}} \qquad (V.6)$$

avec K_T : est la rigidité totale mesurée,

K_M : est la rigidité de la machine

K_{Ep} : est la rigidité de l'éprouvette

La rigidité de l'éprouvette peut être calculé à partir de la relation contrainte/déformation dans la domaine élastique :

$$\sigma = E_{Ep}\varepsilon \qquad \text{alors} \qquad \frac{F}{s_0} = E_{Ep}\frac{\Delta l}{l_0} \qquad (V.7)$$

où F est la force appliquée à l'éprouvette égal à $K_{Ep}\Delta l$

s_0 et l_0 sont successivement la section initiale et la langueur initiale de l'éprouvette.

Alors nous avons la rigidité de l'éprouvette qui est donnée par la relation suivante :

$$K_{Ep} = E_{Ep}\frac{s_0}{l_0} \qquad (V.8)$$

Une fois la rigidité de l'éprouvette calculée, il ne reste qu'à déduire la valeur de la rigidité de la machine par l'intermédiaire de l'équation V.6, et la correction de la pente élastique est rétablie (figure V.7).

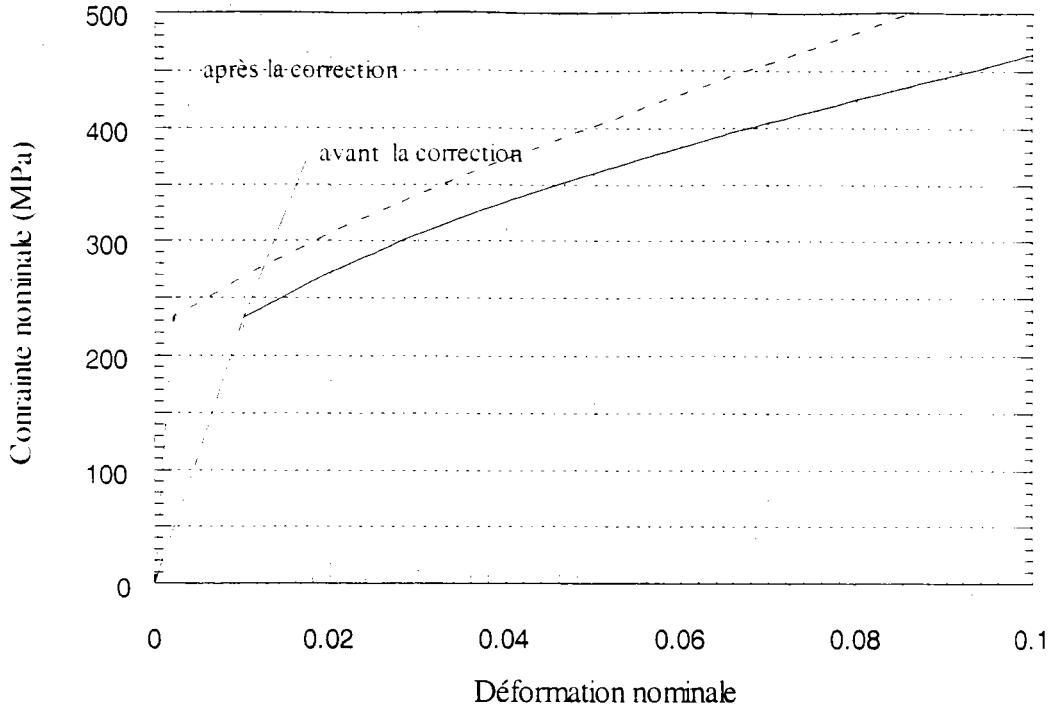

figure IV.7 *Courbes de consolidation nominale du titane à une vitesse de $7x10^{-5}$ s^{-1} avant et après la correction de la pente élastique.*

V.3.1.3 Détermination des courbes rationnelles

La valeur de la déformation nominale ε_n ne correspond pas à la déformation vraie de l'éprouvette parce que, en réalité, la déformation vraie ε à un instant t donnée représente le cumul de déformations infinitésimale $d\varepsilon$ de l'éprouvette depuis le début de l'essai jusqu'à l'instant t. La déformation vraie s'écrit sous la forme suivante :

$$\varepsilon = \int \frac{dL}{L} \qquad (V.9)$$

L représente la longueur de l'éprouvette en compression à l'instant t et dL la variation de cette longueur entre t et $t + dt$. Nous pouvons déduire la déformation réelle par la relation suivante :

$$\varepsilon = -\ln(1 - \varepsilon_n) \qquad (V.10)$$

En ce qui conserne la contrainte nominale, elle ne tient pas compte de la diminution de la section de l'éprouvette au cours de la déformation. Pour déterminer la contrainte réelle σ, nous utilisons l'hypothèse de conservation du volume de matière pendant la déformation. Ceci nous conduit à (figure V.8) :

$$\sigma = \sigma_n(1 - \varepsilon_n) \qquad (V.11)$$

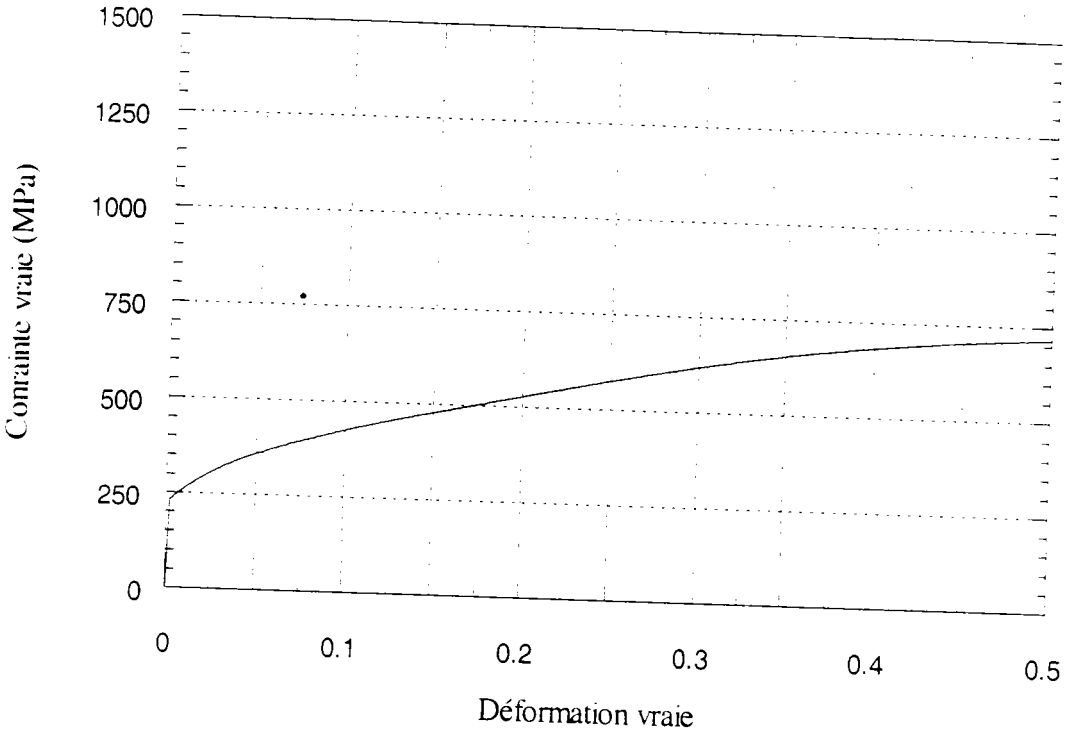

figure V.8 *Courbe rationnelle de consolidation du titane à une vitesse de $7x10^{-5}$ s^{-1}.*

Nous pouvons noter que jusqu'à *0.01* de déformation, les grandeurs nominales et réelles sont pratiquement identiques.

V.3.2 Résultats des essais de compression quasi-statique

La machine de traction-compression Zwick 1484 nous a permis d'effectuer des essais de compression sur une large plage de vitesses de déformation : $7x10^{-5}\ s^{-1}$; $8x10^{-4}\ s^{-1}$; $1,4x10^{-2}\ s^{-1}$, $8x10^{-2}\ s^{-1}$ et même $14\ s^{-1}$. Grâce à l'enceinte adapté, nous avons réalisé ,aux même vitesse de déformation, des essais à basse température *(243 K)* et à haute température *(473 K)*. Les courbes des essais obtenues sont le résultat de la moyenne de trois essais réalisés pour chaque vitesse de déformation et pour chaque température, (*figures V.9, V.10 et V.11*).

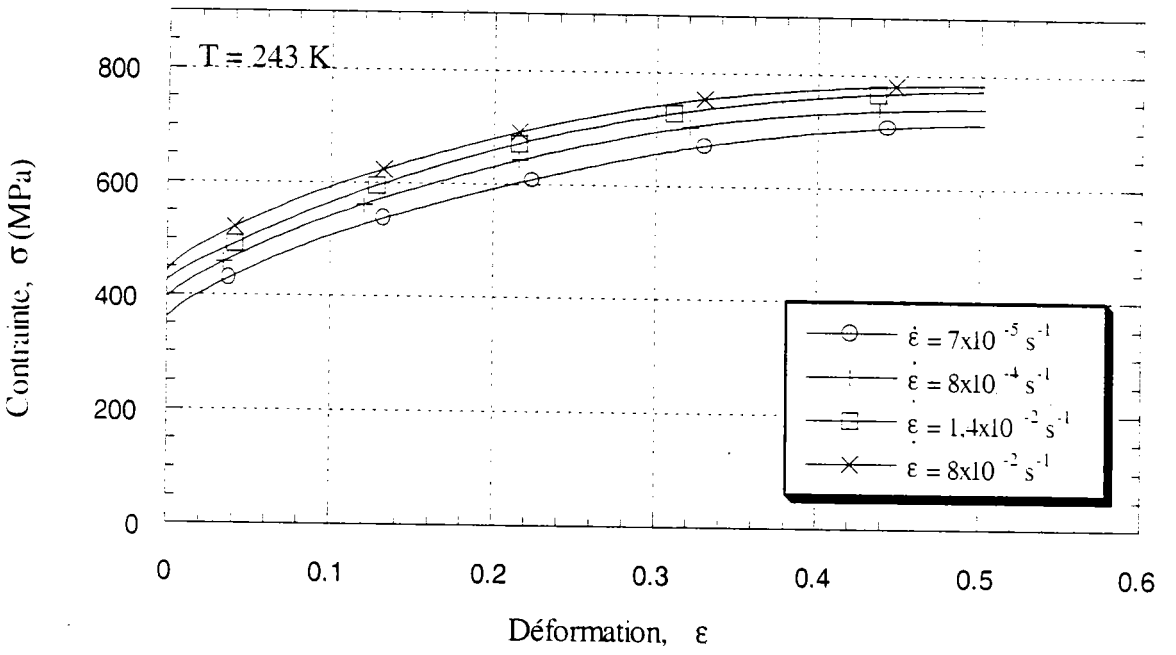

figure V.9 *Courbes moyennes de consolidation du titane à 243 K et à différentes vitesses de déformation*

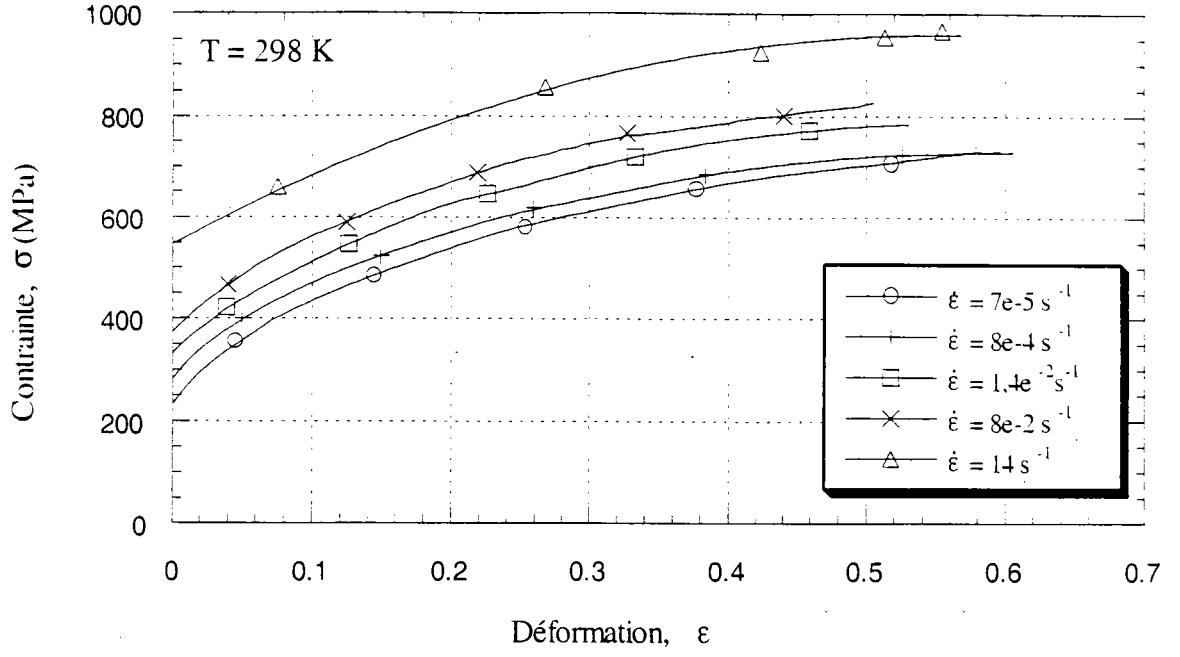

figure V.10 *Courbes moyennes de consolidation du titane à 298 K et à différent vitesses de déformation*

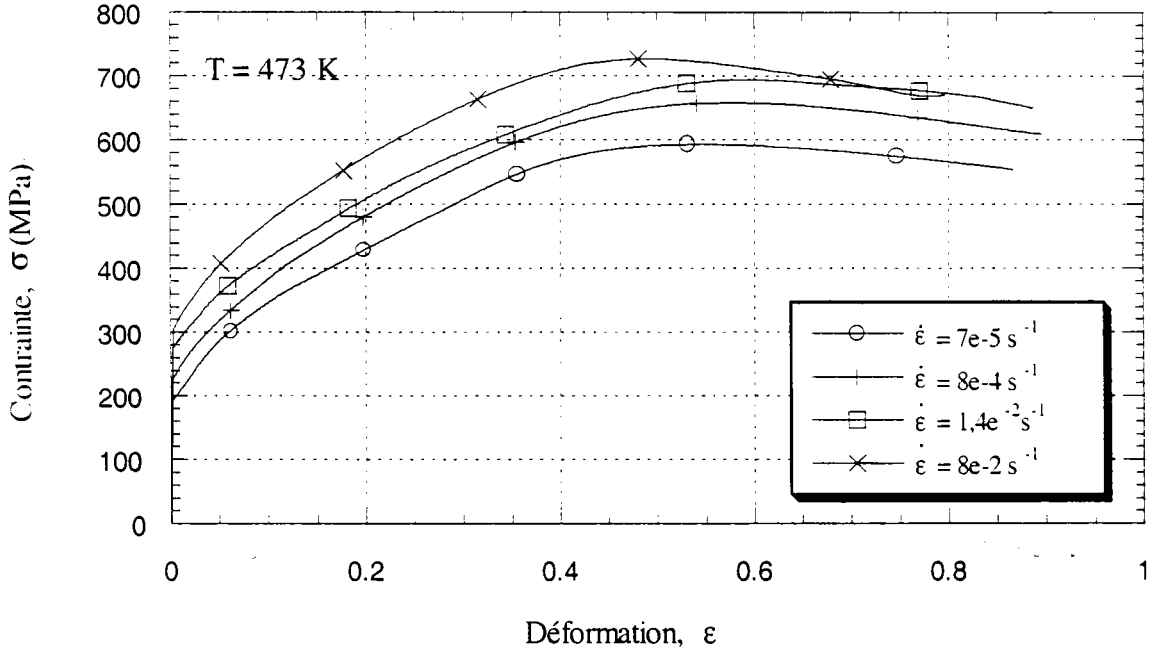

figure V.11 *Courbes moyennes de consolidation du titane à 473 K et à différent vitesses de déformation*

Nous avons déjà vu que dans un essai de compression les extrémités de l'éprouvette sont gênées par le frottement entre les deux extrémités et les plaques de compression. Pour éviter que ce phénomène ne se produise pas, nous avons lubrifier les extrémités de l'échantillon par le produit « Molikote D-321R » qui a une très grande capacité de charge et une fonctionnalité entre 93 K et 723 K. Les résultats se sont montrées assez fiable et nous avons réduit l'effet du frottement au minimum (figure V.12).

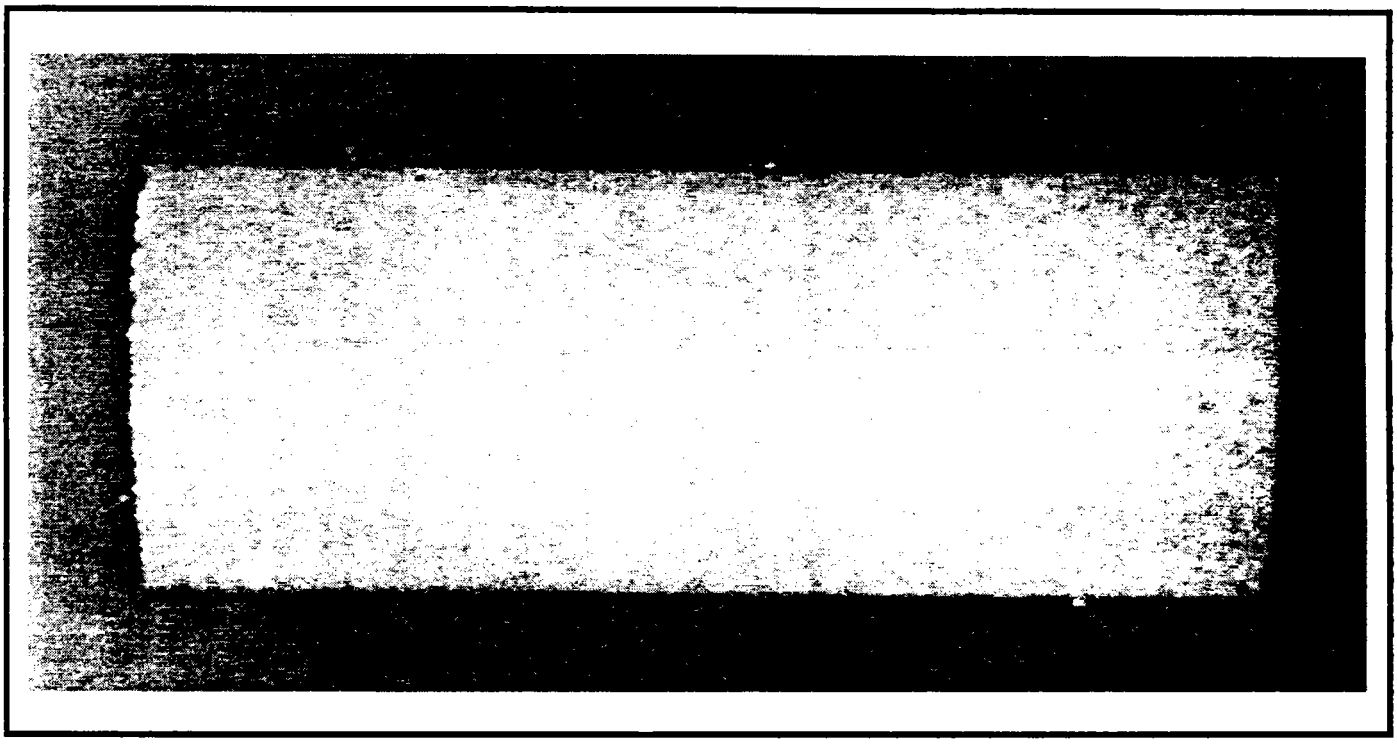

figure V.12 Coupe transversale d'un échantillon montre l'absence de l'effet du frottement, pour $\varepsilon = 0.6$ et $T = 298$ K.

V.4 Essais aux grandes vitesses de déformation

V.4.1 Montage en barre d'Hopkinson

Le montage classique en barre d'Hopkinson est constitué d'un ensemble de deux barres parfaitement alignées pouvant coulisser librement. Le projectile vient frapper la barre d'entrée et y engendre une onde de compression, qui va propager dans les barres[92].
Le principe de fonctionnement de l'appareillage est simple mais sa réalisation et les moyens de mesure qu'il nécessite demandent beaucoup de soins et de précaution.

V.4.2 Impact direct du projectile sur l'échantillon

La vitesse de déformation dans un essai est limité par la vitesse d'impact. En effet, pour deux barres identiques la vitesse d'impact ne doit pas dépasser deux fois la vitesse massique. L'utilisation de l'impact direct du projectile à bout plat, propulsé par un canon à gaz, sur l'éprouvette permet d'atteindre de très hautes vitesses de déformation ($10^5\ s^{-1}$) et de choisir à l'avance la vitesse d'impact du projectile. Le principe de la technique est représenté sur la figure V.13.

Une des premières utilisations de ce technique a été realisée, vers 1970, par Dharan et Hauser [93]. Ils ont réussi à atteindre une vitesse de déformation de l'ordre de $10^4\ s^{-1}$ en compression sur l'aluminium.

Cette technique de travail s'avère très intéressant pour notre étude du comportement visco-plastique du titane pur. En effet, le titane n'a jamais été testé à des vitesse de déformation plus élevées que $10^3\ s^{-1}$. Le mise au point de cette technique par Klepaczko permet d'avoir un très large domaine de vitesses de déformation en jouant sur la pression du canon et la taille du projectile (figure V.14). L'effet de l'inertie, causé par les très grandes

vitesses de déformation, va être corriger par la méthode de Klepaczko-Molinowski étudiée dans le chapitre *III*.

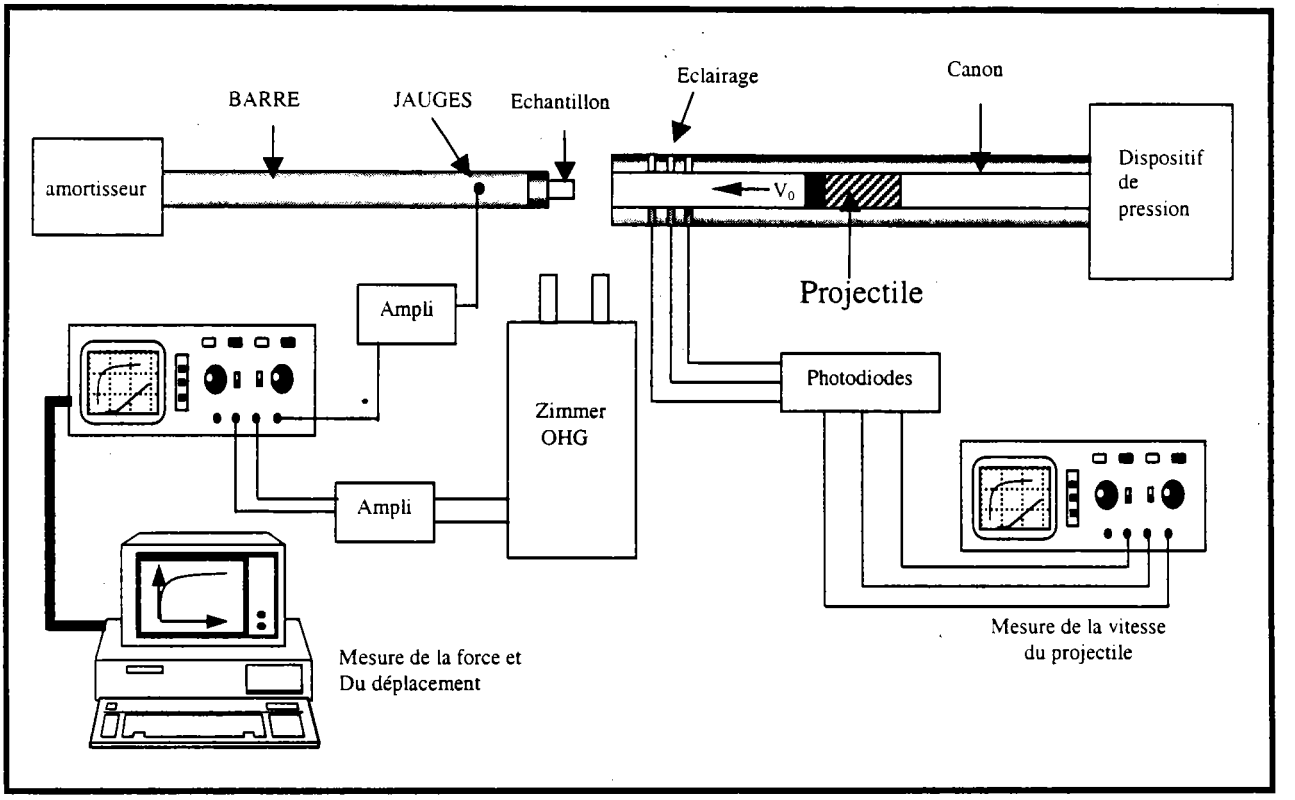

figure V.13 Montage en barre d'Hopkinson, impact direct.

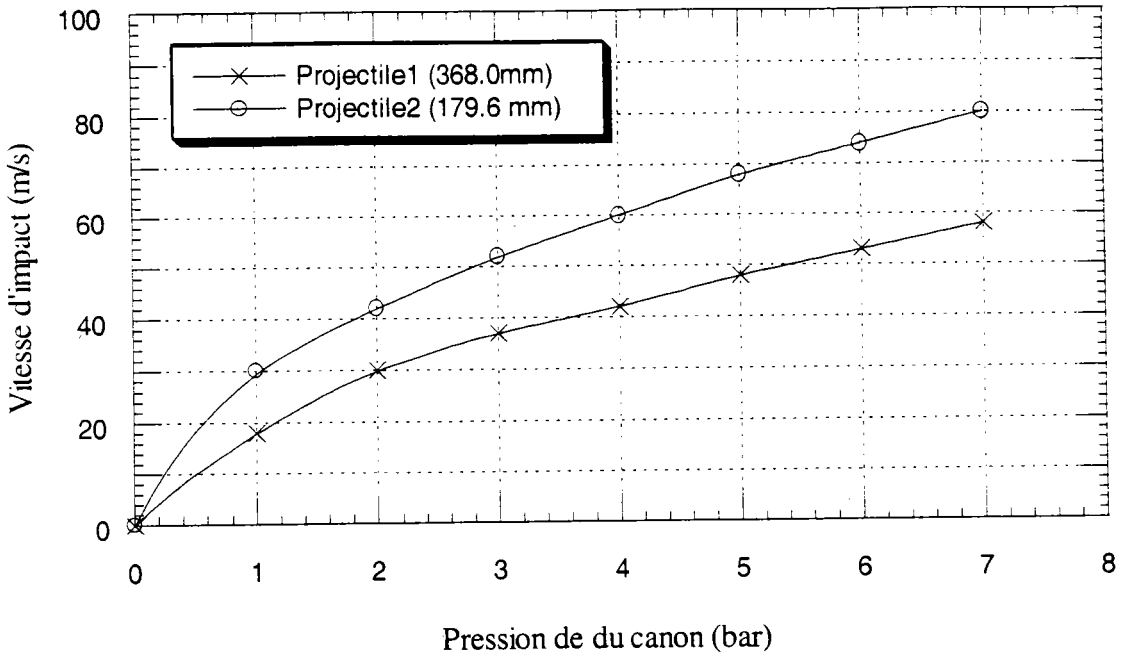

figure V.14 *la vitesse d'impact en fonction de la pression du canon pour deux projectile de longueur différents.*

V.4.3 Mesure de la vitesse d'impact

La vitesse d'impact du projectile est directement liée à la pression du canon du gaz avec laquelle il est propulsé. Le système de mesure de la vitesse d'impact est constitué de trois couples lumière-photodiode placés sur l'extrémité libre du tube du canon à des distances bien définies l'une par rapport à l'autre. les photodiodes sont reliés à un oscilloscope à quatre voies par l'intermédiaire de deux compteurs de temps qui sont déclenchés et arrêtés successivement au passage du projectile. Ainsi nous pouvons déterminer l'accélération du projectile. La vitesse du projectile est déterminée avec précision au moment de l'impact. Les essais réalisés avec un projectile, en acier de *179.6 mm* de longueur, *22.42 mm* de diamètre et de *280 g* de masse, a permis d'atteindre une vitesse d'impact élevée, jusqu'à *60 m*/s, ($\dot{\varepsilon}_{max} = 2x10^{4} s^{-1}$).

V.4.4 Mesure de la déformation

Contrairement aux essais de compression sur les barres d'Hopkinson classique, où la déformation et la vitesse de déformation sont calculés via les ondes incidente et réfléchie, nous mesurons l'évolution du déplacement en fonction du temps par l'utilisation d'un extensomètre optique sans contact. L'extensomètre est un appareil électronique-optique *200X* (ZIMMER OHG) qui se déclenche une fois que le projectile touche l'échantillon (figure V.15). Le déplacement est mesuré sur la partie centrale de l'échantillon dans le temps. Sa valeur est donnée par la relation suivante (figure V.16) :

$$U_z = \kappa_z V(t) \qquad (V.9)$$

où U_z est le déplacement mesuré par le ZIMMER.

κ_z est la sensibilité du capteur optique.

$V(t)$ est le voltage mesuré en fonction du temps.

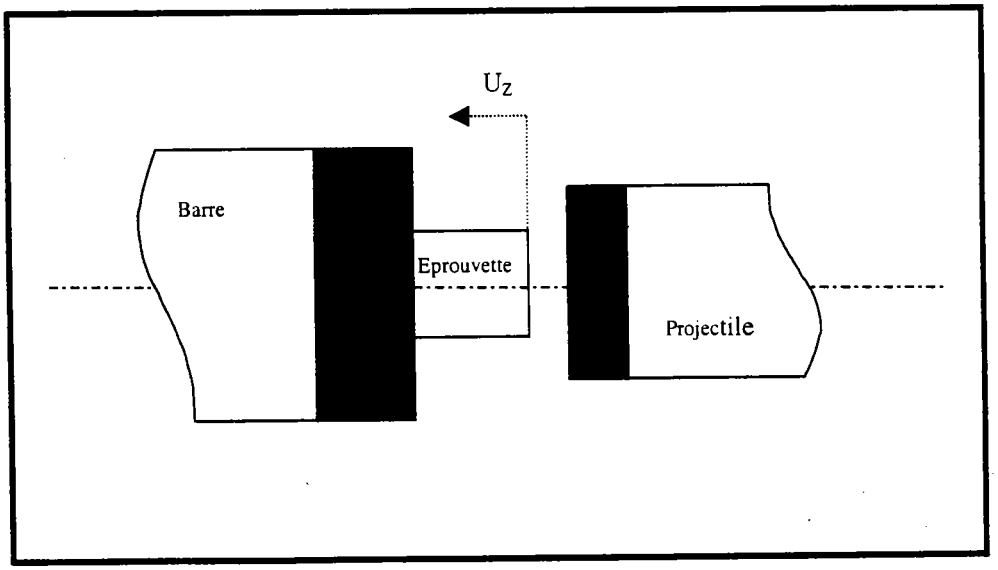

figure V.15 Le déplacement mesuré par l'extensomètre optique U_z.

Le déplacement réel $U_{ép}(t)$ de l'éprouvette est obtenue par la relation :

$$U_{ép}(t) = U_Z(t) - U_{bar}(t) \qquad (V.10)$$

où $U_Z(t)$ et $U_{bar}(t)$ sont respectivement le déplacement total mesuré par l'extensomètre optique et le déplacement élastique de la barre d'Hopkinson. ce dernier peut être calculé à partir de la relation :

$$U_{bar} = C_0 \int_0^t \varepsilon_T(\xi) d\xi \qquad (V.11)$$

avec $\varepsilon_T(t)$ est le signal de l'onde transmise mesuré par la jauge, et qui se propage avec la vitesse C_0. L'expression de la déformation nominale en fonction du temps est donnée par :

$$\varepsilon(t) = \frac{U_{ép}(t)}{l_0} \qquad (V.12)$$

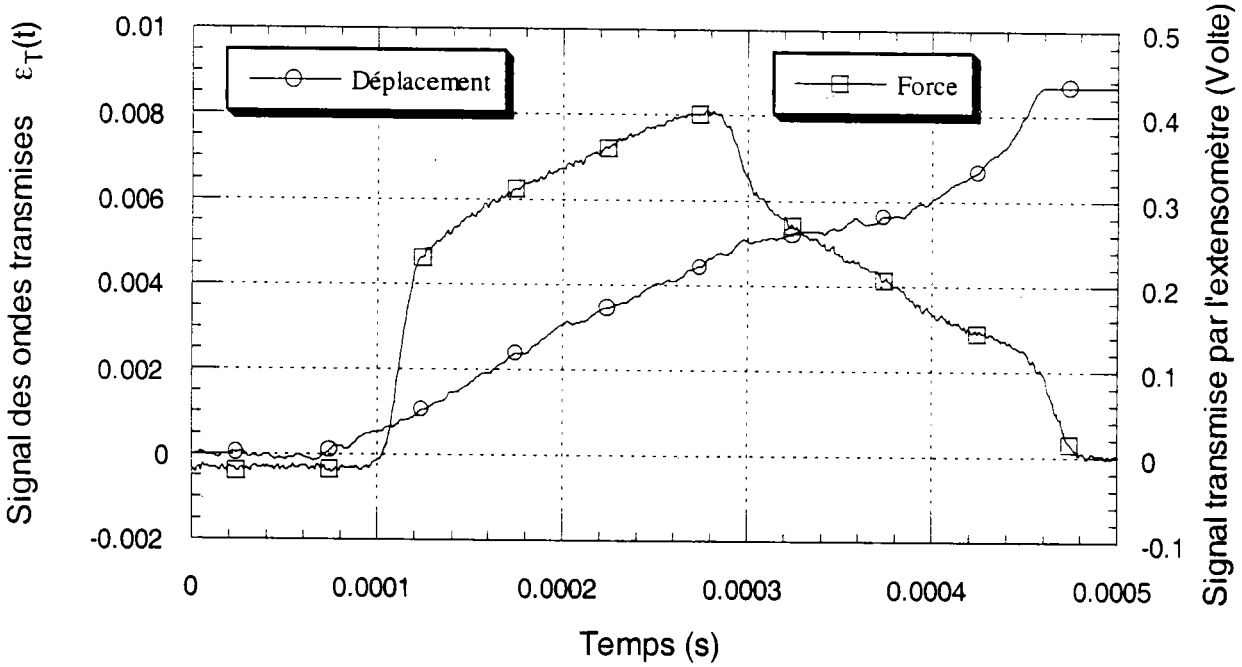

figure V.16 Oscillogramme représentant les signaux mesurés lors d'un essai de compression du titane à $2x10^3\ s^{-1}$.

V.4.4 Mesure de la contrainte

La mesure de la contrainte s'effectue en utilisant des jauges de résistance de 240 Ω montées en pont de Wheatstone. Ces jauges sont collées sur la barre de sortie à quelques dizaines de centimètres de la face en contact avec l'échantillon. La contrainte ainsi que la force transmise peut s'exprimer en fonction du signal de l'onde transmise $\varepsilon_T(t)$ par :

$$\sigma_T(t) = E_{bar}\varepsilon_T(t) \qquad (IV.13) \qquad \text{et} \qquad F_T(t) = E_{bar}S_{bar}\varepsilon_T(t) \qquad (V.14)$$

où E_{bar} est le module de Young de la barre, et S_{bar} est la section de la barre.

Dans le cas de la compression, la force agissant sur la surface de contact de la barre et de l'éprouvette est la même, alors la force appliquée sur l'éprouvette peut s'écrire de la manière suivante :

$$F_{ép}(t) = F_{bar}(t) = E_{bar}S_{bar}\varepsilon_T(t) \qquad (V.15)$$

Pour la contrainte de compression, elle s'écrit finalement sous la forme :

$$\sigma(t) = \frac{F_{ép}(t)}{s_0} \qquad (V.16)$$

où s_0 est la section initiale de l'éprouvette en compression.

Il suffit maintenant de combiner la contrainte et la déformation par l'intermédiaire du temps, équations IV.12 et IV.14 pour arriver à la relation finale de la contrainte en fonction de la déformation.

V.4.5 Résultats des essais de compression aux grandes vitesses de déformation

Grâce aux barres de Hopkinson utilisées en impact direct, nous avons réalisé à température ambiante des essais à une vitesse de déformation allant de $2x10^3\ s^{-1}$ jusqu'au $2x10^4\ s^{-1}$. Lors de chargements dynamiques, la déformation n'est pas homogène sur l'ensemble de l'échantillon en début d'essai. On estime généralement qu'une dizaine d'allers

et retours des ondes élastiques de contraintes dans l'échantillon sont nécessaire pour atteindre un régime quasi équilibré [55]. La durée de montée de front d'ondes est calculée par la relation suivante :

$$\Delta t = n\frac{l}{C_0}$$

où n est le nombre, des allers et retours des ondes élastique dans l'éprouvette, qui peut être estimé à *10* allers et retours.

l est la longueur initiale de l'éprouvette.

C_0 est la célérité des ondes égale à *5 mm/μs*.

Dans le cas d'une éprouvette de titane de longueur *3 mm*, ce régime est atteint en $\Delta t = 6\mu s$. Nous considérons ainsi que les résultats sont donc exploitables depuis le début de l'enregistrement. Les courbes de consolidation aux grandes vitesses de déformation, représentées dans la figure V.17, sont le résultat de la moyenne de trois essais réalisés pour chaque vitesse de déformation.

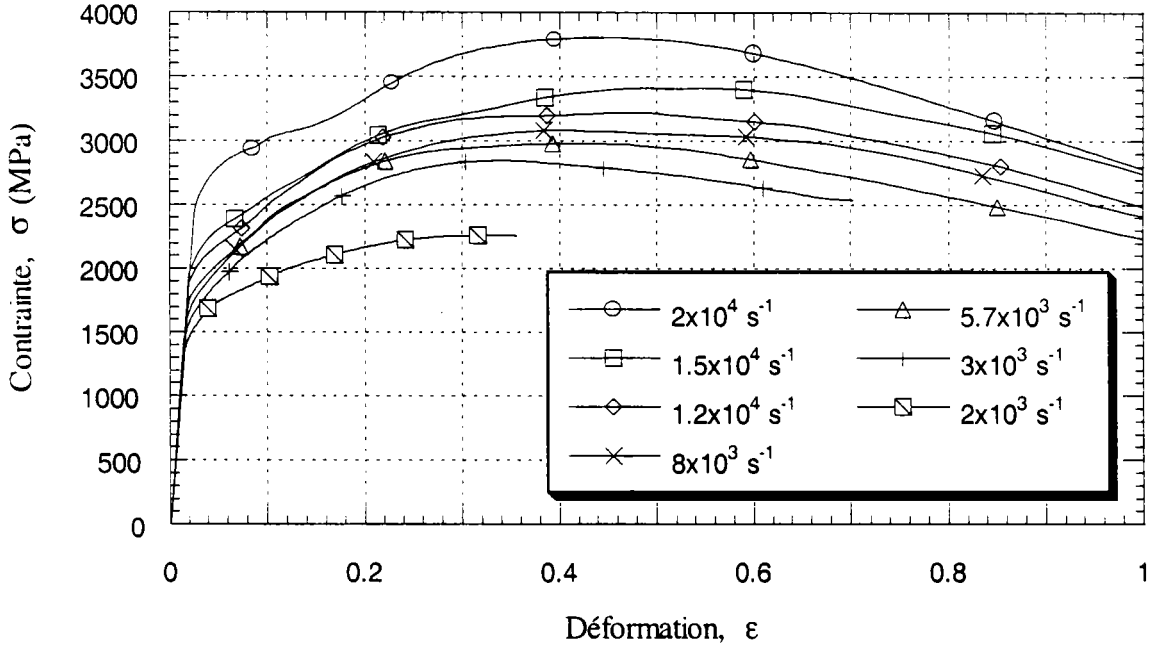

figure V.17 Courbes de consolidation du titane aux grandes vitesses de déformation et à température ambiante

V.4.6 Echauffement adiabatique

Au cours d'un essai de compression aux grandes vitesses de déformation, il arrive qu'une partie de l'énergie due à la déformation plastique se transforme en chaleur. Le transfert de cette chaleur n'a pas le temps de s'effectuer au cours de l'essai, ainsi l'augmentation de la température au sein du métal pendant la déformation cause la chute de la contrainte, d'où l'échauffement adiabatique.

Les courbes aux grandes vitesses de déformation réalisées sont adiabatiques. Pour caractériser ce phénomène, nous considérons que la majeure partie du travail fourni (environ *90%*) pour déformer plastiquement l'échantillon est dissipé en chaleur. Nous pouvons calculer ainsi l'évaluation de la température ΔT au sein de l'échantillon à tout niveau de la déformation:

$$\Delta T(\varepsilon) = \frac{\xi}{\rho c_V} \int_0^{\varepsilon} \sigma(\varphi) d\varphi \qquad (V.17)$$

où ρ, c_v *et* ξ sont successivement la masse volumique, la chaleur spécifique et le coefficient de Taylor-Quinne, égale à *0,9*. Pour les matériaux thermoadoucissants, l'accroissement ΔT de la température, fait diminuer la contrainte de la quantité $\Delta\sigma$. Pour une déformation ε et une vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ constante, ces deux quantités sont reliées entre elles par la relation suivante :

$$\Delta\sigma(\varepsilon) = \left(\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right)_{\varepsilon,\dot{\varepsilon}} \Delta T(\varepsilon) \qquad (V.18)$$

La recherche du coefficient d'adoucissement thermique, $\left(\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right)$, nécessite la réalisation des essais à différentes température initiales. La valeur de la contrainte est prise dans la plage des déformations isothermes pour lesquelles la température initiale n'est pas affectée par l'échauffement dû au déformation plastique. Les résultats des essais effectuer aux

trois températures différentes (*223, 298* et *473 K*), nous ont permis de determiner la sensibilité à la température du titane testé qui vaut approximativement $\left(\frac{\partial\sigma}{\partial T}\right)$ = *-0.3 MPa / K* . Ceci nous permet de calculer la contrainte réelle « isotherme » de nos essais (*figure V.18*) :

$$\sigma(\varepsilon)_{isoth} = \sigma(\varepsilon)_{adiab} - \Delta\sigma(\varepsilon) \qquad (V.19)$$

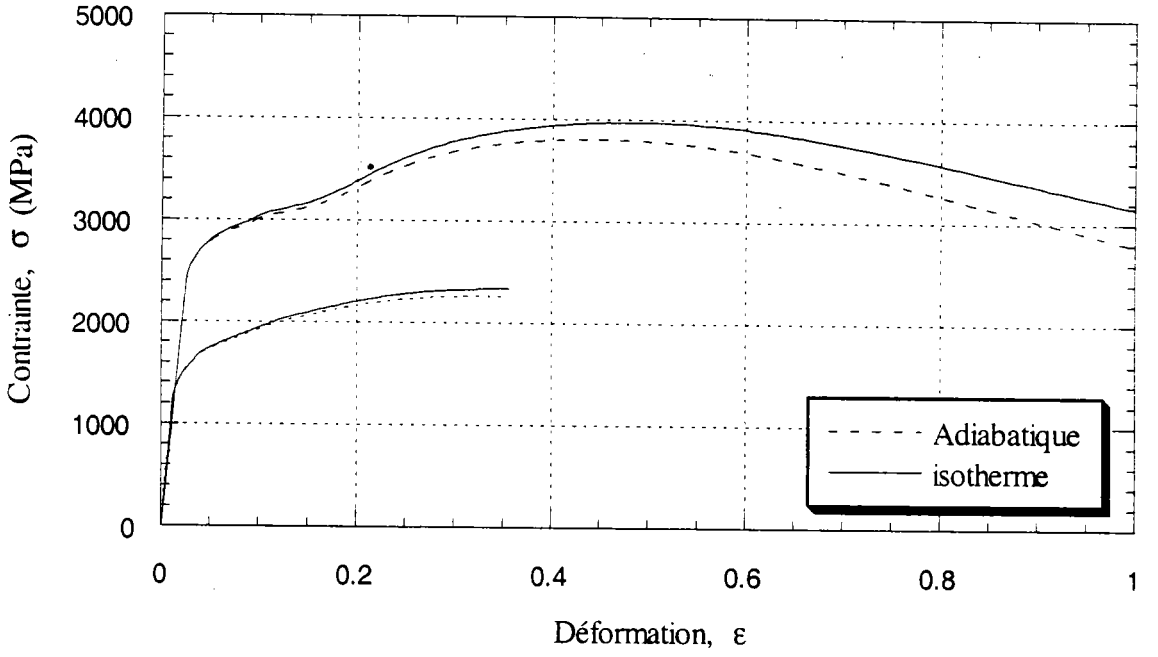

figure V.18 *Comparaison des courbes isothermes et adiabatiques du titane à deux vitesses de déformation $2x10^3$ et $2x10^4$ s^{-1}), à température initiale 300 K.*

D'après l'équation IV.17, nous avons calculé l'élévation de la température en fonction de la déformation à une vitesse de déformation donnée (figure V.19).

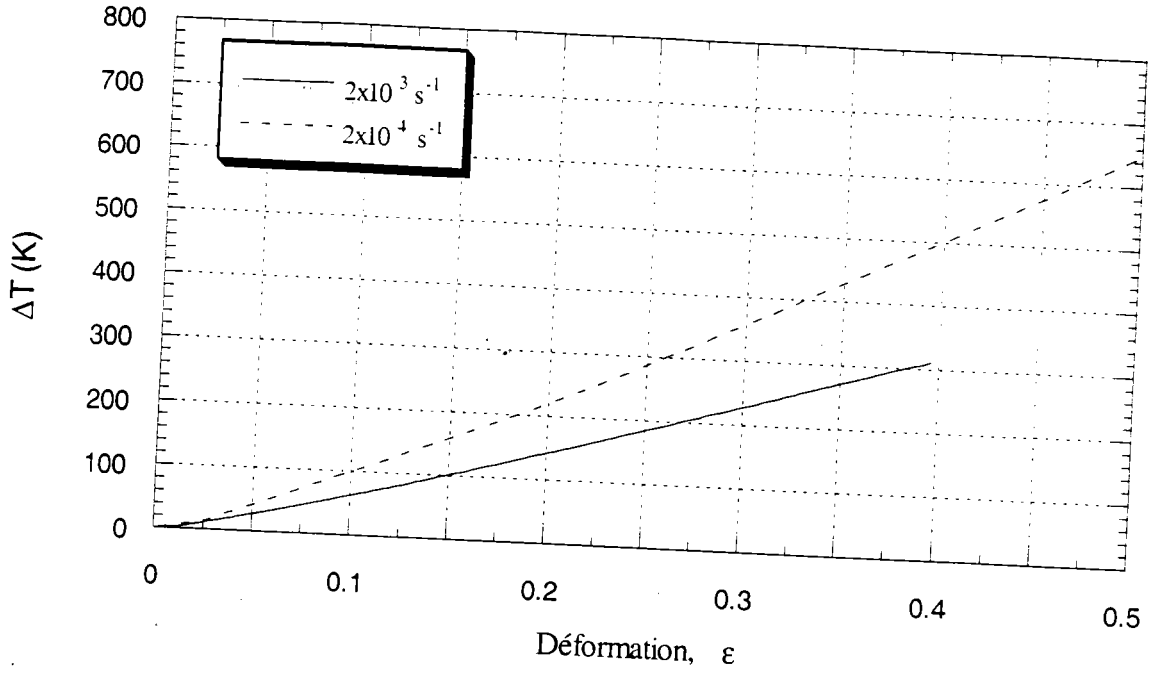

figure V.19 L'élévation de la température en fonction de la déformation à 300 K.

V.4.7 L'effet de l'inertie

En plus du le problème d'échauffement adiabatique, nous avons vu précédemment qu'il existe également un problème propre à l'essai dynamique en compression, c'est l'effet de l'inertie. En effet la contrainte mesurée est la somme d'une contrainte axiale et d'une contrainte radiale. Pour déduire la contrainte axiale réelle, nous sommes amenés à corriger cette contrainte en éliminant cet effet. Par conséquent nous avons appliqué les méthodes de correction citées au chapitre III, et nous avons obtenu les résultats suivants (*figure V.20*) :

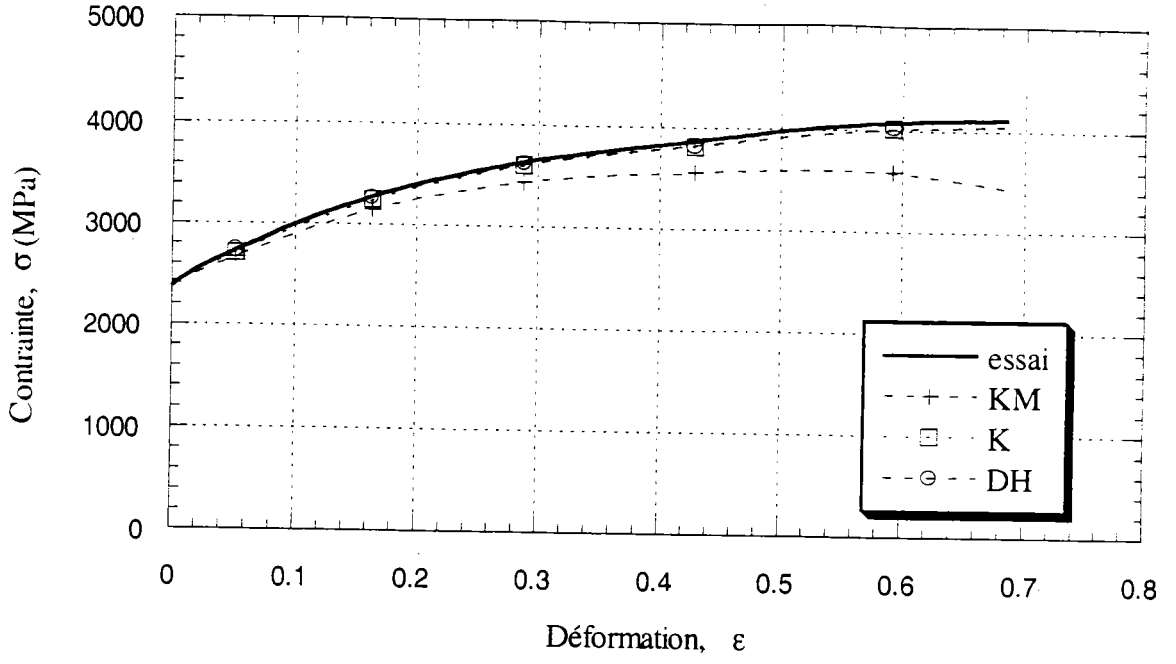

figure V.20 *L'application des différentes méthodes de correction de l'effet de l'inertie à $2x10^4\ s^{-1}$.*

En appliquant ces méthodes de correction, on peut remarquer plusieurs points importants :

- à partir de la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon} = 10^3 s^{-1}$, l'effet de l'inertie devient important, par conséquent la correction devient indispensable.
- Au niveau des petites déformations, la figure *V.20* nous montre que la correction ne donne pas un résultat assez claire. Les courbes expérimentales et corrigées sont identiques pour une déformation qui dépasse *0.1.* C'est qui fait que l'effet d'inertie radiale n'est pas encore présent.
- Pour la correction, le terme de l'accélération $\ddot{\varepsilon}$, pris en compte par toutes les méthodes, est beaucoup plus influent que le terme de la vitesse au carrée $\dot{\varepsilon}^2$ qui est négligé par Klosky [55] et Davies-Hunter [52].

- Le terme ajouté a l'accélération $\ddot{\varepsilon}$ par Klepaczko et Malinowski [58] donne ,par rapport aux autres méthodes, une élimination de l'effet de l'inertie plus claire aux grandes déformations.

Pour la correction de l'effet de l'inertie sur nos essais, nous avons utilisé la méthode de Klepaczko et Malinowski :

$$\sigma_z - \sigma_0 = \frac{d^2}{12}\left(s^2 - \frac{3}{16} \right)\left(\dot{\varepsilon}^2 + \ddot{\varepsilon}\right) + \frac{3}{64} d^2 \ddot{\varepsilon} \qquad (V.20)$$

V.5 Discussions

Il ressort des essais réalisés que la vitesse de déformation a une très grande influence sur le comportement plastique du titane. Sa sensibilité à la vitesse de déformation à $T = 300\ K$ β est égale à *environ 36 MPa* . Cette sensibilité est du même ordre de grandeur que celui trouvé par Tsao et Campell, β = 40 MPa à température ambiante. Harding [80] trouve une sensibilité à la vitesse de déformation proche de *30 MPa* à $T = 300\ K$ qui ne varie pas beaucoup au cours de déformation en faible vitesses de déformation. Cette observation est confirmée par nos essais (figure V.21).

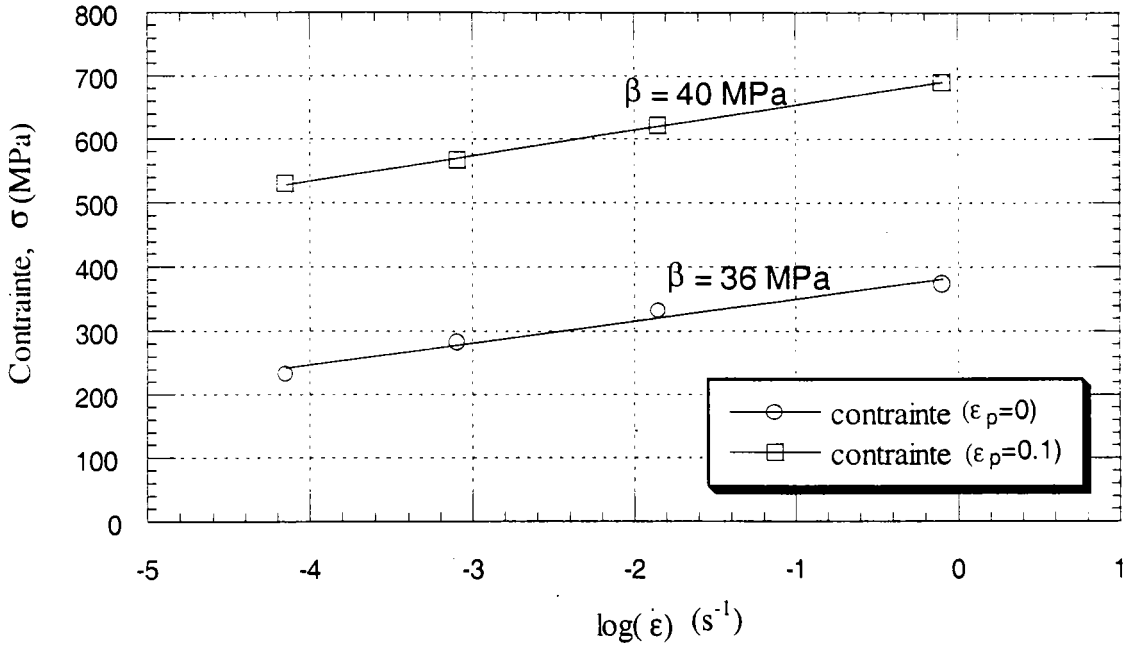

figure V.21 : la variation de la contrainte en fonction de la vitesse de déformation entre $7x10^{-7}$ s^{-1} et 1 s^{-1}.

Comme nous l'avons souligné dans le chapitre V, la limite d'élasticité du titane augmente de façon notable avec la vitesse de déformation (figure V.22).

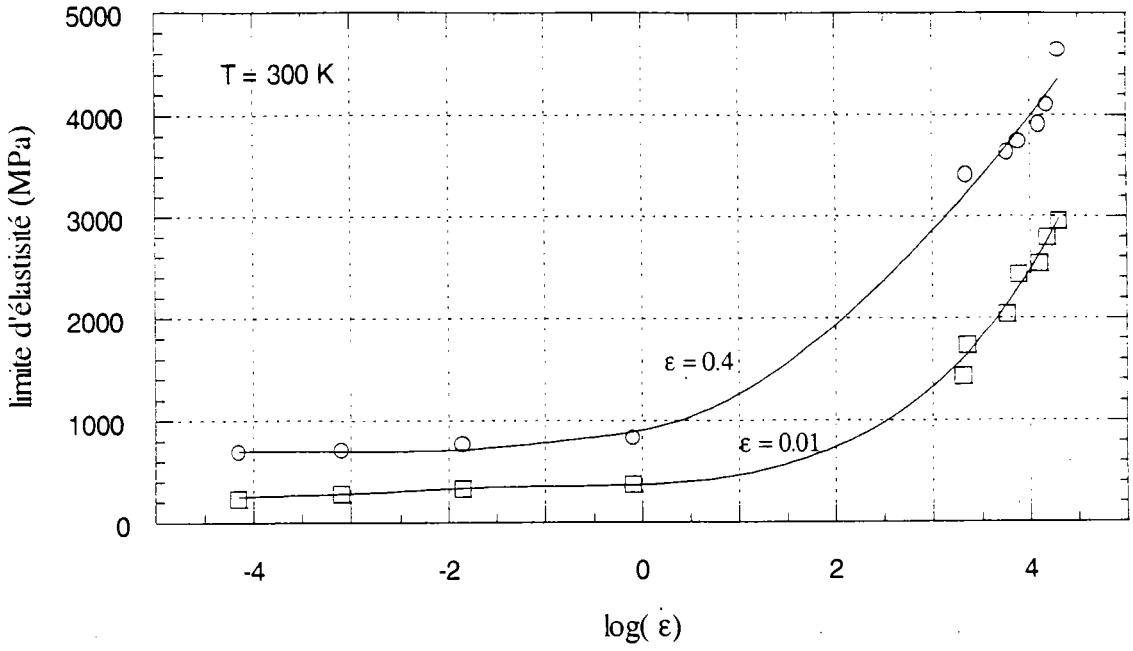

figure V.22 *La variation de la contrainte, à 0.01 et 0.4 de déformation, en fonction de la vitesse de déformation pour la plage complète des essais réalisée (entre $7x10^{-5}$ s^{-1} et $2x10^{4}$ s^{-1}).*

La forte sensibilité à la température est traduite sur la figure V.23. Ces résultats sont caractéristiques d'un comportement thermiquement activé. Nous pouvons considérer que la sensibilité à la température est constante jusqu'au $T = 300\ K$. Cette sensibilité a comme valeur $-1.4\ MPa / K$, ce qui coïncide très bien avec les études de Conrad [94], qui a donné la valeur de cette sensibilité $-1.5\ MPa / K$.

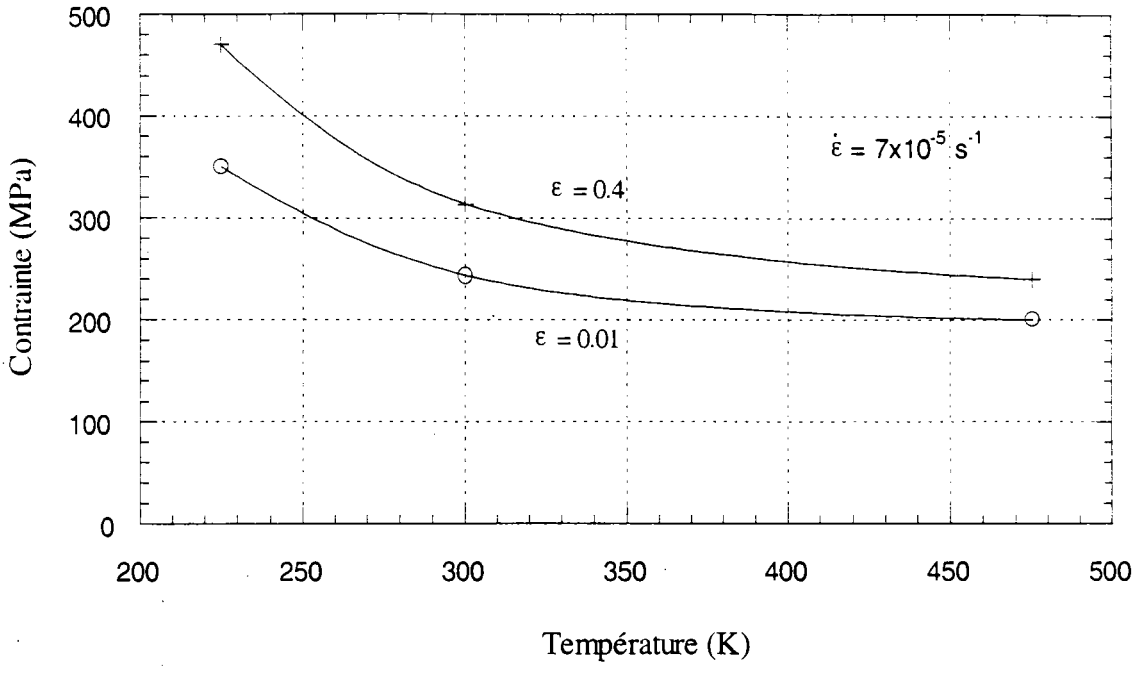

figure V.23 *La variation de la contrainte en fonction de la température.*

Il ne faut pas oublier aussi, dans ces essais de compression, la présence de l'échauffement adiabatique et l'effet de l'inertie. Comme les valeurs caractéristiques du comportement plastique du titane (sensibilité à la vitesse de déformation, sensibilité à la température etc..), coïncident avec les études bibliographiques, nous pouvons en deduire que l'effet de l'echauffement adiabatique et surtout la correction de l'effet de l'inertie par la méthode de Klepaczko- Malinowski [58] est très bien adaptée à notre situation, puisque nous sommes intéressés à l'étude du comportement viscoplastique du titane pur aux grandes déformations et aux grandes vitesses de déformation.

V.6 Conclusion

L'ensemble des résultats des essais de compression, effectué sur le titane dans une grande plage de vitesses de déformation et à trois températures différentes, nous a montré une bonne représentation des caractéristiques plastiques du matériau.

Les résultats de ce chapitre qui rejoignent le comportement plastique du titane étudié par d'autres chercheurs seront utilisés dans la suite de ce travail. Ils nous serviront de base, d'une part pour mieux comprendre le comportement de ce matériau dans le domaine de l'activation thermique, et d'autre part pour modéliser le comportement plastique de ce titane. Ce travail de modélisation que nous aborderons dans le cadre du chapitre suivant, sera basé sur le formalisme de Mr Klepaczko ; formalisme dont le principe et les équations ont été rappelés précédemment.

CHAPITRE VI

ANALYSE DES RESULTAS ET MODELISATION

VI ANALYSE DES RESULTATS ET MODELISATION

Dans ce chapitre il s'agit de modéliser le comportement plastique du titane, en fonction de la température et dans une gamme de vitesses de déformation allant de 10^{-4} à $10^{4}\ s^{-1}$. Nous allons utilisé le formalisme de Klepaczko. Ce formalisme, dont le principe et les équations ont été rappelés dans le deuxième chapitre, fait intervenir l'évolution de la microstructure par l'intermédiaire de l'évolution des dislocations. Dans le cadre de ce travail, et en premier temps, nous ne prendrons pas compte de l'influence de la texture, des structures cellulaires, des macles et de la taille de grain sur l'écrouissage de matériaux. Cette simplification nous permettra d'avoir une analyse préliminaire des prévisions du modèle et la discussion de la validité de notre hypothèse.

Par la suite, nous introduirons de nouvelles hypothèses qui nous serviront à rapprocher, d'une manière plus précise, la description du comportement plastique du titane par le formalisme.

Nous achèverons ce chapitre par une validation du modèle sur les essais de compression effectués aux vitesses de déformation précitées et des perspectives.

VI.1 Détermination des paramètres et nouvelles hypothèses

La première étape dans la détermination des paramètres du formalisme consiste à supposer que pour les vitesses de déformation de l'ordre de $10^{-4}\ s^{-1}$, la contrainte effective est négligeable puisque ce sont les mécanisme athermiques qui contrôlent la déformation dans cette zone de vitesse (d'après l'analyse de la figure *I.3*).

Pour une structure H.C., l'hypothèse prise est confirmée par Conrad [94]. La contrainte interne est bien prépondérante par rapport à la contrainte effective. La forme des obstacles thermiquement activés a donc peu d'influence sur la contrainte d'écoulement. Pour notre première étude nous supposons les différents points suivants :

- la contrainte effective à *T=0 K* n'est pas proportionnelle à la racine de la densité de dislocations, σ_0^* est constante. En effet la contrainte effective et pratiquement indépendante de la déformation figure (*VI.1*), (Conrad [94],[95]). Tout le travail de durcissement est fait par la contrainte interne. Conrad ajoute que la variation de la contrainte effective en fonction de la température est presque linéaire, jusqu'à *T=300 K*, et il a donnée une valeur de σ_0^* égale à *1300 MPa.*

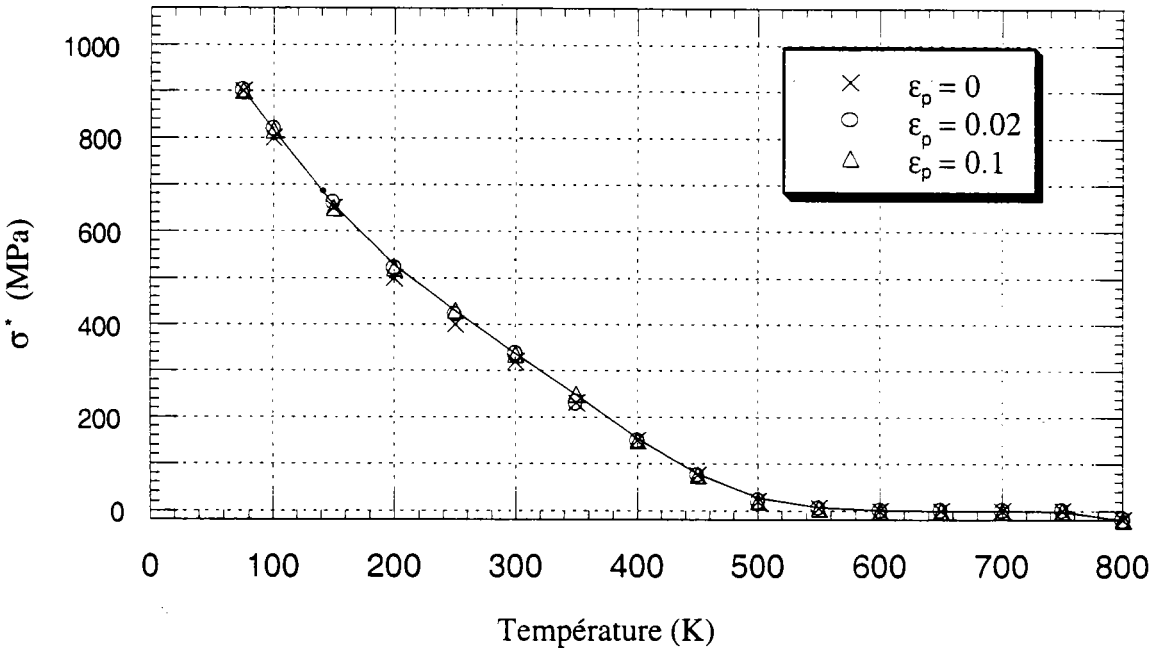

figure VI.1 La composante thermiquement activée de la contrainte, σ^*, en fonction de la température [94].

- la densité de dislocations mobiles est proportionnelle à la densité totale ($\rho_m = f\rho$), alors nous pouvons écrire la forme de la contrainte effective de la manière suivante :

$$\sigma^* = \sigma_0^* \left[1 - \left(\frac{kT}{\Delta G_0} \ln\left(\frac{\nu_D b^2 f\rho}{\dot{\varepsilon}} \right) \right) \right] \qquad (VI.1)$$

L'intégration de la loi d'évolution de la densité de dislocations présentée au paragraphe II.4.3, à une vitesse de déformation et température constantes , conduit à l'expression :

$$\rho = \rho_0 + \frac{M_{II}}{k_a}\left[1 - \exp(-k_a \varepsilon_p)\right] \qquad (VI.2)$$

alors (f est constante) $$\rho_m = \rho_m^0 + f\left[\frac{M_{II}}{k_a}\left[1 - \exp(-k_a \varepsilon_p)\right]\right] \qquad (VI.3)$$

où ρ_m^0 est la densité de dislocations susceptibles de devenir mobiles au début de la déformation plastique.

L'évolution de la densité de dislocation mobiles ρ_m est une fonction qui monte très rapidement en fonction de la déformation et qui tend assez vite vers une valeur de saturation (figure *VI.2*).

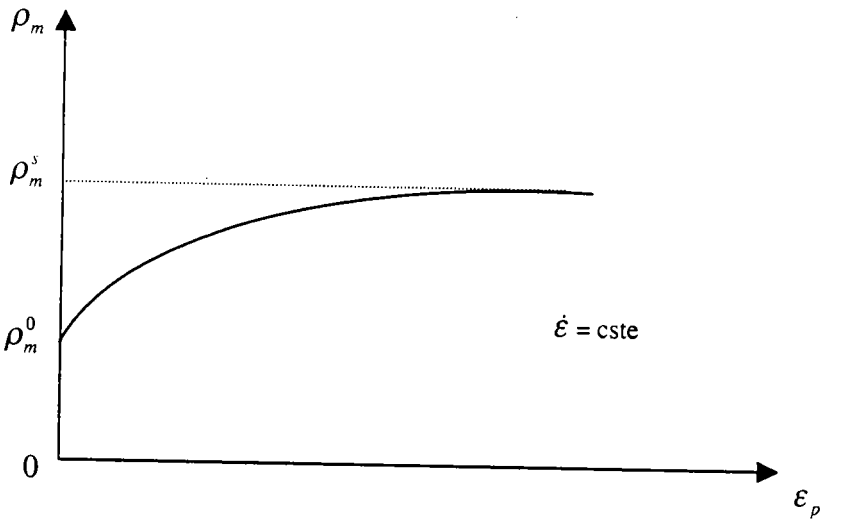

figure VI.2 *Représentation de l'évolution de la densité mobile de dislocation ρ_m en fonction de la déformation plastique ε_p .*

- Nous fixons le couple (p , q), dans un premier temps, à (*1* ,*1*) en supposant que les obstacles ont une forme rectangulaire.

VI.2 Analyse de la contrainte interne

Avec l'hypothèse que la contrainte effective soit très faible devant la contrainte interne pour la vitesse $10^{-4}\ s^{-1}$ et à $T = 300\ K$, la courbe de consolidation à cette vitesse de déformation peut être décrite par la forme suivante :

$$\sigma = \sigma_\mu \quad ; \quad \sigma = \alpha\mu b\sqrt{\rho_0 + \frac{M_{II}}{k_a}\left(1 - \exp(-k_a\varepsilon_p)\right)} \qquad (VI.4)$$

Nous connaissons grâce aux mesures expérimentales effectuées, le vecteur de Bürgers et le module de cisaillement à $300\ K$ du titane étudié :

$$b = 2{,}86\ 10^{-10}\ m^{-2} \quad ; \quad \mu_0 = 41.5\ GPa$$

la variation du module du cisaillement μ est donnée par la forme suivante [83]:

$$\mu = \mu_0 - aT \qquad (VI.5)$$

avec $a = 25\ Mpa\ K^{-1}$

Il reste à déterminer ρ_0, α, M_{II} et K_a.

L'optimisation numérique par la méthode des moindres carrés réalisée sur la courbes de consolidation à la vitesse constante ($\dot{\varepsilon} = 7x10^{-5}\ s^{-1}$) donne les valeurs suivantes:

$\alpha(7x10^{-5}) = 0.98$

$k_a(7x10^{-5}) = 1{,}78$

$M_{II}(7x10^{-5}) = 6{,}58\ 10^{15}\ m^{-2}$

$\rho_0 = 2{,}86\ x10^{14}\ m^{-2}$

La figure *VI.3* compare le modèle et la courbe expérimentale à $7x10^{-5}\ s^{-1}$.

Avec les valeurs déterminées, la densité de dislocations évolue vers la densité de saturation :

$$\rho_{sat} = \rho_0 + \frac{M_{II}}{k_a} = 3{,}9x10^{15}\ m^{-2}$$

La contrainte interne σ_μ atteint donc une valeur asymptotique de *782 MPa*.

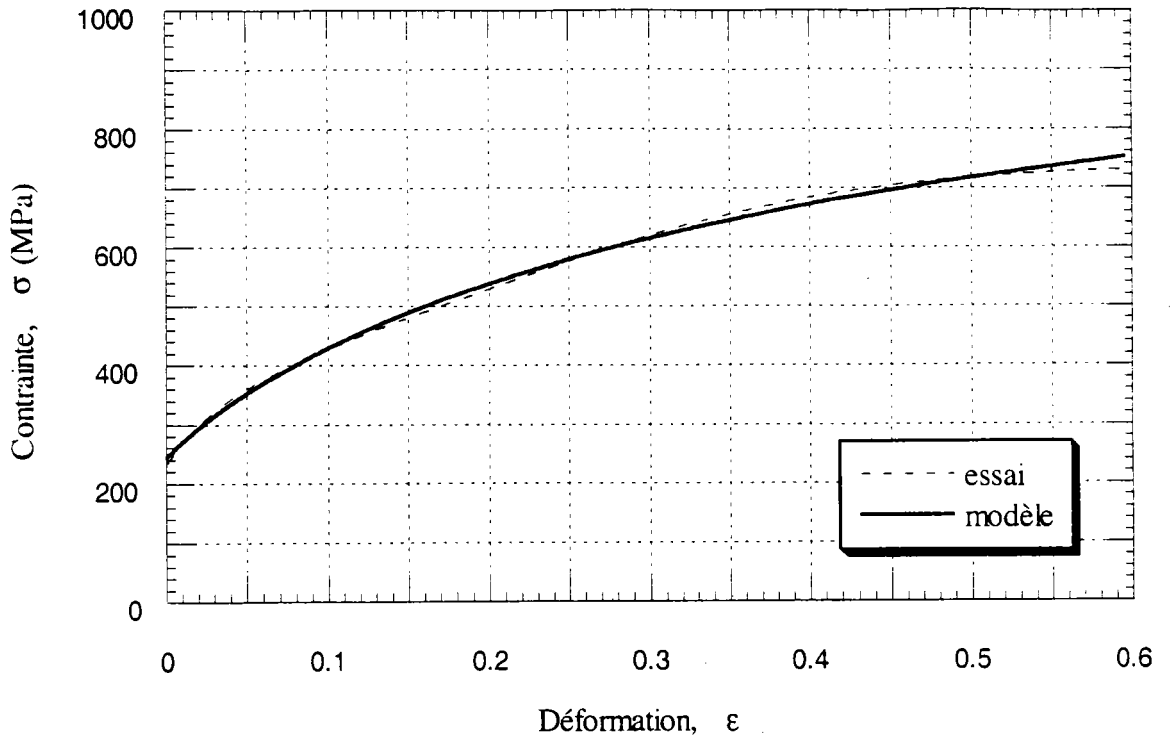

figure VI.3 Comparaison entre les courbes d'écrouissage expérimentale et modélisée à $7x10^{-5}$ s^{-1}

VI.3 Analyse de la contrainte effective

Nous rappelons que dans le cas le plus général, l'expression de la contrainte effective est :

$$\sigma^* = \sigma_0^* \left[1 - \left(\frac{kT}{\Delta G_0} \ln(\frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}_p}) \right)^{1/q} \right]^{1/p} \qquad (VI.6)$$

En dérivant l'équation issue de $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_0 \exp(-\frac{\Delta G(\sigma^*)}{kT})$) par rapport à $\ln(\dot{\varepsilon})$ et à T,

$\Delta G(\sigma^*) = -kT \ln(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0})$ on obtient les équations :

$$\frac{d\Delta G(\sigma^*)}{d\sigma^*}\frac{\partial\sigma^*}{\partial \ln(\dot{\varepsilon})^*} = -kT \quad (VI.7) \qquad \text{et} \qquad \frac{d\Delta G(\sigma^*)}{d\sigma^*}\frac{\partial\sigma^*}{\partial T} = -k\ln(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}) = \frac{\Delta G(\sigma^*)}{T} \quad (VI.8)$$

En combinant les équations IV.5 et IV.6, nous obtenons :

$$\Delta G(\sigma^*) = -kT^2\frac{\chi}{\beta^*} \quad (VI.9)$$

avec $\chi = \left.\frac{\partial\sigma^*}{\partial T}\right|_{\varepsilon,\dot{\varepsilon}}$ (VI.9a) et $\beta^* = \left.\frac{\partial\sigma^*}{\partial \ln(\dot{\varepsilon})}\right|_{\varepsilon,T}$ (VI.9b)

D'une part la variation de la contrainte effective en fonction de la température χ est déterminée à partir des essais réalisés en fonction de la température (figure *V.23*), nous trouvons une valeur de $\frac{\partial\sigma^*}{\partial T}$ = *-1,33 MPa / K*. Cette valeur est très proche de celle calculé par Conrad [95] et qui est égale *-1,5 MPa / K*.

D'autre part, nous savons que le logarithme népérien transforme en logarithme décimal par $\ln(x) = 2{,}3\log(x)$. Ainsi la relation *(VI.7b)* devient $\beta^* = \frac{1}{2.3}\left.\frac{\partial\sigma^*}{\partial \ln(\dot{\varepsilon})}\right|_{\varepsilon,T}$.

l'expression de β^* devient : $\beta^* = \frac{\beta}{2.3} = 17.5\ MPa.$

D'après la formule *VI.8*, nous obtenons une valeur de l'énergie d'activation : ΔG_0 = *0,68 eV* . Cette valeur est cohérente avec les résultats trouvés par Conrad [95], celui-ci a supposé que les obstacles avaient une forme triangulaire (p=1,q=2). Il a conclu que la contrainte effective décroît en fonction de la racine carrée de la température : $\sigma^* = \sigma_0^* - \frac{1}{2}AT^{\frac{1}{2}}$ où $\sigma_0^* = 1300MPa$ à $T = 0\ K$ et $A = 32.6\ MPa$. Agrawal, Sargent et

Conrad [96] donnent une valeur similaire de l'énergie d'activation $\Delta G_0 = 0.67\ eV$. Sargent et Ashby [83] ont publié une énergie d'activation de $0.9\ eV$ à $0\ K$.

Une légère variation de p ou de q affecte notablement ces valeurs d'énergie d'activation. Les valeurs obtenues avec les couples (*1* , *1*) et (*1* , *2*) sont très proches. Il est très difficile à partir de nos essais de déterminer la géométrie des obstacles au mouvement des dislocations. En conséquence, nous nous sommes basés sur les valeurs publiées dans la littérature qui sont très proches de celle déterminée par une approche numérique. Nous ne sommes pas capable à partir de nos essais de donner la valeur de ΔG_0. Nous reprenons donc celle de 0.68 eV qui est la plus fréquemment publiée. Connaissant ΔG_0, nous pouvons déterminer σ_0^*. Le couple (p , q) = (1 , 2), conduit à une valeur de : $\sigma_0^* = 950$ MPa.

le couple (p , q) = (1 , 1), conduit à une valeur de : $\sigma_0^* = 900$ MPa.

Le dernier paramètre à déterminer est le facteur de fréquence $\dot{\varepsilon}_0$: $\dot{\varepsilon}_0 = \dot{\varepsilon} \exp\left(\frac{\Delta G}{kT}\right)$, la valeur trouvée est $\dot{\varepsilon}_0 = 10^6\ s^{-1}$.

VI.4 premières simulations

A partir de nos résultats, nous obtenons le tableau de paramètres suivant :

Contrainte interne :

Vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$	$10^{-4}\ s^{-1}$
α	0.98
μ_0	41,5 GPa
b	$0.286x10^{-10}\ m$
ρ_0	$2.86x10^{14}\ m^{-2}$
M_{II}	$6,58x10^{15}\ m^{-2}$
k_a	1,78

Contrainte effective:

ΔG_0	0.68 eV = 10^{-18} J
p	1
q	2
σ_0^*	950 MPa

Ces simulations font apparaître les différents points suivants :

- Le modèle est capable de restituer une forte sensibilité instantanée à la vitesse
- Les variations d'écrouissage peuvent être retranscrites. Dans le domaine des vitesses quasi-statiques, l'écrouissage est important, tandis qu'il est faible dans le régime des vitesses élevées.
- Négliger l'effet des autres microstructures sur l'évolution visco-plastique peut être admis pour les faibles vitesses de déformation.

Cependant, plusieurs points restent à améliorer après cette première étape de simulation :

- Le coefficient d'annihilation déterminé à la vitesse de déformation de $2x10^{4}\ s^{-1}$ ($k_a = 10^{5}$) est trop élevé et il n'a pas de sens physique, même chose pour le coefficient du taux de multiplication ($M_{II}=1,7x10^{12}\ m^{-2}$). Cela peut être expliqué par le fait que nous avons ignoré l'existence du phénomène des maclages et l'évolution plus exacte de la densité de dislocations mobiles.
- L'évolution de la contrainte d'écoulement dans le domaine des vitesses élevées tend très rapidement vers une valeur de saturation qui ne peut pas être décrite par la densité de dislocation toute seule.

VI.5 Seconde approximation de la modélisation

Dans cette deuxième partie de modélisation, nous sommes amenés à prendre en compte l'influence de l'évolution de la taille de grain et des macles sur le comportement visco-plastique du titane. Pour cette approche, la contrainte interne est exprimée de la forme suivante :

$$\sigma_{\mu} = \alpha_1 \mu b \sqrt{\rho} + \alpha_2 \mu \sqrt{\frac{b}{D}} + \alpha_3 \mu \sqrt{\frac{b}{\Delta}} \qquad (VI.10)$$

Avant de se lancer dans l'identification de ces paramètres, nous avons définie l'hypothèse suivante :

- Au début de l'écrouissage, la production de macles est présente dès le commencement de la déformation et même à des très faible vitesse de déformation (10^{-4} s^{-1}) (*figure VI.2*) [69].

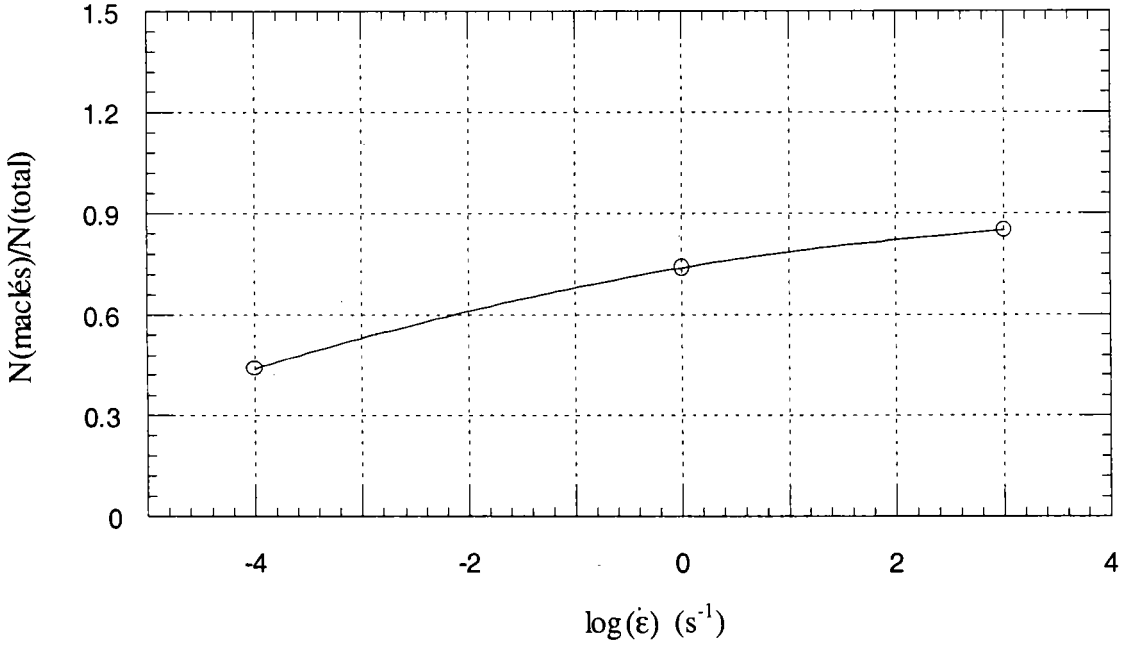

figure VI.2 Variation de nombre des grains maclés sur le nombre des grain total en fonction de la vitesse de déformation pour ($\varepsilon = 0.01$), [69].

- La densité de macles tend vers une valeur de saturation dépendant de la vitesse de déformation. Nous avons déjà vu que le nombre des macles augmentent très rapidement en fonction de la vitesse de déformation et la déformation, alors qu'elles diminuent en fonction de la température. La meilleure façon de décrire l'évolution des macles serait une équation d'évolution qui tient en compte de la déformation , la température et la vitesse de déformation :

$$\frac{dN_{\Delta}}{d\varepsilon_p} = M_{\Delta}(\dot{\varepsilon},T) \qquad (VI.11)$$

où M_{Δ} est le coefficient effectif d'accumulation des macles. L'expression de ce coefficient n'est pas encore identifiée.

Pour notre étude nous supposons que l'évolution de la densité des macles ne dépend donc que de la vitesse de déformation de la façon suivante :

$$N_{\Delta} = N_0\left[A + \Theta(T)\tanh\left(C\log\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)\right)\right] \qquad (VI.12)$$

avec

N_0 est la densité initiale des macles,

$\Theta(T)$ est une variable d'écrouissante en fonction de la température,

A et C sont des constantes intrinsèques du matériau étudié,

$\dot{\varepsilon}_0$ est une vitesse de déformation de référence.

Cette loi a été choisie pour plusieurs raisons :

- la densité de macles est une fonction qui augmente avec la vitesse de déformation [69];
- La création des macles fait diminuer la distance moyenne Δ entre les macles ;
- La densité des macles évolue vers une valeur de saturation lorsque la vitesse de déformation devient très grande [69];
- La création des macles peut se faire de manière analogue à la création des dislocations [46].

VI.5.1 Optimisation ''numérique''

Pour affiner la corrélation entre le modèle et les résultats expérimentaux, nous avons donc utilisé la méthode des moindres carrées pour identifier les paramètres inconnus. La phase de détermination présentée dans les paragraphes précédents est donc indispensable pour pouvoir se fier aux valeurs optimisées par le programme.

Nous avons réalisé une optimisation globale sur les paramètres du formalisme de Klepaczko en utilisant plusieurs étapes de travail :

La première est relative aux coefficients p et q. Nous avons tenté d'optimiser les paramètres avec les couples $(1,2)$ et $(1,1)$. Nous avons donc introduit les deux expressions successivement dans la contrainte effective. Les valeurs de la contrainte effective à $0\ K$ obtenues dans les deux cas sont :

$\sigma_0^* = 950\ MPa$ dans le cas $p=1$ et $q=2$

$\sigma_0^* = 900\ MPa$ dans le cas $p=1$ et $q=1$.

La première valeur est très proche de celle déterminée par Conrad [95]. La seconde est plus faible. Nous nous contentons de continuer la simulation avec les résultats obtenues pour $(p,q) = (1,2)$.

Dans un second temps, la variation de la taille de grain n'influe pas beaucoup sur la contrainte [86] (figure VI.3), nous pouvons alors la considérer comme constante. Cette constante est de la forme :

$$\sigma_{\mu D} = \alpha_2 \mu \sqrt{b/D} \qquad (VI.13)$$

où la taille de grain D égale à $21\ \mu m$. α_2 est déduite par la comparaison de cette loi avec la loi de Hall-Petch reliant la contrainte d'écoulement à l'inverse de la racine carrée de la taille de grain. Par conséquent, $\alpha_2 = 0{,}4$.

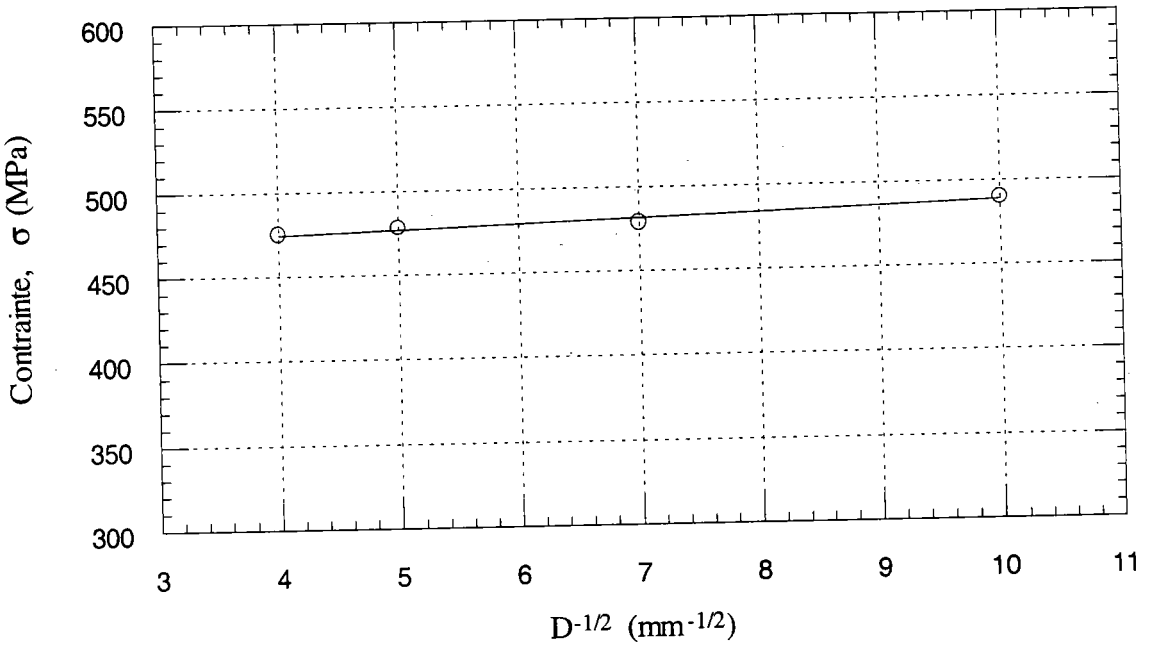

figure VI.3 Variation de la contrainte du titane en fonction de l'inverse de la racine carrée de la taille de grain D [86].

Dans la troisième étape, nous avons tenté d'affiner les équations proposées en tenant compte de la dépendance des coefficients M_{II} et k_a à la vitesse de déformation. En effet, à une température plus élevée ($T=473$ K), l'influence de la contrainte effective est très faible par rapport à la contrainte interne pour $\dot{\varepsilon} = 10^{-4}$ s^{-1}. Ainsi les études microscopiques montrent l'absence quasi complète des macles (figure VII.6) pour cette température. Alors le seul phénomène de déformation dans ce domaine est celui des dislocations, ces derniers sont représentés par l'équation VI.2 :

$$\rho = \rho_0 + \frac{M_{II}}{k_a}\left[1 - \exp(-k_a \varepsilon)\right] \quad \text{à} \quad \dot{\varepsilon} = \text{cste} ;$$

figure VI.4 photo microscopique (x500) du titane étudié, montre l'absence du maclage à la vitesse de déformation $8x10^{-2}\ s^{-1}$ et à température T = 473 K.

Les résultats de cette nouvelle modélisation ont montré que l'annihilation ne varie pas en fonction de la vitesse et sa valeur est de $k_a=2$. Le taux de multiplication M_{II} [42] varie en fonction de la vitesse de déformation de la manière suivante (figure VI.5) :

$$M_{II} = M_0\left[1+\tanh\left(B\log\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)\right)\right] \qquad (IV.14)$$

avec $M_0=2.7x10^{13}\ cm^{-2}$; $B=0,2$; $\dot{\varepsilon}_0 = 10^6\ s^{-1}$

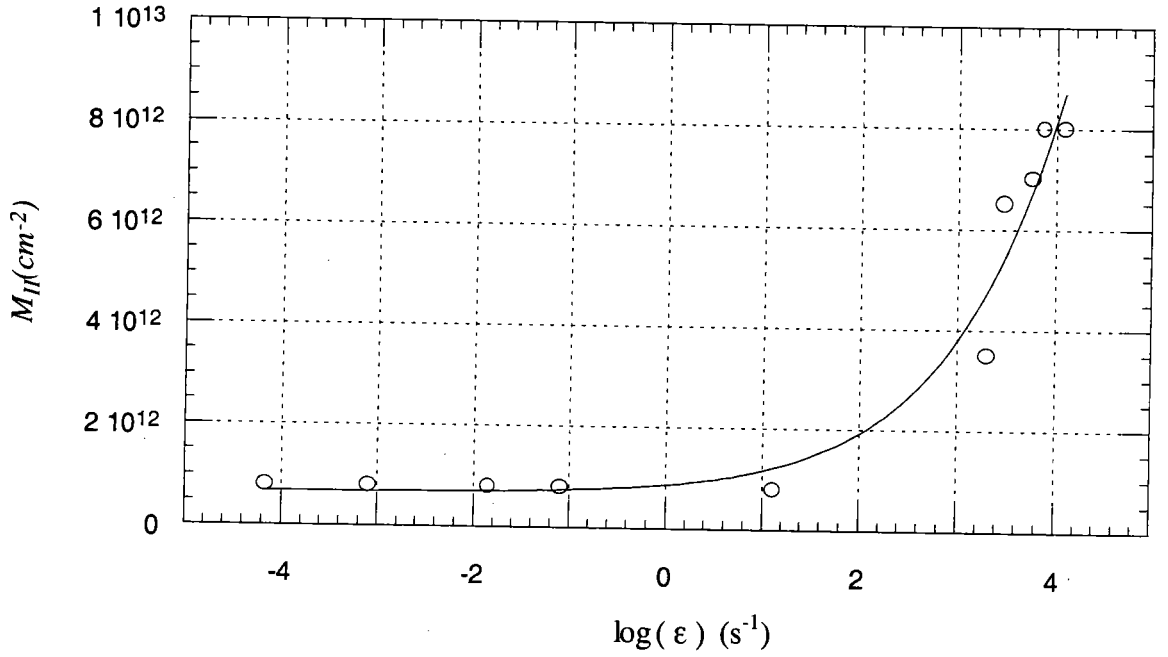

figure VI.5 Le taux de multiplication (M_{II}) en fonction de la vitesse de déformation.

Dans cette quatrième et dernière étape, il ne nous reste que l'identification des paramètres liés au phénomène de maclage : $\sigma_{\mu\Delta} = \alpha_3 \mu \sqrt{\frac{b}{\Delta}}$

A température ambiante, où tous les paramètres pris en compte par modèle interviennent, seule la partie qui dépend des macles ($\alpha_3 \mu \sqrt{\frac{b}{\Delta}}$), n'est pas encore identifiée. La simulation numérique du modèle en fonction de la vitesse de déformation va nous déterminer la valeur de α_3 et la forme générale de la densité moyenne des macles N_Δ en fonction de la vitesse. Après la simulation numérique on trouve que α_3 est constante en fonction de la vitesse, alors que la densité moyenne des macles N_Δ est fortement dépendant de la vitesse de déformation :

$$N_{\Delta} = N_0\left[1+\tanh\left(C\log\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0}\right)\right)\right] \qquad (VI.15)$$

avec $N_0 = 3x10^{11}\ m^{-2}$; $C = 0.4$

A partir de l'équation VI.12 nous pouvons déduire la variation de la distance moyenne entre les macles Δ en fonction de la vitesse de déformation (*figure VI.6*).

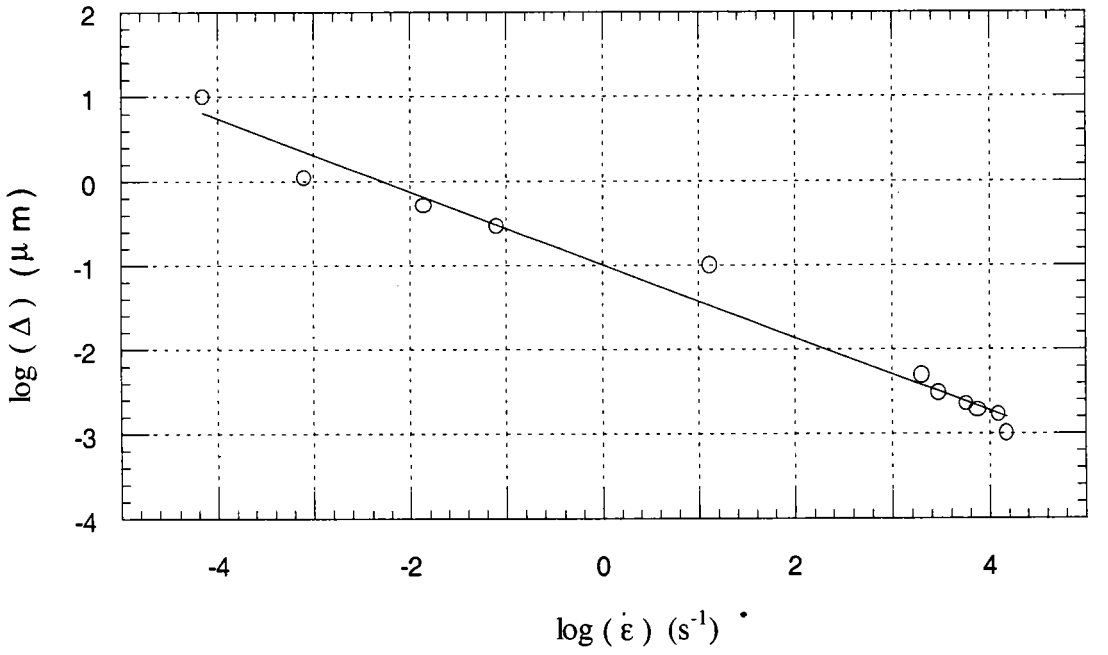

figure VI.6 logarithme de la distance moyenne entre les macles (Δ) en fonction de la vitesse de déformation.

Finalement les simulations numériques obtenues avec toutes les formules déterminées pour le modèle sont les suivantes (tableau VI.1, figure VI.7 et VI.8):

Paramètres	Equation	Valeurs	Unités
α_1	VI.10	0,98	1
ρ_0	II.47	$2.8x10^{14}$	m^{-2}
M_0	II.43	10^9	m^{-2}
B	II.43	0,16	1
$\dot{\varepsilon}_0$	VI.6	10^6	s^{-1}
k_a	II.44	2	1
α_2	VI.10	0,4	1
D	VI.10	$21x10^{-6}$	m
α_3	VI.10	0,1	1
N_0	VI.12	$3x10^{11}$	m^{-2}
C	VI.12	0,4	1
ΔG_0	VI.6	0,62	eV
σ_0^*	VI.6	950	MPa
p	VI.6	1	1
q	VI.6	2	1

tableau VI.1 Valeurs des paramètres du modèles calculés

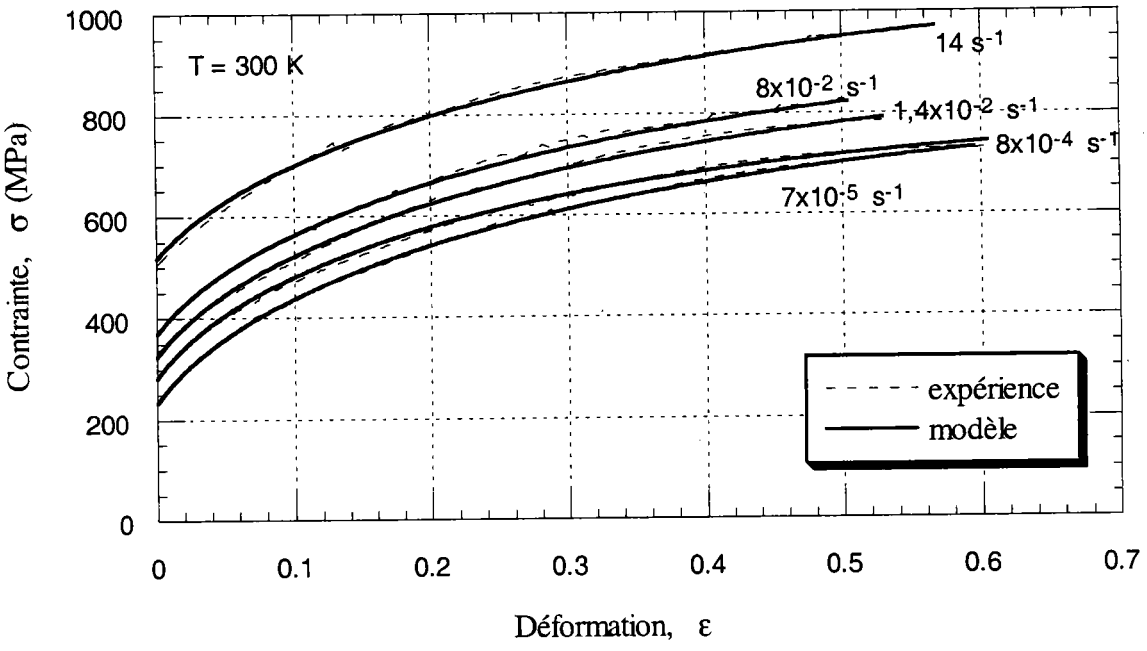

figure VI.7 Modélisation du comportement du titane en quasi-statique.

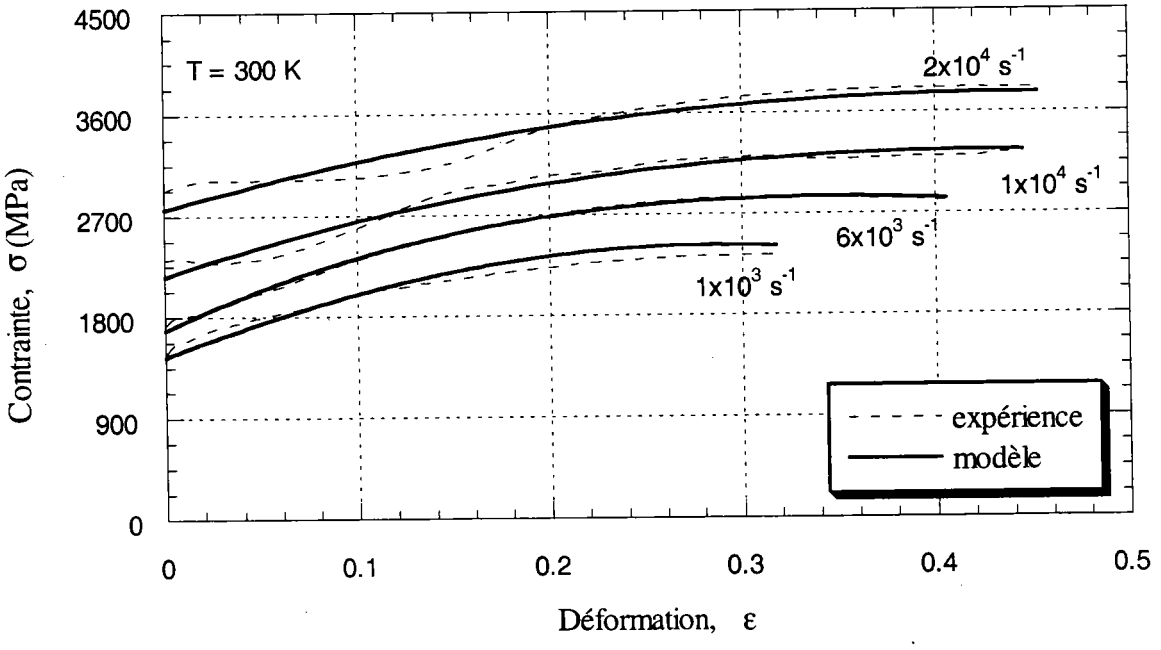

figure VI.8 Modélisation du comportement du titane (isotherme) à grande vitesse de déformation.

VI.6 Discussion

Les résultats expérimentaux de cette étude montrent l'influence de la température d'essai sur le comportement viscoplastique du titane. En effet la sensibilité à la vitesse de déformation décroît très vite en fonction de la température. Les essais réalisés à *243 K* ont donnée une sensibilité à la vitesse de déformation $\beta = 20\ MPa$, cette variation est confirmée par les études de Harding [80] qui a trouvé une valeur de $\beta = 14\ MPa$ à *223 K* .

On remarque que le facteur de multiplication des dislocations est très sensible à la vitesse de déformation (figure VII.7), mais il est complètement indépendant de la température. Cela est à mettre en parallèle avec le fait que le stade II de consolidation des monocristaux est indépendant de la température.

En revanche, le coefficient d'annihilation ne montre aucune sensibilité à la vitesse de déformation. Ceci peut être expliqué par la présence des macles.

La densité de dislocations évolue vers une valeur de saturation qui dépend fortement de la vitesse de déformation. En effet, lorsque le facteur de multiplication des dislocations augmente rapidement avec la vitesse de déformation, et que le coefficient d'annihilation reste insensible, alors la densité de dislocations est sensible même pour un petit changement de la vitesse de déformation.

Le maclage joue un rôle important dans la déformation du titane, il apparaît une relation assez marquée entre la contrainte et la fraction surfacique maclée. La contribution de maclage augmente avec la contrainte et augmente aussi très rapidement en fonction de la vitesse de déformation. Cette résultat est en accord avec les études microscopiques [69]. On peut penser que sous sollicitation dynamique, la création des dislocations devient difficile et que la déformation est alors accommodée par maclage.

Au niveau de la modélisation, le formalisme représente bien le comportement viscoplastique du titane. Ce formalisme donne une bonne représentation de l'évolution de la microstructure (la densité de dislocation *II.28*, la taille de graine *VI.13* maclage *VI.12*. La

représentation de la contrainte d'écoulement en deux parties, contrainte effective (*VI.1*) et contrainte interne (*VI.10*), a décrit très clairement ce qui se passe pendant la déformation plastique du titane.

Avec les résultats obtenues ainsi que les résultats de la littérature, nous pouvons constituer un schéma représentatif des différentes zones où chaque phénomène est actif (figure VI.9) . En effet, pour la limite où la contrainte effective est égale à zéro nous avons :

$$\sigma^* = \sigma_0^* \left[1 - \left(\frac{kT_c}{\Delta G_0} \ln(\frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}_c}) \right)^{1/2} \right] = 0 \text{, alors nous en déduit : } \frac{1}{T_c} = \frac{k}{\Delta G_0} \ln(\frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}_c}) \qquad (VI.16)$$

Les travaux effectué dans le cadre microscopique [69] nous ont montré, qu'il existe une température T_0= *773 K* à partir de laquelle les macles n'apparaissent plus en dynamique. A température (*T=473 K*), nous savons que le maclage est négligeable jusqu'à une vitesse de déformation de $8x10^{-2}\ s^{-1}$. Avec toutes ces données, nous pouvons constituer une limite de présence des macles en termes de température et de vitesse de déformation.

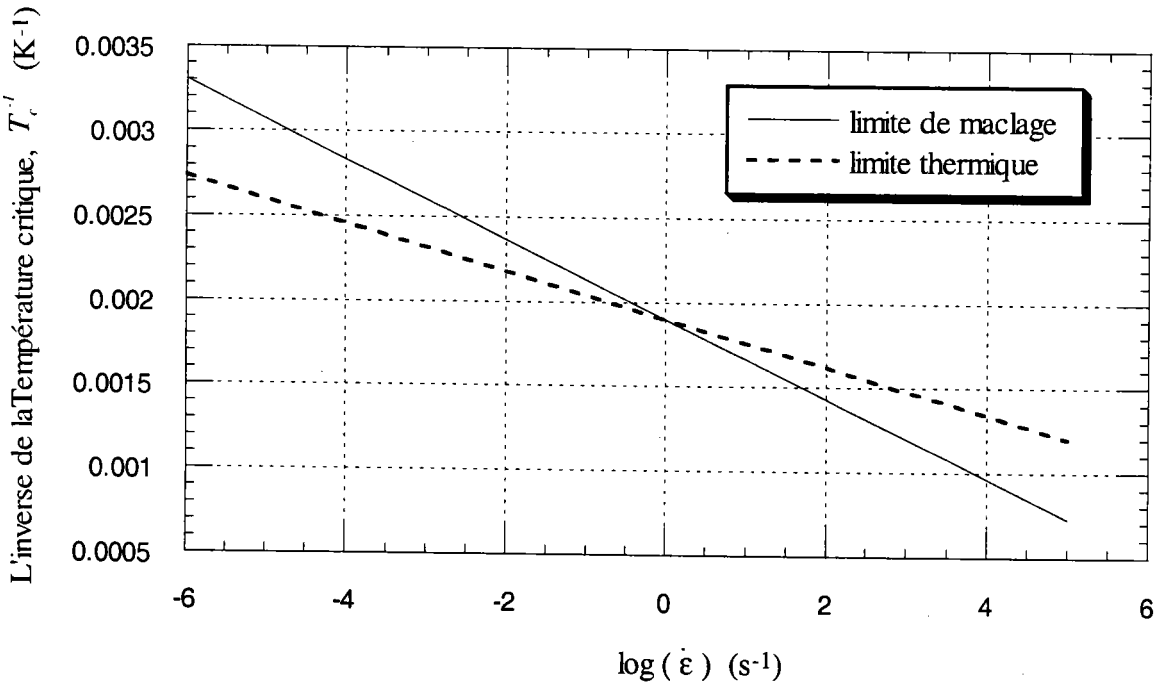

figure VI.9 *Les deux domaines, limite de maclage et limite du mouvement des dislocation par activation thermique.*

Finalement, le comportement mécanique du titane représenté, par le modèle proposé, donne une bonne approche de la réalité. Il est en bon accord même avec des essais de modélisation effectuée par Mimura et Tomita [97] en 1991 (équation *VI.17*). Notre modèle est aussi en accord avec le travail de Gilat et Clifton [98]. Ils ont appliqué le modèle théorique proposé par Kim et Clifton en 1980 (équation *VI.18*) sur le titane pur. Bien que l'allure générale des courbes sont très proches, notre modèle montre plus de sensibilité à la vitesse que le modèle de Gilat et Clifton (figureVII.10).

Modèle de Mimura-Tomita :

$$\sigma = A\{1 + m.\ln(1 + \dot{\varepsilon}_1 / B)\}(\varepsilon)^n + \{m.A\ln[(B + \dot{\varepsilon}_2)/(B + \dot{\varepsilon}_1)]\}(\varepsilon - \alpha)^n \qquad (VI.17)$$

Modèle de Kim-Clifton :

$$\sigma = \overline{\sigma}^* - K_0 - D.\ln\left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\frac{1}{2}bNc_2}\right)^{-1} \qquad (VI.18)$$

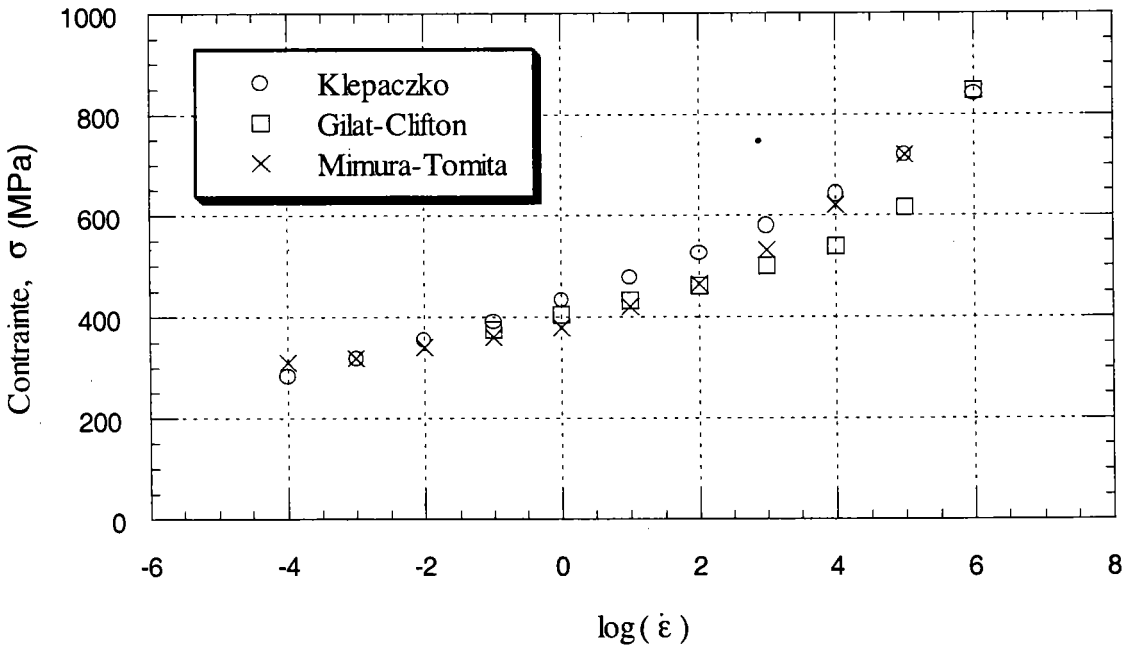

figure VI.10 La contrainte effective en fonction de la vitesse de déformation pour les différents modèles

Ainsi nous pouvons prévenir l'évolution théorique en surface de la contrainte d'écoulement du titane pur en fonction de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température (figures VI.11a,b et c ; VI.12a,b et c).

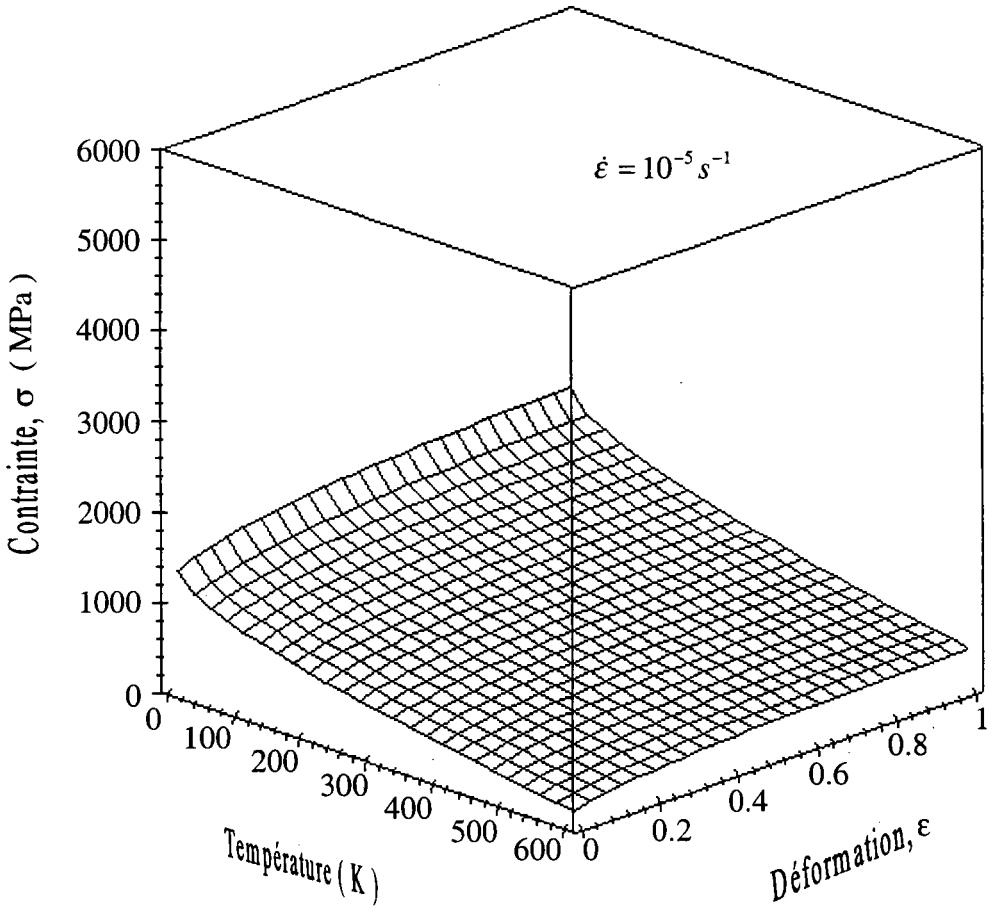

figure VI.12a La contrainte en fonction de la température et de la déformation, pour une vitesse de déformation 10^{-5} s^{-1}.

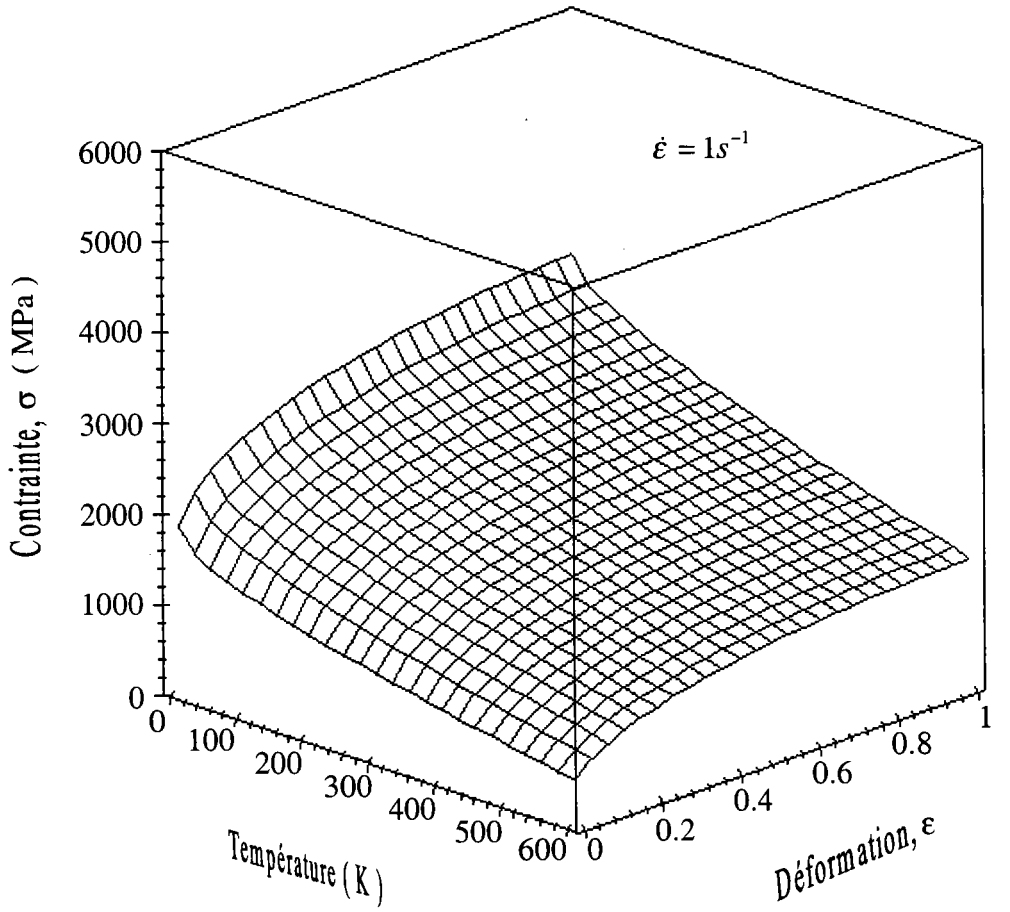

figure VI.12b La contrainte en fonction de la température et de la déformation, pour une vitesse de déformation 1 s^{-1}.

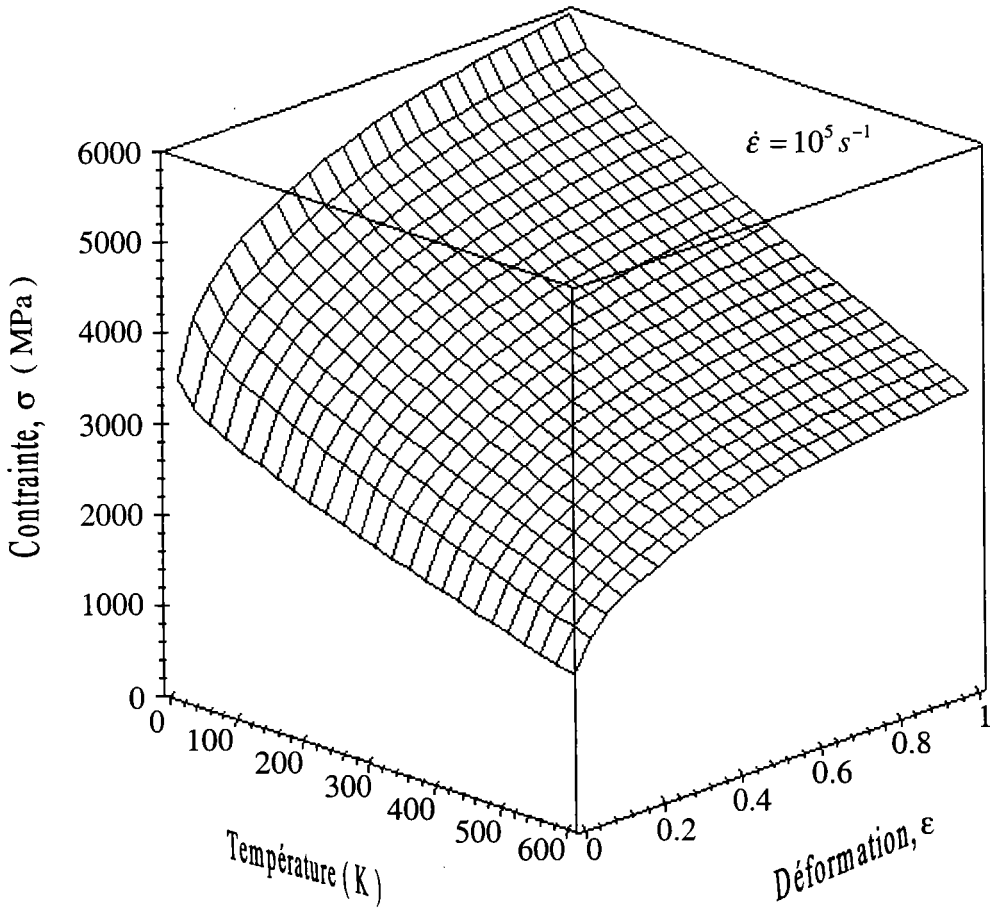

figure VI.12c *La contrainte en fonction de la température et de la déformation, pour une vitesses de déformation $10^5 s^{-1}$.*

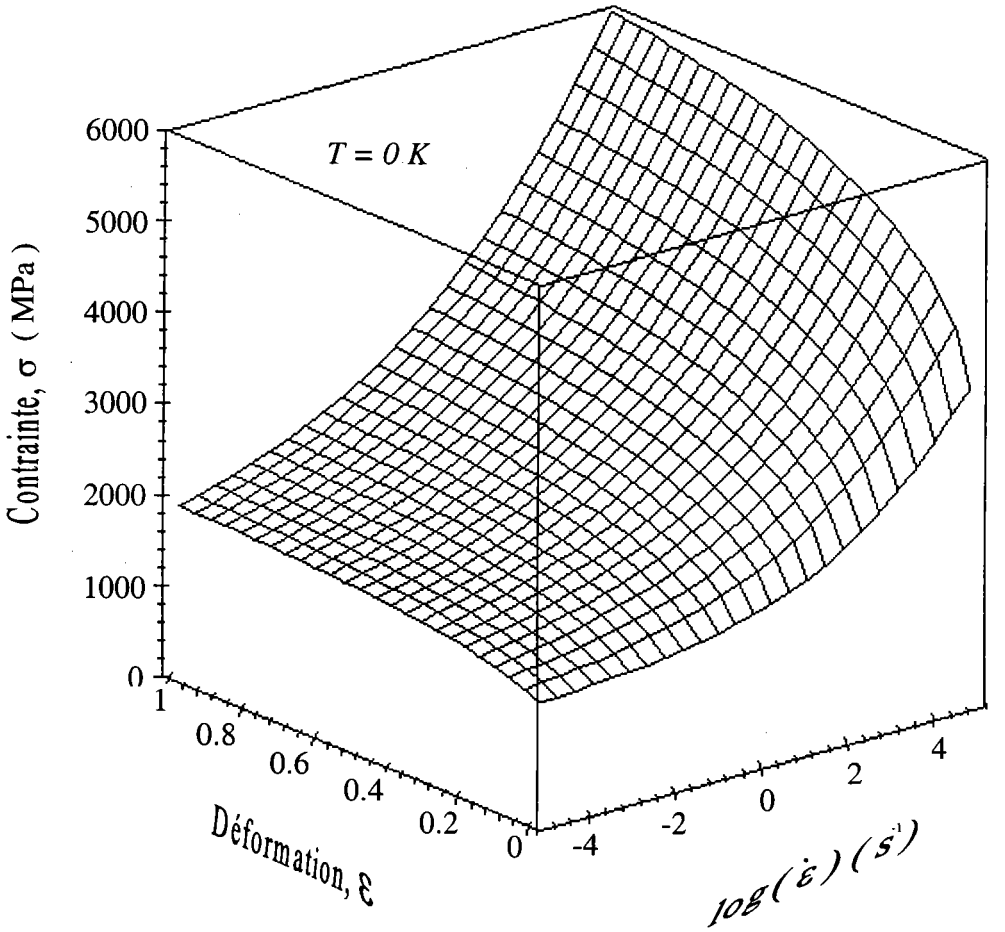

figure VI.13a *La contrainte en fonction de la vitesse de déformation et de la déformation, à température initiale de 0 K .*

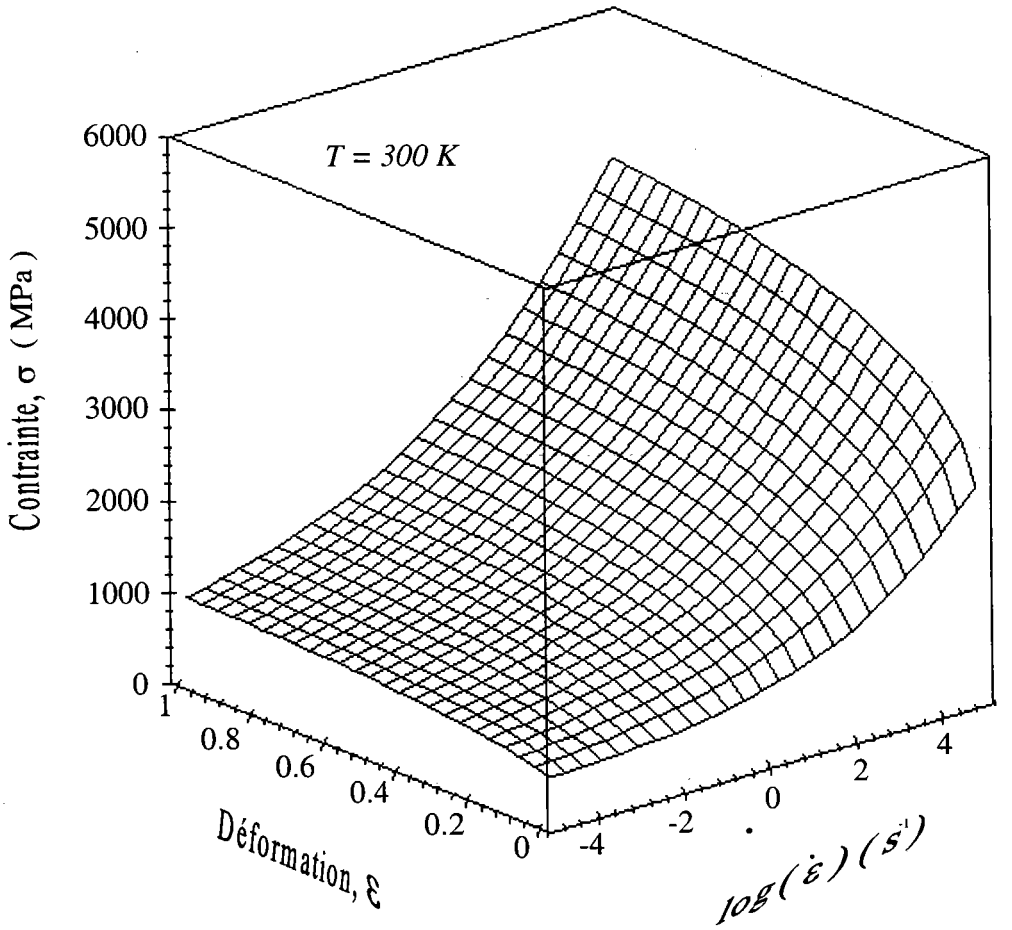

figure VI.13b *La contrainte en fonction de la vitesse de déformation et de la déformation, à température initiale de 300 K .*

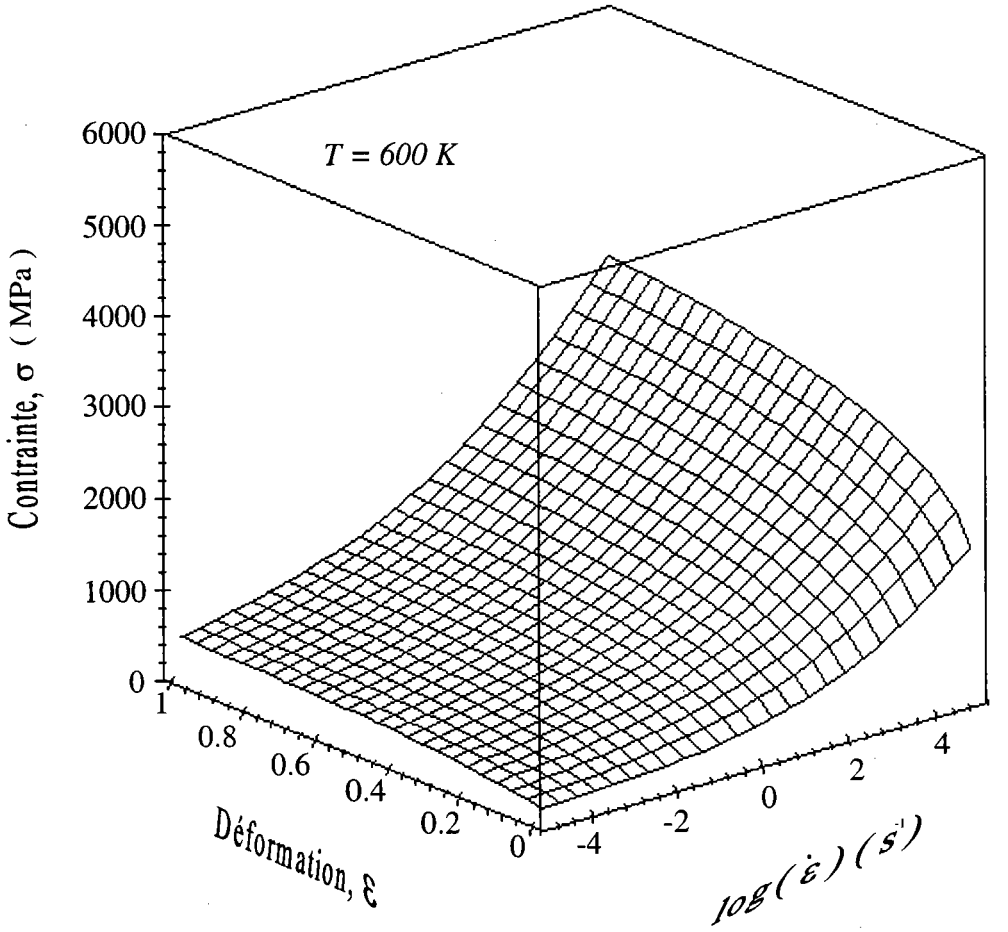

figure VI.13c *La contrainte en fonction de la vitesse de déformation et de la déformation, à température initiale de 600 K .*

Les résultats du formalisme appliqué pour modéliser l'influence de la vitesse de déformation et de la température sur l'écoulement plastique du titane pur, montrent que le modèle permet de reproduire le comportement observé lors des essais de compression réalisés.

CONCLUSION

CONCLUSION

Le travail réalisé dans le cadre de cette thèse concerne, en grande partie, la modélisation de l'effet de la vitesse de déformation sur l'écoulement plastique du titane pur. Pour cela et dans la première partie, nous avons effectué une série d'essais de compression à l'aide d'éprouvettes cylindriques, dans une large gamme de vitesses de déformation. Ces essais réalisés à plusieurs températures font apparaître, sur le comportement du titane, les points suivants :

- une grande ductilité pour toutes les vitesses de déformation,
- une forte augmentation de la contrainte avec la vitesse de déformation,
- une forte diminution de la contrainte avec la température,
- une présence de l'échauffement adiabatique pour les grandes vitesses de déformation.

Dans la deuxième partie de ce travail, nous nous sommes intéressés à appliquer le modèle de Klepaczko, qui est basé sur des considérations physiques. Ce modèle a fourni des bons résultats pour le titane. Il peut être généralisé pour les matériaux à structure H.C..

L'analyse des essais de compression effectués par l'intermédiaire du modèle donne les observations suivantes :

- au cours de la déformation, la microstructure du titane tend vers une valeur de ''saturation'' dépendant des conditions de chargement mécanique. Il apparaît que la densité de dislocations à saturation augmente avec la vitesse de déformation,
- la multiplication des dislocations est fortement influencée par la vitesse de déformation,
- l'annihilation des dislocations semble être insensible à la vitesse de déformation,
- l'augmentation de la vitesse de déformation entraîne une augmentation de la densité des macles. Quantitativement, nous suggérons que sous sollicitation dynamique, les

dislocations n'ont plus le temps de se multiplier. La déformation est alors accommodée par maclage.

D'une manière générale, le modèle proposé retranscrit correctement les résultats expérimentaux. Il retranscrit les effets d'histoire du chargement et l'influence de la vitesse de déformation et de la température à la fois sur la limite d'élasticité et sur l'écrouissage. De plus son formalisme basé sur des considérations physiques permet une évolution des lois. La loi de multiplication des dislocations mobiles et la prise en compte du maclage n'est qu'une première étape mais elle permet déjà une description intéressante des phénomènes qui surviennent lors d'un chargement.

Une des perspectives les plus intéressantes de ce travail et qui peut constituer un projet de recherche dans l'avenir est l'étude microscopique approfondie de la variation de la densité des macles pour le titane et l'intégration, dans le modèle, de la variation de cette densité en fonction de la déformation et de la température.

Un deuxième axe d'évolution peut être la prise en compte du comportement viscoplastique du titane pur en trois dimensions, contribuant ainsi à la connaissance du critère de plasticité en situation de chargement multiaxial dynamique, et au traçage dans l'espace des surfaces d'équi-déformation.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] **CONSIDERE A.,** *Annales des ponts et chaussées Vol. 9, p. 579, (1885)*

[2] **LUDWIK P.,** Über den Einfluβ der Deformationsgeschwindigkeit bei bleibenden Defermationen mit besonderer Berüksichtung der Nachwirkungserscheinungen, *Physikalische Zeitschrift, Vol. 12, p. 411, (1909)*

[3] **BUY F.,** Etude expérimental et modélisation du comportement plastique d'un tantale. Prise en compte de la vitesse de déformation et de l'histoire du chargement, *thèse université de Metz, (1996)*

[4] **FRANÇOIS D., PINEAU A., ZAOIU A.** Elasticité et Plasticité, *Hermes, (1991)*

[5] **HIRTH J.P., LOTHE J.,** Theory of dislocations, *McGraw-Hill, (1965)*

[6] **BENARD J., MICHEL A., PHILIBERT J., TALBOT J,** *Metellurgie générale, (1984)*

[7] **HARDING J.,** Archive of mechanics,*Vol 27, 5-6, p.715, (1975)*

[8] **KLAHN D., MUKHERJEE A.K., DORN J.E.,** Strain rate effects, *2nd international conference on the Strength of Metals and Alloys, Asilomar, Vol 3, p. 951, (1970)*

[9] **HAYDEN H.W., MOFFATT W.G., WULF J.,** The structure and proportes of materials, *Vol 3, Mechanical behavior Wily and sons, (1965)*

[10] **CONRAD H.,** Thermally activated deformation of metals, *Journal of metals, Vol. 16, n°7, p. 582 (1964)*

[11] **SAADA G.,** Sur le durcissement dû à la recombinaison des dislocation, *Acta Metallurgica, Vol. 8, p. 841, (1960)*

[12] **MUGHRABI H.,** Descreption of the dislocation structure after deformation at low temperatures, *MIT Press, (1975)*

[13] **TEODOSIU C., SIDOROFF F.,** A finite theory of elastoviscoplasticity of single cristals, *International Journal of Engineering Science, Vol 31, p. 713, (1976)*

[14] **KLEPACZKO J.R.,** Modeling of structural evolution at medium and high strain rate, f.c.c. and b.c.c. metals, *Proceeding 8th* Risö*symposium, Constitutive relations and their physical basis, p. 3, (1987)*

[15] **DE FOUQUET J.,** Mécanismes fondamentaux de la déformation à froid des métaux, Mise en forme des métaux et alliages, *ed CNRS, p.61 (1976)*

[16] **SEEGER A.,** The mechanical fo glide and work hardening in face-centered cubic and hexagonal close-packed metals, *Dislocations and Mechanical Proprties of Cristals, Weiey & Sons, p. 243, (1957)*

[17] **FOREST J.H., ASHBY M.F.,** Deformation-mechanism maps : the plastisity and creep of metals and ceramics, *Pergamon Press, p. 30 (1982)*

[18] **DORN J.E., RAJNAK S.,** Nucleation of kink pairs and the Peierls' mechanism of plastic deformation, *Transactions of the metallurgical Society of AIME, Vol 230, p. 1052, (1964)*

[19] **KOCKS U.F. ARGON A.S. ASHBY M.F.**, Programming of material Science, *Vol. 19, p.1(1975),*

[20] **FRIEDEL** , Dislocations, *Pergamon Press, (1964)*

[21] **GILMAN J.J.**, Micromechanics of flow in solids, Mc Graw-Hill, (1969)

[22] **MEYER L.W.,** Constitutive equations at high strain rate, Shock Waves and High Rtrain-Rate Phenomena in Materials, *ed Meyer, Murr & Staudhammer, p. 49, (1992)*

[23] **ZENER C., HOLLOMON J.H.,** Effects of strain upon plastic flow Shear, *Journal of Applied physics, Vol. 15, p. 22, (1944)*

[24] **LUDWIK P.,** Über den Einfluβ der Deformationsgeschwindigkeit bei bleibenden Defermationen mit besonderer Berüksichtung der Nachwirkungserscheinungen, *Physikalische Zeitschrift, Vol. 12, p. 411, (1909)*

[25] **NADAI A., DAVIS E.A.,** The creep of metals,II, *Journal of Appl. Mech.,, Vol. 3, p. A25, (1936)*

[26] **DAVIS E.A.,** The creep of metals at high temperature in bending, *Journal of Appl. Mech., Vol. 5, p. A29, (1938)*

[27] **KLOPP R.W., CLIFTON R.J., CHAWKI T.G.,** *Mechanics of Materiels, Vol. 4, p. 375, (1985)*

[28] **LITONSKI,** Plastic flow of a tube under adiabatic torsion, *Bulletin de l'Académie Polonaise des Sciences, XXV, p. 7, (1977)*

[29] **KLEPACZKO J.R.,** O potegowej postaci mechanicznego ronania stanu z uwzglednieniem temperatury, *Rozprawy Inzynierskie, Vol. 3/13, p. 561, (1965)*

[30] **HART E.W.,** Theory of the tensile test, *Acta Mutallurgica, Vol. 15, p. 351, (1967)*

[31] **JOHNSON G.R., COOK W.H.,** A constitutive model and data for metals subjected to various strains, strains rates, temperatures and pressures, *Journal of Eng. Fract. Mech., Vol. 21, p. 31, (1985)*

[32] **ZERILLI F.J., ARMSTRONG R.W.,** Dislocation-mechanic-based constitutive relations for material dynamics calculations, *Journal of Applied physics, Vol. 631, p. 1816, (1987)*

[33] **GILMAN J.J.** , Advances in materials reseach, *Interscience Publishers,, Vol. 2, p. 17,* (1968)

[34] **OROWAN E.** , Dislocations in plasticity, *Sorby Symposium on History of Metallurgy, Ed. Cyril Stanly Smith, M.I.T., Gordon and Breach, (1965)*

[35] **KOCKS U.F.,** Constitutive Equation in Plasticity, *M.I.T. press, p.81 (1975)*

[36] **KOCKS U.F.,** Laws for work-hardening and low-temperature creep, *Journal of Engineering materials and Technology, Vol. 98, p. 76 (1976)*

[37] **MECKING H., KOCKS U.F.,** Kinetics of flow and strain hardening, *Acta Metallurgica, Vol. 29, p.1865 (1981)*

[38] **ESTRIN Y., MECKING H.**, A unified phenomenological description of work harding and creep based on one-parameter models, *Acta Metallurgica, Vol.32, p. 57 (1984)*

[39] **KOCKS U.F., FOLLANSBEE P.S.**, A constitutive description of the deformation of cooper based on the use of the mechanical threshold stress as an internal state variable, *Acta Metallurgica, Vol 36, p.81 (1988)*

[40] **REGAZZONI G., KOCKS U.F., FOLLANSBEE P.S.**, dislocation kinetics at high strain rates, *Acta Metallurgica, ,Vol. 35, p. 2865, (1987)*

[41] **KLEPACZKO J.R.,** Thermally activated flow and strain rate history effects for some pollycristalline F.C.C. metals, *Mat. Sci. and Eng, Vol. 18, p.121 (1975)*

[42] **KLEPACZKO J.R., CHIEM Y.C.**, On rate sensibility of f.c.c. metals of strain hardening, *Journal of Mechanics and Physics of Solids, Vol 34, n°1, (1986)*

[43] **KLEPACZKO J.R.,** An advanced constitutive modelling of rate sensibility, temperature and strain-hardening in f.c.c. metals, *Impact Laoding and Dynamics Behavior of Materials, Vol. 2, p. 823, (1987)*

[44] **KOCKS U.F. ARGON A.S. ASHBY M.F.**, Thermodynamics and kinetics of slip, *Pergamon Press, (1975)*

[45] **KLEPACZKO J.R., SASAKI T., KUROKAWA T.**, On rate sensibility of polycristalline aluminium at high strain rates, *Trans. of the Japaneese Soci. of Aerospace Science Vol. 36, n°113, p.170, (1993)*

[46] **KLEPACZKO J.R.,** Constitutive modeling in dynamic plasticity based on physical state variables, *Journal de Physique, Vol 49, Supplément au n°9, p. C3-553, (1988)*

[47] **KLEPACZKO J.R.,** An experimental technique for shear testing at high and very high strain rate. The case of mild steel, *International Journal of Impact Engineering, Vol 15, n°1, p. 25, (1994)*

[48] **MORRONE A.A., DUFFY J.,** Strain rate and temperature sffects during dynamic deformation of polycristallune high purty aluminium including TEM studies, MRL , *Brown unisersity technical report, (1986)*

[49] **KLEPACZKO J.R.,** Short and long transients in dynamic plastisity of metals, Shock Waves and High Rtrain-Rate Phenomene in Materials, *ed Meyer, Murr and Staudhammer, p. 174, (1990)*

[50] **SEMIATIN S.L., JONAS J.J.,** Formability and flow localisation, *American Society for metals, (1984)*

[51] **SIEBEL E., POMP A.,** *Mitt. aus dem kais. W. Inst. Für Einsenf., Vol.11, p. 139, (1929).*

[52] **DAVIES E.D.H., HUNTER. S. C.,** The dynamic compression testing of solid by the method of slipt hopkinson pressure bar. *Journal Mech. Phys. Solids., Vol. 11, p. 155, (1963)*

[53] **RAND J.L.,** *U.S. Naval Ordnance Laboratories Report, NOLTR67-156 (1967)*

[54] **MALINOWSKI . Z., KLEPACZKO J. R.,** Dynamic frictional effects as mesured from the split Hopkinson pressure bar proceedings. *IUTAM symposium, p. 403*

[55] **KOLSKY H.,** An investigation of the mechanical properties of material at a very high rate of loading. *Proceeding of the Physical Society B, Vol 62, P. 676, (1949)*

[56] **KLEPACZKO J. R.,** Lateral inertia effects in the compression impact experiments, *IFTR Reports, n°17, (1969)*

[57] **DHARAN C.K.H., HAUSER F.E.,** Determination of stress-strain charakteristics at very high strain rates. *Exp. Mech., Vol. 10, P. 370, (1970)*

[58] **MALINOWSKI . Z., KLEPACZKO J. R.,** A unified analytic and numerical approach to specimen dehaviour in the split Hopkinson pressure bar. *Int. Journal Mech. Sci. Vol. 28, n° 6, P. 381, (1986)*

[59] **BERTHOLF L.D., KARNES C. H.**, Two dimensional analysis of the split Hopkinson pressure bar system. Journal Mech. Phys. Solids, Vol. 23 ; P. 1, (1975)

[60] **OTTE H.M.,** The Science Techn. And Appl. Of Ti – Pergamon press, p. 645, (1968)

[61] **SERAPHIN M.,** Le titane et ses alliages. *Trait. Therm., Vol 43, p. 19 (1969)*

[62] **DUPOUY J.M., POIRIER J.P.,** Dans «Déformations plastiques des métaux et alliages» Ecole d'été de Pont à Mousson, *Masson et Cie éditeur, p. 111 (1967)*

[63] **ROSI F.D.,** Journal Met., Vol 6, p. 58 (1954)

[64] **ROSI F.D., DUBE, C.A. ET ALEXANDER, B.H.**, Mechanism of plastic flow in titanium. *Journal Met., Vol 4, p. 145 (1952)*

[65] **CHURCHMAN A.T.,** The yield phenomina, kink bands and geometric softening in titanium crystals, *Acta Met., Vol 3, p. 22, (1955)*

[66] **ANDERSON, E.A., JILLSON, D.C. et DUNBAR, S.R,** Deformation mechanism in alpha titanium. *Journal Met., Vol 5, p. 1191 (1953)*

[67] **ROSI F.D., PERKINS F.C. et SEEGLE L.L.,** Mechanism of plastic flow in titanium at low and high temperatures. *Journal Met., Vol 8, p. 115 (1956)*

[68] **YOO M.H.,** *Trans TMS-AIME, Vol 245, p. 2051 (1969)*

[69] **GABELOTAUD S.,** Comportement sous sollicitations statique et dynamiques du titane pur et deux de ses alliages. *Thèse Univ. de Paris (1990)*

[70] **BUMPS E.S, KESSLER H.D ET HANSEN M.,** The titanium-oxygen system. *Trans. ASM, Vol 45, p. 1008, (1953)*

[71] **PALTY A.E., MARGOLIN H. ET NIELSEN J.P.,** Titanium-nitrogen and titanium-boron systems. *Trans. ASM, Vol 46, p. 312, (1954)*

[72] **CADOFF I. ET NIELSEN J.P.,** Titanium-carbon phase diagram. *Trans. AIME, Vol 197, p. 248, (1953)*

[73] **JAFFEE R.I., OGDEN H.R. ET MAYKUTH D.J.,** Alloys of titanium with carbon oxygen and nitrogen. *Trans. AIME, Vol 188, p. 1261,* (1950)

[74] **CONRAD H.,** Plastic flow and fracture of titanium at low temperature, *Cryogenics, p. 293, (1984)*

[75] **KIESSEL W.J., SINNOTT M.J.,** Creep properties of commercially pure titanium. *Trans. AIME, Vol 197, p. 331, (1953)*

[76] **ROSI F.D. et PERKINS F.C.,** Mechanical properties and strain aging effects in titanium. *Trans. ASM, Vol 45, p. 972 (1953)*

[77] **LENNING,C.A., CARAIGHEAD, C.M. et JAFFEE, R.I.** , Construction mechanical properties of titanium–hydrogen alloys. *Trans. AIME, Vol 200, p. 367, (1954)*

[78] **BUMPS E.S, KESSLER H.D ET HANSEN M.,** Titanium – Aluminium system *Trans. ASM, Vol 194, p. 609, (1952)*

[79] **MC QUILLAN A.D. et MC QUILLAN M.K.,** Butterworkt Sc. Pub. Londres p. 351 (1956)

[80] **HARDING J.,** Rapport, Dept. Eng. Sci. Oxford Univ. (1974)

[81] **LOWSON J. E. et NICHOLA T.,** The dynamic mechanical behavor of titanium in schear. *Journal Mech. Phys. Solids Vol. 20, p. 65 (1972)*

[82] **ELEICHE A. M., CAMPBEL J.D.,** The influence of strain-rate history and temperature on the shear srength of copper, titanium and steel. *Techtical repport AFML-TR-76-90, (1976)*

[83] **SARGENT P.M., ASHBY M.F.,** Deformation Maps for titanium and zirconium. *Scripta Metallurgica , Vol. 16, p. 1415, (1982)*

[84] **PETCH N. J. ,** *Journal Iron Steel Inst.* Vol. 174, p. 25 (1953)

[85] **HALL E.O.,** the derformation and ageing of mild steel : III Discution of results. *Proc. Phys. Soc. London B. Vol. 64, p. 747, (1951)*

[86] **CHARRIER J.,** Contribution a l'étude des mécanismes de déformation plastique du titane alpha écroui par traction entre –140°C et 400°C. *Thèse Univ. de Poitiers (1978)*

[87] **HOLDEN F.C., OGDEN H.R. et JEFFEE R.J.,** Microstructure and mechanical propeties of lodide titanium. *Trans AIME Vol. 197, p. 238 (1953)*

[88] **JONES R.L. et CONRAD H.,** The effect of grain size on the strength of alpha titanium at room temperature. *Trans AIME Vol. 245, p. 779 (1969)*

[89] **DE SOUZA S., SERVAT C., SEVERAC C., VALLE R.,** *Journal off Less Common Metals, Vol. 124, p. 219, (1986)*

[90] **DE SOUZA S., SERVAT C., SEVERAC C., VALLE R.,** *Journal of Less Common Metals, Vol. 100, p. 357, (1984)*

[91] **GRAY G.T.,** Influence of strain rate and temperature on the structure property behavior of high-purity titanium, *Journal de Physique IV, Supplément au journal de physique III d'aout 1997, p. C3-423, (1997)*

[92] **LINDHOLM U.S.,** Some experiments with the Hopkinson pressure bar, *Journal of Mech. Phys. Sol., Vol. 12, p. 317 (1964)*

[93] **DHARAN C.K.H., HAUSER F.E.,** Determination of stress-strain characteristics at very high strain rates, Experimental Mechanics,, *p. 370, (1970)*

[94] **ORAVA R.N., STONE G., CONRAD H.,** The effect of temperature and strain rate on the yield and flow stresses of alpha-titanium, *Transactions of the ASM, Vol. 59, p. 171, (1966)*

[95] **CONRAD H.,** Thermelly activated deformation of alpha titanium below 0.4 T_M. *Canadian journal of physics, Vol. 45, (1967)*

[96] **AGRAWAL S.P., SARGENT C.A., CONRAD H.,** Deformation kinetics of alpha titanium at low temperatures using stress relaxation. *Metallurgica transactions, Vol. 4, p. 2613, (1973)*

[97] **MIMURA K. et TOMITA Y.,** Constitutive relations of mild steel and alpha-titanium at high rates under multiaxial loading condition. *Journal de Phys. IV Colloque C3. Suppl. au journal de phys. III. Vol. 1, p.C3- 813 (1991)*

[98] **GILAT A., CLIFTON R. J.,** Pressure-shear in 6061-T6 aluminium and alpha-titanium. *Journal Mech. Phys. Solids Vol. 33, No 3, p. 263 (1985)*