

05; 07; 12

с. 1990 г.

РЕНТГЕНОВСКИЕ СПЕКТРОМЕТРЫ НА ОТРАЖЕНИЕ С ВЕРТИКАЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ ТИПА ГАМОША

К. Т. Габриелян, Г. О. Демирчян, Ф. Н. Чуховский

Исследована динамическая брэгговская дифракция рентгеновских лучей (РЛ) на двухосно изогнутом кристалле в схеме с источником, находящимся на одной из осей изгиба. Получены формулы для распределения интенсивности отраженного излучения в вакууме вне кристалла, с помощью которых рассчитаны дифракционные спектральные и пространственные характеристики спектрометров Иоганна и Иоганна—Гамоша. Показана возможность динамической дифракционной фокусировки РЛ двухосно изогнутым кристаллом. Рассчитано спектральное разрешение спектрометра с подобной фокусировкой.

Изогнутые кристаллы широко применяются для фокусировки жесткого рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$. С их помощью разлагают рентгеновские лучи (РЛ) в спектр, а в последние годы фокусируют и монохроматизируют синхротронное излучение [1, 2].

Для фокусировки РЛ используют кристаллы, изогнутые по одной или двум взаимно перпендикулярным осям. Одноосно изогнутым кристаллом можно сфокусировать излучение от точечного источника только в одной плоскости в линию. Известны (см. например, [1]) фокусировки по схемам спектрометра Иоганна с осью изгиба, перпендикулярной плоскости рассеяния, и источником на круге Роуланда, а также спектрометра Гамоша с осью изгиба, лежащей в плоскости рассеяния, и источником на этой оси. Схема дифракции РЛ по типу спектрометра Гамоша, обладающая аксиальной симметрией, обеспечивает сжатие пучка РЛ в плоскости, перпендикулярной плоскости рассеяния. По расположению элементов рентгенооптической системы (источника, дифрагирующего кристалла, фотопленки) в горизонтальной плоскости фокусировка РЛ по схеме спектрометра Гамоша называется обычно вертикальной фокусировкой.

С помощью двухосно изогнутого кристалла осуществляется фокусировка «точка в точку», когда дифрагированное излучение сходится одновременно в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. В этой схеме, объединяющей в себе фокусировки спектрометров Иоганна и Гамоша [3], изгибом кристалла по одной оси обеспечивается вертикальная фокусировка типа Гамоша, а изгибом по другой, перпендикулярной к первой оси, источник РЛ приводится на круг Роуланда в плоскости рассеяния. В результате отраженное от кристалла излучение фокусируется в точку на круге Роуланда.

До последнего времени теоретическое описание рентгеновских спектрометров с вертикальной фокусировкой типа Гамоша, в частности спектрометра Иоганна—Гамоша, ограничивалось рассмотрением хода лучей, отраженных от поверхности кристалла. Интенсивность отраженного от кристалла излучения оценивалась с помощью формул для коэффициентов отражения плоской волны от идеального или цилиндрически изогнутого кристалла [1–5]. При таком подходе, не учитывающем сферичности первичной волны и многократного рассеяния РЛ в кристалле, невозможно, конечно, рассчитать количественные характеристики спектрометров.

В данной работе рассмотрена задача дифракции сферической волны РЛ на изогнутом кристалле в условиях вертикальной фокусировки типа Гамоша, когда

источник находится на оси изгиба кристалла. Решение задачи основано на теории динамической брэгговской дифракции РЛ на цилиндрически изогнутом кристалле (см. обзор [6]), в рамках которой ранее были теоретически исследованы характеристики спектрометров типа Иоганна [7]. В разделе 1 приводятся постановка задачи динамического рассеяния РЛ и общие формулы для распределения интенсивности брэгговски отраженного от кристалла излучения. В качестве примера использования полученных формул в том же разделе рассчитаны количественные характеристики спектрометра Гамоша. Раздел 2 посвящен анализу пространственного распределения интенсивности отраженного излучения для спектрометра типа Иоганна-Гамоша. Проводится сравнение такого спектрометра со спектрометром Иоганна. Специальный интерес представляет вопрос о возможности динамической дифракционной фокусировки РЛ «точка в точку». Известные предложения по схемам динамической фокусировки РЛ цилиндрически изогнутыми кристаллами [7-11] не находят практического применения в пер-

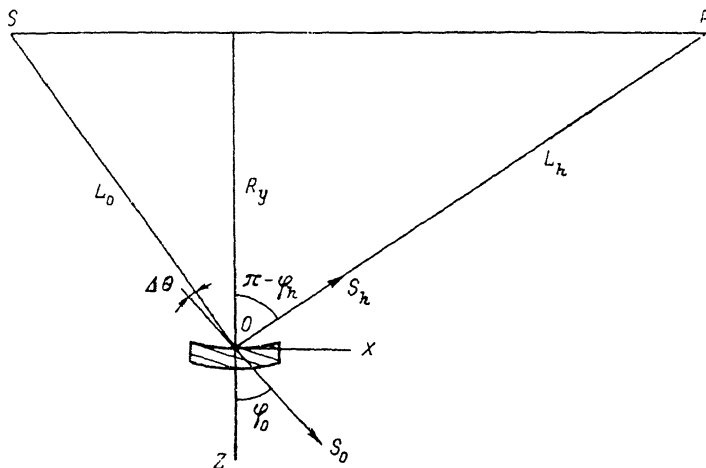


Рис. 1. Сечение дифрагирующего двухосно изогнутого кристалла плоскостью рассеяния РЛ. S — источник РЛ, P — точка наблюдения, s_0, h — единичные векторы в направлении падающей и дифрагированной волн соответственно.

вую очередь из-за слабой светосилы. Реальным способом увеличения светосилы спектрометров с динамической дифракционной фокусировкой РЛ может быть сжатие пучка одновременно в двух направлениях с образованием точечного фокуса. В разделе 3 рассмотрен один из вариантов динамической фокусировки РЛ «точка в точку», в котором объединены схемы динамической и вертикальной типа Гамоша фокусировок. Рассчитано спектральное разрешение спектрометра с такой фокусировкой. Даны оценки коэффициента передачи изображения источника РЛ спектрометром с динамической фокусировкой «точка в точку».

1. Постановка задачи. Общие формулы

Рассмотрим брэгговское рассеяние РЛ на кристалле, изогнутом по двум взаимно перпендикулярным осям с радиусами изгиба R_x и R_y . Отражающие плоскости кристалла при этом становятся тороидальными поверхностями. Предположим, что точечный источник сферической волны РЛ расположен на одной из осей изгиба и радиус изгиба по этой оси R_y связан с расстоянием источник — кристалл L_0 условием

$$R_y = L_0 \gamma_0, \quad (1)$$

где $\gamma_0 = \cos \varphi_0$ — направляющий косинус падающей волны РЛ.

В схеме дифракции с источником РЛ в особом положении (1) ось изгиба является осью симметрии. Следовательно, поле РЛ аксиально симметрично и задача дифракции сводится к двумерной, так как амплитуда дифрагированной волны

одинакова во всех плоскостях, проходящих через ось изгиба. Одна из таких плоскостей рассеяния показана на рис. 1 (SP — ось симметрии).

Двумерная дифракция РЛ описывается уравнениями Такаги-Тоупэна [12]. Для амплитуды дифрагированной волны на поверхности упруго изогнутого кристалла эти уравнения имеют решение [7]

$$E_h(x) = \varepsilon_h (2i\pi d_0 L_0)^{-1} \cdot \exp \left[i\alpha \left(L_0 + \sin \varphi_h \cdot x - \gamma_0 \Delta \theta x + \gamma_h' \frac{x^2}{2R_x} \right) \right] \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} dk \exp \left(-i \frac{L_0}{2\alpha_0} k^2 - ikx \right) G_h(k+q). \quad (2)$$

В (2) использованы следующие обозначения:

$$\varepsilon_h = \frac{C\alpha\gamma_0\lambda_b}{2 \sin 2\theta_B}, \quad \alpha_0 = \alpha\gamma_0^2 \left(1 - \frac{L_0}{\gamma_0 R_x} \right), \\ q = \alpha \left[\gamma_0 \Delta \theta, -\frac{\gamma_h \lambda_0 (1+b)}{2 \sin 2\theta_B} \right], \quad b = \frac{\gamma_0}{|\gamma_b|},$$

$\gamma_h = \cos \varphi_j$ — направляющий косинус отраженной волны, $\Delta \theta$ — отклонение от точного брэгговского направления плоской гармоники РЛ с волновым вектором параллельным SO на рис. 1, $G_h(k)$ — фурье-гармоника функции Грина дифрагированной волны РЛ в упруго изогнутом кристалле (относительно остальных обозначений см. [7]).

Оптимальным с точки зрения получения больших интенсивностей является слабо изогнутый динамически отражающий кристалл, радиус изгиба которого R_x удовлетворяет условию $R_x \gg R_0$, где

$$R_0 = \frac{4(\gamma_0 \sin^2 \varphi_h - \gamma_b \sin^2 \varphi_0)}{\alpha C^2 |\chi_h \chi_{-h}|}.$$

Для таких кристаллов асимптотика точной функции Грина $G_h(k)$ имеет вид

$$G_h(k) \approx \frac{2i}{k + (k^2 - 4\sigma^2)^{1/2}}, \quad (3)$$

где

$$\sigma^2 = \frac{\pi^2 C^2 \gamma_0 |\gamma_b| \chi_h \chi_{-h}}{\lambda^2 \sin^2 2\theta_B}.$$

Амплитуда отраженной волны в точке \mathbf{r} вне кристалла в соответствии с принципом Гюйгенса—Френеля определяется в виде интеграла по поверхности дифрагирующего кристалла

$$E_h(\mathbf{r}) = 2i\alpha\gamma_h \int d^2\mathbf{r}' E_h(\mathbf{r}') G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (4)$$

от произведения амплитуды дифрагированной волны (2) и функции Грина РЛ в вакууме $G_0(\mathbf{r}) = (4\pi r)^{-1} \exp(i\alpha r)$. В параболическом приближении, с точностью до членов x'^2 и y'^2 в фазе, функция Грина РЛ в вакууме $G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ равна

$$G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = (4\pi L_h)^{-1} \exp(i\alpha L_h) \exp \left\{ i\alpha \left[\sin \varphi_h (x - x_0 - x') + \frac{\gamma_h R_y \sin^2 \psi'}{2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\gamma_h^2 (x - x_0 - x')^2}{2L_h} + \frac{(y - R_y \sin \psi')^2}{2L_h} \right] \right\}. \quad (5)$$

Здесь $x_0 = L_h \sin \varphi_h$, ψ' — азимутальный угол точки \mathbf{r}' на поверхности кристалла, $\psi' = \arcsin(y'/R_y)$ (рис. 2).

Подставляя (2), (5) в (4), для распределения интенсивности дифрагированного излучения в вакууме получим

$$I(x, y, L_h \gamma_h) = \left| \frac{\sigma_h \gamma_h}{\lambda L_h} \left(\frac{1}{2\pi \alpha_0 L_0} \right)^{1/2} B(y) \int_{-\infty}^{\infty} dk A(x, k) \times \right. \\ \left. < \exp \left(-i \frac{L_0 k^2}{2\alpha_0} \right) G_h(k+q) \right|^2, \quad (6)$$

где $A(x, k)$ и $B(y)$ — следующие интегралы:

$$A(x, k) = \int_{-l_x/2}^{l_x/2} dx' \exp \left\{ i \frac{\alpha_h}{2L_h} x'^2 - i \left[k + \kappa \gamma_0 \Delta \theta + \frac{\kappa \gamma_h}{L_h} (x - x_0) \right] x' \right\}, \quad (7)$$

$$B(y) = \int_{-\psi_0/2}^{\psi_0/2} d\psi' R_y \exp \left\{ i \frac{\kappa}{2} \left[R_y \gamma_h \sin^2 \psi' + \frac{(y - R \sin \psi')^2}{L_h} \right] \right\}, \quad (8)$$

$\psi_0 = \arcsin(l_y/R_y)$ — азимутальный угол раствора дифрагирующего кристалла; l_x, l_y — линейные размеры кристалла и

$$\alpha_h = \kappa \gamma_h^2 (1 + L_h/\gamma_h R_x).$$

Формулы (6)–(8) вместе с (3) являются исходными для расчета пространственных и спектральных характеристик рентгеновских спектрометров с двухосно изогнутым кристаллом и источником на оси изгиба.

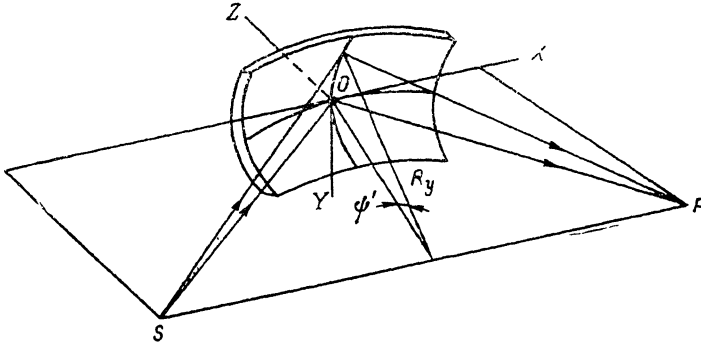


Рис. 2. Схема брэгговского рассеяния РЛ с вертикальной фокусировкой типа Гамаша на двухосно изогнутом кристалле.

Распределение интенсивности отраженного излучения вдоль оси OY определяется интегралом $B(y)$ (8). Анализ этого интеграла показывает, что при выполнении условия

$$R_y = L_h \gamma_h, \quad (9)$$

когда равен нулю коэффициент при $\sin^2 \psi'$ в фазе, отраженный пучок РЛ имеет минимальный линейный размер Δy_F , равный

$$\Delta y_F = \frac{\lambda L_h}{l_y}. \quad (10)$$

Формулы (4) и (9) определяют условия вертикальной фокусировки РЛ с источником и точкой фокуса на оси изгиба кристалла. Такая фокусировка обусловлена симметрией схемы дифракции и не зависит от характера дифракционного отражения РЛ от кристалла. Дифракционная ширина фокуса Δy_F (10) представляет собой известное выражение для поперечного размера фокусного пятна линзы [13]. Поскольку в рентгеновском диапазоне длин волн этот размер очень мал, то реальным для линейного размера фокусного пятна вдоль оси OY следует считать оценку порядка размера источника РЛ d_{0y} .

Применим полученные формулы для количественного описания спектрометра Гамаша. Спектральные и пространственные характеристики этого спектро-

метра можно рассчитать по формулам (6)–(8), устремив в них $R_x \rightarrow \infty$. Поскольку в данном случае линейный размер эффективной области рассеяния РЛ вдоль оси OX Δx много меньше размера кристалла l_x , то в (7) пределы интегрирования по x' можно считать бесконечными. В результате вычислений для распределения интенсивности дифрагированного излучения в плоскости $z = -R_y$ получим:

$$I_{II}(x, y, -R_y) = \left| \frac{\sigma_h l_y}{L_0 |\lambda L_h (1 + b^2)|^{1/2}} \frac{\sin(\pi y / \Delta y_F)}{\pi y / \Delta y_F} \right. \\ \left. \cdot G_h \left\{ q - \frac{x \gamma_0^2}{\gamma_0^2 - \gamma_h^2} \left[\gamma_0 \Delta 0 + \frac{\gamma_h^2}{L_h} (x - x_0) \right] \right\} \right|^2. \quad (11)$$

Для линейных размеров сечения дифракционного пятна этой плоскостью из (11) получаются следующие оценки:

$$\Delta x_D = \left| \frac{2\lambda R_y (\gamma_0^2 - \gamma_h^2)}{\pi \gamma_0^2 \gamma_h^2} \right| \quad (12)$$

вдоль оси OX и Δy_F (10) вдоль оси OY .

Из (11) следует также, что разложение РЛ в спектр происходит вдоль оси OX . Это утверждение, следующее из аксиальной симметрии схемы дифракции (1), (9), справедливо и для других спектрометров, рассмотренных в данной работе. Линейная дисперсия $D_x = (dx_D) / d\lambda$ в данном случае равна

$$D_x = \frac{R_y}{\lambda} \operatorname{tg} \theta_B \left(\frac{1}{\gamma_0^2} + \frac{1}{\gamma_h^2} \right). \quad (13)$$

Из (12), (13) получим формулу для спектрального разрешения спектрометра Гамоша в случае источника РЛ малых размеров

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{|\chi_h \chi_{-h}|^{1/2} (1 + b^2)}{\sin^2 \theta_B b^{1/2} (1 + b^2)}. \quad (14)$$

Спектральное разрешение спектрометра Гамоша слабо зависит от степени асимметричности отражения РЛ. Так, для спектрометра с дифрагирующим кристаллом Si при использовании (400) отражения РЛ с $\lambda = 1.5 \text{ \AA}$, $\theta_B = 34.6^\circ$, для асимметричного случая с $b = 0.5$ спектральное разрешение (14) равно $d\lambda/\lambda = 3 \cdot 10^{-5}$, а для случая с $b = 5$ $d\lambda/\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$, для симметричного отражения с $b = 1$ $d\lambda/\lambda = 2.35 \cdot 10^{-5}$.

Дифракционный предел спектрального разрешения спектрометра Гамоша довольно высок и сравним со спектральным разрешением фокусирующего спектрометра типа Иоганна [7]. Приведенные оценки показывают, что использование высокосовершенных монокристаллов, таких как монокристаллы Si и Ge, может обеспечить высокую разрешающую способность спектрометра Гамоша при большой светосиле прибора из-за вертикальной фокусировки РЛ.

2. Спектрометр типа Иоганна—Гамоша

В рассматриваемом случае источник РЛ и точка фокуса находятся в сопряженных точках на круге Роуанда так, что

$$L_0^{(*)} = R_x \gamma_0, \quad L_h^{(*)} = -R_x \gamma_h, \quad (15)$$

при этом $\alpha_0 = 0$, $\alpha_h = 0$.

При одновременном выполнении условий (1), (9) и (15) дифрагированное излучение фокусируется в двух направлениях в точку. Нетрудно убедиться, что это возможно только при симметричной дифракции РЛ на двухосно изогнутом кристалле с радиусами изгиба R_x и R_y , связанными условием

$$R_y = R_x \sin^2 \theta_B. \quad (16)$$

Расстояния $L_0^{(*)}$ и $L_h^{(*)}$ при этом равны

$$L_0^{(*)} = L_h^{(*)} = L^{(*)} = R_x \sin \theta_B. \quad (17)$$

Распределение интенсивности дифрагированного излучения в плоскости $x = -R_y$, вблизи фокусной точки, когда $\alpha_0 = \alpha_h = 0$, имеет вид

$$I_{J-II}(x, y, -R_y) = \left| \frac{\sigma_h \sin \theta_B}{\lambda L^{(*)2}} l_x l_y \frac{\sin [\pi (x - x_F) / \Delta x_F] \sin (\pi y / \Delta y_F)}{\pi (x - x_F) / \Delta x_F \pi y / \Delta y_F} G_h(q) \right|^2, \quad (18)$$

где введены обозначения

$$x_F = L^* \left(\cos \theta_B - \frac{\Delta \theta}{\sin \theta_B} \right), \quad (19)$$

$$\Delta x_F = \frac{\lambda R_x}{l_x \sin \theta_B}. \quad (20)$$

Из (18)—(20) видно, что распределение интенсивности $I_{J-II}(x, y)$ имеет характерный вид пика с центром в точке $x = x_F$, $y = 0$ и линейными размерами Δx_F (20) и Δy_F (10). Спектральные характеристики спектрометра Йоганна—Гамоша совпадают со спектральными характеристиками спектрометра Йоганна (см. подробнее [7]). Существенным здесь является большой выигрыш в светосиле. Сравним интенсивность излучения в фокусе спектрометра Йоганна—Гамоша $I_{J-II}(x_F, 0)$ с интенсивностью излучения в фокусе спектрометра Йоганна $I_J(x_F, 0)$. Используя формулу (18) для $I_{J-II}(x_F, 0)$ и формулу (17) работы [7] для $I_J(x_F, 0)$, получим

$$\frac{I_{J-II}(x_F, 0)}{I_J(x_F, 0)} = 2\delta \left\{ 1 + \frac{2}{\pi \delta^{1/2}} \left[\cos \left(\frac{\pi \delta}{2} \right) - \sin \left(\frac{\pi \delta}{2} \right) \right] \right\}, \quad (21)$$

где $\delta = l_y^2 / \lambda L^{(*)}$ — отношение размера кристалла l_y к соответствующему линейному размеру фокусного пятна Δy_F (10).

Оценка отношения пиковых интенсивностей по формуле (21) справедлива при размере источника РЛ $d_{0y} < \Delta y_F$. Для спектрометра с дифрагирующим кристаллом Si, изогнутого по радиусам $R_x = 1$ м, $R_y = 0.32$ м, при (400) отражении Си K_α -излучения

$$\frac{I_{J-II}(x_F, 0)}{I_J(x_F, 0)} \sim 2 \cdot 10^4,$$

линейный размер кристалла $l_y \sim 0.1$ см. Для случая, когда источник РЛ имеет большие размеры $d_{0y} > \Delta y_F$, отношение пиковых интенсивностей можно оценить по формуле

$$\frac{I_{J-II}(x_F, 0)}{I_J(x_F, 0)} \sim \frac{l_y}{d_{0y}}.$$

На рис. 3 показаны расчетные изофоты (линии равной интенсивности) в сечении фокусного пятна плоскостью $z = -R_y$ для спектрометров Йоганна $I_J(x, y, -R_y) = \text{const} (a)$ и Йоганна—Гамоша $I_{J-II}(x, y, -R_y) = \text{const} (b)$.

3. Спектрометр с динамической и вертикальной типа Гамоша фокусировками РЛ

В этом разделе рассмотрим брэгговскую дифракцию РЛ на двухосно изогнутом кристалле в случае, когда источник не находится на круге Роуленда ($\alpha_0 \neq 0$). Условия вертикальной фокусировки (1), (9) по-прежнему будем считать выполненными. Поскольку теперь, как и в случае спектрометра Гамоша, размер эффективной области динамического рассеяния вдоль оси OX Δx меньше соответствующего размера кристалла l_x , то пределы интегрирования в (7) можно заменить на бесконечные. В результате для интенсивности дифрагированного излучения в вакууме получим

$$I_D(x, y, L_h \gamma_h) = \left| \frac{\sigma_h \gamma_h}{\lambda (\alpha_0 \alpha_h L_0 L_h)^{1/2}} B(y) \int_{-\infty}^{\infty} dk G_h(k + q) \times \right.$$

$$\times \exp \left\{ -i \frac{L_0}{2\alpha_0} k^2 - i \frac{L_h}{2\alpha_h} \left[k + \chi \gamma_0 \Delta \theta + \frac{\chi \gamma_h}{L_h} (x - x_0) \right]^2 \right\}. \quad (22)$$

Анализ интеграла в (22) методом стационарной фазы показывает, что отраженное излучение фокусируется вдоль оси OX на линии, определяемой условиями

$$\frac{\gamma_h^2}{L_h F} + \frac{\gamma_0^2}{L_0} = \frac{\gamma_0 - \gamma_h}{R_x}, \quad (23)$$

$$x_F = x_0 - L_h F \frac{\gamma_0}{\gamma_h^2} \Delta \theta. \quad (24)$$

Частный случай такой динамической фокусировки РЛ при падающей на цилиндрически изогнутый кристалл плоской волне $L_0 \rightarrow \infty$ рассмотрен в [7].

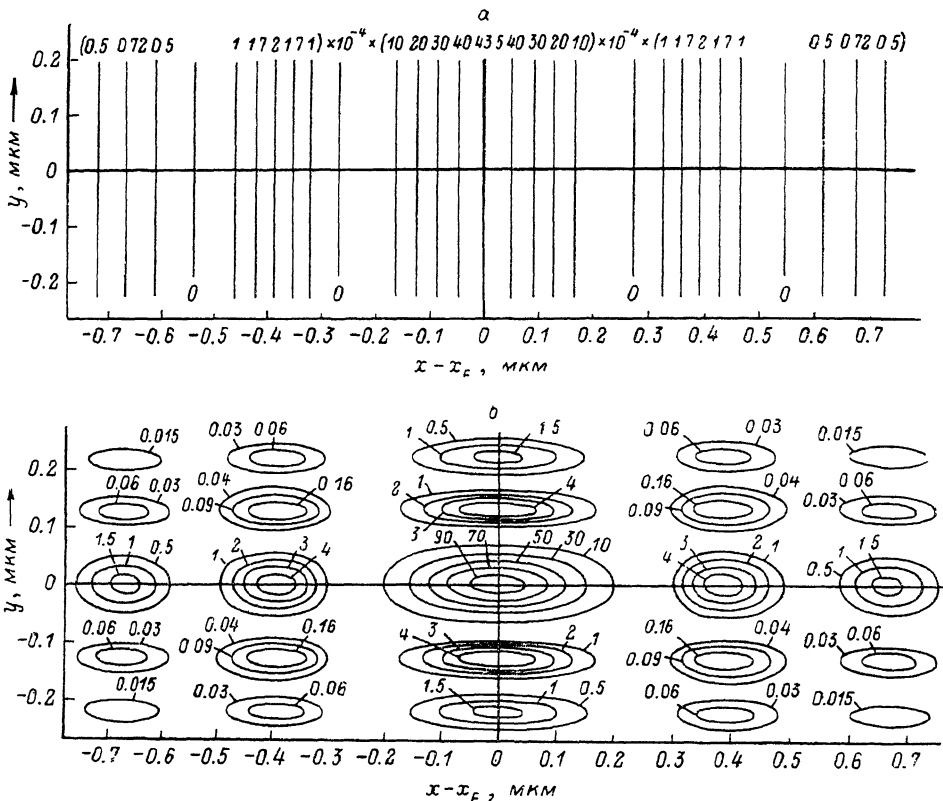


Рис. 3. Расчетные изофоты в фокусных областях.

Кристалл Si, отражение (400) Cu K_α -излучения, $R_x=1$ м, $R_y=0.32$ м. Единицы интенсивности произвольные.

При одновременном выполнении условий (1), (9) и (23) происходит стягивание отраженного пучка РЛ в точку. Условие, связывающее радиусы изгибов кристалла, в данном случае имеет вид

$$R_y = R_x \frac{\gamma_0^3 - \gamma_h^3}{\gamma_0 - \gamma_h}. \quad (25)$$

Заметим, что при симметричной дифракции РЛ требование одновременного выполнения условий (1), (9), (23) фиксирует источник РЛ на круге Роуленда и вместо динамической фокусировки происходит фокусировка по Иоганну. На рис. 4 показана рассчитанная по формуле (25) зависимость радиуса изгиба кристалла R_y от степени асимметрии дифракции b при фиксированном радиусе изгиба R_x .

Распределение интенсивности дифрагированного излучения в окрестности фокуса получается из (22) с учетом (23)

$$I_D(x, y, -R_y) = \left| \frac{4\pi\sigma_h\gamma_h^2 L_y}{\lambda(\alpha_h L_0 L_h)^{1/2}} \exp \left[i\alpha \frac{\gamma_h^2 (x - x_F)^2}{\alpha_h} q \right] \right| \times > \frac{J_1 \left[\pi(x - x_F/\Delta x_F) \sin(\pi y/\Delta y_F) \right]}{\pi(x - x_F)/\Delta x_F} \frac{0(x_F - x)}{\pi y/\Delta y_F} \left| \right|^2, \quad (26)$$

где $J_1(x)$ — функция Бесселя действительного аргумента, Δx_F — линейный размер фокусного пятна вдоль оси OX

$$\Delta x_F = \left| \frac{\lambda\alpha_h}{4\sigma\gamma_h^2} \right|. \quad (27)$$

С учетом линейной дисперсии D_x , которая в данном случае равна

$$D_x = \frac{dx_F}{d\lambda} = \frac{L_{hF}}{\lambda|\gamma_h|} \operatorname{tg} \theta_B (1 - b), \quad (28)$$

ширина фокуса Δx_F определяет дифракционное спектральное разрешение спектрометра с динамической фокусировкой РЛ «точка в точку»

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{\pi |L_{hF} + \gamma_h R_x|}{2|\sigma| L_{hF} R_x \operatorname{tg} \theta_B (1 - b)}, \quad (29)$$

полученное для источника РЛ малых размеров $d_{0x} < \Delta x_F$. Так, в случае дифрагирующего кристалла Si с радиусом изгиба $R_x = 1$ м отражение (400) Cu K_α -излучения при $b = 0.5$ и $R_y = 0.41$ м $d\lambda/\lambda = 4.8 \cdot 10^{-5}$ и при $b = 5$ и $R_y = 0.63$ м $(d\lambda)/\lambda = 8 \cdot 10^{-6}$.

В заключение представляет интерес оценить коэффициенты передачи изображения

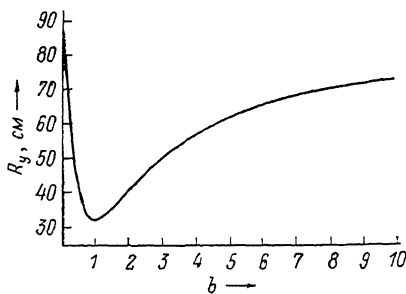


Рис. 4. Зависимость радиуса изгиба R_y (25) от степени асимметрии отражения РЛ при $R_x = 1$ м.

Кристалл Si, излучение Cu K_α , отражение (400).

источника РЛ двухосно изогнутым кристаллом при одновременной динамической и вертикальной типа Гамоша фокусировках. В направлении оси OX , как это следует из (24), коэффициент передачи изображения $K_x = d_x/d_{0x} \sim b^3$, где d_x — размер изображения источника РЛ по оси OX . В направлении оси OY вследствие симметрии схемы дифракции $K_y = d_y/d_{0y} = 1$. Таким образом, в данном случае изображение источника РЛ искаженное с отличным от единицы коэффициентом передачи вдоль оси OX .

Список литературы

- [1] Matsushita T., Hashizume H. // Handbook on Synchrotron Radiation. 1983. Vol. 1. Ch. 4. P. 261—314.
- [2] Caciuffo R., Melone S., Rustichelli F., Boeuf A. // Phys. Rep. 1987. Vol. 152. N 1. P. 1—71.
- [3] Berreman D. W., Stamatoff I., Kennedy S. I. // Appl. Opt. 1977. Vol. 16. N 8. P. 2081—2085.
- [4] Sparks C. I., Jr., Borie B. S., Hastings I. B. // Nuclear Instrum. and Meth. 1980. Vol. 172. P. 237—242.
- [5] Batterman B. W., Berman L. // Nuclear Instrum. and Meth. 1983. Vol. 208. P. 327—331.
- [6] Чуховский Ф. Н. // Металлофизика. 1980. Т. 2. № 5. С. 3—30.
- [7] Габриелян К. Т., Чуховский Ф. Н., Пинскер З. Г. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 1. С. 3—11.
- [8] Петрашень П. В., Чуховский Ф. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23. С. 385.

- [9] *Сумбаев О. И., Лапин Е. Г.* // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. Вып. 2. С. 802—812.
[10] *Кушнир В. И., Суворов Э. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. Вып. 9. С. 551—554.
[11] *Габриелян К. Т., Чуховский Ф. Н., Пискер Э. Г.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 8. С. 1641—1646.
[12] *Пискер Э. Г.* Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982. 390 с.
[13] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.

Ереванский государственный университет
Физический факультет

Поступило в Редакцию
17 июня 1988 г.
В окончательной редакции
28 октября 1988 г.