

Zeitschrift: Eclogae Geologicae Helvetiae
Herausgeber: Schweizerische Geologische Gesellschaft
Band: 72 (1979)
Heft: 2

Artikel: Introduction à la théorie des dislocations
Autor: Benoit, Willy
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-164854>

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: 17.02.2025

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

Eclogae geol. Helv.	Vol. 72/2	Pages 571-588	29 figures dans le texte	Bâle, juillet 1979
---------------------	-----------	---------------	-----------------------------	--------------------

Introduction à la théorie des dislocations

Par WILLY BENOIT¹⁾

RÉSUMÉ

Les dislocations jouent un rôle essentiel dans tout phénomène relatif à la déformation plastique des structures cristallines. L'analyse et l'exploitation de leurs propriétés (statique et mouvement) se sont surtout développées dans le domaine de la métallurgie physique. Cependant, depuis quelques années les géologues s'intéressent, eux aussi, aux dislocations et espèrent grâce à elles mieux comprendre des phénomènes qui se situent pourtant à l'échelle du globe. Plusieurs livres sont consacrés aux dislocations (WEERTMAN & WEERTMAN 1967, FRIEDEL 1964, HIRTH & LOTHE 1968, NICOLAS & POIRIER 1976); dans cette introduction, on regarde d'abord les propriétés géométriques et quelques conséquences sur les propriétés mécaniques du matériau.

1. Phénoménologie de la déformation plastique

Lorsqu'un solide est soumis à un système de contraintes extérieures, il répond à cette sollicitation, soit en se déplaçant, soit en se déformant. Suivant la valeur des contraintes appliquées, on peut alors distinguer deux types de déformation.

1. Pour de faibles contraintes, la déformation est proportionnelle à la contrainte (loi de Hooke) et revient à zéro lorsque la contrainte est supprimée. C'est le cas de la *déformation élastique*.
2. Pour une contrainte supérieure à une certaine contrainte limite (limite élastique), la déformation n'est plus proportionnelle à la contrainte et lorsque la contrainte est supprimée, il demeure une certaine déformation appelée «*déformation plastique*». Cette déformation n'est plus une fonction de la contrainte, mais dépend de tout le traitement subi par l'échantillon.

Divers matériaux sont plus ou moins aptes à se déformer plastiquement; d'une manière générale, les métaux présentent une bonne aptitude à la déformation plastique et c'est probablement la raison pour laquelle ils ont joué un rôle si important dans l'histoire. Par contre, la pierre est cassante, dure, on dit aussi fragile.

Pour étudier les propriétés plastiques des matériaux, on peut utiliser divers *types de sollicitations*. Lors d'expériences de *fluage*, une force de traction constante est appliquée à l'éprouvette, la déformation et la vitesse de déformation étant mesurées au cours du temps [$\varepsilon(t)$ et $\dot{\varepsilon}(t)$]. On effectue également des expériences

¹⁾ Laboratoire de Génie Atomique, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 33, av. de Cour, CH-1007 Lausanne (Suisse).

de *traction* dans lesquelles une vitesse de déformation constante est appliquée ($\dot{\epsilon} = \text{const.}$) à l'éprouvette et où la force ou contrainte est enregistrée en fonction de la déformation en général jusqu'à la rupture (fig. 1).

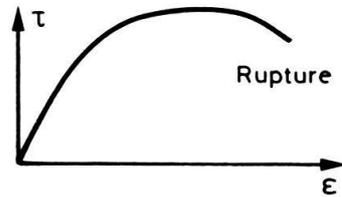


Fig. 1. Courbe de traction.

Description de la déformation plastique

Au siècle passé, on pouvait penser que les matériaux déformables n'étaient pas cristallins. Depuis 1912, date à laquelle Max von Laue a montré la nature cristalline des métaux, cette explication n'est plus possible. Les métaux sont des cristaux de structure relativement simple: *CFC* [Au, Al, Ag, Cu ...] *HC* (Zn, Mg ...) *CC* (Fe, W, Mo, Nb, Ta ...).

On peut en faire des monocristaux qui se déforment encore plus facilement que des polycristaux. On observe des courbes de traction du type suivant (fig. 2 et 3).

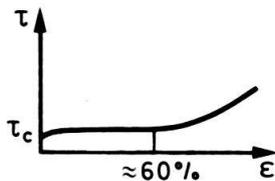


Fig. 2. Courbe de traction pour des monocristaux de structure hexagonale compacte.

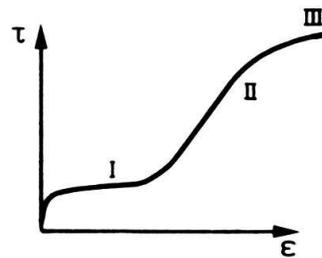


Fig. 3. Courbe de traction pour des monocristaux de structure cubique à faces centrées.

La plupart du temps on constate qu'il existe un premier domaine (stade I) où la déformation plastique est facile et où il apparaît que le monocristal se déforme comme un « jeu de cartes », c'est-à-dire par cisaillement sur les plans de glissement (fig. 3).

L'observation des lignes de glissement permet de déterminer les plans de glissement; dans les métaux *cfc* et *hc*, ce sont en général des plans de forte densité: (111) pour les *cfc*; (0001) pour les *hc*. En outre, la direction de la déformation est presque toujours une direction dense: [110] dans les *cfc*, [11 $\bar{2}$ 0] dans les *hc* et [111] dans les *cc*.

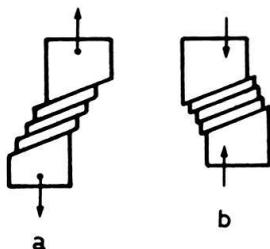


Fig. 4. Glissement en traction (a) et en compression (b).

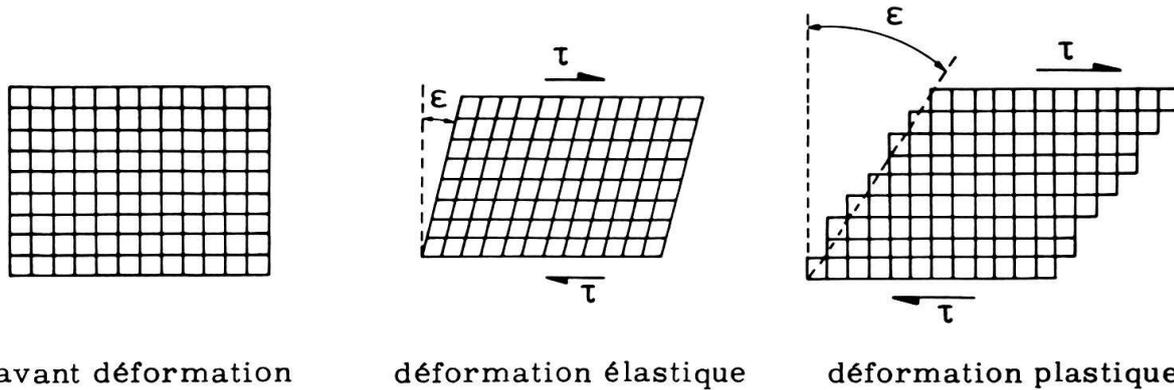


Fig. 5. Modes de déformation élastique et plastique.

Ainsi la déformation plastique apparaît comme étant presque toujours une déformation de cisaillement.

La figure 5 représente schématiquement les divers modes de déformation élastique et plastique. Cherchons alors à calculer la limite élastique théorique d'un monocristal, c'est-à-dire la contrainte de cisaillement qu'il faut appliquer au bloc précédent pour obtenir une déformation irréversible. On considère un cristal de structure cubique et on prend comme plan de cisaillement un plan dense. Pour faire glisser les deux parties du cristal l'une par rapport à l'autre, il faut appliquer une contrainte de cisaillement τ ayant la périodicité du réseau. En effet, l'énergie potentielle U du cristal est une fonction périodique du déplacement x des atomes par rapport à leur position d'origine. Le potentiel est minimum aux positions d'équilibre, c'est-à-dire pour $x = \pm m a$, m entier et maximum pour les positions d'équilibre instable, c'est-à-dire pour $x = \pm (m + 1/2) a$.

Ainsi la force nécessaire au glissement ($= dU/dx$) peut s'écrire:

$$\tau = \tau_0 \sin \frac{2\pi x}{a} \quad (1)$$

$\tau_0 =$ limite élastique théorique du cristal

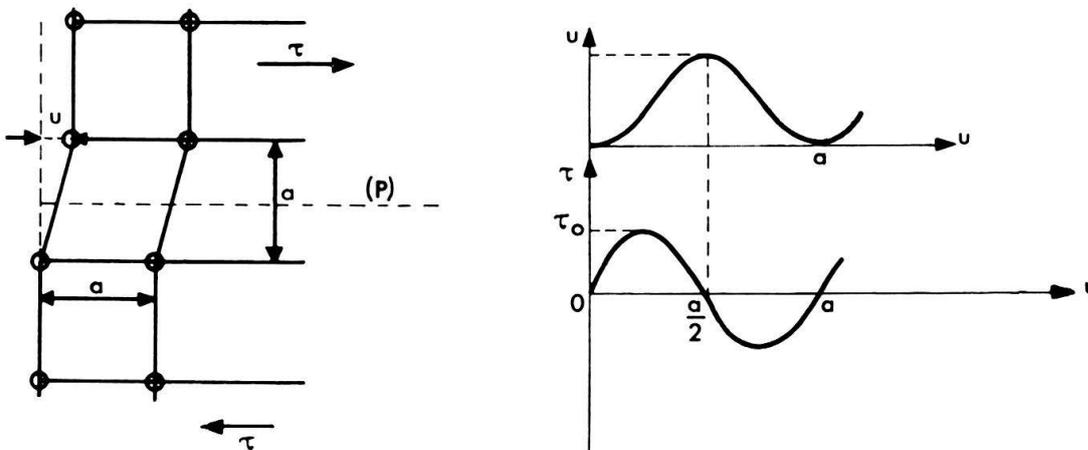


Fig. 6. Calcul de la contrainte de cisaillement théorique (sans dislocations).

Pour de faibles déformations (x petit), le solide obéit à la loi de Hooke (déformation élastique).

$$\tau = \tau_o \frac{2 \pi x}{a} = \mu \frac{x}{a} \quad \text{où } \mu = \text{module de cisaillement}$$

ainsi
$$\tau_o = \frac{\mu}{2 \pi} \quad (2)$$

En conséquence, si la déformation d'un monocristal s'effectue comme nous venons de le décrire, nous devrions mesurer une limite élastique de cisaillement de l'ordre de $10^{-1} \mu$. Or, les valeurs expérimentales de la contrainte critique de cisaillement sont de l'ordre de 10^{-3} à $10^{-4} \mu$. Des expériences dans le cuivre et le zinc ont même mis en évidence des valeurs de l'ordre de $10^{-9} \mu$.

Afin d'expliquer ce paradoxe de la limite élastique, TAYLOR (1934) et OROWAN (1934) ainsi que POLANYI (1934) postulèrent simultanément que la déformation plastique était provoquée par le mouvement le long des plans de glissement de défauts du réseau qui se déplacent sous l'effet de contrainte beaucoup plus faible que la contrainte de cisaillement théorique. Ces défauts sont les *dislocations*²⁾. Elles ont été observées en microscopie électronique en 1956 par HIRSCH, HORNE & WHELAN au Cavendish Laboratory de Cambridge et indépendamment par BOLLMANN à Genève.

2. Les dislocations

Afin de comprendre l'idée de base de la théorie des dislocations, reprenons le calcul de la limite élastique théorique. Nous avons alors supposé que le déplacement d'un plan par rapport à l'autre s'effectue par le déplacement *simultané* de tous les atomes d'un plan qui doivent par conséquent rompre leurs liaisons au même instant. On comprend que ce mécanisme nécessite une grande énergie. L'idée de la dislocation est de supposer que ce déplacement est progressif et que la déformation plastique est produite par le déplacement d'une «zone de glissement». Ce mécanisme nécessite moins d'énergie, car seuls les atomes de la zone ont à rompre leurs liaisons. Cette «zone de glissement» constitue un défaut dans le cristal: la dislocation.

On a souvent comparé le mouvement d'une dislocation à celui d'une chenille (fig. 7) ou d'un pli sur un tapis. Pour un cristal, la présence du «pli» se traduit par l'apparition, au voisinage de la ligne de dislocation, d'un plan supplémentaire (fig. 8) perpendiculaire au plan de glissement de la dislocation. Cette dislocation est la *dislocation coin*. Un autre type de dislocation est représenté sur la figure 9; il peut être visualisé par la déchirure d'une feuille de papier, la ligne de dislocation, se déplaçant de l'avant vers l'arrière; elle est parallèle à la contrainte de cisaillement. C'est une *dislocation vis*.

La figure 10 donne une autre représentation de la dislocation vis. On voit ici la forme spiralée des «plans» autour de la dislocation. Remarquons que cette forme spiralée permet de distinguer deux types de dislocation vis: suivant le sens

²⁾ Les dislocations vis ont été proposées en 1939 par BURGERS.

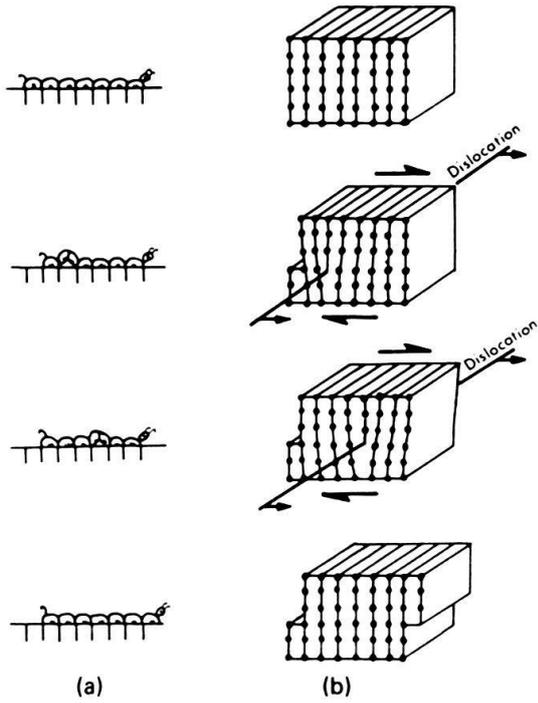


Fig. 7. Représentation du mouvement d'une dislocation coin.

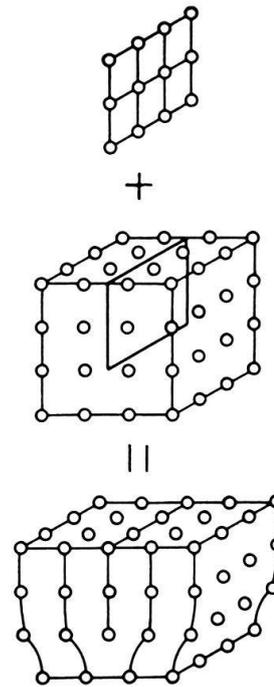


Fig. 8. Création d'une dislocation coin par introduction d'un plan supplémentaire.

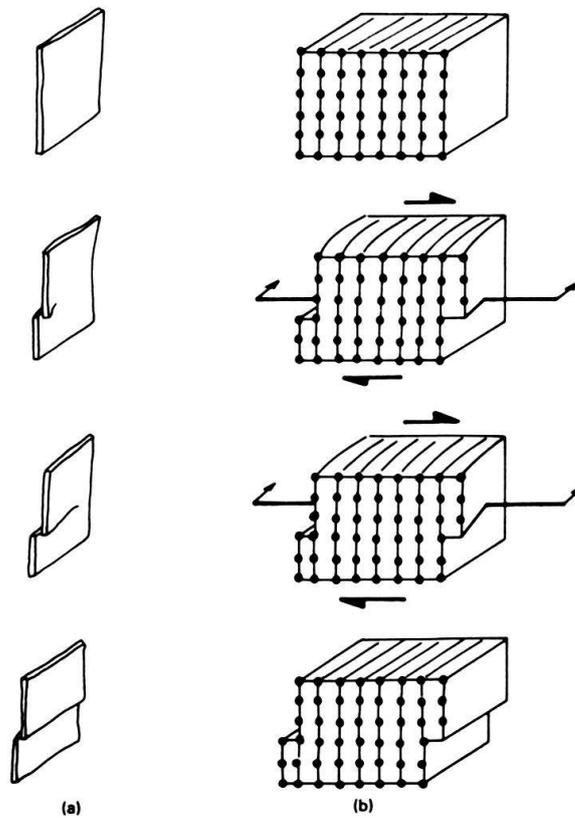


Fig. 9. Représentation du mouvement d'une dislocation vis.

de rotation de la spirale, on aura soit une dislocation dextrogyre, soit une dislocation lévogyre.

La figure 11 propose encore une autre représentation d'une dislocation vis. On représente ici les deux plans de glissement en contact: les points noirs sont situés au-dessous, les points blancs au-dessus.

Ce mode de représentation montre clairement que les plans parallèles au vecteur de glissement ne sont pas déformés.

D'une manière générale, on peut introduire une dislocation dans une structure cubique simple en effectuant les opérations suivantes (fig. 12):

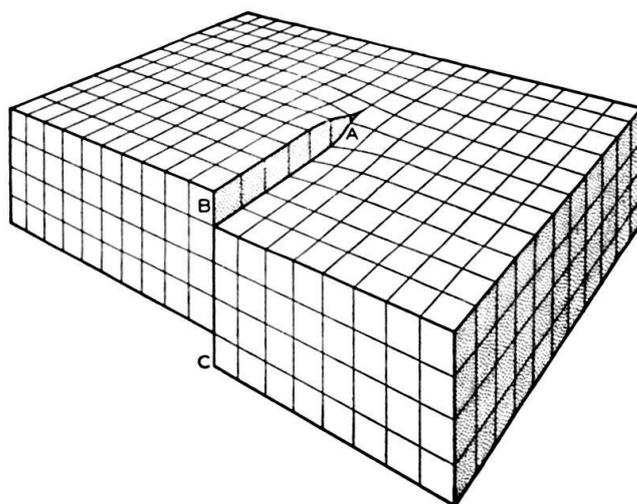


Fig. 10. Disposition en spirale des plans autour d'une dislocation vis.

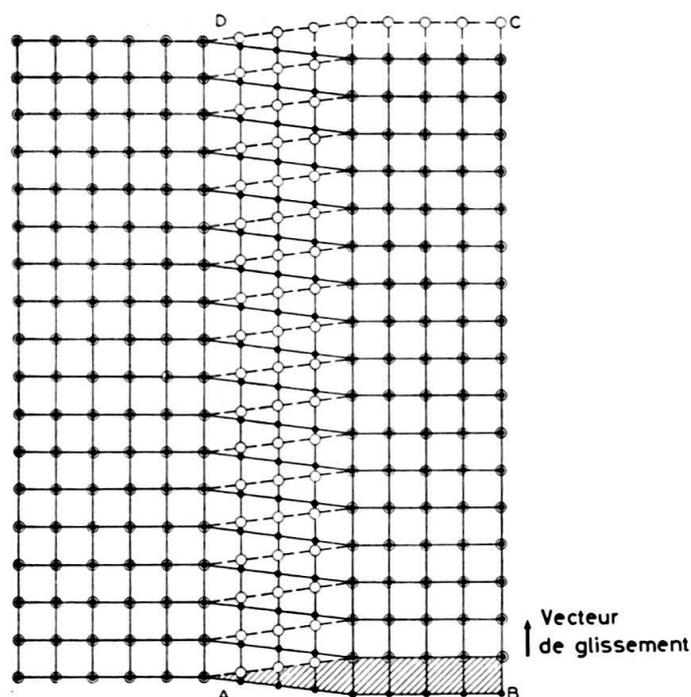


Fig. 11. Représentation de deux plans superposés au voisinage d'une dislocation vis.

- par la pensée on coupe le cristal suivant une portion de plan dense,
- on déplace les atomes situés d'un côté de la surface de coupure d'une distance interatomique parallèlement à la surface de coupure,
- on réaccole les atomes entre eux; on a de nouveau une structure parfaite sauf le long de la ligne AA . Cette ligne est la ligne de dislocation.

Sur la figure 12 on retrouve les dislocations coins et vis déjà décrites dans le cas où la ligne de dislocation est perpendiculaire au déplacement (coin) et dans le cas où elle est parallèle au déplacement (vis). Mais on constate également que la ligne de dislocation AA peut faire un angle quelconque avec la direction de glissement; c'est le cas d'une *dislocation mixte*.

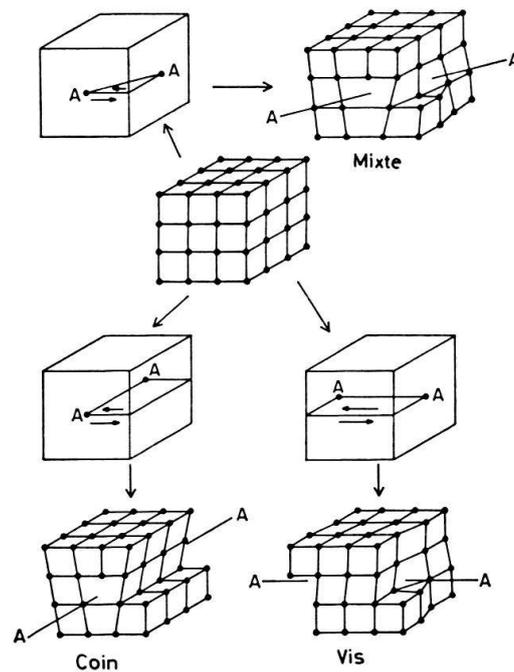


Fig. 12. Représentation schématique d'une dislocation vis, coin et mixte.

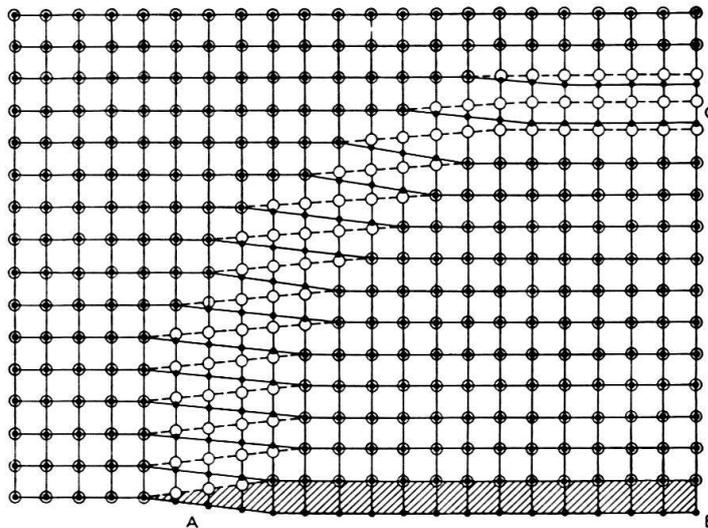


Fig. 13. Représentation de deux plans superposés au voisinage d'une dislocation mixte.

La figure 13 montre un cas où la ligne de dislocation n'est pas rectiligne et où l'on passe d'une dislocation vis (A) à une dislocation coin (C), en passant par une dislocation mixte. Remarquons que, quelle que soit la direction de la dislocation, les plans parallèles au vecteur de glissement ne sont pas déformés.

3. Boucles de dislocations

Il apparaît clairement qu'une dislocation ne peut pas se terminer dans le cristal. Jusqu'ici nous les avons vues émergeant des deux côtés sur la surface. Il est toutefois possible d'imaginer des boucles fermées dans le cristal. Considérons successivement deux types de boucles:

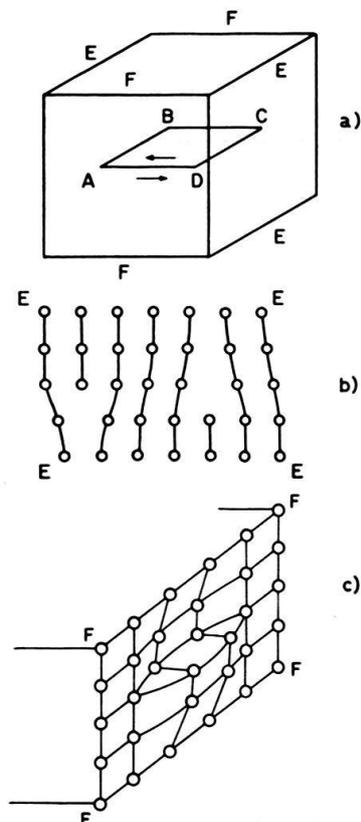
- les boucles de glissement
- les boucles prismatiques

Boucles de glissement (fig. 14)

Il est bien évident que cette ligne de dislocation, située entièrement dans le plan dense, pourrait avoir une forme quelconque. Dans ces conditions, elle se subdiviserait en portions coin, vis et mixte (fig. 15).

Boucles prismatiques (fig. 16)

Pour les boucles de glissement, nous avons fait une coupure le long d'une surface fermée suivie d'un déplacement dans le plan de cette surface. Ici nous



(a) On fait une coupure suivant le plan $ABCD$. Les atomes de la partie supérieure sont alors déplacés d'une distance interatomique vers la gauche. Considérons ce qui se passe aux frontières de la boucle.

(b) On observe d'abord ce qui se passe sur AB et CD en faisant une coupe $EEEE$: le déplacement a introduit deux dislocations coins de signes contraires: en effet, l'un des segments a son plan supplémentaire dirigé vers le haut, l'autre vers le bas.

(c) Une coupe suivant $FFFF$ fait apparaître des dislocations vis; elles aussi sont de signes contraires.

Fig. 14. Représentation schématique d'une boucle de glissement.

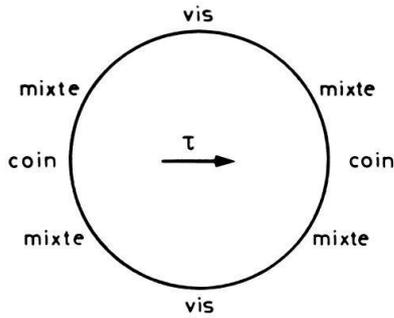


Fig. 15. Disposition des éléments de dislocation dans une boucle de glissement.

faisons la même coupure, mais au lieu de faire un déplacement parallèle, les deux surfaces sont séparées d'une distance interatomique et le trou est rempli avec un plan supplémentaire.

Sur la figure 16, on constate que la coupe *EEEE* est identique à la coupe *FFFF*. Elles mettent en évidence des dislocations purement coins.

Au lieu d'introduire un plan supplémentaire (boucle interstitielle), on aurait pu en ôter un (boucle lacunaire), le résultat aurait été analogue.

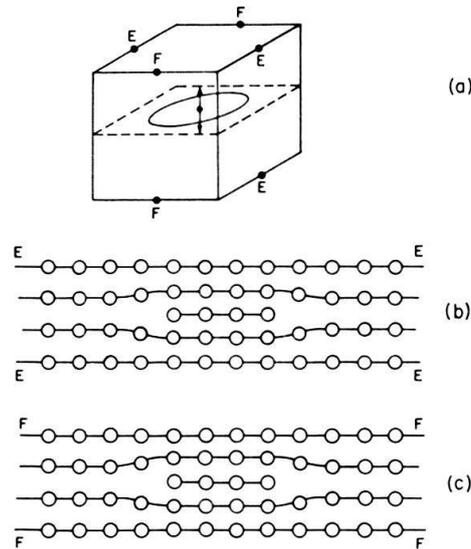


Fig. 16. Représentation schématique d'une boucle prismatique.

4. Vecteur de Burgers d'une dislocation

Pour décrire mathématiquement une ligne de dislocation, il faut introduire deux vecteurs:

- le vecteur tangent à la ligne \vec{t} qui donne une orientation à la ligne,
- le vecteur de Burgers \vec{b} de la dislocation (BURGERS 1939).

Nous définirons le vecteur de Burgers \vec{b} par le procédé suggéré par Frank. On considère une dislocation dans une structure cubique simple. La figure 17 montre une section plane d'un cube présentant une dislocation coin. Nous devons distinguer des régions de «bon» cristal où les déformations sont petites et des régions de «mauvais» cristal près de la ligne de dislocation où les déformations sont importantes.

Pour définir le vecteur de Burgers \vec{b} nous décrivons, dans le sens des aiguilles de la montre par rapport à l'orientation de la ligne de dislocation \vec{t} , un circuit fermé autour de la ligne de dislocation. Ce circuit est entièrement situé dans le bon cristal, mais entoure la dislocation. Ensuite, nous dessinons le même circuit dans le cristal parfait (fig. 17b). Le vecteur nécessaire pour fermer le circuit est le vecteur de Burgers \vec{b} de la dislocation. Son sens va du point final au point initial du circuit (cette définition n'est pas uniforme dans la littérature, de nombreux auteurs donnent au vecteur \vec{b} un sens opposé).

On constate que dans le cas d'une dislocation coin le vecteur de Burgers est perpendiculaire à la ligne de dislocation. Pour une dislocation vis, le vecteur \vec{b} est parallèle à la ligne de dislocation (fig. 18).

Propriétés

- Le vecteur \vec{b} ne dépend que de la nature du mauvais cristal entouré par le circuit, il ne dépend pas de la forme de ce circuit, ni de son origine.
- Dans la description des dislocations par la notion de coupure, le déplacement des atomes d'un côté de la coupure est donné par le vecteur \vec{b} . Ce vecteur exprime donc le cisaillement du cristal.
- Nous dirons qu'une dislocation est parfaite si elle est entourée uniquement de «bon» cristal. Dans ce cas, le vecteur \vec{b} est un vecteur du réseau direct.
- Le déplacement \vec{b} qui définit la ligne de dislocation a la même valeur tout au long de la ligne. Le vecteur \vec{b} est conservatif.

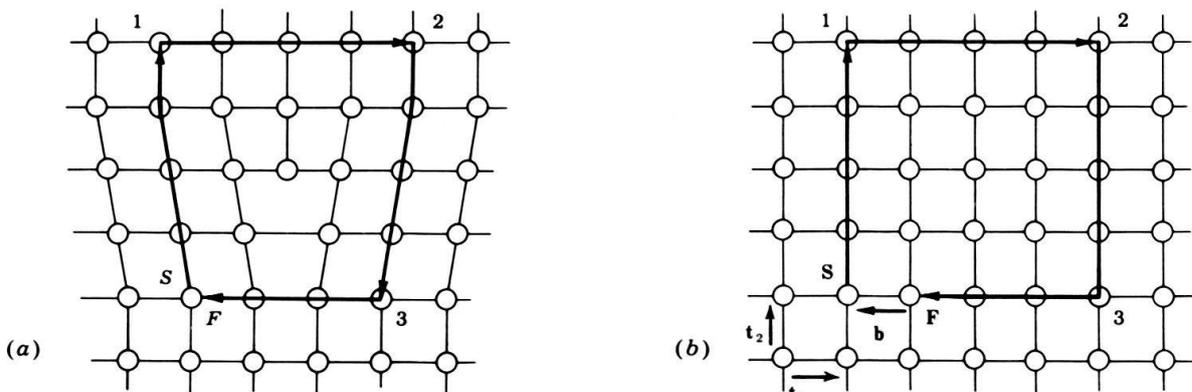


Fig. 17. Définition de vecteur de Burgers.

- a) circuit entourant une dislocation,
- b) circuit identique dans un cristal parfait.

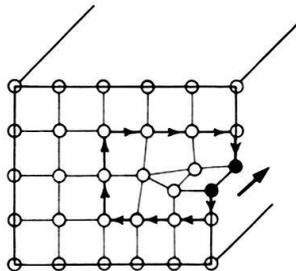
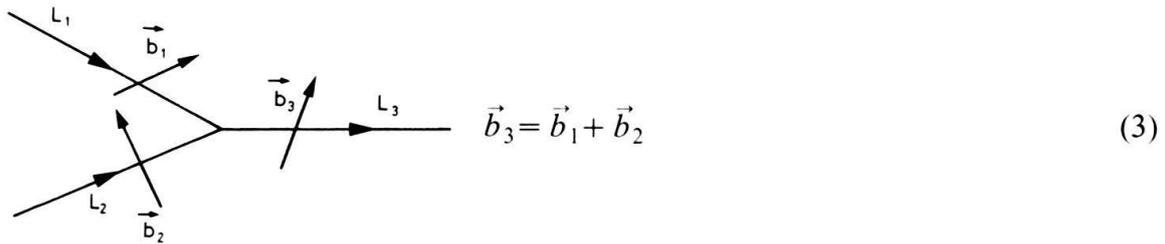


Fig. 18. Vecteur de Burgers pour une dislocation vis.

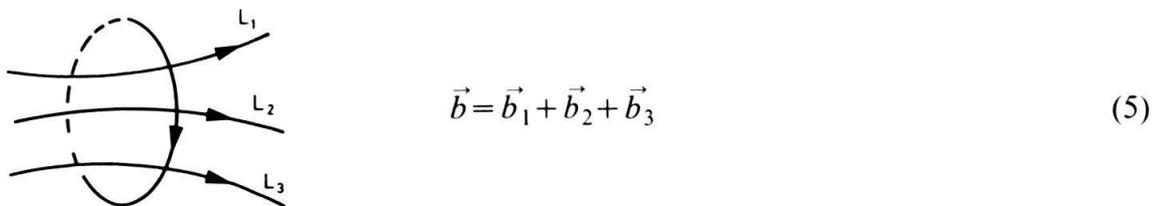
- Si deux lignes de dislocation L_1 et L_2 confluent en une ligne L_3 , le vecteur de Burgers de cette dislocation est la somme des deux autres.



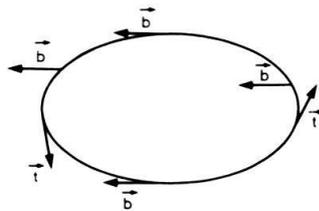
- Si l'on oriente les lignes vers le nœud des dislocations, on a :

$$\sum \vec{b}_i = 0 \quad (4)$$

- Si le circuit de Frank entoure plusieurs dislocations, le vecteur de Burgers de ce circuit est la somme des vecteurs de Burgers des dislocations qu'il contient.



- Pour des dislocations vis \vec{b} est parallèle à \vec{t} ; la dislocation est dextrogyre si \vec{t} et \vec{b} sont de même sens ($\vec{t} \cdot \vec{b} = b$), elle est lévogyre dans le cas contraire.
- Dans le cas d'une boucle de dislocation (boucle de glissement), le vecteur \vec{b} reste constant, alors que \vec{t} tourne de 2π . Les parties «extrêmes» de la boucle sont donc opposées.



5. Mouvement des dislocations

Lorsque les dislocations se déplacent dans le cristal, celui-ci peut se déformer plastiquement. Examinons le mouvement d'une dislocation coin.

Sur la figure 19 les points noirs et blancs représentent respectivement la position des atomes avant et après le mouvement (la dislocation s'est déplacée d'une distance interatomique vers la gauche). La figure montre que le mouvement de la dislocation sur une période du réseau n'entraîne qu'un léger réarrangement des atomes de la mauvaise matière.

Considérons maintenant le cas d'une *paire* de dislocations coins de signes opposés (fig. 20). Sous l'application d'une contrainte, ces dislocations se déplacent

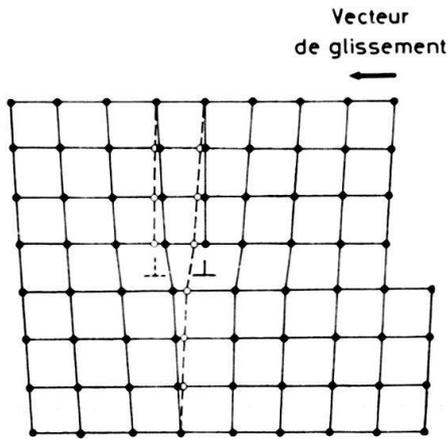


Fig. 19. Déplacement d'une dislocation d'une position d'équilibre à la suivante.

dans le cristal dans des directions opposées. Lorsqu'elles sortent du cristal, il se produit une marche des deux côtés du cristal.

Si le cristal contient plusieurs dislocations qui se déplacent, on observera plusieurs marches (fig. 20b).

On constatera que le résultat obtenu est exactement celui que nous avons imaginé dans notre calcul préliminaire: déplacement d'une distance interatomique d'un plan par rapport à un autre.

Le mouvement des dislocations vis est un peu plus difficile à saisir.

On comprend bien sur la figure 21 que lorsqu'on applique une contrainte τ , les deux points A et B vont tendre à s'écarter, les deux dislocations vis à s'éloigner. Lorsqu'elles atteignent la surface, elles produisent également deux marches. On constate ainsi que le déplacement d'une dislocation vis se fait perpendiculairement au déplacement des atomes, c'est-à-dire perpendiculairement à la contrainte.

A partir du mouvement combiné de dislocations coins et vis, il est facile de comprendre ce qui se passe dans le cas d'une boucle de glissement (fig. 22).



Fig. 20. Apparition de marches à la surface du cristal après déplacement d'une (a) ou deux (b) paires de dislocations coins.

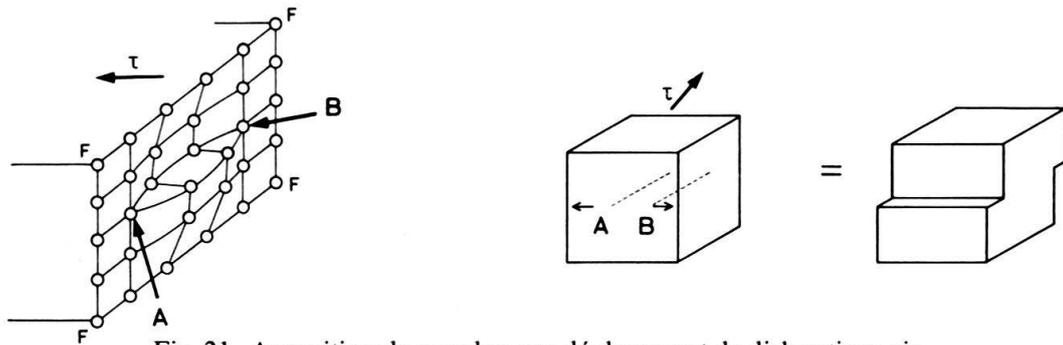


Fig. 21. Apparition de marches par déplacement de dislocations vis.

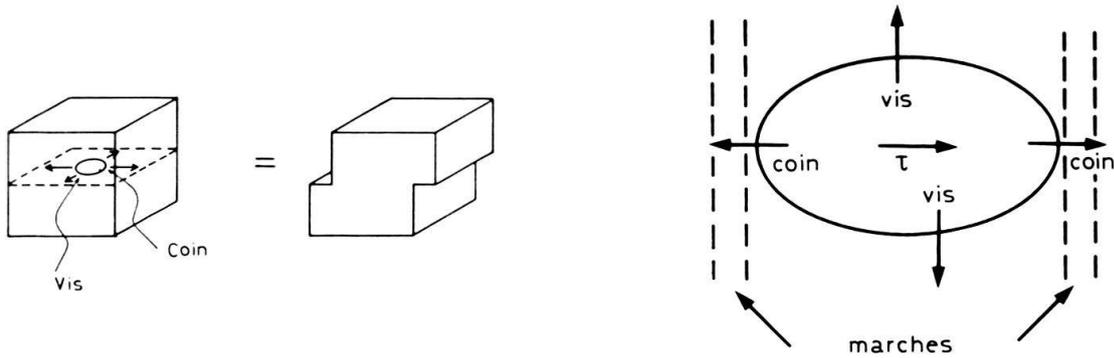


Fig.22. Apparition de marches par croissance d'une boucle de glissement.

Plan de glissement

On constate qu'une dislocation ne peut se déplacer, sans transport de matière (mouvement conservatif), que dans le plan défini par les vecteurs \vec{t} et \vec{b} . Ce plan est appelé *plan de glissement* de la dislocation.

Les dislocations vis n'ont pas un plan de glissement bien défini (\vec{t} et \vec{b} sont parallèles), mais elles se déplacent généralement dans des plans cristallographiques de forte densité (Ex.: plans $\{111\}$ dans les *cfc*). Au cours de leur déplacement, elles peuvent changer de plan de glissement (Ex.: passer d'un plan (111) à un plan $(\bar{1}\bar{1}1)$ si leur vecteur de Burgers est de direction $[\bar{1}01]$), c'est le «*glissement dévié*». Ce mouvement des dislocations permet d'éviter certains obstacles; il est décrit à la figure 23 où l'on observe le double glissement dévié d'une boucle de dislocation de vecteur de Burgers $\vec{b} = a/2 [\bar{1}01]$.

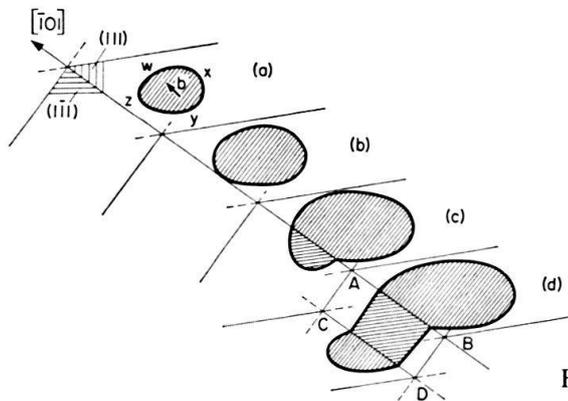


Fig. 23. Glissement dévié.

Montée d'une dislocation

Comme nous l'avons vu, le mouvement d'une dislocation dans son plan de glissement est un phénomène qui s'effectue sans transport de matière. Ce n'est pas le cas pour le mouvement d'une dislocation coin ou mixte perpendiculairement à ce plan de glissement.

Pour qu'une dislocation coin se déplace (monte) d'une distance interatomique vers le haut ou vers le bas, une rangée d'atomes doit être apportée ou ôtée le long de la ligne de dislocation (fig. 24).

Ce mécanisme ne peut se faire que par *diffusion* de la matière. Dans le cas de la figure 24 le déplacement vers le haut ne pourra se faire que par un apport

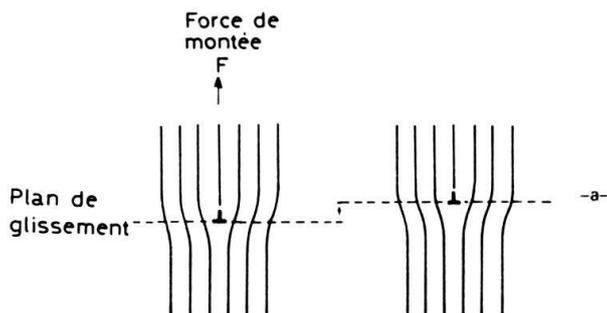


Fig. 24. Montée d'une dislocation.

de lacunes (diffusion des lacunes vers la dislocation), le mouvement vers le bas s'accompagnera d'une production des lacunes. On constate donc que les dislocations peuvent jouer le rôle de puits ou de sources de lacunes (ou d'interstitiels). La montée des dislocations nécessitant la formation et la migration des défauts ponctuels, elle ne peut se produire qu'à haute température, la formation et la migration des défauts ponctuels étant thermiquement activées.

Montée conservative

Sur la base de ce qui vient d'être dit, cette expression apparaît comme contradictoire. Pourtant, dans le cas de boucles prismatiques qui ne peuvent glisser que le long de leur cylindre de glissement, un mouvement dans le plan de ces boucles a été observé, qui conserve la dimension de ces boucles. Ce n'est pas un glissement et ce n'est pas tout à fait une montée, puisqu'il n'y a pas de diffusion de matière vers les boucles. Ce mécanisme ne peut se produire que par diffusion de lacunes (ou d'interstitiels) le long de la ligne de dislocation (pipe diffusion). C'est la montée conservative.

6. Relation entre le déplacement des dislocations et la déformation plastique

Nous avons vu que le déplacement des dislocations entraîne une déformation plastique; il doit donc être possible d'établir une relation entre ce déplacement et la déformation qu'elle engendre. Considérons d'abord le cas où un cristal de forme parallélépipédique ($L_1 L_2 L_3$) (fig. 25), est traversé par une dislocation coin rectiligne de vecteur de Burgers b .

Lorsque la dislocation a traversé tout le cristal, elle a provoqué une déformation plastique ε donnée par

$$\varepsilon = \frac{b}{L_2}$$

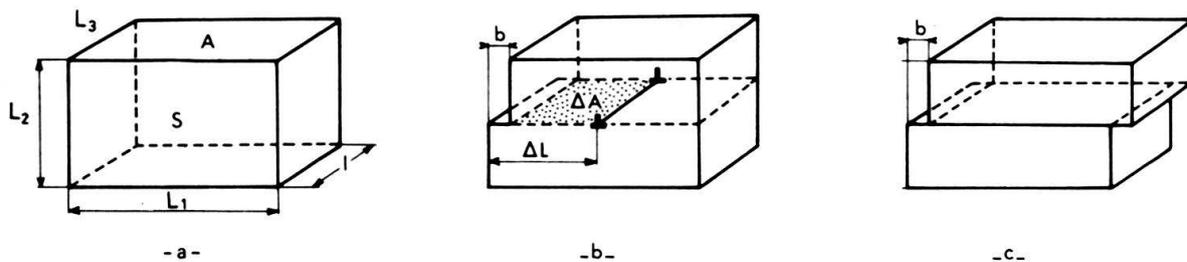


Fig. 25. Déformation induite par le déplacement d'une dislocation coin.

Si la dislocation ne se déplace que d'une distance u , la déformation peut être donnée par

$$\varepsilon = \frac{b}{L_2} \cdot \frac{u}{L_1} = \frac{b}{S} u \quad S = L_1 L_2 \quad (6)$$

ou si elle s'est déplacée sur une surface ΔA

$$\varepsilon = \frac{b}{L_2} \cdot \frac{\Delta A}{L_1 L_3} = \frac{b}{V} \cdot \Delta A \quad V = L_1 L_2 L_3 \quad (7)$$

Si l'on suppose maintenant que N_m dislocations parallèles se sont déplacées dans ce même plan de glissement ou sur des plans parallèles, la déformation engendrée après qu'elles aient traversé chacune une même surface ΔA est donnée par

$$\varepsilon = \frac{N_m}{V} \cdot b \Delta A \quad (8)$$

ou

$$\varepsilon = \frac{N_m}{S} b u \quad (9)$$

On introduit alors la notion de densité de dislocations mobiles dans les plans de glissement considérés A_m défini par

$$A_m = \frac{N_m}{S} = \frac{N_m \cdot L_3}{V} \quad (10)$$

On constate que cette grandeur exprime

- soit le nombre moyen de dislocation émergeant sur une surface unité,
- soit la longueur totale des dislocations par unité de volume.

On a alors: $\varepsilon = A_m b \cdot u$ (11)

Et si l'on suppose encore que toutes les dislocations se déplacent avec une même vitesse \dot{u} , on peut exprimer la vitesse de déformation par

$$\dot{\varepsilon} = A_m b \cdot \dot{u} = A_m b v \quad (12)$$

C'est l'équation d'Orowan.

On constate donc que la vitesse de déformation plastique est directement reliée à la vitesse des dislocations. Les dislocations apparaissent comme les «transporteurs» de la déformation plastique au même titre que les électrons sont les transporteurs de l'électricité.

Source de dislocations (phénomène d'écrouissage)

Les observations directes des dislocations (par exemple en microscopie électronique) montrent clairement que la déformation plastique s'accompagne d'une forte augmentation de la densité des dislocations. Dans les métaux, on passe d'une

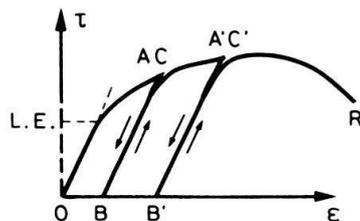


Fig. 26. Durcissement par écrouissage: la limite élastique est plus élevée lorsque le matériau a été préalablement déformé.

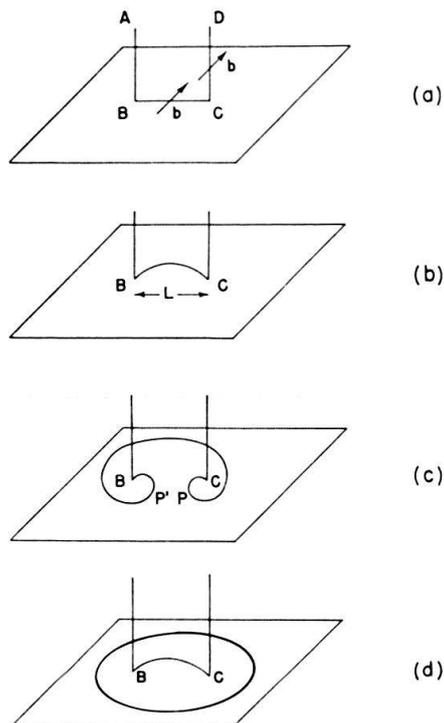


Fig. 27. Source de Frank-Read.

densité $\lambda = 10^6 \text{ cm}^{-2}$ à $\lambda = 10^{11}$ à 10^{12} cm^{-2} après déformation plastique. Or on sait qu'au cours de la déformation les métaux se durcissent, c'est-à-dire qu'on constate une augmentation de la limite élastique (fig. 26).

Cet effet est provoqué par un «embouteillage» des dislocations qui se gênent mutuellement dans leur mouvement et provoquent ainsi le «durcissement par écrouissage» et une forte augmentation des contraintes internes.

La rupture apparaît lorsque la déformation plastique est rendue impossible par le blocage mutuel complet des dislocations.

La croissance de la densité des dislocations au cours de la déformation plastique montre à l'évidence qu'il doit y avoir des sources de dislocations. Plusieurs mécanismes ont été proposés; le plus simple est celui envisagé par Frank et Read. Considérons une ligne de dislocation $ABCD$ dans laquelle seul le segment BC est situé dans un plan de glissement: B et C sont donc des points d'ancrage. Sous l'application d'une contrainte de cisaillement τ , le segment BC prendra une forme en arc en adoptant successivement l'allure des lignes de la figure 27. Pour $\tau > \tau_{\text{crit.}}$, la boucle va s'étendre jusqu'à ce que deux segments de la boucle se rencontrent (fig. 27c: P' et P). Comme ces deux segments sont opposés, ils s'annihilent mutuellement: il reste une boucle de glissement qui va croître et un nouvel arc qui permet au processus de recommencer. C'est la source ou moulin de Frank et Read.

7. Autres modes de durcissement

Nous avons vu que le mouvement des dislocations pouvait être perturbé par la présence d'autres dislocations (durcissement par écrouissage); on peut également bloquer les dislocations en introduisant des atomes étrangers (impuretés interstitielles ou substitutionnelles, précipités).

Epinglage des dislocations

Très souvent, les impuretés interstitielles (C , N , O) diffusent vers les dislocations et rendent leur mouvement plus difficile; ce phénomène se traduit par une augmentation de la limite élastique. Par exemple la courbe de traction du fer et de l'acier doux présente un aspect très caractéristique avec une limite élastique supérieure suivie d'une chute de la contrainte, la déformation se produisant pour une valeur constante de la contrainte appelée limite élastique inférieure (fig. 28).

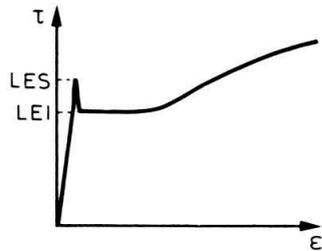
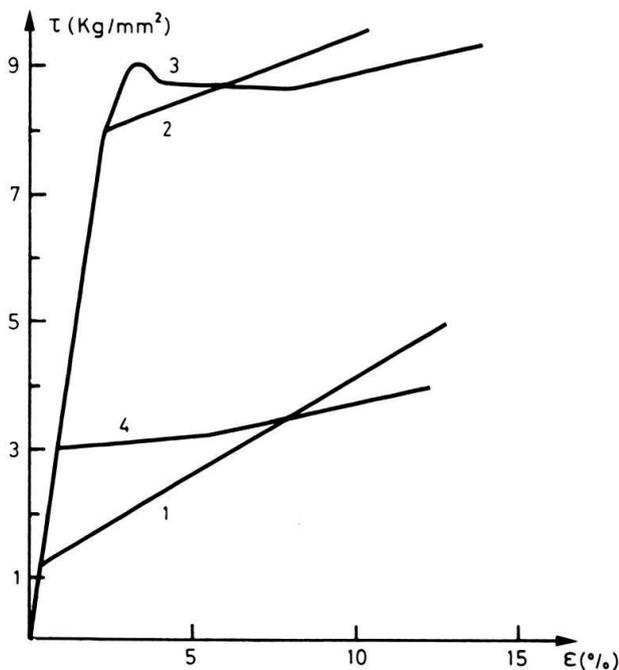


Fig. 28. Crochet de traction.

Pour expliquer ce phénomène on suppose qu'au départ les dislocations sont fortement bloquées par les impuretés. Sous l'effet de la contrainte, elles sont libérées progressivement de leur atmosphère d'impuretés. C'est pourquoi ce phénomène se manifeste toujours après un vieillissement pendant lequel les atomes étrangers ont pu migrer vers les dislocations; il ne s'observe pas après une faible déformation, c'est-à-dire après l'introduction de dislocations fraîches.

Durcissement structural

Les éléments d'alliage, qu'ils soient en solution solide ou sous forme de phase dispersée, modifient les propriétés plastiques du métal de base. La figure 29 représente l'effet de divers traitements thermiques sur un alliage Al-2% Cu.



Mesures effectuées à -196°C

1. Vieilli 2 jours à 350°C , le métal contient des particules incohérentes de petites aiguilles CuAl_3 distantes de $2,5 \mu$.
2. Vieilli 27,5 heures à 190°C , le métal contient des particules incohérentes à 400 \AA de distance.
3. Vieilli 2 jours à 130°C , le métal contient des zones de Guinier Preston (plaquettes de cuivre de 100 \AA de diamètre et un atome d'épaisseur distantes de 150 \AA).
4. Simplement trempé, le métal est une solution solide.

Fig. 29. Courbes de traction d'un alliage Al-2% Cu.

Après trempe nous avons une solution solide sursaturée du cuivre dans l'aluminium. Les traitements thermiques successifs provoquent la précipitation du cuivre sous forme de particules présentant des caractéristiques diverses (tailles, cohérence avec la matrice). Ces vieillissements s'accompagnent aussi d'une forte variation des propriétés mécaniques (fig. 29). L'ensemble de ces phénomènes trouvent leur explication dans les mécanismes d'interaction entre les dislocations et les obstacles à leur mouvement, ici les précipités.

8. Conclusion

Les dislocations sont des défauts de structure linéaires présents dans la quasi-totalité des matériaux cristallins. Leur déplacement est la cause essentielle de la déformation plastique. Leur mobilité, c'est-à-dire leur aptitude à se déplacer, contrôle entièrement les propriétés mécaniques du cristal. L'approche fondamentale de la déformation d'un matériau cristallin doit donc se faire au travers d'une étude approfondie de la mobilité de ses dislocations.

BIBLIOGRAPHIE

- BOLLMANN, W. (1956): *Interference Effects in the Electron Microscopy of Thin Crystal Foils*. - Phys. Rev. 103, 1588.
- BURGERS, J.M. (1939): *Some Considerations on the Fields of Stress Connected with Dislocations in a Regular Crystal Lattice*. - Proc. k. nederl. Acad. Wetensch. 42/4, 293, and 42/5, 378.
- FRIEDEL, J. (1964): *Dislocations*. - Pergamon Press, Oxford.
- HIRSCH, P.B., HORNE, R.W., & WHELAN, M.J. (1956): *Direct Observations of the Arrangement and Motion of Dislocations in Aluminium*. - Phil. Mag. 1, 677.
- HIRTH, J.P., & LOTHE, J. (1968): *Theory of Dislocations*. - McGraw-Hill, New York.
- NICOLAS, A., & POIRIER, J.P. (1976): *Crystalline Plasticity and Solid State Flow in Metamorphic Rocks*. - Wiley, New York/London.
- OROWAN, E. (1934): *Zur Kristallplastizität II*. - Z. Phys. 89, 614.
- POLANYI, M. (1934): *Über eine Art Gitterstörung, die einen Kristall plastisch machen könnte*. - Z. Phys. 89, 660.
- TAYLOR, G.I. (1934): *The Mechanism of Plastic Deformation of Crystals*. - Proc. r. Soc. London (A), 145, 362.
- WEERTMAN, J., & WEERTMAN, J.R. (1967): *Elementary Dislocation Theory*. - McMillan, New York.