

07;12

Об эффекте "сверхколлимации" рентгеновского излучения в узкой шероховатой щели

© Л.И. Огнев

Российский научный центр "Курчатовский институт", Москва

Поступило в Редакцию 27 апреля 1999 г.

Распространение рентгеновского пучка в узком канале рассчитано с учетом дифракционных эффектов и рассеяния на шероховатостях стенок; применен подход, использующий комплексный показатель преломления.

В работе [1] наблюдалось образование полос в угловом распределении пучка при прохождении жесткого рентгеновского излучения через щель, образованную двумя плотно сжатыми полированными стеклянными пластинами ("бесщелевой рентгеновский коллиматор"). Однако полученная в приближении геометрической оптики для этого эксперимента [2] ширина щели существенно меньше, чем следует из оценок дифракционного приближения (см. [3]). Поэтому представляется интересным рассмотреть распространение рентгеновского пучка в узких каналах с учетом дифракционных эффектов, а также рассеяния на шероховатостях стенок.

Как было показано путем численного моделирования [3], при захвате рентгеновского пучка в шероховатый узкий диэлектрический канал прошедшее излучение имеет гауссово распределение интенсивности по поперечной координате, соответствующее основной моде. При этом угловая ширина пучка значительно меньше угла полного внешнего отражения и близка к дифракционной для данной ширины щели. Рассеяние рентгеновского излучения на шероховатых поверхностях обычно исследуется в рамках приближения Андронова–Леонтовича [4]. Рассматриваемый случай выходит за рамки приближения Андронова–Леонтовича [4]. Рассматриваемый случай выходит за рамки применимости данного приближения, так как дифракционное расплывание пучка приводит к потерям даже при нулевом угле скольжения относительно поверхности канала. В настоящей работе использован подход с помо-

шью комплексного показателя преломления, учитывающего затухание когерентности при некогерентном рассеянии [5] на основе статистического метода Татарского (см. [6,7]). Диэлектрическая проницаемость переходного слоя на случайной границе $x = \xi(z)$ была представлена в виде $\varepsilon(x, z) = \varepsilon_1 + (\varepsilon_0 - \varepsilon_1)H(x - \xi(z))$, где ε_1 и ε_0 — соответственно диэлектрические проницаемости среды и воздуха, z и x — координаты вдоль и поперек шероховатого канала, $H(x)$ — ступенчатая функция. Уравнение для усредненной медленно меняющейся скалярной амплитуды вектора электрического поля $A(x, z)$ в пренебрежении рассеянием на большие углы с учетом малой ширины пучка записывается без учета члена $\partial^2 A(x, z)/\partial z^2$. Предполагая малое изменение $A(x, z)$ на длине корреляции шероховатостей z_{corr} , мы можем воспользоваться свойством коррелятора

$$\langle \delta\varepsilon'(x, z) \cdot A(x, z) \rangle = \langle A(x, z) \rangle (-ik/4) \int_{-\infty}^{\infty} \langle \delta\varepsilon'(x, z) \delta\varepsilon'(x, z') \rangle dz', \quad (1)$$

справедливым для δ -коррелированной флуктуирующей среды [7]. Когерентная часть амплитуды $A(x, z)$ может быть рассчитана из статистически усредненного "параболического" уравнения (угловые скобки соответствуют усреднению) [5,7]:

$$2ik\partial\langle A(x, z) \rangle/\partial z - \Delta_{\perp}\langle A(x, z) \rangle - k^2\chi(x)\langle A(x, z) \rangle - ik^2W(x)\langle A(x, z) \rangle = 0, \\ \langle A(x, z=0) \rangle = A_0(x), \quad (2)$$

где $\chi(x, z) = (\langle \varepsilon(x) \rangle - \varepsilon_0)/\varepsilon_0$. Член уравнения (2) с $\chi(x)$ соответствует поглощению рентгеновского пучка на стенках канала, а член с $W(x)$ — некогерентному рассеянию:

$$W(x) = (-ik/4) \int_{-\infty}^{\infty} \langle \delta\varepsilon'(x, z) \delta\varepsilon'(x, z') \rangle dz' \\ = -\frac{k}{4} \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_1)^2}{\pi(\varepsilon_0)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \int_{-\infty}^{x/\sigma} \exp(-\xi^2) d\xi \int_{x/\sigma}^{\frac{x/\sigma - R(z')\xi}{(1-R^2(z'))^{1/2}}} \exp(-\eta^2) d\eta, \quad (3)$$

где $\delta\varepsilon'(x, z) = (\varepsilon(x, z) - \langle \varepsilon(x) \rangle)/\varepsilon_0$, $R(z)$ — коэффициент автокорреляции, σ — дисперсия распределения $\xi(z)$. Можно показать, что величина

$W(x)$ в середине переходного слоя ($x = 0$) и ($x = d$) не зависит от σ и почти пропорциональна корреляционной длине шероховатостей z_{corr} .

Амплитуда волны может быть представлена в виде разложения по модам или собственным функциям $\varphi_j(x)$, которые являются решениями уравнений

$$\Delta_{\perp} \varphi_j(x) = k \left[2k_{jz} - k \operatorname{Re}(\chi(x)) \right] \varphi_j(x).$$

Таким образом, коэффициенты ослабления могут быть найдены как интегралы перекрытия $\beta_l = -(k/2) \int \varphi_l^*(x) [\operatorname{Im}(\chi(x)) + W(x)] \varphi_l(x) dx$. Для нижних мод коэффициенты ослабления пучка вследствие некогерентного рассеяния пропорциональны σ , так как высота шероховатостей определяет в основном ширину $W(x)$:

$$\beta_{scatter} \sim k^2 (\varepsilon_0 - \varepsilon_1)^2 \sigma \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_{-\infty}^0 \exp(-\xi^2/2) d\xi \int_0^{\frac{-R(z')\xi}{(1-R^2(z'))^{1/2}}} \exp(-\eta^2/2) d\eta.$$

Пропорциональность потерь интенсивности пучка высоте шероховатостей канала при сверхмалых углах скольжения отмечается также и в результатах прямого численного интегрирования параболического уравнения со случайной границей [3] (рис. 5).

Результаты расчетов коэффициентов ослабления пучка с энергией 10 keV в канале из кварцевого стекла шириной $0.5 \mu\text{m}$ для различных поперечных мод N представлены на рис. 1 в единицах $[\mu\text{m}^{-1}]$ отдельно для поглощения и рассеяния на шероховатостях стенок. Углы, соответствующие N моде, определяются как $\varphi_N = \lambda/2d \cdot (N + 1/2)$ при $N \geq 1$. Здесь $\sigma = 400 \text{ \AA}$, длина корреляции $z_{corr} = 5 \mu\text{m}$. Величина коэффициента затухания основной когерентной моды согласуется с результатами численного интегрирования "параболического" уравнения со случайной границей канала [3], что подтверждает применимость используемого модового приближения.

Зависимости коэффициентов ослабления рентгеновского пучка с энергией 1 keV от ширины щели для трех нижних мод приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что $\beta \sim 1/d^3$. Такая зависимость отражает как убывание дифракционных эффектов с ростом ширины пучка $\sim \lambda/d^2$, так и уменьшение доли пучка, взаимодействующей с поверхностью $\sim \sigma/d$. При замене кремния свинцом величина коэффициентов ослабления возрастает в 1.5 раза. Возрастание β при уменьшении энергии E

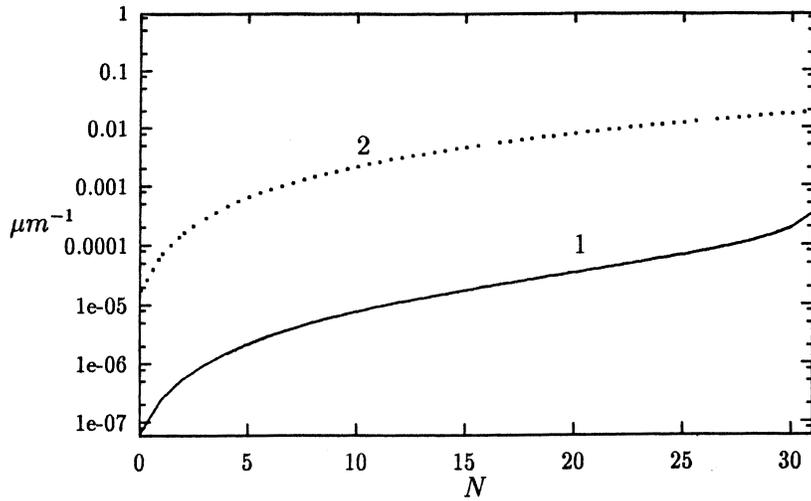


Рис. 1. Зависимость коэффициентов ослабления пучка от номера моды N за счет поглощения (сплошная линия 1) и некогерентного рассеяния (штриховая 2) для $\sigma = 400 \text{ \AA}$ и $z_{corr} = 5 \mu\text{m}$; $E = 10 \text{ keV}$. Ширина кварцевого канала равна $d = 0.5 \mu\text{m}$. N моде соответствует угол влета пучка $\vartheta_N \approx 1.2 \cdot 10^{-4} \cdot N$.

происходит быстрее, чем $\sim 1/E$, что связано как с возрастанием роли дифракции, так и с увеличением оптической плотности материала стенок канала.

Экспериментально эффект может быть измерен по существенному по сравнению с величиной угла полного внешнего отражения уменьшению угловой ширины прошедшего пучка до дифракционного значения λ/d . Эффективное сужение угла захвата излучения в канал может быть использовано для улучшения угловой дискриминации детекторов рентгеновского излучения.

Полученные результаты позволяют также дать новую интерпретацию экспериментов [1,2]. По данным об угловом расстоянии между интерференционными пиками в прошедшем пучке с учетом дифракции щель между полированными пластинами имеет ширину ~ 10 [3], а не $1 \mu\text{m}$, как следует из работы [2] в приближении геометрической оптики. При наклонном падении выходного пучка возбуждаются высшие поперечные

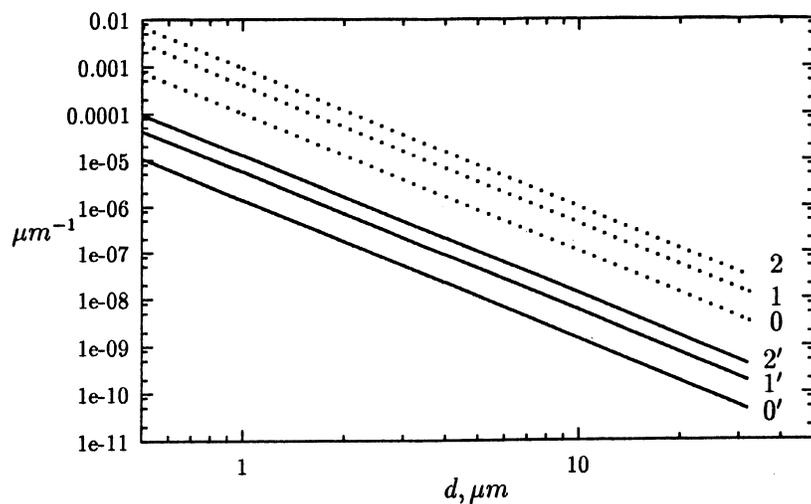


Рис. 2. Зависимость коэффициентов ослабления рентгеновского пучка с энергией 1 keV в канале между пластинками кремния от ширины щели d для мод 0, 1 и 2, $\sigma = 400 \text{ \AA}$, $z_{corr} = 5 \mu m$. Ослабление, связанное с рассеянием $\beta_{scatter}$, обозначено штриховыми линиями, с поглощением β_{absorp} — сплошными.

моды, дающие много дифракционных пиков в прошедшем пучке. В то же время, если в пластинах оставляется поперечный неполированный участок, независимость выходного учка от наклона на входе объясняется сильным поглощением высших поперечных мод с сохранением низшей симметричной моды.

Список литературы

- [1] Мингазин Т.А., Зеленов В.И., Лейкин В.Н. // ПТЭ. 1981. № 1. С. 229.
- [2] Лейкин В.Н., Мингазин Т.А., Зеленов В.И. // ПТЭ. 1984. № 6. С. 33.
- [3] Боброва Т.А., Огнев Л.И. // Препринт ИАЭ-6051/11. М., 1997. 20 с. (В пер. на англ. яз. доступен на <http://xxx.itep.ru/abs/physics/9807033>).

- [4] *Виноградов А.В., Зорев Н.Н., Кожевников И.В., Якушкин И.Г. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. В. 6. С. 2124–2132.*
- [5] *Огнев Л.И. // Тез. докл. XXVII Междунар. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 26–28 мая 1997 г. М., 1997. С. 76.*
- [6] *Hoły V., Gabrielyan K.T. // Phys. stat. sol. (b). 1987. V. 140. N 1. P. 39–50.*
- [7] *Огнев Л.И. // ЖТФ. 1994. Т. 64. В. 5. С. 78–90.*