

## Etude de la Polarisation Circulaire du Rayonnement Synchrotron dans la Gamme des Rayons X par Diffraction sur un Composé Ferrimagnétique

PAR M. BRUNEL, G. PATRAT ET F. DE BERGEVIN

Laboratoire de Cristallographie, Centre National de la Recherche Scientifique, Laboratoire associé à l'USMG, 166X, 38042 Grenoble CEDEX, France

ET F. ROUSSEAU\* ET M. LEMONNIER

LURE, Université de Paris-Sud, 91405 Orsay CEDEX, France

(Reçu le 4 janvier 1982, accepté le 27 juillet 1982)

### Abstract

The reported experiment is based upon two phenomena: (1) synchrotron radiation, when observed at some tenths of milliradians from the orbital plane, is elliptically polarized; (2) the Bragg intensity diffracted by a ferro- or ferrimagnetic sample depends on the orientation of the magnetization relative to the incident and diffracted beams, by a term which is proportional to the circular polarization rate. A vertical-axis X-ray diffractometer was placed at the beam port D11 at LURE-DCI, the wavelength being 1.804 Å. It can be moved vertically, so as to receive radiation with variable circular polarization. The sample, powdered  $Zn_{0.5}Fe_{2.5}O_4$ , was magnetized in a horizontal direction by an electromagnet whose field is reversed every 20 s: the difference between the intensities diffracted with the field in the two directions was measured for three Bragg peaks and three polarization rates. The vertical position of the beam center, as well as the width of the source, were determined from the variation of the linear polarization *versus* the height; this polarization is obtained by the measurement of two Bragg peaks. The results agree with the theory as regards their signs and their absolute values, in the limits of the errors, which are about 20%.

### Introduction

On prévoit théoriquement que le rayonnement électromagnétique émis par un électron en mouvement sur une orbite circulaire est totalement polarisé linéairement, si l'on observe dans le plan de l'orbite. Lorsqu'on s'éloigne de ce plan, le taux de polarisation linéaire décroît, en même temps qu'augmente le taux de polarisation circulaire. Le sens de cette dernière

s'inverse de part et d'autre du plan de l'orbite. D'autre part, l'intensité décroît lorsqu'on s'éloigne de ce plan, à peu près aussi vite qu'évoluent les taux de polarisation, soit en quelques dixièmes de milliradians. Grâce au développement des sources de rayonnement synchrotron, la vérification expérimentale de ces lois est devenue possible, et en même temps souhaitable. En ce qui concerne la polarisation circulaire, cette vérification a été faite dans le domaine optique (Dagneaux *et al.*, 1975). Nous présentons ici une étude de la polarisation circulaire dans le domaine des rayons X.

La polarisation linéaire d'un faisceau de rayons X peut être déterminée par la mesure de l'intensité des réflexions de Bragg d'un cristal, basée sur la diffusion Thomson (interaction photon-charge); mais cette méthode, tant qu'elle utilise la diffraction par un cristal idéalement imparfait, est insensible à la polarisation circulaire; celle-ci peut être détectée lors de la diffraction par un cristal parfait, d'après la théorie dynamique (Skalicky & Malgrange, 1972). La polarisation circulaire est encore détectable par la diffraction magnétique, basée sur l'interaction photon-spin (Platzman & Tsoar, 1970), même si le cristal est imparfait; c'est à cette dernière technique que nous avons eu recours dans des expériences effectuées à LURE en juin 1979. Il faut noter que la diffusion Compton magnétique est aussi utilisée pour mesurer la polarisation circulaire des rayons  $\gamma$  (Stephen & Fraunfelder, 1965), ou pour étudier la densité de moments des électrons polarisés dans les matériaux ferromagnétiques (Sakai & Ono, 1976).

### Théorie

Lorsqu'un rayonnement polarisé circulairement est diffracté par un composé ferro- ou ferrimagnétique aimanté parallèlement au plan de diffraction (le plan contenant les faisceaux incident et diffracté), l'intensité des réflexions de Bragg dépend de la polarisation et de

\* Adresse actuelle: Laboratoire de Chimie Minérale Appliquée, Université de Nancy I, BP 239, 54506 Vandoeuvre CEDEX, France.

l'aimantation. Pour des polarisations quelconques, le calcul de l'intensité peut-être fait commodément en fonction des vecteurs de Stokes des faisceaux incident et diffracté, comme il est exposé par de Bergevin & Brunel (1981).<sup>\*</sup> Dans les expériences présentées ici, il n'y a pas de monochromateur après l'échantillon et comme le détecteur est insensible à la polarisation, seule compte l'intensité diffractée. D'autre part, pour obtenir les formules ci-dessous, on a converti le vecteur de Stokes incident (composantes  $N_0, N_1, N_2, N_3$ ) en taux de polarisation linéaire et circulaire,  $P_{\parallel}$  et  $\tau$ ; ces quantités sont reliées aux nombre de photons à polarisation parallèle et perpendiculaire au plan de diffraction ( $N_{\parallel}$  et  $N_{\perp}$ ), et circulaire droit et gauche ( $N_D$  et  $N_G$ ).

$$\begin{aligned} P_{\parallel} &= -N_1/N_0 & \tau &= N_3/N_0 & N_1 &= N_{\perp} - N_{\parallel} \\ N_3 &= N_D - N_G & N_0 &= N_D + N_G & N_{\parallel} &= N_{\perp} \end{aligned} \quad (1)$$

Dans les conditions de l'expérience, il n'y a pas de polarisation à  $45^\circ$  (composante  $N_2$ ). Si la structure magnétique est centrosymétrique et si l'aimantation est dans le plan horizontal, l'intensité d'une réflexion  $\kappa$  est, au premier ordre, en  $\lambda_c/\lambda$ , rapport de la longueur de Compton à la longueur d'onde du rayonnement

$$\begin{aligned} I(\kappa) &= N_0 r_e^2 [ |F(\kappa)|^2 [(1 - P_{\parallel}) + (1 + P_{\parallel}) \cos^2 2\theta] / 2 \\ &- \tau (\lambda_c/\lambda) F(\kappa) \mathbf{S}(\kappa) \cdot (\mathbf{k}_i \cos 2\theta + \mathbf{k}_f) (1 - \cos 2\theta) ] L \end{aligned} \quad (2)$$

avec  $r_e$  rayon de Lorentz de l'électron,  $\theta$  angle de Bragg,  $\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f$  vecteurs unitaires portés par les faisceaux incident et diffracté,  $L$  facteur de Lorentz,  $F(\kappa)$  et  $\mathbf{S}(\kappa)$  facteurs de structure Thomson et magnétique. On a

$$\mathbf{S}(\kappa) = \sum_j (\mu_j/2) f_{m,j} \hat{\mathbf{S}}_j \exp 2\pi i \kappa \cdot \mathbf{x}_j \quad (3)$$

où  $\mu_j$  est le moment en magnétions de Bohr de l'atome  $j$ , en position  $\mathbf{x}_j$ , orienté selon le vecteur unitaire  $\hat{\mathbf{S}}_j$ , et  $f_{m,j}$  son facteur de forme magnétique.

Dans le cas d'un échantillon non magnétique, seul le premier terme de l'expression (2) existe. On voit que le taux de polarisation linéaire  $P_{\parallel}$  peut être obtenu par le rapport de deux réflexions à  $\theta$  différents. Pour  $\theta$  petit, l'intensité  $I$  est indépendante de la polarisation, alors que pour  $\theta \sim 45^\circ$ , elle est proportionnelle à  $1 - P_{\parallel}$ , taux de polarisation linéaire perpendiculaire au plan de diffraction.

Dans le cas d'un échantillon ferro- ou ferrimagnétique, l'aimantation intervient dans le deuxième terme. Le rapport de celui-ci au premier est proportionnel au taux de polarisation circulaire  $\tau$ , et à

$$(\lambda_c/\lambda \sim 0,015) \times (S/F \sim 0,1).$$

<sup>\*</sup> L'appendice B de cette référence comporte une erreur, après la formule (B - 3):  $N_{\perp}/N_0$  est le taux de polarisation perpendiculaire (et non parallèle) et vaut +1 pour un rayonnement totalement polarisé perpendiculairement au plan.

L'effet est donc assez faible, de l'ordre de  $10^{-3}$ . On rappelle que si de faisceau est non polarisé circulairement on peut observer un effet analogue, pour une aimantation perpendiculaire au plan de diffraction (de Bergevin & Brunel, 1981); dans le terme magnétique,  $F$  est alors remplacé par la partie imaginaire du facteur de structure Thomson, généralement faible et due à la diffusion anormale. Si la structure magnétique est colinéaire, tous les moments  $\mathbf{S}_j(3)$  peuvent être rendus parallèles à une même direction par l'action d'un champ magnétique extérieur  $H$ . En particulier, le terme magnétique de (2) peut être rendu maximum ou minimum par un champ colinéaire à

$$\mathbf{k}_i \cos 2\theta + \mathbf{k}_f.$$

En réalité, pour diminuer le champ démagnétisant tout en respectant la géométrie usuelle de la diffraction, on dirige le champ  $H$  dans la direction  $\mathbf{k}_i + \mathbf{k}_f$ , pas très différente de la précédente et parallèle à l'échantillon auquel on donne une forme de plaquette mince. La variation relative de l'intensité diffractée, lorsque le champ  $H$  est inversé de parallèle à antiparallèle à  $\mathbf{k}_i + \mathbf{k}_f$  est:

$$\frac{\Delta I(\kappa)}{I(\kappa)} = 4 \frac{\lambda_c}{\lambda} \frac{|\mathbf{S}(\kappa)|}{F(\kappa)} \frac{\cos \theta \sin^2 2\theta}{(1 - P_{\parallel}) + (1 + P_{\parallel}) \cos^2 2\theta} \tau. \quad (4)$$

$F$  et  $\mathbf{S}$  sont calculables d'après les structures cristallographique et magnétique;  $P_{\parallel}$  peut être mesurée comme indiqué ci-dessus; donc la mesure de  $\Delta I/I$  permet en principe de déterminer le taux de polarisation circulaire.

### Méthode expérimentale

Le but du présent travail est de vérifier que les observations expérimentales sont correctement décrites, à la fois par les formules ci-dessus et par les lois qui expriment la polarisation de l'émission synchrotron (Dagneaux *et al.*, 1975). Le calcul de cette polarisation ne présenterait pas de difficulté si les électrons circulaient sur une trajectoire bien définie, mais en réalité les positions et les pentes des trajectoires sont dispersées. L'émission peut être décrite comme provenant d'une source étalée en hauteur suivant une répartition gaussienne; celle-ci n'est d'ailleurs pas la répartition réelle des électrons, mais celle d'une source fictive qui dépend du point d'observation. Il faut donc déterminer la largeur réelle de cette répartition. Pour cela, nous utilisons la mesure de polarisation linéaire en fonction de la cote  $h$  au-dessus du plan équatorial de l'anneau; rappelons aussi que la connaissance de  $P_{\parallel}$  est directement nécessaire pour l'application de la formule (4). On détermine la variation de la polarisation linéaire en fonction de la cote, suivant le principe indiqué au

paragraphe précédent, par la mesure de deux intensités de Bragg; par comparaison avec les polarisations calculées, on peut alors déterminer la largeur de source. Ces mesures et la discussion des questions liées à la largeur de source, font l'objet d'un autre article; les formules utilisées sont décrites en Appendice.

Les mesures sont toutes effectuées en rayonnement monochromatique et sur des poudres:

– poudre de cuivre pour la mesure des polarisations linéaires au moyen des réflexions 111 et 220;

– poudre de ferrite de zinc  $Zn_{0,5}Fe_{2,5}O_4$  (spinelle ferrimagnétique) pour la mesure de l'effet magnétique. Ce composé a été choisi car le facteur de structure magnétique est fort, grâce aux moments magnétiques des ions  $Fe^{2+}$  et  $Fe^{3+}$  (4 et  $5 \mu_B$ ), alors que le facteur de structure Thomson de certaines réflexions est affaibli par la soustraction des termes octaédriques et anioniques; ceci renforce le rapport  $S/F$ . Les mesures portent sur les réflexions 222, 622 et 440, et sont faites à trois cotes: dans le plan équatorial et en deux points symétriques par rapport à ce plan. Dans le premier cas, on doit trouver la polarisation circulaire nulle, alors que dans les deux autres les polarisations doivent être de signes opposés.

La longueur d'onde,  $1,80 \text{ \AA}$ , est choisie peu différente de  $Co K\alpha = 1,790 \text{ \AA}$ , utilisée pour les études préliminaires; elle est au-dessus du seuil d'excitation du fer, à  $1,743 \text{ \AA}$ .

La mesure de  $\Delta I$  (4) s'effectue en inversant périodiquement le champ qui aimante l'échantillon, selon un cycle de 40 s. Ce temps n'est pas assez court pour éliminer l'effet de la décroissance lente du faisceau (durée de vie de l'ordre de 15 h), que l'on corrige selon une procédure décrite plus loin. Une telle correction nous a semblé préférable à l'utilisation d'un compteur moniteur, qui demande beaucoup de précautions pour donner des résultats sûrs.

### Appareillage et conditions expérimentales

L'expérience a été entreprise sur la fenêtre D11 de LURE–DCI équipée d'un monochromateur à lame de germanium à courbure variable (Lemonnier, Fourme, Rousseaux & Kahn, 1978). Le goniomètre, à axe vertical (Fig. 1), porte une fente de sélection horizontale, placée avant l'échantillon, qui définit une ouverture  $dh$  pour les rayons arrivant sur celui-ci. La description en  $h$  du faisceau est réalisée en déplaçant verticalement le goniomètre, par un vérin à coins Micro-Contrôle. Le vérin est actionné par un moteur pas à pas. Le goniomètre est porté par un plateau circulaire serré entre trois roulements à bille, et l'ensemble est posé sur la table à coussins d'air, mobile en translation horizontale, qui équipe la fenêtre D11; ceci permet un réglage facile du goniomètre, en rotation et en translation.

L'échantillon est une plaquette de poudre agglomérée par de la colle. Il est aimanté (dans le cas du ferrite) parallèlement à son plan par un électroaimant posé sur le goniomètre, qui produit un champ  $H$  de l'ordre de 0,2 T. Cette valeur étant trop faible pour saturer l'échantillon, la correction à effectuer, environ 10%, a été déterminée par des mesures d'aimantation. La plupart des pièces du goniomètre et des fentes sont aimantiques. Nous avons néanmoins vérifié que l'inversion du champ ne produisait aucun déplacement sensible ( $<0,01 \text{ mm}$ ) des parties essentielles. Le détecteur est un compteur proportionnel Xe–méthane, insensible lui aussi au champ magnétique.

Les mouvements  $\theta$ ,  $2\theta$ ,  $h$ , l'inversion du champ et l'échelle de comptage sont pilotées par un micro-ordinateur situé à environ 5 m de la sortie du faisceau, ce qui permet d'opérer hors de la zone d'irradiation. Une commande permet d'interposer dans le faisceau un écran d'aluminium atténuant l'intensité d'un facteur 5.

### Conditions expérimentales

Pendant toutes les expériences, l'énergie des électrons stockés est 1,72 GeV. La fente de sélection  $dh$  est à 17 m de la source, c'est-à-dire qu'elle découpe dans le faisceau 0,06 mrad par mm. La largeur apparente de la source, déterminée d'après les mesures de polarisation linéaire, reportées en Fig. 2, est de 3,4 mm. Le maximum de cette polarisation fournit également la position du centre du faisceau, ou

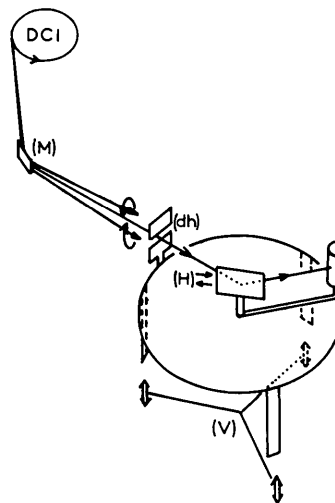


Fig. 1. Le diffractomètre à poudre, placé devant le monochromateur ( $M$ ). Une fente horizontale ( $dh$ ) sélectionne une tranche du faisceau, qui a une polarisation circulaire définie. Un vérin placé en ( $V$ ) permet de changer la polarisation en déplaçant l'ensemble. L'échantillon est soumis à un champ ( $H$ ), inversé périodiquement. Le sens de rotation des électrons dans l'anneau DCI détermine le sens de la polarisation circulaire au-dessus et au-dessous du plan équatorial.

référence  $h = 0$ . A cette distance de la source et pour cette largeur, le calcul (voir Appendice et Dagneaux *et al.*, 1975) montre d'une part qu'une fente d'analyse de  $dh = 1$  mm ne dégrade pas trop la polarisation circulaire, et d'autre part qu'une cote de 2,5 mm permet d'obtenir une polarisation assez élevée en même temps qu'une intensité encore suffisante: on trouve en effet:

$$N(2,5 \text{ mm})/N(0) = 0,67 \quad \tau(2,5 \text{ mm}) = 0,53$$

$$P_{\parallel}(2,5 \text{ mm}) = 0,77 \quad P_{\parallel}(0 \text{ mm}) = 0,90.$$

Les mesures sont donc effectuées à  $h = -2,5, 0$ , et  $2,5$  mm, pour trois raies du ferrite de zinc, avec une ouverture  $dh$  de 1 mm; toutefois, lors des mesures à la cote 0,  $dh$  est augmentée jusqu'à 1,65 mm puisque dans ce cas  $\tau = 0$  quelle que soit l'ouverture. Dans ces conditions, les intensités accumulées pour chaque mesure varient selon la raie et la cote, de  $3 \times 10^6$  à  $40 \times 10^6$  photons en des temps de l'ordre de 45 à 90 min. Dans aucune mesure l'intensité reçue ne dépasse 15 000 coups  $s^{-1}$ : compte tenu de la précision des résultats, il n'est pas nécessaire de les corriger du temps mort du système (2  $\mu$ s).

Les mesures de polarisation circulaire sont faites à compteur et échantillon immobiles, au sommet des pics de Bragg; ou peut admettre que l'inversion du champ ne produit pas de déplacement de ce pic. Dans le cas de l'échantillon de cuivre, le rapport pic de Bragg sur fond continu (exploré en  $\theta-2\theta$ ) est du même ordre que celui obtenu avec un tube à anode de cobalt et un filtre de fer. Pour l'échantillon de ferrite de zinc, ce rapport est beaucoup plus faible; environ 3 pour la réflexion 622 mesurée dans le plan de l'orbite comparé à près de 20 avec le rayonnement du tube. Il est tenu compte de ce fond continu dans le calcul de  $\Delta I/I$ .

#### Correction de la durée de vie du faisceau

La durée de vie du faisceau d'électrons varie de 8 à 20 h, c'est-à-dire que la décroissance est de l'ordre de  $10^{-3}$  par min, comparable avec la variation attendue

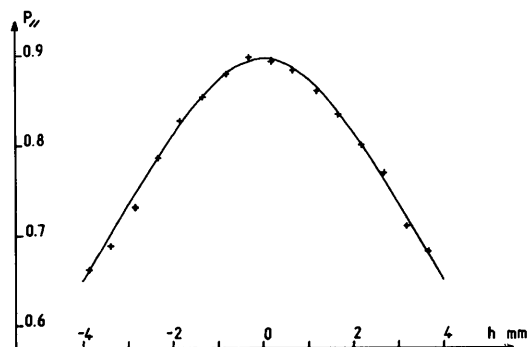


Fig. 2. La polarisation linéaire horizontale  $P_{\parallel}$ , en fonction de la cote  $h$ . Les croix représentent les valeurs expérimentales, obtenues par le rapport des intensités 111 et 220 du cuivre; le trait continu est la courbe théorique.

$\Delta I/I$ . La correction de cet effet est donc importante. A champ magnétique appliqué constant, l'intensité recueillie par le compteur varie dans le temps approximativement comme:

$$\exp -t/t_0.$$

La valeur de la durée de vie  $t_0$  au moment de l'expérience est déterminée d'après le spectre de fréquences  $P(f)$  de l'intensité  $I(t)$ . Le calcul du spectre pour des valeurs de  $f$  sous-multiple de la fréquence  $f_0$  du champ magnétique, et le calcul de  $\Delta I/I$ , sont effectués par le microordinateur de pilotage, au fur et à mesure de l'expérience. Le résultat est imprimé périodiquement, et lorsque la précision est jugée suffisante, l'expérience est arrêtée. Lorsque le faisceau est jugé trop instable, ce qui se produit dans quelques cas, les mesures sont éliminées.

#### Résultats et discussion

Le Tableau 1 donne les valeurs  $\Delta I/I$  mesurées ainsi que la valeur absolue calculée; celle-ci est bien sûr nulle pour  $h = 0$ . Le calcul est fait en tenant compte des taux de polarisation ci-dessus; les facteurs de structure Thomson et magnétique sont ceux obtenus pour les ions oxygène en position idéale. D'autre part les aimantations des deux sous-réseaux sont supposées proportionnelles à l'aimantation macroscopique, et les facteurs de forme magnétique utilisés sont ceux de Brockhouse, Corliss & Hastings (1955) pour  $Fe^{3+}$ , et Scatturin, Corliss, Elliott & Hastings (1961) pour  $Fe^{2+}$ .

Le signe des résultats expérimentaux est significatif, car le sens du champ est le même au départ de chaque mesure (il est visualisé grâce à une boussole). Dans la formule (2),  $S$  est un spin, opposé au moment magnétique. Le signe attendu pour le taux de polarisation est déterminé de la manière suivante: le sens de rotation des électrons dans l'anneau DCI, vu au-dessus du plan orbital, soit pour  $h > 0$ , est le sens trigonométrique; ce doit être également le sens de la rotation des photons, qui emmènent le moment cinétique des électrons (Fig. 1); leur polarisation est donc positive pour  $h > 0$ .

Tableau 1. Les valeurs  $\Delta I/I$  mesurées ainsi que la valeur absolue calculé

$hkl$	2 2 2	4 4 0	6 2 2
$\theta$ ( $^\circ$ )	21,80	37,19	45,15
$(\Delta I/I) \times 10^3$			
$h = -2,5$ mm	$+1,82 \pm 0,3$	$+0,8 \pm 0,2$	$+4 \pm 0,5$
$h = 0$ mm	$+0,26 \pm 0,3$	$+0,13 \pm 0,17$	$+1,8 \pm 0,6$
$h = 2,5$ mm	$-0,84 \pm 0,3$	$-0,64 \pm 0,25$	$-4 \pm 0,5$
$ \Delta I/I  \times 10^3$			
à $h = 2,5$ mm			
Expérimentale	$1,33 \pm 0,2$	$0,72 \pm 0,15$	$4 \pm 0,35$
Calculé	1,44	0,40	3,30
( $\tau = 0,53$ )			

### Conclusions

Malgré l'imprécision des résultats due, d'une part à la durée limitée des expériences, d'autre part aux instabilités du faisceau, nous avons pu montrer l'intérêt de la diffraction magnétique pour l'étude de la polarisation circulaire d'un faisceau de rayons X de longueur d'onde voisine de 1 Å. Les résultats sont cohérents, à la fois avec les calculs de polarisation circulaire du rayonnement synchrotron, et avec les calculs de diffraction magnétique des rayons X. L'utilisation du rayonnement synchrotron pour des études de structure magnétique pourrait être complémentaire de la diffraction neutronique, en particulier dans le cas des corps absorbant trop les neutrons (Gd par exemple) ou dans le cas où l'effet du moment orbital est difficile à séparer de celui du moment de spin (ces deux effets ne se combinent pas de la même façon pour les rayons X et les neutrons); toutefois elle semble limitée par la faible précision que l'on peut atteindre actuellement.

Nous remercions MM Blond et Mouget, qui ont préparé le matériel et le logiciel pour cette expérience. Nous remercions également les membres du laboratoire de l'Accélérateur Linéaire d'Orsay, grâce à qui nous avons pu disposer du faisceau.

### APPENDICE

Le calcul des polarisations, linéaires et circulaires, repose sur les formules suivantes (Dagneaux *et al.*, 1975), qui décrivent l'émission d'un seul électron dans une direction faisant l'angle  $\psi$  (rad) avec le plan équatorial

$$N_{\parallel}(\psi) = A[1 + (\gamma\psi)^2]^2 K_{2/3}^2(x)$$

$$N_{\perp}(\psi) = A[1 + (\gamma\psi)^2](\gamma\psi)^2 K_{1/3}^2(x).$$

Dans ces formules,  $A$  est un coefficient indépendant de  $\psi$ ;  $\gamma$ , suivant la notation usuelle, exprime l'énergie de l'électron ( $\gamma = 1957E$ ;  $E$  en GeV);  $K_n(x)$  désigne les fonctions de Bessel modifiées de seconde espèce;  $x$  vaut

$$x = (\lambda_{cr}/2\lambda)[1 + (\gamma\psi)^2]^{3/2}$$

où  $\lambda_{cr}$  est la longueur d'onde critique de l'émission (à

DCI elle vaut  $22,4/E$ ). En pratique les fonctions de Bessel sont obtenues par

$$K_{n/3}(x) = \int_0^x \exp(-x \cosh t) \cosh(nt/3) dt.$$

Les composantes circulaires, toujours pour un seul électron, sont données par

$$N_D(\psi) = [N_{\parallel}^{1/2}(\psi) + N_{\perp}^{1/2}(\psi)]^2/2$$

et la même formule avec le signe  $-$  pour  $N_G$  (le signe est encore inversé quand on traverse le plan équatorial).

La deuxième étape du calcul consiste à faire le produit de convolution de ces quatre fonctions de  $\psi$  par une fonction gaussienne représentant l'étalement de la source, et par un créneau représentant la fente d'analyse. Enfin les nombres de photons obtenus doivent être modifiés pour tenir compte du monochromateur; nous avons constaté que celui-ci (lame de germanium courbée) se comporte comme un cristal parfait, c'est-à-dire qu'il affecte la composante horizontale par un facteur  $\cos 2\alpha$  ( $\alpha$  l'angle de Bragg) plutôt que  $\cos^2 2\alpha$ .

Il est important d'effectuer les convolutions après le calcul des nombres de photons circulaires  $N_D$ ,  $N_G$  plutôt qu'avant, car les différents points de la source n'émettent pas en cohérence.

### Références

- BERGEVIN, F. DE & BRUNEL, M. (1981). *Acta Cryst.* **A37**, 314–324.  
 BROCKHOUSE, B. N., CORLISS, L. M. & HASTINGS, J. M. (1955). *Phys. Rev.* **98**, 1721–1727.  
 DAGNEAUX, C., DEPAUTEX, C., DHEZ, P., DURUP, J., FARGE, Y., FOURME, R., GUYON, P.-M., JAEGLE, P., LEACH, S., LOPEZ-DELGADO, R., MOREL, G., PINCHAUX, R., THIRY, P., VERMEIL, C. & WUILLEUMIER, F. (1975). *Ann. Phys. (Paris)*, **9**, 9–65.  
 LEMONNIER, M., FOURME, R., ROUSSEAUX, F. & KAHN, R. (1978). *Nucl. Instrum. Methods*, **152**, 301–305.  
 PLATZMAN, P. M. & TSOAR, N. (1970). *Phys. Rev. B*, **2**, 3556–3559.  
 SAKAI, N. & ONO, K. (1976). *Phys. Rev. Lett.* **37**, 351–353.  
 SCATTURIN, V., CORLISS, L., ELLIOTT, N. & HASTINGS, J. M. (1961). *Acta Cryst.* **14**, 19–26.  
 SKALICKY, P. & MALGRANGE, C. (1972). *Acta Cryst.* **A28**, 501–507.  
 STEPHEN, R. M. & FRAUNFELDER, H. (1965). *Polarization of Radiation Following  $\beta$ -Decay*. In *Alpha, Beta, Gamma-Ray Spectroscopy*, edited by K. SIEGBAHN, ch. 4, pp. 1456–1465. Amsterdam: North-Holland.