

**Phénomènes d'optique cristalline observables par réflexion
convergente de la lumière sur les surfaces polies.
Étude théorique et expérimentale,**

par A. BEUGNIES.

INTRODUCTION.

L'étude des minéraux opaques à l'aide du microscope polarisant se fait habituellement en lumière normalement réfléchie sur des surfaces polies.

La théorie et la technique des procédés ont été bien établies, notamment par J. ORCEL et L. CAPDECOMME [10] [11] [5] [6] [7] (1).

Lorsque le microscope est équipé d'un objectif à faible ou moyen grossissement, la condition de normalité du faisceau incident est généralement satisfaite. L'emploi d'objectifs à fort grossissement introduit une convergence plus accusée des faisceaux incidents, qui déclenchent certains phénomènes localisés dans le plan focal de l'objectif. Il s'agit d'isogyres dont la forme dépend du système cristallin de l'espèce minérale et dont les irisations observables en lumière blanche sont liées à la dispersion.

Les figures de convergence ont été observées pour la première fois en 1947 et 1948 par G. J. NEUERBURG [8] [9] qui n'en avait donné aucune explication. En 1950, E. N. CAMERON et L. H. GREEN en reprennent l'étude et en donnent une explication physique correcte dépourvue toutefois de toute démonstration mathématique jugée par eux trop ardue [4].

Dans la présente note, nous donnons la démonstration physique et mathématique de toutes les figures de convergence. Les équations relatives aux diverses figures permettent de déterminer des constantes optiques, comme le degré d'anisotropie, par de simples mesures angulaires beaucoup plus précises qu'en réflexion normale.

(1) Les chiffres entre [] renvoient à la bibliographie *in fine*.

I. — LOCALISATION DES FIGURES DE CONVERGENCE
PAR RÉFLEXION.

Lorsqu'on équipe le microscope polarisant (conçu pour l'examen en lumière réfléchie) d'un objectif à fort grossissement, les rayons lumineux issus de l'illuminateur parallèlement à l'axe du microscope, sortent de l'objectif L (voir fig. 1) avec une incidence oblique i , effet de la convergence de l'objectif.

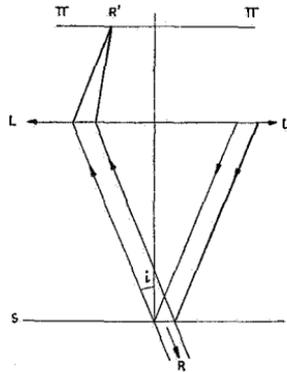


FIG. 1

Les rayons de faisceaux de même incidence restent parallèles après réflexion sur la surface polie S et peuvent être considérés comme étant issus d'un point R à l'infini dans la direction i . Après un deuxième passage dans l'objectif, ils convergent en un point R' du plan focal π , image du point R à l'infini.

L'éclairement au point R', lorsqu'on procède à l'examen entre polariseur et analyseur, dépend essentiellement de la direction du vecteur lumineux en R'. Notamment, si ce dernier est normal au plan de polarisation de l'analyseur, le point R' sera à l'extinction. Le lieu des points à l'extinction ou isogyre se situe entièrement dans le plan focal π pour donner ce que nous appelons une *figure de convergence*. Pour observer la figure de convergence dans le plan π il faut donc enlever l'oculaire. On peut encore observer l'image de la figure en laissant l'oculaire complété par une lentille dont la distance focale est réglée pour l'observation dans le plan π : c'est le rôle de la lentille de Bertrand. Les images observées avec la lentille de Bertrand semblables à celles localisées dans le plan π sont à la fois plus grandes et plus floues.

II. — FIGURES DE CONVERGENCE DES MINÉRAUX ISOTROPES.

I. MINÉRAL ISOTROPE NON ABSORBANT
EN LUMIÈRE MONOCHROMATIQUE.

A. — Rotation de convergence du vecteur lumineux réfléchi.

Soient M (fig. 2) un point du plan focal π de l'objectif; O, le centre optique du plan; OP et OA, les traces des plans de polarisation des nicols. Pour repérer le point M nous choisissons le système d'axes suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} OY \equiv OP, \\ OX \text{ normal à } OP \text{ dans le plan } \pi. \end{array} \right.$$

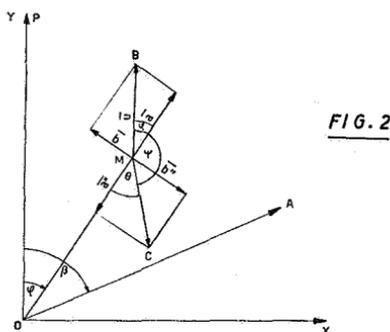


FIG. 2

Si l'objectif est dépourvu de toute tension, on peut admettre que la convergence des faisceaux est axiale. En conséquence, le point M est issu d'un rayon dont le plan d'incidence a sa trace en OM faisant un angle φ avec OP.

Soit $MB = u$ la vibration incidente relative au point M. Après réflexion sous une incidence i , la vibration réfléchie vient en MC dont les composantes a'' dans le plan d'incidence et b'' perpendiculaire à ce plan sont exprimées par les relations de FRESNEL [2] :

$$a'' = -a \frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)}; \quad (1)$$

$$b'' = -b \frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}. \quad (2)$$

L'angle θ que fait MC avec MO est donné par

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{b''}{a''} = \frac{\cos(i-r)}{\cos(i+r)} \operatorname{tg} \varphi. \quad (3)$$

En explicitant $\cos(i-r)$ et $\cos(i+r)$ il vient

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{1 + \operatorname{tg} i \cdot \operatorname{tg} r}{1 - \operatorname{tg} i \cdot \operatorname{tg} r} \operatorname{tg} \varphi. \quad (4)$$

Or comme les angles i sont petits on peut poser :

$$\operatorname{tg} i \simeq \sin i = n \sin r \simeq n \operatorname{tg} r \simeq nr \simeq i.$$

Et la relation (4) s'écrit plus simplement

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{n + i^2}{n - i^2} \operatorname{tg} \varphi. \quad (5)$$

L'angle ψ que nous appelons la *rotation de convergence* est donné par :

$$\psi = \pi - (\theta - \varphi),$$

d'où

$$\operatorname{tg} \psi = - \frac{\operatorname{tg} \theta - \operatorname{tg} \varphi}{1 + \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \theta}, \quad (6)$$

soit encore en introduisant la valeur de $\operatorname{tg} \theta$ donnée par (5)

$$\operatorname{tg} \psi = - \frac{2 i^2 \operatorname{tg} \varphi}{n(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi) + i^2(\operatorname{tg}^2 \varphi - 1)} \quad (7)$$

ou plus simplement

$$\operatorname{tg} \psi = - \frac{i^2 \sin 2\varphi}{n - i^2 \cos 2\varphi}. \quad (8)$$

Comme i est petit par rapport à n et que $-1 < \cos 2\varphi < 1$, on peut considérer $i^2 \cos 2\varphi$ comme un infiniment petit du second ordre par rapport à n et on obtient

$$\operatorname{tg} \psi = - \frac{i^2}{n} \sin 2\varphi. \quad (9)$$

On voit que le signe de $\operatorname{tg} \psi$ dépend essentiellement de celui de $\sin 2\varphi$. Pour les diverses positions de M, nous avons schématisé à la figure 3 les positions relatives de MB et MC.

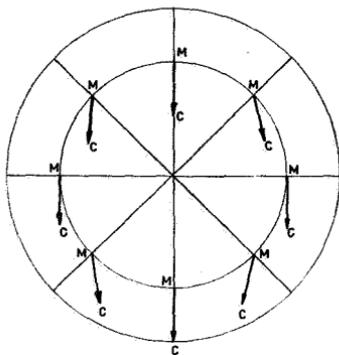


FIG. 3

B. — Éclairement en un point M du champ.

Si nous appelons R le pouvoir réflecteur de la surface isotrope et β l'angle entre polariseur et analyseur, l'amplitude α de la vibration réfléchie suivant OA s'exprime

$$\alpha = u\sqrt{R} \cos(\psi - \beta) = u\sqrt{R} \cos\psi (\cos\beta + \operatorname{tg}\psi \sin\beta) \quad (10)$$

et en introduisant la valeur de $\operatorname{tg}\psi$ donnée par (9)

$$\alpha = u\sqrt{R} \cos\psi (\cos\beta - \frac{i^2}{n} \sin 2\varphi \cdot \sin\beta). \quad (11)$$

Le lieu des points pour lesquels l'éclairement est nul satisfait à la relation (11) où l'on fait $\alpha = 0$, soit encore, puisque $\cos\psi$ est toujours différent de 0 (ψ étant voisin de 180°) :

$$\boxed{\frac{i^2}{n} \sin 2\varphi = \operatorname{cotg}\beta} \quad (12)$$

Recherchons l'équation du lieu en coordonnées cartésiennes. Il vient, i étant petit :

$$\left. \begin{aligned} i \sim \operatorname{tg} i &= \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{f} \\ \sin \varphi &= \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \\ \cos \varphi &= \frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{en appelant } f \\ \text{la distance} \\ \text{ focale} \\ \text{ de l'objectif.} \end{array} \quad (13)$$

En remplaçant dans (12) on obtient

$$\boxed{xy = \frac{n f^2}{2} \cotg \beta} \quad (14)$$

C'est l'équation d'une hyperbole équilatère de centre O et dont les asymptotes sont OX et OY.

La forme de l'hyperbole dépend essentiellement de β . L'hyperbole reste fixe quelque soit la rotation de la platine.

1° Cas des nicols croisés. — Si les nicols sont croisés

$$\beta = 90^\circ$$

et la relation (14) s'écrit

$$\boxed{xy = 0} \quad (15)$$

L'hyperbole dégénère en une croix noire dont les branches sont parallèles aux fils du réticule confondus avec les directions de polarisation des nicols. La croix est fixe quelque soit la rotation de la platine du microscope.

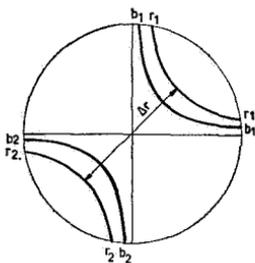


FIG. 4

2° Cas des nicols quelconques. — Si l'angle $\beta \neq 0$, l'hyperbole satisfait à l'équation (14).

Si $\beta < 90^\circ$ $\cotg \beta > 0$, l'hyperbole apparaît dans les quadrants positifs.

Si $\beta > 90^\circ$ $\cotg \beta < 0$, l'hyperbole apparaît dans les quadrants négatifs.

Pour un β donné, la distance Δ séparant les sommets de l'hyperbole est donnée par

$$\Delta^2 = 4 n f^2 \cotg \beta . \quad (16)$$

Cette formule permet de déterminer n par une mesure de Δ .

Supposons $\beta < 90^\circ$. Si nous diminuons β en tournant l'analyseur, $\cotg \beta$ croît en même temps que Δ .

En conséquence les branches d'hyperbole s'écartent du centre du champ en tournant l'analyseur à partir de la position croisée.

Pour un β constant, soit pour une position fixe de l'analyseur, la distance Δ dépend à la fois de la convergence de l'objectif par f et du minéral par n .

Pour des objectifs de plus en plus convergents, f diminue et Δ décroît.

Pour un β donné et un objectif bien déterminé, on peut poser

$$4 f^2 \cotg \beta = K_0 = \text{constante.} \quad (17)$$

Nous appellerons cette constante la constante du microscope. La relation (16) s'écrit dans ce cas

$$\Delta^2 = K_0 n. \quad (18)$$

Remarque. — Les relations précédemment établies concernent les figures observées dans le plan focal de l'objectif, soit sans oculaire ni lentille de Bertrand. Lorsqu'on veut mesurer Δ , il est nécessaire d'introduire un micromètre dans le système oculaire et d'observer l'image avec la lentille de Bertrand. Avec ce dispositif, la distance focale f qui intervient dans les diverses relations doit être remplacée par la distance focale F du microscope avec la lentille de Bertrand. On incorporera cette nouvelle focale dans la valeur de K_0 .

2. EFFETS DE LA DISPERSION EN LUMIÈRE BLANCHE.

Lorsque le minéral isotrope est dispersif, la dispersion se traduit par l'apparition d'isogyres irisées dont nous examinons ci-après les causes. Les phénomènes s'observent entre nicols en position quelconque ($\beta \neq 90^\circ$).

Si l'on observe l'isogyre en lumière monochromatique rouge, l'équation du lieu s'exprime par la relation (14) où $n = n_r$ = indice pour la lumière rouge.

On obtient ainsi deux branches d'hyperbole r_1 et r_2 (voir fig. 4) distantes de Δ_r tel que (voir équation 18)

$$\Delta_r^2 = K_0 n_r.$$

Si on opérerait avec une lumière bleue pour laquelle par exemple

$$n_b < n_r$$

on obtiendrait les branches d'hyperbole en b_1 et b_2 moins écartées que les deux premières puisque

$$\Delta_b^2 = K_0 n_b.$$

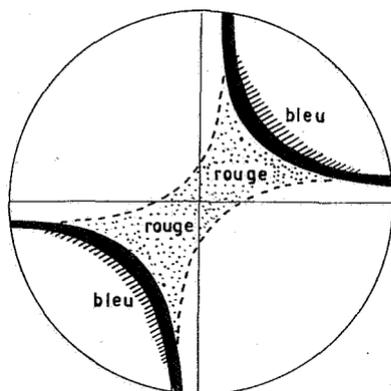


FIG. 5

Si l'on observe à présent la figure en lumière blanche, l'isogyre sera frangée de teintes (voir fig. 5).

Du côté concave où la radiation rouge est éteinte, il se formera une teinte résultant du mélange des autres radiations avec leurs intensités respectives, soit en première approximation une teinte bleutée. Mais cette teinte bleue sera faussée par la teinte dont la radiation correspond au plus grand pouvoir réflecteur car la dispersion se marque aussi sur R. Au contraire, du côté convexe on obtiendra une teinte rougeâtre.

D'où la règle : la teinte bleue ou rouge, bordant le côté concave de l'isogyre, est celle de la radiation correspondant au plus petit indice de réfraction.

3. MINÉRAL ISOTROPE ABSORBANT.

Lorsque le minéral est absorbant les deux composantes a'' et b'' de la vibration réfléchie et exprimées par les relations (1) et (2) ne sont plus en phase. En conséquence, la vibration réfléchie n'est plus rectiligne mais elliptique.

Le déphasage commandant l'ellipsité de la vibration est donné par (voir [6])

$$\operatorname{tg} \delta = 2 i^2 \frac{\kappa}{\eta^2 + \kappa^2}, \quad (19)$$

où η est l'indice de réfraction.

κ est l'indice d'extinction d'autant plus élevé que le corps est plus absorbant.

Comme l'indice i est faible, nous pouvons admettre en première approximation que l'ellipsité est nulle. L'approximation sera d'autant meilleure que le corps est peu absorbant, ce qui est le cas pour la plupart des minéraux. En conséquence, on confondra la vibration elliptique avec une vibration rectiligne dirigée comme le grand axe de l'ellipse (direction qui dépend de η et κ).

Dans ce cas nous obtiendrons pour ψ la relation équivalente à (9)

$$\operatorname{tg} \psi = - \frac{i^2}{m} \sin 2\varphi. \quad (20)$$

Mais ici m dépend à la fois de η et κ .

Nous appelons m le *module de réfraction*.

La figure observable est toujours la même, soit entre nicols croisés une croix noire d'équation $xy = 0$.

Lorsque les nicols font entre eux un angle β , l'isogyre est une hyperbole équilatère dont l'équation est donnée par

$$xy = \frac{m f^2}{2} \cotg \beta. \quad (22)$$

et la distance séparant les deux sommets s'exprime par

$$\Delta^2 = K_0 m. \quad (23)$$

Après réflexion, la vibration vient en MD tel que

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{u_2}{u_1} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} = \sqrt{\rho} \operatorname{tg} \alpha, \quad (24)$$

en appelant ρ le degré d'anisotropie de la surface, rapport du pouvoir réflecteur le plus petit R_2 au pouvoir réflecteur le plus grand R_1 .

La rotation d'anisotropie est exprimée par l'angle

$$\varepsilon = \widehat{\text{BMD}} = \pi + \alpha - \theta. \quad (25)$$

On remarquera que MD est toujours décalé vers la ligne neutre portant le plus grand pouvoir réflecteur, soit M1 dans ce cas-ci. Suivant que M1 est à gauche ou à droite de MB l'angle ε est donné par

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{(1 - \sqrt{\rho}) \operatorname{tg} \alpha}{1 + \sqrt{\rho} \operatorname{tg}^2 \alpha}, \quad (26)$$

ou

$$\operatorname{tg} \varepsilon = - \frac{(1 - \sqrt{\rho}) \operatorname{tg} \alpha}{1 + \sqrt{\rho} \operatorname{tg}^2 \alpha}. \quad (27)$$

En conséquence, en un point M du champ on a, suivant la position du grand axe M1, variable avec la rotation de la platine du microscope, les positions de MD représentées à la figure 7.

2° La rotation de convergence. — Comme pour les minéraux isotropes, la rotation de convergence s'exprime

$$\operatorname{tg} \psi = - \frac{i^2}{N} \sin 2\varphi. \quad (28)$$

Dans cette relation, le facteur N représente un indice de réfraction fonction de la position de la platine (α) et des indices principaux de la surface n_1 et n_2 :

$$N = n_1 \cos^2 \alpha + n_2 \sin^2 \alpha. \quad (29)$$

Pour une position à 45° des positions d'extinction en lumière parallèle on a

$$N = \frac{n_1 + n_2}{2}, \quad (30)$$

C'est, en première approximation, cette dernière valeur que nous adopterons dans la suite de l'exposé.

Nous avons déjà montré que le signe de ψ dépend essentiellement de φ , soit donc de la position du point M mais non de l'orientation de la surface. Nous donnons à la figure 3 la position de MC pour les diverses positions de M.

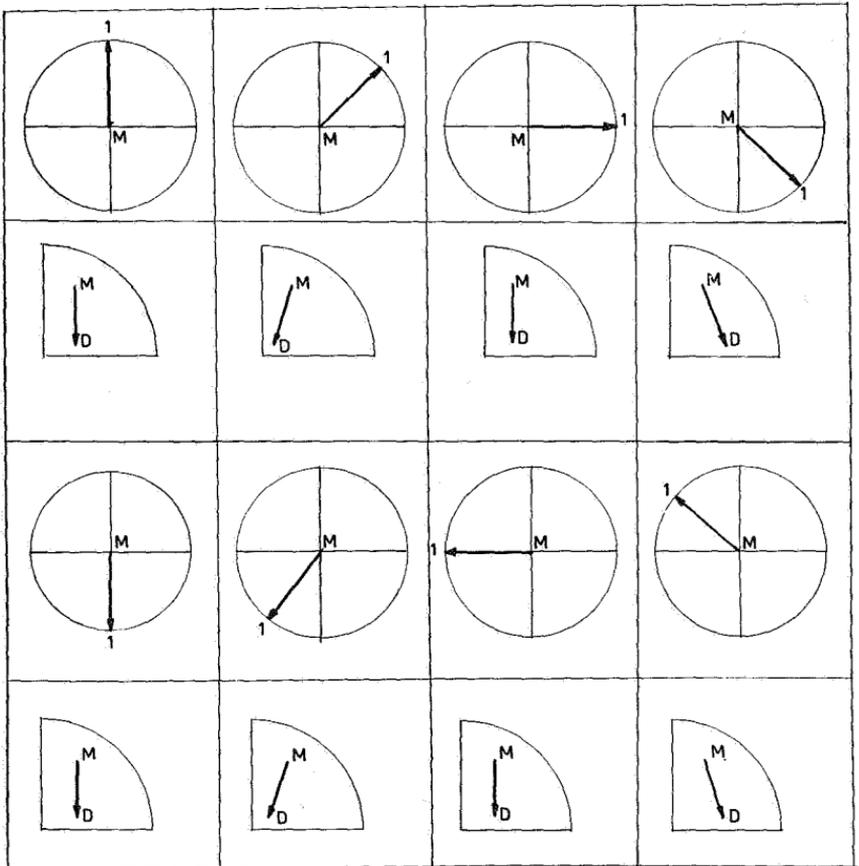


FIG. 7

3° La rotation totale. — Lorsqu'on compare les deux rotations, on remarque qu'elles s'ajoutent ou se soustraient en un point M.

Elles s'ajoutent si le grand axe n'est pas dans le même quadrant que M. Elles se soustraient si le grand axe est dans le même quadrant que M.

B. — Calcul de l'éclairement en un point du champ.

L'analyseur fait un angle β avec le polariseur. Proposons-nous de calculer l'amplitude α de la vibration transmise suivant l'analyseur en un point M du champ où les rotations se soustraient; on a

$$\alpha = |\text{MD}| \cos(\beta - \psi - \varepsilon),$$

soit après développement

$$\alpha = u \sqrt{R_1 \cos^2 \alpha + R_2 \sin^2 \alpha} \cos \psi \cos \varepsilon \left\{ \begin{array}{l} \\ [\cos \beta - \cos \beta \cdot \text{tg} \psi \cdot \text{tg} \varepsilon + \sin \beta \cdot (\text{tg} \psi + \text{tg} \varepsilon)]. \end{array} \right. \quad (31)$$

Quelque soient les valeurs prises par α , le facteur

$$u \sqrt{R_1 \cos^2 \alpha + R_2 \sin^2 \alpha} \cos \psi \cos \varepsilon$$

n'est jamais nul.

Le lieu des points pour lesquels il y a extinction est donné par

$$\cos \beta - \cos \beta \cdot \text{tg} \psi \cdot \text{tg} \varepsilon + \sin \beta \cdot (\text{tg} \psi + \text{tg} \varepsilon) = 0. \quad (32)$$

Soit encore, en introduisant les valeurs de $\text{tg} \psi$ et $\text{tg} \varepsilon$ exprimées par (26) et (28) :

$$\left. \begin{array}{l} \cos \beta + \frac{i^2}{N} \cdot \sin 2\varphi \cdot \cos \beta \cdot \frac{(1 - \sqrt{\rho}) \text{tg} \alpha}{1 + \sqrt{\rho} \text{tg}^2 \alpha} \\ - \sin \beta \left[\frac{i^2}{N} \sin 2\varphi - \frac{(1 - \sqrt{\rho}) \text{tg} \alpha}{1 + \sqrt{\rho} \text{tg}^2 \alpha} \right] = 0. \end{array} \right\} \quad (33)$$

Et après simplification

$$\frac{i^2}{N} \sin 2\varphi = \frac{1 + \sqrt{\rho} \text{tg} \alpha \text{tg}(\alpha - \beta)}{\sqrt{\rho} \text{tg} \alpha - \text{tg}(\alpha - \beta)}. \quad (33^b)$$

1° Cas des nicols croisés. — Dans le cas où les nicols sont croisés on a $\beta = 90^\circ$ et la relation (33) s'écrit plus simplement

$$\frac{i^2}{N} \sin 2\varphi = \frac{(1 - \sqrt{\rho}) \text{tg} \alpha}{1 + \sqrt{\rho} \text{tg}^2 \alpha}.$$

Soit en coordonnées cartésiennes en choisissant Ox et Oy comme axes coordonnés (fig. 6) :

$$xy = \frac{Nf^2 (1 - \sqrt{\rho}) \operatorname{tg} \alpha}{2 (1 + \sqrt{\rho} \operatorname{tg}^2 \alpha)}. \quad (34)$$

C'est l'équation d'une hyperbole équilatère de centre O et dont les asymptotes sont OP et OA.

Déformation de l'isogyre avec la rotation de la platine. — Si $\alpha = 0$, soit si le grand axe de la surface cristalline est confondu avec OP, l'équation (34) se réduit à

$$xy = 0, \quad (35)$$

l'hyperbole dégénère en une croix noire dont les bras sont parallèles aux fils du réticule.

Pour

$$0 < \alpha < 90^\circ; \quad \operatorname{tg} \alpha > 0$$

l'hyperbole se trouve dans les quadrants positifs délimités par OP et OA, soit donc les quadrants N-E et S-O.

Si

$$\alpha = 90^\circ; \quad \operatorname{tg} \alpha = \infty$$

et l'hyperbole dégénère encore en une croix noire.

Si

$$90^\circ < \alpha < 180^\circ; \quad \operatorname{tg} \alpha < 0.$$

l'hyperbole se trouve dans les quadrants négatifs délimités par OP et OA, donc les quadrants N-O et S-E.

Lorsque le grand axe se trouve dans une position diagonale, à 45° d'une position correspondant à la croix noire, il vient

$$\operatorname{tg} \alpha = 1$$

et l'équation (34) se réduit à

$$xy = \frac{Nf^2 (1 - \sqrt{\rho})}{2 (1 + \sqrt{\rho})}. \quad (36)$$

Remarque importante. — On notera que la ligne neutre portant le plus grand pouvoir réflecteur, soit le grand axe de la section, se trouve toujours dans les quadrants où apparaissent les branches d'hyperbole.

Elle se confond avec l'axe réel de l'hyperbole lorsque celle-ci correspond à une position diagonale de la platine.

2° Sections particulières examinées entre nicols croisés.

a) **Section normale à un axe optique.**

Une pareille section n'accusant pas d'anisotropie se comporte exactement comme un minéral isotrope : l'isogyre est une croix noire fixe avec la rotation de la platine.

b) **Sections parallèles au plan des axes optiques d'un biaxe ou parallèles à l'axe optique d'un uniaxe.**

Pareilles sections accusent une valeur minimum de ρ . En

conséquence, le facteur $\frac{1 - \sqrt{\rho}}{1 + \sqrt{\rho}}$ est maximum et l'écartement

des sommets de l'hyperbole exprimé par Δ (équation 37) est à son maximum pour l'espèce minérale donnée.

2. EFFETS DE LA DISPERSION EN LUMIÈRE BLANCHE.

Lorsque la surface polie est dans une position diagonale, l'isogyre est une hyperbole dont l'équation est donnée par la relation (36).

Dans cette position, la distance Δ séparant les deux sommets de l'hyperbole est exprimée par

$$\Delta^2 = 4 N f^2 \frac{1 - \sqrt{\rho}}{1 + \sqrt{\rho}}. \quad (38)$$

Soit encore en posant

$$4 N \frac{1 - \sqrt{\rho}}{1 + \sqrt{\rho}} = \tau(N, \rho); \quad (38)$$

$$\Delta^2 = f^2 \tau. \quad (39)$$

On voit par ces relations que Δ est une fonction de τ dépendant lui-même de N et de ρ . Comme N et ρ sont susceptibles de varier avec la longueur d'onde de la radiation employée, on voit que Δ peut varier avec la radiation.

En lumière blanche le phénomène se marquera, pour les minéraux dispersifs, par une irisation de l'isogyre dont l'explication en a déjà été donnée pour les minéraux isotropes.

Dans ce cas-ci cependant la dispersion se marque à la fois sur N et sur ρ . Nous allons montrer qu'il est possible de séparer les deux effets.

1° Effets de la dispersion de l'indice de réfraction

N . — Plaçons la surface polie de manière à obtenir la croix noire entre nicols croisés. Dans cette position $\text{tg } \alpha = 0$.

Puis, la platine étant fixe, tournons l'analyseur de façon qu'il fasse un angle $\beta \neq 90^\circ$ avec le polariseur.

L'isogyre obtenue répond à l'équation (33) où l'on fait $\text{tg } \alpha = 0$, soit

$$\cos \beta - \sin \beta \cdot \frac{i^2}{N} \sin 2\varphi = 0. \quad (40)$$

Et en coordonnées cartésiennes d'axes $OY \equiv OP$ et OX normal à OP

$$xy = \frac{Nf^2}{2} \cotg \beta. \quad (41)$$

C'est l'équation d'une hyperbole équilatère d'asymptotes OX et OY et dont la distance Δ des sommets est donnée par

$$\Delta^2 = 4 Nf^2 \cotg \beta = K_0 N,$$

en posant égale à K_0 la constante du microscope.

Cette relation identique à celle obtenue pour les minéraux isotropes permet semblablement et par application de la même règle d'observer les effets de la dispersion sur N avec

$$N_r > N_b$$

ou

$$N_r < N_b.$$

2° Effets de la dispersion du degré d'anisotropie.

— Si l'on place, entre nicols croisés, la surface dans une position diagonale, on obtient une isogyre donnée par l'équation (36). On peut, tout en laissant la platine fixe, ramener l'hyperbole à une croix noire en tournant l'analyseur. En effet, l'équation du lieu pour $\alpha = 45^\circ$ est donnée par la relation (33) où l'on fait $\text{tg } \alpha = 1$, soit

$$\left. \begin{aligned} \cos \beta + \frac{i^2}{N} \cdot \frac{1 - \sqrt{\rho}}{1 + \sqrt{\rho}} \cdot \cos \beta \cdot \sin 2\varphi \\ + \sin \beta \left(\frac{1 - \sqrt{\rho}}{1 + \sqrt{\rho}} - \frac{i^2}{N} \sin 2\varphi \right) = 0. \end{aligned} \right\} (42)$$

Soit en coordonnées cartésiennes en choisissant les axes

OY \equiv OP

OX perpendiculaire à OP

$$\left. \begin{aligned} \cos \beta + \frac{1 - \sqrt{\rho}}{1 + \sqrt{\rho}} \sin \beta \\ + \frac{2xy}{Nf^2} \left(\frac{1 - \sqrt{\rho}}{1 + \sqrt{\rho}} \sin \beta - \sin \beta \right) = 0. \end{aligned} \right\} (43)$$

Pour que ce lieu devienne une croix noire, il faut donner à β une valeur telle que

$$\cos \beta + \frac{1 - \sqrt{\rho}}{1 + \sqrt{\rho}} \sin \beta = 0$$

soit

$$\cotg \beta = - \frac{1 - \sqrt{\rho}}{1 + \sqrt{\rho}}.$$

Et en posant

$$\beta' = \beta - \frac{\pi}{2},$$

$$\boxed{\operatorname{tg} \beta' = \frac{1 - \sqrt{\rho}}{1 + \sqrt{\rho}}}, \quad (44)$$

Cet angle β' est précisément l'angle de rotation du plan de polarisation de la lumière incidente lorsque celui-ci est à 45° des lignes neutres (voir équation 26).

On remarquera que β' est une fonction décroissante du degré d'anisotropie ρ . En particulier si on obtient, en lumière blanche, la croix rouge avant la croix bleue, c'est que $\beta'_r > \beta'_b$. En conséquence nous pouvons écrire

$$\rho_r < \rho_b.$$

3° Effets de la dispersion de la biréflexion \mathfrak{B} . — Lorsque la platine est en position diagonale, l'isogyre est une hyperbole satisfaisant à l'équation (36) et dont les irisations du côté concave et convexe sont commandées par la dispersion de τ (relation 39).

Au centre du champ, lorsque le minéral est dispersif, apparaît une teinte caractéristique de l'espèce et qui est due à la dispersion de la biréflexion \mathfrak{B} .

En effet, dans la partie centrale du champ, la réflexion est normale.

Dans ces conditions, l'éclairement est exprimé par la relation établie en réflexion normale pour une position de la surface à 45° des extinctions (voir [1]) :

$$T = \int I_{\lambda} (\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})^2 d\lambda. \quad (44b)$$

Il se traduit par une teinte particulière qui est celle des radiations pour lesquelles $(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})$ accuse de grandes valeurs.

Comme

$$\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2} = \frac{R_1 - R_2}{\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}} = \frac{\mathfrak{B}}{\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2}}. \quad (44c)$$

On voit que la teinte est commandée par la dispersion de la biréflexion \mathfrak{B} .

3. MINÉRAL ANISOTROPE ABSORBANT.

Lorsque le minéral est absorbant, les vibrations réfléchies deviennent elliptiques. L'ellipsité est due :

1° Au déphasage créé par l'incidence oblique exprimé, comme pour les minéraux isotropes, par la relation

$$\operatorname{tg} \delta = 2i^2 \frac{\alpha}{\eta^2 + \alpha^2}. \quad (19)$$

Dans le cas qui nous occupe η et α doivent être considérés comme des indices moyens.

2° Au déphasage existant entre les deux composantes de la vibration réfléchie même sous l'incidence normale.

Il est exprimé par la relation [11] [1] :

$$\operatorname{tg} \delta' = \operatorname{tg} (\delta'_1 - \delta'_2), \quad (45)$$

avec

$$\operatorname{tg} \delta'_1 = \frac{2 \kappa_1}{1 - (\eta_1^2 + \kappa_1^2)}; \quad \operatorname{tg} \delta'_2 = \frac{2 \kappa_2}{1 - (\eta_2^2 + \kappa_2^2)}, \quad (45b)$$

où

η_1 et κ_1 sont les indices de réfraction et d'extinction correspondant à la composante dirigée suivant le plus grand pouvoir réflecteur de la surface;

η_2 et κ_2 sont les indices correspondant à l'autre composante.

L'ellipsité commandée par le déphasage δ exprimé par la relation (19) influe sur la rotation de convergence qui s'exprime

$$\operatorname{tg} \psi = - \frac{i^2}{\mathcal{O}\mathcal{L}} \sin 2\varphi, \quad (46)$$

où

$$\mathcal{O}\mathcal{L} = f(\eta, \kappa).$$

L'ellipsité commandée par le déphasage δ' (relation 45) se marque sur la rotation d'anisotropie.

Si l'on convient de confondre la vibration elliptique avec une vibration rectiligne dirigée comme le grand axe de l'ellipse, la rotation devient

$$\varepsilon = \pi + \alpha - \mu. \quad (47)$$

avec

$$\operatorname{tg} 2\mu = \cos \varphi \cdot \operatorname{tg} 2\theta. \quad (48)$$

Mais de toutes façons, et pour autant que le minéral ne soit pas trop absorbant (ce qui est le cas pour la plupart des minéraux opaques), l'équation de l'isogyre entre nicols croisés est toujours exprimée

$$xy = \frac{\mathcal{O}\mathcal{L} f^2}{2} \cdot \frac{(1 - \sqrt{\rho}) \operatorname{tg} \alpha}{1 + \sqrt{\rho} \operatorname{tg}^2 \alpha}. \quad (50)$$

C'est toujours une hyperbole équilatère qui dégénère en une croix noire lorsque les lignes neutres de la surface se confondent avec les plans de polarisation des nicols. Pour un tour complet de la platine, la croix se disloque et se reforme quatre fois.

IV. — EFFETS D'UNE TENSION DANS LA LENTILLE D'OBJECTIF.

Lorsque la lentille d'objectif n'est soumise à aucune tension, les figures de convergence observées sont celles décrites précédemment. Si par suite d'un défaut de fabrication ou d'un ser-

rage exagéré de la bague d'objectif, la lentille est soumise à tension, le vecteur lumineux subit une rotation ω lors du passage dans l'objectif et les figures de convergence sont déformées. Nous analysons ci-après ces déformations.

1. MINÉRAUX ISOTROPES.

Appelons ω la rotation due au phénomène de tension. Entre nicols croisés, l'amplitude de la vibration réfléchie transmise suivant l'analyseur devient (voir équation 10) :

$$\alpha = u \sqrt{R} \cos \left(\psi + \omega - \frac{\pi}{2} \right) = u \sqrt{R} \sin (\psi + \omega),$$

ou après développement :

$$\alpha = u \sqrt{R} \cdot \cos \psi \cdot \cos \omega (\operatorname{tg} \omega + \operatorname{tg} \psi). \quad (51)$$

Elle s'annule pour les points satisfaisant à la relation

$$\operatorname{tg} \omega - \frac{i^2}{n} \sin 2\varphi = 0. \quad (52)$$

Soit en coordonnées cartésiennes

$$\boxed{xy = \frac{nf^2}{2} \operatorname{tg} \omega}. \quad (53)$$

Au lieu d'obtenir une croix noire, on obtient une hyperbole équilatère fixe avec la rotation de la platine. Les asymptotes sont OP et OA et la distance entre les sommets est proportionnelle à $\operatorname{tg} \omega$.

Les branches d'hyperbole apparaîtront dans l'un ou l'autre des quadrants selon le signe de ω .

2. MINÉRAUX ANISOTROPES.

Dans les mêmes conditions on a, entre nicols croisés :

$$\alpha = |\operatorname{MD}| \sin (\psi + \varepsilon + \omega),$$

ou

$$\alpha = |\operatorname{MD}| \cdot \cos \psi \cdot \cos \varepsilon \cdot \cos \omega [\operatorname{tg} \psi + \operatorname{tg} \varepsilon + (1 - \operatorname{tg} \psi \cdot \operatorname{tg} \varepsilon) \operatorname{tg} \omega]. \quad (54)$$

L'amplitude s'annule pour les points satisfaisant à la relation

$$\operatorname{tg} \psi + \operatorname{tg} \varepsilon + (1 - \operatorname{tg} \psi \cdot \operatorname{tg} \varepsilon) \operatorname{tg} \omega = 0,$$

ou

$$\frac{i^2}{N} \cdot \sin 2\varphi \cdot \left[\operatorname{tg} \omega \cdot \frac{(1 - \sqrt{\rho}) \operatorname{tg} \alpha}{1 + \sqrt{\rho} \operatorname{tg}^2 \alpha} - 1 \right] + \operatorname{tg} \omega + \frac{(1 - \sqrt{\rho}) \operatorname{tg} \alpha}{1 + \sqrt{\rho} \operatorname{tg}^2 \alpha} = 0.$$

Soit, en coordonnées cartésiennes,

$$\frac{2xy}{Nf^2} \left[\operatorname{tg} \omega \cdot \frac{(1 - \sqrt{\rho}) \operatorname{tg} \alpha}{1 + \sqrt{\rho} \operatorname{tg}^2 \alpha} - 1 \right] = - \left[\operatorname{tg} \omega + \frac{(1 - \sqrt{\rho}) \operatorname{tg} \alpha}{1 + \sqrt{\rho} \operatorname{tg}^2 \alpha} \right]. \quad (55)$$

L'écart maximum entre les sommets de l'hyperbole est pratiquement obtenu pour $\alpha = 45^\circ$. Dans cette position de la platine, l'équation de l'hyperbole s'écrit

$$xy = \frac{Nf^2}{2} \frac{\operatorname{tg} \omega + \operatorname{tg} \beta'}{1 - \operatorname{tg} \beta' \cdot \operatorname{tg} \omega}$$

en posant (voir équation 44)

$$\operatorname{tg} \beta' = \frac{1 - \sqrt{\rho}}{1 + \sqrt{\rho}}.$$

Soit encore plus simplement

$$xy = \frac{Nf^2}{2} \cdot \operatorname{tg} (\omega + \beta'). \quad (56)$$

La distance entre les sommets est mesurée par Δ_1 qui vaut

$$\Delta_1^2 = 4 Nf^2 \cdot \operatorname{tg} (\omega + \beta'). \quad (57)$$

A 90° de cette position, soit pour $\alpha = -45^\circ$, l'équation de l'isogyre s'écrit

$$xy = \frac{Nf^2}{2} \operatorname{tg} (\omega - \beta'). \quad (58)$$

La distance entre les sommets est mesurée par Δ_2 qui vaut

$$\Delta_2^2 = 4 Nf^2 \operatorname{tg} (\omega - \beta'). \quad (59)$$

Si nous supposons ω et β' de même signe, on voit par les relations (58) et (56) que si

$$\omega > \beta',$$

les hyperboles restent dans les mêmes quadrants pendant un tour complet de la platine du microscope et il ne se forme plus de croix noire.

Si

$$\omega = \beta',$$

la croix noire se forme deux fois pour un tour complet de la platine mais les positions correspondantes sont à 90° des positions à écarts maximum.

Si

$$\omega < \beta',$$

les hyperboles changent de quadrants en passant par la croix noire réalisée pour une valeur de α telle que

$$\frac{(1 - \sqrt{\rho}) \operatorname{tg} \alpha}{1 + \sqrt{\rho} \operatorname{tg}^2 \alpha} = \operatorname{tg} \omega.$$

mais les figures ne sont plus symétriques pour un tour complet de la platine.

Le maximum d'écartement dans les quadrants positifs est donné par (57) et le maximum d'écartement dans les quadrants négatifs est donné par (59).

Et l'on voit aisément que

$$\Delta_1 > \Delta_2.$$

3. NORMALISATION DES FIGURES DE CONVERGENCE.

On peut normaliser les figures de convergence de deux manières différentes :

1° En desserrant l'objectif tout en examinant la figure de convergence d'un minéral isotrope. Dès que l'hyperbole dégénère en une croix, toute tension est supprimée de l'objectif et l'angle $\omega = 0$.

2° En laissant l'objectif sous tension mais en tournant l'analyseur d'un angle ω dans le sens convenable.

De toute manière, il faut être très prudent avant de passer aux mesures en lumière convergente et éliminer les effets de tension. Avec certains objectifs utilisés, la rotation due à la tension interne des lentilles atteignait 1 à 3°.

V. — UTILISATION DES FIGURES DE CONVERGENCE.

Dans la pratique courante de la minéralogie microscopique, les figures de convergence en lumière réfléchie offrent de multiples possibilités analysées brièvement ci-après.

Tout en élargissant le champ d'application du microscope polarisant, elles permettent de préciser certaines propriétés des minéraux et de faciliter leur détermination.

1. RECONNAITRE L'ISOTROPIE OU L'ANISOTROPIE D'UN MINÉRAL.

Entre nicols croisés un *minéral isotrope* montre une croix noire fixe. Toutefois si l'objectif est sous tension la figure se compose d'une hyperbole qui reste cependant fixe quelque soit la rotation imprimée à la platine du microscope.

Au contraire, un *minéral anisotrope* montre une isogyre en forme d'hyperbole déformable avec la rotation de la platine.

Il y a doute si la surface polie est normale à l'axe optique d'un minéral anisotrope. Le doute ne peut être levé qu'en examinant une surface polie du même minéral mais différemment orientée.

2. PRÉCISER SUR UNE SURFACE ANISOTROPE LA POSITION ET LA NATURE DES LIGNES NEUTRES.

Les lignes neutres de la surface sont confondues avec les plans de polarisation des nicols lorsque l'isogyre est en croix.

Pour reconnaître la ligne neutre portant le plus grand pouvoir réflecteur on se souviendra que c'est celle qui apparaît dans les mêmes quadrants que les isogyres lorsqu'on a disloqué la croix en tournant la platine.

Notons que la méthode est plus précise que la méthode des extinctions en lumière parallèle qui ne sont jamais nettes lorsque le minéral est absorbant ou dispersif.

3. DÉTERMINER LA ROTATION ET LE DEGRÉ D'ANISOTROPIE D'UNE SURFACE PAR SIMPLE MESURE ANGULAIRE.

On suivra le processus suivant, les nicols étant croisés :
1° Former l'isogyre en croix par rotation de la platine;

2° Placer ensuite la platine dans une position diagonale par une nouvelle rotation de 45°;

3° Tourner l'analyseur d'un angle β' de façon à ramener la croix noire.

L'angle β' mesure la rotation d'anisotropie lorsque $\alpha = 45^\circ$ et, d'autre part, $\text{tg } \beta'$ est une fonction de ρ exprimée par la relation (44). De cette relation on tire

$$\sqrt{\rho} = \frac{1 - \text{tg } \beta'}{1 + \text{tg } \beta'}. \quad (60)$$

Remarque. — L'angle β' n'est pas l'angle de rotation maximum qui est obtenu pour une valeur de α telle que [11]

$$\text{tg } \alpha = \rho^{-1/4}.$$

Mais comme ρ compris entre 0 et 1 est généralement proche de l'unité, on peut dans la plupart des cas considérer β' comme l'angle maximum de rotation.

La méthode permet de mesurer β' d'une façon très précise, contrairement à la méthode du nicol tournant en lumière parallèle qui se heurte à l'imperfection des extinctions dans le cas des minéraux absorbants.

D'autre part, les mesures de ρ se font sans passer par la détermination des pouvoirs réflecteurs qui exige l'utilisation d'une cellule photoélectrique couplée à un microampèremètre. Le tableau des mesures ci-après permet d'ailleurs de souligner la concordance des valeurs obtenues par les deux procédés.

Mesurer l'indice ou le module de réfraction des minéraux opaques.

Nous avons établi qu'entre nicols faisant entre eux un angle β , la figure de convergence obtenue avec un minéral isotrope en position quelconque (équation 14) ou avec un minéral anisotrope dont l'une des lignes neutres se confond avec le plan du polariseur (équation 41), était une hyperbole d'équation :

$$xy = \frac{N f^2}{2} \cotg \beta. \quad (41)$$

Minéral	Utilisation des figures de convergence			Mesure des pouvoirs réflecteurs			Système cristallin de l'espèce
	β'	$\text{tg } \beta'$	ρ	$\rho = \frac{I_2}{I_1}$	I_1	I_2	
Stibine	5°	0,0875	0,7	0,7	106	72	Orthorhombique
Sidérose	3°	0,052	0,81	0,83	30	25	Rhomboédrique
Oligiste	2°	0,035	0,87	0,90	69	62	Rhomboédrique
Covelline	11°	0,194	0,45	0,44	144	64	Hexagonal
Énergite	2°	0,035	0,87	0,92	63	58	Orthorhombique
Cassitérite claire	1°	0,017	0,96	0,92	27	25	Quadratique
Wolframite	1°	0,017	0,96	0,93	42	39	Monoclinique
Pyrolusite	5°	0,0875	0,7	0,67	73	49	Quadratique
Molybdénite	2°	0,035	0,87	0,84	37	31	Hexagonal

La distance entre les sommets de l'hyperbole est donnée par Δ tel que

$$\Delta^2 = K_0 N, \quad (18)$$

avec

$$K_0 = 4 f^2 \cotg \beta. \quad (17)$$

Dans ces relations N représente
soit l'indice de réfraction pour les corps isotropes non absorbants;
soit l'un des indices de réfraction pour les corps anisotropes non absorbants;
soit le module de réfraction pour les corps absorbants.

La formule (18) permet donc de déterminer N en mesurant Δ après détermination préalable de la constante K_0 du microscope. On mesure Δ en nombre de divisions d'un micromètre oculaire. On détermine K_0 par mesure de Δ relative à un minéral non absorbant dont l'indice de réfraction N est connu.

1° Détermination de la constante du microscope K_0 . — On a choisi la blende claire pour laquelle on a $N = n = 2,4$. L'angle β de l'analyseur a été choisi de 85° d'où

$$\cotg \beta = 0,0875.$$

On mesure $\Delta = 12$ divisions.

Appliquant la formule (18), il vient

$$K_0 = 60.$$

Précision de la mesure. — Par différentiation de la formule (18) où N est considéré comme une constante, il vient

$$d K_0 = \frac{2 \Delta}{N} d \Delta. \quad (61)$$

Dans l'observation de la figure de convergence, l'erreur $d\Delta$ sur Δ est assez importante, compte tenu de l'épaisseur de l'isogyre. Au minimum on a

$$d \Delta = 1.$$

Soit donc pour la blende où $\Delta = 12$:

$$d K_0 = \frac{24}{2,4} = 10.$$

Et pour K_0 la valeur

$$K_0 = 60 \pm 10.$$

Nous adoptons la valeur 60.

2° Détermination de N . — K_0 étant connu, on obtient directement N pour les minéraux isotropes en appliquant la formule 18.

Pour les minéraux anisotropes, on procède préalablement comme suit : on croise les nicols et par rotation de la platine on forme l'isogyre en croix. Celle-ci étant obtenue, on bloque la platine puis on tourne l'analyseur de 5° .

Précision de la mesure. — Par différentiation de (18) où K_0 est une constante, on obtient

$$d N = \frac{2 \Delta}{K_0} d \Delta, \quad (62)$$

et

$$\frac{d N}{N} = 2 \frac{d \Delta}{\Delta}.$$

L'erreur relative sur N est le double de l'erreur relative sur Δ . Elle diminue pour des valeurs croissantes de Δ .

Par exemple pour le quartz, en section perpendiculaire à l'axe optique, on a obtenu

$$\Delta = 10 \quad \text{d'où} \quad n = 1.6 \pm 0.3 \quad \text{soit} \quad 1.3 < n < 1.9.$$

Il ne faut donc pas s'attendre à des valeurs précises de n . Mais la méthode a surtout le mérite de fixer rapidement un ordre de grandeur de N . Nous donnons dans le tableau ci-après quelques valeurs mesurées comparées aux valeurs réelles :

Remarque. — Pour les minéraux transparents, les valeurs de N calculées concordent avec les valeurs de l'indice de réfraction (quartz, hématite, chromite, etc.).

Pour les minéraux absorbants, les valeurs obtenues sont d'autant plus faibles que le corps est plus absorbant. Notamment pour les métaux $N < 1$. Il semble donc que la fonction $N = f(\eta, \kappa)$ soit décroissante pour des valeurs de κ croissantes.

Mesurer la dispersion de la rotation et du degré d'anisotropie

On procède de la façon suivante : Former la croix noire entre nicols croisés par rotation de la platine. Placer ensuite la platine en position diagonale par rotation ultérieure de 45° . Bloquer la platine puis ramener la croix par rotation de l'analyseur. Lorsque le minéral est très dispersif, on forme la croix rouge (ou bleue) avant la croix bleue (ou rouge), soit pour des valeurs

$$\beta'_r \neq \beta'_v.$$

L'angle

$$d\beta' = |\beta'_r - \beta'_v| \quad (63)$$

mesure la dispersion de la rotation d'anisotropie.

D'autre part, pour chaque valeur de β' on peut calculer par la relation 60 les valeurs ρ_r et ρ_v pour les radiations extrêmes et une dispersion d'un degré d'anisotropie donnée par

$$d\rho = |\rho_r - \rho_v|. \quad (64)$$

Exemple. — Pour la covelline on a mesuré successivement

$$\beta'_r = 14^\circ; \quad \beta'_v = 8^\circ;$$

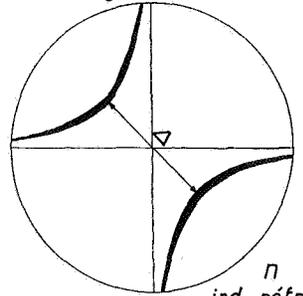
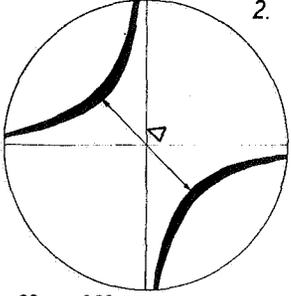
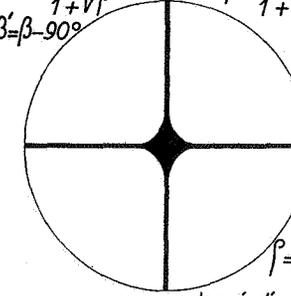
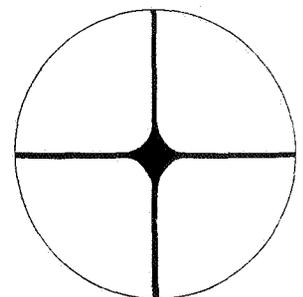
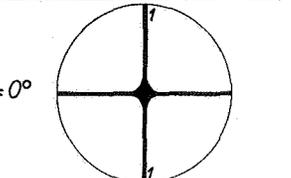
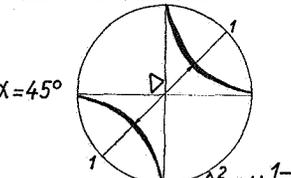
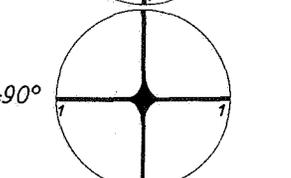
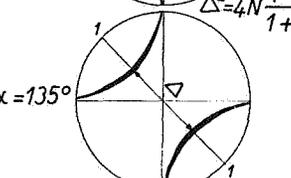
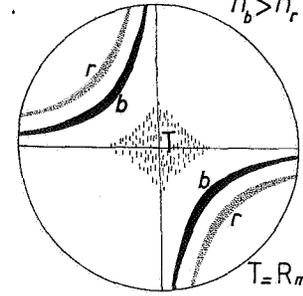
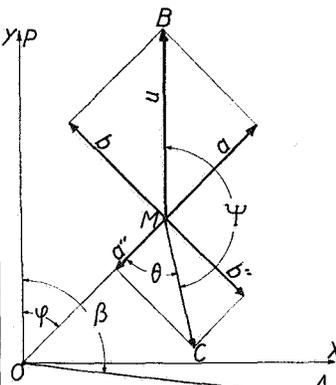
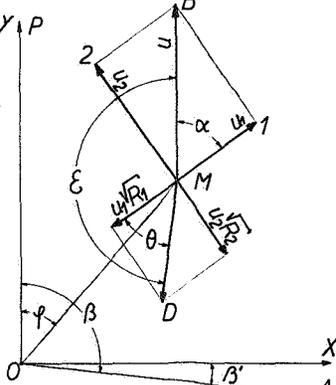
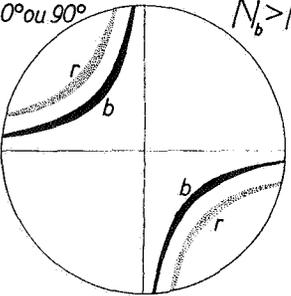
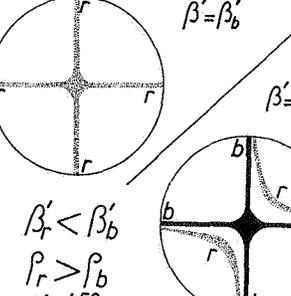
d'où

$$d\beta' = 6^\circ.$$

A partir de ces valeurs on a calculé

$$\rho_r = 0,36; \quad \rho_v = 0,57; \quad d\rho = 0,21.$$

Minéral	Δ	N calculé	N réel	Système cristallin
Bornite	8	$1,06 \pm 0,26$	—	Cubique
Cassitérite claire	9	$1,35 \pm 0,3$	—	Quadratique
Cassitérite noire	9	$1,35 \pm 0,3$	—	Quadratique
Chalcosine	8	$1,06 \pm 0,26$	—	Orthorhombique
Chromite	11	$2,0 \pm 0,36$	2,1	Cubique
Columbo tantalite	11	$2,0 \pm 0,36$	2,1	Orthorhombique
Covelline	9	$1,35 \pm 0,3$	1,45	Hexagonal
Énergite	9	$1,35 \pm 0,3$	—	Orthorhombique
Galène	8	$1,06 \pm 0,26$	—	Cubique
Hématite	12	$2,4 \pm 0,4$	3,00	Rhomboédrique
Linnéite	6	$0,60 \pm 0,2$	—	Cubique
Molybdénite	8	$1,06 \pm 0,26$	—	Hexagonal
Magnétite	12	$2,40 \pm 0,4$	2,42	Cubique
Néodigénite	11	$2,0 \pm 0,36$	—	Cubique
Pentlandite	10	$1,6 \pm 0,3$	—	Cubique
Pyrolusite	8	$1,06 \pm 0,26$	—	Quadratique
Quartz	10	$1,6 \pm 0,3$	1,54	Rhomboédrique
Stibine	7	$0,82 \pm 0,23$	—	Orthorhombique
Wolframite	11	$2,0 \pm 0,36$	2,3	Monoclinique
Acier	5	$0,42 \pm 0,16$	—	Cubique
Cuivre	3	$01,5 \pm 0,10$	—	Cubique
Étain	5	$0,42 \pm 0,16$	—	Quadratique

MINÉRAUX ISOTROPES		REFLEXION CONVERGENTE		MINÉRAUX ANISOTROPES	
NON ABSORBANTS	ABSORBANTS			NON ABSORBANTS	ABSORBANTS
NON DISPERSIFS				NON DISPERSIFS	
$\Delta^2 = n^2 f^2 \cotg \beta$ ou $\Delta^2 = n k_0$  $\beta \neq 90^\circ$ <i>n</i> ind. réfract.	$\Delta^2 = m k_0$ $m = m(\eta, \xi)$ $\eta = \frac{b''}{a''} = \frac{\cos(i-r)}{\cos(i+r)} \operatorname{tg} \varphi$ $\mathcal{A} = u \sqrt{R} \cos \varphi (\cos \beta - \frac{i^2 \sin 2\varphi}{n} \sin \beta)$ $\frac{i^2 \sin 2\varphi}{n} = \cotg \beta$ $x y = \frac{n f^2 \cotg \beta}{2}$ <i>m</i> mod. réfract.	$\operatorname{tg} \theta = \sqrt{P} \operatorname{tg} \alpha$ $x y = \frac{N f^2 (1 + \sqrt{P} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg}(\alpha - \beta))}{2 \sqrt{P} \operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg}(\alpha - \beta)}$ $\frac{i^2 \sin 2\varphi}{N} = \frac{1 + \sqrt{P} \operatorname{tg} \alpha \operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\sqrt{P} \operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg}(\alpha - \beta)}$ $x y = \frac{N f^2 \cotg \beta}{2}$	$\Delta^2 = N k_0$ $N = \frac{n_1 + n_2}{2}$  $\alpha = 0^\circ$ ou 90°	$\operatorname{tg} \beta' = \frac{1 - \sqrt{P}}{1 + \sqrt{P}}$ $\beta' = \beta - 90^\circ$ $\sqrt{P} = \frac{1 - \operatorname{tg} \beta'}{1 + \operatorname{tg} \beta'}$  $\alpha = 45^\circ$ ou 135° $P = \frac{R_2}{R_1}$ degré d'anisotr.	$\Delta^2 = N^2 k_0$ $N^2 = N^2(\eta, \xi, \zeta, \xi)$ <i>N</i> mod. réfract.
$\beta = 90^\circ$ 	$x y = 0$	$\frac{i^2 \sin 2\varphi}{N} = \frac{(1 - \sqrt{P}) \operatorname{tg} \alpha}{1 + \sqrt{P} \operatorname{tg} \alpha}$ $x y = \frac{N f^2 (1 - \sqrt{P}) \operatorname{tg} \alpha}{2 (1 + \sqrt{P} \operatorname{tg} \alpha)}$	$\alpha = 0^\circ$ 	$\alpha = 45^\circ$  $\Delta^2 = 4N \frac{1 - \sqrt{P}}{1 + \sqrt{P}}$	$\beta = 90^\circ$ $\Delta^2 = 4N \frac{1 - \sqrt{P}}{1 + \sqrt{P}}$
	Ψ : Rotation de convergence $\operatorname{tg} \Psi = -\frac{i^2 \sin 2\varphi}{n}$	\mathcal{E} : Rotation d'anisotropie $\operatorname{tg} \mathcal{E} = -\frac{(1 - \sqrt{P}) \operatorname{tg} \alpha}{1 + \sqrt{P} \operatorname{tg} \alpha}$	$\alpha = 90^\circ$ 	$\alpha = 135^\circ$ 	
DISPERSIFS				DISPERSIFS	
$\beta \neq 90^\circ$  $n_b > n_r$ $m_b > m_r$ $T = R_{max}$			$\alpha = 0^\circ$ ou 90°  $N_b > N_r$	$\beta' = \beta'_b$  $\beta' = \beta'_r$ $\beta'_r < \beta'_b$ $P_r > P_b$ $\alpha = 45^\circ$	$\beta \neq 90^\circ$

Préciser le sens de la dispersion du module (ou indice) de réfraction N , du degré d'anisotropie ρ et de la biréfractance β

Comme nous l'avons noté, il est toujours possible de spécifier, sur les minéraux dispersifs, le sens de la dispersion.

1° Du module N (ou indice) de réfraction en examinant la figure de convergence entre nicols décalés d'un angle $\beta \neq 90^\circ$. On notera suivant les irisations

$$N_r < N_v \quad \text{ou} \quad N_r > N_v.$$

2° Du degré d'anisotropie ρ en opérant comme il est dit au paragraphe précédent.

Minéraux isotropes	Dispersion de N
Bornite	$N_r < N_v$
Pentlandite	$N_r > N_v$

Minéraux anisotropes	Système cristallin	Dispersion de N	Dispersion de ρ	Maximum de β (teinte partie centrale)
Covelline	Hexagonal	$N_r < N_v$	$\rho_r < \rho_v$	Rouge
Chalcosine	Orthorhombique	$N_r > N_v$	—	Vert
Mispickel	Monoclinique	—	$\rho_r > \rho_v$	—
Niccoline	Hexagonal	—	$\rho_r > \rho_v$	Vert
Stibine	Orthorhombique	$N_r > N_v$	$\rho_r > \rho_v$	Bleu
Pyrolusite	Quadratique	$N_r > N_v$	—	—
Pyrrhotine	Hexagonal	$N_r < N_v$	$\rho_r < \rho_v$	Orange
Chalcopyrite	Quadratique	—	—	Gris verdâtre
Énargite	Orthorhombique	—	$\rho_r < \rho_v$	Rose verdâtre
Oligiste	Hexagonal	$N_r > N_v$	$\rho_r < \rho_v$	Gris
Reniérite	—	$N_r < N_v$	$\rho_r > \rho_v$	Vert grisâtre

3° De la biréfectence \mathfrak{B} qui est maximum pour la radiation dont la teinte colore la partie centrale du champ lorsque la surface est en position diagonale.

Nous avons consigné dans le tableau ci-avant les résultats de nos observations.

Détecter des anisotropies de texture.

Certains minéraux isotropes montrent parfois des figures de convergence témoignant d'une anisotropie certaine. Chaque fois ces minéraux ne se présentaient pas seuls mais accompagnés d'un autre minéral réalisant avec le premier une texture d'association réticulée microscopique ou submicroscopique. Dans une telle structure les propriétés optiques varient selon que le vecteur lumineux est parallèle ou normal aux alignements des inclusions. C'est le cas notamment pour la galène tricotée, la magnétite à inclusions réticulées d'ilménite, etc.

BIBLIOGRAPHIE.

1. BEUGNIES, A., 1957, Optique cristalline. (Cours édité par la Fédération des étudiants de la Faculté polytechnique de Mons.)
2. BRUHAT, G., 1947, Optique. Masson & Cie, Paris.
3. CAMEBON, E. N. and GREEN, L. H., 1950, Polarization figures and rotation properties. New aids for the mineragrapher. (*Economic Geology U.S.A.*, vol. 45, pp. 252 et 253.)
4. — 1950, Polarization figures and rotation properties in reflected light and their application to the identification of ore minerals. (*Ibid.*, vol. 45, pp. 719-754.)
5. CAPDECOMME, L., 1938, Recherches sur les mesures de pouvoirs réflecteurs au moyen du microscope. (*Bull. Soc. franç. Minéral.*, t. 61, pp. 5-118.)
6. — 1940, Observations qualitatives sur les sections de cristaux opaques au moyen du microscope métallographique polarisant. (*Ibid.*, t. 63, pp. 19-55.)
7. CAPDECOMME, L. et ORCEL J., 1941, Détermination des propriétés optiques des cristaux opaques à l'aide du microscope métallographique polarisant. (*Revue d'optique théorique et expérimentale*, t. 20, pp. 48-114.)
8. NEUERBURG, G. J., 1947, Optical figures obtained with the reflecting microscope. (*Am. Mineralogist*, vol. 32, pp. 527-543.)
9. — 1948, Effects of rotation of objectives on the optical properties of opaque mineral in polarized light. (*Ibid.*, vol 33, pp. 496-502.)

10. ORCEL, J., 1925, Les méthodes d'examen microscopique des minerais métalliques. (*Bull. Soc. franç. Minéral.*, t. 48, pp. 272-361.)
 11. — 1949, L'examen microscopique des minerais opaques des roches et des minerais métalliques, in RINNE, *La Science des Roches*. Paris, Librairie Lamarre.
 12. ORCEL, J. et BERTHELOT, C., 1930, Les minerais, étude, préparation mécanique, marché. Paris, Baillière.
-