Известия НАН Армении, Физика, т.50, №4, с.529-541 (2015)

УДК 548.732

РЕНТГЕНОВСКАЯ КРИСТАЛЛ-ДИФРАКЦИОННАЯ ФУРЬЕ-ГОЛОГРАФИЯ

М.К. БАЛЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

e-mail: mbalyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 8 декабря 2014 г.)

Предложен и теоретически исследован рентгеновский динамический рентгенодифракционный аналог Фурье-голографии. Показано, что при определенных условиях полученная на выходной поверхности кристалла интерференционная картина симметричной двухволновой лауэвской дифракции при записи есть рентгенодифракционная Фурье-голограмма исследуемого объекта. Восстановление осуществляется светом видимого диапазона либо с помощью численных методов. В качестве примера рассмотрена запись голограммы амплитудной косинусоидальной решетки и восстановление с помощью видимого света. Эксперимент можно осуществить с помощью синхротронных источников рентгеновского излучения, и метод может быть применен в рентгеновской микроскопии.

1. Введение

Исторически голография берет свое начало как двухступенчатый процесс записи с помощью рентгеновских или электронных волн с последующим восстановлением изображения видимым светом. В дальнейшем, из-за трудностей с рентгеновской и электронной оптикой, этот метод развивался как метод оптической голографии [1–2]. В оптической голографии существуют несколько основных способов записи и восстановления изображения: голография Френеля – методы осевой голографии (Габора) и внеосевой голографии, голография Фраунгофера, голография Фурье, интерферометрическая голография. В работе [3] отмечалось, что рентгеновскую голографию можно развивать на основе рентгенодифракционной оптики. Почти одновременно в работе [4] был предложен метод рентгенодифракционной интерферометрической голографии. В дальнейшем он был развит в работах [5–6]. Близким можно считать также метод Момоза [7]. Суть его состоит в использовании рентгеновского лауэвского трехблочного [4,5,7] или четырехблочного [6] интерферометра для записи рентгеновской голограммы. Предполагается, что объект находится в одном плече интерферометра, а волна, прошедшая через другое плечо, служит опорной волной. В пучках, вышедших из третьего или четвертого блока интерферометра, формируется интерференционная картина объектной и опорной волн, запись которой является голограммой объекта. Воспроизведение изображения должно осуществляться видимым светом [4–6] или численным методом [7]. В работе [8] был предложен метод восстановления точечного источника рентгеновских волн, находящегося на близком расстоянии от кристалла. Предполагается, что в плоскопараллельной пластине совершенного кристалла осуществляется лауэвская симметричная дифракция от точечного источника рентгеновских волн. На выходной поверхности кристалла возникает дифракционная картина, обусловленная интерференцией двух ветвей дисперсионной поверхности. Показано, что освещение видимым светом полученной дифракционной картины, записанной на фотопластинке, восстанавливает изображение точечного источника на некотором расстоянии от нее. В работах [9–11] предложена и теоретически исследована динамическая рентгенодифракционная голография Фраунгофера.

В настоящее время из-за появления синхротронных источников рентгеновских волн развиты методы рентгеновской голографии, аналогичные методам оптической голографии, без привлечения рентгенодифракционной оптики: метод осевой голографии (Габора) [12–17] и метод Фурье-голографии [16–18]. В работах [16–18] для получения виртуального точечного источника рентгеновских волн или же для получения изображения применяются рентгеновские зонные пластинки. В работе [18] метод рентгеновской Фурье-голографии используется для получения изображений наноразмерных объектов, амплитуда рассеяния которых мала. Чтобы устранить эту трудность, авторы используют матрицу таких объектов, каждый из которых имеет свою опорную волну.

В работе [19] показано, что в случае двухволновой лауэвской дифракции рентгеновских волн на двух щелях на выходной поверхности кристалла формируется интерференционная картина, аналогичная полосам Юнга в видимом диапазоне света. Отмечено, что динамическая двухволновая лауэвская дифракция на двух щелях может стать основой для рентгенодифракционной Фурье-голографии.

Таким образом, рентгеновскую голографию можно развивать как без привлечения кристалл-дифракционной оптики [12–18], так и с использованием кристалл-дифракционной оптики [8–11]. Сравнивая эти методы, можно сказать, что без привлечения кристалл-дифракционной оптики можно получить изображения с более высокой разрешающей способностью, тогда как использование кристалл-дифракционной оптики понижает разрешающую способность. С другой стороны, при использовании кристалл-дифракционной оптики можно без труда получить голограммы больших размеров (порядка миллиметра и более), так как и опорная и объектная волна при дифракции в кристалле образуют треугольник Бормана с углом в вершине порядка несколько десятков градусов, тогда как при использовании дифракции в вакууме необходимы несколько десятков и сотен метров, чтобы получить голограммы размером несколько сотен микрон. Таким образом оба эти метода могут иметь свою область применения, так как представляют интерес как объекты с неоднородностями порядка и менее микрона (применение голографии без привлечения кристалл-дифракционной оптики), так и объекты с неоднородностями порядка нескольких микрон и более (применение голографии с привлечением кристалл-дифракционной оптики).

В настоящей работе теоретически исследован рентгенодифракционный аналог Фурье-голографии. Показано, что при определенных условиях сформированная на выходной поверхности кристалла интерференционная картина аналогична соответствующему распределению интенсивности в Фурье-голографии, и что запись этого распределения интенсивности на фотопластинке есть рентгенодифракционная Фурье-голограмма исследуемого объекта. Дальнейшее освещение голограммы видимым светом восстанавливает сопряженное и действительное изображения объекта. Восстановление изображения может быть произведено также численным методом.

2. Запись рентгенодифракционной Фурье-голограммы

Схема записи рентгенодифракционной Фурье-голограммы показана на рис.1. Рассматривается двухволновая симметричная лауэвская дифракция. Перед

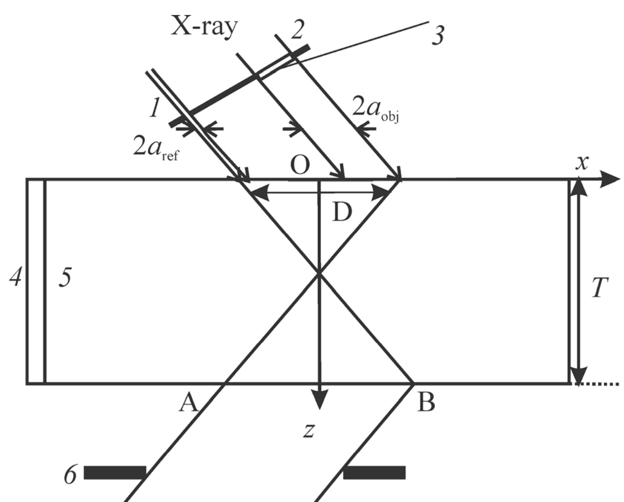

Рис.1. Схема записи динамической рентгенодифракционной Фурье-голограммы: *1* – узкая щель (точечный источник), *2* – щель, в которой помещается объект, *3* – объект, *4* – кристаллическая пластина, *5* – отражающая плоскость, *6* – щель, *7* – рентгенодифракционная Фурье-голограмма. Показана координатная плоскость *xz*, в которой лежит плоскость дифракции, ось *y* перпендикулярна к плоскости дифракции.

совершенным кристаллом ставится система двух щелей. Одна из щелей достаточно узкая, а во вторую щель устанавливается некоторый объект. Плоскопараллельный рентгеновский пучок с единичной амплитудой падает на кристалл. Прошедшие через щели волны формируют интерференционную картину на выходной поверхности кристалла. Волна, прошедшая через узкую щель (точечный источник), есть опорная волна, а волна, прошедшая через другую щель и через объект, есть объектная волна. Обозначая амплитуды дифрагированных волн через $E_{h\mathrm{ref}}$ и $E_{h\mathrm{obj}}$, амплитуду дифрагированной волны можно представить в виде

$$E_h = E_{h\mathrm{ref}} + E_{h\mathrm{obj}}. \qquad (1)$$

Согласно (1), интенсивность дифрагированной волны на выходной поверхности кристалла составит

$$I_h = \left|E_{h\mathrm{ref}}\right|^2 + E_{h\mathrm{ref}} E^*_{h\mathrm{obj}} + E^*_{h\mathrm{ref}} E_{h\mathrm{obj}} + \left|E_{h\mathrm{obj}}\right|^2. \qquad (2)$$

Мы рассматриваем случай $T/\Lambda \gg 1$ и $\mu T \gg 1$, где T – толщина кристалла, Λ – экстинкционная длина, μ – линейный коэффициент поглощения кристалла. Тогда можно рассматривать только слабопоглощаемую моду σ-поляризации.

Для вычисления (2) используем гриновский формализм динамической теории дифракции рентгеновских лучей [20,21]. Согласно этой теории, амплитуду дифрагированной волны можно представить в виде свертки функции точечного источника и амплитуды падающей волны вдоль входной поверхности кристалла. Для вычисления свертки применим приближения из статьи [19]. В рамках принятых условий суть приближений заключается в том, что функция точечного источника динамической задачи дифракции заменяется соответствующей асимптотикой, причем в асимптотическом представлении оставляется только слабопоглощаемая мода σ-поляризации. Амплитуда объектной волны получается интегрированием по области щели, где находится объект, а амплитуда опорной волны – по области узкой щели. Аргумент функции точечного источника разлагается в ряд Тейлора около координат центров объекта $x = x_{\mathrm{obj}}$ и узкой щели $x = x_{\mathrm{ref}}$, соответственно. В области объекта оставляются линейные члены по $x'-x_{\mathrm{obj}}$ включительно (x' – переменная интегрирования свертки), а в области узкой щели применяется приближение точечного источника (т.е. отбрасываются также линейные члены $x' - x_{\mathrm{ref}}$). Учитывается комплексность коэффициентов поляризуемости кристалла и тот факт, что в области рентгеновских частот мнимые части этих коэффициентов намного меньше, чем их действительные части. Согласно этому, в соответствующих членах разложения, содержащих мнимые части поляризуемостей, при интегрировании отбрасываются линейные члены как в области объекта ($x' - x_{\mathrm{obj}}$), так и в области узкой щели ($x' - x_{\mathrm{ref}}$). Таким путем находим

$$E_{h\mathrm{ref}} = 2a_{\mathrm{ref}} Q \exp[i\Phi_{\mathrm{ref}}(x) + \Psi_{\mathrm{ref}}(x)], \qquad (3)$$

$$E_{h\mathrm{obj}} = Q \exp[i\Phi_{\mathrm{obj}}(x) + \Psi_{\mathrm{obj}}(x)]\tilde{t}(x, y), \qquad (4)$$

$$\tilde{t}(x,y)=\int_{-a_{\text{obj}}}^{a_{\text{obj}}} t(x'+x_{\text{obj}},y)\exp[ik_0(x-x_{\text{obj}})x'/F]\exp(ik\cos\theta\Delta\theta x')dx', \qquad (5)$$

где $2a_{\text{ref}}$ – размер узкой щели, $2a_{\text{obj}}$ – размер объекта, $Q = -[1/(8T\Lambda)]^{1/2}$ ctanθ ×exp[$i\Phi_0 - \mu_d T/(2\cos\theta)$], Φ_0 – постоянная фаза, $\mu_d = \mu\,(1 - \chi_{hi}/\chi_{0i})$, $\chi_{hi} > 0$ и $\chi_{0i} > 0$ – коэффициенты Фурье мнимой части поляризуемости кристалла, соответствующие отражениям с векторами дифракции **h** и 0, соответственно, θ – угол Брэгга, Δθ – отклонение от угла Брэгга,

$$\Phi_{\text{ref,obj}}(x)=k_0[xx_{\text{ref,obj}}/F-x_{\text{ref,obj}}^2/(2F)]+k\cos\theta\Delta\theta x_{\text{ref,obj}}, \qquad (6)$$

$$\Psi_{\text{ref,obj}}(x)=-k_0\eta(x-x_{\text{ref,obj}})^2/(2F). \qquad (7)$$

Здесь $\eta = \chi_{hi} / |\chi_{hr}| << 1$, χ_{hr} – коэффициент Фурье действительной части поляризуемости кристалла для вектора дифракции **h**, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число и λ_0 – длина волны видимого света, которая будет использована в дальнейшем при восстановлении изображения, $F = T\Lambda\tan^2\theta k_0/\pi$ (F/k_0 в формулах (5)–(7) не зависит от k_0, k_0 используется лишь для удобства дальнейших вычислений восстановления), $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число и λ – длина волны рентгеновских лучей, $t(x,y)$ – комплексный коэффициент амплитудного пропускания объекта; центр координатной системы находится в центре всей двухщелевой системы. При выводе формул (3)–(7) и в дальнейшем рассматривается случай центросимметричного кристалла.

Главное заключение, которое можно сделать из выражения (5), то же, что и в оптике видимого света [1,2] – амплитуда объектной волны пропорциональна Фурье-коэффициенту комплексной амплитудной пропускаемости объекта. Процесс восстановления совершает обратное Фурье-преобразование и восстанавливает комплексный коэффициент амплитудного пропускания объекта. Записывая интенсивность (2), получаем так называемую голограмму объекта. Область AB записи голограммы показана на рис.1.

Мы рассмотрели случай монохроматической падающей волны и пренебрегли размером источника в плоскости дифракции. Реальные источники имеют конечный размер и реальные волны обладают некоторой степенью немонохроматичности. Вкратце обсудим требования к пространственной (поперечной, связанной с размером источника в плоскости дифракции) и временной (продольной, связанной с полихроматичностью пучка) когерентности падающей рентгеновской волны. Соответствующие оценки можно сделать методом, описанным в [22]. В итоге получим следующие условия, при выполнении которых размер источника в плоскости дифракции и немонохроматичность не будут влиять на профиль распределения интенсивности голограммы: для пространственной когерентности – $D\cos\theta l << \lambda L_s$ и для временной когерентности – $D\cos\theta\tan\theta << \lambda^2/(2\Delta\lambda) = l_c$. Здесь D – общий размер двухщелевой системы вдоль оси x (рис.1),

l – размер источника в плоскости дифракции перпендикулярно к направлению распространения падающего пучка, L_s – среднее расстояние от источника до кристалла, $2\Delta\lambda$ – область длин волн рентгеновского пучка около средней длины волны, l_c – продольная длина когерентности.

3. Восстановление с помощью видимого света

Для восстановления голограммы она помещается на пути волны видимого света. Предполагается, что перпендикулярно к поверхности голограммы падает плоско-параллельный пучок света с единичной амплитудой. Распространение поля после прохождения голограммы описывается с помощью соответствующей функции Грина в параболическом приближении с помощью пропагатора Кирхгофа $P(x,y,z)$ [14]

$$P(x,y,z) = -\frac{ik_0}{2\pi z}\exp\left[ik_0\frac{x^2+y^2}{2z}\right]. \tag{8}$$

Координатные оси параллельны соответствующим координатным осям, использованным при описании дифракции в кристалле, но координата z теперь отсчитывается от плоскости голограммы. Для одномерного $t(x)$ и двумерного $t(x,y)$ случаев необходимо различать две разные схемы восстановления.

3.1. Одномерный случай

Голограмма помещается непосредственно перед или после цилиндрической линзы с фокусным расстоянием f_x (рис.2). Ось цилиндра перпендикулярна к плоскости xz.

Согласно принципу Гюйгенса–Френеля, амплитуда света после прохождения голограммы и линзы на расстоянии $z = f_x$ (на фокальной плоскости линзы) определяется с помощью свертки

$$E_{\mathrm{rec}} = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} P(x-x', y-y', f_x)\exp\left(-ik_0\frac{x'^2}{2f_x}\right)I_h(x')dx'dy', \tag{9}$$

где интегрирование производится по плоскости голограммы. В фокальной плоскости линзы осуществляется обратное Фурье-преобразование и восстанавливается $t(x)$. Подставляя (2) в (9) и выполняя интегрирование, получаем следующие выражения восстановленных амплитуд

$$E_{\mathrm{rec1}} = A_1\exp[ik_0(x-x_{\mathrm{ref}})^2/(2f_x)]\exp[-k_0x^2F/(4f_x^2\eta)], \tag{10}$$

где

$$A_1 = 4a_{\mathrm{ref}}^2[k_0/(16\pi)]\sqrt{2/(Ff_x\eta)}\exp(-\mu_d T/\cos\theta)\exp[-ik_0x_{\mathrm{ref}}^2/(2f_x)], \tag{11}$$

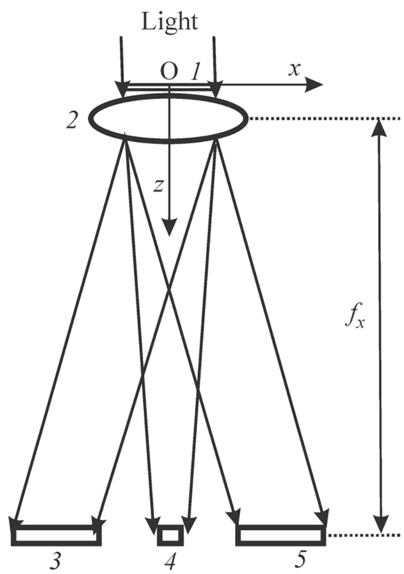

Рис.2. Схема восстановления изображения для одномерного объекта: *1* – рентгенодифракционная Фурье-голограмма, *2* – цилиндрическая линза с фокусным расстоянием f_x в плоскости xz, *3*, *4*, *5* – сопряженное изображение, прямой пучок и гало, действительное изображение, соответственно.

$$E_{\text{rec}2} = A_2 \exp\left[ik_0(x - x_{\text{obj}})^2 / (2f_x)\right]\exp\left(ik\cos\theta\Delta\theta xF/f_x\right)t^*(x_{\text{ref}} - xF/f_x)\,. \quad (12)$$

Здесь

$$A_2 = 2a_{\text{ref}} \exp[-\mu_d T / (\cos\theta) - k_0\eta x_{\text{ro}}^2 / (4F)]\frac{e^{-i\pi/4}}{4}\sqrt{\frac{k_0}{2\pi f_x}}$$
$$\times\exp\{-ik_0[x_{\text{obj}}^2 / (2f_x) + x_{\text{ro}}^2 / (2F)] - k_0[k\cos\theta\Delta\theta / k_0 + x_{\text{ro}} / (2F)]^2\eta F\}, \quad (13)$$

а $x_{\text{ro}} = x_{\text{ro}} - x_{\text{obj}}$,

$$E_{\text{rec}3} = A_3 \exp[ik_0(x - x_{\text{obj}})^2 / (2f_x)]\exp(ik\cos\theta\Delta\theta xF / f_x)t(x_{\text{ref}} + xF / f_x)\,, \quad (14)$$

где $A_3 = A_2\exp(\mathrm{i}k_0x_{\text{ro}}^2/F)$,

$$E_{\text{rec}4} = A_4 \exp[ik_0(x - x_{\text{obj}})^2 / (2f_x)]\exp(ik\cos\theta\Delta\theta xF / f_x)$$
$$\times\int_{-\infty}^{+\infty} t(x' + x_{\text{obj}} + xF / f_x)t^*(x' + x_{\text{obj}})dx'. \quad (15)$$

При этом

$$A_4 = \exp[-\mu_d T / (\cos\theta)]\frac{e^{-i\pi/4}}{4}\sqrt{\frac{k_0}{2\pi f_x}}$$
$$\times\exp\{-ik_0[x_{\text{obj}}^2 / (2f_x)] - k_0(k\cos\theta\Delta\theta / k_0 - x_{\text{obj}} / F)^2\eta F\}. \quad (16)$$

Каждая из амплитуд (10)–(16) соответствует определенному члену в распределении интенсивности (2) на голограмме. E_{rec1} соответствует восстановленной опорной волне и сконцентрировано около $x = 0$. Амплитуда E_{rec4} формирует гало вокруг этой точки [2]. E_{rec2} и E_{rec3} соответствуют сопряженному и действительному изображениям объекта. Сопряженное изображение перевернуто на 180°, увеличено фактором

$$M = f_x / F \tag{17}$$

и смещено вдоль оси x на величину $x_{ref} f_x/F$. Действительное изображение увеличено с тем же фактором (17) и смещено вдоль x на величину $-x_{ref} f_x/F$. Таким образом, выбирая соответствующее x_{ref}, сопряженное и действительное изображения можно отделить друг от друга. Действительное и сопряженное изображения находятся на противоположных сторонах прямого пучка. Отметим также, что поскольку гало имеет такие же размеры, что и увеличенное изображение, то для того, чтобы гало не перекрывало изображения, необходимо $|x_{ref}|$ выбрать так, чтобы смещение изображения $|x_{ref}| f_x/F > Ma_{obj}$, т.е. $|x_{ref}| > a_{obj}$.

В ходе вычислений для разрешающей способности Δ_{res} в приближении бесконечных размеров голограммы получается следующая оценка: $\Delta_{res} \sim 4(\eta F/k_0)^{1/2}$. Это означает, что на изображении можно различить два таких точечных объекта, минимальное расстояние между которыми вдоль оси x порядка Δ_{res}.

3.2. Двумерный случай

В двумерном случае, когда комплексный коэффициент амплитудного пропускания объекта зависит как от x, так и от y координаты, необходимо провести предварительное Фурье-преобразование по y. Для этого случая на рис.3 показана одна из возможных схем восстановления. Голограмма помещается непосредственно до или после линзы, которая имеет фокусное расстояние f_x в плоскости xz и фокусное расстояние f_{y1} в плоскости yz (вместо этого можно использовать две скрещенные цилиндрические линзы с соответствующими фокусными расстояниями f_x и f_{y1}). Освещение голограммы видимым светом совершает Фурье-преобразование по y в фокальной плоскости $z = f_{y1}$. В этой же фокальной плоскости помещается цилиндрическая линза с фокусным расстоянием f_{y2} в плоскости yz (ось линзы лежит в плоскости xz). На расстоянии L, отсчитываемом от плоскости этой линзы, получается обратное Фурье-преобразование по y. Расстояние L удовлетворяет соотношению

$$\frac{1}{L} + \frac{1}{f_{y1}} = \frac{1}{f_{y2}}. \tag{18}$$

В той же плоскости должно быть получено обратное преобразование по x. Следовательно, фокусное расстояние f_x должно удовлетворять соотношению

$$L + f_{y1} = f_x. \tag{19}$$

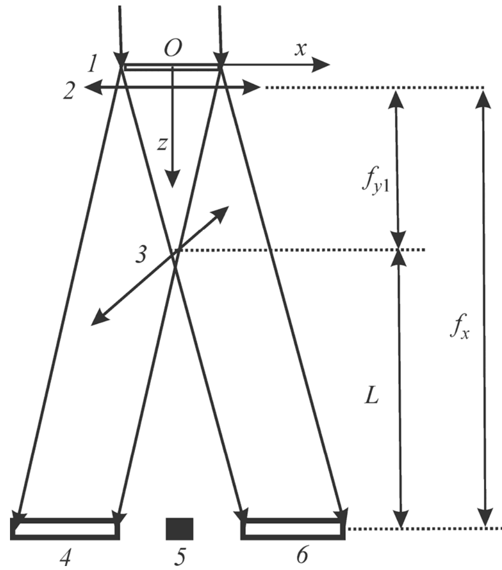

Рис.3. Схема восстановления изображения для двумерного объекта: *1* – рентгенодифракционная Фурье-голограмма, *2* – линза с фокусным расстоянием f_x в плоскости xz и фокусным расстоянием f_{y1} в плоскости yz, *3* – цилиндрическая линза с фокусным расстоянием f_{y2} в плоскости yz, *4*, *5*, *6* – сопряженное изображение, прямой пучок и гало, действительное изображение, соответственно.

В этом случае формула (9) (принцип Гюйгенса–Френеля) должна быть применена в два этапа. На первом этапе от плоскости голограммы к плоскости $z = f_{y1}$ и на втором этапе от этой плоскости к плоскости $z = f_x$. В первом случае в (9) вместо $\exp[-ik_0x'^2/(2f_x)]$ должно быть взято $\exp[-ik_0x'^2/(2f_x) - ik_0y'^2/(2f_{y1})]$. Во втором – вместо $\exp[-ik_0x'^2/(2f_x)]$ должно быть взято $\exp[-ik_0y'^2/(2f_{y2})]$, а вместо $I_h(x')$ должна быть взята соответствующая амплитуда волны на плоскости $z = f_{y1}$. Выполняя необходимое интегрирование, приходим почти к таким же выражениям, что и в одномерном случае, причем амплитуды могут быть получены из формул (10)–(16) с соответствующей заменой коэффициентов A_i, $i = 1,\ldots,4$ на коэффициенты A'_i, $i = 1,\ldots,4$, а $t(x)$ и $t^*(x)$ заменяются соответственно на $t(x, -yf_{y1}/L)$ и $t^*(x, -yf_{y1}/L)$ для тех же самых значений x. Связь новых коэффициентов для i = 1,2,3 со старыми дается соотношениями

$$A'_1 = -A_1 e^{i\pi/4}\sqrt{f_{y1}/f_{y2}-1}\exp[ik_0y^2/(2L)], \qquad (20)$$

$$A'_{2,3} = -A_{2,3} e^{i\pi/2}\sqrt{f_{y1}/f_{y2}-1}\exp[ik_0y^2/(2L)], \qquad (21)$$

$$A'_4 = -\exp[-\mu_d T/(\cos\theta)]\frac{e^{i\pi/4}}{4}\sqrt{\frac{k_0}{2\pi f_x}(f_{y1}/f_{y2}-1)}$$
$$\times\exp\{-ik_0[x_{\rm obj}^2/(2f_x)] - k_0(k\cos\theta\Delta\theta/k_0)^2\eta F\}\exp[ik_0y^2/(2L)]. \qquad (22)$$

Как следует из формул (10)–(16) и (20)–(22), основные выводы те же, что и в одномерном случае; в двумерном случае оба изображения перевернуты по y. Увеличение по y определяется из соотношения

$$M_1 = L / f_{y1} . \tag{23}$$

Соотношения (18) и (19) достаточны для определения параметров используемых линз. Вместе с тем параметры линз можно выбрать так, чтобы удовлетворялось условие $M = M_1$. Комбинируя (17)–(19) и (23) и условие $M = M_1$, можно получить следующие параметры, удовлетворяющие условию равных увеличений,

$$F > f_{y2},\ f_{y1} = \sqrt{Ff_{y2}},\ f_x = f_{y1} / (1 - f_{y2} / f_{y1}),\ L = f_{y2} f_x / f_{y1} . \tag{24}$$

Например, если взять $F = 20$ мм и $f_{y2} = 10$ мм. Из (25) следует $f_{y1} = 14$ мм, тогда из (24) следует $f_x = 49$ мм, $L = 35$ мм, и увеличение соответствующее этим параметрам $M = M_1 = 2.5$.

4. Пример

Одним из классических объектов является одномерная косинусоидальная амплитудная дифракционная решетка [1], для которой

$$t(x) = t_0 + t_1 \cos(2\pi x / q + \varphi_0) , \tag{25}$$

где t_0, t_1, q, φ_0 – некоторые постоянные. Возьмем $t_0 = t_1 = 0.5$, $q = 25$ мкм, $\varphi_0 = 3.2\pi$. Рассматривается случай Si(220) отражения, $\lambda = 0.71$ Å (17.46 кэВ), $T = 5$ мм, $2a_{\mathrm{ref}} = 10$, $x_{\mathrm{ref}} = -170$, $x_{\mathrm{obj}} = 125$ мкм. Размер объекта в плоскости дифракции $2a_{\mathrm{obj}} = 100$ мкм. Размер D всей двухщелевой системы в плоскости дифракции − 350 мкм. На рис.4 показан график функции $t^2(x)$.

На рис.5 показано численно полученное на основе гриновского формализма динамической теории дифракции [20,21] распределение интенсивности (2)

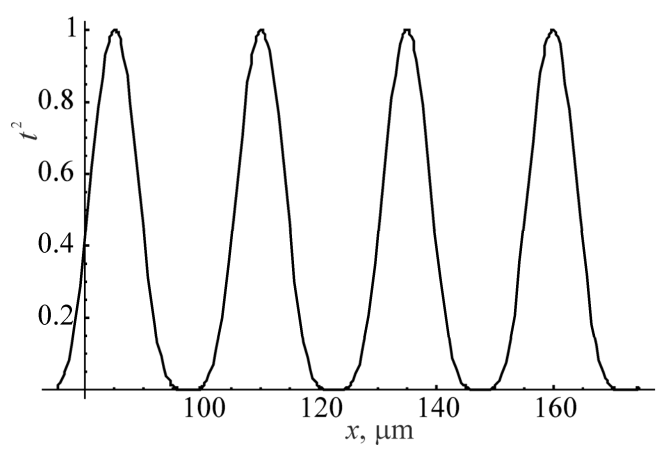

Рис.4. График квадрата амплитудного пропускания объекта.

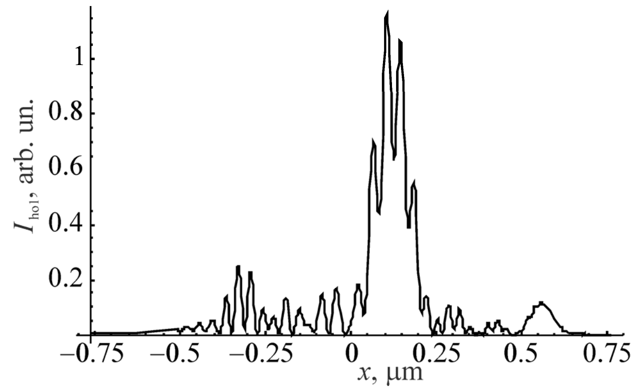

Рис.5. Распределение интенсивности на динамической рентгенодифракционной Фурье-голограмме.

на голограмме. Контраст голограммы, в случае необходимости, можно улучшить, применяя ослабитель (поглотитель) надлежащей толщины перед падающим на кристалл объектным пучком.

На рис.6 представлено численно полученное распределение интенсивности (9) восстановленного поля в плоскости $z = f_x = 100$ мм. Как видно из рис.6, в центральной части находятся распределения, соответствующие прямо проходящей волне (10) и гало (15). Сопряженное изображение получено слева от прямого пучка (отрицательные x), а действительное изображение получено справа от прямого пучка (положительные x). Так как в этом случае $F = 20$ мм, то $M = 5$. Разрешение в данном примере для голограммы бесконечных размеров составляет $\Delta_{res} \sim 4(\eta F/k_0)^{1/2} \approx 16$–$17$ мкм. Для оценки качества изображения при сравнении с коэффициентом пропускания объекта (рис.4) на рис.7 представлено распределение интенсивности в области восстановленного изображения.

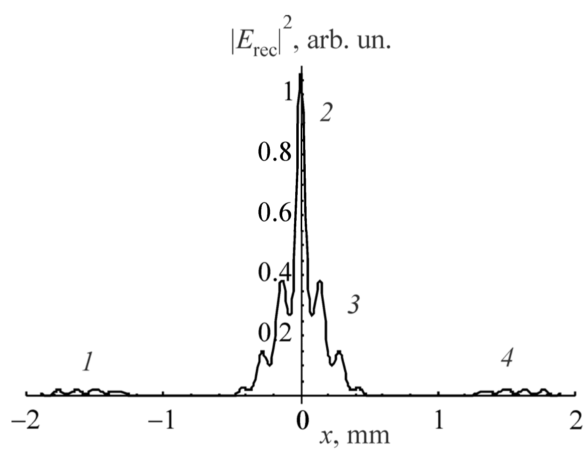

Рис.6. Распределение интенсивности восстановленного поля на плоскости изображения $z = f_x$: *1*, *2*, *3* и *4* – сопряженное изображение, прямой пучок, гало и действительное изображение, соответственно.

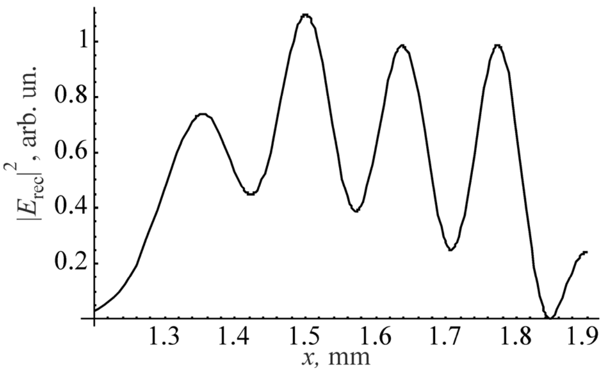

Рис.7. Распределение интенсивности в области изображения.

Согласно рис.4–7, численно полученные результаты совпадают с теоретическими предсказаниями разделов 2 и 3. Значения увеличения и смещения изображений, вращение сопряженного изображения соответствуют теоретически предсказанным. Необходимые значения Фурье-коэффициентов поляризуемости взяты из [21].

5. Заключение

В настоящей работе предложен и теоретически исследован динамический рентгенодифракционный аналог Фурье-голографии. Показано, что при определенных условиях полученная на выходной поверхности кристалла интерференционная картина двухволновой симметричной лауэвской дифракции при записи есть рентгенодифракционная Фурье-голограмма исследуемого объекта. Дальнейшее восстановление изображения осуществляется светом видимого диапазона либо его можно осуществить также с помощью численных методов. В качестве примера рассмотрена запись голограммы амплитудной косинусоидальной решетки с последующим восстановлением с помощью видимого света. Численный расчет подтверждает правильность выводов теоретического исследования. Этот метод экспериментально можно осуществить с помощью синхротронных источников рентгеновского излучения. Он может быть применен в рентгеновской микроскопии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин.** Оптическая голография. Москва, Мир, 1973.
2. **P. Hariharan.** Basics of Holography. New York, Cambridge University Press, 2002.
3. **V.V. Aristov, G.A. Ivanova.** J. Appl. Cryst., **12**, 19 (1979).
4. **А.М. Егиазарян, П.А. Безирганян.** Изв. АН Арм ССР, Физика, **15**, 35 (1980).
5. **А.М. Егиазарян.** Письма в ЖТФ, **24**, 55 (1998).
6. **А.М. Егиазарян, К.Г. Труни, А.Р. Мкртчян.** Письма в ЖЭТФ, **68**, 681 (1998).
7. **A. Momose.** Nucl. Instr. Meth., **A352**, 622 (1995).

8. **К.Т. Габриелян.** Письма в ЖТФ, **16**, 5 (1990).
9. **M.K. Balyan.** J. Sync. Rad., **20,** 749 (2013).
10. **M.K. Balyan.** J. Sync. Rad., **21,** 449 (2014).
11. **M.K. Balyan**. J. Sync. Rad., **21,** 127 (2014).
12. **A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, I. Scheloko.**, Rev. Sci. Instrum., **66,** 5486 (1995).
13. **K.A. Nugent, T.E. Gureyev, D.F. Cookson, D. Paganin, Z. Barnea.** Phys. Rev. Letters, **77**, 2961 (1996).
14. **D.M. Paganin**. Coherent X-Ray Optics. Oxford, Oxford University Press, 2006.
15. **N. Watanabe, H. Yokosuka, T. Ohogashi, H. Takano, A. Takeuchi, Y. Suzuki, S. Aoki.** J. Phys. IV France, **104**, 551 (2003).
16. **В.В. Аристов, А.В. Куюмчян, А.Ю. Суворов, Т. Ишикава, А.А. Исоян, К.Г Труни, Е. Саркисян**. Микросистемная техника, **11,** 26 (2004).
17. **W. Leitenberger, A. Snigirev.** J. Appl. Phys., **90**, 538 (2001).
18. **H. Iwamoto, N. Yagi.** J. Sync. Rad., **18**, 564 (2011).
19. **M.K. Balyan.** Acta Cryst., **A66,** 660 (2010).
20. **A. Authier.** Dynamical Theory of X-Ray Diffraction. Oxford, Oxford University Press, 2001.
21. **З.Г. Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика. Москва, Наука, 1982.
22. **V. Mocella, Y. Epelboin, J.P. Guigay.** Acta Cryst., **A56**, 308 (2000).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԲՅՈՒՐԵՂԱԴԻՖՐԱԿՏԱԿԱՆ ՖՈՒՐԻԵ-ՀՈԼՈԳՐԱՖԻԱ

Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ

Առաջարկված և տեսականորեն ուսումնասիրված է Ֆուրիե-հոլոգրաֆիայի դինամիկական ռենտգենադիֆրակտական անալոգը: Ցույց է տրված, որ որոշակի պայմաններում սիմետրիկ Լաուեի երկալիքային դիֆրակցիայի դեպքում բյուրեղի ելքի մակերևույթին ստացված ինտերֆերենցային պատկերը գրանցումից հետո ուսումնասիրվող օբեկտի Ֆուրիե հոլոգրամ է: Պատկերի վերականգնումն իրականացվում է տեսանելի տիրույթի լույսով կամ թվային եղանակով: Որպես օրինակ դիտարկված է ամպլիտուդային կոսինուսոիդային ցանցի հոլոգրամի գրանցումն և պատկերի վերականգնումը տեսանելի տիրույթի լույսով: Փորձնականորեն կարելի է իրականացնել ռենտգենյան սինքրոտրոնային աղբյուրներով: Մեթոդը կարող է օգտագործվել ռենտգենյան մանրադիտակային եղանակում:

X-RAY CRYSTAL-DIFFRACTION FOURIER HOLOGRAPHY

M.K. BALYAN

The X-ray dynamical diffraction analogue of the Fourier holography is proposed and theoretically investigated. It is shown, that the record of the Laue symmetrical two-wave dynamical diffraction interference pattern on the exit surface of the crystal under certain conditions is the Fourier hologram of the investigated object. The reconstruction is performed either by means of visible light or by numerical methods. As an example the recording of the hologram of the amplitude cosine grating and the reconstruction by means of visible light is considered. Experiment can be performed using the synchrotron sources of X-ray radiation, and the method can be used in X-ray microscopy.