

## ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В РЕНТГЕНОВСКОМ МОНОХРОМАТОРЕ

А. М. ЕГИАЗАРЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

В приближении входящего в монохроматор узкого рентгеновского пакета приведены графики зависимостей поляризации и интенсивности выходящего пучка от координат точек на поверхности его поперечного сечения. Получены выражения для волновых функций рентгеновских волновых пакетов, выходящих из рентгеновского монохроматора.

В связи с появлением рентгеновских резонаторов и монохроматоров [1] в качестве своеобразных источников рентгеновского излучения в последнее время интенсивно исследуются перспективы применения их излучения в рентгеноголографической микроскопии. Теоретические расчеты [2, 3] показали, что пространственная и временная когерентности резонированного излучения достаточны для его применения в голографии.

Однако в разработанной теории резонаторов и монохроматоров не учтены динамические эффекты, возникающие при дифракции некогерентного излучения в идеальном кристалле, что может привести к ошибкам при определении степени поляризации их излучения, выходящего из резонатора и монохроматора. Для выбора световой волны, восстанавливающей увеличенное изображение микрообъекта, необходимо определить геометрическую форму поверхности постоянной фазы резонированной волны, учитывая при этом интерференционные эффекты при рассеянии излучения в рентгеновском резонаторе и монохроматоре.

В настоящей работе рассматривается последовательная дифракция узкого рентгеновского волнового пакета в рентгеновском монохроматоре. Исследуется пространственное распределение интенсивности выходящих волновых пакетов и приводится оценка коэффициента поляризации этих волновых пакетов.

Рассмотрим рентгеновский монохроматор [1] с полубесконечными стенками, поверхности которых составляют между собой угол, равный  $90^\circ$ , а отражающие по Брэггу плоскости параллельны поверхностям стенок (рис. 1).

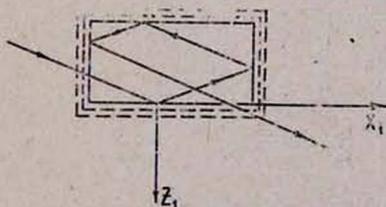


Рис. 1. Схема дифракции волновых пакетов в рентгеновском монохроматоре в плоскости их падения.

Допустим, что рентгеновский волновой пучок попадает в монохроматор и затем, дифрагируя на его стенках, выходит наружу. Падающий волновой пакет можно записать в следующем общем виде:

$$\psi_0(\mathbf{r}) = \Phi_0(\mathbf{r}) \exp(-2\pi i k_0 r). \quad (1)$$

Волновое поле  $\psi_h(\mathbf{r})$ , отраженное после дифракции на первой стенке монохроматора, описывается решением уравнения распространения для поля в недеформированных монокристаллах [4—6]:

$$\psi_h(x_1, z_1) = -\frac{i\pi k c x_h \gamma_{01}}{\sin 2\theta_{B1}} \int_0^{x_1} G^1(x_1 - x, z_1) \Phi_0(x) dx. \quad (2)$$

Здесь координатные оси  $x$  и  $z_1$  выбраны соответственно параллельно поверхности первой стенки  $\psi$  в направлении внутренней нормали к ней,  $G^1(x, z)$  — функция Римана вышеупомянутого уравнения для первой стенки монохроматора [5],  $x$ ,  $z_1$  — координаты точек на первой стенке,  $k = |k_0|$  — волновое число в вакууме,  $\gamma_{01} = \sin \theta_{B1}$  ( $\theta_{B1}$  — угол Брэгга),  $c$  — поляризационный фактор, равный единице для  $\sigma$ -поляризации и  $\cos 2\theta_{B1}$  — для  $\pi$ -поляризации,  $x_h$  — фурье-компонента поляризуемости монокристалла монохроматора для прямого вектора дифракции и, наконец, индекс 1 указывает номер стенки.

Если на поверхность  $z_1 = 0$  первой стенки падает узкий пучок единичной интенсивности

$$\psi_0(x, 0) = \delta(x), \quad (3)$$

то дифрагированное поле описывается функцией

$$\psi_h(x_1, 0) = (x_h/x_h^-)^{1/2} J_1(\beta_1 x_1)/x_1, \quad (4)$$

где  $x_h^-$  — фурье-компонента поляризуемости монокристалла монохроматора для обратного вектора дифракции,  $J_1(x)$  — функция Бесселя первого порядка, а  $\beta_1 = 2\pi k c \sqrt{x_h x_h^-} / \gamma_{01} \gamma_{h1} / \sin 2\theta_{B1}$ ,  $\gamma_{01} = \gamma_{h1}$ .

Дифрагированное волновое поле на поверхности второй стенки определяется сверткой

$$\psi_h(x_2, 0) = (x_h/x_h^-)^{1/2} \int_0^{x_2} \frac{J_1(\beta_1 x)}{x} \cdot \frac{J_1[\beta_2(x_2 - x)]}{x_2 - x} dx; \quad (5)$$

как и выше, индекс  $u$  параметров указывает номер стенки монохроматора.

Нетрудно убедиться в том, что  $h$ -компонента волнового поля на поверхности четвертой стенки монохроматора описывается функцией

$$\begin{aligned} \psi_h(x_4, 0) = & (x_h/x_h^-)^{1/2} \int_0^{x_4} \frac{J_1[\beta_2(x_4 - z)]}{x_4 - z} \int_0^z \frac{J_1[\beta_1(z - y)]}{z - y} \int_0^y \frac{J_1(\beta_1 x)}{x} \times \\ & \times \frac{J_1[\beta_2(y - x)]}{y - x} dx dy dz. \end{aligned} \quad (6)$$

Согласно теореме о свертке для двухстороннего преобразования Фурье [7], амплитуду выходящего из монохроматора волнового пакета можно представить в виде

$$\psi_h(x_4, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ipx_4) F(ip) dp, \quad (7)$$

где

$$F(p) = [F_1(p)]^2 \cdot [F_2(p)]^2,$$

$F_1(p)$  и  $F_2(p)$  — соответственно лапласианы функций  $J_1(\beta_1 x)/x$  и  $J_1(\beta_2 x)/x$ . Лапласиан функции  $J_1(\beta_1 x)/x$  имеет вид [7]

$$F_1(p) = [p - \sqrt{p^2 - \beta_1^2}] / \beta_1. \quad (8)$$

Подставив выражение (8) в (7), после ряда упрощений находим

$$\psi_h(x_4, 0) = -\frac{1}{\pi} \left( \frac{z_h}{z_h} \right)^{1,2} \int_0^{\infty} \cos(px_4) \cdot \left[ \frac{p - \sqrt{p^2 - \beta_1^2}}{\beta_1} \right]^2 \cdot \left[ \frac{p - \sqrt{p^2 - \beta_2^2}}{\beta_2} \right]^2 dp. \quad (9)$$

Очевидно, что квадрат модуля выражения

$$F(p) = [p - \sqrt{p^2 - \beta_1^2}]^2 \cdot [p - \sqrt{p^2 - \beta_2^2}]^2 / \beta_1^2 \beta_2^2$$

описывает угловое распределение интенсивности в выходящем пучке. Численное интегрирование для определения пространственного распределения интенсивности

$$J(x_4) = |\psi_h^{\parallel}(x_4, 0)|^2 + |\psi_h^{\perp}(x_4, 0)|^2$$

и коэффициента поляризации

$$S(x_4) = [|\psi_h^{\parallel}|^2 - |\psi_h^{\perp}|^2] / J(x_4)$$

излучения проводилось на ЭВМ «Наири-2».

Кривые зависимостей  $J(x_4)$  и  $S(x_4)$  излучения Ge-монохроматора с

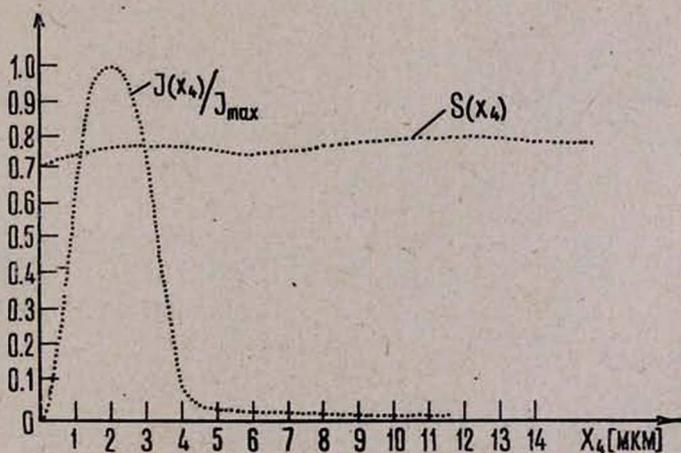


Рис. 2. Кривые зависимостей  $J(x_4)$  и  $S(x_4)$  для Ge-монохроматора;  $J_{max}$  — максимальное значение  $J(x_4)$ .

отражающими плоскостями (440) и (220) для спектральной линии  $CoK_{\alpha_1}$  ( $\lambda_0 = 3,788965 \text{ \AA}$ ) приведены на рис. 2. Из этих кривых следует, что волновые пакеты, выходящие из монохроматоров, частично поляризованы со средним коэффициентом поляризации, большим 0,7. Поперечный размер пространственной области, где сосредоточена значительная часть интенсивности этих пакетов, — порядка 1 мкм.

Авторы выражают благодарность К. Г. Труни за ценные обсуждения.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 27.IV.1979

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Ростомян, П. А. Безиргян. ДАН АрмССР, 64, 228 (1977).
2. А. М. Егiazарян, А. Г. Ростомян, П. А. Безиргян. Материалы Всесоюзного межвузовского совещания по многоволновому рассеянию рентгеновских лучей, Изд. ЕГУ, 1978, стр. 104.
3. А. М. Егiazарян, А. Г. Ростомян, П. А. Безиргян. ДАН АрмССР, 66, 228 (1978).
4. А. Афанасьев, V. Kop. Acta Cryst., A27, 421 (1971).
5. К. Г. Труни и др. Препринт ЕГУ, 1973.
6. Т. Uragami. J. Phys. Soc. Japan, 27, 147 (1969).
7. Ф. Морс, Г. Феибих. Методы теоретической физики, Изд. ИЛ, М., 1960.
8. Г. Н. Ватсон. Теория бесселевых функций, Изд. ИЛ, М., ч. 1, 1949.

## ՈՆԵՏԳԵՆՅԱՆ ՄՈՆՈԽՐՈՄԱՏՈՐՆԵՐՈՒՄ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՓԱԹԵԹՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԴԻՆԱՄԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Մ. ԵԳԻԱԶԱՐՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆՅԱՆ

Մոնոխրոմատոր մտնող նեղ ալիքային փաթեթի մոտավորությամբ բերված են դուրս ելած փնջի բեկնացման և ինտենսիվության կախումների գրաֆիկները փնջի լայնական կտրվածքի կետերի կորոզինատներին: Հաշվված են դուրս ելած ալիքային փաթեթների ալիքային ֆունկցիաները:

## THE DYNAMIC THEORY OF WAVE PACKETS POLARIZATION IN X-RAY MONOCHROMATORS

A. M. EGHAZARYAN, P. H. BEZIRGANYAN

In the approximation of incoming narrow wave packet of unit intensity the wave functions of outgoing wave packets are calculated.