

## COURS 13 : MECANISMES PHYSIQUES DE LA DEFORMATION

### 1 ELASTICITE

#### 1.1 ORIGINE ATOMIQUE DE L'ELASTICITE

Tout objet soumis à un effort se déforme, ce qui entraîne un déplacement des atomes hors de leur position d'équilibre. Apparaissent alors des forces de rappel qui s'opposent à la déformation et qui tendent à restaurer le solide dans sa forme originale lorsque l'on cesse de le solliciter. Différents essais de laboratoire permettent d'étudier les modes de déformation des matériaux (e.g. traction, compression, torsion) d'un point de vue macroscopique et phénoménologique, et de déterminer les contraintes nécessaires pour obtenir une déformation donnée. Quand on analyse la réponse mécanique du matériau, on distingue le domaine d'élasticité et le domaine de plasticité, la transition entre les deux domaines étant nommée "*limite d'élasticité*". Si l'on effectue une décharge dans le domaine élastique, le comportement est réversible et le matériau recouvre sa forme initiale. A l'inverse, au-delà de la limite d'élasticité, la déformation plastique est irréversible.

Pour comprendre ces comportements, on peut étudier les matériaux à l'échelle atomique. Le modèle électrostatique, par exemple, permet de schématiser l'énergie des différentes liaisons entre les atomes sous la forme d'une somme de potentiels attractifs,  $U_a$ , et de potentiels répulsifs,  $U_r$ , chacun étant décrit par des fonctions puissance de la distance entre atomes  $r$  :

$$U(r) = U_a - U_r \quad \text{avec} \quad U_a = \frac{A}{r^p} \quad \text{et} \quad U_r = \frac{B}{r^q}$$

La force interatomique résultante  $F(r)$  peut alors se déduire de la relation classique (Figure 13.1) :

$$F = \frac{dU}{dr}$$

La force est nulle à l'équilibre  $r = r_0$ , et si l'on augmente la distance interatomique, il apparaît une force qui résiste à l'écartement  $r - r_0$ . Pour de faibles valeurs d'écartement, la force peut être approchée par sa tangente en  $r = r_0$  et donc considérée comme proportionnelle à  $r - r_0$ , en traction comme en compression. On obtient alors un

module d'Young  $E$  proportionnel à  $\left. \frac{dF}{dr} \right|_{r=r_0}$  i.e.  $\left. \frac{d^2U}{dr^2} \right|_{r=r_0}$ . On peut ainsi estimer les raideurs en fonction

des types de liaisons mises en jeu, qu'elles soient covalentes, ioniques, métalliques, Hydrogène ou van der Waals.

#### 1.2 ELASTICITE ENTHALPIQUE ET ELASTICITE ENTROPIQUE

Pour distinguer les différents phénomènes intervenant lors de déformations élastiques des solides, il est utile de relier le travail effectué par une force de rétraction élastique aux grandeurs thermodynamiques. Le changement d'énergie interne  $dU$  résultant d'une déformation élémentaire  $dl$  s'écrit en fonction de la quantité de chaleur absorbée par le système,  $dq$ , et du travail effectué,  $dW$  :

$$dU = dq - dW$$

Si on se limite au cas de processus réversibles du type de l'élasticité, l'effet thermique  $dq$  est relié à la variation d'entropie  $dS$  par :

$$dq = T dS$$

D'autrepart, le travail effectué par le système,  $dW$ , se décompose en deux termes liés au travail de la force de rétraction élastique  $F_r$  et au terme de pression  $P$  :

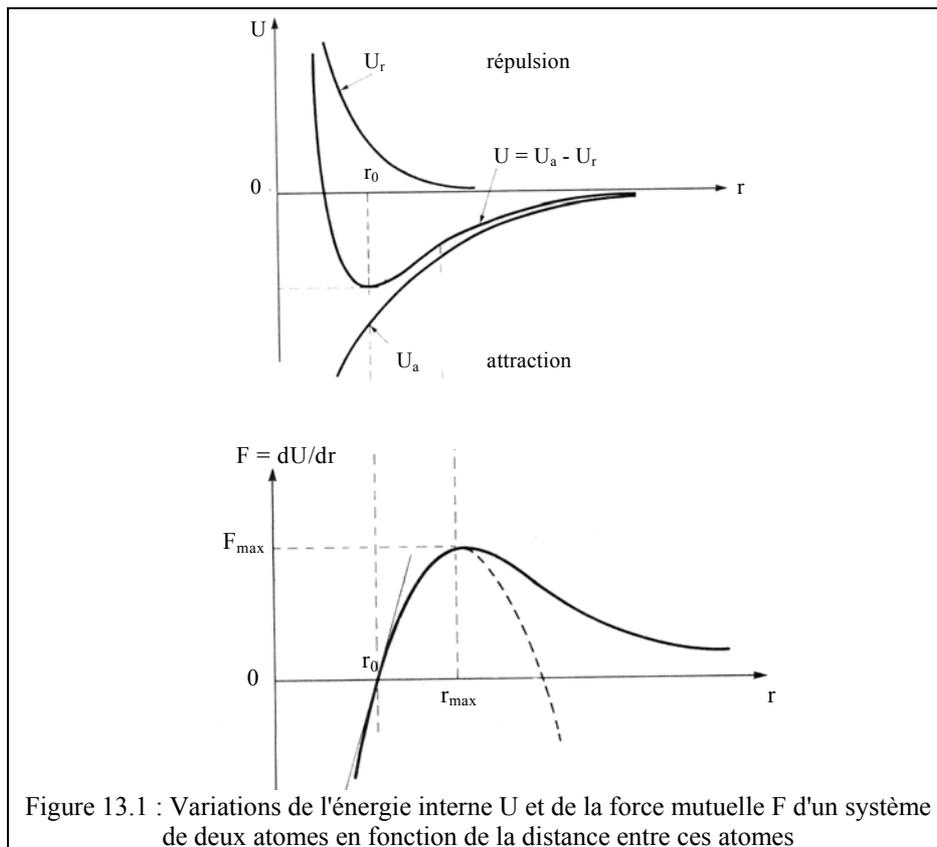
$$dW = -F_r dl + P dV$$

On obtient ainsi une décomposition de la variation d'énergie libre  $dA$  :

$$dA = d(U - TS) = F_r dl - P dV - S dT$$

d'où :

$$F_r = \left( \frac{\partial A}{\partial l} \right)_{T, V} = \left( \frac{\partial U}{\partial l} \right)_{T, V} - T \left( \frac{\partial S}{\partial l} \right)_{T, V}$$



Mis à part pour les élastomères, le volume n'augmente que légèrement lors d'une déformation élastique, si bien que l'on peut considérer que cette expression de la force de rétraction reste valable à température donnée. La force de rétraction élastique est donc constituée de deux contributions, d'une part une force de rétraction enthalpique, et d'autre part une force de rétraction entropique. Et l'énergie mécanique apportée au système peut être stockée sous forme d'augmentation de l'énergie interne en modifiant les distances interatomiques ou

les angles de valence, ou sous forme de chaleur avec une diminution de l'entropie du système i.e. une augmentation de l'ordre.

Cette étude thermodynamique amène à considérer deux cas limites : le cristal idéal et l'élastomère. Dans le premier cas, la force de rétraction reste quasi-constante en fonction de la température et a donc une origine enthalpique. Pour ces solides à élasticité enthalpique (métaux, céramiques cristallines, polymères thermodurcis très réticulés), la force de rétraction élastique résulte d'un petit déplacement des atomes hors de leur position d'équilibre. L'énergie de cohésion de ces solides est très élevée, le module d'élasticité est grand et le domaine élastique réversible très limité. La déformation induit une augmentation importante de l'énergie interne et l'entropie n'est pratiquement pas modifiée puisque les atomes s'écartent peu de leur position d'équilibre.

Dans le cas des élastomères (les caoutchoucs), la force de rétraction varie significativement avec la température absolue. Ces solides à élasticité entropique sont en fait constitués de longues chaînes macromoléculaires reliées entre elles par des liaisons pontales peu nombreuses. La cohésion entre ces chaînes est donc très faible. Les forces de rétraction sont engendrées par des mouvements browniens et augmentent avec la température. Le module d'élasticité est donc typiquement très faible et la déformabilité est importante.

### 1.3 ELASTICITE DU CRISTAL PARFAIT ET LIMITE D'ELASTICITE THEORIQUE

Comme schématisé à la Figure 13.1, les forces interatomiques retombent typiquement à des valeurs négligeables pour un écartement des atomes de quelques multiples de  $r_0$ . Le maximum en terme d'effort est atteint pour une distance  $r_{\max}$  correspondant à une déformation  $\varepsilon_0$  avec  $\varepsilon_0 = \ln\left(\frac{r_{\max}}{r_0}\right)$ . Si la force et la contrainte exercées sur le matériau sont telles qu'elles dépassent ce maximum pour chaque liaison, la rupture est inévitable. Nous désignerons par  $\sigma_0$  cette limite théorique de la contrainte. En première approximation, on peut supposer que la contrainte en fonction de  $r$  est modélisée par une fonction sinusoïdale sur l'intervalle de déformation allant de 0 à  $\varepsilon_0$  :

$$\sigma = \sigma_0 \sin\left(\frac{\pi \varepsilon}{2 \varepsilon_0}\right)$$

On obtient alors :

$$E = \left. \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \right|_{\varepsilon=0}$$

La déformation critique  $\varepsilon_0$  est typiquement de l'ordre de 0,25, ce qui donne :

$$\frac{\sigma_0}{E} \approx \frac{1}{2\pi}$$

On peut faire des estimations plus précises de ce rapport en prenant des expressions fines des potentiels interatomiques en fonction des types de liaisons, et on obtient typiquement des résultats de l'ordre de 1/20 à 1/10. Quand on détermine expérimentalement, à partir d'essais mécaniques, ce rapport de la limite d'élasticité sur le module d'Young, on trouve que la plupart des céramiques, et certains polymères présentent effectivement un rapport de l'ordre de grandeur des valeurs théoriques, sans jamais bien sûr les dépasser. En revanche, d'autres matériaux tels que les métaux présentent une réponse mécanique telle que ce rapport est beaucoup plus faible que les calculs théoriques : rapport de 1/100, voire 1/100000 pour des métaux sans beaucoup d'éléments d'alliage. A titre d'exemple, pour un acier de limite d'élasticité 420 MPa et de module d'Young 210 GPa, le rapport vaut en effet 1/500. Pourquoi donc ces écarts importants avec les résultats de calculs théoriques ? D'autres mécanismes doivent jouer pour expliquer de telles différences.

Dans le cadre du cours 1, nous avons vu les arrangements atomiques des matériaux, en particulier celui sous forme de cristaux, et également les défauts dans ces structures qui constituent des maillons faibles. Les dislocations, en particulier, sont des défauts qui permettent la déformation plastique à un niveau de contrainte bien inférieur à la valeur théorique  $\sigma_0$ .

#### 1.4 FORCE DE RETRACTION ELASTIQUE DES ELASTOMERES

Dans les élastomères, les forces de rétraction élastique sont induites par les mouvements browniens qui tendent à rapprocher les extrémités des chaînes moléculaires. Une telle force est d'origine entropique, comme nous l'avons vu. Elle est proportionnelle à la distance entre deux liaisons pontales voisines  $l$ , et à la température absolue  $T$  :

$$F_r = \frac{3kTl}{\bar{l}^2}$$

avec  $k$  la constante de Boltzmann et  $\bar{l}^2$  la distance quadratique moyenne entre les extrémités du chaînon élastique.

Pour ces structure en réseaux, la déformation entraîne donc un alignement des chaînes et donc une diminution de l'entropie du système, alors que les distances entre atomes d'une chaîne et les angles de valence ne varient pas. On peut montrer également, à partir de la théorie cinétique des caoutchoucs, que le module d'élasticité est proportionnel au nombre de moles de chaînons  $n$  élastiques par unité de volume :

$$E = 3nRT$$

Le module d'élasticité d'un caoutchouc augmente donc proportionnellement à la température absolue.

## 2. DEFORMATION PLASTIQUE DES MONOCRISTAUX

### 2.1 OBSERVATION MICROSCOPIQUE DU GLISSEMENT ET RELATION AVEC LES DISLOCATIONS

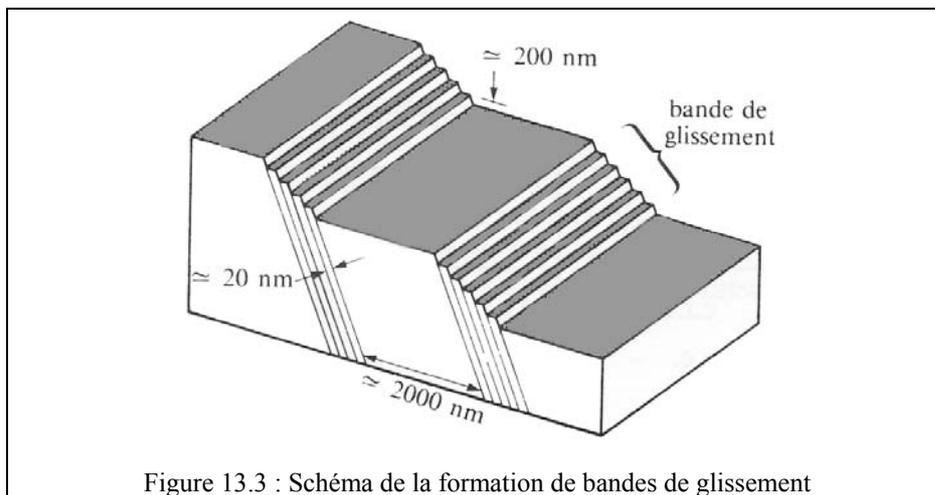
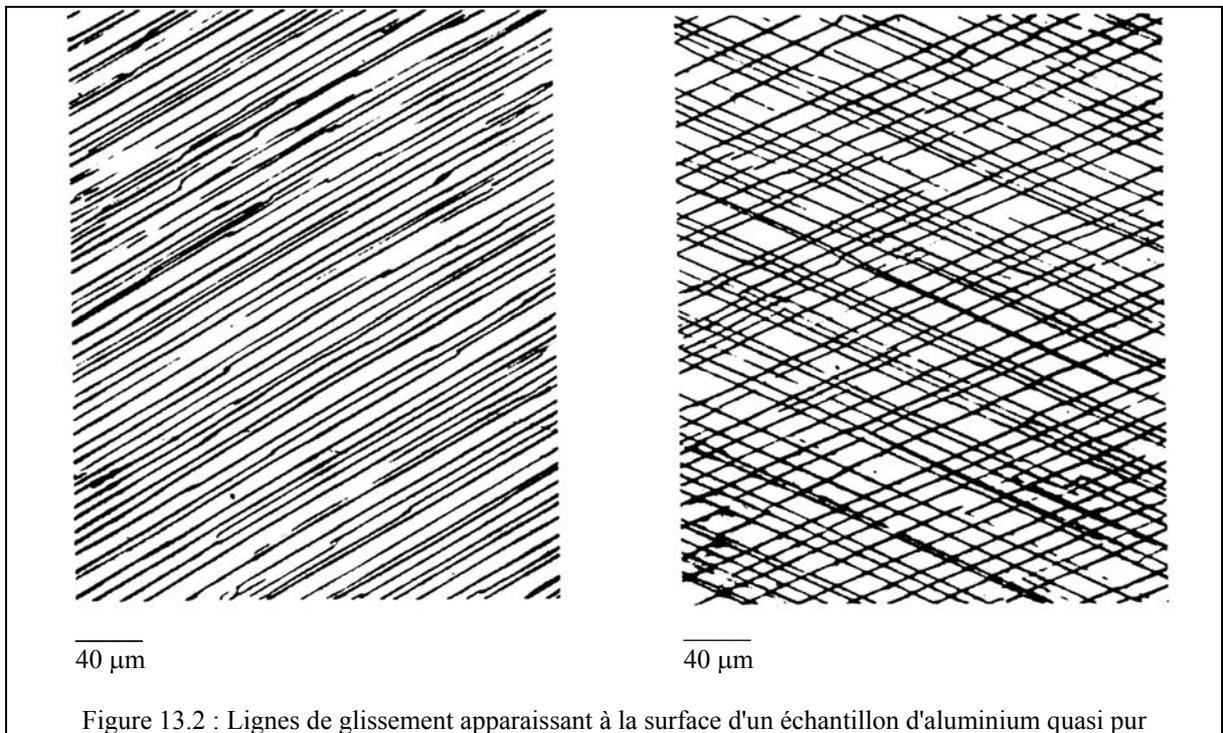
Prenons un échantillon d'aluminium, par exemple, préparé de façon à avoir une surface polie. Lorsqu'on le déforme, on voit apparaître sur la surface, à partir d'un certain effort, des lignes parallèles qui sont espacées de quelques dizaines de nanomètres (Figure 13.2). Une observation en coupe de la surface montre que ces lignes témoignent en fait de la déformation irréversible du matériau, par glissement le long de plans dans la maille cristalline, à la manière de cartes glissant les unes sur les autres (Figure 13.3). Si l'on poursuit la déformation, d'autres lignes se forment, ce qui traduit le déclenchement de glissements le long d'autres plans cristallographiques (Figure 13.2).

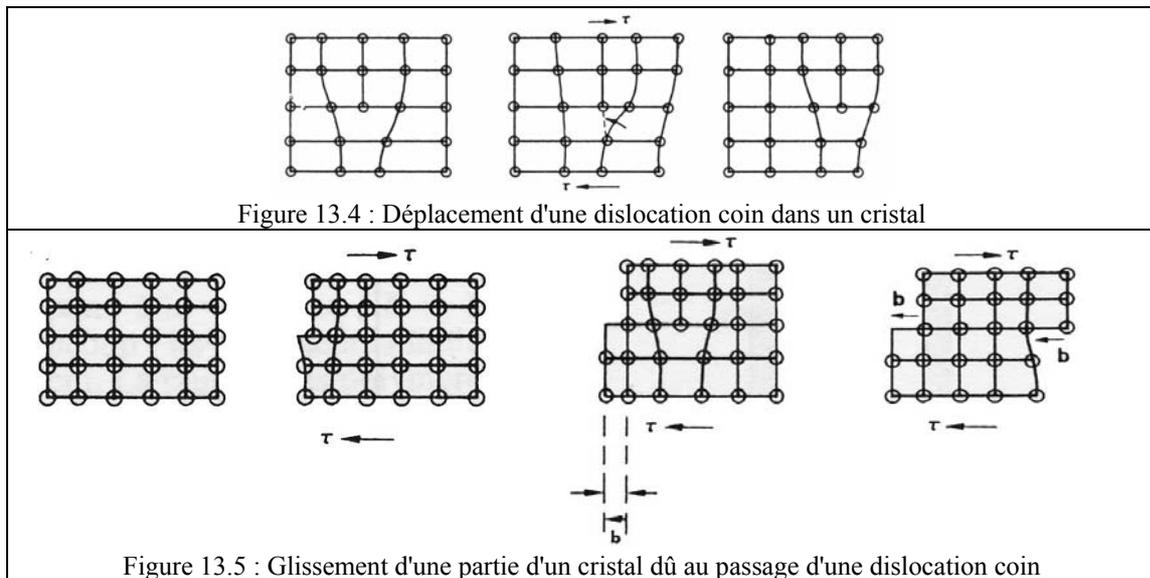
Chaque marche observée à la surface est en fait la résultante du mouvement d'un grand nombre de dislocations dans le même plan cristallin. En effet, ce sont les défauts linéaires dans la structure cristalline, les dislocations, qui se déplacent sous l'effet des contraintes appliquées. La déformation plastique peut donc se produire grâce à ces mouvements. Deux types de mouvements de dislocations peuvent être rencontrés, le **glissement** et la **montée**. Cette dernière est principalement active lors de sollicitations à chaud lorsque la diffusion est importante (voir TD 18).

Le glissement sous l'effet d'une contrainte de cisaillement  $\tau$  est schématisé pour le cas d'une dislocation coin à la Figure 13.4. Notons que le mouvement d'une dislocation s'effectue dans une direction perpendiculaire à la

ligne de dislocation, parallèlement à la force appliquée dans le cas d'une dislocation coin, et perpendiculairement à la force dans le cas d'une dislocation vis.

La traversée du matériau par une dislocation induit donc une translation élémentaire d'amplitude  $b$ , le vecteur de Burgers de cette dislocation (Figure 13.5); et c'est bien le passage de très nombreuses dislocations qui permet la création d'une marche visible à l'échelle macroscopique.





Le glissement se produit donc progressivement. On utilise souvent l'image du mouvement d'un serpent, d'une vague ou d'un tapis (Figure 13.5). Un tel déplacement n'implique à chaque étape que peu de liaisons interatomiques et nécessite moins d'effort qu'un glissement instantané d'un bloc sur un autre.

Notons que la déformation induite par un glissement cristallographique n'induit pas de changement de volume : à l'inverse de la déformation élastique, on pourra donc considérer que *la déformation plastique est isochoire*.

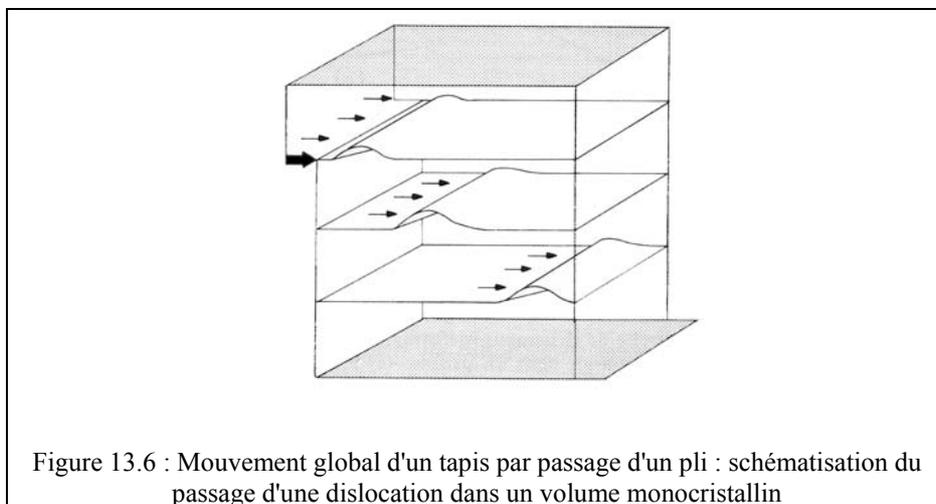


Figure 13.6 : Mouvement global d'un tapis par passage d'un pli : schématisation du passage d'une dislocation dans un volume monocristallin

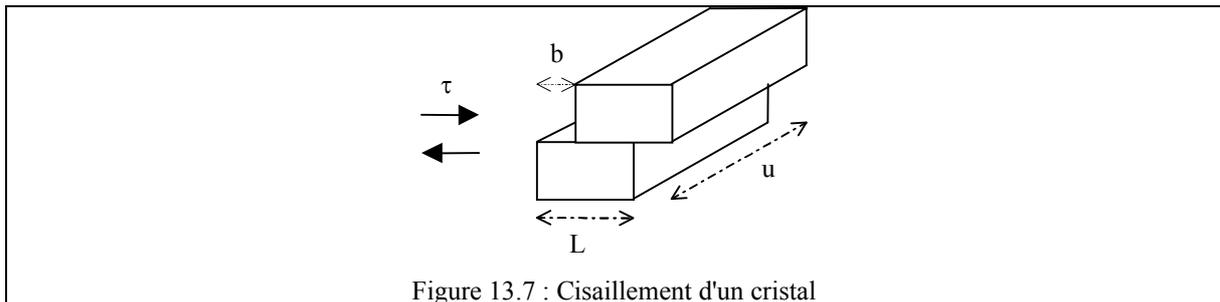
## 2.2 MOUVEMENT DES DISLOCATIONS ET SYSTEMES DE GLISSEMENT

Le mouvement d'ensemble des dislocations se traduit donc par une déformation plastique que l'on peut constater à une échelle plus macroscopique. La formule d'Orowan permet d'exprimer la cinématique induite, c'est-à-dire la vitesse de déformation résultant du mouvement d'une famille de dislocations :

$$\dot{\epsilon} = \rho_m v b$$

où  $\rho_m$  est la densité d'une famille de dislocations mobiles parallèles de vecteur de Burgers  $b$  et se déplaçant à une vitesse moyenne  $v$ .

Le déplacement d'une dislocation nécessite l'application d'un certain niveau effort appliqué, plus précisément une force  $f$  par unité  $u$  de longueur de dislocation.



Le travail de cette force s'écrit :  $W = f L u$ , et correspond à celui qui est nécessaire pour déplacer, via l'application d'une contrainte de cisaillement  $\tau$ , un bloc du cristal sur une longueur  $b$  le long du plan de surface  $L$ , d'où :

$$F L u = \tau b L u$$

soit :

$$f = \tau b$$

La valeur de la contrainte de cisaillement nécessaire pour déplacer une dislocation et vaincre tous les frottements du réseau est appelée la contrainte de Peierls-Nabarro. Et on imagine bien que l'effort à fournir sera d'autant plus important que les dislocations rencontreront des obstacles lors de leur parcours (voir cours 19). Cet effort peut d'ailleurs augmenter au fur et à mesure du mouvement des dislocations, par exemple à cause de blocage mutuels avec d'autres dislocations et de l'augmentation de la densité de dislocations ; ce durcissement du matériau est appelé **écrouissage**.

On comprend donc l'importance du mode de distribution spatiale des dislocations dans le matériau. On distingue deux classes de matériaux :

- ceux dans lesquels les dislocations sont peu mobiles et réparties de manière relativement homogène,
- et ceux dans lesquels les dislocations se regroupent et s'enchevêtrent pour former des écheveaux délimitant des cellules d'écrouissage, c'est à dire des zones ne gardant que peu de défauts que l'on peut qualifier de sous-grains.

Ces différences de positionnement des dislocations dans la structure du matériau joue un rôle très important dans le durcissement du matériau et dans sa capacité à faire évoluer sa microstructure ultérieure.

Mais toutes les dislocations dans un matériau ne sont pas mobiles. Les analyses cristallographiques d'échantillons déformés montrent d'ailleurs que les glissements se produisent généralement dans des plans bien déterminés de la maille cristalline élémentaire. En fait, les plans de glissement se révèlent presque toujours être

les plans de plus forte densité atomique, et les directions de glissement les directions cristallographiques les plus denses. Le tableau 13.8 présente ces plans et directions de glissement pour plusieurs classes de métaux.

Structure cristalline	Plans de glissement	Directions de glissement	Exemples de métaux
cfc	{111}	$\langle 110 \rangle$	Al, Fe $\gamma$ , Cu, Ni, Au, Ag
cc	{110}, {112}, {123}	$\langle 111 \rangle$	Fe $\alpha$ , Nb, Mo
hc	{0001}, {10 $\bar{1}$ 0}	$\langle 11\bar{2}0 \rangle$	Mg, Ti, Zn, Zr $\alpha$ , Be

Tableau 13.8 : Systèmes de glissement pour quelques métaux

Mais il faut noter que les systèmes de glissement actifs peuvent varier, dans un solide donné, selon les conditions extérieures et notamment la température.

Dans les cristaux ioniques, les systèmes de glissement effectifs ne dépendent pas uniquement de la structure cristalline ; le mouvement des dislocations est beaucoup moins aisé et les modes de glissement favorisés sont ceux qui ne mettent pas en contact des ions de même signe. Dans les cristaux à liaison covalente, le caractère orienté des liaisons rend difficile le déplacement des dislocations. C'est pour cette raison que les céramiques ioniques ou covalentes ont des dislocations de mobilité très faible.

Dans les polymères semi-cristallins, le mouvement des dislocations est limité par les repliements des chaînes dans les cristaux et par la présence de la phase amorphe intercristalline. On peut d'ailleurs admettre que les seuls systèmes de glissement activables sont ceux qui contiennent l'axe des chaînes moléculaires, c'est à dire les systèmes du type  $\{hk0\}\langle uvw \rangle$ , l'axe c étant l'axe des chaînes. Les observations expérimentales permettent de déterminer plus précisément les directions de glissement : glissement dans la direction des chaînes ("chain slip") i.e. systèmes  $\{hk0\}[001]$ , ou encore glissement perpendiculaire aux chaînes ("transverse slip") i.e. de type  $\{hk0\}\langle uv0 \rangle$  (Figure 13.9). Par exemple, dans le polyéthylène, les systèmes de glissement transverse possibles sont  $(100)[010]$ ,  $(010)[100]$  et  $\{1\bar{1}0\}\langle 110 \rangle$ .

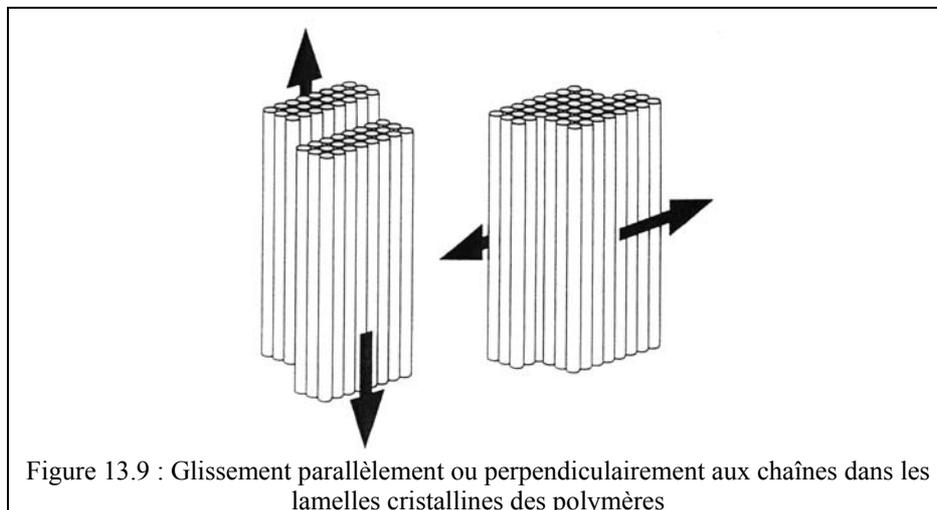
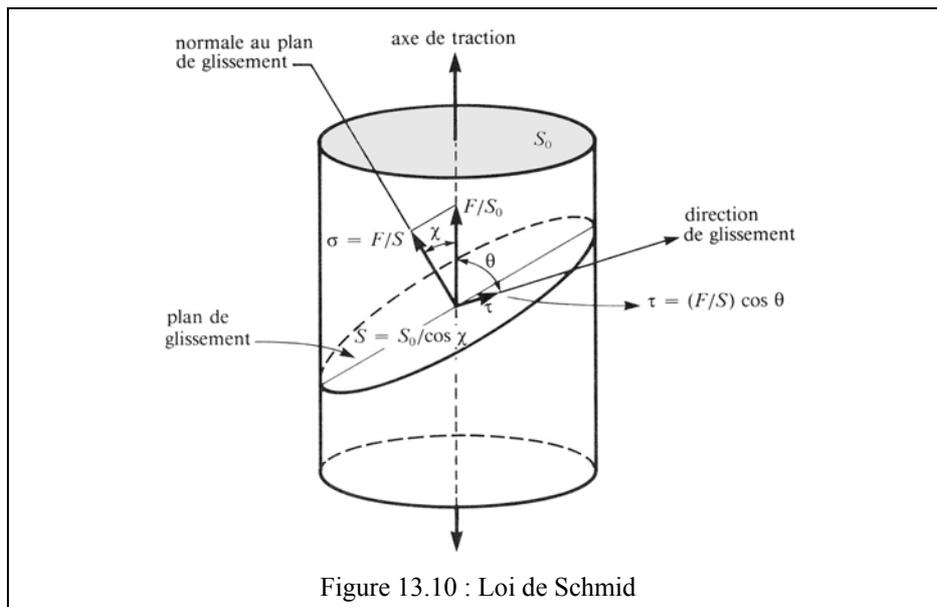


Figure 13.9 : Glissement parallèlement ou perpendiculairement aux chaînes dans les lamelles cristallines des polymères

### 2.3 ACTIVATION DES SYSTEMES DE GLISSEMENT ET PASSAGE AU POLYCRISTAL

La déformation plastique s'effectue donc suivant un nombre discret de modes de déformation. Quand on soumet un échantillon monocristallin à une force  $F$  en traction simple, seule la composante projetée sur un système de glissement activable peut induire une déformation plastique. Considérons la composante tangentielle  $\tau$  au plan de glissement et dans la direction de glissement. Avec les notations de la Figure 13.10, on obtient une expression pour cette cission résolue  $\tau$  :

$$\tau = \frac{F}{S_0} \cos \theta \cos \chi$$



Le terme  $(\cos \theta \cdot \cos \chi)$  est appelé facteur de Schmid pour le système de glissement considéré. Il permet de calculer la contrainte macroscopique nécessaire à l'activation du système en fonction de la direction d'application. On remarque également que, sauf cas très particuliers, le mouvement par glissement ne sera pas colinéaire à l'effort appliqué. Ces constatations montrent que la déformation plastique est, par nature, **anisotrope**.

Dans un monocristal, plusieurs systèmes de glissement sont souvent activables, et il faut donc considérer les contributions possibles des différents systèmes à la déformation.

Un autre mécanisme, le maillage, peut également jouer un rôle important dans la déformation plastique de certains matériaux (Figure 13.11) : une partie du cristal est ainsi cisailée entre deux plans qui vont former les interfaces avec la partie non déformée. Le taux de cisaillement induit est donné par la géométrie du système de maillage (plan et direction cristallographiques de maillage) dans la maille cristalline. On observe surtout le maillage dans les matériaux dont le nombre de systèmes de glissement est réduit, par exemple ceux de structure hexagonale compacte.

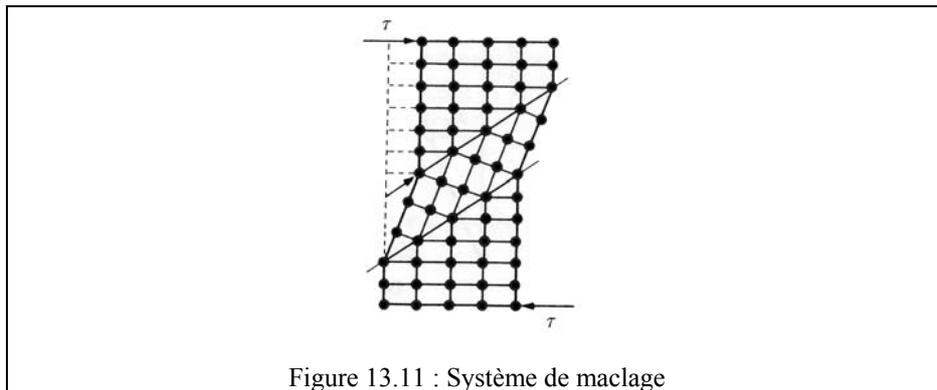


Figure 13.11 : Système de maillage

Nous avons vu que les matériaux sont en fait généralement polycristallins, c'est-à-dire constitués d'agrégats de grains (monocristaux d'orientations différentes). Du fait de ces différences d'orientation et au vu de loi de Schmid, on comprend que chaque grain subit une déformation différente de ses voisins.

La distribution des orientations des grains est appelée *texture cristallographique*. Elle est naturellement créée lors de la solidification, et modifiée progressivement lors d'une déformation plastique par rotation du réseau lorsque des systèmes de glissement sont activés. Elle peut également être bouleversée lors d'une recristallisation (cf section 13-3.2).

Lorsque l'on cherche à calculer la réponse mécanique d'une pièce ou d'un volume polycristallin donné, on est amené à considérer la distribution des déformations et des contraintes en prenant en compte l'hétérogénéité cristallographique. Plusieurs modèles permettent de poser des hypothèses pour obtenir une évaluation de cette réponse mécanique. Par exemple, l'hypothèse de Taylor consiste à supposer que chaque grain se déforme de façon identique à l'ensemble polycristallin.

### 3. EVOLUTIONS MICROSTRUCTURALES LORS DE DEFORMATION A CHAUD

On distingue deux classes de sollicitations des solides en fonction de la température, celles à basses températures et celles à hautes températures. En effet, au-delà d'environ  $0,5.T_f$  ( $T_f$  désignant la température de fusion en Kelvin), l'agitation thermique est telle que des mécanismes de réorganisations atomiques spécifiques apparaissent. La diffusion peut en effet changer les conditions de mobilité des atomes, ou des dislocations et donc les modes de déformation. Le taux de déformation imposé et la vitesse à laquelle on sollicite le matériau jouent également un rôle notable dans l'activation de ces mécanismes.

Si l'on s'intéresse à la mise en forme à chaud (opérations industrielles telles que le forgeage, le matriçage, l'estampage ou le laminage à chaud), on est amené à considérer des quantités de déformation souvent très importantes réalisées sur des périodes de temps relativement courtes, c'est à dire des vitesses de déformation typiquement comprises entre  $0.1$  et  $100 \text{ s}^{-1}$ . Au cours de ces opérations, les matériaux vont être le siège d'évolutions microstructurales importantes qui vont permettre d'agir sur l'organisation atomique et l'architecture, et donc conditionner leurs caractéristiques mécaniques finales.

Ces évolutions microstructurales pendant la déformation à chaud sont essentiellement des combinaisons de l'écroutissage avec la restauration dynamique et avec la recristallisation dynamique, deux phénomènes que nous détaillons à présent.

### 3.1 RESTAURATION DYNAMIQUE

La déformation induit une création de dislocations, qui, comme nous l'avons vu précédemment peuvent se déplacer et amener le développement de sous-structures. Lorsque les dislocations sont effectivement très mobiles, on voit se former, à l'intérieur des grains initiaux, des sous-grains, c'est à dire des cellules contenant peu de dislocations et désorientées les unes par rapport aux autres de quelques degrés (Exemple Figure 13.12). Pendant la suite de la déformation, les sous-grains se détruisent et se reforment continuellement lors d'une étape appelée repolygonisation, avant d'atteindre un état quasi stationnaire qui repose sur un équilibre entre la création de dislocations, et l'arrangement et l'annihilation de dislocations. L'ensemble de ces phénomènes constitue les caractéristiques de la restauration dynamique.

Quand les sous-grains adjacents présentent des désorientations importantes (supérieures à  $15^\circ$ ), on peut alors parler de développement de grains nouveaux et de processus de recristallisation dynamique continue.

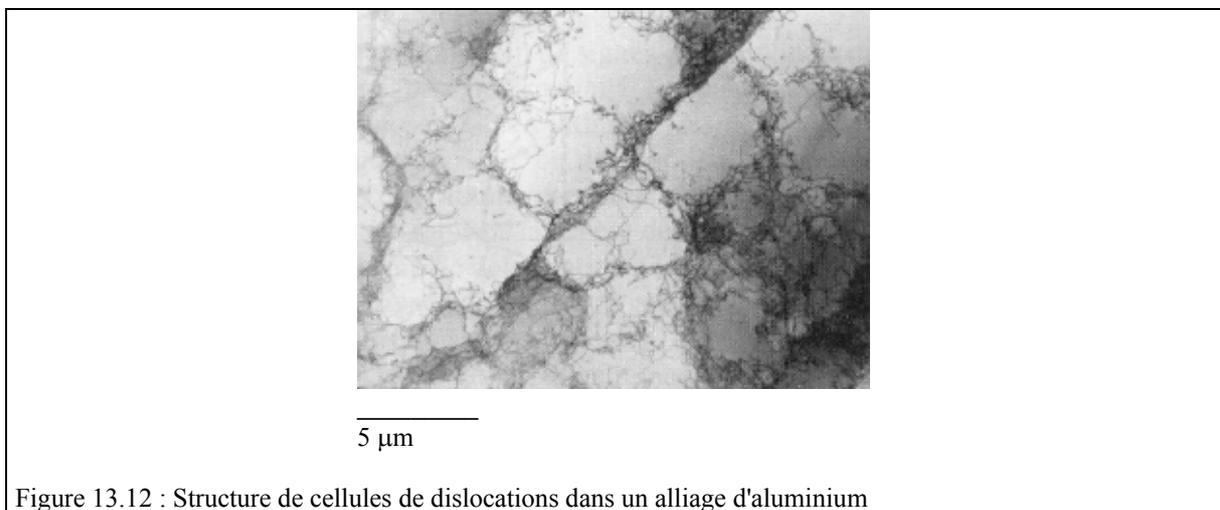
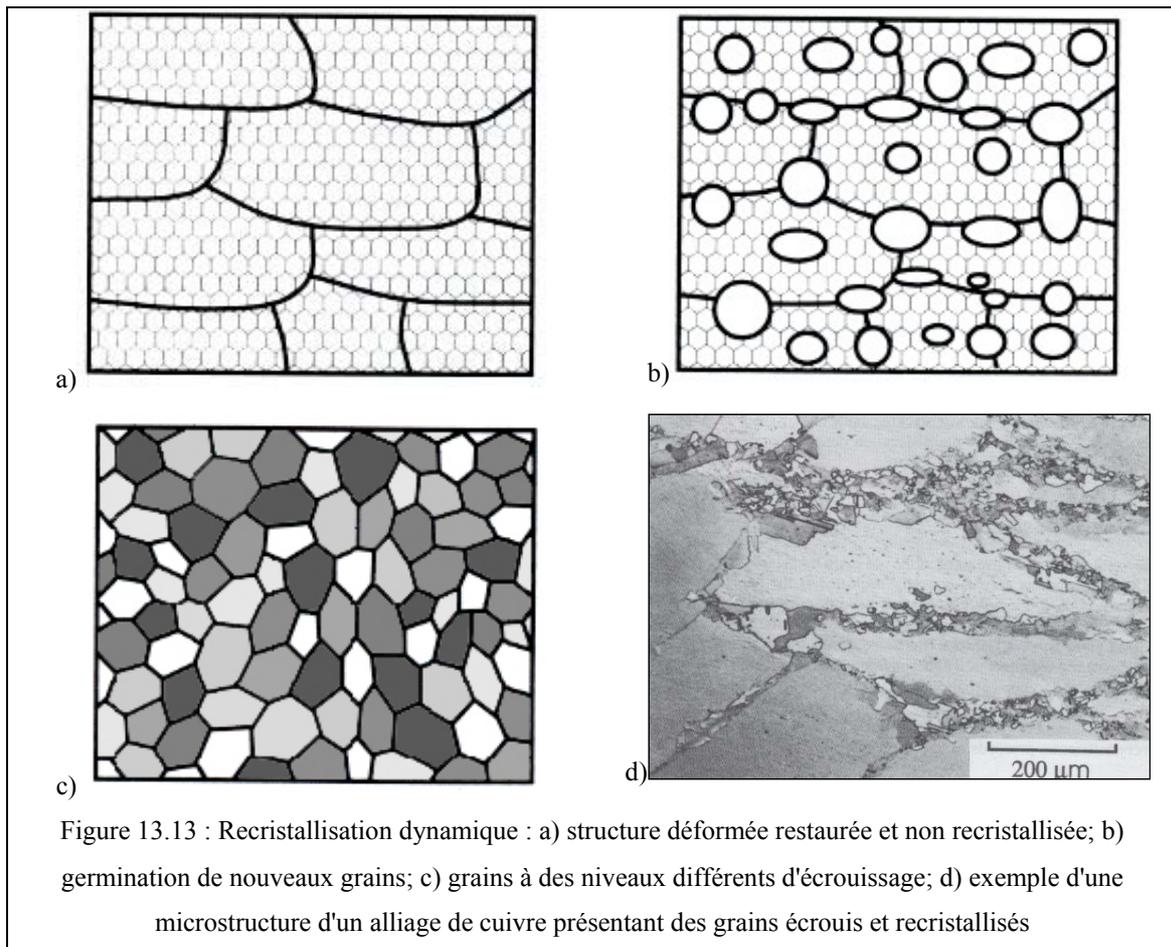


Figure 13.12 : Structure de cellules de dislocations dans un alliage d'aluminium

### 3.2 RECRISTALLISATION DYNAMIQUE DISCONTINUE

Dans d'autres matériaux, les dislocations sont au contraire peu mobiles et restent très dispersées, si bien que le phénomène de restauration dynamique est peu efficace. A partir d'un certain taux de déformation, on voit alors apparaître des germes de nouveaux grains, avec leur propre orientation cristallographique, qui se développent dans la matrice écrouie en annihilant les dislocations. C'est donc un phénomène typique de germination-croissance schématisé à la Figure 13.13 et qui est semblable à ceux rencontrés dans les phénomènes de solidification ou de cristallisation (Cours 10, 11 et TD 12). Mais, comme la déformation se poursuit, les grains recristallisés s'écrouissent à leur tour ; dans différentes zones du matériau, se mettent alors en place des cycles d'écrouissage et de recristallisation successifs qui ne sont pas a priori synchronisés. A partir de ce stade, le matériau est donc constitué de volumes de matière présentant différents taux d'écrouissage.



#### 4. REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES ET LECTURES COMPLEMENTAIRES

1. J.-M. Haudin et F. Montheillet, Notions fondamentales sur les matériaux – Déformation plastique et essais mécaniques, SNPMD Editeur, Paris, 1989
2. C. G'ssell et J.-M. Haudin, Introduction à la mécanique des polymères, Editions de l'INPL, 1995
3. M. Ashby and D. Jones, Matériaux – Propriétés et applications, Dunod, Paris, 1998
4. Y. Quéré, Physique des Matériaux, Edition marketing, Paris, 1988
5. J.-M. Dorlot, J.-P. Bailon, J. Masounave, Des Matériaux, Editions de l'Ecole Polytechnique de Montréal, 1986
6. M. Berveiller et A. Zaoui, Modélisation de la déformation plastique des polycristaux, M 48, Techniques de l'ingénieur, Paris