

РЕНТГЕНОВСКАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ НА ДВУХ ЩЕЛЯХ В ПРОХОДЯЩЕМ ПУЧКЕ

А.П. АЙВАЗЯН, М.К. БАЛЯН*, С.А. ПЕТРОСЯН, В.П. МКРТЧЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: mbalyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 16 октября 2024 г.)

Исследована рентгеновская динамическая дифракция на двух щелях в прошедшем пучке. Выявлены особенности и различия в сравнении с динамической дифракцией на двух щелях в дифрагированном пучке. Найдены выражения для периода полученных интерференционных полос. Приведены распределения интенсивностей на основе численных расчетов и сравнены с теоретическими предсказаниями, полученные на основе приближенных выражений.

1. Введение

В работе [1] исследована рентгеновская динамическая дифракция на двух щелях в дифрагированном пучке. Было показано, что на выходной поверхности кристалла образуются интерференционные полосы, аналогичные интерференционным полосам двухщелевой дифракции в оптике, известным как полосы Юнга. Получено выражение для периода этих полос. Таким образом, полосы двухщелевой рентгеновской динамической дифракции в кристалле можно получить на выходной поверхности кристалла, т. е. на глубине нескольких миллиметров. Заметим, что рентгеновские интерференционные полосы при дифракции на двух щелях в вакууме получаются на расстоянии несколько метров и более [2–7]. Такое огромное различие в расстояниях для получения интерференционных полос заключается в том, что малое угловое отклонение падающих на кристалл лучей порядка угловой секунды при динамической дифракции в кристалле приводит к отклонению соответствующих лучей внутри кристалла до порядка десятков градусов. Это уже на глубине в кристалле с толщиной порядка миллиметра и меньше обеспечивает наложение волн, исходящих из различных щелей. В противовес этому при дифракции в вакууме рентгеновские лучи отклоняются на углы порядка угловой секунды, и для их наложения пучки должны пройти расстояния в несколько метров и более.

В работах [8, 9] показано, что динамическую дифракцию на двух щелях можно осуществить, используя вместо двух щелей фокусированное рентгеновское излучение в двух фокусных точках с последующей дифракцией в кристалле. Это должно обеспечивать большую интенсивность интерферирующих волн.

В настоящей работе исследуется двухщелевая рентгеновская динамическая

дифракция в кристалле в проходящем пучке. Прошедший пучок имеет свои особенности при динамической дифракции и можно ожидать, что это приведет к некоторым другим особенностям распределения интенсивности динамической дифракции на двух щелях, отличающееся при такой же дифракции от распределения интенсивности в дифрагированном пучке.

2. Основные формулы

Схема рентгеновской динамической дифракции на двух щелях показана на рис.1. Рентгеновский пучок с волновым вектором $\mathbf{K}_0^i$, проходя через две щели падает на входную поверхность совершенного кристалла под углом θ^i по отношению к атомным отражающим плоскостям RP, перпендикулярным к входной поверхности кристалла. Ось x выбранной системы координат параллельна входной поверхности и антипараллельна вектору дифракции $\mathbf{h}$ для данного отражения. Ось z перпендикулярна к входной поверхности, а ось y перпендикулярна к плоскости дифракции xz . Обозначим угол Брэгга как θ , который близок к углу θ^i .

Введем обозначения: x, z – координаты точки наблюдения внутри кристалла, где $E^i(x')$ – амплитуда падающей на кристалл волны, x' есть x координата точки на входной поверхности кристалла, $k = 2\pi / \lambda$ – волновое число, $\Delta\theta = \theta^i - \theta$ – отклонение падающей волны от точного угла Брэгга. Коэффициенты $\chi_0, \chi_{h,\bar{h}}$ – Фурье-коэффициенты поляризуемости кристалла для σ -поляризации (поля перпендикулярны к плоскости дифракции), а для π -поляризации,

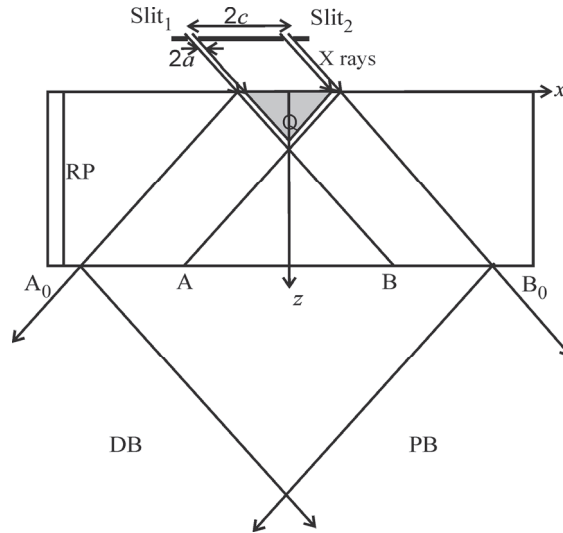


Рис.1. Схема рентгеновской динамической дифракции на двух щелях. На пути падающего пучка находится двухщелевая система. После прохождения щелей пучок подвергается дифракции в кристалле. Ширина щелей $2a$, расстояние между центрами щелей $2c$. RP – отражающие атомные плоскости, PB – проходящий пучок, DB – дифрагированный пучок. В области Q амплитуды волн равны нулю, поле на выходной поверхности кристалла занимает область A_0B_0 , интерференционное поле двух щелей занимает область AB.

когда поля лежат в плоскости дифракции, коэффициенты $\chi_{h,\bar{h}}$ должны быть умножены на фактор поляризации $\cos 2\theta$. $\Lambda = \lambda \cos \theta / \sqrt{\chi_h \chi_{\bar{h}}}$ – длина экстинкции (в общем случае является комплексной величиной), H – функция Хевисайда, δ – дельта-функция Дирака, $J_0(x)$ и $J_1(x)$ – функции Бесселя нулевого и первого порядков.

Нахождение амплитуд проходящей и дифрагированной волн проведем с помощью функций Грина динамической задачи дифракции [10–12], выражая их как интегралы по входной поверхности кристалла:

$$\begin{aligned} E_0 &= \int_{-\infty}^{+\infty} G_{00}(x-x', z) E^i(x') \exp(ik \cos \theta \Delta \theta x') dx' \\ E_h &= \int_{-\infty}^{+\infty} G_{h0}(x-x', z) E^i(x') \exp(ik \cos \theta \Delta \theta x') dx'. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь функции Грина G_{00} и G_{h0} даются выражениями:

$$\begin{aligned} G_{00}(x, z) &= -\frac{k\sqrt{\chi_h \chi_{\bar{h}}}}{4 \sin \theta} \sqrt{\frac{z \tan \theta + x}{z \tan \theta - x}} J_1(\pi \cot \theta \sqrt{z^2 \tan^2 \theta - x^2} / \Lambda) \exp\left(\frac{ik\chi_0 z}{2 \cos \theta}\right) H(z \tan \theta - |x|) \\ &+ 2 \sin \theta \exp\left(\frac{ik\chi_0 z}{2 \cos \theta}\right) H(z \tan \theta + x) \delta(z \tan \theta - x), \\ G_{h0}(x, z) &= \frac{ik\chi_h}{4 \sin \theta} J_0(\pi \cot \theta \sqrt{z^2 \tan^2 \theta - x^2} / \Lambda) \exp\left(\frac{ik\chi_0 z}{2 \cos \theta}\right) H(z \tan \theta - |x|). \end{aligned} \quad (2)$$

Нас будут интересовать поля в области перекрытия АВ полей, исходящих от двух щелей. Из (1)–(2) имеем

$$\begin{aligned} E_0 &= \int_1 G_{00}(x-x', z) E^i(x') \exp(ik \cos \theta \Delta \theta x') dx' + \int_2 G_{00}(x-x', z) E^i(x') \exp(ik \cos \theta \Delta \theta x') dx', \\ E_h &= \int_1 G_{h0}(x-x', z) E^i(x') \exp(ik \cos \theta \Delta \theta x') dx' + \int_2 G_{h0}(x-x', z) E^i(x') \exp(ik \cos \theta \Delta \theta x') dx'. \end{aligned} \quad (2)$$

Индексы 1 и 2 у интегралов обозначают интегрирование по первой и второй щели, соответственно.

3. Динамическая дифракция на двух щелях в прямом пучке

В области АВ второе слагаемое в выражении G_{00} , содержащем дельта-функцию, равно нулю. Следовательно, согласно (3), можно написать

$$\begin{aligned} E_0 &= -\frac{k\sqrt{\chi_h \chi_{\bar{h}}}}{4 \sin \theta} \exp\left(\frac{ik\chi_0 z}{2 \cos \theta}\right) \times \\ &\int_{-c-a}^{-c+a} \sqrt{\frac{z \tan \theta + (x-x')}{z \tan \theta - (x-x')}} J_1(\pi \cot \theta \sqrt{z^2 \tan^2 \theta - (x-x')^2} / \Lambda) E^i(x') \exp(ik \cos \theta \Delta \theta x') dx' + \int_{c-a}^{c+a} \dots dx', \\ E_h &= \frac{ik\chi_h}{4 \sin \theta} \exp\left(\frac{ik\chi_0 z}{2 \cos \theta}\right) \int_{-c-a}^{-c+a} J_0(\pi \cot \theta \sqrt{z^2 \tan^2 \theta - (x-x')^2} / \Lambda) E^i(x') \exp(ik \cos \theta \Delta \theta x') dx' + \int_{c-a}^{c+a} \dots dx'. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь многоточия во вторых интегралах обоих выражений означают, что подынтегральные выражения те же, что и подынтегральные выражения в первых

интегралах. Для амплитуды, падающей на двух щелевую систему волны, исходящей от точечного источника, имеем

$$E^i(x') = E_0^{(i)} \exp \left[ik \cos^2 \theta (x' - x_s)^2 / (2L_s) \right] / L_s \equiv A^i \exp \left[ik \cos^2 \theta (x' - x_s)^2 / (2L_s) \right]. \quad (5)$$

Здесь L_s – расстояние от источника до системы, ξ_s координата источника в плоскости дифракции в направлении перпендикулярном к направлению распространения падающей волны, причем для источника размером l в плоскости дифракции ξ_s меняется от $-l/2$ до $l/2$, для точечного источника в центре протяженного источника $\xi_s = 0$. Введено также обозначение $x_s = \xi_s / \cos \theta$.

Таким образом, согласно (3) и (4), поле в области АВ можно представить в виде

$$\begin{aligned} E_0 &= E_{01} + E_{02}, \\ E_h &= E_{h1} + E_{h2}. \end{aligned} \quad (6)$$

3.1. Бесконечно узкие щели

Условие интерференции волн, идущих от двух щелей, заключается в том, что расстояние между щелями намного больше, чем ширина щелей, а щели настолько узкие, что их можно считать бесконечно узкими. В этом приближении подынтегральные функции можно вынести из-под знаков интегралов в точках $x' = \pm c$ и получить следующие выражения

$$\begin{aligned} E_0 &= 2a \left[G_{00}(x+c, z) E^i(-c) \exp(-ik \cos \theta \Delta \theta c) + G_{00}(x-c, z) E^i(c) \exp(ik \cos \theta \Delta \theta c) \right], \\ E_h &= 2a \left[G_{0h}(x+c, z) E^i(-c) \exp(-ik \cos \theta \Delta \theta c) + G_{0h}(x-c, z) E^i(c) \exp(ik \cos \theta \Delta \theta c) \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Поля будем рассматривать в центральной части области АВ. В этой области $(x \pm c)^2 / (z^2 \tan^2 \theta) \ll 1$, кроме того, считается, что $\pi z / |\Lambda| \gg 1$. При этих предположениях аргументы функций Бесселя большие и можно воспользоваться асимптотическими выражениями для функций Бесселя $J_\nu(\xi) \approx \sqrt{2 / (\pi \xi)} \cos(\xi - \pi \nu / 2 - \pi / 4)$. Далее, так как $\cos(\xi - \pi \nu / 2 - \pi / 4) = (e^{i(\xi - \pi \nu / 2 - \pi / 4)} + e^{-i(\xi - \pi \nu / 2 - \pi / 4)}) / 2$, то функции Бесселя в (2) можно представить в виде суммы двух мод. При достаточной толщине кристалла одна из них – $e^{-i(\xi - \pi \nu / 2 - \pi / 4)}$, сильно поглощается в кристалле и остается только ветвь $e^{i(\xi - \pi \nu / 2 - \pi / 4)}$. Используя условие $(x \pm c)^2 / (z^2 \tan^2 \theta) \ll 1$, приближенно можно написать $\sqrt{z^2 \tan^2 \theta - (x \pm c)^2} \approx z \tan \theta \left(1 - (x \pm c)^2 / (2z^2 \tan^2 \theta) \right)$. В результате в центральной части интересующей нас области АВ для G_{00} и G_{h0} получим следующие приближенные выражения:

$$\begin{aligned} G_{00}(x \mp c, z) &\approx \frac{ik \sqrt{\chi_h \chi_{\bar{h}}}}{4 \sin \theta} \exp \left(\frac{ik \chi_0 z}{2 \cos \theta} \right) e^{-i\pi/4} \sqrt{\frac{z \tan \theta + (x \mp c)}{z \tan \theta - (x \mp c)}} \sqrt{\frac{2\Lambda}{\pi z}} e^{i\pi z [1 - (x \mp c)^2 / (2z^2 \tan^2 \theta)] / \Lambda}, \\ G_{h0}(x \mp c, z) &= \frac{ik \chi_h}{4 \sin \theta} \exp \left(\frac{ik \chi_0 z}{2 \cos \theta} \right) e^{-i\pi/4} \sqrt{\frac{2\Lambda}{\pi z}} e^{i\pi z [1 - (x \mp c)^2 / (2z^2 \tan^2 \theta)] / \Lambda}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь верхний знак соответствует второй щели. Из (7) и (8) для разности фаз

волн, идущих от двух щелей, имеем

$$\Phi = \frac{2\pi c}{\Lambda z \tan^2 \theta} x + 2kc \cos \theta \left(\Delta \theta - \frac{\xi_s}{L_s} \right). \quad (9)$$

Максимумы интерференционной картины получаются приравнением разности фаз (9) к $2\pi n$:

$$\Phi = 2\pi n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (10)$$

Из (9) и (10) следует, что интерференционные линии в центральной части области АВ из себя представляют линии $x = \text{const}$ с периодом

$$D = \frac{\Lambda z \tan^2 \theta}{c}. \quad (11)$$

Период одинаков как для дифрагированной, так и для проходящей волны. Но в случае проходящей волны амплитуды налагающихся волн от двух щелей различаются.

3.2. Щели с конечной шириной

На практике щели имеют конечные размеры и вынести функции из-под знаков интегралов невозможно. Интегралы можно получить численно.

3.3. Оценки временной и пространственной когерентности

Обычно используемое излучение источника не монохроматическое и различные точки источника некогерентны между собой. Поэтому необходимо оценить степень монохроматичности падающего излучения и те размеры источника в плоскости дифракции, при которых могут наблюдаться интерференционные полосы. В работе [1] сделан анализ этого вопроса. Там были получены следующие оценки степени монохроматичности (временная когерентность) и размеров источника (пространственная когерентность):

$$\begin{aligned} |\Delta \lambda / \lambda| &<< \pi / (2kc \sin \theta), \\ l &<< \pi L_s / (kc \cos \theta). \end{aligned} \quad (12)$$

4. Примеры

В примерах аналитически полученные выше результаты будут сравниваться с численными расчетами. Для иллюстрации полученных выше результатов, в качестве примера рассмотрим отражение Si(220) для излучения MoK α ($\lambda = 0.71 \text{ \AA}$, $\theta = 10.63^\circ$) при σ -поляризации. Для кремния $\chi_{0r} = -3.162 \times 10^{-6}$, $\chi_{0i} = 0.165 \times 10^{-7}$, $\chi_{hr} = \chi_{\bar{h}r} = -1.901 \times 10^{-6}$, $\chi_{hi} = \chi_{\bar{h}i} = 0.159 \times 10^{-7}$ [12]. Соответственно, имеем $\Lambda_r = \text{Re } \Lambda = 36.6$ и $\Lambda_r \tan \theta = 6.9$ мкм. Будем предполагать, что щели имеют размер $2a = 10$ мкм, а расстояние между их центрами – $2c = 80$ мкм. Толщина кристалла $z = 3$ мм, при этом $\mu z = 4.4$, где $\mu = k \text{Im}[\chi_0]$ – линейный коэффициент поглощения кристалла. Из (12) получаются следующие оценки для когерентности: $|\Delta \lambda / \lambda| << 2.4 \cdot 10^{-6}$, $l << 90$ мкм, причем для расстояния

источник–кристалл взято значение $L_s = 100$ м, которое будет таким же и в последующих примерах, в которых еще и берется $\xi_s = 0$. В качестве меры интенсивности берем интенсивность падающей волны, т. е. в приведенных примерах под $I_{0,h}$ мы понимаем $I_{0,h} \equiv |E_{0,h}|^2 / |A^{(i)}|^2$, а для индивидуальных щелей – $I_{0,h} \equiv |E_{01,02;h1,h2}|^2 / |A^{(i)}|^2$.

Ниже приводятся распределения интенсивностей, выполненные численным интегрированием, которые сравниваются со сделанными предсказаниями на основе приближенного, аналитического подхода.

На рис.2а показаны распределения интенсивностей от индивидуальных щелей в дифрагированной волне, а на рис.2б – распределение интенсивности дифрагированной волны на выходной поверхности кристалла. Как видно из этих рисунков, имеется область перекрытия волн, идущих от двух индивидуальных щелей, вследствие чего возникает интерференционная картина, аналогичная известным из оптики полосам Юнга. Кроме того, на распределениях интенсивности от отдельных щелей почти нет осцилляций, что свидетельствует о том, что хорошо выполняется условие Бормана, и мы фактически имеем дело с распределением интенсивности слабо поглощающейся моды. Период полос, полученный численным интегрированием, составляет приблизительно 95 мкм, тогда как аналитическая формула (11) дает значение 96.6 мкм. На рис.2 $\Delta\theta = 0$, так что согласно (9) и (10), центральный максимум расположен в $x = 0$. Эти результаты, относительно распределения интенсивности в дифрагированном пучке, ранее были получены в работе [1].

Теперь остановимся на распределении интенсивности в проходящем пучке. На рис.3а показаны распределения интенсивности в проходящих пучках от двух индивидуальных щелей по отдельности. Мы берем $\Delta\theta = 0$. Как видно из этого рисунка, максимумы интенсивности от отдельных щелей не находятся под соответствующей щелью, как это было в дифрагированном пучке, а смещены в направлении прошедшего пучка. Кроме того, максимумы интенсивности почти в два раза выше, чем в дифрагированном пучке. Это важно, так как для наблюдения полос необходимо иметь достаточное значение интенсивности. На рис.3б показано впервые полученное распределение интенсивности в прошедшем пучке.

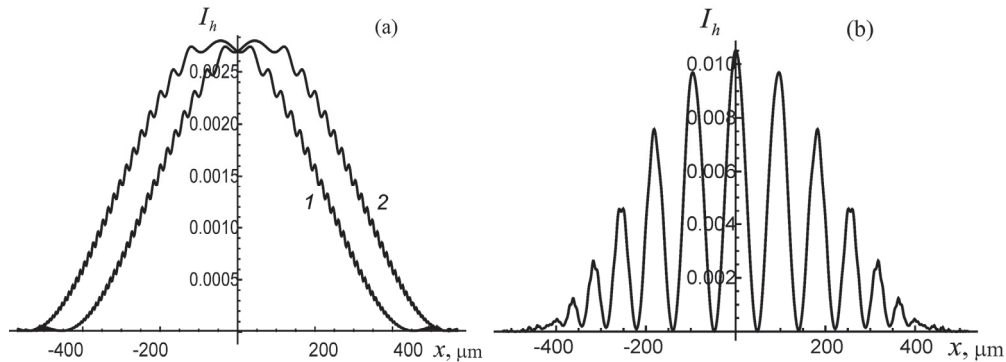


Рис.2. Распределение интенсивности (а) от индивидуальных щелей и (б) от двух щелей в дифрагированном пучке. Индексы 1 и 2 на распределениях интенсивности отдельных щелей обозначают первую и вторую щель.

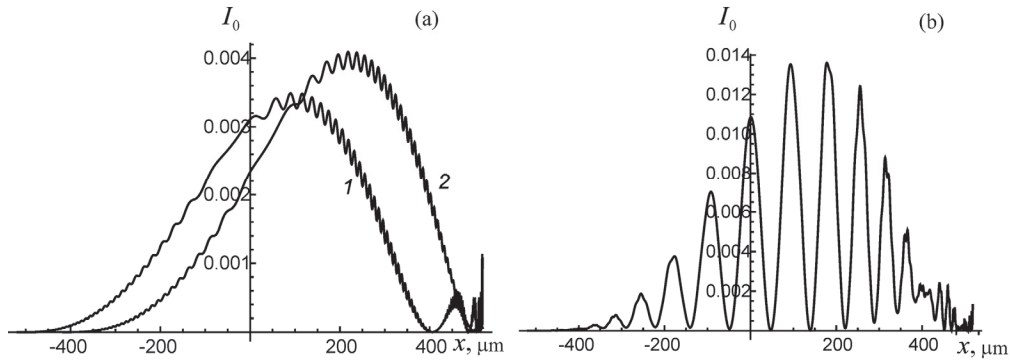


Рис.3. Распределение интенсивности (а) от индивидуальных щелей и (б) от двух щелей в прошедшем пучке. Индексы 1 и 2 на распределениях интенсивностей отдельных щелей обозначают первую и вторую щель.

Здесь, как и было предсказано аналитически, получены равноотстоящие интерференционные полосы, аналогичные полосам Юнга. Период полос на рисунке приблизительно 94 мкм, тогда как по аналитически полученной формуле (11) должно быть 96.6 мкм. Центральный пик находится в $x = 0$, как и должно быть. Но в прошедшем пучке, по сравнению с распределением интенсивности в дифрагированном пучке, имеются отличия. Для всех максимумов интенсивность в прошедшем пучке в несколько раз выше со стороны прошедшего пучка, а со стороны дифрагированного пучка выше значения максимумов для дифрагированного пучка. Далее, половина интерференционных максимумов на стороне с положительными значениями координат (в направлении прошедшего пучка) значительно выше по значению, чем для максимумов с отрицательными координатами. Это означает, что интенсивность в проходящем пучке будет наблюдаться с меньшей экспозицией, чем в дифрагированном пучке, и будет наблюдаться с лучшим контрастом для положительных значений координаты x . На рис.4 для сравнения распределения интенсивностей в дифрагированном и проходящем пучках показаны вместе (т. е. показаны вместе рис.2б и рис.3б). Из этого рисунка явно видно насколько интенсивны полосы в проходящем пучке.

Одним из последствий аналитически полученной формулы (9) является то, что для $\Delta\theta - \xi_s / L_s = 0$ центральный максимум располагается в $x = 0$. Мы берем $\xi_s = 0$, и если брать $\Delta\theta \neq 0$, то согласно (9), интерференционные полосы будут смещены на

$$\Delta x = -\frac{Dkc \cos \theta}{\pi} \Delta\theta. \quad (13)$$

Смещение отрицательно при положительном $\Delta\theta$ и положительно при отрицательном $\Delta\theta$. Возьмем $\Delta\theta = \pm 10^{-7}$ (это составляет приблизительно ± 0.02 угловых секунд). Согласно (13), смещение интерференционных полос будет ∓ 10.7 мкм. Для $\Delta\theta = 10^{-7}$ распределения интенсивностей в дифрагированном и проходящем пучках приведены на рис.5а, а для значения $\Delta\theta = -10^{-7}$ – на рис.5б. Кривые 1 и 2 соответствуют дифрагированной и прошедшей волнам. Полученные значения смещений на численно рассчитанных кривых соответствуют аналитически рассчитанным значениям и приблизительно равны 10.7 мкм.

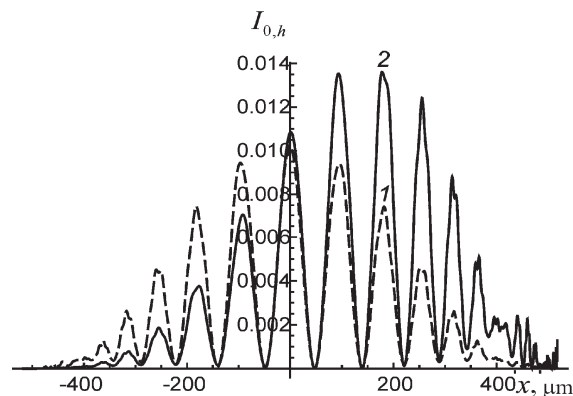


Рис.4. Распределения интенсивностей в дифрагированном (кривая 1) и в прошедшем пучках (кривая 2). В прошедшем пучке значения максимумов значительно выше, чем в дифрагированном пучке.

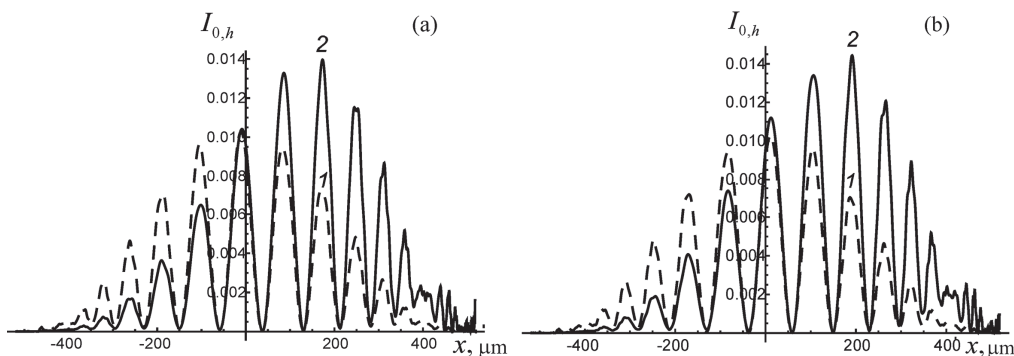


Рис.5. Распределения интенсивностей в дифрагированном (кривая 1) и в прошедшем пучках (кривая 2) для (а) $\Delta\theta = 10^{-7}$ и (б) $\Delta\theta = -10^{-7}$. Полосы смещены относительно центра на отрицательном и положительном направлениях, соответственно, как это и следует из аналитического рассмотрения. Значения смещений соответствуют полученным по аналитическим оценкам значениям.

5. Заключение

В работе исследована симметричная лауэвская динамическая дифракция рентгеновских лучей в совершенном кристалле, когда вместо одной щели используется двухщелевая система для падающей на кристалл волны. Две щели поставлены перед кристаллом. Внимание сосредоточено на рассмотрении интерференционных полос в прошедшем пучке и его сравнении с распределением интенсивности в дифрагированном пучке.

В работе показано, что полосы, аналогичные интерференционным полосам в дифрагированном пучке, получаются и в прошедшем пучке. Период полос тот же, что и в дифрагированном пучке, но значения максимумов в прошедшем пучке в несколько раз выше, чем в дифрагированном пучке. Кроме того, значения максимумов со стороны проходящего пучка выше (антипараллельное направление относительно вектора дифракции), чем со стороны дифрагированного пучка

(параллельное к вектору дифракции направление). Эти выводы показывают, что экспериментальное наблюдение полос значительно выгоднее делать в проходящем пучке.

Как в проходящем, так и в дифрагированном пучках имеется центральный максимум в центре пучка, если пучок падает на кристалл под точным углом Брэгга. При отклонении падающего пучка от точного угла Брэгга интерференционные полосы смещаются в направлении вектора дифракции, при положительном значении отклонения от угла Брэгга, и в антипараллельном к вектору дифракции направлении, если отклонение от угла Брэгга отрицательное. Отклонения на сотые доли угловой секунды могут привести к смещениям полос порядка десяти микрон.

Даны оценки временной и пространственной степени когерентности падающего излучения, при выполнении которых будут наблюдаться полосы с хорошим контрастом. Эти требования когерентности одни и те же для прошедшего и дифрагированного пучков.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M.K. Balyan.** Acta Cryst A, **66**, 660 (2010).
2. **W. Leitenberger, S.M. Kusnetsov, A. Snigirev.** Optics Communications, **191**, 91 (2001).
3. **W. Leitenberger, H. Wendrock, L. Bischoff, T. Weitkamp.** J. Synchrotron Rad., **11**, 190 (2004).
4. **W. Leitenberger, U. Pietch.** J. Synchrotron Rad., **14**, 196 (2007).
5. **A.F. Isakovic, A. Stein, J.B. Warren, A.R. Sandy, S. Narayanan, M. Sprung, J.M. Ablett, D.P. Siddons, M. Metzler, K. Evans-Lutterodt.** J. Synchrotron Rad., **17**, 451 (2010).
6. **A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, V. Yunkin, S. Kuznetsov, M.B. Grigoriev, T. Roth, G. Vaughan, C. Detlefs.** Phys. Rev. Lett., **103**, 064801 (2009).
7. **A. Snigirev, I. Snigireva, M. Lyubomirskiy, V. Kohn, V. Yunkin, S. Kuznetsov.** Opt. Express, **22**, 25842 (2014).
8. **V.G. Kohn, V.A. Smirnova.** Crystallogr. Rep., **66**, 897 (2021).
9. **V.G. Kohn, V.A. Smirnova.** Crystallogr. Rep., **67**, 1068 (2022).
10. **S. Takagi.** J. Phys. Soc. Jpn., **26**, 1239 (1969).
11. **A. Authier.** Dynamical theory of X-ray diffraction, Oxford, University Press, 2001.
12. **З.Г. Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика. Москва, Наука, 1982.

DOUBLE-SLIT X-RAY DYNAMICAL DIFFRACTION IN THE TRANSMITTED BEAM

A.P. AIVAZYAN, M.K. BALYAN, S.A. PETROSYAN, V.P. MKRTCHYAN

The double-slit dynamical X-ray diffraction in the transmitted beam is investigated. The features and differences in comparison with the double-slit dynamical diffraction in the diffracted beam are revealed. The expressions for the period of the obtained interference fringes are found. The intensity distributions based on numerical calculations are presented and compared with theoretical predictions obtained based on approximate expressions.