Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 25 (1943)

Artikel: Généralisation du principe de focalisation rotatoire de Bragg-de Broglie pour la spectrographie Roentgen : application aux spectrographes à deux cristaux : focalisation et structure mosaïque

Autor: Tellez-Plasencia, H.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-742303

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 13.07.2025

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

Généralisation du principe de focalisation rotatoire de Bragg-de Broglie pour la spectrographie Rœntgen. Application aux spectrographes à deux cristaux. Focalisation et structure mosaïque.

PAR

H. TELLEZ-PLASENCIA

(Avec 7 fig.)

I. — Focalisation rotatoire et focalisation statique.

Déjà dans leurs premières publications consacrées à la spectrographie des rayons X, Bragg [1] et de Broglie [2] avaient montré par une construction géométrique simple que, dans un spectrographe *symétrique* — c'est-à-dire dans lequel le cristal se trouve à mi-chemin entre le diaphragme et le récepteur —, les rayons de même longueur d'onde issus du premier en directions divergentes, et réfléchis *successivement* sur toute la surface du cristal, viennent se réunir sur un seul point du récepteur. Il n'y a pas, à proprement parler, une *focalisation* véritable, car il n'y a pas une concentration *simultanée* d'énergie sur un point; mais l'effet est analogue, car des points différents du film sont impressionnés simultanément; la luminosité, réciproque du temps de pose, s'en trouve accrue, et le pouvoir séparateur aussi, du fait de la réunion, sur un point, des rayons de même λ divergents à l'origine. Nous qualifions de *rotatoire* cette méthode de focalisation.

Elle est malheureusement soumise à deux limitations, qui réduisent considérablement sa portée pratique: 1° elle est inapplicable, dans sa forme originale, à la méthode de *trans-*

mission (ou de réflexion par des plans internes, formant un angle droit, ou presque, avec la face du cristal; du Mond [3] propose de la dénommer méthode de Laue, par opposition à celle de Bragg, ou de *réflexion* sur la face principale du cristal); 2° dans le montage symétrique de *réflexion*, le seul possible sous la forme classique, les dimensions usuelles des cristaux limitent l'ouverture utile du faisceau à des dimensions angulaires très réduites, et le gain de luminosité est minime.

La généralisation de cette méthode de focalisation, suggérée par nous en 1940 (C. R. Ac. Sc., 210, p. 395) tend précisément à surmonter ces limitations.

Une méthode différente, dont le principe avait été suggéré par M. de Broglie, a été réalisée par Johann [4] en réflexion, et par Cauchois [5] en transmission: c'est la méthode du cristal courbe qui a constitué un progrès énorme sur la précédente. Nous lui donnerons le nom de *focalisation statique* parce qu'elle se fait sans mouvement du cristal. Elle est sujette à trois limitations: 1° le foyer, où les rayons de même longueur d'onde viennent se réunir simultanément, a la forme d'une caustique, ayant une certaine largeur et une certaine dyssymétrie; assez discrètes, il est vrai, pour permettre de séparer les raies spectrales très voisines, mais qui interdisent cependant d'utiliser la méthode pour étudier la silhouette vraie d'une raie spectrale; 2° les rayons doivent sortir du foyer suivant des lignes convergentes, ce qui exige l'emploi d'un foyer large; 3° l'ouverture utile du cristal est limitée (beaucoup moins que dans la méthode de Bragg) par la nécessité de séparer les rayons réfléchis des rayons directs.

On a qualifié cette méthode de *focalisation horizontale*, par opposition à une autre dite *verticale*, créée par Gouy [6] et mise au point par Kunzl [7], où le cristal est courbé suivant sa section méridienne; la géométrie et la cinématique, sur le plan équatoriel, sont celles du montage de Bragg-de Broglie. Cette méthode n'a pas été généralisée, parce que la courbure du cristal doit varier pour chaque longueur d'onde, avec une tolérance assez restreinte; la solution adoptée par Dolejsek et Tayerle [8], de faire varier la courbure du cristal au cours de sa rotation, semble trop délicate.

II. — Le spectrographe à deux cristaux.

La théorie du spectrographe à deux cristaux a été établie par Schwarzschild [9] et par von Laue [10]; on en trouve un exposé méthodique dans l'ouvrage classique de Compton et Allison: *X-rays in theory and experiment.* Du Mond [11] a beaucoup fait pour en tirer des conséquences simples et utiles; nous n'y reviendrons pas. Notons simplement quelques points de nomenclature: avec les auteurs américains (Allison-Williams [12]), nous désignons par cristal A le premier, dans l'ordre de marche de rayons et par B le deuxième. Les positions de ces cristaux peuvent être deux: (n_A, n_B) lorsque les deux réflexions se font dans le même sens (n étant l'ordre de réflexion sur chaque cristal; lorsque $n_A = n_B$, la position s'appelle *anti-parallèle*) et $(n_A, -n_B)$ dans le cas contraire (position *parallèle*, si $n_A = n_B$). La dispersion $D = d\beta/d\lambda$, est le déplacement angulaire que l'on doit donner au cristal B, lorsque, A étant fixe, la longueur d'onde incidente varie de $d\lambda$, pour que la réflexion double continue à être possible. *En position parallèle la dispersion est nulle*; toute longueur d'onde réfléchie sélectivement par le cristal A, l'est aussi par B, c'est là la base de notre généralisation de la méthode de focalisation rotatoire au cas de deux cristaux.

Le spectrographe double présente deux avantages principaux: 1° le pouvoir séparateur y est indépendant de l'ouverture des diaphragmes; 2° la courbe de diffraction, à la sortie du deuxième cristal, se rapproche autant que possible de la silhouette théorique de la raie spectrale [13, 14, 15] et le rôle perturbateur des cristaux peut être encore réduit par un décalage angulaire du deuxième cristal; une construction de du Mond [11] le montre clairement. Enfin, le spectrographe double permet de réduire au minimum le rayonnement incohérent parasite. Le nombre de modèles de spectrographes à deux cristaux, employés depuis le premier de Davis et Stempel [16] est très grand: nous ne citerons [17-25] que ceux qui présentent des particularités techniques remarquables. On l'a

employé surtout pour étudier la courbe de diffraction propre des cristaux, la silhouette des raies spectrales, et comme monochromateur. La plupart des modèles emploient la chambre d'ionisation comme instrument récepteur; l'inscription photographique, infiniment plus rapide, est l'exception, bien qu'elle permette aussi des mesures quantitatives précises. Le balayage d'un large champ angulaire n'a été envisagé que rarement [19]. Une méthode quelconque de focalisation n'a jamais été envisagée; seul Parratt [26] fait une allusion vague à une possibilité de focalisation, tout en soulignant l'avantage qu'il y aurait à employer le rayonnement issu de toute la surface émettrice, au lieu de la limiter par des diaphragmes: Webster, Hansen et Duveneck [27] ont montré que cet avantage est une véritable nécessité, car lorsque la tension d'excitation varie, la surface utile de l'anticathode varie également, et l'émission par unité de flux électronique, déduite de l'émission par unité de surface, en est totalement faussée.

Nous montrerons plus tard comment la focalisation selon Bragg-de Broglie généralisée permet, dans les spectrographes à deux cristaux, un gain considérable, non seulement de luminosité, mais aussi de pouvoir séparateur, en éliminant certains facteurs géométriques qui tendent à le réduire.

III. — Généralisation du principe de focalisation rotatoire.

La construction symétrique de Bragg-de Broglie implique que le cristal doit se trouver à mi-chemin entre le film et la fente du collimateur. Mais nous allons voir que cette condition n'est nullement nécessaire; au contraire, en cessant de l'observer, on rend possible la focalisation pour la méthode de transmission.

Dans les constructions qui suivent, nous adoptons, comme axes de référence, la ligne YY qui représente le plan réfléchissant du cristal unique (ou du premier, lorsqu'il y en a deux), et la ligne XX perpendiculaire à la première par l'axe O de

rotation du même cristal. On considère le mouvement relatif des autres parties par rapport à ces axes. Les rayons partent d'un point F qui représente la fente du collimateur. Si celui-ci est double (deux fentes d'ouverture a_1, a_2, séparées par la distance L), le point F se trouve à une distance l de la deuxième fente:

$$l = \frac{a_2}{a_1 + a_2} \mathrm{L} \qquad (1)$$

(si $a_1 = a_2$, $l = \mathrm{L}/2$; et si $a_1 \gg a_2$, $l \ll \mathrm{L}$, et F coïncide avec a_2). Nous appellerons toujours: R = distance du collimateur (point F) à l'axe O de rotation du premier cristal; r = distance entre les axes des deux cristaux; D = rayon du film photographique lorsque son axe coïncide avec un « foyer » ou « image » réelle ou virtuelle du point F; ρ = rayon du film, lorsque son axe coïncide avec l'axe de rotation d'un des cristaux, ou se trouve lié à cet axe par une fonction géométrique quelconque.

A. *Spectrographes à un seul cristal.*

a) *Méthode de réflexion.*

La figure 1 montre deux constructions possibles:

1. Lorsque, comme dans le montage classique, l'axe du film photographique f coïncide avec celui du cristal, on voit dans la figure que, lorsque le foyer F subit un déplacement relatif $\Delta\theta$, les spots $a_1' a_2' \ldots b_1' b_2' \ldots$ des rayons de mêmes longueurs d'onde, a ou b, réfléchis sur des points différents du cristal, viendront se superposer sur un seul point du film, si celui-ci se déplace d'un angle $\Delta\alpha$, constant pour toutes les λ, tel que l'on ait

$$\sin \Delta\alpha = \frac{\mathrm{R}}{\rho} \sin \Delta\theta \ , \quad (2) \ ; \qquad \text{soit} \quad \Delta\alpha \approx \frac{\mathrm{R}}{\rho} \Delta\theta \ . \qquad (2\,bis)$$

La distance angulaire $\widehat{a_n' b_n'}$ est égale à $\Delta\theta + \Delta\alpha \cong \frac{\mathrm{R} + \rho}{\rho} \Delta\theta$: la distance linéaire sera $\Delta\theta(\mathrm{R} + \rho)$.

On voit que, lorsque $\mathrm{R} = \rho$, on retombe dans le cas de Bragg-de Broglie. Cette construction, identique, aux rayons et aux vitesses près, à celle de Bragg-de Broglie, n'est toutefois

pas exacte; en prenant la formule (2 *bis*) à la place de (2) — ce qui est indispensable, puisque le déplacement $\Delta\alpha$ du film doit être constant — on commet une erreur qui croît avec $\Delta\theta$; elle est plus grande pour les rayons marginaux.

En effet, dans la figure 1, $\Delta\theta$ représente à la fois le déplacement relatif de F et l'ouverture du faisceau de rayons; mais le premier peut être plus grand que la dernière. Soit, par exemple (fig. 2), une seule longueur d'onde *a* et deux positions marginales F_2, F_3 du foyer. Si la formule (2 *bis*) était correcte, on devrait avoir:

$$\delta\alpha = \frac{R}{\rho}\,\delta\theta\,, \quad (\delta\alpha = \Delta\alpha_3 - \Delta\alpha_2)\,;\ \delta\theta = \Delta\theta_3 - \Delta\theta_2)\,. \qquad (3)$$

En réalité on a :

$$\sin\Delta\alpha_3 - \sin\Delta\alpha_2 = \frac{R}{\rho}(\sin\Delta\theta_3 - \sin\Delta\theta_2) \qquad (3bis)$$

comme $\delta\alpha$ et $\delta\theta$ sont petits, on peut faire

$$\sin\Delta\alpha_3 - \sin\Delta\alpha_2 = \delta\alpha\cos\frac{\Delta\alpha_3 + \Delta\alpha_2}{2}\,;$$

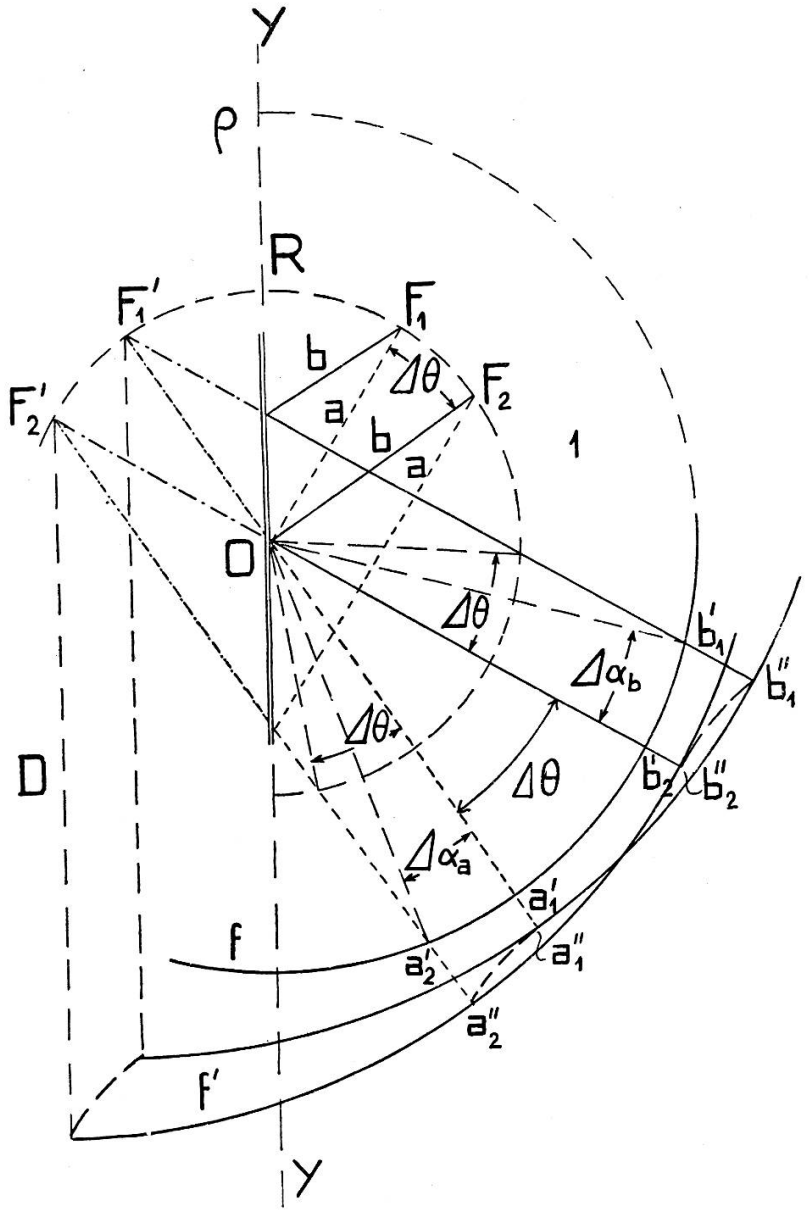
$$\sin\Delta\theta_3 - \sin\Delta\theta_2 = \delta\theta\cos\frac{\Delta\theta_3 + \Delta\theta_2}{2}\,.$$

Et, au lieu de la formule (3), on aura l'approximation, beaucoup plus précise

$$\delta\alpha = \frac{R}{\rho}\,\delta\theta\sqrt{\frac{1 - \sin^2\frac{1}{2}(\Delta\theta_3 + \Delta\theta_2)}{1 - \frac{R^2}{\rho^2}\sin^2\frac{1}{2}(\Delta\theta_3 + \Delta\theta_2)}}\,. \qquad (4)$$

La racine carrée exprime l'erreur commise en appliquant la formule (3), en fonction de la valeur moyenne de $\Delta\theta$. En donnant à $\delta\theta$ une valeur infiniment petite et en intégrant entre zéro et $\Delta\theta$ maximum, on aura l'erreur moyenne et, par elle, l'étendue angulaire du film sur laquelle s'étalera une même longueur d'onde. Mais ce calcul est inutile.

2. En effet, nous pouvons avoir recours à une autre construction beaucoup plus exacte. Au lieu d'imiter, aux dimensions



Fig, 1.

Focalisation dans un spectrographe dyssymétrique, à un cristal, par réflexion.

Lignes de traits courts = parcours des rayons de longueur d'onde *a*. — *Ligne continue* = parcours des rayons de longueur d'onde *b*. — *Traits et points* = prolongation des rayons dans le sens opposé à celui de leur marche. — *Traits longs* = lignes de construction. — *f* = film tournant autour de l'axe O. — *f'* = (une autre construction) film se déplaçant parallèlement à lui-même et au foyer virtuel F'. — *Trait double* = cristal.

près, le montage classique, où l'axe de rotation du cristal est le centre des mouvements de tous les organes, nous allons avoir recours à un « foyer virtuel » $F'_1 F'_2$ (fig. 1), image spéculaire de la fente $F_1 F_2$ par rapport au plan YY du cristal, et dont les déplacements sont symétriques à ceux de F. Le foyer virtuel F′ sera maintenant l'axe du cylindre — de rayon D, quelconque — sur lequel sera enroulé le film f': lorsque F′ subira un déplacement, chaque point du film subira une translation parallèle à celle de F′, sans rotation autour de son axe; alors les images $a''_1 a''_2$, $b''_1 b''_2$ ..... des longueurs d'onde ab ... viendront se superposer exactement, chacune sur un même point du film, et on aura une focalisation entièrement correcte.

L'étalement spectral sera, en mesures angulaires, $\Delta\theta$; en unités linéaires, $D\,\Delta\theta$.

b) *Méthode de transmission.*

Dans le cas où les rayons sont réfléchis par des plans internes, formant un grand angle avec la surface du cristal, les deux constructions possibles (fig. 3) sont analogues aux précédentes. On voit que, lorsque $R = \rho$, toute focalisation est impossible, car les rayons de toute longueur d'onde réfléchis sélectivement, vont se réunir au point F′, symétriquement de la fente F, qui constitue un véritable « foyer réel »: le montage symétrique n'est utilisable qu'avec un système de diaphragmes extrêmement fin. Par contre, pour toute valeur de $R \neq \rho$ les rayons de différente λ ne se réunissent pas, et la focalisation est possible.

1. Si le film f a son axe en O, il doit subir un déplacement $\Delta\alpha$ tel que

$$\sin \Delta\alpha = \frac{R}{\rho} \sin \Delta\theta \,, \qquad (5) \qquad \text{soit} \qquad \Delta\alpha \cong \frac{R}{\rho} \Delta\theta \qquad (5bis)$$

avec la même approximation que dans le cas précédent (4).

La distance $\widehat{a'_n b'_n}$ entre les longueurs d'onde a et b sera, en unités angulaires, $\Delta\theta - \Delta\alpha \cong \frac{\rho - R}{\rho} \Delta\theta$; en unités linéaires, $(\rho - R)\,\Delta\theta$.

2. La focalisation est exacte si le film f' a son axe sur le foyer réel F′ et s'il se déplace, sans rotation, parallèlement à ce point. La distance angulaire $\widehat{a''_n b''_n}$ sera $\Delta\theta$; en unités linéaires, $D\Delta\theta$.

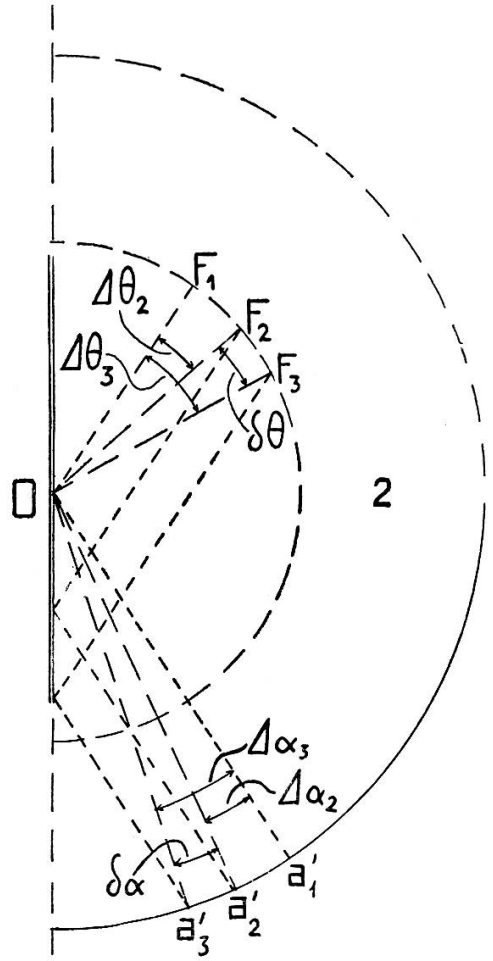


Fig. 2.

Erreur de focalisation dans le cas du film tournant autour de l'axe du cristal.

Il n'y apparaît que les rayons de longueur d'onde a. Les conventions graphiques sont celles de la figure 1.

B. *Spectrographes à deux cristaux.*

La construction est la même que dans les cas précédents: on prend comme origine des coordonnées le centre O du cristal A; celui O′ du cristal B, séparé de O par la distance r, tourne

autour, avec la même vitesse angulaire que la fente F (en pratique c'est toujours la ligne OF qui demeure fixe; mais le mouvement relatif est le même).

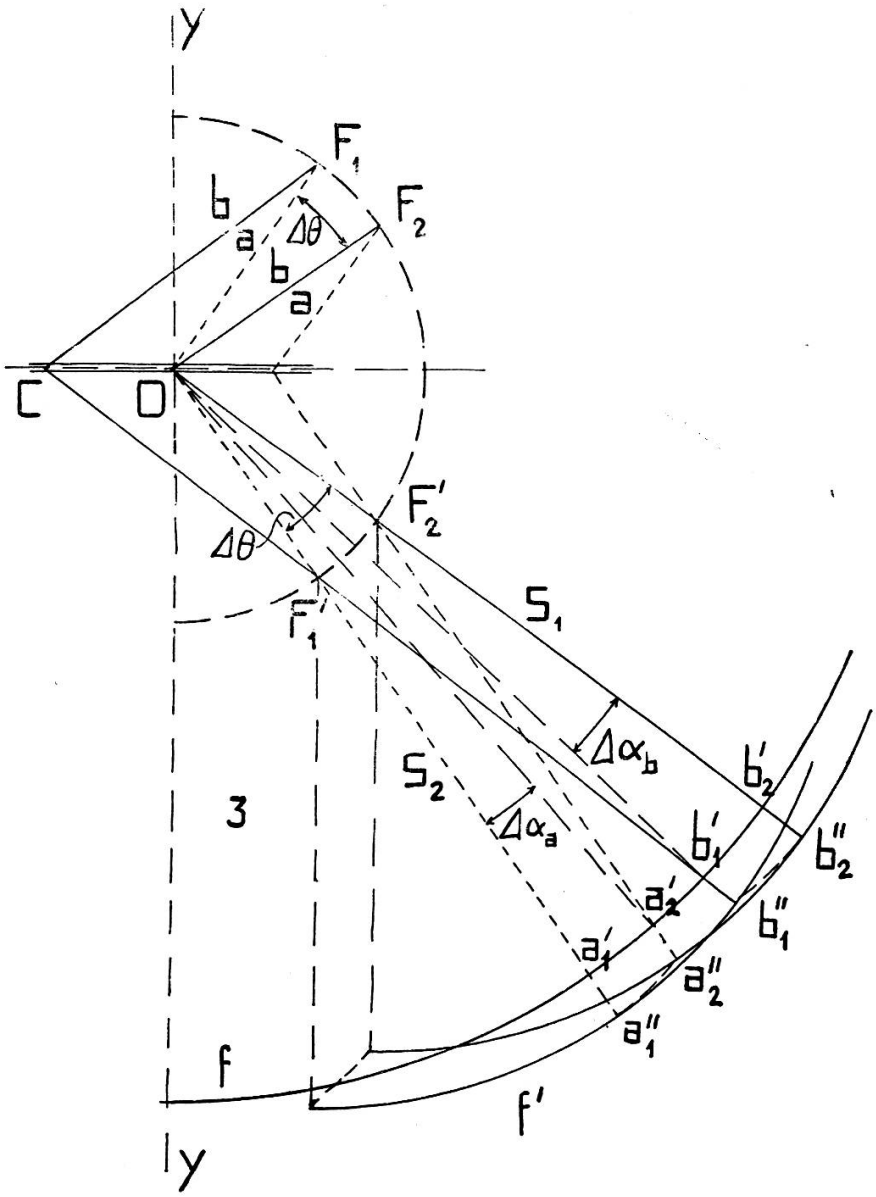


Fig. 3.

Focalisation dans un spectrographe dyssymétrique à un cristal, par transmission.

Les mêmes conventions graphiques que pour la figure 1.

Seule la position parallèle permet une focalisation au vrai sens du mot (réunion sur un seul point du film des composantes

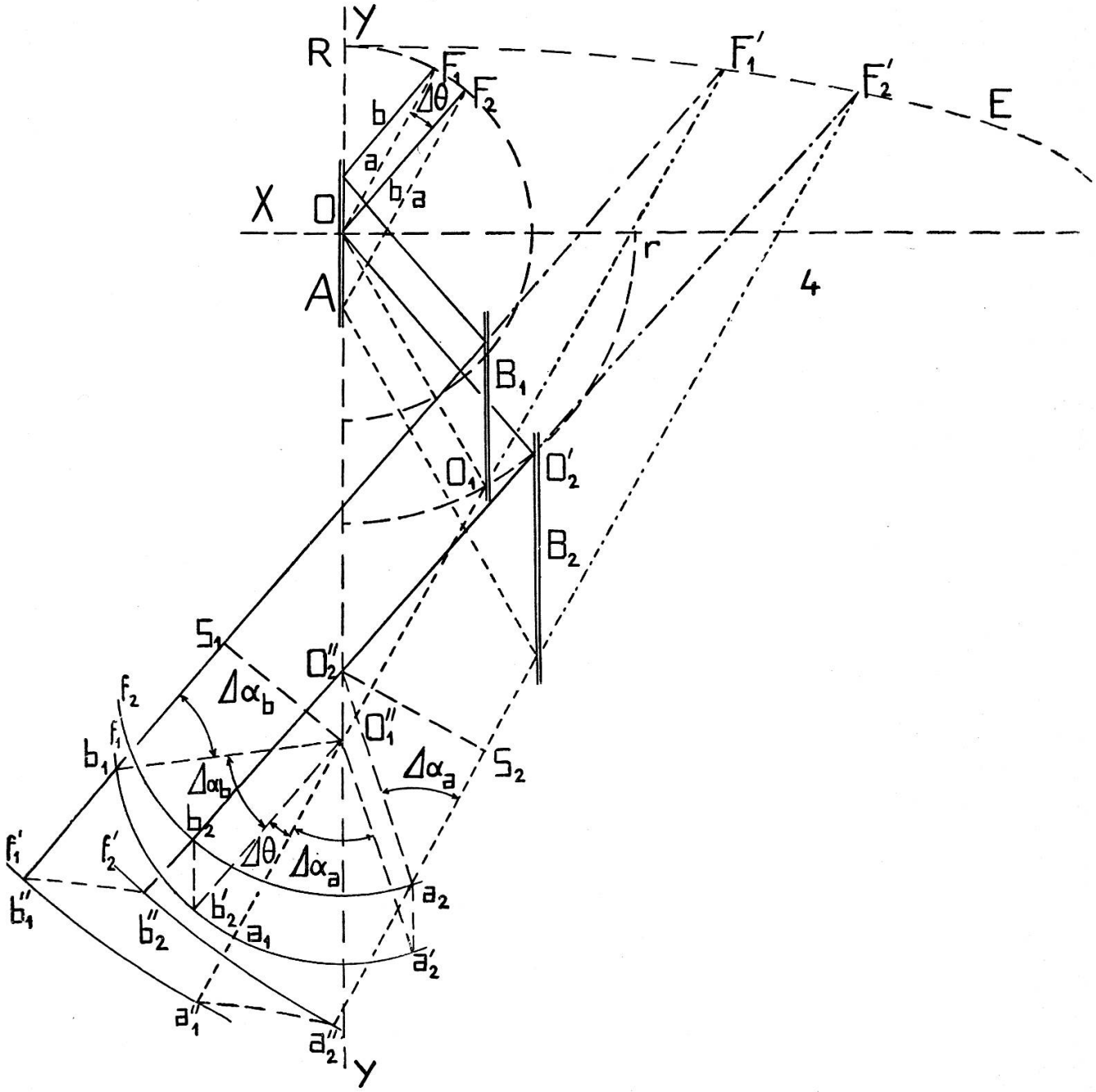


Fig. 4.

Focalisation dans un spectrographe à deux cristaux, par réflexion.

f_1, f_2 = positions consécutives du film, qui tourne autour du point O''_1, O''_2 et se déplace avec celui-ci le long de l'axe des x. — f'_1, f'_2 = (une autre construction) positions du film se déplaçant parallèlement à lui-même et au foyer virtuel F'. — Le reste des signes comme dans les figures précédentes.

monochromatiques d'un faisceau de rayons largement divergents); par contre, en position antiparallèle cela n'est pas possible: si le dièdre des cristaux forme l'angle $\pi - 2\theta$, les rayons qui arrivent sur le premier cristal suivant l'angle θ pourront subir la double réflexion, si leur λ est celle qui correspond à θ. Mais un autre rayon qui formera l'angle $\Delta\theta$ avec le premier, arrivera sur le cristal A suivant l'angle $\theta + \Delta\theta$ et, après réflexion sur A, atteindra le cristal B sous l'incidence $\theta - \Delta\theta$. La double réflexion ne sera possible que si la différence $2\Delta\theta$ est comprise dans l'étroit domaine angulaire de la réflexion totale, c'est-à-dire, si elle ne dépasse pas quelques secondes d'arc. Par contre, en position parallèle, la dispersion est nulle, l'angle d'incidence est le même pour les deux cristaux, et un rayon réfléchi sur le premier, l'est toujours aussi sur le second.

a) *Méthode de réflexion.*

1. Une construction dérivée de la primitive de Bragg-de Broglie est également possible avec deux cristaux (fig. 4). Le film $f(f_1, f_2,$ etc.) de rayon ρ, a son axe sur le point O″ placé sur l'axe YY à une distance de O telle que:

$$OO'' = 2r \,.\, \cos\theta \;. \qquad (6)$$

Quand F se déplace, le film tourne de O″ d'un angle $\Delta\alpha$:

$$\sin\Delta\alpha = \frac{R + 2r}{\rho}\sin\Delta\theta\,, \quad (7) \qquad \text{soit} \quad \Delta\alpha \cong \frac{R + 2r}{\rho}\Delta\theta\,. \quad (7bis)$$

Le degré d'erreur est le même que dans la formule (4), au rapport des rayons près. La distance entre les images des longueurs d'onde a, b est, en dimensions angulaires,

$$\widehat{ab} = \Delta\alpha + \Delta\theta \cong \frac{R + 2r + \rho}{\rho}\Delta\theta$$

et, en dimensions linéaires, $(R + 2r + \rho)\Delta\theta$.

2. Ou bien, l'axe du cylindre porte-film f' coïncide avec le foyer virtuel F′, formé par la prolongation des rayons, après la double réflexion, dans le sens contraire à celui de la marche. Le foyer parcourt une ellipse E de coordonnées:

$$y = R \,.\, \cos\theta \;; \qquad x = (R + 2r)\sin\theta \qquad (8)$$

chaque point du film se déplace, sans rotation, parallèlement à cette ellipse.

3. Une construction déjà employée par Kuhlenkampf admet

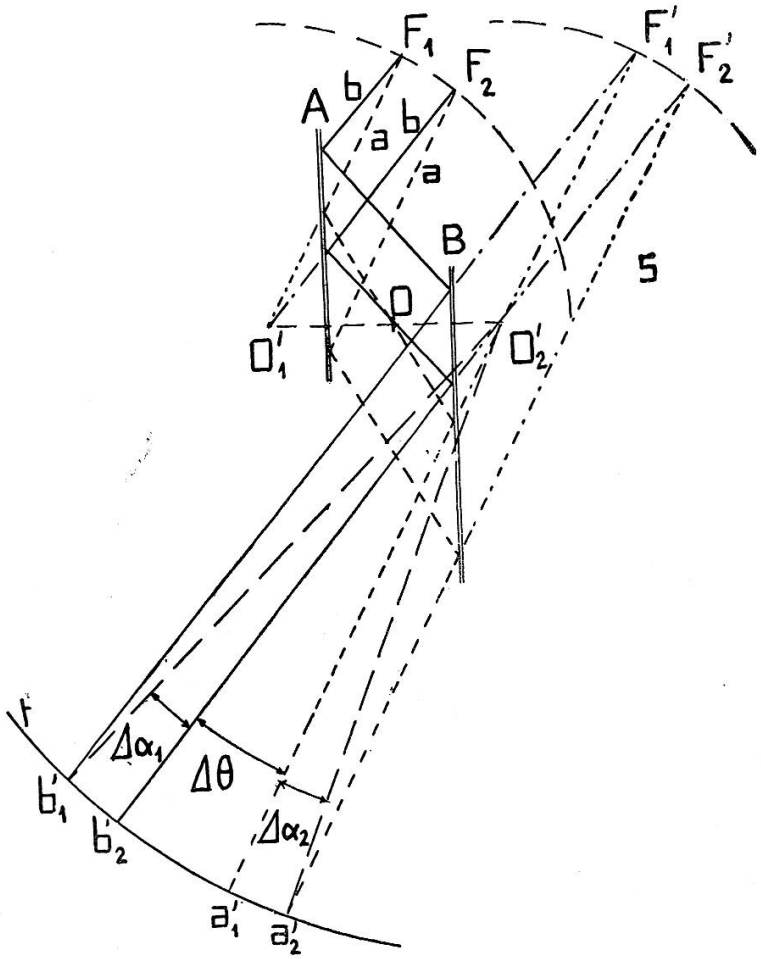


Fig. 5.

Focalisation dans un spectrographe par réflexion, avec deux cristaux fixes l'un par rapport à l'autre.

Les signes sont les mêmes que dans les figures précédentes. Le film f tourne autour du centre O'_2. L'autre construction du film (f' dans les figures précédentes) n'a pas été représentée, mais est encore possible.

aussi les deux formes de focalisation rotatoire décrites précédemment; elle se prête admirablement à la réalisation d'un spectrographe dans le vide, avec le minimum de complicatino mécanique. Les deux cristaux A et B (fig. 5) sont placés à une distance fixe, $2d$, l'un de l'autre. La fente F du collimateur se

déplace sur un cercle de rayon R, dont le centre O_1 se trouve à la distance d de la surface du cristal A; le foyer virtuel F′ parcourt un autre cercle, de rayon R et de centre O_2 symétrique de O_1 par rapport au plan médian.

La focalisation s'obtient: soit en prenant O_2 comme axe du film, qui doit subir une rotation $\Delta\alpha$ telle que

$$\sin \Delta \alpha = \frac{R}{\rho} \sin \Delta \theta \qquad (9)$$

avec le même degré d'approximation que dans les cas précédents; soit en plaçant l'axe du film sur F′, et en faisant que tout le film se déplace parallèlement à lui.

b) *Méthode de transmission.*

Les trois constructions ci-dessus sont également possibles pour le cas des cristaux agissant par réflexion sur le plan interne, c'est-à-dire par transmission. L'axe des Y passe par l'axe de rotation du cristal A et est parallèle aux plans réfléchissants; l'axe des X lui est perpendiculaire, même si la face principale du cristal ne l'est pas; alors, cette face formerait avec l'axe des X le même angle que les plans réfléchissants forment avec la perpendiculaire à la face principale.

1. L'axe du film se trouve sur le point O″ (fig. 6), placé à la distance $2 \cos \theta$ du centre O du premier cristal; le film subit une rotation $\Delta\alpha$ telle que:

$$\sin \Delta \alpha = \frac{R}{\rho} \sin \Delta \theta \ . \qquad (9)$$

2. L'axe du film parcourt l'ellipse E décrite par le foyer F′, et le film se déplace parallèlement à soi-même. Il est à remarquer que le foyer F′ n'est virtuel que lorsque $r < R$; il est réel dans le cas contraire. Si $r = R$, le foyer, réel, se forme sur le cristal B; si $R = 2r$, F′ est un foyer virtuel qui parcourt la droite XX.

3. La troisième construction employée en réflexion est aussi possible en transmission; la disposition des cristaux serait la même, mais l'origine des angles serait sur la droite $O_1 O_2$. Ce montage n'a pas d'intérêt pratique.

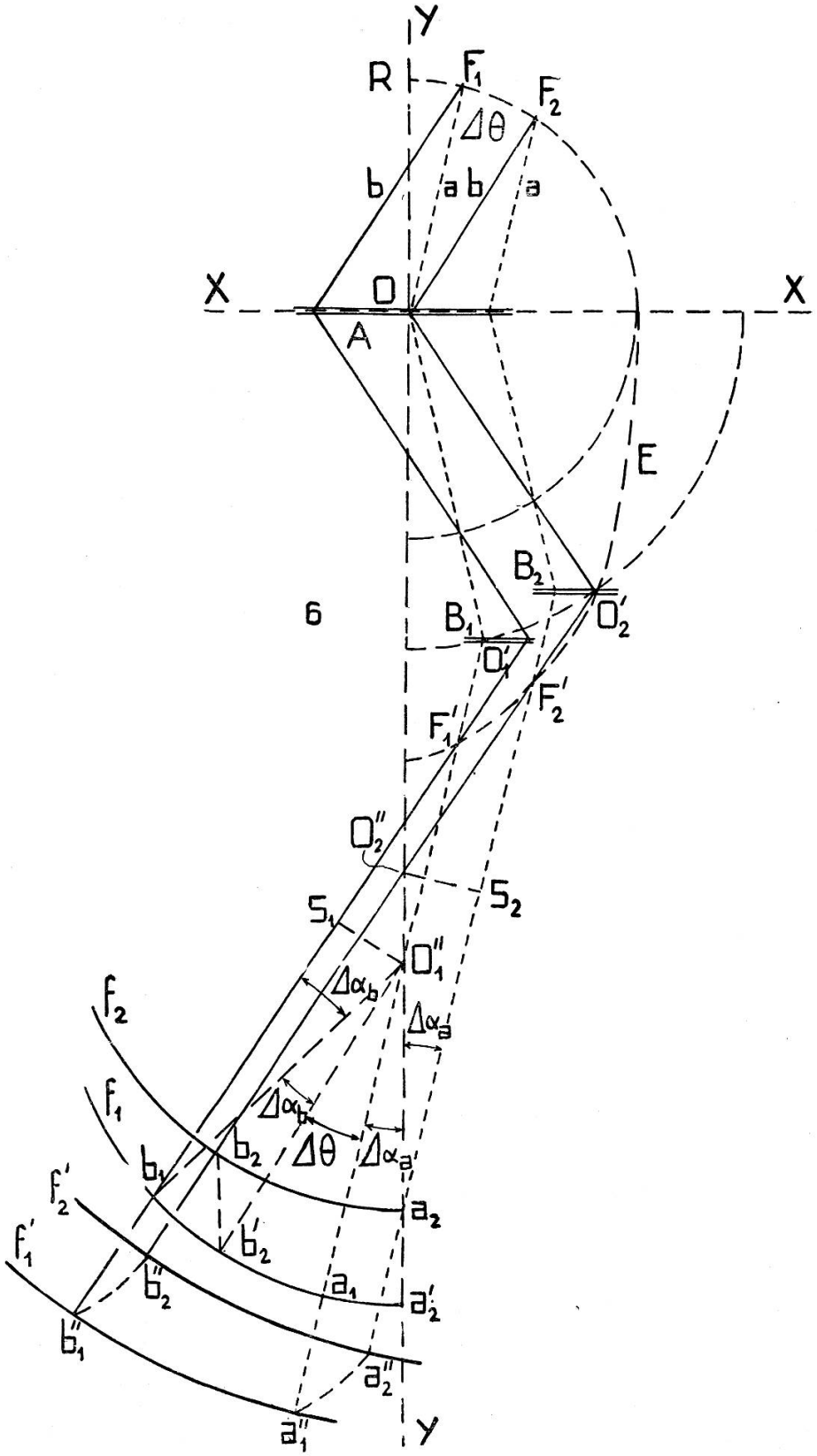


Fig. 6.

Focalisation dans un spectrographe à deux cristaux, par transmission.

Les mêmes conventions graphiques que pour la figure 4.

IV. — Focalisation et structure mosaïque.

Il y a des cristaux dont la distance réticulaire les rend aptes pour l'analyse, soit des rayons durs (sel gemme), soit des rayons mous (mica, gypse), et qui ont été cependant abandonnés, à peu près totalement, à cause de leur structure mosaïque, qui introduit un élargissement considérable des raies spectrales. Avec le sel gemme, ainsi que l'ont fait remarquer Kirkpatrik et Ross [28], on obtient souvent un étalement de l'ordre de 900″ (15′) pour une raie (Cu $K\alpha_1$) qui, avec le calcite, occupe un angle de 15″ seulement. Mais les mêmes auteurs ont pu réduire, avec des exemplaires choisis, l'amplitude de la même raie à une valeur (87″) dix fois plus petite.

La question a été posée par Backowsky [29], Backowsky et Dolejzeck [30], Dolejzeck et Tayerle [31] et Dolejzeck et Jezek [32]; lesquels ont constaté, sans fournir une explication théorique, que des cristaux imparfaits, de sel gemme ou de gypse, pouvaient donner, montés sur un spectrographe symétrique de de Broglie, avec ou sans la focalisation verticale de Kunzl (qui, à l'occasion, ne peut rien changer à la dispersion horizontale des rayons) un pouvoir séparateur comparable à celui des spectrographes doubles.

C'est que, comme le montre la figure 7, il y a dans la focalisation rotatoire une possibilité de réduire considérablement la dispersion due à la structure mosaïque, mais seulement dans le cas des cristaux agissant par réflexion.

Admettons que les blocs cristallins ont une divergence angulaire maximum de $\pm\ \delta\varphi$ par rapport au plan macroscopique du cristal, et considérons une seule longueur d'onde, dont l'angle de Bragg est τ, mais qui peut se réfléchir sous des incidences variables θ, comprises entre les limites $\tau \pm \delta\varphi$. Après leur réflexion sur le premier cristal, les rayons réfléchis forment, non pas un foyer, mais une caustique. A ne considérer que les incidences extrêmes, les points C_1 C_2 ..... où se coupent

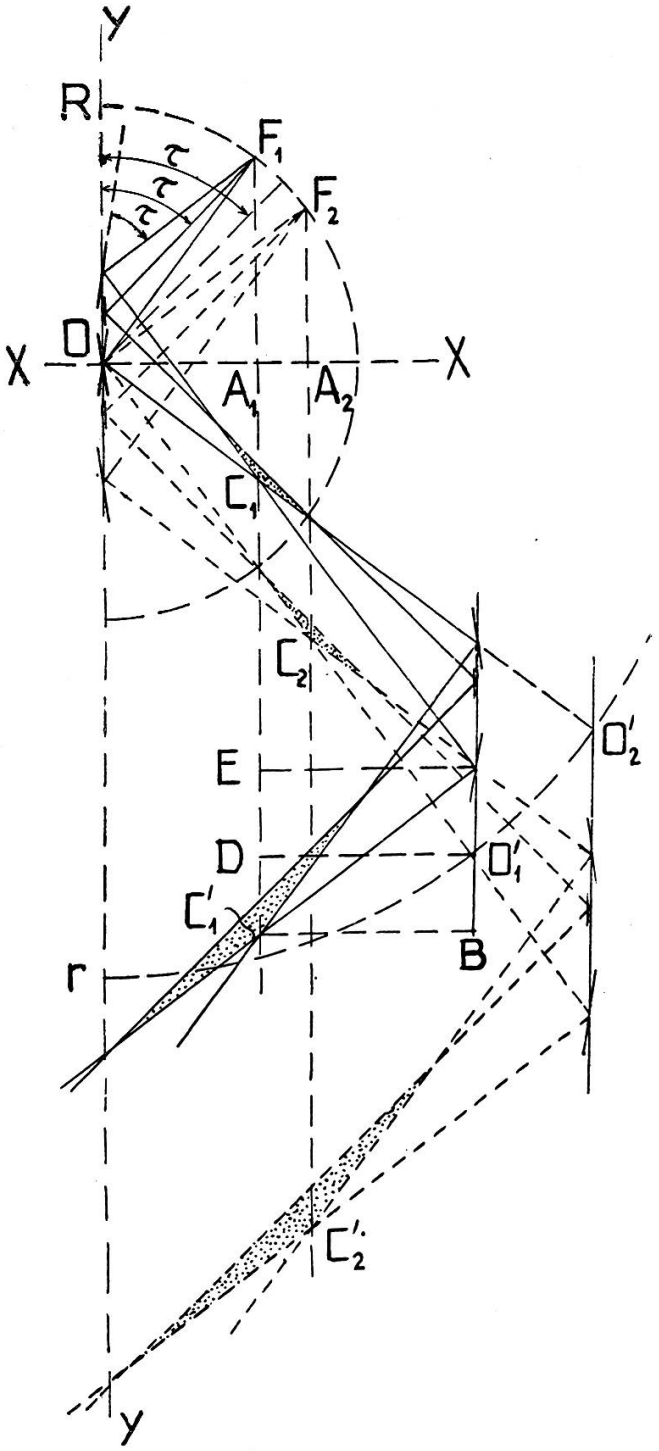


Fig. 7.

Focalisation et structure mosaïque, avec un ou deux cristaux, par réflexion.

Rayons d'une seule longueur d'onde. — *Trait continu* = rayons émis par le foyer (ou traversant le collimateur) placé en F_1. — *Traits courts* = rayons émis par le foyer (ou traversant le collimateur) placé en F_2. — *Lignes verticales en trait continu* = surface macroscopique des cristaux (pour le deuxième cristal, le mouvement est le même que dans la figure 4). — Les *traits obliques* qui coupent les lignes verticales, représentent les positions extrêmes des microblocs cristallins, compatibles avec la réflexion sélective de la longueur d'onde considérée. — *Surfaces pointillées* = caustiques focales. — *Traits longs* = lignes de construction. — Le film n'a pas été représenté; sa position serait analogue à celle du film des figures 1 et 4.

les rayons réfléchis suivant les angles-limites $\tau \pm \delta\varphi$, ont pour coordonnées par rapport aux axes XX, YY:

$$x = \mathrm{R} \,.\, \sin(\tau \pm \delta\varphi) \;; \quad y = \mathrm{R} \,.\, \sin(\tau \pm \delta\varphi) \operatorname{cotg}(\tau \mp \delta\varphi) \;. \tag{10}$$

Les signes supérieurs donnent les coordonnées du point C_2 correspondant à la position F_2 du foyer; et les inférieurs, à la position C_1, F_1. Comme $\delta\varphi$ est très petit, on a approximativement: $x \cong \mathrm{R} \,.\, \sin\tau$; $\mathrm{Y} = \mathrm{R} \,.\, \cos\tau$; les coordonnées sont proches de celles d'un cercle, qui coïncide avec le cercle de focalisation de Bragg-de Broglie; sur ce cercle, ainsi que l'ont constaté les auteurs cités plus haut, l'effet de la structure mosaïque est minimum (mais non nul, à cause de la forme caustique du foyer).

Après réflexion sur un deuxième cristal (fig. 7), il se forme une nouvelle caustique, mais seulement lorsque $r > \mathrm{R}$; ce qui fait que la construction de la figure 5 ne se prête pas à cet usage. Si nous adoptons pour le cristal B le même genre de mouvement que dans la figure 4, les coordonnées des points $C'_1 C'_2$ par rapport à un système d'axes dont le centre est celui, O', du cristal B, seront:

$$\begin{gathered} x = (r - \mathrm{R}) \sin(\tau \pm \delta\varphi) \;; \\ y = r \,.\, \sin(\tau \pm \delta\varphi) \operatorname{cotg}(\tau \mp \delta\varphi) - \mathrm{R} \,.\, \cos(\tau \pm \delta\varphi) \;. \end{gathered} \tag{11}$$

Les signes supérieurs correspondent encore à la position 2. Comme $\delta\varphi$ est petit, on aura à peu près les coordonnées d'un cercle de rayon $(r - \mathrm{R})$: $x = (r - \mathrm{R}) \sin\tau$; $y = (r - \mathrm{R}) \cos\tau$. Les caustiques sont d'autant plus allongées que $\delta\varphi$ est plus petit; ainsi, la distance de focalisation n'a pas une valeur critique. Mais il y a une valeur du parcours réel des rayons, compté entre la fente du collimateur et le film, pour lequel l'effet de la divergence mosaïque est minimum; il a la valeur $\mathrm{R} + r + (r - \mathrm{R}) = 2r$. C'est le rayon D que le film devra avoir dans la construction 2 de la figure 4 (l'axe du film en F'). La construction 1 ne permet pas non plus de remplir cette condition, puisque les rayons doivent parcourir entre F et O'', axe du film, une longueur égale à $\mathrm{R} + 2r$. Enfin, la focalisation,

ainsi conçue, n'est pas possible pour un ou deux cristaux réfléchissant par des plans internes; les rayons réfléchis se dispersent, les caustiques sont virtuelles, quelle distance que l'on choisisse. Enfin, même si la distribution des écarts angulaires des blocs cristallins obéit à la loi de Gauss, la distribution des rayons dans la caustique n'y obéit pas; le rayon central du faisceau issu de F, qui correspond à $\delta\theta = O$ et qui ayant la plus forte probabilité d'être réfléchi, doit correspondre au maximum d'intensité, est placé sur le bord de la caustique. Une analyse précise de cette distribution n'a pas d'intérêt pour notre but.

Résumé.

On montre dans cet article que les conditions géométriques d'une focalisation des rayons X dans un spectrographe à cristal tournant, telles que Bragg et de Broglie les avaient établies presque simultanément, peuvent être considérablement élargies. La condition de symétrie ou équidistance du collimateur et du film par rapport au cristal, n'est pas nécessaire. Avec un seul cristal, la focalisation s'obtient quand les vitesses angulaires relatives, par rapport au plan du cristal, du collimateur et du film varient en proportion inverse des rayons respectifs, ou bien quand l'axe du film est monté sur le foyer, réel ou virtuel, où convergent après réflexion, les rayons ou ses prolongations dans le sens opposé à celui de la marche. Ainsi devient possible la focalisation avec un cristal utilisé « en transmission » ou avec deux cristaux, et l'on peut atteindre des ouvertures angulaires du faisceau incident permettant une grande luminosité. Enfin, on montre comment une disposition analogue permet de regrouper les rayons dispersés par un cristal mosaïque, et d'éliminer presque totalement, dans un spectrographe simple ou double, la perte de pouvoir séparateur due à l'imperfection des cristaux.

Institut de Physique Atomique de Lyon.
Prof. D. Thibaud.

BIBLIOGRAPHIE

1. W.-H. Bragg, W.-L. Bragg. — Proc. Roy. Soc. London, *A 88* (1914), p. 428.
2. M. de Broglie. — Journ. de Phys., *4* (1914), p. 101.
3. J.-W.-M. du Mond, V.-L. Bollmann. — Phys. Rev., *50* (1936), p. 524.
4. H.-H. Johann. — Zeitschr. für Phys., *69* (1931), p. 185.
5. Y. Cauchois. — Journ. de Phys., *3* (1932), p. 320.
6. M. Gouy. — Ann. der Phys., *5* (1916), p. 241.
7. A. Kunzl. — C. R. Ac. Sc. Paris, *201* (1935), p. 656.
8. V. Dolejsek, M. Tayerle. — C. R. Ac. Sc. Paris, *205* (1937), p. 605.
9. M.-M. Schwarzschild. — Phys. Rev., *32* (1928), p. 162.
10. M. von Laue. — Zeitschr. für Phys., *72* (1931), p. 472.
11. J.-W.-M. du Mond. — Phys. Rev., *52* (1937), p. 872.
12. S.-K. Allison, J.-H. Williams. — Phys. Rev., *35* (1930), p. 149.
13. S.-K. Allison. — Phys. Rev., *41* (1932), p. 1.
14. L.-G. Parratt. — Phys. Rev., *41* (1932), p. 561.
15. F. Miller. — Phys. Rev., *47* (1935), p. 209.
16. Davis, Stempel. — Phys. Rev., *17* (1921), p. 608.
17. J.-H. Williams, S.-K. Allison. — J. O. S. A. and Rev. of Sc. Instr., *18* (1929), p. 473.
18. A.-H. Compton. — Rev. of Sc. Instr., *2* (1931), p. 365.
19. P.-A. Ross. — Rev. of Sc. Instr., *3* (1932), p. 253.
20. J.-W.-M. du Mond, A. Hoyt. — Phys. Rev., *36* (1930), p. 1702.
21. J.-W.-M. du Mond, D. Morlow. — Rev. of Scient. Instr., *8* (1937), p. 112.
22. F.-K. Richtmyer, S.-W. Barnes. — Rev. of Sc. Instr., *5* (1934), p. 351.
23. W.-W. Nicholas. — J. O. S. A. and Rev. of Sc. Instr., *14* (1927), p. 61.
24. T.-R. Cuykendall, M.-T. Jones. — Rev. of Sc. Instr., *6* (1935), p. 356.
25. L.-G. Parratt. — Phys. Rev., *41* (1932), p. 553.
26. L.-G. Parratt. — Rev. of Sc. Instr., *6* (1935), p. 387.
27. D.-L. Webster, W.-W. Hansen, F.-B. Duveneck. — Rev. of Sc. Instr., *3* (1932), p. 729.
28. P. Kirkpatrick, P.-A. Ross. — Phys. Rev., *43* (1933), p. 96.
29. J.-M. Backowsky. — Nature, *141* (1938), p. 872.
30. J.-M. Bachkowsky, V. Dolejsek. — Czec. Journ. Mat. Phys., *67* (1938), n° 3.
31. V. Dolejsek, M. Tayerle. — C. R. Ac. Sc. Paris, *205* (1937), p. 1143.
32. V. Dolejsek, M. Jezek. — C. R. Ac. Sc. Paris, *207* (1938), p. 985.