

УДК 548.732

РЕНТГЕНОВСКИЙ ДИНАМИЧЕСКИЙ ДИФРАКЦИОННЫЙ АНАЛОГ ЭФФЕКТА ТАЛЬБОТА В ПРОШЕДШЕМ ПУЧКЕ

М.К. БАЛЯН

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

e-mail: mbalyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 29 марта 2019г.)

Исследован рентгеновский динамический дифракционный эффект Тальбота в идеальных кристаллах. Эффект проанализирован для прошедшего пучка. Выявлены особенности эффекта, найдены выражения для расстояния Тальбота и для точного расстояния Тальбота. Результаты сравнены с полученными ранее результатами в дифрагированном пучке.

1. Введение

Эффект Тальбота в оптике обнаружен в работе [1]. Эффект заключается в том, что при перпендикулярном падении на плоскость периодического в поперечном направлении объекта, амплитуда распространяющийся за объектом волны периодически повторяет начальное распределение. Расстояние периода называется расстоянием Тальбота. В работе [2] дано теоретическое объяснение эффекта, найдены выражения для расстояния Тальбота и для точного расстояния Тальбота. Расстояние Тальбота получается в параксиальном приближении, условием выполнения которого является малость длины волны излучения по сравнению с периодом объекта. Точное расстояние Тальбота получается без требования малости длины волны. Продолжаются экспериментальные и теоретические исследования эффекта Тальбота как в оптике [3–8], так и для рентгеновских волн [9–13]. Исследования относятся к эффекту в свободном пространстве. Между тем в работе [14] этот эффект исследовался в условиях двухволновой рентгеновской динамической дифракции в совершенных кристаллах в дифрагированном пучке, когда сформированная периодическим объектом волна дифрагирует в совершенном кристалле. Были получены выражения для динамически дифракционного расстояния и точного расстояния Тальбота внутри кристалла. Динамически дифракционное расстояние Тальбота соответствует приближению малости отклонения пространственных Фурье гармоник начального распределения от условия Брэгга (большой период по сравнению с экстинкционной длиной). Без такого

приближения расстояние Тальбота внутри кристалла получается точно.

В данной работе, продолжая тему работы [14], эффект Тальбота исследуется в проходящем пучке. Полученные результаты сравниваются с результатами проведенных исследований в дифрагированном пучке.

2. Основные формулы

Эффект Тальбота, как уже упоминалось во введении, заключается в том (см. например [5–7]), что при некотором одномерном периодическом распределении с периодом D амплитуды монохроматической волны, т.е. $T(x) = T(x + D)$, вдоль оси Ox лежащей наперед заданной плоскости, при последующем распространении в перпендикулярном к плоскости направлении в свободном пространстве, значение амплитуды периодически повторяется на расстояниях $z = lz_T$ ($l = 1, 2, \dots$), где так называемое расстояние Тальбота [7] дается выражением

$$z_T = 2D^2/\lambda. \quad (1)$$

Здесь λ – длина волны излучения. Выражение (1) справедливо при условии $D \gg \lambda$. Когда период становится порядка длины волны, пользуются точным выражением, данное Рэлеем [2]

$$z_T = \lambda / \left(1 - \sqrt{1 - \lambda^2/D^2}\right). \quad (2)$$

Следует также сказать, что на расстояниях $z = (2l + 1)z_T / 2$ ($l = 0, 1, 2, \dots$) получается первоначальное распределение амплитуды, смещенное на $D/2$ вдоль оси Ox . Этот же эффект имеет место для рентгеновских волн, распространяющихся в свободном пространстве [9–13].

Однако в работе [14] показано, что аналог эффекта Тальбота имеет место внутри совершенного кристалла при двухволновой брэгговской динамической дифракции рентгеновских волн. В упомянутой работе эффект был исследован для дифрагированного пучка.

Схема дифракции для наблюдения динамического дифракционного эффекта Тальбота показана на рис. 1. Рентгеновский пучок с волновым вектором $\mathbf{K}_0^i$ и единичной амплитудой, проходя через объект с периодическим комплексным амплитудным коэффициентом пропускания $T(x) = T(x + D)$, падает на входную поверхность совершенного кристалла под углом θ^i по отношению к атомным отражающим плоскостям RP , которые в симметричном случае перпендикулярны к входной поверхности кристалла. Этот угол близок к углу Брэгга θ для вектора дифракции $\mathbf{h}$, вследствие чего в кристалле возникают проходящая и дифрагированная волны. Ось Ox выбранной системы координат параллельна входной поверхности и антипараллельна вектору дифракции $\mathbf{h}$ для данного отражения. Ось Oz перпендикулярна к входной поверхности, а ось Oy перпендикулярна к

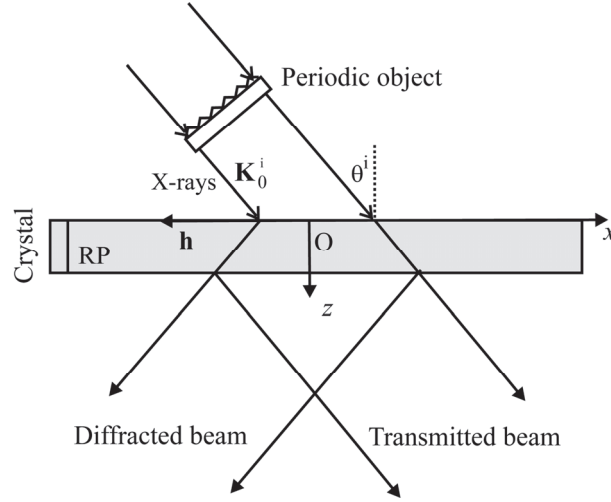


Рис.1. Схема рентгеновского динамического дифракционного эффекта Тальбота. На пути падающего пучка находится объект с периодическим комплексным амплитудным коэффициентом пропускания.

плоскости дифракции xz .

Нахождение амплитуды дифрагированной волны проводится для случая падающей плоской монохроматической волны с использованием функции Грина динамической задачи дифракции [15–16] и разложением в ряд Фурье амплитудного коэффициента пропускания объекта:

$$T(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \exp\left(2\pi i n \frac{x}{D}\right), \quad (3)$$

$$A_n = \frac{1}{D} \int_{-D/2}^{D/2} T(x) \exp\left(-2\pi i n \frac{x}{D}\right) dx. \quad (4)$$

Для амплитуды σ -поляризованной дифрагированной волны было получено выражение [14]

$$E_h(x, z) = i \sqrt{\frac{\chi_h}{\chi_{\bar{h}}}} \exp\left(ik \frac{\chi_0 z}{2 \cos \theta}\right) \exp(ikx \cos \theta \Delta \theta) \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \exp\left(2\pi i n \frac{x}{D}\right) \frac{\sin \pi \frac{z}{\Lambda} \Omega_n}{\Omega_n}, \quad (5)$$

где $\chi_0 = \chi_{0r} + i\chi_{0i}$, $\chi_h = \chi_{hr} + i\chi_{hi}$ и $\chi_{\bar{h}} = \chi_{\bar{h}r} + i\chi_{\bar{h}i}$ – Фурье коэффициенты поляризуемости кристалла для векторов дифракции 0 , h и $\bar{h}$ соответственно (индексы «г» и «i» относятся к действительной и мнимой части поляризуемости кристалла соответственно), $\Delta \theta = \theta^i - \theta$ – отклонение от точного условия Брэгга, θ – угол Брэгга, $\Lambda = \lambda \cos \theta / \sqrt{\chi_h \chi_{\bar{h}}}$ ($\Lambda_r = \text{Re } \Lambda$ есть экстинкционная длина), $k = 2\pi / \lambda$,

$$\Omega_n = \sqrt{1 + p_n^2}, \quad p_n = \frac{\Delta_n \theta}{\sqrt{\chi_h \chi_{\bar{h}}}} \sin 2\theta, \quad \Delta_n \theta = \Delta \theta + \frac{2\pi n}{kD \cos \theta}. \quad (6)$$

Для π -поляризованной волны в выражениях нужно сделать замену $\chi_h, \chi_{\bar{h}} \rightarrow \chi_h \cos 2\theta, \chi_{\bar{h}} \cos 2\theta$.

Амплитуду прошедшей волны $E_0(x, z)$ можно получить используя уравнения динамической дифракции [15–16] и выражая $E_0(x, z)$ через $E_h(x, z)$ в уравнении для дифрагированного пучка, в результате чего получим

$$E_0(x, z) = \exp\left(ik \frac{\chi_0 z}{2 \cos \theta}\right) \exp(ikx \cos \theta \Delta \theta) \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \exp\left(2\pi i n \frac{x}{D}\right) \left[\cos \pi \frac{z}{\Lambda} \Omega_n - i p_n \frac{\sin \pi \frac{z}{\Lambda} \Omega_n}{\Omega_n} \right]. \quad (7)$$

Продолжим анализ для случая $\Delta \theta = 0$. Используя формулы $\cos \varphi = (e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}) / 2$ и $\sin \varphi = (e^{i\varphi} - e^{-i\varphi}) / (2i)$, представим (7) в виде

$$E_0(x, z) = \exp\left(ik \frac{\chi_0 z}{2 \cos \theta}\right) \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{A_n}{2} \exp\left(2\pi i n \frac{x}{D}\right) \left[\exp\left(i\pi \frac{z}{\Lambda} \Omega_n\right) \left(1 - \frac{p_n}{\Omega_n}\right) + \exp\left(-i\pi \frac{z}{\Lambda} \Omega_n\right) \left(1 + \frac{p_n}{\Omega_n}\right) \right]. \quad (8)$$

Не теряя общности, рассмотрим случай centrosимметричного кристалла, для которого $\chi_h = \chi_{\bar{h}}$, $\chi_{0r}, \chi_{hr} < 0$ и $\chi_{0i}, \chi_{hi} > 0$. Обычно $\chi_{hi} \simeq \chi_{0i} \ll |\chi_{hr}| \simeq |\chi_{0r}|$ (частота падающего излучения больше, чем резонансные частоты электронов кристалла, $|\chi_h|$ порядка $10^{-5} \div 10^{-6}$).

Используя условие $\chi_{hi} \ll |\chi_{hr}|$ и пренебрегая $(\chi_{hi} / |\chi_{hr}|)^2$ в разложении Тейлора Ω_n , имеем

$$\pi \frac{z}{\Lambda} \Omega_n \approx \pi \frac{z}{\Lambda_r} \sqrt{1 + \frac{\sin^2 2\theta (\Delta_n \theta)^2}{\chi_{hr}^2}} - i \frac{kz \chi_{hi}}{2 \cos \theta \sqrt{1 + \frac{\sin^2 2\theta (\Delta_n \theta)^2}{\chi_{hr}^2}}}, \quad (9)$$

и из (5) и (8) получим

$$E_0(x, z) = \exp\left(ik \frac{\chi_{0r} z}{2 \cos \theta}\right) \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{A_n}{2} \exp\left(2\pi i n \frac{x}{D}\right) \left[\left(1 - \frac{p_{nr}}{\Omega_{nr}}\right) \exp[\Phi_{n+}(z)] + \left(1 + \frac{p_{nr}}{\Omega_{nr}}\right) \exp[\Phi_{n-}(z)] \right], \quad (10)$$

$$E_h(x, z) = \exp\left(ik \frac{\chi_{0r} z}{2 \cos \theta}\right) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{A_n}{2 \Omega_{nr}} \exp\left(2\pi i n \frac{x}{D}\right) [\exp[\Phi_{n+}(z)] - \exp[\Phi_{n-}(z)]],$$

где

$$\Phi_{n\pm}(z) = \pm i\pi \frac{z}{\Lambda_r} \Omega_{nr} - \frac{kz}{2\cos\theta} \left(\chi_{0i} \mp \frac{\chi_{hi}}{\Omega_{nr}} \right), \quad (11)$$

$$\Omega_{nr} = \sqrt{1 + p_{nr}^2}, \quad (12)$$

$$p_{nr}^2 = \frac{\sin^2 2\theta (\Delta_n \theta)^2}{\chi_{hr}^2}, \quad (13)$$

и $\Lambda_r = \lambda \cos\theta / |\chi_{hr}|$. Как видно из (6) и (10), каждая гармоника обладает собственным отклонением от точного угла Брэгга $\Delta_n \theta$, собственной экстинкционной длиной $\Lambda_n = \Lambda_r / \sqrt{1 + p_{nr}^2}$ и собственными дифракционными коэффициентами поглощения для каждой ветви дисперсионной поверхности

$$\mu_{dn\pm} = k \left(\chi_{0i} \mp \frac{\chi_{hi}}{\Omega_{nr}} \right) = \mu \left(1 \mp \frac{\chi_{hi}}{\chi_{0i} \Omega_{nr}} \right), \quad (14)$$

где $\mu = k\chi_{0i}$ – линейный коэффициент поглощения кристалла. Формулы (10) – (14) являются основными для исследования эффекта Тальбота внутри кристалла.

3. Динамический дифракционный аналог эффекта Тальбота в прошедшем пучке

Как видно из (10), амплитуды гармоник A_n в прошедшем пучке заменяются на $A'_{n\pm} = A_n e^{-\mu_{dn\pm} z} (1 \mp p_{nr} / \Omega_{nr}) / 2$, а в дифрагированном пучке на $A''_{n\pm} = A_n e^{-\mu_{dn\pm} z} / (2\Omega_{nr})$ для первой и второй ветвей соответственно. Тогда как для дифрагированного пучка эта замена симметрична относительно знака номера n гармоники, для прошедшего пучка возникает асимметрия относительно этого знака. Кроме того, в прошедшем пучке возникает асимметрия также между ветвями дисперсионной поверхности в связи с асимметрией коэффициентов прохождения ветвей. Вследствие этого в прошедшем пучке меняются веса гармоник с одним и тем же $|n|$, но с различными знаками. В результате центр распределения в прошедшем пучке внутри кристалла смещается относительно центра начального распределения. Кроме того, в дифрагированном пучке гармоники, для которых $p_{nr}^2 \gg 1$ подавляются из-за брэгговской фильтрации, в то время как в прошедшем пучке такие гармоники остаются. Это видно из выражения (10). Для гармоник с $p_{nr}^2 \gg 1$ в прошедшем пучке имеем

$$\begin{aligned} \exp\left(ik \frac{\chi_{0r} z}{2\cos\theta}\right) & \left[\sum_{n<0, p_{nr}^2 \gg 1} A_n e^{-\frac{\mu_{dn+} z}{2\cos\theta}} \exp\left(2\pi i n \frac{x - z \tan\theta}{D}\right) \right. \\ & \left. + \sum_{n>0, p_{nr}^2 \gg 1} A_n e^{-\frac{\mu_{dn-} z}{2\cos\theta}} \exp\left(2\pi i n \frac{x - z \tan\theta}{D}\right) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Это значит, что часть амплитуды, связанная с $p_{nr}^2 \gg 1$ остается постоянной вдоль направления распространения падающей волны и является периодической функцией от переменной $x - z \tan \theta$ (т.е. вдоль направления распространения дифрагированного пучка) с тем же периодом D как и начальное распределение. Для гармоник $p_{nr}^2 \ll 1$, что равносильно условию

$$|n| \ll \sqrt{\frac{z_{Td}}{\Lambda_r}} = \left(\frac{D}{\Lambda_r \tan \theta} \right), \quad (16)$$

где

$$z_{Td} = \Lambda_r \left(\frac{D}{\Lambda_r \tan \theta} \right)^2 = \frac{D^2 \cot^2 \theta}{\Lambda_r}, \quad (17)$$

можно приближенно написать $\sqrt{1 + p_{nr}^2} \approx 1 + p_{nr}^2 / 2$. В работе [14] показано, что для таких гармоник осциллирующие части $\exp[\Phi_{n\pm}(z)]$ независимо от n повторяются на расстояниях $z = lz_{Td}$ ($l = 1, 2, \dots$), т.е. с учетом коэффициентов прохождения и поглощения повторяется начальное распределение. Ясно, что расстояние (17) внутри кристалла играет роль расстояния Тальбота (1). Для гармоник $D \sim \Lambda_r \tan \theta$, следуя Рэлею и считая, что коэффициенты Фурье начального распределения значительны до $|n| = 1$ включительно, в [14] было получено точное значение расстояния для динамического дифракционного эффекта Тальбота

$$z_{Td}^{cr} = \frac{2\Lambda_r}{\sqrt{1 + 4 \frac{\Lambda_r}{z_{Td}} - 1}} = \frac{2\Lambda_r}{\sqrt{1 + 4 \left(\frac{\Lambda_r \tan \theta}{D} \right)^2 - 1}}. \quad (18)$$

Расстояние, определяемое из (18) есть динамический дифракционный аналог точного расстояния Тальбота (2). При $z = lz_{Td}^{cr}$ ($l = 1, 2, \dots$) начальное распределение повторяется с учетом коэффициентов прохождения и поглощения. Для расстояний же $z = (2l + 1)z_{Td} / 2$ ($l = 0, 1, 2, \dots$) или $z = (2l + 1)z_{Td}^{cr} / 2$ ($l = 0, 1, 2, \dots$), начальное распределение повторяется со смещением вдоль Ox на $D/2$.

Таким образом, для наблюдения динамического дифракционного эффекта Тальбота в прошедшем пучке, благоприятным является периодическое начальное распределение с ограниченным числом гармоник, причем таких, для которых хорошо выполняется условие (16). Если это условие плохо выполнено, то из-за асимметрии коэффициентов прохождения относительно знака номера гармоники, возникает дополнительное смещение начального распределения.

Следует еще отметить, что так как для π -поляризации $\Lambda_{\pi} = \Lambda_r / \cos 2\theta$, то как расстояние Тальбота (17), так и точное расстояние Тальбота (18), зависят от поляризации.

4. Примеры динамического дифракционного эффекта Тальбота в прошедшем пучке

Для иллюстрации выше полученных результатов, в качестве примера рассмотрим отражение Si(220) для излучения MoK α ($\lambda = 0.71 \text{ \AA}$, $\lambda = 10.63^\circ$), σ -поляризация. Для кремния $\chi_{0r} = -3.162 \cdot 10^{-6}$, $\chi_{0i} = 0.165 \cdot 10^{-7}$, $\chi_{hr} = \chi_{\bar{h}r} = -1.901 \cdot 10^{-6}$, $\chi_{hi} = \chi_{\bar{h}i} = 0.159 \cdot 10^{-7}$ [16]. Соответственно имеем, $\Lambda_r = 36.6 \text{ мкм}$ и $\Lambda_r \tan \theta = 6.9 \text{ мкм}$. Отклонение от точного условия Брэгга $\Delta \theta = 0$. В качестве периодического объекта возьмем объект с ограниченным Фурье спектром – косинусоидальную решетку. В этом случае

$$T(x) = \frac{1 + \cos(2\pi x/D)}{2}, \quad (19)$$

$A_0 = 0.5$, $A_{\pm 1} = 0.25$ и $A_n = 0$ для $|n| > 1$.

Заметим, что при $D / (\Lambda_r \tan \theta) > 1$, для толщин $z \simeq \Lambda_r$, приближенно полагая $\Omega_{nr} \approx 1$ и пренебрегая поглощением, для амплитуд имеем

$$\begin{aligned} E_0(x, z) &= \exp\left(ik \frac{\chi_{0r} z}{2 \cos \theta}\right) \cos\left(\pi \frac{z}{\Lambda_r}\right) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \exp\left(2\pi i n \frac{x}{D}\right) \\ &= T(x) \exp\left(ik \frac{\chi_{0r} z}{2 \cos \theta}\right) \cos \pi \frac{z}{\Lambda_r}, \\ E_h(x, z) &= i \exp\left(ik \frac{\chi_{0r} z}{2 \cos \theta}\right) \sin\left(\pi \frac{z}{\Lambda_r}\right) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \exp\left(2\pi i n \frac{x}{D}\right) \\ &= iT(x) \exp\left(ik \frac{\chi_{0r} z}{2 \cos \theta}\right) \sin \pi \frac{z}{\Lambda_r}. \end{aligned} \quad (20)$$

Отсюда следует, что при сделанных предположениях, начальное распределение в прошедшем пучке (помимо расстояний, определяемых согласно (17) и (18)) должно повторяться также при z близком к Λ_r , а в дифрагированном пучке, близком к $\Lambda_r / 2$. Это значит, что пятна начального распределения внутри кристалла имеют некоторый размер вдоль оси Oz. Следует заметить, что начальное распределение в этих малых глубинах в прошедшем пучке должно отрываться на глубине $z = \Lambda_r / 2$, а в дифрагированном пучке должно отрываться около $z = 0$ и $z = \Lambda_r$ (см. (20)). Добавим, что из-за экстинкционных модуляций распределение внутри кристалла должно периодически отрываться как в прошедшем (при $z = (2l+1)\Lambda_r / 2$ ($l = 0, 1, 2, \dots$)) (так как на этих глубинах в отсутствие периодического объекта амплитуда прошедшего пучка равна нулю), так и в дифрагированном пучке (при $z = l\Lambda_r$ ($l = 0, 1, 2, \dots$)) (так как без периодического объекта на этих глубинах равна нулю амплитуда дифрагированного пучка). Модуляции интенсивности вдоль оси Oz появляются из-за экстинкционных модуляций и присутствия периодического объекта, а вдоль оси Ox – из-за присутствия

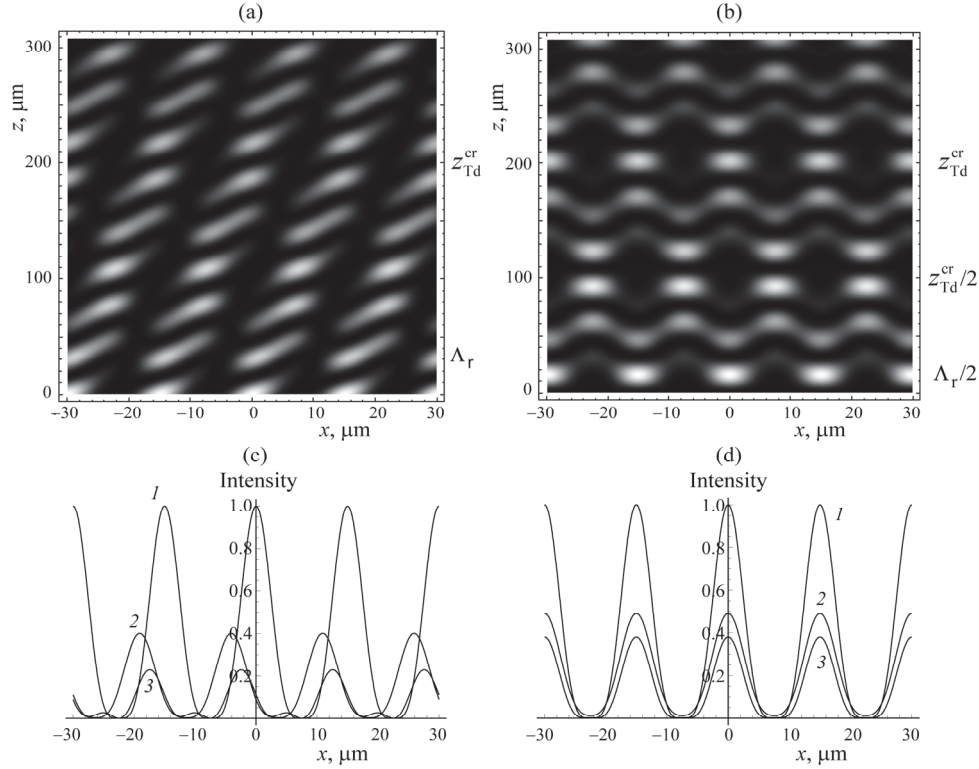


Рис.2. Динамический дифракционный эффект Тальбота. Период объекта $D = 15$ мкм. а – распределение интенсивности в прошедшем пучке внутри кристалла. б – распределение интенсивности в дифрагированном пучке внутри кристалла. с – сравнение начального распределения $T^2(x)$ (кривая 1) с $|E_0(x, z_{Td})|^2$ (кривая 2) и с $|E_0(x, z_{Td}^{cr})|^2$ (кривая 3). d – сравнение начального распределения $T^2(x)$ (кривая 1) с $|E_h(x, z_{Td})|^2$ (кривая 2) и с $|E_h(x, z_{Td}^{cr})|^2$ (кривая 3).

периодического объекта.

Сначала рассмотрим случай косинусоидального объекта с $D = 15$ мкм. В этом случае $z_{Td} = 175$ мкм, $z_{Td}^{cr} = 206$ мкм, $D / (\Lambda_r \tan \theta) = 2.2$. На рис.2а показано распределение интенсивности внутри кристалла для прошедшего пучка, а на рис.2б для дифрагированного пучка. Во-первых, заметим, что в данном случае $D / (\Lambda_r \tan \theta) > 1$ и согласно (39), начальное распределение в прошедшем пучке сначала появляется на глубинах от нуля до экстинкционной глубины, а в дифрагированном пучке – от нуля до половины экстинкционной глубины. Видно, что эти места в дифрагированном пучке хорошо согласуются с предсказанными расстояниями (17) и (18), тогда как в прошедшем пучке на этих расстояниях начальное распределение не повторяется. Это видно на рис.2с и d, где начальное распределение $T^2(x)$ сравнивается с интенсивностями $|E_0(x, z_{Td})|^2$ и

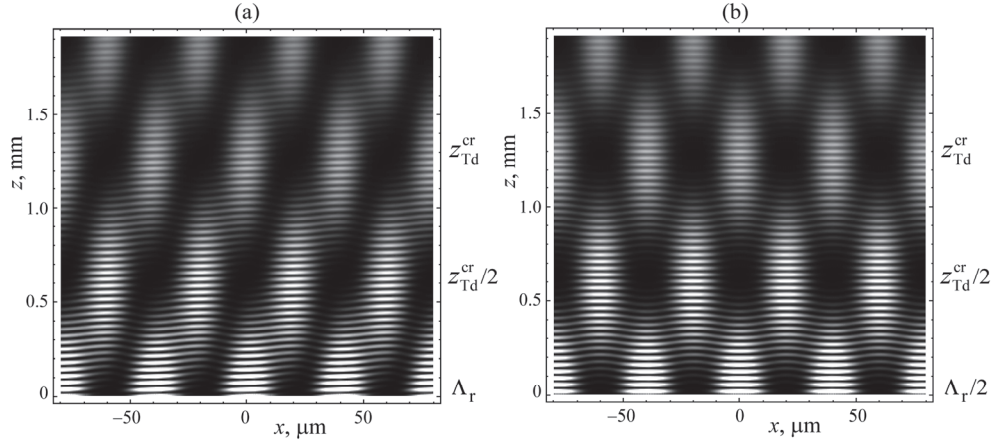


Рис.3. Динамический дифракционный эффект Тальбота. Период объекта $D = 40$ мкм. а – распределение интенсивности в прошедшем пучке внутри кристалла. б – распределение интенсивности в дифрагированном пучке внутри кристалла.

$|E_h(x, z_{Td})|^2$, соответственно. Условие (16) оказывается достаточно хорошо выполненным для дифрагированного пучка, но не достаточно хорошо выполненным для прошедшего пучка. Вместе с тем, начальное распределение из-за асимметрии в прошедшем пучке относительно знаков гармоник смещается вдоль некоторой линии и, кроме того, пятна распределения тоже растянуты.

В случае $D = 40$ мкм, имеем $z_{Td} = 1.2$ мм, $z_{Td}^{cr} = 1.3$ мм и $D / (\Lambda_r \tan \theta) = 5.8$. На рис.3, приведенные интенсивности для прошедшего и дифрагированного пучков показывают, что начальное распределение воспроизводится на расстоянии, предсказанном формулами (17) и (18). Условие (16) оказывается достаточно

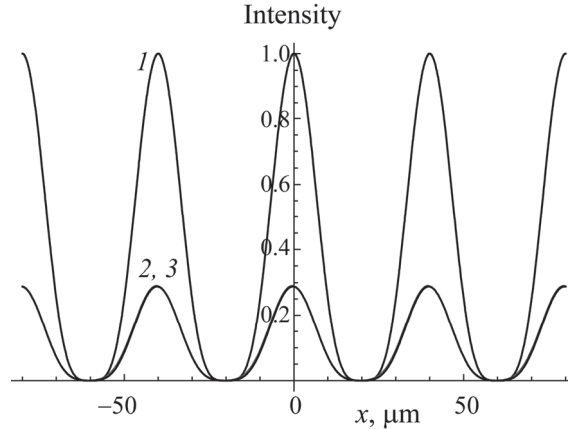


Рис.4. Динамический дифракционный эффект Тальбота. Период объекта $D = 40$ мкм. Сравнение начального распределения $T^2(x)$ (кривая 1) с $|E_0(x, z_{Td})|^2$ (кривая 2) и с $|E_0(x, z_{Td}^{cr})|^2$ (кривая 3). Кривые 2 и 3 совпадают.

хорошо выполненным как для дифрагированного, так и для прошедшего пучков. Видно также, что на расстояниях $z_{Td} / 2$ и $z_{Td}^{cr} / 2$ получается начальное распределение, смещенное на $D/2$ вдоль Ox , и для прошедшего и для дифрагированного пучков. На рис.4 интенсивности $|E_0(x, z_{Td})|^2$ и $|E_0(x, z_{Td}^{cr})|^2$ сравниваются с начальным распределением $T^2(x)$. Видно хорошее согласие полученных самоизображений с первоначальным распределением, с учетом коэффициентов прохождения и поглощения.

5. Метод экспериментального наблюдения

В работе [14] было предложено наблюдать эффект Тальбота в дифрагированном пучке с помощью клиновидного кристалла. Линия вершины клина перпендикулярна отражающим атомным плоскостям. В таком случае в каждой плоскости дифракции кристалл имеет толщину

$$z(y) = y \tan \varepsilon + z(0) \approx y\varepsilon + z(0), \quad (21)$$

зависящую от координаты y , причем ось Oy направлена перпендикулярно к плоскости дифракции xz , угол ε есть угол раствора клина (порядка 1–2 углового градуса) в вершине, а $z(0)$ – толщина кристалла в плоскости $y = 0$. Подставляя (21) в выражение амплитуды (10) прошедшего пучка, замечаем, что распределение интенсивности в плоскости xz проектируется на плоскость xy и может наблюдаться в сечении прошедшего пучка. То же самое верно и для дифрагированного пучка.

6. Заключение

Проведен анализ рентгеновского динамического дифракционного эффекта Тальбота в прошедшем пучке. Найдены выражения для расстояния Тальбота и точного расстояния Тальбота в прошедшем пучке. Сделан сравнительный анализ с эффектом Тальбота в дифрагированном пучке. Показано, что для наблюдения эффекта Тальбота в прошедшем пучке необходимо соблюдать более жесткие требования относительно пространственного спектра и периода периодического объекта, создающего периодическое распределение на входной поверхности кристалла. Изучено влияние Брэгговской фильтрации, поглощения и поляризации на динамический дифракционный эффект Тальбота в прошедшем пучке.

Эксперименты можно проводить с помощью источников рентгеновского синхротронного излучения третьего поколения или используя рентгеновские лазеры на свободных электронах.

ЛИТЕРАТУРА

1. **H.F. Talbot.** Phil. Mag., **9**, 401 (1836).
2. **Lord Rayleigh.** Phil. Mag., **11**, 196 (1881).
3. **R.F. Edgar.** Optica Acta, **16**, 281 (1969).
4. **G.P. Guigay.** Optica Acta, **18**, 677 (1971).
5. **M.V. Berry, S.Klein.** Journal of Modern Optics, **43**, 2139 (1996).
6. **M.V. Berry, E. Bodenschatz.** Journal of Modern Optics, **46**, 349 (1999).
7. **B.C. William, T. Mathias, D. Sarayut, A. Markus.** Optics Express, **17**, 20966 (2009).
8. **K. Myun-Sik, Sch. Toralf, M. Christof, R. Carsten, H. Hans Peter.** Optics Express, **21**, 1287 (2013).
9. **P. Cloetens, J.P. Guigay, S. De Martino, J. Baruchel, M. Schlenker.** Optics Letters, **22**, 1059 (1997).
10. **A. Momose, K. Shinya, K. Ichiro, H. Yoshitaka, T. Kengo. S. Yoshio.** Jpn. J. Appl. Phys., **42**, L866 (2003).
11. **A. Momose, Y. Wataru, M. Hirohide, T. Yoshihiro.** Optics Express, **17**, 12540 (2009).
12. **V.G. Kohn.** Journal of Surface Investigation, **10**, 698 (2016).
13. **V.G. Kohn.** J. Synchrotron Rad., **25**, 425 (2018).
14. **M.K. Balyan.** J. Opt., **21**, 055603 (2019).
15. **A. Authier.** Dynamical theory of X-ray diffraction. Oxford, University Press, 2001.
16. **З.Г. Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика. Москва, Наука, 1982.

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ԴԻՖՐԱԿՏԱՅԻՆ
ՏԱԼԲՈՏԻ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ ԱՆՑՆՈՂ ՓՆՁՈՒՄ

Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ

Ուսումնասիրված է Տալբոտի ռենտգենյան դինամիկական դիֆրակտային երևույթը կատարյալ բյուրեղներում: Երևույթը վերլուծված է անցած փնջի համար: Ի հայտ են բերված երևույթի առանձնահատկությունները, գտնված են արտահայտություններ Տալբոտի և Տալբոտի ճշգրիտ հեռավորությունների համար: Արդյունքները համեմատված են դիֆրակտված փնջում նախկինում ստացված արդյունքների հետ:

X-RAY DYNAMICAL DIFFRACTION TALBOT EFFECT
IN TRANSMITTED BEAM

M.K. BALYAN

X-ray dynamical diffraction Talbot effect is investigated in perfect crystals. The effect is investigated for the transmitted beam. The peculiarities of the effect are revealed, the expressions for the Talbot distance and for the exact Talbot distance are obtained. The obtained results are compared with the results obtained for the diffracted beam previously.