

P14-2001-227

Л.Н.Гынгазов, С.И.Тютюнников

**ПРИБЛИЖЕНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ  
В МЕРИДИОНАЛЬНЫХ СХЕМАХ  
БРЭГГОВСКОЙ ФОКУСИРОВКИ**

Направлено в журнал «Кристаллография»

# 1 Введение

При описании свойств рентгеновского изображения, получаемого в фокусе брэгговских спектрометров, использующих слабоизогнутые кристаллы, ряд результатов может быть получен в приближении *локального отражения* [1], предполагающем, что в каждой точке своей поверхности изогнутый кристалл отражает волну как плоский с коэффициентом, являющимся лишь функцией отстройки от точного условия Брэгга. Т. к. для кристалла под изгибом вектор отражения  $\vec{h}(x)$  становится функцией координаты вдоль поверхности кристалла (рис.1), то для амплитуды, дифрагированной при симметричном отражении волны, получаем

$$E_h(x, y) = \exp i\varphi(x, y) D[(\chi_0 - \alpha(x))/\chi], \alpha(x) = [\vec{k}(x) + \vec{h}(x)]^2/k^2 - 1. \quad (1)$$

В общем случае полагаем переменным направление вектора  $\vec{k}(x)$  падающей волны. В (1)  $\varphi(x, y)$  – фаза падающей волны,  $\chi$  и  $\chi_0$  – величины рентгеновской восприимчивости данного отражения и средней, ось  $y$  совпадает с образующей цилиндрического изгиба кристалла, а функция

$$D(\eta) = \begin{cases} i\eta + (1 - \eta^2)^{1/2} & , |\eta| < 1, \\ i[\eta - \text{sign}(\eta)(\eta^2 - 1)^{1/2}] & , |\eta| > 1, \end{cases}$$

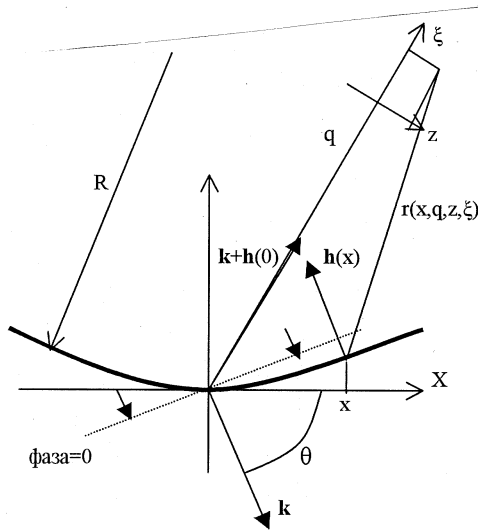


Рис. 1. Типичная схема меридиональной фокусировки. Амплитуда отражённой волны задаётся в лучевых координатах с началом в точке фокуса, осью  $\xi$  – в направлении  $\vec{k} + \vec{h}(0)$ , осью  $z$  – перпендикулярно ему. Вектор отражения  $\vec{h}$  является функцией координаты  $x$

есть амплитуда Дарвина дифракционного отражения монохроматической волны от идеального толстого кристалла. По значению амплитуды на поверхности кристалла (1) поле отражённой волны строится по принципу Гюйгенса-Френеля [2]

$$E(\xi, z) = iks \int E_h(x, y) \exp ikr(x, y, \xi, z)/r(x, y, \xi, z) dx dy / (2\pi), \quad (2)$$

где  $r(x, y, \xi, z)$  – расстояние от точки кристалла  $(x, y)$  до точки наблюдения  $(\xi, z)$ ,  $s$  – синус угла дифракции. Как станет видно далее, для всех схем отражения интеграл (2) будет иметь максимум – фокальное изображение источника. Поведение амплитуды вблизи фокуса будет описываться в системе *лучевых* координат с началом в точке фокуса, осью  $\xi$  – в направлении  $\vec{k} + \vec{h}$ , осью  $z$  – перпендикулярно ему (рис.1). Условие применимости локального приближения будет приведено ниже.

Будем вести рассмотрение геометрий меридиональной фокусировки: кристалл изогнут цилиндрически, а плоскость дифракции совпадает с плоскостью изгиба. Различаем, далее, два вида фокусиобразования. *Фокусировка монохроматической волны* – волна фиксированного  $k$  отражается от участка поверхности, в пределах которого амплитуда Дарвина в (1) заметно отлична от нуля. При этом формируется один фокус, а квадрат модуля (2) определяет пространственное распределение интенсивности в его окрестности. *Полихроматическая фокусировка* – рассматривается отражение излучения с белым спектром. Луч каждой энергии из полосы пропускания [3] будет отражаться с образованием фокуса по монохроматическому механизму. Волны спектральной полосы отображаются изогнутым кристаллом в *полихроматическую (дисперсионную)*

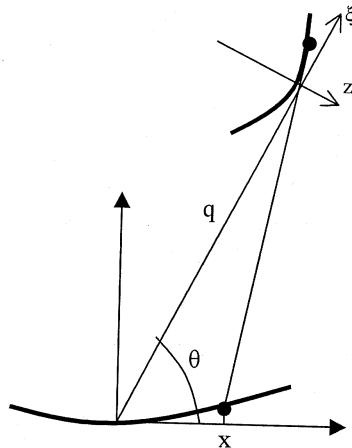


Рис. 2. Дисперсионная кривая, равно как и полипрофиль, задаются в лучевой системе координат  $(\xi, z)$  центрального луча

кривую – совокупность монофокусов дифрагированных волн. Она является огибающей системы отражённых лучей полосы пропускания. Интенсивность фокусирующейся полосы – *профиль полифокуса* – сосредоточена в окрестности дисперсионной кривой. Дисперсионную кривую и функцию профиля будем задавать в лучевых координатах  $(\xi, z)$  *центрального луча* (рис.2). “Цвет” максимума рентгеновской интенсивности изменяется вдоль полихроматической кривой.

В работе в приближении локального отражения исследуются пространственное поведение амплитуды при монохроматической фокусировке и интенсивности при полихроматической фокусировке для всех меридиональных схем отражения: плоской волны, Иоганна [4], сферической волны, безабберационной. Каждая из них характеризуется видом функции  $\alpha(x)$ , функцией монохроматической амплитуды, формой дисперсионной кривой и профилем полифокуса. Последний определяем в виде суммы монопрофилей полосы пропускания с учётом переменного положения максимума каждого из них на дисперсионной кривой.

## 2 Плоская волна

Отстройка в этой схеме имеет вид:  $\alpha(x) = -4csx/R$ . Фокус отстоит в направлении дифрагированной волны на расстоянии  $q = Rs/2$ , а амплитуда в его окрестности имеет вид

$$E(\xi, z) = \chi/(2c)(\pi kR/(2s))^{1/2} H[k\chi^2\xi/(8s^2c^2), k\chi z/(2cs)], \quad (3)$$

$$H(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} D(t) \exp -i(xt^2 + yt)dt/(2\pi) = \begin{cases} J_1(y)\theta(y)/y & ,x=0, \\ \exp(-ix/2)[J_0(x/2) + iJ_1(x/2)]/4 & ,y=0, \end{cases}$$

где  $J_\nu(z)$  здесь и далее – функция Бесселя,  $c$  – косинус угла дифракции. Можно показать [5], что дисперсионной кривой в данном случае будет парабола:  $2\xi^2 + 3Rcz = 0$ , а полихроматическая интенсивность в её окрестности описывается следующим интегрированием

$$I(\xi, z) = 2/(3cl) \int_{-3cl/4}^{3cl/4} |E(\xi - t, z - 4\xi t/(3cR) - 2t^2/(3cR))|^2 dt, \quad (4)$$

где амплитуда  $E$  взята из (3), а  $l$  – длина кристалла в плоскости рассеяния. Квадрат модуля функции  $H(x, y)$  и профиль (4) изображены на рис.3, 4. Ввиду того, что по переменной  $\xi$  амплитуда (3) убывает в  $1/\chi$  раз медленнее, чем в поперечном направлении, изменением первого аргумента подынтегральной функции в (4) можно пренебречь. Вместо (4) тогда, используя (3) и интегрируя, получаем для полипрофиля в области (рис.5)

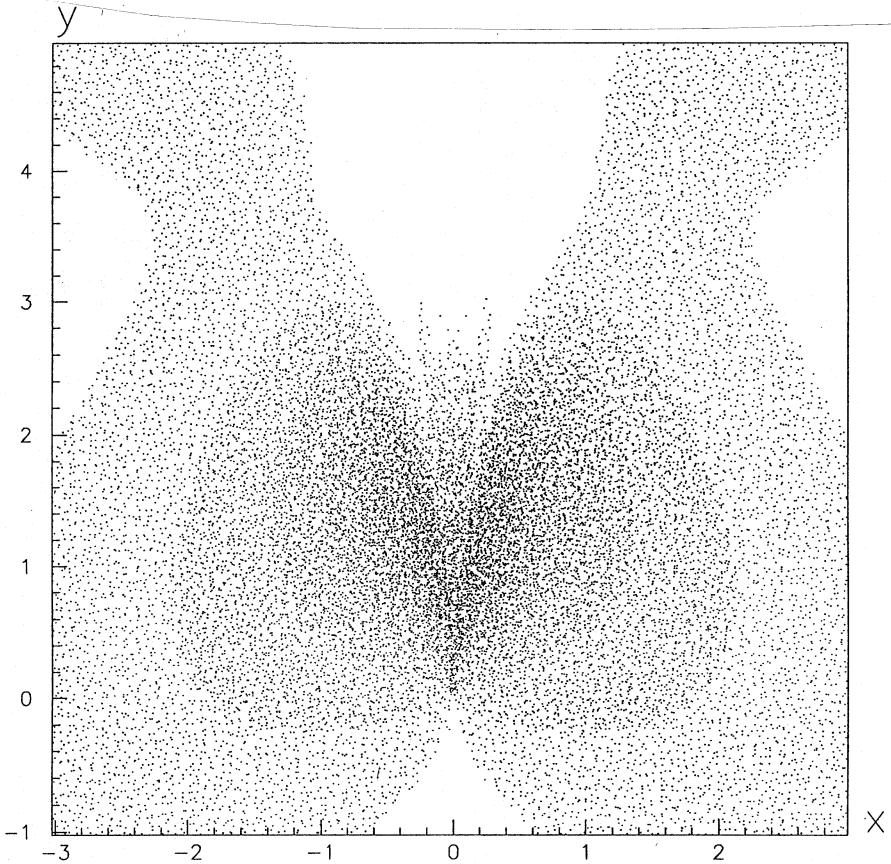


Рис. 3. Функция монопрофиля (вид сверху), описывающая схемы фокусировки плоской волны, сферической волны ( $p \neq q$ ), безаберрационной ( $p \neq ae$ )

$$3cRz + 2\xi^2 > 0, \quad Rz < \pm \xi l + 3cl^2/8 \quad (5)$$

выражение

$$I(\xi, z) = \pi \chi R / (8c^2 l) [kR\chi / (3s)]^{1/2} \psi_1(k\chi [z + 2\xi^2 / (3cR)] / (2cs)), \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \psi_1(u) &= 4u^{1/2} \int_0^1 J_1^2(u[1-x^2]) / (u[1-x^2])^2 dx = \\ &= u^{-3/2} \{1 - {}_2F_3(1/2, -1/2; 1/4, -1/4, 2; -u^2)\}, \end{aligned}$$

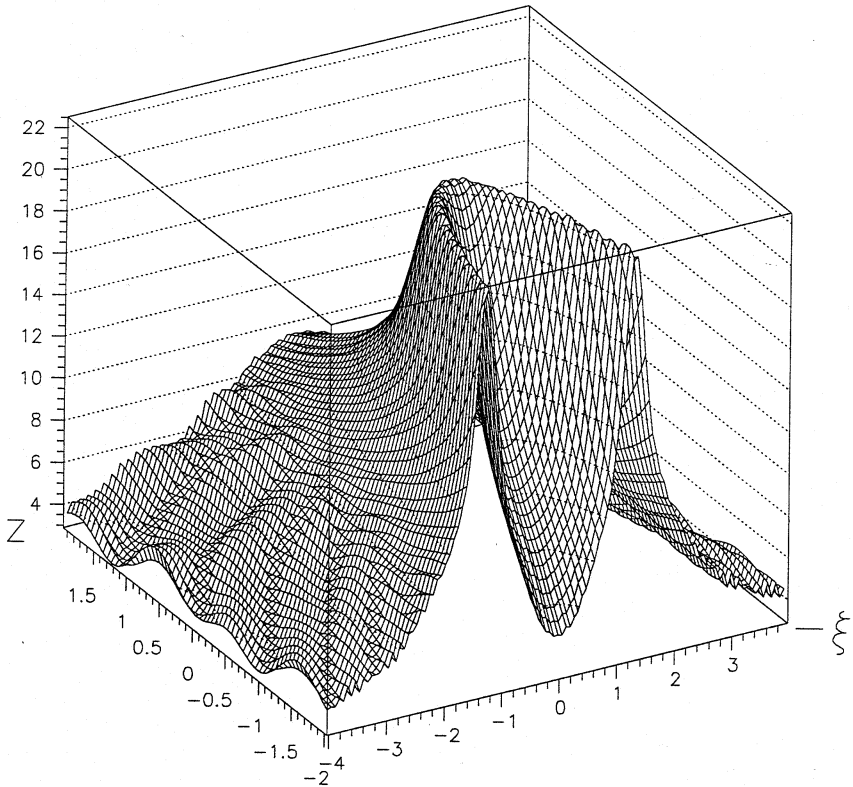


Рис. 4. Профиль полихроматического фокуса при параболической дисперсионной кривой

где  ${}_2F_3(\alpha_1, \alpha_2; \beta_1, \beta_2, \beta_3; z)$  – обобщённая гипергеометрическая функция [6]. Область (5), где полипрофиль выражается аналитически, как раз есть рабочее пространство энергодисперсионного экспонирования; вблизи вершины дисперсионной кривой внутри (5) размещается образец для поглотительного эксперимента.

Для монохроматической фокусировки проведены расчёты амплитуды, свободные от используемого здесь приближения слабого изгиба (локального отражения) [2]. При этом амплитуда имеет интегральный вид (3), где вместо амплитуды Дарвина фигурирует выражение

$$R_\nu(\eta) = (i\nu)^{1/2} D_{-i\nu-1}[-i(i\nu)^{1/2}\eta] / D_{-i\nu}[-i(i\nu)^{1/2}\eta], \quad (7)$$

где  $D_\mu(z)$  – функция параболического цилиндра,  $\nu = kR\chi^2\beta$  и  $\beta$  – некоторая

функция упругих констант кристалла. При слабом изгибе ( $\nu \gg 1$ ) известен переход [7]

$$\lim_{\nu \rightarrow \infty} R_\nu(\eta) = D(\eta),$$

т. е. при  $R \gg 1/(k\chi^2)$  мы переходим в область локального приближения. Оно будет адекватно описывать образ сильно удалённого рентгеновского источника, создаваемый отражением от слабоизогнутого кристалла. Этим соображением мы обосновываем применимость приближения локального отражения. Введя и далее рассуждения на основе формулы (1), получим амплитуды для остальных геометрий меридиональной фокусировки.

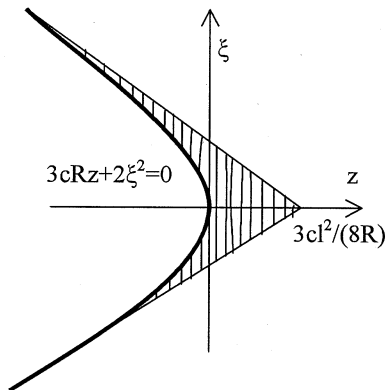


Рис. 5. Область определения полихроматической интенсивности (6) – часть полифокуса, в пределах которого проходят все лучи полосы

### 3 Сферическая волна

При несовпадающих значениях расстояний от источника до кристалла  $p$  и от кристалла до изображения  $q$  для моноамплитуды будем иметь похожее на (3) выражение

$$E(\xi, z) = \frac{\chi}{4cq} \frac{2q - Rs}{Rs - q} (\pi k R/s)^{1/2} H \left( \frac{k\chi^2 R^2 \xi}{32c^2 (Rs - q)^2}, \frac{k\chi Rz}{4c(Rs - q)} \right)$$

с положением фокуса при условии  $1/p + 1/q = 2/Rs$ . Для дисперсионной кривой получим вновь параболу

$$8cR(1 - \gamma^2)(1 + \gamma)z + 3\xi^2 = 0, \quad \gamma = q/p,$$

минимальная кривизна которой достигается при  $p = 3q$ , а для полихроматического профиля в данной схеме – соотношение, однотипное с выражением (4).

## 4 Схема Иоганна

Далее, условие  $p \rightarrow q = Rs$  обеспечивает отображение точечного источника в точечный. При такой геометрии рассеяния отстройка от условия Брэгга имеет вид

$$\alpha(x) = -4cs(1/R - s/p)x - 2c^2x^2/R^2, \quad (8)$$

а амплитуда в монохромном фокусе выражается следующим образом:

$$E(\xi, z) = (\pi\chi k/(2sR))^{1/2}/cK[k\chi\xi/(4c^2), k(\chi/2)^{1/2}z/c, (2/\chi)^{1/2}(p/R - s)], \quad (9)$$

$$K(\xi, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} D(x^2 + 2tx) \exp i(\lambda x^4 - \xi x^2 - zx) dx / (2\pi), \quad \lambda = kR\chi^2/(16sc^4).$$

Т. к.  $kR\chi^2 \gg 1$ , для  $E$  получим при  $p = Rs$  приближённо

$$E(\xi, z) = (2\pi)^{1/2}(k/(sR^3))^{1/4}[\Pi(x, y) + \lambda^{-1/2}\partial\Pi(x, y)/\partial x], \quad (10)$$

$$x = (ks/R)^{1/2}\xi, \quad y = (4sk^3/R)^{1/4}z, \quad \Pi(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp i(t^4 - xt^2 - yt) dt / (2\pi).$$

Последнее выражение есть функция Пирси [8] с продольным поведением

$$\Pi(z, 0) = e^{-iz^2/8 + i\pi/8} \cdot \begin{cases} (z/2)^{1/2}[J_{-1/4}(z^2/8) + e^{-i\pi/4}J_{1/4}(z^2/8)]/4, & z > 0, \\ |z|^{1/2}H_{-1/4}^{(1)}(z^2/8)/4, & z < 0, \end{cases} \quad (11)$$

где  $H_{\nu}^{(1)}(z)$  – функция Ганкеля. Для поперечника же функции Пирси можно отыскать на основе (11)

$$\begin{aligned} 4\pi\Pi(0, 4y) &= 4\pi \sum_{m=0}^{\infty} (-i16y^2)^m / (2m)! \partial^m \Pi(z, 0) / \partial z^m |_{z=0} = \\ &= e^{i\pi/8} \Gamma(1/4) [{}_0F_2(1/2, 3/4; iy^4) - (1+i)y^2 \Gamma^2(1/4) {}_0F_2(5/2, 3/4; iy^4) / (3\pi)]. \end{aligned}$$

Первым слагаемым в (10) описывается амплитуда вблизи каустики при отражении волны оптической частоты от изогнутой границы [9]. Случай рентгеновского диапазона отличает меньший размер области фокуса ввиду укорочения длины волны. Кроме того, соотношение (10) содержит поправку, вносимую неоптическим, рентгенодифракционным механизмом отражения от слабоискривлённой границы раздела. С использованием (11) можно получить для продольного монохроматического профиля при  $\xi > 0$  с той же точностью

$$|E(\xi, 0, 0)|^2 = \pi/(8R)(2k/(sR))^{1/2} h[k s \xi^2 / (8R)], \quad (12)$$



$$h(u)u^{-1/2} = J_{1/4}^2(u) + J_{-1/4}^2(u) + 2^{1/2}J_{1/4}(u)J_{-1/4}(u) - (u/\lambda)^{1/2}[J_{3/4}(u) - J_{-3/4}(u)][J_{1/4}(u) + 2^{1/2}J_{-1/4}(u)].$$

Строя огибающую системы зеркально отражённых лучей, вышедших из источника, можно получить следующий параметрический вид дисперсионной кривой

$$\xi = 3c^2x^2/(Rs), \quad z = -2c^2x^3/(R^2s), \quad (13)$$

а суммированием профилей отражённых лучей полосы с учётом положения максимума каждого на этой кривой – следующее распределение интенсивности в полифокусе

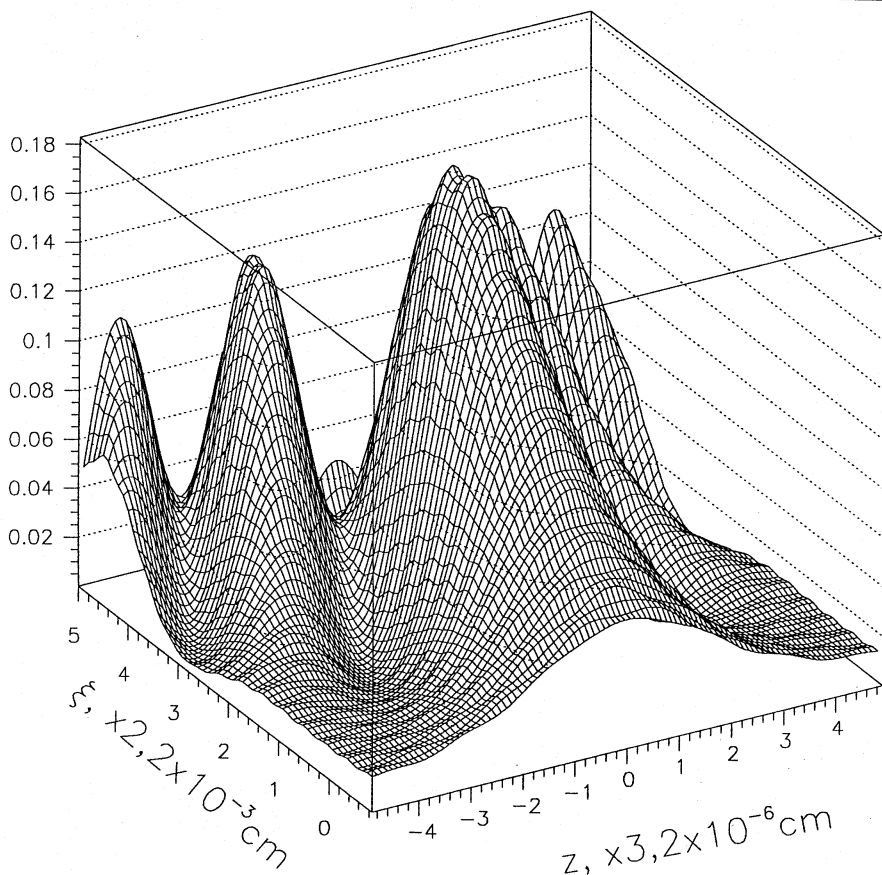


Рис. 6. Интенсивность при монохроматической фокусировке в геометрии отражения Иоганна

$$I(\xi, z) = 1/(2b) \int_{-b}^b |\Pi(x - 3c^2s^{-1/2}t^2/2, y + xt - c^2t^3/2)|^2 dt, \quad b = l[kR/(4s)]^{1/4}/R, \quad (14)$$

где  $x, y$  взяты из (10). Монохроматическая интенсивность на основе (10) приведена на рис.6.

## 5 Безабберационная схема

Предыдущая схема не обеспечивает в строгом смысле отображение "точка - точка" - с изменением энергии фиксированно расположенного источника монофокус перемещается вдоль кривой (13). При осуществлении изгиба кристалла по дуге эллипса и размещении точечного источника в одном из его фокусов изображение источника будет совпадать с другим фокусом эллипса при любой энергии излучения. Кинематически такая схема характеризуется следующими соотношениями (рис.7)

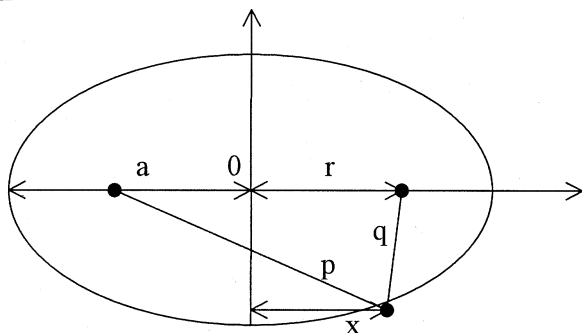


Рис. 7. Кинематика безабберационной схемы меридиональной фокусировки. Фокусы эллипса есть места точек источника и его изображения

$$p + q = 2a, \quad p = a + ex, \quad r = ae, \quad 0 < c < e, \quad (15)$$

где  $e, a$  - эксцентриситет и большая полуось эллипса. Всегда, когда  $p \neq ae$ , амплитуда монофокуса описывается посредством функции  $H(x, y)$  из (3)

$$E(\xi, z) = \frac{\chi}{4e^2x} \left( \frac{\pi ka(1+ex)}{2(1-e^2)} \right)^{1/2} H(A_1 k \chi^2 \xi, A_2 k \chi z), \quad (16)$$

$$A_1 = \frac{(1-x^2)(1-e^2x^2)(1+ex)^2}{32e^3(1+e)(1-e^2)x^2}, \quad A_2 = \frac{1+ex}{4e^2(1-e^2)x},$$

где координата  $x$  приведена в единицах  $a$ . Полифокus безабберационной установки является *точечным (бездисперсионным)*. Для пространственного распределения полиинтенсивности в этом случае можно получить

$$I(\xi, z) = \frac{\pi k \chi^2 a^2}{32 e^4 x^2 l} \left( \frac{1 - e^2 x^2}{1 - e^2} \right)^{3/2} \int_{-b}^b |H(0, A_2 k \chi [z(1 - t^2)^{1/2} - \xi t])|^2 dt, \quad (17)$$

$$b = l(1 - e^2)^{1/2} (1 - e^2 x^2)^{-1/2} / [2a(1 - ex)].$$

График этой функции дан на рис.8. Вычисляя (17) таким же способом, что и (4), получим для не слишком малых  $\xi$

$$I(\xi, z) = \frac{\pi k \chi a^2 (1 - ex)}{64 e^2 x l \xi} \left( \frac{1 - e^2 x^2}{1 - e^2} \right)^{-1/2} \cdot \begin{cases} \psi_2(z_+) - \psi_2(z_-) & , z > b|\xi|, \\ \pm \psi_2(z_{\pm}) & , |z| < \pm b\xi, \\ 0 & , z < b|\xi|, \end{cases} \quad (18)$$

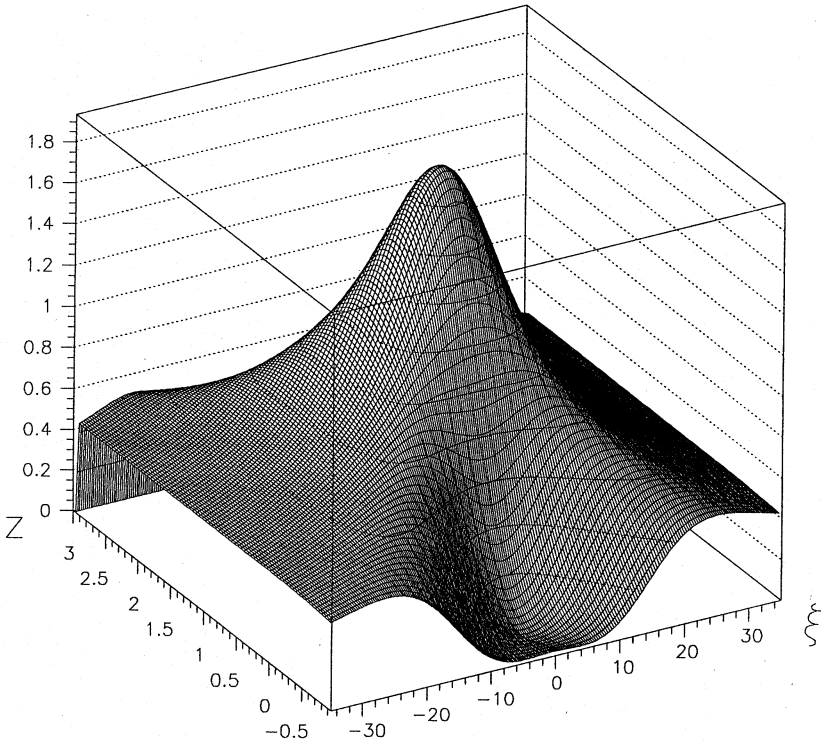


Рис. 8. Полихроматическая интенсивность при точечной (отсутствующей) дисперсии

где

$$z_{\pm} = (1 + ex)k\chi[z \pm \xi b]/[4e^2(1 - e^2)x], \quad \psi_2(u) = u_1 F_2(1/2; 2, 3; -u^2).$$

При малых  $\xi$  и  $b^2 \ll 1$  для полипрофиля имеем ( $u = A_2 k \chi z$ )

$$I(\xi, z) = \frac{\pi k a \chi^2 (1 + ex) J_1(u)}{192 e^4 x^2 (1 - e^2) u^2} \{3 J_1(u) + b^2 u J_2(u) + b^2 \xi^2 [J_1(u) - J_2(u) + J_3(u)]\}.$$

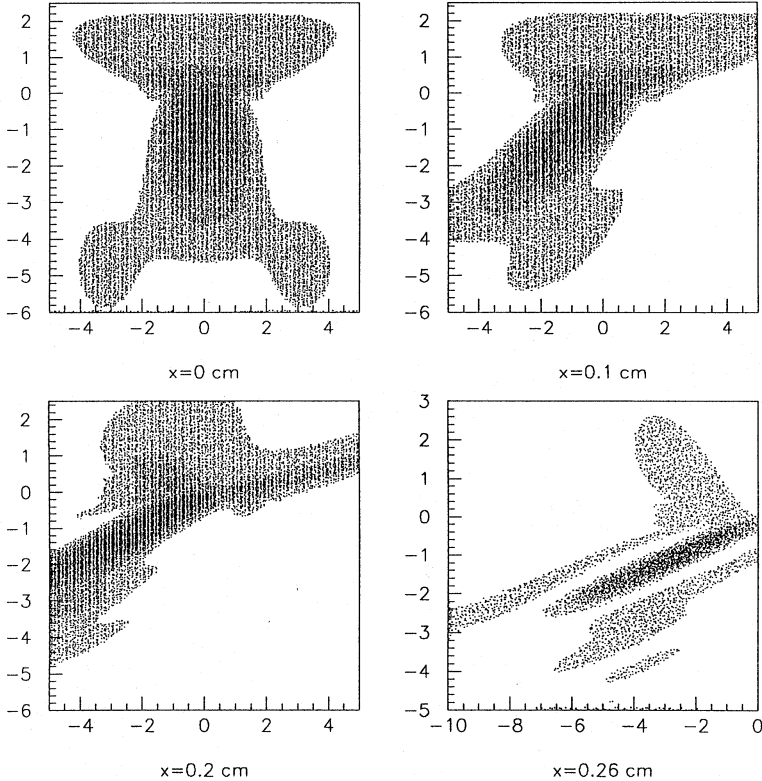


Рис. 9. Функция монохроматической интенсивности при безберрационной фокусировке на минимальный угол при разных значениях отстройки (в см)

В особом случае безберрационной монофокусировки на минимальном угле дифракции ( $p = q = ae$ ) отстройка вновь, как и в схеме Иоганна, квадратична:  $\alpha(x) = -2e^2(1 - e^2)(x/a)^2$ . Для амплитуды можно получить

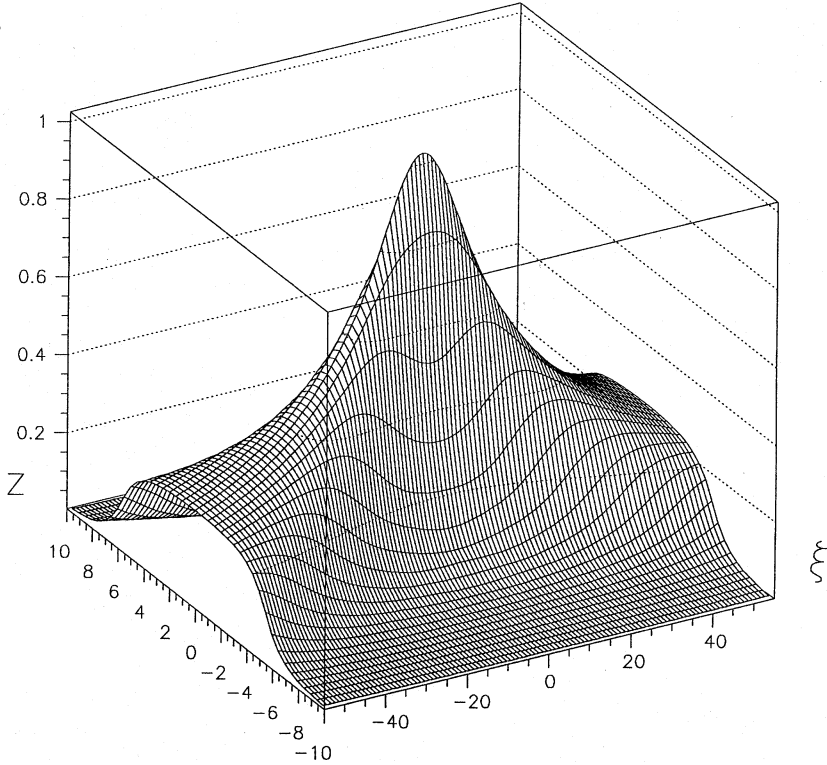


Рис. 10. Функция полипрофиля в бездисперсионной схеме с минимальным углом дифракции

$$E(\xi, z, x) = (\pi ka\chi)^{1/2}/(2e)L[k\chi\xi/(4e^2), (\chi/2)^{1/2}kz/e, 2e(2(1-e^2)/\chi)^{1/2}x/a], \quad (19)$$

$$L(\xi, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} D(x^2 + 2tx) \exp -i(\xi x^2 + zx) dx / (2\pi), \quad (20)$$

а аргумент  $x$  в (19) описывает отстройку от условия  $p = q$  в единицах координаты отклонения от  $x = 0$ . Для максимума амплитуды как функции отстройки получим

$$3\pi L(0, 0, t) = \begin{cases} i(1+t^2)^{-3/2}[1 + (1-t^4)(3+2t^2)] + 2^{1/2}[Q_1(t^2) + iQ_1(-t^2)], & |t| < 1, \\ 2^{1/2}Q_2(2^{1/2}[1+t^2]^{-1/2}), & |t| > 1, \end{cases}$$

$$Q_1(u) = (1-u)\mathbf{K}(2^{-1/2}[1+u]^{1/2}) + 2u\mathbf{E}(2^{-1/2}[1+u]^{1/2}),$$

$$Q_2(u) = 4(\mathbf{E}(u) - (1-u^2)\mathbf{K}(u))/u^3,$$

где  $\mathbf{K}(k)$ ,  $\mathbf{E}(k)$  – полные эллиптические интегралы первого и второго рода. Точечный полихроматический фокус на основе амплитуды (19) характеризуется распределением интенсивности

$$I(\xi, z) = \pi 2^{-1/2} k a^2 \chi^{3/2} / [8e^3(1 - e^2)^{1/2} l] \int_{-b}^b |L[0, k(\chi/2)^{1/2} z/e - k\chi\xi t/(4e^2), t]|^2 dt, \quad (21)$$

$$b = e[2(1 - e^2)/\chi]^{1/2} l/a.$$

График квадрата модуля функции (20) и функции (21) даны на рис.9, 10.

## 6 Выводы

Случай меридиональной фокусировки типичен для рентгеноспектральных установок, в которых падающий на кристалл пучок узко коллимирован в направлении параллельно образующей цилиндрической поверхности изгиба. Фокусные расстояния и радиус изгиба кристалла установки, как правило, выбираются большими. При условии  $kR\chi^2 \gg 1$  каждая точка поверхности отражает с коэффициентом отражения плоского кристалла как функции координаты этой точки. В работе получены количественные выражения для амплитуд отражённой волны в окрестности фокуса в четырёх схемах меридиональной фокусировки: плоской волны, сферической волны, Иоганна и безаберрационной. Первым двум отвечают параболические дисперсионные кривые, схеме Иоганна – полукубическая, безаберрационной геометрии рассеяния – точечная. Построены функции полипрофилей для случая фокусировки белого пучка.

Полихроматический режим обсуждается в работе как в связи с тем, что фокусировка полосы пропускания является отдельным свойством рентгенооптической системы на изогнутом кристалле, так и в связи с его применимостью в спектральных приборах энергодисперсионного типа. Для характеристики первого аспекта в работе введена и рассчитана для всех отражательных конфигураций величина суммарной по полосе пропускания интенсивности. В отношении второго аспекта всегда может быть указана окрестность дисперсионной кривой, в пределах которой проходят все лучи полосы. Размер этой области экспонирования и локализация интенсивности в пределах неё определяет минимальный диаметр образца и эффективность установки в эксперименте по энергодисперсионной спектрометрии.

Если амплитуда монофокусировки в схеме Иоганна отличается от амплитуды оптического случая на величину поправки (12), то для остальных геометрий фокусировки рентгеновские амплитуды есть существенно иные функции в сравнении с амплитудами вблизи оптических каустик тех же геометрий рассеяния. Амплитуды при брэгговской фокусировке в локальном приближении суть некоторые интегральные преобразования амплитуды Дарвина. Дальнейшим отличием фокусировки волн данных диапазонов длин является то, что оптический белый свет отображается в белую *каустик*у, тогда как рентгеновский белый

спектр *диспергируется* в геометрически такую же каустику с распределёнными по “цвету” вдоль неё монофокусами полосы пропускания.

## 7 Литература

1. *Скадоров В. В., Тютюнников С. И.* Препринт N P14-99-80. Дубна. ОИЯИ, 1999. 43 с.
2. *Габриэлян К. Т., Чуловский Ф. Н., Пинскер З. Г.* // ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 3.
3. *Гынгазов Л. Н., Тютюнников С. И.* Препринт N P14-97-332. Дубна. ОИЯИ, 1997. 10 с.
4. *Брызгунов В. А.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. С. 49.
5. *Гынгазов Л. Н., Тютюнников С. И.* // Поверхность. 2001. В печати.
6. *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Высшие трансцендентные функции. М.: ГИФМЛ, 1965. Т. 1.
7. *Chukhovskii F. N., Gabrielyan K. T., Petrashen' P. V.* // Acta Cryst. A. 1978. V.34. P. 610.
8. *Piersey T.* // Phil. Mag. 1946. V. 37. P. 311.
9. *Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И.* // УФН. 1983. Т. 141. С. 591.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 октября 2001 года.

Гынгазов Л.Н., Тютюнников С.И.

P14-2001-227

Приближение локального отражения  
в меридиональных схемах брэгговской фокусировки

В приближении, когда в любой точке своей поверхности слабоизогнутый кристалл отражает рентгеновскую волну, как плоский, а коэффициент отражения при этом есть координатная функция отстройки от точного условия Брэгга, рассчитаны амплитуды в окрестности фокуса при монохроматической фокусировке во всех меридиональных геометриях дифракции: плоской и сферической волн, Иоганна, безабберационной. Введена и рассчитана для этих схем количественная характеристика процесса полихроматической фокусировки — интегральная по полосе пропускания интенсивность. Почти для всех схем даны аналитические выражения полипрофилей.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Gyngazov L.N., Tiutiunnikov S.I.

P14-2001-227

Approximation of Local Reflection  
in Meridional Schemes of Bragg Focusing

The amplitudes in the vicinity of focus for monochromatic focusing in every meridional diffraction geometry (of plane and spherical waves, of Johann, of aberration free) are calculated in approximation when in each point of its surface a weakly bent crystal reflects the X-rays as the plane one and the reflection coefficient is a coordinate function of deviation from exact Bragg law. The quantitative characteristic of polychromatic focusing process — the integral intensity over the bandpass — is introduced and computed in the paper. The analytical expressions for polychromatic profiles of almost all reflection geometries are given.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001



Редактор М.И.Зарубина. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 03.12.2001  
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,05  
Тираж 290. Заказ 52986. Цена 1 р. 5 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области