



HAL
open science

DISLOCATIONS DE MACLE DANS LA CALCITE INTERFÉRENCES ENTRE LES CHAMPS D'ONDES CRÉÉS A LA TRAVERSÉE D'UNE LAMELLE DE MACLE

A. Authier, M. Sauvage

► **To cite this version:**

A. Authier, M. Sauvage. DISLOCATIONS DE MACLE DANS LA CALCITE INTERFÉRENCES ENTRE LES CHAMPS D'ONDES CRÉÉS A LA TRAVERSÉE D'UNE LAMELLE DE MACLE. Journal de Physique Colloques, 1966, 27 (C3), pp.C3-137-C3-150. 10.1051/jphyscol:1966318 . jpa-00213128

HAL Id: jpa-00213128

<https://hal.science/jpa-00213128>

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.

DISLOCATIONS DE MACLE DANS LA CALCITE INTERFÉRENCES ENTRE LES CHAMPS D'ONDES CRÉÉS A LA TRAVERSÉE D'UNE LAMELLE DE MACLE

A. AUTHIER et M. SAUVAGE

Laboratoire de Minéralogie-Cristallographie, 1, rue V. Cousin, Paris 5^e

(Laboratoire associé au C. N. R. S.)

Résumé. — Nous avons étudié par topographies aux rayons X des cristaux de calcite contenant des lamelles en position de macle : mouvement des dislocations de macle sous l'action de contraintes thermiques, multiplication de dislocations de macle dans un cristal initialement sans dislocation. Les champs d'ondes incidents sur une lamelle de macle donnent naissance dans la deuxième moitié du cristal à de nouveaux champs d'ondes. Ils forment un système d'interférences que nous avons interprété théoriquement. Nous avons montré comment il se modifie lorsque les deux moitiés du cristal parent sont désorientées par suite de la présence de dislocations dans les frontières de macle.

Abstract. — We have studied by X-Ray topography twin lamellae in calcite crystals : movement of twinning dislocations under thermal stresses, multiplication of twinning dislocations in an initially dislocation-free crystal. Wave-fields incident on a twin lamella excite new wave-fields in the second half of the parent crystal. They give rise to a new Pendellösung fringe pattern which we have interpreted theoretically. We have shown how it is modified when a misorientation is introduced between the two halves of the parent crystal by dislocations in the twin boundaries.

1. Introduction. — Les dislocations de macle dans la calcite ont été étudiées essentiellement par deux méthodes : attaque chimique (Startsev, Bengus et Komnik [1], Garber [2]) et topographies aux rayons X [3], [4]. Nous avons montré qu'il y a une correspondance biunivoque entre les dislocations observées dans les topographies et les piqûres d'attaque le long des frontières de macle. Nous avons mis en évidence deux types de dislocations partielles : dislocations *sessiles* rectilignes et dislocations *glissiles* curvilignes ou en forme de boucles. Les dislocations de macle sont très mobiles et il suffit de faibles contraintes, thermiques ou mécaniques, pour les mettre en mouvement. De même, il suffit de forces très faibles pour freiner leur mouvement ; elles forment ainsi des empilements s'étendant sur de très grandes distances, allant jusqu'au millimètre. L'intervalle entre deux dislocations successives peut atteindre 50 microns. Les empilements les plus fréquents se forment contre des dislocations sessiles, des bandes d'impuretés, des amorces de clivage. Nous avons également observé des empilements de boucles concentriques au-dessus

d'un précipité. La distribution et la forme des dislocations de macle évoluent parfois spontanément au cours du temps.

Ces premières observations ont été faites sur des lames de $1 \times 1 \times 0,1$ cm³ clivées à partir de gros blocs maclés et auxquelles aucune contrainte n'avait été volontairement appliquée. Dans une deuxième étape, nous avons étudié le déplacement des dislocations sous l'action d'une contrainte déterminée (thermique ou mécanique) et la création de macles dans des échantillons ne contenant que peu ou pas de dislocations.

L'observation des topographies par rayons X permet de connaître non seulement la forme des dislocations à l'intérieur du cristal, mais encore les désorientations, en particulier celle qui est introduite entre les deux moitiés du cristal parent par la présence de dislocations dans les frontières de macle. Elle est décelée par l'interprétation des systèmes de franges d'interférences observés sur les topographies en pose fixe. Ces interférences se produisent entre les champs d'ondes créés à la traversée de la lamelle de macle.

La forme des systèmes est sensible à de très faibles désorientations, de l'ordre de la seconde d'arc, qu'il serait difficile de déceler par d'autres méthodes.

Nous avons par ailleurs mis en évidence dans ces mêmes cristaux un nouveau type de dislocations associées à la propagation d'une amorce de clivage (Fig. 1).

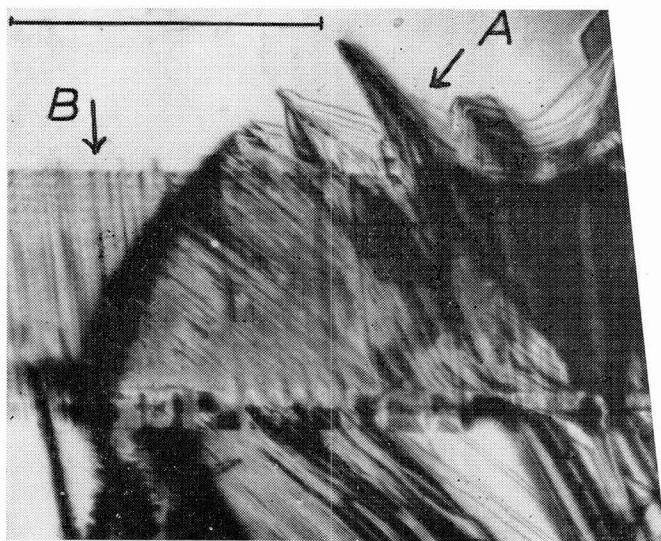


FIG. 1. — Dislocations associées au phénomène de clivage. L'amorce de clivage est partie du coin inférieur droit. On remarque la forme particulière du front de dislocations (A) : certaines directions de propagation semblent privilégiées ; les dislocations sont situées dans le plan de clivage parallèle aux faces de l'échantillon. La bande horizontale au milieu de la figure est l'image d'une lamelle de macle, indépendante de l'amorce de clivage. Elle contient des dislocations sessiles rectilignes, approximativement verticales (B). L'échelle représente 1 mm.

2. Mouvement des dislocations de macle sous l'action d'un recuit. — Nous avons soumis un cristal à deux recuits successifs (Fig. 2) ; le premier, très prolongé (16 heures à 550 °C), nous a montré l'action d'ensemble du recuit, le second, plus bref (2 heures 30 minutes à 550 °C), nous a permis de suivre les dislocations au cours de petits déplacements et de déterminer ainsi le sens de l'évolution.

Les topographies 3_a, 3_b, 3_c et les schémas 4_a, 4_b et 4_c qui leur sont associés donnent les résultats de cette expérience et l'interprétation que nous proposons : des deux amorces de clivage que contient le cristal (C₁ et C₂ sur la figure 1), l'une, C₁, se comporte comme un obstacle sur lequel l'empilement des dislocations devient de plus en plus dense, l'autre, C₂, parallèle à la direction du cisaillement, agit comme une source : le relâchement des contraintes au cours

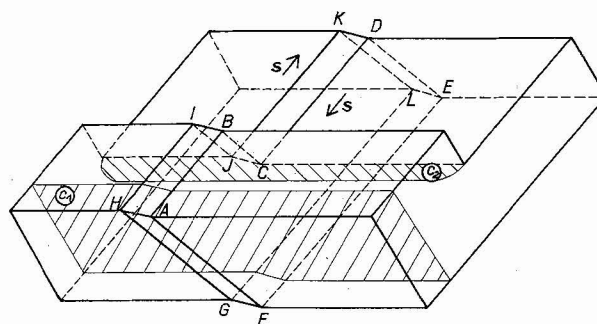


FIG. 2. — Schéma du cristal avant recuit.

ABCDEF et GHIJKL : frontières entre le cristal parent et la lamelle en position de macle

s : direction du cisaillement ;

C₁ : amorce de clivage, ne contenant pas la direction s (plan (010), non commun au cristal parent et à la lamelle en position de macle) ;

C₂ : amorce de clivage, parallèle à la direction du cisaillement (plan (100), commun aux deux individus).

du recuit se fait par émission de dislocations dans le plan de macle.

D'une façon générale, la densité des dislocations a diminué : nous avons vérifié par l'étude des figures d'interférences que la désorientation entre les deux parties du cristal parent était plus faible après recuit qu'avant. Les dislocations s'éliminent par les surfaces en se scindant d'une façon très caractéristique qui incite à penser que leur sortie n'est pas facile : en effet, elles restent sur de grandes longueurs presque parallèles à la surface, à une profondeur relativement faible, de l'ordre de quelques dizaines de microns.

On remarque sur les topographies deux réseaux de dislocations superposés qui semblent interagir ; en réalité, ces réseaux appartiennent chacun à une des frontières de macle, ils sont distants de plus de cinquante microns et l'augmentation de l'intensité réfléchie aux points d'intersection est un simple effet de contraste.

Nous ferons subir à ce même échantillon de nouveaux recuits afin de déterminer l'établissement éventuel d'un équilibre entre les influences contradictoires qui agissent sur les dislocations (émission à partir de l'amorce de clivage C₂, empilement sur l'amorce C₁). Nous avons remarqué que ni les dislocations parfaites ni les dislocations sessiles ne bougent au cours de ces recuits ; de même, certaines dislocations glissiles ancrées par des dislocations sessiles n'évoluent pas.

3. Création de macles mécaniques. — Plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer la formation et la croissance des macles. Cottrell et

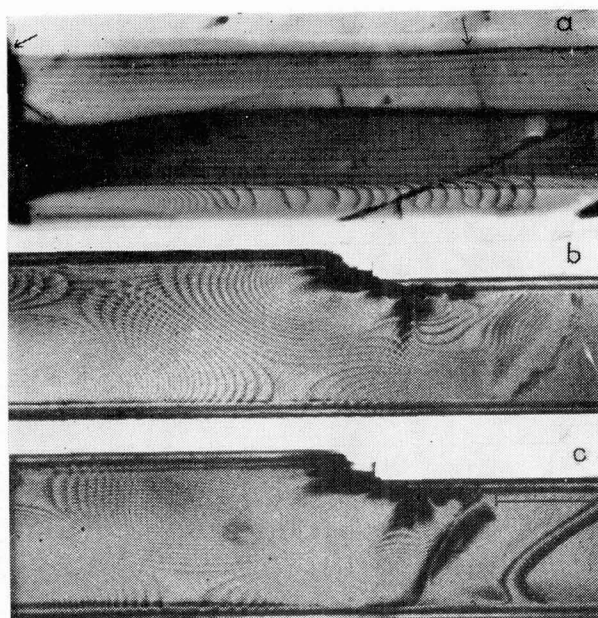


FIG. 3a. — Topographie du cristal avant recuit plan (réflecteur (010) A, cristal parent seul).

Les flèches indiquent l'amorce de clivage C_1 et l'emplacement de l'amorce de clivage C_2 , postérieure à la prise du cliché. Les dislocations glissiles appartenant à la frontière ABCDEF sont particulièrement bien visibles : elles forment un empilement sur C_1 ; un petit nombre de dislocations sortent par la face inférieure, la plupart, tout d'abord parallèles à la surface, s'incurvent ensuite vers l'intérieur du cristal et sortent par la face supérieure (voir le schéma 3a). L'échelle représente 1 mm.

FIG. 3b. — Topographie du cristal après le premier recuit (plan réflecteur (010) B, lamelle maclée seule). La famille de dislocations denses et parallèles a été repoussée vers C_1 et les surfaces par de nouvelles dislocations issues de C_2 . Le réseau de dislocations appartenant à la seconde frontière (GHIJKL) apparaît nettement dans la partie gauche du cliché. On remarque le mode de scission des dislocations au voisinage des surfaces.

FIG. 3c. — Topographie du cristal après le second recuit (plan réflecteur (010) B). Les dislocations ont subi de légers déplacements par rapport à la topographie précédente ; l'examen de ces mouvements a permis d'interpréter l'évolution du cristal au cours du premier recuit.

Bilby [5] ont suggéré un processus faisant intervenir une dislocation pôle, ancrée au cœur du cristal, servant de pivot à une dislocation glissile ; cette dernière engendre la macle plan par plan en décrivant une spirale autour du pôle. Startsev et ses coll. [6] d'une part, Garber et Stepina [7] d'autre part, ont proposé un mécanisme plus compatible selon eux avec la cinétique de croissance des macles dans la calcite : ils estiment que la vitesse de croissance est déterminée non par la vitesse de propagation mais

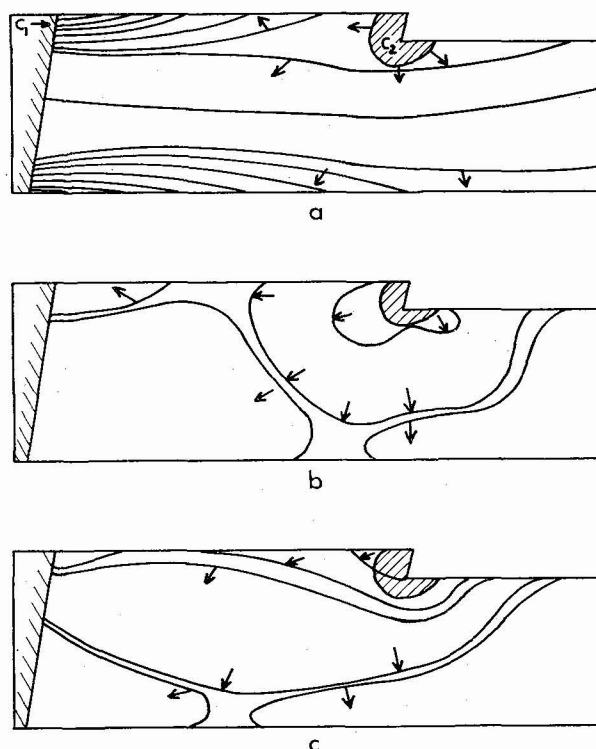


FIG. 4a, 4b et 4c. — Schémas correspondant respectivement aux topographies 3a, 3b et 3c. Les flèches indiquent le sens du déplacement des dislocations glissiles au cours des recuits. Seules les dislocations appartenant au plan de macle ABCDEF ont été représentées sur ces schémas.

par le taux de nucléation des dislocations glissiles ; une boucle de dislocation serait créée au voisinage d'une concentration de contraintes, au moment du passage d'une dislocation glissile dans le plan réticulaire immédiatement inférieur.

Aucune de nos observations n'a jusqu'à présent étayé l'hypothèse d'un mécanisme par pôle dans la calcite. En revanche, celui de la nucléation en cascade semble plus adapté.

Nous avons construit un dispositif qui nous permet d'appliquer au cristal un effort aussi parallèle que possible à la direction du cisaillement. Nous avons pu ainsi créer des lamelles maclées dans des cristaux de qualités différentes et en particulier dans des cristaux parfaits sans dislocation. Nous avons constaté, comme l'avait déjà fait Bengus, que le maclage est plus difficile lorsque les échantillons contiennent peu de dislocations.

Dans nos différents essais, nous avons remarqué que la macle ne commence jamais au cœur de l'échantillon mais *part toujours d'un bord du cristal* ; le bord sur lequel s'appuie le couteau est souvent dété-

rioré par ce contact, la macle se développe à partir des centres perturbés ainsi créés, même dans les cristaux préalablement parfaits. Dans ce dernier cas, il arrive que la formation de la macle soit accompagnée de clivage dans plusieurs directions. La figure 5 est

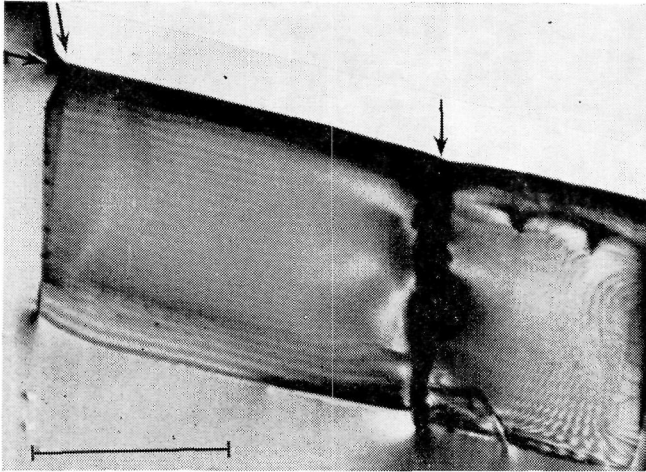


FIG. 5. — Topographie d'un cristal dans lequel une macle a été volontairement créée. Le cristal était sans dislocations, la macle est partie du bord droit et s'est accompagnée d'amorces de clivage dans deux directions (flèches) ; l'une de ces amorces a fait obstacle à la progression de la macle. L'échelle représente 1 mm.

une topographie d'un cristal de calcite initialement sans dislocation et dans lequel nous avons fait une macle mécanique. Le couteau était appuyé sur le côté droit et la macle a progressé vers la gauche. Elle coupe une première amorce de clivage au centre de l'échantillon et s'arrête sur une deuxième amorce à gauche. On peut remarquer les demi-boucles concentriques de dislocations de macle qui se sont développées à partir du bord droit.

De plus, nous avons constaté qu'en général les cristaux ne conservent pas de traces de la macle quand celle-ci a été supprimée par une contrainte convenable. Toutefois, si les surfaces du cristal ne sont pas parfaites, l'attaque chimique fait apparaître des piqures alignées, aux endroits où étaient les frontières de macle. Les topographies aux rayons X montrent qu'il s'agit de défauts très superficiels, vraisemblablement de petites boucles.

Quand le cristal contient des dislocations parfaites, leur interaction avec la lamelle maclée ne semble pas très importante : seule une petite zone de contrainte apparaît au point où la dislocation traverse la macle.

Afin d'étudier le mouvement des dislocations lors de la croissance ou de la régression d'une lamelle

de macle, nous allons adapter directement sur le porte-échantillon du diffractographe le montage permettant d'appliquer une contrainte au cristal. Ceci nous permettra en outre de prendre des topographies du cristal sous contrainte et de suivre une macle élastique, à différentes étapes de sa croissance, jusqu'au moment où elle traverse tout l'échantillon et devient irréversible.

4. Interférences entre les champs d'ondes créés à la traversée d'une interface entre deux lames de cristal parfait non désorientées.

a. DÉNOMBREMENT DES CHAMPS D'ONDES CRÉÉS DANS LA DEUXIÈME LAME. — Si l'on utilise un plan réflecteur non parallèle à la direction du cisaillement, la lamelle en position de macle se trouve hors réflexion. Les deux plans de macle constituent donc une face de sortie pour la partie I du cristal parent et une face d'entrée pour la partie II (Fig. 6).

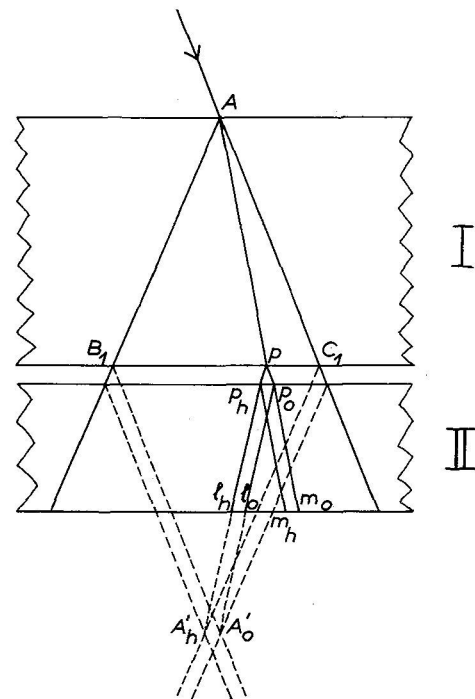


FIG. 6. — Trajets de l'énergie dans un cristal contenant une lamelle en position de macle ; séparation des trajets des champs d'ondes créés respectivement par des ondes O^I et H^I ; remarquer la focalisation des champs d'ondes nouveaux en A'_0 et A'_h .

On sait que lorsqu'un pinceau de rayons X limité par une fente est incident sur un cristal parfait au voisinage de l'incidence de Bragg, il donne naissance à l'intérieur du cristal à un faisceau en éventail AB_1C_1 . Tout trajet Ap de ce faisceau correspond à la

propagation de deux champs d'ondes dont les points caractéristiques P_1 et P'_2 sont situés aux extrémités d'un diamètre de la surface de dispersion (Fig. 7a). Chacun de ces champs est formé par deux ondes o et h dont les vecteurs d'ondes ont approximativement la direction incidente ou réfléchie :

$$\begin{cases} o_1^I : OP_1 \\ h_1^I : HP_1 \end{cases} \quad \begin{cases} o_2^I : OP'_2 \\ h_2^I : HP''_2 \end{cases}$$

correspondants sont pp_o pour les ondes OM et OM' , pp_h pour les ondes HN et HN' . Il y a donc quatre ondes incidentes sur la partie II du cristal. Chacune donne naissance à deux champs d'ondes dont les points caractéristiques sont à l'intersection de la surface de dispersion avec les normales à l'interface menées de M, N, M', N' . Huit champs d'ondes (a, b, \dots, h) et 16 ondes sont ainsi créés dans la partie II ; ils sont décrits dans le tableau I. Ce tableau appelle trois remarques :

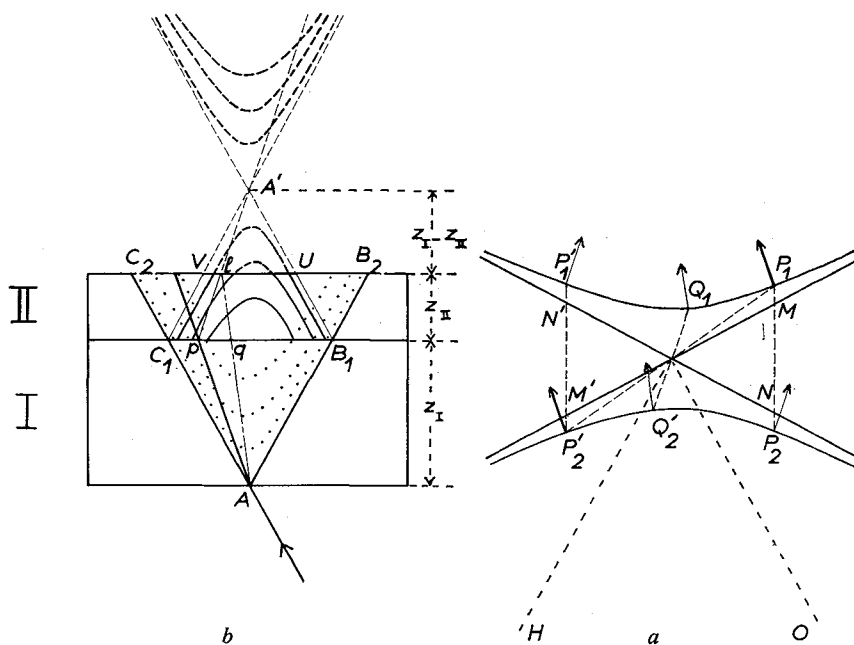


FIG. 7a. — Surface de dispersion : multiplication des champs d'ondes. — P_1 et P'_2 ; Q_1 et Q'_2 : points caractéristiques des champs d'ondes se propageant dans la partie I du cristal et des champs d'ondes normaux excités dans la partie II. — P'_1 et P_2 : points caractéristiques des champs d'ondes nouveaux excités dans la partie II.

FIG. 7b. — Trajets des champs d'ondes quand la macle est infiniment fine.

UV : points limites du domaine de la face de sortie qui reçoit des champs d'ondes nouveaux ; un point quelconque l appartenant au segment UV reçoit à la fois des champs d'ondes normaux (trajet Aql) et des champs d'ondes nouveaux (trajet Apl).

On a représenté sur la figure les surfaces $I_{h1} = \text{constante}$ (courbes ponctuées) et les surfaces $I_{h2} = \text{constante}$ (courbes en traits pleins à l'intérieur du cristal et en pointillés à l'extérieur).

L'indice supérieur indique le numéro de la partie du cristal traversée, l'indice inférieur celui de la branche de la surface de dispersion ; $P'_{j\pm 1}$ est le point conjugué de P_j sur la surface de dispersion.

A la traversée du premier plan de macle, ces quatre ondes reprennent leur individualité. Les extrémités de leurs vecteurs d'ondes respectifs dans la lamelle de macle (OM, HN, OM', HN') sont à l'intersection des asymptotes de la surface de dispersion avec les normales à l'interface menées de P_1 et P'_2 . Les trajets

— Les champs d'ondes créés dans le cristal II se propagent le long de quatre trajets distincts ($p_o m_o, p_o l_o ; p_h m_h, p_h l_h$). Deux champs d'ondes se propagent le long de chacun de ces trajets et interfèrent.

— Les trajets $p_o m_o$ et $p_h m_h$ sont parallèles au trajet Ap dans le premier cristal. Les champs correspondants ($a, e ; c, g$) seront dits normaux. Les champs b, f et d, h de trajets $p_o l_o$ et $p_h l_h$ seront dits nouveaux.

— Les champs c, d, g, h sont créés par des ondes

TABLEAU I

Cristal I			Interface			Cristal II		
onde	vecteur d'onde	trajet	onde	vecteur d'onde	trajet	onde	vecteur d'onde	trajet
O_1^I	OP_1	Ap	O_1^I	OM	pp_0	a) $\left\{ \begin{array}{l} O_1^{II}(O_1^I), \\ h_1^{II}(O_1^I), \end{array} \right.$	OP_1	$p_0 m_0$
h_1^I	HP_1	Ap	h_1^I	HN	pp_h	b) $\left\{ \begin{array}{l} O_2^{II}(O_1^I), \\ h_2^{II}(O_1^I), \end{array} \right.$	HP_1	$p_0 m_0$
O_2^I	OP_2'	Ap	O_2^I	OM'	pp_0	c) $\left\{ \begin{array}{l} O_1^{II}(h_1^I), \\ h_1^{II}(h_1^I), \end{array} \right.$	OP_2'	$p_0 l_0$
h_2^I	HP_2'	Ap	h_2^I	HN'	pp_h	d) $\left\{ \begin{array}{l} O_2^{II}(h_1^I), \\ h_2^{II}(h_1^I), \end{array} \right.$	HP_2'	$p_0 l_0$
						e) $\left\{ \begin{array}{l} O_2^{II}(O_2^I), \\ h_2^{II}(O_2^I), \end{array} \right.$	OP_2'	$p_0 m_0$
						f) $\left\{ \begin{array}{l} O_1^{II}(O_2^I), \\ h_1^{II}(O_2^I), \end{array} \right.$	HP_2'	$p_0 m_0$
						g) $\left\{ \begin{array}{l} O_2^{II}(h_2^I), \\ h_2^{II}(h_2^I), \end{array} \right.$	OP_1'	$p_0 l_0$
						h) $\left\{ \begin{array}{l} O_1^{II}(h_2^I), \\ h_1^{II}(h_2^I), \end{array} \right.$	HP_1'	$p_0 l_0$
							HP_2'	$p_h m_h$
							OP_2'	$p_h m_h$
							HP_1'	$p_h l_h$
							OP_1'	$p_h l_h$

de vecteurs HN et HN' . La réflexion correspondante est \overline{hkl} et les ondes HP_1, HP_2, HP'_1, HP'_2 de ces champs doivent être considérées comme *incidentes* et non réfléchies, d'où leurs noms : $o_1^{\text{II}}(h_1^{\text{I}})$.

b. TRAJET DES CHAMPS D'ONDES NOUVEAUX DANS LE CRISTAL II. — Considérons tout d'abord un cas symétrique : le plan de macle est parallèle à la face d'entrée du cristal et les plans réflecteurs leur sont perpendiculaires. La figure 7b, analogue à la figure 6 mais dessinée dans le cas d'une macle de très faible épaisseur, montre que les trajets des champs *nouveaux* convergent au point A' symétrique de A par rapport au plan de macle. La figure 6 montre que lorsque l'épaisseur de la macle est sensible, les champs b et f convergent en A'_b , les champs d et h en A'_d . Si les épaisseurs des parties I et II sont égales, l'intensité transportée par les champs *nouveaux* est concentrée sur $A'_b A'_d$.

Il est possible de montrer (voir l'appendice) que lorsque l'orientation mutuelle de la face d'entrée, du plan de macle et des plans réflecteurs est quelconque, les trajets des champs *nouveaux* convergent également vers un point A' , sommet du parallélogramme construit sur $AB_1 C_1$ (Fig. A_1).

c. AMPLITUDES DES ONDES RÉFLÉCHIES PAR LE CRISTAL II. DISTRIBUTION DE L'INTENSITÉ SUR LA FACE DE SORTIE. — Nous ferons le calcul dans le cas symétrique pour simplifier la présentation, mais il se généralise sans difficulté fondamentale au cas asymétrique ; nous ferons l'hypothèse que l'épaisseur de la lamelle de macle est très faible.

En un point l de la face de sortie du cristal II arrivent dans ces conditions :

— quatre champs d'ondes *normaux* de types a, c, e, g et de trajet Aql (Fig. 7b) ;

— quatre champs d'ondes *nouveaux* de types b, d, f, h et de trajet Apl .

Soit :

$$D_{hx} = \mathcal{D}_{hx} e^{-i\varphi_x} \quad \alpha = a, \dots, h$$

l'amplitude de l'onde émergente dans la direction réfléchie pour chacun des champs. L'intensité réfléchie est proportionnelle à :

$$I_h = |\Sigma D_{hx}|^2. \quad (1)$$

L'onde incidente sur le cristal I est, dans les cas pratiques habituels, une onde sphérique. Kato [8] a décomposé cette onde en intégrale de Fourier et

montré que les amplitudes des quatre ondes se propageant le long de Aq sont :

$$\left. \begin{aligned} A_{h1} &= i \frac{A_0}{2\sqrt{z_1}} \sqrt{\frac{\gamma_o}{\gamma_h}} \times \\ &\quad \times (1 + \eta_I^2)^{1/4} e^{-2\pi i K_{h1} \cdot Aq} \\ A_{h'2} &= - \frac{A_0}{2\sqrt{z_1}} \sqrt{\frac{\gamma_o}{\gamma_h}} \times \\ &\quad \times (1 + \eta_I^2)^{1/4} e^{-2\pi i K_{h'2} \cdot Aq} \\ A_{o1} &= i \frac{A_0}{2\sqrt{z_1}} \left(1 - \frac{\eta_I}{\sqrt{1 + \eta_I^2}}\right) \times \\ &\quad \times (1 + \eta_I^2)^{3/4} e^{-2\pi i K_{o1} \cdot Aq} \\ A_{o'2} &= \frac{A_0}{2\sqrt{z_1}} \left(1 - \frac{\eta_I}{\sqrt{1 + \eta_I^2}}\right) \times \\ &\quad \times (1 + \eta_I^2)^{3/4} e^{-2\pi i K_{o'2} \cdot Aq} \end{aligned} \right\} (2)$$

où A_0 est une constante, K_{mj} ($m = 0, h; j = 1, 2$) sont les vecteurs d'ondes, z_1 est l'épaisseur de la partie I du cristal, η_I est un paramètre lié à l'écart à l'incidence de Bragg du champ d'ondes de point caractéristique P_1 (relation 1-4-6, [9]), γ_o et γ_h sont les cosinus des angles formés par les directions incidente et réfléchie avec la normale à la face d'entrée.

Les amplitudes des champs d'ondes se propageant dans le cristal I le long du trajet Aq et de points caractéristiques Q_1 et Q'_2 sont données par des expressions analogues. Nous appellerons ε la valeur du paramètre η correspondant à Q_1 .

Les amplitudes des quatre ondes créées dans le cristal II par une onde en provenance du cristal I seront de la forme :

$$\left. \begin{aligned} D_{h1} &= \frac{\mathcal{D}_0^{(a)}}{2} \sqrt{\frac{\gamma_o}{\gamma_h}} \frac{1}{\sqrt{1 + \eta_{\text{II}}^2}} e^{-2\pi i K_{h1} \cdot ql} \\ D_{h2} &= \frac{-\mathcal{D}_0^{(a)}}{2} \sqrt{\frac{\gamma_o}{\gamma_h}} \frac{1}{\sqrt{1 + \eta_{\text{II}}^2}} e^{-2\pi i K_{h2} \cdot ql} \\ D_{o1} &= \frac{\mathcal{D}_0^{(a)}}{2} \left(1 - \frac{\eta_{\text{II}}}{\sqrt{1 + \eta_{\text{II}}^2}}\right) e^{-2\pi i K_{o1} \cdot ql} \\ D_{o2} &= \frac{\mathcal{D}_0^{(a)}}{2} \left(1 + \frac{\eta_{\text{II}}}{\sqrt{1 + \eta_{\text{II}}^2}}\right) e^{-2\pi i K_{o2} \cdot ql} \end{aligned} \right\} (3)$$

où $\mathcal{D}_0^{(a)}$ doit être remplacé par l'une des expressions (2).

Si le plan de macle est parallèle à la face d'entrée, on a :

$$\begin{aligned} \eta_{\text{II}} &= \eta_{\text{I}} \text{ pour les champs de type } a, b, e, f, \\ \eta_{\text{II}} &= -\eta_{\text{I}} \text{ pour les champs de type } c, d, g, h. \end{aligned}$$

Le calcul montre que l'intensité I_h réfléchiée en l se réduit à la somme de deux termes, l'un, I_{h1} , correspondant aux champs *normaux*, l'autre, I_{h2} , aux champs *nouveaux*. Tous les autres termes contiennent un facteur $\exp - 2 \pi i A q . H O$ et oscillent très rapide-

ment. Leur moyenne est nulle, et l'on a simplement :

$$I_h = I_{h1} + I_{h2} . \tag{4}$$

Les distributions d'intensités le long de la face de sortie (énergies par unité de surface de la face de sortie) sont données par :

$$I_{h1} = \frac{|A_0|^2}{2(z_I + z_{II})} \frac{1 + 2 \varepsilon_1^2}{(1 + \varepsilon_1^2)^{1/2}} e^{-\mu(d/\gamma_0)} \left\{ \operatorname{sh}^2 \left(\pi \frac{Z_I + Z_{II}}{A_i \sqrt{1 + \varepsilon_1^2}} \right) + \cos^2 \left(\pi \frac{Z_I + Z_{II}}{A_r \sqrt{1 + \varepsilon_1^2}} + \frac{\pi}{4} \right) \right\} \tag{5.a}$$

$$I_{h2} = \frac{|A_0|^2}{2(z_I - z_{II})} \frac{(\sqrt{1 + \eta_1^2} - \eta_1)^2}{(1 + \eta_1^2)^{1/2}} e^{-\mu(d/\gamma_0)} \left\{ \operatorname{sh}^2 \left(\pi \frac{Z_I - Z_{II}}{A_i \sqrt{1 + \eta_1^2}} \right) + \cos^2 \left(\pi \frac{Z_I - Z_{II}}{A_r \sqrt{1 + \eta_1^2}} + \frac{\pi}{4} \right) \right\} \tag{5.b}$$

d est l'épaisseur totale du cristal, z_{II} celle de la partie II, μ le coefficient d'absorption photoélectrique linéaire, A_r et A_i les parties réelle et imaginaire de :

$$A = \frac{\lambda \sqrt{\gamma_0 \gamma_h}}{|C| \sqrt{\chi_h \chi_{\bar{h}}}} \tag{6}$$

λ est la longueur d'onde, $C = 1$ ou $\cos 2 \theta$ selon que la direction de polarisation est perpendiculaire ou parallèle au plan d'incidence (θ angle de Bragg), χ_h et $\chi_{\bar{h}}$ sont les termes de rang h, k, l et $\bar{h}, \bar{k}, \bar{l}$ du développement en série de Fourier de la susceptibilité électrique.

d. CONSÉQUENCES. — 1) Les équations (4) et (5) montrent que les systèmes d'interférences des champs *nouveaux* et *normaux* sont indépendants et se superposent simplement.

Champs normaux. Le lieu des maxima d'intensité dans le cristal II est formé par un réseau d'hyperboles qui continue celui du cristal I ; la présence de la macle n'apporte aucune modification du système de franges observé sur une topographie en pose fixe (*section*). En fait, si l'épaisseur de la macle n'est pas petite par rapport à la période de solution pendulaire A (6), on observe la déformation du système de franges correspondant à un amincissement du cristal $d - (z_I + z_{II})$, d étant l'épaisseur totale du cristal.

Champs nouveaux. Au système normal se rajoute un deuxième système de franges. On peut montrer que le lieu des maxima de I_{h2} est le lieu des points dont le produit des distances aux droites $A' C_1$ et $A' B_1$ est constant. C'est un réseau d'hyperboles dont le sommet est en A' (Fig. 7 b). Il se raccorde le long de $B_1 C_1$ avec le réseau d'hyperboles correspondant aux champs *normaux*.

La figure 8 montre la construction des images

lorsque le plan de macle est incliné par rapport aux faces du cristal. Le pinceau incident de rayons X coupe

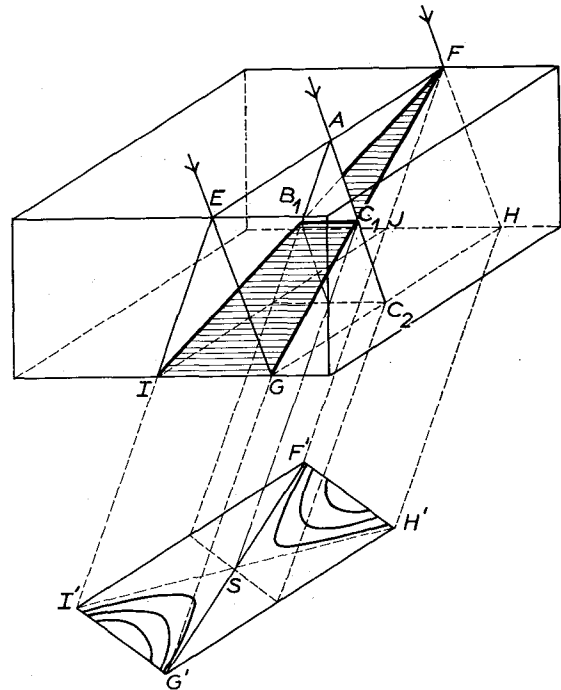


FIG. 8. — Formation des images sur une topographie en pose fixe ou *section*. — $IJEFGH$: dièdre de propagation. — IFG : interface de macle, inclinée par rapport aux faces du cristal (zone hachurée). — $I'F'H'G'$: trace du faisceau réfléchi reçu par la plaque photographique. — $F'G'$: image *directe* de l'interface de macle. — $F'SH'$ et $I'SG'$: domaine recevant des champs d'ondes nouveaux : $F'H'$: interface au niveau de la face d'entrée ; S : interface au milieu du cristal. — $I'G'$: interface au niveau de la face de sortie.

Les hyperboles représentent la projection dans la direction réfléchiée de l'intersection des surfaces $I_{h2} = \text{constante}$ par la face de sortie du cristal.

les faces du cristal en EF et GH , la lamelle de macle en GF . On observe sur la section $I' F' H' G'$ des franges hyperboliques dont l'une des asymptotes est l'image directe $F' G'$ de la lamelle de macle. Le centre S de ce réseau d'hyperboles correspond au cas où le plan de section principale coupe la lamelle de macle à égale distance des faces d'entrée et de sortie du cristal.

Les photographies 14 *b* et 16 donnent des exemples de tels systèmes de franges hyperboliques.

Lorsque la lamelle de macle est épaisse, on a deux systèmes d'hyperboles, centrés sur A'_o et A'_h (Fig. 6), ainsi qu'on peut le remarquer sur la photographie 14. *b*.

2) L'équation 5. *b* montre que l'intensité I_{h2} augmente indéfiniment lorsque η_1 tend vers moins l'infini, c'est-à-dire lorsque P_1 et P_2 se rapprochent de l'asymptote à la surface de dispersion perpendiculaire à la direction incidente. On doit donc s'attendre à un renforcement d'intensité le long de l'image directe $F' G'$ et à une diminution progressive lorsque l'on se rapproche de la droite $I' H'$. C'est bien ce que l'on observe sur les photographies.

3) Les termes en sinus hyperbolique dans les expressions (5) traduisent les phénomènes d'absorption anormale. On peut remarquer que le contraste des franges est d'autant moins marqué que l'absorption est plus grande et que l'intensité I_{h2} est d'autant plus grande que $(z_1 - z_{11})$ est plus grand, c'est-à-dire que l'on est plus près de l'intersection de la lamelle de macle avec les faces d'entrée et de sortie du cristal.

4) Au système d'interférences des champs *nouveaux* correspond sur les *topographies par translation* un système de franges d'épaisseur (photographie 5). On peut remarquer sur cette photographie que l'intensité des champs nouveaux est minimum au centre de l'image de la lamelle de macle, ce qui correspond à une position de l'interface à égale distance de chacune des faces du cristal.

5. Forme des figures d'interférences lorsque les deux parties du cristal sont désorientées.

a. CHAMPS CRÉÉS A LA TRAVERSÉE DE L'INTERFACE. — Supposons maintenant que les plans réflecteurs dans la partie II fassent un angle $\Delta\theta$ avec les plans réflecteurs dans la partie I : le vecteur du réseau réciproque associé à cette famille a tourné de $\Delta\theta$ et la surface de dispersion permettant de décrire les phénomènes de diffraction dans la partie II n'est plus superposée dans l'espace réciproque à la surface de dispersion relative à la partie I. Pour une valeur très petite de $\Delta\theta$, elle a simplement subi une translation $\Delta\theta/\lambda$ le long des asymptotes T_0 ou T_h selon que l'onde inci-

dente sur la partie II a comme vecteur OM ou OM' d'une part, HN ou HN' d'autre part. Pour simplifier la figure, nous supposons que la surface de dispersion ne bouge pas mais que ce sont les points M et M' , N et N' qui glissent de $-\Delta\theta/\lambda$ et $+\Delta\theta/\lambda$ respectivement sur T_0 et T_h .

Les champs excités dans le cristal II par les champs de trajet Ap dans la partie I ont pour points caractéristiques Q_1, Q_2, Q'_1, Q'_2 (Fig. 9*a*). Il n'est plus possible de les regrouper par paires de points conjugués et à ces quatre champs correspondent quatre trajets *distincts* au lieu de deux lorsque la désorientation est nulle (Fig. 9*b*).

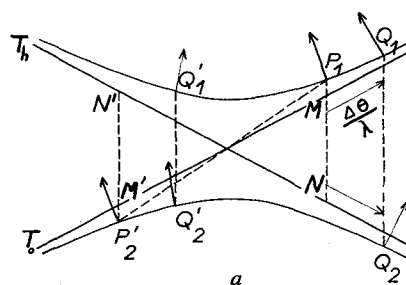


FIG. 9*a*. — Multiplication des champs d'ondes quand la partie II du cristal fait un angle $\Delta\theta$ avec la partie I. — P_1 et P_2 : points représentatifs des champs d'ondes se propageant dans la partie I. — Q_1 et Q_2 : points représentatifs des champs d'ondes normaux excités dans la partie II. — Q'_1 et Q'_2 : points représentatifs des champs d'ondes *nouveaux* excités dans la partie II.

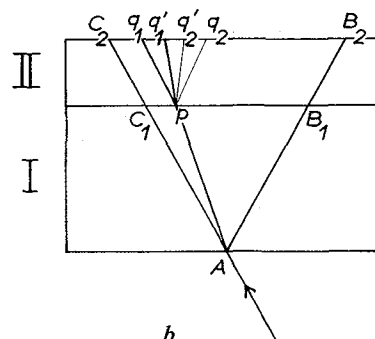


FIG. 9*b*. — Séparation des trajets des champs d'ondes dans la partie II du cristal.

Nous appellerons par extension champs *normaux* les champs dont les points caractéristiques sont situés sur la même branche de la surface de dispersion que les champs excitateurs (par exemple Q_1 et Q'_2 sur la Fig. 9*a*) et champs *nouveaux* ceux dont les points caractéristiques sont situés sur la branche opposée (par exemple Q_2 et Q'_1).

b. **DOMAINE DÉCOUPÉ PAR LES CHAMPS NOUVEAUX SUR LES TOPOGRAPHIES.** — Les trajets des champs *nouveaux* découpent un petit domaine sur la face de sortie $B_2 C_2$ du cristal. Lorsque la désorientation est nulle, les extrémités u et v de ce domaine sont déterminées par les champs créés en B_1 et C_1 (Fig. 7b). La largeur relative du domaine est liée à la profondeur relative de la lamelle de macle par la relation :

$$y = \frac{UV}{B_2 C_2} = |2Z - 1|$$

où

$$Z = \frac{z_I}{z_I + z_{II}}$$

Ce domaine UV n'est plus limité par les trajets extrêmes issus de B_1 et de C_1 lorsque les deux parties du cristal sont désorientées. L'étude de la fonction

$$y = f(Z)$$

est intéressante car elle facilite l'interprétation des figures d'interférences observées dans ce cas. Le calcul de cette fonction a été fait, les résultats sont tout à fait en accord avec les données expérimentales. Nous nous limiterons ici à une construction géométrique.

Soit EF la trace du pinceau de rayons X , limité par une fente fine, sur le cristal (Fig. 10), FHJ et EGI les plans de section principale correspondant aux intersections de la lamelle de macle avec les faces d'entrée et de sortie du cristal. Considérons dans le cristal I la nappe de rayons X de points caractéristiques P_1 et P_2 . Elle coupe la lamelle de macle suivant la droite Fp . De tout point de cette droite partent dans le cristal II deux trajets de champ *nouveau* parallèles à Fq_2 et Fq_1 . L'ensemble de ces champs coupent la face de sortie suivant les droites $p q_2$ et $p q_1$. Leurs images sur la topographie sont les droites $p' q_2''$ et $p_1' q_1''$ (Fig. 10).

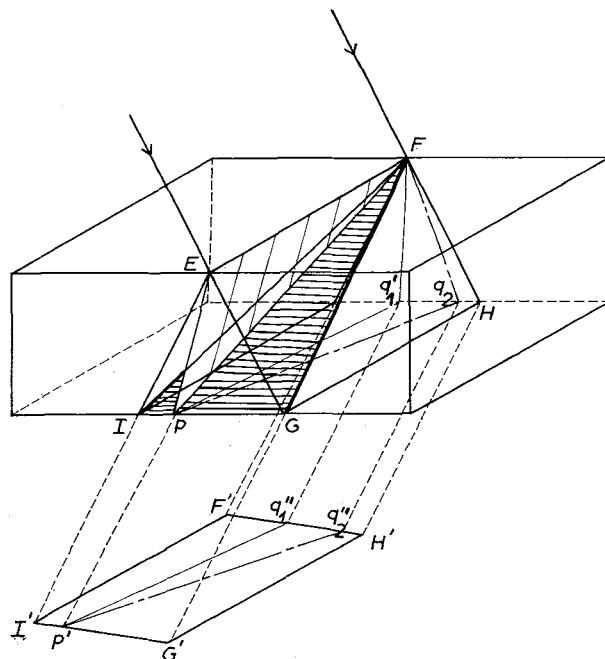


FIG. 10. — Construction, sur une topographie en pose fixe, de la trace des deux champs d'ondes nouveaux correspondant à une direction de propagation déterminée dans la partie I quand les deux moitiés du cristal font entre elles un angle $\Delta\theta$. Interface de macle : zone IFG , hachurée horizontalement.

Si l'on refait cette construction pour tous les trajets Ep possibles dans le cristal I, on fait apparaître le domaine découpé par les champs nouveaux sur les topographies (Fig. 11). Sur la figure 12 nous avons représenté la variation correspondante de la largeur relative du domaine en fonction de la profondeur de la lamelle de macle pour un cristal d'épaisseur donnée et pour différentes valeurs de la désorientation $\Delta\theta$ entre les parties I et II.

On peut remarquer que la largeur du domaine est minimale lorsque la lamelle de macle est à égale

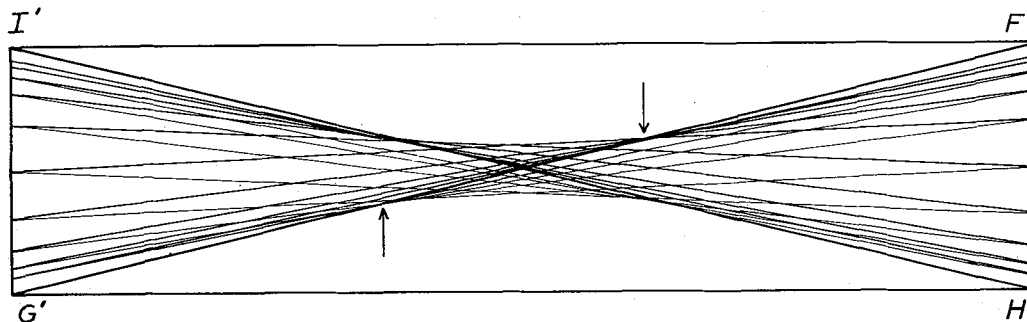


FIG. 11. — Schéma du domaine des champs d'ondes nouveaux tel qu'il apparaît sur les sections ; la construction a été faite pour la valeur $\Delta\theta = 0,6$ s d'arc. Les flèches indiquent les points de pseudo-focalisation.

distance des faces d'entrée et de sortie ($Z = 1/2$). Cette largeur minimale croît avec la désorientation et tend asymptotiquement vers 1 ($UV = B_2 C_2$). La variation de la largeur minimale en fonction de la désorientation n'est sensible que si celle-ci est comparable à la largeur du profil de réflexion du cristal parfait.

c. PSEUDO-FOCALISATION. — Lorsque la désorientation est nulle, la courbe représentative des variations de la largeur du domaine est formée de deux segments de droite (Fig. 12). Lorsque la désorientation est

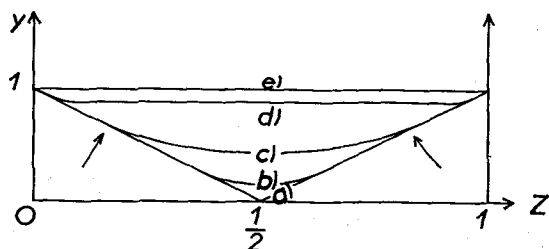


FIG. 12. — Variation de la largeur relative du domaine des champs d'ondes nouveaux en fonction de la profondeur relative de l'interface. — Courbe (a) : $\Delta\theta = 0$. — Courbe (b) : $\Delta\theta = 0,6''$. — Courbe (c) : $\Delta\theta = 1,5''$. — Courbe (d) : $\Delta\theta > 5''$. — Courbe (e) : $\Delta\theta$ infini.

différente de zéro, la courbe reste toutefois pratiquement confondue avec ces droites quand Z est voisin de 0 ou de 1. Elle s'en écarte assez brutalement pour une certaine profondeur de la lamelle de macle (points marqués d'une flèche). La figure 11 montre qu'aux points correspondants sur la topographie aboutissent un très grand nombre de trajets de champs nouveaux. On a ainsi une pseudo-focalisation en quatre points qui se substitue à la focalisation au seul point S qui se produit lorsque la désorientation est nulle. Les remarques faites dans le § 4-d montrent que l'intensité des champs nouveaux est beaucoup plus grande le long de l'image directe $F' G'$; seuls importent donc en pratique les deux points de pseudo-focalisation situés sur $F' G'$ (marqués d'une flèche sur la Fig. 11).

d. FIGURES D'INTERFÉRENCES. — En chaque point de la face de sortie arrivent plusieurs champs d'ondes et l'intensité réfléchie résulte de leurs interférences. Aussi, comme dans le cas de la désorientation nulle, observe-t-on des franges d'interférences à l'intérieur de tout le domaine découpé par les champs nouveaux (Fig. 11), mais elles ne sont plus aussi simples. Elles forment deux systèmes d'hyperboles dont les centres sont les points de pseudo-focalisation ainsi qu'on peut le remarquer sur les photographies 14a et 15.

e. CAS DES GRANDES DÉSORIENTATIONS. — Considérons des champs d'ondes dont les trajets dans la

partie I du cristal sont contenus dans un petit domaine angulaire $\Delta\alpha_I$ et sont voisins du faisceau direct AC_1 . Leurs points caractéristiques sont situés sur les parties de la surface de dispersion voisines de l'asymptote T_0 . Après la traversée de la lamelle de macle, ils excitent dans la partie II du cristal des champs dont les points caractéristiques sont les uns plus rapprochés du sommet de l'hyperbole que ceux des champs excitateurs (par exemple Q'_2 sur la Fig. 9a), les autres plus éloignés (par exemple Q_1). Le domaine angulaire $\Delta\alpha_{II}$ des champs nouveaux est dans le premier cas beaucoup plus grand que $\Delta\alpha_I$, par suite du rôle d'amplificateur angulaire joué par le cristal au voisinage de l'incidence de Bragg et qui est dû à la courbure de la surface de dispersion. En particulier, si la désorientation est très grande, le domaine $\Delta\alpha_{II}$ tend vers 2θ et les points de pseudo-focalisation se rapprochent de F' et de G' . A la limite, les rayons qui ont subi les phénomènes d'interférences dans la partie I du cristal ne sont plus en position de réflexion pour la partie II. Tout se passe alors comme si l'on avait deux cristaux parfaits indépendants (Fig. 13); il n'y a aucune inter-

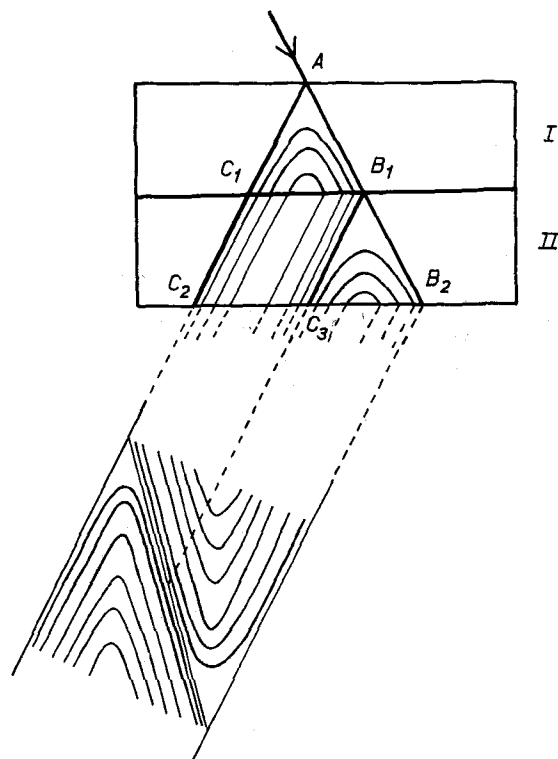


FIG. 13. — Lignes d'égale intensité dans le plan d'incidence et sur les topographies quand la désorientation est très grande par rapport au domaine de réflexion. Tout se passe comme s'il y avait deux triangles de propagation indépendants : $B_1 AC_1$ et $B_2 B_1 C_3$.

férence entre les champs d'ondes qui prennent naissance aux intersections du faisceau direct avec les faces d'entrée des parties I et II du cristal. Ce sont des fractions angulaires différentes du faisceau direct qui sont en position de réflexion pour les deux parties et l'on n'observe les deux systèmes de franges que si la divergence du faisceau incident est supérieure à la désorientation entre les deux parties.

La photographie 15 montre un exemple de ce que l'on observe sur la topographie pour une désorientation de l'ordre de 5 s d'arc. On peut remarquer que les points de pseudo-focalisation sont plus près des extrémités de l'image directe de la lamelle de macle que dans le cas de la photographie 14a qui correspond à une désorientation d'une demi-seconde environ.

6. Applications.

a. LAMELLES DE MACLE. — L'étude des franges d'interférences entre les champs nouveaux créés à la traversée d'une interface s'applique particulièrement bien au cas des lamelles de macle. Nous l'avons utilisée pour évaluer les désorientations $\Delta\theta$ entre les deux parties du cristal parent séparées par la lamelle de macle et comparer les valeurs de $\Delta\theta$ en fonction de la densité et de la nature des dislocations :

Densité de dislocations. La désorientation est d'autant plus grande que le nombre de dislocations contenues dans les frontières de macle est plus grand. Les photographies 14a et 14b représentent des topographies en pose fixe avant et après recuit, respectivement.

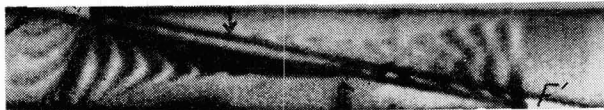


FIG. 14a. — Section, plan réflecteur (010) A ; la lamelle en position de macle est hors réflexion. Les deux parties du cristal parent présentent une faible désorientation (0,5 s d'arc environ). Les flèches indiquent les points de pseudo-focalisation. On remarque également sur cette topographie les images des dislocations de macle.



FIG. 14b. — Topographie prise au même endroit que la topographie 14a, après que le cristal ait subi les recuits successifs décrits dans le paragraphe II. Il y a focalisation : la désorientation entre les deux moitiés du cristal parent est pratiquement nulle. L'échelle représente 100 microns.

La désorientation est de l'ordre de 0,5 s d'arc dans le premier cas, inférieure à 0,1 s d'arc dans le deuxième. Les figures 3a et 3c montrent les topographies par translation correspondantes et l'on peut remarquer que la densité de dislocations de macle était beaucoup plus grande avant recuit. Après recuit, la densité linéaire de dislocations dans chacune des deux frontières était encore de l'ordre de 300 par cm. Leurs vecteurs de Burgers sont de sens opposés (voir la Fig. 2) et les désorientations qu'elles engendrent se compensent.

Dislocations sessiles. Lorsque la frontière de macle comprend en outre des dislocations sessiles, la désorientation est beaucoup plus grande ainsi qu'on peut le constater sur la figure 15.

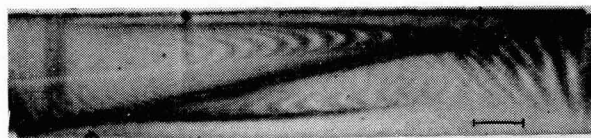


FIG. 15. — Section, plan réflecteur (010) A ; dans cet échantillon la désorientation entre les deux moitiés du cristal parent est très grande (de l'ordre de 5 s d'arc) ; les flèches indiquent les points de pseudo-focalisation.

L'échelle représente 100 microns.

b. BANDES D'IMPURETÉS. — Les cristaux que nous avons étudiés sont formés par l'empilement de lames de bon cristal dont l'épaisseur, variable, est de l'ordre de plusieurs centaines de microns [3]. Elles sont séparées par des lamelles de mauvais cristal, probablement constituées par des ségrégations d'impuretés, d'épaisseur 5 à 10 microns. Leur orientation est celle des faces naturelles de l'échantillon et elles traduisent vraisemblablement un rythme dans la croissance. Dans la partie centrale de chacune de ces lamelles, la *désorientation efficace*, due aussi bien à la rotation des plans réflecteurs qu'aux variations de paramètre [10], est très supérieure à la largeur du profil de réflexion du cristal parfait. Ces couches de mauvais cristal ne sont pas en position de réflexion pour les champs d'ondes se propageant dans le cristal et l'interface entre cristal parfait et cristal perturbé se comporte comme une face de sortie, chaque champ d'ondes se décompose en ses deux ondes constitutives. Le dénombrement des champs d'ondes créés dans la deuxième lame de cristal parfait et l'étude des phénomènes d'interférences qu'ils produisent se font comme dans le § 4.

La figure 16 montre les franges d'interférences observées sur une topographie en pose fixe d'un cristal

traversé par une lamelle de mauvais cristal. On reconnaît le système d'hyperboles décrit dans le § 4. Il y a focalisation des champs nouveaux au centre du système, ce qui montre que la désorientation entre les lames de cristal parfait séparées par une bande d'impuretés est pratiquement nulle.

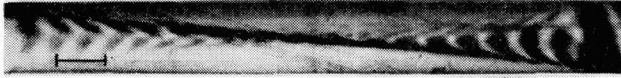


FIG. 16. — Section sur un cristal contenant une interface perturbée très mince parallèle à une face naturelle $\{20\bar{1}\}$. Il y a recréation de champs d'ondes et focalisation car la désorientation est nulle.

L'échelle représente 100 microns.

Les systèmes de franges déjà observés par nous dans la calcite [3] et par Yoshimatsu [11] dans le quartz s'interprètent de cette manière.

c. DISLOCATIONS. — La région qui entoure une ligne de dislocation peut être grossièrement divisée en trois zones concentriques : une zone *interne* dans laquelle les désorientations efficaces sont au moins égales à une ou deux fois la largeur δ du profil de réflexion, une zone *moyenne* dans laquelle les désorientations efficaces sont comprises entre $0,1 \delta$ et δ ou 2δ , une zone *externe* où les désorientations sont inférieures à $0,1 \delta$. La zone moyenne est à l'origine des images *dynamiques*, la zone interne est à l'origine des images *directes*. Cette dernière est également à l'origine des franges que l'on observe souvent dans l'ombre de la dislocation et que nous avons appelé image *intermédiaire*. Ces franges sont dues aux interférences entre les champs nouveaux créés à la traversée de la zone de mauvais cristal qui constitue la zone interne.

7. Conclusion. — La méthode des topographies par rayons X nous a permis de suivre le mouvement et la déformation des lignes de dislocations dans les plans de macle. Elle ne nous a apporté jusqu'à présent aucun exemple de multiplication des dislocations de macle par un mécanisme de pôle. En revanche, nous avons observé la multiplication de boucles à partir de contraintes de surface.

Lorsqu'un cristal parfait est séparé en deux par une lamelle de cristal très désorientée par rapport au reste du cristal, soit parce qu'elle est en position de macle, soit parce qu'elle est déformée, on observe des franges d'interférences d'un type particulier sur les topographies en pose fixe. Nous les avons interprétées en montrant qu'elles résultent de l'interférence des

champs *nouveaux* créés après la traversée de la lamelle. La forme du domaine découpé par la trace des champs d'ondes nouveaux sur la topographie permet d'évaluer la désorientation des deux parties de cristal parfait séparées par la région hors réflexion. Le même traitement peut s'appliquer au calcul du contraste d'une faute d'empilement.

Appendice

Nous allons montrer que les champs *nouveaux* créés à la traversée de l'interface convergent en un point même si les orientations de la face d'entrée du cristal I, de l'interface et des plans réflecteurs sont quelconques (Fig A-1).

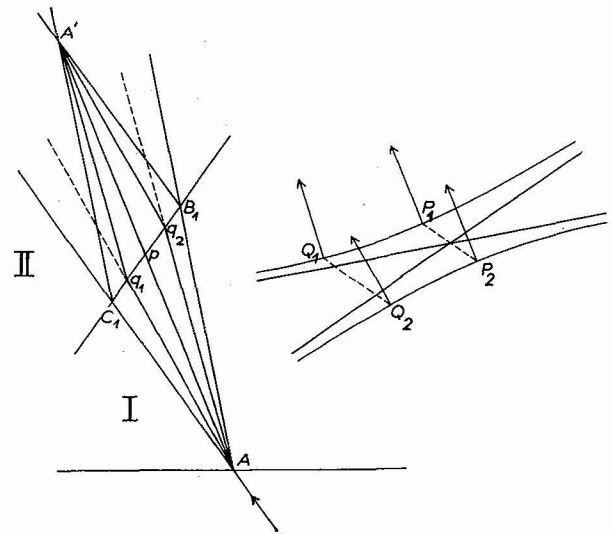


FIG. A-1a. — Focalisation des trajets des champs d'ondes nouveaux lorsque le plan réflecteur n'est perpendiculaire ni à l'interface de macle ni aux faces du cristal, dans le cas où la désorientation est nulle. Les champs d'ondes *normaux* (traits pointillés) divergent.

FIG. A-1b. — Surface de dispersion, points caractéristiques des champs d'ondes dont les trajets sont représentés sur la figure A-1a.

Rappelons d'abord une propriété géométrique de l'hyperbole. Soient P_1 et P_2 deux points conjugués, Q_1 et Q_2 les extrémités d'une corde parallèle au diamètre $P_1 P_2$:

Le diamètre $P_1 P_2$, la direction de la tangente à l'hyperbole en l'un des sommets du diamètre, les directions des tangentes en Q_1 et Q_2 forment un faisceau harmonique.

En particulier, lorsque Q_1 et Q_2 tendent vers l'infini : *Le diamètre $P_1 P_2$, la direction de la tangente à l'hy-*

perbole en l'un des sommets du diamètre, les asymptotes forment un faisceau harmonique.

Les champs de trajets AB_1 et AC_1 ont un écart à l'incidence de Bragg très grand. Les champs nouveaux qu'ils excitent dans le cristal II ont également un écart à l'incidence de Bragg très grand ; leurs trajets $B_1 A'$ et $C_1 A'$ sont respectivement parallèles à AC_1 et AB_1 .

Soient q_1 un point quelconque de $B_1 C_1$ et Q_1 le point caractéristique d'un des champs se propageant le long du trajet Aq_1 . Les champs excités dans le cristal II à partir du champ Q_1 ont pour points caractéristiques Q_1 et Q_2 , $Q_1 Q_2$ étant perpendiculaire à l'interface $B_1 C_1$. Soient $P_1 P_2$ le diamètre parallèle à la corde $Q_1 Q_2$ et Ap le trajet dans le cristal I des champs de points caractéristiques P_1 et P_2 . Les champs qu'ils excitent dans le cristal II ont également comme points caractéristiques P_1 et P_2 : ce sont les seuls champs nouveaux dont le trajet dans le cristal II soit le prolongement du trajet dans le cristal I.

D'après ce que nous avons rappelé plus haut, la tangente en P_1 à l'hyperbole, $P_1 P_2$ et les asymptotes forment un faisceau harmonique. Il en est de même des directions qui leur sont perpendiculaires : le trajet Ap , l'interface $B_1 C_1$, les directions incidentes AC_1 et AB_1 . On en déduit que p est le milieu de $B_1 C_1$ et que Ap passe bien par A' .

Considérons maintenant dans le cristal I le trajet

Aq_2 du champ de point caractéristique Q_2 . Les champs nouveaux excités aux points q_1 et q_2 ont donc des trajets respectivement parallèles à Aq_2 et Aq_1 . D'après la propriété générale des hyperboles, les trajets Aq_1 et Aq_2 , Ap et la droite $B_1 C_1$ forment un faisceau harmonique. On en déduit que p est le milieu de $q_1 q_2$ et que les trajets des champs nouveaux excités en q_1 et q_2 passent par A' . Il y a bien focalisation.

Bibliographie

- [1] STARTSEV (V. I.), BENGUS (V. Z.) et KOMNIK (S. N.), *Soviet Physics, Crystallography*, 1961, 6, n° 4, 491-6.
- [2] GARBER (R. I.), *Fiz. Tverd. Tela*, 1959, 1, 814.
- [3] SAUVAGE (M.) et AUTHIER (A.), *Bull. Soc. Franc. Miner. Crist.*, 1965, 88, 379-88.
- [4] SAUVAGE (M.) et AUTHIER (A.), *Phys. Stat. Sol.*, 1965, 12, K 73.
- [5] COTTRELL (A. H.) et BILBY (B. A.), *Phil. Mag.* GB, 1951, Ser. 7, 42, n° 329, 573.
- [6] STARTSEV (V. I.), BENGUS (V. Z.) et KOMNIK (S. N.), *Soviet Physics, Solid State*, 1965, 7, n° 1, 96-9.
- [7] GARBER (R. I.) et STEPINA (E. I.), *Soviet Physics, Solid State*, 1965, 7, n° 2, 366-9.
- [8] KATO (N.), *Acta Crist.*, 1961, 14, 526-32, 627.
- [9] AUTHIER (A.), *Bull. Soc. Franc. Miner. Crist.*, 1961, 84, 51.
- [10] AUTHIER (A.), *J. Physique*, 1966, 27, 57.
- [11] YOSHIMATSU (M.), *Jap., J. Appl. Phys.*, 1965, 4, 619.