HAL
open science

La déformation plastique dans les cristaux ioniques

J.F. Laurent

To cite this version:

J.F. Laurent. La déformation plastique dans les cristaux ioniques. Journal de Physique et le Radium, 1958, 19 (6), pp.602-611. 10.1051/jphysrad:01958001906060200 . jpa-00235898

HAL Id: jpa-00235898

https://hal.science/jpa-00235898

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

EXPOSÉ ET MISE AU POINT BIBLIOGRAPHIQUE

LA DÉFORMATION PLASTIQUE DANS LES CRISTAUX IONIQUES

Par J. F. LAURENT,
Laboratoire de Chimie Minérale *B*, (Pr BÉNARD) P., 11, rue Pierre Curie, Paris.

Résumé. — Par différentes méthodes, de nombreux auteurs ont mis en évidence d'une manière éclatante l'existence de lignes de dislocation dans les cristaux ioniques. La théorie des dislocations permet d'expliquer et d'interpréter correctement les phénomenes se rattachant à la déformation plastique des cristaux ioniques. La propagation du glissement plastique équivaut à un mouvement des dislocations dans le plan de glissement. Les calculs théoriques relatifs aux énergies de dislocations confirment pleinement les résultats expérimentaux selon lesquels la déformation plastique des composés ioniques s'effectue toujours suivant le plan (110). L'influence prépondérante du milieu extérieur sur la déformation plastique peut s'expliquer par une interaction des lignes de dislocation avec ce milieu. Enfin, la variation des propriétés physiques des cristaux ioniques soumis a une contrainte peut s'interpréter aisément en considérant les lacunes créées lors du mouvement des lignes de dislocation dans ces cristaux.

Abstract. — Many authors, using different methods, have definitely proved the existence of dislocation lines in ionic crystals. The dislocation theory enables to correctly explain and interpretate the phenomenons related to the plastic deformation of ionic crystals. The propagation of plastic slip is equivalent to a movement of dislocations in the slip plane. Theorical calculations of dislocation energies are in complete agreement with experimental results · plastic flow always occurs on the (110) plane. The great influence of the exterior medium on plastic deformation can be explained by an interaction of dislocation lines with this medium. The variation of physical properties of stressed ionic crystals can be easily explained by the creation of vacancies during the movement of dislocations.

Quand un cristal est soumis à une contrainte, il se déforme. S'il retrouve sa forme primitive quand la contrainte est supprimée, la déformation est dite élastique. En revanche, si cette déformation est permanente, on dit que le solide a été déformé plastiquement.

La déformation plastique d'un cristal apparaît macroscopiquement comme un glissement sans rotation appréciable. Ce glissement se concentre sur certains plans cristallographiques privilégiés dits plans de glissement. En général, le plan de glissement est un plan dense et la direction de glissement, la direction la plus dense. La marche ou cran produit sur la surface par le glissement relatif de deux lamelles s'appelle une ligne de glissement. L'observation des lignes de glissement permet d'étudier la déformation en grandeur et direction. La hauteur des marches est de l'ordre de 50 à 1 000 fois la distance séparant deux ions de même signe. Le glissement ne se produit pas par un déplacement en bloc des plans réticulaires les uns par rapport aux autres, mais il débute dans une région du plan et se propage dans celui-ci avec une vitesse finie.

La propagation du glissement revient à une propagation de *dislocations* dans le plan de glissement. Il semble difficile d'expliquer ou d'interpréter correctement les phénomènes de plasticité des solides sans faire intervenir la théorie des dislocations [1, 2, 3, 4, 5, 6]. Nous allons donc tout d'abord voir quelques preuves expérimentales de l'existence des dislocations dans les cristaux ioniques. Nous exposerons ensuite les processus de la déformation plastique et les moyens expérimentaux mis en œuvre pour les étudier. Enfin, après avoir vu l'influence des facteurs extérieurs sur la déformation plastique, nous étudierons les effets de cette déformation sur les propriétés physiques des solides.

Toute notre étude est relative a la déformation plastique d'échantillons monocristallins.

Mise en évidence des dislocations dans les cristaux ioniques. — Le meilleur moyen d'étudier les dislocations est de les rendre visibles par une méthode quelconque et ensuite de les observer au microscope. C'est le principe de la décoration des lignes de dislocation. De nombreux auteurs ont réussi a mettre en évidence les lignes de dislocation par différentes methodes.

a) PRÉCIPITATION DE L'ARGENT PHOTOLYTIQUE. — La première mise en évidence indiscutable des lignes de dislocation a été faite en 1953 par Hedge et Mitchell [7] dans le bromure d'argent. L'argent photo-

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphysrad:01958001906060200

lytique précipite préférentiellement le long des lignes de dislocation (*fig.* 1).

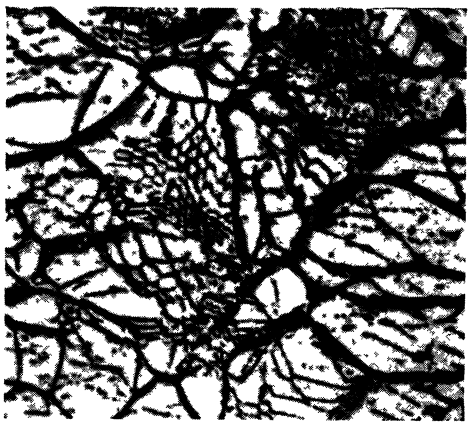

FIG. 1. — Précipitation de l'argent photolytique le long des lignes de dislocation dans un cristal de bromure d'argent polygonisé (G : 2 500).
Publiée avec l'agrément de *The Philosophical Magazine.*

Cette méthode est seulement applicable aux halogénures d'argent. Cependant dans le cas du chlorure et de l iodure le pouvoir de résolution n'est plus très bon.

b) PRÉCIPITATION DE SODIUM MÉTALLIQUE. — Amelinckx et ses collaborateurs [8, 9] ont mis au point une méthode applicable aux halogénures de sodium. Dans le cas du chlorure de sodium [9], elle consiste a chauffer

FIG. 2. — Lignes de dislocation dans NaCl déformé. Les figures *a*, *b*, *c*, *d* correspondent à différentes profondeurs dans le cristal. Sur cet exemple il apparaît des figures a trois ou quatre côtés (G : 800).
Publiée avec l'agrément de *The Philosophical Magazine.*

en tube scellé le cristal à étudier avec du sodium métallique. Le sodium se dépose dans les lignes de dislocation sous forme de granules colloïdaux visibles à l'ultra-microscope. Il apparaît ainsi des réseaux composés d'hexagones ou de carrés ou de losanges ou de triangles ou de lignes parallèles. La figure 2 représente un modèle de tels réseaux.

c) MÉTHODE AUX SELS D'OR. — Très récemment (juin 1957), Barber et Mitchell [10] ont mis au point une méthode originale de décoration des lignes de dislocation dans des cristaux de chlorure de sodium déformés. Ils chauffent en tube scellé, sous vide, l'halogénure entre 500-700 °C avec $HAuCl_4$. L'or précipite sous forme de particules colloïdales le long des lignes de dislocation. Le cristal ainsi décoré peut être facilement

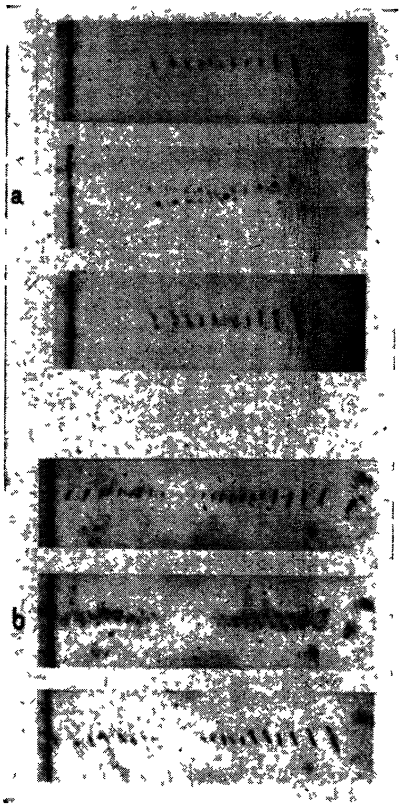

FIG. 3. — Lignes de dislocation dans des cristaux de chlorure de sodium déformés
a) Dislocations en boucles fermées (G : 4 650).
b) Dislocations hélicoïdales (G : 3 150).
Publiée avec l'agrément de *The Philosophical Magazine.*

observé à l'ultra-microscope. Sur la figure 3 on a représenté différents clichés obtenus par cette méthode.

Cette dernière méthode est aussi applicable aux autres halogénures alcalins en prenant le sel d'or $HAuX_4$ correspondant.

d) CAS DU FLUORURE DE CALCIUM. — Au début de l'année 1957 Amelinckx et ses collaborateurs ont mis au point une méthode permettant d'observer clairement les lignes de dislocation dans des cristaux de fluorine. Dans leurs premiers essais [11] sur la fluorine

naturelle ils décorent les cristaux en les chauffant avec du sodium métallique, appliquant ainsi la méthode du paragraphe *b*. Dans le cas des cristaux de fluorine artificielle [12, 13, 14], les échantillons sont chauffés à 1 100-1 200 °C en atmosphère très réductrice (H_2), après avoir été recouverts d'une mince pellicule d'argent. L'argent se concentre sous forme colloïdale dans les lignes de dislocation, et l'examen des échantillons s'effectue comme dans les méthodes précédentes (*fig.* 4 et 5).

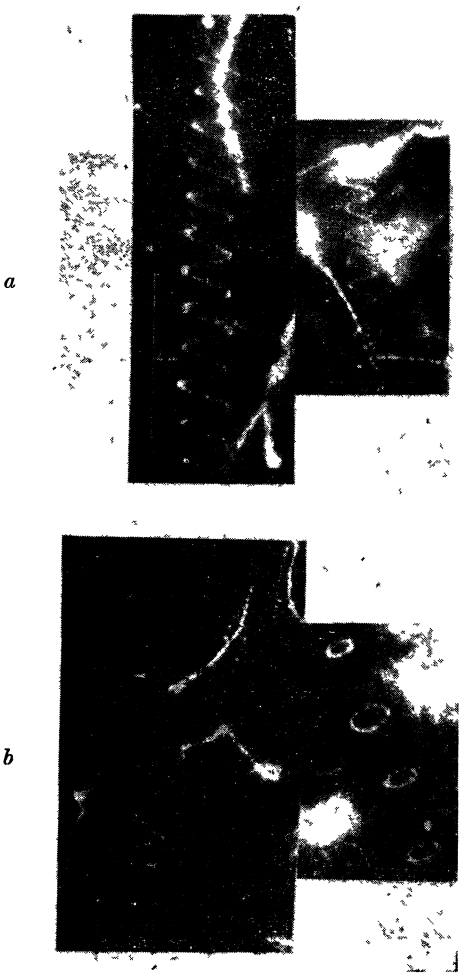

FIG. 4. — Lignes de dislocation dans des cristaux de fluorine artificielle [12].
a) Dislocations en hélice.
b) Boucles fermées de dislocations.
Publiée avec l'agrément de *The Philosophical Magazine*.

Les figures 4 et 5 sont remarquables par leur netteté, et montrent incontestablement l'existence de dislocations dans les cristaux ioniques. Sur la figure 5, le diamètre des hélices et des boucles de l'ordre de 10 microns est nettement supérieur a celui des hélices et des boucles de la figure 4 où il est de 1,3 microns environ.

Remarque — Très récemment (janvier 1958), Jones et Mitchell [15] ont mis aussi en évidence des dislocations hélicoïdales dans le chlorure d'argent, en exerçant des contraintes sur le cristal à l'aide de billes de verre de quelques microns de diamètre. Ces lignes de dislocation sont révélées par précipitation de l'argent photolytique.

FIG. 5. — Lignes de dislocation dans des cristaux de fluorine artificielle [13].
a-b) Dislocations en hélice se terminant par des boucles fermées.
c-d) Dislocations hélicoïdales se terminant par des boucles fermées, mais en position intermédiaire on aperçoit des figures de Lissajoux.
e) Dislocation hélicoïdale à une seule spire.
Publiée avec l'agrément de *The Philosophical Magazine*.

e) ATTAQUE CORROSIVE DU CRISTAL. — Cette méthode consiste à attaquer le cristal par une solution

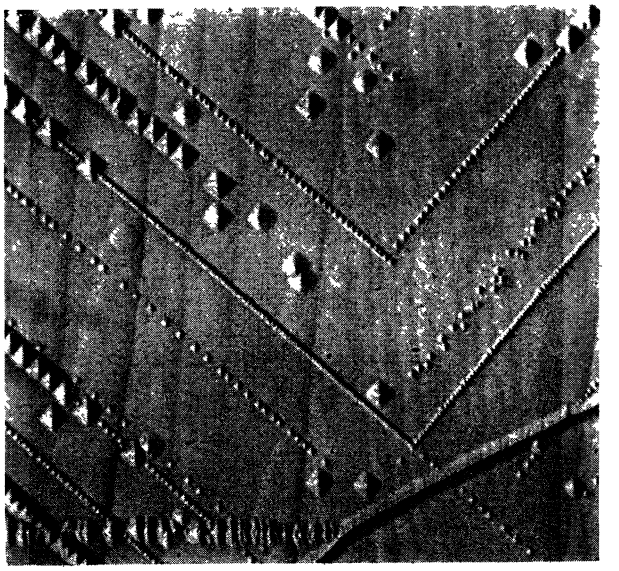

FIG. 6. — Dislocations dans le fluorure de lithium. G : 250 [16].
Publiée avec l'agrément du *Journal of Applied Physics*.

corrosive. Elle a été employée tout d'abord par Gilman et Johnston [16-17] dans le cas du fluorure de lithium. Le cristal est attaqué par un réactif composé d'acides

fluorhydrique, acétique et nitrique concentrés, de brome et d'ions ferriques. L'attaque dure une trentaine de secondes ; l'examen s'effectue au microscope en incidence oblique. Les points d'émergence des lignes de dislocation apparaissent sous forme de puits pyramidaux. La figure 6 représente une telle attaque.

Dans cet exemple le cristal de fluorure de lithium est courbé et attaqué en deux fois. La première fois, l'attaque dure 40 secondes, le cristal est courbé à nouveau et attaqué encore 20 secondes. La première attaque crée de gros puits et la seconde des puits bien plus petits. On observe ainsi non seulement les dislocations, mais aussi leur déplacement vers l'axe neutre de la courbure.

Si le mouvement des dislocations est trop rapide, l'attaque n'a pas le temps de créer des puits de forme pyramidale parfaite, la figure d'attaque est alors une pyramide tronquée au sommet.

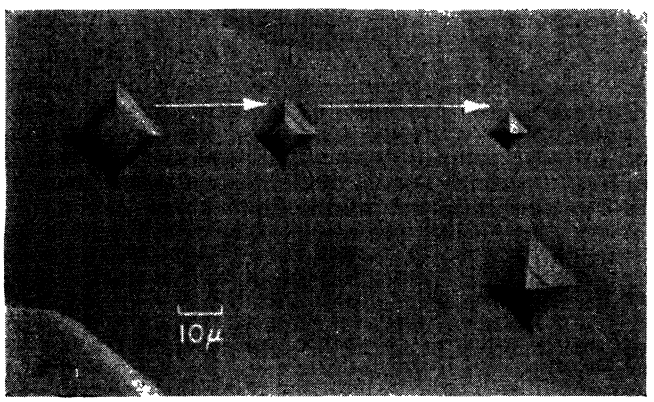

FIG. 7. — Effet du mouvement des dislocations sur la forme des figures d'attaque [17].

Sur la figure 7 on voit nettement l'évolution morphologique des figures d'attaque ; la forme pyramidale parfaite n'apparaît que lorsque la dislocation est stabilisée.

Jones et Mitchell [18] ont montré aussi l'existence des dislocations dans les halogénures d'argent par attaque des cristaux avec une solution de thiosulfate de sodium.

Ces quelques exemples illustrent bien l'existence des dislocations dans les cristaux ioniques. Nous allons maintenant voir leur rôle dans le mécanisme de la déformation plastique de ces cristaux.

***

Observation expérimentale de la déformation plastique. — De nombreuses méthodes ont été mises au point pour étudier la déformation plastique proprement dite des solides ioniques.

a) ÉTUDE OPTIQUE — BANDES DE BIRÉFRINGENCE. — Les cristaux ioniques étant transparents, il est possible d'étudier leur déformation plastique par des méthodes optiques. Par suite de la déformation, il apparaît dans ces cristaux des bandes de biréfringence observables en lumière polarisée et entre nicols croisés. Ces bandes de biréfringence correspondent aux plans de glissement.

Schmid et Boas [19] ont appliqué une contrainte de traction de plus en plus forte à un cristal de chlorure de potassium de telle façon que la direction de l'effort soit parallèle à un axe cubique. L'observation du cristal déformé en lumière polarisée et entre nicols croisés permet d'obtenir les images représentées sur la figure 8

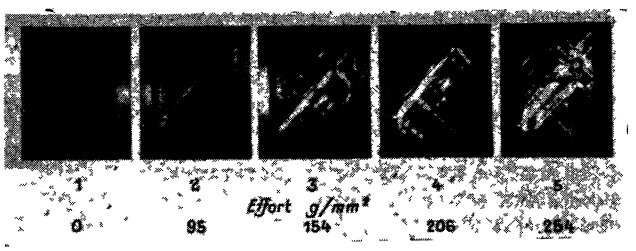

FIG. 8. — Observation des bandes de biréfringence sous différentes contraintes.

Au début de la déformation, il apparaît (2e cliché) une ou deux bandes de biréfringence dans la direction du plan (110). L'effort devenant plus important (3e cliché), le glissement s'effectue toujours dans les mêmes plans cristallographiques, mais on voit apparaître de nouvelles bandes de biréfringence. En poursuivant la traction, il apparaît nettement un deuxième système de glissement (4e cliché) perpendiculaire au premier ; ce sont d'ailleurs toujours des plans (110). Enfin pour une contrainte suffisante, le cristal casse (trait noir du milieu du 5e cliché), mais les deux systèmes de bandes de biréfringence perpendiculaires sont alors très nets. Sur cet exemple on note bien l'orientation préférentielle des plans de glissement selon les plans cristallographiques (110).

b) ÉTUDE DU FLUAGE. — Christy a étudié le fluage du bromure d'argent [20], puis celui du chlorure et du bromure de sodium [21] à des températures élevées. Dans le cas du *bromure d'argent* les cristaux étudiés entre 300 et 400 °C et sous des tensions comprises entre 6 et 150 g/mm² se déforment par glissement sans conditions bien précises quant aux plans de glissement. La vitesse de fluage Σ suit la formule empirique suivante, pour une compression parallèle à un axe [100] :

$$\Sigma = c \exp - \left(\frac{Q}{RT}\right) \exp \left(\frac{B\sigma^{1/2}}{RT}\right)$$

$c = 2{,}8.10^{17}$ min^{-1} $\quad Q = 69{,}2$ kcal/mol

$B = 1{,}21$ kcal/mol (g/mm²)$^{1/2}$ σ = tension de compression.

Si la compression est parallèle à un axe [111], il faut remplacer σ par $3/4\ \sigma$; pour les autres orientations et pour les échantillons polycristallins, on doit prendre des valeurs intermédiaires.

Les *impuretés* abaissent la vitesse de fluage. S^{--} a une grande influence, même à une concentration de 10^{-3} ion/g et beaucoup plus que Cd^{++} ou Cl^{-}. Ces résultats sont en bon accord avec la théorie de Mott [22] reliant le fluage à la diffusion. Dans le cas du

bromure et du chlorure de sodium, on obtient une relation semblable pour la vitesse de fluage ; cependant, il n'a pas été possible de relier ces phénomènes à la vitesse et à l'énergie d'activation d'autodiffusion des deux ions antagonistes. Dans le cas de ces deux derniers halogénures, le début de la déformation s'effectue par un glissement dans les plans $(\bar{1}10)$, puis dans les plans (110).

c) Étude des figures d'empreinte. — Il est facile d'étudier la déformation plastique des solides ioniques par les figures d'empreinte obtenues par pression d'un cône ou d'une bille sur une face cristalline de ces composés.

Smakula et Klein [23] ont étudié les halogénures de thallium par pression d'un cône perpendiculairement à la surface des cristaux. Il est possible d'observer ainsi deux sortes de phénomène qui sont, soit superficiels, soit transmis. Dans les deux cas, la forme, la symétrie et la position des images obtenues dépendent de l'orientation de la face. Il est, d'ailleurs, ainsi possible de déterminer à quelques degrés près l'orientation cristalline d'une face quelconque d'un cristal.

Votava, Amelinckx et Dekeyser [24] ont étudié les figures d'empreinte laissées par une bille sur des faces de clivage de mica et de chlorure de sodium. Nous ne parlerons ici que de l'étude relative à ce dernier composé. Les figures d'empreinte sont examinées par interférométrie et par microscopie en lumière rasante (*fig.* 9).

Fig. 9. — Figure d'empreinte obtenue sur une face de clivage de chlorure de sodium. En haut, résultats d'une étude interférométrique ; en bas, cliché obtenu au microscope en lumière rasante.
Publiée avec l'agrément de *Acta Metallurgica*.

Il est difficile d'interpréter les resultats obtenus sur le chlorure de sodium ; cependant on voit nettement les quatre systèmes de lignes de glissement se coupant a angles droits. Les glissements internes s'effectuent, ici encore, suivant les plans (110).

***

Mécanisme de la déformation plastique. — Nous allons tout d'abord voir les plans de glissement, puis les différentes sources de dislocation qui peuvent intervenir dans la déformation plastique et enfin le rapport qui existe entre les plans de glissement et l'énergie des dislocations dans ces plans.

a) Plan de glissement. — Les résultats expérimentaux montrent l'existence prépondérante des glissements plastiques selon les plans (110).

Ainsi, un cristal soumis à une contrainte pourrait se déformer selon quatre systèmes de glissement correspondant aux différents plans (110). Cependant, on observe au début de la déformation un seul système de glissement. D'ailleurs, dans cette première partie de la déformation plastique, les courbes contrainte-déformation sont tout à fait analogues à celles observées dans des métaux c. f. c. [25]. Ces courbes sont des droites si le système de glissement est unique et des paraboles si le glissement s'effectue selon deux systèmes perpendiculaires.

Les dislocations se meuvent facilement dans le premier stade de la déformation quand le système de glissement est unique, mais dès qu'il apparaît un deuxième système de glissement, elles rencontrent des barrières. Ces barrières s'opposent à la propagation des dislocations dans une direction perpendiculaire à leur vecteur de Burgers. Ce phénomène a été observé par un système cinématographique [26]. On montre par cette étude que les dislocations s'étendent par intermittence et sont nettement gênées par les bandes de cisaillement qu'elles ont à traverser.

b) Sources des dislocations. — α) *Sources de Frank et Read.* — Dans la déformation plastique les dislocations sont sans cesse renouvelées de façon à permettre le glissement des plans. Il est donc nécessaire de trouver des sources de dislocation pratiquement inépuisables. Frank et Read [27] ont imaginé un processus de formation et de développement des dislocations qui explique parfaitement la déformation plastique. La source de Frank et Read est en quelque sorte un générateur, un moulin à dislocations qui produit des boucles fermées de dislocation qui s'étendent et balayent tout le plan de glissement. Les boucles de dislocation, qui peuvent être produites par de faibles contraintes, se développent dans le plan et arrivent à la surface du solide où elles émergent et forment un cran qui correspond à une ligne de glissement. Les boucles de dislocation se développent à partir de deux points fixes A et B distants de l ; l peut être égal à la distance entre deux nœuds du plan, ou plus courte si la dislocation quitte le plan de glissement ou est ancrée par des atomes d'impuretés ou des précipités. Au départ, l'arc AB est rectiligne ; sous l'action d'une cission même faible il prend une certaine courbure ; la courbure et la cission passent par un maximum quand la boucle est un demi-cercle de diamètre AB. Si la cission est suffisante, la boucle passe le stade du demi-cercle et se développe en une boucle complète circulaire redonnant ainsi l'arc rectiligne AB initial. Le processus de la source de Frank et Read est donc relativement simple.

β) *Sources de surface.* — La surface des cristaux joue un rôle important dans la déformation plastique [2, 28] en tant que sources de dislocation. Suzuki [28] a étudié l'importance de ces sources de surface en polissant ou non les cristaux avant et après déformation plastique. Il faut d'ailleurs noter qu'un cristal déformé plastiquement est durci en surface. Ce durcissement provient d'une sorte d'enchevêtrement des dislocations.

La méthode de Suzuki pour étudier le comportement de la surface des cristaux est la suivante :

Pour effectuer une déformation donnée Σ la contrainte de compression doit passer de σ_0 à σ_1. Après cette déformation, le cristal est poli et on lui enlève par polissage une couche d'épaisseur Δd. Pour obtenir ensuite la même déformation Σ il faut alors une contrainte σ_2. Suzuki considère le rapport $\frac{\sigma_2 - \sigma_0}{\sigma_1 - \sigma_0}$. La

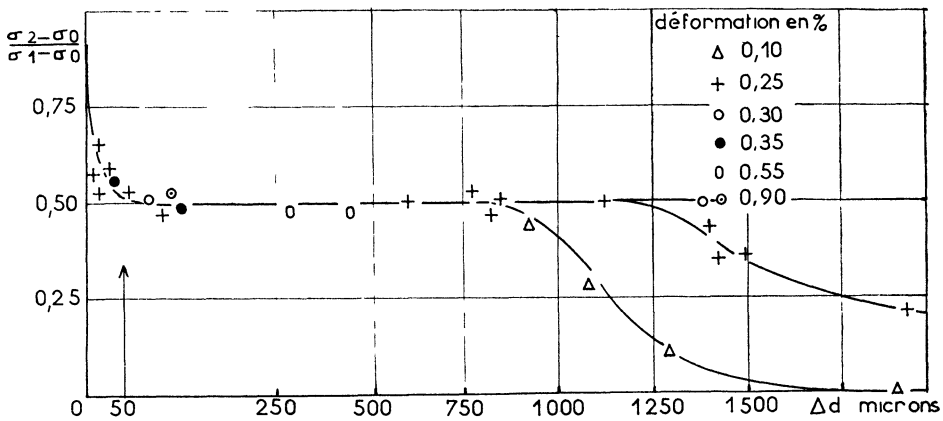

FIG. 10. — Variation du rapport $\frac{\sigma_2 - \sigma_0}{\sigma_1 - \sigma_0}$ en fonction de Δd.

figure 10 représente la variation de ce rapport pour différentes déformations en fonction de Δd.

L'examen de cette figure montre qu'au delà d'une couche de 50 microns, le rapport $\frac{\sigma_2 - \sigma_0}{\sigma_1 - \sigma_0}$ devient égal à 0,5 et reste constant jusqu'à des valeurs de Δd atteignant 1 mm et plus, suivant la valeur de la déformation. Il faut remarquer que cette valeur de 50 microns ne dépend pas de la contrainte. Suzuki montre qu'elle correspond à une sorte d'épuisement des sources de surface proprement dites et à la création de nouvelles sources indépendantes. La longueur des sources de dislocation de surface est justement de l'ordre de 50 microns. Cette couche a donc des propriétés particulières tant au point de vue de la dureté de la surface que de la déformation plastique proprement dite.

c) ÉNERGIE DES DISLOCATIONS ET PLAN DE GLISSEMENT. — Les expériences effectuées sur la déformation plastique des composés ioniques montrent que les plans de glissement sont principalement, sinon exclusivement, des plans (110). Il est intéressant de savoir si ce phénomène est dû à la structure c. f. c. des composés étudiés ou à leur mode de liaison. Ainsi, dans le tellure de plomb, TePb, qui a aussi une structure du type c. f. c., le plan de glissement est un plan (100) [29]. Dans ce composé, le glissement résulte du mouvement de dislocations partielles couplées du type 1/2 a (100). Dans les composés ioniques les dislocations ne sont pas dissociées, les fautes d'empilement ayant des énergies trop fortes, et le glissement provient des dislocations parfaites du type 1/2 a (110). Ce fait nous amène à étudier la relation entre les énergies des dislocations et le glissement plastique.

Huntington, Thomson, et Nye ont calculé les énergies des dislocations dans le cas du chlorure de sodium [30, 31] et du chlorure d'argent [31, 32]. Dans le cas de NaCl à basse température, le calcul montre qu'il faut choisir le plan de glissement (110), plutôt que (100) ; d'ailleurs les énergies des dislocations dans ces deux plans (E_{100}, E_{110}) sont reliées par la formule suivante :

$$E_{100} - E_{110} = (2{,}4 + 0{,}19 \text{ Log } a(\pi N)^{1/2})\ 10^7 . \text{eV/cm}.$$

a est le paramètre réticulaire du composé ;

N est le nombre de dislocations par cm² ;

si $N = 4.10^3$ dislocations/cm², E_{100}-$E_{110} = 0$; en général, N est plus grand que 4.10^3, aussi $E_{100} > E_{110}$. Théoriquement, le glissement doit se faire dans le plan (110) où les dislocations ont la plus faible énergie.

Cependant les calculs énergétiques n'expliquent pas toujours en détail les résultats expérimentaux. D'ailleurs, Thomson [31] montre l'importance de phénomènes secondaires difficiles à calculer, tels que le blocage des dislocations coins dans différents plans de glissement et l'interaction des deux systèmes possibles de glissement. De plus, l'état de surface [33, 28] et le milieu environnant l'échantillon lors de sa déformation, créent des perturbations importantes que les calculs théoriques ne peuvent prévoir.

Dans ce chapitre on peut noter le travail théorique de Read [34] qui calcule la densité des dislocations dans un cristal courbé uniformément. Les différences entre les essais de traction et de flexion donnent des informations précises sur les mécanismes internes des déformations qui s'effectuent à l'aide des dislocations.

Nous avons vu l'importance des dislocations dans la déformation plastique des cristaux ioniques ; aussi il serait intéressant de connaître le comportement d'un cristal exempt de dislocations.

d) Déformation plastique de poils de chlorure de sodium. — Gyulaï [35] a étudié la déformation plastique d'aiguilles monocristallines de chlorure de sodium. Ces aiguilles, obtenues par un procédé spécial, ont une section carrée de 0,5 à 10 microns de côté et une longueur de 1 à 12 cm. La plupart de ces cristaux sont tellement fins qu'ils ne peuvent contenir de dislocation. D'ailleurs la croissance de ces poils peut être expliquée par l'émergence à la surface de dislocations en forme de boucles fermées analogues à celles représentées sur les figures 4 et 5 [14]. Ces boucles qui entourent un excès de matière arrivent à la surface et forment de fins cristaux qui grandissent par le bas. De tels poils sont totalement exempts de dislocation, la matière dont ils prennent naissance étant elle-même exempte de dislocation interne. Certains de ces cristaux ont une limite de rupture égale à la limite calculée

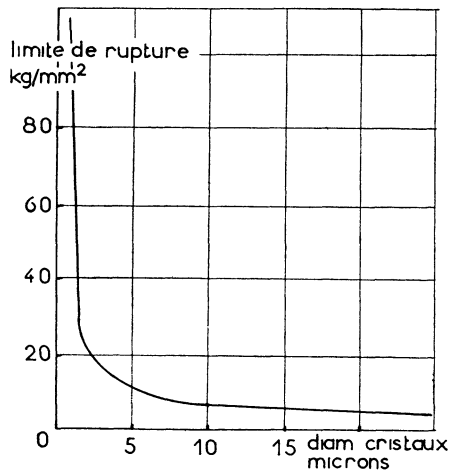

Fig. 11. — Variation de la limite de rupture des cristaux de NaCl en fonction de leur diamètre.

théoriquement. Le diagramme de la figure 11 représente d'ailleurs la variation de la limite de rupture de ces cristaux en fonction de leur diamètre.

Ces cristaux sont extrêmement élastiques et se laissent plier en demi-circonférence. Ils sont de plus d'une très grande pureté, les impuretés ayant un rôle néfaste dans l'obtention de cristaux très fins [36]

***

Influence des facteurs extérieurs sur la déformation plastique. — Si nous prenons une lame monocristalline de chlorure de sodium de 1 à 2 mm d'épaisseur, il est difficile et même impossible de la courber en la maintenant dans l'air à la température ordinaire ; au moindre effort elle se casse par clivage. Plongeons cette même lame dans l'eau ; elle se courbe facilement comme une lamelle de plomb. Incontestablement, le milieu extérieur a une grande influence sur la déformation plastique des cristaux ioniques.

Effet Joffé. — Joffé a vu le premier, en 1924, l'influence de l'eau sur la déformation plastique du chlorure de sodium [37]. L'accroissement de la plasticité des cristaux ioniques immergés ou imbibés d'eau s'appelle « l'effet Joffé ». D'autres expériences ont été effectuées par la suite dans ce domaine, notamment par Sperling [38] et Dommerich [39] ; mais ces auteurs n'arrivaient pas à expliquer correctement leurs résultats expérimentaux. Ils pensaient qu'il s'agissait d'une dissolution partielle des craquelures (lignes de glissement) qui se forment à la surface des cristaux déformés. La dissolution de ces sillons, amorces de cassures, empêcherait le clivage de se produire.

Cependant Erdmann-Jesnitzer et Günther [40-41] ont montré que la plasticité du chlorure de sodium dépendait du milieu extérieur, même si celui-ci n'avait aucune action dissolvante sur l'halogénure. Sur le diagramme de la figure 12 on a représenté la variation

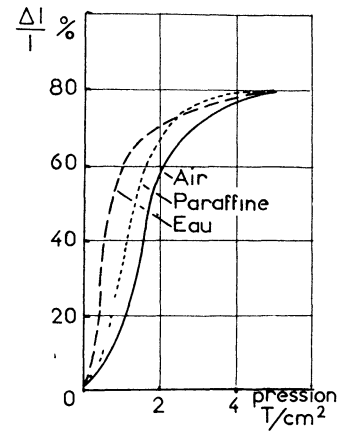

Fig. 12. — Influence du milieu extérieur sur la déformation plastique du chlorure de sodium.

de la déformation $\Delta l/l$ de l'échantillon en fonction de la pression de compression et pour différents milieux. On remarque que la paraffine dans laquelle NaCl est absolument insoluble a un effet très important sur la déformation plastique. Cependant, si on part d'eau pure à laquelle on ajoute du chlorure de sodium, l'effet plastifiant du liquide diminue beaucoup avec la concentration en sel, et on obtient finalement pour une solution saturée la courbe tracée dans l'air.

Les auteurs pensent que leurs expériences contredisent les explications le plus souvent données pour l'effet Joffé, selon lesquelles la plasticité serait accrue par une dissolution des lignes de glissement. Il semble de plus, que l'influence du milieu extérieur ne soit pas instantanée, mais demande une période d'induction, pour ensuite atteindre sa valeur maximum. Finalement, l'augmentation de la plasticité aurait deux causes principales :

a) Polissage ou nettoyage de la surface par dissolution des groupes, des blocs disloqués, amorces de cassures par clivage.

b) Neutralisation des champs électriques de surface du solide par les dipôles du liquide, cette dernière hypothèse jouant seule pour les liquides n'ayant pas d'action dissolvante.

On peut penser que dans les cas où le solide est insoluble dans le milieu ambiant, il peut malgré tout y avoir réaction de ce milieu, soit avec la surface du

solide, soit avec les dislocations arrivant à la surface par suite de la déformation.

EFFETS DES GAZ ADSORBÉS. — Aerts et Dekeyser [42] ont étudié l'influence des gaz adsorbés sur la déformation plastique du chlorure de sodium. Les échantillons sont comprimés dans une micro-machine Chévenard. Les résultats obtenus sont donnés sur la figure 13.

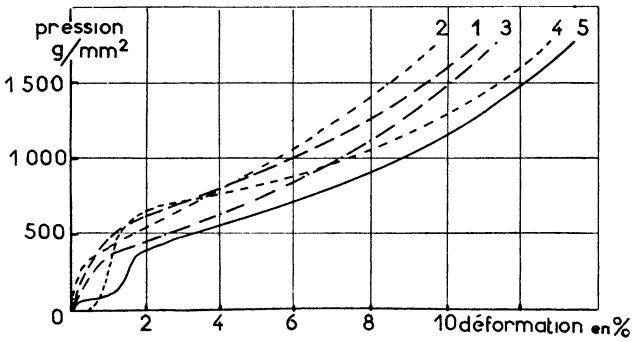

FIG. 13. — Variation de la déformation plastique du chlorure de sodium en fonction de la compression dans différentes conditions.

La courbe 1 représente les résultats obtenus pour un échantillon traité sans précaution spéciale, toutes les faces venant d'être clivées. Des échantillons chauffés à 300 °C sous 10 atmosphères dans l'argon ou l'hydrogène donnent le même résultat.

La courbe 2 est relative à des échantillons traités dans les mêmes conditions que ci-dessus, mais dans l'azote. La déformation plastique est diminuée.

Les courbes 3, 4 *et* 5 sont relatives à des échantillons traités à 650 °C sous vide ; si l'atmosphère restante est de l'oxygène, on a la courbe 3 ; avec de l'argon, on a la courbe 4, et dans un vide très poussé la courbe 5.

La déformation plastique des cristaux de chlorure de sodium est donc grandement influencée par la présence de gaz adsorbés à leur surface. Les molécules de gaz qui diffusent à l'intérieur du cristal bloquent les dislocations et gênent la déformation plastique. Cette diffusion est extrêmement faible, mais les atomes peuvent pénétrer suffisamment pour bloquer les sources de dislocation de surface.

Ainsi, il semble très nettement établi que la présence de gaz ou de liquide absorbés ou adsorbés à la surface des cristaux ioniques crée d'importantes perturbations dans les phénomènes de déformation plastique de ces cristaux. Il n'est donc pas très étonnant que les prévisions purement théoriques sur le comportement de ces composés sous l'influence de contraintes ne soient pas toujours vérifiées exactement par l'expérience. Pour étudier avec profit la déformation plastique dans les composés ioniques, il faut donc opérer avec des échantillons bien définis au point de vue de leur état de surface.

Influence de la déformation plastique sur les propriétés physiques des cristaux ioniques. — La déformation plastique des cristaux ioniques a des effets importants sur les propriétés physiques de ces solides. L'étude de la variation de ces propriétés permet de préciser le mécanisme de la déformation plastique et d'en élucider un peu plus à fond le mécanisme intime.

a) VARIATION DE LA DENSITÉ. — Smoluchowski et ses collaborateurs ont observé une variation de la densité du chlorure de potassium après déformation plastique [43]. La densité diminue linéairement de $1{,}88.10^{-5}$ g/cm³ par pourcentage de déformation. Il faut cependant une déformation de 11 % pour pouvoir noter un changement de densité. Cette diminution de densité est supprimée par un chauffage de 10 minutes à 350 °C.

b) VARIATION DE LA CONDUCTIVITÉ. — Dans ce domaine particulièrement étudié, les auteurs ne sont pas toujours d'accord, tant pour les résultats expérimentaux que pour les interprétations de ces résultats.

Gyulaï et Hartley [44] ont observé les premiers, en 1928, que la conductivité du chlorure de sodium peut être multipliée par 10 ou 100 par déformation plastique à la température ordinaire. Cet accroissement est spontané dès que l'on effectue l'effort de déformation, mais décroît ensuite rapidement en fonction du temps. Gyulaï et Boros [45] ont montré qu'il en était de même pour des cristaux de chlorure et de bromure de potassium colorés par des centres F (10^{17} centres F/cm³) ; pour une même déformation l'accroissement de conductivité est deux fois plus élevé pour des cristaux colorés que pour des cristaux non colorés bien que le temps de décroissance soit du même ordre de grandeur. Dans les deux cas, la durée et l'intensité de l'accroissement de conductivité sont proportionnels à la charge déformante.

Plus récemment, en 1955, Johnson a fait une étude très complète sur le bromure d'argent [46]. A la température ordinaire, l'augmentation $\Delta\chi$ de conductivité est une fonction linéaire de la déformation plastique. Il existe une anisotropie dans l'accroissement de la conductivité, $\Delta\chi$ est plus grand d'environ 40 % parallèlement aux plans de glissement que perpendiculairement à ces plans. Mais le phénomène est isotrope dans le plan de glissement. $\Delta\chi$ est attribué aux régions de désordre et ces régions paraissent être des groupes de dislocations empilées dans le plan de glissement du cristal. On a étudié la variation de $\Delta\chi$ en fonction du temps (*fig.* 14).

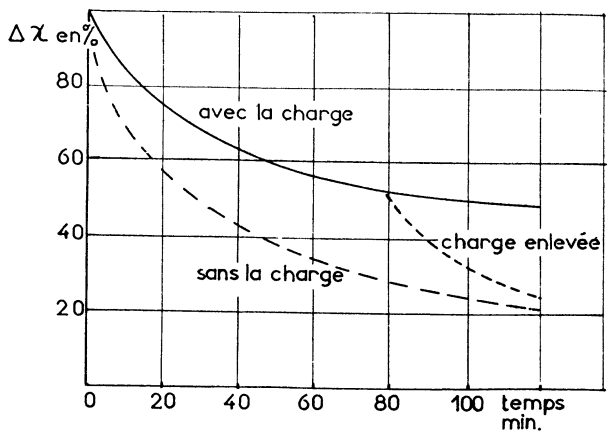

FIG. 14. — Variation de $\Delta\chi$ en fonction du temps.

Sur la courbe, on remarque deux zones distinctes : la première partie correspond à une diminution rapide et la seconde à une diminution beaucoup plus lente de la conductivité. Le premier phénomène correspondrait à un rassemblement ou à une migration en surface des lacunes responsables de l'accroissement de χ et le second à un réarrangement des dislocations. Il faut remarquer de plus, que l'anisotropie de $\Delta\chi$ provient de la zone correspondant aux dislocations. C'est la portion de $\Delta\chi$ qui subsiste après élimination des lacunes qui est anisotrope, elle est donc due uniquement aux dislocations empilées dans le plan de glissement. On observe d'ailleurs une diminution plus rapide de $\Delta\chi$ lorsque la charge supportée par le cristal est enlevée.

Enfin, tout récemment (1957), Burmeister [47] a étudié l'influence d'une déformation plastique sur la conductivité du chlorure de potassium auquel il a ajouté des traces de $CaCl_2$. Suivant la température, il observe un accroissement ou une diminution de χ avec la déformation ; cette température variant d'ailleurs avec la concentration en $CaCl_2$. A une température inférieure à 300 °C, la déformation plastique produit un accroissement de la conductivité (*fig.* 15).

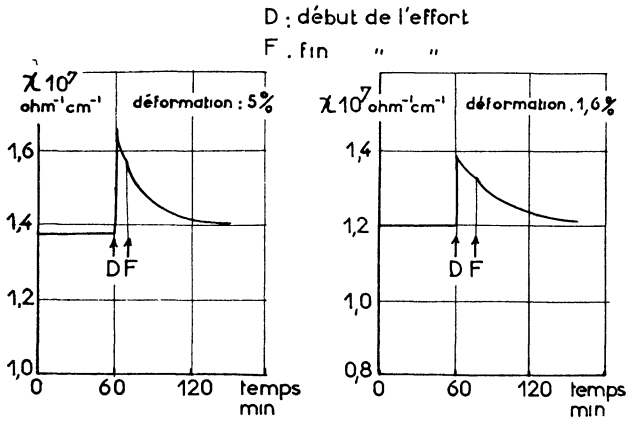

FIG. 15. — Variation de la conductivité après déformation plastique en fonction du temps.

A une température supérieure à 300 °C, on observe une diminution de la conductivité avec la déformation plastique. Ce résultat assez curieux a déjà été interprété par Austin [48], il serait dû à une réaction entre les lacunes et les ions Ca^{++}. La diminution du nombre des lacunes produites par cette réaction produirait une chute de la conductivité. Ce résultat est mal expliqué par les auteurs. On peut suggérer que cette diminution serait due à un rassemblement des ions Ca^{++} en particules colloïdales sur les dislocations. Ce rassemblement s'effectue en absorbant des lacunes afin de conserver la neutralité.

L'augmentation de la conductivité ionique par suite de la déformation plastique a été expliquée par Seitz [49]. Le mouvement des dislocations produit des lacunes qui accroissent brusquement la conductivité. Ces lacunes en excès ont une forte tendance à se regrouper en grappe ou à migrer à la surface, c'est-à-dire finalement à disparaître. Le temps de décroissance de $\Delta\chi$ dépend donc en grande partie de la durée de vie des lacunes (1re partie de la courbe $\Delta\chi = f(t)$).

c) VARIATION DE LA DISPERSION BASSE FRÉQUENCE. Ishiguro et Fusino [50] ont étudié la variation de la dispersion basse fréquence dans des cristaux de chlorure de sodium déformés ou non, en fonction de la température. Sur un cristal déformé les courbes présentent un pic à 120 °C. Ce pic disparaît par chauffage ou par irradiation aux rayons X ; dans ce dernier cas, il réapparaît après blanchiment du cristal. Ces expériences sont liées à la production de lacunes par déformation plastique. Par irradiation aux rayons X, les électrons formés neutralisent les lacunes qui sont régénérées lors du blanchiment. Par chauffage, il se produit un arrangement total du réseau.

d) APPARITION D'UNE DIFFÉRENCE DE POTENTIEL DANS LE CRISTAL. — Dans un cristal déformé d'une façon inhomogène, il apparaît une différence de potentiel. Stepanov [51] a remarqué le premier ce phénomène étudié en détail, par la suite, par Fischbach et Nowick [52]. La direction du courant suit le gradient de contrainte ; le côté du cristal qui a la plus forte concentration en contrainte est négatif. Le courant est maximum au début de l'effort et décroît ensuite très rapidement. Si on effectue des déformations répétées le courant produit diminue à chaque fois (*fig.* 16).

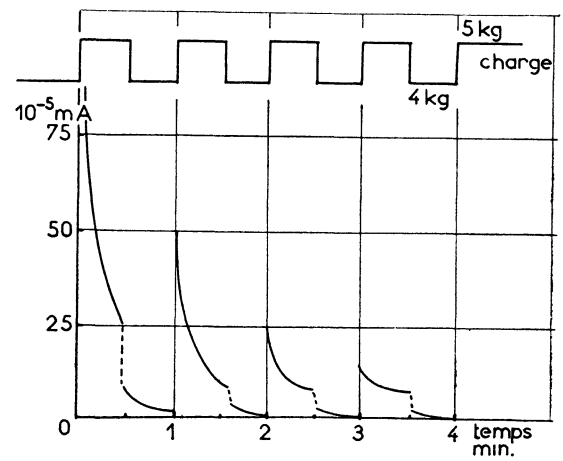

FIG. 16. — Variation du courant produit par plusieurs déformations inhomogènes en fonction du temps.

Les champs électriques extérieurs n'ont pas d'influence sur ce phénomène. De plus, c'est l'accroissement de charge qui intervient et non la charge totale. On peut se référer à Seitz [53] pour expliquer ce phénomène. Le cran d'une dislocation coin produit une charge $\pm e/2$ suivant le signe du dernier ion avant le cran. Une dislocation en mouvement peut engendrer des lacunes à l'endroit du cran et comme l'énergie de formation des lacunes d'ions négatifs est plus grande que celle des lacunes d'ions positifs, il se formera plus de dislocations chargées positivement que négativement. La déformation plastique produira donc dans le cristal un net excès de lacunes chargées négativement Si la déformation n'est pas homogène le côté où est concentré l'effort développera donc une charge négative, les dislocations chargées positivement se déplaçant en abandonnant des lacunes négatives.

e) Variation de la double réfraction. — Kuznecov [54] a montré qu'il existe dans le chlorure d'argent une relation linéaire entre la déformation plastique et la double réfraction. La relation observée dans le domaine de la déformation élastique reste encore valable ici.

***

Conclusion. — La théorie des dislocations s'est développée rapidement depuis quelques années. Les belles expériences de Gilman, de Mitchell et d'Amelinckx montrent d'une façon éclatante l'existence de lignes de dislocation dans les cristaux ioniques. L'application de la théorie des dislocations à la déformation plastique de ces cristaux permet d'expliquer d'ores et déjà un grand nombre de résultats expérimentaux. Il est ainsi possible d'approfondir nos connaissances dans le domaine de l'état solide et de mieux comprendre le mécanisme du déplacement des ions dans les réseaux cristallins soumis a une contrainte.

Remerciements

Que M. J. Friedel, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris, trouve ici l'expression de mes sincères remerciements pour les conseils qu'il m'a prodigués.

Je remercie les nombreux auteurs étrangers :

MM. Amelinckx, Barber Bontinck, Dekeyser, Gilman, Hedge, Johnston, Mitchell et Votava qui m'ont aimablement permis de reproduire leurs documents.

Je remercie également les revues scientiques *The Philosophical Magazine*, *Journal of Applied Physics* et *Acta Metallurgica* qui m'ont autorisé à reproduire des photographies qu'elles avaient déjà publiées.

Manuscrit reçu le 19 février 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Cottrell (A. H.), Dislocations and Plastic Flow in Crystals. Oxford-New York, 1953.
[2] Brown (A. F.), *Advances in physics*, 1952, **1**, 427.
[3] The plastic deformation of crystalline solids. Carnegie Institute of Technology, 1950.
[4] Friedel (J.), Les dislocations, Paris, 1956.
[5] Read (W. T.), Les dislocations dans les cristaux, traduit par P. Coulomb, Paris, 1957.
[6] Dislocations and mechanical properties of crystals. Conférence de Lake Placid, New-York, John Wiley, 1957.
[7] Hedge (J. M.) et Mitchell (J. W.), *Phil. Mag.*, 1953, **44**, 223.
[8] Amelinckx (S.), Van Dervorst (W.), Gevers (R.) et Dekeyser (W.), *Phil. Mag.*, 1955, **46**, 450.
[9] Amelinckx (S.), *Phil. Mag.*, 1956, **1**, 269.
[10] Barber (D. J.) et Mitchell (J. W.), *Phil. Mag.*, 1957, **2**, 704.
[11] Bontinck (W.) et Dekeyser (W.), *Physica*, 1956, **22**, 595.
[12] Bontinck (W.) et Amelinckx (S.), *Phil. Mag.*, 1957, **2**, 94.
[13] Bontinck (W.), *Phil. Mag.*, 1957, **2**, 561.
[14] Amelinckx (S.), Bontinck (W.), Dekeyser (W.) et Seitz (F.), *Phil. Mag.*, 1957, **2**, 355.
[15] Jones (D. A.) et Mitchell (J. W.), *Phil. Mag.*, 1958, janvier.
[16] Gilman (J. J.) et Johnston (W. G.), *J. Appl. Phys.*, 1956, **27**, 1018.
[17] Gilman (J. J.) et Johnston (W. G.), Conférence de Lake Placid, New-York, 1957, p. 116.
[18] Jones (D. A.) et Mitchell (J. W.), *Phil. Mag.*, 1957, **2**, 1047.
[19] Schmid (E.) et Boas (W.), Kristallplastizitat, Berlin, 1935.
[20] Christy (R. W.), *Act. Met.*, 1954, **2**, 284.
[21] Christy (R. W.), *Act. Met.*, 1956, **4**, 441.
[22] Mott (N. F.), *Proc. Phys. Soc.*, 1951, **B 64**, 729.
[23] Smakula (A.) et Klein (M. W.), *J. Opt. Soc. Amer.*, 1949, **39**, 445 et 1948, **38**, 1101.
[24] Votava (E.), Amelinckx (S.) et Dekeyser (W.), *Act. Met.*, 1955, **3**, 89.
[25] Pratt (P. L.), *Act. Met.*, 1953, **1**, 103.
[26] Melankholin (N. M.) et Regel (V. R.), *Trudy, Inst. Krist.*, S. S. S. R., 1956, **12**, 148.
[27] Frank (F. C.) et Read (W. T.), *Phys. Rev.*, 1950, **72**, 722.
[28] Suzuki (T.), Report of the Office at Naval Research, n° 4, N7 ori 071 (54) Dec. 1956.
[29] Rachinger (W. A.), *Act. Met.*, 1956, **4**, 647.
[30] Huntington (H. B.), Dickey (J. E.) et Thomson (R.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1117.
[31] Thomson (R.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1955, **30**, 32.
[32] Nye (J. F.), *Proc. Roy. Soc.*, 1949, **198**, 190.
[33] Kuznecov (S. A.), *Z. Tekh. Fiz.*, S. S. S. R., 1956, **26**, 1611.
[34] Read (W. T.), *Act. Met.*, 1957, **5**, 83.
[35] Gyulai (Z.), *Z. Physik*, 1954, **138**, 317.
[36] Smekal (A.), *Act. Phys.*, Australia, 1953, **7**, 324.
[37] Joffe (A.), Kirpitschewa (M. W.) et Lewitzky (Z.), *Z. Physik*, 1924, **32**, 286.
[38] Sperling (G. F.), *Z. Physik*, 1932, **76**, 476.
[39] Dommerich (K. H.), *Z. Physik*, 1933, **80**, 241.
[40] Erdmann-Jesnitzer (F.) et Gunther (F.), *Z. Elekt. Ber. Bunsengesellsch. Phys. Chem.*, 1952, **56**, 446.
[41] Erdmann-Jesnitzer (F.) et Gunther (F.), *Z. Elekt. Ber. Bunsengesellsch. Phys. Chem.*, 1956, **60**, 85.
[42] Aerts (E.) et Dekeyser (W.), *Act. Met.*, 1956, **4**, 557.
[43] Vaughan (W.), Lievo (W.) et Smoluchowski (R.), *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1956, **1**, 141.
[44] Gyulai (Z.) et Hartly (D.), *Z. Physik*, 1928, **51**, 378.
[45] Gyulai (Z.) et Boros (J.), *Math. Natur. Anz. Ungar. Akad. Wiss.*, 1940, **59**, 115.
[46] Johnson (W. G.), *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 1777.
[47] Burmeister (J.), *Z. Physik*, 1957, **140**, 402.
[48] Austin (B.) et Rickett (R. L.), *Amer. Inst. Min. Met. Eng.*, 1939, **135**, 396.
[49] Seitz (F.), *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 239.
[50] Ishiguro (M.), Oda (F.) et Fusino (T.), *Phys. Rev.*, 1954, **95**, 1347.
[51] Stepanov (A. W.), *Phys. Z.*, S. S. S. R., 1933, **4**, 609.
[52] Fischbach (D. B.) et Nowick (A. S.), *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 1333 ; *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1955, **30**, 20.
[53] Seitz (F.), *Rev. mod. Phys.*, 1951, **23**, 328.
[54] Kuznecov (B. A.), *Z. Tekh. Fiz.*, S. S. S. R., 1956, **26**, 1034.