

ПОВЫШЕНИЕ КАЧЕСТВА РЕНТГЕНОВСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ФОРМИРУЕМЫХ ДИФРАКЦИОННОЙ ЛИНЗОЙ ИЗ ДВУХБЛОЧНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Л.А. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

e-mail: levhar@ysu.am

(Поступила в редакцию 4 декабря 2023 г.)

Рассмотрена возможность улучшения качества рентгеновских изображений, сформированных с помощью дифракции на двухблочной кристаллической системе. Показано, что низкая пространственная когерентность исходного излучения повышает качество изображения. В качестве источников подобного излучения можно использовать стандартные широкофокусные рентгеновские трубки. Методом численного моделирования рассмотрена целесообразность применения сканирующей схемы для уменьшения уровня фона в сформированном изображении.

1. Введение

Еще в 70-х годах прошлого столетия был предложен способ дифракционной фокусировки жесткого рентгеновского излучения [1], основанный на последовательной брэгговской дифракции рентгеновских лучей на блоках двухблочной кристаллической системы. Узкий рентгеновский пучок под брэгговским направлением падает на первый блок двухблочной кристаллической системы с параллельными и равнотолщинными блоками, вырезанными согласно симметричному отражению Лауэ. Дифрагированные лучи в первом блоке распространяются веером с угловой расходимостью $2\theta_B$ (θ_B – угол Брэгга), заполняя треугольник Бормана [2]. Отраженный от первого блока широкий рентгеновский пучок падает на второй. Часть лучей продолжает расходиться и во втором блоке, образуя фон, а другая часть – сходится, фокусируясь на выходной поверхности второго блока. При характеристическом излучении $MoK\alpha$ полуширина фокуса составляет 1.5 мкм для отражения Si(220) и 1.1 мкм – для Si(111). В работе [3] представлено экспериментальное подтверждение предсказанной дифракционной фокусировки, а в [4] – экспериментально реализовано формирование изображения с использованием излучения от широкофокусной рентгеновской трубки. В работе [5] предложен и экспериментально реализован компактный спектрометр на основе указанной фокусировки. Работа [6] посвящена более детальному исследованию дифракционной фокусировки. В частности, исследована зависимость характеристик фокусировки от различных отклонений реальной экспериментальной установки от идеальной (разность толщин кристаллических блоков, смещение падаю-

щего пучка от точного брэгговского направления, конечная ширина падающего пучка и так далее). В работе [7] рассмотрены особенности указанной фокусировки с учетом дифракционных явлений в вакууме как до, так и после двухблочной кристаллической системы, а также в межблочной щели. В работе [8] предлагается использовать указанную дифракционную фокусировку в рентгеновской голографии для «снятия» дифракционного расширения в предметной волне при дифракции на анализаторе трехблочного лауэвского интерферометра [9].

Настоящая работа посвящена задаче передачи рентгеновского изображения от входной поверхности первой кристаллической пластины к выходной поверхности второй с использованием представленной выше дифракционной фокусировки узкого пучка. Целью настоящей работы является исследование возможностей повышения качества передачи изображения. Методом численного моделирования оценено влияние когерентности исходного излучения на качество сформированного изображения, а также целесообразность применения схемы со сканированием.

2. Формирование изображения на основе дифракции на двухблочной кристаллической системе

Упомянутый выше способ дифракционной фокусировки существенно отличается от общепринятых способов фокусировки (фокусировки с помощью рефракционных линз, сферических зеркал и т. д.) наличием мощного фона. Хотя при падающем узком пучке отношение интенсивностей сигнал–фон порядка 10^2 [1], потоки энергий сигнала и фона одного порядка. Это объяснимо соображениями геометрической оптики дифракции рентгеновских лучей в кристаллах [2]. Дважды отраженное рентгеновское поле во втором кристаллическом блоке можно представить суммой четырех волновых пакетов – $E_{i,j}$, ($i = 1, 2; j = 1, 2$), где через i и j обозначены номера ветвей дисперсионных поверхностей, соответствующих распространению волновых пакетов в первом и втором кристаллическом блоке, соответственно. Волновые пакеты $E_{1,2}$ и $E_{2,1}$ (пакеты – претерпевшие межветвевое рассеяние) после расхождения в первом блоке сходятся во втором, образуя фокусное пятно на выходной поверхности с полушириной $\Delta \ln 2$ [6]. Здесь $\Delta = (\Lambda/\pi) \tan \theta_B$, $\Lambda = \lambda \cos \theta_B / \chi$ – экстинкционная длина, λ – длина волны рентгеновского излучения, $\chi = \sqrt{\chi_h \chi_{\bar{h}}} C$, χ_h и $\chi_{\bar{h}}$ – Фурье-компоненты поляризуемости кристалла по вектору брэгговской дифракции ($\mathbf{h}$) и противоположному вектору ($-\mathbf{h}$), соответственно (рассматривается центросимметричный кристалл с пренебрегаемым поглощением, так что χ – реальная величина). Пакеты $E_{1,1}$ и $E_{2,2}$ (пакеты – не претерпевшие межветвевое рассеяние) продолжают расходиться и во втором блоке, образуя фон шириной $4t \tan \theta_B$, где t – толщина одной кристаллической пластины. В приложении 1 проведена оценка отношения энергетических потоков фокусирующихся ($E_{1,2} + E_{2,1}$) и расходящихся ($E_{1,1} + E_{2,2}$) полей для непоглощающего кристалла при падающей δ -волне и условию $4\pi t/\Lambda \gg 1$. Согласно проведенным расчетам, это отношение близко к двум, в отличие от случая обычных преломляющих линз, где оно намного превышает единицу.

Отметим, что аналогичная ситуация наблюдается и при дифракционной фокусировке с помощью френелевских линз, когда из существующих разных порядков дифракции только один соответствует фокусировке. Тем не менее, в случае френелевских линз, исходя из особенностей геометрии распространения лучей с различными порядками дифракции, удастся блокировать нежелательные порядки дифракции применением системы из экранов, называемой “order sorter”.

Вышеотмеченное большое значение отношения интенсивностей сигнал–фон при дифракционной фокусировке узкого рентгеновского пучка на двухблочной кристаллической системе обусловлено лишь большой областью распространения фонового излучения на сформированном изображении. Однако при широком исходном пучке, когда рассматривается передача изображения от входной поверхности кристаллической системы к выходной, по мере увеличения светлых областей исходного изображения уровень фона в сформированном изображении возрастает, доходя до значений порядка уровня сигнала. В связи с этим искажения, вызванные интерференционными явлениями между волнами сигнал–фон и между волнами фон–фон, становятся значительными на сформированном изображении.

3. Влияние когерентности исходного излучения на качество сформированного изображения

С целью исследования влияния когерентности исходного излучения на качество сформированного изображения методом численного моделирования рассмотрена экспериментальная схема, аналогичная схеме, использованной в работе [4] (см. рис.1).

Непосредственно над входной поверхностью двухблочной кристаллической системы расположена маска (М) с неоднородным распределением коэффициента пропускания. В качестве такой маски можно использовать просто щель с шириной от нескольких мкм до нескольких десятков мкм, различные виды амплитудных дифракционных решеток, сетки и так далее. Исходная рентгеновская волна,

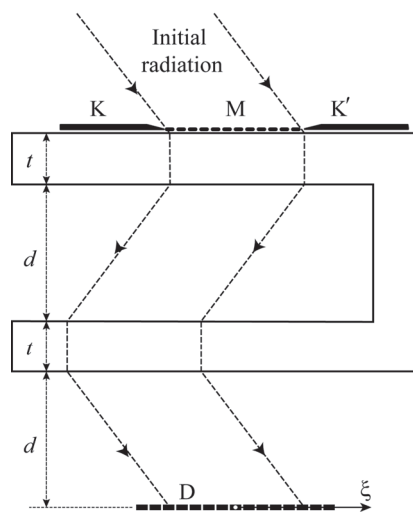


Рис.1. Схема устройства передачи изображения на основе двухблочной кристаллической системы: М – маска, генерирующая исходное изображение, D – детектор, К и К' – ножи, ξ – координатная ось на детекторе.

проходя сквозь маску падает на кристаллическую систему под углом Брэгга. Используется симметричное лауэвское отражение Si(220), толщина кристаллических блоков $t = 450$ мкм. Изображение маски (амплитудный контраст) регистрируется на детекторе (D). Для подавления хроматических aberrаций детектор удален от выходной поверхности второго кристаллического блока на расстояние, равное ширине межблочной щели.

Моделирование формирования изображения проведено как для некогерентного, так и когерентного исходных излучений. В первом случае используется плоская монохроматическая волна с длиной волны равной длине волны характеристического излучения $\text{MoK}\alpha_1$ и падающая под точным углом Брэгга. Во втором случае – характеристическое излучение $\text{MoK}\alpha_1$ от широкофокусной рентгеновской трубки. При этом, размер источника в плоскости рассеяния $a = 400$ мкм, а расстояние от источника до кристаллической системы $L = 0.3$ м. Радиус пространственной когерентности исходного излучения вдоль входной поверхности кристаллической системы составляет $r_c = \lambda L / (a \cos \theta_B) = 0.05$ мкм, что намного меньше полуширины фокусного пика образованного на выходе от кристаллической системы, при исходной δ -образной волне ($\Delta \ln 2$), то есть теоретического предела разрешающей способности устройства. Ширина спектральной линии характеристического излучения описана смещением источника рентгеновских лучей вдоль нормали к направлению распространения излучения на расстояние $L\Delta\theta_B \approx (\Delta\lambda/\lambda)L \tan \theta_B$ для монохроматической компоненты с длиной волны $\lambda + \Delta\lambda$, где λ – средняя длина волны спектральной линии, а $\Delta\theta_B$ – изменение брэгговского угла при переходе длины волны излучения от λ к $\lambda + \Delta\lambda$. Такой упрощенный подход учета полихроматичности оправдан малой шириной спектральной линии характеристического излучения ($\Delta\lambda/\lambda \ll 1$).

На графиках рис.2 совмещены пространственное распределение коэффициентов пропускания маски (тонкая сплошная линия) с его моделированным изображением для когерентного (пунктирная линия) и некогерентного (жирная сплошная линия) излучений. Расчеты представлены для различных масок. В случае маски в виде единичной узкой щели (рис.2а) изображения для обоих источников почти совпадают. Наблюдается резкий пик со слабыми фоновыми осцилляциями. В случае масок с большей долей прозрачных областей (рис.2б–д) резко увеличивается относительная интенсивность фона. При когерентном источнике рентгеновского излучения наличие сильного фона приводит к интерференционным искажениям, иногда даже в виде артефактов. В частности, на рис.2б и 2с светлые полосы маски удваиваются, а на рис.2д в непрозрачных частях маски появляются частично прозрачные полосы. При некогерентном источнике фон хотя по-прежнему сильный, но сравнительно гладкий и меньше искажает изображение.

Таким образом, в задаче передачи изображения использование некогерентных источников (в нашем случае широкофокусной рентгеновской трубки) предпочтительно с точки зрения подавления так называемых интерференционных искажений, приводящих к неоднозначностям отображения.

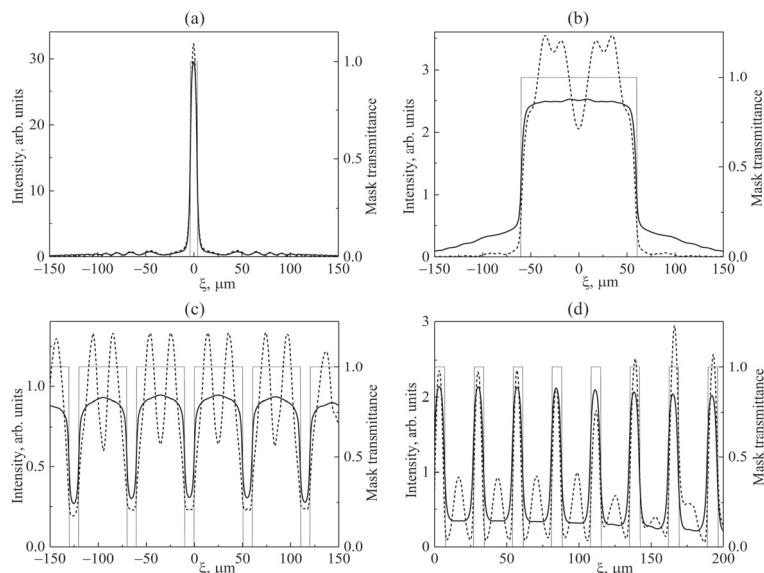


Рис.2. Фрагменты пространственного распределения коэффициентов пропускания разных масок (тонкие сплошные линии, правая ось значений) и их отображения (левая ось значений), при когерентном (пунктирные линии) и некогерентном (жирные сплошные линии) исходном излучении.

4. Схема со сканированием

В качестве более радикального метода борьбы с фоном предлагается схема со сканированием (рис.3). Экран в виде узкой щели, состоящий из двух расположенных друг против друга ножей, размещается перед маской. Щель направлена перпендикулярно плоскости рассеяния. Другая такая же щель располагается перед детектором параллельно первому таким образом, чтобы он пропускал изображение первой щели и блокировал большую часть фона. Изображение маски регистрируется синхронным сканированием обеих щелей. С одной стороны, чем меньше ширина щелей, тем большая часть фона блокируется и тем выше качество

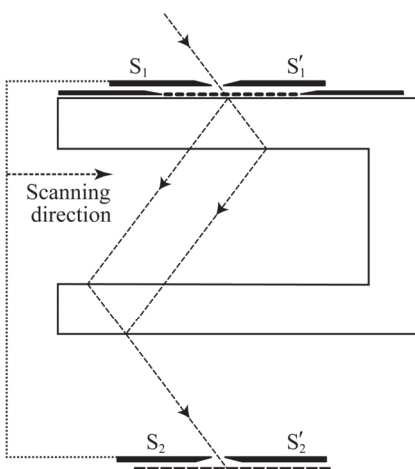


Рис.3. Схема устройства передачи изображения со сканированием: $S_1S'_1$ и $S_2S'_2$ – синхронно перемещающиеся щели перед маской и детектором, соответственно.

изображения. С другой стороны, сужение щелей увеличивает время экспозиции.

На рис.4 представлены результаты численного моделирования изображений, получаемых такой схемой. Ширина щелей выбрана 50 мкм. Остальные параметры эксперимента те же, что и в случае рис.2. Для рис.4а использована маска от рис.2с, а для 4б – от рис.2д. Моделированные изображения масок при схеме со сканированием представлены жирными сплошными линиями. Для сравнения пунктиром представлены аналогичные кривые при схеме без сканирования (жирные кривые на рис.2с и 2д). Как видно из рисунков, применение сканирования даже со щелями шириной 50 мкм резко снижает фон и предметы отображаются точнее. Аналогичные расчеты для более узких щелей приводят к еще лучшим результатам.

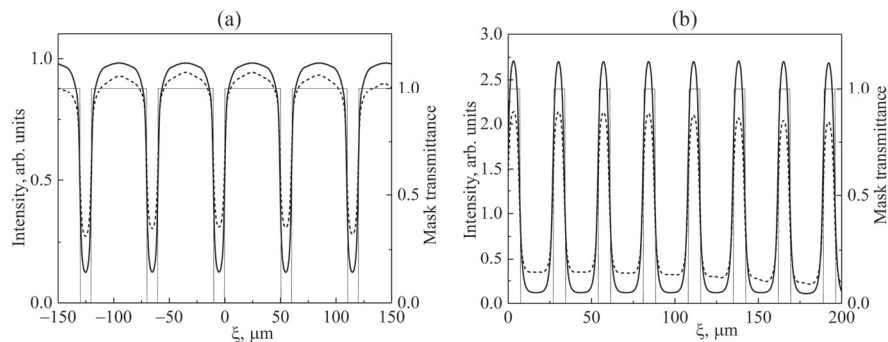


Рис.4. Фрагменты изображений (левая ось значений), полученных с помощью устройств со сканированием (жирные сплошные линии) и без сканирования (пунктирные линии) для различных масок (тонкие сплошные линии, правая ось значений). Использован некогерентный источник рентгеновских лучей.

5. Заключение

Рассмотрена задача передачи рентгеновского изображения с помощью дифракционной линзы на основе двухблочной кристаллической системы. Важным недостатком такой схемы является слишком высокий фон. Показана, что отношение потоков энергий сигнал–фон ~ 2 . Методом численного моделирования показано, что использование некогерентного источника позволяет смягчить этот недостаток, подавляя так называемые интерференционные шумы и неоднозначности отображения.

В качестве более радикального метода борьбы с фоном рассмотрена схема со сканированием. Резкое подавление фона в этой схема достигается за счет увеличения экспозиции.

Работа выполнена при финансовой поддержке комитета по высшему образованию и науке МОНКС РА и гранта ANSEF 23AN:PS-opt-2992.

Приложение 1.

Целью данного приложения является оценка отношения энергетических потоков сигнал–фон изображения при исходной δ -образной волне. Согласно [1], при падающем узком пучке под точным брэгговским направлением напряженность дважды отраженного поля во втором кристаллическом блоке представляется выражением

$$E(x, z_1, z_2) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin \Omega z_1 \sin \Omega z_2}{\Omega^2} \exp(i\omega x) d\omega, \quad (1)$$

где $\Omega = \sqrt{\omega^2 + \chi^2/4}$. Здесь использована определенная в работе [10] безразмерная координатная система (x, z) в плоскости рассеяния с осями x – параллельной и z – перпендикулярной входным и выходным поверхностям кристаллических блоков. При этом z_1 – толщина первого кристаллического блока, а z_2 – глубина рассматриваемой точки во втором кристаллическом блоке.

Переходя в (1) от синусов к экспонентам, с точностью до несущественного постоянного множителя получаем

$$E(x, z_1, z_2) = E_1(x, z_1, z_2) + E_2(x, z_1, z_2), \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} E_1(x, z_1, z_2) &= \frac{1}{2} \sum_{v=\pm 1} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{i(v\Omega\delta + \omega x)\} \frac{d\omega}{\Omega^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos(\Omega\delta)}{\Omega^2} e^{i\omega x} d\omega, \\ E_2(x, z_1, z_2) &= -\frac{1}{2} \sum_{v=\pm 1} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{i(v\Omega Z + \omega x)\} \frac{d\omega}{\Omega^2} = -\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos(\Omega Z)}{\Omega^2} e^{i\omega x} d\omega, \end{aligned} \quad (3)$$

$Z = z_2 + z_1$, $\delta = z_2 - z_1$. Поле $E_1(x, z_1, z_2)$ соответствует вышеупомянутым лучам, претерпевающим межветвевое рассеяние при переходе от первого кристаллического блока к второму и фокусирующихся при $z_2 = z_1$, а $E_2(x, z_1, z_2)$ – лучам, не претерпевающим межветвевое рассеяние, расходящихся и образующих фон. В этом можно убедиться применением метода стационарной фазы к интегралам под знаками сумм в (3), что при $\delta\chi \gg 1$ для траекторий лучей во втором блоке приведет к

$$x = \mp \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \chi^2/4}} \delta, \quad (-\infty < \omega < +\infty)$$

для слагаемых поля E_1 и

$$x = \mp \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \chi^2/4}} Z, \quad (-\infty < \omega < +\infty)$$

для слагаемых поля E_2 .

Из (3) с применением теоремы Парсеваля для энергетических потоков полей E_1 и E_2 , при $z_2 = z_1$ получим соответственно

$$\begin{aligned} \Phi_1 &\equiv \int_{-\infty}^{+\infty} |E_1(x)|^2 dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\Omega^4} = \frac{8}{\chi^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp}{(p^2 + 1)^2}, \\ \Phi_2 &\equiv \int_{-\infty}^{+\infty} |E_2(x)|^2 dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos^2(\Omega Z)}{\Omega^4} d\omega = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 + \cos(2\Omega Z)}{\Omega^4} d\omega \\ &= \frac{4}{\chi^3} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp}{(p^2 + 1)^2} + \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos(\sqrt{p^2 + 1} Z \chi)}{(p^2 + 1)^2} dp \right]. \end{aligned}$$

Используя табличный интеграл $\int_{-\infty}^{+\infty} (p^2 + 1)^{-2} dp = \pi/2$ и вычисляя последний интеграл третьей строки по методу стационарной фазы, при $Z\chi \gg 1$ получаем

$$\Phi_1 = \frac{4\pi}{\chi^3}, \quad \Phi_2 \approx \Phi_1 \left[\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{2}{\pi Z\chi}} \cos\left(\frac{\pi}{4} + Z\chi\right) \right] \approx \frac{\Phi_1}{2}.$$

Таким образом, при $\delta = 0$ и $Z\chi \gg 1$ отношение энергетических потоков сигнал–фон близко к 2.

Отметим, что при переходе от безразмерных координат к нормальным, условие $Z\chi \gg 1$ приводится к виду $2\pi(t_1 + t_2)/\Lambda \gg 1$, где t_1 и t_2 – соответственно толщины первого и второго кристаллических блока в нормальный размерности.

ЛИТЕРАТУРА

1. **V.I. Indenbom, I.S. Slobodetskii, K.G. Truni**, Sov. Phys. JETP, **39**(3), 542 (1974).
2. **A. Authier**, Dynamical Theory of X-Ray Diffraction, Oxford, Oxford University Press, 2001.
3. **E.V. Suvorov, V.I. Polovinkina**, JETP Lett., **20**(5), 145 (1974).
4. **V.L. Indenbom, G.M. Aladzhadzhyan**, Dokl. Akad. Nauk SSSR [in Russian], **227**(4), 827 (1976).
5. **V.L. Indenbom, E.V. Suvorov**, JETP Lett., **23**(9), 441 (1976).
6. **V.L. Indenbom, E.V. Suvorov, I.S. Slobodetskii**, Sov. Phys. JETP, **44**(1), 187 (1976).
7. **V. Levonian**, Mezhvuzovskiy sbornik nauchnykh trudov (Interuniversity collection of scientific papers) [in Russian], Yerevan, Yerevan State University Publishing House, 42 (1984).
8. **A.M. Egiazaryan, K.G. Truni, A.R. Mkrtchyan**, JETP Letters, **68**(9), 711 (1998).
9. **U. Bonse, M. Hart**, Applied Physics Letters, **6**(8), 155 (1965).
10. **V.L. Indenbom, F.N. Chukhovskii**, Sov. Phys. Usp., **15**, 298 (1972)

IMPROVING THE QUALITY OF X-RAY IMAGES FORMED BY A DIFFRACTION LENS FROM A TWO-BLOCK CRYSTALLINE SYSTEM

L.A. HAROUTUNYAN

The possibility of improving the quality of X-ray images formed using diffraction on a two-block crystalline system is considered. It is shown that low spatial coherence of the initial radiation improves image quality. Conventional wide-focus X-ray tubes can be used as a source for such radiation. The feasibility of using a scanning scheme to reduce the background level in the formed image was also considered by numerical simulation.