



AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

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

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

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

THESE

présentée pour l'obtention du Diplôme de

DOCTEUR

DE

L'INSTITUT SUPERIEURE DE GENIE MECANIQUE ET PRODUCTIQUE

Université de Metz
par

Mohammed ZENASNI

SUJET DE LA THESE:

CARACTERISATION EXPERIMENTALE
ET MODELISATION DU COMPORTEMENT DU CUIVRE EN
GRANDES DEFORMATIONS: SENSIBILITE A LA VITESSE

Soutenue le vendredi 18 décembre 1992 devant le jury composé de:

MM G. Ferron
A. Lichtenberger
F. Montheillet
G. Gary
J. R. Klepaczko

}

Président
Rapporteurs
Examineur
Directeur de thèse

Laboratoire de Physique et de Mécanique des Matériaux.
URA CNRS 1215.
Faculté des sciences Ile du saulcy 57045 Metz Cedex 01.

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE
- METZ

N° inv

19920745

Cote

S/M3 92/34

Loc

Mapaan

AVANT PROPOS

Monsieur G. Ferron professeur à l'université de Metz (ISGMP) m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse et me faire profiter de ses remarques perspicaces pendant la soutenance. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

C'est avec enthousiasme que je remercie Monsieur A. Lichtenberger docteur ingénieur à l'Institut Franco-Allemand de Saint-Louis et Monsieur F. Montheillet Directeur de Recherche au CNRS à l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, qui ont voulu accepter la laborieuse tâche d'être rapporteurs de mon travail en dépit de leurs charges.

Monsieur G. Gary docteur ingénieur au Laboratoire de Mécanique des Solides, Ecole Polytechnique de Palaiseau m'a fait l'honneur d'analyser avec soin mon travail. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude.

Je ne saurais assez remercier le professeur J. R. Klepaczko directeur de recherche au CNRS, pour l'aide qu'il m'a prodiguée tout au long de la préparation de cette thèse. Il s'est toujours montré disponible et n'a ménagé à mon égard ni son temps, ni sa patience. Outre l'orientation justifiée et fructueuse de cette étude qu'il m'a conseillée de prendre, il a eu la fastidieuse tâche des nombreuses lectures-corrections de ce mémoire.

Cette thèse a été préparée au Laboratoire de Physique et Mécanique des Matériaux (L. P. M. M) de l'Institut Supérieure de Génie Mécanique et Productique où j'ai été accueilli chaleureusement par son directeur Monsieur M. Potier-Ferry. A travers ce mémoire je lui adresse le témoignage de ma reconnaissance.

Je remercie également l'ensemble du personnel du L. P. M. M, en particulier A. Naddari, L. Siad, P. Moll... pour leurs agréable et amicale soutien.

Je remercie aussi mes parents, mon épouse, mes frères et soeurs, sans qui ce travail ne se serait pas réalisé.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.....	6
 CHAPITRE I. GENERALITES	
I-1 INTRODUCTION	8
I-1-1 Position du problème	8
I-1-2 Intérêt de l'étude de la sensibilité à la vitesse.....	8
I-1-3 Détermination des deux types de la sensibilité:	
une évidence expérimentale	10
I-1-3-1 Notation.....	10
I-1-3-2 Quelques résultats bibliographiques.....	11
 I-2 DETERMINATION DE LA SENSIBILITE INSTANTANEE A LA VITESSE ET DE LA SENSIBILITE DE L'ECROUISSAGE A LA VITESSE	23
I-2-1 Définition de la sensibilité à la vitesse	23
I-2-2 Importance de la définition utilisée pour l'exploitation des résultats expérimentaux	24
 I-3 RECOURS A LA THEORIE DES DISLOCATIONS	32
I-3-1 Historique.....	32
I-3-2 Dislocations et déformation plastique.....	32
I-3-3 Forces exercées sur les dislocations dues aux contraintes appliquées	33
 I-4 MECANISMES MICROSTRUCTURAUX DE LA DEFORMATION PLASTIQUE	35
I-4-1 Obstacles au mouvement des dislocations: activation thermique	
I-4-1-1 Mécanismes thermiquement activés.....	35
I-4-1-2 Mécanismes athermiques.....	38
I-4-2 Evolution de la microstructure	41
 I-5 CONCLUSION	42

Bibliographie du chapitre I.....	43
---	-----------

CHAPITRE II. TECHNIQUES EXPERIMENTALES

II-1 INTRODUCTION	47
--------------------------------	-----------

II-2 REGIME DES VITESSES DE DEFORMATION ET ECHELLE DU TEMPS.....	48
---	-----------

II-3 BARRES DE HOPKINSON MODIFIEES.....	50
--	-----------

II-3-1 Historique.....	50
------------------------	----

II-3-2 Dispositif des barres de Kolsky adapté en torsion	55
--	----

II-3-3 Couple transmis par stockage d'énergie élastique.....	56
--	----

II-4 THEORIE ELEMENTAIRE DE LA PROPAGATION DES ONDES.....	62
--	-----------

II-4-1 Propagation d'une onde transversale.....	62
---	----

II-4-2 Couple transmis par stockage d'énergie élastique.....	64
--	----

II-4-3 Contrainte, vitesse de déformation et déformation dans l'échantillon tubulaire	65
---	----

II-4-4 Cas d'un tube mince de petite longueur utile	66
---	----

II-4-5 Géométrie des éprouvettes	67
--	----

II-5 CONCLUSION.....	69
-----------------------------	-----------

Bibliographie du chapitre II.....	70
--	-----------

CHAPITRE III. ESSAIS REALISES

III-1 PLAN DE TRAVAIL.....	73
-----------------------------------	-----------

III-2 ESSAIS DE TORSION QUASI-STATIQUE.....	74
--	-----------

III-2-1 Dispositif expérimental.....	74
--------------------------------------	----

III-2-2 Partie hydro-mécanique.....	74
-------------------------------------	----

III-2-3 Partie commandes et mesures.....	74
--	----

III-2-4 Préparation des éprouvettes	76
---	----

III-2-5 Description des essais	77
III-3 TRAITEMENT DES DONNEES.....	79
III-3-1 Déformation, vitesse de déformation et contrainte de cisaillement.....	79
III-3-1-1 Déformation de cisaillement.....	79
III-3-1-2 Vitesse de déformation de cisaillement	80
III-3-1-3 Couple et contrainte de cisaillement appliqués	81
III-4 ESSAIS DE TORSION DYNAMIQUE.....	82
III-4-1 Le dispositif des barres de Kolsky adapté en torsion, version L P M M.....	82
III-4-2 Mise en oeuvre des essais dynamiques.....	87
III-4-2-1 Chargement de la barre d'incidence.....	88
III-4-2-2 Effet de la propagation de l'onde de torsion.....	88
III-5 DETERMINATION DU COMPORTEMENT DE L'ECHANTILLON.....	91
Bibliographie du chapitre III.....	93
 CHAPITRE IV. ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	
IV-1 INTRODUCTION.....	95
IV-2 COMPORTEMENT DU CUIVRE	95
IV-2-1 Comportement dans le domaine des vitesses faibles et intermédiaires	95
IV-2 Comportement dynamique.....	102
IV-3 DISCUSSION SUR L'EFFET DE LA VITESSE DE DEFORMATION ET L'HISTOIRE DE LA DEFORMATION	113
IV-5 CONCLUSION.....	117
Bibliographie du chapitre IV.....	118

CHAPITRE V. DESCRIPTION ET MODELISATION DES MECANISMES PHYSIQUES DE LA DEFORMATION PLASTIQUE

V-1 PRINCIPE DES MODELES BASES SUR LA THEORIE DES DISLOCATIONS	123
V-2 EVOLUTION DE LA DENSITE DES DISLOCATIONS	125
V-2-1 Equations d'évolution de la densité moyenne des dislocations	126
V-2-2 Discussion	131
V-3 MODELE MODIFIE DE MULTIPLICATION DES DISLOCATIONS	132
V-3-1Hypothèses	132
V-3-2 Modélisation	132
V-4 APPLICATION: DETERMINATION DES COURBES CONTRAINTES-DEFORMATIONS DU CUIVRE	137
V-4-1 Détermination de la contrainte effective	137
V-2-2 Détermination de la contrainte interne	138
V-5 CALCULS ET RESULTATS NUMERIQUES	140
V-5-1 Détermination des constantes	140
V-5-2 Discussions des résultats et commentaires	143
V-6 CONCLUSION	148
Bibliographie du chapitre V	149
CONCLUSION GENERALE	151
ANNEXES	153

INTRODUCTION

Dans la littérature, de nombreuses études portent sur l'identification et la caractérisation du comportement plastique des matériaux sous l'effet de différents paramètres expérimentaux. Plusieurs de ces travaux ont mis clairement en évidence, dans le domaine des déformations relativement faibles, l'effet de la vitesse de déformation et celui de la température. Les conditions sévères (grandes déformations, grandes vitesses de déformation.....), de déformation d'un matériau, nécessitent un examen particulier qui est à l'origine de développement des dispositifs de chargement dynamique et des techniques instrumentales appropriées.

Dans ce contexte, après avoir analysé l'ensemble de l'environnement théorique et expérimental et souligné l'importance jouée par la théorie des dislocations (chapitre I), le choix du mode expérimental et la géométrie des éprouvettes (chapitre II), nous avons été amenés, au chapitre III, à mettre au point un dispositif expérimental, type barres de Kolsky en torsion, permettant d'atteindre les grandes déformations. Dans ce chapitre, il est question de réalisation des essais à différentes vitesses de déformation, allant de 7.10^{-3} s^{-1} à 300 s^{-1} . Les résultats ainsi obtenus sont traités numériquement, ensuite analysés séparément, puis superposés au chapitre IV pour:

- a) La mise en évidence de deux types de sensibilité à la vitesse: l'une, instantanée, et l'autre, due à la sensibilité de l'écrouissage à la vitesse de déformation.*
- b) Quantifier la contribution de chacune d'entre elles à la sensibilité totale à la vitesse.*
- c) Et enfin, la proposition d'un modèle, au chapitre V, basé sur l'évolution d'un paramètre structural unique (densité moyenne des dislocations), permettant de décrire l'état mécanique du matériau. Nous obtenons une description complète de la déformation plastique en combinant une équation d'évolution de ce paramètre et une équation cinétique reliant la vitesse de déformation et la contrainte. Nous comparons les résultats obtenus par ce modèle avec ceux déjà présentés au chapitre IV.*

CHAPITRE I

GENERALITES

I-1 INTRODUCTION

I-1-1 Position du problème.

La compréhension du comportement plastique des matériaux aux grandes déformations et dans une large gamme de vitesses de déformation revêt une grande importance pratique et fondamentale. L'effet de l'histoire de la vitesse de déformation et de la température a été le sujet de plusieurs études expérimentales pour le développement d'une relation liant contrainte et déformation tenant compte de cet effet au cours de la déformation plastique. Cependant toutes ces études restent limitées au domaine des déformations relativement faibles. Il s'avère donc nécessaire, pour aboutir à une représentation fondamentale satisfaisante répondant aux conditions réelles des vitesses de déformation rencontrées par l'ingénieur, d'investir dans le domaine des grandes déformations et à différentes vitesses de déformation.

I-1-2 Intérêt de l'étude de la sensibilité à la vitesse.

Depuis la proposition de Ludwik, /1/, d'un comportement simple de la contrainte d'écoulement tenant compte de la sensibilité à la vitesse:

$$\sigma = \sigma_s + \beta \log\left(\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_s}\right) ; \quad \dot{\epsilon} \geq \dot{\epsilon}_s \quad (\text{I-1})$$

où σ est la valeur de la contrainte à la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$, et σ_s est la contrainte sous chargement quasi-statique à la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_s$, toutes les études développées à ce sujet se sont focalisées sur la détermination de la sensibilité à la vitesse. Une hypothèse commune a été déduite prouvant que la contrainte d'écoulement σ dépend instantanément de la vitesse

de déformation $\dot{\epsilon}$ et de la température T . Plus tard il a été montré expérimentalement qu'une telle approche ne peut être acceptée pour tout le parcours de la déformation plastique à la vitesse $\dot{\epsilon}(\epsilon)$ et à la température $T(\epsilon)$. Autrement dit, la valeur de la contrainte dépend de l'histoire de la déformation en cours, définie par $\dot{\epsilon}(\epsilon)$ et $T(\epsilon)$, /2,3/.

L'histoire de la déformation et de la température influe considérablement sur la forme des courbes contraintes-déformations, surtout lorsqu'il s'agit d'une variation de la vitesse de déformation ou de la température au cours de la déformation plastique. Deux facteurs essentiels contribuent à l'effet de la vitesse de déformation et de la température:

- a) le premier est lié à la microstructure qui existe au moment de la déformation,*
- b) le deuxième est associé à l'histoire de la formation de cette microstructure.*

Il est donc nécessaire de distinguer entre deux types de sensibilités:

une sensibilité instantanée à la vitesse de la contrainte d'écoulement et une sensibilité à la vitesse de l'écrouissage θ , défini par $\theta = d\sigma/d\epsilon$.

En somme les propriétés mécaniques d'un matériau dépendent de la microstructure en cours. A tout changement de celle-ci résulte un changement des propriétés mécaniques. C'est un formalisme assez général utilisé par plusieurs auteurs /12, 33, 34, 36.../ pour décrire non seulement l'évolution de la contrainte, mais aussi celle de la microstructure en fonction de l'histoire de la vitesse de déformation et de la température.

I-1-3-2 Quelques résultats bibliographiques.

Les effets de l'histoire de la vitesse de déformation et de la température ont été expérimentalement étudiés par de nombreux auteurs /2, 6, 9/. Très fréquemment, l'agencement de ce type d'expériences est basé sur le chargement de l'échantillon à une vitesse de déformation et à une température particulière suivi d'un deuxième chargement avec changement brusque de la vitesse de déformation ou de la température. Un tel test est qualifié de "test avec saut" (jump-test), soit de la vitesse, soit de la température.

Parmi les résultats obtenus dans le domaine quasi-statique, nous citons les résultats d'études de l'influence de la température sur l'écoulement plastique du cuivre effectués par Sylwestrowicz /4/. L'essai de traction dans ce cas a été réalisé à vitesse de déformation constante, de l'ordre de 10^{-4} s^{-1} , et à deux températures différentes: 300 K et 76 K. Un premier chargement de la première série d'éprouvettes a été effectué à la température $T_i = 300 \text{ K}$, à différents taux de déformation ϵ_i : 0.14, 0.17 et 0.24. Pour chaque essai, un deuxième chargement à la température $T_r = 76 \text{ K}$ a été appliqué. Une deuxième série d'éprouvettes a été déformée de la même manière que la première avec un passage de la température, cette fois-ci de $T_i = 76 \text{ K}$ à $T_r = 300 \text{ K}$. Les résultats ainsi obtenus par Sylwestrowicz sur le cuivre polycristallin sont représentés par la figure (I-1-a). L'effet de l'histoire de la température est ici présent, mais un peu moins visible que celui observé dans le cas de l'aluminium polycristallin (voir les résultats obtenus par Dorn, Goldberg et Tietz /5/ figure I-1-b).

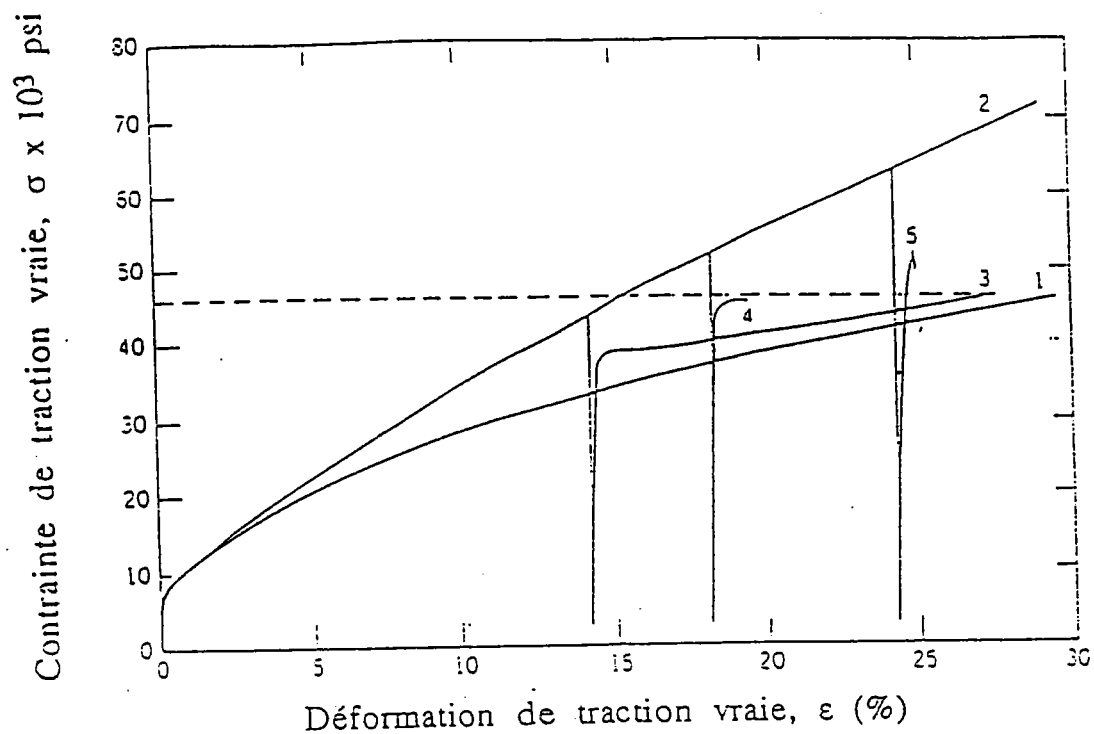


Figure I-1-a. Résultats de changement de température pour le cuivre polycristal: Courbe N° 1 à $T = 297$ K et courbe N°2 $T = 76$ K ,/4/.

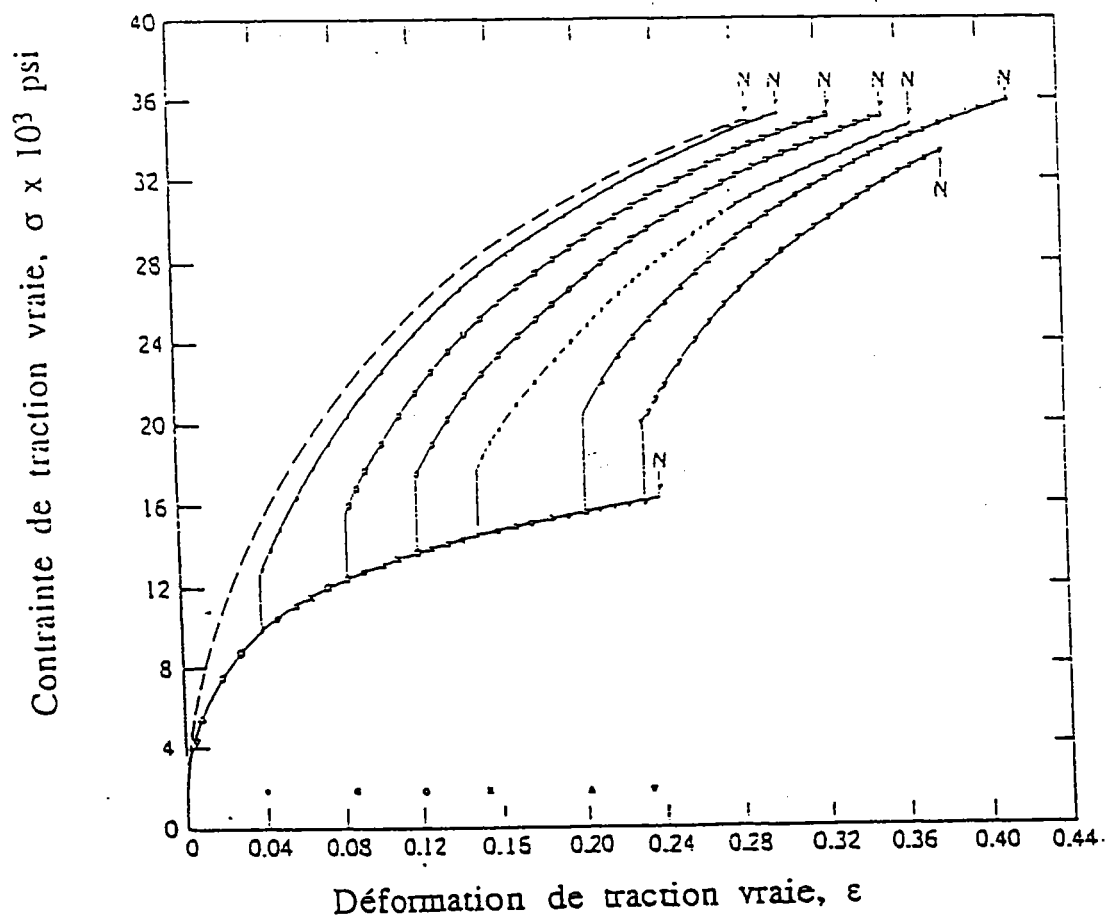


Figure I-1-b. Courbes de traction de l'aluminium polycristal avec changement de température: 292 K et 78 K, /5/, N: striction.

L'effet de l'histoire de la vitesse de déformation a fait l'objet de plusieurs études expérimentales /6, 8, 9/. Dans le domaine des vitesses relativement faibles, nous citons les résultats obtenus par Klepaczko /6/, sur des échantillons tubulaires d'aluminium polycristallin. Ces tests ont été effectués à l'aide d'une machine de torsion pouvant produire différentes vitesses de déformation avec possibilité de changement de cette dernière au cours du test. A température ambiante l'échantillon est en premier lieu chargé

à vitesse de déformation constante $\dot{\gamma}_i = 0.624 \text{ s}^{-1}$ jusqu'à un taux de déformation initial γ_i , puis déchargé. Après un intervalle de temps de l'ordre de la minute, il est rechargé à une vitesse de

déformation beaucoup plus faible $\dot{\gamma}_r = 1.66 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Plusieurs expériences ont été effectuées de cette manière avec changement du niveau du chargement initial γ_i . Les résultats de cette expérience sont représentés à la figure (I-2-a).

De la même manière, mais cette fois-ci en passant d'une vitesse de déformation initiale très faible $\dot{\gamma}_i = 1.66 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ à une vitesse

de déformation relativement élevée $\dot{\gamma}_r = 0.624 \text{ s}^{-1}$, une deuxième série d'éprouvettes a été utilisée pour déterminer l'influence de la vitesse de déformation (voir figure I-2-b). Ces résultats permettent de constater que, si l'on modifie la vitesse de

déformation $\dot{\gamma}$ lorsqu'un certain niveau de déformation γ_i est atteint et en passant des vitesses relativement élevées à des conditions quasi-statiques ou vice-versa, la déformation se poursuit sur une courbe intermédiaire entre les courbes d'écrouissage réalisées respectivement à 0.624 s^{-1} et à $1.66 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Ceci met en lumière la "mémoire" du matériau.

S'inspirant des résultats obtenus par changement de vitesse de déformation au cours des tests, plusieurs auteurs /6, 9/ ont tenté de réaliser ce type de chargement avec des vitesses de déformation beaucoup plus élevées. La méthode expérimentale qui a connu le plus de succès pour une telle réalisation, est celle qui emploie le dispositif de Kolsky en torsion (pour plus de détails se reporter au chapitre II). Ce dispositif permet d'atteindre des vitesses de déformation de l'ordre de 10^3 s^{-1} , voire même plus. Klepaczko /6/, en s'inspirant de la technique utilisée par Frantz et Duffy /7/ et en exploitant largement les possibilités de ce dispositif, a effectué des essais de torsion sur des éprouvettes de cuivre à deux vitesses de déformations: $2.17 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et 900 s^{-1} . Les changements de vitesse ont été imposés à cinq niveaux de déformation γ_i : 0.05, 0.10, 0.15, 0.20 et 0.25.

L'ensemble des résultats ainsi obtenus sont rassemblés sur la figure (I-3). Ce comportement du cuivre rappelle celui observé par Frantz et Duffy /7/, dans le cas de l'aluminium polycristallin, figure (I-4). La seule différence qu'il faut noter, est l'apparition dans le cas de l'aluminium de deux limites élastiques, inférieure et supérieure lors des changements de vitesse.

D'autres résultats expérimentaux réalisés sur le cuivre et l'aluminium prouvent bien ce type de comportement vis à vis d'un changement de vitesse de déformation et de température (voir par exemple ceux de Senseny et col. /8/ et ceux de Campbell et col /9/, figure I-5, figure I-6 et figure I-7). Dans le cas des tests de Senseny deux vitesses de déformation:

$\dot{\gamma}_i = 2. \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\gamma}_r = 3. \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$ ont été privilégiées pour cinq valeurs différentes de la température: 77 K, 148 K, 298 K et 523 K. Les résultats de ces tests montrent clairement que

l'augmentation brusque de la vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ de la valeur initiale $\dot{\gamma}_i = 2. \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ à la valeur finale $\dot{\gamma}_r = 3. \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$ entraîne une augmentation du niveau de contrainte. En revanche une élévation de la température entraîne une baisse de la courbe d'écrouissage. La limite élastique se trouve aussi influencée.

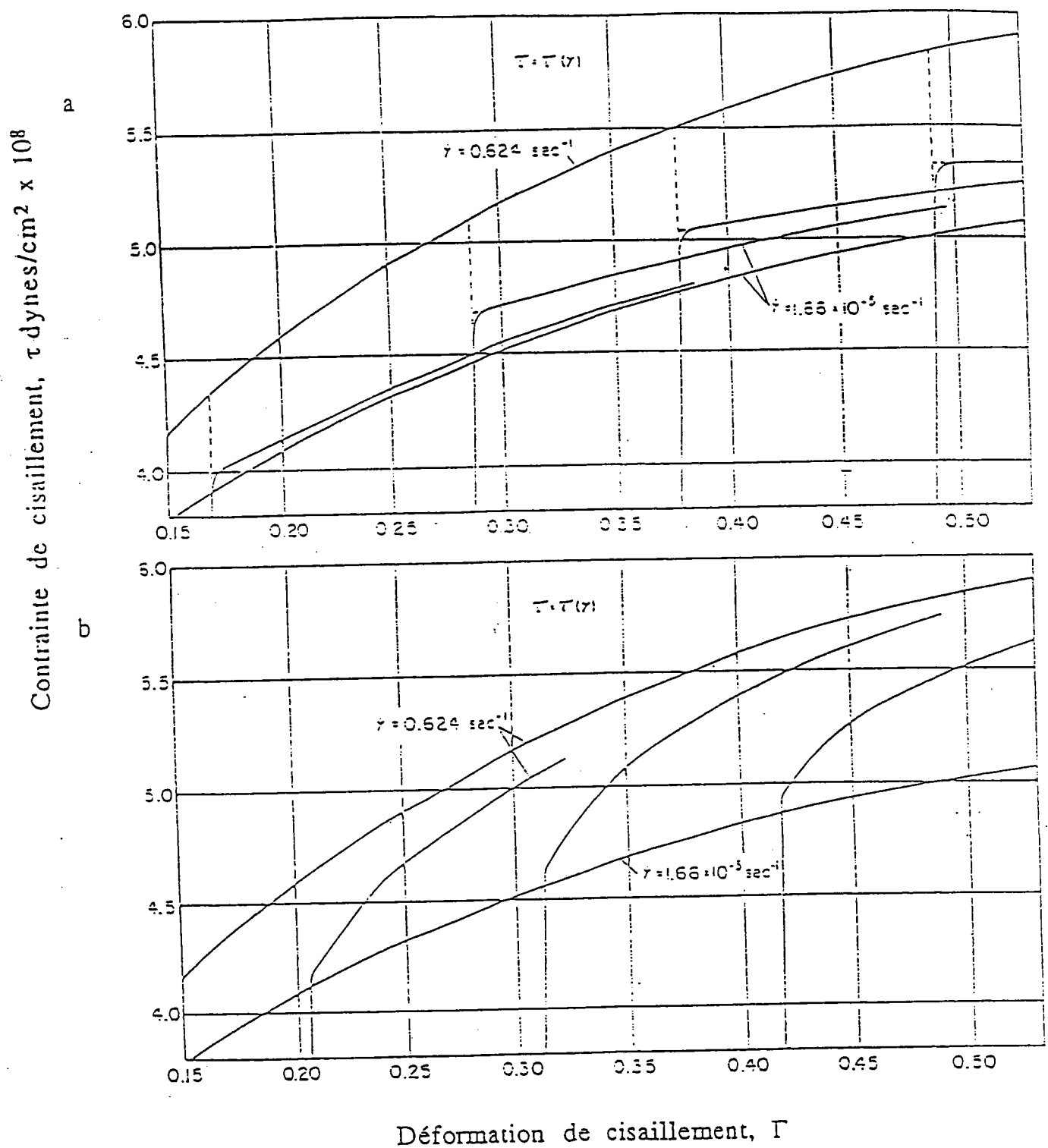


Figure I-2. Résultats des changements de vitesse de déformation pour l'aluminium polycristallin: (a) $\dot{\gamma}_i = 0,624 \text{ s}^{-1}$ à $\dot{\gamma}_r = 1.66 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
 (b) $\dot{\gamma}_i = 1.66 \cdot 10^{-5}$ à $\dot{\gamma}_r = 0.624 \text{ s}^{-1}$, /14/.

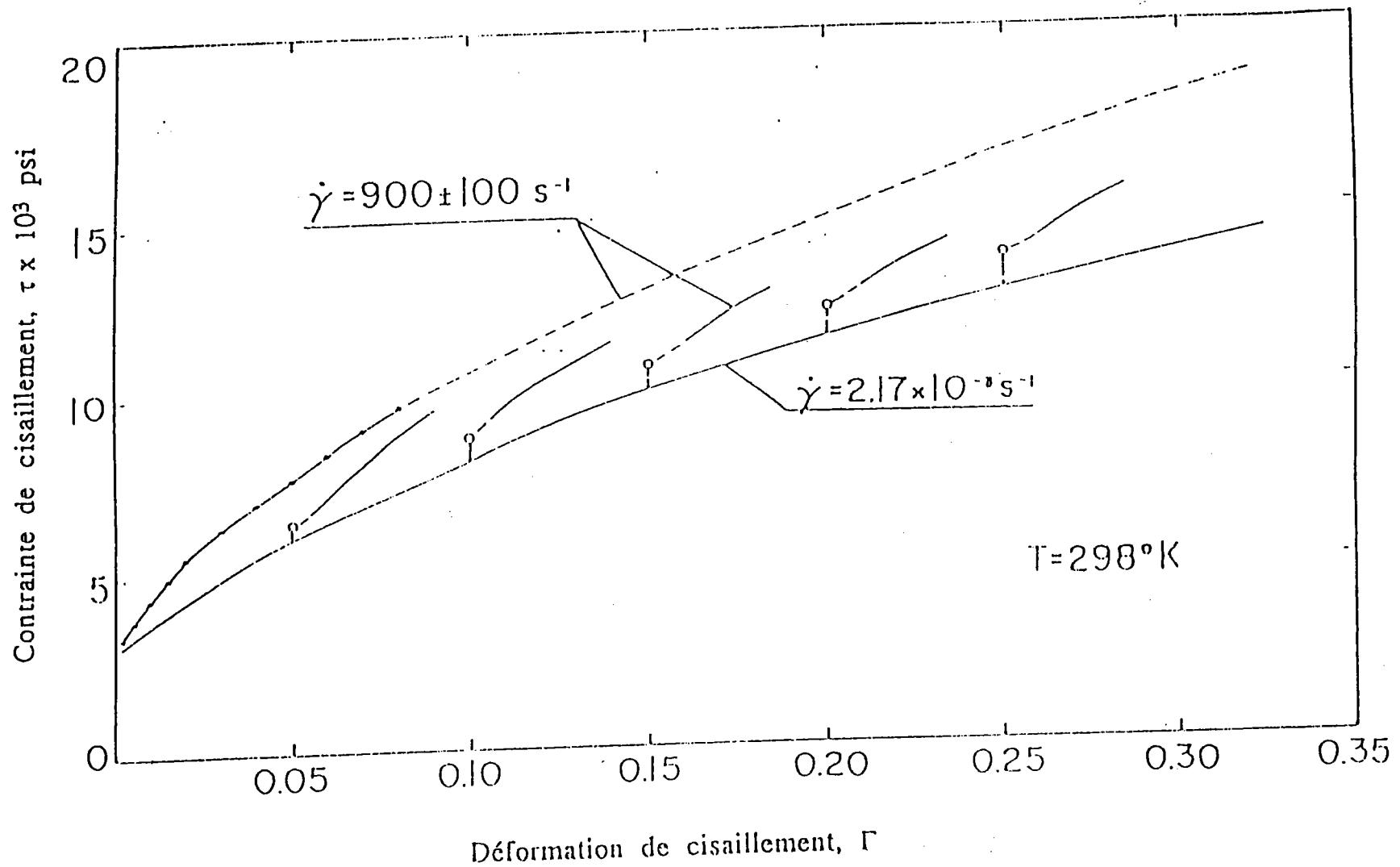


Figure 1-3. Résultats des changements de vitesse de déformation pour le cuivre polycristallin $\dot{\gamma}_i = 2.17 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ à $\dot{\gamma}_r = 900 \text{ s}^{-1}$, / 6 /.

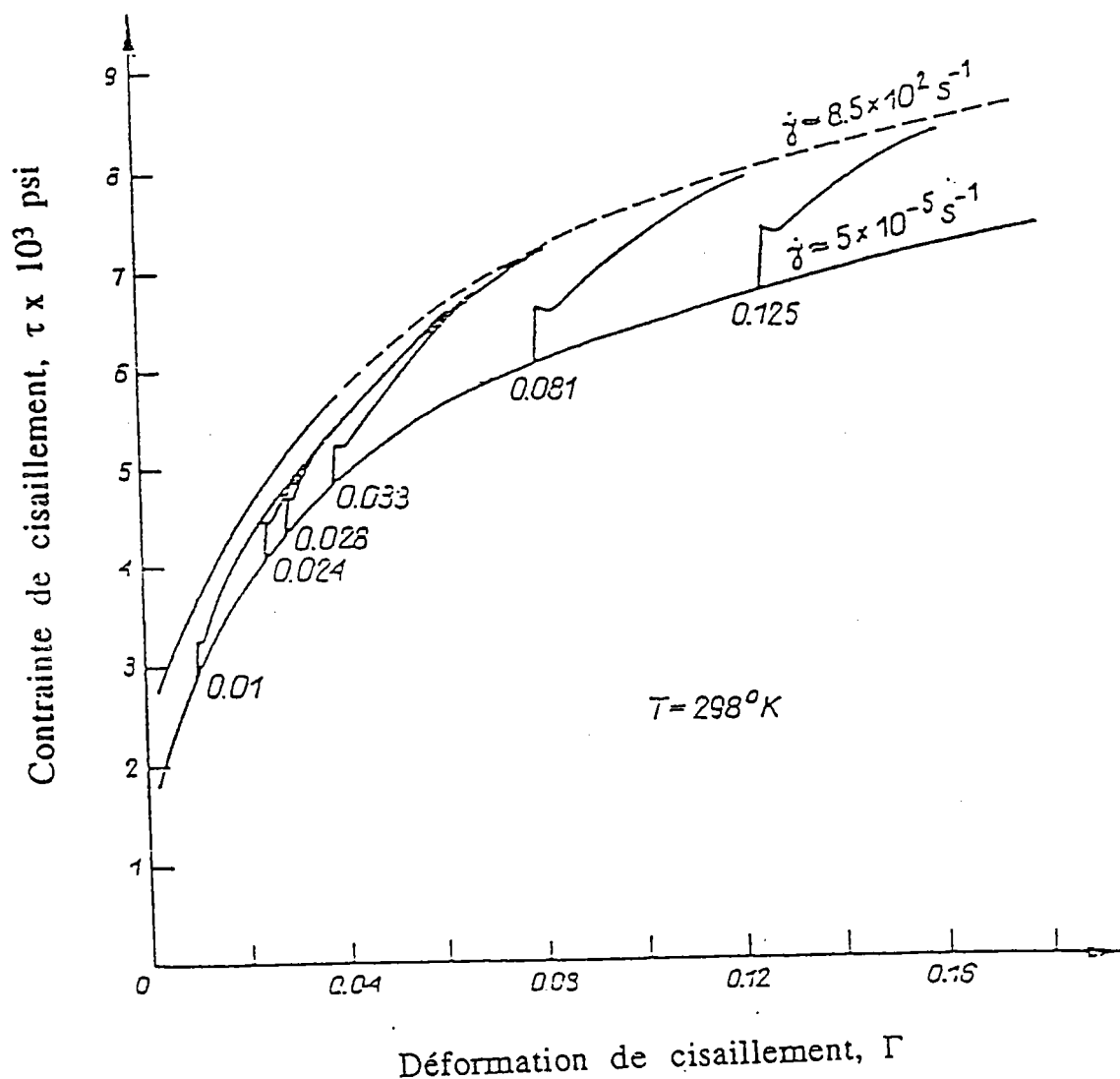


Figure I-4. Comportement de l'aluminium polycristallin sous chargement à faible vitesse de déformation constante, à grande vitesse de déformation constante et avec changement de vitesse de déformation, de $\dot{\gamma}_i = 5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ à $\dot{\gamma}_r = 8.5 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$, [1].

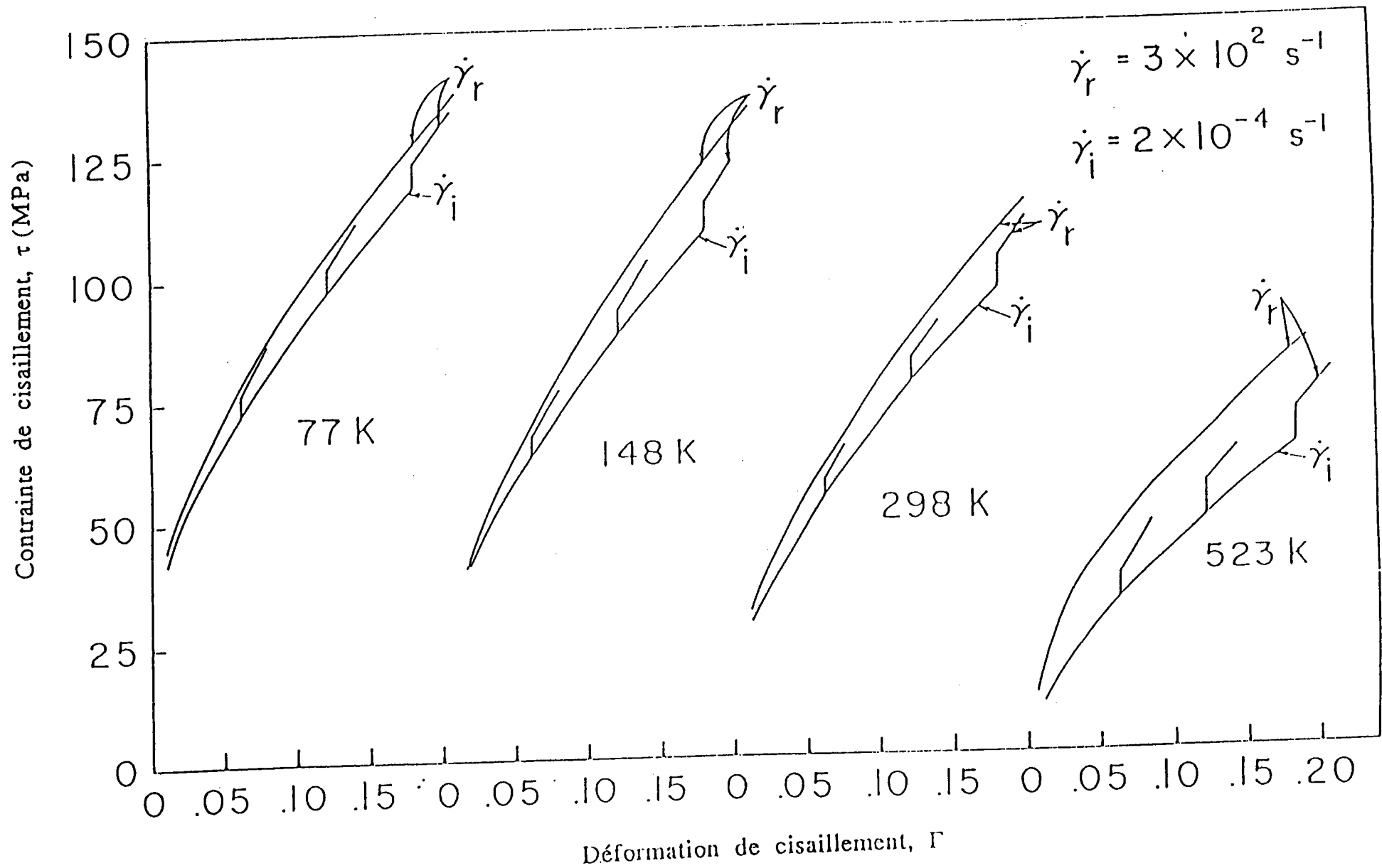
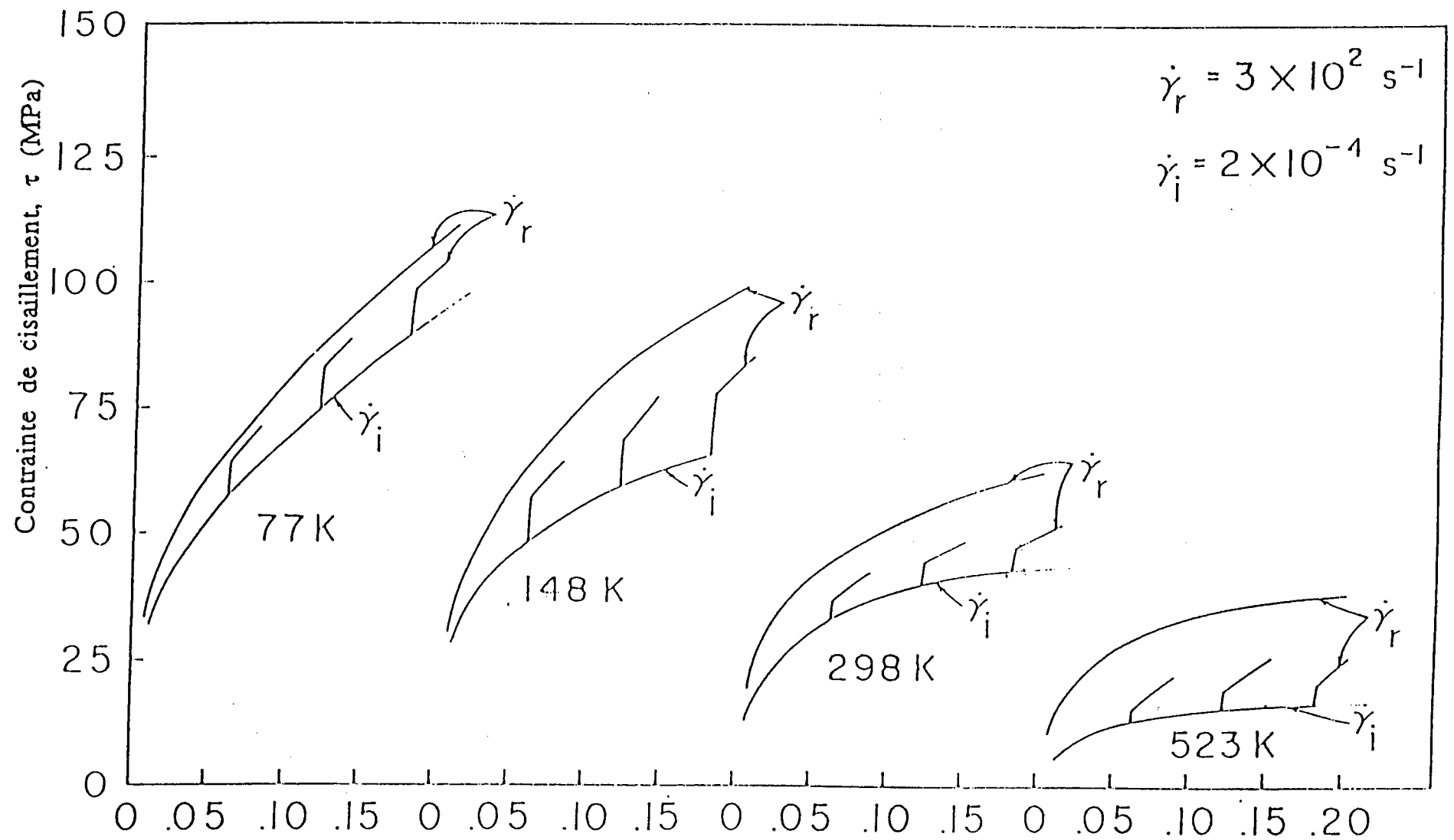


Figure I-5. Résultats des changements de vitesse de déformation pour le cuivre polycristallin: $\dot{\gamma}_i = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ à $\dot{\gamma}_r = 3 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$ pour différentes températures: 77 K, 148 K, 298 K et 523 K, [8].



Déformation de cisaillement, Γ

Figure I-6. Résultats des changements de vitesse de déformation pour l'aluminium polycristallin: $\dot{\Gamma}_i = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ à $\dot{\Gamma}_r = 3 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$ pour différentes températures: 77 K, 148 K, 298 K et 523 K, /8/.

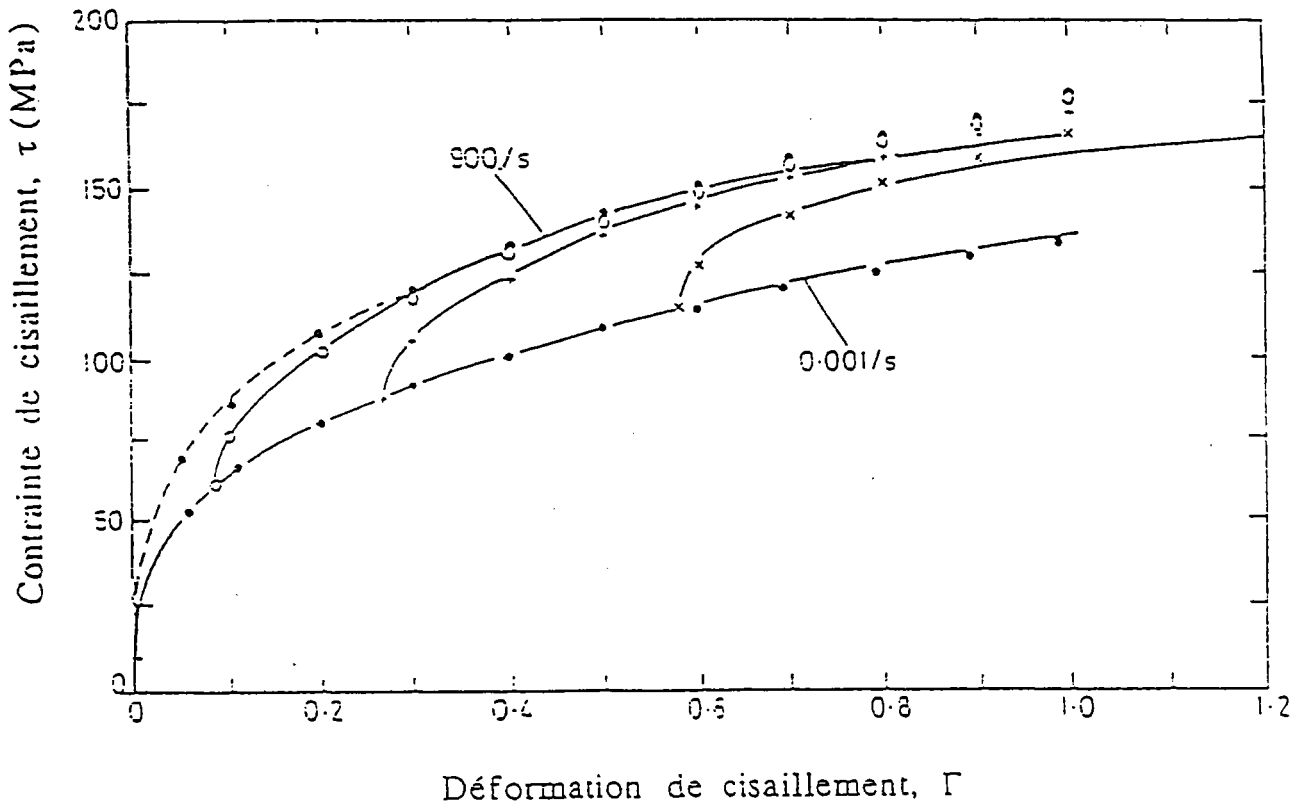


Figure I-7. Courbes contraintes-déformations pour des essais à vitesses constantes réalisés sur le cuivre, avec saut de vitesse: de $\dot{\Gamma}_i \equiv 0,001 \text{ s}^{-1}$ à $\dot{\Gamma}_r \equiv 900 \text{ s}^{-1}$, [9].

L'ensemble des résultats bibliographiques présentés dans ce paragraphe ainsi que d'autres montrent clairement l'influence de la vitesse de déformation et de la température sur le comportement du cuivre et de l'aluminium, même lorsqu'il s'agit de faibles vitesses de déformation. Cette influence semble présenter un caractère général. Klepaczko /6/ a représenté schématiquement une portion des courbes contraintes-déformations sous l'effet d'un changement de vitesse de déformation $\dot{\Gamma}$ ou de la température T , voir figure (I-8). La courbe du dessous de la figure (I-8) (a), est obtenue lors d'un chargement à vitesse de déformation constante, $\dot{\Gamma}_i$ de l'ordre de 10^{-4} s^{-1} , tandis que celle du dessus est obtenue à vitesse de déformation constante beaucoup plus élevée, $\dot{\Gamma}_r$ de l'ordre de 10^2 s^{-1} , la température T étant constante. La courbe intermédiaire représente la réponse du métal après un changement de vitesse de déformation, celle-ci passant de la valeur initiale $\dot{\Gamma}_i$ à la valeur du rechargement final $\dot{\Gamma}_r$. Ce changement brusque de la vitesse de déformation intervient au niveau Γ_i de la déformation. C'est le parcours ABCD sur la courbe. Le même parcours est obtenu en fixant la vitesse de déformation; $\dot{\Gamma} = \dot{\Gamma}_i = \dot{\Gamma}_r$ et en changeant la température d'une valeur initiale T_i à une valeur finale T_r beaucoup plus faible. L'histoire de la déformation relative à ces courbes est représentée à la figure (I-8) (c). La portion BC de ces courbes représente à peu près la moitié de la distance qui sépare les deux courbes obtenues, soit à vitesse de déformation constante, soit à température constante. Elle correspond à la réponse instantanée (à microstructure constante) du métal. C'est aussi la quantité $\Delta\tau_s$. La déformation se poursuit suivant la portion CD, celle-ci tendant progressivement en fin de course vers la courbe du dessus. L'effet de l'histoire de la vitesse sur l'écoulement plastique du métal est représenté par la quantité $\Delta\tau_h$.

La quantité $\Delta\tau_s$ permet de quantifier la sensibilité instantanée à la vitesse, tandis que $\Delta\tau_h$ permet de quantifier la sensibilité de l'écrouissage à la vitesse. La quantité totale $\Delta\tau = \Delta\tau_s + \Delta\tau_h$, est expérimentalement déterminée à partir des tests à deux vitesses de déformation constantes ou à deux températures constantes. Pour le même taux de déformation $\dot{\Gamma}_i$ on a:

$$\Delta\tau = \tau_r - \tau_i \quad (I-6)$$

où τ_r est le niveau de contrainte atteint après rechargement et τ_i est la contrainte du chargement initial.

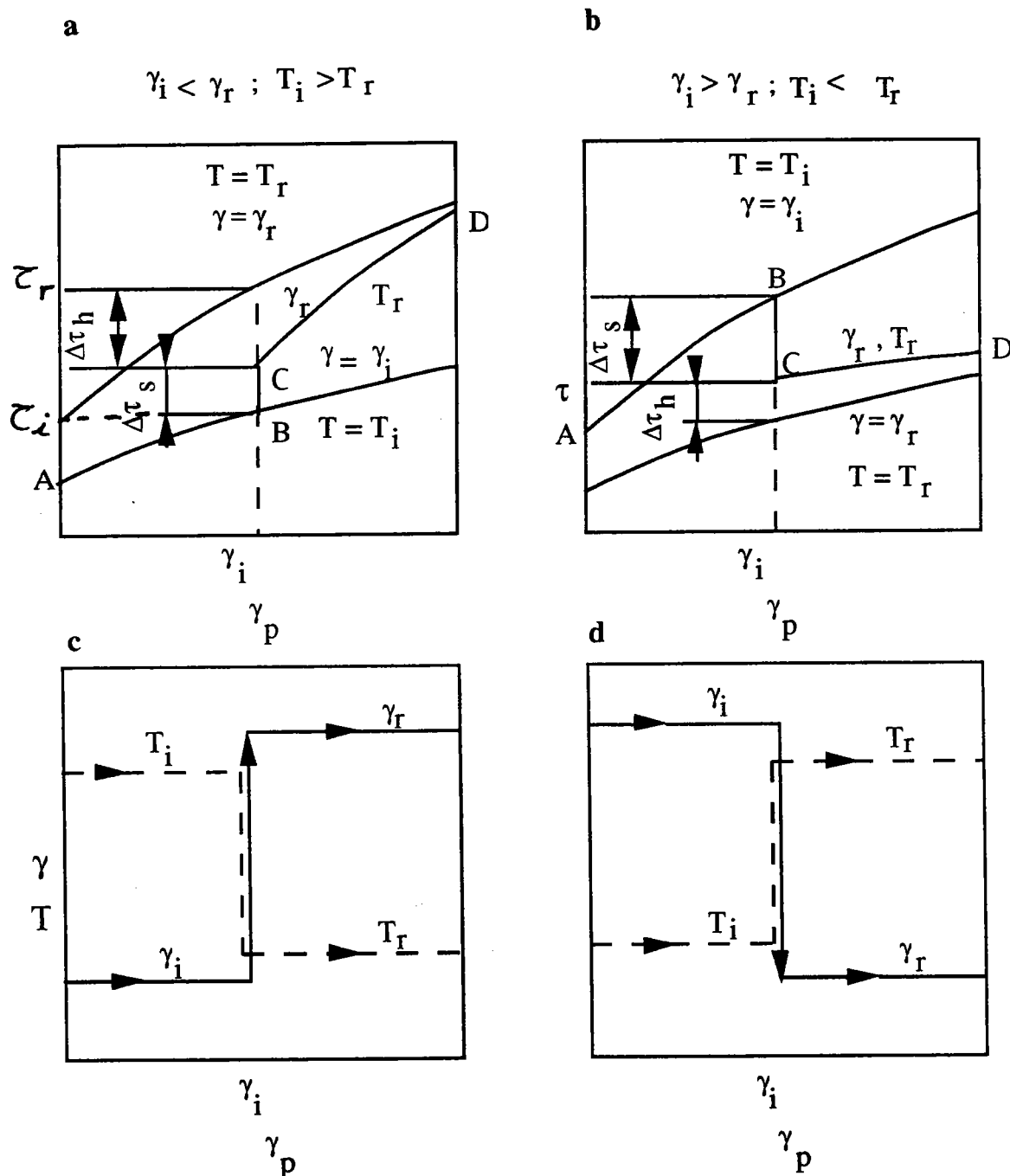


Figure I-8. Schématisation du comportement des métaux C F C:

(a) augmentation de la vitesse de déformation de $\dot{\gamma}_i$ à $\dot{\gamma}_r$, ou bien diminution de la température de T_i à T_r , (b) diminution de la vitesse de déformation de $\dot{\gamma}_i$ à $\dot{\gamma}_r$, ou bien augmentation de la température de T_i à T_r , /6/.

I-2 DETERMINATION DE LA SENSIBILITE INSTANTANEE A LA VITESSE ET DE LA SENSIBILITE DE L'ECROUISSAGE A LA VITESSE

I-2-1 Définition de la sensibilité à la vitesse.

L'ensemble des résultats obtenus à partir des tests expérimentaux réalisés sur les métaux C F C, schématisé sur les figures (I-8), permet de déterminer $\Delta\tau_s$ et $\Delta\tau_h$ en fonction de la déformation initiale Γ_i . Les quantités $\Delta\tau_s$ et $\Delta\tau_h$ sont à la base de la détermination des deux formes possibles de la sensibilité à la vitesse: sensibilité instantanée à la vitesse et sensibilité de l'écrouissage à la vitesse. Si $\Delta\tau_s$ et $\Delta\tau_h$ sont connues ainsi que les vitesses de déformation $\dot{\Gamma}_i$ et $\dot{\Gamma}_r$, alors les deux sensibilités peuvent être déterminées à température constante T. La forme générale de la sensibilité à la vitesse est définie par:

$$\beta = \left(\frac{\partial \tau}{\partial \log \dot{\Gamma}} \right)_T \quad \text{ou} \quad \beta = \left(\frac{\Delta \tau}{\log(\dot{\Gamma}_r / \dot{\Gamma}_i)} \right)_T ; \dot{\Gamma}_i < \dot{\Gamma}_r \quad (\text{I-7})$$

$\Delta\tau$ est donnée par la relation (I-6).

Une autre définition peut être utilisée:

$$m = \left(\frac{\partial \log \tau}{\partial \log \dot{\Gamma}} \right)_T \quad \text{ou} \quad m = \left(\frac{\log(\tau_r / \tau_i)}{\log(\dot{\Gamma}_r / \dot{\Gamma}_i)} \right)_T ; \dot{\Gamma}_i < \dot{\Gamma}_r \quad (\text{I-8})$$

m est appelée sensibilité logarithmique à la vitesse.

Les relations entre β et m sont les suivantes:

$$\frac{\beta}{m} = \left(\frac{\partial \tau}{\partial \log \tau} \right)_T \quad \text{ou} \quad \frac{\beta}{m} = \left(\frac{\Delta \tau}{\log(\tau_r / \tau_i)} \right)_T \quad (\text{I-9})$$

et

$$\beta = m \tau_i \quad \text{ou} \quad m = \beta \left[\frac{1}{\Delta \tau} \log \left(\frac{\Delta \tau}{\tau_i} + 1 \right) \right]_T \quad (\text{I-10})$$

Ces définitions sont générales et peuvent être appliquées à différentes situations expérimentales et en particulier au cas des essais avec saut de vitesses de déformation.

I-2-2 Importance des définitions utilisées pour l'exploitation des résultats expérimentaux.

La définition de la sensibilité à la vitesse β donnée par la relation (I-7) a plusieurs avantages. Parmi ceux-ci nous citons son lien direct avec l'activation thermique des dislocations (voir par exemple les travaux de Conrad /10/ et ceux de Kocks et col. /11/) ainsi que sa propriété d'additivité. En effet, si nous considérons $\Delta\tau$ comme la différence totale donnée par deux valeurs de contraintes à deux vitesses de déformation différentes mais au même niveau de déformation Γ_i , on a alors:

$$\Delta\tau = \Delta\tau_s + \Delta\tau_h, \quad \Gamma = \text{constante} \quad (\text{I-11})$$

En tenant compte de (I-6) et (I-7), la sensibilité totale à la vitesse β est donnée par:

$$\beta = \beta_s + \beta_h, \quad \Gamma = \text{constante} \quad (\text{I-12})$$

où β_s est la sensibilité instantanée à la vitesse de déformation définie par:

$$\beta_s = \left(\frac{\Delta\tau_s}{\log(\dot{\Gamma}_r/\dot{\Gamma}_i)} \right)_T, \quad \dot{\Gamma}_i < \dot{\Gamma}_r \quad (\text{I-13})$$

et β_h le taux de sensibilité de l'écrouissage à la vitesse défini par:

$$\beta_h = \left(\frac{\Delta\tau_h}{\log(\dot{\Gamma}_r/\dot{\Gamma}_i)} \right)_T, \quad \dot{\Gamma}_i < \dot{\Gamma}_r \quad (\text{I-14})$$

En réalité β_h est le taux de sensibilité de la contrainte d'écoulement dû à la sensibilité de l'écrouissage à la vitesse. Notons finalement que β_s se rapporte à une même déformation et à une même microstructure, tandis que β_h lie deux microstructures différentes à une même déformation.

Il convient, dans bien des cas particuliers, notamment à faibles déformations, d'utiliser plutôt la sensibilité logarithmique à la vitesse m définie par l'équation (I-8). En général il n'existe pas de propriété d'additivité entre m_s et m_h , où m_s est la sensibilité logarithmique instantanée à la vitesse et m_h est la sensibilité logarithmique de l'écrouissage à la vitesse. Toutefois il est vérifié que pour des faibles sauts de τ vis à vis d'un changement de

vitesse de déformation, la sensibilité logarithmique totale est reliée aux sensibilité β_s et β_h par la relation:

$$m = \frac{1}{\bar{\tau}} (\beta_s + \beta_h) \quad (I-15)$$

où $\bar{\tau}$ est la valeur moyenne de τ définie par: $\bar{\tau} = \tau_i + \frac{1}{2} \Delta\tau$. En utilisant la relation (I-10) on aboutit à:

$$m \equiv m_s + m_h \quad (I-16)$$

En revanche, pour comparer l'effet de la sensibilité instantanée à la vitesse à celui de la sensibilité de l'écrouissage à la vitesse, nous utilisons l'équation (I-12) sous la forme suivante:

$$\beta = \beta_s \left(1 + \frac{\beta_h}{\beta_s} \right) \quad (I-17)$$

ou

$$\frac{\beta}{\beta_s} = \left(1 + \frac{\Delta\tau_h}{\Delta\tau_s} \right) \quad (I-18)$$

Le rapport $\Delta\tau_h/\Delta\tau_s$ est le taux de contribution de la restauration dynamique à la sensibilité à la vitesse de déformation développée par l'activation thermique des dislocations. Autrement dit, la contribution de la vitesse de déformation à la restauration dynamique est commandée par le rapport β_h/β_s . Si ce dernier est nul, c'est à dire $\beta_s = \beta$, le processus de l'écrouissage se déroule alors sans aucun effet de restauration dynamique. Par contre, comme le montrent les figures (I-5) et (I-6), plus ce rapport croît, plus l'effet de l'histoire de la vitesse de déformation devient présent, et plus la contribution de la sensibilité de la vitesse de déformation à la restauration dynamique devient importante.

Dans le domaine des déformations ne dépassant pas $\Gamma = 0,5$, plusieurs tentatives ont été faites pour déterminer la sensibilité à la vitesse. Les figures (I-9) et (I-10) montrent respectivement les quantités $\Delta\tau_s$ et $\Delta\tau_h$ déterminées à partir des résultats expérimentaux des figures (I-5) et (I-6). Ces mêmes résultats ont

été utilisés pour déterminer l'ordre de grandeur entre β_s et β_h et leur variation ainsi que celle de β en fonction de la déformation

plastique. Dans le cas de l'aluminium, la sensibilité totale à la vitesse β et la sensibilité instantanée à la vitesse β_s ont été déterminées par Klepaczko et Chiem /12/ à partir des tests réalisés par Lindholm /2/ et Yoshida et Nagata /13/ à vitesses de déformation constantes; $\dot{\Gamma}_i = 1.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\Gamma}_r = 800 \text{ s}^{-1}$, voir figure (I-11-a). L'extrapolation de la courbe représentant la sensibilité totale à la vitesse $\beta(\Gamma_p)$ à $\Gamma_p \equiv 0$, permet d'obtenir la valeur moyenne de la sensibilité instantanée à la vitesse β_s ; $\beta_s \equiv \beta(\Gamma_p \equiv 0)$. Elle est de l'ordre de 0.73 MPa. En revanche, la valeur moyenne de β_s suite à des chargements avec saut de vitesses de déformation est de l'ordre un peu plus faible de 0.62 MPa. Dans le cas du cuivre, des résultats similaires ont été obtenus. La sensibilité instantanée à la vitesse β_s , à température ambiante, reste pratiquement constante comme le montre la figure (I-11-a), tandis que β_h augmente considérablement à partir de $\beta \equiv 0$ pour une déformation plastique $\Gamma_p = 0$ jusqu'à des valeurs relativement élevées de l'ordre 5 MPa pour $\Gamma_p = 0.40$. La valeur de la sensibilité instantanée à la vitesse β_s où $\beta_s \equiv \beta(\Gamma_p=0)$, est de l'ordre de 0.81 MPa. L'une des informations les plus importantes à tirer de l'étude de la sensibilité à la vitesse sous ses deux formes β_s et β_h réside dans la croissance du rapport β_h/β_s en fonction de la déformation plastique Γ_p qui atteint $\beta_h/\beta_s \equiv 8$ pour $\Gamma_p \equiv 0.3$, d'où l'intérêt d'une étude de la sensibilité à la vitesse en grandes déformations.

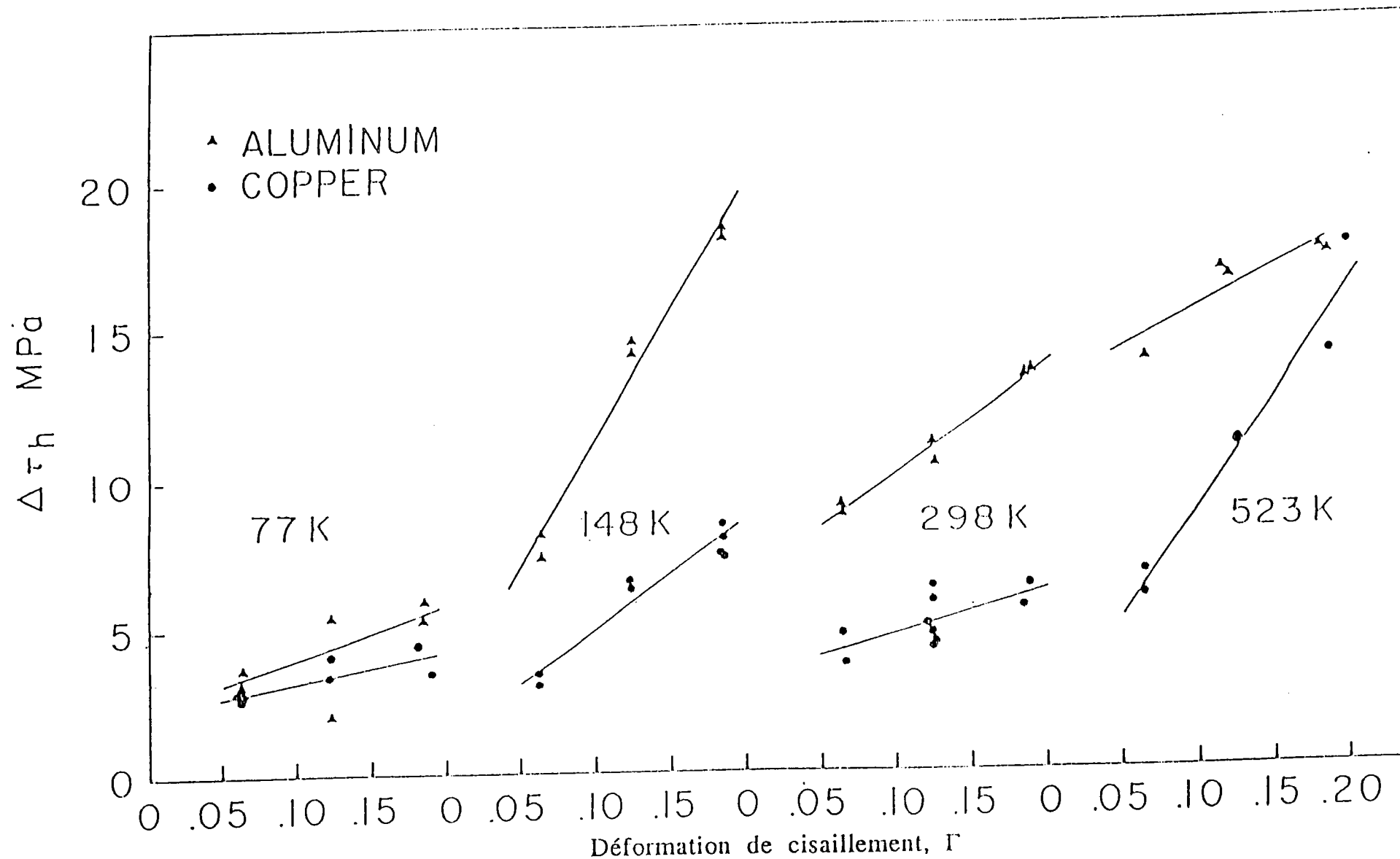


Figure 1-9. Effet de la vitesse de déformation sur la quantité $\Delta\tau_h$ pour le cuivre et l'aluminium à différentes températures: 77 K, 148 K, 298 K et 523, avec $\dot{\gamma}_i = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\gamma}_r = 3 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$, [8].

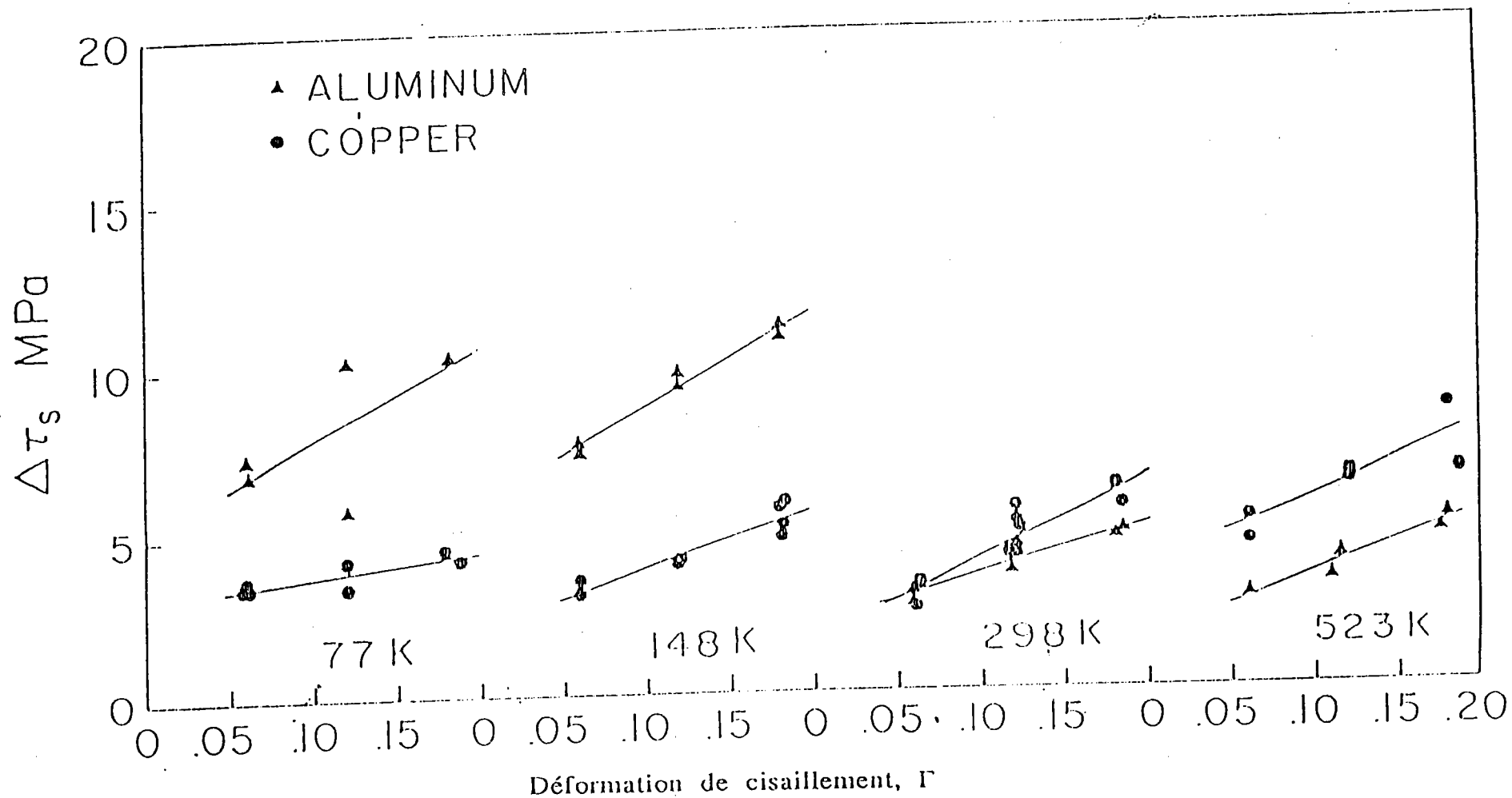


Figure 140. Effet de la vitesse de déformation sur la quantité $\Delta\tau_s$ pour le cuivre et l'aluminium à différentes températures: 77 K, 148 K, 298 K et 523, avec $\dot{\gamma}_i = 2 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\gamma}_r = 3 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$, [8].

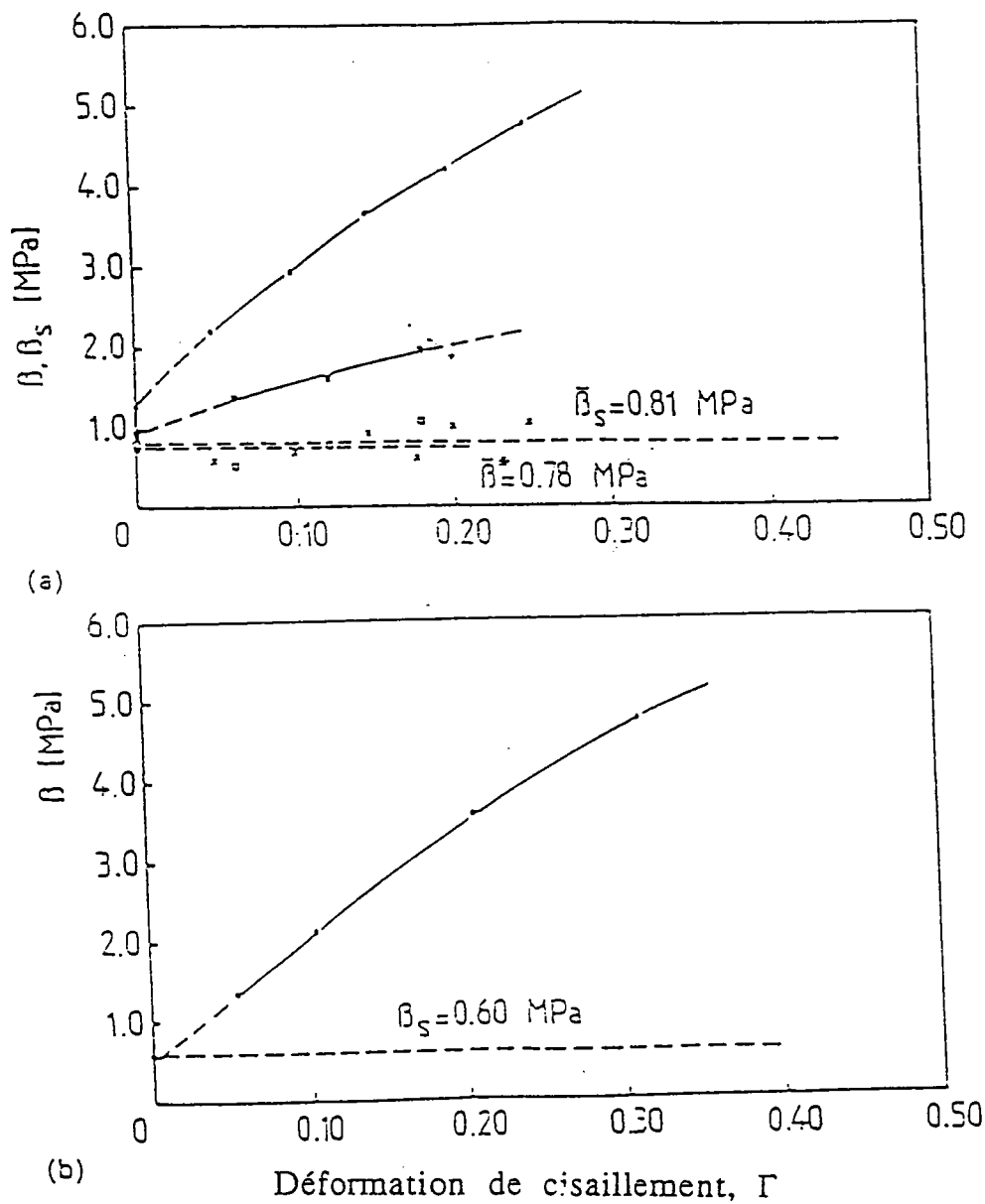
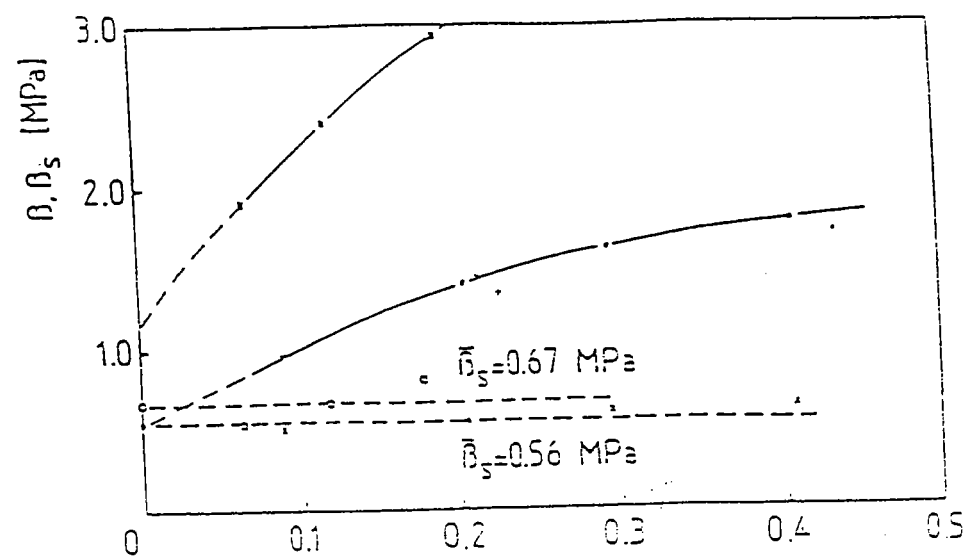
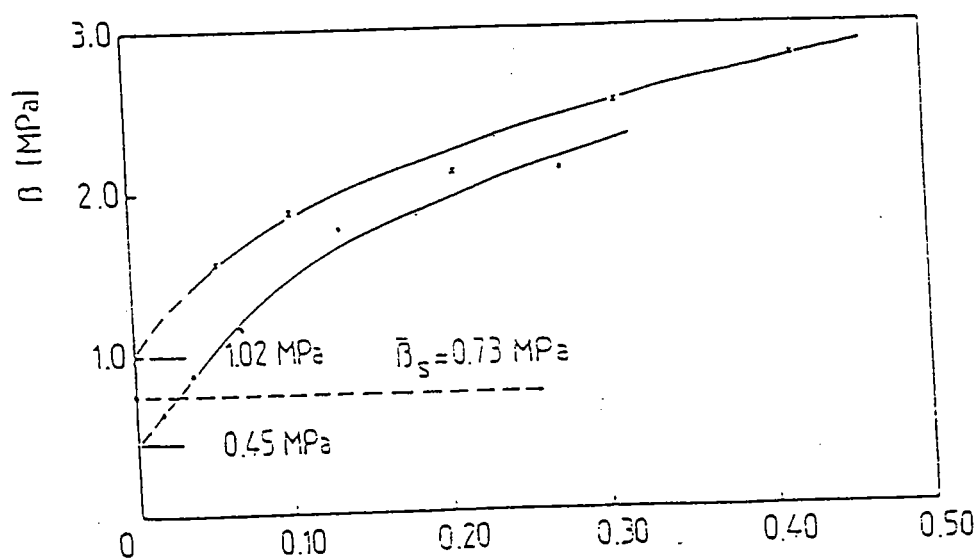


Figure I-11. Sensibilités β et β_s déterminées à partir des tests à vitesse constante sur le cuivre polycristal. (a) Résultats des sauts de vitesse, $\bar{\beta}_s$ valeur moyenne de la sensibilité instantanée à la vitesse, β sensibilité total à la vitesse déterminée à partir des tests à vitesse constante. x; •. Klepaczko (1975) /6/, ; Senseny et col. (1978), /6/. (b) valeurs de β déterminées à partir des tests à vitesse constante, β_s à partir d'extrapolation de la courbe $\beta(\Gamma)$, •. Lindholm (1964), /2/.



(a)



(b)

Déformation de cisaillement, Γ

Figure I-12. Sensibilité totale β à la vitesse et sensibilité instantanée β_s à la vitesse déterminées à partir des essais avec saut de vitesse sur l'aluminium polycristal. (a) Résultats des sauts de vitesse, $\bar{\beta}_s$ valeur moyenne de la sensibilité instantanée à la vitesse, β sensibilité totale à la vitesse déterminée à partir des tests à vitesse constante. x; . Klepaczko (1968) /13/, ; Senseny et col. (1978) /2/. (b) valeurs de β déterminées à partir des tests à vitesse constante, β_s à partir d'extrapolation de la courbe $\beta(\Gamma)$, x Lindholm (1964) /2/, Yoshida et Nagata (1966) /13/.

En conclusion, qu'il s'agisse de l'aluminium ou du cuivre, le niveau de la contrainte évolue progressivement au cours de la déformation plastique. Cette évolution est considérablement influencée par tout changement de vitesse de déformation ou de température. A partir de ces résultats on peut constater aussi l'augmentation progressive du rapport β_h/β_s en fonction de la déformation plastique. Cela montre la prédominance de la sensibilité de l'écrouissage et sa large contribution dans la sensibilité totale à la vitesse β par rapport à la sensibilité instantanée à la vitesse. Cette contribution s'intensifie en fonction de la déformation plastique et surtout à basse température, conformément au schéma général de la figure (I-8), ainsi qu'aux résultats expérimentaux. L'effet de l'histoire de la vitesse de déformation et de l'histoire de la température sont présents aussi bien pour le cuivre que pour l'aluminium. Les deux paraissent donc doués de "mémoire". L'une des interprétations les plus récentes associe les sensibilités β_s et β_h à l'activation thermique des dislocations ainsi qu'à l'évolution de la microstructure.

I-3 RECOURS A LA THEORIE DES DISLOCATIONS

I-3-1 Historique.

On savait que dans bien des cas la déformation des cristaux met en jeu des glissements, le long de plans, à la manière d'une rame de feuilles de papier glissant les unes sur les autres. L'idée du départ supposait que ces plans pourraient être le support de distorsions linéaires "élémentaires" se propageant au cours de la déformation d'un matériau, distorsions que l'on allait appeler dislocations. L'idée se précise dans les années 30 et une interprétation théorique a pu être déduite par Taylor /15/, Orowan /16/, Burgers /17/ etc.... Il fallait attendre la fin des années 50 pour que, grâce au développement de la microscopie électronique, les données expérimentales s'accumulent: Bollmann /18/ dans l'acier inoxydable, et Hirsch /19/ dans l'aluminium préparés par polissage électronique. Cette notion, vieille maintenant de plus d'un demi siècle, a été imaginée par Volterra comme une singularité élastique dans un milieu continu plusieurs décennies auparavant (1907). Elle a permis d'élaborer une vue qualitative cohérente de la plasticité des matériaux cristallins et des modélisations quantitatives de plusieurs de ses aspects. Il existe d'excellents ouvrages rappelant l'essentiel de l'histoire des dislocations à leur origine et le développement de leur utilisation (Read, /20/, Cottrell, /21/, Friedel, /22/, Nabarro, /23/, Gilman, /24/, Hirsch et Lothe, /25/, Mura, /26/, Eshelby, /27/).

I-3-2 Dislocations et déformation plastique.

Parmi plusieurs propriétés des dislocations, deux font de celles-ci, outre leur facilité de glissement, les agents efficaces de la déformation plastique dans les cristaux:

- a) Elles existent en très grand nombre dans ces cristaux, avant même qu'ils subissent un écoulement plastique provoqué par les sollicitations mécaniques auxquelles ils sont soumis,
- b) Leurs facilités de se multiplier sous contraintes par différents mécanismes qui parviennent à augmenter leur densité de plusieurs ordres de grandeur. Cette dernière est caractérisée par le nombre de dislocations par unité d'aire, ou de manière équivalente, par leur longueur cumulée par unité de volume:

$$\rho = \frac{\Sigma L}{V} \quad (I-19)$$

où ΣL est la longueur cumulée des dislocations dans le volume V . Si ce dernier est exprimé en cm^3 et ΣL en cm , la densité des dislocations ρ est donc en cm^{-2} . En réalité, la mobilité n'affecte qu'une faible densité des dislocations ρ_m , et on a donc:

$$\rho = \rho_i + \rho_m, \quad \rho_m \ll \rho_i \quad (I-20)$$

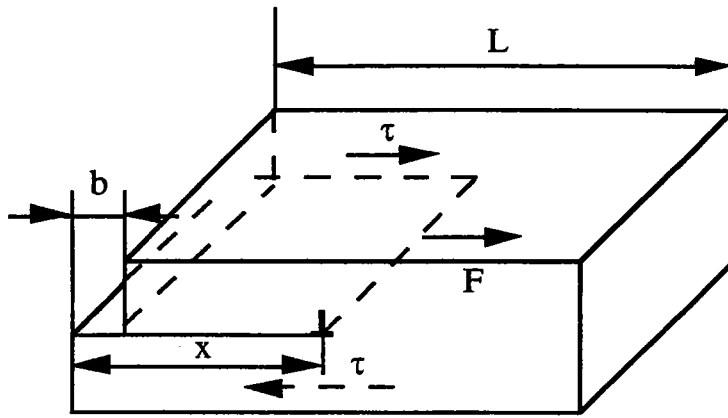
où ρ_i est la densité des dislocations relativement immobiles. Ainsi un cristal vierge se trouve avec une densité initiale de dislocations de quelques dizaines ou centaines de milliers par centimètre carré et se multiplie par mille, dix mille, voir un million, au cours de l'écoulement plastique de ce même cristal. Orowan a été le premier à associer une densité ρ_m de dislocations en mouvement à la vitesse de déformation plastique $\dot{\Gamma}_p$ donnée par:

$$\dot{\Gamma}_p = \rho_m b \bar{v} \quad (I-21)$$

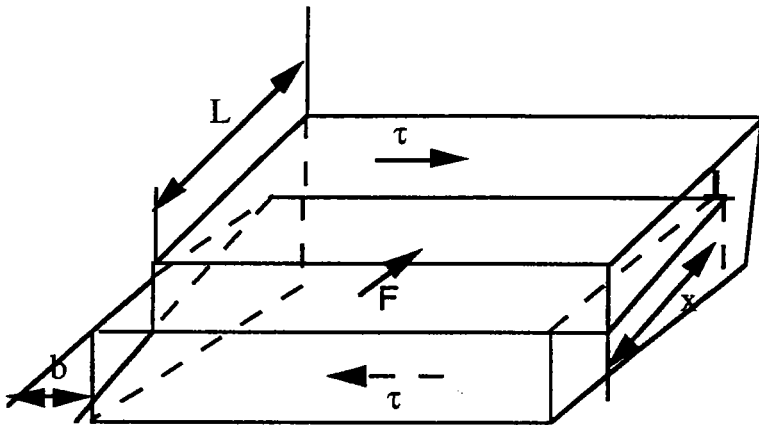
où b désigne l'intensité de leur vecteur de Burgers et $\bar{v}$ la vitesse moyenne des dislocations mobiles.

I-3-3 Forces exercées sur les dislocations dues aux contraintes appliquées.

Un des résultats les plus importants de l'étude des dislocations réside dans la détermination de la force subie, par unité de longueur, par la dislocation sous l'action d'un champ de contraintes effectives. Dans le cas où nous considérons un élément de cristal soumis à une même cisssion τ en surface, figure (I-13):



a



b

Figure I-13. Cisaillement associé au déplacement d'une dislocation, coin(a) ou vis (b).

Le travail de la contrainte de cisaillement τ est équivalent à celui d'une force $\vec{F}$ s'exerçant sur une dislocation et d'intensité par unité de longueur:

$$F = \tau b \quad (\text{I-22})$$

Le vecteur de Burgers $\vec{b}$, de la dislocation mobile, caractérise à la fois la nature "coin" ou "vis" de la dislocation¹ et le glissement cristallographique. Dans les deux cas $\vec{F}$ est perpendiculaire à la dislocation. La relation (I-22) rappelle celle de Peach et Koehler:

¹ Une dislocation rectiligne est dite "coin" ou "vis" selon que son vecteur de Burgers lui est perpendiculaire ou parallèle.

$$F = \vec{b} \cdot [\sigma] \cdot \vec{n} \quad (I-23)$$

F est donc la force résultante du tenseur des contraintes appliquées $[\sigma]$, $\vec{n}$ étant le vecteur unitaire normal au plan de glissement. La projection F de $\vec{F}$ dans le plan de glissement de la dislocation contenant forcément $\vec{n}$ et $\vec{b}$ est également donnée par (I-23), où τ représente la cisssion résultant de $[\sigma]$ sur ce plan. En d'autres termes, c'est la cisssion résolue de la loi de Schmid. La comparaison de cette force à l'intensité des différents obstacles pouvant s'opposer au mouvement des dislocations permet l'appréciation de la mobilité effective de ces dernières et leur contribution tant à l'écoulement plastique qu'à l'écrouissage.

I-4 MECANISMES MICROSTRUCTURAUX DE LA DEFORMATION PLASTIQUE

I-4-1 Obstacles au mouvement des dislocations: activation thermique.

A l'échelle microscopique, la déformation des métaux est due essentiellement au mouvement des dislocations dans les différents plans de glissement, et à la façon dont les dislocations se multiplient et sont freinées ou arrêtées par les divers obstacles. Ces mécanismes déterminent le comportement du métal: aptitude à la déformation plastique et écrouissage. Il est donc nécessaire de connaître les obstacles à la propagation de ces dislocations et de modéliser la manière dont ces obstacles sont franchis. Les mécanismes associés au franchissement de ces obstacles fixent la cinétique de glissement des dislocations et ils sont de deux types: les mécanismes thermiquement activés et les mécanismes athermiques qui sont peu sensibles à la température.

I-4-1-1 Mécanismes thermiquement activés.

Lorsque la dislocation rencontre une barrière infranchissable à l'aide de la contrainte appliquée, l'agitation thermique peut alors fournir le supplément d'énergie nécessaire au franchissement de l'obstacle. Ces fluctuations atomiques étant très localisées, elles ne s'exercent que sur une petite partie du plan de glissement et ne peuvent être efficaces qu'envers les obstacles à une courte distance, /6,10,28,29/.

Appliquée correctement, l'analyse de l'activation thermique peut fournir beaucoup de renseignements qualitatifs qui sont très

utiles à une compréhension plus approfondie de l'écoulement plastique des métaux. Elle peut être aussi un lien de base entre les différents processus accompagnant la déformation plastique tels les mouvements des dislocations, les interactions type dislocation/dislocation, particule/dislocation etc... et le phénomène d'écrouissage. Les divers effets de la vitesse et de la température présents lors de la déformation plastique des matériaux polycristallins, rendent difficile le choix d'une équation universellement acceptable pour modéliser le comportement observé expérimentalement. La forme générale d'une relation d'Arrhénius pour décrire le $i^{\text{ème}}$ mécanisme activé thermiquement peut s'écrire:

$$\dot{\Gamma}_i = v_i(\tau, s_j, T) \exp\left(-\frac{\Delta G_i(\tau^*, s_j, T)}{k T}\right) \quad (\text{I-24})$$

où $v_i(\tau, s_j, T)$ est le facteur préexponentiel appelé parfois facteur de fréquence. Il est lié dans la plupart des cas à la vitesse de glissement de la densité des dislocations mobiles ρ_m . La quantité ΔG_i est l'énergie libre d'activation. C'est aussi le travail réversible dépensé pour atteindre un état thermiquement activé de la dislocation à température constante. Les contraintes de cisaillement totale et effective sont notées respectivement τ et τ^* , T est la température absolue et k est la constante de Boltzman. Puisque l'état thermiquement activé ne dépend pas seulement

des valeurs instantanées de τ , τ^* , T et $\dot{\Gamma}$, mais aussi de l'histoire des changements microstructuraux lors de la formation de la structure actuelle, on a introduit un certain nombre de paramètres structuraux non spécifiés s_j dans l'équation (I-24) où $j = 1, \dots, n$. L'existence des paramètres structuraux permet d'introduire une description de l'évolution structurale. Cette évolution peut être introduite dans deux fonctions, le facteur préexponentiel et la fonction énergie libre d'activation. Les détails seront discutés plus loin.

Très fréquemment l'équation (I-24) s'écrit en tenant compte des valeurs instantanées et des valeurs expérimentales τ , τ^* et ΔG_i /10/:

$$\dot{\Gamma}_i = v_i(\tau, T) \exp\left(-\frac{\Delta G_i(\tau^*, T)}{k T}\right) \quad (\text{I-25})$$

La contrainte effective τ^* , est liée à la contrainte appliquée τ et à la contrainte interne τ_μ (processus athermique) par la relation suivante:

$$\tau^* = \tau - \tau_\mu \quad (\text{I-26})$$

L'énergie libre d'activation est liée aux autres grandeurs thermodynamiques par

$$\Delta G = \Delta E - T\Delta S + p\Delta V - v^*\tau^* \quad (\text{I-27})$$

où ΔE est l'énergie d'activation, ΔS la fonction d'entropie, p est la composante hydrostatique de la contrainte et ΔV est la variation de volume. La fonction d'enthalpie ΔH est définie par

$$\Delta H = \Delta E - T\Delta S + p\Delta V \quad (\text{I-28})$$

Souvent le terme $p\Delta V$ est négligé et le processus d'activation est amené à l'état initial d'où:

$$H_0 = E - TS \quad (\text{I-29})$$

De même si on introduit la relation (I-29) dans (I-27), on obtient:

$$G = H_0 - v^*\tau^* \quad (\text{I-30})$$

et

$$v^* = - \frac{dG}{d\tau^*} \quad (\text{I-31})$$

Le coefficient v^* a les dimensions d'un volume, il est souvent appelé volume d'activation. C'est un paramètre critique dans l'analyse de l'effet de la vitesse de déformation à partir de l'activation thermique. En introduisant la relation (I-30) dans (I-25) et en posant $v_i(\tau, T) = \dot{\Gamma}_0$, on obtient le volume d'activation v^* en fonction des valeurs instantanées de H_0 , τ^* , $\dot{\Gamma}$ et $\dot{\Gamma}_0$:

$$v^* = \frac{1}{\tau^*} (H_0 + kT/\ln(\dot{\Gamma}/\dot{\Gamma}_0)) \quad (\text{I-32})$$

D'autres considérations peuvent être prises en compte dans le cas d'un obstacle linéaire, /30/. Dans ce cas, le travail effectué par la contrainte effective τ^* lorsqu'une dislocation de longueur L se

propage à travers une barrière est $\tau^* bLa^*$ où bLa^* est le volume d'activation.

Ainsi l'équation (I-24) constitue une relation fondamentale sur laquelle un modèle de limite élastique et d'écoulement plastique peut être développé. L'inversion de cette dernière équation nous conduit à l'expression de la contrainte effective en fonction de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température:

$$\tau^* = f^* \{ s_j [h(\dot{\Gamma}, T)], \dot{\Gamma}, T \} \quad (I-33)$$

où s_j caractérise la structure et $h(\dot{\Gamma}, T)$ l'effet de l'histoire de la déformation définie par $\dot{\Gamma}(\Gamma)$ et $T(\Gamma)$.

I-4-1-2 Mécanismes athermiques.

Ces mécanismes correspondent à un franchissement d'obstacle qui s'effectue sans l'aide de l'activation thermique. En effet l'énergie libre d'activation représente le travail supplémentaire pour amener une dislocation dans l'état activé et ne contient aucun autre terme relié au travail total fait durant le processus d'activation. La valeur de ΔG n'est pas affectée par le champ de contrainte à longue portée, Conrad (1961) /28/, Shock (1965) /31/ et Seeger en (1955) /32/. Ce dernier considère que les obstacles exercent des forces résistantes au mouvement des dislocations. La figure (I-14) représente la force à laquelle est soumise une dislocation de la part de ces obstacles, en fonction de l'aire balayée A par cette dislocation au cours du glissement. On constate que le profil de la force peut se décomposer en une somme de deux termes:

a) Le premier, F_μ , varie lentement avec l'aire balayée A . C'est la force à grande distance. Elle est généralement due aux autres dislocations.

b) L'autre composante de la force F , F^* , évolue assez rapidement en fonction de l'aire balayée A . Elle est due aux interactions à courte distance (atomes de solutés, précipités, dislocations immobilisées...). Il en ressort:

$$F = F_\mu + F^* \quad (I-34)$$

Cette décomposition de la force F peut aussi se faire pour la contrainte appliquée. En effet sachant que $F = \tau bL$, où L est la longueur de la dislocation, on aboutit à

$$\tau = \frac{1}{Lb} (F_{\mu} + F^*) \quad (\text{I-35})$$

et

$$\tau = \tau_{\mu} + \tau^* \quad (\text{I-36})$$

avec $\tau_{\mu} = \frac{F_{\mu}}{Lb}$ et $\tau^* = \frac{F^*}{Lb}$.

Si la contrainte τ appliquée est inférieure à τ_{μ} , la dislocation ne peut pas franchir l'obstacle par activation thermique, l'énergie à fournir étant trop forte. Au contraire, si τ est supérieur à τ_{μ} , la dislocation peut franchir l'obstacle au bénéfice de sa propre vibration et poursuivre son mouvement, /10,11,28,29/.

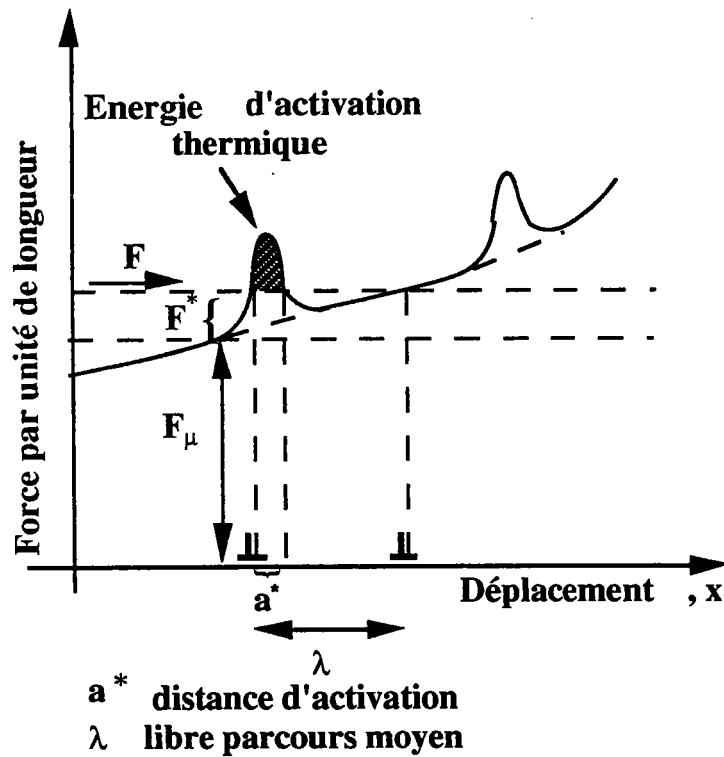


Figure I-14. Force appliquée par unité de longueur exercée sur dislocation en fonction de l'aire balayée.

Il est établi que l'effet de l'écrouissage dans les métaux et autres paramètres et variables internes interviennent dans l'expression de la contrainte interne τ_{μ} . Nous citons parmi ces paramètres la densité des dislocations ρ , le diamètre d d'une cellule et le diamètre D du grain, la distance moyenne Δ entre les macles, voir par exemple Teodosiu et Sidoroff (1976) /33/, Saada (1960) /34/, Bloom et col. (1985) /35/ pour l'étude de l'effet des

interactions dislocation/dislocation, Mughrabi (1975) /36/ pour l'effet du diamètre d des cellules. Une forme générale de τ_μ en fonction de la densité des dislocations ρ et des différents paramètres géométriques a été établie par Klepaczko /37/:

$$\tau_\mu = \mu \sum_j \alpha_j \left(\frac{b}{\lambda_j}\right)^{1/2} \quad (\text{I-37})$$

ou encore en fonction de: ρ , d , D et Δ

$$\tau_\mu = \alpha_1 \mu b \sqrt{\rho} + \alpha_2 \mu \sqrt{\frac{b}{d(\rho)}} + \alpha_3 \mu \sqrt{\frac{b}{D}} + \alpha_4 \mu \sqrt{\frac{b}{\Delta}}, \quad (\text{I-38})$$

où μ est le module de cisaillement. Le paramètre λ_j caractérise ρ , d , D , Δ .

L'expression de la contrainte τ_μ donnée par la relation (I-37) est reliée respectivement aux interactions du type dislocation/dislocation, à l'évolution du diamètre des structures cellulaires et du diamètre du grain, ainsi qu'à la distance moyenne séparant les macles. Les constantes α_1 , α_2 , α_3 et α_4 caractérisent la contribution de chaque effet indépendamment l'un de l'autre. Par ailleurs, comme il a été mentionné par Klepaczko et col. /12,14/, la restauration dynamique engendre comme l'activation thermique une évolution de la structure s_j . De plus, la contrainte interne dépend elle aussi de la vitesse de déformation et de la température à travers le processus de la restauration dynamique. Il en ressort:

$$\tau_\mu = f_\mu \{ s_j [h(\dot{\Gamma}, T)] \} \quad (\text{I-39})$$

En résumé, au mouvement d'une dislocation s'opposent deux types d'obstacles intrinsèques, du fait de leurs propres configurations ou de leurs interactions mutuelles (mécanismes intrinsèques). De ces obstacles résultent deux composantes de la contrainte appliquée:

- a) Une composante effective τ^* qui trouve son origine dans l'activation thermique des dislocations et qui dépend de la vitesse de déformation et de la température
- b) Une composante τ_μ appelée contrainte interne.

On constate aussi que le franchissement d'obstacles par mouvement des dislocations est caractérisé par l'ensemble des principaux paramètres suivants: la densité des dislocations mobiles par unité, l'aire balayée entre deux obstacles A , la contrainte interne τ_μ , le volume d'activation v^* et la variation des fonctions thermodynamiques. La connaissance de ces paramètres caractérise un mécanisme microstructural donné.

I-4-2 Evolution de la microstructure.

D'après ce qui vient d'être présenté, trois types de quantités sont à déterminer: les quantités mesurables à partir des tests mécaniques, par exemple τ , Γ , $\dot{\Gamma}$ et T , les constantes et paramètres physiques, et finalement les variables internes contrôlées par microscopie électronique. Généralement, le choix des variables d'états internes est porté sur toutes les quantités ayant une relation quelconque avec l'évolution de la structure s_j durant la déformation plastique et qui contribuent à l'écoulement plastique. Celle-ci peut être identifiée à ρ , ρ_m , d , D , Δ , Il est nécessaire pour bien comprendre les mécanismes accompagnant la déformation plastique de définir l'évolution de la structure s_j . En effet, les deux composantes τ^* et τ_μ de la contrainte dépendent de celle-ci: voir les relations (I-33) et (I-39). Cette évolution peut être décrite par j équations différentielles, /37,38/.

$$\frac{ds_i}{d\Gamma} = f_j (T, \dot{\Gamma}, s_k); \quad k = 1, \dots, j \quad (\text{I-40})$$

L'indice j indique le nombre de variable interne s_j (par exemple la densité des dislocations ρ , le diamètre du grain D , le diamètre de la structure cellulaire d , la distance moyenne séparant les macles Δ , ...).

La solution du système d'équations (I-40) est introduite dans (I-33), (I-39), et donne l'expression à structure constante de la contrainte totale appliquée:

$$\tau(s_j, \dot{\Gamma}, T) = \tau^*(s_j, \dot{\Gamma}, T) + \tau_\mu(s_j, T) \quad (\text{I-41})$$

Ainsi la contrainte d'écoulement plastique peut être calculée à tout moment et pour toute l'histoire de la déformation plastique définie par $\dot{\Gamma}(\Gamma)$ et $T(\Gamma)$.

I-5 CONCLUSION

Dans cette première partie bibliographique, on constate un accord entre les différents résultats expérimentaux sur l'évolution de la contrainte totale appliquée. Cette évolution varie en fonction de la vitesse de déformation et de la température. L'histoire de ces deux paramètres expérimentaux influence elle aussi le comportement des métaux. D'autre part, les résultats de l'analyse d'activation thermique montrent que la contrainte totale appliquée est le résultat de la superposition d'une contrainte interne τ_μ et d'une contrainte effective τ^ . Les deux composantes dépendent de façons différentes de la microstructure définie par j paramètres internes s_j . La contribution de la microstructure est décrite par la loi de comportement basée sur la dynamique des dislocations. Celle-ci peut être considérée comme un cadre précieux pour l'utilisation de certaines relations empiriques déduites de l'étude du mouvement des dislocations dans les cristaux.*

Bibliographie du chapitre I.

1. **P. Ludwik**, Element Der Technologie Mechanik. Springer, Berlin (1909).
2. **U. S. Lindholm**, J. Mech. Phys. Solids, **12** (1964) p. 317.
3. **J. R. Klepaczko**, Archs. Mech., **19** (1967) p. 211.
4. **W. D. Sylwestrowicz**, Trans. ASME, **188**(1958) p.617.
5. **J. E. Dorn**, **A. Goldberg** and **T. E. Tietz**, Metals Technology, T. P., N° **2445**, (1948).
6. **J. R. Klepaczko**, Mater. Sci. Engng. **18** (1975) p.21.
7. **R. A. Frantz** and **C. J. Duffy**, J. appl. Mech. **39** (1972) p.939.
8. **P. E. Senseny**, **J. Duffy** and **H. Hawley**, J. appl. Mech. **45** (1978) p.60.
9. **J. D. Campbell**, **A. M. Eleiche** and **M. C. C. Tsao**, Fundamental Aspects of Structural Alloy Design, Plenum Publ. Corp., New York. (1979) p. 545.
10. **H. Conrad**, J. Met., **16** (1964) p. 582.
11. **U. F. Kocks**, **A. S. Argon** and **M. F. Ashby**. Thermodynamics and kinetics of slip, Pergamon Press, Oxford (1975).
12. **J. R. Klepaczko** and **C. Y. Chiem**, J. Mech. Phys. Solids **34**(1986) p.29-54.
13. **S. Yoshida** and **N. Nagata**, Trans. J. I. M. **7** (1966) p.272.
14. **J. R. Klepaczko**, J. Mech. Phys. Solids, **16** (1968) p. 255.
15. **G. I. Taylor**, Proc. Roy. Soc. London, A **145** (1934).
16. **E. Orowan**, Dislocations in plasticity, The Sorby Centennial Symposium on the history of metallurgy, Ed. Cyril Stanley Smith, MIT, Gordon and Breach, (1965) p. 359.
17. **J. M. Burgers**, K. Ned. Akad. Wet. **42** (1939) p.293.
18. **W. Bollmann**, Phys. Rev. **103** (1956) p.1588.

19. **B. P. Hirsch, R. W. Horne et M. J. Whelan**, *Phil. Mag.* **1** (1956) p.677.
20. **W. T. Read**, *Dislocations in crystals*, Wiley, New York (1953).
21. **A. H. Cottrell**, *Dislocations and plastic flow*, Oxford University Press (1953).
22. **J. Fridel**, *Dislocations*, Pergamon Press, Paris (1964).
23. **F. R. Nabarro**, *Theory of crystal dislocations*, International series of monographs on physics, Clarendon Press, Oxford (1967).
24. **J. J. Gilman**, *Micromechanics of flow of solids*, McGraw-Hill, New York (1969).
25. **J. P. Hirsh and J. Lothe**, *Theory of dislocations*, Mc Graw-Hill, New York (1968).
26. **Mura**, *Micromechanics of Defects in Solids*, Martinus Nijhoff publ., Dordrecht (1982).
27. **J. D. Eshelby**, *Proc. Roy. Soc.*, **A241** (1957) p.376.
28. **H. Conrad**, *Mechanical Behavior of Materials at Elevated Temperatures*, McGraw-Hill, New York (1961).
29. **M. Cagnon**, *Théorie de l'activation thermique*, Ecole d'été d'Yrivals, 3-14 septembre (1979).
30. **T. Surek, M. J. Luton and J. J. Jonas**, *Phil. Mag.*, **27** (1973), p.425.
31. **G. Schock**, *Phys. Stat. Sol.*, **8**(1965), p.499.
32. **A. Seeger**, *Handbuch der physik*, **7** (1955), p.383.
33. **C. Teodosiu, F. Sidoroff**, *Int. J. Engng. Sci.* **14** (1976), p713.
34. **G. Saada**, *Acta Metall.*, **8** (1960), p.841.
35. **T. A. Bloom, U. F. Kocks and P. Nash**, *Acta Metall.*, **33** (1985), p.265.

36. H. **Mughrabi**, Description of the dislocation structure after unidirectional deformation at low temperatures, Cambridge: MIT Press, (1975).
37. J. R. **Klepaczko**, Nuclear Engineering and Design, **127** (1991) p.103
38. J. R. **Klepaczko**, Modeling of structural evolution at medium and high strain rates, F C C and B C C metals. In constitutive relations and their physical basis. Riso Nat 1. Laboratory, Roskilde (1987).

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

II-1 INTRODUCTION

Plusieurs informations et caractéristiques mécaniques peuvent être tirées de l'étude de la sensibilité à la vitesse des métaux. Celle-ci peut être déterminée expérimentalement. Les techniques permettant de telles réalisations peuvent être divisées en deux grandes catégories:

a) Les dispositifs hydrauliques asservis en boucle fermée permettant des sollicitations uniaxiales et biaxiales à des vitesses de déformations faibles et intermédiaires.

b) Le second type généralement utilisé et cité dans la littérature est celui qui utilise les barres de Kolsky, /39/, (dispositif d'Hopkinson modifié) dans ses trois versions: torsion, compression et traction, pour atteindre des vitesses de déformations telles qu'il peut s'en manifester dans le cas d'impacts.

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

L'idée de départ de Kolsky c'est d'utiliser les deux barres de Hopkinson parfaitement alignées, entre lesquelles il place son échantillon, pour l'analyse de la propagation d'ondes élastiques de compression à travers le système barre d'entrée/échantillon/barre de sortie /39/. Plus tard, d'autres chercheurs ont utilisé la technique des barres de Kolsky pour des tests de torsion (Duffy et col. /40/, Lewis et col., /41/, Lipkin et Campbell, /42/, Eleiche et Duffy, /43/, etc...).

Le chargement est accompli par la propagation d'ondes à travers la barre d'entrée, l'échantillon puis la barre de sortie. La mesure des amplitudes des ondes se fait sur les barres des deux côtés de l'échantillon. L'analyse de Kolsky /39,44/ montre que la mesure de la portion de l'onde incidente transmise à travers l'échantillon permet de déterminer la contrainte axiale à laquelle ce dernier est soumis, tandis que la portion réfléchie permet de déterminer la vitesse de déformation. Suivant l'appareillage utilisé, la mise en charge est appliquée à l'éprouvette durant des laps de temps n'excédant pas 20 μ s.

Le développement des capteurs de mesure de déformation (jauges à fil et jauges optiques) a permis d'effectuer des mesures nombreuses et précises, et de déduire de ces essais des données sur le comportement dynamique de divers matériaux.

Dans ce chapitre, nous exposons la technique expérimentale pouvant réaliser des tests à grandes vitesses de déformation en utilisant les barres de Kolsky en torsion, avec un bref aperçu sur le dispositif des barres de Kolsky en compression.

II-2 REGIME DES VITESSES DE DEFORMATION ET ECHELLE DU TEMPS

Il faut insister sur le caractère subjectif qui peut être donné à la notion de vitesse de déformation. Si nous faisons subir à un matériau un certain niveau de déformation en un temps donné, nous considérons ce phénomène comme quasi-statique s'il dure un temps de l'ordre de la minute, comme infiniment lent s'il exige des heures ou des mois. Il est qualifié de dynamique s'il est réalisé en une fraction de seconde, et ultrarapide si sa durée se compte en microsecondes ou même en nanosecondes. Il convient donc, si l'on considère la vitesse de déformation comme paramètre lors des tests mécaniques, de limiter le domaine de fonctionnement de certains types de chargement employés par l'expérimentateur. Le diagramme représenté par la figure (II-1) /45/, montre le lien existant entre différents chargements mécaniques et la vitesse de déformation. Le paramètre temps est porté aussi sur ce diagramme. Il représente la durée nécessaire pour atteindre une déformation de 0.01 à la vitesse de déformation qui lui est attribuée. C'est aussi une information sur la durée du test ainsi que sur la période de temps de mesure.

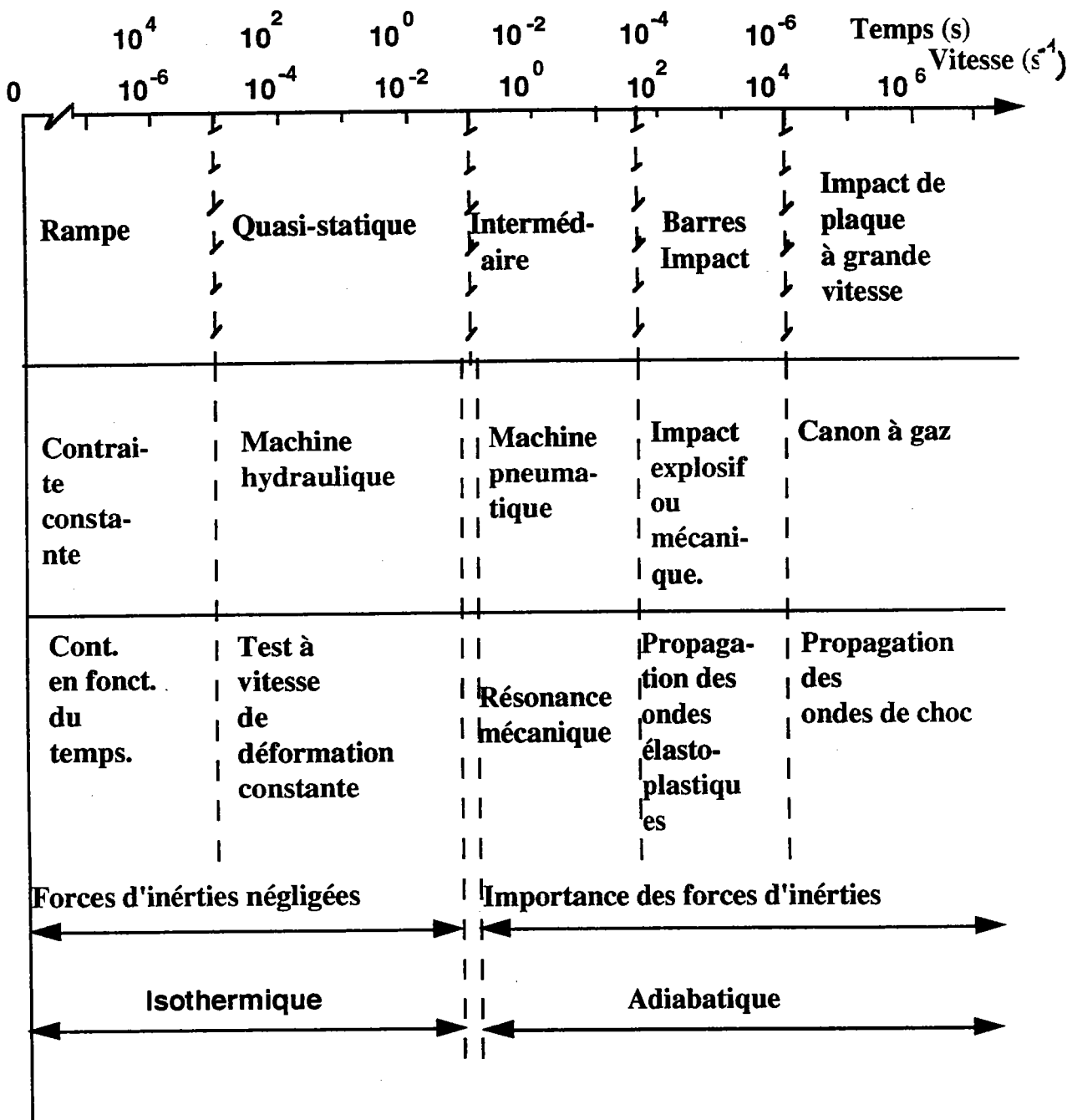


Figure II-1. Diagramme des vitesses de déformation.

Ainsi, comme le montre la figure ci-dessus, les effets des forces d'inertie sont négligeables pour les essais quasi-statiques ne dépassant pas une vitesse de déformation de l'ordre de $10^{-2} s^{-1}$. Au contraire, pour des tests à des vitesses de déformation plus élevées, les effets dynamiques associés à l'importance des forces d'inerties du matériau et des éléments qui l'environnent doivent être pris en considération. Dans le domaine des vitesses intermédiaires de l'ordre de $50 s^{-1}$, la résonance mécanique entre la machine et l'échantillon doit être prise en compte. Dans le cas des barres la durée du test est à une échelle telle que des ondes élastiques ou élasto-plastiques se propagent dans le système de

chargement ainsi que dans l'échantillon. Pour des vitesses de déformations dépassant 10^4 s^{-1} , l'échelle du temps et les dimensions de l'échantillon sont telles que la déformation est plane et la contrainte est mesurée lors du passage et la réflexion de l'onde au niveau de l'échantillon. Notons finalement que les tests à grandes vitesses de déformations engendrent des déformations adiabatiques, par opposition aux tests réalisés à faibles vitesses de déformations où la transformation est isotherme, figure (II-1).

II-3 BARRES DE HOPKINSON MODIFIEES

II-3-1 Historique.

Le nom Barre d'Hopkinson trouve son origine dans les travaux de B. Hopkinson /46/, qui pour la première fois en 1914, donne la description d'une expérimentation qui permet une mesure qualitative d'une contrainte produite par la propagation d'une onde de pression. Hopkinson avait comme objectif de mesurer l'histoire de la pression $p(t)$ d'impact d'une balle ou d'un explosif. Pour ses travaux, il a suspendu balistiquement une barre d'acier de longueur 1 m et de diamètre 25 mm, figure (II-2-a). L'impact est produit sur l'une des extrémité de la barre par un projectile. A l'autre extrémité libre de la barre, une petite pièce libre de se détacher sous l'effet de l'impact sert d'échantillon (time-piece). Cet échantillon est légèrement collé à la barre, a même diamètre que celle-ci et est constitué du même matériau: figure (II-2-b). L'onde incidente dans la barre se transmet au joint de l'interface barre/pièce libre, et se réfléchit à l'autre extrémité libre de l'échantillon en une onde de traction. Quand celle-ci atteint de nouveau le joint, la pièce se libère et se trouve piégée par le pendule balistique. La mesure de la quantité de mouvement de l'ensemble pendule balistique et échantillon permet de déduire celle de la pulsation d'origine, et par conséquent, sa longueur d'onde incidente λ qui est égale à deux fois la longueur de la pièce libre: $\lambda = 2L_0$, avec L_0 la longueur de l'échantillon. En répétant l'expérience avec différentes valeurs de L_0 , plusieurs renseignements sur la pulsation d'origine peuvent être tirés.

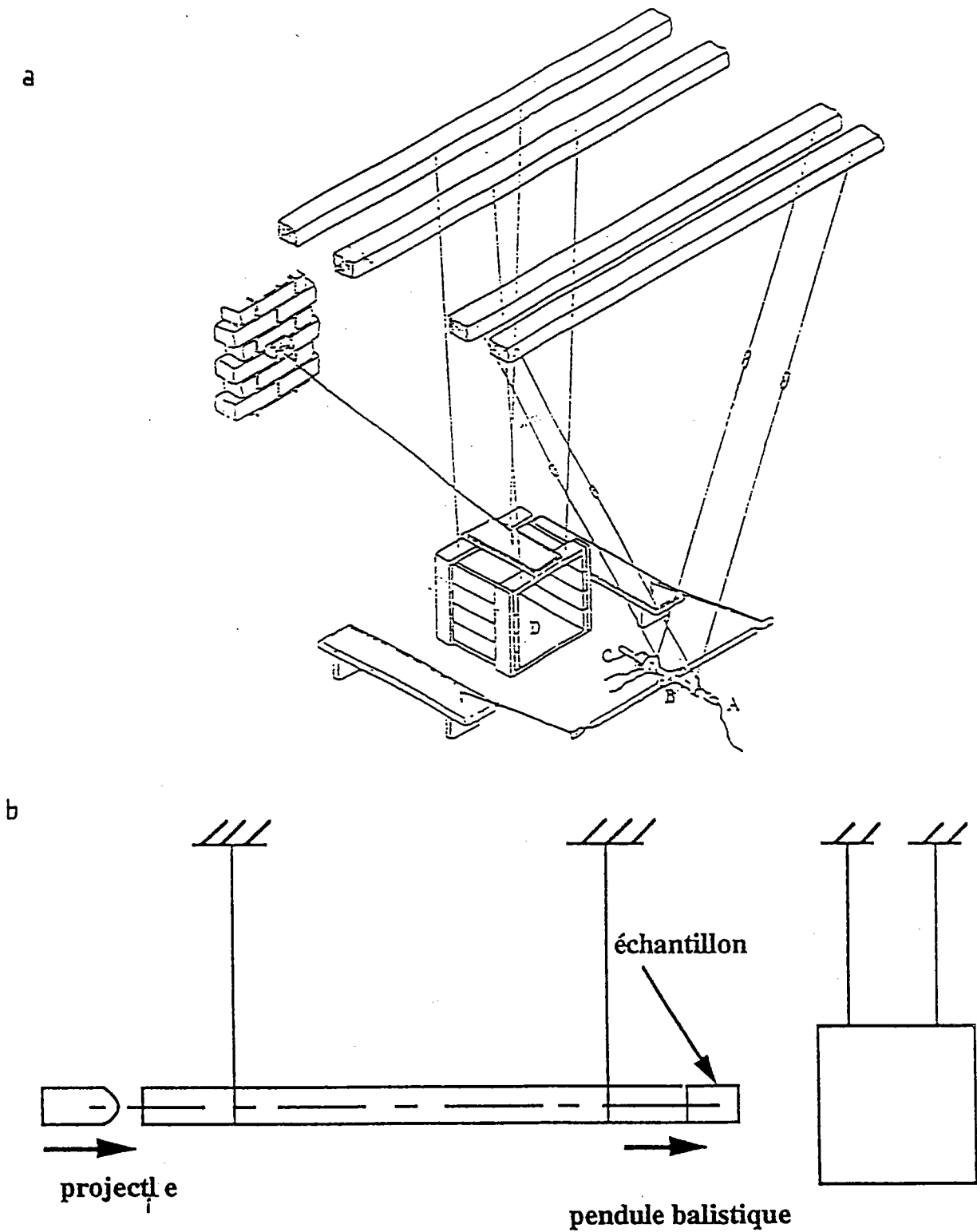


Figure II-2. (a) Schéma original de la barre de Hopkinson, d'après Hopkinson 1914, /46/. (b) Représentation schématique du principe de fonctionnement de la barre de Hopkinson.

Depuis, plusieurs efforts ont été effectués pour l'exploitation de la technique des barres de Hopkinson. Davies /47/, en 1948 a remplacé la pièce libre par une capacité électrique en vue non seulement de l'analyse de la propagation de l'onde incidente, mais aussi de la mesure du déplacement de l'extrémité libre de la barre en fonction du temps $U(t)$. La mesure du déplacement $U(t)$ permet de mesurer la contrainte longitudinale (ou pression) $\sigma(t)$ par différentiation de $U(t)$:

$$\sigma(t) = \rho_b C_0 \frac{\partial U(t)}{\partial t} \quad (\text{II-1})$$

où ρ_b est la densité de la barre, C_0 est la célérité de l'onde de compression: $C_0 = \sqrt{E/\rho_b}$ avec E le module d'Young de la barre. D'autres améliorations ont été faites pour étudier plus efficacement le comportement dynamique des matériaux. Parmi celles-ci, celle qui a donné lieu aux barres de Kolsky en 1949 /39/, consiste à une analyse de la propagation d'onde dans les barres, et donne la possibilité de déterminer à partir de celle-ci les caractéristiques mécaniques d'un matériau. Dans cette nouvelle version, deux barreaux parfaitement alignés prennent l'échantillon en sandwich. Le chargement de l'éprouvette est obtenu par des ondes. Plusieurs méthodes ont été utilisées pour générer les ondes de contrainte: la plus répandue en compression est celle qui utilise le choc soit directement sur l'éprouvette soit sur l'extrémité libre de la barre d'entrée /2,48/, voir figure (II-3). En ce qui concerne l'éprouvette, elle est de forme cylindrique, et son matériau constitutif est moins rigide que celui des barres. L'onde incidente est partiellement réfléchie à l'interface barre d'entrée/échantillon et partiellement transmise à travers l'échantillon. L'amplitude de l'onde transmise, mesurée par les jauges de la barre de sortie, est propre à la contrainte subie par l'échantillon. L'onde réfléchie se propage en sens inverse et remonte la barre d'entrée comme une onde de charge. La vitesse de déformation de l'échantillon est donnée par:

$$\dot{\epsilon} = \frac{V_1 - V_2}{L_s} \quad (\text{II-2})$$

où L_s est la longueur de l'échantillon, et V_1 et V_2 sont respectivement mesurées sur les interfaces barre d'entrée/échantillon et échantillon/barre de sortie:

$$V_1 = C_0(\epsilon_I - \epsilon_R) \quad (\text{II-3})$$

ϵ_I et ϵ_R sont les déformations d'ondes incidente et réfléchie. De même pour V_2 :

$$V_2 = C_0 \epsilon_T \quad (\text{II-4})$$

ϵ_T est la déformation d'onde transmise. Les équations (II-3) et (II-4) reportées dans l'équation (II-2) donnent la vitesse et la déformation d'onde dans l'échantillon en fonction du temps.

$$\dot{\epsilon}(t) = \frac{C_0}{L_s} [\epsilon_I(t) - \epsilon_R(t) - \epsilon_T(t)] \quad (\text{II-5})$$

et

$$\epsilon(t) = \frac{C_0}{L_s} \int (\epsilon_I(t) - \epsilon_R(t) - \epsilon_T(t)) dt \quad (\text{II-6})$$

La contrainte moyenne dans l'échantillon est

$$\sigma(t) = \frac{F_1(t) + F_2(t)}{2A_s} \quad (\text{II-7})$$

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

$$F_1(t) = E [\epsilon_I(t) + \epsilon_R(t)] A_0 \quad (\text{II-8})$$

$$F_2(t) = E \epsilon_T(t) A_0 \quad (\text{II-9})$$

A_0 étant la section des barres.

La combinaison des équations (II-8), (II-9) et (II-7) donne l'expression de σ en fonction du temps:

$$\sigma(t) = \frac{E}{2} \frac{A_0}{A_s} [\epsilon_I(t) + \epsilon_R(t) + \epsilon_T(t)] \quad (\text{II-10})$$

Si la condition d'uniformité de la déformation est vérifiée, on a donc:

$$\epsilon_I(t) + \epsilon_R(t) \equiv \epsilon_T(t) \quad (\text{II-11})$$

Les équations (II-5) et (II-10) deviennent alors

$$\dot{\epsilon}(t) = \frac{-2C_0}{L_s} \epsilon_R(t) \quad (\text{II-12})$$

$$\epsilon(t) = \frac{-2C_0}{L_s} \int \epsilon_R(t) dt \quad (\text{II-13})$$

$$\sigma(t) = E \frac{A_0}{A_s} \epsilon_T(t) \quad (\text{II-14})$$

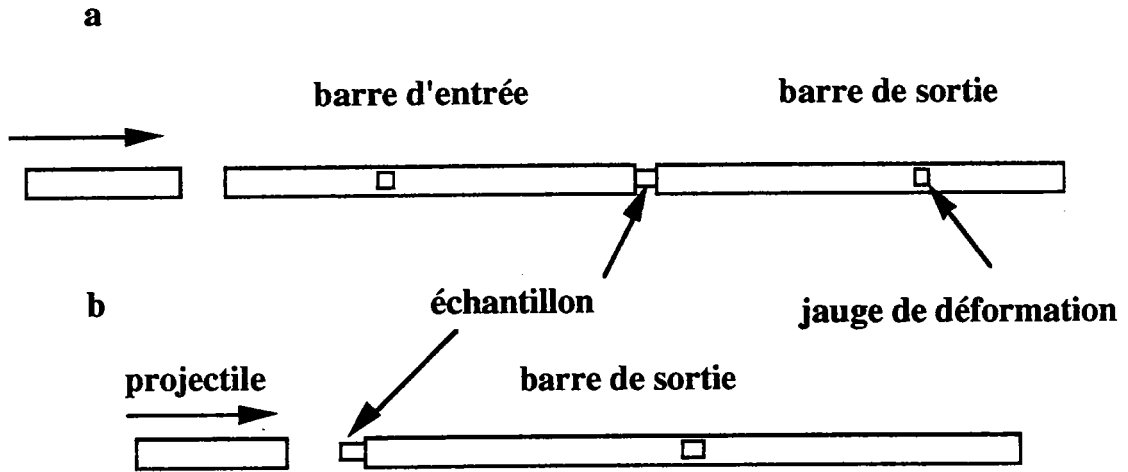


Figure II-3. Diagramme schématique du dispositif de Kolsky pour l'analyse des ondes de compression, (a) /2/, (b) /48/

Ainsi la relation contrainte/déformation de l'échantillon est déterminée à partir des mesures des déformations des ondes réfléchiée et transmise sur les barres de Kolsky. Dans le cas des barres de la figure (II-3-b), l'impact se produit directement sur l'échantillon; la mesure de l'onde réfléchiée a lieu sur le projectile à l'aide de condensateurs coaxiaux /49/. D'autres chercheurs utilisent des caméras (High-speed photography), /50/. Les principales améliorations basées sur cette technique sont dues à Krafft et col. /51/, Campbell et Duby /52/, Davies et Hunter /53/ Chiddister et Malvern /54/, Lindholm /2/ etc.... L'influence de l'inertie radiale et des frottements posés par l'utilisation des barres de Kolsky en compression est toujours un problème en ce qui concerne les impacts axiaux. Pour éviter ce problème, plusieurs chercheurs Duffy et col. /7,40/, Campbell et col. /40,41/, Klepaczko /6/, etc... ont utilisé les barres de Kolsky en torsion pour étudier le comportement dynamique des matériaux.

II-3-2 Dispositif de barres de Kolsky adapté en torsion.

L'analyse de la propagation des ondes de torsion a été étudiée au début par Baker et col. /55/ et Yew et col. /56/ sur une machine de torsion représentée par la figure (II-4). Plus tard, cette technique a été développée par Duffy et col. /7,40/, Campbell et col. /40,41/ sur un dispositif basé sur un principe similaire à celui du chargement axial de Kolsky. Ce dispositif est appelé Split-Hopkinson Torsional Bar, (S H T B), figure (II-5). A l'aide d'un tel dispositif, ils ont montré que la contrainte de cisaillement et la vitesse de déformation de cisaillement peuvent être déterminées à partir de la génération d'ondes par détonation d'explosif, voir figure (II-5). L'onde incidente était réalisée en forme de signal presque carré. L'onde de torsion est produite en mettant le feu simultanément à deux feuilles d'explosifs collées sur des ailettes, montées symétriquement à l'extrémité d'un tube à parois épaisses, destiné à transmettre cette contrainte à l'éprouvette par l'intermédiaire d'un atténuateur d'impulsion. Cette méthode a l'avantage de produire des pulsations de courte durée avec un temps de montée de l'ordre de 10 μ s. Le problème est que la déformation plastique atteinte dans l'échantillon tubulaire est limitée. Cet inconvénient a poussé les chercheurs à utiliser une nouvelle version du dispositif S H T B.

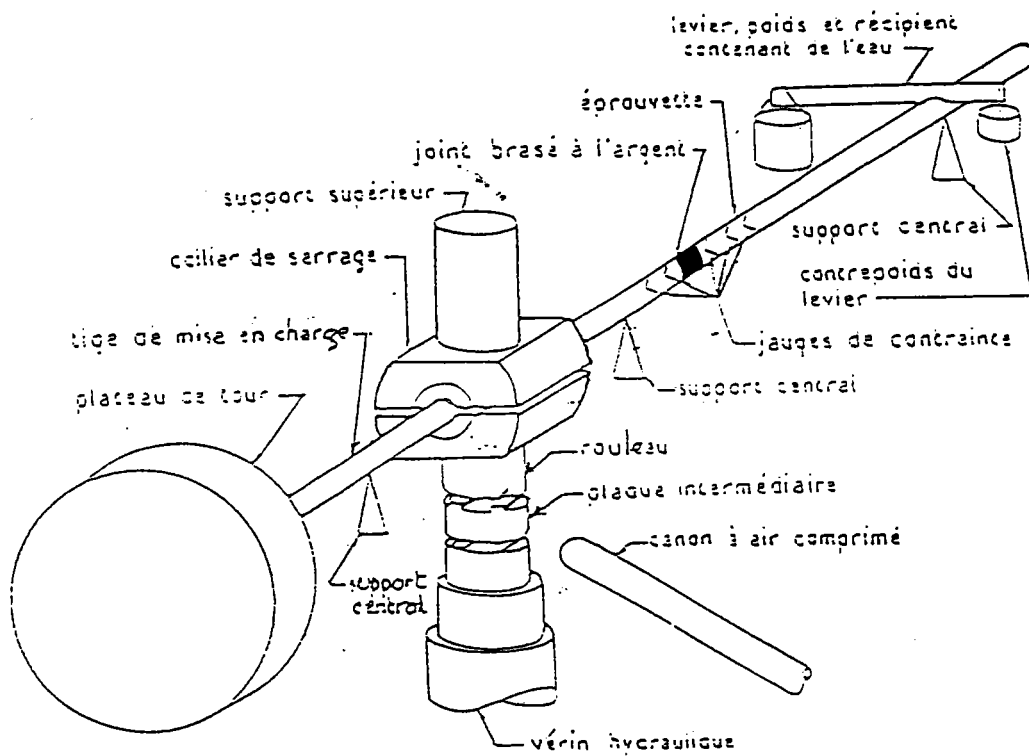


Figure II-4. Schéma de la machine de torsion par choc. Yew et col. /55,56/.

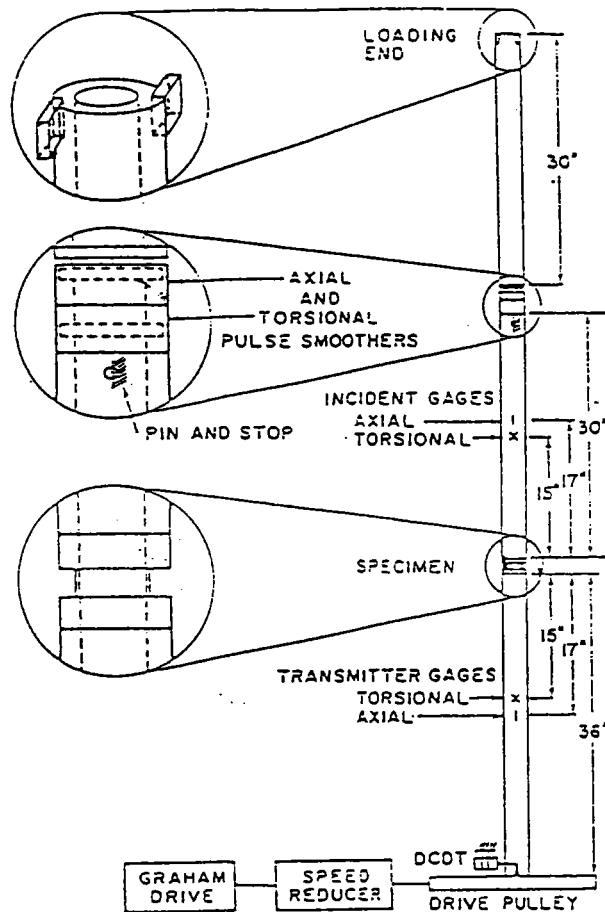


Figure II-5. Schéma du dispositif de torsion par détonation d'explosif, Duffy et col. /7,40/.

Dans la nouvelle version, la détonation d'explosif a été remplacée par le stockage d'énergie élastique par l'intermédiaire d'un système de blocage /41,56/, voir les figures (II-6) et (II-7). Le choc est appliqué par la libération soudaine d'une énergie préalablement stockée dans la barre d'entrée du dispositif, qui se traduit par la propagation d'une onde incidente à amplitude constante sous forme d'un créneau rectangulaire. L'échantillon pris en sandwich entre les deux barres d'entrée et de sortie est sollicité par une onde de torsion. Souvent les échantillons ont des impédances mécaniques différentes de celles des barres, ce qui provoque des phénomènes de réflexion et de transmission des ondes. Lorsqu'une onde se propage dans la barre incidente, elle est partiellement réfléchie et partiellement transmise à travers l'échantillon. Les mesures des déformations au passage, des ondes incidente et réfléchie dans la barre d'entrée, de l'onde transmise dans la barre de sortie, permettent d'accéder à la déformation et la contrainte de cisaillement de l'échantillon étudié.

Le principal inconvénient de cette version, qui consiste à emmagasiner un couple de torsion, provient de la difficulté à concevoir un système de blocage répondant aux critères suivants:

- a) une bonne rigidité,*
- b) une résistance empêchant tout glissement de la barre d'incidence au moment de son chargement,*
- c) une facilité d'utilisation.*

La qualité des résultats expérimentaux dépend en grande partie du choix du système de blocage. La variation de ce choix est illustrée par la figure (II-8). Ce dernier est constitué généralement de deux mâchoires articulées entre lesquelles la barre d'entrée est piégée. Deux plaquettes très rigides sont insérées dans les deux mâchoires pour renforcer le serrage. La rupture de la vis entaillée libère l'énergie élastique préalablement stockée, ce qui entraîne la génération d'ondes élastiques. Les barres de torsion présentent de nombreux avantages importants. C'est ainsi que les ondes élastiques de torsion, à l'inverse des ondes longitudinales, ne sont pas dissipatives.

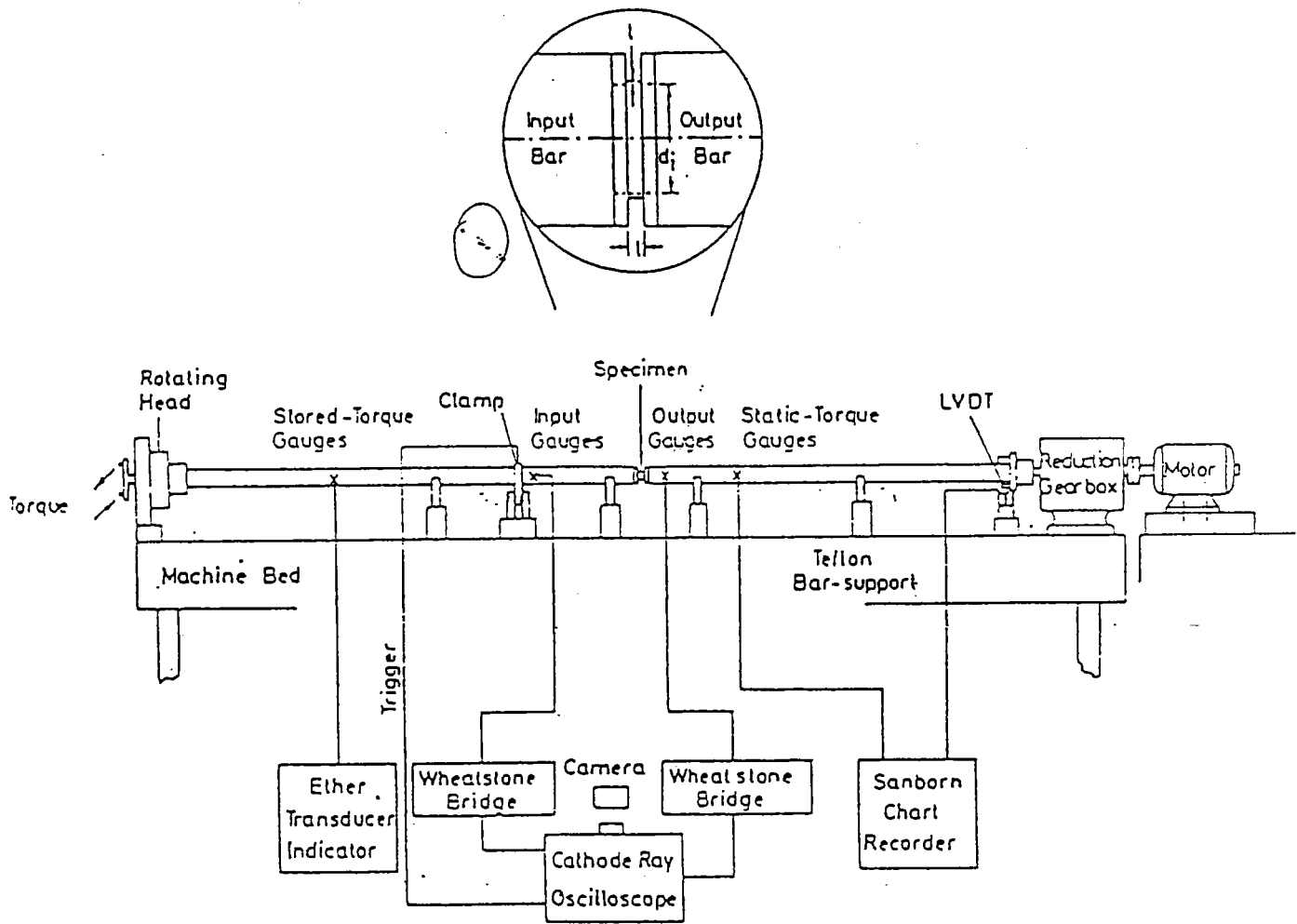


Figure II-6. Schéma du dispositif de torsion par stockage d'énergie élastique, première version de l'université d'oxford /41,42/.

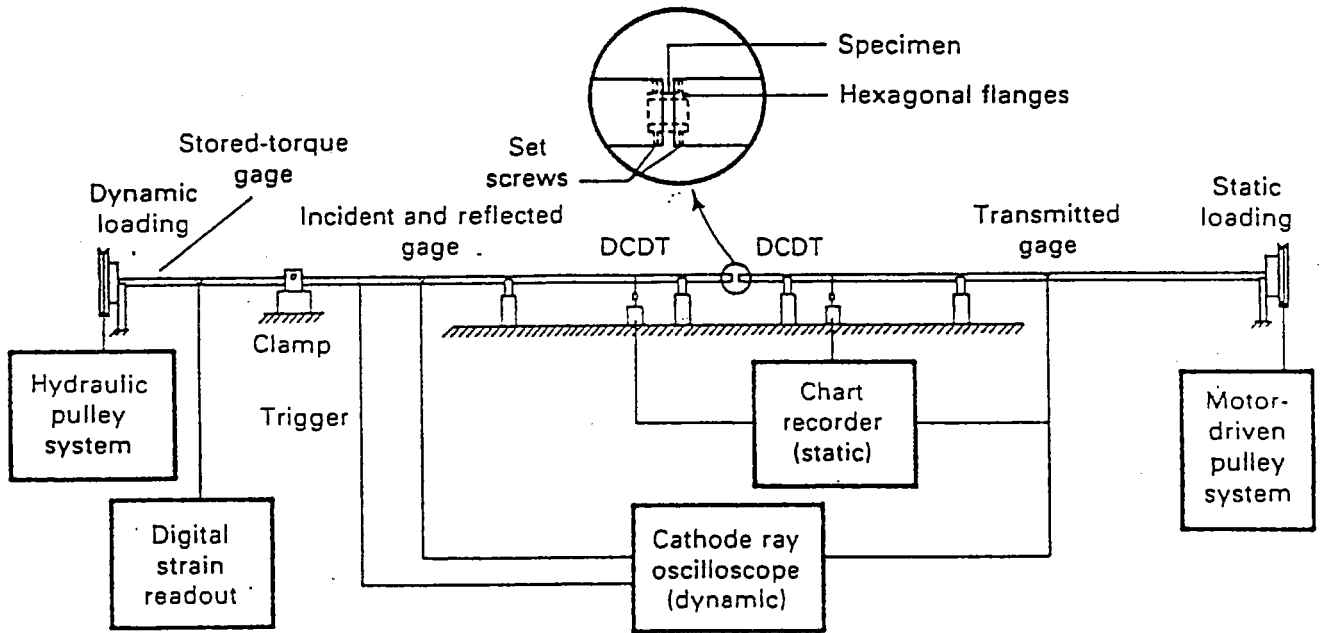


Figure II-7. Schéma du dispositif de torsion par stockage d'énergie élastique, /41,43,57/, deuxième version de l'université de Brown.

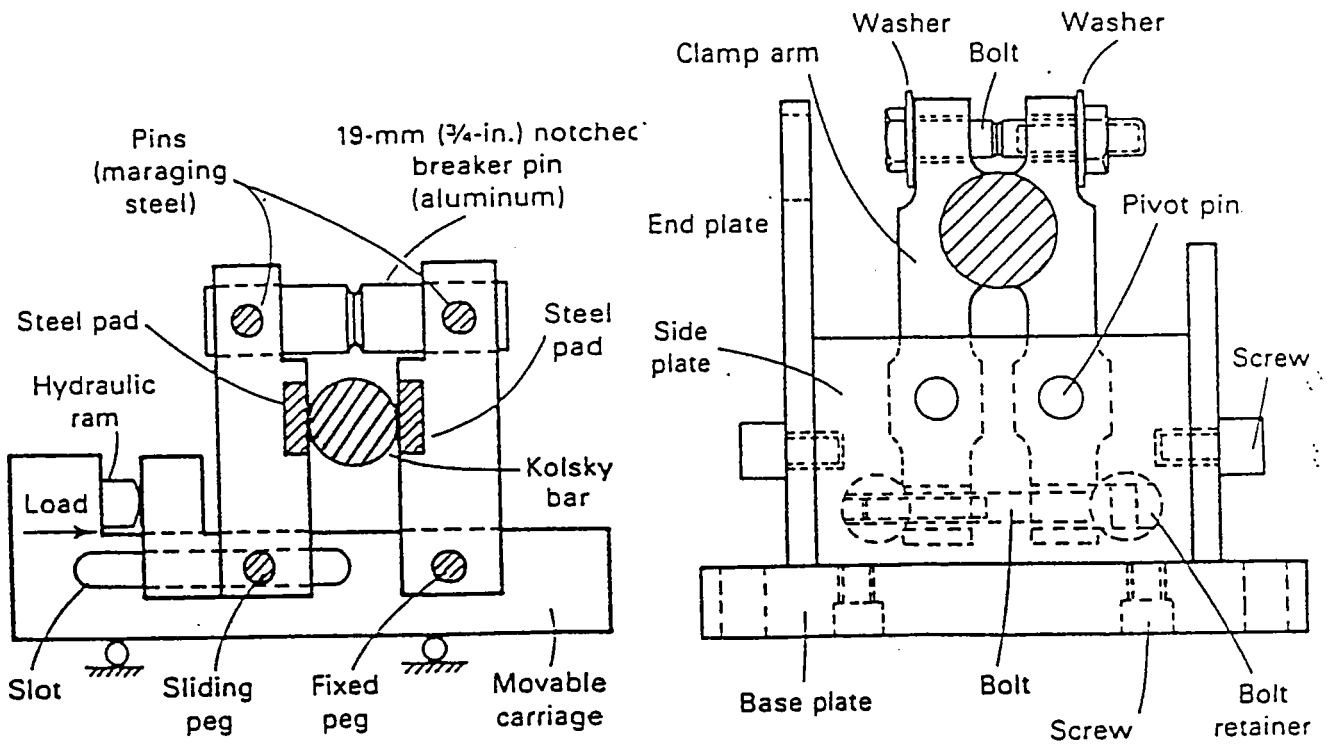
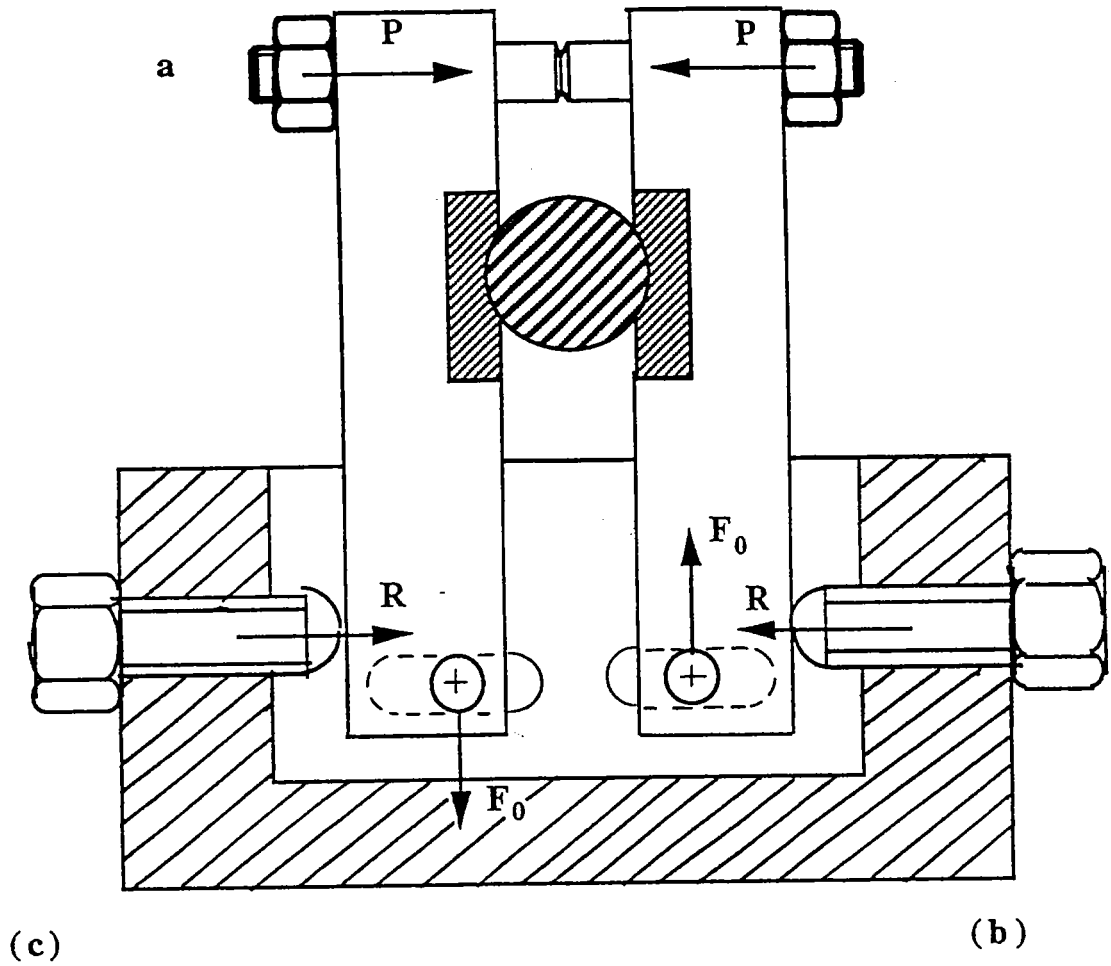


Figure II-8. Systèmes de blocage. (a) d'après Klepaczko /57/, (b) d'après /58/ et (c) d'après /59/.

II-4 THEORIE ELEMENTAIRE DE LA PROPAGATION DES ONDES DE TORSION

II-4-1 Propagation d'une onde transversale.

Considérons une barre cylindrique le long de laquelle se propage une onde de torsion provoquée par l'application brusque d'un couple à l'extrémité de cette barre, en supposant que chacune des sections transversales reste dans son propre plan et tourne autour de son centre.

L'équation unidimensionnelle de la propagation de cette onde provient de l'équilibre des efforts du couple agissant sur un petit élément de longueur δx comme le montre la figure (II-9).

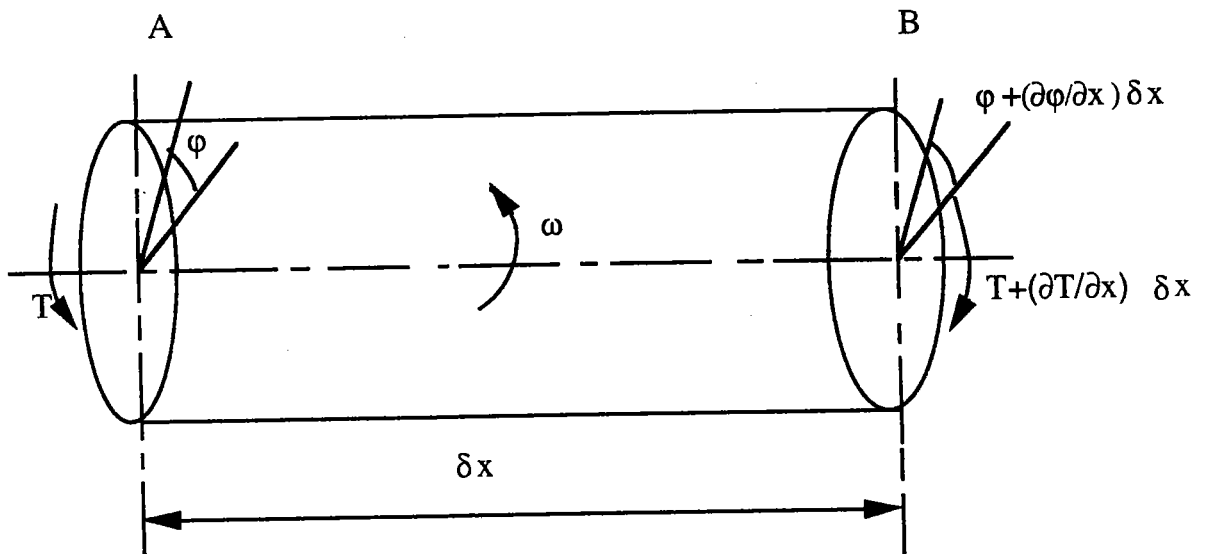


Figure II-9. Propagation de l'onde de torsion isotrope, uniforme le long d'une barre.

Soit T , un couple appliqué brusquement à l'extrémité gauche de la barre à l'instant $t=0$ et ϕ , l'angle de rotation d'un plan transversal situé à une distance x de l'origine. La vitesse angulaire dans le plan situé à la distance x de l'origine est:

$$\omega = \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (\text{II-16})$$

La déformation de cisaillement est donnée par:

$$\gamma = R \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (\text{II-17})$$

où R est le rayon de la barre.

La conservation du moment cinétique se traduit par:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = J \rho \frac{\partial \omega}{\partial t} \quad (\text{II-18})$$

où $J = \frac{1}{2} \pi R^4$ est le moment d'inertie polaire de la barre.

Pour un matériau d'élasticité linéaire, on a:

$$\tau = \mu \gamma \quad (\text{II-19})$$

où τ est la contrainte de cisaillement et μ le module de cisaillement.

La contrainte de cisaillement τ est liée au couple T appliqué à l'extrémité de la barre par la relation:

$$\tau = \frac{T R}{J} \quad (\text{II-20})$$

D'après les relations (II-19) et (II-20):

$$T = \mu J \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (\text{II-21})$$

En introduisant (II-21) dans (II-18) on obtient:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \quad (\text{II-22})$$

ou encore,

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - C_2^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0 \quad (\text{II-23})$$

C'est l'équation de propagation de l'onde de torsion le long d'une barre à la célérité $C_2 = \sqrt{\mu/\rho}$. La solution générale de cette équation est donnée par

$$\varphi = f(C_2 t - x) + g(C_2 t + x) \quad (\text{II-24})$$

où, la fonction f correspond au cas d'une onde qui se propage dans la direction des x croissants, tandis que g correspond à la situation où l'onde se propage dans la direction inverse. Les deux fonctions f et g sont des fonctions quelconques qui dépendent des conditions initiales.

II-4-2 Couple transmis par les ondes élastiques.

Dans le cas d'une barre élastique, homogène et isotrope, le couple T produit par l'onde de torsion est lié à l'angle de rotation φ de la barre par la relation (II-21). En tenant compte de l'expression de la célérité C_2 et de l'expression de ω (relation II-16), la relation (II-21) peut s'écrire comme suit:

$$T = J \rho C_2^2 \frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (\text{II-25})$$

et

$$T(t) = J \rho C_2^2 \frac{\gamma(t)}{R} \quad (\text{II-26})$$

ou encore

$$T(t) = J \mu \frac{\gamma(t)}{R} \quad (\text{II-27})$$

avec

$$\frac{\gamma(t)}{R} = \frac{\omega(t)}{C_2} \quad (\text{II-28})$$

II-4-3 Contrainte, vitesse de déformation et déformation dans l'échantillon tubulaire.

Dans le cas de la propagation des ondes dans les barres de Kolsky en torsion, la vitesse de rotation de l'échantillon $\omega = \omega_s$ est obtenue par différence entre celle de la barre d'entrée $\omega_E = \omega_I - \omega_R$ et la barre de sortie ω_T , le signe "moins" dans l'expression de ω_E vient du sens de propagation de l'onde réfléchie (sens des x négatifs).

$$\omega_s(t) = \omega_I(t) - \omega_R(t) - \omega_T(t) \quad (\text{II-29})$$

Par ailleurs, si les déformations élastiques provoquées par les ondes incidente $\gamma_I(t)$, réfléchie $\gamma_R(t)$ et transmise $\gamma_T(t)$ sont mesurées en fonction du temps, la vitesse de rotation $\omega_s(t)$ de

l'échantillon pris en sandwich entre les deux barres d'entrée et de sortie, est donnée par:

$$\omega_s(t) = \frac{C_2}{R} [\gamma_I(t) - \gamma_R(t) - \gamma_T(t)] \quad (\text{II-30})$$

Le couple moyen $T_s(t)$ appliqué à l'échantillon est exprimé par:

$$T_s = \frac{1}{2} (T_A + T_B)$$

$$T_A = T_I(t) + T_R(t)$$

et

$$T_B = T_T(t)$$

$$\text{avec } T_A = \frac{J \rho C_2^2}{R} (\gamma_I + \gamma_R) \quad \text{et} \quad T_B = \frac{J \rho C_2^2}{R} \gamma_T$$

d'où l'expression de T_s en fonction de γ_I , γ_R et γ_T :

$$T_s = \frac{1}{2} \frac{J \rho C_2^2}{R} [\gamma_I(t) + \gamma_R(t) + \gamma_T(t)] \quad (\text{II-31})$$

La contrainte de cisaillement moyenne τ_s appliquée à l'échantillon est donnée par

$$\tau_s(t) = \frac{T_s(t)}{2 \pi r_s^2 e_s} \quad (\text{II-32})$$

En tenant compte de la relation (II-31) on obtient:

$$\tau_s(t) = \frac{J \rho C_2^2}{4 \pi r_s^2 R e_s} [\gamma_I(t) + \gamma_R(t) + \gamma_T(t)] \quad (\text{II-33})$$

De même pour la vitesse de déformation de cisaillement de l'échantillon $\dot{\Gamma}_s(t)$, elle peut être déterminée en fonction des déformations $\gamma_I(t)$, $\gamma_R(t)$, $\gamma_T(t)$:

$$\dot{\Gamma}_s(t) = \frac{r_s}{l_s} \omega_s(t) \quad (\text{II-34})$$

$$\dot{\Gamma}_s(t) = \frac{C_2 r_s}{l_s R} [\gamma_I(t) - \gamma_R(t) - \gamma_T(t)] \quad (\text{II-35})$$

où l_s est la longueur utile de l'échantillon, r_s est le rayon moyen de l'échantillon et e_s est l'épaisseur de l'échantillon.

Finalement, après intégration de $\dot{\Gamma}_s$ on obtient les trois quantités $\tau_s(t)$, $\dot{\gamma}_s(t)$, $\gamma_s(t)$ en fonction du temps, avec:

$$\Gamma_s(t) = \frac{C_2 I_s}{I_s R} \int_0^t [(\gamma_I(\xi) - \gamma_R(\xi) - \gamma_T(\xi))] d\xi \quad (II-36)$$

En éliminant le temps entre les équations (II-33), (II-35) et (II-36), on obtient le comportement mécanique de l'échantillon (Γ_s, τ_s) ainsi que l'histoire de la déformation définie par les courbes ($\Gamma_s, \dot{\Gamma}_s$).

II-4-4 Cas d'un tube mince de petite longueur utile.

Généralement, le choix de l'échantillon est porté sur des tubes minces et de petite longueur utile (ne dépassant pas 5 mm voir paragraphe suivant). Si la mesure du couple transmis T_T à la barre de sortie s'effectue sur la surface de celle-ci à proximité de l'échantillon, on a donc sous condition d'équilibre des couples et en négligeant la longueur de l'échantillon devant celle des barres:

$$T_A = T_B$$

ou encore

$$T_I(t) + T_R(t) = T_T(t)$$

Par conséquent les équations (II-31) et (II-33) donnant respectivement les expressions du couple et de la contrainte deviennent

$$T_s(t) = J \rho C_2^2 \frac{\gamma_T(t)}{R} \quad (II-39)$$

et

$$\tau_s(t) = \frac{J \rho C_2^2}{2 \pi R e_s r_s^2} \gamma_T(t) \quad (II-40)$$

De même les équations (II-30), (II-35) et (II-36) se trouvent simplifiées en tenant compte de la condition d'équilibre des déformations provoquées par les ondes incidente, réfléchie et transmise:

$$\omega_I(t) + \omega_R(t) = \omega_T(t) \quad (II-41)$$

$$\gamma_I(t) + \gamma_R(t) = \gamma_T(t) \quad (\text{II-42})$$

Il en résulte en utilisant (II-41) et (II-42):

$$\omega_s = - 2 \omega_R(t) \quad (\text{II-43})$$

$$\dot{\Gamma}_s = - 2 \frac{C_2 r_s}{l_s R} \gamma_R(t) \quad (\text{II-44})$$

$$\Gamma_s = - 2 \frac{C_2 r_s}{l_s R} \int \gamma_R(t) dt \quad (\text{II-45})$$

Dans le cas d'un tube de petite longueur utile, on constate que seules les ondes réfléchiées et transmises sont utilisées pour le calcul de $\tau_s(t)$, $\dot{\Gamma}_s(t)$ et $\Gamma_s(t)$.

II-4-5 Géométrie des éprouvettes.

Dans le cas de la torsion, les échantillons sont souvent des tubes minces et de longueur utile ne dépassant pas 5 mm comme le montre la figure (II-10).

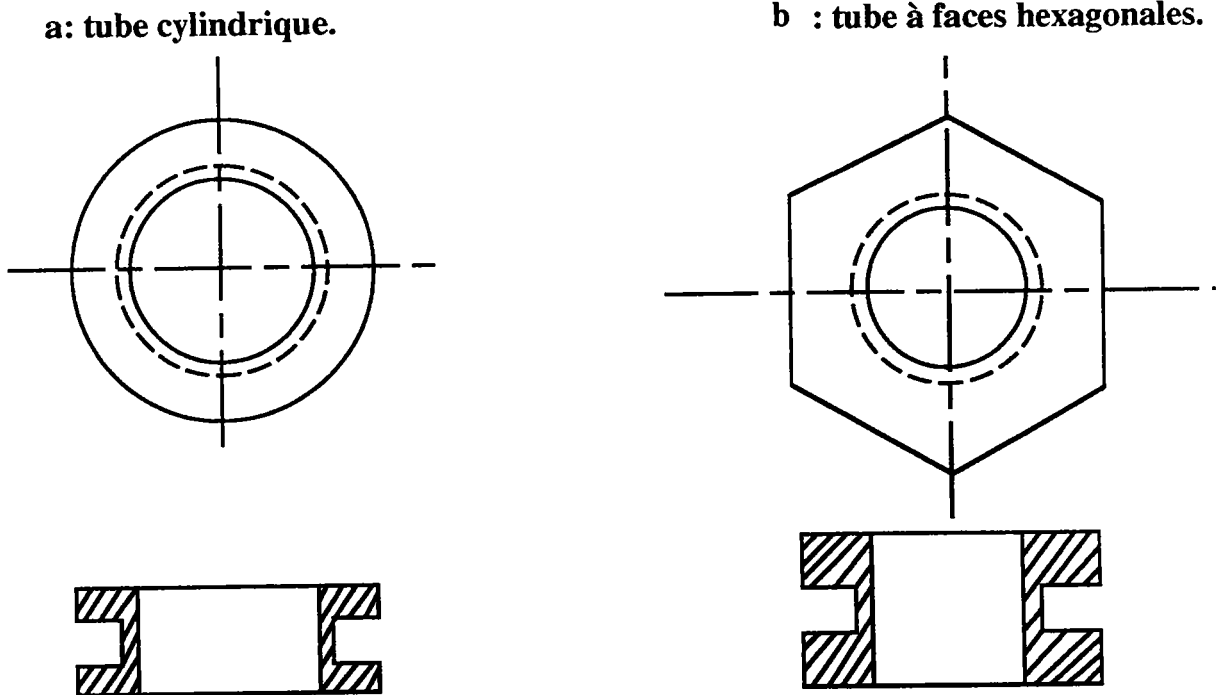


Figure II-10. Echantillons polycristallins utilisés pour les barres de Hopkinson en torsion, [7,9,40,43/.

Les échantillons représentés par la figure (II-10-a) se fixent directement sur les extrémités libres des barres d'entrée et de sortie par collage. C'est le cas par exemple des échantillons en aluminium, du cuivre ou zinc. Il est aussi possible, dans le cas des matériaux rigides, par exemple l'acier, d'utiliser des moyens mécaniques pour la fixation de l'échantillon entre les barres. Dans les deux cas, le problème de détachement de l'échantillon au cours des essais suite à des chargements mécaniques assez forts est posé. Cet inconvénient a conduit les chercheurs à utiliser des échantillons hexagonaux figure (II-10-b). Ces derniers sont encastrés par leurs extrémités à l'intérieur des extrémités libres des barres. L'inconvénient à mentionner dans ce cas est la réalisation technique difficile d'un tel usinage au niveau des extrémités libres des barres.

Malgré ces difficultés, l'utilisation des éprouvettes tubulaires reste préférentielle en torsion pure. En effet, le comportement des éprouvettes cylindriques pleines, est malheureusement moins simple puisque la limite élastique au cisaillement n'est d'abord dépassée qu'en surface, l'écrouissage se développant progressivement en profondeur dans l'éprouvette. En revanche, avec des éprouvettes tubulaires, dont l'état de contrainte est presque homogène si elles sont minces, il est possible d'analyser le développement de la limite élasto-plastique de la zone déformée, voir par exemple pour plus de détails l'analyse par élément finis de Leung (1980) /60/.

II-5 CONCLUSION

L'essai de torsion est largement employé dans le but de connaître les lois de comportement des métaux et leurs évolutions microstructurales. Cet essai est pratiqué, pour cet usage sur des éprouvettes tubulaires de faible épaisseur et de petite longueur utile. Ce mode de sollicitation permet d'éviter l'apparition d'une striction, ce qui le rend particulièrement intéressant pour l'étude des grandes déformations. Pour les grandes déformations à grandes vitesses de déformation, il est préférable d'utiliser le dispositif de Hopkinson en torsion plutôt qu'en compression ou traction, bien que la forme des courbes déformations-contraintes reste la même dans les trois cas. Un dernier avantage d'utilisation de ce dispositif, réside en la superposition de la torsion dynamique à la torsion quasi-statique. En effet, en accouplant un moteur à l'extrémité libre de la barre de sortie, la barre d'entrée étant bridée, on peut appliquer avant la sollicitation à vitesse élevée, une précontrainte (à faible vitesse de déformation) à l'éprouvette; la torsion dynamique se trouve ainsi superposée à une torsion quasi-statique appliquée à l'éprouvette. Ceci permet de distinguer l'influence de la vitesse de déformation instantanée sur la contrainte d'écoulement et celle de l'histoire antérieure de la vitesse de déformation, voir figures (II-6) et (II-7), /41,42,43/.

Bibliographie du chapitre II.

39. H. Kolsky, Proc. Phys. Soc. **B62** (1949) p.672.
40. J. Duffy, J. D. Campbell and R. H. Hawley, J. Mech., **38** (1971) p.39.
41. J. L. Lewis and J. D. Campbell, Exp. Mech.,**12** (1972) p. 520.
42. J. Lipkin, J. D. Campbell and J. D. Swearingen, J. Mech. Phys. Solids, **36** (1978) p. 251.
43. A. M. Eleiche and J. Duffy, J. Mech. Sci., **17** (1975) p. 85.
44. H. Kolsky, Stress Waves in solids, Dover Publications, Inc., New York, (1963).
45. U. S. Lindholm, Measurement of Mechanical Properties, Vol. **5**, Part 1, R. F. Bunshah, Ed. Interscience, New-York (1971) p. 199.
46. B. Hopkinson, Phil. Trans. Roy. Soc. (London), Ser. A (1914) p.213.
47. R. M. Davies, Phil. Trans. Roy. (London), Ser. A (1948) p.240.
48. H. Dharan, F. E. Hauser, Exp. Mech., **10**(1970) p.370.
49. G. L. Wulf, Institute of Physics Conference Series, N°. **21**, London (1974) p.33.
50. D. A. Gorham, Measurement of Stress-Strain Properties at High Rates of Strain, J. Harding, Ed., Institute of Physics Conference Series N°. **47**, London (1979) p.16.
51. J. M. Krafft, A. M. Sullivan and C. F. Tipper, Proc. Roy. Soc. (London) Ser. A, **236** (1956) p.24.
52. J. D. Campbell and J. Duby, Proc. Roy. Soc. (London) Ser. A, **236** (1956) p.24.
53. E. D. H. Davies and S. C. Hunter, J. Mech. Phys. Solids, **11** (1963) p.155.

54. **J. L. Chiddister** and **L. E. Malvern**, *Exp. Mech.*, **3** (1963) p.39.
55. **W. W. Baker** and **C. H. Yew**, *J. Appl. Mech.*, **33** (1966) p. 917.
56. **C. H. Yew** and **H. A. Richardson Jr**, *Exp. Mech.*, **36** (1969) p.366.
57. **J. R. Klepaczko** and **R. J. Clifton**, The propagation of plastic wave fronts in plastically deforming alloy, U. S. Army Research Office-Durham, Contrat DA-ARO-D-31-124-73-G182, Technical Report, Brown University, July 1974.
58. **D. L. Cleland** and **M. G. Stevenson**, Development of an Improved Torsional Hopkinson Bar Apparatus to Produce High Strain at Shear Strain Rates up to 10.000/s," Report 1980/IE/2, University of New South Wales, New South Wales, Australia, 1980.
59. **J. Duffy**, Mechanical Properties of Materials at High Rates of Strain, **J. Harding**, Ed., The Institute of Physics, London, (1985) p.1.
60. **E. K. C. Leung**, *Journal of Applied Mechanics*, *Trans. ASME*, **47**(1980) p. 278.

CHAPITRE III
ESSAIS REALISES

III-1 PLAN DE TRAVAIL

*Le cuivre a fait l'objet de nombreux travaux tant au niveau de ses propriétés mécaniques que microstructurales /4,6,9,42,61,62,64/. Afin de quantifier la sensibilité à la vitesse de déformation de ce dernier au niveau des **grandes déformations** et de trouver un modèle pouvant caractériser son comportement plastique, deux types d'essais mécaniques ont été réalisés au L P M M.*

Le premier type d'essais est réalisé à vitesses de déformation constantes; il s'agit des:

- a) essais à différentes vitesses de déformation, sur machine Zwick (traction- compression- **torsion**).*
- b) essais de torsion à vitesses de déformation élevées, sur un dispositif des barres de Kolsky adapté en torsion et développé au L P M M.*

*Cependant, l'écoulement plastique du cuivre ne dépend pas uniquement des paramètres usuels tels que la vitesse de déformation et la température, il dépend aussi de l'histoire de la vitesse de déformation et de la température au cours d'une sollicitation antérieure, voir chapitre I. Afin de mettre en évidence l'influence de l'histoire de la vitesse de déformation, des essais avec **changement de vitesse de déformation**, sont effectués. En premier lieu les échantillons sont déformés en torsion sur machine Zwick (cas quasi-statiques), puis, sur le dispositif des barres de Kolsky adapté pour les essais de torsion (cas des essais à vitesses élevées). Les méthodes d'essais, le principe des mesures et la préparation des échantillons font l'objet de ce chapitre.*

III-2 ESSAIS DE TORSION A DIFFERENTES VITESSES DE DEFORMATION

III-2-1 Dispositif expérimental.

Les essais de torsion à différentes vitesses de déformation sont réalisés sur une machine de Traction-Torsion-Compression, figure (III-1). Cette machine peut être décomposée en deux sous ensembles comprenant la partie hydro-mécanique et la partie commandes et mesures.

III-2-2 Partie hydro-mécanique en torsion.

La partie hydro-mécanique est composée d'un premier bloc purement mécanique équipé de deux vérins hydrauliques indépendants. Le premier réalise la traction et la compression, tandis que le deuxième réalise la torsion. Ce dernier est capable de délivrer un couple maximal de 150 Nm et un angle de rotation allant jusqu'à 100° pour des périodes d'essais allant de 1 ms à 10³ h avec une vitesse maximale de l'ordre de $\omega_{\max} \cong 2000$ °/s. Le deuxième bloc est constitué d'un groupe hydraulique.

III-2-3 Partie commandes et mesures.

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

- a) Un oscilloscope numérique à quatre voies "Gould type 1604" permettant de visualiser les signaux donnant l'évolution de l'angle de rotation et du couple appliqué
- b) Un pont extensométrique utilisé en quart de pont servant à contrôler et à étalonner le couple. Ce dernier est relié à une cellule formée d'une jauge d'extensométrie fixée sur le bloc de montage de l'éprouvette, pour assurer l'étalonnage aussi bien de la machine de torsion-traction-compression que des barres de Kolsky en torsion lors des essais dynamiques
- c) Un traceur (X,Y) en liaison avec l'oscilloscope assure le traçage des oscillogrammes obtenus
- d) Un voltmètre relié à la commande de la force axiale qui doit rester nulle tout au long de l'essai. L'ensemble est piloté par le logiciel "Gould" réalisé au L P M M sur micro-ordinateur PC en langage HP BASIC. Ce dernier permet aussi le stockage des données expérimentales sous forme de fichier numérique et de graphique, voir figure (III-1).

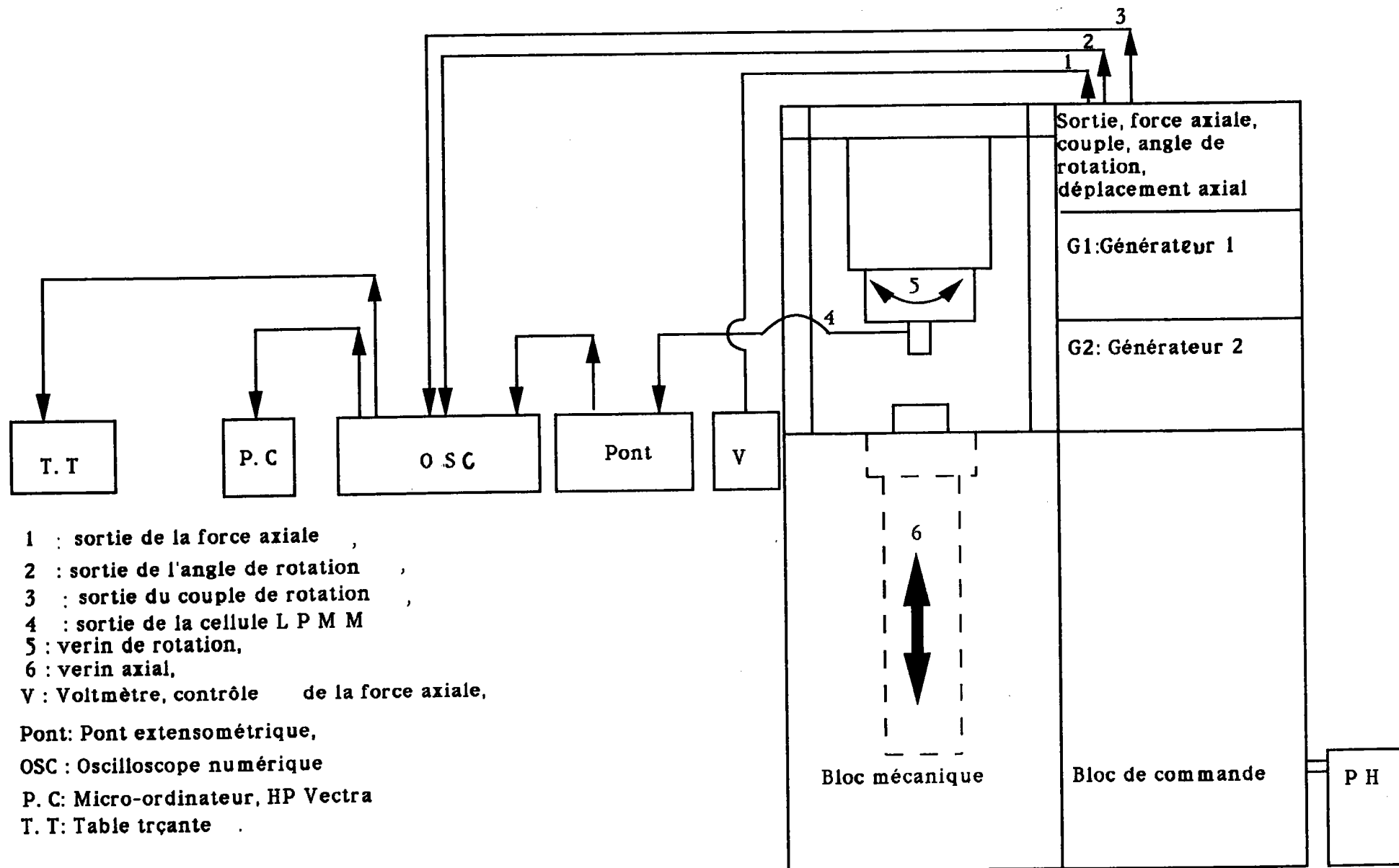


Figure III-1. Dispositif de traction, compression et torsion

III-2-4 Préparation des éprouvettes.

Tous les essais sont réalisés sur des échantillons de cuivre pur (99.96% Cu). Ceux-ci se présentent sous forme de tubes minces de longueur utile $l_s = 5$ mm et d'épaisseur $e_s = 1$ mm (pour plus de précision sur la géométrie de l'éprouvette voir la figure III-2).

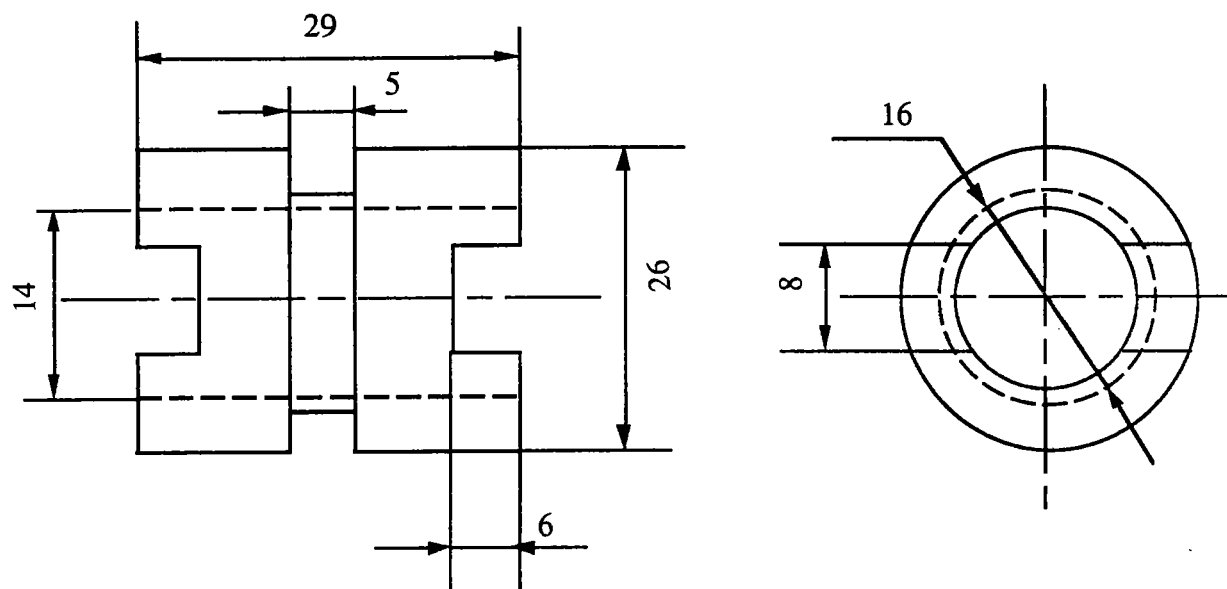


Figure III-2. Géométrie des éprouvettes utilisées pour les essais quasi-statique et dynamique.

Ce choix a été imposé pour éviter les difficultés de montage de l'éprouvette (voir par exemple les inconvénients des éprouvettes étudiées dans le chapitre II). En effet la forme des éprouvettes utilisées rend le montage de celles-ci plus facile. L'éprouvette ici n'est ni collée ni fixée à l'aide de moyens mécaniques complexes. Les extrémités de l'éprouvette sont liées par deux clavettes au bloc de montage dans le cas des essais quasi-statiques et directement à l'extrémité libre de chaque barre dans le cas des essais à vitesses élevées. Ceci évite un usinage compliqué du bloc de montage dans le cas quasi-statique et des extrémités des barres dans le cas des essais à grandes vitesses de déformation.

Avant l'essai, les échantillons sont soumis à un traitement thermique de recuit sous atmosphère sèche d'argon. Le cycle de recuit est de 550 °C pendant deux heures puis refroidissement dans le four jusqu'à la température ambiante. Le temps de montée jusqu'à la température constante de recuit est d'une heure. La taille moyenne des grains après ce recuit est de l'ordre de 78 μm .

III-2-5 Description des essais.

Cinq séries d'éprouvettes ont été déformées à des vitesses de déformation constantes: $\dot{\Gamma}_1 \cong 7.10^{-3} \text{ s}^{-1}$, $\dot{\Gamma}_2 \cong 3.10^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\dot{\Gamma}_3 \cong 1. \text{ s}^{-1}$, $\dot{\Gamma}_4 \cong 10 \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\Gamma}_5 \cong 60 \text{ s}^{-1}$ et à température ambiante $T = 298 \text{ K}$. Pour réaliser ces conditions de déformation on impose à la machine des vitesses de rotations constantes: $\omega_1 \cong 4.10^{-3} \text{ rd/s}$, $\omega_2 \cong 3.10^{-1} \text{ rd/s}$, $\omega_3 \cong 6.10^{-1} \text{ rd/s}$, $\omega_4 \cong 6. \text{ rd/s}$ et $\omega_5 \cong 25. \text{ rd/s}$. L'angle de rotation imposé à la machine est limité à $\varphi_1 = 50^\circ$. La déformation atteinte dans ces conditions est de l'ordre de $\Gamma_1 \cong 1.3$. Pour évaluer l'effet de changement de vitesse de déformation au niveau des déformations plus élevées, une sixième série d'éprouvettes a été déformées à la même vitesse de déformation $\dot{\Gamma}_1 \cong 7.10^{-3} \text{ s}^{-1}$ avec un angle de rotation $\varphi_2 = 100^\circ$. Dans ces conditions la déformation maximale atteinte est de l'ordre de 2.5. L'évolution du couple exercé par la machine sur l'éprouvette et celle de l'angle de rotation φ au cours du temps sont mesurées et visualisées par l'oscilloscope numérique en fonction du temps et stockées sur PC sous forme de fichier de points (t,T) et (t,φ) . La figure (III-3) illustre un oscillogramme montrant les courbes $\varphi(t)$ et $T(t)$ obtenues par l'oscilloscope et tracées par le traceur (X,Y).

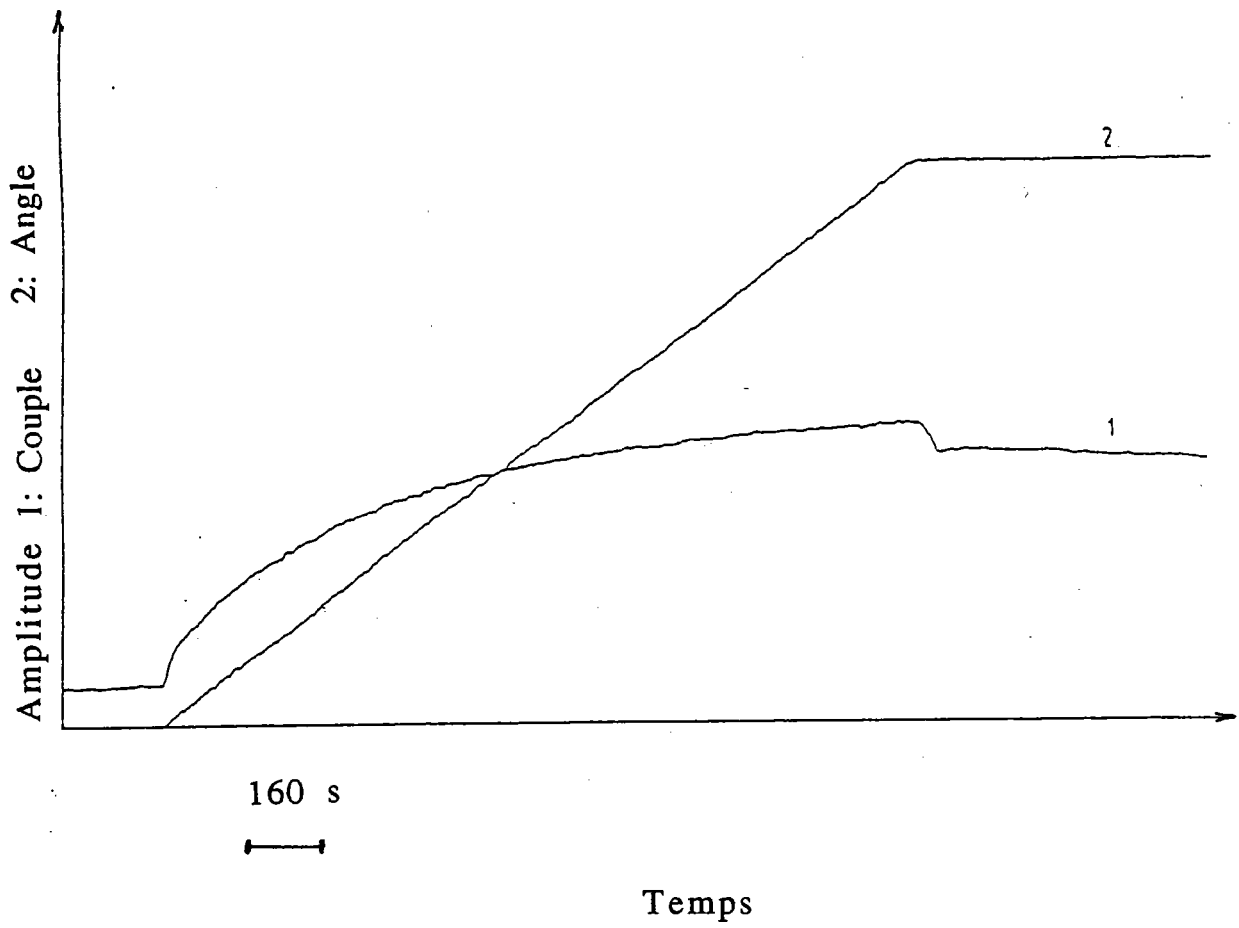


Figure III-3. Oscillogramme des courbes $\varphi(t)$ et $T_s(t)$ des essais quasi-statiques.

III-3 TRAITEMENT DES DONNEES

III-3-1 Déformation, vitesse de déformation et contrainte de cisaillement.

Les données expérimentales enregistrées par l'oscilloscope et stockées sur PC, subissent un traitement numérique. Les calculs nécessaires au traçage des courbes de contraintes-déformations en cisaillement sont décrits ci dessous.

III-3-1-1 Déformation de cisaillement.

La déformation de cisaillement Γ est définie comme étant le gradient de déformation subi par l'éprouvette sous l'effet d'un couple, (voir chapitre I). Sa relation avec les dimensions de l'éprouvette, est donnée par la relation (III-1), voir figure (III-4).

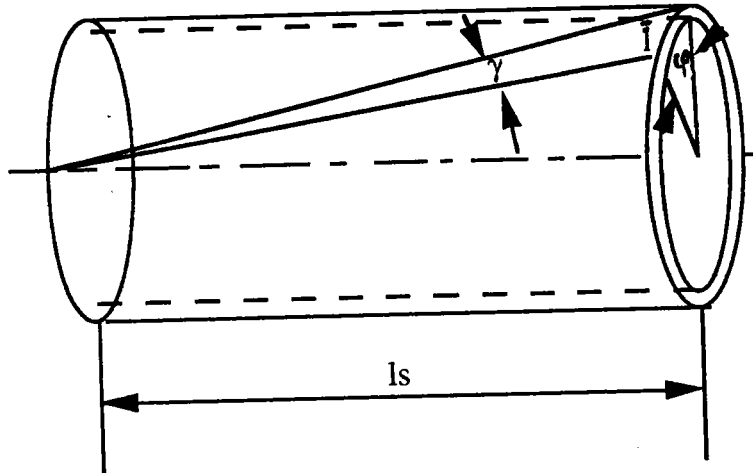


Figure III-4. Portion de l'éprouvette déformée.

$$\Gamma_s = \frac{\bar{l}}{l_s} \quad (\text{III-1})$$

où l_s est la longueur utile de l'échantillon. L'angle de torsion ϕ de l'extrémité de l'échantillon est lié à la longueur l par:

$$\bar{l} = r_s \phi \quad (\text{III-2})$$

r_s est le rayon moyen de l'échantillon,

$$r_s = \frac{r_e + r_i}{2} \quad (\text{III-3})$$

Où r_e et r_i sont respectivement le rayon externe et le rayon interne de l'échantillon.

L'oscilloscope enregistre $\varphi(t)$. En introduisant (III-2) dans l'équation (III-1) on obtient $\Gamma(t)$:

$$\Gamma_s(t) = \frac{r_s}{l_s} \varphi(t) \quad (\text{III-4})$$

Ainsi, l'évolution de la déformation au cours du temps est donnée par les courbes $\Gamma_s(t)$.

III-3-1-2 Vitesse de déformation de cisaillement.

La vitesse de déformation $\dot{\Gamma}_s$ est définie par:

$$\dot{\Gamma}_s(t) = \frac{d\Gamma_s(t)}{dt} \quad (\text{III-5})$$

Par dérivation numérique de l'équation (III-4) on obtient l'évolution de la vitesse de déformation $\dot{\Gamma}_s(t)$ au cours du temps. L'élimination de ce dernier entre (III-4) et (III-5) nous donne l'histoire de la vitesse de déformation, $\dot{\Gamma}(\Gamma)$. La vitesse de déformation est liée aussi à la vitesse de rotation ω du vérin. En effet en remplaçant $\Gamma_s(t)$ par son expression donnée par la relation (III-4) dans (III-5) on obtient:

$$\dot{\Gamma}_s(t) = \frac{r_s}{l_s} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (\text{III-6})$$

avec $d\varphi(t)/dt = \omega(t)$, la vitesse de rotation du vérin. D'où une relation qui permet de fixer la vitesse de rotation du vérin pour une vitesse de déformation désirée, voir relation (II-34).

III-3-1-2 Couple et contrainte de cisaillement appliqués.

Le couple T_s appliqué à l'échantillon est donné par:

$$T_s = 2 \pi r_s^2 e_s \tau_s \quad (\text{III-7})$$

où e_s est l'épaisseur de paroi de l'échantillon $e_s = r_e - r_i$ et τ_s est la contrainte de cisaillement moyenne dans l'échantillon.

Le couple appliqué à l'échantillon est enregistré au cours du temps par l'oscilloscope $T_s(t)$; voir l'illustration de son évolution sur la figure (III-3). Son report dans la relation (III-7) donne la contrainte de cisaillement $\tau_s(t)$ en fonction du temps, relation (II-32):

$$\tau_s(t) = \frac{T_s(t)}{2 \pi r_s^2 e_s} \quad (\text{III-8})$$

Finalement, en supprimant le temps entre les relations (III-4), (III-6) et (III-8) on obtient les courbes contraintes-déformations, $\tau_s(\Gamma_s)$ accompagnées de l'histoire de la déformation définie par les courbes $\dot{\Gamma}(\Gamma)$, voir les figures illustrant ces résultats expérimentaux au chapitre IV.

III-4 ESSAIS DE TORSION DYNAMIQUES

III-4-1 Le dispositif des barres de Kolsky adapté en torsion, version L P M M.

Une représentation schématique du dispositif des barres de Kolsky adapté en torsion réalisé au L P M M et utilisé pour nos essais est fournie par la figure (III-5), /62,65/, ainsi que le diagramme des caractéristiques dans le plan de Lagrange (x,t) figure (III-6).

Le montage de torsion dynamique dans sa version L P M M est constitué de deux barres d'acier (Marval 18H), de même dimensions; diamètre $D = 30$ mm et longueur active $L = 3800$ mm, parfaitement alignées. L'échantillon est localisé entre la barre d'incidence (barre d'entrée) et la barre de transmission (barre de sortie). Les deux barres sont équipées de jauges de déformation T_1 ; T_2 ; T_3 . La jauge T_1 est collée sur la barre d'incidence à proximité du moto-réducteur R_1 , elle permet de maîtriser l'imposition du couple initial T_i appliqué par ce dernier. Les jauges T_2 et T_3 sont montées en quart de pont et collées respectivement sur la barre d'incidence à proximité du système de blocage C et sur la barre de transmission à proximité de l'échantillon. Elles permettent de détecter le passage des ondes incidente et réfléchie dans la barre d'incidence et l'onde transmise dans la barre de transmission. Les signaux ainsi détectés, sont amplifiés par les amplificateurs A_1 et A_2 avant d'être visualisés sur l'oscilloscope DO et stockés dans le micro-ordinateur PC. Les jauges T_2 et T_3 sont alimentées par deux sources de tension continue S_1 et S_2 , tandis que la jauge T_1 est reliée directement à un pont électrique type pont de Wheatstone (SC). Le dispositif est équipé d'un deuxième moteur R_2 accouplé à l'extrémité libre de la barre de sortie. Ce dernier permettra à l'avenir d'appliquer avant la sollicitation dynamique un chargement quasi-statique à l'éprouvette pour réaliser des sauts de vitesse de déformation. En plus de la superposition de la torsion à différentes vitesses de déformation et les sauts de vitesse, ce dispositif présente d'autres avantages, parmi lesquels, nous pouvons citer sa capacité d'atteindre une déformation relativement plus élevée $\Gamma \cong 0.4$, que celle obtenue à l'aide des dispositifs classiques. Ce niveau de déformation atteint est dû en grande partie à la longueur active des barres ainsi qu'au système de blocage C utilisé. Ce dernier, similaire à celui conçu par Klepaczko /57/, est constitué de deux mâchoires articulées à l'extrémité en contact avec le support du dispositif. Les deux autres extrémités sont maintenues par une pièce métallique entaillée en son milieu pour faciliter la rupture après le

chargement de la barre d'entrée, voir figure (III-7). Il présente deux avantages essentiels:

- a) Sa rigidité vis à vis de tout glissement de la barre d'entrée lors de son chargement permettant ainsi un stockage parfait de l'énergie élastique nécessaire pour générer une onde de torsion
- b) Sa facilité d'utilisation, en particulier la rupture de sa vis entaillée.

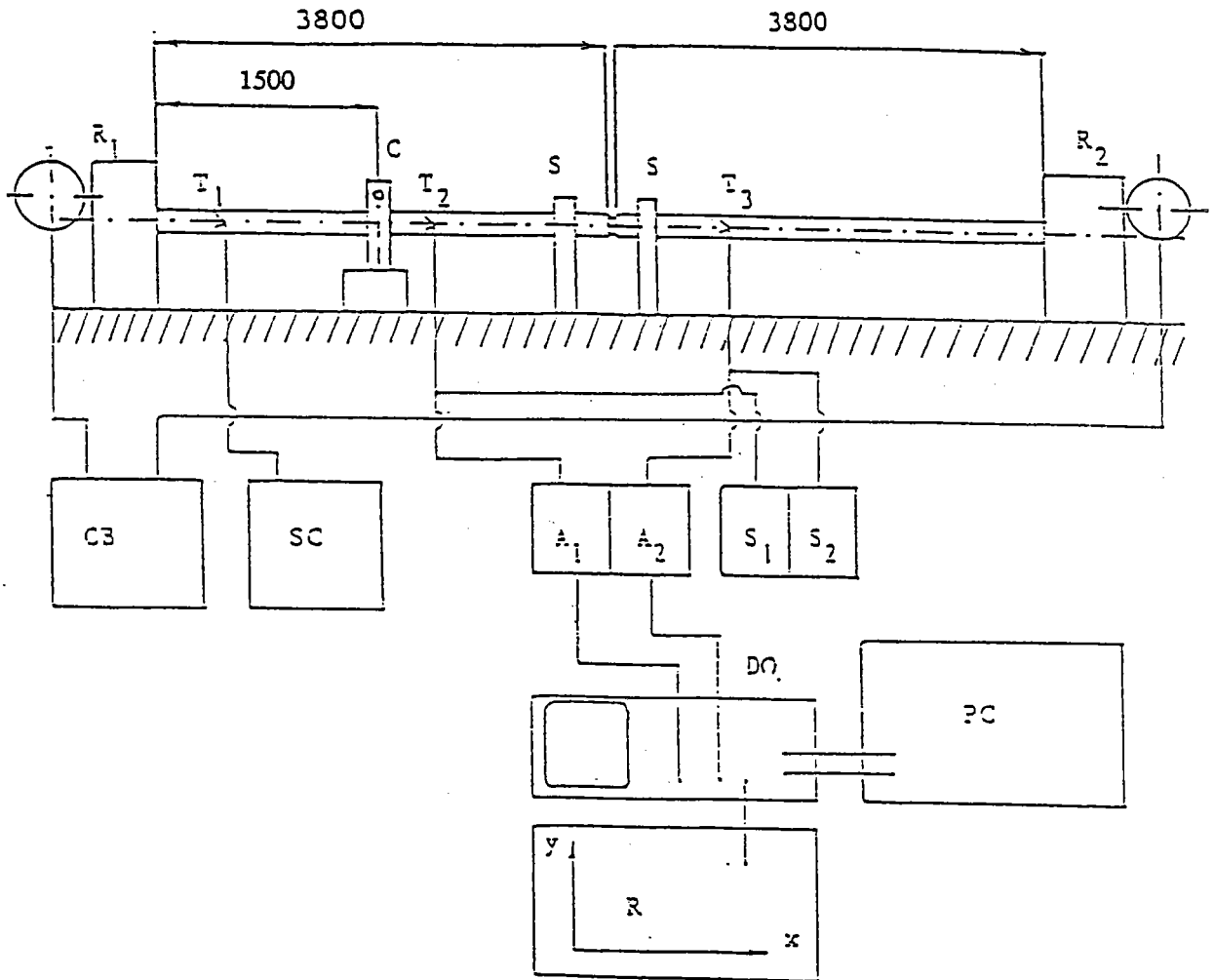


Figure III-5. Dispositif de torsion type Hopkinson, L P M M, / 65/. (R_1, R_2): Moto-réducteurs- T_1 : Jauge de mesure du couple appliqué- (T_2, T_3): Jauges de mesure des ondes de torsion incidente et réfléchie d'une part et transmise de l'autre part- S: Supports des barres- C: Système de blocage CB: Alimentation des moto-réducteurs et contrôle de la vitesse de chargement des barres- SC: Pont de contrôle du couple appliqué- (S_1, S_2): Alimentation des jauges (T_2, T_3)-(A₁, A₂): Amplification des signaux de sorties- DO: Oscilloscope- PC: Micro-ordinateur- R: Traceur (X,Y).

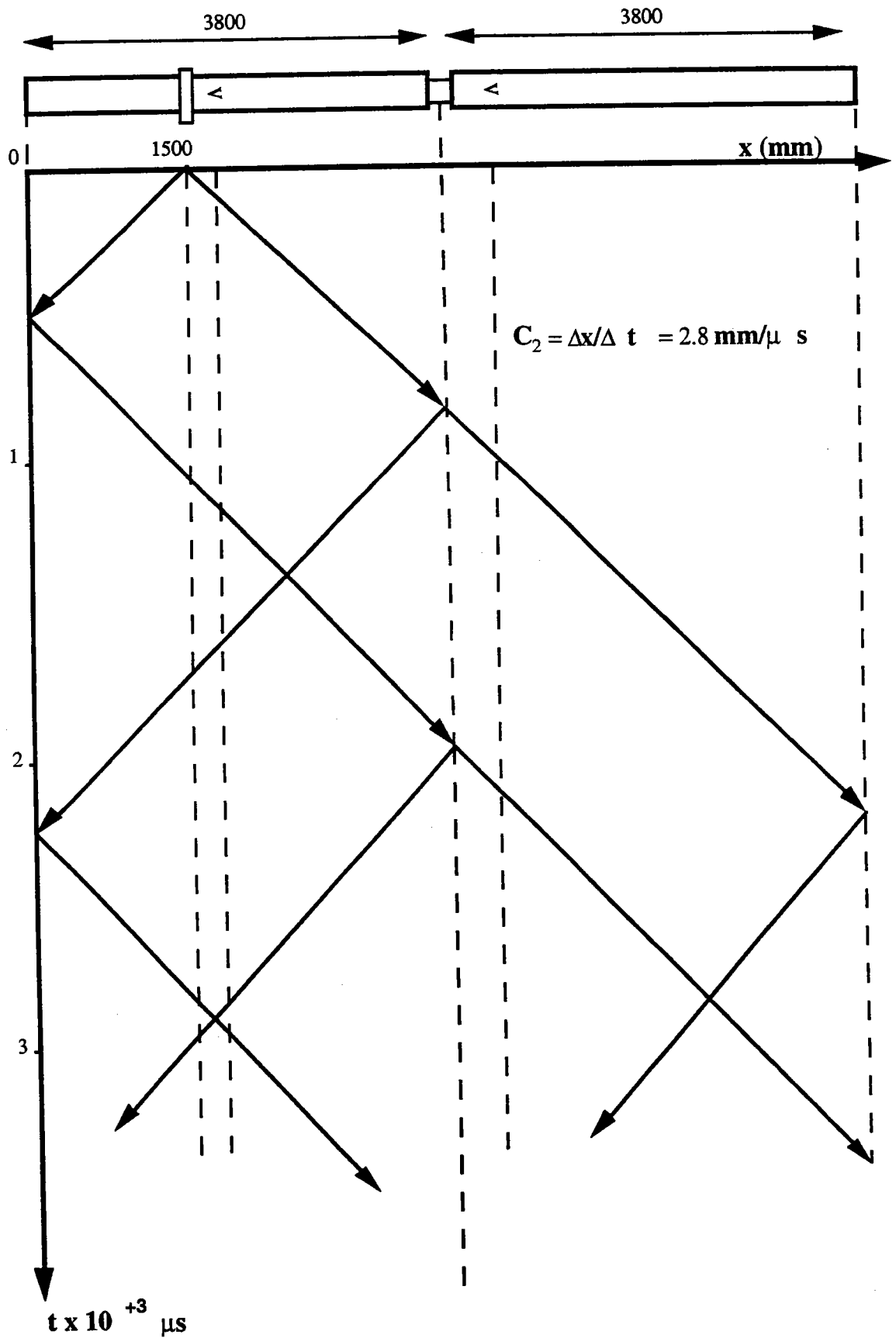


Figure III-6. Diagramme des caractéristiques dans le plan de Lagrange (x, t) .

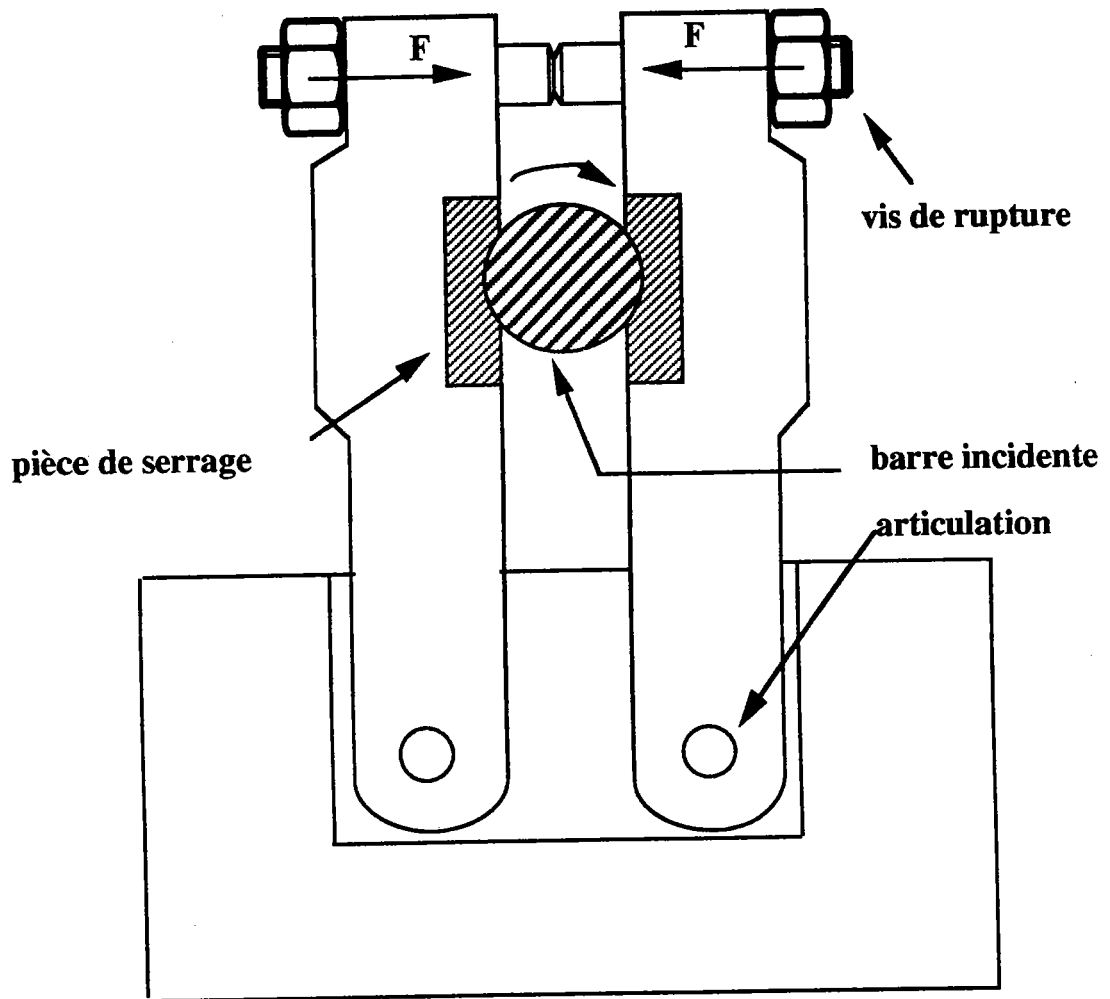


Figure III-7. Système de serrage utilisé pour nos essais,/65/.

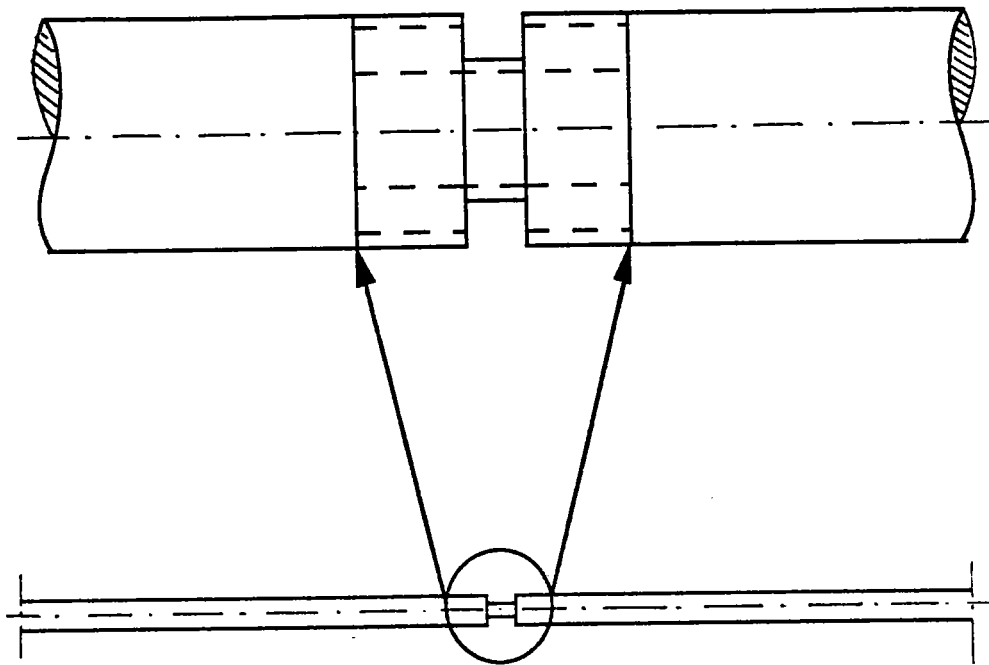


Figure III-8. Représentation schématique du montage de l'éprouvette sur les barres de Hopkinson.

III-4-2 Mise en oeuvre des essais dynamiques.

Deux types d'essais à grandes vitesses de déformation ont été effectués en torsion sur les éprouvettes tubulaires de cuivre de la figure (III-2). En premier lieu, pour évaluer l'influence de la vitesse de déformation, des éprouvettes vierges ont été déformées à la vitesse de déformation $\dot{\Gamma} \approx 300 \text{ s}^{-1}$ et à température ambiante $T = 298 \text{ K}$ sur le dispositif des barres de Kolsky. La déformation de cisaillement atteinte par ce dispositif est de l'ordre de $\Gamma \approx 0.4$, ce qui nous a poussé à charger successivement ces éprouvettes six à huit fois dans les mêmes conditions de déformation pour atteindre des déformations beaucoup plus élevées.

La déformation cumulée atteinte après ces chargements est de l'ordre de $\Gamma \approx 3$. L'écoulement du cuivre ne dépend pas seulement de la vitesse de déformation (voir par exemple les résultats bibliographiques du chapitre I et II). Il dépend aussi de l'histoire de la vitesse de déformation. La mise en évidence de cette influence a été elle aussi effectuée expérimentalement. Pour ce faire les échantillons déjà déformés en torsion, à des faibles et moyennes vitesses de déformation de cisaillement, sont de nouveau chargés deux fois successivement à vitesse de déformation élevée $\dot{\Gamma} \approx 300 \text{ s}^{-1}$ et à température ambiante $T =$

298 K sur le même dispositif, et de la même manière. Les chargements ainsi agencés nous ont permis de superposer la torsion à faibles vitesses de déformation à la torsion à vitesse élevée et évaluer l'effet la vitesse de déformation sur l'écoulement plastique du cuivre ainsi que l'effet de l'histoire de la vitesse de déformation.

III-4-2-1 Chargement de la barre d'incidence.

L'échantillon tubulaire étant localisé entre les deux barres voir figure (III-8), l'essai débute alors par le serrage de la vis entaillée du système de blocage, l'alimentation électrique des jauges T_2 et T_3 et l'initialisation du pont SC et de l'oscilloscope. La mise en charge de la barre d'entrée est effectuée par un couple, qui se propage le long de la barre d'incidence vers l'échantillon. En effet, après rupture de la vis entaillée du système de blocage une onde de torsion est générée par relâchement soudain du couple initial T_i préalablement emmagasiné entre l'extrémité de la barre d'incidence encastrée au moto-réducteur R_1 et le système de blocage C. Le temps de montée d'un tel essai est de l'ordre de 30 μ s. Il faut noter que le pont SC est systématiquement contrôlé lors des essais pour une bonne maîtrise du couple de chargement initial.

III-4-2-2 Effet de de la propagation de l'onde de torsion.

Dans un essai, si T_i représente l'amplitude du couple initial, après relâchement de ce dernier, une onde de torsion d'amplitude $T_i/2$ se propage vers l'échantillon; c'est l'onde incidente, tandis qu'une onde d'égale amplitude et du même type se propage vers le moto-reducteur R_1 , voir le diagramme de Lagrange figure (III-6). Une portion de l'onde incidente se trouve réfléchi au niveau de l'échantillon tandis que l'autre portion est transmise dans la barre de sortie à travers l'échantillon.

La mesure des déformations des ondes élastiques $\gamma_I(t)$, $\gamma_R(t)$ et $\gamma_T(t)$ provoquées par le passage respectivement des ondes incidente, réfléchi et transmise au niveau de l'échantillon se fait de la façon suivante:

a) Après relâchement du couple initial T_i , les ondes incidente $\gamma_I(t)$ et réfléchi $\gamma_R(t)$ sont détectées par la jauge T_2 sur la barre d'incidence

b) L'onde transmise $\gamma_T(t)$ est détectée par la jauge T_3 sur la barre de transmission, voir la figure (III-9) illustrant les trois ondes incidente, réfléchie et transmise.

Le traitement numérique des déformations provoquées par ces ondes après les avoir enregistrées sur oscilloscope et sauvegardées sur le micro-ordinateur nous permet de déduire l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la déformation, $\tau_s(\Gamma)$ ainsi que l'histoire de la déformation de cisaillement $\dot{\Gamma}(\Gamma)$ à partir des relations (II-40), (II-41), (II-44) et (II-45).

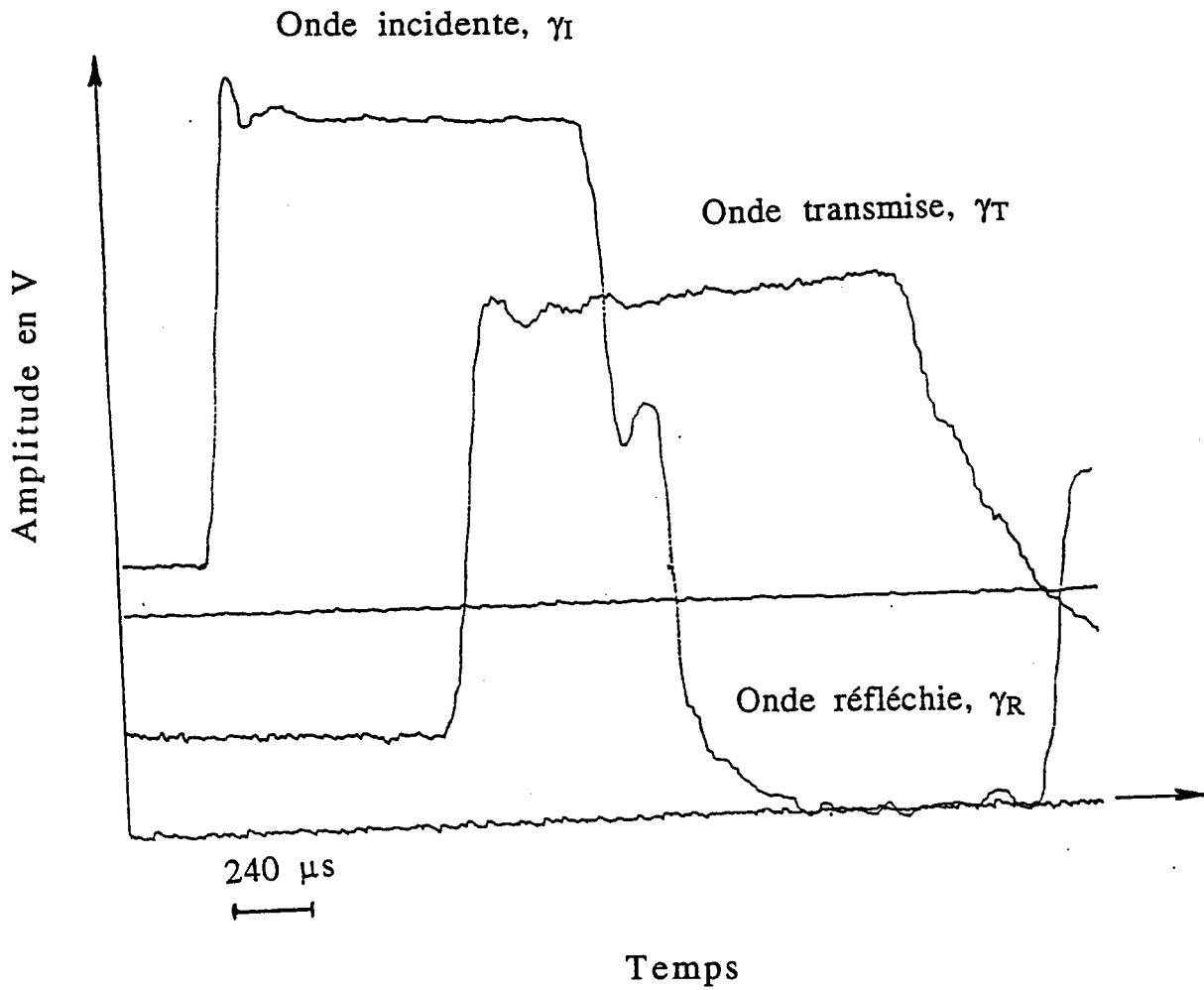


Figure III-9. Oscillogramme illustrant les trois ondes: incidente, réfléchie et transmise en fonction du temps: $\gamma_I(t)$, $\gamma_R(t)$ et $\gamma_T(t)$.

III-5 DETERMINATION DU COMPORTEMENT DE L'ECHANTILLON

Les données expérimentales enregistrées par l'oscilloscope subissent un traitement numérique basé sur la théorie unidimensionnelle de la propagation des ondes de torsion (voir chapitre II). Les influences dues aux interfaces où se trouvent des variations de section droite sont négligées. Les calculs nécessaires au traçage des courbes contraintes-déformations et vitesses-déformations en cisaillement dynamique sont décrits au paragraphe II-4-4. La valeur de la célérité $C_2 \cong 2.8 \text{ mm}/\mu\text{s}$ a été déterminée expérimentalement. Un exemple des résultats ainsi obtenus est représenté sur la figure (III-10). Elle représente la courbe contrainte-déformation accompagnée de l'histoire de la vitesse de déformation. Ces deux courbes sont obtenues en éliminant le temps entre les relations (II-40), (II-44) et (II-45).

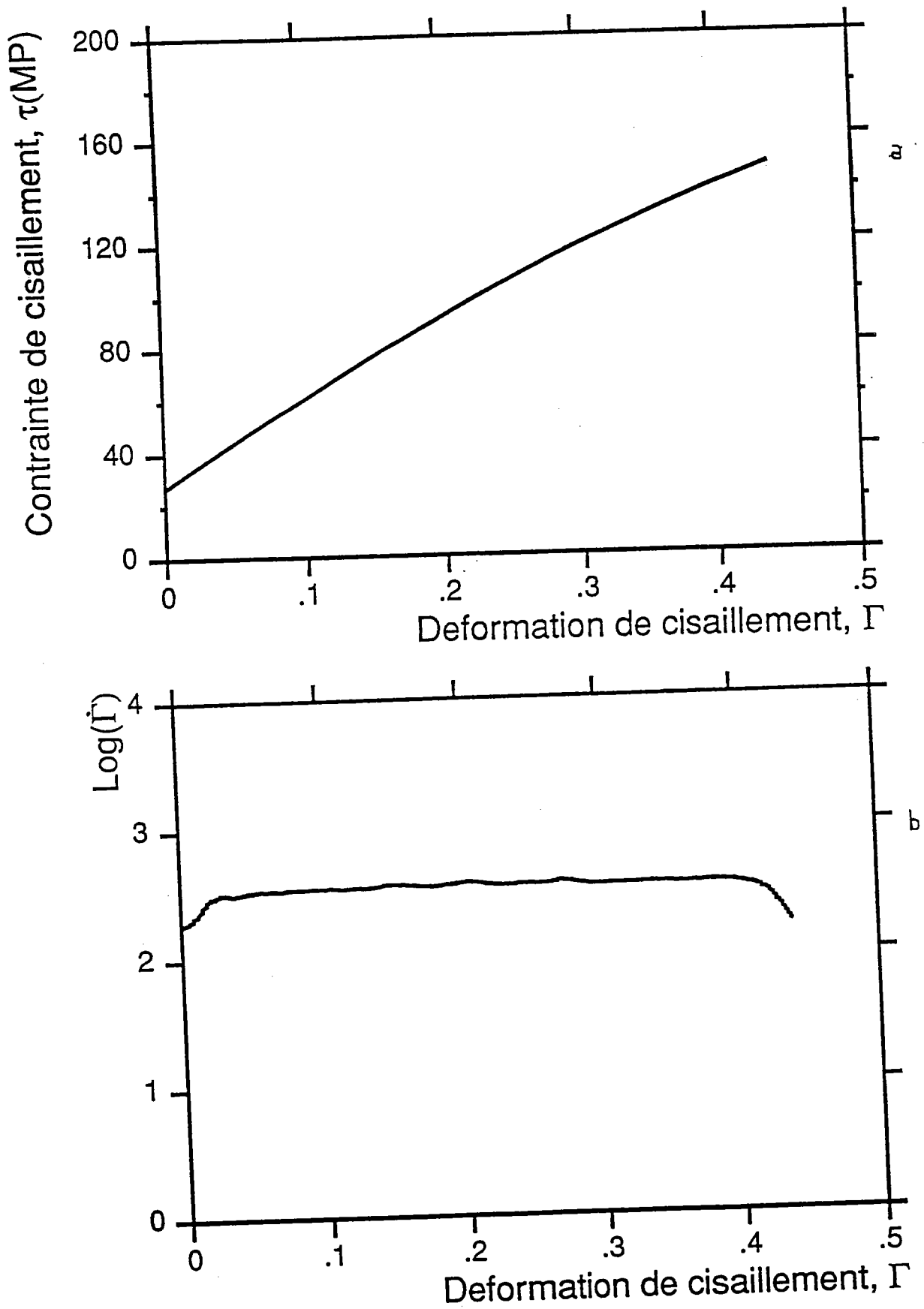


Figure III-10. (a) Exemple de courbe contraintes-déformations dans le cas des essais à grande vitesse, (b) histoire de la vitesse de déformation.

Bibliographie du chapitre III

61. **S. Dujardin, G. Gazeaud et A. Lichtenberger**, Journal de Physique, Coll. C3, Suppl. N°. 9, 49 (1988) p.55.
62. **J. R. Klepaczko**, Mécanique, Modélisation Numérique et Dynamique des Matériaux, Publications du LMA, N° 124, CNRS, Marseille (1991) p.335.
63. **F. Cheval et L. Priester**, Journal de Physique, Coll. C3, Suppl. N°. 9, 49 (1988) p.47.
64. **U. S. Lindholm, A. Nagy, G. R. Johnson and J. M. Hoegfeldt**, Trans. ASME, 102 (1980) p. 376.
65. **J. R. Klepaczko and M. Zenasni**, International Seminar On Large Plastic Deformations, MECAMAT'91 Fontainebleau, A. A. Balkema, Rotterdam, Netherlands, à paraître.

CHAPITRE IV
ANALYSE DES RESULTATS
EXPERIMENTAUX

IV-1 INTRODUCTION

Les résultats obtenus au chapitre III sont traités numériquement, et analysés séparément, puis superposés pour déterminer l'effet de variation de régime de déformation ainsi que celui de changement de vitesse de déformation.

IV-2 COMPORTEMENT DU CUIVRE

IV-2-1 Comportement dans le domaine des vitesses faibles et intermédiaires.

Le dépouillement des résultats expérimentaux des essais de torsion quasi-statique, $\dot{\Gamma}_1 \cong 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ à température ambiante $T = 298 \text{ K}$, nous conduit aux courbes contraintes-déformations $\tau(\Gamma)$ de la figure (IV-1-a). Sur la même figure nous avons reporté les résultats obtenus dans le cas des essais à vitesses de déformation un peu plus élevées: $\dot{\Gamma}_2 \cong 3 \cdot 10^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\dot{\Gamma}_3 \cong 1 \cdot \text{s}^{-1}$, $\dot{\Gamma}_4 \cong 10 \text{ s}^{-1}$ et $\dot{\Gamma}_5 \cong 60 \text{ s}^{-1}$. La contrainte de cisaillement dans cette gamme de vitesse, est faiblement influencée, surtout pour des déformations ne dépassant pas $\Gamma \cong 0.2$. En revanche, il faut signaler la difficulté à déterminer la partie élastique à cette échelle de déformation. On peut seulement constater que toutes les courbes proviennent presque d'un point unique, très proche de la limite élastique $\tau \cong 25 \text{ MPa}$ pour $\Gamma_p \cong 0$. Cette dernière valeur de τ correspond avec une bonne approximation à la limite élastique du cuivre. L'histoire de la vitesse de déformation est quant à elle représentée sur la figure (IV-1-b).

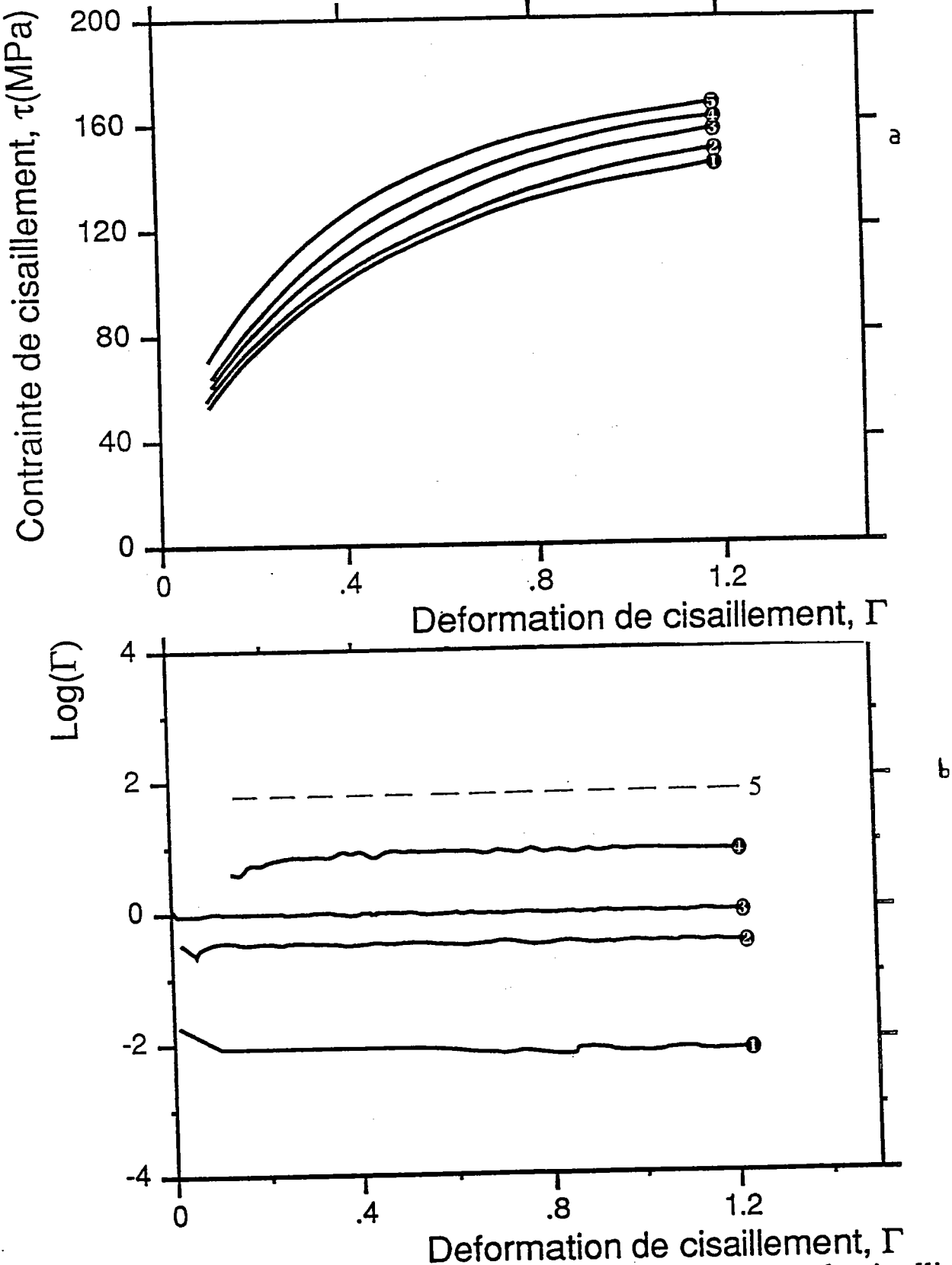


Figure IV-1. Résultats des essais sur le cuivre polycristallin à différentes vitesses de déformation. (a) courbes moyennes contraintes-déformations, (b) histoire de la vitesse de déformation. La courbe N°5 représente la vitesse moyenne de l'essai N°5.

L'allure générale des courbes de la figure (IV-1) montre une augmentation de la contrainte de cisaillement τ ainsi qu'une tendance d'adoucissement du métal au delà d'un taux de déformation de l'ordre de $\Gamma \cong 1$. Ceci est particulièrement vrai

dans le cas de $\dot{\Gamma}_1 = 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, la vitesse de déformation étant trop faible pour que l'on puisse songer à un échauffement adiabatique du métal. La contrainte maximale atteinte est de l'ordre de 160 MPa pour une déformation $\Gamma \cong 1.3$. Par contre dans le cas de la courbe N°5, obtenue à une vitesse voisine de 60 s^{-1} , on assiste à un adoucissement du cuivre. C'est dans cette gamme de vitesse qu'on assiste à la transition d'une déformation isotherme à une déformation adiabatique. En effet les résultats de l'analyse numérique effectuée par Oussouadi et Klepaczko /66/, dans le cas d'un échantillon tubulaire de cuivre de longueur utile $l_s = 6\text{mm}$, montrent que la zone de transition isotherme-adiabatique a lieu pour des vitesses comprises entre 10 s^{-1} et 125 s^{-1} , voir figure (IV-2).

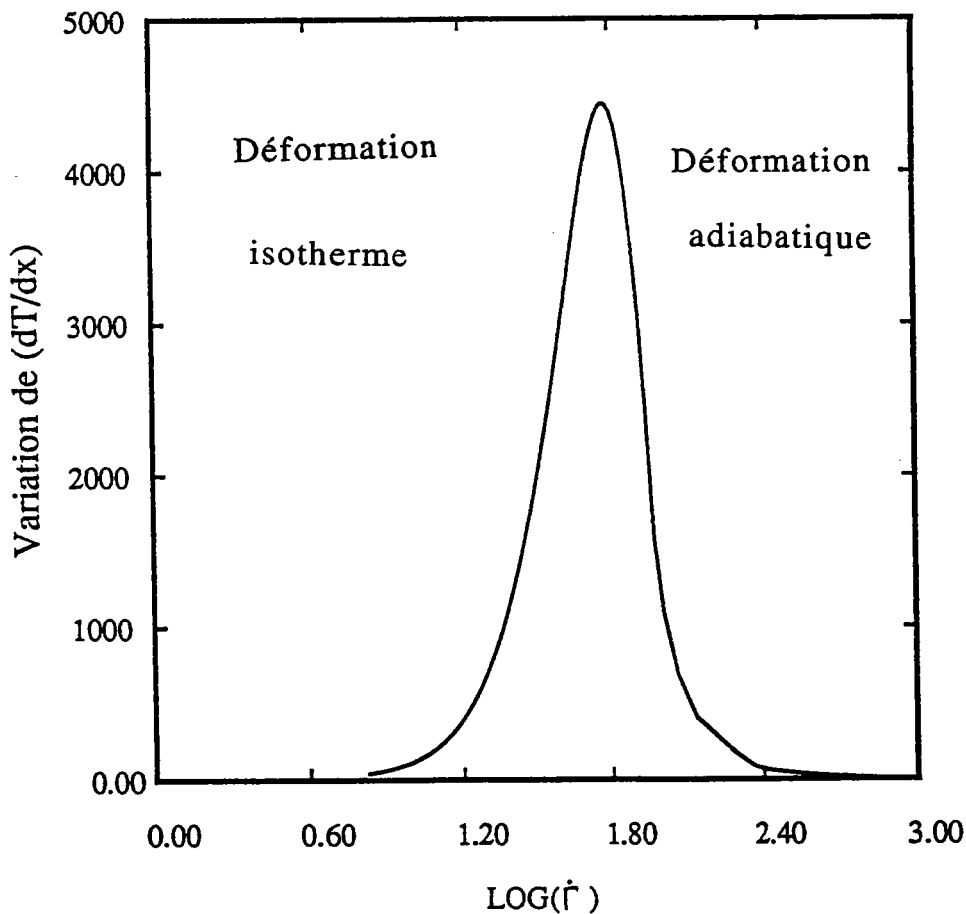


Figure IV-2. Résultats du calcul numérique de la transition isotherme-adiabatique en fonction de la vitesse de déformation pour un échantillon de cuivre de longueur utile $l_s = 6\text{mm}$, /66/.

Pour expliquer ce comportement, nous avons calculé l'élévation de la température ΔT_A à partir de l'ambiante au cours de cet essai:

$$\Delta T_A = \frac{\eta}{\rho_c C_v} \int_0^{\Gamma} \tau(\xi) d\xi \quad (IV-1)$$

où $C_v = 389 \text{ J/kg K}$, est la chaleur spécifique du cuivre, $\eta \cong 0.9$ la fraction du travail transformé en chaleur et $\rho_c = 8.86 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ la densité du cuivre. La valeur maximale ΔT atteinte au cours de cet essai est de l'ordre de $\Delta T \cong 50 \text{ K}$. Ceci explique la nature adiabatique de la déformation plastique dans de telles conditions expérimentales, voir figure (IV-3).

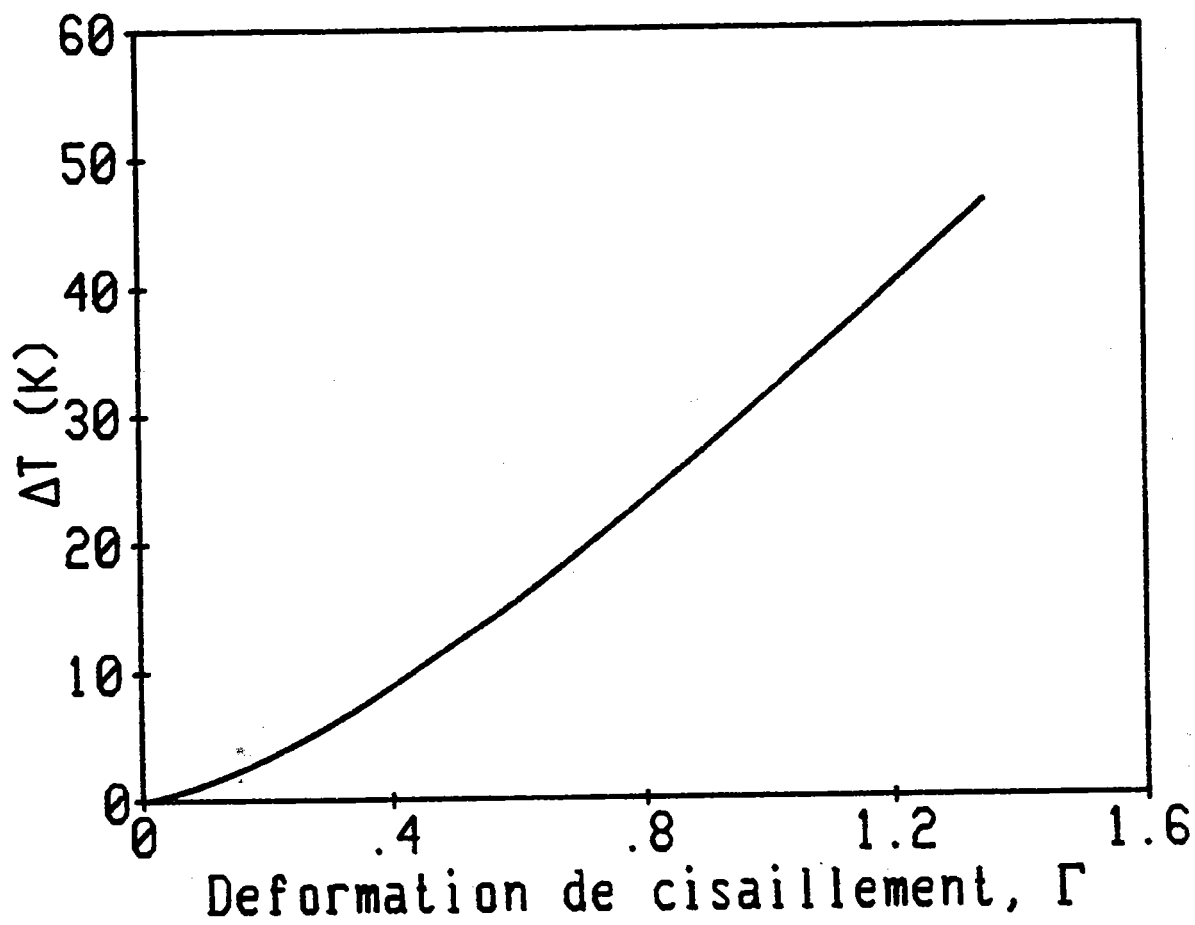


Figure IV-3. Variation de la température relative à la courbe N°5,
 $\dot{\Gamma}_s \approx 60 \text{ s}^{-1}$.

Pour reconstituer le comportement isotherme $\tau_T(\Gamma)$ à partir du résultat obtenu dans des conditions adiabatiques $\tau_A(\Gamma)$ (courbe N°5), nous avons calculé à $\dot{\Gamma}_5 \equiv 60 \text{ s}^{-1}$ et à $\Gamma = \text{constante}$, la variation $\frac{\partial \tau}{\partial T}$ à partir du comportement suivant:

$$\tau(T) = B(T) \dot{\Gamma}^m(T) \Gamma^n(T) \quad (\text{IV-2})$$

où

$$\begin{aligned} B(T) &= B_0 T^{-\nu} \\ n(T) &= n_0 \left(1 - \frac{T}{T_m}\right) \\ m(T) &= \alpha_m \frac{T}{T_m} \end{aligned}$$

avec $\alpha_m \equiv 6.05 \cdot 10^{-2}$, $n_0 \equiv 0.6$, $B_0 \equiv 580 \text{ MPa}$ et $\nu \equiv 0.38$, qui sont des constantes du matériau et où $T_m = 1356 \text{ K}$ représente la température de fusion, /66/.

En supposant que la variation ΔT est petite pour des petites variations de la déformation plastique Γ , on peut donc écrire:

$$\frac{\partial \tau}{\partial T} = \frac{\Delta \tau}{\Delta T}, \text{ à } \Gamma \text{ et } \dot{\Gamma} \text{ constantes} \quad (\text{IV-3})$$

La variation ΔT au cours de la déformation plastique est donnée par la figure (IV-3), d'où l'expression de $\Delta \tau$ dû à l'effet de la température:

$$\Delta \tau(\Gamma) = \frac{\partial \tau}{\partial T} \Delta T(\Gamma) \quad (\text{IV-4})$$

En réalité dans le domaine de variation de la température de l'essai N°5: $300 \text{ K} \leq T \leq 360 \text{ K}$, le coefficient d'écrouissage $n(T)$ et le coefficient de sensibilité à la vitesse $m(T)$, peuvent être considérés constants et égaux à: $n(300) \equiv 0.47$ et $m(300) \equiv 1.34 \cdot 10^{-2}$. Il en ressort:

$$\frac{\partial \tau}{\partial T} = -\nu \tau T^{-1};$$

Et finalement le comportement isotherme $\tau_T(\Gamma)$ est donné par

$$\tau_T(\Gamma) \equiv \tau_A(\Gamma) + \Delta\tau(\Gamma) \quad (\text{IV-5})$$

où $\tau_A(\Gamma)$ représente le comportement adiabatique représenté par la figure (IV-1-a), voir les résultats de ces calculs sur la figure (IV-4). Cette dernière montre qu'à l'effet de la température s'ajoute celui de la variation de la vitesse que nous pensons due, dans cet ordre de vitesse (60 s^{-1}) à la résonance mécanique dans l'échantillon et la machine, voir figure (II-1).

Les courbes résultant des essais quasi-statiques ($\dot{\Gamma}_1 = 7.10^{-3} \text{ s}^{-1}$), et à température ambiante, mais à des déformations de cisaillement beaucoup plus élevées (de l'ordre de $\Gamma \equiv 2.8$), présentent les mêmes allures que celles des courbes précédemment décrites. La seule différence apparaît au dernier stade de la déformation ($\Gamma > 1.8$), où le métal a tendance à se redurcir (voir courbe 7, figure IV-9).

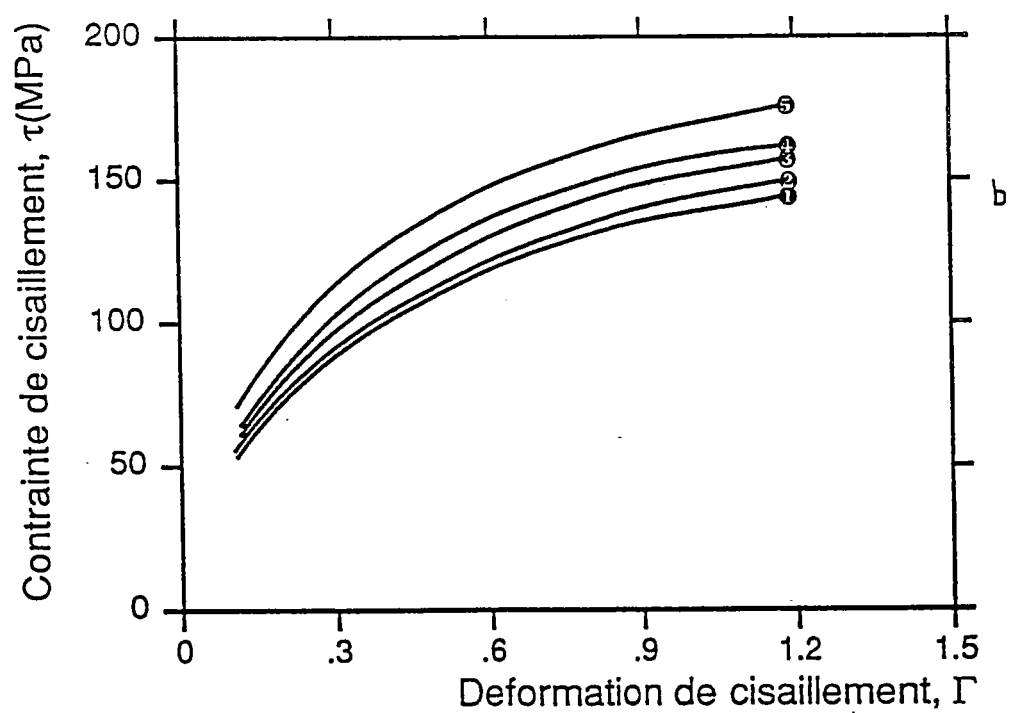
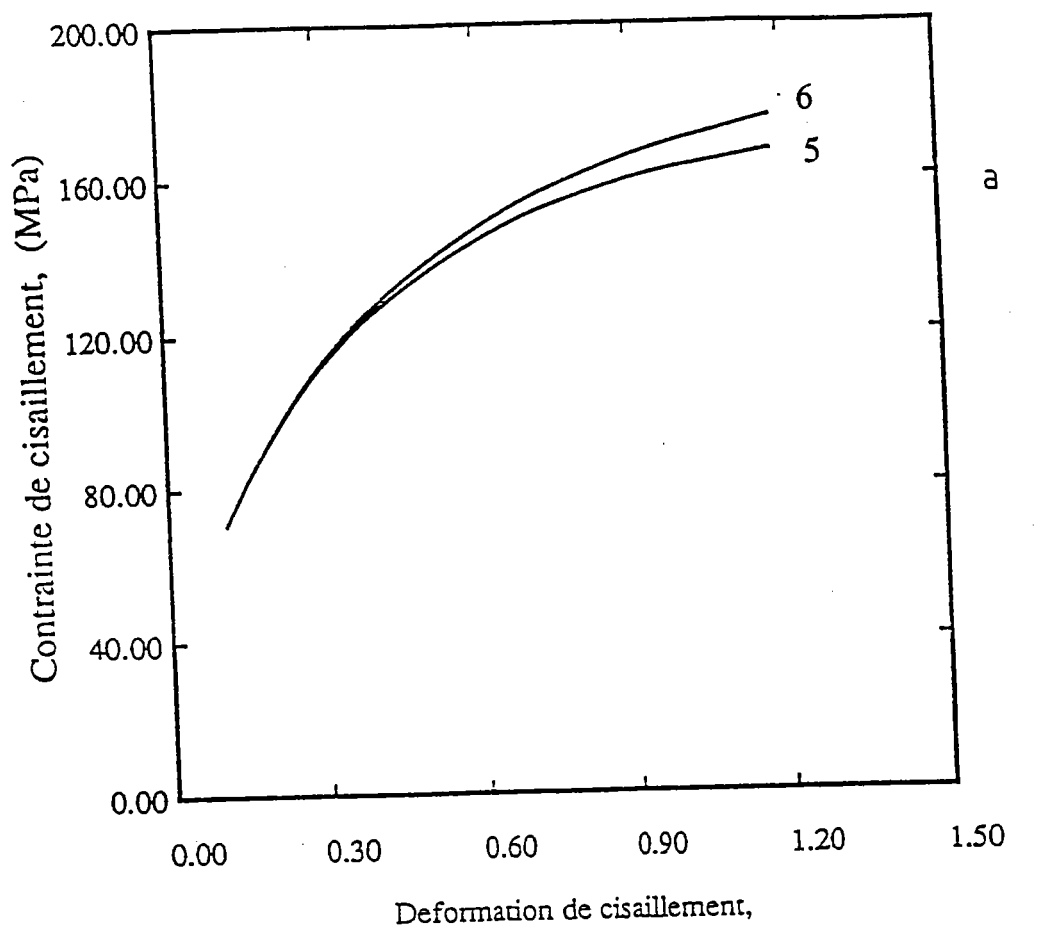


Figure IV-4. (a) Superposition de la courbe adiabatique N°5 et la courbe isotherme N°6, (b) Comportement isotherme à différentes vitesses de déformation.

VI-2-2 Comportement du cuivre aux vitesses élevées.

Deux types de comportement à vitesse élevée sont analysés dans ce paragraphe. Le premier concerne celui des essais à vitesse constante. Le deuxième est relatif aux essais réalisés sur des éprouvettes préalablement chargées à faibles vitesses de déformation.

IV-2-2-1 Comportement à vitesse constante.

Le comportement du cuivre résultant des essais à grandes vitesses de déformation, $\dot{\Gamma} \approx 300 \text{ s}^{-1}$ et à température ambiante $T = 298 \text{ K}$, est représenté sur les figures (IV-5) et (IV-6). Dans les deux cas le niveau de la contrainte de cisaillement τ au voisinage de $\Gamma \approx 0$ est presque le même. Il est aussi du même ordre que celui des essais quasi-statiques, $\tau \approx 25 \text{ MPa}$ pour $\Gamma \approx 0$. Le niveau de la contrainte de cisaillement τ croît considérablement au fur et à mesure que la déformation dans l'échantillon augmente. Ce dernier atteint une valeur maximale de l'ordre de $\tau \approx 350 \text{ MPa}$ pour $\Gamma \approx 2.8$. L'adoucissement du cuivre constaté dans le cas de l'essai à 60 s^{-1} , n'a pas lieu pour les essais à vitesses élevées. Le même calcul que celui déjà utilisé pour l'évaluation de la variation de la température (voir relation IV-1), montre que celle-ci atteint une valeur moyenne de l'ordre de $\Delta T \approx 28 \text{ K}$ au cours de ces essais. Les résultats de ces calculs sont illustrés sur les figures (IV-7) et (IV-8).

Les portions des courbes obtenues dans ces conditions sont pratiquement à la même vitesse de déformation, comme c'est indiqué par les figures (IV-5-b) et (IV-6-b). Celles-ci montrent qu'on ne peut dissocier la capacité de durcissement par déformation du cuivre de sa limite élastique. En effet, à la suite de chaque essai, le cuivre peut être considéré comme atteignant une nouvelle limite élastique consécutive aux déformations antérieures qu'il a subies et aux modifications de sa structure. Il en résulte une évolution de l'état structural initial, les conditions de déformations étant les mêmes. On tentera d'expliquer cette constatation dans le chapitre suivant par la théorie de multiplication des dislocations.

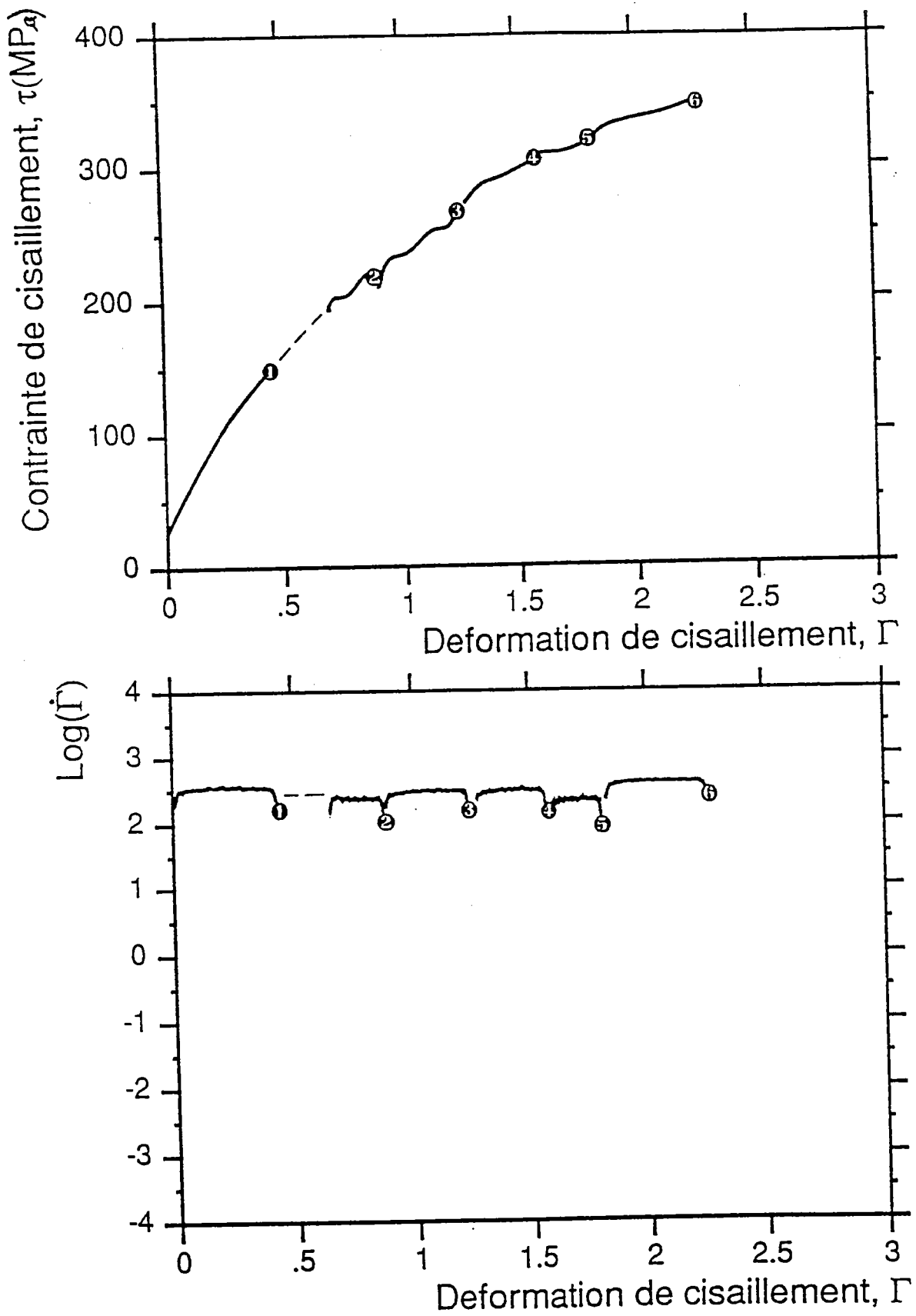


Figure IV-5. Résultats des essais réalisés sur le cuivre polycristallin à vitesse élevée suite à six chargements successifs.

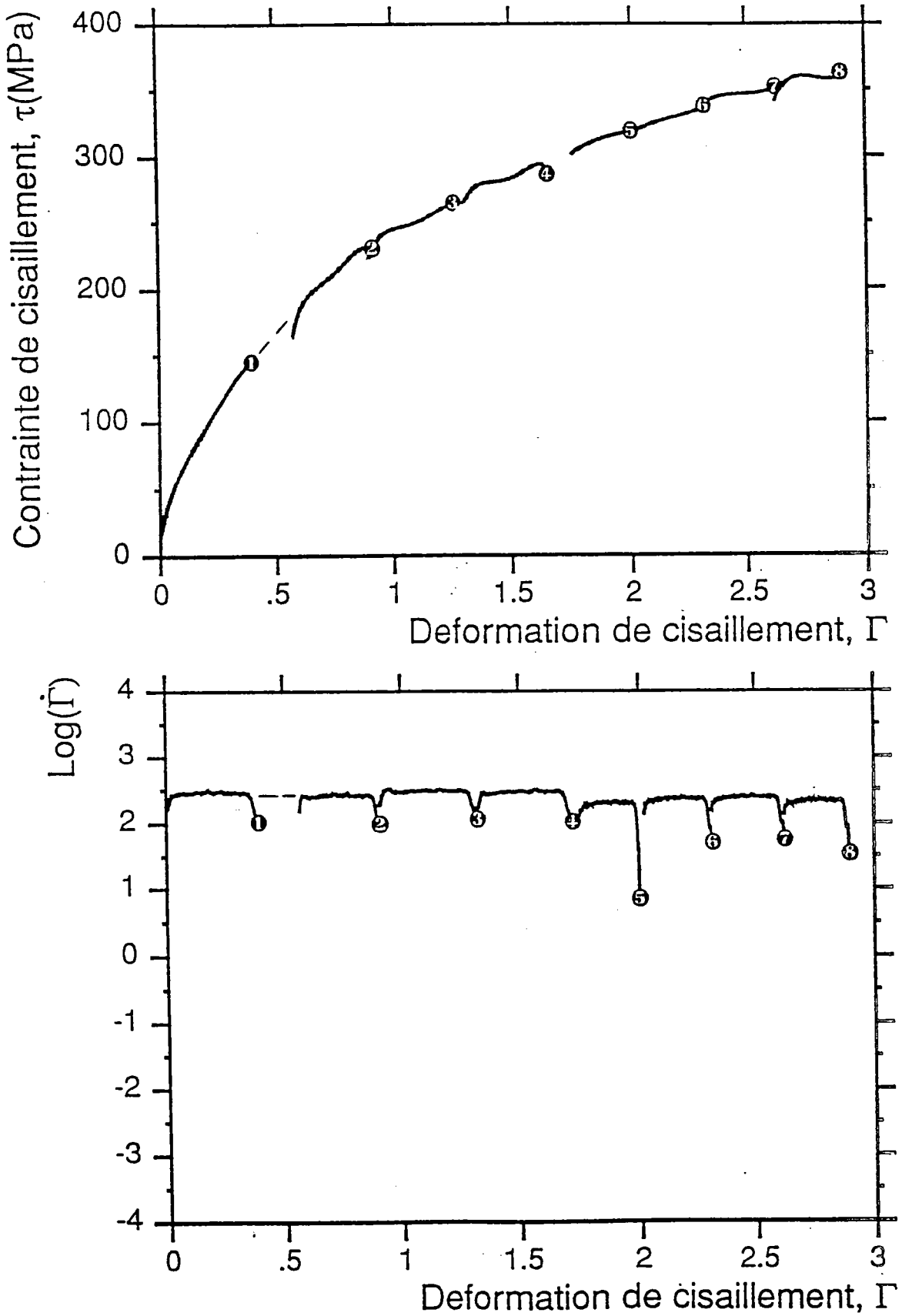


Figure IV-6. Résultats des essais réalisés sur le cuivre polycristallin à vitesse élevée suite à huit chargements successifs.

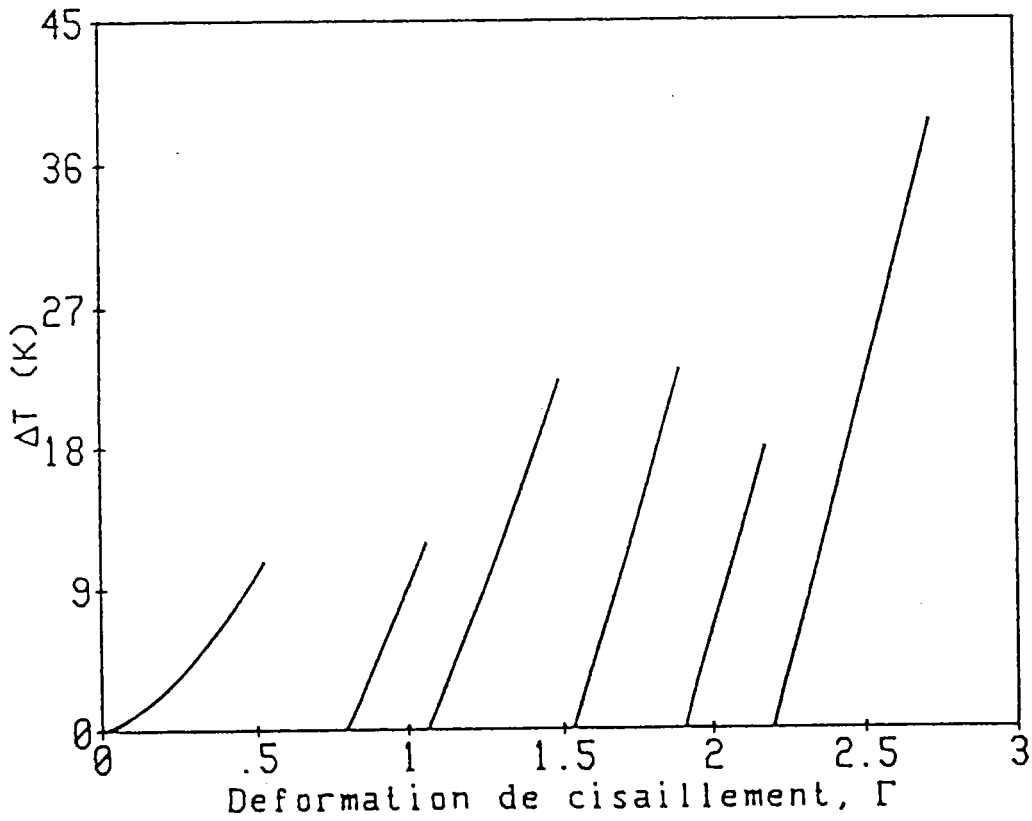
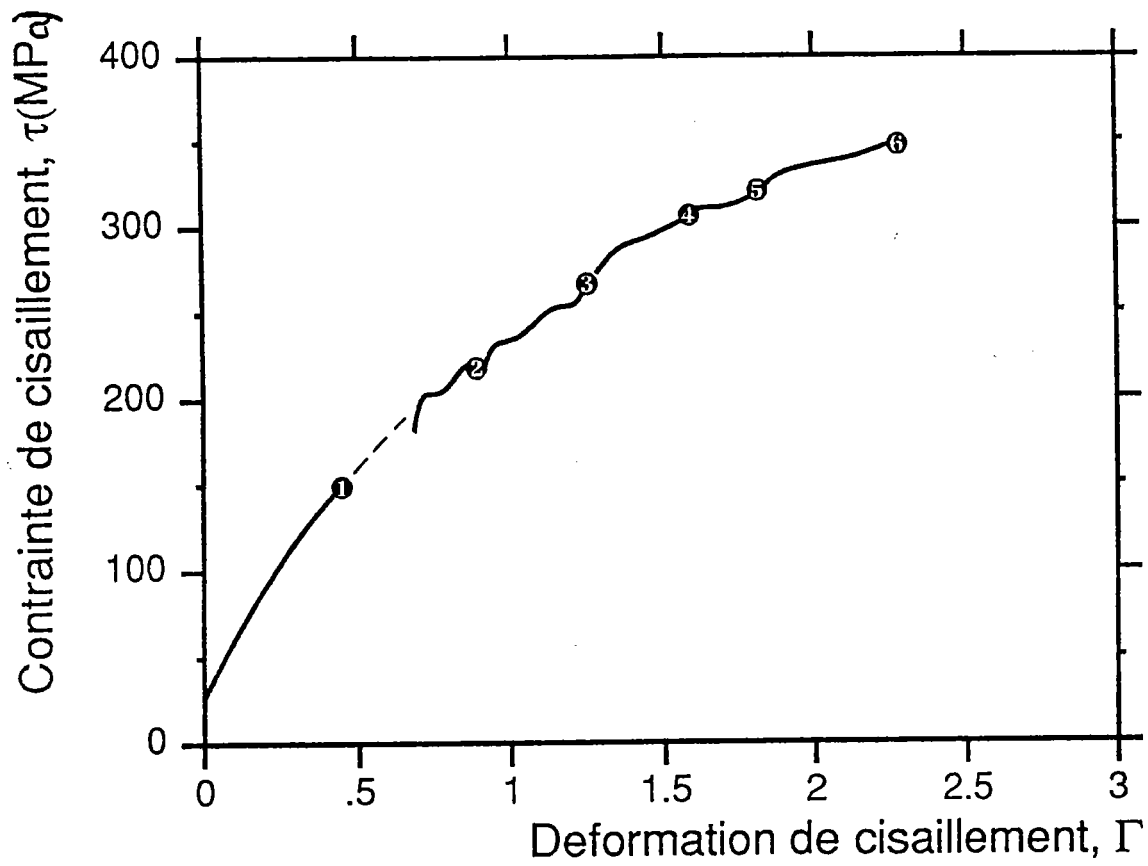


Figure IV-7. Variation de la température au cours des essais à grandes vitesses $\dot{\Gamma} \approx 300 \text{ s}^{-1}$, suite à six chargements successifs.

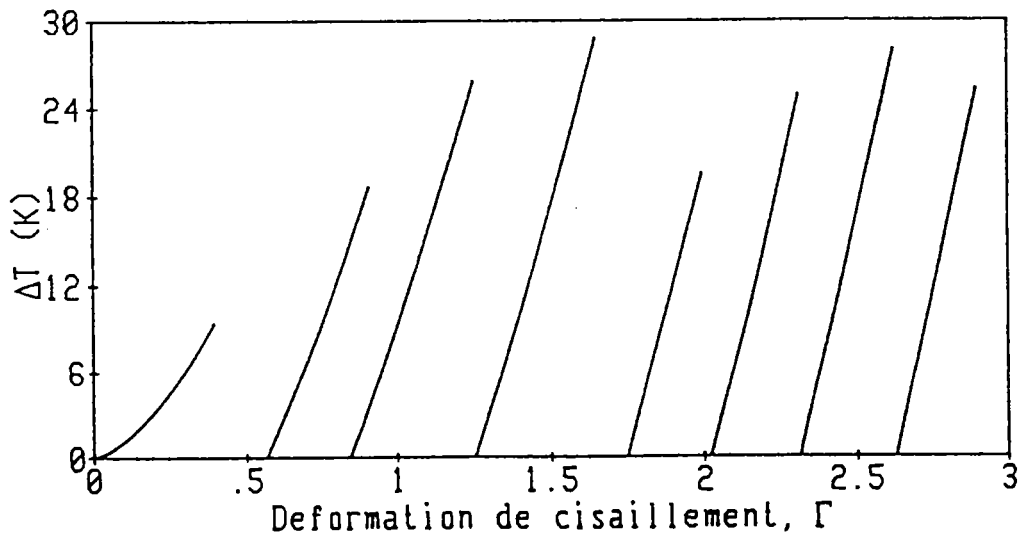
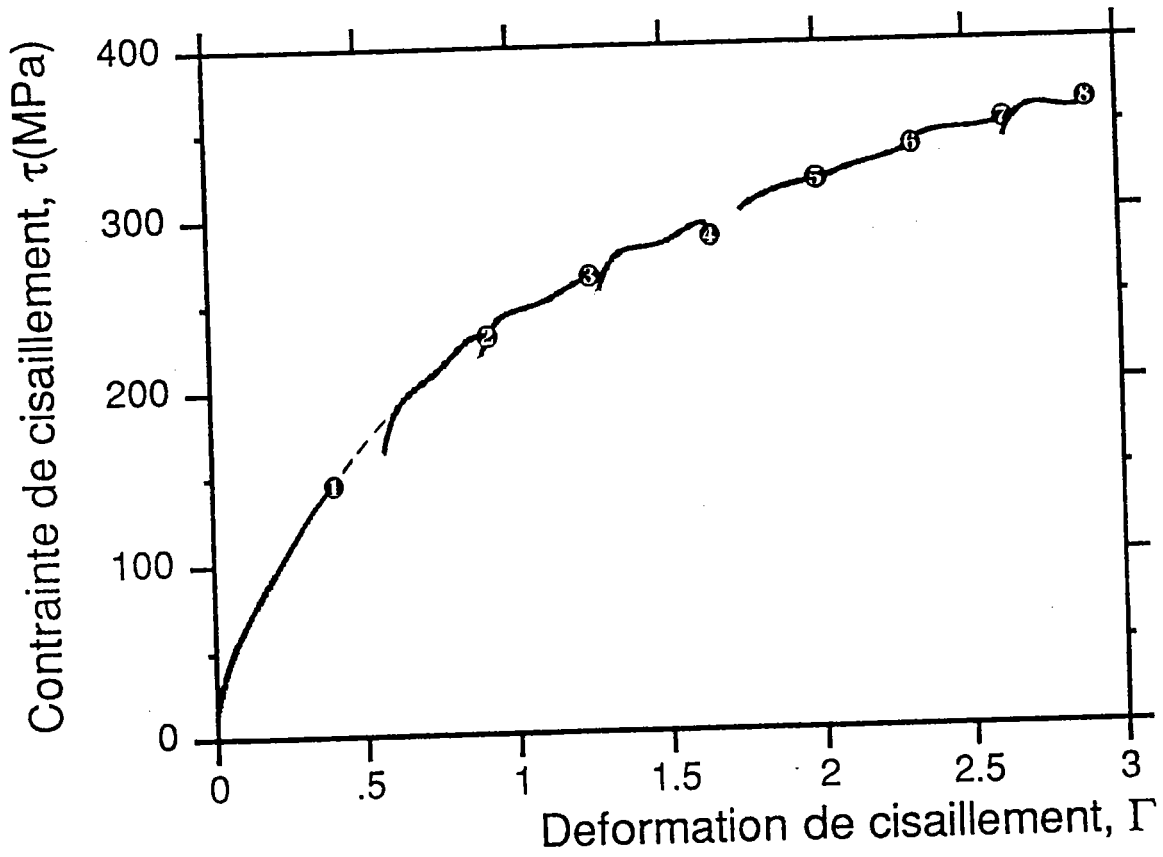


Figure IV-8. Variation de la température au cours des essais à grandes vitesses $\dot{\Gamma} \approx 300 \text{ s}^{-1}$, suite à huit chargements successifs.

IV-2-2-2 Changement de vitesse.

Les résultats obtenus aux vitesses élevées $\dot{\Gamma}_r = 300 \text{ s}^{-1}$ sur des échantillons préalablement chargés quasi-statiquement ($\dot{\Gamma}_i = 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$), sont représentés sur les figures (IV-9) et (IV-10). Ces deux figures montrent l'effet de l'histoire de la vitesse sur la contrainte de cisaillement du cuivre à deux niveaux de déformation Γ : 1.4 et 2.5. Il est intéressant de signaler dans ce cas, l'importance de l'écrouissage après chaque changement de vitesse de déformation. En effet la différentiation numérique des fichiers $\tau(\Gamma)_\Gamma$, confirme un taux d'écrouissage, $\theta = \partial\tau/\partial\Gamma$, très élevé surtout au premier chargement. Il atteint une valeur de $\theta \cong 4.5 \cdot 10^3 \text{ MPa}$, ce qui donne $\theta/\mu \cong 0.1$ avec $\mu \cong 4.45 \cdot 10^4 \text{ MPa}$. Quant au deuxième chargement l'écrouissage est moins élevé que le premier et la courbe tend asymptotiquement en fin de course vers la courbe obtenue à vitesse constante $\dot{\Gamma} \cong 300 \text{ s}^{-1}$, voir les figures (IV-11) et (IV-12).

Les confrontations bibliographiques que nous avons pu effectuer avec nos résultats se recoupent dans l'ensemble (voir par exemple les résultats de Lindholm et col. /64/ superposés aux nôtres sur la figure IV-13). L'écart entre les courbes 2 et 3 s'explique par la nature isotherme de nos essais. Quant aux courbes adiabatiques obtenues par Lindholm et col. /64/ dans un intervalle de vitesse de déformation: $174 \text{ s}^{-1} < \dot{\Gamma} < 330 \text{ s}^{-1}$, elles montrent une instabilité adiabatique dans l'évolution de l'écrouissage. Ce dernier décroît sensiblement et devient négatif à partir de $\Gamma \cong 5$.

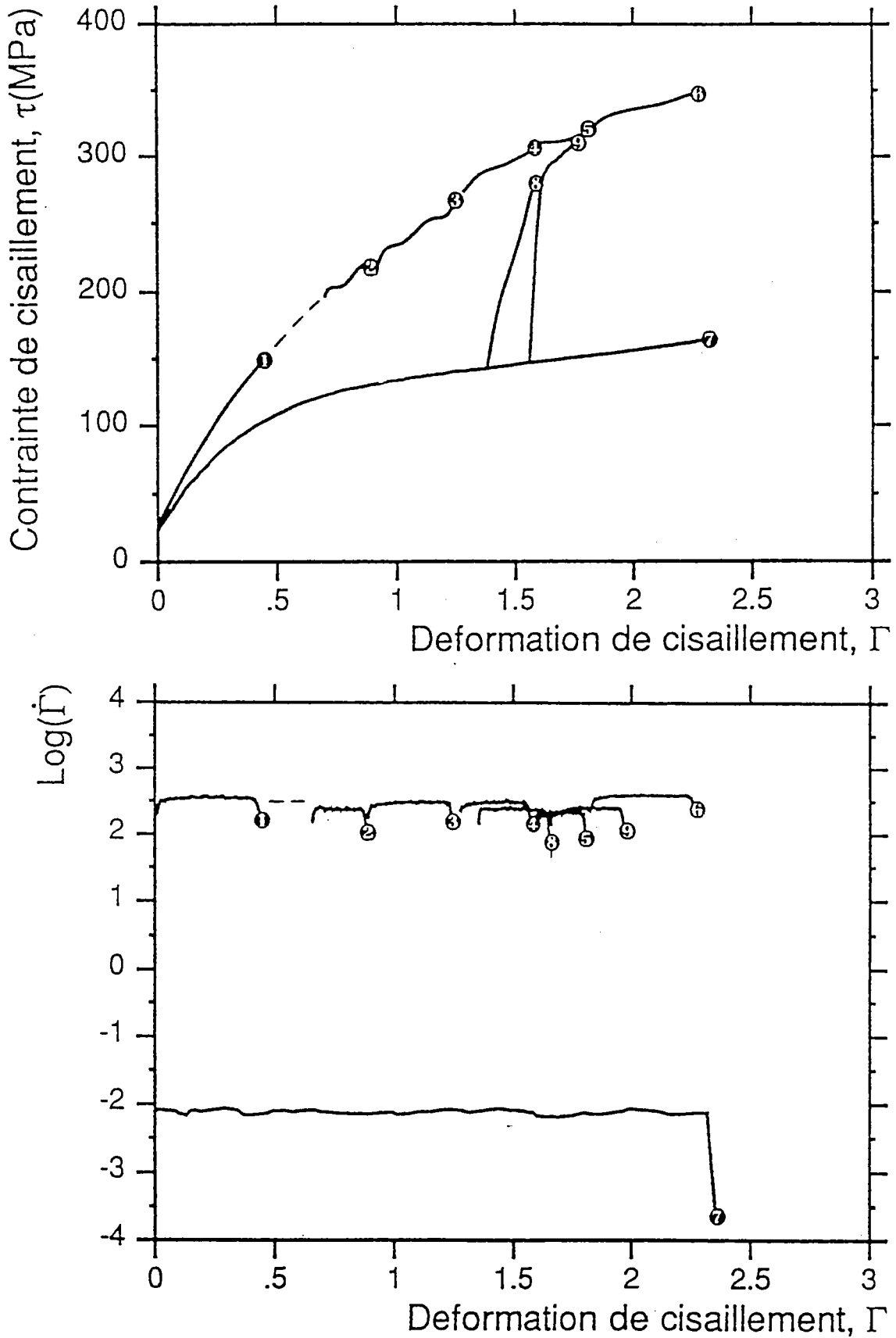


Figure IV-9. Superposition des différents résultats: quasi-statique, $\dot{\Gamma}_i \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, vitesse élevée $\dot{\Gamma}_r \approx 300 \text{ s}^{-1}$ et avec changement de vitesse de $\dot{\Gamma}_i$ à $\dot{\Gamma}_r$ au niveau de $\Gamma \approx 1.4$.

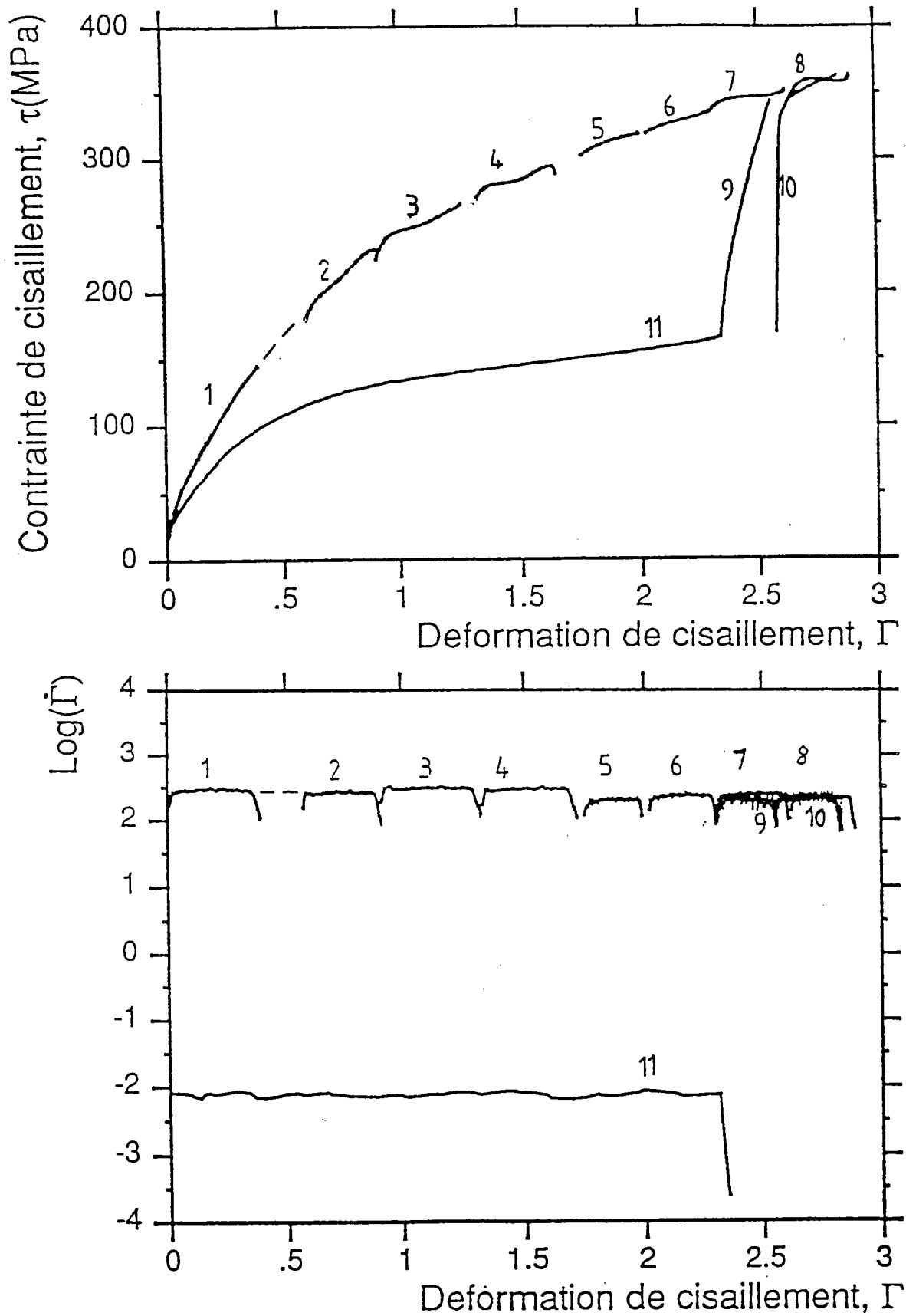


Figure IV-10. Superposition des différents résultats: quasi-statique, $\dot{\Gamma}_i \equiv 7.10^{-3} \text{ s}^{-1}$, vitesse élevée $\dot{\Gamma}_r \equiv 300 \text{ s}^{-1}$ et avec changement de vitesse de $\dot{\Gamma}_i$ à $\dot{\Gamma}_r$ au niveau de $\Gamma \equiv 2.5$.

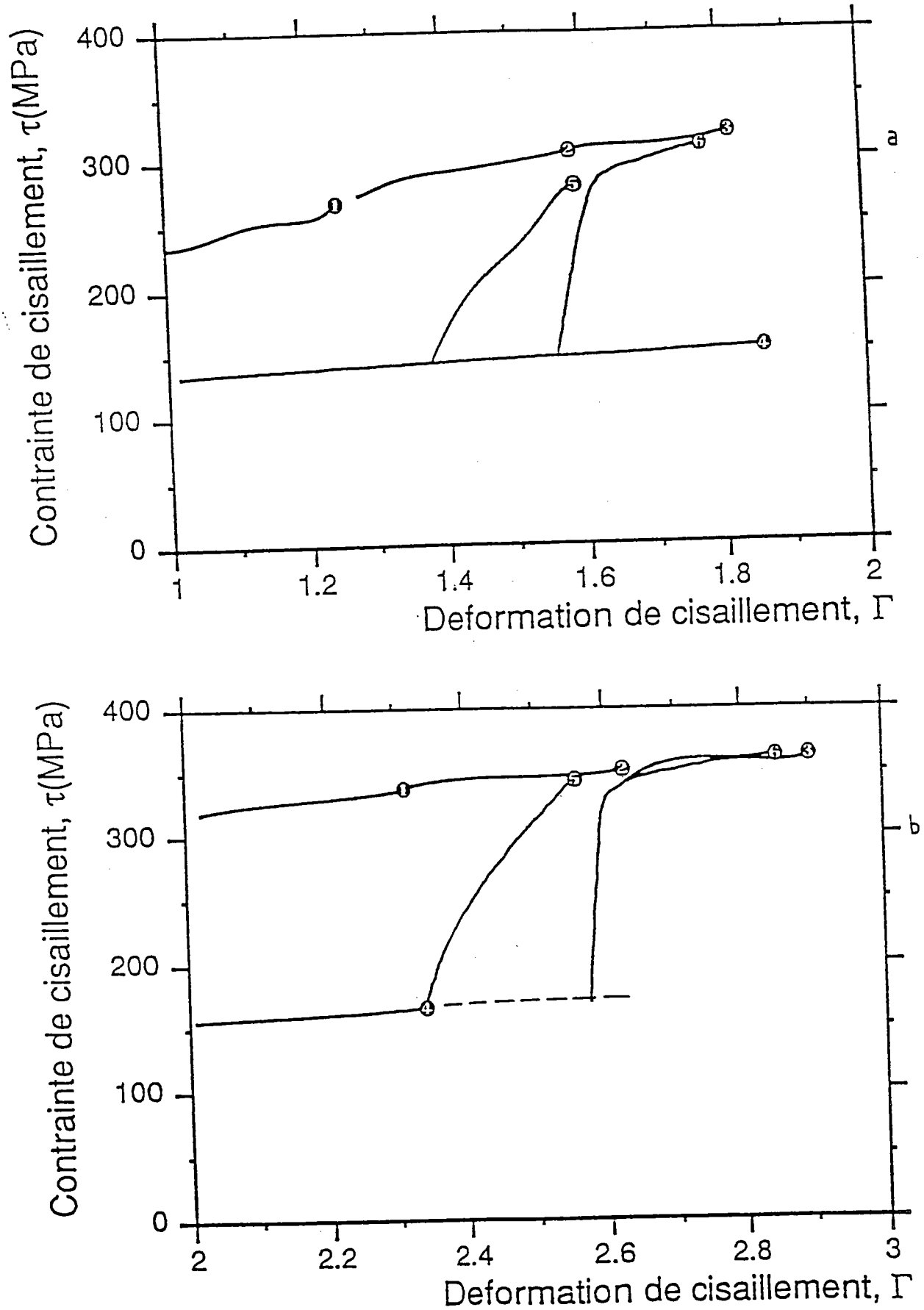


Figure IV-11. Effet des chargements à vitesse élevée: (a) au niveau de $\Gamma \approx 1.4$, (b) au niveau de $\Gamma \approx 2.5$.

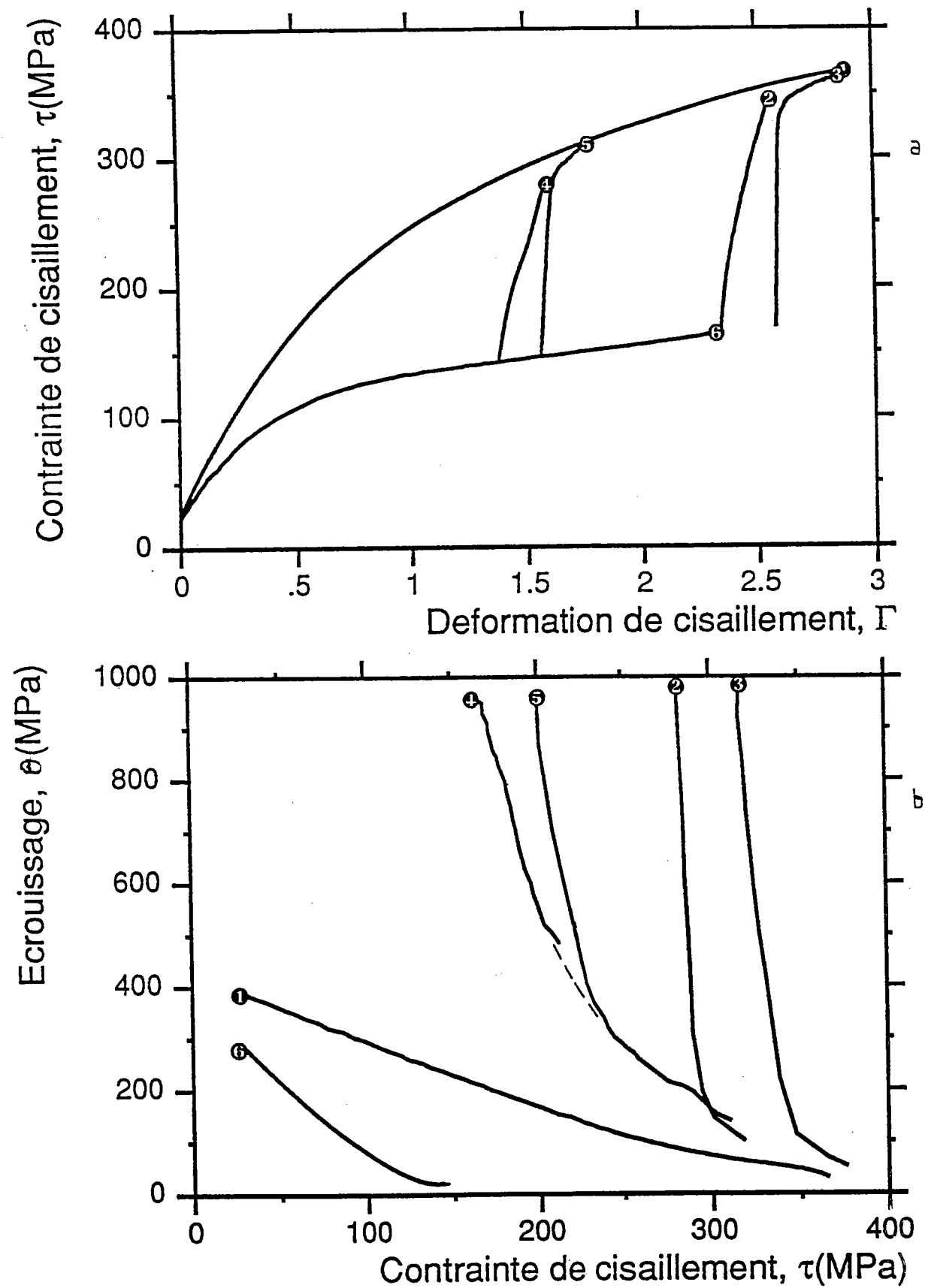


Figure IV-12. (a) Superposition des courbes moyennes contrainte-déformation avec double chargements à grande vitesse, (b) taux d'érouissage-contrainte.

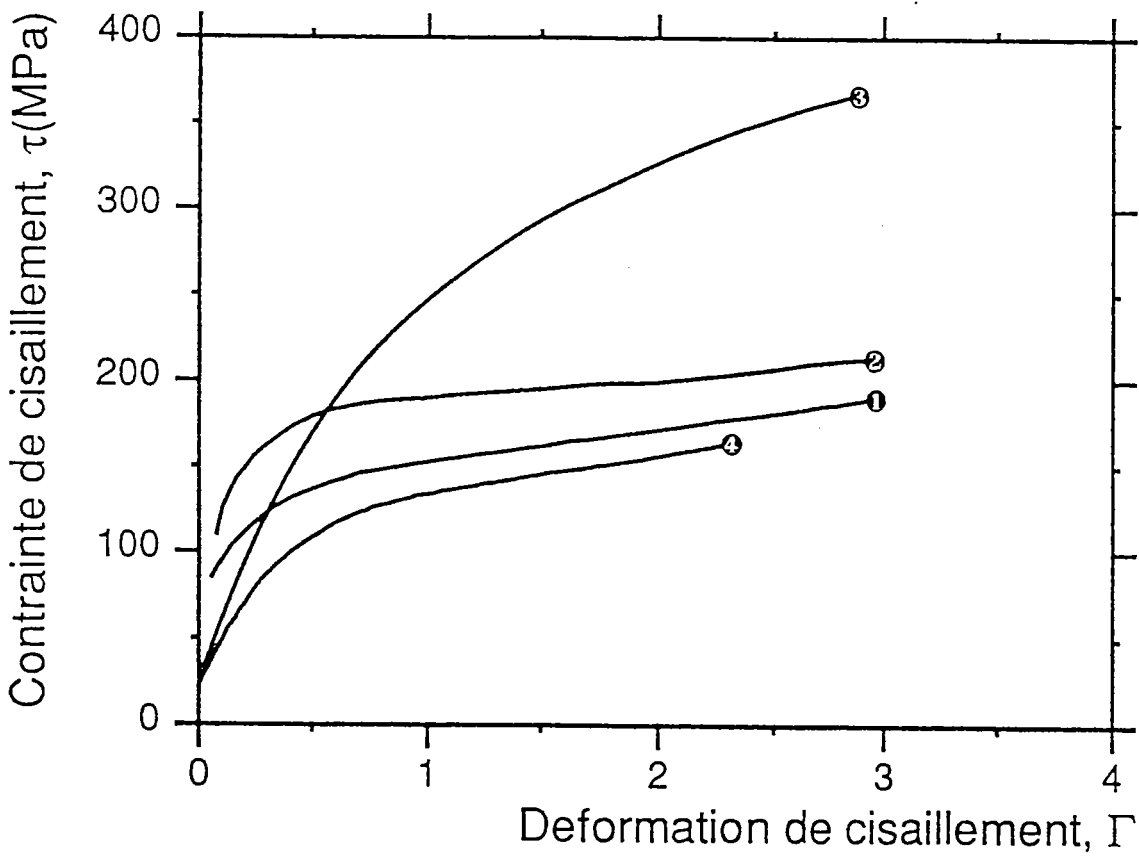
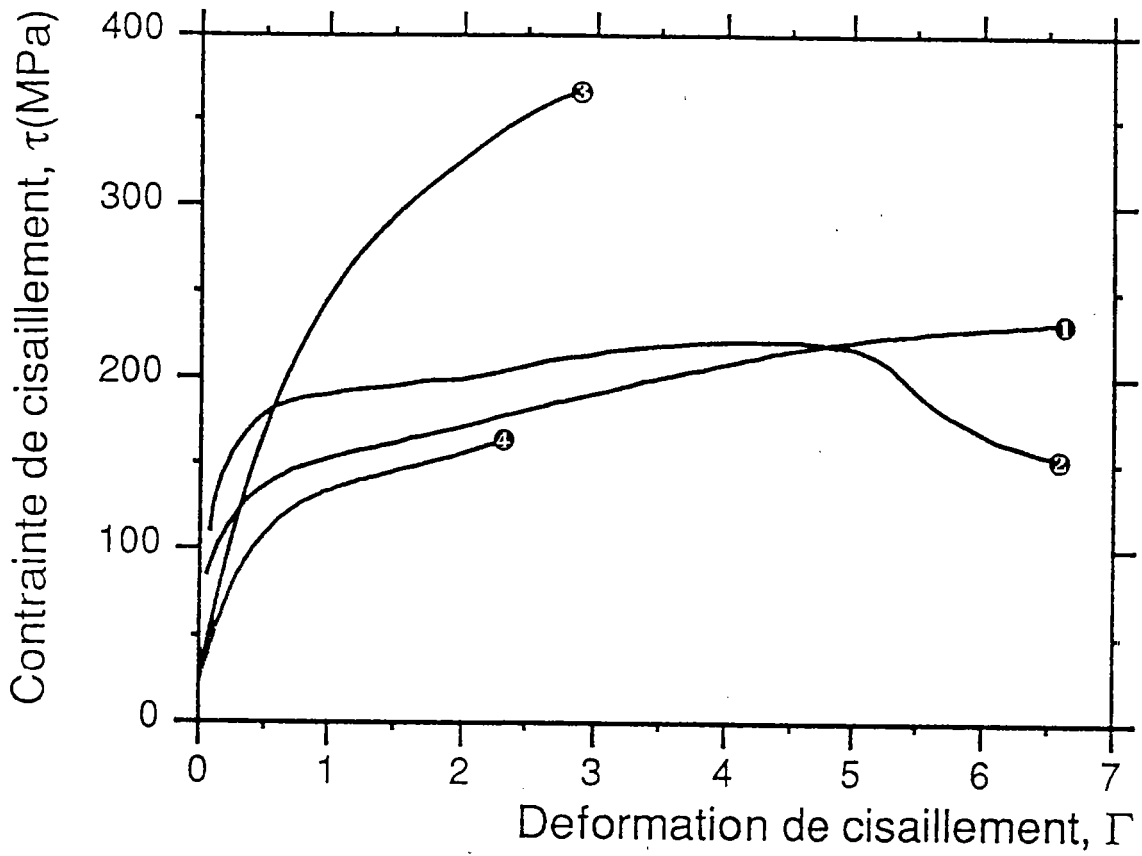


Figure IV-13. Confrontation de nos résultats (courbe N°3, $\dot{\Gamma} \approx 300 \text{ s}^{-1}$ et courbe N°4 $\dot{\Gamma} \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) avec ceux de Lindholm, /64/, (courbes: N°1, $\dot{\Gamma} \approx 9 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, N°2, $\dot{\Gamma} \approx 260 \text{ s}^{-1}$).

IV-3 DISCUSSION SUR L'EFFET DE LA VITESSE DE DEFORMATION ET L'HISTOIRE DE LA DEFORMATION

Dans un premier temps nous avons superposé les courbes isothermes moyennes obtenues à différentes vitesses, pour des déformations comprises entre $\Gamma \equiv 0$ et $\Gamma \equiv 1.2$, sur la figure (IV-14). L'effet de la vitesse de déformation sur ces courbes est illustré sur la figure (IV-15).

Dans un deuxième temps nous avons utilisé les résultats moyens des essais à grande vitesse de déformation superposés à ceux des essais quasi-statiques (figure IV-12 (a)), pour évaluer l'effet de la vitesse de déformation. Pour ce faire, nous avons calculé la sensibilité totale β à la vitesse en utilisant la définition donnée par (I-7). Les résultats de ces calculs sont illustrés par la figure (IV-16) (a). On constate, qu'aux déformations faibles ne dépassant pas $\Gamma \equiv 0.3$, l'écart de consolidation entre la courbe quasi-statique et la courbe dynamique $\tau(\Gamma)_{\Gamma,T}$ est relativement faible, de l'ordre de $\Delta\tau \equiv 25$ MPa. Ce dernier est presque nul pour $\Gamma \equiv 0$. Dans ce domaine de déformation, ces résultats restent en accord avec ceux obtenus par Klepaczko en (1975), /6/ (figure I-3), et ceux obtenus par Senseny et col. en (1978), /8/ (figure I-5) ainsi que les résultats de Lindholm et col. /2/, figure (IV-16) (b). Cette dernière illustre la superposition des valeurs des sensibilité totale à la vitesse β et celles de la sensibilité instantanée β_s à la vitesse pour des déformations relativement faibles. Dans ce domaine de déformation ($0 < \Gamma < 0.2$), le rapport entre la sensibilité totale à la vitesse et la sensibilité instantanée est de l'ordre de $\beta/\beta_s \equiv 8$. Ce dernier croit considérablement au cours de la déformation plastique et la courbe à grande vitesse de déformation devient presque deux fois plus élevée que la courbe quasi-statique pour $\Gamma \equiv 2.5$ et plus. En revanche la quantification de l'effet instantané à la vitesse c'est à dire $\Delta\tau_s$ n'est pas possible dans ce cas. Par ailleurs, la détermination de la sensibilité instantanée β_s à la vitesse est possible par extrapolation de la courbe $\beta(\Gamma)$ à $\beta(\Gamma \equiv 0)$. Elle est de l'ordre de 0.8 MPa. Ceci est possible si nous considérons que l'influence instantanée de la vitesse de déformation est presque la même quel que soit le niveau de la déformation. Dans ce cas le rapport β/β_s atteint une valeur de 50 au niveau de $\Gamma \equiv 2.5$. Ce résultat montre bien l'effet de la sensibilité de l'écrouissage à la vitesse et sa large dominance vis-à-vis à la sensibilité instantanée à la vitesse β_s surtout en grandes déformations.

Des conclusions similaires peuvent être tirées à partir de la figure (IV-17). Celle-ci représente l'évolution de la sensibilité logarithmique m au cours de la déformation plastique Γ . La saturation n'est atteinte qu'à des niveaux de $\Gamma > 2.5$. A ce niveau de déformation la valeur de la sensibilité logarithmique m à la vitesse est de l'ordre de 0,06. La valeur de la sensibilité logarithmique totale m à la vitesse à faible déformation est obtenue par extrapolation de la courbe $m(\Gamma)$ à $\Gamma \equiv 0$, elle est de l'ordre de 0,017, valeur en bon accord avec celle obtenue par Klepaczko /9/ pour le cuivre polycristallin.

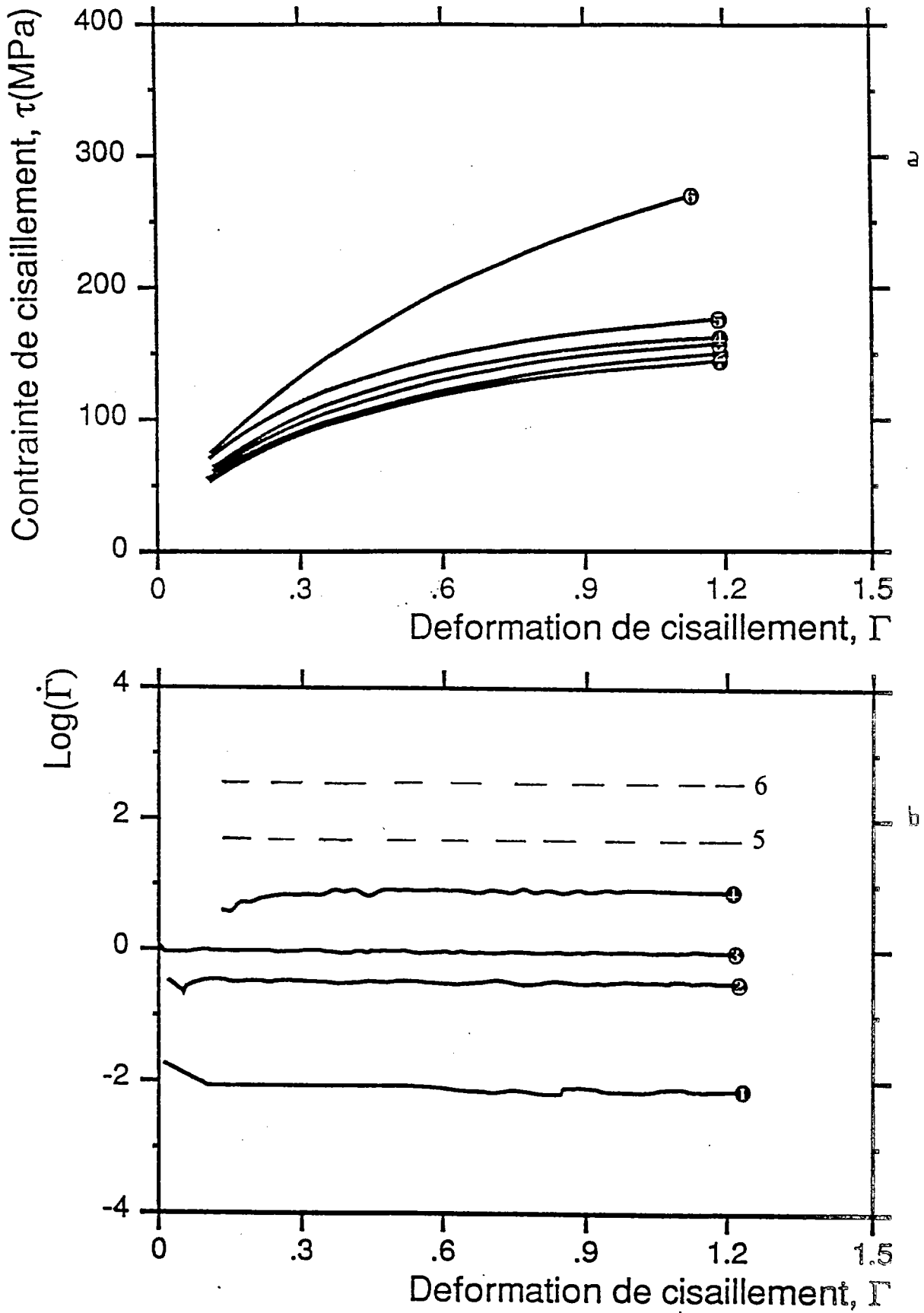


Figure IV-14. Courbes isothermes à différentes vitesses de déformation, (b) histoire de la vitesse de déformation.

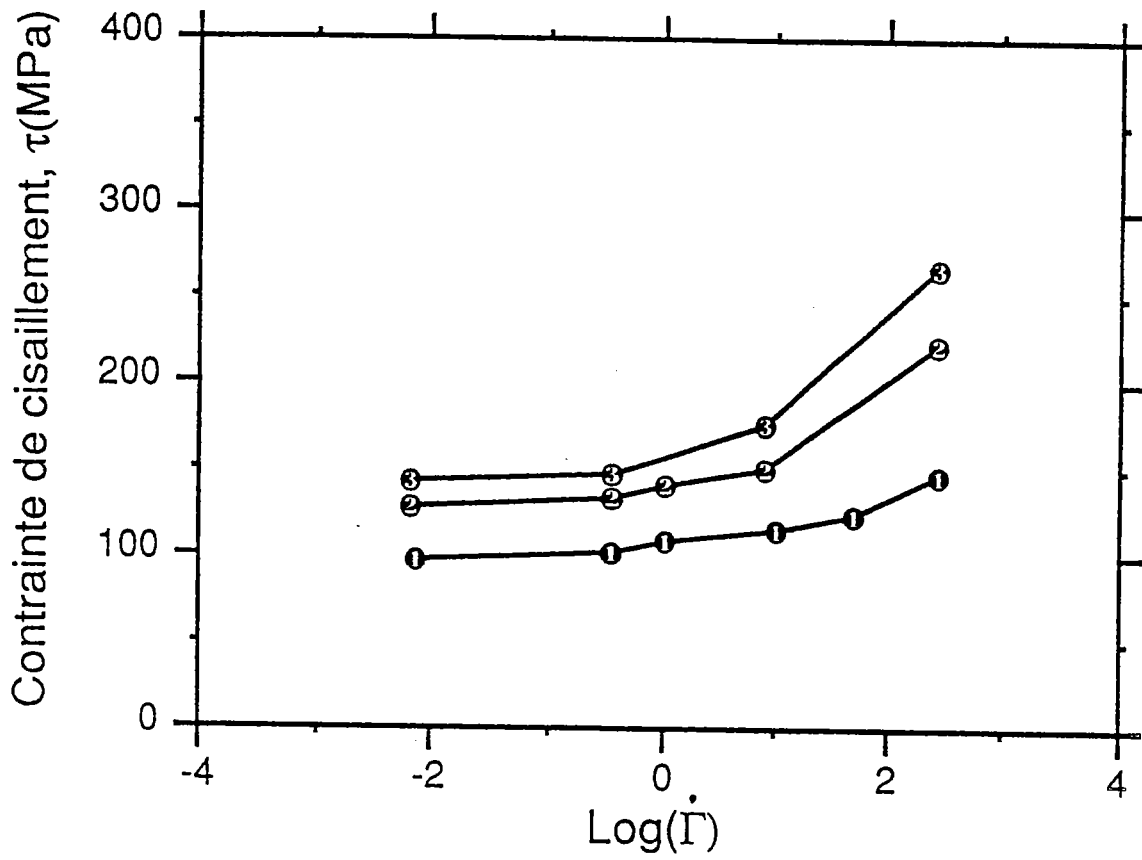


Figure IV-15. Sensibilité à la vitesse de la contrainte de cisaillement à trois niveau de déformations Γ : 0.4, 0.8 et 1.2.

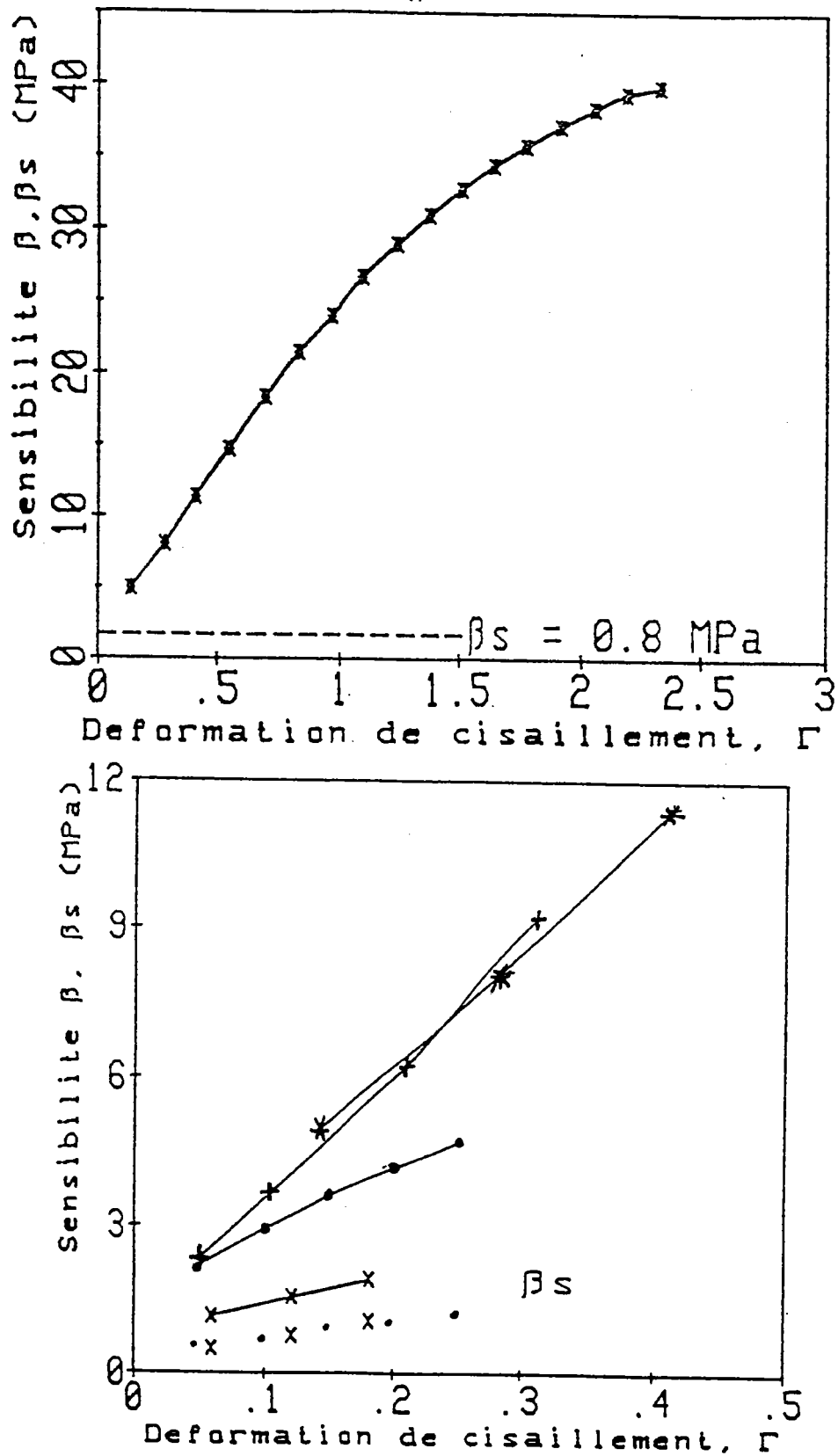


Figure IV-16. (a) Accumulation de la sensibilité totale β et β_s en grandes déformations, $\bar{\beta}_s = 0.8$ MPa valeur moyenne de β_s d'après Klepaczko et col. /6/. (b) Confrontation de nos résultats *, /65/ avec ceux de Senseny et col. x, /8/, de Klepaczko, . /11/ et ceux Lindholm et col. + /2/.

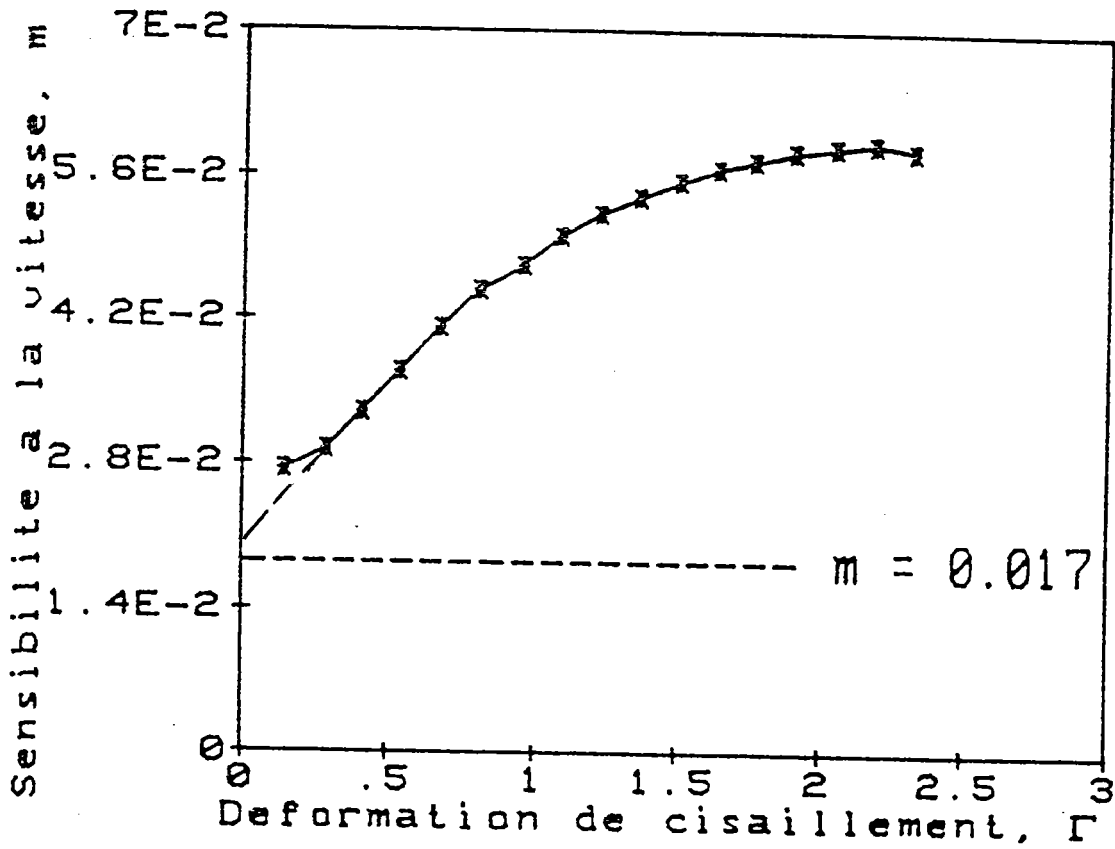


Figure IV-17. Accumulation de la sensibilité logarithmique m en grandes déformations. $m = 0.017$ est la sensibilité logarithmique totale déterminée dans le cas des faibles déformation par Klepaczko, /67/.

IV-4 CONCLUSION

L'analyse de la déformation plastique du cuivre à travers les résultats expérimentaux de ce chapitre permet d'établir les constatations suivantes:

a) L'écrouissage s'accroît par déformation plastique en fonction des différentes vitesses de déformation. Ce comportement du cuivre à grandes déformations répond bien au schéma général des métaux C F C de la figure (I-8).

b) La sensibilité instantanée à la vitesse, qui reste varie très légèrement d'un taux de déformation à un autre.

c) En revanche, la sensibilité de l'écrouissage du cuivre à la vitesse augmente progressivement au cours de la déformation plastique.

Ces deux types de sensibilité à la vitesse sont les résultats de deux types de réponse:

Une réponse instantanée à la vitesse liée à l'activation thermique de la microstructure en cours

Une seconde réponse liée au taux de sensibilité à la vitesse de déformation de l'écrouissage θ . C'est aussi l'effet de l'histoire de la déformation plastique. Cette dernière source de sensibilité à la vitesse est dominante aux grandes déformations.

Cette analyse de la déformation plastique du cuivre ne peut être complète que si on lui associe une description de l'évolution de la microstructure et des mécanismes fondamentaux qui régissent l'aptitude à la déformation et à la mise en forme des métaux.

Bibliographie du chapitre IV.

66. O. Oussouaddi et J. R. Klepaczko, Journal de Physique IV, Colloque C3, Supplément au journal de Physique III, 1(1991), p.323.

67. J. R. Klepaczko, Engng. Transactions, 13 (1965) p. 562

CHAPITRE V

DESCRIPTION ET MODELISATION DES MECANISMES PHYSIQUES DE LA DEFORMATION PLASTIQUE

V-1 PRINCIPE DES MODELES BASES SUR LA THEORIE DES DISLOCATIONS

Au sein d'un cristal à l'état recuit, les lignes des dislocations sont disposées selon un réseau tridimensionnel avec des intersections entre dislocations constituant de véritables noeuds. Dans cet état la densité moyenne des dislocations ρ est de l'ordre de 10^8 cm^{-2} , voir même dix fois plus selon la pureté des matériaux. Par déformation plastique on constate que la densité des dislocations augmente au sein d'un métal, elle peut atteindre jusqu'à 10^{11} cm^{-2} dans un métal très écroui /24,28/. Des mécanismes de création des dislocations rentrent donc en jeu lors de l'évolution de la déformation plastique. Parmi ceux-ci, nous citons celui de Frank et Read où un segment de dislocation entre deux noeuds du réseau constitue une source de boucles de dislocation, la loi des noeuds étant respectée.

La densité totale de dislocation ρ est le résultat de deux mécanismes opposés, multiplication et annihilation. En effet, deux dislocations de signes opposés s'annihilent. Le phénomène d'annihilation des dislocations dépend en grande partie de la température T . Plus celle-ci augmente, plus le taux d'annihilation des dislocations augmente (voir Essman /68/). En plus de leur multiplication et annihilation, les dislocations ont des obstacles à franchir lors de leur progression au cours de la déformation plastique. Le principal obstacle au glissement des dislocations est constitué par les dislocations elles-mêmes. Chaque dislocation mobile subit d'abord, des interactions "à distances" avec toutes les autres dislocations présentes dans le cristal, dont le champ de contraintes internes résultant exerce, on l'a vu au chapitre I, une certaine force appliquée à cette dislocation. Mais surtout, une

dislocation mobile aura à croiser dans son plan d'autres dislocations: l'interaction correspondante peut, selon les vecteurs de Burgers être attractive ou répulsive. Cet effet est encore plus fort lorsque c'est tout un réseau de dislocations "forêt" que doit traverser la dislocation mobile considérée. Dans ce cas les modèles de durcissement développés cherchent à rendre compte de ces interactions constituant des obstacles efficaces au mouvement des dislocations. On admet généralement que l'écrouissage global est lié à la densité des dislocations ρ , par la relation:

$$\tau_{\mu} = \alpha \mu(T) b \sqrt{\rho} \quad (V-1)$$

Cette relation a l'intérêt de relier le durcissement à la densité des dislocations. C'est aussi le cas de la relation (I-37), /37/. En effet l'expression donnée par celle-ci peut s'écrire comme suit:

$$\frac{\tau_{\mu}}{\mu(T)} = b \sqrt{\rho} [\alpha_1 + \alpha_2(b \rho d(\rho))^{-1/2} + \alpha_3(b \rho D)^{-1/2} + \alpha_4(b \rho \Delta)^{-1/2}], \quad (V-2)$$

La principale dépendance de τ_{μ} vis à vis des quatre paramètres internes (ρ , d , D , Δ) reste la densité des dislocations ρ . En négligeant l'effet de l'évolution du diamètre des structures cellulaires, du diamètre du grain ainsi que celui de la distance moyenne séparant les macles, on aboutit à la relation (V-1), avec $\alpha \equiv \alpha_1$, coefficient global dépendant des mécanismes d'interactions. D'une autre manière, en posant:

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2(b \rho d(\rho))^{-1/2} + \alpha_3(b \rho D)^{-1/2} + \alpha_4(b \rho \Delta)^{-1/2}, \quad (V-3)$$

avec α dans ce cas le coefficient global caractérisant l'effet des différents paramètres internes (ρ , d , D , Δ). Dans la littérature, pour les métaux purs, le coefficient α est considéré comme constant, de l'ordre de 0.5. Dans le cas contraire où α dépend des différents paramètres internes, la relation (V-2) devient:

$$\tau_{\mu} = \alpha(\rho, d, D, \Delta) \mu(T) b \sqrt{\rho} \quad (V-4)$$

De plus, la composante interne ne dépend de la température qu'à travers le module de cisaillement $\mu(T)$. L'expression de ce dernier en fonction de la température est donnée par l'équation (V-5), /38/:

$$\mu(T) = \mu_0 \left(1 - \theta \left(\theta_\mu \left(1 - \frac{1}{\theta}\right)\right)\right) \quad (V-5)$$

avec $\theta = \frac{T}{T_m}$, T_m est la température de fusion du matériau considéré, μ_0 est le module de cisaillement à $T = 0$ K et θ_μ est une constante.

V-2 EVOLUTION DE LA DENSITE DES DISLOCATIONS

Si la relation qui vient d'être présentée, a permis de représenter d'une manière simple le lien entre la densité des dislocations et l'écroutissage, voir figure (V-1), il n'en est pas de même pour une représentation de l'évolution de la densité des dislocations au cours de la déformation plastique.

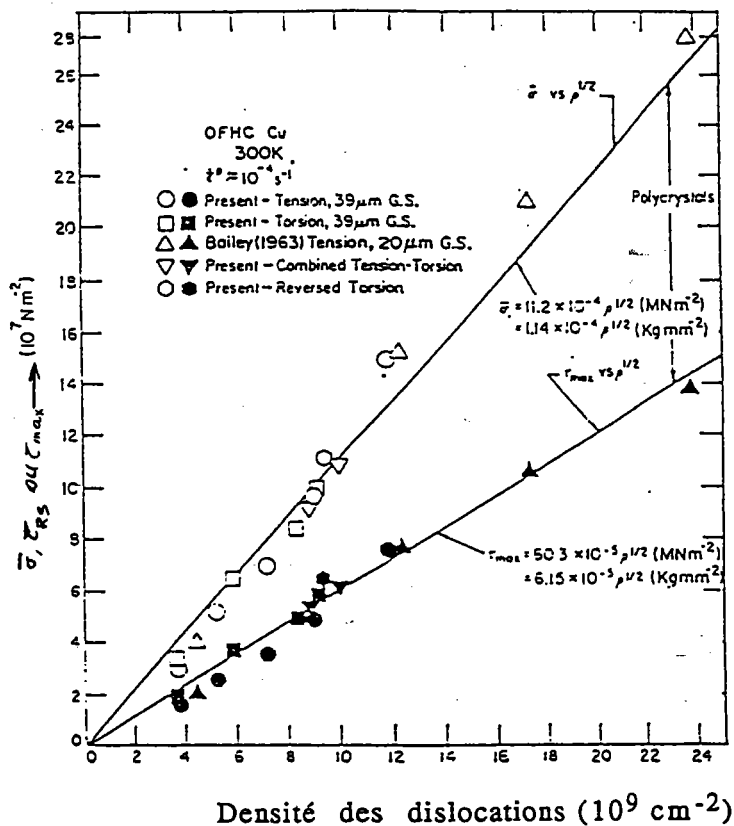


Figure V-1. Courbes contrainte-densité des dislocations pour le cuivre déformé en torsion, traction et la combinaison traction-torsion, d'après Conrad et col., /69/

Deux approches modernes font appel à la théorie des dislocations, pour expliquer cette évolution de la densité des dislocations au cours de la déformation plastique:

a) La première associe la déformation plastique à la multiplication des dislocations. Elle est basée sur une formulation mathématique décrivant l'évolution de la densité des dislocations, voir par exemple Klepaczko (1975) /6/, Kocks (1976) /11/, Mecking et Kocks (1981) /70/, Estrin et Mecking (1984) /71/, Printz et Argon (1984) /72/, Gottstein et Argon (1984) /73/ et Estrin (1991) /74/, Klepaczko (1991) /75/ et Follansbee et Kocks (1988) /76/.

b) La seconde est basée sur l'observation microscopique du comportement moyen d'un grand nombre de dislocations (mobiles et immobiles), le processus d'accumulation des dislocations est pris en compte pour décrire les lois d'évolution de la densité des dislocations, voir par exemple Gilman /24/, Döner et col. /69/, Bergström (1970) /77/, Klepaczko /6/, Korbel et Swiatkowski /78/ et Morrone et Duffy /79/, voir figure (V-1).

Dans les deux cas, le problème général revient à la représentation mathématique de l'évolution des variables internes au cours de la déformation plastique, dont la principale est la densité des dislocations.

V-2-1 Equations d'évolution de la densité moyenne des dislocations.

La forme générale de l'équation d'évolution de la densité moyenne des dislocations est donnée par l'équation différentielle suivante:

$$\frac{d\rho}{d\Gamma} = M_{\text{eff}}(\dot{\Gamma}, T, \rho) \quad (\text{V-6})$$

où M_{eff} est le coefficient effectif de multiplication des dislocations, /24/. Dans un premier temps ce coefficient de multiplication des dislocations est pris comme un paramètre constant; ne dépendant ni de la température ni de la vitesse de déformation, $M_{\text{eff}} = M_{\text{II}}$, /24/. Ceci implique que la densité de dislocation augmente d'une façon linéaire au cours de la déformation plastique. Pour les conditions initiales suivantes: $\rho = \rho_0$ (densité initiale des dislocations) pour $\Gamma = 0$, l'intégration de l'équation (V-6) conduit à:

$$\rho = \rho_0 + M_{\text{II}} \Gamma, \quad \dot{\Gamma} = \text{constante} \quad (\text{V-7})$$

Cette relation est en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus dans le cas des faibles déformations (Γ n'excédant

généralement pas 0.01 figure V-2) et des faibles températures, voir par exemple les références suivantes /24,77,80,81/. D'autres formes plus générales du coefficient de multiplication des dislocations ont été discutées, où cette fois-ci on tient compte dans l'expression de M_{eff} de la température, de la vitesse de déformation et de l'évolution de la densité des dislocations au cours de la déformation plastique /6, 38/:

$$M_{eff} = M_g(\dot{\Gamma}) - M_a(\rho, \dot{\Gamma}, T) \quad (V-8)$$

$M_g(\dot{\Gamma})$ est le coefficient de contribution à M_{eff} relatif à la génération des dislocations. Il ne dépend pas de la température T .

Quant au coefficient $M_a(\rho, \dot{\Gamma}, T)$, il représente la contribution à M_{eff} relatif à l'annihilation des dislocations. Il dépend de la densité moyenne des dislocations ρ , de la vitesse de déformation

$\dot{\Gamma}$ et de la température T . Si $M_{eff}(\rho, \dot{\Gamma}, T)$, est connu, la détermination de la déformation plastique Γ est possible à n'importe quel moment en intégrant l'équation (V-6).

Pour $\dot{\Gamma} = \dot{\Gamma}(\Gamma)$ et $T = T(\Gamma)$, on obtient:

$$\Gamma = \int \frac{dx}{M_{eff}(x, \dot{\Gamma}(x); T(x))} + C \quad (V-9)$$

où C est une constante qui dépend des conditions initiales de la densité des dislocations ρ .

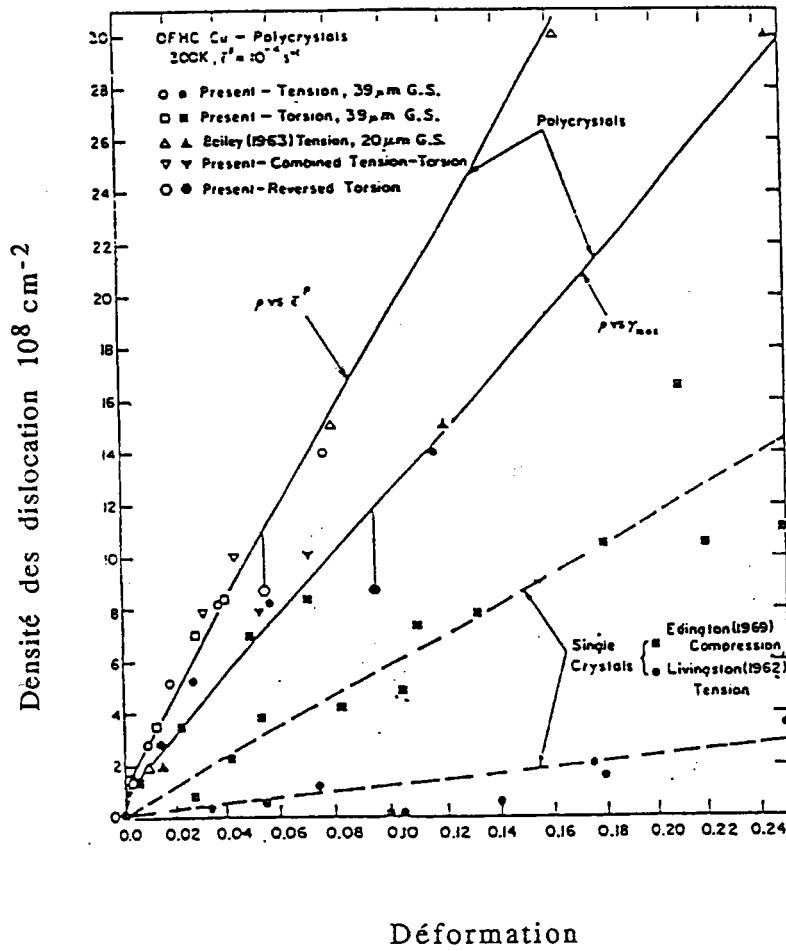


Figure V-2. Evolution de la densité de dislocations au cours de la déformation plastique, d'après Döner et col., /69/.

Le problème principal dans cette approche basée sur la multiplication des dislocations, réside dans le choix de l'expression mathématique du coefficient de multiplication des dislocations. En effet, cette expression doit tenir compte de l'effet de la température et de la vitesse de déformation sur la génération et l'annihilation des dislocations. Klepaczko /38/, a proposé, une équation différentielle décrivant l'évolution de la densité moyenne des dislocations dans laquelle le coefficient de multiplication M_{eff} des dislocations est fonction de la vitesse de déformation et de la température:

$$\frac{d\rho}{d\Gamma} = M_{II}(\dot{\Gamma}) - k_a(\dot{\Gamma}, T) (\rho - \rho_0) \quad (V-10)$$

où $M_{II}(\dot{\Gamma})$ est le coefficient de génération des dislocations à travers la restauration dynamique, tandis que $k_a(\dot{\Gamma}, T)$ est le coefficient d'annihilation des dislocations. Cette relation satisfait aux conditions initiales; $M_{eff}(\rho_0) = M_{II}$. Son intégration, dans le cas où $\dot{\Gamma}$ et T sont constantes, conduit à la solution suivante:

$$\rho = \rho_0 + \frac{M_{II}}{k_a} (1 - \exp(-k_a \Gamma)) \quad (V-11)$$

En introduisant cette solution dans la relation (V-1), on aboutit à l'expression de la contrainte interne $\tau_{\mu}(\Gamma)$. Une équation plus complète a été proposée plus tard par le même auteur, /37/. Celle-ci peut être utilisée dans le cas des métaux purs à faibles et à grandes déformations:

$$\frac{d\rho}{d\Gamma} = \frac{1}{b} \left[\frac{1}{\delta} + (1 - \xi(\rho)) \frac{k_0}{L(\dot{\Gamma})} + \frac{k_1 \xi(\rho)}{d(\rho)} \right] - \left[k_a(\dot{\Gamma}, T) + \frac{\eta(T)}{\dot{\Gamma}} \right] (\rho - \rho_0), \quad (V-12)$$

où δ représente l'espace moyen entre les particules dures. Dans le cas de certains alliages, $\delta = \lambda = \text{constante}$, λ étant le libre parcours moyen. Ce dernier est initialement contrôlé par l'espace moyen séparant les dislocations; $\lambda = L = \frac{1}{\sqrt{\rho}}$; Kocks (1976) /82/. La

fonction $\xi(\rho)$ représente la probabilité de formation de cellule des dislocations:

$0 \leq \xi(\rho) \leq 1$, $\xi(\rho) = 0$ pour $\rho = \rho_0$. Dans ce cas on obtient l'expression de M_{II} , en combinant les relations (V-10) et (V-12):

$$M_{II}(\dot{\Gamma}) = \frac{1}{b} \left[\frac{1}{\delta} + \frac{k_0}{L(\dot{\Gamma})} \right] \quad (V-13)$$

La fonction $\eta(T)$ de l'équation (V-12) caractérise le fluage du matériau, elle dépend de la température, tandis que $d(\rho)$ représente la variation du diamètre des structures cellulaires en fonction de la densité des dislocations. Pour des vitesses faibles et des températures élevées, le diamètre $d(\rho)$ est sensible à toute variation de la vitesse de déformation et de la température à travers le processus de diffusion. Pour plus de détails, voir l'étude de Ferron et col., /83/. Il est donc intéressant de faire intervenir l'évolution du diamètre des cellules dans l'équation

d'évolution de la structure. Une expression de $d(\rho)$ déduite des observations expérimentales par Morrone et Duffy, /79/, semble être acceptable pour une large gamme de vitesses et de températures:

$$d(\rho) = d_{\min} \left[1 + \frac{\rho_0}{\rho} \left(\chi \frac{D_0}{d_{\min}} - 1 \right) \right] \quad (V-14)$$

où D_0 est le diamètre initial du grain et χ une constante caractérisant le diamètre maximal du sous grain lorsqu'il commence à se former (faible densité de dislocation ρ et faible déformation; $d_{\max} = \chi D_0$, $\chi < 1$) et $d_{\min}$ correspond à la valeur asymptotique minimale de $d(\rho)$. Cette valeur marque aussi la saturation de la contrainte (grandes déformations).

D'autres formes simplifiées de l'équation différentielle (V-12) ont été proposées auparavant par Kocks, /82/, Estrin et Mecking, /71/, dans lesquelles différents type d'interactions ont été pris en compte. En effet, Kocks a proposé l'équation d'évolution structurale (V-15) pour interpréter les interactions de type dislocation/dislocation:

$$\frac{d\rho}{d\Gamma} = \frac{1}{b} \left(\frac{\sqrt{\rho}}{\eta} - L_a \rho \right) \quad (V-15)$$

Le libre parcours moyen est représenté par le produit $\eta L = \lambda$. Dans l'équation (V-15), Kocks /82/ fait intervenir aussi la longueur L_a de la dislocation annihilée par activation thermique.

Celle-ci dépend de la vitesse de déformation $\dot{\Gamma}$ et de la température T ; $L_a(\dot{\Gamma}, T)$. L'effet d'interaction entre particule et dislocation, en plus de l'effet d'interaction entre les dislocations ont été étudiés par Estrin et Mecking /71/ pour décrire d'une manière unifiée la plasticité d'un matériau.

$$\frac{d\rho}{d\Gamma} = k + k_1 \sqrt{\rho} - k_2 \rho \quad (V-16)$$

où k est une constante reliée au libre parcours moyen; $k = (b\lambda)^{-1}$. Le terme $k_1 \rho^{1/2}$ est associé à la multiplication athermique des dislocations mobiles, qui deviennent immobilisées, après avoir traversé une distance proportionnelle à celle qui sépare les

dislocations, $\rho^{-1/2}$ (k_1 est une constante). Le terme ($k_2\rho$) est associé à la restauration dynamique (stade III, $k_2 = k_2(\dot{\Gamma}, T)$).

V-2-2 Discussion.

Les modèles basés sur la multiplication des dislocations ont connu beaucoup de progrès dans la description du comportement mécanique des métaux (voir par exemple l'étude détaillée de Printz et col. /72/). Dans ce modèle, il est tenu compte en plus de la densité moyenne ρ des dislocations, de la densité moyenne des dislocations à l'intérieur des structures cellulaires. Un modèle qui tient compte donc de deux paramètres de structure de même que l'étude de Klepaczko, /38/, concernant l'évolution de la densité moyenne des dislocations mobiles ρ_m et de la densité moyenne des dislocations immobilisées ρ_i . Un autre modèle à deux paramètres de structure a été développé récemment par Estrin /74/, dans lequel il tient compte aussi bien de la densité moyenne des dislocations mobiles ρ_m que de la densité moyenne des dislocations relativement immobiles ρ_f (forêt de dislocations). Ces modèles reposent tous sur l'idée de l'évolution des paramètres structuraux permettant de déterminer l'état mécanique du matériau. Ils ont été utilisés généralement dans le cas des essais à vitesse de déformation ou à température constante dans des domaines de déformation relativement faibles. En ce qui concerne le comportement présenté par les résultats expérimentaux du chapitre IV, le choix d'une équation d'évolution de la densité des dislocations doit tenir compte de:

a) L'importance de la sensibilité de l'écrouissage du cuivre à la vitesse, surtout en grandes déformations.

b) Cette équation doit être acceptable dans une large gamme de vitesse de déformation et de température.

Nous essayerons de répondre à ces questions dans le modèle modifié de multiplication des dislocations.

V-3 MODELE MODIFIE DE MULTIPLICATION DES DISLOCATIONS

V-3-1 Hypothèses.

Les grandeurs physiques introduites dans ce modèle modifié, telles que la densité des dislocations, la longueur de dislocation, sa vitesse de glissement effective contribuant à la vitesse de déformation, l'énergie libre d'activation, la contrainte effective etc..., sont simplement représentées par leur valeur moyenne. Cependant le procédé de moyennage n'est pas mathématiquement justifié. Dans certains cas, les paramètres moyens peuvent être considérés par conséquent comme des paramètres phénoménologiques décrivant l'écoulement plastique des métaux /84,85, 86/.

V-3-2 Modélisation.

Nous proposons ici un modèle différent de ceux proposés dans la littérature. Il caractérise l'effet de la vitesse de déformation et de la température sur les métaux C F C en tenant compte de l'évolution de la multiplication des dislocations à grandes déformations et à grandes vitesses de déformation. L'évolution de la densité des dislocations dans une telle configuration est donnée par l'équation suivante:

$$\frac{d\rho}{d\Gamma} = M_{II}(\dot{\Gamma}) + k_m \sqrt{\rho - \rho_0} - k_a(\dot{\Gamma}, T) (\rho - \rho_0) \quad (V-17)$$

avec $\rho = \rho_m + \rho_i$, ρ_m et ρ_i sont respectivement les densités des dislocations mobiles et relativement immobiles, $\rho_m = f \rho$ (f est une constante inférieure à 1). Le coefficient de multiplication des

dislocations $M_{II}(\dot{\Gamma})$, représente la création des dislocations au cours de la déformation plastique indépendamment de la température. Son évolution en fonction de la vitesse de déformation dans le cas du cuivre polycristallin a pu être déterminée par Klepaczko /38/, à partir des données expérimentales de Follansbee et Kocks, /76/, voir figure (V-3). Une autre valeur de M_{II} indépendante de la vitesse de déformation a été déterminée par mesure à l'aide du microscope électronique de la densité de dislocations /87/. Elle est représentée en pointillé sur la figure (V-3); $M_{II} = 8.625 \cdot 10^{10}$

cm². Cette valeur coïncide exactement avec les valeurs de $M_{II}(\dot{\Gamma})$ pour les vitesses de déformation n'excédant pas $\dot{\Gamma} = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

Une relation mathématique de $M_{II}(\log \dot{\Gamma})$ déduite des données expérimentales a été proposée, /37/:

$$M_{II}(\dot{\Gamma}) = M_0[B + C \tanh(A x)], \quad x = \log\left(\frac{\dot{\Gamma}}{D}\right) \quad (V-18)$$

où A, B, C et D sont des constantes et $M_0(B + C)$ est le coefficient de multiplication des dislocations à vitesses élevées, de l'ordre de 10^6 s^{-1} . Le calcul des constantes A, B, C et D, sera discuté plus loin.

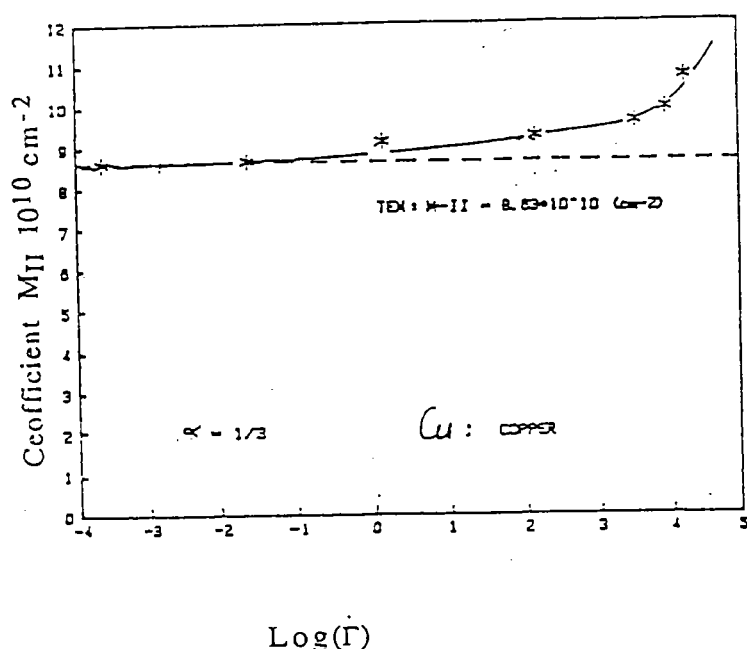


Figure V-3. Résultats expérimentaux de l'évolution du coefficient de multiplication initiale des dislocations pour le cuivre polycristallin en fonction de $\text{Log}(\dot{\Gamma})$, courbe en ligne continue, d'après Klepaczko /38/. En ligne discontinue la valeur de $M_{II} = 8.625 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

L'effet d'interaction entre l'incrément de densité des dislocations et le réseau de dislocations "forêt" dans ce modèle, est représenté par le deuxième terme de l'équation (V-17):

$k_m \sqrt{\rho - \rho_0}$, où k_m représente la constante affectée au libre parcours moyen λ à travers l'espace moyen séparant les dislocations: $L = \frac{1}{\sqrt{\rho}}$; voir équation (V-12). Il correspond à la

quantité $(1 - \xi(\rho))k_0$ dans le cas où la probabilité de formation des structures cellulaires est nulle; $\xi(\rho_0) = 0$. Dans le cas contraire;

$\xi(\rho) = 1$, le deuxième terme de l'équation (V-17) s'annule et on aboutit à l'équation (V-10).

En plus de la création des dislocations, l'annihilation est représentée par le facteur $k_a(\dot{\Gamma}, T)$. Son expression en fonction de la vitesse de déformation et de la température est donnée par la relation (V-19) /38/:

$$k_a(\dot{\Gamma}, T) = k_0 \left(\frac{\dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}_0} \right)^{-2} m_0 T \quad (V-19)$$

où k_0 représente le facteur d'annihilation à $T = 0$, $\dot{\Gamma}_0$ est la fréquence d'annihilation des dislocations tandis que m_0 est la sensibilité absolue à la vitesse d'annihilation des dislocations.

Le modèle proposé ici rend possible la description de plusieurs situations expérimentales comme le durcissement des métaux et son lien avec l'évolution de la microstructure au cours de la déformation plastique, en se basant sur des quantités expérimentalement mesurables. En effet, le coefficient de multiplication des dislocations M_{eff} est relié à l'écrouissage $\theta = \frac{d\tau}{d\Gamma}$ par la relation (V-20):

$$M_{eff} = \frac{d\rho}{d\tau} \theta \quad \text{ou} \quad \theta = M_{eff} \frac{d\tau}{d\rho} \quad (V-20)$$

La connaissance de M_{eff} permet de déterminer l'effet de l'annihilation et du réarrangement des dislocations sur le durcissement des métaux. Ce dernier, (M_{eff}) peut être déterminé à partir de quantités contrôlables lors des tests mécaniques. De l'équation (I-36), on tire la relation suivante:

$$\frac{d\tau}{d\rho} = \frac{d\tau_{\mu}}{d\rho} + \frac{d\tau^*}{d\rho}, \quad (V-21)$$

En tenant compte des équations (V-5), (V-8), (V-20) et (V-21), on aboutit à l'expression de θ :

$$\theta = [M_g(\rho, \dot{\Gamma}) - M_a(\rho, \dot{\Gamma}, T)] \left(\frac{d\tau_{\mu}}{d\rho} + \frac{d\tau^*}{d\rho} \right), \quad (V-22)$$

Il est connu qu'à faible vitesse de déformation, le taux de variation de la densité des dislocations mobiles ρ_m pour les métaux C F C est négligeable; il s'ensuit que

$$\frac{d\tau^*}{d\rho} \cong 0$$

et d'après l'équation simplifiée (V-1)

$$\frac{d\tau_\mu}{d\rho} = \frac{(\alpha \mu(T) b)^2}{2 \tau_\mu} \quad (V-23)$$

Finalement le taux d'écrouissage θ peut s'écrire comme suit:

$$\theta = \theta_g(\dot{\Gamma}) - \theta_a(\dot{\Gamma}, T) \quad (V-24)$$

où $\theta_g = M_g(\rho, \dot{\Gamma}) \frac{d\tau_\mu}{d\rho},$

$$\theta_g = [M_{II}(\dot{\Gamma}) + k_m \sqrt{\rho - \rho_0}] \frac{d\tau_\mu}{d\rho} \quad (V-25)$$

et $\theta_a = M_a(\rho, \dot{\Gamma}, T) \frac{d\tau_\mu}{d\rho},$

$$\theta_a = [k_a(\dot{\Gamma}, T) (\rho - \rho_0)] \frac{d\tau_\mu}{d\rho} \quad (V-26)$$

Il est intéressant de noter que pour $\rho > \rho_0$ les deux composantes de θ sont sensibles aussi bien à la température T qu'à la vitesse de déformation $\dot{\Gamma}$. Pour $\rho = \rho_0$ le coefficient de multiplication d'obstacles $M_{eff}(\rho_0) = M_{II}$ peut être identifié par la relation suivante:

$$M_{II} = \frac{2 \theta_{II} \tau_\mu^0}{(\alpha \mu(T) b)^2} \quad (V-27)$$

avec

$$\tau_\mu^0 = \alpha \mu(T) b \sqrt{\rho_0} \quad (V-28)$$

θ_{II} est le taux d'écrouissage stade II. On a souvent:

$$\mu_0/150 < \theta_{II} < \mu_0/250,$$

où μ_0 est le module de cisaillement à 0 K; Lücke et Mecking (1973) /88/. Une relation plus générale décrivant le processus de durcissement des métaux à n'importe quel stade de la déformation plastique peut être expérimentalement déterminée. En combinant les relations (V-5), (V-20) et la relation (V-22), l'expression du produit $\tau \theta$ est donnée par:

$$\tau \theta = (\tau_\mu + \tau^*) \left(\frac{d\tau_\mu}{d\rho} + \frac{d\tau^*}{d\rho} \right) M_{eff}, \quad (V-29)$$

ou bien:

$$\tau \theta = \tau_\mu \left(1 + \frac{\tau^*}{\tau_\mu} \right) \frac{d\tau_\mu}{d\rho} \left(1 + \frac{d\tau^*/d\rho}{d\tau_\mu/d\rho} \right) M_{eff} \quad (V-30)$$

Sachant que:

$$\frac{d\tau_\mu}{d\rho} = \frac{\alpha \mu(T) b}{2 \sqrt{\rho}}$$

on aboutit à la relation suivante:

$$\tau \theta = \frac{1}{2} (\alpha \mu(T) b)^2 \left(1 + \frac{\tau^*}{\tau_\mu} \right) \left(1 + \frac{\theta^*}{\theta_\mu} \right) M_{eff} \quad (V-31)$$

Pour $\frac{\theta^*}{\theta_\mu} \equiv 0$, on obtient une forme plus simple de M_{eff} :

$$M_{eff} = \frac{2 \tau \theta}{(\alpha \mu(T) b)^2 \left(1 + \frac{\tau^*}{\tau_\mu} \right)} \quad (V-32)$$

Si en plus la condition: $\tau^* \ll \tau_\mu$, est vérifiée, ce qui est le cas du cuivre à différentes vitesses de déformation, la relation (V-32) se réduit à:

$$M_{eff} = \frac{2 \tau \theta}{(\alpha \mu(T) b)^2} \quad (V-33)$$

Cette relation décrit quantitativement l'évolution du coefficient de multiplication des obstacles M_{eff} en fonction de la contrainte appliquée. La détermination de cette dernière est expérimentalement possible, voir la figure (V-4).

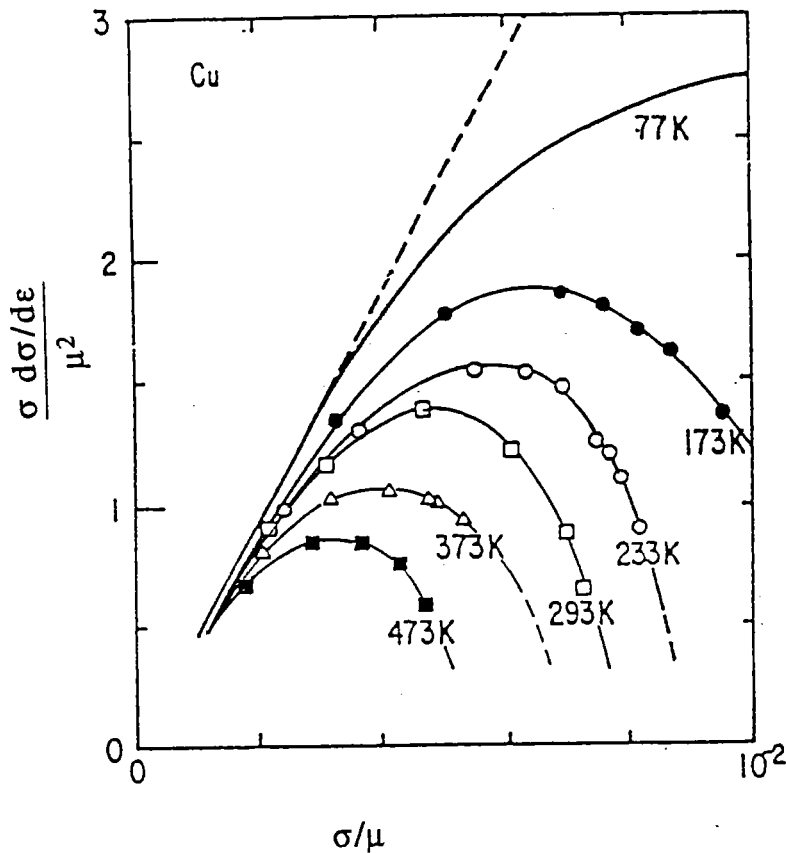


Figure V-4. Courbes $(\sigma d\sigma/d\epsilon)/\mu^2$ dans le cas du cuivre en fonction de σ/μ , permettant de décrire l'évolution de M_{eff} à différentes températures et à vitesse constante $10^{-3} s^{-1}$, d'après Mecking et Kocks, /70/.

Nous constatons, d'après les résultats expérimentaux de la figure (V-4) que pour des vitesses faibles $10^{-3} s^{-1}$, la valeur de M_{II} n'est pas influencée par la variation de la température. Au contraire, l'annihilation des dislocations, représentée par le facteur $k_a(\dot{\gamma}, T)$ (relation V-19), est importante lorsque la température augmente.

V-4 APPLICATION: DETERMINATION DES COURBES CONTRAINTES-DEFORMATIONS DU CUIVRE

V-4-1 Détermination de la contrainte effective.

La détermination de la contrainte effective τ^* s'obtient par inversion de l'équation (I-24). Dans cette dernière intervient le terme de l'énergie libre d'activation en fonction de la température T , de la structure représentée par ρ et de la contrainte effective τ^* . L'expression universelle de ΔG en fonction de τ^* à température constante et à structure bien déterminée est donnée par la relation de Kocks et col., /11/:

$$\Delta G(\tau^*) = G_0 [1 - (\frac{\tau^*}{\tau_0^*})^p]^q \quad (V-34)$$

où G_0 est l'énergie d'obstacle à $T = 0$ K, p et q caractérisent la géométrie de l'obstacle. Dans le cas simple de l'obstacle linéaire ($p = q = 1$), l'expression de la contrainte effective à $T = 0$ K en fonction de la densité ρ_m des dislocations mobiles est donnée par:

$$\tau_0^*(\rho_m) = \frac{G_0 \sqrt{\rho_m}}{b a^*}, \quad \rho_m = f \rho \quad (V-35)$$

a^* est la distance affectée par l'activation thermique, elle est du même ordre que le module du vecteur de Burgers $a^* \cong b$, voir figure (I-13).

Des relations (I-24) et (V-34), on déduit l'expression de τ^* en fonction de la température et de la vitesse de déformation:

$$\tau^*(\dot{\Gamma}, T, \rho_m) = \tau_0^*(\rho_m) [1 - (\frac{k T}{G_0} \ln \frac{v_0(\rho_m)}{\dot{\Gamma}})^{1/q}]^{1/p} \quad (V-36)$$

où $v_0(\rho_m)$ représente le facteur de fréquence dû aux vibrations thermiques en fonction de la densité des dislocations mobiles, son expression est donnée par:

$$v_0(\rho_m) = \rho_m v_D b^2 \quad (V-37)$$

où v_D est la fréquence de Debye.

Avec cet ensemble d'équations, l'expression de la contrainte effective est déterminée en fonction de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température; $\tau^* = f^*(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)$.

V-4-2 Détermination de la contrainte interne.

La détermination de τ_μ passe obligatoirement par la résolution de l'équation différentielle (V-17). Cette dernière, satisfait les conditions initiales $M_{eff}(\rho_0) = M_{II}$. La détermination analytique de

$\Gamma(\rho)$ à partir de l'équation (V-17) pour $\dot{\Gamma}$ et T constantes est possible:

$$\Gamma = \int \frac{d\rho}{M_{II} + k_m \sqrt{\rho - \rho_0} - k_a(\rho - \rho_0)} + C \quad (V-38)$$

où C est une constante d'intégration. La solution de cette équation est donnée par:

$$\Gamma = \frac{1}{k_a} \left[\ln \frac{Y_0}{Y} - \frac{2k_m}{k_a \sqrt{\Delta}} (\arctg X - \arctg X_0) \right]$$

où

$$X = \frac{2\sqrt{\rho - \rho_0} - k_m/k_a}{\sqrt{\Delta}} \quad ; \quad X_0 = \frac{-k_m/k_a}{\sqrt{\Delta}}$$

$$Y = \rho - \rho_0 - \frac{k_m}{k_a} \sqrt{\Delta} - \frac{M_{II}}{k_a} \quad ; \quad Y_0 = -\frac{M_{II}}{k_a}$$

$$\Delta = \left(\frac{k_m}{k_a}\right)^2 \left(1 + \frac{4M_{II}k_a}{k_m^2}\right)$$

L'inversion de $\Gamma(\rho)$ pour obtenir une expression analytique de $\rho(\Gamma)$ est impossible. Il en est par conséquent de même pour $\tau_\mu(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)$.

En conclusion, l'intégration numérique de (V-17) et la détermination de $\tau_\mu(\Gamma, \dot{\Gamma}, T)$ à partir de la relation (V-1) ainsi que $\tau^*(\dot{\Gamma}, T, \rho_m)$ à partir des relations (V-34), (V-35), (V-36) et (V-37), rendent possible la description physique de plusieurs situations expérimentales en tenant compte de l'histoire de la déformation, $\dot{\Gamma}(\Gamma)$ et $T(\Gamma)$. C'est un modèle basé sur l'évolution d'un paramètre de structure unique ρ .

V-5 CALCULS ET RESULTATS NUMERIQUES

V-5-1 Détermination des constantes.

Comme on l'a mentionné ci-dessus, la détermination du comportement du métal à partir du modèle proposé passe par le calcul des deux composantes de la contrainte appliquée τ ; la contrainte effective τ^* et la contrainte interne τ_μ . Pour ces deux calculs, des constantes et paramètres physiques sont à déterminer; soit en tout cinq groupes de constantes.

a) Le premier groupe concerne les constantes physiques: le module du vecteur de Burgers $b = 2.56 \cdot 10^{-8}$ cm et la constante de Boltzmann $k = 8.614 \cdot 10^{-5}$ eV K⁻¹, la température de fusion du cuivre $T_m = 1356$ K et le module de cisaillement à $T = 0$ K $\mu_0 \cong 4.81 \cdot 10^4$ MPa.

b) Le deuxième groupe comprend les constantes nécessaires à la description des effets de la température sur l'évolution du module de cisaillement $\mu(T)$ donnée par la relation (V-5).

La valeur de μ_0 donnée en (a) est obtenue à partir de l'extrapolation à $T = 0$ de la courbe $\mu(T)$, voir la figure (V-5). Cette figure décrit l'évolution du module de cisaillement du cuivre en fonction de la température, elle est déterminée à partir de celle du module de Young $E(T)$ (voir figure V-6) /89/, en utilisant la relation:

$$\frac{E(T)}{E_0} = \frac{\mu(T)}{\mu_0}$$

où $E_0 = E(T=0 \text{ K})$ le module de d'élasticité à $T = 0$ K. Ce dernier est déterminé par extrapolation de la courbe $E(T)$ à $T = 0$ K, $E_0 \cong 1.42 \cdot 10^5$ MPa.

-La constante θ_μ est obtenue par optimisation de la courbe théorique donnée par la relation (V-5) avec les valeurs expérimentales de $\mu(T)$. La valeur trouvée de θ_μ est de l'ordre de 0.5275.

c) Le troisième groupe de constantes est relatif à la description de l'effet de la vitesse de déformation sur le coefficient de multiplication des dislocations. L'évolution de ce dernier en fonction de la vitesse de déformation (relation V-18) est représentée sur la figure (V-7) avec:

$A = 5.56 \cdot 10^4$; $B = 2.85$; $C = 0.575$; $D = 5.56 \cdot 10^4$ et
 $M_0 = 3.745 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

Cette figure coïncide avec les résultats expérimentaux de la figure (V-3). Sur la même figure nous avons représenté les valeurs de M_{II} obtenues à partir du modèle:

$$M_{II} = 1.72 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ pour } \dot{\Gamma} \cong 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$$

et

$$M_{II} = 3.85 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ pour } \dot{\Gamma} \cong 300 \text{ s}^{-1}$$

Ces deux dernières constantes sont déterminées par optimisation des données numériques avec les courbes expérimentales moyennes données par la figure (IV-12). La méthode d'optimisation utilisée est décrite à l'annexe 1.

d) Le quatrième groupe comprend les constantes nécessaires pour le calcul de τ^* . Dans la plupart des cas la distance a^* affectée par l'activation thermique est confondue avec le module du vecteur de Burgers; $a^* \cong b$. La fréquence de Debye ν_D est de l'ordre de 10^{13} s^{-1} . L'énergie G_0 (relation V-34) est égale à 0.55 eV, /90/.

e) Le cinquième groupe concerne la création et l'annihilation des dislocations ainsi que la constante d'interaction entre dislocations, c'est à dire les paramètres k_m et k_a (relation V-17) et la constante α (relation V-1) en fonction de la vitesse de déformation. Dans un premier temps, les calculs numériques sont effectués dans le cas des déformations quasi-statiques;

$\dot{\Gamma} \cong 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ à $T = 298 \text{ K}$. Avec les conditions initiales d'intégration suivantes: $\rho = \rho_0$ pour $\Gamma \cong 0$ ($\rho_0 \cong 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ déterminée par microscopie électronique, cas du cuivre recuit d'après /69/), on trouve:

$$k_m = 6.895 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} \text{ et } k_a = 3.94.$$

Dans les mêmes conditions initiales mais cette fois ci à vitesse de déformation beaucoup plus élevée $\dot{\Gamma} \cong 300 \text{ s}^{-1}$, les valeurs des constantes k_m et k_a deviennent:

$$k_m = 6.52 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1} \text{ et } k_a = 1.34.$$

La constante α dans les deux cas est de l'ordre de 0.55.

Notons finalement que la constante k_m ne varie pas beaucoup en fonction de la vitesse de déformation. Sa valeur moyenne est de l'ordre de $\bar{k}_m \cong 6.575 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

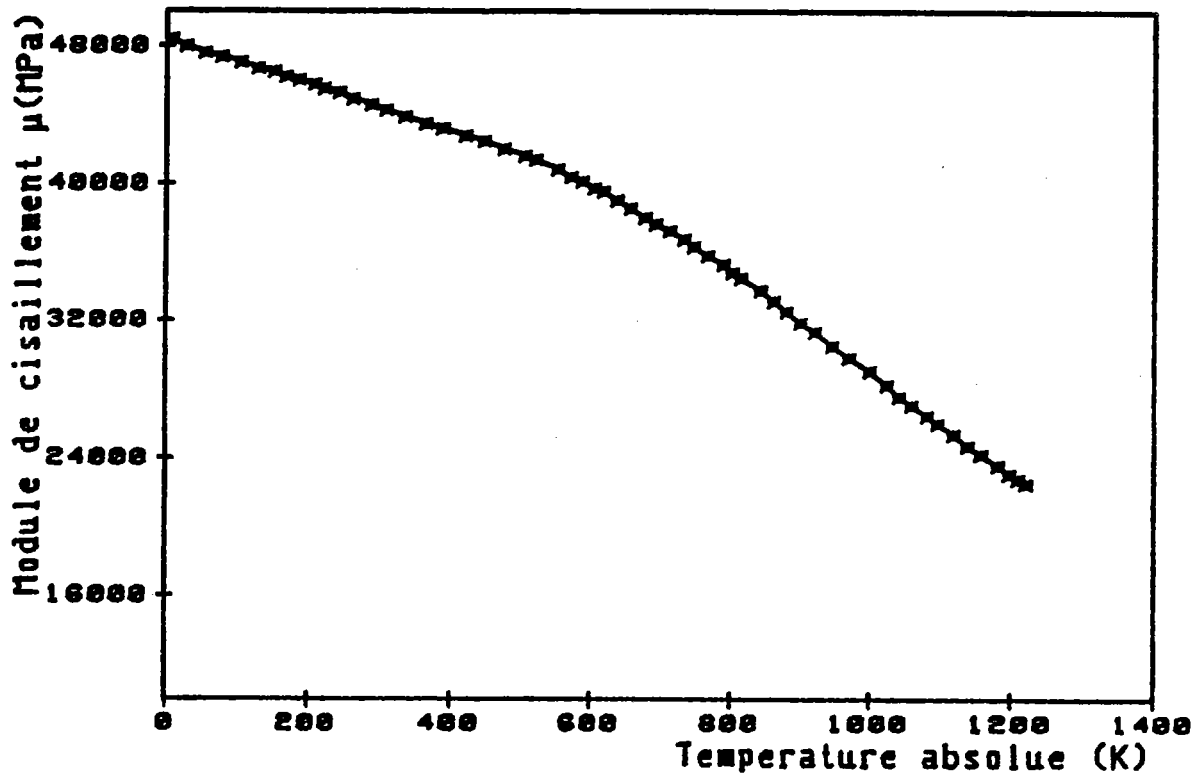


Figure V-5. Variation du module de cisaillement $\mu(T)$ en fonction de la température.

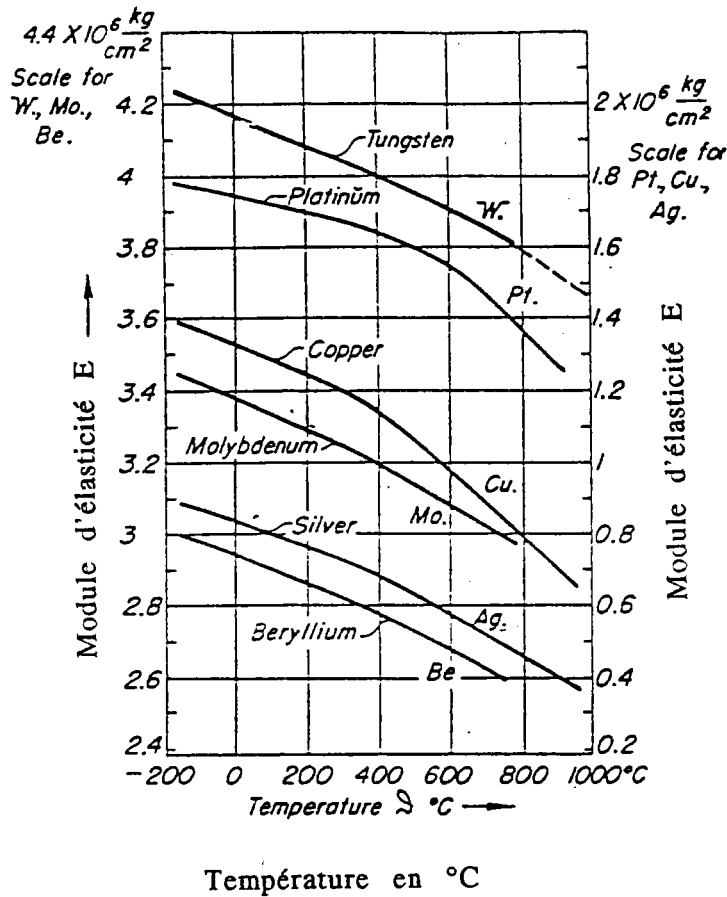


Figure V-6. Variation du module d'élasticité $E(T)$ en fonction de la température, d'après Köster, 1989/.

V-5-2 Discussion des résultats et commentaires

A partir des deux valeurs de k_a , nous avons calculé les deux constantes m_0 et k_0 de la relation (V-19); $m_0 \cong 1.43 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ et $k_0 \cong 1$. Cette valeur k_0 , correspond à l'annihilation des dislocations à $T = 0 \text{ K}$, c'est à dire $k_a(T=0)$.

Quant à la multiplication initiale M_{II} des dislocations, elle dépend de la vitesse de déformation. L'allure de son évolution en fonction du logarithme de la vitesse, tirée à partir de la position des deux points de M_{II} (courbe en pointillée sur la figure V-7), est pratiquement parallèle à la courbe du dessus.

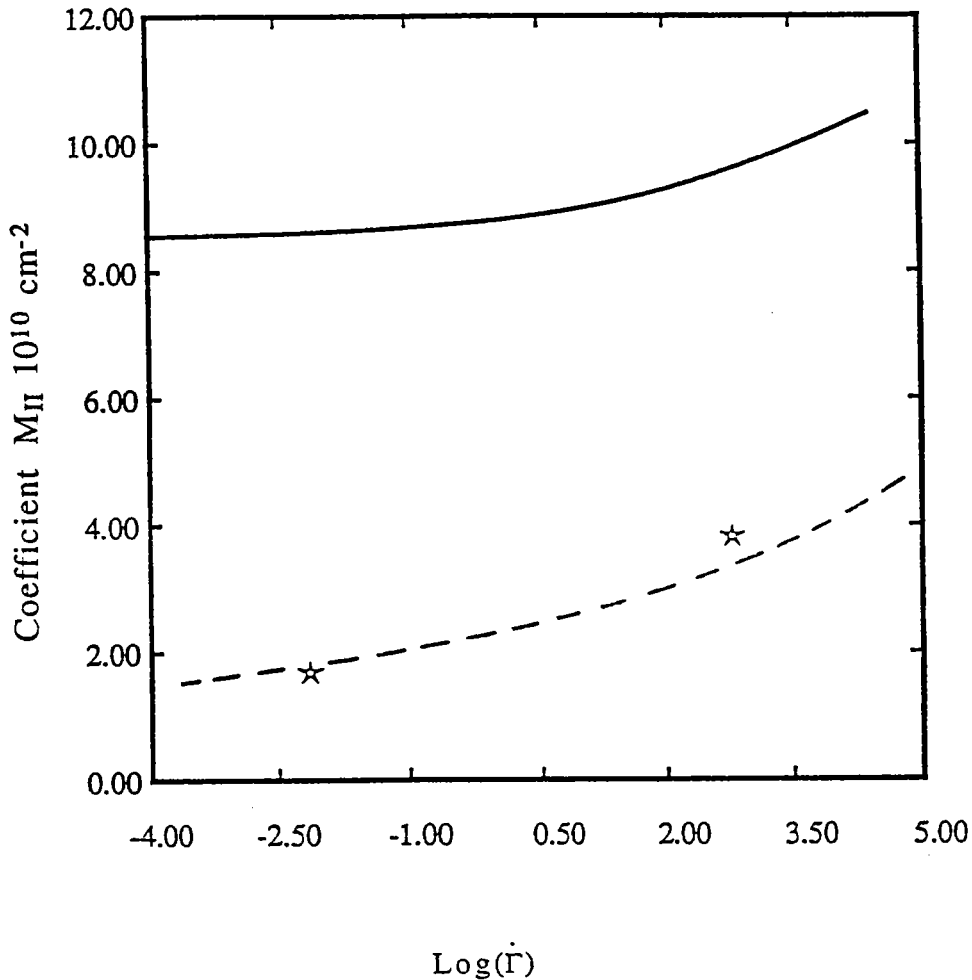


Figure V-7. Variation de la multiplication initiale M_{II} des dislocations en fonction du logarithme de la vitesse de déformation pour le cuivre polycristallin. En ligne continue la courbe expérimentale (figure V-3), en pointillé l'allure approximative de la variation de M_{II} obtenue à partir des résultats de la figure (IV-12).

Cette variation de M_{II} , peut être aussi constatée sur les résultats expérimentaux de la multiplication effective M_{eff} des dislocations, voir figure (V-8). Dans cette figure nous avons représenté la variation de M_{eff} obtenue à partir de la relation (V-33) en fonction de la contrainte τ . L'allure générale des courbes obtenues pour $7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ et 300 s^{-1} , rappelle celle obtenue par Mecking et Kocks, [70], figure (V-4). Quant aux courbes N°: 2, 3, 4, 5, elles correspondent à la multiplication M_{eff} dans le cas d'un changement de vitesse de déformation. La multiplication dans ce cas est initialement très forte, et elle tend asymptotiquement enfin de course vers la courbe obtenue à vitesse constante 300 s^{-1} .

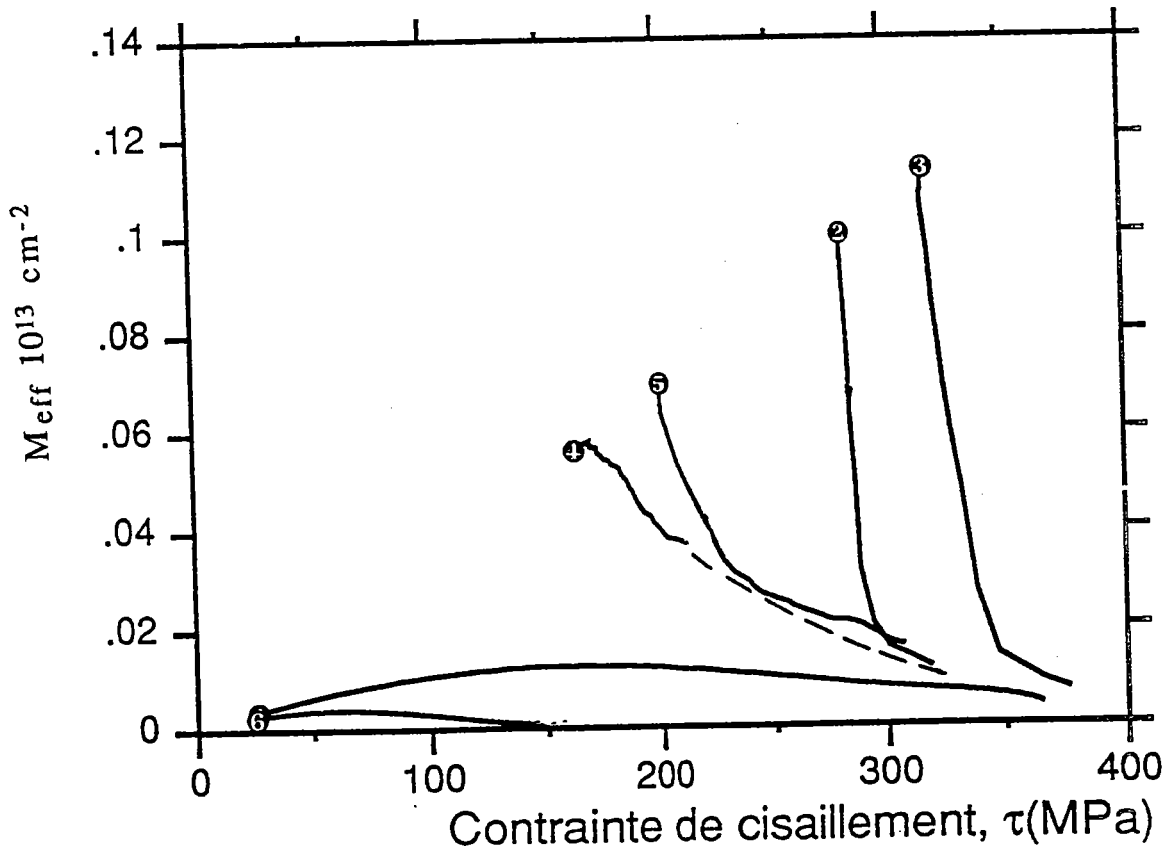
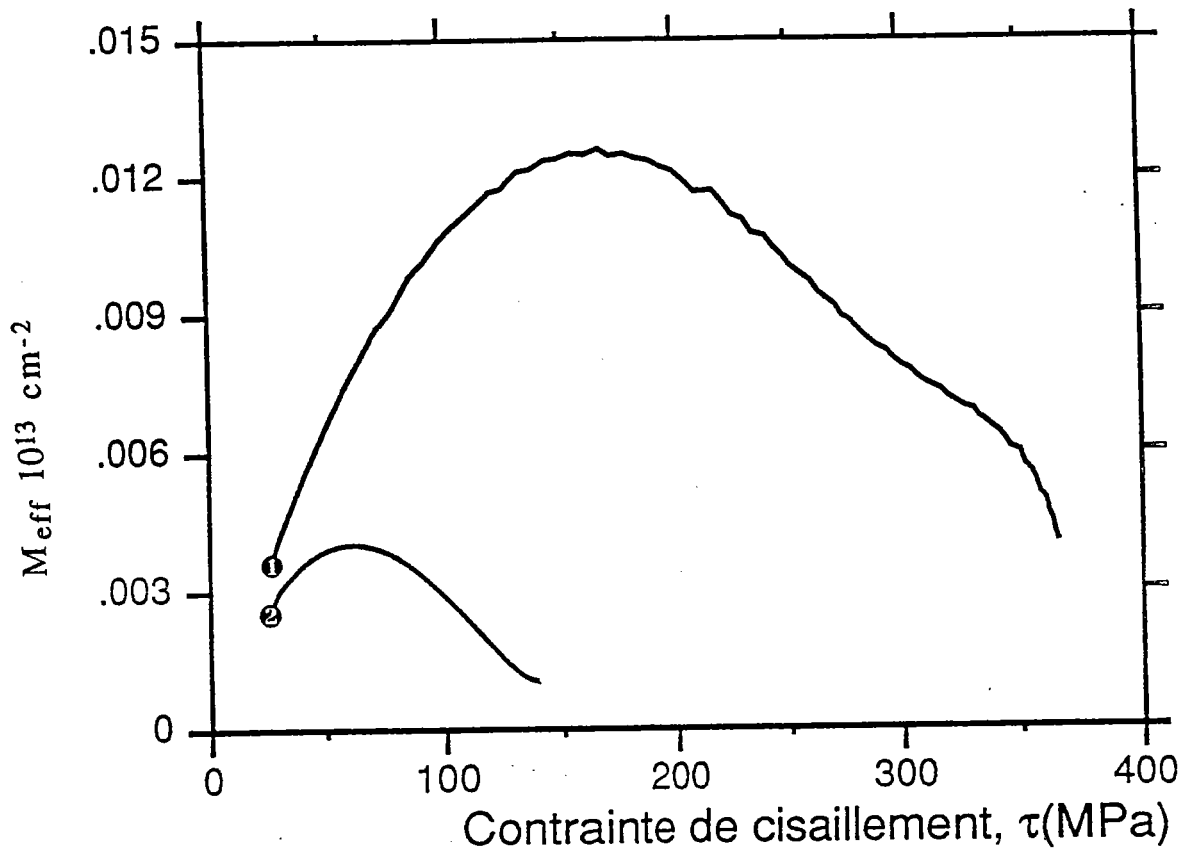


Figure V-8. Courbes du coefficient de multiplication en fonction de la contrainte, (a) cas quasi-statique et vitesse élevée, (b) changement de vitesse.

En somme les résultats obtenus à partir du modèle sont en bon accord avec les résultats expérimentaux du chapitre IV. Ceci est particulièrement vrai pour les essais à vitesse constante: quasi-statique et vitesse élevée, voir figure (V-9) (a). Au contraire à la différence du premier cas, le modèle ne répond pas avec une bonne approximation à la réalité expérimentale dans le cas des essais avec changement de vitesse en grandes déformations, voir figure (V-9) (b). En effet, en comparant par rapport aux courbes expérimentales, la réponse donnée par le modèle présente:

- a) Une forte réponse instantanée à la vitesse.
- b) Un écrouissage moins important que celui présenté par les courbes expérimentales.

Dans le domaine des grandes déformations, une amélioration doit être apportée à ce modèle dans le cas des changements de vitesse.

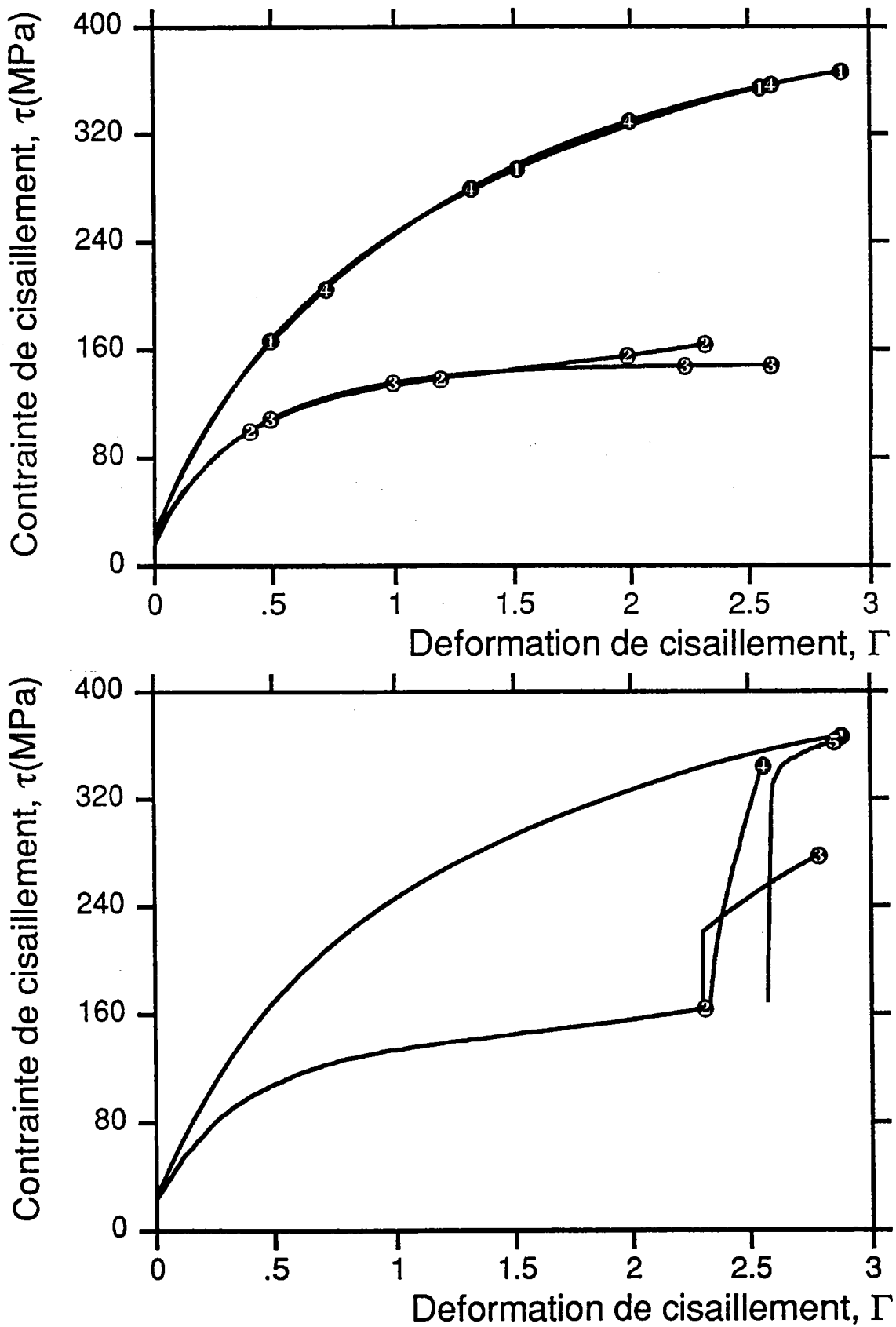


Figure V-9. Superposition des courbes expérimentales aux courbes obtenues à partir du modèle: (a) Courbes expérimentales à vitesses constantes N°: 1 et 2, (b) changement de vitesse, modèle courbe N°3.

V-6 CONCLUSION

L'analyse de l'évolution de la microstructure permet de définir les mécanismes fondamentaux qui accompagnent la déformation plastique. Les contributions respectives, mais aussi étroitement liées, de la structure (densité des dislocations) et des conditions de déformation (vitesse de déformation et température) se trouvent explicitées.

Nous nous sommes limités dans ce simple modèle à un traitement tenant compte d'un paramètre structural unique pour expliquer l'écoulement plastique du cuivre, en se basant sur l'activation thermique d'une part et la multiplication des dislocations propres aux métaux C F C d'autre part, /91/. Les résultats obtenus à partir de ce modèle sont en bon accord avec les résultats expérimentaux du chapitre IV, sauf pour les changements de vitesse, voir figure (V-9). Une amélioration doit être apportée dans ce dernier cas.

En ce qui concerne le domaine des grandes déformations, l'évolution de l'écrouissage et la sensibilité à la vitesse du cuivre sont liées à l'aptitude des dislocations à se réarranger autrement dit à la restauration dynamique en cours de déformation jusqu'à l'obtention de la saturation. Cette saturation, qui n'est pas atteinte dans le cas des essais à 300 s^{-1} , est fonction à la fois de la structure (dimension des cellules, réseau) et des conditions imposées lors de la déformation plastique.

Bibliographie du chapitre V.

68. U. Essman, " Cross-Slip, Slip Reversibility and Crack Initiation in Fatigue", in Dislocation 84 (Edition du C N R S), **203**, (1984).
69. M. Döner, H. Chang and H. Conrad, J. Mech. Phys. Solids, **22**, (1974) p. 555.
70. H. Mecking and U. F. Kocks, Acta Metall. **29** (1981).
71. Y. Estrin and H. Mecking, Acta Metall., **32** (1984) p. 57.
72. F. B. Printz and A. S. Argon, Acta Metall., **32** (1984).
73. G. Gottstein and A. S. Argon, Acta Metall., **35** (1984) p.1261.
74. Y. Estrin, Conference on high temperature constitutive modeling: Theory and application. Atlanta, Georgia, December 1-6, 1991.
75. J. R. Klepaczko, Nuclear Engineering and Design, **127** (1991) p.103.
76. P. S. Follansbee and U. F. Kocks, Acta. Metall., **36** (1988) p.81.
77. Y. Bergström, Mat. Sci. Eng., **5** (1970) p. 193.
78. A. Korbel and K. Swiatkowski, Metal. Sci. Journal, **6** (1972) p.60.
79. A. Morrone and J. Duffy, Technical Report, Division of Engng. Brown University Providence, R. I., 02912, (1988).
80. A. S. Keh, Y. Nakada and W. C. Leslie, Dislocations dynamics, eds. A. R. Rosenfiel, G. T. Hahn, A. L. Bement and R. I. Jaffe, McGraw-Hill, New York (1968).
81. A. S. Keh and S. Weissmann, Electron microscopy and strength of crystals, eds. G. Thomas and J. Washburn, Interscience Publ. New-York, (1963).

82. U. F. **Kocks**, Trans. ASME Ser. D, **98** (1976) p.76.
83. G. **Ferron**, E. L. **Ouakdi**, J. R. **Klepaczko** and Mliha-Touati, In constitutive relations and their physical basis. Riso Natl. Laboratory, Roskilde (1987) p.311.
84. J. P. **Hirth** and J. **Lothe**, Theory of dislocation, McGraw-Hill, New York (1968).
85. J. P. **Hirth**, Inelastic behavior of solids, ed. M. F. Kanninen et al., Mc Graw Hill (1970).
86. H. J. **Frost** and M. F. **Ashby**, Deformation-mechanism maps, the plasticity and creep of metals and ceramics, Pergamon Press (1988).
87. F. **Dusek** et al., Crystallographic aspects of plastic deformation and dislocation mobility in Cu single crystal, Res. Rep. IM-CAS, Brno, Czechoslovakia (1975).
88. K. **Lücke** and H. **Mecking**, The inhomogeneity of plastic deformation, 223, ASM. Metals Park, Ohio, USA, (1973).
89. W **Koster**, Z. Metallkunde, **39** (1948), p.1 and p.145.
90. J. **Bonneville**, B. **Escaig** and J. L. **Martin**, Acta Metall., **36** (1988) p.1989.
91. M. **Zenasni** and J. R. **Klepaczko**, en cours de préparation.
92. J. E. **Bailley**, Phil. Mag., **8**(1963) p.223.

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous nous sommes attachés à comprendre dans un premier temps le comportement du cuivre polycristallin en torsion à différentes vitesses de déformation et vis-à-vis d'un changement de vitesse. Dans un second temps, nous avons accordé une attention particulière à la sensibilité du cuivre à la vitesse. Enfin nous avons proposé un modèle relativement simple basé sur la multiplication des dislocations pour tenter de dégager les principales interprétations et mieux comprendre le comportement des métaux C. F. C. en général.

* * *

A notre connaissance, c'est la première fois qu'une étude expérimentale en torsion sur des barres de Hopkinson a été effectuée jusqu'à une aussi grande déformation dans des conditions quasi-isothermes. Ceci est dû en grande partie d'une part à notre dispositif expérimental et d'autre part à la bonne qualité géométrique des éprouvettes utilisées. Les nombreux essais effectués sur ces éprouvettes ont permis de distinguer entre l'effet instantané de la vitesse de déformation sur la contrainte d'écoulement et celle de l'histoire antérieure de la vitesse de déformation. Deux types de sensibilités sont étudiées:

a) Une sensibilité instantanée β_s à la vitesse dont la moyenne augmente légèrement au cours de la déformation plastique.

b) Une sensibilité de l'écrouissage β_h à la vitesse relative à l'histoire antérieure de la vitesse de déformation et de la température. Sa contribution à la sensibilité totale β est considérable par rapport à la première.

* * *

Enfin nous avons établi un modèle de limite élastique et d'écoulement plastique basé sur l'activation thermique et la multiplication des dislocations propre aux métaux /91/. Dans ce dernier nous tenons compte de l'évolution d'un paramètre unique: la densité des dislocations, au cours de la déformation plastique. Les confrontations entre les résultats numériques et expérimentaux se recoupent dans l'ensemble, à l'exception de ceux obtenus avec changement de vitesse. La forme mathématique finale de cette équation doit être améliorée dans ce dernier cas.

ANNEXES

ANNEXE 1

Méthode numérique utilisée pour la détermination des constantes.

La méthode d'approximation utilisée consiste à déterminer les constantes α , M_{II} , k_m et k_a en ajustant les courbes obtenues numériquement aux points expérimentaux. La programmation numérique débute par l'intégration de l'équation (V-17). Les résultats obtenus sous forme de fichiers de points (Γ , $\tau(\Gamma)$) sont introduits dans l'équation (V-1) et superposés à ceux obtenus à partir de la relation (V-36), puis comparés aux résultats expérimentaux. L'intégration numérique de (V-17) se fait avec des valeurs approximatives de α , M_{II} , k_m et k_a de telle sorte que la différence entre les points expérimentaux et la courbe théorique soit minimale. L'estimation de l'erreur entre les deux courbes est donnée par:

$$E_r = \left(\frac{f(x)}{N(N-1)} \right)^{1/2} \quad (A-1)$$

avec N le nombre de points expérimentaux et $f(x)$ représente la fonction à minimiser:

$$f(x) = \sum_{i=1}^N (y_i(x_1, x_2, \dots, x_M))^2 \quad (A-2)$$

M représente le nombre de paramètres à déterminer et y_i la différence entre la valeur théorique et la valeur expérimentale:

$$y_i = \tau_{thé}(\Gamma_i) - \tau_{exp}(\Gamma_i) \quad (A-3)$$

La solution finale est donnée sous forme de fichier de quatre paramètres α , M_{II} , k_m et k_a indépendant de ceux introduits au départ.

ANNEXE 2

Tableaux des constantes.

Tableau 1.

Constantes	Notations et valeurs	Références
Module du vecteur de Burgers	$b \equiv 2.56 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$	
Constante de Boltzmann	$k \equiv 8.614 \cdot 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$	
Température de fusion	$T_m \equiv 1356 \text{ K}$	
Module de cisaillement à 0 K	$\mu_0 \equiv 4.81 \cdot 10^4 \text{ MPa}$	91
Module de Young à 0 K	$E_0 \equiv 1.42 \cdot 10^5 \text{ MPa}$	89
Densité initiale des dislocations	$\rho_0 \equiv 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$	69

Tableau 2.

Constantes	Notations et valeurs	Références
Géométrie d'un obstacle	$p = q = 1$	38
Energie de l'obstacle à 0 K	$G_0 \equiv 0.55 \text{ eV}$	90
Distance d'activation	$a^* \equiv b$	38
Fraction des dislocations mobiles	$f \equiv 0.01$	
Fréquence de Debye	$\nu_D \equiv 10^{13} \text{ s}^{-1}$	

Tableau 3.

Constantes	Notations et valeurs	Références
Multiplication initiale des dislocations pour $7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 10^{-3} s^{-1} 300 s^{-1}	$M_{II} \equiv 1.72 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ $M_{II} \equiv 8.83 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ $M_{II} \equiv 9.37 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ $M_{II} \equiv 8.625 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ $M_{II} \equiv 3.85 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$	91 6 92 87 91
Constantes de la relation V-18	A = 5.56, B = 2.85 C= 0.575, D = 5.56 · 10 ⁴ M _{σ̄} = 3.745 · 10 ¹⁰ cm ⁻²	91
Multiplication des dislocations pour $7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 300 s^{-1}	$k_m \equiv 6.895 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ $k_m \equiv 6.52 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$	91
Annihilation des dislocations pour $7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 300 s^{-1}	$k_0 \equiv 1$ $m_0 \equiv 1.43 \cdot 10 \text{ K}^{-1}$ $k_a \equiv 3.94$ $k_s \equiv 1.34$	91
Constante des interactions	$\alpha = 0.55$	91
Effet de la température sur le module de cisaillement	$\theta_\mu \equiv 0.5275$	91