Известия НАН Армении, Физика, т.48, №5, с.363-370 (2013)

УДК 548.732

ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЧКОВ С ДВУМЕРНОЙ КРИВИЗНОЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА. II. ФОКУСИРОВКА РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЧКА КРИСТАЛЛОМ С НЕПЛОСКИМИ ВХОДНОЙ И ВЫХОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЯМИ. СИММЕТРИЧНЫЙ СЛУЧАЙ ЛАУЭ

М.К. БАЛЯН

Ереванский государственный университет, Армения

m.balyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 12 октября 2012 г.)

На основе эйконального приближения для пучков с двумерной кривизной волнового фронта, развитой в первой части работы, исследована фокусировка рентгеновского пучка внутри и вне кристалла с неплоскими входным и выходным поверхностями в симметричном случае Лауэ и получены выражения для эйконалов и для фокусных расстояний внутри и вне кристалла. Оценены размеры фокусов и рост интенсивности в точках фокуса. Получены условия точечной фокусировки. Исследованы те условия, при выполнении которых можно получить практически достижимые фокусные расстояния. Рассмотрен конкретный пример, для которого вычислены фокусные расстояния, размеры фокусных пятен и рост интенсивности в фокусе.

1. Введение

Одним из методов фокусировки рентгеновского пучка является брэгговская дифракция в кристалле. Если кристалл не подвергнут каким-либо внешним воздействиям (изгиб, температурный градиент), то в случае геометрии Лауэ фокусировку внутри и вне кристалла в плоскости дифракции (горизонтальная фокусировка) можно осуществить с помощью кристалла с плоской входной и выходной поверхностями [1,2]. Вместе с тем для достижения фокусировки в направлении, перпендикулярном к плоскости дифракции (саггитальная фокусировка), необходимо, чтобы входная или (и) выходная поверхности кристалла были неплоскими. В работе [3] рассматривалась саггитальная фокусировка пучка в случае Брэгга. Входная поверхность кристалла имела форму цилиндрического параболоида, с осью цилиндра, находящейся в плоскости дифракции. В работе [4] рассматривалась саггитальная фокусировка в геометрии Лауэ. Выходная поверхность кристалла имела форму цилиндрического параболоида, с осью цилиндра, лежащей в плоскости дифракции.

В данной работе рассматривается фокусировка пучка в симметричном случае Лауэ. Входная и выходная поверхности кристалла имеют форму параболоида с неравными в вершине радиусами кривизны. Исследуется фокусировка как внутри, так и вне кристалла в вакууме. Найдены выражения для фокусного расстояния, оцениваются размеры фокуса и рост интенсивности в точке фокуса. Найдены условия точечной фокусировки. Анализ фокусировки делается на основе эйконального приближения для пучков с двумерной кривизной волнового фронта [5].

2. Фокусировка рентгеновского пучка с двумерной кривизной волнового фронта

2.1. Фокусировка внутри кристалла

Пусть из точечного источника, находящегося на расстоянии L_s от кристалла, сферическая монохроматическая рентгеновская волна падает на кристалл с неплоскими входной и выходной поверхностями, отражающие плоскости которого перпендикулярны к входной поверхности (симметричный случай Лауэ) (рис.1).

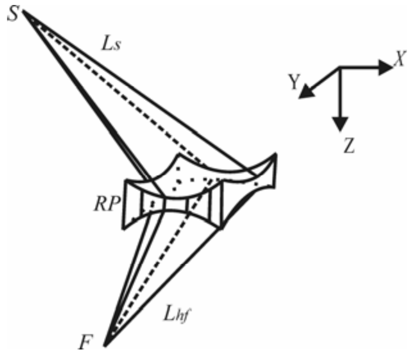

Рис.1. Схема фокусировки с кристаллом с неплоскими входным и выходным поверхностями. Показан освещаемый участок кристаалла. S – точечный источник рентгеновских волн, L – расстояние источник-кристалл, L_{hf} – расстояние кристалл-фокус, F – точка фокуса, RP – отражающие плоскости. Показаны направления координатных осей, начало координат находится на входной поверхности кристалла.

Пусть входная поверхность кристалла имеет форму параболоида с двумя радиусами кривизны R_{x1}, R_{y1} в вершине и задается уравнением

$$z_0 = \frac{x_0^2}{2R_{x1}} + \frac{y_0^2}{2R_{y1}}, \tag{1}$$

где x_0, y_0, z_0 – координаты точек на входной поверхности кристалла, ось OZ направлена вдоль отражающих плоскостей вглубь кристалла и находится в плоскости дифракции, ось OX антипараллельна вектору дифракции $\mathbf{h}$, ось OY перпендикулярна плоскости дифракции. Как было показано в работе [5], полный интеграл уравнения эйконала внутри кристалла имеет вид

$$\Phi = C_1 x + C_2 y \pm \frac{z\sqrt{C_1^2 \sin^2\theta + \sigma^2}}{\cos\theta} - \frac{C_2^2 z}{2k\cos\theta} + C_3, \tag{2}$$

где C_1, C_2, C_3 – произвольные константы, □ – угол Брэгга, $\sigma = k\sqrt{\chi_h \chi_{\bar{h}}}\big/2$ (поляризационный множитель опускаем), $\chi_h, \chi_{\bar{h}}$ – фурье-коэффициенты поляризуемости кристалла для векторов обратной решетки $\mathbf{h}$ и $-\mathbf{h}$, соответственно, k – волновое число, а □ – длина волны в вакууме. Знаки "+" и "–" в правой части соответствуют слабо- и сильнопоглощающимся модам, соответственно.

В дальнейшем изложении будем исследовать только фокусировку слабопоглощающейся моды. Нашей целью будет найти эйконал и траектории, удовлетворяющие граничным условиям на входной поверхности кристалла. В дальнейшем будем интересоваться лучами в непосредственной близости у вершины параболоида, т.е. $|x_0/R_{x1}| << 1$, $|y_0/R_{y1}| << 1$. Тогда $C_1 <<$ □ и в (2) можно считать

$$\sqrt{C_1^2 \sin^2\theta + \sigma^2} \approx \sigma\left(1 + C_1^2 \sin^2\theta \big/ 2\sigma^2\right). \tag{3}$$

Эйконал падающей волны имеет вид

$$\Phi^i = \frac{kx_0^2\cos^2\theta}{2L_s} + \frac{ky_0^2}{2L_s}. \tag{4}$$

Согласно (4) эйконал Φ_0 на входной поверхности кристалла будет удовлетворять граничному условию

$$\Phi_0 + \frac{k\chi_0 z_0}{2\cos\theta} = \Phi^i. \tag{5}$$

Здесь χ_0 – нулевая компонента поляризуемости кристалла. Используя непрерывность эйконала и тангенциальных составляющих волнового вектора на входной поверхности кристалла [5], а также (2), (3), (5), выражаем константы C_1, C_2, C_3 через x_0, y_0 и подставляем в (2). Таким образом находится так называемый общий интеграл, с помощью которого из условий

$$\partial\Phi/\partial x_0 = 0, \qquad \partial\Phi/\partial y_0 = 0, \tag{6}$$

находим траектории. Из уравнений траекторий, выражая x_0, y_0 через x, y, z и подставляя в общий интеграл, находим эйконал, удовлетворяющий заданным граничным условиям. Не приводя здесь соответствующих выкладок, приведем уравнения траекторий и вид эйконала. В условиях приближения (3) для траекторий находим

$$x - x_0(1 - z/z_{fx1}) = 0, \qquad y - y_0(1 - z/z_{fy1}) = 0, \tag{7}$$

а для эйконала

$$\Phi = \frac{\sigma z}{\cos\theta} - \frac{\sigma\cos\theta}{2\sin^2\theta}\frac{x^2}{z - z_{fx1}} + \frac{k\cos\theta y^2}{2(z - z_{fy1})}. \tag{8}$$

Здесь z_{fx1}, z_{fy1} определяются из соотношений

$$\begin{aligned} \frac{1}{z_{fx1}} &= \frac{\sin^2\theta}{\sigma\cos\theta}\left[\frac{k\cos^2\theta}{L_s} - \left(\frac{k\chi_0}{2} + \sigma\right)\frac{1}{R_{x1}\cos\theta}\right], \\ \frac{1}{z_{fy1}} &= -\frac{1}{k\cos\theta}\left[\frac{k}{L_s} - \left(\frac{k\chi_0}{2} + \sigma\right)\frac{1}{R_{y1}\cos\theta}\right]. \end{aligned} \tag{9}$$

При определении траекторий параметры кристалла считаются действительными и как (7), так и (8) получаются действительными. Для перехода к поглощающему кристаллу в (8) следует аналитически продолжить решение для комплексных значений параметров. Таким образом, в (7) z_{fx1}, z_{fy1} действительные величины, а в (8) – комплексные. Как видно из (7), при $z = z_{fx1}$ все траектории в плоскости (x, z) проходят через точку $x = 0$. Это означает, что в точке (0, z_{fx1}) в плоскости (x, z) происходит фокусировка независимо от y. Точно так же, при $z = z_{fy1}$ все лучи в плоскости (y, z) проходят через точку $y = 0$, что означает, что в точке (0, z_{fy1}) происходит фокусировка в плоскости (y, z) независимо от x. Соотношениям (9) можно дать более наглядный и привычный вид:

$$\frac{1}{z_{fx1}} - \frac{\Gamma}{L_s} = \frac{1}{F_{x1}}, \qquad \frac{1}{z_{fy1}} + \frac{1}{L_s\cos\theta} = \frac{1}{F_{y1}}, \tag{10}$$

где $\Gamma = \frac{\sin\theta\sin 2\theta}{|\chi_{hr}|}$, $F_{x1} = \frac{R_{x1}|\chi_{hr}|\,\mathrm{ctg}^2\theta}{|\chi_{0r}| - |\chi_{hr}|}$, $F_{y1} = -\frac{2R_{y1}\cos^2\theta}{|\chi_{0r}| - |\chi_{hr}|}$, а индекс r обозначает действительную часть соответствующей величины. При плоской входной поверхности в плоскости (x,z), т.е. при $F_{x1} \to \infty$, из (10) получается обычное выражение для глубины фокусировки сферической волны в плоском кристалле [2]. Плоская волна ($L_s \to \infty$) в плоскости (x,z) фокусируется на глубине F_{x1}, когда $R_{x1} > 0$ (выпуклая входная поверхность), а в плоскости (y,z) – на глубине F_{y1}, причем должно быть $R_{y1} > 0$ (вогнутая входная поверхность). Как видно из (7), условие точечной фокусировки зависит от расстояния L_s. Для того, чтобы плоская волна собиралась в точку, необходимо выполнение условия

$$\left|R_{y1}\right| = \frac{R_{x1}\left|\chi_{hr}\right|}{2\sin^2\theta}. \tag{11}$$

Как видно из (10), условия саггитальной фокусировки жесткие и требуют использования больших углов Брэгга (близких к $\pi/2$) и малых радиусов кривизны $|R_{y1}|$.

Обратимся к выражению (8) для эйконала. Из этого выражения видно, что волновой фронт меняет знак кривизны при прохождении глубин z_{fx1} или z_{fy1}. Считая параметры кристалла комплексными и рассматривая глубину, соответствующую z_{fx1} или z_{fy1} из (10) (напомним, что в выражении (8) для эйконала z_{fx1} и z_{fy1} считаются комплексными согласно (9)), получаем гауссовское распределение для амплитуды. Для амплитуды около точки фокуса гауссовское распределение в горизонтальной плоскости имеет вид $\exp(-x^2/a_x)$, где

$$a_x = \frac{4R_{x1}\left(\chi_{hi}\left|\chi_{0r}\right| - \chi_{0i}\left|\chi_{hr}\right|\right)}{k\left|\chi_{hr}\right|\left(\left|\chi_{0r}\right| - \left|\chi_{hr}\right|\right)^2}\cos\theta, \tag{12}$$

а индекс i у параметров кристалла обозначает мнимую часть соответствующей величины. Выражение (12), не нарушая общности задачи, приведено для центросимметричного кристалла, причем χ_{0i}, $\chi_{hi} > 0$, а χ_{0r}, $\chi_{hr} < 0$. В саггитальном направлении, на глубине фокусировки для амплитуды из (10) получаем гауссовское распределение $\exp(-y^2/a_y)$, где

$$a_y = \frac{4\left|R_{y1}\right|\left(\chi_{0i} - \chi_{hi}\right)}{k\left(\left|\chi_{0r}\right| - \left|\chi_{hr}\right|\right)^2}\cos\theta. \tag{13}$$

Из этих распределений нетрудно оценить размеры фокуса горизонтальной и саггитальной фокусировок

$$\Delta x_f \sim 2\sqrt{a_x/2}, \quad \Delta y_f \sim 2\sqrt{a_y/2\,a_y}. \tag{14}$$

Теперь оценим рост интенсивности в точках фокусов. Согласно сохранению потока энергии имеем для интенсивностей

$$I_h(z_{fx1})\Delta x_f = I_h(0)\Delta x_0, \quad I_h(z_{fy1})\Delta y_f = I_h(0)\Delta y_0. \tag{15}$$

Здесь $I_h(0)$ – интенсивность слабопоглощающейся моды дифрагированной волны на входной поверхности кристалла, Δx_0 – освещенная область вдоль оси OX на входной поверхности непосредственно у вершины параболоида, Δy_0 – то же вдоль оси OY. Приведем конкретный пример фокусировки плоской волны – отражение $Si444CuK\alpha$, $R_{x1} = 2$ мм, $\lambda = 1.54$ Å, $\theta_B = 78.86°$, $\chi_{0r} = -15.07\times10^{-6}$, $\chi_{0i} = 3.523\times10^{-7}$, $\chi_{hr} = -4.575\times10^{-6}$, $\chi_{hi} = 2.812\times10^{-7}$. Тогда для глубины фокусировки z_{fx1} из (10) находим $z_{fx1} = 34$ мкм, для размера фокуса $\Delta x_f = 20$ мкм, причем дифракционное поглощение на этой глубине определяется величиной $\exp(-\mu z_{fx1}(1-\chi_{hi}/\chi_{0i})/\cos\theta) = 0.6$, где $\mu = k\chi_{0i}$ – линейный коэффициент поглощения. С учетом поглощения в плоскости (x,z) в точке фокуса, согласно (15), считая размер освещенной области в горизонтальной плоскости порядка 1мм, для роста интенсивности слабопоглощающейся моды получим величину порядка 20. Вместе с тем, даже при $R_{y1} = -100$ мкм для того же отражения имеем $z_{fy1} = 71$ см, что конечно не достижимо в кристалле. Для того, чтобы была возможно саггитальная фокусировка внутри кристалла, необходимо уменьшить $R_{y1}\cos^2$ на три порядка. Данные для кристалла взяты из работы [6].

2.2. Фокусировка в вакууме

Рассмотрим фокусировку дифрагированной волны после ее прохождения через кристалл – в вакууме. В [5] было установлено уравнение эйконала в вакууме для волны, дифрагированной в кристалле. Там же был найден полный интеграл уравнения эйконала

$$\Phi = C_1(x + z\,\mathrm{tg}\,\theta) + C_2 y - \frac{C_1^2 z}{2k\cos^3\theta} - \frac{C_2^2 z}{2k\cos\theta} + C_3\,, \tag{16}$$

где C_1, C_2, C_3 – произвольные постоянные. Пусть выходная поверхность кристалла имеет вид параболоида с радиусами кривизны в вершине R_{x2}, R_{y2}. Тогда уравнение выходной поверхности будет

$$z_e = T + \frac{x_e^2}{2R_{x2}} + \frac{y_e^2}{2R_{y2}}\,, \tag{17}$$

где T – толщина кристалла в вершине параболоида. На выходной поверхности кристалла, согласно (8), эйконал имеет вид

$$\Phi_e = \frac{\sigma z_e}{\cos\theta} - \frac{\sigma\cos\theta}{2\sin^2\theta}\frac{x_e^2}{T - z_{fx1}} + \frac{k\cos\theta\, y_e^2}{2(T - z_{fy1})} + \frac{k\chi_0 z_e}{2\cos\theta}\,. \tag{18}$$

Здесь в знаменателях вместо z_e подставлено T, так как мы опять интересуемся лучами в непосредственной близости у вершины параболоида. Используя (18) в качестве граничного условия на выходной поверхности и полный интеграл (16), приходим к следующим выражениям для траекторий:

$$\xi - x_e\cos\theta\Big(1 - (z - T)\big/(z_{fx2} - T)\Big) = 0, \qquad y - y_e\Big(1 - (z - T)\big/(z_{fy2} - T)\Big) = 0, \tag{19}$$

где $\xi = x\cos\theta + (z - T)\sin\theta$ –координата поперек дифрагированного пучка а

$$\begin{aligned} \frac{1}{z_{fx2} - T} &= \frac{1}{k\cos^3\theta}\left[\frac{\sigma\cos\theta}{\sin^2\theta(T - z_{fx1})} - \left(\frac{k\chi_0}{2} + \sigma\right)\frac{1}{R_{x2}\cos\theta}\right], \\ \frac{1}{z_{fy2} - T} &= -\frac{1}{k\cos\theta}\left[\frac{k\cos\theta}{(T - z_{fy1})} - \left(\frac{k\chi_0}{2} + \sigma\right)\frac{1}{R_{y2}\cos\theta}\right]. \end{aligned} \tag{20}$$

Для эйконала получается

$$\Phi = \left(\frac{k\chi_0}{2} + \sigma\right)\frac{T}{\cos\theta} + \frac{k\xi^2}{2(L_h - L_{hfx})} + \frac{ky^2}{2(L_h - L_{hfy})}\,. \tag{21}$$

В (21) введено расстояние в вакууме $L_h = (z - T)/\cos\theta$ и расстояния $L_{hfx} = (z_{fx2} - T)/\cos\theta$, $L_{hfy} = (z_{fy2} - T)/\cos\theta$. Для поглощающего кристалла L_{hfx}, L_{hfy} комплексны. Для этих расстояний, исходя из определения (20) и считая кристалл непоглощающим (так как теперь мы определяем расстояния фокусировки), находим

$$\frac{1}{L_{hfx}} - \frac{1}{\Gamma(T - z_{fx1})} = \frac{1}{F_{x2}}, \qquad F_{x2} = \frac{2R_{x2}}{|\chi_{0r}| - |\chi_{hr}|}\cos^3\theta, \tag{22}$$

$$\frac{1}{L_{hfy}}+\frac{\cos\theta}{T-z_{fy1}}=\frac{1}{F_{y2}},\qquad F_{y2}=\frac{2R_{y2}}{|\chi_{0r}|-|\chi_{hr}|}\cos\theta. \tag{23}$$

Более подробный анализ целесообразно проводить для случаев кристалла с плоской входной поверхностью и для кристалла с плоской выходной поверхностью.

A. Кристалл с плоской входной и неплоской выходной поверхностями

В случае кристалла с плоской входной поверхностью (R_{x1}, R_{y1}) □ □, из (22) и (10) находим

$$\frac{1}{L_{hfx}}-\frac{1}{\Gamma T-L_s}=\frac{1}{F_{x2}},\qquad \frac{1}{L_{hfy}}+\frac{1}{(T/\cos\theta)+L_s}=\frac{1}{F_{y2}}. \tag{24}$$

Как видно из (23) и (24), условие точечной фокусировки зависит от L_s. Если же соблюдаются условия тонкой линзы ma(T/cos□, □T) >> L_s, то уравнения (24) принимают более привычный вид

$$\frac{1}{L_{hfx}}+\frac{1}{L_s}=\frac{1}{F_{x2}},\qquad \frac{1}{L_{hfy}}+\frac{1}{L_s}=\frac{1}{F_{y2}}. \tag{25}$$

В этом случае условие точечной фокусировки не зависит от L_s и имеет вид

$$R_{y2}=R_{x2}\cos^2\theta\,. \tag{26}$$

Согласно (24), плоская волна фокусируется на расстояниях F_{x2}, F_{y2}, причем и в этом случае, независимо от T, условие точечной фокусировки дается соотношением (26). Заметим, что для плоских входной и выходной поверхностях кристалла, первое уравнение (24) для расстояния фокусировки переходит в известное выражение расстояния фокусировки для плоского кристалла [1, 2].

Как и в предыдущем пункте, используя эйконал (21) с комплексными параметрами кристалла, для размеров фокуса получаем

$$\Delta\xi_f\sim 2\sqrt{a_\xi/2},\qquad \Delta y_f\sim 2\sqrt{a_y^e/2}, \tag{27}$$

где

$$a_\xi=\frac{2R_{x2}(\chi_{0i}-\chi_{hi})}{k\left(|\chi_{0r}|-|\chi_{hr}|\right)^2}\cos^3\theta,\qquad a_y^e=\frac{2R_{y2}(\chi_{0i}-\chi_{hi})}{k\left(|\chi_{0r}|-|\chi_{hr}|\right)^2}\cos\theta. \tag{28}$$

В качестве примера рассмотрим отражение, приведенное в предыдущем пункте для фокусировки внутри кристалла. Пусть для выходной поверхности R_{x2} = 2 мм. Если T = 100 мкм, то в данном случае □T □ 8 м и условие тонкой линзы выполняется при L_s >> 8 м. Для падающей плоской волны из (23) получаем, что пучок в горизонтальной плоскости фокусируется на расстоянии L_{hfx} = 2.7 м. размера фокуса □□$_f$ получаем оценку 1 мкм, а для роста интенсивности с учетом дифракционного поглощения exp(–□T(1 – □$_{hi}$/□$_{0i}$)/cos □) = 0.2 при T = 100 мкм получаем значение 45 (если бы не было поглощения, вместо этого значения получилось бы более чем 200). Расстояние L_{hfx} можно сократить до 38 см, используя отражения с cos□ ~ 0.1 (в данном примере cos□ ~ 0.193). Но есть и другой способ сокращения этого расстояния, описанный в работах [7-9]. Для этого необходимо после лауэвского отражения заставить пучок брэгговски отражаться в плоскости дифракции от асимметричного кристалла с b > 1 – фактор асимметричности). Тогда после брэгговского отражения фокусное расстояние станет равным F_{x2}/b^2 и в случае, например, b = 3 фокусное расстояние будет 27 см. Если R_{y2} = 100 мкм, то саггитальная фокусировка плоской волны получается на расстоянии 3.7 м. Для размера фокуса для саггитальной фокусировки получается значение 1 мкм, а для роста интенсивности с учетом поглощения, считая действующий фокусирующий размер области 100 мкм, находим значение 20. Если фокусное расстояние в горизонтальной плоскости порядка метра, то для достижения фокусных расстояний порядка метра для саггитальной фокусировки можно после лауэвского прохождения применять асимметричное брэгговское отражение с $b > 1$ в плоскости (y, z).

Исследование влияния асимметричного лауэвского отражения для фокусировки в горизонтальной плоскости для кристалла с неплоскими входными и выходными поверхностями требует отдельного рассмотрения, а влияние асимметричного лауэвского отражения на саггитальную фокусировку рассмотрено в работе [4].

Б. Кристалл с неплоской входной и плоской выходной поверхностями

Для этого случая $(R_{x2}, R_{y2}) \to \infty$ из формул (22) находим

$$L_{hfx} = \Gamma(T - z_{fx1}), \qquad L_{hfy} = -(T - z_{fy1})\big/\cos\theta. \tag{29}$$

Интересно отметить, что второе уравнение (29) можно написать также в простом виде $z_{fy2} = z_{fy1}$. Далее, из (29) видно, что фокусировка в горизонтальной плоскости возможна как для положительных, так и для отрицательных z_{fy1}, причем для отрицательных z_{fy1} горизонтальная фокусировка возможна для всех расстояний L_s и толщин T. В этом случае можно брать как $R_{x1} < 0$ (вогнутая входная поверхность в плоскости (x, z)), так и $R_{x1} > 0$ (выпуклая входная поверхность в плоскости (x, z)). Из (29) видно, что для получения более коротких фокусных расстояний лучше брать $R_{x1} > 0$. Так, например, для случая $R_{x1} = 2$ мм и для отражения, рассмотренного в предыдущем случае, и для падающей плоской волны, выбирая $T = 50$ мкм, находим $L_{hfx} = 1.3$ м. Как и в предыдущих пунктах, используя эйконал (21) с комплексными параметрами кристалла, для размера фокуса в горизонтальной плоскости в случае $R_{x1} > 0$ получаем

$$\Delta\xi_f \approx 2\sqrt{\frac{\Gamma}{k}\left(T\frac{\chi_{hi}}{|\chi_{hr}|} - \frac{R_{x1}\operatorname{ctg}^2\theta|\chi_{hr}|(\chi_{0i} - \chi_{hi})}{(|\chi_{0r}| - |\chi_{hr}|)^2}\right)}. \tag{30}$$

Используя формулы (30), для разобранного примера получим $\Delta\xi_f \sim 5$ мкм, а для роста интенсивности ~ 20.

3. Заключение

На основе эйконального приближения для пучков с двумерной кривизной волнового фронта, развитого в [5], исследована фокусировка рентгеновского пучка внутри и вне кристалла с неплоскими входным и выходным поверхностями в симметричном случае Лауэ. Получены выражения для эйконалов и для определения фокусных расстояний внутри и вне кристалла. Оценены размеры фокусов и рост интенсивности в точках фокуса. Получены условия точечной фокусировки. В случае кристалла с плоской входной и неплоской выходной поверхностями для получения практически удобных фокусных расстояний в вакууме требуются углы Брэгга, для которых $\cos\theta \sim 0.1 \div 0.3$, если R_{x2} порядка миллиметра. Для кристалла с неплоской входной поверхностью при $R_{y1} > 0$ можно достичь практически удобных фокусных расстояний в вакууме в горизонтальной плоскости, выбирая толщину кристалла достаточно близкой к точке фокуса внутри кристалла. В случае же $R_{x1} < 0$ в вакууме для практически удобных фокусных расстояний потребуются углы Брэгга, для которых $\cos\theta \sim 0.1 \div 0.3$. Разобран конкретный пример и показано, что как внутри кристалла, так и в вакууме, выбирая параметры кристалла и отражения соответствующим образом, можно достичь практически достижимых фокусных расстояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.М.Афанасьев, В.Г.Кон.** ФТТ, **19,** 1775 (1977).
2. **Л.В.Левонян.** Письма в ЖТФ, 7, 269 (1981).
3. **J.Hrdy**. J.Synchrotron Rad., **5**, 1206 (1998).

4. **J.Hrdy, J.Hoszowska, et al.** J. Synchrotron Rad., **10**, 233 (2003).
5. **М.К.Балян.** Изв. НАН Армении, Физика, **48**, 216 (2013).
6. **З.Г.Пинскер.** Рентгеновская кристаллооптика. М., Наука, 1982.
7. **А.Г.Григорян, М.К.Балян, Л.Г.Гаспарян, М.М.Агасян.** Известия НАН Армении, Физика, **39**, 262 (2004).
8. **V.G.Kohn, A.I.Chumakov, R.Ruffer.** J. Synchrotron Rad., **16,** 635 (2009).
9. **A.H.Grigoryan, M.K.Balyan, A.H.Toneyan.** J. Synchrotron Rad., **17**, 332 (2010).

EIKONAL APPROXIMATION OF DYNAMICAL DIFFRACTION EQUATIONS FOR X-RAY BEAMS WITH A TWO-DIMENSIONAL CURVATURE OF THE WAVE FRONT. II. FOCUSING OF AN X-RAY BEAM BY A CRYSTALL WITH NON PLANE ENTRANCE AND EXIT SURFACES. SYMMETRICAL LAUE CASE

M.K. BALYAN

On the basis of developed in the first part of this work eikonal approximation of X-ray beam diffraction with a two-dimensional curvature of wave front, the focusing of an X-ray beam by crystal with non plane entrance and exit surfaces in symmetrical Laue case, is presented. The expressions for eikonal and focusing distances in the crystal and outside the crystal in the vacuum, are obtained. The size of the focus point and the intensity gain in the focus point are estimated. The condition of point focusing is obtained. The conditions for obtaining practically available focusing distances are investigated. For a concrete example the focusing distances, focus point size and intensity gain are calculated.

!

!

ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԱԿԱՏԻ ԵՐԿՉԱՓ ԿՈՐՈՒԹՅԱՄԲ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՓՆՋԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԷՅԿՈՆԱԼԱՅԻՆ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒ-ԹՅՈՒՆ: II. ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՓՆՋԻ ՖՈԿՈՒՍԱՑՈՒՄԸ ՈՉ ՀԱՐԹ ՄՈՒՏՔԻ ԵՎ ԵԼՔԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐՈՎ ԲՅՈՒՐԵՂՈՎ: ԼԱՈՒԵԻ ՀԱՄԱՉԱՓ ԴԵՊՔ

Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ

Աշխատանքի առաջին մասում զարգացված երկչափ ալիքային ճակատի կորությամբ փնջերի դիֆրակցիայի էյկոնալային մոտավորության հիման վրա Լաուեի համաչափ դեպքում ուսումնասիրված է ռենտգենյան փնջի ֆոկուսացումը ոչ հարթ մուտքի ու ելքի մակերևույթով բյուրեղում և բյուրեղից դուրս՝ վակուումում: Ստացված են էյկոնալի և ֆոկուսային հեռավորության արտահայ-տությունները բյուրեղի ներսում և վակուումում: Գնահատված են ֆոկուսի չափերը և ինտենսիվության աճը ֆոկուսում: Ստացված է կետային ֆոկուսացման պայմանը: Ուսումնասիրված են այն պայմանները, որոնց առկայության դեպքում կարելի է ստանալ պրակտիկորեն հասանելի ֆոկուսային հեռավորություններ: Քննարկված է կոնկրետ օրինակ, որի համար հաշվված են ֆոկուսային հեռավորությունները, ֆոկուսի բծերի չափերը, և ինտենսիվության աճը ֆոկուսի կետում: