

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta

**Band:** 58 (1985)

**Heft:** 2-3

**Artikel:** Méthodes d'identification des mécanismes de déformation plastique des cristaux

**Autor:** Benoit, W. / Martin, J.L.

**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-115615>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 12.01.2025

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

## Méthodes d'identification des mécanismes de déformation plastique des cristaux

By W. Benoit et J. L. Martin, Institut de Génie atomique,  
Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Ch-1015 Lausanne

(24. VII. 1984)

A l'occasion du 60<sup>ème</sup> anniversaire d'Emanuel Mooser

*Résumé.* Afin de trouver une interprétation physique aux lois de comportement macroscopique qui lient vitesse de déformation, contrainte et température, on examine de manière critique, quelles informations fournissent les essais conventionnels, les mesures de frottement intérieur et les observations de microstructure par microscopie électronique. On insiste sur les aspects complémentaires de ces diverses techniques expérimentales, mais aussi sur leurs limites.

### I. Introduction: problème abordé

La déformation plastique d'un solide cristallin est liée au mouvement des dislocations qu'il contient. La vitesse de ces dernières dépend de la température et de la contrainte imposées à l'échantillon pendant l'essai mécanique et il existe dans un intervalle de température et de contrainte donné, une relation

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(\sigma, T, S) \quad (1)$$

où  $\dot{\epsilon}$ ,  $\sigma$ ,  $T$  sont respectivement la vitesse de déformation, la contrainte et la température et  $S$  un paramètre caractérisant la sous-structure du matériau [1]. La sous-structure est en général liée aux conditions de l'essai, c'est-à-dire que  $S$  est dépendant de  $\sigma$  (ou  $\dot{\epsilon}$ ) et de  $T$ . Le physicien qui cherche à expliquer cette loi, possède les informations suivantes. Si l'on pratique des essais de déformation à vitesse imposée et si l'on s'intéresse à la contrainte  $\sigma$  correspondant à la limite élastique, les courbes de  $\sigma$  en fonction de  $T$  montrent en général, qu'entre 0°K et la température  $T_F$  de fusion,  $\sigma$  décroît lorsque  $T$  augmente jusqu'à un palier athermique, puis décroît de nouveau, etc. Cette variation est illustrée sur la Fig. 1 qui est un exemple de carte d'Ashby pour le tungstène [2]. Contrainte et température apparaissent sous forme de coordonnées réduites et selon la partie du diagramme où l'on se trouve, les mécanismes de déformations supposés ont été indiqués.

On a remarqué que la relation (1) pouvait se mettre sous la forme d'une loi phénoménologique de type Arrhénius

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp\left(-\frac{\Delta G}{kT}\right) \quad (2)$$

où  $\dot{\epsilon}_0$  et  $\Delta G$  sont des fonctions de la contrainte, de la température et en général de la sous-structure [1].

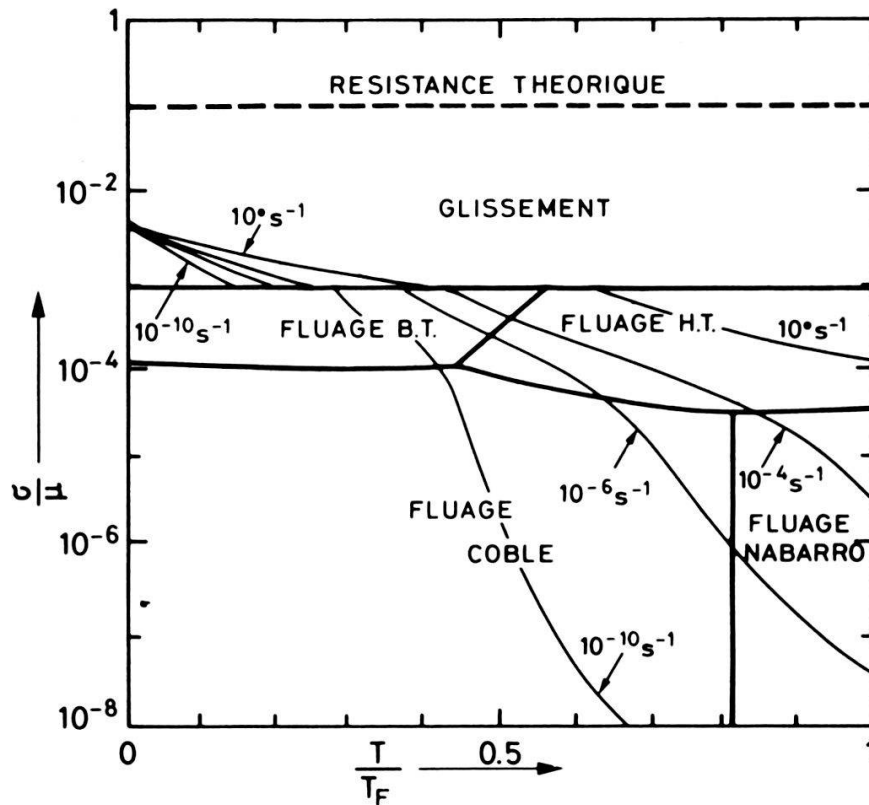


Figure 1

Exemple de carte d'Ashby. Tungstène polycristallin. D'après [2].

L'interprétation physique de la loi [2] est aisée dans le cas où un seul mécanisme de déformation se manifeste. Dans ces conditions, et pour les fortes contraintes du moins,  $\Delta G$  représente l'énergie libre d'activation liée au franchissement d'un obstacle particulier par les dislocations.

Le volume d'activation est défini par la relation

$$V = -(\partial \Delta G / \partial \sigma)_T = b \cdot A \quad (3)$$

$A$  représente l'aire de cristal que la dislocation balaie pendant qu'elle interagit avec l'obstacle, et  $b$  son vecteur de Burgers.

Dans le cas où ne dépend pas de la contrainte, on peut également définir une énergie d'activation  $E$  telle que:

$$\Delta G = E - \sigma^* V \quad (4)$$

où  $\sigma^*$  est la contrainte effective (locale) agissant sur la dislocation (3). L'interprétation physique de la loi (1) relève de la connaissance des paramètres d'activation  $E$  et  $V$  de la sous-structure et de l'identification du mécanisme microscopique qui régit le mouvement des dislocations.

Ceci peut se faire par diverses méthodes:

- les essais mécaniques conventionnels dans lesquels on impose à l'échantillon soit la vitesse de déformation, soit la contrainte, à une température donnée et où la déformation peut aller jusqu'à la rupture;
- les mesures de frottement intérieur où l'on impose à l'échantillon une

déformation cyclique au cours du temps, de faible amplitude (au maximum  $10^{-3}$ ) et de fréquence  $\omega$ ;

- les techniques métallographiques en général, qui donnent des images de l'échantillon déformé (en surface, en volume) à diverses échelles de grossissement et parmi lesquelles nous retiendrons la microscopie électronique.

Les deux premières techniques peuvent permettre, selon les cas, de déterminer des lois de comportement de type (1) et (2) et de connaître les valeurs de  $E$  et de  $V$ . La 3ème peut aider à interpréter les valeurs de ces deux paramètres.

Le but de cet article est de faire le point sur les avantages, les limitations et les aspects complémentaires de ces trois techniques dans la compréhension et la description des mécanismes de déformation.

## II. Les essais mécaniques conventionnels

En principe, il est possible de déterminer la loi de comportement de type (2) d'un cristal donné, pour des conditions de déformation particulières, en réalisant plusieurs essais de déformation à diverses vitesses et températures (essais à vitesse imposée) où l'on mesure la contrainte ou bien diverses contraintes et températures (essai de fluage) où l'on mesure la vitesse. On peut aussi utiliser une machine molle qui impose à l'échantillon un  $d\sigma/dt$  constant, à  $T$  donné [4]. A partir d'ensembles de points expérimentaux ( $\sigma$ ,  $\dot{\epsilon}$ ,  $T$ ), on peut déterminer les paramètres de la loi (2), notamment l'énergie libre et le volume d'activation. En pratique, la difficulté vient du paramètre de sous-structure: le terme  $\dot{\epsilon}_0$  contient la densité de dislocations mobiles, et lors de la multiplication des dislocations à la limite élastique, des sous-structures de défauts se construisent dans le cristal (réseau tridimensionnel de dislocations, empilements, parois et cellules, sous-grains, sous-joints, etc.) qui se manifestent en particulier par leur champ de contrainte à longue distance dans le cristal. Ces arrangements évoluent avec la quantité de déformation. On ne peut donc tenter de déterminer la loi (2) que pour une sous-structure donnée. Cela est difficilement réalisable en pratique. On opère de diverses façons:

- On détermine la loi (2) à la limite élastique, pour des essais à vitesse imposée. En effet, en ce point de la courbe contrainte-allongement, les échantillons ont encore tous la même structure initiale. Souvent, on opère aussi à allongement  $\epsilon$  constant: rien ne garantit que la sous-structure soit pour autant constante.
- On pratique des essais différentiels, c'est-à-dire que l'on fait varier d'une petite quantité une des grandeurs imposées de manière à ce que la sous-structure ne change pratiquement pas:

A vitesse imposée, on provoque  $\Delta T$  et on mesure  $(\partial\sigma/\partial T)\dot{\epsilon}$

on provoque  $\Delta\dot{\epsilon}$  et on mesure  $(\partial\sigma/\partial \log \dot{\epsilon})_T$

en fluage on provoque  $\Delta\sigma$  et on mesure  $(\partial \log \dot{\epsilon}/\partial\sigma)_T$

on provoque  $\Delta T$  et on mesure  $(\partial \log \dot{\epsilon}/\partial T)_\sigma$

A partir des dérivées partielles, on peut en principe reconstituer la relation (2).

Signalons que les techniques de relaxation de contrainte permettent aussi de mesurer  $V$  en des points rapprochés de la courbe  $\sigma(\epsilon)$  et permettent de remonter à  $\Delta G$  à partir de mesures faites à diverses températures (1).

### III. Mesures de frottement intérieur

Pour de très faibles contraintes  $\sigma$ , la vitesse de déformation plastique  $\dot{\epsilon}_d$  (équation (1)) peut se mettre sous la forme (5)

$$\dot{\epsilon}_d = \beta \Lambda b^2 \cdot \mu \cdot \sigma - k \mu \epsilon_d \quad (5)$$

où  $\mu$  est la mobilité des dislocations ( $\Lambda$  = densité des dislocations mobiles,  $\beta$  = facteur géométrique) et  $K$  un coefficient de rappel lié soit à la tension de ligne des dislocations soit à tout autre forme de 'contrainte interne'. Dans ces conditions linéaires, le frottement intérieur est donné par  $\tan \delta$  où  $\delta$  est le déphasage entre la contrainte et la déformation; dès lors

$$\tan \delta = \Delta \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \frac{\Delta M}{M} = \Delta \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (6)$$

où  $\tau$  = temps de relaxation =  $1/k\mu$  et  $\Delta$  = amplitude de relaxation =  $\beta \Lambda b^2 G/K$ ,  $G$  étant le module de cisaillement non relaxé ( $\sigma = G\epsilon$ ).

Ainsi le but des mesures de frottement intérieur est l'étude systématique du terme  $\mu$ , de la mobilité des dislocations et de tous les mécanismes microscopiques qui contrôlent ce terme.

Par exemple dans le domaine du MHz, on observe un pic (Fig. 2) avec un terme de mobilité qui est interprété par un mécanisme d'interaction dislocations-phonons. Lorsque  $K$  est strictement dû à la tension de ligne des dislocations de longueur moyenne  $l$  entre points d'ancrage, alors on a:

$$K = \frac{6Gb^2}{l^2} \quad \tau = \frac{l^2}{6Gb^2\mu} \quad \text{et} \quad \Delta = \frac{\Lambda l^2}{6} \quad (7)$$

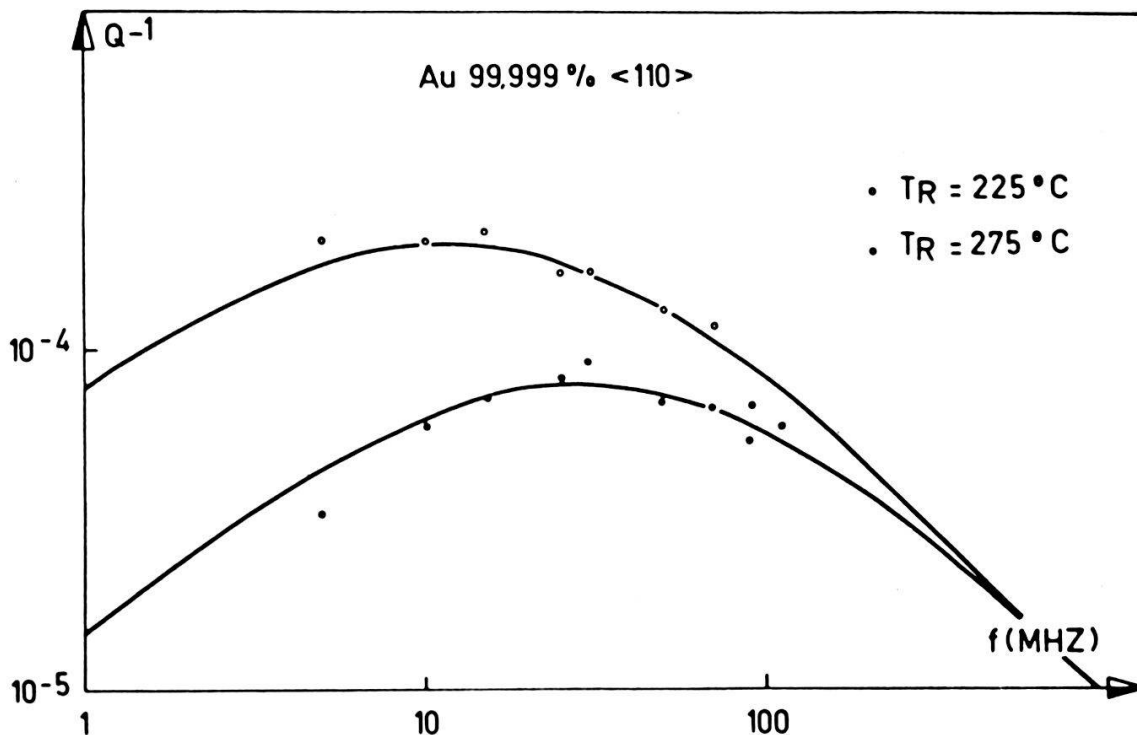


Figure 2

Pic de relaxation observé dans de l'or recuit à deux températures différentes (domaine du MHz) [6].

Des mesures (Fig. 2), on peut déduire la densité  $\Lambda$  et la longueur moyenne  $l$  de dislocations mobiles [7]. A moyenne fréquence (domaine du kHz) des mesures de frottement intérieur ont permis l'étude systématique de l'épinglage des dislocations par des défauts ponctuels créés par irradiation [8].

Mais parmi les obstacles qui contrôlent le mouvement des dislocations un très grand nombre peuvent être décrits en supposant que les dislocations se déplacent dans un champ de potentiel périodique avec une énergie d'activation  $E$ . Dès lors, pour de très faibles contraintes,

$$\mu = \mu_0 e^{-E/kT} \quad \text{et} \quad \tau = \tau_0 e^{E/kT} \quad (8)$$

Par mesure du frottement intérieur en fonction de la température, on observe des pics, chaque pic correspondant à un mécanisme d'interaction particulier (Fig. 3). La variation de la température du maximum du pic ( $\omega\tau = 1$ ) en fonction de la fréquence  $\omega$  permet de calculer l'énergie d'activation  $E$  du mécanisme. Un très grand nombre de pics ont été ainsi observés et mis en relation avec des mécanismes microscopiques particuliers. Par exemple dans les métaux à structure cubique centrée, à basse température, une dizaine de pics ont été observés [10]. Ils ont été attribués soit à des mécanismes intrinsèques (formation de paires de décrochements sur des dislocations de type vis ou non vis, mouvement des décrochements le long des dislocations vis) soit à des mécanismes d'interaction entre les dislocations et les défauts ponctuels intrinsèques (lacunes, interstitiels) ou extrinsèques (hydrogène, carbone, azote, etc.).

Si l'observation d'un pic et la mesure de son énergie d'activation  $E$  sont relativement aisées, la détermination du mécanisme microscopique est beaucoup plus difficile. L'influence des dislocations est mise en évidence en faisant varier la

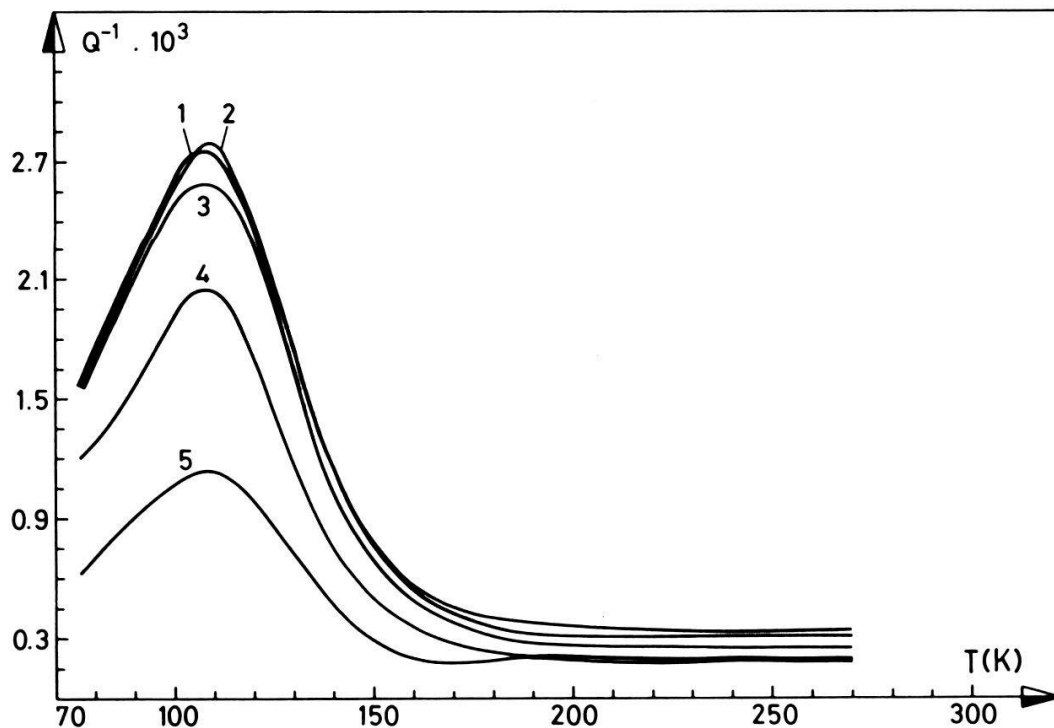


Figure 3

Pic de Bordoni observé dans de l'or laminé de 12% et recuit 1 h à 150°C. Les mesures montrent l'effet de l'amplitude de mesure (courbes 1:  $\epsilon_m = 1 \times 10^{-6}$ ; 2:  $5 \times 10^{-7}$ ; 3:  $2 \times 10^{-7}$ ; 4:  $1 \times 10^{-7}$ ; 5:  $5 \times 10^{-8}$ ).

structure des dislocations par écrouissage. Le caractère intrinsèque ou extrinsèque est vérifié en introduisant des défauts ponctuels (défauts d'irradiation ou impuretés).

D'une manière générale, on constate que tous les pics de relaxation liés au déplacement des dislocations présentent une dépendance en fonction de l'amplitude de la contrainte de mesure (Fig. 3). Cela signifie que la mobilité est une fonction de la température et de la contrainte:  $\mu = \mu(\sigma, T)$ . Toujours dans l'hypothèse simple d'un champ de potentiel périodique, on montre que sous de fortes contraintes [11] ( $\sigma V$  comparable à  $E$ )

$$\mu = \frac{\mu'_0}{\sigma} \exp\left(-\frac{E - \sigma V}{kT}\right) \quad (9)$$

Cette approximation signifie qu'on néglige les sauts en retour. L'équation (5) est alors équivalente à l'équation (2) lorsque  $k=0$ . On peut alors calculer le frottement intérieur et par une étude systématique des variations du pic en fonction de la contrainte, mesurer le volume d'activation caractéristique du mécanisme.

Pratiquement les choses sont plus compliquées et on n'observe jamais un comportement standard de la dépendance en amplitude. Pour parvenir à expliquer le comportement non linéaire des pics de relaxation, il est nécessaire de décrire l'évolution du diagramme énergétique en fonction de la contrainte appliquée et de calculer (souvent numériquement) le frottement intérieur pour les diverses conditions envisagées (9, 10) (Fig. 4). En conséquence, le volume d'activation ne peut

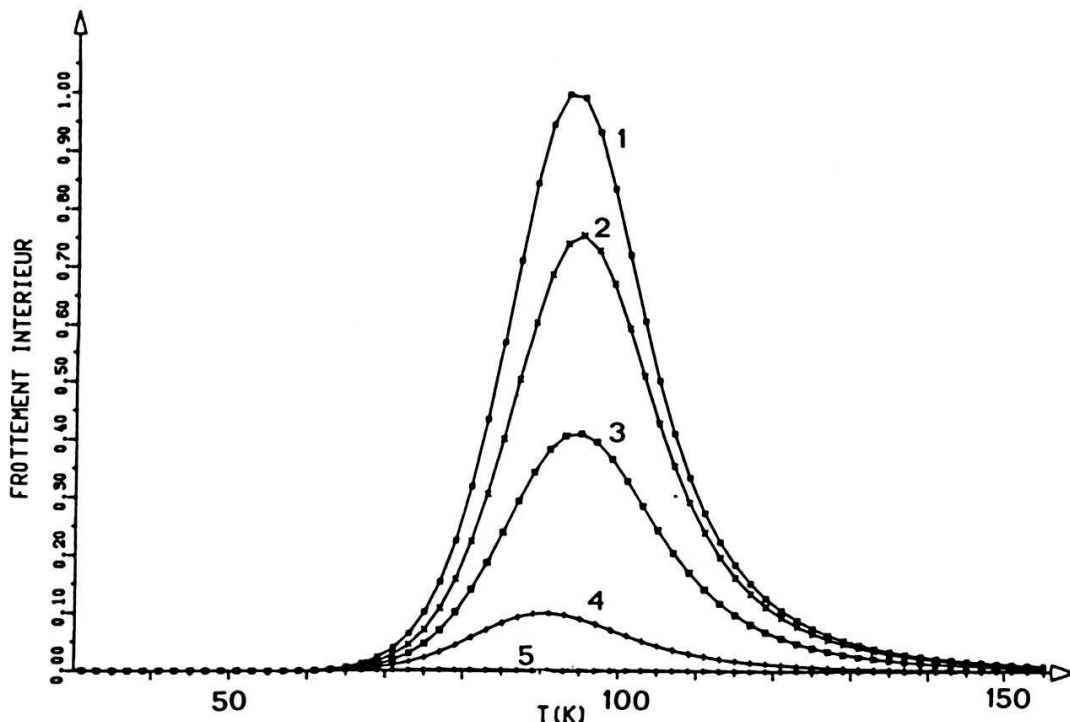


Figure 4

Calcul du pic de Bordoni pour les contraintes appliquées différentes (contrainte interne nulle) [9].

Courbe 1:  $\frac{\sigma_a}{\sigma_p} = 0,08$  ( $\sigma_p$  = contrainte de Peierls)

Courbe 2:  $\frac{\sigma_a}{\sigma_p} = 0,07$       Courbe 3:  $\frac{\sigma_a}{\sigma_p} = 0,06$

Courbe 4:  $\frac{\sigma_a}{\sigma_p} = 0,05$       Courbe 5:  $\frac{\sigma_a}{\sigma_p} = 0,04$

être déterminé qu'avec une très grande incertitude sur sa valeur absolue. Toutefois à chaque pic de frottement intérieur (dû au mouvement des dislocations) est associé un phénomène de microplasticité [10].

En étudiant ce stade pour différentes contraintes, il est possible de mesurer le volume d'activation avec légèrement moins d'hypothèses que dans le cas du frottement intérieur et on peut aussi en déduire avec davantage de précision le volume d'activation de chaque mécanisme.

Lorsque le volume d'activation est très élevé ( $V\sigma \gg E$ ) le phénomène de relaxation disparaît et le frottement intérieur est indépendant de la température. Le "fond continu" ainsi observé dépend en général de l'amplitude de mesure. Par exemple lorsque des défauts ponctuels immobiles épinglent faiblement les dislocations, leur effet peut être assimilé à un "frottement sec" (la force de frottement est indépendante de la vitesse), qui augmente avec la concentration en défauts ponctuels. Ce type de comportement a été observé dans des métaux irradiés aux électrons (peaking effect) [12] ou dans des solutions solides très fortement diluées [13]. Lorsque l'ancrage est plus fort, le désancrage apparaît brusquement lorsque la contrainte dépasse une valeur critique  $\sigma_c$  ( $V\sigma_c = E$ ) et le frottement intérieur présente une brusque variation avec l'amplitude de mesure.

#### IV. La microscopie électronique

Selon les sous-structures de dislocations présentes, divers types de microscopes sont à recommander. Le microscope à balayage a un grandissement qui peut varier de manière continue jusqu'à 50,000 fois, avec une limite de résolution courante de  $0,1 \mu\text{m}$ . Dans le cas où l'image est obtenue avec des électrons rétrodiffusés, on peut mettre en évidence d'éventuelles désorientations entre blocs cristallins. Ceci est illustré par la Fig. 5 qui montre un échantillon monocristallin



Figure 5  
Sous-grains de fluage. Monocristal d'aluminium d'axe 112. Section  $(\bar{1}\bar{1}1)$ ,  $150^\circ\text{C}$ ,  $19,6 \text{ MPa}$ ,  $\epsilon = 20\%$ .  
Microscope à balayage. Electrons rétrodiffusés. D'après [14].



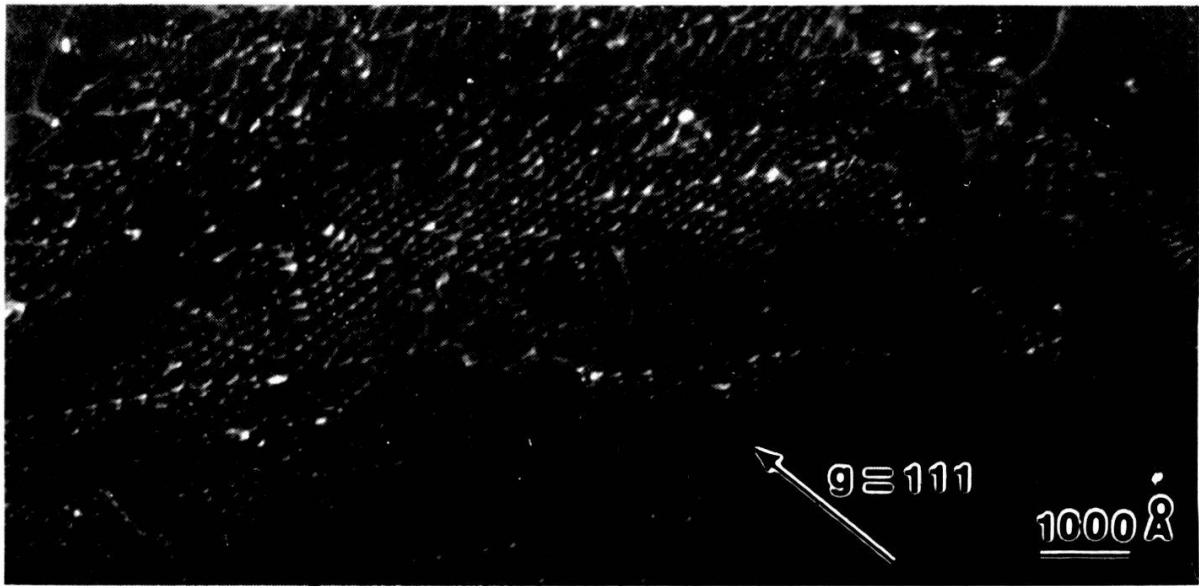


Figure 6

Sous-joint de torsion pure, après fluage (même échantillon que Fig. 5). D'après [14].

d'aluminium après fluage à  $150^{\circ}\text{C}$  ( $0,45T_F$ ,  $T_F$ =température absolue de fusion). Pour un allongement de 20%, le cristal s'est fractionné en blocs ou sous-grains de  $10\ \mu\text{m}$  de dimensions, présentant entre eux des désorientations comprises entre  $1$  et  $2^{\circ}$ . On sait donc pour ce problème particulier que les dislocations mobiles lors de la déformation se déplaceront soit à travers un seul bloc et interagiront avec les obstacles qu'il contient, soit devront traverser en plus les sous-joints qui les bordent [14].

Le microscope à transmission permet de prélever de l'échantillon déformé une lame mince d'épaisseur inférieure ou égale à  $4\ \mu\text{m}$  selon le numéro atomique de l'élément considéré et la puissance du microscope utilisé. On peut voir avec une bonne résolution (couramment  $15\ \text{Å}$ ) les dislocations contenues dans la lame, leur densité, la géométrie de leurs arrangements. On peut voir à titre d'exemple sur la Fig. 6, le détail des dislocations à l'intérieur d'un sous-joint, frontière entre deux blocs de la figure précédente. Depuis les premières observations de lames minces en 1959, de telles observations ont rendu de grands services à la compréhension des mécanismes de déformation: on a pu notamment mettre en évidence le rôle joué par les réactions de jonction entre dislocations dans le glissement des métaux cubiques à faces centrées à basse température [15]. Cependant, les observations conventionnelles se font sur des éprouvettes qui ont été déchargées et des réarrangements substantiels de dislocations peuvent se produire. Deux techniques permettent d'éviter cet inconvénient [1], en permettant d'observer dans le microscope des configurations de défauts avec la contrainte extérieure appliquée:

*Épinglage des dislocations* [1]. Le principe de la méthode consiste à créer dans le cristal une force de friction importante sur les dislocations au moment où l'on interrompt l'essai de déformation. Cette force bloque ainsi les défauts sous contrainte et empêche leur réarrangement lorsque l'on décharge l'éprouvette et que l'on confectionne la lame mince. Diverses techniques d'épinglage ont été développées selon la nature du matériau: irradiation aux neutrons rapides dans le

cas d'un métal CFC (Cu, Au) ou CC ( $\text{Fe}\alpha$ , Nb), blocage par précipités ou zones GP pour des alliages (Al-Ag, Al-Mg, Al-Zn) par un traitement thermique approprié, utilisation de la force de friction de réseau pour les cristaux covalents (Si, Ge), qui croit lorsque l'on refroidit l'échantillon, irradiation aux rayons X pour les cristaux ioniques (NaCl). Dans les structures de dislocations 'gelées' on peut notamment mesurer les contraintes locales d'après le rayon de courbure des défauts.

Mughrabi [16] a ainsi étudié l'arrangement des dislocations dans des monocristaux de cuivre déformés à vitesse constante en stade I et en stade II. En stade I, les dislocations sont réparties de manière homogène et la contrainte locale est voisine de la contrainte appliquée. De plus à 77 K, la déformation produit des dipôles de vis, la température étant suffisamment basse pour empêcher l'annihilation par glissement dévié. En stade II, au contraire, les arrangements de dislocations sont plus hétérogènes (réactions entre primaires et secondaires), la contrainte locale varie entre 0 et 2 fois la contrainte appliquée.

Les mêmes auteurs ont étudiés la relation entre microstructures de défauts et contrainte dans des essais de fatigue dans des monocristaux de cuivre, orientés pour le glissement facile à la température ambiante [17].

Dans des polycristaux d'alliage Aluminium-Zinc (11% en poids), la relation entre sous-structure et stade II de fluage a été étudiée à 210 et 250°C. L'ancrage est réalisé par un traitement de trempe et vieillissement sous charge qui provoque des agglomérations de Zn sur les dislocations [12]. Au début de ce stade les dislocations s'organisent en sous-joints entourant des zones de cristal plus pauvres en défauts, les sous-grains. La distribution des contraintes dans le cristal devient hétérogène (Fig. 7); les plus hautes valeurs sont mesurées en certains points des sous-joints et peuvent atteindre plus de 10 fois la contrainte appliquée. Les sous-grains contiennent des débris qui proviennent d'annihilation de dipôles et leur densité croît lorsque la déformation et la température augmentent (Fig. 8). La vitesse de fluage apparaît donc contrôlée par l'interaction des dislocations mobiles avec les sous-joints d'une part, et les débris dans les sous-grains d'autre part.

*Expériences de déformation in situ dans le microscope électronique* [19]. Il existe des porte-objets permettant de déformer un échantillon donné dans le microscope à vitesse et température contrôlées. On peut au cours de cet essai observer directement le mouvement des dislocations, voir avec quels obstacles elles interagissent, mesurer les temps d'attente à cet obstacle, estimer les densités de dislocations mobiles. Ces expériences sont réalisées dans des microscopes à haute tension (1000 kV), mais aussi à 200 kV.

Divers problèmes ont été ainsi étudiés avec succès, tels que les forces de friction sur les dislocations vis dans les métaux cubiques centrés à basse température, qui contrôlent la vitesse de déformation [19]. Le stade II de fluage dans l'aluminium [20] a directement été observé dans un microscope à haute tension, sur des échantillons prédéformés et contenant la sous-structure de sous-grains. Il a été possible de voir que les dislocations se déplacent par glissement jusqu'à 200°C, assez rapidement à l'intérieur des sous-grains, franchissent les sous-joints, mais que ce dernier mécanisme demande des temps d'attente mesurables, supérieurs à 1 seconde, d'autant plus grands que la vitesse de fluage est lente (Fig. 9).

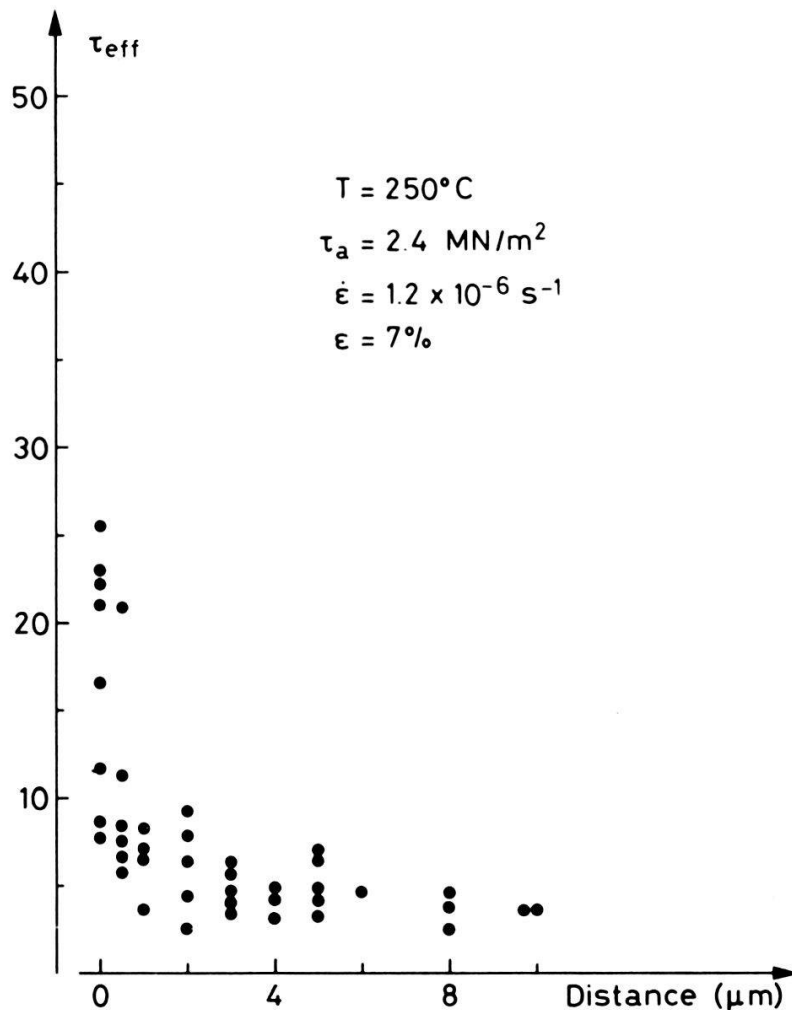


Figure 7

Répartition de la contrainte effective en fonction de la distance au sous-joint. Polycristal de Al 11% pds Zn après fluage à  $250^\circ\text{C}$ ,  $\tau_a = 2,4 \text{ MPa}$ ,  $\epsilon = 7\%$ . D'après [18].

### Comparaison des trois méthodes

D'une manière générale, la déformation plastique est un phénomène complexe qui dépend de la composition chimique (pureté) du cristal, de la structure des dislocations, de l'évolution de cette structure et des mécanismes qui contrôlent cette évolution. Il paraît ainsi nécessaire de mettre en oeuvre plusieurs techniques expérimentales afin d'en dégager des informations complémentaires.

Lorsque la déformation plastique est contrôlée par un mécanisme unique, activé thermiquement (variation importante de la limite élastique avec  $T$  dans le diagramme d'Ashby), on peut en principe faire une étude parallèle avec les trois techniques.

Par exemple, on a montré que l'augmentation de la limite élastique à basse température des métaux de structure cubique centrée, est due aux propriétés intrinsèques des dislocations de types vis (franchissement des vallées de Peierls). L'identification du mécanisme par les trois méthodes a apporté une très grande confiance dans l'interprétation et a fourni des valeurs des énergies et volumes d'activation relativement précises [21]. Il reste pourtant que dans cet exemple, le rôle des dislocations de type non vis et des impuretés est apprécié encore de



Figure 8  
 Débris après fluage d'un polycristal d'Al-Zn. Mêmes conditions que Fig. 7.  $\epsilon = 15\%$ . Dislocations ancrées sous charge. D'après [18].

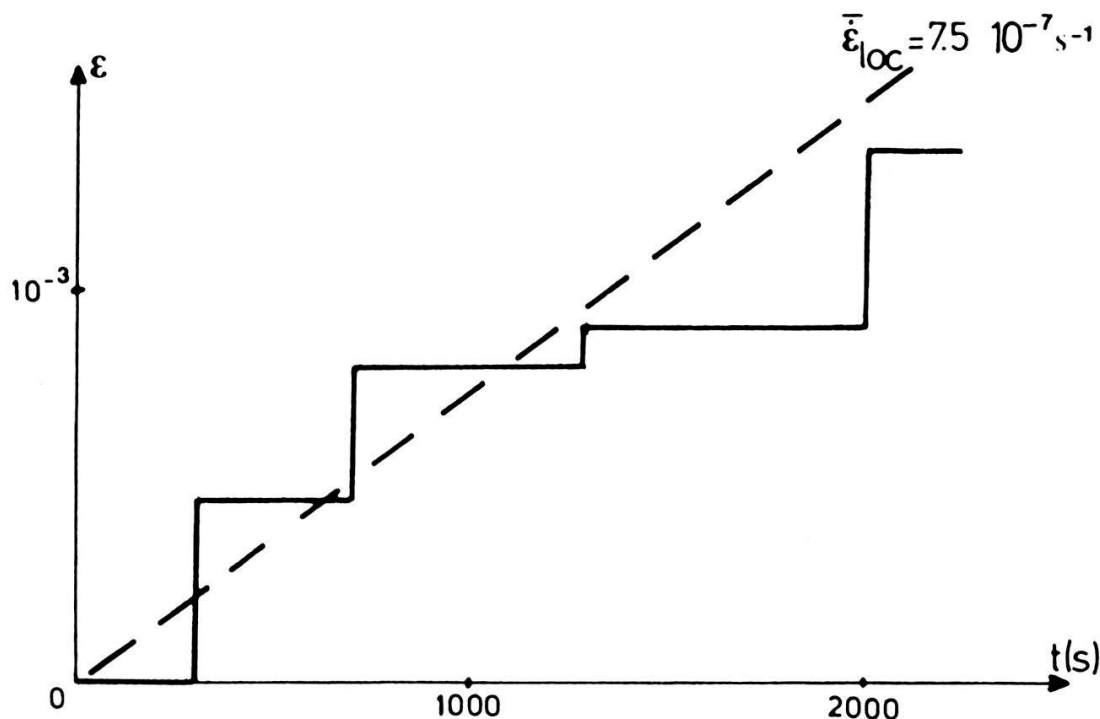


Figure 9

Courbe de fluage locale, relative à un sous-grain d'aluminium. Expérience de fluage in situ dans le microscope à haute tension de Toulouse.  $T = 200^{\circ}\text{C}$ . D'après [20].

manière différente suivant que l'on analyse les résultats obtenus par les trois méthodes.

Lorsque les mécanismes sont plus complexes (influence des impuretés, évolution de la microstructure), les comparaisons sont plus difficiles, mais d'autant plus nécessaires si l'on veut éviter de ne voir que l'arbre qui cache la forêt.

Les essais mécaniques donnent le comportement global du matériau. Les valeurs des paramètres d'activation (volume et énergie) sont quelquefois 'apparentes' et difficile à relier à un mécanisme microscopique particulier. Il est en particulier difficile d'apprécier la relation entre la contrainte appliquée et la contrainte effective ( $\sigma^*$  dans (4)) dans le cas où celle-ci est complexe. Ces essais sont indispensables pour décrire le comportement macroscopique d'un matériau. Ils ne sont réalisés pratiquement que dans l'intervalle de vitesse  $10^{-8}$ - $10$  s $^{-1}$ . Ils ne traduisent pas nécessairement le comportement d'un matériau, déformé à vitesse très lente.

Les mesures de frottement intérieur se font à des contraintes inférieures à la limite élastique. Ils isolent les mécanismes microscopiques et fournissent les énergies et les volumes d'activation spécifiques correspondants et ceci, pour chaque microstructure particulière.

Des mécanismes de déformation élémentaires tels que glissement dévié, montée, glissement sur des systèmes orthodoxes, peuvent être étudiés, en principe, par mesure de frottement intérieur.

Il n'est par contre pas évident de pondérer l'importance de ces mécanismes élémentaires pour en déduire le comportement macroscopique. En outre ce type de mesure étant effectué à très basse contrainte, les mécanismes hystérétiques caractérisés par un volume d'activation et une énergie élevée ( $\sigma > 10^{-3} \mu$ ) sont inobservables. On peut par contre étudier le comportement plastique de

matériaux soumis à des contraintes bien inférieures à leur limite élastique macroscopique.

Remarquons enfin que sous forte contrainte le réseau de dislocation peut présenter une structure qui se relaxe lorsque la contrainte est levée. Ainsi les mesures de frottement intérieur ne donnent pas strictement les propriétés dynamiques d'une structure en déformation et certains mécanismes (même activés thermiquement) pourraient ne pas être observés.

En ce qui concerne la microscopie électronique à transmission, les observations conventionnelles peuvent renseigner rapidement sur les densités de dislocations présentes, leur géométrie (parfaite, partielle, importance de la dissociation), sur les caractéristiques principales de la microstructure (distributions homogènes des défauts, arrangements planaires, cellules et parois, etc.). Pour l'observation de sous-structures non relaxées, les expériences de déformation *in situ* montrent les phénomènes en temps réel, permettent des mesures microscopiques des paramètres d'activation [19] [21], mais présentent les inconvénients liés aux lames minces [19]. Les observations de structures épinglées de dislocations montrent les sous-structures d'échantillons massifs. Elles ne peuvent être utilisées que dans les matériaux où l'on sait ancrer les dislocations. Elles révèlent les hétérogénéités de contraintes internes.

Il est quelquefois délicat, vu le pouvoir séparateur élevé lié à la méthode, de juger de l'importance sur la déformation plastique, des diverses observations microscopiques. Cependant, il est possible de voir directement les défauts et leurs structures.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] *Dislocations et Déformation Plastique*, Ed. P. Groh, L. P. Kubin et J. L. Martin, Les Editions de Physique, Orsay, 1980; M. Cagnon, p. 53; G. Champier, L. Kubin et J. L. Martin, p. 405.
- [2] H. J. FROST et M. F. ASHBY, dans *Proceedings J.E. Dorn Symposium*, ASM n° 4 (1975), p. 70.
- [3] V. F. KOCKS, A. S. ARGON et M. F. ASHBY, dans *Thermodynamics and Kinetics of Slip*, Pergamon Press (1975).
- [4] A. KARIMI, Thèse, Ecole des Mines de Paris, 1981.
- [5] W. BENOIT, G. GREMAUD et R. SCHALLER, dans *Plastic deformation of amorphous and semi-crystalline materials*, Edited by B. Escaig et C. G'sell, les Editions de Physique, (1982), p. 65.
- [6] K. AKUNE, Thèse EPF-Lausanne (1975).
- [7] A. ISORÉ, W. BENOIT et P. STADELMANN, *Phil. Mag.* 34, 811 (1976).
- [8] R. C. FORNEROD, *Mém. Sci. Rev. Met.*, 66, 2 (1969).
- [9] P. STADELMANN et W. BENOIT, *Helv. Phys. Acta*, 52, 637 (1979).
- [10] G. FANTOZZI, C. ESNOUF, W. BENOIT et I. G. RITCHIE, *Prog. Mater. Sci.*, 27, 311 (1982); G. FANTOZZI, W. BENOIT, C. ESNOUF et J. PEREZ, *Ann. Phys.*, 4, 7 (1979).
- [11] R. H. CHAMBERS, dans *Physical Acoustics*, Vol. III, part A, Edited by W. P. Mason, Academic Press, 1966.
- [12] C. MINIER, J. LAUZIER, C. ESNOUF et F. FANTOZZI, *Journal de Physique*, C9, 51 (1983).
- [13] C. BONJOUR et W. BENOIT, *Acta Met.*, 27, 1755 (1979).
- [14] M. CARRARD et J. L. MARTIN, dans *Creep and Fracture of Engineering Materials and Structures*, vol. I, Pinebridge Press, Swansea (1984), p. 27.
- [15] P. B. HIRSCH, *J. Inst. of Met.*, 87, 406 (1958).
- [16] J. C. GROSSKREUTZ et H. MUGHRABI, dans *Constitutive equations in Plasticity*, Ed. A. S. Argon, MIT Press, Cambridge U.S.A., (1975), p. 251.
- [17] H. MUGHRABI, *Acta Met.*, 31, 1367 (1983).
- [18] M. A. MORRIS et J. L. MARTIN, *Acta Met.*, 32, 549 (1984).
- [19] L. P. KUBIN et J. L. MARTIN, dans *Strength of Metals and Alloys*, vol. 3, Ed. P. Haasen, V. Gerold and G. Kostorz, Pergamon Press, (1979) p. 1639.
- [20] D. CAILLARD and J. L. MARTIN, *Acta Met.*, 31, 813 (1983).
- [21] L. P. KUBIN, *Reviews on the Deformation behaviour of materials*, vol. IV, no 3 (1982).