

Chapitre II :

Comportement plastique

et micromécanismes

de déformation

II. Comportement plastique et mécanismes de déformation

A la fin du siècle dernier, Considère [1885] constate que l'écoulement plastique est sensible au taux de déformation. Quelque temps plus tard, Ludwik [1909] puis Becker [1925] mettent en évidence le rôle de la vitesse de déformation et de la température sur la réaction des matériaux. Depuis, de nombreuses études ont tenté de relier cet écoulement à certaines grandeurs caractérisant l'état physique du matériau étudié et le chargement qui lui est imposé.

Ce chapitre analyse divers paramètres influençant l'écoulement plastique et la description des principaux micromécanismes le régissant.

II.1. Déformation - Ecoulement

La réponse d'un matériau aux efforts auxquels il est soumis est généralement représentée par la variation de la contrainte - notée σ dans le cas d'une sollicitation uniaxiale (traction ou compression), τ lors d'un cisaillement (torsion) - et en fonction de la déformation notée respectivement ε ou γ . Sous chargement monotone (traction, compression, torsion...), on met d'abord en évidence une limite d'élasticité σ_y , contrainte au delà de laquelle subsiste une déformation résiduelle lorsque l'on relâche l'effort. Dans le cas des métaux, la contrainte est proportionnelle à la déformation. On parle alors d'élasticité linéaire. La limite d'élasticité correspond à une perte de la linéarité dans la courbe contrainte/déformation (figure II-1).

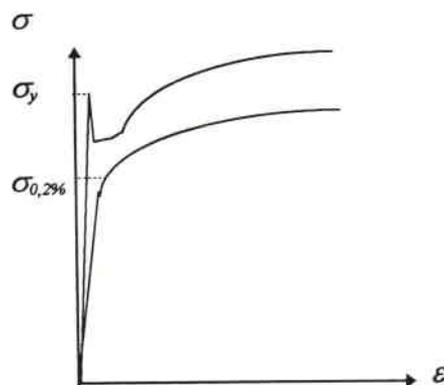


figure II-1 : allures de courbes contrainte/déformation

Au delà, le matériau entre dans le domaine plastique d'allure parabolique le plus souvent. La contrainte d'écoulement correspond à la contrainte qu'il faut maintenir pour continuer à

déformer plastiquement le matériau étudié. L'écrouissage traduit une augmentation de la contrainte d'écoulement avec la déformation.

Dans le cas des métaux et alliage, la déformation élastique est généralement très faible. La seule déformation que nous considérons est la déformation plastique que nous écrivons ε dans le cas d'un chargement uniaxial (traction ou compression), γ dans le cas de la torsion.

Il faut dès à présent distinguer le comportement des polycristaux et des monocristaux, les premiers se comportant en première approximation comme la moyenne des seconds.

Le passage dans le domaine plastique est dû principalement à la création, au mouvement et au stockage des dislocations. Si leur teneur initiale est faible (inférieure à 10^4 - 10^6 cm^{-2}), la limite d'élasticité correspond à leur création à partir de sources. Dans le cas contraire, elle coïncide avec la contrainte nécessaire pour les désancrer. Le mouvement des dislocations se fait de manière préférentielle dans les plans cristallographiques denses. Cela explique l'existence d'une *cission résolue critique* pour le glissement facile, contrainte de cisaillement critique à exercer sur un plan cristallographique dense. Dans le cas de la traction uniaxiale, elle se traduit par le rapport entre la limite d'élasticité macroscopique et un facteur, appelé *facteur de Schmid et Boas*, caractérisant l'orientation de l'axe de traction par rapport au système de glissement du cristal. Alors que les matériaux à structure C.F.C. vérifient bien la loi de Schmid et Boas, cette loi est mal suivie par les matériaux à structure C.C. [François et al 1991].

Trois stades d'écrouissage peuvent généralement être observés dans les monocristaux (*figure II-2*).

- Le stade I correspond à un glissement facile des dislocations dans un unique système de glissement sans consolidation du matériau.
- Le stade II est le siège d'un écrouissage quasiment linéaire dû à l'activation d'un second système de glissement.
- Le stade III au cours duquel les dislocations changent de système de glissement pour se recombinaison (*glissement dévié*); on assiste à une perte de linéarité et à l'apparition d'un écrouissage parabolique avant la rupture du matériau.

Au cours du stade I, un seul système de glissement macroscopique est actif. Les lignes de glissement sont longues et l'écrouissage est donc faible. Sous l'effet du glissement, le cristal subit une rotation vers les directions de glissement. Au cours de cette rotation, un second système de glissement peut devenir actif. Ce phénomène se traduit par un écrouissage plus important du matériau (stade II), les dislocations ayant alors plus de difficulté à se déplacer sur des plans se coupant. En fonction de l'angle dont tourne le cristal, l'apparition du stade II est plus ou moins rapide (*figure II-2*).

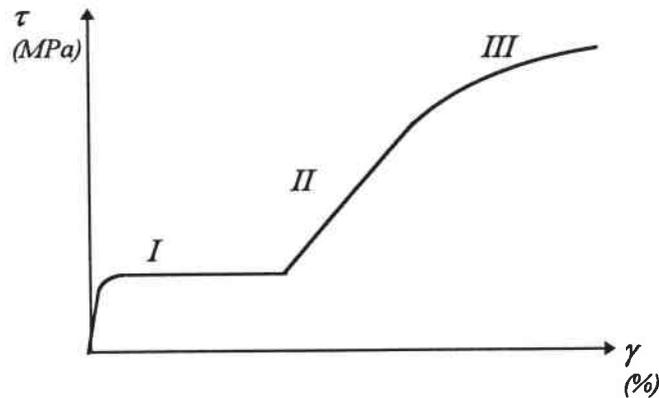


figure II-2 : courbe de consolidation d'un monocristal

Le stade II voit les dislocations interagir et former des crans ou des jonctions. Sous l'effet de ces interactions, elles se dissocient en dislocations partielles [Hirth & al 1968] et s'immobilisent en formant des empilements. Par rétroaction, les sources de dislocations sont bloquées et il faut augmenter la contrainte appliquée pour maintenir la vitesse de déformation. Le durcissement est important, de l'ordre de $10^{-2} G$ (où G désigne le module de cisaillement).

La contrainte augmentant rapidement au cours du stade II, les dislocations situées en tête des empilements peuvent se recombiner en facilitant ainsi la poursuite de la déformation. Le durcissement s'effondre. C'est le début du stade III.

Le cas des polycristaux se distingue de celui des monocristaux par plusieurs points :

- les joints de grains créent des frontières au glissement des dislocations ; le blocage des dislocations à leur voisinage modifie le tenseur des contraintes ;
- les plans cristallographiques ne sont pas parallèles ; la déformation de chaque grain crée donc des distorsions différentes dans chaque grain ; la nécessité de préserver la cohésion cristalline induit des contraintes supplémentaires ; le chargement local ne correspond pas au chargement global.

A l'échelle macroscopique, cela se traduit par :

- une disparition du stade I ;
- une limite d'élasticité supérieure à celle du monocristal, d'autant plus que les grains sont petits ;
- un durcissement plus important que le monocristal.

Pour traduire l'écouissage d'un matériau, on fait souvent appel à la loi d'Hollomon :
 $\sigma = K \varepsilon^n$

L'écouissage d'un métal est caractérisée par le coefficient : $n = \left. \frac{\partial \log(\sigma)}{\partial \log(\varepsilon)} \right|_{\dot{\varepsilon}, T}$

Selon le type de matériau et les traitements auxquels il a été soumis, la valeur de n peut varier de 0,4 (forte consolidation) à 0,1 (faible consolidation).

II.2. Température

En règle générale, la résistance d'un matériau à l'écoulement plastique diminue lorsque la température d'essai croît. Nous avons représenté sur la figure II-3 l'évolution générale de la limite d'élasticité en fonction de la température.

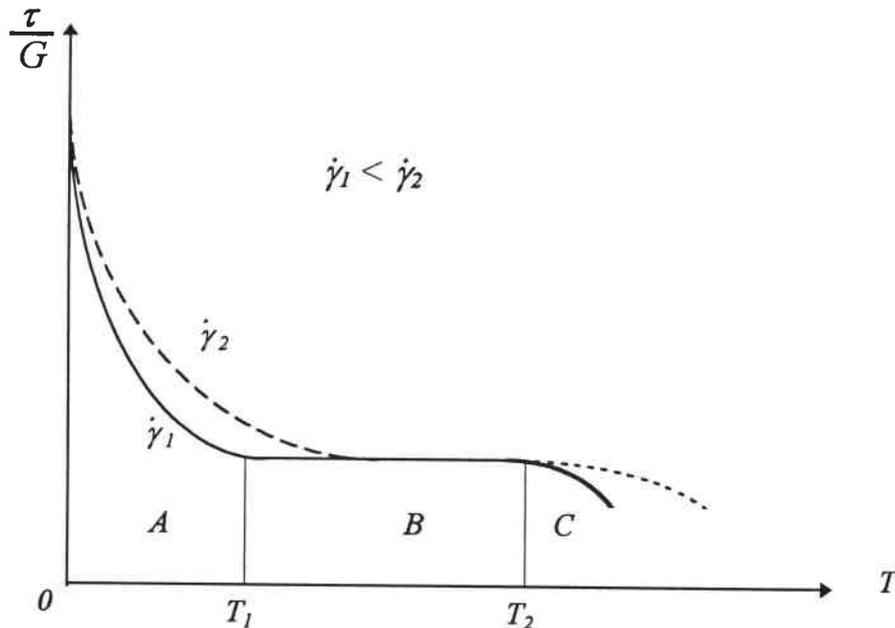


figure II-3 : variation de la limite d'élasticité (rapportée au module G) avec la température pour deux valeurs de la vitesse de déformation.

La zone A du graphique II-3 correspond à une diminution de la limite d'élasticité jusqu'à un plateau appelé plateau athermique (zone B du graphique). Lorsque la température augmente, les propriétés mécaniques chutent de nouveau (zone C).

Ce graphique est décrit plus en détail au paragraphe II-5, mais, dès à présent, on notera que la zone A est le siège de mécanismes activés grâce à une élévation de la température ; la zone B, correspondant au plateau athermique ne voit pas le matériau influencé par la température ; le début de la zone C coïncide avec l'apparition des mécanismes de diffusion. Pour

les métaux de structure cubique à faces centrées (C.F.C.) et hexagonale compacte (H.C.) à glissement basal, la décroissance de τ/G (portion A) avec la température est faible, contrairement aux métaux à structure cubique centrée (C.C.) ou H.C. pour le glissement non basal. Les phénomènes thermiquement activés sont donc prépondérants dans le cas des matériaux C.C. ; ils vont se révéler très sensibles à la température alors que les matériaux C.F.C. seront peu influencés.

Les courbes de consolidation obtenues sur les métaux à structure cubique à faces centrées (cuivre, aluminium...) montrent que la température agit peu sur la limite d'élasticité mais influence notablement le taux d'écrouissage. En revanche, la limite d'élasticité des matériaux à structure cubique centrée (fer α , tantale, tungstène, vanadium, molybdène, niobium...) est très sensible à la vitesse de déformation contrairement au taux d'écrouissage [Bénard et al 1984]. Cependant, des changements microstructuraux (précipitation, vieillissement, recristallisation) peuvent modifier cette règle générale.

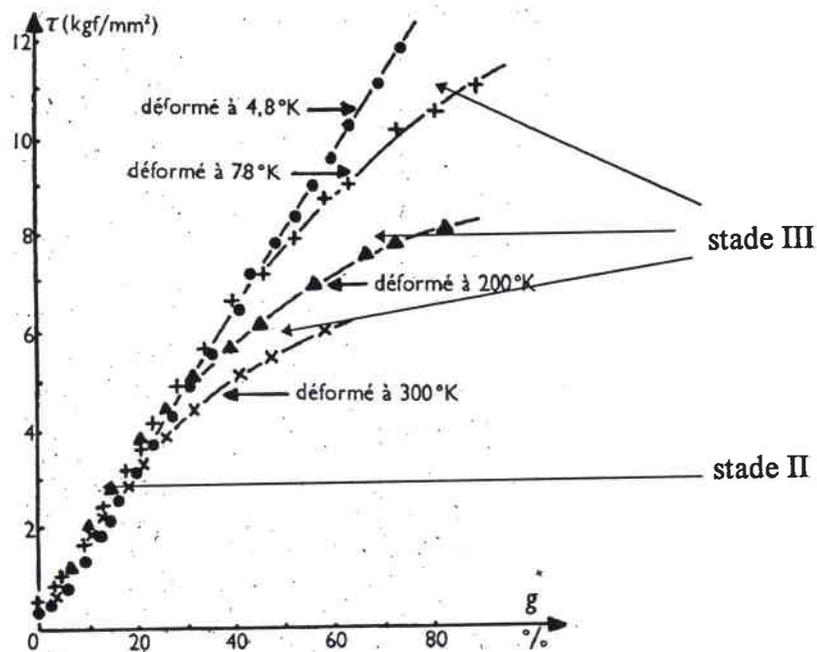


figure II-4 : courbes de consolidation de monocristaux de cuivre 99,99% à diverses températures (Blewitt, Coltman et Redman), [Jaoul 1965]

Dans le cas des monocristaux, Jaoul [1965] remarque que le durcissement de monocristaux dans le stade II n'est pas influencé par la température (figure II-4). L'effet de cette dernière ne s'observe que sur l'apparition plus ou moins tardive du stade III. Les processus de multiplication de dislocations sont donc "athermiques" contrairement à ceux de recombinaison.

II.3. Vitesse de déformation

La vitesse de déformation a un effet contraire à celui de la température dans le domaine des phénomènes thermiquement activés (zone A de la figure II-3).

La sensibilité à la vitesse de déformation est caractérisée habituellement à l'aide du coefficient $m = \left. \frac{\partial \log(\sigma)}{\partial \log(\dot{\epsilon})} \right|_{\epsilon, T}$ appelé sensibilité logarithmique à la vitesse traduisant une loi du

type $\sigma = K \dot{\epsilon}^m$. On utilise aussi le coefficient $\lambda = \frac{\partial \sigma}{\partial \log(\dot{\epsilon})}$ représentatif d'une loi écrite sous la forme $\sigma = \sigma_y + \lambda \log(\dot{\epsilon})$.

Les métaux présentent des sensibilités très différentes à la vitesse de déformation suivant leur structure cristalline. A titre d'exemple, Regazzoni [1983], à partir d'expériences de traction, trouve une valeur constante de m valant 0,014 pour le cuivre (C.F.C.) alors que pour le tantale (C.C.), m décroît de 0,13 pour la limite élastique à 0,03 à 20% d'allongement. La figure II-5 [Coscolluela 1994] présente le comportement de trois métaux en compression pour différentes vitesses de déformation : le béryllium (H.C.), le cuivre (C.F.C.) et le tantale (C.C.). On peut noter que :

- la limite d'élasticité des matériaux à structure C.F.C. est peu sensible à la vitesse de déformation contrairement à celle des métaux à structure C.C. ; l'évolution de la limite d'élasticité des matériaux à structure H.C. est semblable à celle des matériaux C.F.C.
- l'écrouissage des matériaux C.F.C. et H.C. augmente avec la vitesse de déformation alors qu'il diminue dans le cas des matériaux C.C.

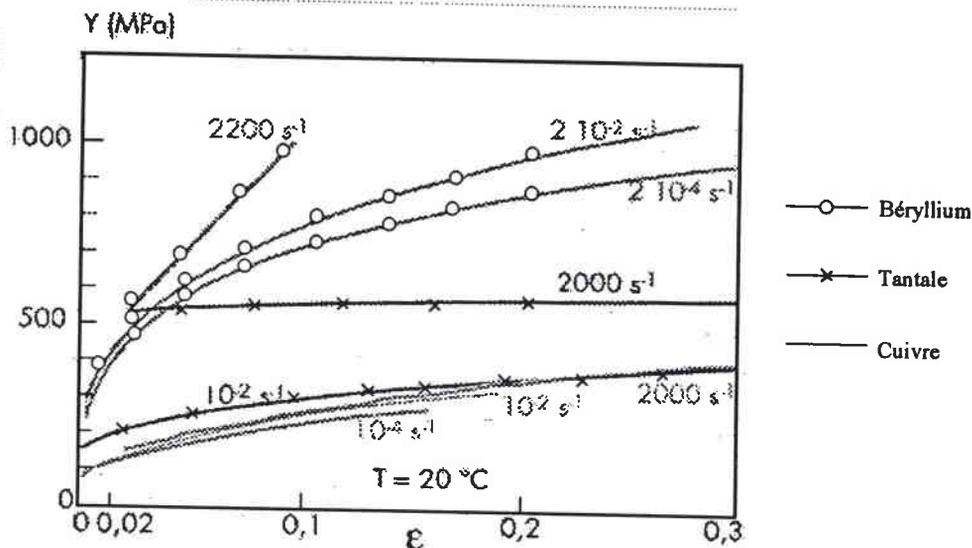


figure II-5: courbes expérimentales de compression à différentes vitesses de déformation [Coscolluela et al 1994]

Suivant le domaine de vitesse de déformation et de température, différents mécanismes gouvernent le comportement des métaux. Leurs descriptions est donnée au paragraphe II.5.

II.4. Trajet de chargement

Nous venons de voir l'influence de différents paramètres sur l'érouissage. A chaque fois, nous avons supposé implicitement que les caractéristiques du chargement étaient constantes. Il existe cependant une infinité de chemins pour atteindre une même déformation plastique.

Une fois qu'un matériau entre dans le domaine plastique, il se consolide lorsque la déformation augmente. Dans le cas idéal, si on décharge puis recharge le matériau dans le même sens, la nouvelle limite d'élasticité correspond à la contrainte d'écoulement avant déchargement. En revanche, si on le charge dans le sens opposé au premier chargement, on constate une diminution de la limite d'élasticité. Ce phénomène est connu sous le nom d'effet Bauschinger. Le trajet de chargement a donc une influence sur le comportement d'un matériau.

L'effet du trajet de chargement peut être observé alors que la sollicitation ne change pas de direction, mais seulement la vitesse de déformation. Cela permet de comparer le comportement mécanique de deux structures identiques préalablement déformées sous deux conditions différentes jusqu'à un même taux de déformation, puis soumises à la même sollicitation sur une même plage de déformation. Le premier chargement constitue l'unique facteur distinguant ces deux structures.

La première structure est sollicitée à une vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_1$ constante. La seconde est chargée dans un premier temps à une vitesse $\dot{\epsilon}_2$ (différente de $\dot{\epsilon}_1$ de plusieurs ordres de grandeur) jusqu'à une déformation plastique donnée. Elle subit alors la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}_1$ du premier essai. On constate que les courbes contrainte / déformation ne coïncident pas sur la partie où l'échantillon subit un même allongement plastique pour une même vitesse de déformation. Le chargement initial a donc une influence sur le comportement du matériau (*figure II-6*) [*Senseny 1978*]. Il est alors possible de définir deux types de sensibilité : la première traduit la réponse instantanée du matériau à la sollicitation imposée tandis que la seconde retranscrit l'évolution de la microstructure au cours de la déformation en fonction des paramètres de chargement. Les essais effectués par différents expérimentateurs permettent de distinguer le comportement des matériaux à structure cubique centrée et ceux à structure cubique à faces centrées.

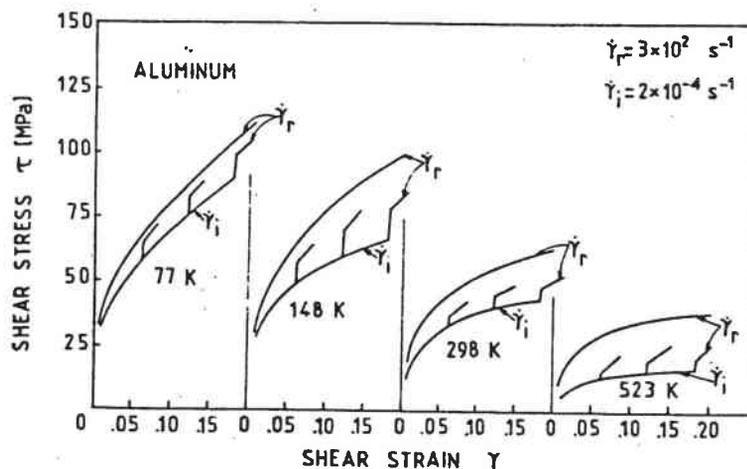


figure II-6 : courbes de consolidation obtenues lors de sauts de vitesse [Senseny et al 1978]

La vitesse de déformation a une grande influence sur la réponse instantanée des matériaux C.C. (Ta, Cr, W, V, Mo, Fe α ...) contrairement aux matériaux C.F.C. (Cu, Al, Fe γ , Ag, Pb, Ni...). En revanche, le taux d'écrouissage augmente de manière significative avec la vitesse de déformation dans le cas des métaux C.F.C. alors qu'il diminue dans le cas des matériaux à structure C.C.. [Frost et Ashby 1982]

D'autres paramètres affectent l'écoulement plastique : la texture, les éléments interstitiels, la taille de grains... Nous ne nous penchons pas sur leur influence car ils ne concernent pas directement notre étude.

II.5. Bilan des observations

En métallurgie mécanique [François et al. 1991], on appelle loi de comportement la relation reliant la contrainte d'écoulement σ du matériau étudié à son état microstructural S et au chargement imposé souvent défini par la température T , la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ et la pression P . Dans toute la suite, nous nous placerons dans un cadre où l'influence de la pression n'est pas considérée (ce qui est souvent le cas en dehors de sollicitations extrêmes telles des expériences de choc de plaques ou des compressions par enclumes diamant). Nous pouvons écrire : $\sigma = \sigma(T, \dot{\epsilon}, S)$

La détermination de cette loi passe, dans un premier temps, par le choix de paramètres censés représenter l'état microstructural S puis, dans un second temps, par une caractérisation expérimentale importante. La déformation plastique a longtemps été l'unique paramètre traduisant

l'évolution de l'érouissage. L'avantage premier offert par une telle approche est la facilité de mesure de ce paramètre. De nombreux modèles [Meyer 1992] adoptent cette approche.

Ces modèles séparent le plus souvent l'effet de la vitesse de déformation sur la limite d'élasticité et sur l'érouissage. En réalité, ces influences sont couplées et diffèrent suivant le type de structure cristalline du matériau.

Il ressort de ces observations faites dans le paragraphe précédent que la déformation plastique ne peut être considérée comme une variable caractérisant correctement l'état physique d'un matériau. Nous choisissons donc d'étudier les phénomènes qui apparaissent à l'échelle atomique pour pouvoir définir les variables que nous allons choisir pour la suite de notre étude.

II.6. Micromécanismes de déformation

L'écoulement plastique dépend en tout premier lieu de l'énergie de cohésion entre les atomes adjacents d'une structure. Dans un second temps, la plasticité est tributaire de la structure cristalline par la faculté que celle-ci offre aux défauts de se créer et de se propager à travers le réseau. La déformation n'est que la conséquence macroscopique de déplacements à l'échelle atomique : le glissement et, dans une moindre mesure, le maclage.

Pendant leur déplacement, les dislocations réagissent entre elles ainsi qu'avec le réseau cristallin. Elles doivent franchir des obstacles ponctuels (atomes interstitiels par exemple), linéaires (comme les vallées de Peierls) ou volumiques (précipités). De nombreux processus de franchissement des obstacles sont décrits dans la littérature. Klahn, Mukherjee et Dorn [1970] les répertorient en quatre types principaux de mécanismes selon qu'ils sont :

- liés au fluage,
- athermiques,
- activés thermiquement ou, enfin,
- d'amortissement (aussi appelés de "traînage visqueux").

La frontière entre ces classes est fonction du domaine de vitesses de déformation et de température. Elle n'est pas bien marquée car plusieurs mécanismes peuvent se produire simultanément.

II.6.1. Mécanismes contrôlés par le fluage

De manière générale, à des températures supérieures à la moitié de la température de fusion T_m du métal considéré, la déformation est contrôlée par des phénomènes de fluage par diffusion atomique. Les différents mécanismes proposés suivent une loi du type :

$$\frac{\dot{\epsilon} kT}{D_f G b} = A \left(\frac{\sigma}{G} \right)^n$$

- D_f désigne le coefficient de diffusion approprié de lacunes (mécanisme de Nabarro, montée de dislocations...), de joints de grain (mécanisme de Coble...) ou d'atomes en solution;
- A et n sont des constantes dépendant du mécanisme.

En régime permanent, la création et l'annihilation des dislocations se compensent.

Le domaine de vitesse de déformation et de température dans lequel les mécanismes de fluage sont prépondérants est en dehors du cadre de notre étude. C'est pourquoi nous ne les décrivons pas en détail.

II.6.2. Mécanismes athermiques

Dans une plage de températures "intermédiaires" (typiquement entre $T_m/5$ et $T_m/2$) et des faibles vitesses de déformation, la déformation est dite "athermique". La contrainte d'écoulement τ décroît très faiblement avec la température. La dépendance de τ en fonction de la température est identique à celle du module de cisaillement G . Les mécanismes athermiques se divisent en deux catégories principales : ceux qui sont intrinsèquement athermiques (déplacement de dislocation dans des "amas") et ceux dont l'énergie d'activation est si importante que les fluctuations thermiques n'ont pas d'effet sur la vitesse de déformation (sources de Frank-Read). Wiedersich [Hayden et al. 1967] recense plusieurs mécanismes d'écrouissage reliant la contrainte interne à la densité de dislocations (figure II-7). Les estimations théoriques de tous ces processus conduisent à une loi du type :

$$\text{/Eq II-1/} \quad \tau_a = \alpha G b \sqrt{\rho}$$

- où
- τ_a est la contrainte interne
 - α est une constante d'interaction sur les dislocations comprise entre 0,2 et 0,5,
 - b désigne la plus petite distance interatomique (vecteur de Burgers),
 - G est le module de cisaillement,
 - ρ est la densité de dislocations.

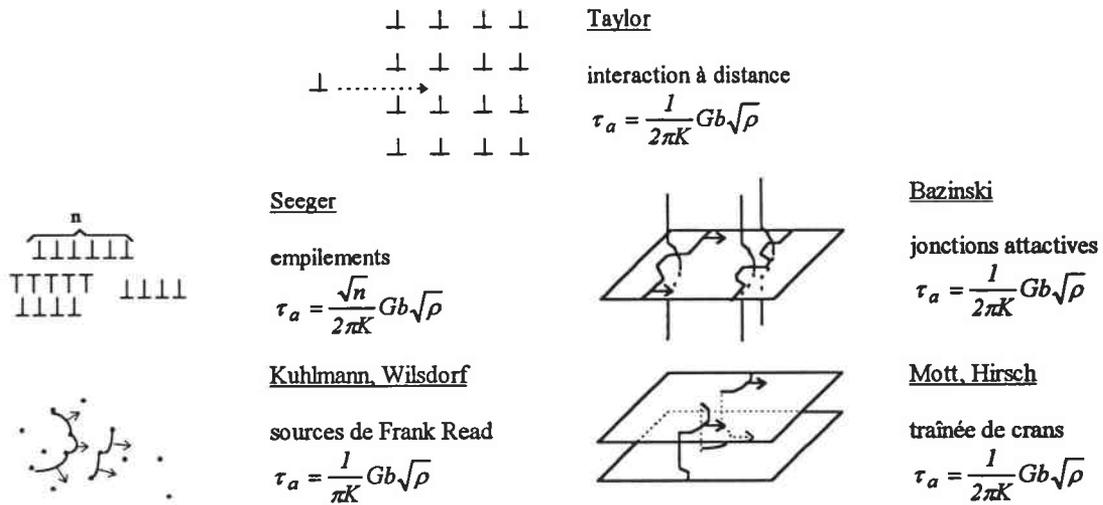


figure II-7: 5 processus athermiques selon Wiedersich

D'autres mécanismes jouent sur la valeur de la contrainte interne : le diamètre des grains D , la distance moyenne entre les macles Δ , la taille de sous-grains d . En se basant sur les travaux de Saada [1960], Mughrabi [1975] et Teodosiu et Sidoroff [1978], Klepaczko [1987c] propose une valeur de la contrainte interne :

$$\tau_a = \alpha_1 Gb\sqrt{\rho} + \alpha_2 G \sqrt{\frac{b}{d(\rho)}} + \alpha_3 G \sqrt{\frac{b}{D}} + \alpha_4 G \sqrt{\frac{b}{\Delta}}$$

L'expression de la contrainte τ_a donnée par la relation précédente est liée aux interactions du type dislocation/dislocation, aux tailles des structures cellulaires et des grains ainsi qu'à la distance moyenne entre macles. Ces obstacles engendrent un champ de contraintes de taille supérieure à une dizaine de distances atomiques [Conrad 1964], [de Fouquet 1976]. On parle alors de champs de contraintes à longue distance.

II.6.3. Mécanismes contrôlés par l'activation thermique

Parallèlement aux obstacles à longue distance, il en existe à courte distance dont le rayon d'action ne dépasse pas une dizaine de distances atomiques. Parmi ceux-ci -appelés obstacles "thermoactivés" ou "faibles"- on trouve la contrainte de Peierls-Nabarro, les forêts de dislocations, la montée de dislocations de type coin. Le champ de contraintes subi par une dislocation est la somme algébrique de toutes les contraintes en ce point [Seeger 1957]. La figure II-8 représente l'allure d'un tel champ.

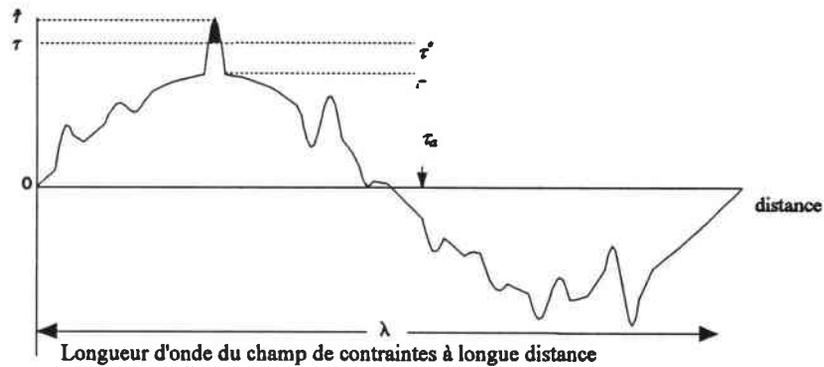


figure II-8: représentation schématique du champ de contraintes rencontré par une dislocation se déplaçant dans le cristal.

L'obstacle thermoactivé le plus fort (noirci sur la figure II-8) pilote l'écoulement viscoplastique. Pour une température de 0 K , l'écoulement plastique se produit pour une valeur $\hat{\tau}$ de la contrainte appelée contrainte de seuil. Lorsque la température s'élève, l'activation thermique (à l'origine des vibrations atomiques) fournit une énergie représentée par la surface noircie (figure II-8).

La statistique de franchissement dépend de l'énergie d'activation thermique. A une température fixée, lorsque l'on applique une vitesse de déformation, on impose une fréquence de franchissement des obstacles par les dislocations. Celles-ci vont alors tenter de minimiser leur énergie libre. A ce niveau d'énergie correspond la contrainte d'écoulement. Lorsque la température est élevée, pour une même vitesse de déformation, l'énergie fournie est supérieure. La contrainte nécessaire pour maintenir une vitesse de déformation $\dot{\gamma}$ est donc abaissée. La limite d'écoulement τ décroît alors jusqu'à la valeur τ_a pour laquelle une élévation de la température n'a plus d'influence car les distances d'activation de des obstacles rencontrés sont trop importantes. La contrainte τ_a ne dépend de la température qu'à travers le module de cisaillement $G(T)$ (figure II-9).

On appelle contrainte effective τ^* la contribution à la contrainte d'écoulement des obstacles thermiquement activés (figures II-8 & II-9).

/Eq II-2/
$$\tau^* = \tau - \tau_a$$

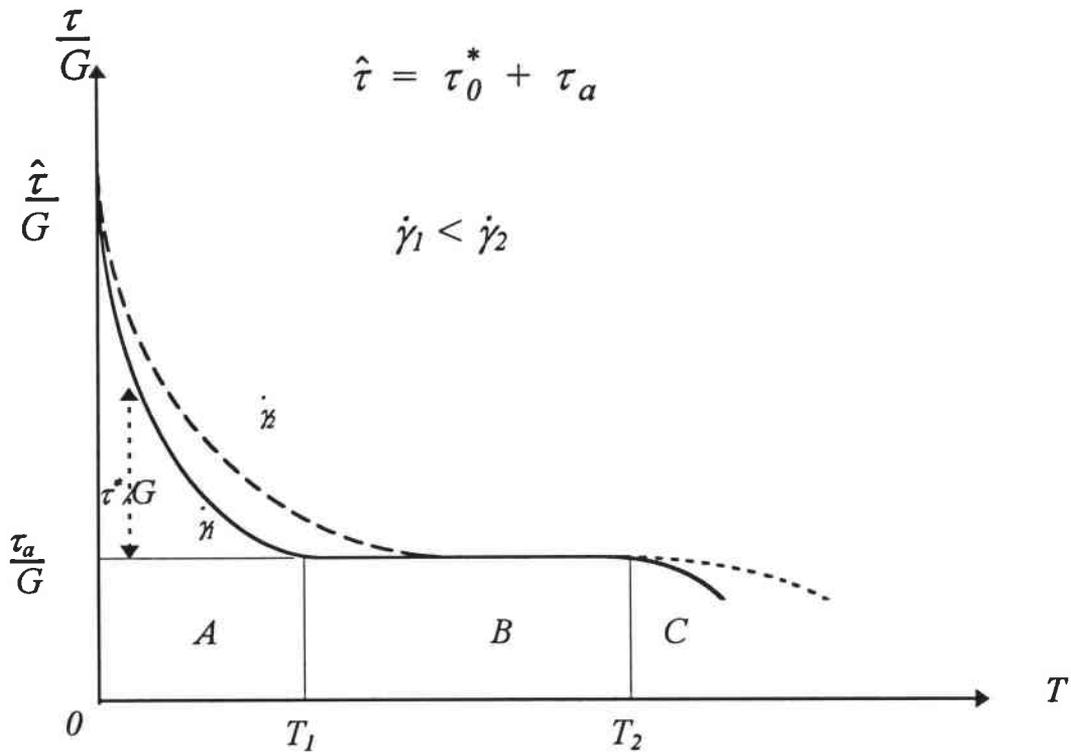


figure II-9 : variation de la cission critique (rapportée au module G) avec la température pour deux valeurs de la vitesse de déformation (à microstructure constante)

Le graphique II-9 reprend celui introduit au paragraphe II-2. Il montre l'évolution de la limite d'élasticité en fonction de la température pour plusieurs vitesses de déformation. Sur la zone A de ce graphique, les obstacles à faible distance d'activation contrôlent le déplacement des dislocations. L'augmentation de la température permet d'abaisser la contrainte d'écoulement pour une même vitesse de déformation. La contrainte décroît de manière plus notable pour les matériaux C.C. que pour les C.F.C. et les H.C., indiquant que les obstacles "faibles" comme les vallées de Peierls-Nabarro jouent un rôle prépondérant sur le comportement plastique des matériaux C.C. [Frost et al 1982]. Sur le plateau athermique de la zone B, l'énergie fournie par la température permet de franchir les obstacles "faibles". L'écoulement est régi par les obstacles à grande distance d'activation comme les forêts de dislocations dans les matériaux C.F.C. Au delà de ce plateau, la zone C coïncide avec l'apparition des mécanismes liés au fluage.

Une façon d'appréhender l'activation thermique est de considérer le mécanisme de franchissement des vallées de Peierls-Nabarro par double décrochement d'une dislocation ancrée en deux points A et B distants de l (figure II-10). Celle-ci est soumise à la contrainte effective $\hat{\tau}^*$. Lors de son déplacement, il se forme un double décrochement (*double kink*) de longueur w et de largeur a^* (figure II-10).

Seeger [1957], a montré que l'énergie d'activation dépendait de la contrainte effective τ^* . Plus tard, Dorn et Rajnak [1962] ont étudié les premiers la cinétique de formation d'un double décrochement. Ils ont montré que cette énergie est fonction de la forme de l'obstacle. Nous présentons ici les résultats principaux sur l'activation thermique.

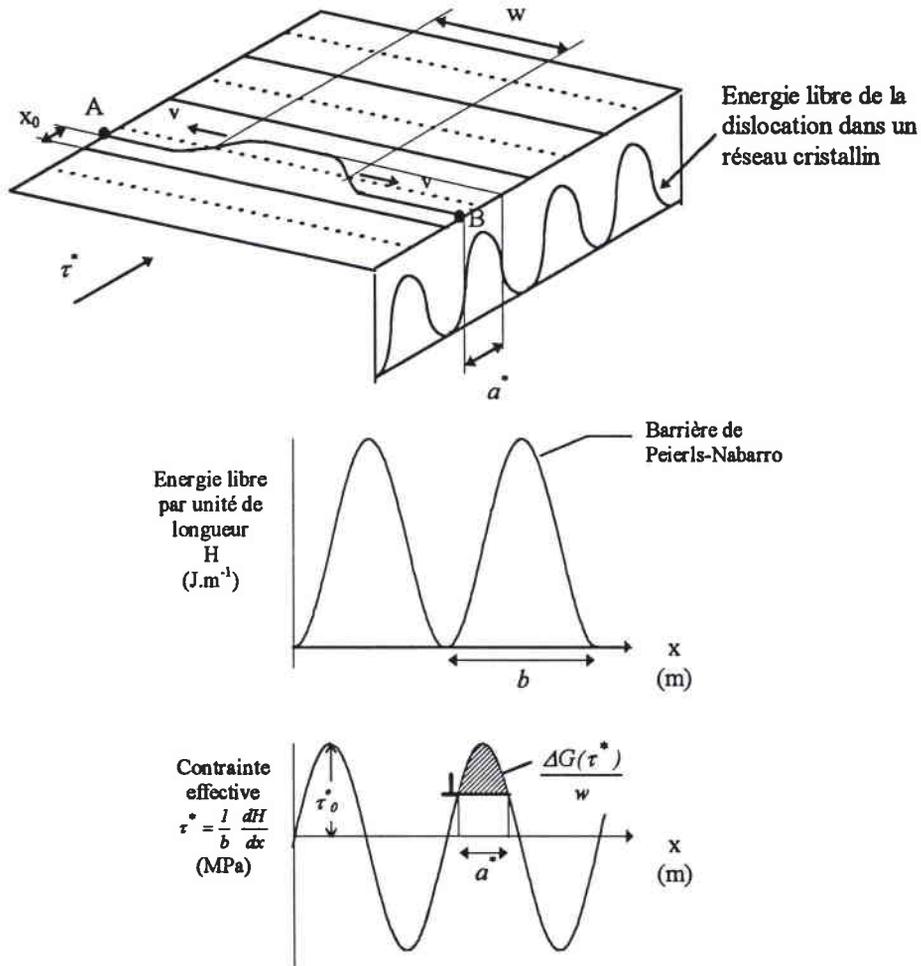


figure II-10 : franchissement d'une vallée de Peierls par double décrochement

La fréquence ν de franchissement suit une loi statistique de Boltzmann : [Conrad 1964].

/Eq II-3/

$$\nu = \nu'_0 \exp\left(-\frac{\Delta G}{kT}\right)$$

$\nu'_0 = \frac{b}{2w} \nu_D$ est la fréquence de vibration de la ligne de dislocation et peut être comprise entre $\nu_D/1000$ et $\nu_D/100$ où ν_D , voisin de 10^{13} Hz, représente la fréquence de vibration des atomes (fréquence de Debye) [Kocks et al 1975].

ΔG est l'énergie de Gibbs d'activation et correspond à la surface hachurée de la figure II-10.

Le franchissement d'un obstacle permettant à une dislocation de parcourir en moyenne une distance $\frac{l a^*}{w}$, la vitesse moyenne v d'une dislocation est donnée par la relation :

$$v = v_D \frac{l a^* b}{2 w^2} \exp\left(-\frac{\Delta G}{kT}\right)$$

La relation de base entre la vitesse de cisaillement plastique $\dot{\gamma}$, la densité de dislocations mobiles ρ_m et leur vitesse moyenne v est donnée par Orowan :

$$\text{/Eq II-4/} \quad \dot{\gamma} = \rho_m b v$$

On parvient donc à la relation :

$$\text{/Eq II-5/} \quad \dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp\left(-\frac{\Delta G(\tau^*)}{kT}\right)$$

$$\text{/Eq II-6/} \quad \dot{\gamma}_0 = \frac{l a^*}{2 w^2} v_D b^2 \rho_m = n_k v_D b^2 \rho_m$$

Alors qu'il est possible de mesurer la densité de dislocations totale, aucune méthode n'est connue à ce jour pour déterminer directement ρ_m . En revanche des observations au microscope électronique à transmission ont montré que la vitesse des dislocations mobiles est une fonction croissante de la contrainte appliquée [Friedel 1964] [Gilman 1969].

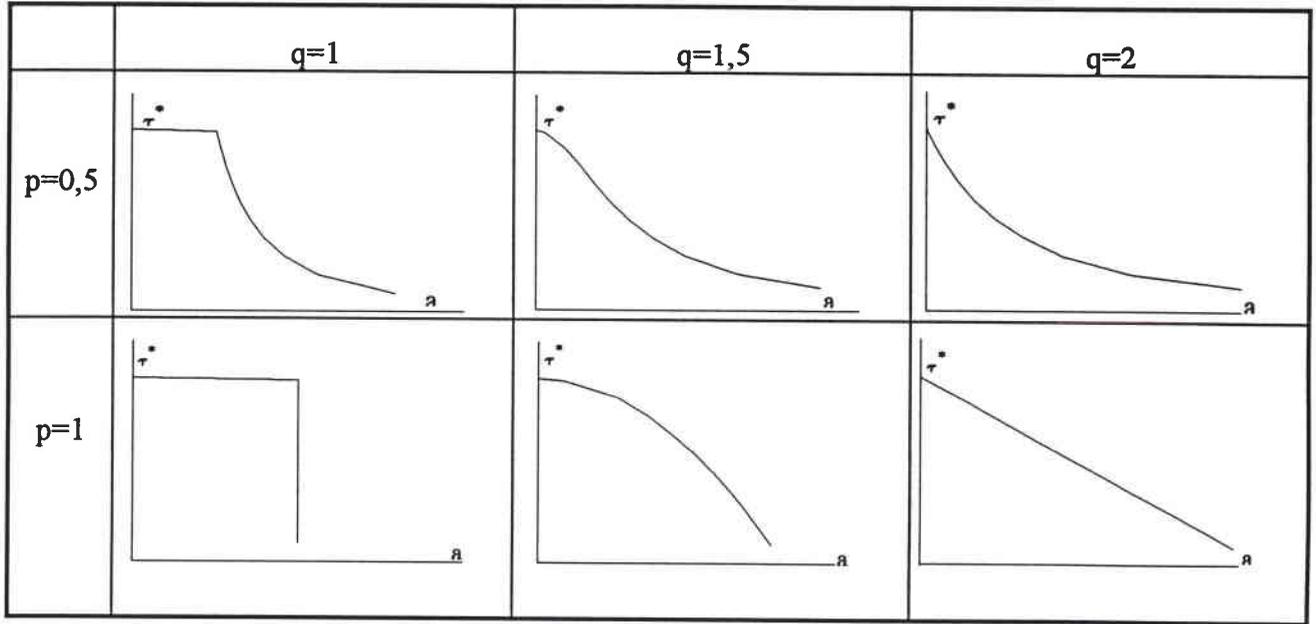
Les lignes de dislocations sont flexibles. Elles peuvent donc se mouvoir de plusieurs façons, la plus courante étant par décrochement. La géométrie du décrochement est fonction du champ de potentiel dans lequel se trouve la dislocation. Dorn et Rajnak [1964] Gilman [1965], Kocks, Argon et Ashby [1975] se sont intéressés au profil d'une dislocation dans un champ de potentiel périodique. Il ressort de leurs études que l'énergie d'activation peut s'écrire avec une bonne approximation :

$$\text{/Eq II-7/} \quad \Delta G(\tau^*) = \Delta G_0 \left[1 - \left(\frac{\tau^*}{\tau_0}\right)^p\right]^q$$

où ΔG_0 est l'énergie totale de l'obstacle;

τ_0^* est la partie thermiquement activée de la contrainte de seuil à 0 K;

p et q déterminent la forme de l'obstacle (figure II-11).



*figure II-11: profils des obstacles en fonction de p et q
[Kocks et al 1975].*

Pour que l'allure des obstacles ait une signification physique, p et q doivent vérifier :

$$0 < p \leq 1$$

$$1 \leq q \leq 2$$

Nous voyons qu'une augmentation de p tend à rabattre le pied de l'obstacle tandis qu'une augmentation réduit le sommet de l'obstacle.

Le cas le plus simple est celui de l'obstacle rectangulaire pour lequel $p=q=1$.

Le volume d'activation défini par : $V^* = - \frac{\partial \Delta G}{\partial \tau^*} = b^2 a^*$ demeure constant.

L'expression de l'énergie d'activation s'écrit alors :

$$\Delta G(\tau^*) = \Delta G_0 - \tau^* V^*$$

On aboutit ainsi à une expression de la vitesse de déformation :

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp\left(-\frac{\Delta G_0 - \tau^* V^*}{kT}\right)$$

soit en inversant cette relation :

$$\tau = \tau_a + \frac{\Delta G_0}{V^*} + \frac{kT}{V^*} \ln\left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0}\right).$$

Cela donne une justification aux lois empiriques du type :

$$\sigma = A + BT \ln\left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0}\right)$$

II.6.4. Mécanismes liés au “traînage visqueux”

Différentes techniques d’impact peuvent donner naissance à des contraintes supérieures à la contrainte de seuil. De telles contraintes sont donc suffisamment élevées pour que les dislocations franchissent tous les obstacles à leur mouvement. L’activation thermique ne contrôle plus la cinétique des dislocations. En raison de leur faible masse, les dislocations soumises à ces très hauts niveaux de contrainte accélèrent rapidement jusqu’à une valeur limite inférieure à la vitesse du son dans le milieu. Elles dissipent leur surcroît d’énergie de différentes manières. Une revue des principaux mécanismes a été effectuée par Klahn, Mukherjee et Dorn [1970], Nabarro [1967] et Gilman [1967]. Ces mécanismes de “traînage visqueux” suivent une loi de type Newtonien :

$$F = (\tau - \tau_a) b = B v$$

F est la force de “traînage visqueux” par unité de longueur ;

B est le coefficient de viscosité ;

v est la vitesse moyenne des dislocations.

Lorsque la vitesse des dislocations excède un tiers de la vitesse des ondes acoustiques transversales, le coefficient de viscosité devient :

$$B = \frac{B_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c_t^2}\right)}$$

Notons parmi les différents mécanismes, les interactions avec les phonons et avec les nuages électroniques.

En reportant dans la relation d’Orowan, on en déduit :

$$\tau = \tau_a + \frac{B}{\rho_m b^2} \dot{\gamma}$$

Cela conduit à des lois de comportement du type :

$$\sigma = A + \eta \dot{\gamma}$$

II.6.5. Synthèse

Comme nous venons de le voir dans les paragraphes précédents, la contrainte d'écoulement dépend à la fois des conditions de chargement thermo-mécanique et de l'état microstructural du matériau étudié. Suivant les domaines de vitesse de déformation et de température dans lesquels est sollicité un matériau, les phénomènes régissant l'écoulement plastique diffèrent. Il apparaît donc présomptueux de décrire la loi de comportement d'un matériau à l'aide d'une unique formule mathématique sur tout le domaine de vitesses de déformation et de température. De plus, l'adaptation de la microstructure aux conditions de chargement ne sera pas la même suivant les conditions de chargement. Nous allons voir dans le prochain chapitre que certains modèles empiriques parviennent à être en accord avec les résultats expérimentaux mais seulement dans un cadre bien déterminé où la vitesse de déformation et la température demeurent constantes au cours de l'essai. Cependant, nous sommes tenus de prendre en compte les micromécanismes de déformation si nous voulons être capable de prédire le comportement des métaux dans un domaine de sollicitation plus vaste.

Chapitre III :

Modélisation du
comportement plastique